

目 次

第 47 号 2026 年 8 月

研究ノート

高温超伝導応用の実現に向けた高温超伝導集合導体の研究 曾我部友輔, 雨宮尚之 ...	3
高压が引き出す動的構造と新骨格：遷移金属酸化物の新たな可能性 村山寛太郎, 陰山 洋 ...	13
〈第 20 回 京都大学 低温物質科学研究交流会 Best Poster Award 受賞記念記事〉	
Ni(Mo,Re) ₄ S ₈ 単結晶の電子状態と磁性 瀬川優祐 ...	21
〈第 20 回 京都大学 低温物質科学研究交流会 Best Poster Award 受賞記念記事〉	
局所的に空間反転対称性の破れた超伝導体 CeRh ₂ As ₂ の 超伝導パリティ転移の観測 山田琢登 ...	30

特 集

第 20 回 低温物質科学講演会・研究交流会 開催報告 石田憲二 ...	36
発表要旨より.....	38

運営状況

寒剤供給状況 吉田キャンパス・宇治キャンパス・桂キャンパス.....	69
寒剤供給関係業務担当者, ヘリウムガス回収中継所責任者.....	72
環境安全保健機構低温物質管理部門併任教員名簿, 環境安全保健機構低温物質専門委員会委員名簿.....	73

投稿案内.....	74
-----------	----

編集後記.....	76
-----------	----

Table of Contents

Research Reports

High-Temperature Superconducting (HTS) Cables Toward Practical HTS Applications	Yusuke Sogabe, Naoyuki Amemiya ... 3
Unveiling Dynamic Structures and Novel Frameworks in Transition-Metal Oxides via High-Pressure Synthesis	Kantaro Murayama, Hiroshi Kageyama ... 13
〈Commemorative Article for the Best Poster Award at the 20th Low-Temperature and Materials Sciences (LTM) Workshop〉	
Electronic Structure and Magnetism of Single Crystal Ni(Mo,Re) ₄ S ₈	Yusuke Segawa ... 21
〈Commemorative Article for the Best Poster Award at the 20th Low-Temperature and Materials Sciences (LTM) Workshop〉	
Observation of Superconducting Parity Transition in the Noncentrosymmetric Superconductor CeRh ₂ As ₂	Takuto Yamada ... 30

Featuring Article

Report on the 20th LTM Workshop	Kenji Ishida ... 36
--	---------------------

From Organizing Committee

Amounts of Cryogen Consumptions: Yoshida, Uji, and Katsura Campuses	69
Staffs contributing to Cryogen Supply and Responsible Persons for He Gas Recovery Stations	72
Concurrent Staffs of the Low Temperature and Materials Sciences Division, Agency for Health, Safety and Environment	73

Call for Manuscript	74
---------------------------	----

Editor's Note	76
---------------------	----

研究ノート

高温超伝導応用の実現に向けた高温超伝導集合導体の研究

High-Temperature Superconducting (HTS) Cables Toward Practical HTS Applications

曾我部 友輔, 雨宮 尚之

京都大学 大学院工学研究科

Yusuke Sogabe, Naoyuki Amemiya

Graduate School of Engineering, Kyoto University

High-temperature superconductors (HTSs) are expected to find applications in electromagnets and electrical equipment due to their high critical temperature and critical current. In this paper, we introduce the current status of HTS applications, using electromagnets for accelerators and fusion reactors as examples. We also introduce various HTS cables that are currently the subject of extensive research, which are particularly important for practical applications, and provide a detailed explanation of SCSC cables under development at Kyoto University.

1. はじめに

超伝導体は、極低温冷却環境で極低損失での電流輸送が可能であるという特長をもち、超伝導体を電線として電磁石を巻くことにより、従来の常伝導電磁石では達成できないような高磁界を発生可能な超伝導電磁石が実現できる。超伝導体はその臨界温度によって低温超伝導体と高温超伝導体に分類される。低温超伝導体で構成される低温超伝導電磁石は、冷媒として液体ヘリウムが必要となることが多い。近年のヘリウムの高騰を背景とし、液体ヘリウムを必要としない高温超伝導電磁石への移行を志向した研究が世界で広く進められている。また、高温超伝導電磁石はその高い臨界温度に加え、磁界中での臨界電流が高いことも知られており、低温超伝導電磁石では到達不可能であった更なる高磁界の発生を目指した研究開発も行われている。

本稿では、高温超伝導技術の実用化においてターゲットと目されているいくつかの応用分野を取り上げ、さらにそれらの応用を実現する上で必須と考えられている高温超伝導集合導体について、世界で行われている研究を紹介する。

2. 高温超伝導技術の応用先として期待されている機器

先述の通り、高温超伝導技術は従来の低温超伝導電磁石の置き換えの技術として注目されているほか、高温超伝導電磁石でなければ実現できないような応用のための技術、「Enabling technology」としての側面ももつ。特に、従来の低温超伝導電磁石では発生できないような高磁界を広い空間に発生する電磁石を実現するためには、高温超伝導技術は必要不可欠である。また、超伝導体に交流電流を通電した場合や交流磁界を印加した場合には、超伝導体において交流損失と呼ばれる特有の損失が発生する。この損失は低温環境下での発熱要因となり、超伝導

体の温度上昇の原因や冷却負荷となるため、液体ヘリウム冷却が必要となる低温超伝導電磁石を交流通電条件や高速で励消磁を繰り返すような運転条件で使用することは現実的にはできない。そのため、このような条件においては高温超伝導体の使用が実質的に必須とみなされる。

以上のような背景から、様々な応用を意識した研究が世界各国の企業及び研究機関で進められている。本章では、それらの代表例として、粒子加速器用電磁石、磁気閉じ込め式核融合炉用電磁石を取り上げ、概説する。

2.1. 粒子加速器用電磁石

粒子加速器は医療や高エネルギー物理学に用いられている。医療用粒子加速器としては、がん治療の放射線治療の一種として、重粒子を加速して患者に照射する重粒子線がん治療用加速器が存在する。この治療法は従来のがん治療法である外科治療や薬物療法、X線などを用いた放射線治療に比べ痛みや身体の機能の損傷・欠損がほとんどないため、患者に対する負担が小さく早期の社会復帰が実現できる。高エネルギー物理学用粒子加速器としては、ジュネーブ（スイス）の CERN（欧州合同原子核研究機関）にある、LHC（大型ハドロン衝突型加速器）が最もよく知られている。地下 100 m にある全周約 27 km の巨大なシンクロトロンであり、LHC での実験により Higgs 粒子が発見されるなどの成果が得られており、素粒子物理学の研究に貢献している。

これらの粒子加速器では高い粒子エネルギーを実現する必要があるため、その点で優位性をもつシンクロトロンが採用されていることが多い。シンクロトロンでは電磁石を円周上に並べてリングを形成し、リングの一部に加速装置を配置する。粒子はリング上を円周運動しながら加速装置を何度も通過することで徐々に加速されていき、この間粒子を同一軌道上で周回させるために粒子が加速されていくに従って電磁石の発生磁界を強くしていく必要があるため、シンクロトロン用電磁石は時間変動する磁界を発生することが求められる。

現在実用化されている医療用粒子加速器の電磁石は、銅コイルと鉄ヨークを組み合わせた水冷式常伝導電磁石となっていることが多い。また、高エネルギー物理学用粒子加速器の電磁石は、低温超伝導線で巻かれたコイルを液体ヘリウム（もしくは超流動ヘリウム）で冷却した低温超伝導電磁石である。例えば、図 1 に LHC の低温超伝導電磁石の外観図 [1] を示す。これらの粒子加速器の電磁石を高温超伝導化することにより、医療用粒子加速器においては高磁界化の実現によるシステム全体の小型化及びそれに伴う重粒子線がん治療の普及、また、高エネルギー物理学用粒子加速器においては、同じく高磁界化の実現による粒子エネルギーの上昇が期待され、将来の素粒子物理学のさらなる発展への寄与が期待される。



図 1. Large Hadron Collider (LHC) の低温超伝導電磁石 [1].

2.2. 磁気閉じ込め式核融合炉用電磁石

核融合反応とは、プラズマ状態の高エネルギー状態の軽い原子同士がぶつかり別の重い原子

になる現象のことであり、核融合反応に伴って莫大なエネルギーが発生する。核融合反応を継続して発生させ、その際に発生するエネルギーを電気エネルギーに変換して取り出すシステムが核融合炉であり、近年はフュージョンエネルギーとの呼称も一般化しつつある。核融合反応を起こす方式として、代表的なものは磁気閉じ込め式核融合と、レーザー式核融合の二つが挙げられる。本稿では超伝導電磁石が用いられる磁気閉じ込め式核融合について詳述することとする。

磁気閉じ込め方式では、1億度を超えるほどの高エネルギー状態となったプラズマ状態の原子を電磁石で発生した磁界によって閉じ込める方式であり、超伝導電磁石は容器として働く。プラズマ状態では原子はイオンと電子に分離し、これら荷電粒子の運動は磁界を使って制御できる。磁力線がある場合、荷電粒子はその周囲を旋回運動(ラーマー運動)する。よって、端の存在しない円環状の磁力線(トーラス磁界)を形成することでプラズマを閉じ込めることができる。トーラス磁界を用いる磁界閉じ込め方式として、トカマク型とヘリカル型が広く研究対象とされており、将来の核融合炉に用いられる閉じ込め方式として有力なものであると考えられている。

トカマク型では、Toroidal Field コイル(TF コイル)、Central Solenoid コイル(CS コイル)、Poloidal Field コイル(PF コイル)という三種類のコイルを組み合わせることでプラズマ閉じ込めを実現する。TF コイルはトーラス磁界を発生するための「D」の字のような形状のコイルであり、定常磁界を発生することが求められる。TF コイルを円環状に並べ、そのコイルの内部にドーナツ状のプラズマを生成する。PF コイルは、プラズマの位置制御を行うための磁界を発生する円形のコイルであり、いくつかの異なる径のコイルを組み合わせることで用いられ、TF コイルの外側に配置される。PF コイルは、それぞれ異なる電源に接続され、パルス的に運転される。CS コイルは電磁誘導によってプラズマを生成・加熱するためのコイルであり、並べられた TF コイルの中心に挿入される。CS コイルはいくつかのコイルを積み上げるようにして構成され、それぞれのコイルは個別の電源でパルス的に運転される。CS コイルを励磁することによってプラズマがトロイダル方向に力を受け、プラズマ内部でイオンと電子が運動する。この流れはプラズマ電流と呼ばれ、プラズマ電流によってポロイダル方向の磁界が発生する。トロイダル方向の磁界とポロイダル方向の磁界の重ね合わせが磁気閉じ込めにおいて基本となる磁界分布となる。主なトカマク型装置として、ITER(図2)や日本の量子科学技術研究開発機構のJT-60SAなどが存在する。

ヘリカル型では、ねじれたコイルをトーラス状に配置し、磁気閉じ込めを実現する。現代では、ヘリカル型にはステラレータ方式とヘリオトロン方式が存在している。トカマク型との違いとして、プラズマ電流に依存することなく磁気閉じ込めが実現できることが挙げられる。これにより、外部コイルの磁界のみで必要な磁界が発生できるため定常運転がしやすいこと、プラズマ電流が不要であるため入力電力が小さくてよいこと、急激にプラズマが崩壊するディスラプションと呼ばれる現象が原理的に起こらず、長

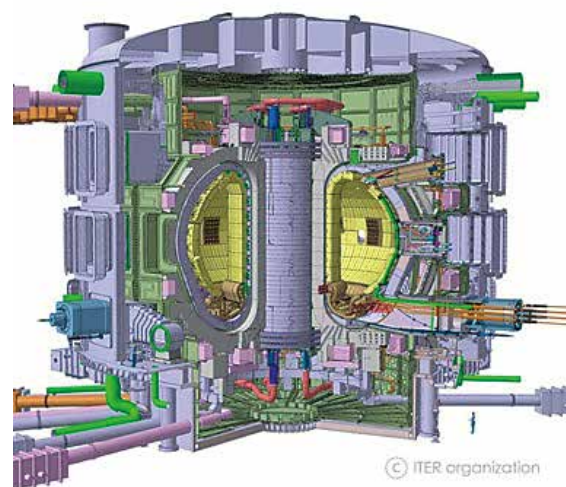


図2. ITER の概念図 [2].

時間閉じ込めが可能であることなどの利点が存在する。一方で、コイル形状が複雑であり設計が難しいこと、高速プラズマ粒子の損失が多いことなどの欠点も存在する。ヘリカル型装置の例として、日本の核融合科学研究所の LHD (大型ヘリカル装置, 図 3) [3] が挙げられる。

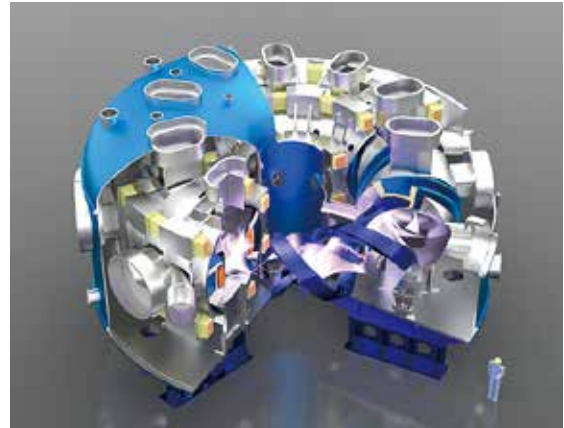


図 3. LHD (大型ヘリカル装置) の概念図 [3].

磁気閉じ込め式核融合炉を実現するためには、多様なコイルによる磁界発生が必要不可欠である。これらのコイルで発生させることが求められる磁界 (磁束密度) は、例えば ITER の TF コイルでは最大 11.8 T という非常に高いものである。また、単純な磁界強度だけではなく大空

間への磁界発生が必要であり、ITER の TF コイルでは高さ 16.5 m、幅 9 m のコイルの中央付近が磁界発生領域となる。そのため、これらのコイルには極めて高い起磁力が要求され、かつコイルの許容製作誤差も数 mm 程度と、極めて厳しい仕様を満たすことが求められる [4].

このように、極めて強い磁界を大空間に発生するためには、超伝導電磁石が必要不可欠である。ここまで例としている装置ではニオブチタン (NbTi) やニオブスズ (Nb₃Sn) 等の低温超伝導線で作成される低温超伝導電磁石を用いている。低温超伝導電磁石は一般に、インダクタンスが過大にならないようにするために低温超伝導線を集合化した導体で巻かれる。電磁石のインダクタンスが大きくなると、励磁時の電源電圧が大きくなり電源の大規模化につながることや、超伝導状態から常伝導状態への転移 (クエンチ) が発生した際の保護動作時の電圧が過大になるなど、実運用上望ましくない。これを回避するために、同じ起磁力であってもターン数を減らし、通電電流を大きくするように電磁石設計が行われる。超伝導線には臨界電流が存在するため、超伝導線一本に流す電流を無限に大きくすることはできず、このような集合導体は実用上重要である。

2.3. 高温超伝導電磁石を使用した核融合炉の研究開発例

ここまでの低温超伝導電磁石を使用することを想定した核融合炉に関する研究に加え、近年急速に進みつつある高温超伝導電磁石を用いる核融合炉に関する研究開発を紹介する。ITER 等の核融合実験炉建設は大規模な国際共同事業として進められていたが、その規模と複雑さゆえにその歩みは決して早いものではなかった。(ITER 計画に関しては、主要なマイルストーンが後ろ倒しされている [2].) そこで、実験炉をスケールダウンし、より小型の核融合炉による発電実現を目指す流れが起きた。2010 年代～2020 年代初頭にかけて、米欧を中心に核融合による発電の実現を目指すスタートアップ企業が勃興し、民間部門による開発が活発化している。例えば、アメリカ合衆国では MIT から立ち上がった Commonwealth Fusion Systems (CFS) というスタートアップ企業が、SPARC という核融合エネルギー実証実験のための装置の開発を行っている。SPARC ではトカマク型の磁気閉じ込め式核融合炉であり、小型化を実現するために高温超伝導電磁石を使用することが計画されており、その一環として Toroidal Field Model Coil (TFMC) Program という、TF コイルのような D 型コイルを高温超伝導 (REBCO) 線で作成する試験を行っている [5]. TFMC は、REBCO 線を合計 270 km 使用し、蓄積エネルギーは 110 MJ、電磁石の総

重量は10 tを超える巨大な電磁石である。TFMCは、REBCO線を単純積層したものを導体(REBCO tape stack)とし、その導体によって二次元的に巻線したパンケーキコイルを16枚積層して構成されている。TFMCにおける特徴としては、パンケーキコイルが半田含浸され、ターン間が電氣的に絶縁されていない点である(No-Insulation 巻線)。これにより、機

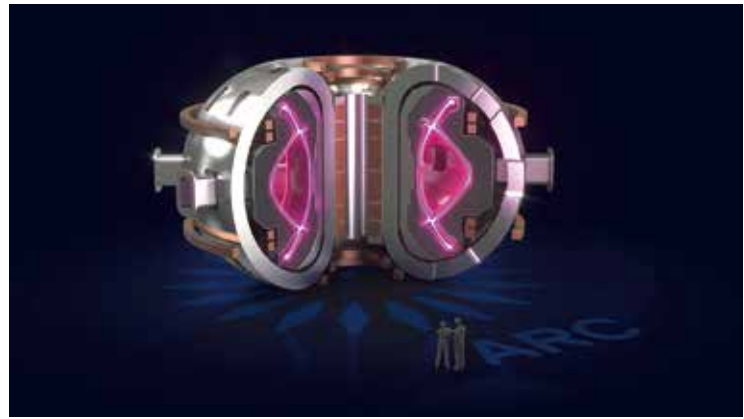


図 4. ARC の概念図 [6].

械的な強度や冷却性能を確保するとともに、高温超伝導技術の実用化において大きな課題とされていたクエンチ保護を容易にしている。また、REBCO tape stackはツイストを施されていない。

CFSはSPARCの先にさらにARC(図4 [6])という商用炉の建築を目指している。CFSでは、2030年初期にARCを完成させ、AI等の技術により需要が拡大し続けているデータセンタへ、400 MWの電力を供給するとしている。CFSは2024年時点で約2800億円以上の資金をGoogle社などから調達しており、世界でも最大のフュージョン関連企業であると言える。

3. 高温超伝導集合導体(REBCO 導体)

多くの実用的な高温超伝導電磁石では、REBCO線単線では電流容量が不足することから、複数のREBCO線を集合化させたREBCO導体が必要となる。現在研究開発が進められているREBCO導体は、スパイラル導体、Roebelケーブル、Stacked-tapeケーブルに分類できる [7].

3.1. スパイラル導体

スパイラル導体の代表例は、Conductor On Round Core cable/wire [8] (CORC[®] ケーブル/ワイヤ、図5)である。この種の導体は円断面の金属コアの周囲にREBCO線をスパイラル状に巻き付けた形状をもち、導体断面が円形になることが大きな特徴である。これによってREBCO線の製造上の制約に由来するテープ形状に起因するREBCO線の曲げ方向の制約(テープ幅方向の曲げや捻りが困難)から解放され、三次元的な複雑な曲げが可能となり、巻線性が良い。

一方で、大きなコアを含むため導体断面当たりの電流密度を高くすることができないこと、スパイラル状にREBCO線を巻くため導体長よりも使用REBCO線材長が長くなることが欠点として挙げられる。導体当たりの電流密度については、後述するRoebelケーブルやStacked-tapeケーブルと比較すると、臨界電流を同じに揃えた条件で導体電流密度はそれぞれスパイラル導体の約4倍、約5.5倍になり、スパイラル導体と比較して高い導体電流密度が実現可能である。また、巻線時に発生する磁界がテープ面に対して垂直となる箇所が存在するため、高温超伝導の実用化における大きな課題である交流損失



図 5. CORC[®] cable, wire [8].

や磁化が大きくなりやすい。加えて、スパイラル構造をもつゆえに導体内での REBCO 線の転位 (導体を構成する素線の空間的な配置を周期的に入れ替え、導体全体で見た場合の素線ごとのインダクタンスをそろえること) が困難である。一方、スパイラル化されている REBCO 線を径方向に重ねて巻くことによって層構造とし、層数を増やすことで電流容量を増やすことが比較的容易である。

スパイラル導体の応用先として、先述の通り電流密度が低くなることから極限的な高磁界を発生するような電磁石応用への応用は適さない一方、円断面形状のため機械的自由度が高く、複雑な三次元形状の巻線が必要となる加速器用電磁石や電気機器の巻線への応用が比較的容易である。

CORC[®] ケーブル以外のスパイラル導体としては、京都大学で研究開発が行われている SCSC ケーブル [9] や、STAR wire [10] が挙げられる。また、CORC[®] ケーブルについては、CORC[®] ケーブル自体を素線とした CORC[®] Cable-in-Conduit-Conductor (CICC) の検討も行われている [11]。世界的に広く種々の応用研究が進められており、実用的な REBCO 導体と目されている。

3.1.1. SCSC ケーブル

SCSC ケーブルは、Spiral Copper-plated Striated Coated-conductor cable の略であり、京都大学雨宮研究室にて研究が進められている REBCO 導体である [9]。SCSC ケーブルの概念図を図 6 に示す。SCSC ケーブルを構成する REBCO 線は細線化 (マルチフィラメント化) されており、かつ、すべてのフィラメントを覆うように銅分流層が複合されている。このような REBCO 線を銅分流層複合マルチフィラメント線と呼ぶ。加えて、SCSC ケーブルでは銅分流層複合マルチフィラメント線を円断面の金属コアの周囲に多層に巻き付けている。以上の構造により、SCSC ケーブルにおいては、低交流損失性・小磁化と高ロバスト性の両立、円断面形状による良好な巻線性、大電流容量という長所が存在する。良好な巻線性と大電流容量についてはスパイラル構造に起因するものであり、CORC[®] ケーブルでも類似の効果が得られる。SCSC ケーブルの特徴は低交流損失性・小磁化と高ロバスト性の両立であり、以下に詳述する。

まず初めに交流損失及び磁化について説明する。交流損失は、超伝導体に時間変化する電流を通電したり、磁界を印加したりした場合に発生する損失であり、超伝導体内に侵入した量子化磁束がピン止め力に抗して運動することによって発生する。磁化は、超伝導体が経験する磁界が変化した場合に、その変化を妨げるように発生する誘導電流 (遮蔽電流と呼ばれる) によって生じる反磁化のことである。磁化によって高い精度が求められる電磁石の発生磁界分布が乱されるため、電磁石応用において大きな問題である。交流損失と磁化のいずれについても、超伝導線においては幅が大きいほど大

きくなることが知られており、これらを低減するためには REBCO 線を可能な限り細くすることが重要である。一方、実用的な REBCO 線を製作するためには配向性をよくする必要があり、低温超伝導のように極細多芯線を構成することが困難である。そこで、SCSC ケーブルでは

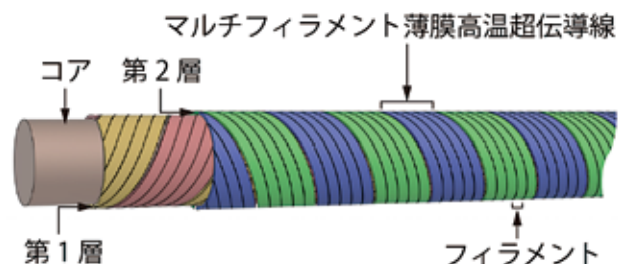


図 6. 2層 SCSC ケーブルの概念図。

REBCO 線を細線化することによって交流損失及び磁化の低減を図っている。

細線化による交流損失・磁化の低減は、フィラメント間が電氣的に絶縁されている場合には想定通り働く。一方で、フィラメント同士を完全に絶縁した場合、長い超伝導線の各フィラメントに何か所ずつでも不良部（臨界電流が低下している箇所）が存在すると、その超伝導線は全く電流を流せなくなってしまう。このような不良部の発生は、現在の REBCO 線製造技術では避けられない問題である。そのため、現実的にはフィラメント同士を電氣的に接続する必要があり、SCSC ケーブルでは全てのフィラメントを覆うように銅分流層が複合される。これにより、銅層を介して不良部を電流が迂回できるようになり、不良部に対するロバスト性が向上する。

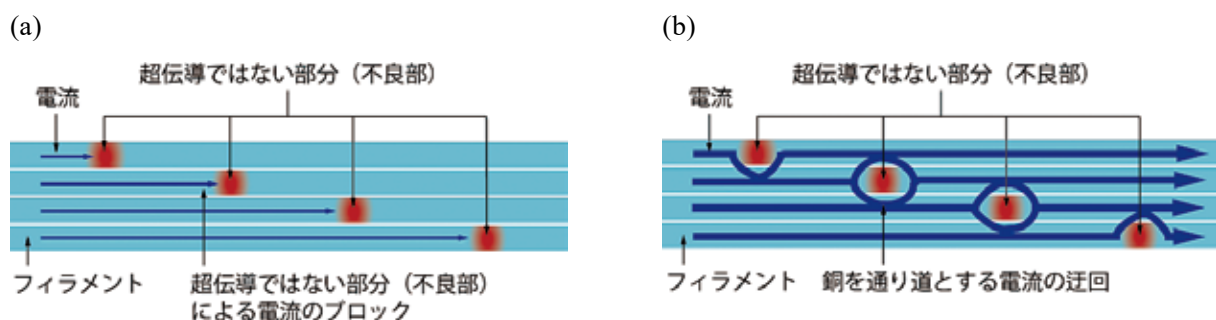


図 7. マルチフィラメント線への通電：(a) 電流ブロック，(b) 電流の迂回。

銅分流層複合マルチフィラメント線に時間的に変化する磁界が加わると、超伝導フィラメント→銅層→超伝導フィラメント→銅層→超伝導フィラメントと流れる結合電流が誘起される。結合電流が減衰しない限りマルチフィラメント化の効果は得られず、交流損失・磁化が低減されないため、結合電流をいかに速く減衰させるかが重要である。SCSC ケーブルでは、銅分流層複合マルチフィラメント線を円断面コアの周りにスパイラル状に巻き付けることで結合電流ループの長さを短くし、結合電流の減衰を速めている。

SCSC ケーブルについて、代表的な研究開発の事例を参考文献と共にいくつか紹介する。SCSC ケーブルを構成する標準的な銅分流層複合マルチフィラメント線は、線幅 2 mm、10 フィラメント、基板厚さ 30 μm 、銅層厚さ片側 10 μm である。リール・トゥ・リール式ケーブルリング装置が京都大学に導入されており、1 層当たりの線材数 3、層数は 4–6 を標準とし、1 層当たり 10 m/h の速度でケーブルリングが可能である。SCSC ケーブルの作製技術としてのケーブル長の制約はなく、材料となる超伝導線の長さによってケーブル最大長は制約されている。現時点では、予算さえあれば、連続長数百メートルの超伝導線を調達することが可能であり、現状のケーブル長の実績としては、調達した超伝導線の長さによって決まった 45 m が最長である。導体レベルでの交流損失低減については、外部交流磁界を印加した場合の交流損失について、4 層ケーブルにおいて、規格化された交流損失が標準的な REBCO 単線と比較して約 11 分の 1 に低減されることを実験的に確認した [9]。また、同じ試料について、結合電流の減衰時定数が 44 μs と実用上十分小さいと言える程度であることを確認した。通電特性に関する実験的評価では、6 層 SCSC ケーブルにおいて劣化なくケーブルリングできることを確認するとともに、振幅 1 kA の交流電流を通電可能であることを確認した。また、ケーブルを曲げた場合の通電特性についても試験を行っており、曲げ半径 25 mm で曲げても顕著な通電特性の劣化は見られないことを確認

した．この結果を踏まえ，小型レイヤー巻コイルや鞍型コイルなどの立体巻線を行い，通電特性や交流損失特性の評価が進められている [12]．

3.2. Roebel ケーブル

Roebel ケーブルは, Karlsruhe Institute of Technology において提案された REBCO 導体であり [13, 14], 超伝導線をジグザグ形状にパンチングし, 編み込むようにして構成された導体である (図 8)．テープ線を編み込んで作られているため導体断面は扁平な長方形であり, 曲げ方向が制限されるため機械的自由度もスパイラル導体ほど高くないが, コアはもたないため導体電流密度は高く設定できる．しかし, ケーブルリング時にジグザグ形状をもたせるため, 製造コストが高くなることが大きな欠点であるとされている．Roebel ケーブルの最大の特徴と言えるのが, 転位が施されているという点である．これによって長尺の導体においても素線間で電流が偏る現象が起らず, 電流を均一に通電可能となる．ただし, 素線の数を増やすことによる大電流化は, 機械的な観点から困難である．



図 8. Roebel ケーブル [14]．

3.3. Stacked-tape ケーブル

Stacked-tape ケーブルは, 大電流容量を目指した導体開発という観点で, 最もバリエーション豊富なタイプの REBCO 導体であり, ツイストの有無によって大別することができる．ツイストが施されているものの代表例が Twisted Stacked Tape Cable (TSTC) [15] である．これは REBCO 線を厚さ方向に積層し, ケーブル進行方向に垂直にツイストを施した導体であり, 機械的自由度は低いものの導体電流密度が高く, 大電流容量化が容易であることが特徴である．スタックした REBCO 線を素線とみなし, CICC のように集合化した後にツイストを施すタイプの導体の研究開発が, 核融合炉用電磁石への応用を意識して数多く進められている [16, 17]．なお, 文献 [17] では pp. 21–23 に関連する記述がある．同じように, スタックした REBCO 線を素線とみなして集合化し, ツイストを施さないタイプの導体についても同様に多数研究が進められている [17–19]．2.3 節で紹介した CFS の TFMC も, このタイプの導体で巻かれた電磁石である．

これらの導体の共通点として, 常伝導金属を構造材および分流経路として大量に使うことで, 常伝導転移に対する安定化を図っていることが挙げられる．特に核融合炉用電磁石では数十 kA という大電流容量が求められ, このような導体における常伝導転移に対する保護, 及び強大な電磁力に対する補強が, REBCO 導体に対して強く求められている．

4. おわりに

本稿では、高温超伝導の応用が検討されている事例として加速器用電磁石と磁気閉じ込め式核融合炉用電磁石に焦点を当て、特に磁気閉じ込め式核融合炉用電磁石については最新の高温超伝導応用研究の事例を含めて紹介した。これらの応用は従来の低温超伝導技術から高温超伝導技術への単純な移行のみでは実現できず、高温超伝導特有の課題などの解決が求められる。

電磁石への高温超伝導技術応用を実現するためには、高温超伝導単線ではなく高温超伝導線を集合化した高温超伝導導体が必要となる。世界的に様々な応用先に向けた種々の高温超伝導導体が研究対象とされている。ここでは、一般的によく対象とされている導体に加え、京都大学大学院工学研究科雨宮研究室において力を入れて研究を進めている SCSC ケーブルを紹介した。紙面の都合上多くを紹介することはできなかったが、SCSC ケーブルは時間変化する電流を通電し、時間変化する磁界を発生することが求められる電磁石や種々の巻線への幅広い応用が期待される高温超伝導導体である。具体的には、本稿で取り上げた加速器用電磁石や核融合炉用電磁石、特にパルス運転される CS コイルや PF コイルなど、またモータ・発電機などの電気機器が考えられる。今後も高温超伝導の応用を一日でも早く実現するために、SCSC ケーブルをはじめとする高温超伝導技術に関する基礎的研究を進めていく所存である。

参 考 文 献

- [1] CERN, “Large Hadron Collider restarts” (<https://home.cern/news/news/accelerators/large-hadron-collider-restarts>, 2026 年 5 月 8 日閲覧).
- [2] ITER 日本国内機関, “ITER 計画” (https://www.fusion.qst.go.jp/ITER/iter/page1_1.html, 2026 年 5 月 8 日閲覧).
- [3] National Institute for Fusion Science, “学術研究基盤 LHD 計画” (<https://www-lhd.nifs.ac.jp/pub/index.html>, 2026 年 5 月 8 日閲覧).
- [4] M. Nakamoto et al., J. Plasma Fusion Res. **101**, 183 (2025).
- [5] Z. S. Hartwig et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. **34**, 0600316 (2024).
- [6] Commonwealth Fusion Systems, “ARC: Putting fusion energy on the grid” (<https://cfs.energy/technology/arc/>, 2026 年 5 月 8 日閲覧).
- [7] D. Uglietti, Supercond. Sci. Technol. **32**, 053001 (2019).
- [8] Advanced Conductor Technologies LLC, “Advanced Conductor Technologies” (<https://www.advancedconductor.com/>, 2026 年 5 月 8 日閲覧).
- [9] N. Amemiya et al., Supercond. Sci. Technol. **35**, 025003 (2022).
- [10] S. Kar et al., Supercond. Sci. Technol. **31**, 04LT01 (2018).
- [11] M. Naus et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. **35**, 4800805 (2025).
- [12] H. Uegaki et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. **35**, 5901405 (2025).
- [13] W. Goldacker et al., Supercond. Sci. Technol. **27**, 093001 (2014).
- [14] Robinson Research Institute, “Superconductor Roebel cable” (<https://www.wgtn.ac.nz/robinson/research/superconducting/roebel-cable>, 2026 年 5 月 8 日閲覧).
- [15] M. Takayasu, IEEE Trans. Appl. Supercond. **23**, 4800104 (2013).
- [16] D. Uglietti, IEEE Trans. Appl. Supercond. **25**, 4202106 (2015).
- [17] N. Mitchell et al., Supercond. Sci. Technol. **34**, 103001 (2021).
- [18] F. Borgnolutti et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. **26**, 4602605 (2016).
- [19] T. Obana and N. Yanagi, Cryogenics **115**, 103278 (2021).

著者略歴



曾我部 友輔 (SOGABE Yusuke)

京都大学大学院工学研究科 電気電子デジタル理工学専攻 准教授
ORCID: 0000-0003-1692-629X

2019 年 1 月京都大学 博士(工学) 取得
2019 年 2 月京都大学大学院工学研究科 研究員
2019 年 4 月京都大学大学院工学研究科 助教
2025 年 10 月より現職



雨宮 尚之 (AMEMIYA Naoyuki)

京都大学大学院工学研究科 電気電子デジタル理工学専攻 教授
ORCID: 0000-0002-3000-864X

1990 年 3 月東京大学 工学博士取得
1990 年 4 月横浜国立大学 工学部 助手
1992 年 4 月横浜国立大学 工学部 講師
1993 年 10 月横浜国立大学 大学院工学研究科 准教授
2005 年 4 月横浜国立大学 大学院工学研究科 教授
2008 年 4 月より現職

高压が引き出す動的構造と新骨格：遷移金属酸化物の新たな可能性

Unveiling Dynamic Structures and Novel Frameworks in Transition-Metal Oxides via High-Pressure Synthesis

村山 寛太郎, 陰山 洋

京都大学 大学院工学研究科 化学理工学専攻

Kantaro Murayama, Hiroshi Kageyama

Department of Chemical Science and Engineering, Graduate School of Engineering,
Kyoto University

This study investigates the interplay between crystal structures and emergent physical properties in transition-metal oxides synthesized by high-pressure reactions. In the polar metal LiReO_3 , a first-order structural transition with a wide thermal hysteresis was identified, where the conduction electron screens the dipole-dipole interaction, creating a shallow landscape leading to unique diffusive lattice dynamics of the polar-nonpolar transition. Furthermore, we have demonstrated the pressure-induced stabilization of a three-dimensional hyperhoneycomb lattice in $\text{Li}_2(\text{Sn,Ru})\text{O}_3$, which exhibits a rigid structural framework and enhanced electrochemical performance compared to its two-dimensional honeycomb counterpart. These findings highlight the effectiveness of high pressure in engineering structural motifs and tuning the delicate balance between lattice distortions and electronic states.

