

目 次

第 45 号 2025 年 6 月

研究ノート

フラストレーションを内包する希土類化合物 YbCuS_2 で現れる 電気的中性な準粒子	堀 文哉, 北川俊作, 石田憲二 ...	3
電子・イオン混合伝導性高分子材料を用いた神経模倣素子	山本俊介 ...	13
光ポンピング磁気センサの開発と脳磁界計測	伊藤陽介 ...	19

特 集

第 19 回 低温物質科学講演会・研究交流会 開催報告	石田憲二 ...	29
発表要旨より.....		32

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.....	59
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.....	64
環境安全保健機構低温物質管理部門併任教員.....	65

投稿案内.....	66
-----------	----

編集後記.....	68
-----------	----

Table of Contents

Research Reports

Charge-neutral quasiparticles in a frustrated rare-earth compound YbCuS_2 Fumiya Hori, Shunsaku Kitagawa, Kenji Ishida ...	3
Organic Neuromorphic Devices based on Organic Mixed Ion-Electron Shunsuke Yamamoto ...	13
Development of Optically Pumped Magnetometers and Application to Magnetoencephalography Yosuke Ito ...	19

Featuring Article

Report on the 19th LTM Workshop Kenji Ishida ...	29
---	----

From Organizing Committee

Amounts of Cryogen Consumptions: Yoshida, Uji, and Katsura Campuses	59
Staffs contributing to Cryogen Supply and Responsible Persons for He Gas Recovery Stations	64
Concurrent Staffs of the Low Temperature and Materials Sciences Division, Agency for Health, Safety and Environment	65

Call for Manuscript	66
----------------------------------	----

Editor's Note	68
----------------------------	----

研究ノート

フラストレーションを内包する希土類化合物 YbCuS_2 で現れる
電気的中性な準粒子Charge-neutral quasiparticles in a frustrated rare-earth compound YbCuS_2 堀 文哉^{1,2}, 北川 俊作¹, 石田 憲二¹¹ 京都大学 大学院理学研究科 物理学宇宙物理学専攻² 東北大学 大学院理学研究科 物理学専攻Fumiya Hori^{1,2}, Shunsaku Kitagawa¹, Kenji Ishida¹¹ Department of Physics, Graduate School of Science, Kyoto University² Department of Physics, Graduate School of Science, Tohoku University

We have investigated the ground state and the quasiparticle excitations of the frustrated semiconductor YbCuS_2 , where Yb forms zigzag chains with competing interactions. Analysis of the $^{63/65}\text{Cu}$ -NQR spectrum reveals the antiferromagnetic phase transition at $T_N \sim 0.95$ K and the incommensurate magnetic structure. The ordered moment is significantly smaller than that expected from the crystalline electric field ground state, indicating the influence of frustration. Notably, the nuclear spin-lattice relaxation rate $1/T_1$ is proportional to temperature below 0.5 K, suggesting the emergence of gapless charge-neutral quasiparticle excitations in the antiferromagnetic ordered state of YbCuS_2 . In addition, such gapless excitations are modified by applying pressure and chemical substitutions. Our findings highlight the critical role of the frustration effect with the anisotropy in the emergence of exotic quantum phenomena in this system.

1. はじめに

モーターやスピーカー、ハードディスクなどの我々の身の回りの至る所で使用されている永久磁石は、現代社会を支える必要不可欠な機能性材料の1つである。永久磁石の性質は、物質中の電子スピンの互いに相互作用して全て同じ方向に揃う強磁性秩序によって成り立っている。また、隣り合うスピンのそれぞれ反対方向を向いて整列した磁性体は反強磁性体と呼ばれ、次世代のスピンエレクトロニクス素子として期待されている。さらに、このような強磁性体や反強磁性体に限らず、世の中には多種多様な磁性体が存在する。

近年の固体物理学では、従来の磁性体では見られないような特異な秩序状態や素励起（準粒子）の研究が注目されている。我々はその一例として、磁性半導体 YbCuS_2 に着目し、その特異な磁気特性を調べてきた [1-5]。この物質は、イッテルビウム (Yb) 原子がジグザグ鎖構造を形成しているため、後述するようにフラストレーションの効果が期待できる。実際、我々が核磁気共鳴 (NMR) および核四重極共鳴 (NQR) 測定を行った結果、従来の磁性体では説明できない種々の興味深い現象が見られた [1-5]。本稿では、それらの詳細について解説する。

2. フラストレーション

「フラストレーション」という言葉は、欲求が何らかの障害によって阻止され、満足されない状態のことを指す。磁性体の電子スピンにおいても、系全体が同時に満足できないフラストレート

した状態が生じる場合がある．ここでいう「満足できない」とは「相互作用のエネルギーを最も得る配置を選ぶことができない」という意味である．図のようにスピン間に反強磁性的な交換相互作用がはたらく2つのイジングモデル (a), (b) を考えてみる．(a) のようにスピンが四角形の格子点に位置している場合，全ての隣り合うスピンが反平行に揃った構造をとることができる．一方で，(b) のようにスピンが三角形の格子点に位置している場合は，2つのスピンを反平行に置くと残りのスピンはどの方向を向いてもエネルギーが変わらないため，安定な配置が決まらない．人間だけでなく磁性体中のスピンも板挟み状態では，“フラストレーション”を感じるのである．

フラストレーションをもつ磁性体（フラストレート磁性体）では長距離磁気秩序が抑制され，絶対零度までスピンが揺らぎ続ける量子スピン液体相 [6-8]，スピンスグレットが規則的に並んで固体状態となった valence bond solid 相 [9]，スピンが四極子を形成するスピネマティック相 [10] といった通常の磁性体で実現しないような非磁性基底状態を示す場合がある．また，スピンの“分裂”したようにふるまうスピノン，マヨラナ粒子，磁気モノポール [6-8] といった特異な準粒子が発現することもフラストレート磁性体の特徴である．研究舞台としては，三角格子やカゴメ格子，パイクロア格子，ハニカム格子，ジグザグ鎖などが有名であり，現在もなお実験理論問わず精力的に研究が行われている．

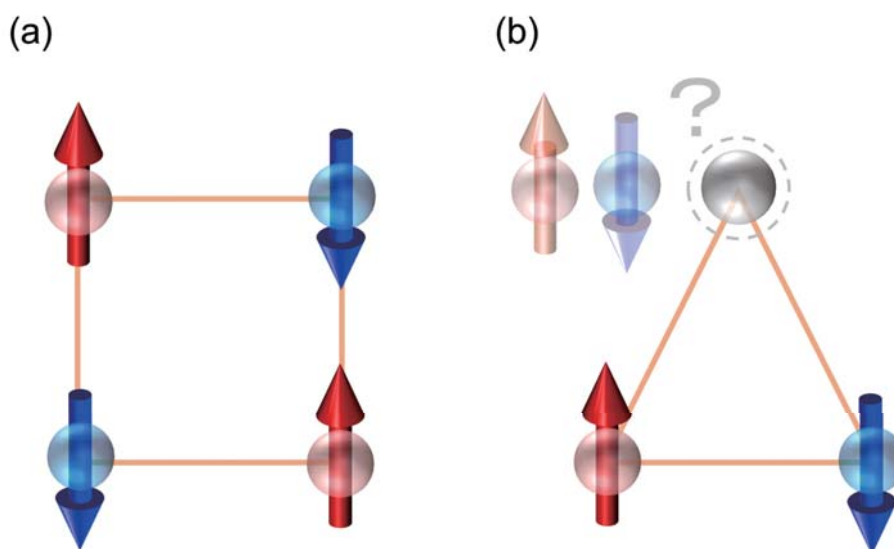


図 1. (a) 四角形および (b) 三角形の格子上に位置したスピン．三角形の格子点にスピンが位置している場合，安定な配置が決まらず，フラストレーションが生じる．

3. Yb ジグザグ鎖半導体 YbCuS₂

フラストレート磁性体において，相互作用の形，特に異方性が重要な役割を果たす場合がある．例えば，三角格子上の $S = 1/2$ 反強磁性ハイゼンベルグモデルの基底状態では，理論的に磁気秩序（ 120° ネール秩序）が出現することが知られている [11]．しかし，等方的なハイゼンベルグの相互作用に加えて，強い異方性や結合依存の交換相互作用が存在することで， Z_2 スピン液体やスピノンフェルミ面といったエキゾチックな基底状態が安定化する可能性が指摘されている [12]．また，ハニカム格子上の異方的なキタエフ相互作用は，ハイゼンベルグ相互作用では現れない量子スピン液体を誘起し，マヨラナ粒子を伴う特徴的な準粒子励起をもたらす [7]．これらの興味深い現象は，近年，強いスピン軌道相互作用を特徴とする $4f$ ， $4d$ ， $5d$ 電子を含む絶縁体 / 半

導体において実験的に研究されるようになってきている [13, 14].

4f 電子をもつ磁性半導体 YbCuS_2 は直方晶構造をとり [15], 図 2(a) のように Yb^{3+} がジグザグ鎖を形成しているため, 最近接 J_1 と次近接 J_2 の磁気相互作用の競合による磁気フラストレーションの効果が期待できる. ゼロ磁場で磁化率から見積もったワイス温度 (-32 K) より 1 桁以上低い $T_N \sim 0.95 \text{ K}$ で比熱が相転移を示唆するピークを示す [16, 17]. T_N は磁場 $\mu_0 H = 4 \text{ T}$ までほとんど変化せず, $4 \text{ T} < \mu_0 H < 7 \text{ T}$ で 1.46 K まで増加し, 7 T 以上では減少に転じる [17]. 加えて, 磁化や交流磁化率の測定から特異な磁場温度相図 [図 2(b)] を持つことが報告されている [17]. これらの振舞いは単純な磁気相転移では説明できず, また, この相転移の詳細についても明らかになっていなかった.

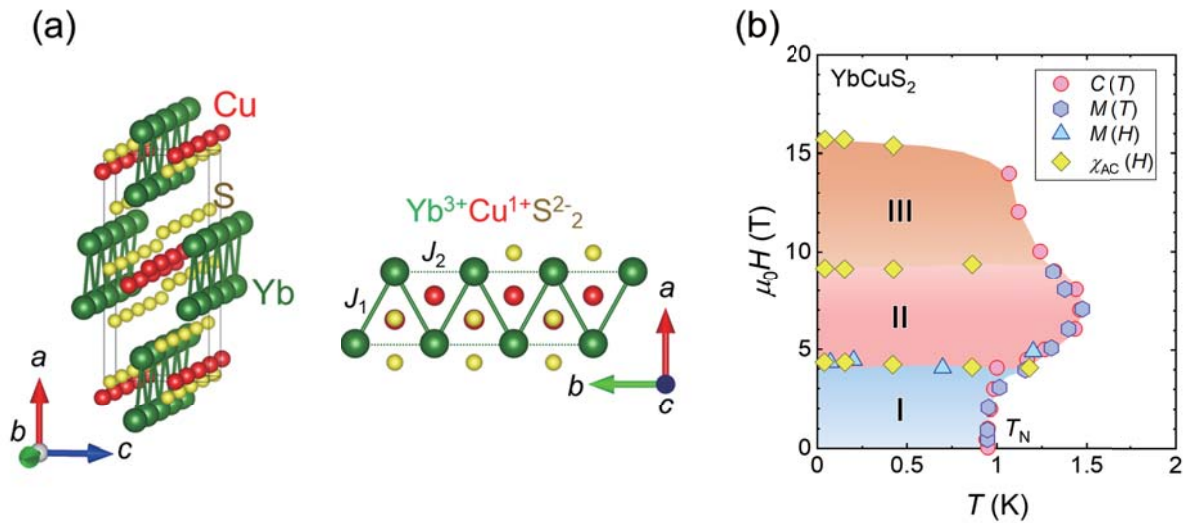


図 2. (a) YbCuS_2 の結晶構造 [15]. (b) YbCuS_2 の磁場温度相図 [17].

4. YbCuS_2 における非整合反強磁性秩序の同定

我々は YbCuS_2 の磁気状態を微視的な観点から調べるために, 多結晶試料を用いて銅 (Cu) 核の NQR 測定を行った [1, 2]. 測定試料は広島大学鬼丸孝博教授のグループよりご提供いただいた. 図 3 に示すように $T \geq T_N$ において, 2 つの同位体 (^{63}Cu , ^{65}Cu) に対応した 2 本のシャープな NQR 信号を観測した. 信号強度も非常に強く, 測定試料が純良な結晶であることが伺える. $T < T_N$ では, 内部磁場の発生により, ^{63}Cu , ^{65}Cu の NQR 信号がそれぞれ (A1)–(A6), (B1)–(B6) のピークに分裂することが分かった. これは, T_N での相転移が反強磁性転移であることを示している. ただし, 単一の内部磁場が発生した場合, 各同位体に対して 4 本のピークが期待されるのに対して, 実際には 6 本のピークが観測された. この結果は, T_N 以下の反強磁性秩序が単一の内部磁場で説明できず, 内部磁場が分布していることを意味する.

我々の NQR 実験の後に, 中性子散乱測定が行われ [18], 磁気モーメントが ac 平面を向き, 非整合な波数 $q = (0, 0.61\pi, 0)$ で伝搬するヘリカル構造が提案された [図 4(a)]. そこで, この磁気構造における古典的な磁気双極子磁場を仮定して, NQR スペクトルのシミュレーションを行ってみたところ, よく再現することがわかった [3]. ここで, 特に強調しておきたいのは, 磁気モーメントの大きさである. 結晶場の基底状態で期待されるモーメントサイズが $1.3 \mu_B$ であるのに対して, 実測値は $0.22\text{--}0.38 \mu_B$ と一桁ほど小さい. この顕著な抑制は, フラストレーションに起因する量子揺らぎの影響を反映していると考えられる.

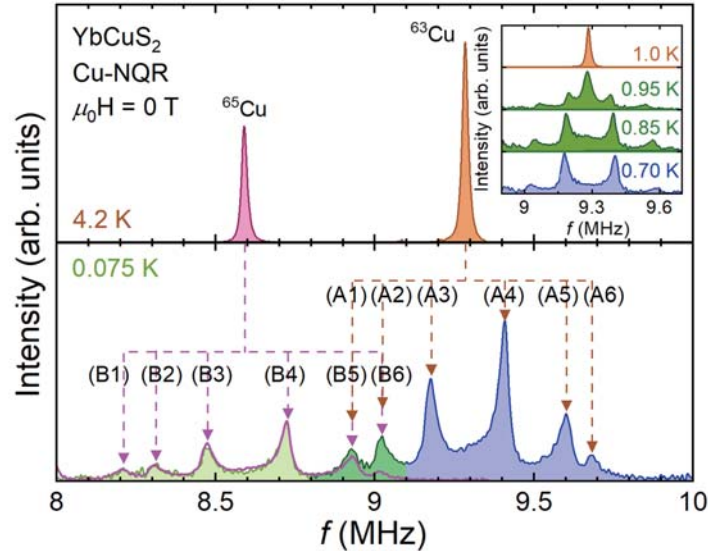


図 3. YbCuS₂ の ^{63/65}Cu-NQR スペクトル [2].

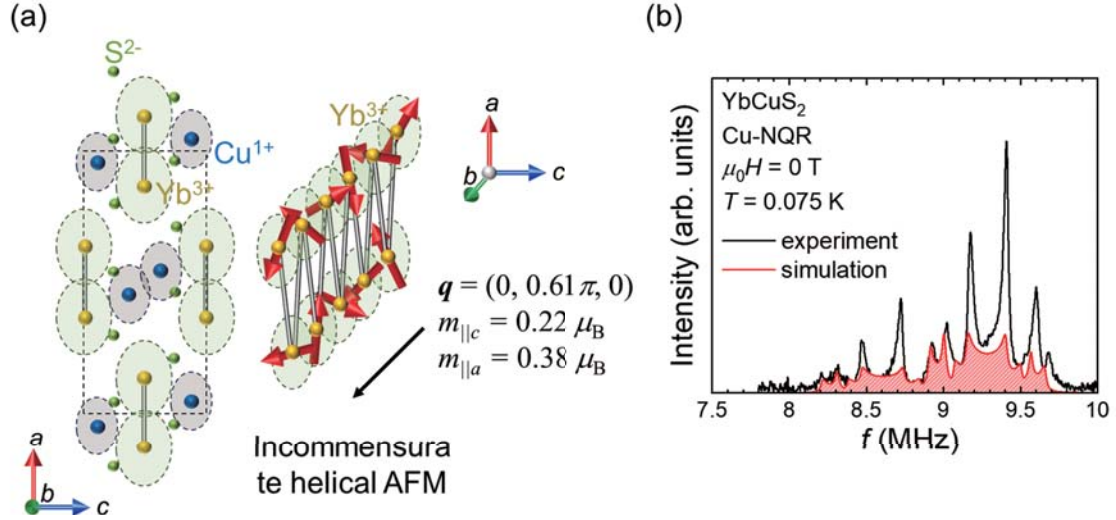


図 4. (a) YbCuS₂ の T_N 以下の磁気構造 [3]. (b) 古典的な磁気双極子磁場を仮定して NQR スペクトルをシミュレーションした結果 [3].