1. はじめに

現代の材料科学において、強相関電子系は最も重要な研究領域の一つである。この系では、電子間のクーロン反発（相関）が電子の運動エネルギーに匹敵するため、独立電子近似に基づく従来のバンド理論が適用されない。この運動エネルギー（非局在化）と反発ポテンシャル（局在化）の激しい競合により、化学組成、温度、圧力、磁場といった外部パラメータの微小な変化に対して極めて敏感な、多様な相や創発現象が現れる [1]。

特に遷移金属酸化物は、部分的に満たされた d 軌道に由来する電荷、スピン、軌道、格子などの自由度が互いに複雑に絡み合うことで、高温超伝導や巨大磁気抵抗、磁気・電荷秩序といった特異な物性を示す魅力的な舞台を提供する [2]。例えば、層状ペロブスカイト構造を持つ銅酸化物では CuO_2 面の二次元性が高温超伝導の発現に本質的であると考えられている。また、マンガン酸化物で見られる巨大磁気抵抗は、混合原子価状態における磁気秩序と軌道秩序の強い結合の結果である。

これらの創発物性を制御し、次世代の機能性材料を開拓するためには、結晶構造の自在なデザインが不可欠である。本稿では、高压合成を用いた機能性酸化物の合成およびその物性について述べる。2章では極性金属に内在する時空間的なゆらぎについて [3]、3章では近年キタエフ模型を実現する可能性のある候補物質のハイパーハニカム構造の合成開拓について紹介する [4]。

2. 金属における極性 - 非極性転移ダイナミクス

強誘電体酸化物、特に LiNbO_3 型構造は、圧電性や非線形光学特性などの優れた物性を示すた

め、基礎・応用の両方で不可欠な材料である。これらは絶縁体であり、対称性の破れを伴う極性–非極性構造相転移を示すが、長年、金属では遍歴電子による双極子–双極子相互作用の遮蔽効果により極性状態は実現しないと考えられており、Andersonらは光学フォノンを介した相転移機構を提案した [5]。この機構では、極性を担う横光学フォノンが伝導電子と弱くしか結合しない(デカップルする)ことが鍵であり、遮蔽が完全には効かない場合に金属中でも対称性の破れを伴う極性秩序が成立しうると予想された。しかし 2013 年、金属伝導性を保ちながら転移を起こす LiOsO_3 が発見され、初の「極性金属」として認識された [6]。 LiOsO_3 は二次相転移を示し、転移温度より高温側での極性状態の短距離秩序が報告されているが [7]、極性–非極性相転移の駆動力やダイナミクスは依然として不明である。本章では、新たな極性金属 LiReO_3 について紹介し、 LiOsO_3 とは異なり一次転移を示す点、また相転移温度 T_s をはるかに下回る極低温まで持続する様々なスケールの時空間的ゆらぎと散漫的な格子ダイナミクスについて述べる [3]。

LiReO_3 はすでに 1981 年に R. J. Cava らによって、 ReO_3 に対する Li 挿入反応により合成されているが室温での構造解析に留まっており、Li 量の不定比性や非量論性の可能性が指摘されていた [8]。そこで我々は、高压合成により化学量論的な LiReO_3 試料の作製に成功した。300 K での放射光 X 線回折測定では、既報と一致する菱面体晶の格子 ($a = 5.09984(1)$ Å, $c = 13.39810(4)$ Å) が確認された。本研究の鍵は構造の中心対称性にあり、SHG (第二次高調波発生) 測定では 293 K では信号が皆無であったのに対し、143 K では鮮明なピークが出現し、低温での中心対称性の破れ、すなわち極性–非極性相転移の存在を実験的に直接証明した (図 1a, b)。さらに中性子回折測定による低温の構造解析では、Li イオンの中心位置からのずれが観測され、 LiNbO_3 型の極性酸化物と同様の極性相の出現が確認された。 LiReO_3 の比熱測定をしたところ $T_s = 170$ K での λ 型の異常が見られ、また電気抵抗率は金属的な温度依存性 ($d\rho/dT > 0$) を示しながらも T_s の低温側にキンクを示した。また、 $T_s = 170$ K 付近での連続的な格子定数変化も踏まえると、 LiReO_3 の極性転移

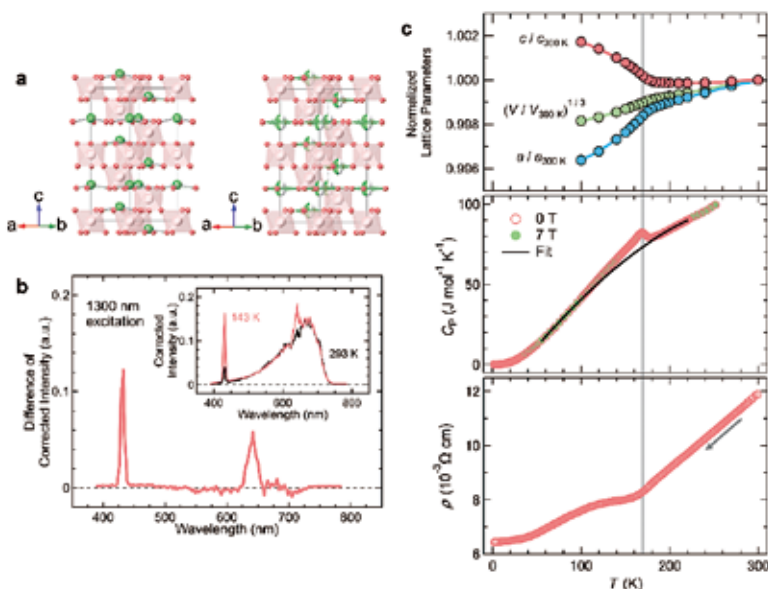


図 1. LiReO_3 の極性–非極性と電気的な性質. (a) LiReO_3 の (左) 極性と (右) 非極性の結晶構造. (b) 1300 nm の励起光を用いた際の発光強度の差分 ($\Delta I = I_{143\text{K}} - I_{293\text{K}}$). 650 nm と 433 nm のピークはそれぞれ SHG と THG 信号に対応する. (c) 上から順に、300 K で規格化した格子定数と 0 T と 7 T での比熱、電気抵抗率の温度依存性である。全ての結果は極性転移が 170 K で生じることを示している。文献 [3] を改変して転載。© 2026 The Authors, CC BY 4.0 (licensee AAAS).

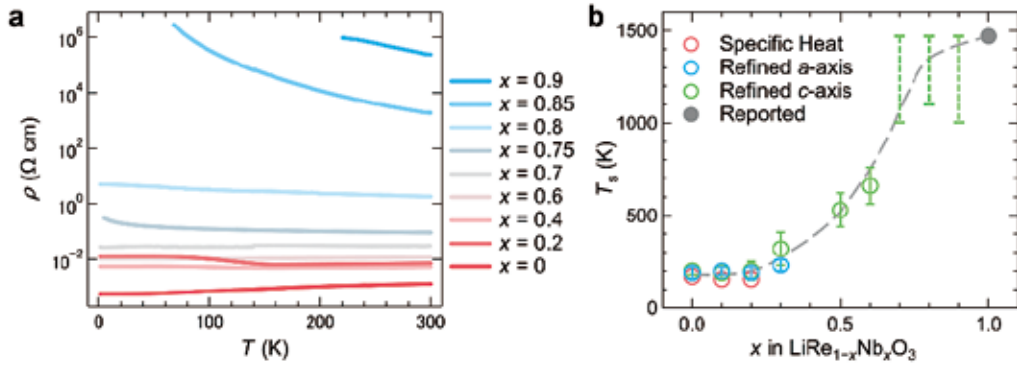


図 2. $\text{LiRe}_{1-x}\text{Nb}_x\text{O}_3$ における電子の遍歴性による極性相の不安定化. (a) $\text{LiRe}_{1-x}\text{Nb}_x\text{O}_3$ の 300 K から 2 K における電気抵抗率. (b) $\text{LiRe}_{1-x}\text{Nb}_x\text{O}_3$ における極性–非極性相図. 文献 [3] を改変して転載. © 2026 The Authors, CC BY 4.0 (licensee AAAS).

は LiOsO_3 と類似して二次転移のように見える (図 1c) .

極性金属 LiReO_3 と極性転移温度が大きく異なる LiNbO_3 ($T_s = 1480$ K) の違いは伝導電子の有無にある. 固溶体 $\text{LiRe}_{1-x}\text{Nb}_x\text{O}_3$ の合成をしたところ, 放射光 X 線回折測定により高い結晶性が確認され, 相分離することなく全率固溶体が得られた. 極性–非極性の相図は図 2b のように得られ, T_s は連続的に両端をつなぎ, これは金属 LiReO_3 と絶縁体 LiNbO_3 が伝導電子の有無にかかわらず, 同一の極性転移のメカニズムを有することを示す. また, T_s は固容量 x に対して非線形に変化し, $x = 0.7$ 付近での絶縁体–金属クロスオーバーを境に, 極性相がこの固容量付近を境に顕著に不安定化していることを示す (図 2a) . これは局在電子から遍歴電子へのクロスオーバーが内部電場を遮蔽していることを表し, 極性金属中における遮蔽効果の存在を初めて実験的に示した. ただし遮蔽はこの極性不安定性を完全には消失させず, ポテンシャルを浅くすることで T_s を低下させるにとどまる. 極性相を駆動する本質は伝導電子そのものではなく格子 (フォノン) 不安定性にあり, その微視的な描像については後述する.

格子定数変化や比熱測定では LiReO_3 の極性転移は二次相転移のように見えたが, 熱電測定による熱起電力や超音波測定による弾性定数は, 弱いながらも広い温度範囲にわたってヒステリシス現象を示した (図 3) . つまり, LiReO_3 の極性転移は一次相転移である. 一般に一次転移では秩序変数 (自発分極) が転移温度で不連続に跳ぶが, 格子定数は T_s で明瞭な不連続を示さず連続的に見える. すなわち本系の一次性は秩序変数の跳びからではなく, 跳びの小さな「弱い一次転移」と位置づけられる. この一次転移を特徴づけるのが, ラマン散乱や電気抵抗も含む複数の測定プローブによって異なる温度域で観測される, 極めてダイナミックなヒステリシスである. 熱電測定では 100 K から 370 K, 超音波実験でも 60 K から 240 K の間で転移温度 T_s を大きく跨ぐヒステリシス現象が観測された. このような測定プロー

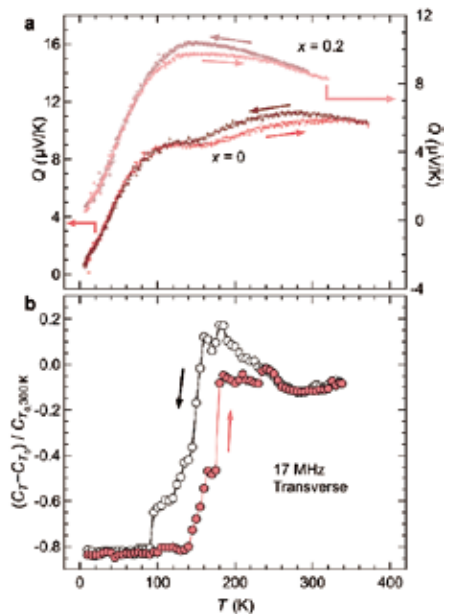


図 3. LiReO_3 におけるヒステリシス現象. (a) 熱電測定による $\text{LiRe}_{1-x}\text{Nb}_x\text{O}_3$ の熱起電力 Q の温度依存性. (b) 超音波測定による, 300 K で規格化された LiReO_3 の横弾性定数. 文献 [3] を改変して転載. © 2026 The Authors, CC BY 4.0 (licensee AAAS).

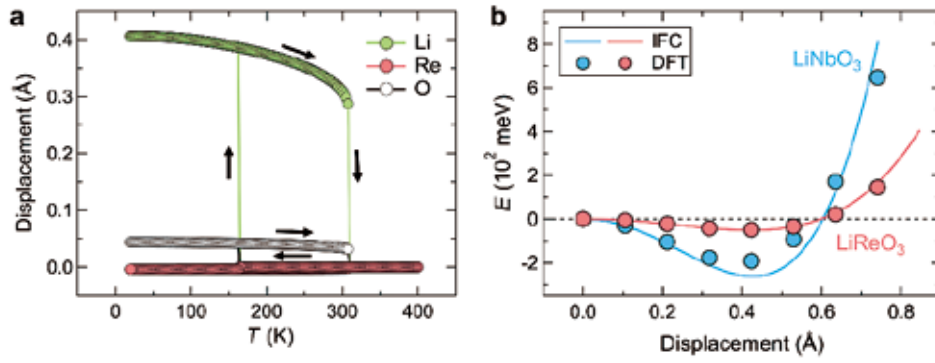


図4. 金属 LiReO₃ と絶縁体 LiNbO₃ の理論計算. (a) IFC に基づく計算によって得られた LiReO₃ の原子変位の温度依存性. (b) Li 位置で規格化した極性モードの大きさに対する LiRe_{1-x}Nb_xO₃ ($x = 0, 1$) の単位格子あたりのエネルギー. 文献 [3] を改変して転載. © 2026 The Authors, CC BY 4.0 (licensee AAAS).

ズ依存の挙動は、系の時空間的なダイナミクスが単一のスケールではなく、複数の時間・長さスケールにまたがって存在していることを示唆しており、極性と非極性の二相がエネルギー的に競合した「時空間的なゆらぎ」という動的な描像を描いている。このダイナミクスは、伝導電子の遮蔽効果によって生じた「浅いポテンシャル」によるものである。自己無撞着フォノン理論に基づく第一原理計算の結果、絶縁体である LiNbO₃ が典型的な深い二重井戸ポテンシャルを持つのに対し、金属である LiReO₃ ではそのポテンシャルが非常に浅くなっていることが明らかになった(図4b)。この浅いエネルギー状態こそが、わずかな熱による極性・非極性相同士の行き来を許容し、散漫的な格子ダイナミクスを実現している。なお、この計算では極性相と非極性相のギブズ自由エネルギー曲線が T_s で交差しており、計算の側からも一次転移であることが裏付けられる。一方で、浅いポテンシャルそれ自体は一次転移の直接の根拠ではなく、転移近傍から極低温まで持続する散漫なゆらぎの起源として理解すべきものである。

浅いポテンシャルによる格子の異常な柔らかさは、超音波をプローブにしたときに顕著に表れた。通常の構造相転移付近では格子がソフト化をおこし、転移温度を跨ぐと格子が硬くなり弾性定数が大きくなるが、LiReO₃ では転移温度 T_s を過ぎた低温域においても格子が軟らかい状態を維持し続けた。これは、低温相においても依然として格子

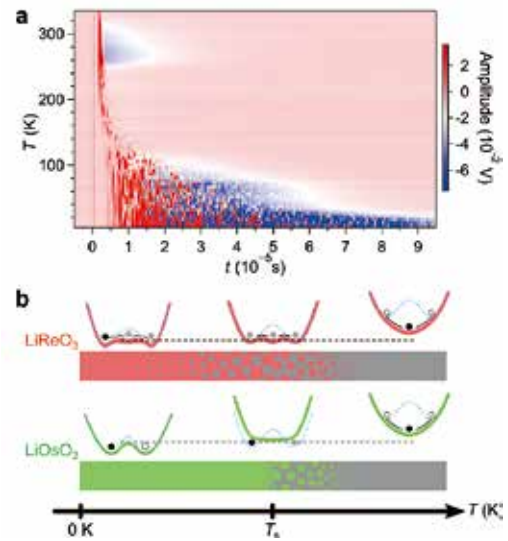


図5. 極性金属 LiReO₃ の動的ゆらぎ. (a) LiReO₃ の超音波測定によるエコーの温度依存性. 昇温時に 17 MHz の音波を用いて測定をした. (b) LiReO₃ および LiOsO₃ における極性-非極性転移の模式図. LiReO₃ の一次転移と LiOsO₃ の二次転移のポテンシャル曲線を対比して描いている. LiReO₃ における浅いポテンシャルは、伝導電子による遮蔽効果に起因しており、これが相のゆらぎを促進する。これらのゆらぎは、温度変化を示す赤色(極性)と灰色(非極性)の領域を用いた図によって模式的に描かれている。LiOsO₃ は、より顕著な Li の熱的無秩序(破線)の影響を受けたと考えられる二次転移を起こし、対応する図では T_s 付近およびその上側の臨界領域においてのみゆらぎが存在していることを示している。文献 [3] を改変して転載. © 2026 The Authors, CC BY 4.0 (licensee AAAS).

の不安定性が残っており、格子歪みが空間的に変調しながらゆらぎ続けていることを意味している。

さらに、超音波測定で得られるエコーでは、 $T_s = 170\text{ K}$ をはるかに下回る 10 K 付近に至るまで音波の吸収が見られ、 $1\text{--}100\text{ }\mu\text{s}$ という構造相転移のダイナミクスとしては極めて長い時間スケールにわたる時空間ゆらぎが観測された(図 5a)。通常、低温では非調和散乱が抑制され吸収は減少するはずだが、 LiReO_3 では音波が極性–非極性転移のゆらぎと共鳴し続けることで、異常な吸収挙動が見られる。これは電子の遍歴性と格子の結合が生み出す、極性金属に特有の格子ダイナミクスと言える。

また、 LiOsO_3 との比較により、 LiReO_3 が一次相転移であることを特徴づける微視的なメカニズムも浮かび上がった。ラマン分光と第一原理計算の結果、 LiReO_3 では Li イオンのせん断 (shear) 運動を伴う特定の格子振動モードが極めて柔らかくなっており、これが極性活性モードと強く結合していることが分かった。 LiOsO_3 の極性転移が Li イオンの熱的な「秩序・無秩序」で説明される一方 [6]、 LiReO_3 ではこの柔らかいせん断モードが集団的な格子歪みを安定化し、Li の無秩序を抑制することで、一次相転移の性質を強めていると考えられる。

明らかになった LiReO_3 の構造ゆらぎは、極性金属における極性転移は秩序・無秩序による静的な構造変化ではなく、動的ゆらぎを伴うことが本質的であることを示している。我々は、これらの複雑な時空間ゆらぎを、排除すべきノイズではなく貴重な機能的資源として捉える「ゆらぎベースの材料科学」として活用することを提唱する。超音波のような音響刺激に対して空間的に局在化し、時間的に遅延した電氣的応答を示すような、動的自由度を活用する新しい物質設計が、本研究の柔らかい極性金属の研究によって切り拓かれたと言える。

3. 圧力を用いた岩塩型酸化物の開拓

岩塩型 (NaCl 型) 構造は、様々なカチオンを導入できる結晶構造である [9]。この構造において、カチオンが特定の整数比

(2 対 1) で規則正しく配列したものは A_2MO_3 であり、カチオンの幾何学的な配置によって物性が発現する。主な構造には、遷移金属 M が二次元に繋がる「ハニカム構造」、三次元的なネットワークを形成する「ハイパーハニカム構造」、一次元的な「 Li_2PbO_3 型構造」の 3 種類が知られている(図 6)。ハニカム構造は多くのカチオンで報告されている一般的な相だが、三次元的なハイパーハニカム構造は、これまで $\beta\text{-Li}_2\text{IrO}_3$ な

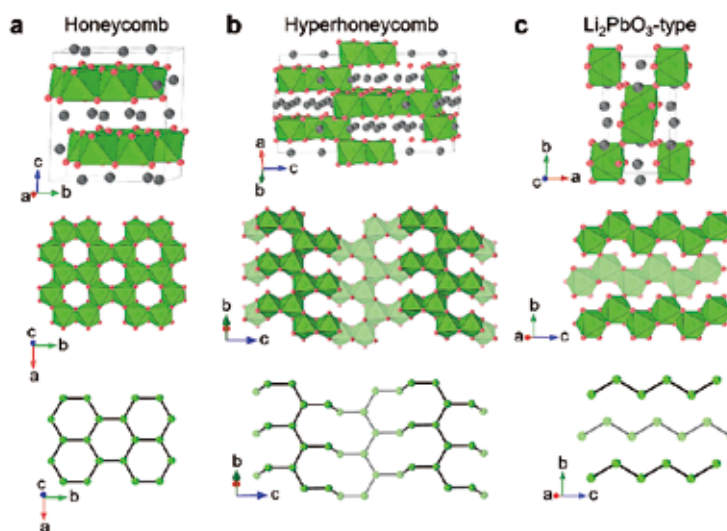


図 6. カチオン秩序した A_2MO_3 岩塩酸化物の構造. (a) ハニカム, (b) ハイパーハニカム, (c) Li_2PbO_3 型相. 灰色, 緑, 赤はそれぞれ A サイト, M サイト, 酸素アニオンを表す. 中央のパネルは MO_6 八面体のネットワークを表し, 下のパネルは M サイトのみを抜き出している. 文献 [4] より許可を得て改変・転載. © 2025 American Chemical Society.

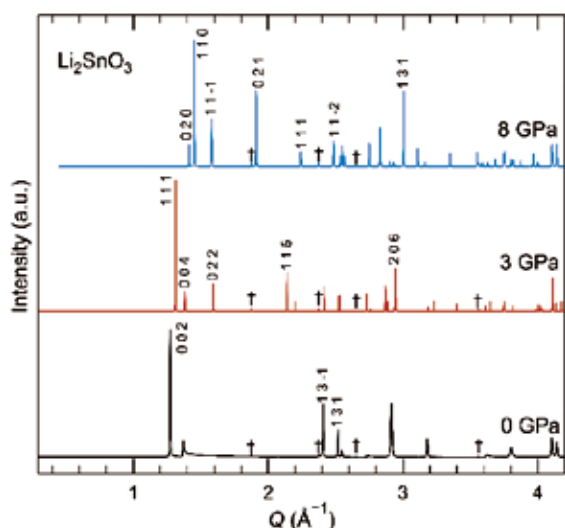


図 7. Li_2SnO_3 の構造多形の放射光 X 線回折パターン：0 GPa で合成したハニカム構造 (黒) と 3 GPa で合成したハイパーハニカム構造 (赤)，8 GPa で合成した Li_2PbO_3 型構造 (青)．全ての相で，副生成物 SnO_2 を含む (†)．文献 [4] より許可を得て転載．© 2025 American Chemical Society.

ど極めて限定的なカチオンでしか得られていない非常に希少な構造である [10,11]．この三次元構造は，骨格の剛性による安定的なイオンの脱挿入や [12]，キタエフ模型の物理を実現する格子として高く期待されている [13]．本研究では，圧力を合成パラメータとして利用し， Li_2SnO_3 において常圧のハニカム構造からハイパーハニカム構造，さらに高密度の Li_2PbO_3 型構造へと段階的に相転移することを初めて実証した [4]．

常圧において Li_2SnO_3 は二次元的な Li 層と $\text{Li}_{1/3}\text{Sn}_{2/3}$ 層が交互に並ぶハニカム構造 (空間群 $C2/c$) をとるが，3 GPa，1000 °C の条件下で処理すると，三次元的なネットワークを持つハイパーハニカム構造 (空間群 $Fddd$) を合成できた (図 7)．放射光 X 線回折測定で得られたデータを用いたリートベルト解析の結果，このハイパーハニカム相は Li と Sn のアンチサイト無秩序が全く存在しない，完全に秩序したカチオン配列を持つことが明らかになった．これは，硬いカチオンである Li^+ と，相対的に柔らかい Sn^{4+} という分極率の異なる組み合わせによると考えられる．さらに，合成圧力を 8 GPa まで上げると， Li_2PbO_3 型構造 (空間群 $C2/c$) が形成された (図 7)．この相は，ハニカム相やハイパーハニカム相に比べて密度が約 2.8% 増加しており，新たに導入された SnO_6 八面体の頂点共有によって Sn 同士が部分的に長距離になり，静電反発が緩和された影響と考えることができる．

しかし，ハイパーハニカム相では，ハニカム相と同様に SnO_6 八面体が稜共有によってのみ繋がっており，DFT 計算でも大きな違いは見られなく，ただ単純に圧力が効いているとは言えない．そこで，温度効果を取り入れられる機械学習を用いた分子動力学シミュレーションの結果，ハイパーハニカム構造は高温かつ高压の条件下で安定化される傾向にあることがわかり，実験

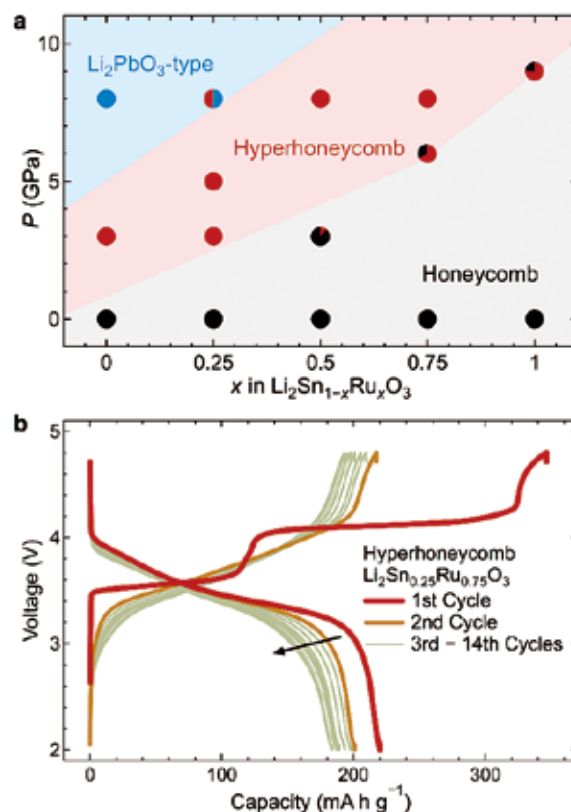


図 8. (a) $\text{Li}_2\text{Sn}_{1-x}\text{Ru}_x\text{O}_3$ ($0 \leq x \leq 1$) の仕込み比 x と合成圧力 P に対する構造多形の相図．(b) ハイパーハニカム $\text{Li}_{2-y}\text{Sn}_{0.25}\text{Ru}_{0.75}\text{O}_3$ の充放電曲線．測定条件は 0.1C のレートで 25 °C である．文献 [4] より許可を得て改変・転載．© 2025 American Chemical Society.

的结果に一致する.

得られた Li_2SnO_3 の 3 つの構造多形に対し, Sn サイトに対する Ru 置換の固溶系 $\text{Li}_2(\text{Sn}_{1-x}\text{Ru}_x)\text{O}_3$ を探索した. 図 8a に示されるように, Ru ドープにより直ちに Li_2PbO_3 型相が不安定化され, これは Ru の 4d 電子 (Ru^{4+} ; $4d^4$) による遮蔽効果と共有結合性の増大の結果と考えられる. Li_2PbO_3 型相が不安定化する一方, ハニカム相は Ru 置換によって高压下で安定化され, 興味深いことにそれらに挟まれた形でハイパーハニカム構造が全固溶領域で得られ, 完全に置換した Li_2RuO_3 も部分的ながら得られた. 従来の二次元ハニカム相では Li 脱離が限定的であったのに対し [14], 三次元で安定したフレームワークを持つハイパーハニカム相 (Ru75% 置換体) では, 初回充電時に 300 mA h g^{-1} を超えて理論容量に匹敵し, 完全な Li 脱離を達成した (図 8b). 二次元のハニカム構造では Li 脱離時に酸素同士の距離が近づくことで系が不安定化するが, ハイパーハニカム構造では, $(\text{Sn,Ru})\text{O}_6$ 八面体から成る三次元的な骨格が酸素脱離を抑制し, 安定した Li 脱離を実現している.

4. まとめと今後の展望

本稿では, 高压合成を駆使することで, 極性金属 LiReO_3 における浅いポテンシャル由来の極性-非極性相転移ダイナミクスと, 三次元ハイパーハニカム構造を持つ $\text{Li}_2(\text{Sn,Ru})\text{O}_3$ の安定化について紹介した. これらの成果は, 高压合成によってできる遷移金属酸化物が有する新たな機能性を示している. 今後の展望として, ハイパーハニカムという三次元骨格の高い安定性を活かした高容量正極材料の開発や, ハイパーハニカム格子上で発現するフラストレート磁性を舞台としたキタエフ物理のさらなる探求が期待できる. また, 極性金属で見出された動的な揺らぎを能動的に活用する「ゆらぎベースの材料科学」という視点は, 次世代の非線形応答デバイスの創出に繋がるだろう. 総じて, 高度な合成手法と微視的な物性評価の融合は, 強相関電子系における新たな学理の構築と革新的な機能性材料のデザインに大きく寄与するものである.

参 考 文 献

- [1] Y. Tokura, M. Kawasaki, and N. Nagaosa, Emergent functions of quantum materials, *Nat. Phys.* **13**, 1056 (2017).
- [2] E. Dagotto, Complexity in Strongly Correlated Electronic Systems, *Science* **309**, 257 (2005).
- [3] K. Murayama et al., Lattice softening and diffusive dynamics in the polar metal LiReO_3 , *Sci. Adv.* **12**, eadt3886 (2026).
- [4] K. Murayama et al., Pressure-Induced Stabilization of 3D Hyperhoneycomb $\text{Li}_2(\text{Sn}_{1-x}\text{Ru}_x)\text{O}_3$, *J. Am. Chem. Soc.* **147**, 46913 (2025).
- [5] P. W. Anderson and E. I. Blount, Symmetry considerations on martensitic transformations: “ferroelectric” metals?, *Phys. Rev. Lett.* **14**, 217 (1965).
- [6] Y. Shi et al., A ferroelectric-like structural transition in a metal, *Nat. Mater.* **12**, 1024 (2013).
- [7] J. Y. Shan et al., Evidence for an extended critical fluctuation region above the polar ordering transition in LiOsO_3 , *Phys. Rev. Res.* **2**, 033174 (2020).
- [8] R. J. Cava, A. Santoro, D. W. Murphy, S. Zahurak, and R. S. Roth, The structures of lithium-inserted metal oxides: LiReO_3 and Li_2ReO_3 , *J. Solid State Chem.* **42**, 251 (1982).
- [9] G. C. Mather, C. Dussarrat, J. Etourneau, and A. R. West, A review of cation-ordered rock salt superstructure oxides, *J. Mater. Chem.* **10**, 2219 (2000).
- [10] T. Takayama, A. Kato, R. Dinnebier, J. Nuss, H. Kono, L. S. I. Veiga, G. Fabbris, D. Haskel, and H. Takagi, Hyperhoneycomb iridate $\beta\text{-Li}_2\text{IrO}_3$ as a platform for Kitaev magnetism, *Phys. Rev. Lett.* **114**,

077202 (2015).

- [11] R. Okuma, K. MacFarquharson, R. D. Johnson, D. Voneshen, P. Manuel, and R. Coldea, Compass-model physics on the hyperhoneycomb lattice in the extreme spin-orbit regime, *Nat. Commun.* **15**, 10615 (2024).
- [12] P. E. Pearce et al., Evidence for anionic redox activity in a tridimensional-ordered Li-rich positive electrode β - Li_2IrO_3 , *Nat. Mater.* **16**, 580 (2017).
- [13] H. Takagi, T. Takayama, G. Jackeli, G. Khaliullin, and S. E. Nagler, Concept and realization of Kitaev quantum spin liquids, *Nat. Rev. Phys.* **1**, 264 (2019).
- [14] M. Sathiyar et al., Reversible anionic redox chemistry in high-capacity layered-oxide electrodes, *Nat. Mater.* **12**, 827 (2013).

著者略歴



村山 寛太郎 (MURAYAMA Kantaro)

京都大学 工学研究科 化学理工学専攻 特定研究員

ORCID: 0000-0003-0993-0215

2023 年 4 月 京都大学工学研究科物質エネルギー化学専攻 博士課程入学

2023 年 4 月 日本学術振興会特別研究員 DC1

2026 年 3 月 京都大学 博士 (工学) 取得

2026 年 4 月 より現職



陰山 洋 (KAGEYAMA Hiroshi)

京都大学 工学研究科 化学理工学専攻 教授

ORCID: 0000-0002-3911-9864

1998 年 3 月 京都大学 博士 (理学) 取得

1998 年 4 月 東京大学物性研究所 助手

2003 年 5 月 京都大学理学研究科 准教授

2010 年 1 月 京都大学工学研究科物質エネルギー化学専攻 教授

2026 年 4 月 より現職

Ni(Mo,Re)₄S₈ 単結晶の電子状態と磁性Electronic Structure and Magnetism of Single Crystal Ni(Mo,Re)₄S₈

瀬川 優祐

京都大学 大学院工学研究科

Yusuke Segawa

Graduate School of Engineering, Kyoto University

Lacunar spinel compounds AM_4X_8 are considered fertile ground for novel phenomena originating from their characteristic electronic structures. In this article, physical properties of newly synthesized single crystals Ni(Mo,Re)₄S₈ are shown. This compound exhibits first order structural phase transition from cubic to tetragonal, accompanied by a drastic change in magnetic susceptibility and resistivity at $T_s \sim 30$ K. A metal-insulator-like transition was observed. Its electronic structure and the possible origin of the structural phase transition are discussed.

1. はじめに

無機結晶中ではしばしば、分子を形成するのと同様に、金属元素イオンの多量体(クラスタ)が形成される現象が見られる。そのような物質ではクラスタの形成/クラスタの持つ自由度が温度や外場によって変化し、電子状態が敏感に変化することから、それを応用しようと研究する例もある。例えば VO₂ はそのような物質の一つであり、温度や光により金属-絶縁体的な転移を制御し、これを素子として利用しようという研究がなされている [1]。VO₂ の V 二量体化に伴う金属-絶縁体転移は古くから知られている [2] が、このような物質が示す新現象が将来への応用に結びつく可能性があり、そのような新現象/新物質の開拓に意義がある。本研究ではその中でも、クラスタがスピン自由度をもつ、磁性金属クラスタ化合物に着目した。

磁性金属クラスタ化合物のうち、代表的なものが欠損スピネル化合物 AM_4X_8 であり、空間群 $F\bar{4}3m$ で図 1 のような結晶構造を持つ物質である。「欠損」スピネルとあるように、天然にもマグネタイトなどの鉱物として存在するスピネル化合物 AM_2X_4 (空間群: $Fd\bar{3}m$) から、 A 原子が規則

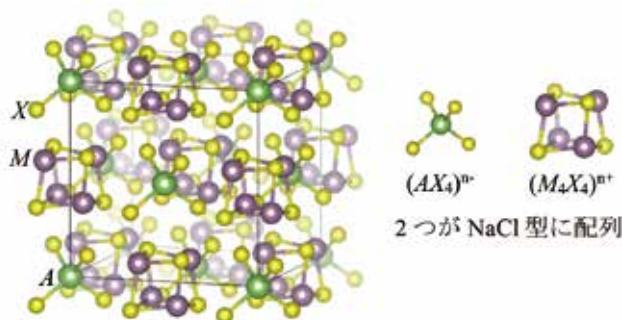


図 1. 欠損スピネル化合物 AM_4X_8 の結晶構造。
 M 原子は強くブリージングしたパイロクロア格子を成す。

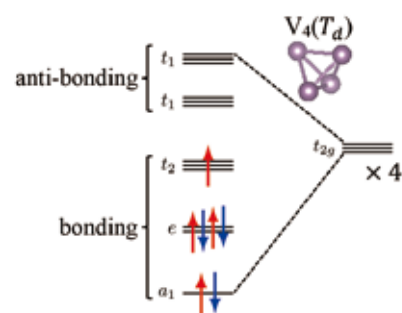


図 2. V_4 クラスタ軌道の例 (GaV₄S₈) .

H																	He
Li	Be											B	C	N	O	F	Ne
Na	Mg	<i>M</i>										Al	Si	P	S	Cl	Ar
K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr
Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Sb	Te	I	Xe
Cs	Ba	La	Hf	Ta	W	Re	Os	Ir	Pt	Au	Hg	Tl	Pb	Bi	Po	At	Rn

図 3. 欠損スピネル化合物 AM_4X_8 に入りうる元素. なお, Cr, Zn, Te は他の元素を一部置換したもののみ安定.

的に半分欠損している化合物である. 結晶構造の観点からこれらは類縁物質と言える一方, A や M に多様な元素を含みうるスピネル化合物とは異なり, A, M, X には図 3 のような比較的少数の元素がそれぞれ入る. それは, A 原子が規則的に半分欠損することにより, スピネル化合物のものから M 原子の位置が大きく変位してクラスタ的な電子状態が形成され, それに特有の安定性を持っているからであろう. すなわち, 電子状態の観点からは単に A 原子が欠損したスピネル化合物というよりも, 図 1 右に示す $(AX_4)^n$ と $(M_4X_4)^{n+}$ が NaCl 型に弱く結合して配列していると見るべきである. そして $(M_4X_4)^{n+}$ の近接した M 原子 4 つが分子のように軌道を形成すると考えられ, 点群 T_d の対称性の下で軌道を形成する. 例えば GaV_4S_8 などでは, S を S^{2-} , Ga を Ga^{3+} と考えて, クラスター一つあたり $2 \times 8 - 1 \times 3 = 13$ 価である. すなわち, V 原子 4 つが持つ $4s+3d$ 電子 $(2+3) \times 4 = 20$ 個から 13 個の電子が取り除かれて, 図 2 のようにクラスタに 7 個の d 電子が詰まると考えられ, $S = 1/2$ のスピン自由度を持つ. これは磁化測定から見積もられる有効磁気モーメントの大きさなどの実験事実と整合する. また, 多くの欠損スピネル化合物において低温で構造相転移が見られるが, GaV_4S_8 や $GaMo_4S_8$ で見られる構造相転移は, 図 2 のような電子状態を考慮することで, Jahn-Teller 効果によるものとして説明できる [3].

このようなクラスタ化合物は金属と絶縁体の中間的性質を持った物質という簡便な説明がなされることもある. それを象徴するものとして, 欠損スピネル化合物では一部の物質が圧力下で絶縁体からメタリックな相にクロスオーバーし, 12-13 GPa 以上の高圧下では低温で超伝導転移が見られる [4]. このように電子状態という観点で興味深い対象と言える. 一方で, 図 1 のように $(AX_4)^n$ と $(M_4X_4)^{n+}$ がそれぞれ FCC の副格子を成すことから FCC フラストレーションのスピン系と見做せる点からも興味深い. 以上の理由から, 欠損スピネル化合物は依然として物質中の新現象を開拓する上で有望な土壌である. しかし, 新規の安定相の報告や既知相の未開拓物質に関する研究は少ない. そこで, 次の物質に着目し, 研究を行っている.

2. 欠損スピネル化合物 $A(Mo, Re)_4S_8$

欠損スピネル化合物 $A(Mo, Re)_4S_8$ ($A=Fe-Ga$) は前節で述べた他の欠損スピネル化合物とは異なり, 詳細に物性が明らかにされることのないままであった [5, 6]. 多結晶体を用いた室温から液体窒素温度までの物性しか測られておらず, 詳細な物性が未開拓であった. 数十年前の報告以降安定相として知られていながら研究がなされてこなかったのは, M 原子として Mo と Re を混ぜて初めて安定になる物質であるため, 物性を明らかにするうえでランダムネスなどの「嫌われる」要素が存在することから物性研究が避けられてきたためであろう. 実際これに起因すると

考えられる面倒な事情があり後述する．他の欠損スピネル化合物と顕著に異なる点は、 A 原子として遷移金属元素を含む点が挙げられる．すなわち、 M 原子が成すクラスタに加えて A 原子にもスピン・軌道自由度が存在するということであり、これらが共存した場合にどのような物性を示すか興味をもたれる．また、 A 原子・ Mo/Re クラスタ共に FCC の副格子を持ち、過去に負のワイス温度を持つと報告されていたことから、フラストレーションによる非自明な磁性が期待できる．そこで、これらの電子状態を明らかにすること、またそれに由来する新現象を開拓するために、実際に合成し低温まで物性測定を行った．今回は第 20 回低温物質科学研究交流会にて発表した $\text{Ni}(\text{Mo,Re})_4\text{S}_8$ に限定し、その物性について紹介する．

3. 実験方法

多結晶試料は固相反応法により作製した．単体金属、または MoS_2 や ReS_2 などを原料として混合、石英管中に真空封入し、熱処理 ($800\text{--}1150\text{ }^\circ\text{C}$) を行った．また、一部の試料はカーボン坩堝を使用／超高純度 Ar を purge して合成した．単結晶試料はヨウ素を輸送剤に用いた化学気相輸送法 (CVT 法) により作製した．通常であれば目的物質の多結晶体を原料として使用するが、本実験では Ni 金属粉末と MoS_2 と ReS_2 を原料に用い、ヨウ素とともに石英管中に真空封入し、温度勾配炉中で熱処理 (成長側： $920\text{ }^\circ\text{C}$ ，原料側： $1000\text{ }^\circ\text{C}$) を行った．

上記の方法で作製した試料に対して X'Pert PRO Alpha-1 ($\text{Cu K}\alpha_1$, PANalytical Inc.) を用いた粉末 XRD による相同定を行った．また、作製した単結晶試料に対して、4 軸回折系 R-Axis RAPID II ($\text{Mo K}\alpha$, Rigaku Corp.) による単結晶構造解析と SEM-WDX(S-3500H, 日立製作所 & WDX-3PC, Microspec Corp.) による組成分析を行った．また、Ni の価数について情報を得ようと考え、PHI VersaProbe4 ($\text{Al K}\alpha$, ULVAC-PHI Inc.) を用いて XPS スペクトルを得た．

物性測定に関しては MPMS (Quantum Design Inc.) を用いた引き抜き法による磁化測定を $2\text{--}300\text{ K}$ ，PPMS (Quantum Design Inc.) を用いた熱緩和法による比熱測定を $2\text{--}200\text{ K}$ までの温度で行った．また、GM 冷凍機を用いておよそ 2 K から室温に至るまで 4 端子法による電気抵抗測定を行った．低温粉末 XRD は粉末化した単結晶に対して SmartLab 9kW ($\text{Cu K}\alpha_1$, Rigaku Corp.) を用いて $5\text{--}300\text{ K}$ の範囲で回折パターンを得た．基本的に全ての測定において、最低温度まで試料を冷却した後、温度上げ過程で測定を行った．

4. 結果と考察

単結晶合成では、最大辺長 3 mm 程度の単結晶が複数得られた．相同定を行った結果、表面に付着していたと考えられる MoS_2 のピークを除き、欠損スピネル化合物からの回折のみ観測されたため、純良な試料が得られたと考えられる．

得られた単結晶に対して室温で単結晶構造解析を行った結果、表 1 に示すように従来の欠損

表 1. 単結晶 $\text{Ni}(\text{Mo}_{1.5}\text{Re}_{2.5})\text{S}_8$ に対する構造解析の結果．

RT, $R_1 = 0.59\%$, $F43m$, $a = 9.55840(10)\text{ \AA}$

	Wyckoff	occupancy	x	$B_{\text{iso}} (\text{\AA}^2)$
Ni	4a	1	0	0.667975
Mo/Re	16e	0.367 / 0.632	0.604100	0.389257
S1	16e	1	0.865380	0.578754
S2	16e	1	0.364180	0.539275

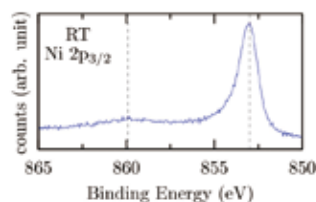


図 4. $\text{Ni}(\text{Mo}_{1.5}\text{Re}_{2.5})\text{S}_8$ の $\text{Ni } 2p_{3/2}$ XPS スペクトル．

スピネル化合物と同様、空間群 $F\bar{4}3m$ であり、Mo/Re は長周期の構造変調を持たず固溶しているように見える。また、これも従来通り Mo/Re サイトは強くブリージング ($d_{\text{Mo-Mo(Re)}}=2.814 \text{ \AA}$, $d_{\text{Mo-Mo(Re)}}=3.944 \text{ \AA}$) していることがわかった。M 原子サイトは Mo/Re がおよそ 3:5 の割合で占有し、硫黄の欠損も確認されなかった。すなわち、組成式は $\text{Ni}(\text{Mo}_{1.5}\text{Re}_{2.5})\text{S}_8$ で表される。また、無作為に単結晶を 4 つ選び、SEM-WDX による組成分析を行った結果からも、組成はおよそ $\text{Ni}(\text{Mo}_{1.5}\text{Re}_{2.5})\text{S}_8$ であるとわかった。よって、CVT 法により単結晶を作製した場合は、Mo/Re 比は 3:5 になると考えられる。また、XPS における Ni $2p_{3/2}$ スペクトルを図 4 に示す。あくまで固体表面付近に存在する Ni の電子状態を見ていることに注意する必要があるが、メインピークやサテライトピークの結合エネルギーの値や全体的な形状が NiS で過去に得られているもの [7] に近いことから、少なくとも表面付近の Ni は 2 価に近い電子状態を取っていると考えられる。

単結晶に対して磁化率の温度依存性を測定した結果、図 5 のように磁化率の大きな変化を示す異常が $T_s \sim 30 \text{ K}$ に一つ現れることがわかった。 T_s 以上の磁化率の温度依存性に対して、Curie-Weiss フィットをすると、 $\mu_{\text{eff}} = 2.93 \mu_{\text{B/f.u.}}$, $\theta_{\text{W}} = -113 \text{ K}$ が得られた。 μ_{eff} については Ni が 2 価で存在するとして算出した値 ($S = 1$ として $2.83 \mu_{\text{B/f.u.}}$) と遜色ない。また、ワイス温度の絶対値が大きいのに対し十分低温で磁化率に異常が見られることから、フラストレーションが存在していると考えられる。図 6 のように低温の磁化曲線は直線的である。また、複数の試料を測定したところ図 7 のように試料依存性が存在し、現状 Mo/Re のランダムネスに由来すると考えている。また、1 つの単結晶について方向を変えて測定したところ、転移点以下においても異方性は弱く、少なくとも単純な反強磁性体とは考え難い。

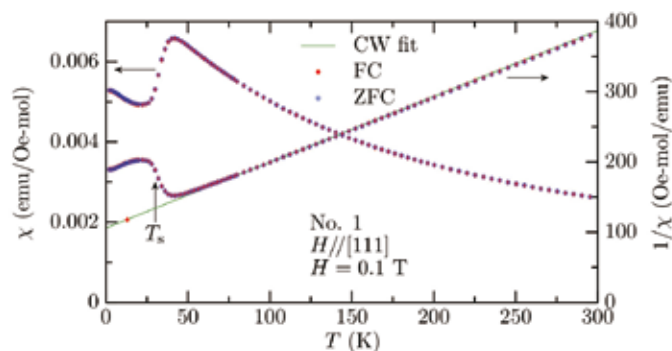


図 5. $\text{Ni}(\text{Mo}_{1.5}\text{Re}_{2.5})\text{S}_8$ 単結晶 磁化率の温度依存性。
左軸：磁化率，右軸：逆磁化率。

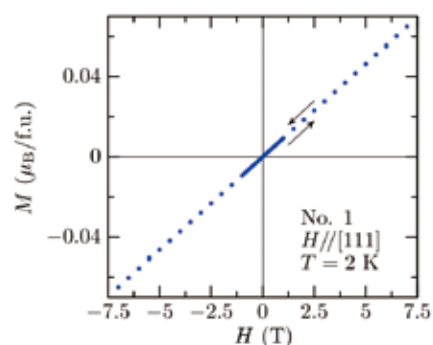


図 6. $\text{Ni}(\text{Mo}_{1.5}\text{Re}_{2.5})\text{S}_8$ 単結晶の低温における磁化曲線。

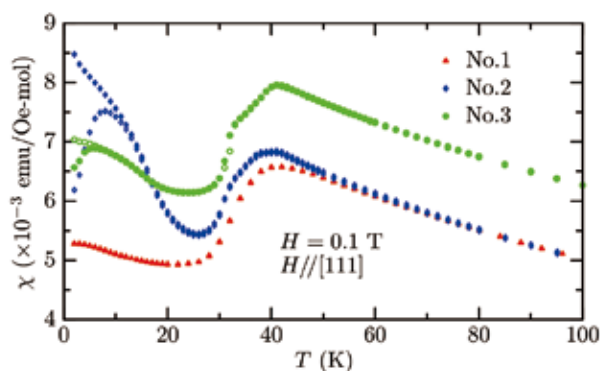


図 7. $\text{Ni}(\text{Mo}_{1.5}\text{Re}_{2.5})\text{S}_8$ 単結晶 磁化率における試料依存性。

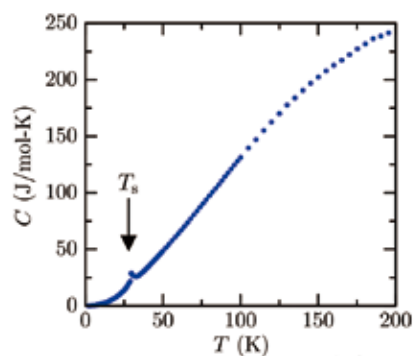


図 8. $\text{Ni}(\text{Mo}_{1.5}\text{Re}_{2.5})\text{S}_8$ 単結晶比熱の温度依存性。

図 8 に示すように比熱測定においても同様に T_s 付近に異常が見られる．図 9 に示すように低温で粉末 XRD 実験を行ったところ， T_s を挟んだ上下で一部の指数のピークが分裂した．指数付けし格子定数を見積もったところ図 10 のように c 軸長が大きく縮み，立方晶 ($F\bar{4}3m$) から正方晶への構造相転移であるとわかった．また， T_s 付近では 2 相共存が示唆されるピークの分裂が観測されたことから，磁化率において T_s 付近で温度上げ過程と下げ過程においてヒステリシスが見られたことと合わせて，この相転移は 1 次相転移であると考えられる．さらに，図 11 に示すように電気抵抗の温度依存性では T_s 付近で数倍の変化を示し， T_s 以上では $\rho \sim 10^{-3} \Omega \cdot \text{cm}$ 程度のオーダーでほとんど温度変化しない半金属的な振る舞いであるのに対して， T_s 以下では急激に増大する半導体的な振る舞いを示している．このことから， T_s の上下で電子状態に変化が生じており，ある種の金属－絶縁体転移的な特性を観測したものと考えられる．

まず NiS_4 クラスタに着目する．Ni の電子状態をサイトの対称性と価数から考えると，図 12 左の通りなので，単純に考えれば Jahn-Teller 効果が主要な役割を果たして構造相転移が起こっ

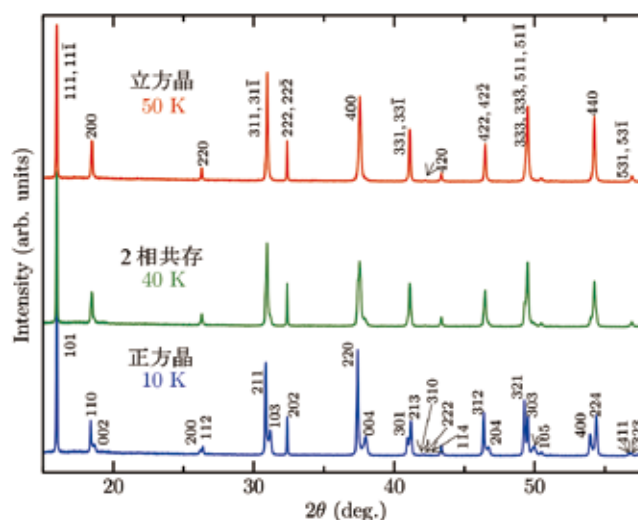


図 9. 低温の粉末 XRD パターン
(上 : 50 K, 中 : 40 K, 下 : 10 K).

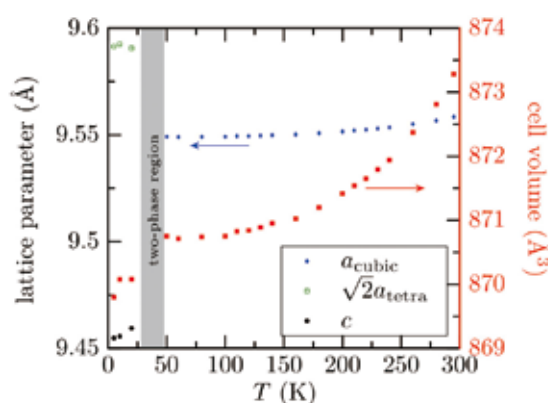


図 10. 格子定数と体積の温度依存性.
2 相共存領域は Rietveld 法や外挿法を用いた評価が難しく，信頼できる値が算出できていない．立方晶の単位格子に対応する値をプロットしている．

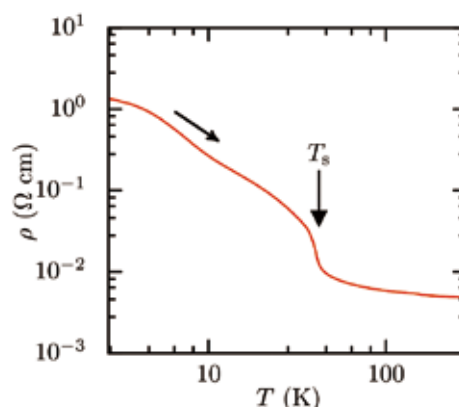


図 11. 電気抵抗率の温度依存性.

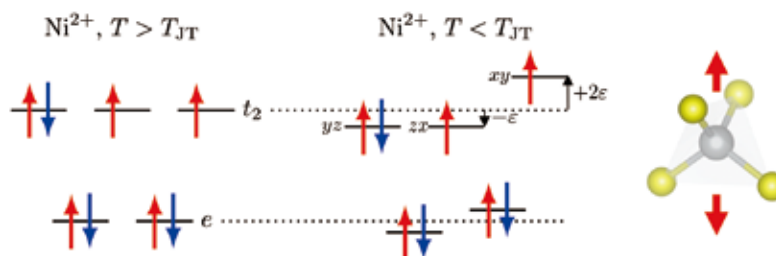


図 12. 四面体結晶場中 Ni^{2+} の電子状態 (左) と Jahn-Teller 効果による対称性の低下 (中).
期待される NiS_4 四面体の変化 (右).

$$\Delta E = 3 \times (-\varepsilon) + 1 \times 2\varepsilon = -\varepsilon.$$

全体の組成 <u>Mo_{1.5}Re_{2.5}</u>						
クラスタ 組成	Re₄ 		MoRe₃ 	Mo₂Re₂ 	Mo₃Re 	Mo₄ 
	電子数	14	13 <i>S</i> = 1/2	12 <i>S</i> = 0	11	10
anti-bonding 的な軌道に電子が占有 → 不安定? (特に Re ₄)			Re ₄ や (MoRe ₃) クラスタの数をできるだけ少なく → これらも形成されない?			

図 13. クラスターの組成と電子数の関係 (ただし Ni が Ni^{2+} とみなせる場合). Re_4 と Mo_4 のクラスター以外はクラスターの対称性が T_d ではないため, 単純に図 2 のようなクラスター軌道が形成されない点には注意されたい. ただし, 対称性が異なっても図 2 のように bonding と anti-bonding 軌道が 6 つずつ形成される点是不変である. すなわち, 電子数が 12 を超えると anti-bonding 的な軌道に電子が占有することになり, 特に Re_4 クラスターは不安定で形成されづらく, 全体の組成を考慮すれば (Mo_3Re) や Mo_4 のクラスターも形成されないと考えられる. つまり, (Mo_2Re_2) や (MoRe_3) のクラスターが優先的に形成されると考えられる.

ているように思える. しかし, 格子定数の変化 ($c/a < 1$) は Jahn-Teller 効果により期待される変化 ($c/a > 1$, 図 12 中, 右) と対応しておらず, 金属-絶縁体的な電子状態の変化も説明できないであろう. 電気抵抗率が上昇したことや, 磁化率が大きく落ち込んだことを考慮すれば, むしろ例えば Ni 同士がダイマーを組んでスピニングレットが形成されたと考えるのが自然であろう. すなわち, 格子定数は c 軸方向に大きく縮んでいることから, その方向に 2 つの Ni 原子が近接してダイマーを形成し, スピン自由度の補償による磁化率の落ち込み・電子が強く局在したことによる電気抵抗率の上昇が起きたと考えられる. しかし, 低温の磁性が明らかになっているわけではないことには注意しなければならない. 今後ミクロスコピックな測定を行い, 詳細を明らかにする予定である. 以上は NiS_4 クラスターのみに着目した話である.

次に Mo/Re クラスターがどのような電子状態にあるか考える必要がある. そして, その電子状態を考える上で重要なのが結晶構造である. マクロに見て Mo/Re が固溶しているのは X 線回折実験で確かめられているが, ミクロに見てもそうなのかはまだ議論の余地がある. すなわち, 短距離秩序があり, 例えば (Mo_2Re_2) と (MoRe_3) のクラスターが等量ランダムに向いて存在している可能性があるということである. 短距離秩序の存在を疑う理由は以下の通りである.

- ・多結晶体の合成において組成の異なる 2 つの相に相分離, 連続的に固溶しない (後述)

- ・完全にランダムであるとは考えられないほどクリアな相転移が見えている
- ・ Re_4 のようなクラスタは 14 個の電子が存在し、anti-bonding 的なオービタルに多くの電子が占有してしまい、d 電子が 1 つ少ない Mo と混ざって構成されるクラスタより不安定で (Mo_2Re_2) や (MoRe_3) のようなクラスタが優先的に形成されることが考えられる (図 13)

当然短距離秩序が存在するか否かで Mo/Re クラスタが物性に与える影響も変わってくるであろう。仮にクラスタの半数にもスピン自由度が存在する [(Mo_2Re_2) が非磁性、 (MoRe_3) が $S = 1/2$ を持つ] と仮定して μ_{eff} を計算すると $\mu_{\text{eff}} = 3.08 \mu_B / \text{f.u.}$ となり、実験値 $\mu_{\text{eff}} = 2.93 \mu_B / \text{f.u.}$ と同程度 ($\Delta\mu_{\text{eff}} = 0.15 \mu_B / \text{f.u.}$) である。実際にクラスタにスピン自由度が存在したところで、この場合クラスタの対称性が元々低いため、従来の欠損スピネル化合物と同様の Jahn-Teller 的な構造相転移には寄与しないであろうが、別のシナリオとして Ni ではなくクラスタのスピン自由度のみがスピニングレットを形成する描像などが考えられるであろう。短距離秩序の有無を完全に分別するのは難しいであろうが、今後放射光 X 線を用いて広い Q range の回折パターンを得ることで、PDF (Pair Distribution Function) 解析を行い見極めたい。

その上で、この Mo と Re が混在するクラスタに従来のクラスタ描像を当てはめて良いのかどうかという点に注意を要する。先述した通り、本物質のクラスタも従来の欠損スピネル化合物と同様、クラスタ間とクラスタ内で原子間距離が大きく異なり、すなわち従来通りのクラスタ描像が成立すると期待される。しかし、従来のクラスタ描像が当てはめられてきたのはあくまでもクラスタが 1 種類の元素で構成されるものであって、今回の場合のように複数種類の元素で構成される場合にも妥当であるかどうかは議論の余地がある。というのも X 線で見える平均値としては単一に見えても、ミクロには Mo-Mo, Mo-Re, Re-Re ボンド間の距離が異なり、単に Mo 同士や Re 同士が非磁性の 2 量体等を形成している可能性があるからである。

本当は第一原理電子状態計算を行い、実験結果と合わせて議論したいが、

- ・欠損スピネル化合物では、経験的に DFT による電子状態計算が上手くいっていない点 (実験的には半導体的だが、DFT の結果ではフェルミ準位に有限の状態密度がある [8])
- ・(1 つ目とほとんど同じではあるが) 金属-絶縁体的な転移を示し、強相関-弱相関の中間的な電子状態にあると考えられること e.g.) VO_2 [9]
- ・初期構造として与える Mo と Re の配置の任意性

などの問題が存在する。一実験家の手に負えるかどうかはわからないが、DFT と DMFT や CPA を合わせた計算手法も視野に検討を続けたい。

最後に多結晶体の合成について簡単に紹介して終わる。単結晶合成の場合、Mo/Re 比が 3:5 に固定されると先述したが、多結晶体の場合はそうではない。この系の先行の報告はそもそも Mo/Re 比が 1:1 の場合であり、実際に仕込み組成を変化させて多結晶体を合成すると格子定数の異なる別の相が主相として得られる。しかし、現時点では合成を行っても Mo/Re 比率が完全に単一の多結晶体を作製するのが難しく、Mo/Re 比 1:1 と 3:5 の 2 相が共存しているものと考えられる。同じ合成温度でも合成の過程によって合成結果が異なることなどから、単純な固相反応法では速度論的に単相を得ることが難しい可能性がある。しかし、今後微視的測定を行う上で試料の量が必要であることから、測定と並行して多結晶体の合成方法の改善も継続したい。

5. まとめ

以上、主に Ni ($\text{Mo}_{1.5}\text{Re}_{2.5}$) S_8 単結晶についての物性を報告した。物質を冷却すると 30 K 付近

で1次の構造相転移が見られ、立方晶から正方晶へ変化することが明らかになった。また、磁化率・電気伝導ともにそこで大きな変化を示す。低温の磁気相は現状不明であるが、電気抵抗率の変化から、金属－絶縁体的な転移を観測したものと考えられる。

今後の展望は、ミクロスコピックな手法として μSR 、 ^{61}Ni のエンリッチが現実的であれば放射光 ^{61}Ni Mössbauer・ ^{61}Ni NMR 実験を行い、低温での磁性を明らかにしたい。また、今回の低温 XRD パターンは複雑な配向のため配向を考慮したリートベルト解析も上手くいかず、空間群の決定・詳細な結晶構造の解析ができなかった。先述したが、スピニングレット形成の可能性も睨み、それに付随する結晶構造の変化を確かめるため、低温相の詳細な結晶構造の解析を行うことも課題である。さらに、Mo/Re に短距離秩序が存在するかは放射光 X 線回折パターンを用いた PDF 解析を行い、その可能性が存在するか検証したい。物性を明らかにする上では Mo/Re 比を変化させた場合の物性の変化も重要であると考えられる。こちらは多結晶体での研究にはなるが、より純良な試料の作製方法を確立し、Mo/Re 比 1:1 の場合についても測定を進めたいと考えている。

個人的には、物理という観点からすれば合成に始まり測定・電子状態計算に至るまで fuzzy で試料依存性が存在するこのような物質は研究しづらいことこの上ないと思うが、物質が示す金属－絶縁体的な電子状態の変化は興味深く、その物性・起源を明らかにすべく今後も研究を進めたい。

謝辞

本成果は筆者が修士課程在籍当初から行っている研究であり、所属研究室 中村 裕之 教授、田畑 吉計 准教授、和氣 剛 助教(現 同志社大学 理工学部 准教授)、外国人研究員 Mohamed A. Kassem 氏との共同研究である。低温粉末 XRD 実験・単結晶構造解析は東京大学 物性研究所 山浦 淳一 准教授に行っていただいたものであり、比熱測定に際しては京都大学 化学研究所 島川 研究室所有の PPMS をお借りした。この研究は、科学研究助成金 (JP22F22016)、JST 次世代研究者挑戦的研究プログラム (JPMJSP2110) の支援を受けて行われたものである。ここに感謝申し上げる。最後に、研究内容を発表・雑誌に投稿する機会を与えていただいた LTM 誌 編集委員の皆様、研究に不可欠な寒剤供給に携わる LTM センターの皆様に感謝申し上げます。

参 考 文 献

- [1] Y. Jung *et al.*, Adv. Electron. Mater. **7**, 2001142 (2021).
- [2] F. J. Morin, Phys. Rev. Lett. **3**, 34 (1959).
- [3] R. Pocha *et al.*, Chem. Mater. **12**, 2882 (2000).
- [4] M. M. Abd-Elmeguid *et al.*, Phys. Rev. Lett. **93**, 126403 (2004).
- [5] C. Perrin *et al.*, J. Solid State Chem. **19**, 305 (1976).
- [6] A. M. Umarji *et al.*, Mat. Res. Bull. **14**, 1025 (1979).
- [7] H. W. Nesbitt *et al.*, Phys. Chem. Minerals **27**, 357 (2000).
- [8] Y. Wang *et al.*, Phys. Rev. B **100**, 115149 (2019).
- [9] F. Grandi *et al.*, Phys. Rev. Res. **2**, 013298 (2020).

著者略歴



瀬川 優祐 (SEGAWA Yusuke)

京都大学 大学院工学研究科 材料工学専攻 博士後期課程 2 年生

ORCID: 0009-0003-7497-5484

2023 年 3 月京都大学 工学部 卒業

2023 年 4 月京都大学 大学院工学研究科 材料工学専攻 修士課程 進学

2025 年 3 月京都大学 大学院工学研究科 材料工学専攻 修士課程 修了

2025 年 4 月京都大学 大学院工学研究科 材料工学専攻 博士後期課程 進学

局所的に空間反転対称性の破れた超伝導体 CeRh_2As_2 の 超伝導パリティ転移の観測

Observation of Superconducting Parity Transition in the Noncentrosymmetric Superconductor CeRh_2As_2

山田 琢登

京都大学 大学院理学研究科

Takuto Yamada

Department of Physics, Graduate School of Science, Kyoto University

In superconductors with locally broken inversion symmetry, it is theoretically predicted that two superconducting (SC) phases, a low-field even parity SC phase and a high-field odd parity SC phase, emerge due to the sublattice degree of freedom. The heavy-fermion superconductor CeRh_2As_2 ($T_{\text{SC}} \sim 0.35$ K), in which local inversion symmetry is broken at the Ce sites, exhibits a SC-SC transition at around 4 T under the c -axis magnetic field. Thus, CeRh_2As_2 is a strong candidate to realize this theory. To capture experimental evidence of a SC parity transition, it is highly important to evaluate the field dependence of the spin susceptibility. The Nuclear Magnetic Resonance (NMR) Knight shift is theoretically predicted to decrease in the low-field even-parity phase but not to decrease in the high-field odd-parity phase. We measured the ^{75}As -NMR Knight shift under the c -axis magnetic field using a higher-quality sample. As a result, we observed that the spin susceptibility decreases in the low-field SC phase but does not decrease above 8 T in high-field SC phase, directly proving a transition from even to odd parity. Furthermore, the Knight shift reduction between 4 T and 7 T suggests that both parities coexist. This finding offers strong evidence for a field-induced parity transition.

1. はじめに：結晶構造の対称性と超伝導

特定の金属などを極限まで冷やすと、電気抵抗が完全にゼロになる超伝導現象が起きる。このとき、物質の内部では二つの電子がクーパー対と呼ばれるペアを形成する。このクーパー対の組み方(波動関数)は、スピンと軌道という2つの基本的な電子の自由度で決まる。これらの自由度はフェルミ粒子の反交換関係を通じて結合しており、結晶が空間反転操作($\mathbf{r} \rightarrow -\mathbf{r}$)で不変な場合、すなわち空間反転対称性がある場合としては「偶パリティ・スピン一重項」と「奇パリティ・スピン三重項」の二つのパターンに分類できる。

しかし、2012年、Yoshida らは、この常識を覆す新しい理論を提案した [1]。それは、「結晶全体としては対称性があるが、特定の原子の位置で見ると対称性が破れている(局所的に空間反転対称性が破れている)」という特殊な系で発現する超伝導についてである。

図1に、空間反転対称性の保たれた結晶構造の模式図を示す。図1において、どのブロックで反転させても結晶構造は変わらない。



図1. 空間反転対称性のある結晶構造の模式図.

これに対して、図2に示す局所的に空間反転対称性の破れた結晶構造では、赤色で示したブロックAを基準に反転させると、結晶構造は変わらない。一方、図2の右のように、灰色で示したブロックを基準に反転させると、元の結晶構造と一致しない。

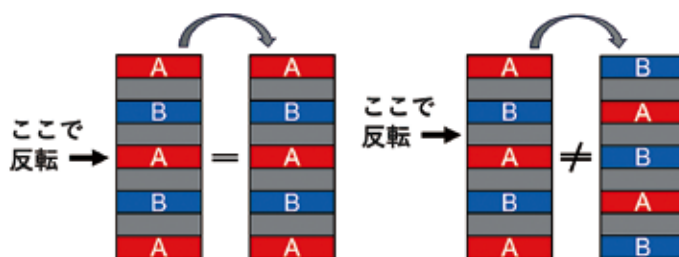


図2. 局所的に空間反転対称性の破れた結晶構造の模式図.