5. YbCuS₂ における電気的中性な準粒子励起の発見

スピン揺らぎの情報を得るために核スピン - 格子緩和率 $1/T_1$ の測定を行った [1, 2]. 図 5(a) に示すように, $1/T_1$ が T_N 以下急激に減少し, $0.08 \text{ K} < T < 0.5 \text{ K}$ の広い温度領域で $1/T_1 \sim T^1$ に振舞うことを発見した. さらに, 広大鬼丸教授のグループが 0.08 K までの比熱測定を行ったところ, 本来半導体ではゼロであるはずの T^1 に比例する項の残留比熱係数が有限であることも明らかになった [図 5(b)]. $1/T_1 \sim T^1$ の振舞いおよび有限な残留比熱係数は, 通常金属で観測されるものであり, YbCuS₂ が半導体であることと対照的な結果である. また, 通常の磁性半導体等の反強磁性秩序状態ではマグノンの寄与により $1/T_1$ は指数関数的に減衰することが期待される [図 5(a) 破線]. しかし, 本研究の結果はマグノンに起因する温度依存性とも相反する興味深い振舞いである. 我々が観測したこれらの特異な物性は, YbCuS₂ の非整合反強磁性秩序相において, 通常の電子やマグノンとは異なる磁気励起が存在し, 電気的中性な準粒子の存在と考えることができる.

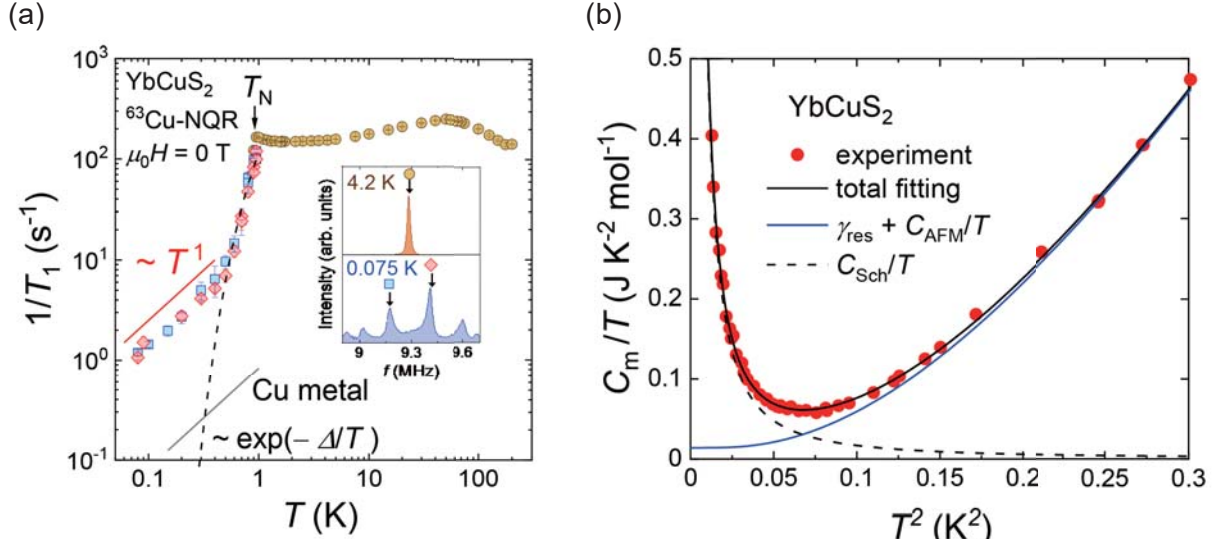


図 5. (a) YbCuS₂ の $1/T_1$ の温度依存性, (b) YbCuS₂ の磁気比熱を温度で割った C_m/T の温度依存性 [2].

YbCuS₂ で観測された中性準粒子の正体は一体、何なのだろうか。同様の $1/T_1$ の振舞いは、例えばカゴメ格子フラストレート磁性体 Cu₃V₂O₇(OH)₂·2H₂O でも報告されており、上述のスピンによる寄与が提案されている [19]。このようなフラストレーションに起因した創発準粒子に由来する可能性が考えられる。また、別の可能性として、位相変調に対応した励起であるフェイゾンが考えられる [20]。有機磁性体 (TMTSF)₂PF₆ では、磁気転移温度 T_{SDW} より低い温度領域で $1/T_1 \sim T^{-1}$ の振舞いが観測されており、不整合秩序状態におけるフェイズンの寄与として説明されている [21]。非整合反強磁性秩序を示す YbCuS₂ においても類似した準粒子励起が関与している可能性がある。

では、今回 YbCuS₂ で見られた振舞いは $S = 1/2$ のジグザグ量子反強磁性ハイゼンベルグ模型

$$\mathcal{H} = \sum_i J_1 \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_{i+1} + J_2 \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_{i+2} = \sum_i \sum_{\eta=1,2} J_\eta \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_{i+\eta}$$

の枠組みでは説明できないだろうか。YbCuS₂ において、4 T 以上の磁場を印加すると磁化が 1/3 プラトーを示すことが報告されている [17]。しかし、理論的には、ゼロ磁場の基底状態が有限のスピンギャップを持つ valence bond solid (dimer singlet) 相である場合に、磁場中で 1/3 プラトー相が現れるとされている [22]。したがって、YbCuS₂ におけるゼロ磁場でのギャップのない準粒子の存在は、単純な $S = 1/2$ ハイゼンベルグモデルとは相容れない。

最近の YbCuS₂ の研究をうけ、東京大学の堀田知佐教授、斉藤秀洋氏により、YbCuS₂ の有効スピンモデルが提案された [23]。それによると、Yb の強いスピン軌道相互作用と結晶場効果に起因して、以下のような異方的交換相互作用 Γ が生じ得るというのである。

$$\mathcal{H} = \sum_i \sum_{\eta=1,2} J_\eta \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_{i+\eta} + \Gamma_\eta (S_i^x S_{i+\eta}^y + S_i^y S_{i+\eta}^x)$$

ここで、 x, y, z はそれぞれ YbCuS₂ の a, c, b 軸に対応し、 Γ 項はスピンの向きを ac 面で揺らがせる相互作用を表す。この異方的相互作用により、スピンネマティック $Q_i^{xy} = S_i^x S_{i+1}^y + S_i^y S_{i+1}^x$ が長距離秩序し、“ネマティック粒子”と呼ばれるギャップレスな創発準粒子が生じることが指摘されている [24, 25]。本研究の実験結果は、そのような新奇な準粒子の存在を示唆している可

可能性がある．さらに，このモデルの興味深い点は，磁気構造の説明にも適応できることにある．このモデルの基底状態は，非磁性であるものの，スピンを ac 面に揺らがせて， b 軸方向に伝搬する非整合な磁気相関が存在する [25]．この特徴と弱い鎖間相互作用の存在により，上述の磁気モーメントが縮んだ非整合反強磁性秩序が発現したと考えられる．したがって，本研究の結果は， $4f$ 電子に由来する強いスピン軌道相互作用や結晶場効果が重要な役割を果たしている可能性を示唆している．

6. YbCuS₂ における反強磁性秩序の圧力変化

さらに我々は，YbCuS₂ で観測された秩序状態，準粒子の性質を調べるため，圧力下で NQR 測定を行った [3]．圧力により格子定数を変化させると，Yb 間の距離を物理的に縮めることができるため，Yb 間の交換相互作用をチューニングすることができる．実験の結果，約 1.6 GPa の圧力下で，転移温度が $T_N \sim 1.17$ K と常圧の $T_N \sim 0.95$ K の値に比べて上昇することを見出した．加えて，NQR スペクトルを常圧の場合と比較すると，圧力下では内部磁場の発生によるピーク分裂の本数が減少する．この結果は，圧力下で磁気構造が変化したことを示唆している．いくつかの磁気構造を仮定してシミュレーションを行ったところ，図 6(f) のように， $q = (0, 2\pi, 0)$ [(0, 0, 0)] で伝搬し，磁気モーメントが c 軸方向に向いた整合反強磁性秩序に変化していることがわかった．上述のスピンモデルによれば， $J_2/J_1 < 0.5$ のときに ac 面の磁気相関が整合波数 $q = (0, 0, 0)$ に変化すると提案されており [25]，本研究で捉えた圧力下の磁気構造と整合している．したがって，圧力によって J_2/J_1 が減少し，フラストレーションの効果が抑制されていることが期待できる． J_1 及び J_2 の変化は結晶構造の変化に関連している可能性があるため，圧力下での結晶構造解析

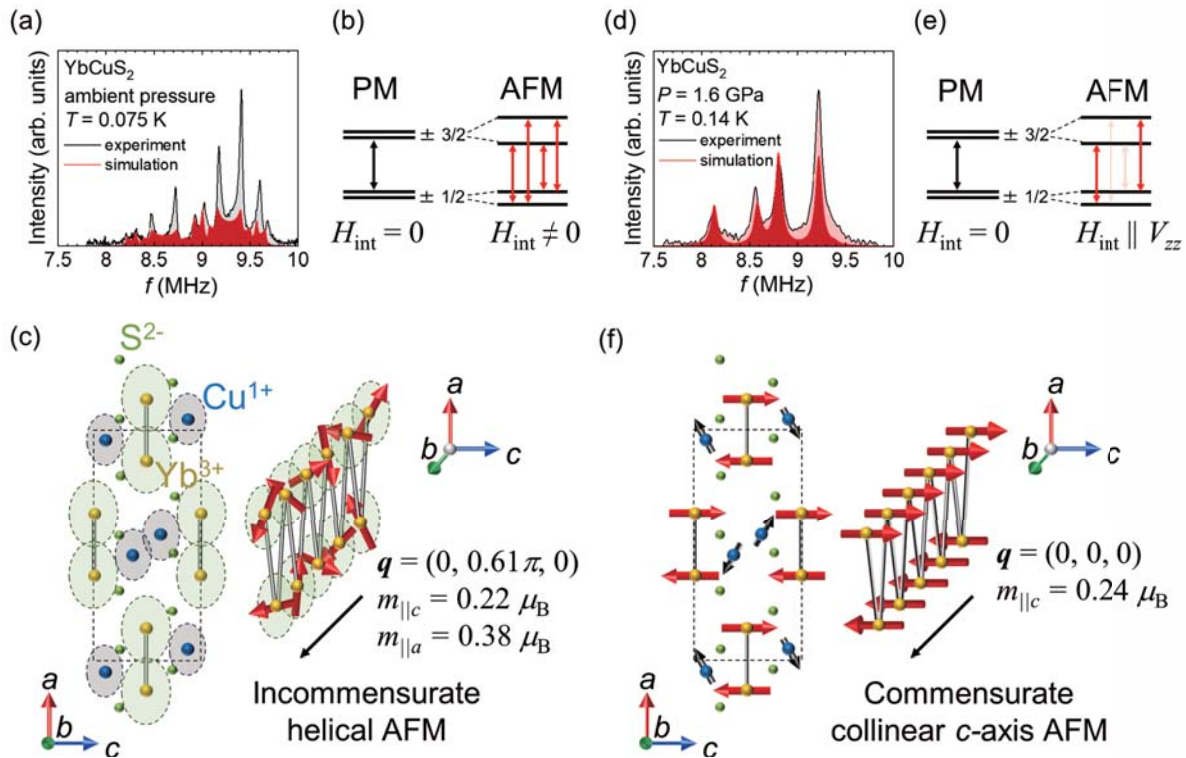


図 6. 常圧における (a) NQR スペクトル，(b) Cu 核スピンの準位，(c) 磁気構造および 1.6 GPa の圧力下における (d) NQR スペクトル，(e) Cu 核スピンの準位，(f) 磁気構造 [3]．

は本提案を裏付ける上で重要であると考えられる。

興味深いことに、この圧力下の磁気構造は空間反転対称性と時間反転対称性の両方を破っており、拡張多極子の観点から奇パリティ磁気多極子秩序として見なすことができる [26]。このような奇パリティ磁気多極子系は、磁場によって電気分極が誘起される電気磁気効果や、熱流の向きによって熱伝導率が異なる非相反熱伝導など、特異な物質機能性の実現が期待される [26]。

7. YbCuS₂ における T_N と $1/T_1T$ の関係

常圧で見られた中性準粒子は、圧力によって変化するだろうか。圧力下における $1/T_1T$ の温度依存性 [3] を図 7(a) に示す。参考のため、YbCuS₂ の負の圧力に相当する Se 置換系 YbCu(S, Se)₂ の $1/T_1T$ の値 [4] も一緒にプロットしている。低温の $1/T_1T$ の値を比較すると、圧力効果で減少し、Se 置換効果で上昇することがわかる。一方、転移温度 T_N は圧力で上昇し、Se 置換で減少する。つまり、 T_N と $1/T_1T$ の値に系統的な変化が見られた [図 7(b)]。これらの結果は、 $1/T_1 \sim T^1$ の振舞いが金属不純物などの外因的な要因ではなく、内因的機構によって生じていることを支持している。

この系統的な変化を説明する寄与として2つ考えられる。まず1つ目は、鎖内相互作用の変調による寄与である。上述した通り、圧力は鎖内相互作用の変調により磁気構造が変化しており、準粒子も同様に影響を受ける可能性が考えられる。もう1つの寄与としては、鎖間相互作用の変調である。圧力による T_N の増加は、鎖間相互作用が增強し、秩序状態が安定化していることを示唆している。典型的な量子臨界現象 [27] では、秩序状態を安定化するために T_N を増加させると、系は量子臨界点からさらに離れ、それによって磁気揺らぎが抑制される。本研究で捉えた中性準粒子はそのような磁気揺らぎに起因している可能性が考えられる。

上述のように、中性準粒子の具体的な起源としてスピノンやフェイゾンの可能性を指摘した。一般にこのようなギャップレス励起は不純物の存在によって抑制され、ギャップが開くことが知られている [28, 29]。そのため、Se 置換効果の結果を踏まえると YbCuS₂ においてその可能性は低いと考えられる。また、上述のネマティック粒子における不純物効果については残念ながら現在までのところ調べられていない。いずれのシナリオにおいても、中性準粒子の起源が量子揺らぎに寄与する鎖内相互作用に関連しており、不純物置換に対して強い励起であることを

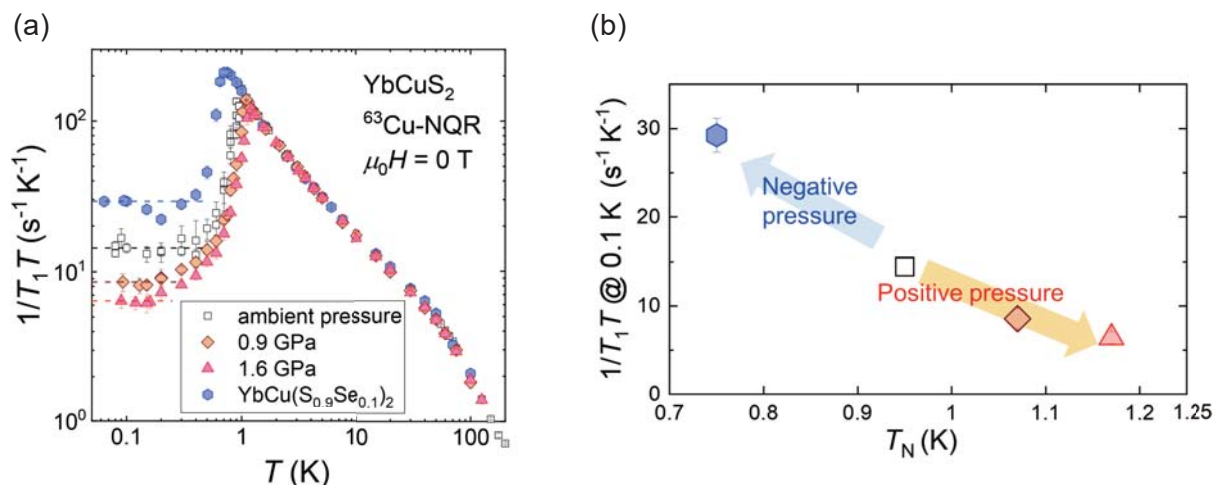


図 7. (a) YbCuS₂ の $1/T_1T$ の温度依存性 [3, 4]. (b) YbCuS₂ の T_N と $1/T_1T$ の関係 [4].