このような局所的に空間反転対称性の破れた系では、これまでの常識ではあり得なかった「奇パリティ・スピン一重項」というエキゾチックな状態が可能になる [1]. これは、副格子の自由度が存在することで、一重項ペアの波動関数が副格子間で符号を変える状態である。

このような系では、図3のように、低磁場の偶パリティ・スピン一重項超伝導状態から、高磁場の奇パリティ・スピン一重項超伝導状態へと磁場増大に伴い転移することが理論的に予測されている。通常、結晶全体に空間反転対称性があれば、超伝導のパリティは物質の結晶構造や電子状態によってただ一つに定まる。このため、局所的に空間反転対称性の破れた超伝導体の示す、単一の物質内で偶パリティから奇パリティへと切り替わる「超伝導パリティ転移」という現象は極めて特異である。

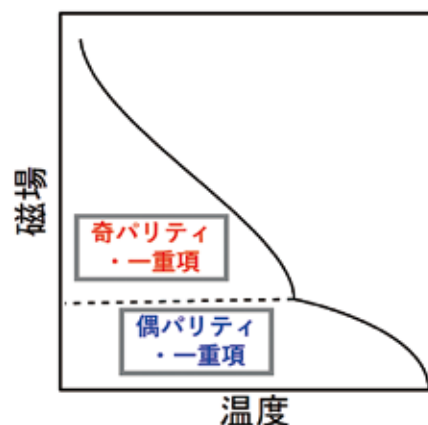


図3. 局所的に空間反転対称性の破れた超伝導体の理論的な磁場温度相図 [1].

2. CeRh_2As_2 の発見とその性質

この理論的に予言された多重超伝導相が初めて実験で確認されたのが、2021年に Khim らによって報告された CeRh_2As_2 である [2]. CeRh_2As_2 は超伝導転移温度 $T_{\text{SC}} \sim 0.3 \text{ K}$ を持つ重い電子系超伝導体である。その結晶構造は、図4に示すように、 CaBe_2Ge_2 型の正方晶 (空間群 $P4/nmm$) である。特徴的なのは、超伝導や磁性を担う Ce サイトの局所対称性である。この系では、Ce サイト単独で見れば空間反転対称性が破れている。しかし、単位格子内には2つの Ce サイト (副格子) が含まれ、それらの中間点には反転中心が存在する。したがって、結晶全体としては空間反転対称性を保っている。この構造的な特異性が、 CeRh_2As_2 に副格子自由度とそれに伴う新奇な超伝導をもたらしていると考えられる。

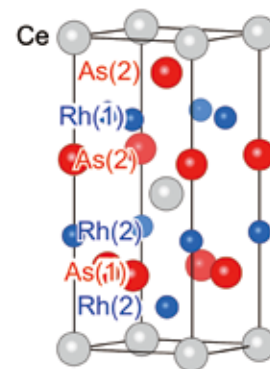


図4. CeRh_2As_2 の結晶構造の模式図.

CeRh_2As_2 は、 c 軸磁場下で2つの超伝導状態 (SC1, SC2) を示し、 $\mu_0 H^* \sim 4 \text{ T}$ で超伝導 - 超伝導転移が起こる。これはそれぞれ、低磁場の偶パリティ超伝導状態および高磁場の奇パリティ超伝導状態に相当すると考えられている。

また、 CeRh_2As_2 は $T_0 \sim 0.5 \text{ K}$ 以下で Phase I と呼ばれる秩序状態を示す。先行研究では、Phase I は結晶場の擬四重項基底状態から生じる非磁性の四極子密度波状態であることが提案されていた [3]. しかしながら、ミュオンスピン緩和 (μSR) およびマイクロホール素子測定により、

T_0 以下で磁気的な兆候が明らかになり、弱い反強磁性秩序が示唆されている [4, 5]. 一方、核磁気共鳴 (NMR) および核四重極共鳴 (NQR) の研究では、 T_0 以下で信号強度が減少し、超伝導の発現とほぼ同時に $\mathbf{Q} = \mathbf{0}$, A-type の反強磁性 (AFM) 秩序の内部磁場が発達することが示されている [6-8]. これらの結果は、ゆっくりと揺らぐ反強磁性相関が T_0 で出現し、ネール温度 $T_N \sim 0.25$ K で静的になることを示唆している. この反強磁性構造は系全体の時間反転対称性と空間反転対称性を破るものであり、超伝導との関連が重要である. これらの秩序相は当初の理論提案には含まれていないため、Phase I や反強磁性と超伝導相との微視的な相関を実験的に解明することも、本物質の全貌を理解するための重要な課題となっている.

3. NMR による微視的解明

偶パリティと奇パリティの超伝導状態は、それらのスピン磁化率を通じて区別することができる. Maruyama らの計算によれば、 c 軸磁場に対して、スピン磁化率は偶パリティ超伝導状態では減少するが、奇パリティ超伝導状態では変化しない (図 5) [9]. したがって、各超伝導相におけるスピン磁化率を測定することは、 CeRh_2As_2 における超伝導パリティ転移を実証するために不可欠である. さらに、 CeRh_2As_2 の特異な超伝導機構を完全に理解するためには、超伝導相と共存して現れる反強磁性秩序のふるまいをミクロな視点から捉えることも重要である.

そこで我々は、原子核のスピンを利用して物質内部の微小な磁場や電子スピンの振る舞いを捉えることができる NMR 測定を用いて、 CeRh_2As_2 の詳細な物性を測定した. NMR 測定は、NMR ナイトシフトを通じて電子スピン磁化率を評価できるだけでなく、共鳴スペクトルから反強磁性に由来する内部磁場を検出できるため、今回の目的に最適な手法である.

ここでナイトシフトとは、外部磁場によって分極した伝導電子スピンの核位置に生み出す微小な内部磁場の寄与を表す量であり、電子スピン磁化率に直接比例する. さらに、NMR スペクトルの変化を解析することで、磁気秩序を微視的に捉えることができる. 例えば物質が反強磁性状態に転移すると、規則的に配列した電子スピンの原子核の位置に静的な内部磁場を作り出す. このため、常磁性状態で鋭い NMR スペクトルは、反強磁性転移に伴い広がる. このように、NMR を用いてナイトシフトによる超伝導パリティの観測と、スペクトル分裂による磁気秩序の微視的な検出を同時に行うことで、 CeRh_2As_2 における超伝導と磁性の相関を明らかにできる. 今回我々は ^{75}As 核に対して NMR 測定を行った. ここで、 CeRh_2As_2 には結晶学的に非等価な二つの As サイトがあるため (図 4)、両方のサイトの NMR 信号を観測した. 試料はマックスプランク研究所ドレスデンの S. Khim 氏らのグループが Bi フラックス法

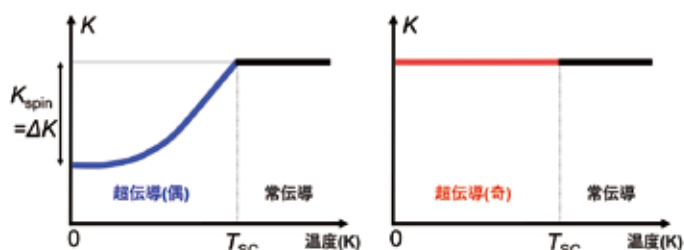


図 5. 左：偶パリティ・スピン一重項超伝導状態におけるスピン磁化率の変化. 右：奇パリティ・スピン一重項超伝導状態におけるスピン磁化率の変化の理論的な予想 [9].

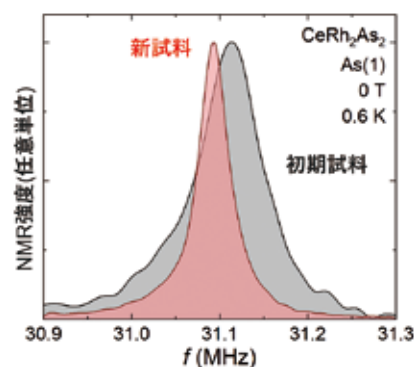


図 6. 常伝導状態における、 CeRh_2As_2 の初期の試料および新しい試料の NMR スペクトル.

で合成した純良な単結晶試料を用いた．今回測定した試料は初期試料と比較して鋭い NMR スペクトルが観測されており（図 6），試料がより純良になったことを示している．

4. 実験結果

4.1. 反強磁性秩序と Phase I の関係

まず，反強磁性と超伝導，Phase I の関係を調べるために，NMR スペクトルの c 軸磁場変化を測定した．NMR 測定の結果，NMR スペクトルの線幅の広がり SC1-SC2 転移の臨界磁場 $\mu_0 H^* \sim 3.8$ T よりも高い磁場でも維持されることを確認した．これは，どちらの超伝導相も反強磁性と共存しうること示唆している．また， $\mu_0 H \sim 8.0$ T 以上で，NMR スペクトルの線幅の広がりが消失することを確認した（図 7）．これらのことは，反強磁性秩序が 7.0 T 付近で消失することを意味している．

今回用いた高純度試料では，SC1-SC2 転移の臨界磁場が $\mu_0 H^* \sim 3.8$ T に留まるのに対し，Phase I が消失する磁場 H_0 は $\mu_0 H_0 \sim 7$ T である．これは反強磁性秩序が Phase I 内で存在することを示し，両者が密接に関係していることを示唆している．

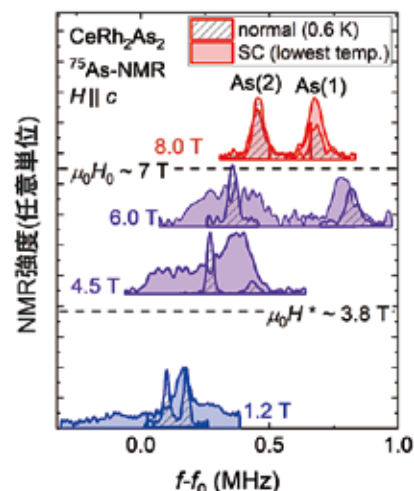


図 7. NMR スペクトルの磁場依存性. f_0 は基準周波数. As(2) サイトのスペクトルが $\mu_0 H_0 \sim 7$ T 以下で広がる．

4.2. 奇パリティ・スピン重項とパリティ転移の実験的証明

次に，スピン磁化率の磁場依存性を調べるために，NMR ナイトシフトの温度・磁場依存性を測定した．図 8 に示すように，すべての磁場において，磁化率の温度依存性に起因する常伝導状態でのナイトシフトの弱い減少が見られる．しかしながら，1.2 T および 4.5 T では， T_{sc} 以下でナイトシフトはさらに減少する．一方，8.0 T では T_{sc} 以下でのナイトシフトの減少は観測されなかった．

磁場誘起超伝導多重相全体にわたってスピン状態がどのように変化するかを解明するために，我々は As(1) サイトにおけるナイトシフトの減少量 ΔK の磁場依存性を調べた．ここで ΔK は， $\Delta K \equiv K(0.06 \text{ K}) - K(0.6 \text{ K}) + \frac{\partial K_{\text{normal}}}{\partial T} \times (0.6 - 0.06)$ で定義される量である．最後の項は，常伝導状態におけるナイトシフトの温度依存性を反映した項である． ΔK は， $\mu_0 H \sim 1.2$ T では -0.08% である．このナイトシフトの減少量 ΔK からパウリ・リミット $\mu_0 H_P$ を見積もる．パウリ・リミットは，熱力学的臨界磁場 H_c と超微細結合定数 A_{hf} に対して，

$$H_P = H_c \sqrt{\frac{A_{hf}}{4\pi\Delta K}}$$

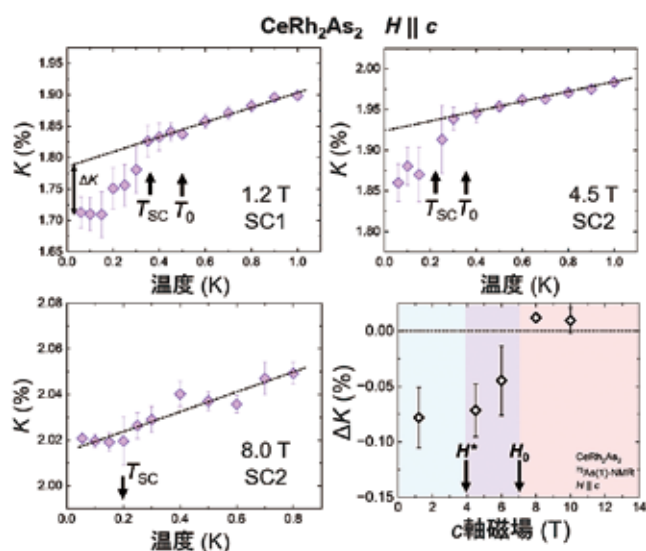


図 8. 1.2 T, 4.5 T, 8 T における NMR ナイトシフトの温度依存性と，ナイトシフトの減少量 ΔK の磁場依存性．

で与えられる． $\Delta K \sim -0.08\%$ に対しては $\mu_0 H_P \sim 3.9$ T と見積もられる．これは $\mu_0 H^* \sim 4$ T とよく一致する．この一致は，SC1 相が，パウリ対破壊効果によって制限される「偶パリティ・スピン重項」的な状態として振る舞うことを示している．高磁場超伝導 (SC2) 相の 4.5 T においても， ΔK は依然として負であり ($\Delta K \sim -0.07\%$)，見積もられるパウリ・リミット $\mu_0 H_P \sim 4.0$ T は $\mu_0 H_{c2} \sim 13$ T を大きく下回ったままである．この不一致は，SC2 状態が従来のスピン重項状態としては記述できないことを示している．これらの傾向は，我々の以前の結果と一致している

[8]．一方，8.0 T 以上において， $\Delta K \sim 0\%$ であり，高磁場超伝導相に相当する 8.0 T においてナイトシフトの減少が見られないことは，奇パリティ・スピン重項超伝導状態に対して期待される振る舞い [9] と一致している (図 5, 8)．これらの結果は，「磁場誘起超伝導パリティ転移」を示唆する強い実験的証拠である．

4.5 T で観測されたナイトシフトの減少は，既存の理論 [9] では予期されていなかった非自明な特徴を表している．その起源として，SC2 相において偶パリティと奇パリティが共存している可能性がある (図 9)．理論的には，このような共存は $\mu_0 H^*$ の近傍や，超伝導が Phase I と重なり合う領域内で提案されている [11, 12]．ここで，偶パリティ成分と奇パリティ成分の共存は，系全体の空間反転対称性が破れた場合に可能となる．注目すべきことに，我々が提案した $Q = 0$, A-type の反強磁性は，系全体の空間反転対称性を破るものである．このため，超伝導が反強磁性状態と共存する磁場範囲においてナイトシフトの減少が現れたと考えられる．上述したように，反強磁性は 7 T まで存在しており，ナイトシフトの減少領域はこれと一致している． CeRh_2As_2 に圧力を印加すると，多重超伝導相は残る一方 [13]，Phase I は 0.5 GPa で消失する [14]．このため，今後圧力下でのナイトシフトの磁場依存性を測ることで，パリティ混成シナリオを確かめていきたい．

5. おわりに

我々は，局所的に空間反転対称性の破れた超伝導体における超伝導パリティ転移の実験的証拠を掴むために最適なプラットフォームである， CeRh_2As_2 の高純度単結晶を用いて ^{75}As -NMR 測定を行い，磁気的および超伝導特性を調べた．その結果，以下の二点を明らかにした．

- ① ゼロ磁場で観測された反強磁性状態は SC2 相においても存続し，Phase I が H_0 で抑制されたと同時に消失する．このことは，反強磁性秩序が Phase I と密接に関係することを示している．
- ② スピン磁化率は SC1 相においては減少するが，SC2 相における 8.0 T 以上では変化しないといえる．これは超伝導パリティ転移の直接的な証拠といえる．また， H^* と H_0 の間

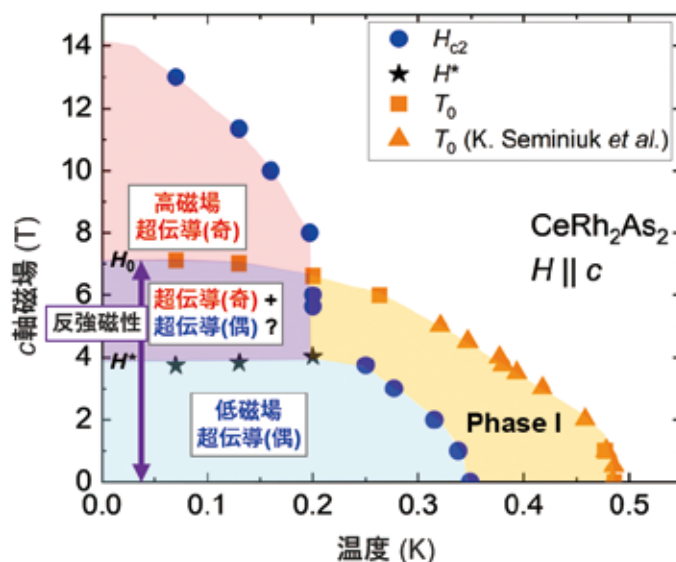


図 9. 実験から推定される CeRh_2As_2 の磁場温度相図.
 T_0 については K. Semeniuk *et al.* [10] の図を引用.

の中間磁場領域において、SC2 相においてもナイトシフトの減少がみられる。これは偶パリティと奇パリティの超伝導成分が共存していることを示唆している。

これらの発見は、局所的に空間反転対称性の破れた超伝導体における超伝導パリティ転移や混合パリティ状態、およびその磁気秩序との結合を探索するための新たな道を開くものである。

謝辞 本成果は Max Planck Institute for Chemical Physics of Solids の S. Khim 氏, C. Geibel 氏のグループより単結晶試料を提供して頂いています。また, M. Brando 氏, E. Hassinger 氏とも共同研究を行っています。NMR 測定に関しては東京科学大学理学院物理系の尾方司貴助教, 京都大学理学研究科の北川俊作准教授, 石田憲二教授らと共同で行いました。関係各位に深く感謝いたします。本研究は, JSPS 科研費 JP20KK0061, JP20H00130, JP21K18600, JP22H04933, JP22H01168, JP23H01124, JP23K22439, JP23K25821, JP25H00609, 村田学術振興・教育財団, 日揮・実吉奨学会の助成を受けたものです。また, 筆者は, 大学院教育支援機構 企業寄附奨学制度 令和7年度日本ガイシ株式会社(現:NGK 株式会社) 奨学金の支援を受けました。最後に, すべての実験で不可欠な寒剤供給においてご尽力いただいた LTM センターの方々にこの場を借りて厚く御礼申し上げます。

参 考 文 献

- [1] T. Yoshida *et al.*, Phys. Rev. B **86**, 134514 (2012).
- [2] S. Khim *et al.*, Science **373**, 1012 (2021).
- [3] D. Hafner *et al.*, Phys. Rev. X **12**, 011023 (2022).
- [4] S. Khim *et al.*, Phys. Rev. B **111**, 115134 (2025).
- [5] J. Juraszek *et al.*, arXiv:2502.14423 (2025).
- [6] M. Kibune *et al.*, Phys. Rev. Lett. **128**, 057002 (2022).
- [7] S. Ogata *et al.*, Phys. Rev. Lett. **130**, 166001 (2023).
- [8] S. Ogata *et al.*, Phys. Rev. B **110**, 214509 (2024).
- [9] D. Maruyama *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **81**, 034702 (2012).
- [10] K. Semeniuk *et al.*, Phys. Rev. B **107**, L220504 (2023).
- [11] A. Minamide *et al.*, Phys. Rev. Lett. **134**, 026002 (2025).
- [12] F. Jakubczyk *et al.*, arXiv:2506.08097v2 (2025).
- [13] K. Semeniuk *et al.*, Phys. Rev. B **110**, L100504 (2024).
- [14] M. Pfeiffer *et al.*, Phys. Rev. Lett. **133**, 126506 (2024).

著者略歴



山田 琢登 (YAMADA Takuto)

京都大学大学院理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻 修士課程 2 年
ORCID: 0009-0006-3452-6352

2025 年 3 月 京都大学理学部 卒業

2025 年 4 月 京都大学大学院理学研究科 修士課程 入学

現在に至る

特 集

第 20 回 低温物質科学講演会・研究交流会 開催報告

Report on the 20th LTM Workshop

石田 憲二

京都大学 大学院理学研究科

Kenji Ishida

Graduate School of Science, Kyoto University

The 20th annual meeting of the “Low-Temperature Material Science (LTM) Workshop” was held on February 13, 2026 at Kyoto University Clock Tower Centennial Hall. This workshop provides a platform for mutual exchange among students and researchers working in low temperature and material sciences. More than 100 attendants, including 73 students, enjoyed three lectures and 55 poster presentations.

2026 年 2 月 13 日 (金) に京都大学百周年時計台記念館国際ホールにて「第 20 回低温物質科学講演会・研究交流会」が開催されました。この研究会は、旧低温物質科学研究センター設立時より、京都大学内の低温に関係する研究者の情報交換・相互交流の場として毎年開催されていました。しかし、COVID-19 のため 4 年間中断を余儀なくされ、昨年より以前のような講演会・研究交流会が再開されました。前半の講演会は以前の様式を引継ぎましたが、後半は国際会議でのポスター発表をイメージし、飲物と軽い軽食を片手にポスター発表を楽しめる研究交流会に代わりました。後で紹介するように、Best Poster Award で発表者を顕彰する企画も設けています。以下、今回の講演会・研究交流会の様子を報告いたします。

今年度の講演会は、本学の北川 進 特別教授のノーベル化学賞受賞にちなみ、「金属有機構造体 (MOF) が創る物質科学」というテーマで 14 時から講演会は開始されました。佐々木低温物質管理部門長の挨拶に続き、以下の 3 件の講演が行われました。

最初に、九州大学大学院理学研究院化学部門の大谷亮先生による「異方的な物性を拓くシアノ金属錯体結晶開発」の講演がなされました。先生は北川進研究室の OB であり、学生時代の研究室の様子を当時の写真を使って説明されました。また研究に関しては、シアノ金属錯体が示す異方的な熱膨張や圧縮挙動、相転移など極性機能に注目された研究や、最近見出された、空間反転対称性の破れとイオン伝導が関連した新物性が示す「強誘電イオン伝導体」の開発についても講演されました。



講演時の大谷先生

続いて、本学 高等研究院物質－細胞統合システム拠点の田部博康先生による「相転移する金属－有機構造体の複合化による物質開発」の講演がなされました。講演では、今回の北川進先生の受賞対象となった金属－有機構造体 (MOF) / 配位高分子 (CP) やこれに由来する多孔性やガス吸着能に関する説明から始まり、近年 MOF/CP が示す液相やガラス相といった非晶質に相転移することやこの特長を活かした新物質開発や新物質を用いた炭素循環社会への貢献についてユーモアをまじえて紹介されました。



講演時の田部先生

最後に本学理科学研究科の橋本顕一郎先生による「カゴメ格子を持つ MOF 物質における強相関超伝導」と題する講演がありました。講演では、MOF 物質で唯一の超伝導体となる $[\text{Cu}_3(\text{C}_6\text{S}_6)]_n$ (通称 Cu-BHT) について、この物質の結晶構造やこの物質が内包する効果により量子スピン液体と超伝導を研究する舞台として注目されていることを実験結果から示されました。また、Cu-BHT の超伝導特性を様々な物性測定から調べ、通常の金属超伝導とは異なる特性を持ち超伝導研究の観点からも魅力的な物質であることを示されました。



講演時の橋本先生

講演では MOF やその特性、この物質が化学の分野にとどまらず電子物性や環境科学の広い分野で研究・応用されていることが MOF を初めて耳にした方にもお判りいただけたものと思います。各講演後多くの質問がなされ、講演会は成功裏に終えることが出来ました。



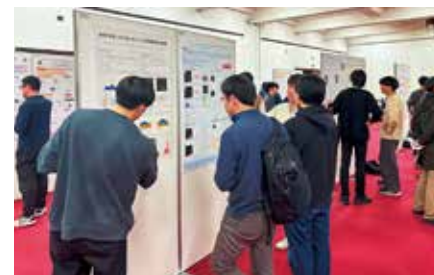
講演会の様子

講演会に続き、ポスター発表と懇親会からなる研究交流会が 17 時より約 2 時間開催されました。今回はポスター発表を 2 組に分け、ポスター発表者には自身のポスターの前にて 30 分間の発表時間を設けるようにしました。アルコールも入り、関係者で議論が盛り上がっている発表も多く見られました。またシニアの先生方にポスター発表の審査を依頼し、下記の 4 件のポスターを Best Poster Award に選出しました。

- ・瀬川 優祐 (工・材) 「 $\text{Ni}(\text{Mo}, \text{Re})_4\text{S}_8$ 単結晶の電子状態と磁性」
- ・山根 聡一郎 (工・電子) 「Magneto-Optical Kerr Effect Study of $\text{Fe}_2\text{Mo}_3\text{O}_8$ With Competing Antiferromagnetic and Ferrimagnetic Orders in Pulsed High Magnetic Fields」
- ・山田 琢登 (理・物) 「超伝導多重相を持つ CeRh_2As_2 の超伝導スピン状態と磁気秩序」
- ・青梨 光祐 (理・物) 「回転超流動ヘリウム 3 における量子渦構造の可視化に向けて」

副賞は「低温物質科学誌」への投稿権です。発表内容の記事の投稿をお願いします。今回の講演会は前回よりも参加者が増え、活発な研究交流が行えたことは開催者としては大変うれしいことです。

講演をして頂いた 3 名の講師の先生をはじめポスター発表を行ってくださった方々、参加いただいた皆様に感謝いたします。今年度の講演会・研究交流会も昨年度と同時期の開催を考えています。是非、多くの方の御参加の程よろしく願いいたします。



研究交流会でのポスター発表の様子



研究交流会終了後の記念撮影

異方的な物性を拓くシアノ金属錯体結晶開発

大谷 亮

九州大学大学院理学研究院 化学部門

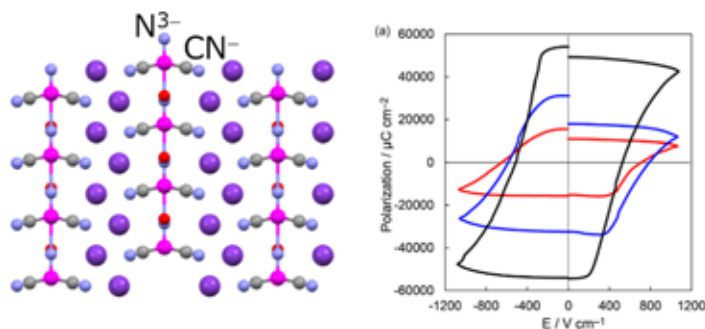
E-mail : ohtani@chem.kyushu-univ.jp



プルシアンブルーに代表されるシアノ金属錯体は、シアニド (CN⁻) 特有の性質と金属イオンの特性を組み合わせた機能性を示す分子性固体材料群である。我々のグループでは、シアニドのもつ異方性と動的な特性に着目し、極性機能や、異方的な熱膨張あるいは圧縮挙動、相転移など、独特の物理的・化学的応答性を示す新物質開拓を系統的に進めてきた。

特に最近では、空間反転対称性の破れとイオン伝導が関連した新物性を見出し、特異な強誘電性を示す「強誘電イオン伝導体」の開発を進めている[1,2]。強誘電イオン伝導体は、伝導イオンが不可逆的に動くことで、BaTiO₃ などの従来の強誘電体の 1000 倍以上の巨大分極現象を示す。分極現象の周波数依存性や低い抗電界などの独特の特性も見出されており、新たな極性材料として期待できる。特に、[MnN(CN)₄]²⁻ 錯体を構築素子として種々のカチオンと組み合わせることで得られる結晶の系統的な合成により強誘電イオン伝導体を探索してきた。最近では、無極性構造体においても巨大分極を示す化合物や、極性—無極性相転移に伴った分極状態変換を示す化合物が得られているので併せて報告する。

Ferroelectric ion conductors



- [1] "A ferroelectric proton conductor with colossal polarization induced by in-plane symmetry breaking in a two-dimensional coordination polymer" Y. Song, Y. Tsuji, K. Sugimoto, T. Kikuchi, Y. Shi, Y. Murakami, K. Hiramatsu, B. Le Ouay, M. Ohba, R. Ohtani, *Chem. Sci.* **2025**, 16, 13413
- [2] "Strongly enhanced polarization in a ferroelectric crystal by conduction-proton flow" J. Yanagisawa, T. Aoyama, K. Fujii, M. Yashima, Y. Inaguma, A. Kuwabara, K. Shitara, B. Le Ouay, S. Hayami, M. Ohba, R. Ohtani, *J. Am. Chem. Soc.* **2024**, 146, 1476

相転移する金属－有機構造体の複合化による物質開発

田部 博康

京都大学 高等研究院物質－細胞統合システム拠点

E-mail : tabe.hiroyasu.4y@kyoto-u.ac.jp



金属－有機構造体（MOF）／配位高分子（CP）は規則的な骨格構造を有する結晶性材料であり、これに由来する多孔性やガス吸着能に注目が集まっている．2015 年以降，MOF/CP が液相やガラス相といった非晶質に相転移することが報告され始めた（図 1A）．非晶質相は，結晶相にはない高い透明性や粒界のない均一性，優れた成形加工性を有する．また，多くの CP の融点は 200 °C 以下と無機化合物に比べて低く，他物質との複合化が容易である．本講演では，相転移や非晶質の特長を活かした新物質開発とともに，新物質を用いた炭素循環社会への貢献について紹介する．

触媒分子を固定した $[\text{Zn}(\text{HPO}_4)(\text{H}_2\text{PO}_4)_2](\text{imidazolium})_2$ (**Zn-1**) ガラス膜を可視光駆動型の CO_2 還元光触媒として利用した（図 1B）[1]．ガラス特有の粒界のない膜であり，光散乱が極めて小さく，内部の触媒分子まで光が到達し反応に寄与することが分かった．また，**Zn-1** はリン酸ユニットをキャリアとする高いプロトン (H^+) 伝導性を併せ持つ．この固体電解質としての特徴を活かすことで，負電位印加によって CO_2 ガスを還元できる膜－電極複合体（MEA）を得た（図 1C）[2]．

この他，CP 同士を複合化させて新たな二元系物質を開発した例も，時間が許せば取り上げる[3]．これらの研究は京都大学大学院理科学研究科堀毛悟史教授のご指導，理科学研究科および高等研究院堀毛研究室員の尽力の賜物であり，この場を借りてお礼申し上げる．

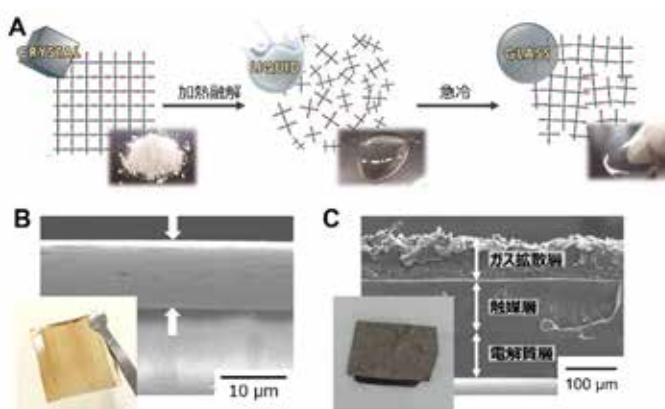


図 1. (A) **Zn-1** のガラス化スキーム．(B) 光触媒分子を固定した **Zn-1** ガラス膜の写真と断面 SEM 像．(C) MEA の写真と断面 SEM 像．

- [1] H. Izu, H. Tabe*, Y. Namiki, H. Yamada, S. Horike*, *Inorg. Chem.* **2023**, 62, 11342.
- [2] T. Tiyyawarakul, H. Tabe*, Y. Namiki, K. Atthawilalai, M. Isobe, K. Kongpatpanich, S. Horike*, *J. Phys. Chem. Lett.* **2025**, 16, 12684
- [3] K. Atthawilalai, H. Tabe*, K. Ohara, K. Kongpatpanich, S. Horike*, *J. Am. Chem. Soc.* **2025**, 147, 5140.

カゴメ格子を持つ MOF 物質における強相関超伝導

橋本 顕一郎^a

^a 京都大学 理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻 物理学第一分野

E-mail : hashimoto.kenichiro.5v@kyoto-u.ac.jp



本講演では、カゴメ格子を有する金属有機構造体(MOF)である $[\text{Cu}_3(\text{C}_6\text{S}_6)]_n$ (通称 Cu-BHT)[1,2]における強相関超伝導[3]について紹介する. Cu-BHT は MOF 物質で唯一の超伝導体[2]であり, $S = 1/2$ スピンを持つ Cu^{2+} がカゴメ格子を形成しており(図 1 上図), 量子スピン液体と超伝導の関係性を研究する舞台として注目されている. そこで我々は, Cu-BHT における超伝導を理解するためにマイスナー状態における磁場侵入長測定や上部臨界磁場の異方性測定, さらに反射率測定によるプラズマ周波数の観測を行った. その結果, Cu-BHT において, 非従来型超伝導体に特徴的な超伝導準粒子励起が観測された. さらに超伝導転移温度とフェルミ温度の比の関係性を示す Uemura plot を作成したところ, 図 1 下図に示す通り, その値が非常に大きな値を示し, Cu-BHT が強相関超伝導体であることを明らかにした[3]. Cu-BHT は通常の MOF 物質に比べて空隙が小さく, 「空隙を電子で埋める」という物質設計戦略により, 局在電子が遍歴電子へと変貌することで強相関超伝導が実現可能性であることを示している.

参考文献

- [1] X. Huang *et al.*, Nature Communications **6**, 7408 (2015).
- [2] X. Huang *et al.*, Angew. Chem. Int. Ed. **57**, 146 (2017).
- [3] T. Takenaka *et al.*, Science Advances **7**, eabf3996 (2021).

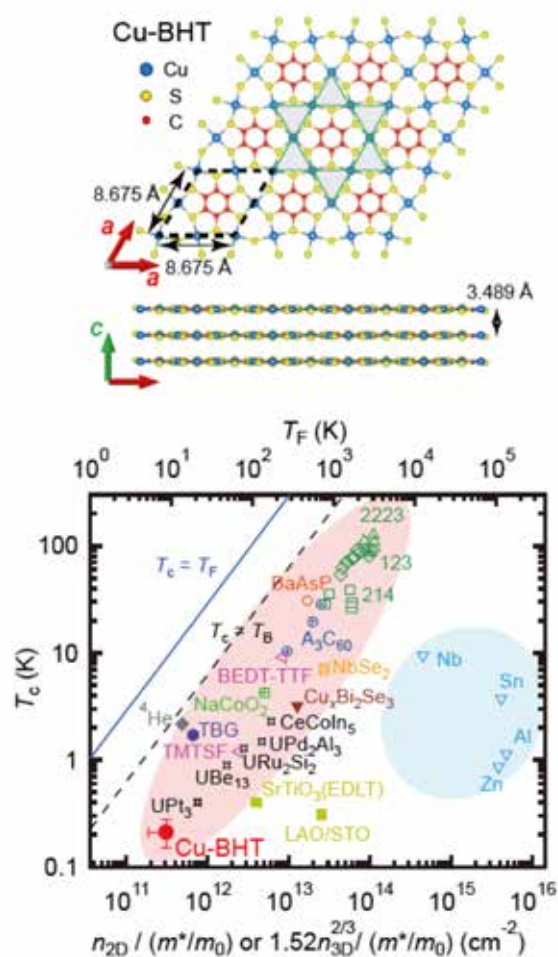


図 1 Cu-BHT の結晶構造 (上図) とさまざまな超伝導体の Uemura plot (下図) .

P1 Study of Superconductivity in Sr_2RuO_4 via a Thermal Contraction Strain Cell

T. Johnson, G. Mattoni, Y. Maeno

Toyota Riken - Kyoto University Research Center (TRiKUC), Kyoto University
Institute for Advanced Study (KUIAS)

E-mail : johnson.thomas.7t@kyoto-u.ac.jp



After 30 years of research, the superconducting (SC) symmetry of Sr_2RuO_4 (SRO) is still unknown [1, 2]. One way to investigate this symmetry is to perform experiments on SRO under strains that explicitly break rotational symmetries of the lattice. Under uniaxial stress along the tetragonal a-axis, the temperature dependence of H_{c2} along the c-axis changes from a normal convex shape to an unusual concave shape for reasons that are not yet understood.

We designed a uniaxial strain cell based on differential thermal contraction that can apply strains up to 1%. Such devices are useful as they can apply large strains without electric voltages that can interfere in certain measurements such as ARPES or M-EELS.

We study the effect of strain on the SC phase transition, particularly on the transition temperature T_c and the critical field H_{c2} along the c-axis, using AC magnetic susceptibility. We use an optical cryostat combined with digital imaging correlation to measure the strain distribution at temperatures down to 30 K. We discuss our current progress and how our findings could help elucidate the SC symmetry of SRO.

[1] Maeno, Y., Yonezawa, S., & Ramires, A. "Still Mystery after All These Years--Unconventional Superconductivity of Sr_2RuO_4 --." *J. Phys. Soc. Jpn.* **93** (2024) 062001.

[2] Maeno, Y., Ikeda, A. & Mattoni, G. "Thirty years of puzzling superconductivity in Sr_2RuO_4 ." *Nat. Phys.* **20**, 1712–1718 (2024).



Fig. 1 Thermal contraction strain cell (9 x 9 x 5 mm³).

P2 The Unhappy Superconductor: Controversies in Sr_2RuO_4 and Shear Strain

Giordano Mattoni^a, Thomas Johnson^a, Atsutoshi Ikeda^b, Shubhankar Paul^{a,b,c}, Jake Bobowski^d, Manfred Sigrist^e, and Yoshiteru Maeno^a

^aToyota Riken-Kyoto Univ. Res. Center (TRiKUC), Kyoto Univ.

^bDep. of El. Sci. and Eng., Grad. School of Eng., Kyoto Univ.

^cDep. of Physics, Indian Inst. of Tech. Kanpur, India

^dFaculty of Sci., Univ. of British Columbia, British Columbia, Canada

^eInstitute for Theoretical Physics, ETH Zürich, Switzerland

E-mail : mattoni@scphys.kyoto-u.ac.jp



The superconducting order parameter in Sr_2RuO_4 remains unresolved. Uniaxial pressure along [110] shows a smooth T_c evolution consistent with a one-component order parameter, while shear-mode ultrasound reveals elastic moduli discontinuities interpreted as evidence for a two-component state.

To address this controversy, we developed a new approach applying three types of shear strain to high-quality Sr_2RuO_4 single crystals. After characterizing the strain fields via low-temperature optical imaging, we measured strain-induced changes in T_c using low-frequency magnetic susceptibility. We found T_c variations below 10 mK/% strain, indicating weak coupling between shear strain and superconductivity. These results support a one-component order parameter, place new constraints on theory, and highlight the need for models that reconcile all experimental observations in Sr_2RuO_4 .

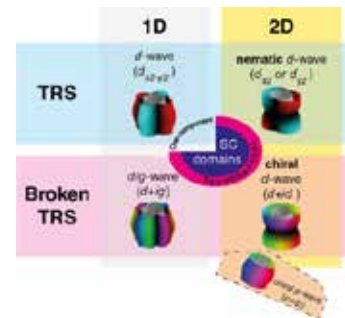


Fig.1 Proposed superconducting symmetries of Sr_2RuO_4 .

P3 μ SR 法で見た Sr_2RuO_4 の超伝導ナイトシフト

松木 久和^{a,b}, 前野 悦輝^a, 池田 敦俊^c, G. Mattoni^a, R. Khasanov^d,
J. Krieger^d, T. Hicken^d, H. Luetkens^d, 湯池 宏介^e, 大熊 隆太郎^e,
J. Bobowski^f, 北川 俊作^g, 石田 憲二^g

^a 京都大学 豊田理研-京大連携拠点

^b 京都大学 化学研究所 ナノスピントロニクス分科

^c 京都大学 工学研究科 電子工学専攻集積機能工学講座

^d スイス パウル・シェラー研究所

^e 東京大学 物性研究所附属物質設計評価施設 ^f カナダ ブリティッシュコロンビア大学

^g 京都大学 理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻 物理学第一分野 固体量子物性研究室

E-mail : matsuki.hisakazu.2i@kyoto-u.ac.jp



超伝導体のナイトシフトを調べる手法としては、核磁気共鳴 (NMR) および中性子散乱の二つが用いられていました。 Sr_2RuO_4 の非従来型超伝導状態の秩序変数の特定は、発見から 30 年以上経った現在も未解決の問題として残っています[1]。 2019 年には NMR 実験においてパルスエネルギーを低減してヒーティング効果を最小化することで、ナイトシフトの減少が観測され、従来の秩序変数の結果が覆されました[2]。 これまでにも μ SR によるナイトシフト研究が行われていましたが、特に Sr_2RuO_4 のようにナイトシフトが小さい物質では、高精度測定は困難とされてきました。 本研究では、パウル・シェラー研究所の FLAME 装置 [3] を用いた 2 つの μ SR 実験について報告します。 試料配置を最適化することで μ SR による超伝導転移 (T_c) を跨ぐ高精度なナイトシフト測定を実現しました。 さらに磁化測定に基づいた解析によって反磁性によるシフト成分を分離した結果、 T_c 以下のナイトシフトの減少を確認しました。 この結果は、非従来型超伝導体のスピン帯磁率を調べる上で、 μ SR 法が広く用いられている NMR 法の補完手段となり得ることを示しています。

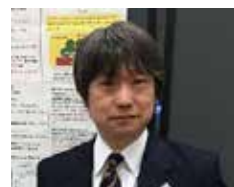
[1] Y. Maeno, et al. JPSJ **93**, 062001 (2024). [2] A. Pustogow, et al. Nature **574**, 72–75 (2019), K. Ishida, et al. JPSJ **89**, 034712 (2020). [3] <https://www.psi.ch/en/smms/flame-project>

P4 コランダム型 $(\text{Fe}_{1-x}\text{Al}_x)_2\text{O}_3$ 固溶体の磁性の組成および温度依存性

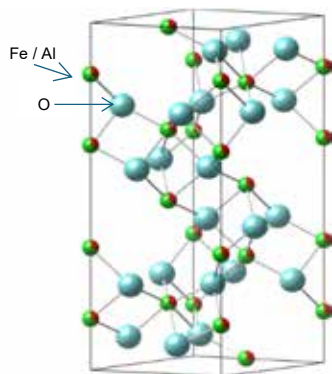
高井 茂臣, 中石 隼人, Luo Dong, 薮塚 武史

京都大学大学院エネルギー科学研究科

E-mail : stakai@energy.kyoto-u.ac.jp



$\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ および $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ はいずれもコランダム型構造を示すものの、固溶領域は両端付近の組成付近に限定される。 近年我々は $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ と $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ を出発物質としてメカニカルアロイングにより全率組成でコランダム型構造の固溶体を合成できることを見出してきた。 X 線回折パターンは組成とともに連続的にピークがシフトし、XAFS や TEM の結果から Fe_2O_3 相と Al_2O_3 相が微細に混合して



いるのではなく、カチオンが組成に依存して均一に分布していることがわかった。 中性子回折の磁気散乱ピークは Al の増加とともに減少し、Mossbauer スペクトルは弱強磁性に特徴的な 6 重線から常磁性に特徴的な 2 重線に変化した。 このことから、Al の置換によって Fe のスピン間相互作用が希釈されることがわかった。 また、室温で 2 重線の Mossbauer スペクトルを示すような組成でも、冷却すると次第に 6 重線のスペクトルに変化した。 したがって、室温付近ではスピンが希釈されて常磁性を示す組成でも、低温ではスピンの熱揺動が抑えられて弱強磁性的な振る舞いをすることがわかった。

P5 拡張する機器共用、深化する支援

— iCeMS 解析センターの新たな展開 —

本間 貴之, 藤原 敬宏, 樋口 雅一, 坂本 裕俊, 辻本 将彦, 石舘 文善,
嶋中 七重, 逢坂 千歳, 山本 麻代, 見学 美根子, 古川 修平
京都大学 高等研究院 物質-細胞統合システム拠点 (iCeMS) 解析センター
E-mail : thomma@icems.kyoto-u.ac.jp



iCeMS 解析センターは京都大学に 5 つある設備サポート拠点のうちの 1 つである本部構内設備サポート拠点 (MaCBES) を, ナノテクノロジーハブ拠点と共に構成している機器共用組織である. バイオと材料科学の機器開発もそれぞれ行う 2 つの Innovation Core を有し, 学内外の研究者が最先端の超解像光学顕微鏡や電子顕微鏡, 溶液および固体 NMR, 電子回折装置, 吸着装置等々 30 台以上の機器を利用可能である. 本ポスターでは, iCeMS 解析センターだけでなく, 機器共用の現状も紹介する. ご自身の研究で必要とする, 利用可能な共用機器を探しておられたら, ぜひお立ち寄りください.



P6 サイト秩序型ラーベス相 LuInCo_4 の磁気伝導測定

生井 優作^a, 塩谷 太基^a, 田畑 吉計^a, 和氣 剛^a, 中村 裕之^a,
^a京都大学 工学研究科 材料工学専攻 磁性物理学研究室
E-mail : namai.yusaku.84n@st.kyoto-u.ac.jp



LuInCo_4 は, Co パイロクロア副格子を持つ, サイト秩序型 C15b ラーベス相の化合物である. 先行研究では, $T_c = 306 \text{ K}$ で強磁性転移を起こすが, 低温では磁場を [111] 方向に印加した際にメタ磁性転移を起こすなど, 典型的な強磁性体とは異なる振る舞いを示した[1]. Co がパイロクロア副格子を形成していることを考えると, この低温・低磁場領域で磁気フラストレーション効果などによりトポロジカルな磁気構造が発現している可能性があり, 特異な磁性の発現が期待される.

これを調べるために, 本研究では LuInCo_4 単結晶試料に対して, 磁化測定, 磁気抵抗測定, ホール抵抗測定を行い, LuInCo_4 の詳細な磁性を調査した. 図 1 に $T = 5 \text{ K}$ における磁化とホール抵抗率の磁場依存性を示す. ホール抵抗は磁場にほぼ比例しており, トポロジカル磁性の発現を示唆するトポロジカルホール抵抗は, 測定精度の範囲内では確認されなかった. 同様の結果が各温度で得られており, このことから LuInCo_4 ではスキルミオンのようなトポロジカルな磁気構造は発現していないと考えられる. 一方で, 異常ホール係数 R_s は, $T = 80 \text{ K}$ 付近でブロードなピークを持つという非単調な温度依存性を示し, 低温での特異な磁気状態・電子状態の発現が示唆された. ポスターでは, これらの詳細な解析と考察を行うほか, 磁気抵抗測定で見られた特異性についても報告する予定である.

[1] T. Shiotani et al., Phys. Rev. Mater. 8, 114409 (2024)

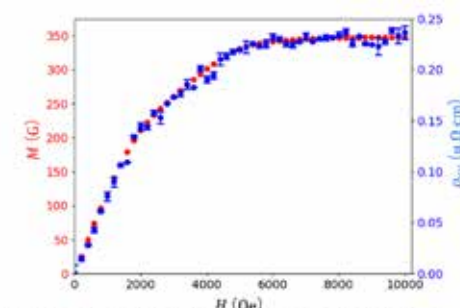


図 1 $T = 5 \text{ K}$ における磁化 M (赤)とホール抵抗率 ρ_H (青)の磁場依存性

P7 遍歴電子磁性体 $\text{Mg}_x\text{Y}_{1-x}\text{Co}_2$ のバンドフィリングによる磁性制御

細辻 一, 中村 裕之, 田畑 吉計, 和氣 剛

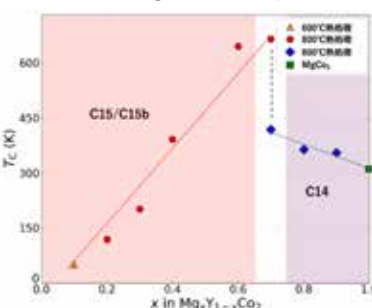
京都大学 工学研究科 材料工学専攻 磁性物理学研究室

E-mail : hosotsuji.ichi.76c@st.kyoto-u.ac.jp



AB_2 の組成を持つ化合物をラーベス相化合物と呼び, B が Co である Co 基のラーベス相化合物は典型的な遍歴電子磁性体である. A が Y である YCo_2 は立方晶 C15 の構造を持ち, 強磁性発現直前の交換増強されたパウリ常磁性を示す. また, MgCo_2 は六方晶 C14 の構造で $T_C = 310 \text{ K}$ の強磁性を示す. これらの中間組成である MgYCo_4 は立方晶 C15b の構造を持ち, $T_C = 410 \text{ K}$ の強磁性を示すことが最近報告された. これは Mg と Y の価数の違いに由来するフェルミエネルギーのシフトによるものと考えられ, その周辺組成の磁性にも興味を持たれる. $\text{Mg}_x\text{Y}_{1-x}\text{Co}_2$ ($0 < x < 1$) の固溶体について, 一部組成で合成が報告されているもののそれらの磁性は報告されていない. 本研究では, $\text{Mg}_x\text{Y}_{1-x}\text{Co}_2$ ($0 < x < 1$) の固溶体を系統的に合成し, 組成変化に伴う結晶構造の変化及び磁性の変化を調査した.

合成の結果, $x = 0.1\text{--}0.6$ で C15/C15b, $x = 0.7$ では C15 と C14 の共存, $x = 0.8, 0.9$ では C14 が得られた. 右図に示すようにキュリー温度は x に依存して系統的な変化を示し, $x = 0.6, 0.7$ では, MgYCo_4 ($x = 0.5$) の報告値を大きく上回る値が得られた. 一方, C14 の組成では T_C の変化は緩やかであった. これらの T_C の組成依存性はバンドフィリング効果としての磁性制御を実証するものである.



P8 Mo 封管法を用いた遍歴電子フラストレート磁性体 YMn_2 の合成

高橋 宥武

京都大学 工学研究科 材料工学専攻 磁性物理学研究室

E-mail : takahashi.hiromu.48z@st.kyoto-u.ac.jp



格子の幾何学的条件によって最低エネルギーをとるスピン配列が一意に決まらない状態を幾何学的フラストレーションと呼ぶ. フラストレーションは局在電子系で議論されてきたが, 電子が結晶中を動き回る遍歴磁性体でもその存在が期待される. その中でも YMn_2 は, Mn 原子が正四面体頂点共有構造をとる典型的な遍歴電子フラストレート磁性体であり, 特異な現象が複数観測されている. 最近では, Sc で Y を 3-5% 置換した多結晶試料のホール抵抗測定から, カイラリティの揺らぎの存在を示唆する異常が観測された[1]. スピンの三重積で定義されるスカラーカイラリティは, 有効磁場として伝導電子に作用して異常ホール効果に寄与するが, Y(Sc)Mn_2 ではフラストレーションによってその効果が大きいことが期待されている. しかし, その詳細な理解のために必要な, 単結晶を用いたホール抵抗測定は取り組まれていない. 金属間化合物の単結晶育成法としては融液中から結晶成長させるフラックス法がある. このとき原料と大気との反応を防ぐため, 原料の石英管封入が用いられるが, これは 1200°C を超える高温での合成に適用できない. 先行研究では, 石英管封入により YMn_2 及び Sc 少量置換体の単結晶を最高 1150°C の条件で育成し, その磁化を報告した[2]が, ホール抵抗測定に十分な大きさの単結晶は得られておらず, より高温での合成が望まれる. 今回注目する Mo 封管法は, Mo 円筒に不活性ガス環境下で原材料を入れたるつぼを閉じ込め, 中真空中で熱処理する手法で, Mo が高融点であるため高温合成が可能となる. 本研究では, この手法で YMn_2 および Y の Sc3% 置換体の大きな単結晶の育成を目指し, その物性測定を試みた. また, Tb 少量置換体は, 単結晶での物性報告が過去にないため, 単結晶育成を通じた磁化測定を試みた.

[1] 山岡正和, 京都大学工学研究科修士論文, 2013 [2] 筒井雅裕, 京都大学工学部卒業論文, 2022

P9 雰囲気制御による高磁化材料 $\text{SrFe}_{18}\text{O}_{27}$ 単相試料合成

長江 洋平^a, 和氣 剛^a, 田畑 吉計^a, 中村 裕之^a

^a京都大学 工学研究科 材料工学専攻 磁性物理学研究室

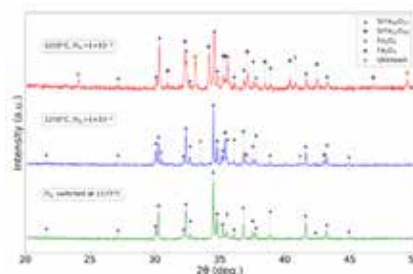
E-mail: nagae.yohei.56s@st.kyoto-u.ac.jp



【背景】W型フェライト $\text{SrFe}_{18}\text{O}_{27}$ (SrW) は、M型フェライト $\text{SrFe}_{12}\text{O}_{19}$ より室温で大きな磁化を有し、次世代フェライト磁石母材として期待される。SrW は酸素分圧-温度相図で安定領域が限定的であり、冷却中に酸化分解が報告されている。本研究では、雰囲気制御による開放系での徐冷条件下での SrW 合成・回収方法を検討した。

【方法】固相反応により SrW 多結晶試料を合成。 SrCO_3 と Fe_2O_3 を出発原料とし、1200-1300°Cで12時間保持。雰囲気は $\text{PO}_2 = 1 \times 10^{-5} - 1 \times 10^{-3}$ atm の Ar を使用し、一部実験では炉冷過程で酸素分圧を切り替えた。

【結果】 $\text{PO}_2 = 1 \times 10^{-3}$ atm 固定では Fe_2O_3 , $\text{SrFe}_{12}\text{O}_{19}$ の不純物が、 $\text{PO}_2 = 1 \times 10^{-4}$ atm 固定では Fe_3O_4 不純物が確認された。一方、昇温時 $\text{PO}_2 = 1 \times 10^{-3}$ atm, 1175°Cで $\text{PO}_2 = 1 \times 10^{-4}$ atm へ切り替えた場合、SrW 単相試料を得た。室温磁化は 79.6 emu/g で、単結晶の報告値と一致し、純良な SrW が得られたことを確認した。



【文献】

- [1] T. Reimann et al., J. Am. Ceram. Soc. 103, 324 (2020).
- [2] J.-H. You et al., J. Alloys Compd. 695, 3011 (2017).
- [3] S. Nakai et al., J. Ceram. Soc. Jpn. 133, 235 (2025).
- [4] H. Ueda et al., J. Phys. Soc. Jpn. 87, 104706 (2018).

P10 高酸素圧下合成 La-(Co-Zn)置換 M 型 Sr フェライトの研究

鈴木 征也^a, 中井 慎司^a, 和氣 剛^a, 田畑 吉計^a, 中村 裕之^a

^a京都大学 工学研究科 材料工学専攻 磁性物理学研究室

E-mail: suzuki.yukinari.47n@st.kyoto-u.ac.jp



【研究背景】現行のフェライト磁石母材である M 型フェライト ($\text{AFe}_{12}\text{O}_{19}$, $\text{A} = \text{Sr}, \text{Ba}, \dots$) の性能向上には Fe^{3+} の元素置換が有効であり、 Fe^{3+} を $\text{Co}^{2+}/\text{Zn}^{2+}$ で置換し、その電荷補償として A^{2+} を La^{3+} で共置換した La-Co/La-Zn 共置換 M 型フェライトがよく知られている。Co によって主に異方性磁場 H_A , Zn によって飽和磁化 M_S といった磁気特性が向上するが、それらを踏まえて Co および Zn を同時に置換することで両方の効果を同時に増強可能と期待される。しかし従来の大気環境での合成では、La-Co/La-Zn の固溶限のため、有意な磁気特性の向上は確認されていない。一方で、La-Co/La-Zn 共置換の固溶限は合成時の酸素分圧に依存し、高酸素圧下では固溶限が増大し、それに伴い磁気特性が向上する。即ち、高酸素圧環境を用いて La-(Co-Zn)を高濃度置換することができれば、高い M_S と H_A を併せ持つ高性能フェライト磁石母材の創製につながる。本研究では酸素 10 atm 下における La-(Co-Zn)置換の固溶限を同定するとともに、その磁気特性評価を行った。

【結果および考察】高酸素圧環境を用いることで、大気中合成と比較して、La-(Co-Zn)高濃度置換が達成された。また、Co および Zn の総置換量は La-Co/La-Zn 共置換の固溶限を超えず、Co および Zn 置換は互いに排他的であった。また一部の試料では H_A を保持しつつ非置換の試料よりも高い M_S を達成した。

P11 Ni(Mo, Re)₄S₈ 単結晶の電子状態と磁性

瀬川 優祐^a, Mohamed A. Kassem^a, 和氣 剛^a,

山浦 淳一^b, 田畑 吉計^a, 中村 裕之^a

^a京都大学 工学研究科 材料工学専攻

^b東京大学 物性研究所

E-mail : segawa.yusuke.44m@st.kyoto-u.ac.jp



欠損スピネル化合物 AM_4X_8 は、物質中で複数の遷移金属 M が近接して遷移金属クラスタ M_4 が形成され、そのクラスタが持つスピン/軌道自由度が織りなす非自明な物性が見られる物質として国内外で研究が行われている。我々はそれらのうち、詳細な物性が未開拓である $A(\text{Mo}_2\text{Re}_2)\text{S}_8$ ($A = \text{Fe}, \text{Co}, \text{Ni}, \text{Cu}, \text{Zn}, \text{Ga}$) について、同様に非自明な物性が現れることを期待して研究を行っている。

$\text{Ni}(\text{Mo}, \text{Re})_4\text{S}_8$ 単結晶試料を作製し、それに対して低温において複数の物性測定を行った。磁化率の温度依存性では、図に示すように 30 K 付近で大きな変化が見られる。このような振る舞いは従来の欠損スピネル化合物でも見られるスピン-重項の形成を思わせるが、様々な点で従来のものと異なる。特に電気抵抗測定の結果、この転移が金属-絶縁体的な転移であることが分かっており、従来の絶縁体的な電子状態を保つ相転移とは異なるという点で非常に興味深い。当日はこの物質に対する現状の実験結果と理解を紹介する。

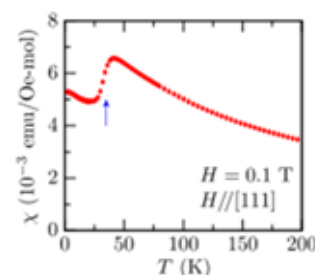


図. $\text{Ni}(\text{Mo}, \text{Re})_4\text{S}_8$ 単結晶
磁化率の温度依存性

P12 DyRu₂Si₂ の部分無秩序相における磁気散漫散乱と

超長周期構造

吉本 周玄^a, 田畑 吉計^a, 和氣 剛^a, 中村 裕之^a, 那波 和弘^b,

金城 克樹^b, Hung-Cheng Wu^b, 佐藤 卓^{b,c}

^a京都大学 工学研究科 材料工学専攻 ^b東北大学 多元物質科学研究所

^c東京大学 物性研究所

E-mail : yoshimoto.subaru.63z@st.kyoto-u.ac.jp



フラストレート磁性体 DyRu_2Si_2 では、零磁場で二つの部分無秩序相、I 相 ($T_{\text{N1}} = 29.5 \text{ K}$) と II 相 ($T_{\text{N2}} = 3.8 \text{ K}$) が現れる[1]。I 相の磁気構造では a 面上の全てのスピンが揺らいだ擬二次元面 (D_I 面) が現れる。II 相ではこの D_I 面が部分的に秩序化し、無秩序スピン鎖 (D_II 鎖 $\parallel c$ 軸) が b 方向に 9 倍周期で現れる、磁気伝搬ベクトル $\mathbf{k}_\text{II}^\text{m} = (2/9, 2/9, 0)$ で記述される構造となる[2]。我々は I-II 相転移で msec オーダーの異常に遅いスピンドYNAMIX を発見したが[3]、スピン相関の詳細は未解明であった。また D_II 鎖は 400 mK まで秩序化しないことは磁化率測定から示唆されているが、 T_{N2} 以下の相転移の有無は直接検証されていない[3]。これらの問題に関して、本研究では三軸分光器 (ISSP-GPTAS) を用いた中性子散乱実験を行った。I-II 相転移におけるスピン相関の発達に関しては、10 K から磁気散漫散乱が観測され、 D_I 面内で短距離相関が T_{N2} の十分高温から発達することを見出した。さらに II 相の $\mathbf{k}_\text{II}^\text{m}$ の磁気反射が 2.5 K で $(2/9, 2/9 \pm 0.0092, 0)$ に分裂し、 D_I 面内の磁気構造が格子の 9 倍周期から 108 倍の超長周期変調構造に変化することを見いだした。

[1] B. Andreani et al., J. Phys.: Condens. Matter. **7** (1995) 1889.

[2] S. Kawano et al., Physica B **346-347** (2004) 99.

[3] S. Yoshimoto et al., J. Phys. Soc. Jpn. **92** (2023) 094705.

P13 Enhancing Uniaxial Magnetic Anisotropy via Cation Redistribution in La-Co Co-Substituted Barium Hexaferrite through Post-Heat Treatment

Ade Mulyawan^a, Takeshi Waki^a, Yoshikazu Tabata^a, and Hiroyuki Nakamura^a

^aDepartment of Materials Science and Engineering, Kyoto University, Kyoto, Japan

E-mail : ade.mulyawan44j@st.kyoto-u.ac.jp



The magnetic performance of magnetoplumbite-type (M-type) hexagonal hard ferrite magnets stems from their high uniaxial magnetic anisotropy, which causes the magnetization to align strongly along the c -axis. Various cation substitutions have been attempted to improve the magnetic properties of ferrite magnets. The anisotropy field (H_A) depends heavily on the distribution of cations among crystallographic sites. This study examined the impact of different post-heat treatments on the cobalt (Co) distribution in the La-Co co-substituted $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ series, comparing immediate water quenching (WQ) and slow cooling (SC). The study was prompted by the result of DFT calculations that predicted that the probability of Co^{2+} ions occupying certain crystallographic sites depends on the cation freezing temperature. Similar to previous studies on $\text{SrFe}_{12}\text{O}_{19}$, our results on $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ highlight the importance of the SC post-heat treatment process (~ 50 K/h) in tuning the Co distribution to occupy the energetically favorable $4f_i$ site in the M-type ferrite. At 5 K, the H_A value of the SC sample was found to be 23.4% higher than that of the WQ sample at the highest Co substitution. This result emphasizes the importance of post-heat treatment in tuning the functionality of multi-site compounds.

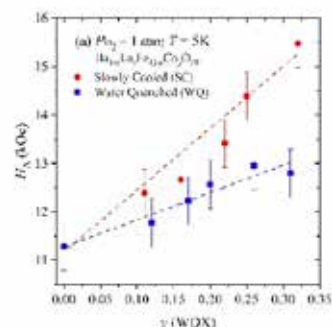


Figure 1. The magnetic anisotropy (H_A) of $\text{Ba}_{1-y}\text{La}_y\text{Fe}_{12-y}\text{Co}_y\text{O}_{19}$ plotted as the function of the actual Co^{2+} (y) content at 5 K.

P14 高濃度 La-Co 共置換 M 型 Sr フェライトの相安定性と磁気特性

中井 慎司^a, 和氣 剛^a, 田畑 吉計^a, 中村 裕之^a

^a京都大学 工学研究科 材料工学専攻 磁性物理学研究室

E-mail : nakai.shinji.37m@st.kyoto-u.ac.jp



M 型 Sr フェライト ($\text{SrFe}_{12}\text{O}_{19}$) の Fe^{3+} を Co^{2+} で置換し、電荷補償として Sr^{2+} を La^{3+} で共置換した La-Co 共置換 M 型 Sr フェライト (LaCoSrM , $\text{Sr}_{1-x}\text{La}_x\text{Fe}_{12-x}\text{Co}_x\text{O}_{19}$) は高い異方性磁場 H_A を持ち、高性能フェライト磁石母材として使用される [1]. H_A は Co 置換量増大に伴いさらに向上するが、その固溶限は合成時の酸素分圧に依存し、高濃度置換には高酸素圧下での合成が必要である [2]. 一方で、高酸素圧環境を用いて (仕込み Co 置換量) $\leq$ (Co 固溶限) が達成される場合でも、高濃度置換試料の単相化は実現していない. 本研究では高濃度置換試料の単相化条件およびその磁気特性、主に H_A を調査した.

LaCoSrM 多結晶試料 ($x=0.7\text{--}1.0$) を固相反応法により合成した. 熱間等方加圧装置を使用し, $p_{\text{O}_2} = 48, 194 \text{ atm}$, $T = 1300\text{--}1400^\circ\text{C}$ で合成した. 相同定には XRD を使用した. 磁気特性は SQUID 磁束計 (MPMS, Quantum Design) を用いて, $T = 5\text{--}300 \text{ K}$ で測定した.

La-Co 共置換量の増大に伴い、相は低温では不安定化し、単相化には高温での合成が必要であることが判明した. 例えば、共置換量 $x = 0.9$ では 1400°C 程度の合成温度が単相化には必要と推定される. LaCoSrM ($x=0.9$) は $T = 300 \text{ K}$ で $H_A = 41.5 \text{ kOe}$ であり、従来単相化可能であった組成条件よりも優れた磁気特性を達成することができた. ポスター発表では、単相化条件や磁気特性に関するより詳細な情報を提示する予定である.

[1] K. Iida et al., J. Magn. Soc. Jpn., **23** (1999) 1093.

[2] T. Waki et al., Mater. Res. Bull., **104** (2018) 87.

P15 Co パイロクロア格子を含むラーベス相 LuInCo₄ の異常な磁気異方性

塩谷 太基^a, 和氣 剛^a, 田畑 吉計^a, 中村 裕之^a, Mamoun Hemmida^b, Hans-Albrecht Krug von Nidda^b, Istvan Kezsmarki^b

^a京都大学 工学研究科 材料工学専攻 磁性物理学研究室

^bExperimental Physics V, Institute of Physics, University of Augsburg

E-mail : shiotani.taiki.48e@st.kyoto-u.ac.jp



パイロクロア格子を持つ金属磁性体は磁気相互作用のフラストレーションのみならず、電子構造にも特異性を持つことから近年大きな注目を集めている。我々は Co パイロクロア格子を内包する C15b ラーベス相 LuInCo₄ ($T_C = 306$ K) が低温・低磁場域で、 T_C 直下とは異なる強磁性状態を報告した[1]。その磁気状態は、[111] 磁化困難軸方向でメタ磁性転移的な異常を示し、典型的な強磁性体とは異なる性質を有する。しかし、詳細な磁気異方性やその温度発展は議論されておらず、低温強磁性相との関係も明らかになっていない。本研究では、磁化測定および電子スピン共鳴測定を行い、LuInCo₄ の磁気異方性を評価した。その結果、磁気異方性定数はキュリー温度よりもさらに低温の $T = 100$ K 付近から急速に発達し、典型的な立方晶強磁性体とは異なる温度依存性を示した。さらに、メタ磁性転移磁場と磁気異方性定数にはおおよそ比例関係が見られ、低温の非自明な強磁性状態の形成に磁気異方性が大きく関与することが分かった。

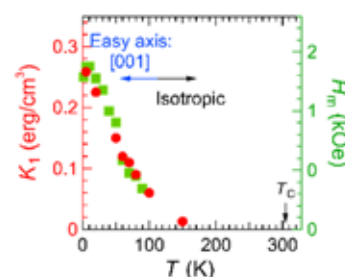


図 1 LuInCo₄ の磁気異方性とメタ磁性転移磁場の温度依存性

P16 Fiber-based background-free magneto-optical Kerr effect measurement technique

S. Suzuki^A, S. Yamane^A, S. Nakamura^A, Atsutoshi Ikeda^A, K. Noda^B, Akihiko Ikeda^B, S. Yonezawa^A

^ADept. Electronic Sci. Eng., Kyoto Univ, ^BDept. Info. Eng., Univ. Electro-Communications.

E-mail : suzuki.shuya.44s@st.kyoto-u.ac.jp



The magneto-optical Kerr effect (MOKE) refers to the modification of the polarization state of light upon reflection at the surface of material, depending on the magnetization. A related phenomenon is the Faraday effect, in which the polarization of light is modified during its propagation through a material under an applied magnetic field. In contrast to the Faraday effect, which accumulates as the light propagates, MOKE is surface-confined, and yields only small polarization changes.

Our group has already succeeded in measuring MOKE under pulsed magnetic fields for several ferromagnetic and ferrimagnetic materials using high-resolution all-fiber zero-area-loop Sagnac interferometer [1]. However, with the present optical setup, we also observe a background signal that scales linearly with the applied magnetic field; this background originates from the Faraday effect in optical parts such as a fiber and a lens. Suppression of this background is essential to obtain MOKE measurement at higher magnetic fields and for materials with small Kerr rotation signals.

As a method to suppress background, we focus on hollow-core fibers. These fibers have a fine structure surrounding the core, as shown in Fig. 1. These structures create a photonic band gap and enable light confinement in the hollow core.

Therefore, we are developing a setup for the background-free MOKE measurement technique using hollow-core fibers. This presentation will report on the latest progress, including these results.

[1] Atsutoshi Ikeda and S. Nakamura *et al.*, arXiv:2509.07383v1 (2025).



Fig.1 Photograph of an end face of hollow fiber.