最後に強調しておく．我々の系統的な研究は，この系の異方的交換相互作用の伴うフラストレーションの重要性を示している．

8. まとめと今後の展望

我々は， YbCuS_2 の非整合反強磁性状態において電気的中性な準粒子の存在を見出した．さらに圧力を印加することによって，基底状態および準粒子励起に変化が生じることを明らかにした．我々の成果は， YbCuS_2 が新たなフラストレート磁性体のプラットフォームとして有望であることを示唆している．本稿では詳しく述べなかったが，結晶構造揺らぎ [30] や磁場誘起の磁気構造の変化 [18]，磁場で大きく変化するスピン揺らぎ [5] など，多彩な物性が観測されている．この物質の物性理解をさらに深めるためには，バルク精密測定可能な純良単結晶試料が望まれるが，未だ得られていないのが現状であり，今後の試料作製の進展が期待される．また，熱伝導測定や圧力下構造解析，他の関連物質の物性測定といった様々な研究が求められる．今後， YbCuS_2 のみならず種々のフラストレート磁性体についての研究が理論・実験の両面から進展することを願う．

謝辞

本成果は京都大学理学研究科の松平広康氏，東北大学多元物質科学研究所の金城克樹助教，広島大学理学研究科の大曲雄大氏，水谷宗一郎氏，白井宏尚氏，鈴木大斗氏，鬼丸孝博教授，マックスプランク研究所の山本理香子研究員の共同研究により得られたものです．また，米澤進吾教授，前野悦輝教授，斉藤秀洋氏，中井宏紀氏，堀田知佐教授をはじめとする多くの皆様に助言をいただきました．さらに，本研究には京都大学環境安全保健機構低温物質管理部門による液体ヘリウムと液体窒素の供給が不可欠でした．本研究は JSPS 科研費（課題番号：JP19K14657, JP19H04696, JP20H00130, JP20KK0061, JP21K18600, JP22H04933, JP22H01168, JP23H01124, JP23K22439, JP23K25821, JP23H04866, JP23H04870, JP24K00574），特別研究員奨励費（課題番号：JP23KJ1247），科学技術振興機構 JST SPRING（課題番号：JPMJSP2110），京都大学教育研究振興財団，京都大学研究開発推進プログラム ISHIZUE 2024，村田学術振興・教育財団の支援を受けて行われました．

参 考 文 献

- [1] F. Hori, K. Kinjo, S. Kitagawa, K. Ishida, Y. Ohmagari, and T. Onimaru, J. Phys.: Conf. Ser. **2164**, 012027 (2022).
- [2] F. Hori, K. Kinjo, S. Kitagawa, K. Ishida, S. Mizutani, R. Yamamoto, Y. Ohmagari, and T. Onimaru, Commun. Mater. **4**, 55 (2023).
- [3] F. Hori, H. Matsudaira, S. Kitagawa, K. Ishida, H. Suzuki, and T. Onimaru, arXiv:2412.17575.
- [4] F. Hori, H. Matsudaira, S. Kitagawa, K. Ishida, S. Mizutani, H. Shirai, and T. Onimaru, arXiv:2412.18373.
- [5] F. Hori, S. Kitagawa, K. Ishida, Y. Ohmagari, and T. Onimaru, J. Phys. Soc. Jpn. **94**, 024706 (2025).
- [6] L. Balents, Nature **464**, 199 (2010).
- [7] A. Kitaev, Ann. Phys. **321**, 2 (2006).
- [8] J. Wen, S.-L. Yu, S. Li, W. Yu and J.-X. Li, npj Quantum Materials **4**, 12 (2019).
- [9] C. K. Majumdar and D. K. Ghosh, J. Math. Phys. **10**, 1399 (1969).
- [10] H. Tsunetsugu, and M. Arikawa, J. Phys. Soc. Jpn. **75**, 083701 (2006).

- [11] S. R. White and A. L. Chernyshev, Phys. Rev. Lett. **99**, 127004 (2007).
- [12] Y.-D. Li, Y.-M. Lu, and G. Chen, Phys. Rev. B **96**, 054445 (2017).
- [13] Y. Li, G. Chen, W. Tong, L. Pi, J. Liu, Z. Yang, X. Wang, and Q. Zhang, Phys. Rev. Lett **115**, 167203(2015).
- [14] Y. Kasahara, T. Ohnishi, Y. Mizukami, O. Tanaka, S. Ma, K. Sugii, N. Kurita, H. Tanaka, J. Nasu, Y. Motome, T. Shibauchi, and Y. Matsuda, Nature **559**, 227 (2018).
- [15] S. Strobel and T. Schleid, Z. Naturforsch. **62b**, 15 (2007).
- [16] Y. Ohmagari, Y. Yamane, T. Onimaru, K. Umeo, Y. Shimura, and T. Takabatake, JPS Conf. Proc. **30**, 011167 (2020).
- [17] Y. Ohmagari, T. Onimaru, Y. Yamane, Y. Shimura, K. Umeo, T. Takabatake, H. Sato, N. Kikugawa, T. Terashima, H. T. Hirose, and S. Uji, J. Phys. Soc. Jpn. **89**, 093701 (2020).
- [18] T. Onimaru, Y. Ohmagari, S. Mizutani, R. Yamamoto, H. Kaneshima, C. Moriyoshi, D. T. Adroja, D. Khyalyavin, P. Manuel, H. Saito, and C. Hotta, arXiv:2501.04533.
- [19] M. Yoshida, M. Takigawa, H. Yoshida, Y. Okamoto, and Z. Hiroi., Phys. Rev. Lett. **103**, 077207 (2009).
- [20] S. E. Brown and W. G. Clark, Phys. Rev. B **56**, 5080 (1997).
- [21] S. Valfells P. Kuhns, A. Kleinhammes, J. S. Brooks, W. Moulton, S. Takasaki, J. Yamada, and H. Anzai, Phys. Rev. B **56**, 2585 (1997).
- [22] T. Hikiyara, T. Momoi, A. Furusaki, and H. Kawamura, Phys. Rev. B **81**, 224433 (2010).
- [23] H. Saito, H. Nakai, and C. Hotta, J. Phys. Soc. Jpn. **93**, 034701 (2024).
- [24] H. Saito and C. Hotta, Phys. Rev. Lett. **132**, 166701 (2024).
- [25] H. Saito and C. Hotta, Phys. Rev. B **110**, 024409 (2024).
- [26] S. Hayami and H. Kusunose, J. Phys. Soc. Jpn. **93**, 072001 (2024).
- [27] S. Sachdev and B. Keimer, Phys. Today. **64**, 29 (2011).
- [28] F. Hammerath, S. Nishimoto, H.-J. Grafe, A. U. B. Wolter, V. Kataev, P. Ribeiro, C. Hess, S.-L. Drechsler, and B. Büchner, Phys. Rev. Lett. **107**, 017203 (2011).
- [29] P. Lee, T. Rice, and P. Anderson, Solid State Commun. **14**, 703 (1974).
- [30] 松本将弥他 , 日本物理学会 2022 年秋季大会 15aW631-7 (2022).

著者略歴



堀 文哉 (HORI Fumiya)

東北大学大学院理学研究科 物理学専攻 助教

2020 年 3 月 広島大学理学部 卒業

2022 年 3 月 京都大学大学院理学研究科 修士修了

2025 年 3 月 京都大学 博士 (理学) 取得

2025 年 4 月 より現職



北川 俊作 (KITAGAWA Shunsaku)

京都大学大学院理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻 准教授

2013 年 3 月 京都大学 博士 (理学) 取得

2013 年 4 月 神戸大学大学院理学研究科 日本学術振興会特別研究員 (PD)

2014 年 4 月 岡山大学大学院自然科学研究科 助教

2016 年 4 月 京都大学大学院理学研究科 助教

2023 年 8 月 より現職



石田 憲二 (ISHIDA Kenji)

京都大学大学院理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻 教授

1992 年 3 月 大阪大学 博士 (理学) 取得

1992 年 6 月 大阪大学 教務職員 (教育職) 助手

1993 年 7 月 大阪大学基礎工学部 助手

1997 年 4 月 大阪大学大学院基礎工学研究科 助手

2001 年 7 月 カリフォルニア大リバーサイド校客員研究員

2002 年 3 月 京都大学大学院理学研究科 助教授

2006 年 7 月 京都大学国際融合創造センター 教授

2007 年 10 月 より現職

電子・イオン混合伝導性高分子材料を用いた神経模倣素子

Organic Neuromorphic Devices based on Organic Mixed Ion-Electron Conductors

山本 俊介

京都大学 大学院工学研究科

Shunsuke Yamamoto

Graduate School of Engineering, Kyoto University

This article presents our recent research on the functionalization of organic electrochemical transistors (OECTs) based on Poly(3,4-ethylenedioxythiophene)-poly(styrenesulfonate) (PEDOT:PSS), a widely used mixed conductor. We aim to clarify their operating principles and explore their neuromimetic applications. Our proposed fabrication method for OECTs using a blend film is compatible with high-density integration and can be implemented with high-throughput techniques, such as inkjet printing. This research will facilitate the production of bio-probes using entirely printing technologies, significantly advancing applied research in this field. Furthermore, we are elucidating the operational mechanisms of OECT devices and their neuromimetic applications through various spectroscopic and electrochemical measurements.

1. はじめに

共役高分子等の有機半導体は、有機エレクトロニクスの発展において大きな役割を担ってきた。これらの材料は電子（もしくは正孔）輸送性を示し、電気伝導のみならず光吸収、発光等の機能を活かした有機デバイスが発展してきた。一方、電子とイオンの両方を輸送する「混合伝導性」を持つ有機材料、すなわち有機電子・イオン混合伝導体 (Organic Ion-Electron Mixed Conductors: OMIECs) は近年注目が集まっている材料群である。これらの材料は単に二種類の電荷キャリアを持つことだけでなく、電子正孔とイオンの間でのキャリア変換を実現できる点が興味深い。この特長を活かしてイオン信号を電子信号に変換する生体センシング向けの電極や、有機電気化学トランジスタ (Organic Electrochemical Transistors: OECTs) の活性層として広く用いられている。

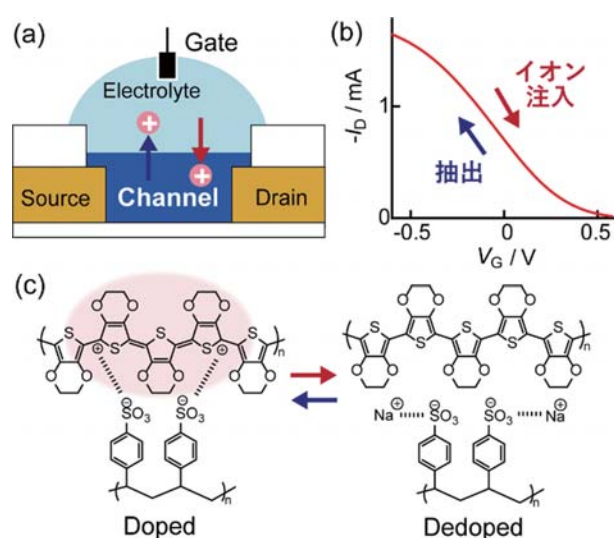


図 1. PEDOT:PSS ベース OECT デバイスの動作におけるカチオン注入 (赤矢印) と抽出 (青矢印) プロセス. (a) デバイス構成の概略図. ゲートバイアス印加により電解液中のカチオンがチャネル層に注入される. (b) PEDOT ベース OECT デバイスの出力曲線. カチオンを注入すると、ドレイン電流が減少する. (c) カチオン注入と抽出におけるドーブおよび脱ドーブ PEDOT:PSS の化学構造.

OECT は、従来の有機薄膜トランジスタと同様にソース、ドレイン、ゲートの三電極を有する素子であり、チャンネル材料として上記の有機混合伝導体を用いられる [1-6]。この素子では、①電解液（生理食塩水など）を介してゲート電極（銀塩化銀電極など）とチャンネル層（混合伝導体層）が接している点、②ゲート電圧印加に伴って電解液からチャンネルの内部へイオンが注入される点が特徴的である。特に、OECT では電解液ゲート有機トランジスタ (EG-OFET) とは異なり、イオンが固液界面に蓄積するだけでなく、膜内部まで浸透する点が大きな特徴である。このため、OECT の性能はチャンネル膜厚にも比例する特徴を持つ。図 1 に、代表的な有機混合伝導体である Poly(3,4-ethylenedioxythiophene)-poly(styrenesulfonate) (PEDOT:PSS) を用いた OECT 素子の構造および動作の模式図を示す。これらの素子においては、電解液として用いられるリン酸緩衝生理食塩水 (PBS) や NaCl 水溶液等の水系電解液への溶出・剥離を防ぐために PEDOT:PSS を物理架橋あるいは化学架橋によって安定化することが一般的である。ゲート電圧印加前には PEDOT はドーパントである PSS によってヘビードープされていて正孔密度が高い。ここでゲート電極に電圧を印加し、電解液からチャンネル層へ Na^+ などのカチオンを注入する場合を考える。カチオンが注入されると PEDOT の脱ドーピングが起こり、チャンネル層内の電荷密度が低下し、ドレイン電流が低下する。イオン抽出過程では上記と逆の過程を経てドレイン電流が増加することでスイッチングが実現される。筆者らは近年、OECT 素子に関する研究を進めており、本稿では神経模倣素子バイオエレクトロニクス分野への応用および新規に開発した素子作製プロセスに関して紹介する。

2. PEDOT:PSS ベース OECT 素子の神経模倣動作

OECT 素子の応用例として神経模倣素子が挙げられる。例えばシナプスの動作である「入力頻度に応じて伝達強度が変化する」という特徴を模倣するために OECT 素子が用いられる。これは図 1 で紹介したイオン注入・抽出過程に基づいており、例えば多数回のゲートパルス印加を行った場合、チャンネル中に段階的に蓄積されたイオンの総量がチャンネルの伝導度と関連するため、過去のゲート電圧印加の履歴が「記憶」として素子に保持される。このように、素子内のイオンの動きが神経模倣動作に重要であり、イオン拡散性の制御が神経模倣特性制御には重要な役割を果たす。

我々はチャンネル層の組成を調整してイオン伝導性を高めたときに神経模倣動作にどう作用するのかを検討した [7]。PEDOT:PSS に高分子電解質 poly(styrene sulfonate) sodium salt (PSS-Na) を混合した素子群を作製し神経模倣動作の検討を行った。本研究では典型的なテストである PPD (Paired-pulse depression) 試験を用いた (図 2)。この試験では 2 本の電圧パルスを、ある時間間隔 Δt でゲート電極に入力し、ドレイン電流を応答として観測する。

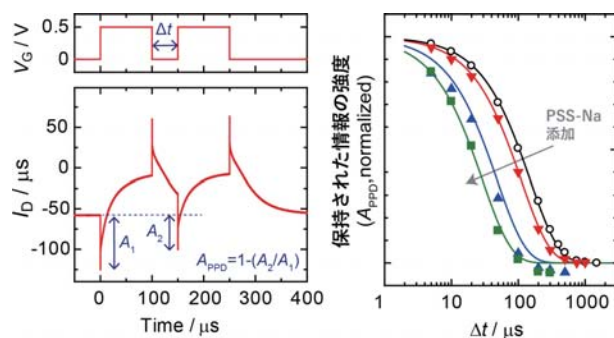


図 2. OECT 素子における Paired-pulse-depression (PPD) テストの例 (a) 2 本のパルス電圧刺激をゲートに印加すると、ドレイン電流 (I_D) の過渡応答が得られる。得られた応答からスパイク振幅 A_1 と A_2 を見積もる。パルス間隔 Δt が短ければ A_1 と A_2 の振幅が異なり、 Δt の期間において情報が保持されているとみなせる。(b) パルス間隔 Δt の関数としてのベースラインからのドレイン電流振幅の正規化された落ち込み：neat PEDOT:PSS (black), 1:2 blend (red), 1:9 blend (blue), 1:19 blend (green)。

2 本目のパルス到達時点で素子に 1 本目のパルスの「記憶」が残っているのであれば、2 本目パルスへの応答 A_2 は 1 本目への応答 A_1 と異なる。この手法を用いて情報保持時間を測定した。その結果、PSS-Na の添加に伴って素子の情報保持時間は短くなり、無添加の素子に比べて最大で約 5 倍の変化があることが明らかになった。さらに過渡応答を比較した結果、ゲート電流の応答時定数が神経模倣動作の応答時定数と近いことが分かった。このことは素子内での情報保持がイオン拡散によって決定づけられていることを意味している。このように本研究では、神経模倣素子の応答速度を制御することに成功した。

3. PEDOT:PSS ベース OECT 素子のイオン注入時定数と神経模倣動作の関連性

前項の神経模倣動作と素子応答速度の関係性を明確にするため電流応答の包括的な解析を行った。OECT 素子においてイオン注入に対するイオンダイナミクスは OECT 素子のゲート電流を観測することで議論できる。これは図 1(a) の通りゲート電極は電解液のみを介してソース・ドレイン電極に接続しており、イオン電流のみが寄与するためである。はじめに電解質として用いるイオンの種類や架橋剤の添加量などを変えた一連の素子を作製し、電気物性評価によって OECT 素子のゲートおよびドレイン電流の過渡応答を測定した [8]。用いるイオンとしては一価の塩化物塩としてアルカリ金属イオン (LiCl, NaCl, KCl, CsCl) および有機イオン (アセチルコリン塩酸塩) を用いた。その結果、用いるイオン種によってゲート応答時定数が変化することを見出した。この傾向について、各カチオンの極限モル伝導率 (= 無限希釈条件での水和イオンサイズと相関) に従って整理したところ、時定数と極限モル伝導率の間に明確な相関がみられた。またこの相関は PSS-Na を添加しない PEDOT:PSS ニート膜だけではなく、PSS-Na ブレンド系でも 1:2 から 1:19 の混合比の範囲で一般的に成立し、時定数は極限モル伝導率のおよそ -0.6 乗に比例することが明らかになった。しかしながら、単純な拡散挙動を考えると時定数は極限モル伝導率に反比例 (-1 乗) すると考えられ、このずれについてはイオンの水和構造の変化や高分子鎖構造の緩和など、考慮すべき事項が残っている。さらに注目すべきは、ドレイン応答の時定数 τ_D をゲート応答時定数 τ_G で規格化した「時定数比」 τ_D/τ_G がイオン種やスピノコート膜の層数によらず、イオン注入 (ゲート電圧オン)・抽出 (ゲート電圧オフ) 過程でそれぞれ一定値を取ることが分かった (図 3)。このことは、OECT 素子のドレイン応答がゲート応答、すなわちイオン応答でスケールアップされている「ゲートドレイン結合」が存在することを意味している。一方でこうした挙動の起源は完全には明らかではないが、イオン注入・抽出過程におけるチャンネル層内での高分子鎖の構造緩和やドーピングの空間的不均一性が関与していると考えており、さらなる検討を進めている。