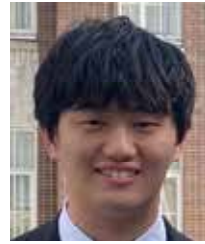
P17 ジョセフソンプラズマエミッタからの 10GHz 帯周波数変調 テラヘルツ波放射

杉本 啓太郎^a, 宮本 将志^a, 小林 亮太^a, 辻本 学^b, 掛谷 一弘^a

^a京都大学 工学部 電気電子工学科

^b産総研

E-mail : sugimoto.keitarou.45c@st.kyoto-u.ac.jp



ジョセフソンプラズマエミッタ (JPE) は Bi2212 の単結晶に内在する固有ジョセフソン接合を用いたテラヘルツ領域の光源デバイスである[1]. 最近, JPE に印加する電圧を振幅変調することで, 放射される電磁波を周波数変調させることに成功した[2]. 本研究では, デバイスに印加する交流電圧の変調周波数 f_{mod} を 3 GHz から 10 GHz まで変化させた. 結果として $f_{mod} = 7.5$ GHz まで周波数変調することに成功した. スペクトルの広がり f_{mod} に応じて複雑に変化し, JPE に変調電圧が印加されるまでの回路の減衰が強い周波数依存性を持つことが分かった. より高い変調周波数での周波数変調を実現するためには回路のインピーダンスを小さくする工夫が必要である.

本発表では, スペクトルの積分強度である放射電力の変調周波数依存性に注目した. すると変調幅を一定としたときに放射電力には変調周波数依存性があった. これは放射現象にジョセフソン接合の同期現象が関連していることを示唆している.

[1] I. Kakeya and H. Wang, *Supercond. Sci. Technol.*, **29**, 073001 (2016).

[2] M. Miyamoto *et al.*, *Nature Photonics*, **18**, 267–275 (2024).

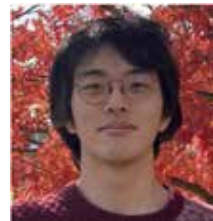
P18 低温・パルス強磁場下での磁気光学カー効果による UTe₂ メタ磁性転移の観測

中村 颯汰^a, 鈴木 秀弥^a, 山根 聡一郎^a, 池田 敦俊^a, 三宅 厚志^b,
青木 大^b, 近藤 雅起^c, 徳永 将史^c, 米澤 進吾^a

^a京都大学大学院 工学研究科 電子工学専攻

^b東北大学 金属材料研究所 ^c東京大学 物性研究所

E-mail : nakamura.souta.75x@st.kyoto-u.ac.jp



磁気光学効果とは, 物質を透過または反射する光に対する磁性の作用であり, 特に反射する際に光の偏光面が回転する効果を磁気光学カー効果 (Magneto-optical Kerr effect : MOKE) という. MOKE による磁氣的性質の測定は, 光による非侵襲的かつ高速な測定であり, 電磁ノイズの影響を受けにくいことからパルス磁場下での新たな測定プローブとして期待されている. 一方, 偏光の回転は非常に小さく, 試料空間が限られ外乱の多い環境であるパルス磁場下での測定は, 従来は室温環境かつ最大磁場 10 T 程に限られていた.

我々は, 光ファイバーを繋ぐコネクタであるフェルルールを用いた, 直径 3 mm 程の新たな試料固定機構を開発した. また, 定常磁場下での高感度 MOKE 測定に用いられていた loop-less Sagnac 干渉計を用い, 数値ロックイン解析と組み合わせ短時間での高感度な測定を可能とした[1].

このセットアップを用い, 今回我々は高磁場施設での最低温度 1.4 K, 最大磁場 60 T の条件下での MOKE 測定に成功し, UTe₂ におけるメタ磁性転移に伴う信号の変化を観測した. 本発表ではその結果と詳細を報告する.

[1] A. Ikeda, S. Nakamura *et al.*, arXiv:2509.07383(2025); to be published in Phys.Rev. Research (DOI:https://doi.org/10.1103/vy7j-ylb4)

P19 ひずみセンサーFiber Bragg grating を用いた f 電子系交替 磁性体 Ce_2CuGe_6 のピエゾ磁気効果測定

乗松 美織^a, 埜田 傑留^a, 池田 敦俊^a, 後藤 佑和^b, 日比野 瑠央^b,
小手川 恒^b, 米澤 進吾^a

^a 京都大学 工学研究科 電子工学専攻

^b 神戸大学 理学研究科

E-mail : norimatsu.miori.37m@st.kyoto-u.ac.jp



ピエゾ磁気効果 (Piezomagnetism; PZM) は磁場とひずみの線形関係であり ($\epsilon \propto H$), 時間反転対称性 (time-reversal-symmetry; TRS) を破った物質で生じることが分かっている. 本研究では, 交替磁性体 Ce_2CuGe_6 を対象に, Fiber Bragg grating (FBG) を用いたひずみ測定を行った. この物質は, 理論的に磁場を c 軸方向に印加した際に PZM が現れると予測されている. FBG は, 光ファイバー内部の屈折率変調により, 特定の波長の光のみをブラッグ反射する特性を持ち, 試料の伸縮に伴った反射波長の変化から歪みを検出する手法である.

本研究では, 二つの試料において測定を行い, 一方の試料において $H//c$ における PZM の観測に成功し, PZM が出ないはずの $H//b$ では上述のようなふるまいは見られず, メタ磁性の影響も見ることができた. もう一方の試料では PZM は観測されず, メタ磁性の影響がより強く見られた. 今後は試料依存性の解明やより詳細な温度依存性や他軸方向での応答の測定などを行う.

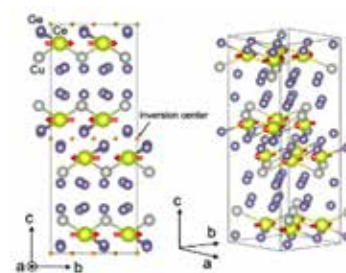


図 1 Ce_2CuGe_6 の磁気構造[1]

[1] H. Kotegawa *et al.*, Phys. Rev. Lett. **133**, 106301 (2024).

P20 銅酸化物超伝導体の固有ジョセフソン接合スタックを対象 としたスケーラブルなシミュレーション手法の開発

森 倫太郎^a, 小林 亮太^a, 掛谷 一弘^a

^a 京都大学 工学研究科 電子工学専攻

E-mail : mori.rintaro.27z@st.kyoto-u.ac.jp



テラヘルツ波は電波と光の中間領域に位置する周波数帯 (0.1~10 THz) を有する電磁波であり, 高速無線通信やイメージングなどへの応用が期待されている. 近年, 有望なテラヘルツ波源として, 高温銅酸化物超伝導体 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ (Bi2212) を用いたジョセフソンプラズマエミッタ (JPE) が注目されており[1], 本研究では JPE の動作解析および設計効率の向上を目的として, LTspice®を用いた等価回路モデルの構築[2]とシンボル化手法を検討する. JPE は多数の固有ジョセフソン接合 (IJJ) から構成されるため, 従来の回路記述では拡張性や可読性に課題があった. そこで, 接合の等価回路をサブサーキットおよびカスタムシンボルとして実装し, 構造や材料パラメータの変更に柔軟に対応可能なモジュール化設計を提案する. 本手法により, 回路の視認性を保ちつつ大規模 JPE の解析が可能となり, 実験設計と理論検討の両面で有効なシミュレーション環境を実現できることを示す.

References

[1] I. Kakeya and H. Wang, Supercond. Sci. Technol. **29**, 073001 (2016).

[2] R. Kobayashi and I. Kakeya, Supercond. Sci. Technol., **38**, 02LT01 (2025)

P21 多種類のpiezo素子を用いた「ベクトル圧力装置」の開発と試料変形の評価

藤田 祥太郎^A, 池田 敦俊^A, Giordano Mattoni^B, 松木 久和^B, 前野 悦輝^B, 米澤 進吾^A

京都大学 工学研究科 電子工学専攻 集積機能工学研究室^A,

京都大学 TRiKUC^B

E-mail : fujita.shotaro.35x@st.kyoto-u.ac.jp



現在, 積極的に結晶の対称性を制御することが可能な一軸圧力を利用した研究が盛んであり, Sr_2RuO_4 における超伝導転移温度の上昇[1]など, 興味深い成果が多数報告されている. 既存の装置ではその一軸方向の圧力の大きさを制御することが可能である[2]一方で, 一度装置に試料を取り付けると一軸圧力の方向を変えることは不可能である. 一軸圧力の方向が異なると物性の変化も異なる場合があり[1], 多方向から連続的に一軸圧力を印加することが可能になれば, 超伝導転移温度に限らず様々な物性の変化が期待される.

そこで本研究では「ベクトル圧力印加装置」[3]を開発した. 「ベクトル圧力」とは一軸圧力の角度も制御することが可能な圧力であり, 既存の一軸圧力印加装置に, 新たにせん断方向に変形するpiezo素子を組み合わせることで実現することができる. この装置によって一軸圧力に対する物性変化の角度依存性も連続的に観測することが可能となる. 装置を作製した結果, ベクトル圧力印加装置上のせん断piezo素子の表面について, 室温での変位を計測し, 変形を示すパラメータである歪み行列を評価し, せん断ひずみと一軸歪みが同時に実現されていることを確認できた. またせん断piezo素子への印加電圧を変化させることにより, 発生するせん断ひずみが増加し, 一軸圧力が最大時に 17° 回転することを確認できた. 本発表ではベクトル圧力装置の設計と評価, そして実際に試料を載せた測定結果についても説明する.

参考文献

[1] C. W. Hicks *et al.*, Science **344** 283 (2014).

[2] C. W. Hicks *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **85**, 065003 (2014).

[3] 特許出願中.

P22 Magneto-Optical Kerr Effect Study of $\text{Fe}_2\text{Mo}_3\text{O}_8$ with Competing Antiferromagnetic and Ferrimagnetic Orders in Pulsed High Magnetic Fields

S. Yamane^a, S. Nakamura^a, S. Suzuki^a, A. Ikeda^a, M. Kondo^b, M. Tokunaga^b, K. Noda^c, A. Ikeda^c, T. Kurumaji^d, K. Ino^e, K. Matsuura^e, F. Kagawa^{e, f}, Y. Tokura^{f, g, h}, and S. Yonezawa^a

^aDepartment of Electronic Science and Engineering, Kyoto University,

^bThe Institute for Solid State Physics, The University of Tokyo,

^cDepartment of Engineering Science, University of Electro-Communications,

^dDivision of Physics, Mathematics and Astronomy, California Institute of Technology

^eDepartment of Physics, Institute of Science Tokyo

^fRIKEN Center for Emergent Matter Science (CEMS)

^gDepartment of Applied Physics, The University of Tokyo

^hTokyo College, The University of Tokyo

E-mail : yamane.soichiro.73f@st.kyoto-u.ac.jp



The magneto-optical Kerr effect (MOKE) is a powerful technique that enables highly sensitive and non-contact detection of the magnetic properties of materials. Because this method is robust against electromagnetic noise, it is expected to be well suited for measurements under pulsed high magnetic fields. In this study, we successfully performed MOKE measurements under extreme conditions down to 1.4 K and up to 60 T, and carried out pulsed high-field MOKE measurements on the multiferroic material $\text{Fe}_2\text{Mo}_3\text{O}_8$. In this presentation, we report the details of our measurement setup and discuss the experimental results.

P23 超伝導テラヘルツ光源の分光偏光測定にもとづく 数理モデルの構築

小林 亮太^a, 掛谷 一弘^a

^a 京都大学大学院 工学研究科 電子工学専攻 米澤研究室

E-mail : kobayashi.ryota.86a@st.kyoto-u.ac.jp



ジョセフソンプラズマエミッタ (JPE) は銅酸化物高温超伝導体 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ (Bi2212) に内在する固有ジョセフソン接合 (IJJ) を用いた超伝導ベースのテラヘルツ光源である[1]. 固有ジョセフソン接合は超伝導層と絶縁層が交互に積層した結晶構造を指し, ジョセフソン接合の直列アレイとみなすことができる. JPE の動作原理は IJJ の積層性を厳密に扱う Lawrence-Doniach (LD) モデル[2]により記述されるが, その求解には独自の実装が必要であり数値計算の拡張性や柔軟性に制約をもたらしていた. 本発表では, JPE の有効モデルの階層を提示し, 実デバイスの分光偏光測定結果との整合性を議論する. 階層に属する有効モデルは, 汎用シミュレータ上に実装可能であったり, 接合の位相間にはたらく相互作用を解析的に記述可能であるという点で従来の LD モデルの抱える課題を克服する.

[1] L. Ozyuzer et al., *Science* **318**, 1291–1293 (2007).

[2] W. E. Lawrence, S. Doniach, *Proceedings of the Twelfth International Conference on Low Temperature Physics*, 361–362 (1971).

P24 交替磁性体／超伝導体接合における超伝導輸送特性

山田 陽博^a, 輕部 修太郎^{a,b}, 稲岡 侑真^a, 政所 哲真^a, 所 風伍^a,
平田 勸^a, 松木 久和^a, 久富 隆佑^{a,b}, 塩田 陽一^{a,b}, 小野 輝男^{a,b}

^a 京大化研, ^b 京大 CSRN

E-mail : yamada.akihiro.42y@st.kyoto-u.ac.jp



近年, 強磁性体, 反強磁性体に次ぐ第三の磁性体として交替磁性体が注目を集めている[1]. 交替磁性体は全体の磁気モーメントが補償するコリニア反強磁性体でありながら, 磁気モーメントを囲む結晶場が異方的なため系の時間反転対称性を破り, スピン分裂を生じる磁性体である. 特に, 交替磁性体/超伝導体接合によってもたらされるこれらの協奏効果というのは大変興味深い. これまで, 強磁性体ジョセフソン接合では, 磁場によりトンネルするクーパ対の位相が変調され, 位相差-電流特性が変化することが知られている. 交替磁性体でも, スピン分裂に起因した類似の効果が理論的に予想されており, スピン分裂方向を反映した結晶方位により膜厚と臨界電流の関係が異なることが指摘されている[2]. また, ジョセフソン接合に限らず, 交替磁性体に接した超伝導体の超伝導特性がどのような変調を受けるのかも全く未知である. このような興味深い研究を実施する上で, 実験プラットフォームとなる交替磁性体/超伝導体接合の結晶成長は重要な課題である. 以上の背景から本研究では, 交替磁性体/超伝導体接合の作製に取り組み, 特にジョセフソン接合実験に向けて, 本接合のエピタキシャル成長と, その試料の超伝導特性評価を目的とした.

[1] L. Šmejkal et al., *Phys. Rev. X* **12**, (2022) 031042.

[2] B. Lu et al., *Phys. Rev. Lett.* **133**, (2024) 226002.

P25 高温高対称相のクエンチングによる Bi^{3+} ローンペアの不活性化

高野 晃誠, 小川 幹太, 山本 隆文

京都大学 理学研究科 化学専攻

E-mail : takano.kosei.78u@st.kyoto-u.ac.jp



Pb^{2+} や Bi^{3+} 等のポスト遷移金属カチオンを含む化合物は、近年、光エネルギー変換材料や熱電材料としての応用が期待されている。これらのカチオンは、 ns^2np^0 という電子配置を有し、この 2 電子が、結晶中で立体化学的に活性な“ローンペア”として機能するため、結晶中で歪んだ配位環境をとることが多い。これは、歪んだ配位環境における、カチオンの空の np 軌道とアニオンの軌道の相互作用によるエネルギー的安定化としても説明できる。

このような軌道相互作用の観点から、カチオンの配位環境を高対称化し、ローンペアの立体化学活性を抑制することで、バンドギャップが狭窄化することが予想される。これまでに、層状化合物 $\text{Bi}_2\text{YO}_4\text{Cl}$ において、高対称な配位環境を有する Y^{3+} の一部を Bi^{3+} で置換した $\text{Bi}_2(\text{Y}_{1-x}\text{Bi}_x)\text{O}_4\text{Cl}$ を合成し、バンドギャップの狭窄化を実証してきた^[1]。しかし、 Bi の置換率が $x = 0.5$ を超えると、ローンペアが活性な低対称相が出現してしまうことが分かっていた。

本研究では、高温相を急冷することで、 $x = 0.5$ を超える組成でも、高対称な Bi 配位サイトを有する相が室温で取り出せることを見出した(図1)。当日は、その合成、構造、物性について議論する。

[1] Ogawa, K. et al., *J. Am. Chem. Soc.* **2024**, *146*, 5807.

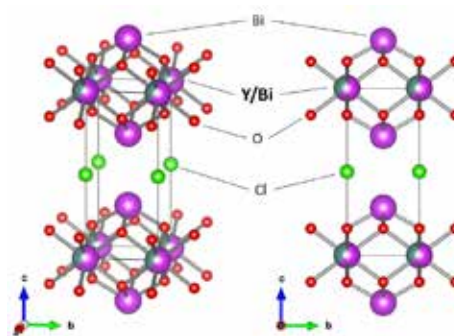


図1 急冷により合成した層状化合物 $\text{Bi}_2(\text{Y}_{0.3}\text{Bi}_{0.7})\text{O}_4\text{Cl}$ の結晶構造

P26 高圧合成法により得られた新規層状鉛ハライド化合物の低温蛍光特性

松島 航暉^{a,b}, 東 正樹^a, 山本 隆文^{b,a}

^a東京科学大学 物質理工学院 材料系

^b京都大学 理学研究科 化学専攻

E-mail : matsushima@kinso.kuchem.kyoto-u.ac.jp



有機-無機ハイブリッドハライド化合物は、太陽電池の光吸収材料や発光材料として注目されている。これらの化合物の合成には、大気圧下での液相合成が多く用いられる。一方、金属酸化物など無機材料では、高温高圧での固相合成を用いることで、常圧では得られない構造が形成されることが知られている。本研究では、高温高圧合成法を有機無機ハイブリッドハライド化合物に適用することで、新規層状鉛ハライド化合物の合成に成功した。層状ハライド化合物では、発光に参与する励起子の量子閉じ込め効果により、高強度な発光が得られやすい傾向にあることが知られている。そこで、本物質の発光特性を調べたところ、5.5 Kにおいて高強度な緑色蛍光を示すことが明らかとなった(図1)。本発表では、合成の詳細に加え、本物質の光学特性の温度依存性、および低温での発光発現の起源について報告する。

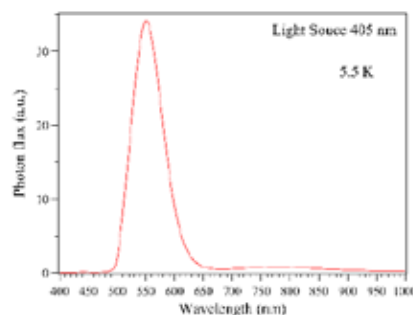


図1 本化合物の 5.5 K での蛍光特性

P27 スピネルフェライト $\text{Mn}_{1+x}\text{Fe}_{2-x}\text{O}_4$ の局所構造と磁気異方性の関係

小出 倫太郎^a, 吉永 公平^a, 山本 隆文^a, 植田 浩明^b, 道岡 千城^a

^a京都大学 理学研究科 化学専攻 金相学研究室

^b島根大学 先端マテリアル研究開発協創機構

E-mail: koide@kinso.kuchem.kyoto-u.ac.jp



軟磁性体 $\text{Mn}_{1+x}\text{Fe}_{2-x}\text{O}_4$ 固溶系はスピネル型構造を有し、四面体 A サイトおよび八面体 B サイトの二つの遷移金属サイトをもつ (図 1)。置換量 x と格子体積の関係 (図 2) から、Cubic 1, Cubic 2, Tetragonal の三つの相が存在することが分かっているが、Mn, Fe の局所構造 (占有サイトや価数) は合成条件に依存して変化し、組成からは一意に定まらない^[1]。

本研究では、 $\text{Mn}_{1+x}\text{Fe}_{2-x}\text{O}_4$ において単一イオン磁気異方性を生じえる $\text{Mn}^{3+}(\text{d}^4)$, $\text{Fe}^{2+}(\text{d}^6)$ の量と異方性定数の定量的関係を調べた。 $x = -0.5, 0, 0.5, 1.0$ の単結晶を TSFZ 法により育成し、Mn, Fe の平均価数を XAFS 測定により、占有サイトを強磁性 NMR 測定により同定した。その結果 Cubic1 相, Cubic2 相で異なる価数の組成依存性を示した。当日は、 $\text{Mn}^{3+}(\text{d}^4)$, $\text{Fe}^{2+}(\text{d}^6)$ 量と磁化測定結果から算出した異方性定数の組成依存性を示し、これらの関係について議論する。

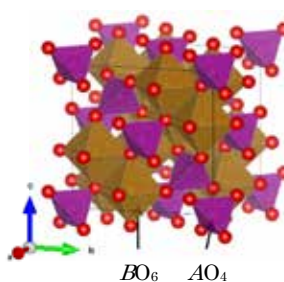


図 1 スピネル酸化物 AB_2O_4 の結晶構造。

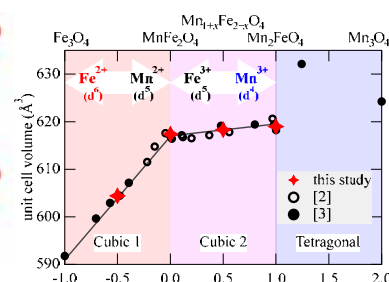


図 2 $\text{Mn}_{1+x}\text{Fe}_{2-x}\text{O}_4$ 固溶系における組成 x と格子体積の関係

[1] F. K. Lotgering, *Philips Res. Repts* **20**, 320 (1965).

[2] J. Sakurai, *et al.*, *J. Phys. Soc. Japan* **23** (1967) 1426.

[3] A. Bergstein, *Czech. J. Phys.* **B13**, 613 (1963).

P28 YbMn_6Ge_6 における磁気相図

中谷 剛人^a, 道岡 千城^a, 植田 浩明^b, 山本 隆文^a

^a京都大学 理学研究科 化学専攻 金相学研究室

^b島根大学先端マテリアル研究開発協創機構

E-mail: nakatani@kinso.kuchem.kyoto-u.ac.jp



六方晶金属化合物 RMn_6X_6 ($R = \text{Mg}, \text{Sc}, \text{Y}, \text{Zr}, \text{Hf}, \text{Gd-Lu}, X = \text{Ge}, \text{Sn}$) では室温以上で Mn が磁気秩序する。そして R が磁性元素の場合、Mn と R の磁気モーメント間の相互作用の競合によって、低温や外部磁場下において Mn と R が共に磁気秩序した多様な磁気相が現れることが知られており、これらの磁気相は異常ホール効果など特異な物性の舞台となっている^[1]。本化合物群に属する YbMn_6Ge_6 は、Mn の磁気モーメントが $T_{\text{N1}} = 480 \text{ K}$ で反強磁性秩序する^[2]。一方で Yb の磁気モーメントが磁気秩序するかどうかは未解明である。低温で期待される Mn と Yb の協奏的な磁気相の物性に興味を持たれる。

我々は YbMn_6Ge_6 の低温物性を調べるべく YbMn_6Ge_6 の単結晶育成を行った。得られた単結晶試料を用いて磁化測定を行い、磁場-温度相図(図 1)を作成した。磁化率の温度依存性から 1 kOe において $T_{\text{N2}} = 89 \text{ K}$ に異常が観測され、Mn のみが磁気秩序した反強磁性相 AF1 相から新たな磁気秩序相 AF2 相へ相転移したと考えられる。また、様々な温度で磁化過程を測定したところ、AF1 相, AF2 相に磁場を印加するとそれぞれ異なる磁場誘起相へ転移することが明らかになった(図 1)。加えて T_{N2} 前後の温度での磁化過程の振る舞いの違いから AF2 相では Yb が磁気秩序していることが示唆された。当日は測定結果の詳細と磁場-温度相図(図 1)について議論する。

[1] T. Asaba *et al.*, *Phys. Rev. B* **101**, 174415 (2020).

[2] G. Venturini, R. Welter and B. Malaman, *J. Alloys Compd.* **185** 99-107 (1992).

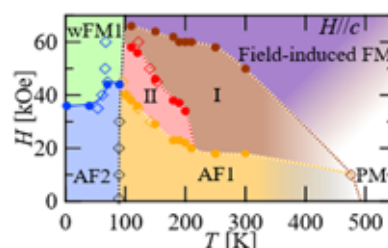


図 1 YbMn_6Ge_6 の磁場-温度相図。

P29 Sr-Fe 系ペロブスカイト酸化物におけるトポタクティク 反応の時分割 XRD 測定

小菅 大輝^a, 山本 隆文^a

^a 京都大学 理学研究科 金相学研究室

E-mail : kosuge@kinso.kuchem.kyoto-u.ac.jp



酸素貯蔵材料とは、雰囲気変化に応じて可逆的に酸素を吸蔵・放出する材料のことを指す。この特性を活かして、酸素貯蔵材料は自動車用排気ガス浄化触媒の触媒担体として使用されている。実用材料である $\text{CeO}_2\text{-ZrO}_2$ 固溶体の酸素吸蔵・放出反応においては、カチオンサイトがほぼ維持された状態で（トポタクティクに）酸素イオンの出し入れが行なわれている[1]。

本研究では、一連の Ruddlesden-Popper 型の層状ペロブスカイト化合物 $\text{A}_{n+1}\text{Fe}_n\text{O}_{3n+1}$ ($\text{A} = \text{Sr, La}, n = 2, 3, \infty$) に着目した[2]。これらの物質は積層ペロブスカイト数 n が異なると、還元相の酸素欠損秩序様式が異なり、酸素貯蔵機能にも違いが現れる。これらの物質の酸化還元反応に対し、放射光を用いた時分割 XRD 測定を行うことで、その酸素吸蔵・放出の際に起きている動的な構造変化を観察し、その反応メカニズムと酸素貯蔵特性との関係を明らかにすることを本研究の目的とした。実験は、SPring-8 の BL13XU ビームラインにおいて、雰囲気変化と同期した時分割 XRD 測定を 12~102 ms の時間分解能にて実施した (Fig. 1)。本発表では、時分割 XRD 測定の解析結果を中心に、 $\text{A}_{n+1}\text{Fe}_n\text{O}_{3n+1}$ の酸素貯蔵機能を報告する。

[1] J. Kašpar et al., *J. Mater. Chem.*, 15, 633(2005).

[2] T. Kosuge et al., *Chem. Mater.*, 37, 8187(2025).

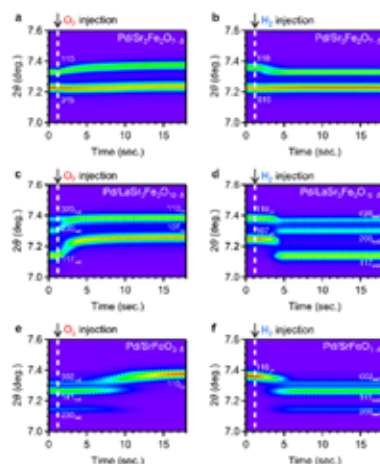


Fig. 1 Time-resolved XRD patterns of redox reaction for iron-based compounds at 773 K.

P30 Au(111)面上の CaF_2 超薄膜の STM による観察

辻田 健樹, 竹島 紫苑, 八田 振一郎, 奥山 弘
京都大学 理学研究科 化学専攻 表面化学研究室

E-mail : tsujita@surf.kuchem.kyoto-u.ac.jp



研究背景と目的: 金属基板上の絶縁体超薄膜は表面研究において重要な系のひとつであるが、フッ化物超薄膜についての研究は非常に限られている。本研究では、バルクで 12 eV の大きなバンドギャップをもつ CaF_2 について、Au(111) 表面における成長様式や構造、さらに電子状態を解明することを目的として研究を行った。

実験の方法: 超高真空中で走査トンネル顕微鏡 (STM) により原子スケールでの構造観察と電子分光を行った。基板温度を 500-600 K に保ちながら CaF_2 を加熱蒸着することで試料を作製し、測定時は 78 K または 4 K に冷却した。

結果と考察: Au(111) 表面において CaF_2 は層状成長し、主に正三角形と円形の二種類のアイランドが観察された。前者は三層の薄膜に帰属され、 $\text{CaF}_2(111)$ 表面に対応する六方格子の原子像が観察された。一方後者は一層の超薄膜に帰属され、長周期の超格子が観測されるなど Au(111) と CaF_2 の強い相互作用を示唆する結果が得られた (図 1)。また、走査トンネル分光により CaF_2 の状態密度を計測し、一層の超薄膜においても 8 eV 以上のバンドギャップの存在が確認された。

結論: Au(111) 表面における CaF_2 の構造と電子状態を解明し、フッ化物超薄膜の研究や応用につながる結果を得た。

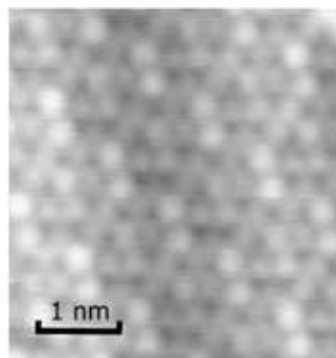


図 1. STM image of $\text{CaF}_2(1 \text{ TL})/\text{Au}(111)$ (0.05 V, 0.1 nA)

P31 Si(111)基板上への Sb_2Te_3 超薄膜の作製

平山 統, 八田 振一郎, 奥山 弘

京都大学 理学研究科 化学専攻 表面化学研究室

E-mail : hirayama.wataru.84u@st.kyoto-u.ac.jp



半導体の pn 接合は、太陽電池やレーザーなど様々なデバイスに応用されている。化合物半導体の多くは、固有点欠陥によって自然に n 型もしくは p 型にドーピングされる性質がある。これを利用して、原子層レベルで精密にヘテロ積層膜を構築することができれば、デバイスの小型化や効率化が期待できる。 Sb_2Te_3 は、Sb 原子が Te サイトに入り込む Sb_{Te} 欠陥によって p 型伝導を示すことが知られており[1], n 型伝導を示す Bi_2Te_3 や Bi_2Se_3 と組み合わせることによって pn 接合を作製できる [2]。

Sb_2Te_3 の結晶構造は、Te-Sb-Te-Sb-Te の 5 原子層を積層単位 (Quintuple Layer: QL) としており (図 1), 各 QL の表面にダングリングボンドは存在しない。このため、格子整合していない基板上においてもエピタキシャル成長しやすいことが知られている。しかし、Si 基板上に Sb_2Te_3 薄膜を作製した研究は少ない。本研究では、 $\text{Sb}_2\text{Te}_3/\text{Bi}_2\text{Se}_3$ 構造構築の前段階として、分子線エピタキシー (MBE) 法を用いて Si(111)基板上に数 QL までの厚さの Sb_2Te_3 の超薄膜を作製することを試みた。結晶性については低速電子回折、電子状態については角度分解光電子分光を用いて調査した。

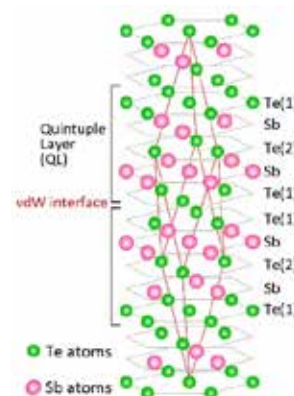


図 1 Sb_2Te_3 の結晶構造

[1] J. Hora'k, Z. Stary' and J. Klikorka, *Phys. Status Solidi B* **147** (1988) 501–510.

[2] M. Lanius *et al.* *Crystal Growth & Design* **16** (2016) 2057–2061.