さらにこの知見に基づいて神経模倣動作のモデル化を試み、望みの応答を得るための条件を明らかにする「地図」(図 3b) を作成した。この図は任意のパルス間隔 Δt およびゲート応答時定数 τ_G を与えた際の情報保持強度 A_{PPD} を図示したものであり、「入力頻度に応じて伝達強度が変化する」というシナプス動作の模倣に関する全体像を示す。モデル計算ではゲートドレイン結合が存在する実在系その他、ドレイン応答時定数がゲート応答時定数と無関係とする仮想的なケースについても計算を行った。この仮想系は、チャンネル中に蓄積されるイオンの総量が過去のゲート電圧印加の履歴によらず現在の印加電圧でのみ決定されている状況を表現している。その結果、実在系では、神経模倣応答は確かにゲート応答によって決定づけられるが、この結合が無い仮想的なケースでは神経模倣応答とゲート応答の間には相関がなくなった。このことは、ゲー

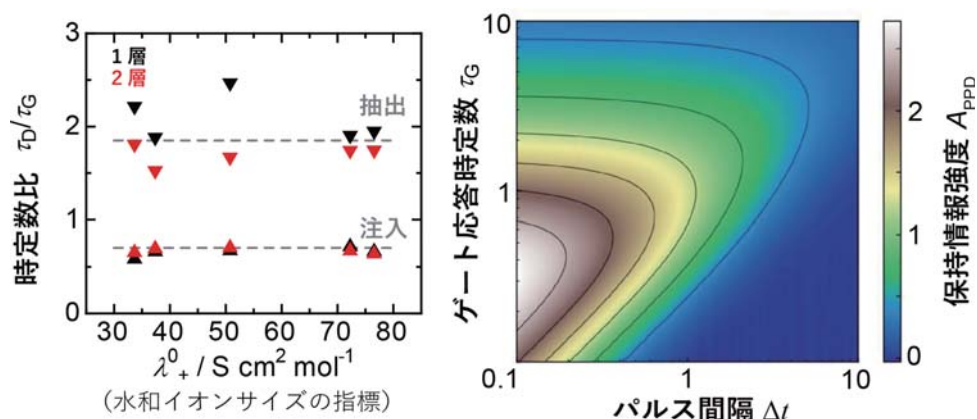


図 3. (a) PEDOT:PSS/PSS-Na ブレンド膜におけるゲート及びドレイン電流応答の時定数比 τ_D/τ_G . データは用いるイオンの極限モル伝導度に対してプロットしている. 黒, 赤色シンボルは活性層のスピncコート層数を示し, 上向き下向き三角印はそれぞれイオンの注入と抽出過程をそれぞれ示す. 用いたイオンやスピncコート層数によらず, 注入・抽出過程において時定数比が一定の値をとることを見出した. (b) パルス間隔 Δt とゲート応答時定数 τ_G を変化させたときの PPD 応答をシミュレートした「地図」.

ト電圧印加に伴ってチャネル層内に蓄積されたイオン濃度が「記憶」として素子に保持されることがドレイン応答に対し本質的に重要であることを示し, 神経模倣素子の応答時定数制御においてイオン輸送性の制御が有効であることの根拠を与えている.

4. ディップ法による耐水性を有する PEDOT:PSS 薄膜の作製と神経模倣素子応用

前項までは OEET デバイスの基礎物理化学的検討を紹介したが, 筆者らは並行してデバイス作製技術の開発も進めている. 従来, PEDOT:PSS の製膜にはスピncコート法が主に用いられており, 塗布基材としては平板上の形状に限定されてきた. 本研究では円筒や 3D プリント造形物など非平面にも対応可能な「ディップコート法」によって水に対して安定な PEDOT:PSS 膜の作製手法開発を目指した. この研究において最も重要な点は, PEDOT:PSS 膜の水中安定性を向上させる手法の確立にある. PEDOT:PSS は水分散液として市販されており, 無処理の膜は水中で容易に剥離・溶解してしまう. このため, 架橋による安定化が必要となる. 一般的に, 化学架橋 (共有結合による固定化) や物理架橋 (高分子鎖の凝集構造を利用した固定化) が有効である. 従来のスピncコート法では, 3-glycidyloxypropyltrimethoxysilane (GOPS) を用いた化学架橋が主流であり, 高い安定性が得られる. 一方で, GOPS は架橋反応が速いため, ワーク時間の短縮が可能である反面, 粘度上昇や膜厚の不均一化, コーティング装置の目詰まりなどの課題があった. そこで, 本研究では新たなアプローチとして架橋剤を使用せずに耐水性を向上させる方法を検討した. PEDOT:PSS 水分散液では, 疎水性の PEDOT と親水性の PSS が混合して存在しており, 安定な分散のためにドーピングに必要な量以上の過剰な PSS が含まれている. この過剰な PSS を選択的に除去することで, 架橋剤を使用せずとも耐水性を向上できる可能性があると考え, 研究に着手した [9].

実験として, 石英基板を超音波洗浄, UV- オゾン処理し, 接着層として GOPS を修飾した. この基板を PEDOT:PSS 水分散液に浸漬し, ディップ法で PEDOT:PSS を成膜した. この膜をエタノール, 純水に浸漬し, 各過程を追跡した. 得られた膜の UV-Vis スペクトルには PSS 由来の吸収ピークが見られ, 成膜直後, エタノール浸漬後, 純水浸漬後の順で吸光度が減少した. さ

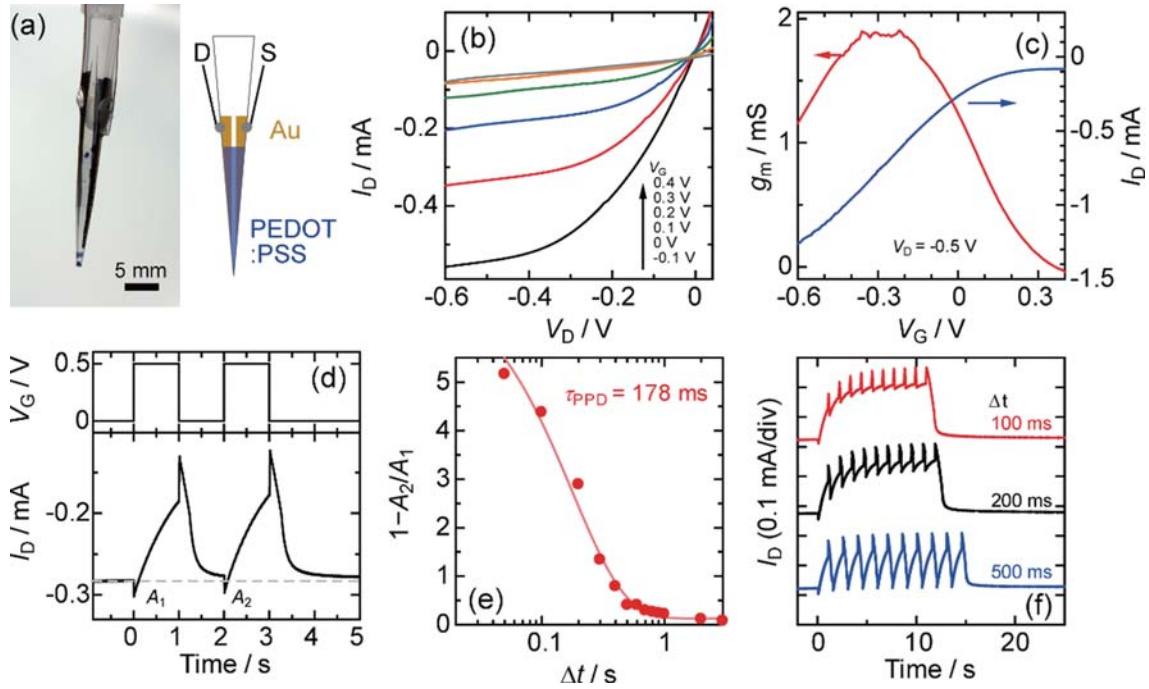


図 4. (a) ピペットチップ上に作製した OECT デバイスの写真と模式図. チップ先端部およそ 15 mm 範囲に PEDOT:PSS 膜が塗布されている. (b) PBS 緩衝液中で動作させたデバイスの出力および (c) 伝達曲線. (d) OECTs における PPD 試験. (e) OECT のパルス間隔の関数としてのベースラインからのドレイン電流の落ち込み. (f) 様々なパルス間隔を持つパルス列を印加した際の OECT における適応試験.

らに浸漬後の液相の UV-Vis スペクトルには PEDOT の吸収が検出されなかったことから、膜をエタノールに浸漬することで PSS が選択的に除去されることを確認した. また導電率の測定結果から、エタノール浸漬後に導電率が増加し、純水浸漬後も 500 S cm^{-1} 程度で維持されることを確認した. 以上から、ディップ法で成膜した PEDOT:PSS 膜をエタノールおよび純水に浸漬することで、膜から余剰な PSS が除去され、水不溶化と導電性向上が実現することが分かった.

この手法を用いて非平面の表面上への OECT 素子作製と神経模倣素子応用を試みた. ディップコートした PEDOT:PSS 膜を用いて、非平面試料としてポリプロピレン製ピペットチップ上に図 4 (a) の通り OECT デバイスを作製した. このデバイスはチップ上にソース・ドレイン電極である金電極を金ナノインクから製膜した後、チャンネル層である PEDOT:PSS 膜を今回の方法で得た. この素子をリン酸緩衝生理食塩水 (PBS) 中に浸漬し、銀塩化銀電極をゲート電極としてデバイスを動作させたところ、デプレッションモード動作を示した (図 4 (b) および (c)). さらに、図 4 (d) ~ (f) に示すように、OECT を神経模倣素子として応用し、PPD 試験と適応試験を行った. その結果、曲線は典型的な PPD 挙動を示し、パルス間隔が長くなるにつれて抑圧の程度が減少した. 図 4 (e) から得られた減衰に対して指数関数でフィッティングを行ったところ、保持時間は 178 ms と見積もられた. 図 4 (f) は、パルス列印加に対して得られた OECT ドレイン電流の適応を示している. パルス間隔が時定数より短いとき、パルス列に対するドレイン電流応答は定常値に適応した. これは、PBS 緩衝液から注入された陽イオンが、新しいパルスが注入される前に電解液に戻る時間が十分でなかったためである. この結果は、生体電子プローブ、生体電極、センサーと情報処理ユニットを統合した埋め込み型デバイスの効率的な試作を簡便に行う基盤を与える.

5. まとめ

このように、一般的な混合伝導体である PEDOT:PSS をベースとして OECT の機能化、動作原理解明や神経模倣応用を進めている。また今回提案したブレンド膜を用いる OECT 作製法は、インクジェットプリント等の印刷技術を用いた高密度集積化・ハイスループット作製との適合性がある。本研究が実現されれば全印刷技術を用いた生体イオンプローブ等の作製へ道が拓かれ、応用研究への寄与は大きい。さらに OECT 素子ならびにその神経模倣応用に関する動作機構解明についても各種分光学、電気化学測定を通して理解を進めている。

謝辞

本成果は筆者が東北大学に在籍していた際に行われたものであり、工学研究科の三ツ石 方也教授、石崎 裕也 博士、前田 諒太 博士、都 隆誠 氏、在外研究先である英国ケンブリッジ大学の George Malliaras 教授、Sanggil Han 博士、Anastasios Polykravos 博士との共同研究により得られたものです。この研究は、科学研究費補助金 (KAKENHI JP21H01992)、公益財団法人野口研究所、公益財団法人天野工業技術研究所、公益財団法人 豊田理化学研究所の支援を受けました。

参 考 文 献

- [1] Rivnay, J. *et al. Nat. Commun.* **7**, 11287 (2016).
- [2] Inal, S., Malliaras, G. G. & Rivnay, J. *Nat. Commun.* **8**, 1767 (2017).
- [3] Parlak, O., Keene, S. T., Marais, A., Curto, V. F. & Salleo, A. *Sci. Adv.* **4**, eaar2904 (2018).
- [4] Paulsen, B. D., Tybrandt, K., Stavrinidou, E. & Rivnay, J. *Nat. Mater.* **19**, 13-26 (2019).
- [5] Han, S., Yamamoto, S., Polykravos, A. G. & Malliaras, G. G. *Adv. Mater.* **32**, 2004790 (2020).
- [6] Guo, K. *et al. Nat. Biomed. Eng.* **5**, 666-677 (2021).
- [7] Yamamoto, S., Malliaras, G. G. *ACS Appl. Electron. Mater.* **2**(7), 2224-2228 (2020).
- [8] Yamamoto, S., Polykravos, A. G., Han, S. & Malliaras, G. G. *Adv. Electron. Mater.* **8**, 2101186 (2022).
- [9] Yamamoto, S., Miyako, R., Maeda, R., Ishizaki, Y. & Mitsuishi, M. *Macromol. Mater. Eng.* **308** 2300247 (2023).

著者略歴



山本 俊介 (YAMAMOTO Shunsuke)

京都大学工学研究科 高分子化学専攻 准教授

2012 年 3 月 京都大学 博士 (工学) 取得

2012 年 4 月 京都大学大学院工学研究科 研究員

2013 年 4 月 東北大学多元物質科学研究所 助教

2019 年 3 月 英国ケンブリッジ大学訪問研究員

2020 年 4 月 東北大学大学院工学研究科 助教

2024 年 4 月より現職

光ポンピング磁気センサの開発と脳磁界計測

Development of Optically Pumped Magnetometers and Application to Magnetoencephalography

伊藤 陽介

京都大学 大学院工学研究科

Yosuke Ito

Graduate School of Engineering, Kyoto University

The application of optically pumped magnetometers (OPMs) to magnetoencephalography (MEG) has been actively studied in recent years. MEG is a non-invasive technique for measuring neural activity in the brain, and due to the recent helium shortage, OPM sensors are being explored as an alternative to conventional SQUID sensors. This paper discusses the principles and performance evaluation of SERF OPMs and scalar-mode OPMs, as well as their application to visually evoked magnetic field measurements.

1. はじめに

脳磁界計測 (magnetoencephalography: MEG) は脳内の神経細胞の発火に伴って生じる磁界を計測する技術である。脳の大脳皮質は、細胞構築の違いにより領域が分けられており、各領域は固有の機能を担っている。このことを機能局在と呼び、脳のどの部分が発火しているかを調べることで、脳機能の可視化やブレイン・マシン・インターフェース等の応用が可能となる。神経細胞1つで生じる磁界は微々たるものであるが、大脳皮質のある領域が賦活する際には、10,000 個を超える神経細胞が同期的に発火するため、頭表では数～数十 fT の磁場が観測されることとなる [1]。

脳機能を計測する技術には脳磁界計測のほかにも、皮質脳波計測 (electrocorticography: ECoG) や、脳波計測 (electroencephalography: EEG), 機能的磁気共鳴画像法 (functional magnetic

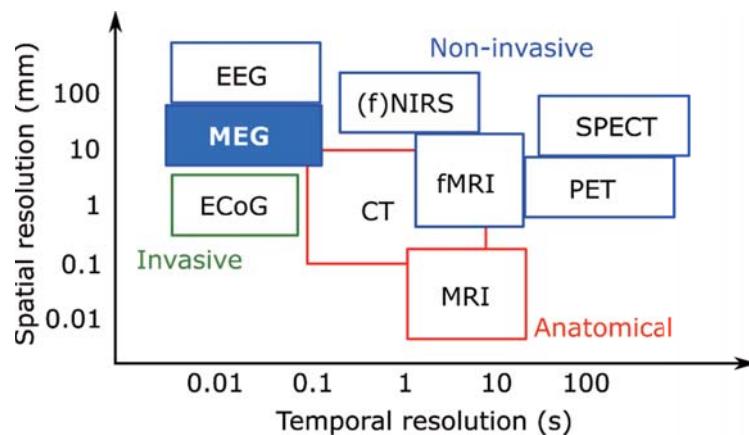


図 1. 脳機能計測法の時空間分解能. CT や MRI は形態画像を取得する手法であり、それ以外の手法が機能画像を取得する手法である。

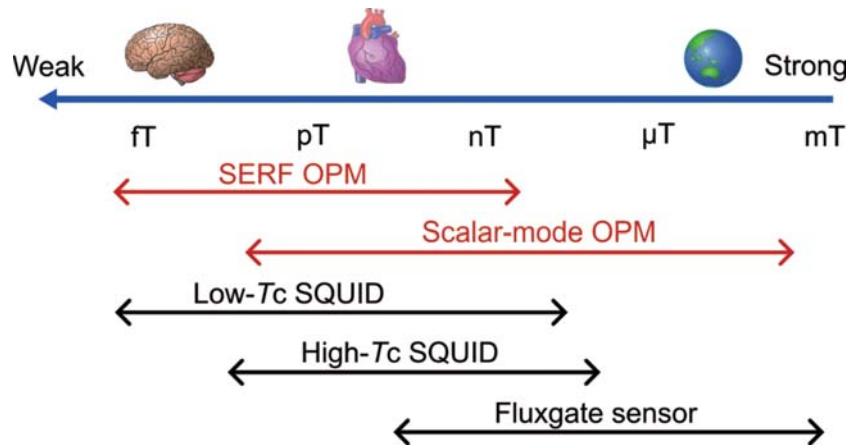


図 2. 主な磁気センサと計測範囲.

resonance imaging: fMRI), 機能的近赤外分光法 (functional near-infrared spectroscopy: fNIRS) などが存在する (図 1 参照). 時空間分解能の高い手法は ECoG であるが, これは, 開頭手術により脳表に電極を配置するものであり, 侵襲性が高く一般的に利用できる手法ではない. fMRI や fNIRS は脳の賦活に伴う代謝活動を観測するものであり, 詳細は参考文献 [2] などを参照いただきたいが, 実際の神経活動から遅れて信号が観測されるため, 時間分解能に制限がある. その代わりに, fMRI は断層画像を得られるため空間分解能が高く, fNIRS は装置の小型化が可能で可搬性に優れる. EEG は, 神経細胞の発火により生じた電位差を頭表に配置した電極で検出するものである. MEG と起源の同じものを計測するものではあるが, 人体の導電率が部位 (大脳皮質や脳髄液, 頭蓋骨等) によって異なることから, 信号源の推定をすることが難しいという問題がある. 近年では装置が安価になってきているなど, 使用しやすい環境になっている.

MEG は前述のとおり, 神経細胞の同期発火に伴う磁界を計測するものであり, 非侵襲に計測が可能で, なおかつ人体の透磁率は部位によらず一定であることから信号源の推定精度も高い. また, AI を用いた脳信号デコーディングについて, MEG を利用すると誤り率が EEG の半分以下になるという報告が米国 Meta 社より最近なされるなど注目されている [3]. しかしながら, 図 2 に示すように検出される信号が地磁気の 10 億分の 1 程度であるため, 高感度な磁気センサと高性能な磁気シールドとを必要とする. 従来, MEG 用の磁気センサとして超伝導量子干渉素子 (superconducting quantum interference device: SQUID) を用いた磁束計が用いられてきた. SQUID は 1964 年に開発されてから 60 年経ち, 成熟した技術に基づいた安定性や高い計測感度を誇る. しかしながら, その動作には液体ヘリウムが必要であり, 近年の液体ヘリウムの高騰や不足により代替のセンサが望まれ, 液体窒素で動作する高温 SQUID の検討が進んでいるところである [4]. また, 高性能な磁気シールドは透磁率の高いレアメタルの合金で作られるため, 人が入室可能な物となると, 価格は数千万円にも及ぶ. 以上のように, 高額なセンサや磁気シールドが MEG の問題点となっている.

これらの問題に対して, 極低温環境を必要としない光ポンピング磁気センサ (optically pumped magnetometer: OPM) の研究・開発が進められている. OPM はアルカリ金属原子のスピンと光の相互作用を利用したものである. OPM の研究も 1960 年代に開始されているが [5], 当時は SQUID 磁束計と比較して計測感度が悪かったことから磁気センサとして研究はあまりなされていなかった. その後, 半導体レーザの開発やスピン交換緩和フリー (Spin Exchange Relaxation

Free: SERF) と呼ばれる計測感度の高まる条件の発見 [6] などにより計測感度が向上していき、現在では $160 \text{ aT/Hz}^{1/2}$ の計測感度が実現されている [7]. 近年では、前述のヘリウム不足を背景に、急速に MEG の分野で応用され始めている [8]. また、広いダイナミックレンジをもつスカラ型 OPM という動作条件では、磁気シールドなしに地磁気環境下で高精度な計測が可能となる. Limes らはこのスカラ型 OPM を用いて、地磁気環境下で MEG を計測した [9]. 本稿では、これらの特長を有する SERF OPM とスカラ型 OPM について解説し、それらの脳磁界計測への応用について述べる.

2. 光ポンピング磁気センサの原理

OPM には主にアルカリ金属原子が用いられる. ここでは、アルカリ金属原子を用いた OPM について、スピン偏極の生成方法、SERF OPM やスカラ型 OPM の計測原理について述べる.

2-1. 光ポンピングによるスピン偏極の生成

アルカリ金属原子は最外殻電子を 1 つだけ有するため電子構造は単純であるが、多くの場合核スピンを有しており、超微細構造 (hyperfine structure) を考える必要がある. 図 3 に核スピン $I=3/2$ を有するアルカリ金属原子の超微細構造のエネルギー準位を示す. アルカリ金属原子群に、基底状態 ($^2S_{1/2}$) と励起状態 ($^2P_{1/2}$) とのエネルギー差に対応する周波数を有し、なおかつ $+1$ の角運動量をもつ円偏光 σ_+ を照射すると、基底準位のアルカリ金属原子は、角運動量保存則により磁気量子数が $+1$ されつつ、励起状態に遷移する (optical pumping: 光ポンピング). この後、励起したアルカリ金属原子は脱励起 (quenching: クエンチング) により基底準位に戻ろうとするが、光ポンピングが一方向にのみ存在するため、アルカリ金属原子群全体の状態分布は最終的に磁気量子数の大きな基底状態に偏る. これをスピン偏極 (spin polarization) と呼ぶ. 実際は、脱励起の際には元の磁気量子数の準位に戻る確率が高く、また脱励起光が状態分布に影響を与えたりする. ここで、アルカリ金属原子に加えてバッファガスとしてヘリウムを添加すると、ヘリ

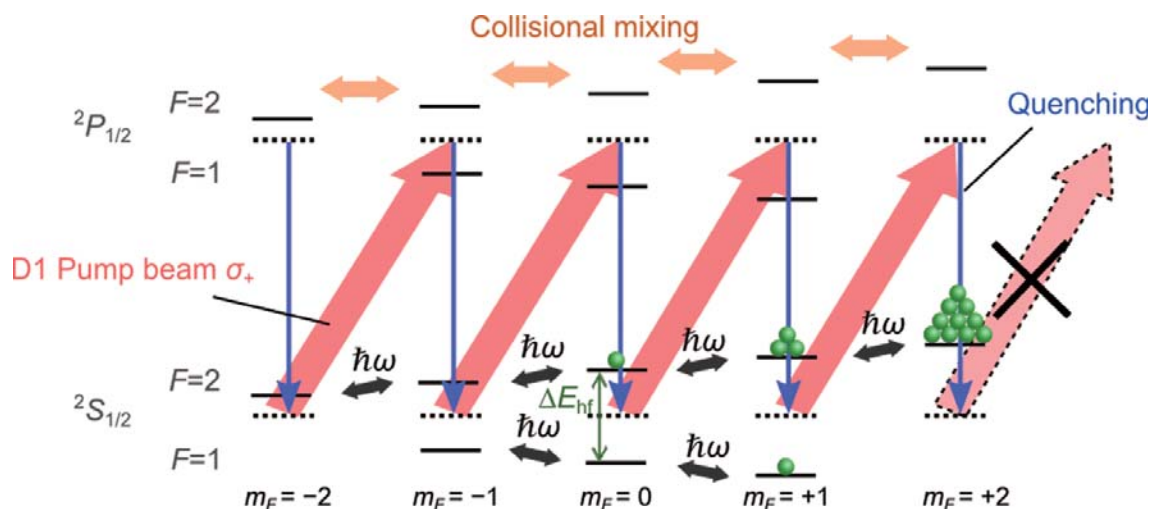


図 3. 核スピン $I=3/2$ を有するアルカリ金属原子の超微細構造のエネルギー準位. 励起エネルギーに対応する周波数を有する円偏光を照射すると、光ポンピングにより励起されると同時に磁気量子数が $+1$ だけシフトし、クエンチングにより基底状態に戻る. これを繰り返すことで最終的にスピンの存在確率に偏りが生じる.

ウムとの衝突により励起状態の状態分布が平滑化され、元の磁気量子数に脱励起する確率が減少する。さらにクエンチングガスとして窒素を添加すると、脱励起光が窒素分子に吸収されることで、脱励起光によるスピン偏極の緩和 (relaxation) が抑えられる。

2-2. 磁界の計測原理

OPM は様々な分類が存在する。レーザ光の使用数で分類すると、1 つだけ使用する 1 軸型の OPM [10] や、2 つ使うポンプ・プローブ型 OPM などがある。計測する磁場の成分で分類すると、3 軸方向の成分を計測するベクトル型と絶対値のみを計測するスカラ型とが存在する。また、特殊な条件下でのみ動作する SERF OPM などもある。ここでは、OPM の中で特に磁界の計測感度の高いポンプ・プローブ型の SERF OPM とスカラ型 OPM の計測原理について述べる。

ポンプ・プローブ型 OPM の主な構成を図 4 に示す。ポンプ光とプローブ光は直交している。センサセル内には、カリウムやルビジウム等のアルカリ金属と、ヘリウム、窒素が封入されており、センサセルを温めることでセンサセル内にアルカリ金属の蒸気を充満させる。そこに円偏光のポンプ光を入射させることで、アルカリ金属原子にスピン偏極を生成する。スピン偏極は次の Bloch 方程式に従った挙動をすることが知られている。

$$\frac{d\mathbf{S}}{dt} = \frac{\gamma^e}{q} \mathbf{S} \times \mathbf{B} + \frac{\mathbf{R}_{\text{OP}}}{2q} - \frac{\mathbf{S}}{T_2} \quad (1)$$

ここで、 $\mathbf{S}$ はスピン偏極、 $\mathbf{B}$ は磁界、 γ^e は孤立電子の磁気回転比、 q は核スピンによるスローダウンファクタ、 $\mathbf{R}_{\text{OP}}$ は光ポンピングレート、 T_2 はスピン緩和時間である。式 (1) の右辺第一項は、磁界の影響によりスピン偏極が歳差運動することを表しており、第二項は光ポンピングによるスピン偏極の生成、第三項はスピン同士の位相がばらばらなものになることによるスピン偏極の緩和を表している (複数の棒磁石を同じ向きに並列に並べて手を離すと反発してそれぞれ異なる

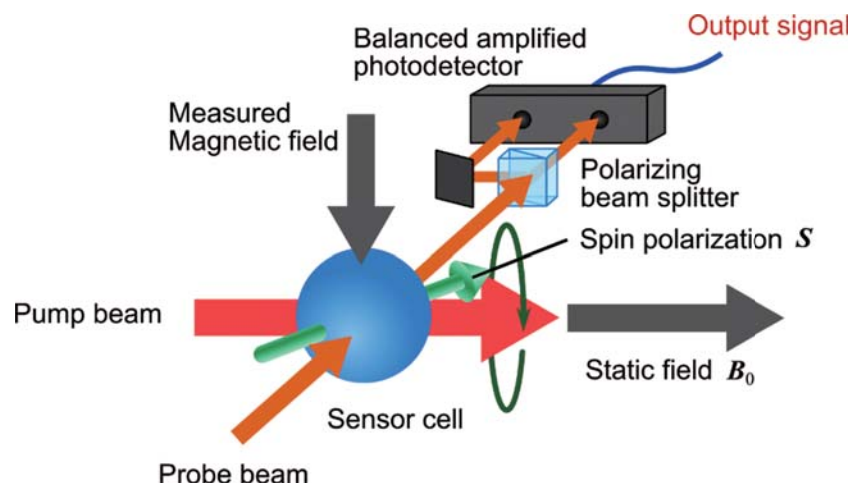


図 4. ポンプ・プローブ型 OPM の構成。アルカリ金属原子を封入したセンサセルに円偏光のポンプ光を入射させ、スピン偏極を生成する。生成されたスピン偏極は静磁界を中心として歳差運動をする。この歳差運動と同じ周波数を有する磁界が入射すると、旋回半径が大きくなる、ここに直線偏光のプローブ光が入射すると、スピン偏極がプローブ光進行方向に成分をもつ場合に、偏光面の回転が起きる。これを偏光ビームスプリッタと差動増幅器により検出する。

る向きを向くのをイメージされたい)。ポンプ光方向に静磁界 $\mathbf{B}_0$ が存在する場合、スピン偏極は次の式で表される共鳴角周波数を有する。

$$\omega_0 = \frac{\gamma^e}{q} |\mathbf{B}_0| \quad (2)$$

計測対象磁界の角周波数 ω が ω_0 と一致している（共鳴している）とき、図 3 に示すようにスピン偏極が磁界のエネルギー $\hbar\omega$ を吸収して状態分布に変化が生じ、スピン偏極の旋回半径が大きくなる。歳差運動するスピン偏極に直線偏光のプローブ光を照射すると、磁気光学効果によりプローブ光の偏光面が回転する。その回転角 θ は次の式で表される。

$$\theta = cr_e f \int_{l_{\text{cell}}} n \frac{\nu - \nu_0}{(\nu - \nu_0)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2} S_{\parallel} dl \quad (3)$$

ここで、 c は光速、 r_e は古典電子半径、 f は振動子強度、 ν はプローブ光の周波数、 ν_0 はアルカリ金属原子の共鳴周波数（吸収線の中心周波数）、 Γ は吸収線の圧力広がり幅、 l_{cell} はセンサセルのサイズ、 n はアルカリ金属原子の密度、 $S_{\parallel}$ はスピン偏極のプローブ光進行方向の成分である。式 (3) で得られる回転角は、偏光ビームスプリッタと差動増幅器により検出される。

2-3. SERF OPM の計測原理

SERF OPM は、スピン交換緩和の影響を無視できる SERF 条件で動作する OPM のことであり、これにより従来の OPM を超える高い計測感度での動作が可能となる。ここでは、SERF 条件について説明をする。先述の通り、スピン偏極の状態分布の変動が引き起こされるのは計測対象磁界の角周波数 ω が ω_0 と等しいときであるが、スピン緩和時間 T_2 が短い場合、アルカリ金属原子群の個々の原子のスピン位相が容易にばらばらになる。これにより、各スピンの共鳴周波数に差が生まれ、角周波数 ω の磁界を吸収できるスピンの総量が減り、結果的に θ の減少につながる。 T_2 が短くなる主な原因に、スピン交換衝突 (spin exchange collision) が存在する。これは、原子同士の衝突の際に衝突する原子同士がスピンを交換する衝突である。この衝突が起こると、衝突したスピンの歳差運動の向きが確率的に反転してしまい、スピン偏極を崩すこととなる。この問題を解決するために提案されたのが SERF 条件である [6]。

SERF 条件は、(1) アルカリ金属原子の密度が高く、(2) 印加される磁界の強度が微弱な場合に成立する。このとき、スピン交換衝突頻度 R_{SE} は $R_{\text{SE}} \gg \omega_0$ となり、スピン偏極が歳差運動を 1 周する際に多数回のスピン交換衝突が起こることになる。この場合、1 度目のスピン交換衝突でスピンの向きが変わっても、次のスピン交換衝突ですぐに元に戻るため、あたかもスピン交換衝突が生じていないかのように振る舞い、結果として T_2 が長くなる。印加される磁界が小さいという条件があるため、計測可能な磁界の周波数は小さくなるが、生体から生じる磁界の周波数はたかだか数百 Hz までであるので、この条件は容易に満たされる。

SERF OPM では、検出された磁気光学回転角 θ から式 (3) に基づいて $S_{\parallel}$ を求める。スピン偏極の挙動は式 (1) で決まるため、 $S_{\parallel}$ からは磁界の 3 軸成分のうちポンプ光とプローブ光との直交成分が得られる。 $S_{\parallel}$ は計測対象磁界の大きさに比例し、計測対象磁界の周波数で振動するため、 θ から直接的に磁界を推定することができる。

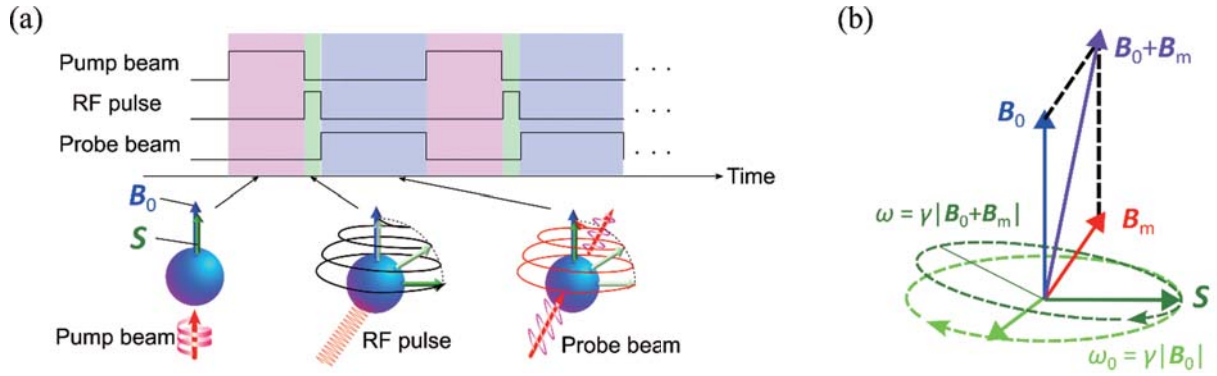


図 5. スカラ型 OPM の原理図. (a) まず、ポンプ光により、静磁場 B_0 と同じ方向にスピン偏極を生成する。その後、RF 磁界によりスピン偏極を倒し、旋回半径を大きくする。スピン偏極は RF 磁界を切ると、歳差運動しながら静磁界方向に戻っていくので、プローブ光により $S_{\parallel}$ を検出すると、歳差運動周波数で振動しながら減衰する FID が観測される。図は文献 [11] の図 1 を一部改変したものである。(b) 静磁界 B_0 に加えて計測対象の磁界が任意の方向に存在する場合、その合成磁界に対して共鳴角周波数が決定される。