P32 グラフェンに担持された Au 原子と分子の相互作用

楠本 健太郎, 八田 振一郎, 奥山 弘

京都大学 理学研究科 化学専攻

E-mail : kkusumoto@surf.kuchem.kyoto-u.ac.jp



単原子触媒は高い反応選択性と触媒効率から注目されており、近年盛んに研究されている。触媒特性は電子状態に強く依存し、その電子状態は担体などの環境に支配されるため、その特性を解明するためには界面を原子レベルで規定することが重要である。酸化物上の金属単原子と比較して、グラフェン上でその化学的特性を調べた研究は少ない。本研究では、Rh(111)表面に作製したグラフェン上に Au 原子を吸着し、その吸着状態と電子状態を走査トンネル顕微鏡 (STM) によって明らかにした。さらに、気体分子と Au 単原子の相互作用についても調べた。

グラフェン上で Au は単原子として吸着することがわかった。Au 原子の電子状態を測定するとフェルミ準位の上 0.6~0.7 eV に非占有準位が観測され (図 1), Au 6s 軌道と $\text{C}2p_z$ 軌道の相互作用により生じる反結合性軌道に帰属した。この軌道はフェルミ準位直上にあることから気体分子との相互作用に寄与すると予想される。そこで表面を一酸化炭素に曝露したところ、Au-CO 複合体が生成した。複合体に対する Au 6s - C $2p_z$ 軌道は 1.1 eV にシフトした。これより、CO から Au へ電子が供与されることで Au-CO 複合体が形成されることがわかった。

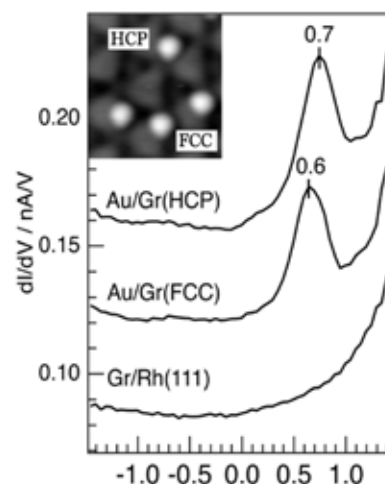


図 グラフェン上 Au 単原子の電子状態

P33 5-アゾニアスピロ[4.4]ノナンを対カチオンとする

ニッケルジチオレン錯体の合成

内山 修^a, 中野 義明^b, 大塚 晃弘^b

^a 京都大学 理学部

^b 京都大学 理学研究科 化学専攻

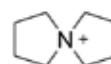
E-mail : uchiyama.shu.58y@st.kyoto-u.ac.jp



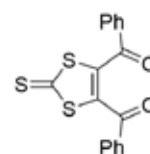
AS[4.4]は柔粘性イオン結晶に用いられるカチオンであり、結晶中に柔粘性を付与する成分とみなすことができる。また、柔粘性はイオン伝導性、電気伝導性、熱伝導性等に影響をおよぼすことから、柔粘性を化学的に制御する方法論の確立が課題となっている。さらに、柔粘性による秩序-無秩序転移は、スイッチング/メモリー材料に利用することもできる。実際、AS[4.4]を用いた(AS[4.4])(TCNQ)₂の秩序-無秩序転移において、導電性・磁性が変化することを報告している[1]。今回は、導電性成分としてNi(dmit)₂を用いてAS[4.4]との塩を作製し、結晶構造、物性の解明を目的とした。

メタノール中でdmit(COPh)₂をNaOCH₃と反応させた後、NiCl₂を加え、I₂で酸化を行ってから(AS[4.4])Iを加えることにより黒色粉末として(AS[4.4])[Ni(dmit)₂] (1)を得た。C=C伸縮振動、C=S伸縮振動がそれぞれ1353, 1048 cm⁻¹に観測され、[Ni(dmit)₂]であることを示している。今後、化学酸化法、電解法により(AS[4.4])[Ni(dmit)₂]₂を作製し、当日はそれらの詳細について報告する。

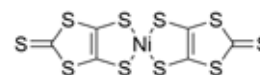
[1] KIM, 石川, 中野, 大塚, 日本化学会第105春季年会, [C]C303-2pm-05 (2025)



AS[4.4]



dmit(COPh)₂



Ni(dmit)₂

P34 N-ヘキシル化 DABCO と TCNQ からなる電荷移動錯体の

構造と物性

栗原 悠生^a, 中野 義明^b, 大塚 晃弘^b

^a 京都大学 理学部

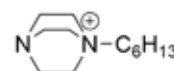
^b 京都大学 理学研究科 化学専攻

E-mail : kurihara.shu.38r@st.kyoto-u.ac.jp

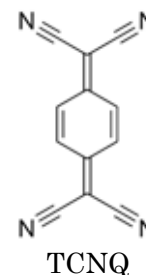


有機導電体は、分子配列によって様々な物性を発現することができる。我々は、結晶中に柔粘性や弱い相互作用を導入でき、アルキル鎖の伸長によって結晶構造を変化させることができるC_nDABCOに着目し、TCNQラジカルアニオン塩の構造と物性について検討してきた。これまでに(C_nDABCO)(TCNQ)₂ (n = 4-7)が室温電気伝導度10⁻¹-10⁰ S cm⁻¹オーダーの半導体的挙動を示すことや(C₆DABCO)(TCNQ)₂が低い熱伝導率を示すことを報告している[1]。また、(C₆DABCO)(TCNQ)₂には多形が存在するものの構造や物性について不明な部分も多い。そこで本研究では、C₆DABCO塩の多形について検討した。TCNQと(C₆DABCO)Iを混合することで黒色針状結晶(1)、黒色板状結晶(2)、暗紫色棒状結晶(3)を得た。UV-vis-IRスペクトルを測定したところ、錯体1, 2では約3000 cm⁻¹付近、錯体3では約9000 cm⁻¹付近に電荷移動吸収帯が観測された。また、中性TCNQ、錯体1, 2, 3のC≡N伸縮モードを比較することにより、錯体1, 2は(C₆DABCO)(TCNQ)₂、錯体3は(C₆DABCO)(TCNQ)であると考えられる。当日はこれらの塩の構造・物性の詳細について報告する。

[1] 中井, 小川, 石川, 大塚, 矢持, 吉野, 中野, 第32回基礎有機化学討論会, 1P117 (2022)



C₆DABCO



TCNQ

P35 カチオン性色素を対成分とする TCNQ 系

ラジカルアニオン塩の合成

井原 透陽^a, 中野 義明^b, 大塚 晃弘^b

^a京都大学 理学部

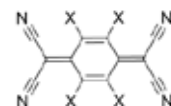
^b京都大学 理学研究科 化学専攻

E-mail : ihara.touya.82c@kyoto-u.ac.jp

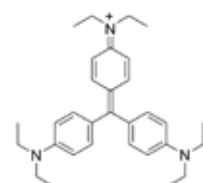


TCNQ 誘導体は積層カラムを形成することで導電性を示す導電性成分であるが、その電子系は強い電子相関により、単純な金属ではなく、モット絶縁体や電荷秩序絶縁体になっていることが多い。一方カチオン性色素は、正電荷が π 共役系にわたって非局在化していることから、イオン間の静電相互作用や導電キャリア局在化の抑制に寄与するものと考えられる。本研究では、電荷の局在化と非局在化の境界領域にある物質の開発を目的として、カチオン性色素であるエチルバイオレット(EV), メチレンブルー(MB)を用いた TCNQ と F₄TCNQ のラジカルアニオン塩について検討した。

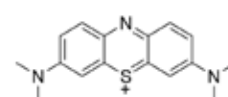
エタノール中で(EV)Cl と Li(TCNQ)を混合し溶媒を留去した。得られた固体をベンゼンに溶解後、ペンタンの蒸気拡散により、黄緑色の棒状結晶を得た。赤外スペクトルを測定したところ、2180 cm⁻¹ 付近に TCNQ⁻に特有の C≡N 伸縮振動が観測された。アセトニトリル中で(MB)Cl と Li(TCNQ)を混合し、(MB)(TCNQ)を得た。同様に、C≡N 伸縮振動は 2180 cm⁻¹ 付近に観測された。当日は、合成手順や他の錯体の詳細についても報告する。



TCNQ: X = H
F₄TCNQ: X = F



EV



MB

P36 5-アゾニアスピロ[4.5]デカンカチオンを対成分とする

TCNQ ラジカルアニオン塩の相転移による物性変化

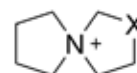
KIM YONGJIN^a, 石川 学^a, 中野 義明^a, 大塚 晃弘^a

^a京都大学 理学研究科 化学専攻

E-mail : kim.yongjin.67s@st.kyoto-u.ac.jp



柔粘性イオン結晶は、分子の配列は規則的でありながら、配向が無秩序であるという特徴を持つ物質であり、このような特性に起因して、電気伝導性や磁性など、様々な物性の変化が現れることが知られている。本研究では、柔粘性イオン結晶の構成要素として用いられる AS[4.5]と TCNQ を用いて(AS[4.5])(TCNQ) (**1**), (AS[4.5])(TCNQ)₂ (**2**)を合成し、それらの物性を検討した。錯体 **2** における X 線構造解析の結果、R 値は 16.53%と高いものの、室温において TCNQ がほぼ均一な 1 次元積層カラムを形成していることが示唆された。この構造的特徴に対応して、TCNQ 分子の積層方向に沿った電気抵抗測定においては 17.1 S cm⁻¹ という高い電気伝導度を示した。さらに、290 K 付近において抵抗値の急激な変化が観測され、相転移との関連が示唆された (Fig. 1)。またこの変化は、温度ヒステリシスを伴うことから、秩序-無秩序転移のような構造相転移が 1 次相転移として現れたのではないかと考えられる。当日は、以前報告した(AS[4.4])(TCNQ)₂ [**1**]との比較も含め、詳細について報告する。



AS[4.4]: X = CH₂
AS[4.5]: X = (CH₂)₂

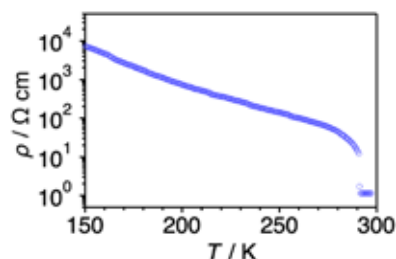


Fig. 1 Temperature dependence of electrical resistivity of **2**

[1] KIM, 石川, 中野, 大塚, 日本化学会 105 春季年会, [C]C303-2pm-05 (2025)

P37 *N*-ペンチル（イソ）キノリニウムカチオンを用いた TCNQ ラジカルアニオン塩の構造と物性

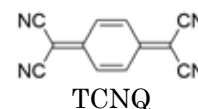
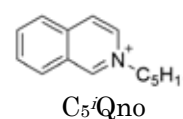
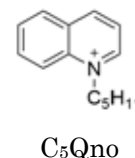
中野 義明^a, 澤田 卓寛^a, 小濱 智宏^a, 石川 学^a, 大塚 晃弘^a

^a 京都大学 理学研究科 化学専攻

E-mail : nakano@kuchem.kyoto-u.ac.jp



イオンに疎水性置換基であるアルキル鎖を導入すると、イオン間相互作用が抑制され、低融点化や秩序—無秩序転移を伴う柔粘性挙動が発現する。加えて、アルキル鎖長の調整は配座・配向の乱れを制御する有効な手段となることから、我々はアルキル基を活用した有機導電体開発を行ってきた。本研究では、*N*-ペンチル（イソ）キノリニウムカチオン (C_5^iQno) を用いた TCNQ ラジカルアニオン塩、(C_5Qno)(TCNQ) (**1**), (C_5Qno)(TCNQ)₂ (**2**), (C_5^iQno)(TCNQ) (**3**), (C_5^iQno)(TCNQ)₂ (**4**) について検討した。



錯体 **1** では、TCNQ が 2 量化した 1 次元積層カラムを形成していた。300 K では C_5Qno カチオンにディスオーダーがみられたが、100 K ではオーダーしていた。また室温導電率は $7.0 \times 10^{-5} \text{ S cm}^{-1}$ であり、半導体的挙動を示した。

錯体 **2** の X 線構造解析の結果、*R* 値が 19.9% ながら、TCNQ 分子がほぼ均一な 1 次元積層カラムを形成していることが示唆された。TCNQ 分子の C=C 伸縮振動、C≡N 伸縮振動より、TCNQ の価数はそれぞれ -0.42, -0.68 と見積もられた。磁化率は、室温で $9.1 \times 10^{-4} \text{ emu mol}^{-1}$ であり、温度の低下に伴い 170 K 付近で極大を示した後、20 K 以下の温度で Curie 不純物に由来すると考えられる増大が観測された。また、室温導電率は 19.5 S cm^{-1} であり、室温から 192 K までは金属的挙動を示した。192 K 以下では、活性化エネルギー 42 meV の半導体的挙動へと変化した。当日は、他の塩の詳細についても報告する予定である。

P38 Ex-situ 測定による vapor-assisted 合成法における MOF 形成過程の解析

梶岡 ミカ^a, 野田 泰斗^a, 武田 和行^a

^a 京都大学 理学研究科 化学専攻 分子構造化学研究室

E-mail : kajioaka.mika.46p@st.kyoto-u.ac.jp



MOF (Metal-Organic Framework) の低環境負荷な合成法である vapor-assisted 法では金属塩と有機配位子を混合した粉末と、少量の液状の蒸気源を同一容器内に分離配置し加熱するだけで目的物が得られ廃液が殆ど生じない。また、蒸気源の種類により同じ固体原料から MOF の構造異性体を作り分けられる。金属塩に ZnO、有機配位子に H₄dobdc (2,5-dihydroxyterephthalic acid) を用いた場合、蒸気源が DMF (*N,N*-dimethylformamide) では Zn-MOF-74 が、DMSO (dimethyl sulfoxide) では UTSA-74 が生成する^[1](図 1) が、その理由は不明である。我々は 100℃ で加熱時間を変えて得た生成物の ex-situ NMR と XRD を測定し、2 種類の MOF の生成過程の違いを解析した。その結果、Zn-MOF-74 と UTSA-74 のどちらも未知の中間体を経由して生成した。Zn-MOF-74 の生成中には Zn^{2+} -DMF 配位が示唆された。一方、UTSA-74 は二段階で生成した。一段階目は ZnO と H₄dobdc と DMSO が反応して中間体が生成し、二段階目で ZnO が消えるとともに UTSA-74 が生成した。さらに、いずれの段階でも NMR により運動性の低い DMSO が観測され、DMSO は生成物中に取り込まれているか結合していることが示唆された。

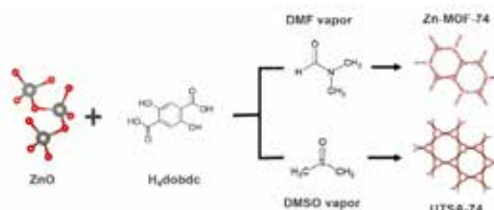


図 1 vapor-assisted 法による MOF の作り分け。

【References】

[1] N. Wauteraerts et al., *Dalton Trans.*, **2023**, 52, 17873-17880.

P39 フラットバンド超伝導における量子計量誘起 BCS-BEC クロスオーバーと擬ギャップ

三浦 悠, 柳瀬 陽一

京都大学 理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻 物理学第一分野

E-mail : miura.yu.42c@st.kyoto-u.ac.jp



有効質量が発散するフラットバンド極限において、超伝導のコヒーレンス長はバンドの量子幾何学的性質（量子計量）によって規定されることが理論的に示唆されている[1].

本研究では、この量子計量が定める長さスケールが、実際の電子対形成や擬ギャップにどのような影響を及ぼすかを明らかにするため、量子計量を独立制御可能な 2 次元フラットバンドモデルの解析を行った。具体的には、相互作用によるゆらぎを取り入れた T 行列近似を用い、超伝導転移温度 T_c 以上の常伝導相における一粒子スペクトルの計算を行った。

計算の結果、量子計量の値を大きくするにつれ、擬ギャップが抑制される振る舞いが確認された。擬ギャップは強結合領域における局所的な前駆対形成に起因する。したがって本結果は、量子計量の増大がコヒーレンス長の増大をもたらす、系を強結合 (BEC) 側から弱結合 (BCS) 側へとシフトさせることで、前駆対形成を抑制したと解釈できる。発表では、量子幾何学的効果による BCS-BEC クロスオーバーの制御について詳細に議論する。

[1] J.-X. Hu *et al.*, Commun. Phys **8**, 20 (2025)

P40 キラリティ誘起スピン選択的 Peierls 転移

浅野 舜, 柳瀬 陽一

京都大学 理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻 物理学第一分野

E-mail : asano.shun.57x@st.kyoto-u.ac.jp



材料科学・物理から化学、生物に至るまで、多様な系においてキラル構造を見ることができる。それゆえ、これらのキラルな構造が人工的、あるいは自然の中でどのように設計されるかを理解することは、重要な課題となっている。加えてキラルな構造が示す特有の機能性は、物性物理学においても活発な研究を促してきた。しかしながら、こうした機能性がどのようにしてキラル構造全体の自己組織化や安定化を駆動するのかについては、いまだ明らかではない。本研究では、らせん対称性を有するキラル結晶に特有の新しい構造相転移を预言する。キラル結晶においては、電子格子相互作用により繰り込まれたフォノン周波数が、円偏光の掌性に依存する。その結果、フォノン角運動量を有するソフトモードが電子バンドにスピン選択的な Peierls ギャップを誘起すると同時に、ヘリカルなスピン密度波およびキラルな格子歪みをもたらす。本結果は、キラリティの発現機構の理解に重要な洞察を与えるとともに、キラル材料の新たな機能面および設計戦略を示唆するものである。

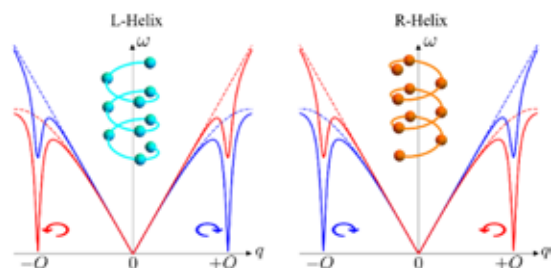


図 1. カイラルフォノンのソフト化

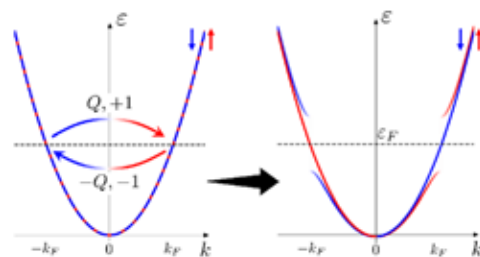


図 2. CISSPT における電子バンド

P41 副格子をもつ重い電子系物質 CeCu_2Sn_2 の $^{63/65}\text{Cu}$ -NMR

澤 恵太^a, 山田 雄風^a, 松村 拓輝^a, 北川 俊作^a, 石田 憲二^a, 青木 大^b

^a京都大学 理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻 物理学第一分野

^b東北大学 金属材料研究所

E-mail : sawa.keita.67f@st.kyoto-u.ac.jp



近年, CeRh_2As_2 における超伝導多重相の発見[1]を契機に, 副格子自由度をもつ重い電子系物質における特異的な現象が注目されている.

CeCu_2Sn_2 は, CeRh_2As_2 と同様に, 副格子をもつ重い電子系物質で, (図) 1.6 K 付近に比熱の飛びが観測されている[2]. この異常は反強磁性転移であることが示唆されているが, 十分な解明には至っていない. 今回, 我々は CeCu_2Sn_2 の磁気秩序を明らかにするために, $^{63/65}\text{Cu}$ -NMR を行い, スペクトルの温度依存性と核スピン-格子緩和率 $1/T_1$ を測定した. 発表ではこれらの結果を踏まえて, 本物質での磁気特性について議論する.

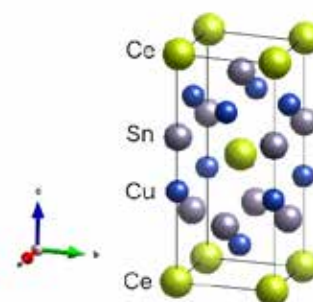


図 CeCu_2Sn_2 の結晶構造

[1] S. Khim *et al.*, Science **373**, 1012 (2021).

[2] W. P. Beyermann *et al.*, Phys. Rev. B **43**, 13130 (1991).

P42 Ni ナノ粒子の NMR スペクトルにおけるサイズ依存性

前川 幹渡^a, 北川 俊作^a, 石田 憲二^a, 草田 康平^{b,c}, 北川 宏^d

^a京都大学 理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻

物理学第一分野 固体量子物性研究室

^b九州大学高等研究院, ^c九州大学大学院総合理工学府

^d京都大学大学院理学研究科化学専攻

E-mail : maekawa.mikito.44m@st.kyoto-u.ac.jp



金属ナノ粒子は量子サイズ効果によって, バルクと異なる物性を示す. 特に強磁性ナノ粒子では, 粒径の減少に伴って磁化が減少する現象や, 熱揺らぎによって磁化の向きがランダムに反転する超常磁性といった特有の磁氣的性質が報告されている. Ni ナノ粒子においても現在までの研究より同様の現象が観測されている[1,2] 一方で, その微視的な磁気状態の理解は依然として不十分である.

我々はこれまで, 粒径が 5 nm 以下の Ni ナノ粒子に対してゼロ磁場 NMR 測定を行ってきた. Ni バルクでは Ni 原子核サイトでの均一な内部磁場を反映して 28.5 MHz にシャープなスペクトルが得られる. 一方, 粒径が 5 nm 以下のナノ粒子では, バルク Ni で信号が観測された 28.5 MHz には信号が見られず, 26 MHz 以下の広い範囲にかけて信号が観測される. これはナノ粒子の Ni 原子核サイトでの磁場の大きさが広く分布していることを示唆している.

今回の実験ではより粒形の大きな約 10 nm と 30 nm の粒径の Ni ナノ粒子について NMR 測定を行い, NMR 信号がナノ粒子サイズにどのように依存するかを調べた. 本発表では NMR スペクトルのナノ粒子サイズの比較から, 磁気状態のナノ粒子サイズによる変化について議論する.

[1] L. He *et al.*, J. Phys.: Condens. Matter **19**, 036216 (2007).

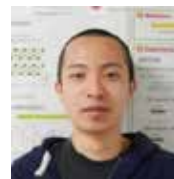
[2] F.C. Fonseca *et al.*, Phys. Rev. B. **66**, 104406 (2002).

P43 β -Mn の極低温における磁気状態

中山 諒^a, 北川 俊作^a, 石田 憲二^a, 真砂 全宏^b, 本山 岳^b, 三好 清貴^b,
西郡至 誠^c, 藤原 賢二^b

京大院理^a, 島根大院自然^b, 島根大総科研支セ^c

E-mail : nakayama.ryo.54i@st.kyoto-u.ac.jp



Mn は温度によって 4 つの結晶構造をとる. 低温で安定な α -Mn は単位格子に 58 個の原子を持つ複雑な結晶構造をもち, $T_N=95$ K で反強磁性転移を示す. 一方, β -Mn は極低温まで転移を示さず[1], 比熱や電気抵抗は非フェルミ液体的挙動を示す. NMR/核四重極共鳴(NQR)においても, 1.5 K までは磁気秩序の兆候はなく [3], 核スピン-格子緩和率 $1/T_1$ は $T^{1/2}$ に比例する [2] (図 1) という量子臨界的挙動が報告されている.

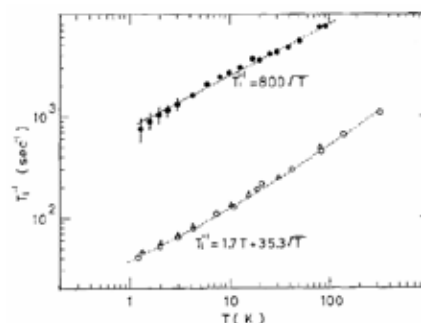


図 1. β -Mn の核スピン-格子緩和率 $1/T_1$ の温度依存性[2]

我々は β -Mn の極低温の物性を調べるため, 希釈冷凍機を用いて 0.13 K までの NQR スペクトルと T_1 測定を行い, 磁気的な異常を捉えた. 発表では β -Mn の極低温の磁気特性について議論する.

[1] Y. Ōnuki *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **91**, 065001 (2022).

[2] Y. Kohori *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **62**, 447 (1993).

[3] T. Hama *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **73**, 2305 (2004).

P44 超伝導多重相を持つ CeRh_2As_2 の超伝導スピン状態と磁気秩序

山田 琢登^a, 尾方 司貴^a, 北川 俊作^a, 石田 憲二^a,

Manuel Brando^b, Elena Hassinger^{c,b}, Christoph Geibel^b, Seunghyun Khim^b

^a京大院理, ^bMPI-Dresden, ^cKarlsruhe Institute of Technology

E-mail : yamada.takuto.53u@st.kyoto-u.ac.jp



重い電子系超伝導体 CeRh_2As_2 ($T_{SC} \sim 0.3$ K) は Ce サイトに反転中心をもたない副格子の自由度を持ち, c 軸磁場下において図に示すような超伝導多重相を示す[1]. さらに, 核四重極共鳴 (NQR) 測定からは T_{SC} 直下の反強磁性秩序[2]が報告されており, これとは別に $T_0 \sim 0.5$ K における未解明の相転移の存在も知られている. これらの秩序相と超伝導は, 副格子を有する特異な結晶構造に由来すると考えられており, それらの相関関係を解明することは重要な課題である.

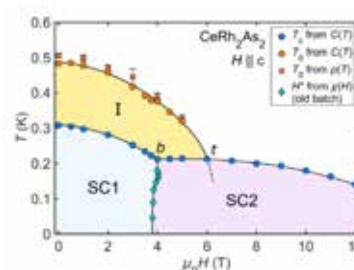


図 CeRh_2As_2 新試料の H - T 相図[3]

本研究では, T_0 異常が顕著になった (図) 高純度単結晶

試料[3]を用いて, 10 T までの c 軸磁場下の核磁気共鳴 (NMR) 測定を行った. その結果, 以前の試料では 4 T で消失した反強磁性相が[4], 6 T 以上に拡大していることを明らかにした. 発表では, 超伝導のスピン状態の変遷と T_0 異常, 反強磁性秩序, 超伝導の相関について議論する.

[1] S. Khim *et al.*, Science **373**, 1012 (2021).

[2] M. Kibune *et al.*, Phys. Rev. Lett. **128**, 057002 (2022).

[3] K. Semeniuk *et al.*, Phys. Rev. B **107**, L220504 (2023).

[4] S. Ogata *et al.*, Phys. Rev. Lett. **130**, 166001 (2023).

P45 ハイエントロピー超伝導体 $(\text{RuRhPdIr})_{1-x}\text{Pt}_x\text{Sb}$ の超伝導消失組成 $x = 0.7$ における微視的物性

山田 雄風^a, 松林 陸^a, 北川 俊作^a, 石田憲二^a, 平井 大悟郎^b, 植松 直斗^b, 竹中 康司^b

^a京都大学 理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻 物理学第一分野

^b名古屋大学 工学研究科 応用物理学専攻

E-mail : yamada.yufu.24p@st.kyoto-u.ac.jp

ハイエントロピー物質は、多数の元素が一つの結晶格子をランダムに占有することで高い配置のエントロピーを持つ物質である。そのためハイエントロピー物質では、通常の化合物では見られないようなユニークな物性が現れることが知られている [1]。その中でも超伝導を示す $(\text{RuRhPdIr})_{1-x}\text{Pt}_x\text{Sb}$ [2] は、 x の増加に伴い T_c がダブルドーム状に変化し、 $x = 0.7$ で超伝導が消失する特異な相図をもつ[3]。我々はこれまでに $x = 0.4, 1.0$ に対して NMR 測定を行い、どちらの超伝導相も s 波であることを示した[4]。ただし、中間の $x = 0.7$ においてなぜ超伝導が消失するかの原因については未だ明らかにはなっていない。本講演では、 $x = 0.7$ の NMR 測定の結果を用い、微視的な観点から $x = 0.7$ における超伝導消失の起源を議論する。

[1] C. Oses *et al.*, Nat. Rev. Mater. **5**, 295 (2020). [2] D. Hirai *et al.*, Inorg. Chem. **62**, 14207 (2023).

[3] D. Hirai *et al.*, Chem. Mater. **36**, 9547 (2024). [4] Y. Yamada *et al.*, Phys. Rev. B **112**, L020508 (2025).

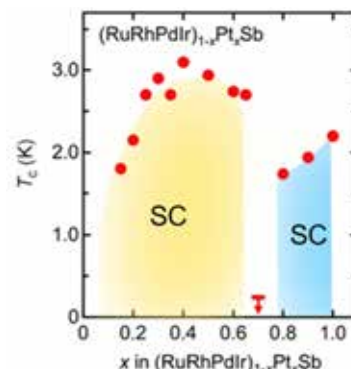
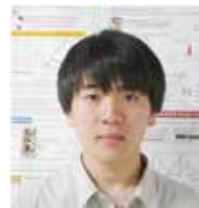


図 1 $(\text{RuRhPdIr})_{1-x}\text{Pt}_x\text{Sb}$ の超伝導転移温度の組成依存性

P46 ^{125}Te -NMR で観る純良単結晶 UTe_2 における a 軸スピン磁化率の磁場依存性

松林 陸^a, 松村 拓輝^a, 北川 俊作^a, 石田 憲二^a, 徳永 陽^b, 酒井 宏典^b, 神戸 振作^b, 仲村 愛^c, 清水 悠晴^d, 本間 佳哉^c, 李 徳新^c, 本多 史憲^e, 三宅 厚志^c, 青木 大^{c,f}

^a京大院理物一, ^b原子力機構先端研, ^c東北大金研, ^d東大物性研,

^e九大アイソトープセンター, ^fCEA-Grenoble

E-mail : matsubayashi.riku.38a@st.kyoto-u.ac.jp

UTe_2 [1]は、高磁場下で超伝導が増強されること(図 1)や、超伝導状態でのスピン磁化率の減少量から見積られるパウリ極限を上部臨界磁場が大きく超えること[2]などから、スピン三重項超伝導体であることが示唆されている。スピン三重項超伝導では磁場によって超伝導スピンの偏極する振舞いが期待されており、 UTe_2 でもその振舞いが観測されている[3,4]。この超伝導スピンの偏極には磁気異方性などが関係していると考えられているが、各軸方向の磁場依存性など、より詳細な測定が必要である。

今回我々は、純良単結晶 UTe_2 における磁化容易軸の a 軸方向スピン磁化率の磁場依存性に注目しナイトシフト測定を行った。その結果について発表を行う。

[1] S. Ran *et al.*, Science **365**, 684 (2019).

[2] H. Matsumura *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **92**, 063701 (2023).

[3] G. Nakamine *et al.*, Phys. Rev. B **103**, L100503 (2021).

[4] S. Kitagawa *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **93**, 123701 (2025).

[5] A. Rosuel *et al.*, Phys. Rev. X **13**, 011022 (2023).

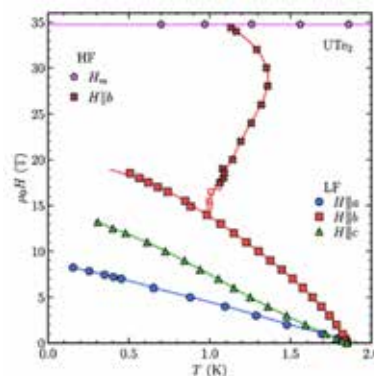


図 1 各軸方向に磁場をかけた際の磁場・温度相図[5].

P47 角度回転比熱測定からみるCeAgSb₂の磁気異方性

大口 峻平^a, 北川 俊作^a, 石田 憲二^a, 神田 朋希^b, 橘高 俊一郎^b,
金城 克樹^c, 那波 和宏^c, 佐藤 卓^{cd}

^a京都大学 理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻 物理学第一分野

^b東京大学 総合文化研究科

^c東北大学 多元物質学研究所^d 東京大学 物性研究所

E-mail : oguchi.shumpei.77r@st.kyoto-u.ac.jp



近藤格子系CeAgSb₂はCeの4f電子が磁性を担う強磁性体である。結晶場効果により ab 面内が磁化容易軸となるものの、異方的な交換相互作用によりCurie温度以下での自発磁化は困難軸である c 軸を向く珍しい系である(図)[1]。さらに ab 面内磁場によって強磁性が抑制され3 T付近で強磁性量子臨界点の存在が示唆される[2]。我々は、このような異方的な系において量子臨界性が磁場角度に対してどのように振る舞うのかに興味を持った。

本講演ではCeAgSb₂単結晶試料を用いて角度回転比熱測定を行った結果を報告し、本物質における磁気異方性と量子臨界性について議論する。

[1] K. D. Myers *et al.*, J. Magn. Magn. Mater. **205**, 27 (1999).

[2] P. Logg *et al.*, Phys. Status Solidi B **250**, 515 (2013).

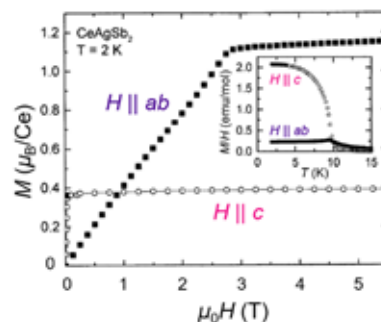


図 $H \parallel c$ および $H \parallel ab$ における磁化曲線[1]. 挿入図は磁化率の温度依存性を示す。

P48 NMR で観る Mn 反強磁性体 BaMn₂As₂/LaMnSi の低温物性

酒井 佑輔^a, 尾方 司貴^a, 堀 文哉^{ab}, 松村 拓輝^a, 大口 峻平^a, 北川 俊作^a,
石田 憲二^a, 青山 拓也^{b,c}, 大串 研也^b, 谷田 博司^d

^a京大院理,^b 東北大院理,^c 広大先進理工,^d 富山県立大工

E-mail : sakai.yuusuke.88c@st.kyoto-u.ac.jp



BaMn₂As₂ および LaMnSi は、Mn 副格子の自由度を有する反強磁性体である[1][2]。そのために、磁気秩序によって空間反転対称性と時間反転対称性を同時に破り、電流誘起歪みなどの交差相関応答と呼ばれる非自明な応答が活性になる。

今回我々は、ゼロ磁場および外部磁場下 NMR 測定を用いて、これらの Mn 反強磁性体の磁氣的性質および外場応答を調べた。LaMnSi においては、内部磁場の向きから反強磁性磁気構造を決定し、核スピン格子緩和率の解析から低エネルギー磁気揺らぎの特徴を明らかにした[3]。一方、BaMn₂As₂ では電流下 NMR 測定を行い、反強磁性秩序状態における電流誘起歪みを探索した。発表ではこれらの結果から、両物質の共通点や相違点、および大きな電流誘起歪み応答を観測するための指針について議論する。

[1] Y. Singh *et al.*, Phys. Rev. B **80**, 100403 (2009).

[2] H. Tanida *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **91**, 013704 (2022).

[3] Y. Sakai *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **95**, 024702 (2026).

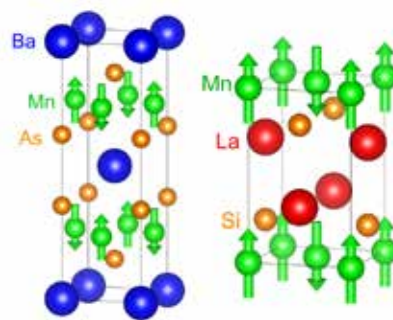


図 BaMn₂As₂ および LaMnSi の磁気構造。

P49 ファンデルワールス層状超伝導準結晶 $\text{Ta}_{1.6}\text{Te}$ 系の ^{125}Te -NMR

松平 広康^a, 北川 俊作^a, 石田 憲二^a, 富山 賢人^b, 徳本 有紀^b,
枝川 圭一^b

京大院理, 東大生研^A

E-mail : matsudaira.hiroyasu.34a@st.kyoto-u.ac.jp



準結晶とは、原子配置が結晶のような長距離秩序を持つ一方で並進周期を持たない固体である。それゆえ、並進対称性を前提とする結晶とは異なる電子状態が現れることが期待されている。 $\text{Ta}_{1.6}\text{Te}$ 系は2例目の超伝導準結晶である[1]。超伝導転移温度は1 Kであるのに対して上部臨界磁場は降温とともに線形に上昇し、絶対零度で4.5 Tと大きな値を取る[2]。そのため、特異な超伝導状態の実現が期待できる。

我々は本物質の超伝導特性を明らかにするために $(\text{Ta}_{0.95}\text{Cu}_{0.05})_{1.6}\text{Te}$ および母物質である $\text{Ta}_{1.6}\text{Te}$ に対して ^{125}Te -NMR 測定を行った[3]。その結果をふまえて超伝導対称性や Cu の添加の効果を議論する。

[1] Y. Tokumoto *et al.*, Nat. Commun. **15**, 1529 (2024).

[2] T. Terashima *et al.*, npj Quantum Mat. **9**, 56 (2024).

[3] H. Matsudaira *et al.*, arXiv : 2511.04208

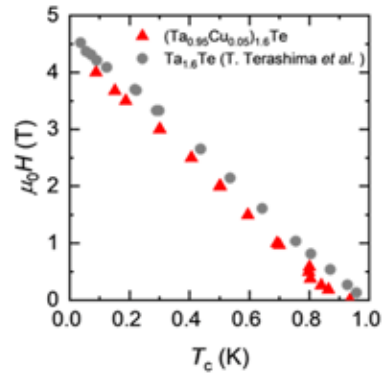


図 1. $\text{Ta}_{1.6}\text{Te}$ と $(\text{Ta}_{0.95}\text{Cu}_{0.05})_{1.6}\text{Te}$ 準結晶超伝導体の磁場温度相図[2,3]. $\text{Ta}_{1.6}\text{Te}$ のデータは [2] より引用

P50 超純良単結晶 UTe_2 の圧力下超伝導相における NMR

松村 拓輝^a, 松林 陸^a, 北川 俊作^a, 石田 憲二^a, 徳永 陽^b, 酒井 宏典^b,
神戸 振作^b, 仲村 愛^c, 清水 悠晴^d, 本間 佳哉^c, 李 徳新^c, 本多 史憲^c,
三宅 厚志^c, 青木 大^{c,f}

^a京大院理物一, ^b原子力機構先端研, ^c東北大金研, ^d東大物性研,

^e九大アイソトープセンター, ^fCEA-Grenoble

E-mail : matsumura.hiroki.75r@st.kyoto-u.ac.jp



UTe_2 はスピン三重項超伝導の有力な候補物質であり[1], 超伝導状態のスピン自由度に由来する超伝導多重相が期待されている。実際, b 軸磁場下や圧力下でゼロ磁場常圧の超伝導とは質的に異なる超伝導が報告され[2,3], 各超伝導相の物性の違いに興味を持たれる。

今回我々は, UTe_2 の圧力下超伝導状態を調べるため, 転移温度が2.1 Kの超純良単結晶を用いて, 核磁気共鳴測定を行った。図は同時に行った交流磁化率測定による圧力温度相図であり, 圧力誘起のSC2相およびその内部のSC3相への転移を明確に捉えている。発表では, 複数の磁場方向におけるスピン磁化率測定, 核スピン-格子緩和率測定の結果を示し, 圧力によるスピン状態やゆらぎの変化について議論する。

[1] D. Aoki *et al.*, J. Phys.: Condens. Matter **34** 243002 (2022).

[2] A. Rosuel *et al.*, Phys. Rev. X **13**, 011022 (2023).

[3] T. Vasina *et al.*, Phys. Rev. Lett. **134**, 096501 (2025).

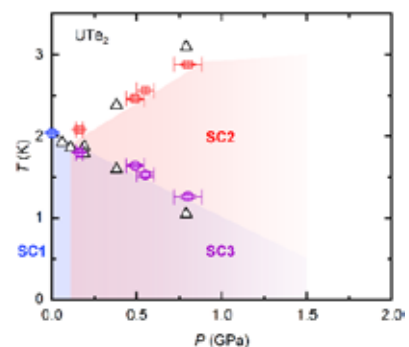


図 UTe_2 の圧力温度相図. 白抜きは[3]より引用。

P51 局所的に空間反転対称性の破れた超伝導体CeRh₂As₂における面内磁場誘起相の研究

尾方 司貴^a, 山田 琢登^a, 北川 俊作^a, 石田 憲二, Manuel Brando^b, Elena Hassinger^{c,b}, Christoph Geibel^b, Seunghyun Khim^b

^a京都大学 理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻 物理学第一分野

^bMax Planck Institute for chemical physics of solid

^cKarlsruhe Institute Institute of Technology

E-mail : ogata.shiki.86c@st.kyoto-u.ac.jp



CeRh₂As₂は2021年に報告された超伝導転移温度 $T_{SC} \sim 0.3$ K の重い電子系超伝導体で、磁場誘起超伝導多重相が報告されている[1]。超伝導に加えて $T_0 \sim 0.4$ K で phase I と呼ばれる相が存在する[2]ほか、 $T_N \sim 0.25$ K で反強磁性秩序[3]も存在する。面内に磁場を印加すると図のように T0 が増強され、9T 以上で別の相(phase II)へと転移する。

今回我々はCeRh₂As₂の面内磁場下で⁷⁵As-NMR測定を行い、NMRスペクトルの変化からphase Iおよびphase IIにおける内部磁場の変化を明らかにした。発表ではそれぞれの相における秩序変数を議論する。

[1] S. Khim *et al.*, Science **373**, 1012 (2021).

[2] D. Hafner *et al.*, Phys. Rev. X **12**, 011023 (2022).

[3] S. Ogata *et al.*, Phys. Rev. Lett. **130**, 166001 (2023).

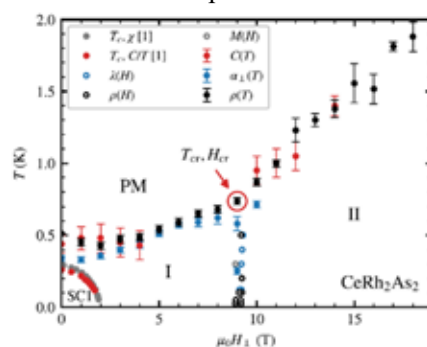


図 CeRh₂As₂ の面内磁場温度相図[2].

P52 スピン三重項超伝導体 UTe₂ 純良化単結晶における走査型トンネル顕微鏡測定

影山 遥一^a, 中西 宏介^a, 北野 優^a, 田中 由弥^a, 常盤 欣文^b, 酒井 宏典^b, 芳賀 芳範^b, 幸坂 祐生^a

^a京都大学 理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻 物理学第一分野

^b日本原子力研究開発機構 原子力科学研究所 先端基礎研究センター

E-mail : kageyama.yoichi.2i@kyoto-u.ac.jp



超伝導は 2 つの電子が対を組むことで出現する秩序相である。通常の超伝導体では電子対の全スピン角運動量 $S = 0$ ，すなわち反並行のスピン同士でのみ対を作る。一方で、近年 $S = 1$ で電子対が形成される「スピン三重項超伝導体」候補物質が発見され、量子コンピュータへの応用可能性などから注目を集めている [1]。UTe₂ は 2018 年に超伝導が確認されたスピン三重項超伝導体候補物質の 1 つである [2]。2022 年には試料の純良化がなされ、超伝導転移温度や上部臨界磁場の上昇などが確認された [3]。純良化前の UTe₂ では超伝導転移温度よりも高温から表面に電荷密度波(CDW)相が出現することが知られており、超伝導との相関が議論されていた [4]。本研究では、UTe₂ の純良化単結晶試料の走査トンネル顕微鏡測定を行い、同様に CDW 相の観察に成功した。発表では、CDW 相の磁場依存性からその超伝導相との関連性について議論する。

[1] M. Sato, Y. Ando, Rep. Prog. Phys. **80**, 076501 (2017).

[2] S. Ran *et al.*, Science **365**, 684 (2019).

[3] H. Sakai *et al.*, Phys. Rev. Materials. **6**, 073401 (2022).

[4] A. Aishwarya *et al.*, Nature **618**, 928-933 (2023).

P53 超流動 ^4He 中における微粒子の回転運動の光駆動

荒木 大希^a, 乾 聡介^{a,b}, 蓑輪 陽介^a

^a京都大学 理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻 物理学第一分野

^b理研—京大光量子科学連携拠点

E-mail : araki.daiki.74s@st.kyoto-u.ac.jp



超流動ヘリウム (He II) 中にある物体の運動は、粘度や密度といった物理量の測定を目的としたもののほか、量子乱流や He II の流れの臨界的な性質を調べる手法として研究されてきた。その代表的なアプローチとして、これまでサブ mm スケールの振動球や振動ワイヤを用いた乱流生成の試みが行われてきた。一方で、 He II の微視的振る舞いに迫るためには、より小さな駆動体を用いた実験が必要である。また、従来用いられてきた振動運動では、振動体サイズと振動振幅という 2 つの空間スケールが関与するため、結果の解釈が複雑化しうる。このため、より単純な駆動機構に基づく手法も求められる。

本研究では、光学的操作によってナノ微粒子の自転運動を駆動することで、 He II の流れを生成し、その性質の探索を行なった。具体的には、波長 1550 nm のレーザー光で光トラップした半径数十 nm の Si 微粒子を回転させることで、角運動量を He II に転写し、 He II の流れを誘起した。自転運動は、波長 532 nm の円偏光ビームを照射することで実現した。

実験の結果、半径およそ 50 nm の Si 微粒子の数 kHz から十数 kHz に及ぶ回転を実現することに成功した。これは、 He II におけるナノスケールの流体応答を駆動・計測可能な新たな実験手法を提示するものである。また、ある回転周波数を境に、微粒子の運動が閾値的に不安定化することも確認された。この背景には、量子乱流の生成を含む、 He II の流れの臨界的なダイナミクスが関与している可能性が示唆される。

P54 回転超流動 ^3He における量子渦構造の可視化に向けて

青梨 光祐^a, 松原 明^a, 佐々木 豊^a

^a京都大学 理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻 物理学第一分野

E-mail : aonashi.kosuke.25d@st.kyoto-u.ac.jp



液体 ^3He における超流動状態の中でも高温高压で実現する A 相では、秩序変数が持つ spin 部分の異方性を表す $\mathbf{d}$ ベクトルと、軌道部分の異方性を表す $\mathbf{l}$ ベクトルという物理量が存在する。これらのベクトルが描く “texture” について、超流動 ^3He 中に渦が存在する状況では複数種の渦構造が検出されている。しかしながら、それらの構造を直接可視化した例は確認されていない。

そこで、本研究では MRI 測定による超流動 ^3He の渦構造の可視化に向けて冷凍機的设计・改良を行った。測定では上限 2π rad/s の回転冷凍機を用いるが、断熱消磁冷却用の銅が地磁気中を回転すると、誘導電流による発熱が生じてしまう。この問題に対し、装置内の地磁気を打ち消すコイルを作成した。3 mK、角速度 1.26 rad/s におけるコイルに流す電流 I と発熱量 P の関係を右図に示す。このコイルにより 1.26 rad/s での発熱量を 180 nW 程度から、15 nW まで減少させることに成功した。

また MRI 測定に向けた各種コイルの設計も完了し、実験に向けて製作を行っている。

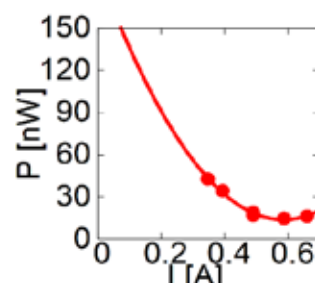


図 1. コイルに流す電流と発熱量の関係

P55 カイラル超流動 $^3\text{He-A}$ におけるカイラルドメインエッジに沿うオービタルスーパーカレントの検出

生貝 悠人^a, 日野 祐哉^a, Tang Boyi^a, Xu Zeju^a, 高木 丈夫^b, 佐々木 豊^a

^a 京都大学 理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻 物理学第一分野

^b 福井大学 工学研究科 物理工学専攻

E-mail : ikegai.yuto.27x@st.kyoto-u.ac.jp



液体 ^3He を 2mK 程の極低温まで冷却すると超流動状態となる。超流動 ^3He は超伝導体の電子と同じくクーパー対の凝縮体であり、超伝導の電子のように、超流動 ^3He では ^3He 原子が抵抗なく流れる。特に、超流動 ^3He はその状態の制御のしやすさからクーパー対の凝縮体の基本的な物理を調べるのに利用されてきた。 ^3He のクーパー対は三重項 P 波であり角運動量を持っている。特に、超流動 ^3He の中の A 相と呼ばれる状態では、この各クーパー対たちの角運動量の向きが場所ごとに異なる方向に揃っている。この角運動量の向きが空間一様な領域はカイラルドメインと呼ばれ、このカイラルドメインの周囲にはクーパー対たちの角運動量を反映した自発的な表面流が期待されていた。この表面流の明確な観測結果はこれまでになく、カイラルドメインがもつ角運動量の大きさに関する歴史的な議論(角運動量のパラドックス)に決着をつけるためにもこの表面流の観測が期待されていた。我々は、表面流の一種であるオービタルスーパーカレントと外部から与えた超流動流との相互作用によるカイラルドメインの変形からその表面流の観測に成功した。そして、その変形の向きや大きさからカイラルドメインの角運動量の向きや大きさを決定することができた。

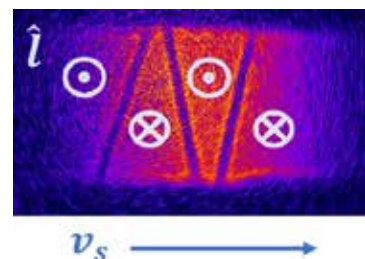


図 1 流れで変形するカイラルドメインの MRI 画像

P56 寒剤の使用時、容器転倒時における酸素濃度の空間分布に関する検討

石川 学^{a, b}

^a 京都大学 理学研究科技術室

^b 京都大学 環境安全保健機構低温物質管理部門 低温物質科学研究支援室

E-mail : ishikawa.manabu.2s@kyoto-u.ac.jp



当部門では寒剤である液体ヘリウムおよび液体窒素の供給を行っている。安全管理上、液体窒素のくみ出し時や利用時の酸素濃度の空間分布について調査した。携帯型酸素濃度計で調査を行った結果、くみ出し時の容器の口近辺では噴出ガスは半透明で、酸素濃度はほぼゼロ%であり、容器口から 50 cm 程度の濃い白煙中では 10%程度と、即座に生命に危険のあるものであった。図 1 の様に 3 次元的に配列した蝋燭が窒息消火する様子の観察から、一度容器口から吹き上がり、下降してきて床上 10 cm 程度までの高さに滞留している薄い白煙中においてさえも、16%を下回る明確な酸欠空気であることが明らかとなった。さらに、地震等で容器が転倒するような事態では、10 L 容器であっても密室状態で床上 30 cm までで酸素濃度 16%を下回り、床上 10 cm ではほぼ無酸素状態が 2 分以上保たれた。ここで、比較のために部屋の扉を解放して同様の検討を行ったところ、酸欠高さは 30 cm から 15 cm まで低下し、かつ床上 10 cm での酸素濃度は 1 分程度でほぼ 18%まで回復したことから、寒剤を使用する実験室での地震被災時の安全確保には、酸素濃度計の検出器を床面のごく近傍に設置することや、酸素濃度計がない場合については扉の開放後に 1 分程度は待つことが極めて重要となる。



図 1 充填中の滞留窒素ガスによる蝋燭の窒息消火

運 営 状 況

寒剤供給状況

吉田キャンパス

液体ヘリウム供給量

令和 7 年度 (2025 年度)

単位：リットル

	10 月	11 月	12 月	1 月	2 月	3 月	合 計
理学研究科・物理学第一	3,885	3,002	3,065	3,258	2,762	2,856	18,828
理学研究科・化学	664	741	1,050	498	949	779	4,681
理学研究科・その他	0	0	0	0	0	61	61
理学研究科・低温物質科学研究支援室 SQUID	662	911	857	864	670	305	4,269
医学部附属病院	400	407	502	392	402	492	2,595
薬学研究科	186	0	114	178	0	60	538
工学研究科	0	0	0	353	232	302	887
農学研究科	112	72	36	239	30	222	711
人間・環境学研究科	572	560	185	111	59	0	1,487
情報学研究科	57	65	51	64	52	52	341
高等研究院	304	484	198	291	333	0	1,610
物質－細胞統合システム拠点	53	32	0	53	36	0	174
合 計	6,895	6,274	6,058	6,301	5,525	5,129	36,182

液体窒素供給量

令和 7 年度 (2025 年度)

単位：リットル

	10 月	11 月	12 月	1 月	2 月	3 月	合 計
理学研究科・物理学第一	1,756	1,587	1,828	1,518	1,419	1,758	9,866
理学研究科・化学 (含窒素ガス利用分)	4,632	3,810	3,676	3,620	3,651	3,711	23,100
理学研究科・その他	1,014	554	801	741	516	507	4,133
医学研究科	978	965	814	848	864	749	5,218
医学部附属病院	194	256	176	158	293	47	1,124
工学研究科	524	308	568	546	361	478	2,785
農学研究科	2,717	2,450	2,719	2,629	2,186	2,118	14,819
人間・環境学研究科	642	205	412	605	350	431	2,645
エネルギー科学研究科	428	556	478	338	235	257	2,292
生命科学研究科	736	627	606	590	513	432	3,504
地球環境学堂	113	49	99	111	163	60	595
医生物学研究所	2,080	1,688	2,118	2,485	1,766	2,147	12,284
環境安全保健機構・放射線管理部門	154	168	172	170	153	182	999
国際高等教育院	33	63	38	6	0	0	140
高等研究院	0	5	0	0	0	0	5
物質－細胞統合システム拠点	699	559	487	678	507	391	3,321
総合生存学館	18	16	15	9	8	11	77
生存圏研究所	0	6	0	0	0	0	6
学際融合教育研究推進センター	0	0	10	0	0	0	10
合 計	16,718	13,872	15,017	15,052	12,985	13,279	86,923

※ LTM 誌第 46 号において吉田キャンパスの液体窒素供給量に誤りがありましたので、訂正し再度掲載します。

液体窒素供給量

令和 7 年度 (2025 年度)

単位：リットル

	4 月	5 月	6 月	7 月	8 月	9 月	合 計
理学研究科・物理学第一	1,454	1,952	1,692	1,965	1,752	1,539	10,354
理学研究科・化学(含窒素ガス利用分)	4,009	4,157	4,234	4,532	3,894	3,681	24,507
理学研究科・その他	474	656	669	612	690	830	3,931
医学研究科	956	1,069	1,025	967	938	804	5,759
医学部附属病院	157	212	175	174	196	200	1,114
工学研究科	371	520	546	467	608	534	3,046
農学研究科	2,356	2,465	2,251	2,565	2,258	2,217	14,112
人間・環境学研究科	579	504	210	473	355	268	2,389
エネルギー科学研究科	229	341	380	355	361	364	2,030
生命科学研究科	540	524	557	606	623	579	3,429
地球環境学堂	36	59	42	78	84	30	329
医生物学研究所	1,560	1,561	1,598	2,331	1,858	1,993	10,901
環境安全保健機構・放射線管理部門	158	170	146	192	107	169	942
国際高等教育院	34	38	61	0	0	32	165
高等研究院	0	5	5	0	0	0	10
物質－細胞統合システム拠点	680	485	788	498	680	544	3,675
総合生存学館	15	14	16	18	12	13	88
合 計	13,608	14,732	14,395	15,833	14,416	13,797	86,781

宇治キャンパス

液体ヘリウム供給量

令和 7 年度 (2025 年度)

単位：リットル

	10 月	11 月	12 月	1 月	2 月	3 月	合 計
エネルギー理工学研究所	463	237	392	257	377	245	1,971
成長戦略本部	130	131	73	122	138	69	663
化学研究所	1,234	1,013	1,375	1,290	960	1,027	6,899
生存圏研究所	164	0	143	0	165	0	472
合 計	1,991	1,381	1,983	1,669	1,640	1,341	10,005

液体窒素供給量(ガスを含む)

令和 7 年度 (2025 年度)

単位：リットル

	10 月	11 月	12 月	1 月	2 月	3 月	合 計
農学研究科・農学部	103	196	183	142	86	158	868
工学研究科・工学部	407	325	241	331	27	7	1,338
エネルギー理工学研究所	1,055	1,253	1,145	1,267	919	1,043	6,682
成長戦略本部	20	0	25	0	106	0	151
化学研究所	1,747	1,499	1,516	1,586	1,413	1,307	9,068
生存圏研究所	129	114	230	251	168	139	1,031
合 計	3,461	3,387	3,340	3,577	2,719	2,654	19,138

桂キャンパス

液体ヘリウム供給量

令和7年度(2025年度)

単位：リットル

	10月	11月	12月	1月	2月	3月	合計
工学研究科・電気工学	0	1,443	1,454	0	0	1,577	4,474
工学研究科・電子工学	1,041	952	1,366	924	1,081	911	6,275
工学研究科・材料化学	25	48	47	379	208	192	899
工学研究科・物質エネルギー化学	492	385	538	395	446	408	2,664
工学研究科・分子工学	117	113	81	116	115	10	552
工学研究科・高分子化学	8	8	8	22	8	9	63
工学研究科・合成・生物化学	70	58	169	62	50	88	497
理学研究科・生物科学専攻 / 白眉センター	0	0	0	0	0	63	63
合 計	1,753	3,007	3,663	1,898	1,908	3,258	15,487

液体窒素供給量

令和7年度(2025年度)

単位：リットル

	10月	11月	12月	1月	2月	3月	合計
工学研究科・都市環境工学	109	142	249	155	143	56	854
工学研究科・機械理工学専攻	22	96	76	80	33	16	323
工学研究科・マイクロエンジニアリング専攻	56	55	58	62	32	53	316
工学研究科・原子核工学専攻	0	62	117	110	97	83	469
工学研究科・電気工学	3,721	1,950	3,294	2,708	1,907	2,704	16,284
工学研究科・電子工学	10,547	7,743	10,188	10,696	10,145	10,725	60,044
工学研究科・材料化学	798	933	474	1,165	1,116	839	5,325
工学研究科・物質エネルギー化学	791	991	973	1,131	719	930	5,535
工学研究科・分子工学	868	353	451	485	515	226	2,898
工学研究科・高分子化学	271	184	230	434	243	332	1,694
工学研究科・合成・生物化学	1,480	1,100	1,577	1,348	1,114	1,344	7,963
工学研究科・化学工学	111	227	92	180	139	80	829
地球環境学堂	170	251	222	202	220	92	1,157
理学研究科・生物科学専攻 / 白眉センター	0	0	0	0	0	107	107
合 計	18,944	14,087	18,001	18,756	16,423	17,587	103,798

寒剤供給関係業務 担当者 (2026年4月現在)

キャンパス	施設設置場所	担当者 (電話)
吉 田	北部構内・極低温寒剤供給施設	石田 憲二(3752)、大塚 晃弘(4062, 4055, 4058) 石川 学、五十嵐 聡、伊藤 薫 (4055, 4058) 寒剤配送トラック 090-5128-6769
	北部構内・理学部6号館CE	化学専攻事務室(3965)、中濱 治和(7664)
宇 治	極低温物性化学実験室	玉野 健一(宇治 17-4551)、市川 能也(宇治 17-4550)
桂	A クラスター・液体窒素 CE	西崎 修司(桂 14-7407, 15-2136)
	B クラスター・極低温施設	島津 和彦(桂 14-7130, 15-2136)、掛谷 一弘(桂 15-2265)
	C クラスター・液体窒素 CE	中村 武恒(桂 14-7353)、高津 浩(桂 15-2513)

吉田キャンパス ヘリウムガス回収中継所責任者 (2026年4月現在)

No.	部 局	中 継 所 名	設 置 場 所	責 任 者	所 属 電 話
1	大学院理学研究科	理 学 部 5 号 館	5号館地階 南西隅	北川 俊作	物理学・宇宙物理学 3 7 8 3
2	放射性同位元素 総合センター	R I セ ン タ ー	R I センター 分館地階	稼働休止中	環境安全保健機構 低温物質管理部門 4055
3	大学院農学研究科	農 学 部	農学部総合館地階 S-014室	寺本 好邦	森林科学 6 2 5 7
4	大学院理学研究科	理 学 部 6 号 館	6号館南校舎 地階B08室	道岡 千城	化学 3 9 9 1
5	大学院理学研究科	総合研究5号館	総合研究5号館 地下B04室	松原 明	物理学・宇宙物理学 3 7 5 5
6	大学院 情報学研究科	総合研究9号館A棟	地階A-002室	佐藤 高史	情報学 4 8 0 1
7	大学院工学研究科	材 料 工 学	工学部総合校舎地階 008号室	稼働休止中	環境安全保健機構 低温物質管理部門 4055
8	大学院工学研究科	物 理 工 学	物理系校舎 地階015室	田畑 吉計	材料工学 5 4 3 4
9	施設部プロパティ 運用課	総合研究16号館	1階ヘリウム回収室	稼働休止中	環境安全保健機構 低温物質管理部門 4055
10	大学院人間・ 環境学研究科	吉 田 南 3 号 館	地階南端階段下	渡邊 雅之	物質科学 6 7 9 7
11	総合人間学部	総合人間学部棟	地階1B02室	吉田 鉄平	物質科学 6 6 6 1
12	大学院人間・ 環境学研究科	人間・環境学研究科棟	地階東端階段下	藤原 直樹	物質科学 6 7 8 6
13	大学院医学研究科	脳機能総合研究 センター	第3臨床研究棟 1階ガスバッグ室	稼働休止中	環境安全保健機構 低温物質管理部門 4055
14	物質-細胞統合 システム拠点	iCeMS 研究棟 Complex2	iCeMS 研究棟 地階009号室	辻本 将彦	iCeMS 解析センター 9 7 7 2
15	大学院薬学研究科	医薬系総合研究棟	地下1階B116 ヘリウム回収室	有地 法人	医薬創成情報科学 4 5 6 1
16	大学院医学研究科	MEG検査室	中央診療棟 地下1階MEG室	吉田 健司	医学部附属病院 小児科(病) 4 4 9 4

環境安全保健機構 低温物質管理部門 併任教員名簿

令和 8 年 4 月 1 日

氏 名	職	部屋番号	所属・連絡先
石 田 憲 二	教 授 (部門長)	理学研究科 5 号館 140	TEL 3752 kishida@scphys.kyoto-u.ac.jp
松 原 明	准教授	総合研究 5 号館 311	TEL 3787 akira@scphys.kyoto-u.ac.jp
大 塚 晃 弘	准教授	総合研究 5 号館 410	TEL 4062 otsuka@kuchem.kyoto-u.ac.jp
中 野 義 明	助 教	総合研究 5 号館 310	TEL 4061 nakano@kuchem.kyoto-u.ac.jp

環境安全保健機構 低温物質専門委員会委員名簿

令和 8 年 4 月 1 日

委員名	所 属	T E L	連 絡 先
石 田 憲 二	理学／ LTM 1 号委員	3752	kishida@scphys.kyoto-u.ac.jp
松 原 明	理学／ LTM 2 号委員	3787	akira@scphys.kyoto-u.ac.jp
大 塚 晃 弘	理学／ LTM 2 号委員	4062	otsuka@kuchem.kyoto-u.ac.jp
幸 坂 祐 生	理学 3 号委員	3780	kohsaka.yuhki.3j@kyoto-u.ac.jp
橋 本 顕一郎	理学 3 号委員	3790	hashimoto.kenichiro.5v@kyoto-u.ac.jp
奥 山 弘	理学 3 号委員	3977	hokuyama@kuchem.kyoto-u.ac.jp
道 岡 千 城	理学 3 号委員	3991	michioka@kuchem.kyoto-u.ac.jp
朽 尾 豪 人	理学 3 号委員	4215	tochio@mb.biophys.kyoto-u.ac.jp
山 本 隆 文	理学 3 号委員	3989	yama@kuchem.kyoto-u.ac.jp
武 田 和 行	理学 3 号委員	4011	takezo@kuchem.kyoto-u.ac.jp
吉 田 健 司	病院 3 号委員	19-4494	tayoshi@kuhp.kyoto-u.ac.jp
白 石 誠 司	工学 3 号委員	15-2272	mshiraishi@kuee.kyoto-u.ac.jp
陰 山 洋	工学 3 号委員	15-2506	kage@scl.kyoto-u.ac.jp
中 村 裕 之	工学 3 号委員	5440	nakamura.hiroyuki.2w@kyoto-u.ac.jp
掛 谷 一 弘	工学 3 号委員	15-2265	akeya@kuee.kyoto-u.ac.jp
米 澤 進 吾	工学 3 号委員	15-2263	yonezawa.shingo.3m@kyoto-u.ac.jp
谷 口 幸 雄	農学 3 号委員	6331	taniguchi.yukio.2x@kyoto-u.ac.jp
藤 原 直 樹	人環 3 号委員	6786	naoki@fujiwara.h.kyoto-u.ac.jp
土 井 俊 哉	エネ科 3 号委員	4725	doi@energy.kyoto-u.ac.jp
小 野 輝 男	化研 3 号委員	17-3103	ono@scl.kyoto-u.ac.jp
島 川 祐 一	化研 3 号委員	17-3110	shimak@scl.kyoto-u.ac.jp
木 村 吉 宏	施設部長 4 号委員	2301	kimura.yoshihiro.5a@kyoto-u.ac.jp

令和 8 年 4 月 1 日～令和 9 年 3 月 31 日

「京都大学低温物質科学」への投稿のお誘い並びに原稿の作成要領
Call for Manuscripts for
"Low Temperature and Materials Sciences (Kyoto University)"

米澤 進吾^{1,3}, 佐々木 豊^{2,3}, 加藤 大地^{1,3}, 北川 俊作^{2,3}, 中野 義明^{2,3}

¹ 京都大学 大学院工学研究科, ² 京都大学 大学院理学研究科,

³ 京都大学 環境安全保健機構 低温物質管理部門 京都大学低温物質科学 編集委員会

Shingo Yonezawa^{1,3}, Yutaka Sasaki^{2,3}, Daichi Kato^{1,3}, Shunsaku Kitagawa^{2,3},
Yoshiaki Nakano^{2,3}

¹ Graduate School of Engineering, Kyoto University,

² Graduate School of Science, Kyoto University,

³ Editorial Board of "Low Temperature and Materials Sciences (Kyoto University)",

Low Temperature and Material Sciences Division,

Agency for Health, Safety and Environment, Kyoto University

アブストラクトは英語で数行作成してください。Write an abstract of several lines in English.

1. はじめに

「京都大学低温物質科学（通称：LTM 誌，英文名：Low Temperature and Materials Sciences (Kyoto University)）」では，環境安全保健機構が提供する寒剤・共通機器の利用者の皆様や関係者の皆様より「研究ノート」，「技術ノート」，「サロン」への投稿を歓迎いたします。投稿されました原稿は，編集委員会で審議のうえ掲載の可否を決定いたします。なお，編集委員会からの原稿依頼も行いますので，依頼させていただいた際にはよろしくお願い申し上げます。

なお，本誌に掲載された記事は，原則全文が低温物質管理部門のウェブページ (<https://www.ltm.kyoto-u.ac.jp/centershi/index.html>) と京都大学学術情報レポジトリ (KURENAI) にて Web 公開されますので，ご了承ください。後者では DOI も付与されますので，研究成果としてご活用いただけます。

投稿にあたっては，以下第 2 章を御参照のうえ，MS-Word を用いて原稿作成してください。初校刷りは電子ファイルより作成いたしますので，フォーマットを守っていただくようによりしくお願いいたします。

完成した原稿は，docx または doc 形式の電子ファイルで，担当編集者宛もしくは編集委員会 (LTM_editors@sk.kuce.kyoto-u.ac.jp) にお送りください。また，pdf ファイルも併せてお送りください。

2. 原稿の作成要領

A4 用紙（レターサイズではありません）の上下左右に 25 mm ずつマージンをとって，和文表題，英文表題，和文著者・所属，英文著者・所属，アブストラクト（英文），本文，参考文献，著者写真（35 mm（幅）× 40 mm（高さ）），著者略歴の順に記述してください。1 ページ目は，

必ず上から 5 cm 程度余白を空けて表題を書いてください。本文 1 行あたり全角 45 文字程度、1 ページあたり 40 行程度を基準にしてください。漢字・かな・カナには MS 明朝、英字・数字には必ず Times New Roman、本文中の見出しには MS ゴシック（またはこれらに準じる書体）を使用してください。強調のためのボールドの使用は避けてください。表題は 14 point、著者・所属は 12 point、本文は 10.5 point、図・表のキャプションは 10 point の文字を用いてください。本文中、物理記号を表す記号は斜体（イタリック）、単位記号は立体（ローマン）で表記し、物理量と単位の間や数字と記号の間には半角スペースを 1 個入れてください。また、章の間には空の行を 1 行設けてください。句読点は「. , 」に統一してください。

図は高解像度のものを本文中に貼り付けてください。カラー印刷が可能ですので、できるだけカラーの図を使用してください。アクセプト後、印刷用に高解像度の画像ファイルを、Word ファイルとは分けて提出していただくことを推奨しております。

論文等の図を用いる場合は、引用情報を付すとともに、その掲載誌等の利用規約に則って用い、必要であれば著者ご自身の責任で使用の許諾をお取りください。ご自身の論文の図を用いる際でも、掲載誌からの許諾が必要な場合がありますのでご注意ください。

その他の細部については、本稿ならびに下記 Ref. [1]などのスタイルを参考にしてください。

参 考 文 献

下の例のように、[引用番号] 著者名, 雑誌名, 巻数, 最初のページ番号, 年の順でお願いします。

[1] 米澤進吾, 京都大学低温物質科学, **30**, 10 (2017).

[2] J. G. Bednorz and K. A. Muller, Z. Phys. B **64**, 189 (1986).

著者略歴

こちらに顔写真を
貼り付けてください
35 x 40 mm 程度
(この枠は最終的に
削除してください)

米澤 進吾 (YONEZAWA Shingo)
京都大学大学院工学研究科 電子工学専攻 教授
ORCID: 0000-0002-7476-3604

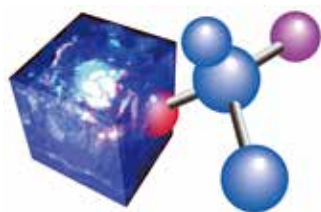
2008 年 3 月 京都大学 博士 (理学) 取得
2008 年 4 月 京都大学大学院理学研究科 研究員
2008 年 7 月 京都大学大学院理学研究科 助教
2019 年 2 月 同准教授
2023 年 4 月より現職

(複数の著者がいらっしゃる場合は全員分をお願いします)

編集後記

47号ということで、私が編集長になってから4号目ということになります。編集委員の皆様のおかげで号を重ねるごとに素晴らしくなっており、その圧倒的スピードに私は若干置いてきぼりの感になっておりましたが、編集後記を書くにあたって改めて全記事に目を通しました。今号には、曾我部先生・雨宮先生による高温超伝導のケーブル応用に関する必読レビュー記事と、村山先生・陰山先生による高压合成によって得られる極性金属やハイパーハニカム構造といった最先端の興味深い酸化物の紹介が掲載されています。どちらも珠玉の内容ですので、ぜひご一読ください。また、2026年2月の研究会でポスター賞をとられた2名の学生研究者の受賞記念記事も、端々にフレッシュさが感じられつつ研究の要点も捉えられた素晴らしい記事ですので、ぜひご覧ください。他に、研究会の紹介やアブストラクト集の掲載もありますので、京都大学の低温分野のダイナミズムを感じていただければと思います。

イラン情勢の影響によるヘリウム供給不安など低温研究への難しさも感じる日々ですが、一方で京都大学の国際卓越大学への認定の決定などのうれしいニュースもあった半年でした。これを契機に京大の低温研究がさらに発展することを期待しています。 米澤



旧低温センターロゴ

このロゴマークは、左側の立方体が低温科学をシンボリックにイメージし、右側の分子模型が物質科学を表したデザインになっています。2006年に制定され、LTM誌9号より使われています。

京都大学低温物質科学 (LTM 誌)

Low Temperature and Materials Sciences
(Kyoto University)

第47号 2026年8月 Volume 47, August 2026

編集委員会：米澤 進吾（編集委員長），

加藤 大地，北川 俊作，中野 義明，固体 量子

LTM_editors@sk.kuee.kyoto-u.ac.jp

アドバイザリーボード：石田 憲二，幸坂 祐生，渡邊 一也，

前里 光彦，大塚 晃弘，奥山 弘，武田 和行，

朽尾 豪人，谷口 幸雄，松橋 眞生，藤原 直樹，

土井 俊哉，中村 裕之，白石 誠司，掛谷 一弘，

陰山 洋，藤田 晃司，小野 輝男，島川 祐一

事務局：〒606-8501 京都市左京区吉田本町

京都大学環境安全保健機構 低温物質管理部門

Tel：075-753-9521 Fax：075-753-9521

印刷：創文堂印刷株式会社