2-4. スカラ型 OPM の計測原理

スカラ型 OPM は、式 (2) の共鳴角周波数が磁界の大きさによって変化することを利用する。図 5(a) にスカラ型 OPM のスピン偏極の操作手順を示す [11]。実験系自体は図 4 と同様であるが、ポンプ光をパルス的に照射する点異なる。まず、光ポンピングにより静磁界 B_0 と同じ方向にスピン偏極を生成し、その後、RF 磁界によりスピン偏極を倒す。これは図 3 の状態分布の変化に対応する。RF 磁界を切ると、スピン偏極は歳差運動をしながら、元の B_0 方向に戻ろうとする。ここで、プローブ光を入射すると $S_{\parallel}$ を検出することができ、共鳴周波数 ω_0 で振動しながら減衰する自由誘導減衰 (Free induction decay: FID) と呼ばれる現象が観測できる。

静磁界 B_0 のほかに計測対象磁界 B_m が存在する場合、その合成磁界の大きさで歳差運動の周波数が決まる。図 5 (b) にこの様子を示す。 $|B_m| \ll |B_0|$ の場合、 B_m がどの方向を向いていても $S_{\parallel}$ 成分が存在するため、 $|B_0|$ が大きい地磁気環境下などでも計測が可能となる。得られた FID の周波数から式 (2) を用いることで、磁場の絶対値を算出することができる。

3. OPM による脳磁界計測

3-1. SERF OPM による計測結果

図 6 に SERF OPM の性能評価実験の結果を示す。これらの結果はすべて 3 層の磁気シールド内での原理検証実験によるものである。図 6(a) は、共鳴角周波数を変化させたときの磁気共鳴線幅を計測した結果である。磁気共鳴線幅はスピンの位相のばらけ具合に相当し、この逆数が T_2 に相当する。100 Hz あたりを境に共鳴線幅が大きくなっていることがわかり、SERF 条件が 100 Hz を超えると崩れていると考えられる。図 6(b) は、SERF OPM の計測感度を計測したものである。共鳴磁界は 100 Hz として実験を行った。式 (3) 内のアルカリ金属原子の密度や、プローブ光の強度、周波数、差動増幅器の増幅率などは実測することもできるが、既知の磁界に対する応答から出力信号と磁界強度の比を求めるほうが簡単である。そのため、100 Hz の参照磁界を印加し、それに対する応答を観測した。参照磁界が 45.6 pT の場合で 8.22 fT/Hz^{1/2}、5.7 pT の場合で 2.01 fT/Hz^{1/2} となった。参照磁場の大きさで雑音強度が変化したのは、信号を取得するオ

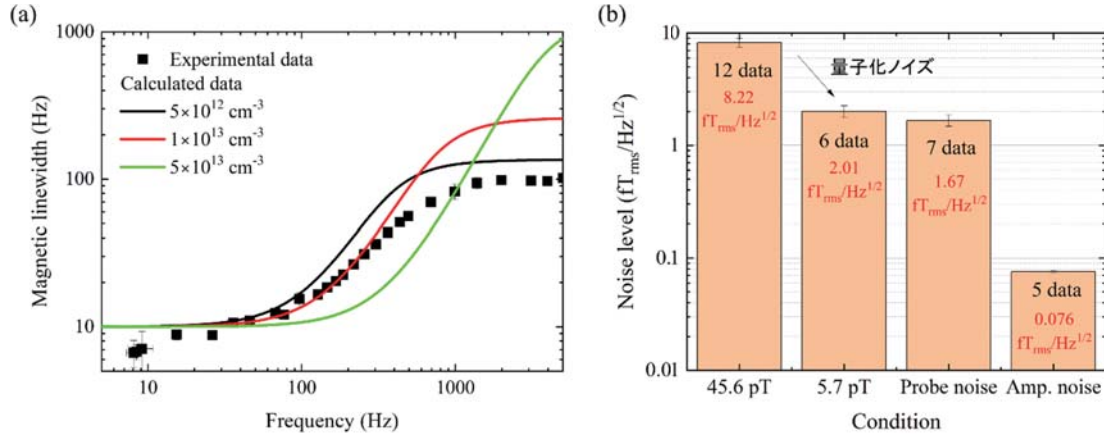


図 6. SERF OPM の性能計測．これらの実験は 3 層の磁気シールド内で実施された．(a) 共鳴角周波数 ω_0 の変化に対する磁気共鳴線幅の変化．磁気共鳴線幅の逆数が T_2 に対応する．理論曲線は文献 [12] を参考に，アルカリ金属原子の密度を変化させてプロットした．(b) SERF OPM のノイズスペクトル密度．左側 2 つは参照磁界の強度が 45.6 pT, 5.7 pT の場合について磁気ノイズの大きさをプロットしたものであり，右側 2 つはプローブ光のノイズと差動増幅器のノイズについて，磁気ノイズの値に換算したものである．

シロスコープのビット数が足りずに量子化ノイズが見えてしまったためである．ポンプ光を導入せずにプローブ光のみ入射させると，センサセルは磁気センサとしてはたらないため，プローブ光の光ノイズを観測することができる．これを磁気ノイズに換算すると $1.67 \text{ fT}/\text{Hz}^{1/2}$ であり，差動増幅器の電気ノイズを磁気ノイズに換算すると $0.076 \text{ fT}/\text{Hz}^{1/2}$ であった．ここで，光子数やアルカリ金属原子数のゆらぎにより生じるショットノイズ δB は，文献 [6] によると以下のように表される．

$$\delta B = \frac{1}{\frac{\gamma^e}{q} \sqrt{n T_2 V t}} \quad (4)$$

ここで， V はポンプ光とプローブ光の交差領域の体積であり， t は計測時間である．本実験の典型的な値は， $q=4$ ， $n \approx 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ， $T_2 \approx 100 \text{ ms}$ ， $V \approx 3 \text{ cm}^3$ ， $t=1 \text{ s}$ であるので，ショットノイズは $10^{-2} \text{ fT}/\text{Hz}^{1/2}$ オーダとなり，実験で得られたプローブ光の光ノイズと比べ，2 桁ほど低い値となる．そのため，今回の性能評価では主にプローブ光の光源の不安定性や光路におけるゆらぎによる光ノイズが計測感度を制限することがわかる．

上記は原理検証のため，1 辺 5 cm ほどの大きさのガラスセルにポンプ光やプローブ光などを入射させていた．しかしながら，ヒトの頭部は成人男性でも直径 20 cm ほどと小さく，磁気センサの配置できるスペースは大きくない．そこで，我々は浜松ホトニクス株式会社との共同開発により，図 7(a) に示す小型 OPM モジュールを作製した [13]．これはセンサセルと光検出器が内蔵され，光ファイバにより外部からポンプ光およびプローブ光を導入するようになっている．図 7(b) のように，OPM モジュールを被験者の後頭部に装着し，3 層磁気シールド内で視覚誘発磁界の実験を行った．実験中，被験者は前方にあるスクリーンに表示されるチェッカーボードの白黒が反転するのを注視する．目から入った刺激は視神経を経由して後頭部にある視覚野に到達し，神経細胞を発火させる．神経細胞の発火までにおよそ 100 ms 程度かかることが知られている．図 7(c) が実際に後頭部の中心付近に配置した OPM モジュールで観測された信号である．

チェッカーボードを左右どちらかの視野に限定して呈示すると、その対側の視覚野が賦活する。そのため、呈示した視野の違いにより賦活する位置が変わることとなる。これにより OPM モジュールに入射する磁界の向きが変化することになるが、図 7(c) では確かに、100 ms 付近での信号が反転していることがわかり、視覚誘発磁界が検出されていることがわかる。

3-2. スカラ型 OPM による計測結果

スカラ型 OPM をモジュール化したものを図 8 に示す [14]。こちらのモジュールも SERF OPM モジュールと同様に光ファイバでレーザ光を導入している。センサセルは直方体のものを用い、ポンプ光とプローブ光とを 4 本ずつ通す構成となっている。OPM の計測領域は、ポンプ光とプローブ光とが交差した領域となるため、これで 4 チャンネル分のセンサが構成されている。4 チャンネルが入ったパッケージとしての大きさは 80 mm × 73 mm であり、現状では頭部

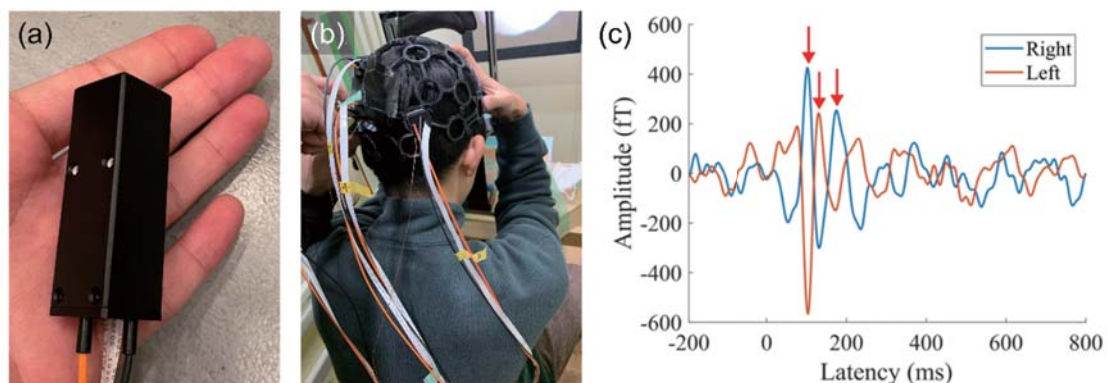


図 7. SERF OPM による視覚誘発磁界計測実験。(a) 開発した小型 SERF OPM モジュール。(b) 視覚誘発磁界計測の実験風景。被験者の後頭部に OPM モジュールを配置し、前方に置かれたスクリーンにチェッカーボード刺激が呈示される。(c) 視覚誘発磁界の計測結果。チェッカーボードの白黒が反転するタイミングを 0 秒とし、潜時が 100 ミリ秒程度でピークが観測される。刺激の呈示された視野によって極性が反転している。

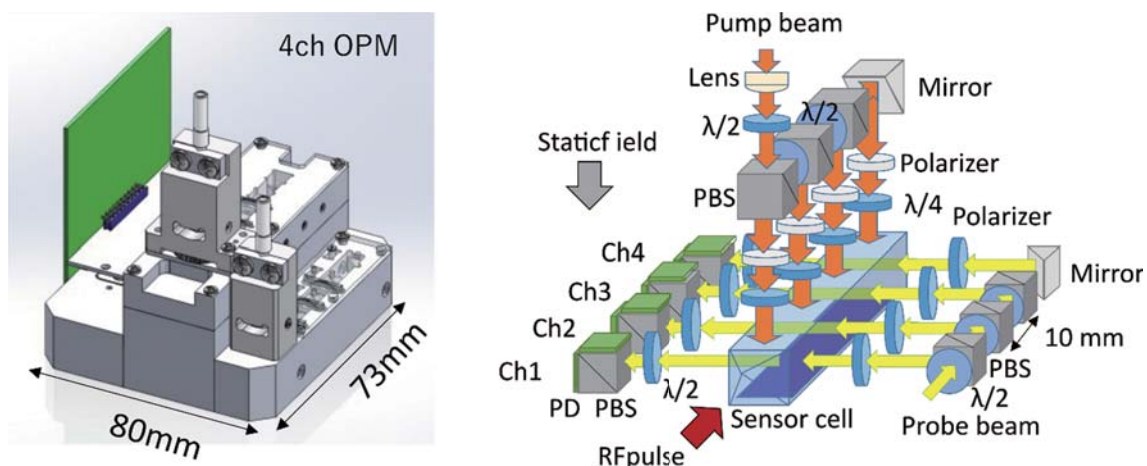


図 8. 4ch スカラ型 OPM モジュールの外観と内部構成。直方体のセンサセルに 4 本のポンプ光とプローブ光が入射する構造となっている。センサセルを通過したプローブ光は偏光ビームスプリッタ (PBS) と 2 つのフォトダイオード (PD) で構成されたポラリメータに入射して電気信号に変換された後、増幅器で増幅されて検出される。図は文献 [14] の図 1 を一部改変したものである。

に配置するには少し大きいプロトタイプである．このモジュールが複数のチャンネルを含んでいるのは，磁界の空間分布を計測する目的のほかに，チャンネルごとの信号間の差分を計算することで，空間的に均一にかかる静磁界や環境磁気ノイズの影響を排除して，センサ近傍の信号源からの信号を精度よく計測するためである．

図 9 にこのスカラ型 OPM モジュールの計測感度を評価した結果を示す．この実験は磁気シールドの外で実施した．1 Hz 以下の領域では， $1/f$ ノイズの影響によりノイズが大きくなっているが，10 Hz 以上の領域では，およそ平坦な特性が得られている．チャンネル 2 でのノイズは 20 ～ 30 Hz の範囲で約 $60 \text{ pT/Hz}^{1/2}$ であったのに対して，チャンネル 2 とチャンネル 3 の信号の差分を取ると，約 $370 \text{ fT/Hz}^{1/2}$ までノイズを低減することができた．しかしながら，図 7(c) の結果からわかる通り，脳磁界は大きくとも数百 fT であるため，引き続きモジュールの小型化と計測感度の向上に努めていきたい．

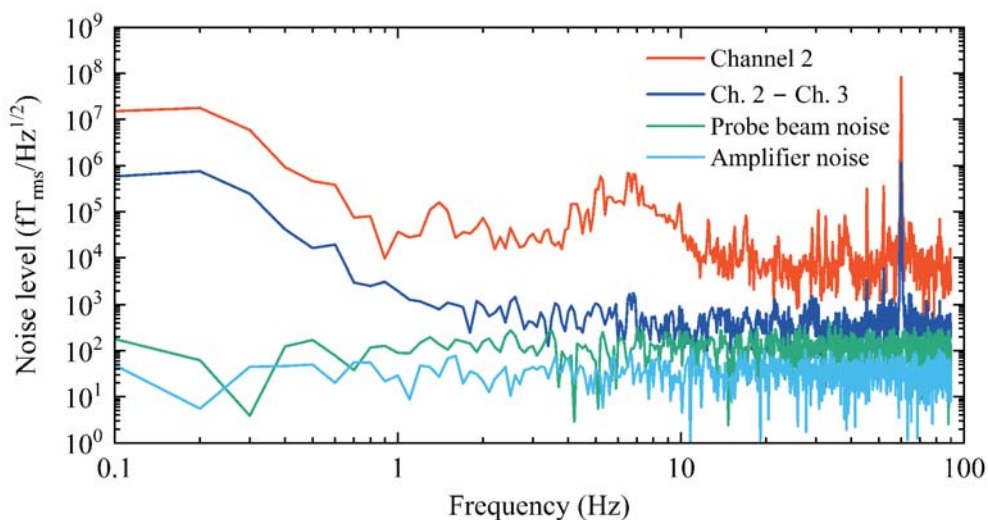


図 9. 磁気シールド外でのスカラ型 OPM モジュールの計測感度．1 つのチャンネルでは 20 ～ 30 Hz の帯域において約 $60 \text{ pT/Hz}^{1/2}$ のノイズであるが，2 つのチャンネルの差分をとることで，約 $370 \text{ fT/Hz}^{1/2}$ までノイズを低減することができる．図は文献 [14] の図 11 を一部改変したものである．

4. おわりに

OPM は，従来用いられてきた SQUID に匹敵する計測感度を極低温環境を必要とせず実現できる磁気センサである．現状では，安定性や信頼性の面で SQUID に劣っているが，今後研究が進むにつれてこの問題も解決されると考えられる．現在は MEG 等の生体磁気計測への応用が主に進められているが，ほかには量子計測や宇宙探索等にも応用が検討されているなど，その波及効果は大きい．我々も引き続き OPM の開発を進め，医療分野，ひいては社会に貢献したいと考える．

5. 謝辞

本研究成果の一部は，小林哲生 京都大学名誉教授が当研究室在職時に得られたものであり，当時より多くの助言やご指導をいただいた．また，SERF OPM は浜松ホトニクス株式会社電子管事業部から提供いただき，スカラ型 OPM については同社の中央研究所とともに開発したもの

である．また，本研究の一部は，JSPS 科研費 15K06106，21H03807，公益財団法人京都大学教育研究振興財団および公益財団法人コニカミノルタ科学技術振興財団から助成を受けて実施したものである．付記して謝意を示す．

参 考 文 献

- [1] 例えば，原宏，栗城眞也（共編），脳磁気科学（オーム社，1997）．
- [2] 宮内哲，星詳子，菅野巖，栗城眞也，脳のイメージング（共立出版，2016）．
- [3] Jarod Lévy, *et al.*, <https://ai.meta.com/research/publications/brain-to-text-decoding-a-non-invasive-approach-via-typing/> (2025) 2025 年 2 月 15 日閲覧．
- [4] R. Körber, *et al.*, *Supercond. Sci. Technol.* **29** (11), 113001 (2016).
- [5] A. L. Bloom, *Appl. Opt.* **1** (1), 61-68 (1962).
- [6] J. C. Allred, R. N. Lyman, T. W. Kornack and M. V. Romalis, *Phys. Rev. Lett.* **89** (13), 130801 (2002).
- [7] H. B. Dang, A. C. Maloof and M. V. Romalis, *Appl. Phys. Lett.* **97**(15), 151110 (2010).
- [8] E. Boto, *et al.*, *Nature* **555**, 657-661 (2018).
- [9] M. Limes, *et al.*, *Phys. Rev. Appl.* **14** (1), 011002 (2020).
- [10] V. Shah, S. Knappe, P. D. D. Schwindt and J. Kitching, *Nat. Photon.* **1**, 649 (2007).
- [11] Y. Ito, T. Goto and T. Hori, *IEICE Trans. Electron.* **E107.C**(6), 164-170 (2024).
- [12] W. Happer and A. C. Tam, *Phys. Rev. A* **16** (5), 1877-1891 (1977).
- [13] <https://www.hamamatsu.com/jp/ja/news/products-and-technologies/2022/20220224000000.html> (2022) 2025 年 2 月 15 日閲覧．
- [14] Y. Ito, H. Ueda, T. Oida, T. Moriya, A. Saito and M. Suyama, *Sci. Rep.* **14** (1), 25867 (2024).

著者略歴

伊藤 陽介 (ITO Yosuke)



京都大学工学研究科 電気工学専攻 准教授

2010 年 3 月京都大学 博士 (工学) 取得

2010 年 4 月京都大学 学際融合教育研究推進センター 特定助教

2013 年 4 月京都大学 大学院工学研究科 助教

2020 年 4 月同講師

2025 年 1 月より現職

第 19 回 低温物質科学講演会・研究交流会 開催報告

Report on the 19th 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 19th Low-Temperature and Materials Sciences (LTM) Workshop was held on February 20, 2025, at the Clock Tower Centennial Hall, Kyoto University. This marked the long-awaited resumption of the workshop, which had been suspended for four years due to the COVID-19 pandemic. The workshop served as a valuable platform for exchange among students and researchers in the fields of low-temperature and materials sciences. More than 80 participants, including 48 students, took part in the event, which featured three invited lectures and 49 poster presentations.

2025 年 2 月 20 日 (木) に京都大学百周年時計台記念館国際ホールにて「第 19 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が、COVID-19 のため 2020 年開催を最後に中断となっていました。その間、色々なことがありましたが、低温関係の研究者の情報交換・相互交流の場を復活させようと関係者で話し合い、5 年ぶりとなる講演会・研究交流会が開催されました。前半の講演会は以前の様式を引継ぎましたが、後半の研究交流会は生協のケータリングのサービスが停止していることもあり、料理を囲んでの歓談とはなりませんでした。国際会議でのポスター発表をイメージし、飲み物と軽い軽食を片手にポスター発表を楽しめるスタイルに変えました。後で紹介するように、Best Poster Award も新設し発表者を顕彰する企画を新たに設けました。研究交流会をどのような企画にしていくのかは継続して関係者で話し合うとして、今後も講演会・研究交流会を続けていこうということになりました。今後とも、御参加、御協力の程よろしくお願いいたします。以下、今回の講演会・研究交流会の様子を報告いたします。

今年度の講演会のテーマは、京大発の物理である「超伝導ダイオード効果 ―基礎から今後の発展について―」で 14 時 30 分から講演会は開始されました。最初に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。

最初の講演は化学研究所の小野輝男先生による「超伝導ダイオード効果」の講演で、この効果の説明や、発見の経緯や発見した学生の紹介、発見論文を投稿した時の referee とのやり取りやその後の反響について、ユーモアを交えわかりやすく説明頂きました。最初に講演を依頼した時は他の会議の講演と重なっていた



講演時の小野先生

め辞退されていましたが、他の会議の日程を変更して、今回講演していただきました。発見時の研究室の様子を知ることが出来た貴重な講演で、参加の学生の方も刺激を受けたのではないのでしょうか。

続いて、理学研究科の柳瀬 陽一 先生による「内因的超伝導ダイオード効果と非平衡超伝導ダイオードの理論」の講演がなされ、この効果に見られる超伝導非相反現象の理論的な説明をわかりやすくしていただきました。また自身の研究グループで行っている理論研究から、この現象がヘリカル超伝導、軌道 FFLO 超伝導体などのエキゾチック超伝導体に広く見られることを紹介されました。

最後に工学研究科の大島 諒 先生による「鉄系層状超伝導体における無磁場超伝導ダイオード効果」と題する講演があり、鉄系超伝導体で構造が最も簡単な FeSe の膜を基板に置いたところ、従来の超伝導ダイオード効果とは異なり無磁場でも超伝導臨界電流が電流方向で異なる超伝導ダイオード効果が見られたことを報告されました。講演では他の材料での対照実験やその起源についてもお話しされた。

この分野を牽引している第一線の研究者による講演とあって、講演の後も活発な質疑応答がなされ講演会は成功裏に終わりました。

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 分間の発表時間を義務付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 3 件のポスターを Best Poster Award に選出しました。

- ・宮本 将志 さん (工学研究科 電子工学専攻)
「ジョセフソンプラズマエミッタの放射テラヘルツ波周波数変調」
- ・矢坂 聡一郎 さん (理学研究科 化学専攻)
「 κ -(ET)₂Cu[N(CN)₂]Br における陰イオン層のディスオーダーによる電子局在」
- ・松村 拓輝 さん (理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻)
「超純良単結晶 UTe₂ の NMR: スピン三重項超伝導状態におけるゆらぎ」

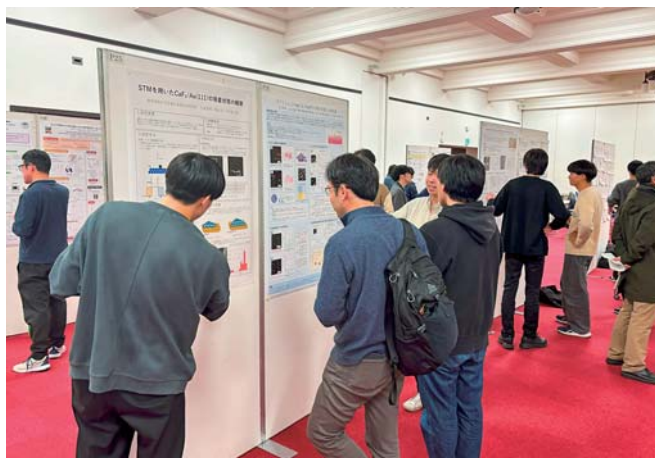
副賞は「低温物質科学誌」への投稿権です。発表内容の記事の投稿をお願いします。今回の講演会開催案内が会の直前にあったにもかかわらず、コロナ前とほぼ同数のポスター発表であった



講演中の柳瀬先生



講演中の大島先生



研究交流会でのポスター発表の様子

ことは、大変うれしいことでした。

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。



研究交流会終了後の記念撮影。Best Poster Award 受賞者は、左から宮本さん、矢坂さん、松村さん

超伝導ダイオード効果

小野 輝男^{a, b}

^a 京都大学 化学研究所

^b 京都大学 スピントロニクス学術連携研究教育センター

E-mail : ono@scl.kyoto-u.ac.jp



Nb 層, V 層, Ta 層から構成される非対称構造を有した人工格子において (図 1(a)), 測定電流と垂直に外部磁場を印加すると (図 1(b)), 超伝導の臨界電流の大きさが電流方向に依存することを見出した (図 1(c)). 図 1(c)の結果は, 順方向の臨界電流と逆方向の臨界電流の間の電流値では, 順方向では超伝導状態でゼロ抵抗であるが, 逆方向では常伝導状態で抵抗が有限となることを示し, 超伝導ダイオード効果と呼ぶべき現象が観測されたことを意味する[1]. さらに, この超伝導ダイオード効果は, 極性が外部磁場で切り替え可能であるという, 従来のダイオードにはない特徴を持つ. 論文発表後に, このような現象は超伝導体中の磁束運動によっても起こることが以前から知られているとご指摘をいただいた. 先人の論文を引用できなかったことを大変反省している. 講演では, 本研究への私たちのアプローチ, 磁束運動以外に最近提案された超伝導ダイオード効果のメカニズム, 磁性体との融合によるゼロ磁場超伝導ダイオード[2,3], 超伝導ダイオード効果の応用可能性について議論したい.

[1] F. Ando *et al.*, *Nature* **584**, 373 (2020).

[2] H. Narita *et al.*, *Nature Nanotechnology* **17**, 823 (2022).

[3] H. Narita *et al.*, *Adv. Mater.*, 2304083 (2023).

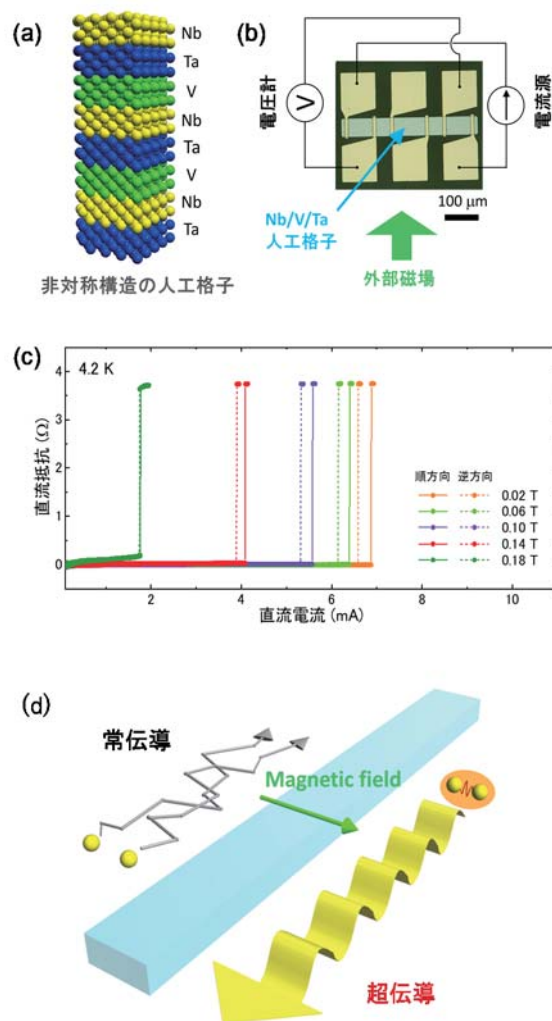


図 1 (a) 非対称構造 Nb/V/Ta 人工格子の概念図 (b)試料の光学顕微鏡図と 4 端子電気抵抗測定の実験配置 (c) 磁場中での抵抗の測定電流方向依存性 (順方向 (実線), 逆方向 (点線)) (d) 超伝導ダイオード効果の概念図

内因的超伝導ダイオード効果と非平衡超伝導ダイオードの理論

大同 暁人^a, 中村 恭平^a, ヌンチョット ナラティップ^a,
茶園 宙弥^a, 柳瀬 陽一^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: yanase@scphys.kyoto-u.ac.jp



近年の物性物理学においては量子力学的な法則に由来する非相反現象が重要な研究テーマになっている。非相反現象とは、右向きの流れと左向きの流れが異なる性質を持つ現象である。代表的な例として、ダイオードが挙げられる。私たちの社会で現在用いられているダイオードは半導体接合などを用いたものであり、その原理は半古典的な描像で理解できる。一方、現在の物性研究では、量子力学的な法則に従う物質固有の性質に由来する非相反現象が

注目を集めている。なかでも低温研究においては、安藤らにより Nb/V/Ta 人工超格子において超伝導臨界電流の非相反性が観測されたことが超伝導研究に新たな潮流を生み出した[1,2]。右方向に電流を流せば超伝導体としてふるまい、左方向の電流に対しては金属としてふるまう分かりやすい非相反現象であり、それが制御された系で観測された点も重要である。また、超伝導ダイオード効果は非摂動的である点も顕著な特徴である。本講演では特に、超伝導体に固有の量子状態を反映した内因的超伝導ダイオード効果[3]を解明した私たちの理論研究について紹介する。ヘリカル超伝導[3,4]や軌道 FFLO 超伝導[5], アナポール超伝導[6]に由来する超伝導ダイオード効果の特徴(図1)や、二次元系に特有の BKT 転移に伴う非線形超伝導ダイオード効果[7]について述べる。これらの結果を用いたエキゾチック超伝導状態の検出法についても述べ、関連する実験研究を紹介したい。

また、最近の発展として、超伝導状態の非平衡性を積極的に利用した完全超伝導ダイオード効果の理論提案[8]についても述べる。超伝導のダイオード効率を 100 %にすることが原理的に可能であることを示し、そのセットアップの一例を紹介する。

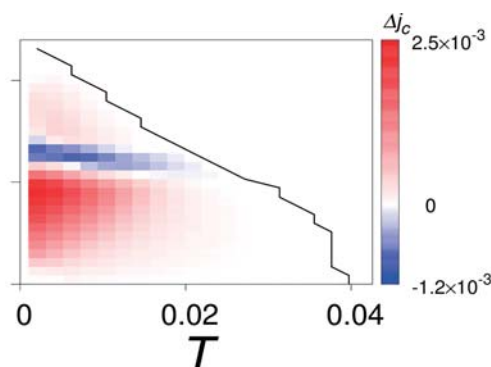


図 1 ラッシュバ超伝導体の超伝導ダイオード効果の大きさを表す磁場温度相図

- [1] F. Ando *et al.*, Nature 584, 373-376 (2020). [2] N. Nagaosa and Y. Yanase, Annual Review of Condensed Matter Physics, 15, 63-83 (2024). [3] A. Daido, Y. Ikeda, Y. Yanase, Phys. Rev. Lett. 128, 037001 (2022). [4] N. Nunchot, Y. Yanase, Phys. Rev. B 109, 054508 (2024). [5] Kyohei Nakamura, Akito Daido, Youichi Yanase, Phys. Rev. B. 109, 094501 (2024). [6] M. Chazono, S. Kanasugi, T. Kitamura, Y. Yanase, Phys. Rev. B 107, 214512 (2023). [7] N. Nunchot, Y. Yanase, arXiv:2409.16930. [8] Akito Daido, Youichi Yanase, arXiv:2310.02539.

鉄系層状超伝導体における無磁場超伝導ダイオード効果

永田 歌寧, 太島 諒, 白石 誠司

京都大学 工学研究科 電子工学専攻

E-mail : ohshima.ryo.2x@kyoto-u.ac.jp



超伝導ダイオード効果 (SDE) は、電流の流す方向により臨界電流に差が生じ非相反的な伝導を示す現象である。Nb/Ta/V 人工格子における空間反転対称性の破れと時間反転対称性の破れの導入による非相反伝導の観測[1]を契機とし、近年理論的にも実験的にも熱心に研究されている本効果であるが、一方でその詳細な発現機構や時間反転対称性の破れが果たす役割は未だ議論が続いている。例として、NbSe₂/Nb₃Br₈/NbSe₂ 積層構造による Josephson 接合において非相反的な臨界電流が報告された[2]が、この非相反性は外部磁場や強磁性体により顕に時間反転対称性を破ることなく発現するとともに、その強度や極性が外部磁場に対し依存しない振る舞いが観測された。従来報告されてきた外部磁場に対し奇関数的な SDE とは全く異なる振る舞いを示す新奇 SDE の報告により、当該効果のより詳細な物性理解や類似効果の観測が希求されている。

我々は、鉄系層状超伝導体 FeSe において SDE を観測した。FeSe は最も単純な構造を持つ鉄系超伝導体とされており、剥離可能な層状物質である。図 1a に示すように熱酸化シリコン基板上に転写した FeSe に電極を作製し電流電圧測定を行った。このとき、従来の SDE とは異なり外部磁場を印加していないにも関わらず、臨界電流が電流方向で異なる SDE と同様の振る舞いが観測された (図 1b)。また、FeSe 膜面内かつ電流と垂直方向に外部磁場を掃引した結果を図 1c に示すが、外部磁場に依存しない振る舞いが観測された。以上は従来 SDE では説明できない SDE 発現機構を示唆するものである。講演では、FeSe で得られた SDE に対し、他の材料系での対照実験などからその起源について議論する[3]。

参考文献 : [1] F. Ando *et al.*, Nature **584**, 373 (2020). [2] H. Wu *et al.*, Nature **604**, 653 (2022). [3] U. Nagata, R. Ohshima, M. Shiraishi, *et al.*, submitted; see arXiv 2409.01715.

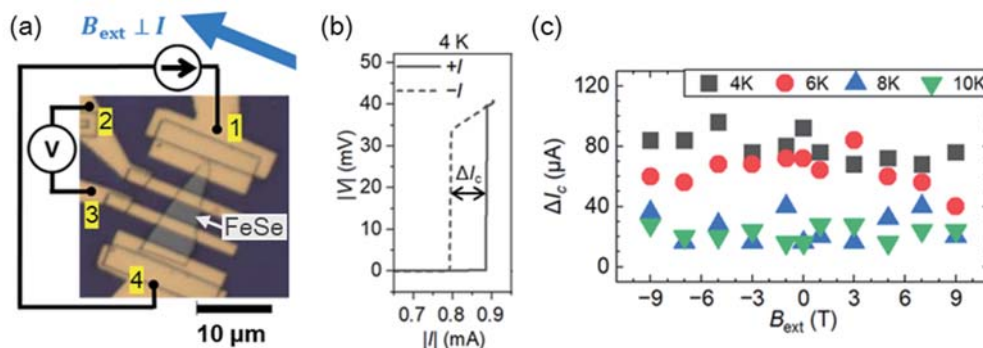


図 1(a) 作製した FeSe デバイスと測定構成。(b) 磁場印加無しかつ測定温度 4 K での電流電圧特性。実線と破線で電流の流す方向が逆向きであり、電流方向による臨界電流の差を ΔI_c とした。(c) 測定温度 4 K ~ 10 K における ΔI_c の外部磁場依存性。

P2 欠損スピネル化合物 $A(\text{Mo, Re})_4\text{S}_8$ ($A = \text{Fe, Co, Ni}$)の結晶育成と磁性

瀬川 優祐, Mohamed A. Kassem, 和氣 剛, 田畑 吉計, 中村 裕之
京都大学 工学研究科 材料工学専攻

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



欠損スピネル化合物 $A(\text{Mo}_2\text{Re}_2)\text{S}_8$ ($A = \text{Fe, Co, Ni, Cu, Zn, Ga}$)は過去に合成の報告があるものの、一部、液体窒素温度以上の磁性が報告されているのみで、詳細な磁性が報告されていない。化合物中では磁性原子が三角形を基調とする FCC 格子を成すため、過去の報告と合わせると、スピンの相互作用が競合し、低温で非自明な磁性が期待できるフラストレート磁性体であると考えられる。

本研究では多結晶体や一部の単結晶試料を作製し、それらに対して共同利用機器の MPMS 等を用いて低温の物性を評価した。特に $\text{Fe}(\text{Mo}_2\text{Re}_2)\text{S}_8$ では、図に示すように 10 K 付近でスピングラス転移を示唆する零磁場冷却と磁場中冷却磁化率の乖離が見られ、単純な反強磁性体ではないことが明らかになっている。幾何学的な配置によるフラストレーションに起因するスピングラス様磁性は、現状その機構について明らかになっていない点もあり、現状考えられている理論との対応についても紹介する。さらに、当日は他の $A(\text{Mo, Re})_4\text{S}_8$ についても研究の現状を報告する。

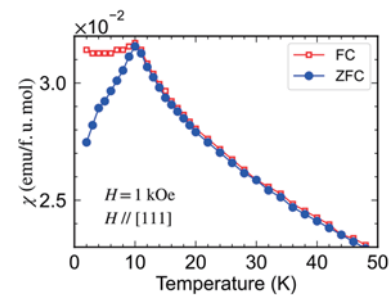


図. $\text{Fe}(\text{Mo}_2\text{Re}_2)\text{S}_8$ 単結晶磁化率の温度依存性

P3 カノニカルスピングラスにおけるカイラル臨界現象

窪田 尚通, 田畑 吉計, 和氣 剛, 中村裕之
京都大学 工学研究科 材料工学専攻 磁性物理研究室

E-mail : kubota.naomichi.76c@st.kyoto-u.ac.jp



スピングラス(SG)は、スピン間の強磁性相互作用と反強磁性相互作用が混在し、低温でランダムな配列のままスピンが凍結する相転移が起こる磁性体である。3次元 Heisenberg SG のモデル物質であるカノニカルスピングラス(CSG)の相転移機構については、スピンの 3 重積であるスカラースピンカイラリティが第一の秩序変数となるカイラリティ仮説[1]が提唱されているが、その当否については現在も結論は出ていない。カイラリティ仮説の実験的な検証方法として特に注目されたのが、カイラル感受率を間接的に捉えることのできる異常ホール抵抗測定である[2][3]。本研究では CSG AuMn (8 at.% Mn) についてホール抵抗率の詳細な測定を行い、非線形カイラル感受率 $R_s^{(c)(2)}$ の臨界発散の観測と、カイラリティの臨界指数の決定を目指した。

図 1 に、非線形カイラル感受率 $R_s^{(c)(2)}$ の温度依存性を示す。SG 転移温度 $T_g = 24.5$ K 近傍で臨界発散的な振る舞いを明瞭に示している。この結果は、カイラリティによって臨界現象が支配されていることを強く示唆している。当日は臨界現象の詳細な議論を行い、その結果を報告する予定である。

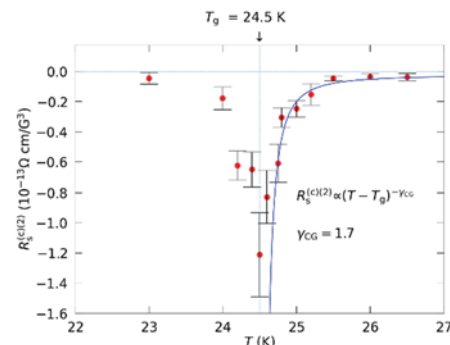


図 1 非線形カイラル感受率 $R_s^{(2)}$ の温度依存性

[1] H. Kawamura, J. Phys. Soc. Jpn. 79, 01107 (2010). [2] G.

Tatara and H. Kawamura, J. Phys. Soc. Jpn. 71, 2613 (2002).

[3] H. Kawamura, Phys. Rev. Lett. 90, 047202 (2003).

P4 超低温下やパルス磁場下での磁気光学カー効果測定技術の開発と精度評価

中村 颯汰^a, 池田 敦俊^{a,b}, 野田 孝祐^c, 池田 暁彦^c, 米澤 進吾^{a,b}

^a 京都大学 工学部 電気電子工学科

^b 京都大学 工学研究科 電子工学専攻

^c 電気通信大学 情報理工学研究科

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

Loop-less Signac 干渉計[1]を用いた磁気光学カー効果測定方法は、物体表面の磁化の非接触な測定方法であり、物質の磁性の理解に大きく貢献する。パルス磁場下や液体ヘリウム温度下で安定した測定を行うことは現在の大きな目標である。

我々は、試料表面に光を当てる光ファイバー終端部分に波長板やレンズなどの測定に必要な素子を埋め込む構造を利用し、直径 3 mm, 長さ 3 cm 程の試料空間での測定を可能とした(図 1)。この方法ではフェルールスリーブを用い光ファイバーの反対側からもう一つのフェルールで試料を押し込むことで、試料表面に垂直に光が当たるよう容易にセットアップを行うことができる。

この新しいセットアップを用いて、定常磁場下では液体ヘリウム温度まで、2 ms, 10 T 超のパルス磁場下では室温において、鉄などに対しカー効果の測定を行った。本発表では新しいセットアップやこれらの測定結果についてより詳細に発表し、今後の展望についても説明する。

[1] Jing Xia *et al.*, Phys. Rev. Lett. **97**, 167002 (2006).

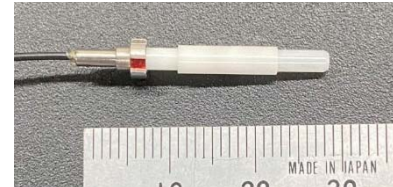
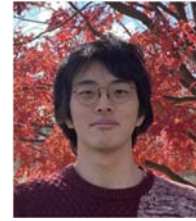


図 1 改良した試料固定部分

P5 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 に電圧を変調することで、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電圧の変調周波数を 3GHz から 10GHz まで変化させた。図 1 に 3.1GHz と 7.5GHz の変調周波数で得られたスペクトルを示す。最大周波数偏移は変調周波数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率が高い周波数依存性を持つことが分かった。高周波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。

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

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

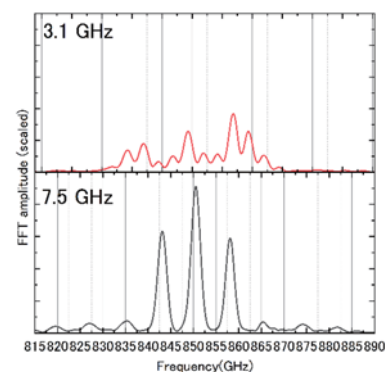


図 1 変調周波数 3.1GHz, 7.5GHz のスペクトル

P6 比熱測定によるカゴメ格子超伝導体 $\text{Cs}(\text{V}_{1-x}\text{Nb}_x)_3\text{Sb}_5$ の上部臨界磁場の測定

前川 健太^a, 池田 敦俊^b, Yugai Yao^c, Yongkai Li^c, Zhiwei Yang^c, 米澤 進吾^{a,b}

^a 京都大学 工学部 電気電子工学科

^b 京都大学 工学研究科 電子工学専攻

^c 北京工科大学

E-mail : maekawa.kenta.63y@st.kyoto-u.ac.jp



カゴメ格子をもつ超伝導体は非従来型超伝導発現の舞台として注目を集めている。実際、V のカゴメ格子を持つ六方晶超伝導体 CsV_3Sb_5 では、異方的なギャップ関数を持つことだけでなく、上部臨界磁場 H_{c2} が面内 6 回異方性を持つことが我々のグループにおいて確認された。[1] 従来の Ginzburg-Landau 理論では「創発回転対称性」により H_{c2} の 6 回異方性は発現が強く制限されるが、この物質では二成分超伝導が実現していることで H_{c2} の 6 回異方性が観測された可能性が指摘されている。そこで我々は、Nb 置換 CsV_3Sb_5 に対して、ベクトルマグネット装置と希釈冷凍機を用い、高精度に磁場方向を制御したうえで上部臨界磁場を測定し、その磁場角度依存性を調べた。Nb 置換を行うことで、ギャップ関数が等方的になった場合にも、 CsV_3Sb_5 のような上部臨界磁場の面内異方性が保たれるのかは興味深く、超伝導の発現機構にも重要な示唆を与えうる。今回の発表では、我々の実験結果の詳細について報告を行う。

[1] K. Fukushima *et al.*, Nature Commun. **15**, 2888 (2024)

P7 新規一軸歪み印加装置開発に向けた画像解析による歪みの定量的評価方法

藤田 祥太郎^a, 池田 敦俊^a, Giordano Mattoni^b, 松本 久和^b 前野 悦輝^b, 米澤 進吾^a

^a 京都大学 工学研究科 電子工学専攻

^b 京都大学 高等研究院 豊田理研-京大連携拠点

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



物質に異方的な圧力を印加し歪ませることによって超伝導転移温度の上昇[1]などさまざまな性質の変化がみられることが注目されている。現在その圧力を加える手段としてピエゾ素子が使用されており、ピエゾ素子は低温においてもその変形が電氣的な制御可能な点が大きな強みである。一軸歪み印加装置[2]はこのピエゾ素子を組み合わせて配置した装置であり、ピエゾ素子を変形させることで試料に一軸方向の圧力を印加し歪みを生み出すことが可能である。本研究では類似の一軸歪み印加装置を組み立て、その動作を定量的に評価する手法を開発した。具体的にはデジタル画像相関法という解析を利用した。これは二枚の画像を比較し撮影物の二次元的な変位を数値化する方法である。装置の動作前後の写真に対しこの解析を行い得られた結果を用い変位をベクトル図として描画することで装置の動きを直観的に捉えることができる。さらに変位ベクトルの大きさや変位の場所依存性を解析することで歪みテンソル ε の各成分の値を定量的に評価することに成功した。

[1] A. Steppke *et al.*, Science **355**, eaaf9398 (2017).

[2] Hicks *et al.*, Science **344**, eaaf6181 (2014.)

P8 Fiber Bragg grating を用いた Altermagnet 候補物質 RuO₂ の piezo 磁気効果測定を試み

埜田 傑留^a, 池田 敦俊^a, Shubhankar Paul^b, 前野 悦輝^b, 米澤 進吾^a

^a 京都大学 工学研究科 電子工学専攻

^b 京都大学 高等研究院 豊田理研—京大連携拠点

E-mail : noda.suguru.26r@st.kyoto-u.ac.jp



時間反転対称性の破れの検出方法として、圧磁効果 (piezomagnetism) が注目されている。圧磁効果とは、印加した磁場に対して試料が線形にひずむ特性のことであり、試料が時間反転対称性を破っているときのみ許される現象である。このように歪み測定の技術開発は時間反転対称性の破れを伴う物質の研究の上で重要である。

我々のグループでは fiber-Bragg grating(FBG)という手法を使い、URhGe について強磁性体では初めての圧磁効果を観測した[1]。FBG は光ファイバーのコア内に刻み込まれた回折格子で、特定の波長の光のみをブラッグ反射する。FBG を試料に貼り付けると、試料の伸縮に合わせて FBG も伸縮し反射波長が変化する[2]。この FBG を用いた歪み測定は、電磁ノイズに影響されず、発熱がなく、多軸測定も可能である。

RuO₂ は交替磁性を示すかどうか議論されている物質である。交替磁性状態では時間反転対称性が破れているため、圧磁効果を用いて検証できる。我々は FBG 測定用の改良型プローブを作成し、RuO₂ の圧磁効果を調べている。現在のところ線形歪みは見えず、時間反転対称性を示す証拠は得られていない。

[1] M. Tomikawa *et al.*, Phys. Rev. B **110**, L100408 (2024).

[2] レビューとして, M. Jaime *et al.*, Sensors **17**, 2572 (2017).

P9 磁気光学カー効果を用いた高感度磁気ドメインスキャン装置の開発

渡辺 岳斗^a, 山根 総一郎^a, 池田 敦俊^a, 米澤 進吾^a

^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

E-mail : watanabe.gakuto.73x@st.kyoto-u.ac.jp



物質の理解のために磁氣的性質を調べることは重要である。磁氣的性質を調べる方法の一つが磁気光学カー効果である。この効果は磁化した物質に偏光を入射させると反射光の偏光面が回転する効果である。磁化の大きさによって偏光面の回転角が変わるため、金属など光を反射する物質の磁化を高感度で測定することができる。

我々のグループではこの磁気光学カー効果を用いた物質の磁化測定を行ってきた。今まで使用してきたセットアップは 1 点を取るものが多く、磁気ドメインの空間的な広がりを見るには不向きだった。そこで物質表面の二次元的な磁気構造を調べるため、レンズに自動 XY ステージを取り付けたセットアップ開発を行った。このセットアップでは光を当てる場所を変えながら測定を行うことで磁化のスキャンを可能にしておき、磁気ドメインを観測するために十分な空間分解能を持っている。この装置を使用して磁気ドメインの観測を行っており、反射光強度の改善や安定した測定を目指したセットアップの改良を行っている。現在までに行った測定の結果やセットアップについての説明を行う。

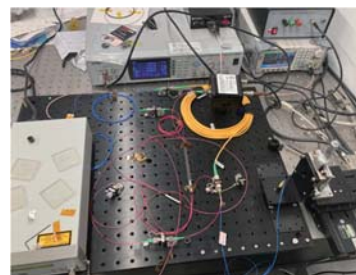


図 1 作製したセットアップ

P10 LTspice を用いたジョセフソンプラズマエミッタのシミュレーションにおける等価回路のシンボル化に関する一検討

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間の領域の周波数 (0.1~10THz) を持つ電磁場であり, それらの特性を併せ持つことから超高速通信やイメージングなど様々な応用が期待されている. 近年, 有用なテラヘルツ波源として銅酸化物高温超伝導体 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ (Bi2212) を用いた素子であるジョセフソンプラズマエミッタ (JPE) が研究されており[1], 筆者の研究グループではその理論・設計・実装について研究を行なっている. 筆者は JPE の放射強度の増強に向けてメサの形状最適化とアンテナの付与を検討している.

本報告では, JPE 等価回路のシンボル化について述べる. JPE の設計手法の 1 つとして等価回路によるシミュレーションがあり, 文献[2]では回路パラメータを抽出することでデバイスの放射特性の測定結果を再現している. この逆方向の手順を踏むことで, ある放射特性を実現するためのデバイス形状を決定することができると考えている. 一方で, メサの多層構造を厳密に再現するには等価回路が大きく複雑になってしまうため, LTspice の機能を用いて 1 層分の等価回路をシンボル化することで, 全体の回路をより見やすくし拡張性を高めることを検討する.

References

- [1] I. Kakeya and H. Wang, *Supercond. Sci. Technol.* **29**, 073001 (2016).
- [2] R. Kobayashi, et al., *Appl. Phys. Express* **17**, 054043 (2022).

P11 ジョセフソンプラズマエミッタの放射テラヘルツ波周波数変調

宮本 将志^a, 小林 亮太^a, 辻本 学^b, 桑野 玄気^b, 掛谷 一弘^a

^a 京都大学 工学研究科 電子工学専攻 米澤研究室

^b 産業技術総合研究所

E-mail : miyamoto.masashi.24a@st.kyoto-u.ac.jp



ジョセフソンプラズマエミッタ[1] (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) の単結晶基板上にメサ構造を形成した素子である. Bi2212 は結晶内部に固有ジョセフソン接合 (IJJ) を持つことから, JPE は印加電圧と放射テラヘルツ波の周波数が比例する[2]. 本研究グループは, 800 GHz 帯で発振する JPE のバイアス電圧に数 GHz の正弦波変調を重ねることで, 中心周波数 860 GHz, 最大変調周波数幅 40 GHz の周波数変調テラヘルツ波の放射に成功した[3]. これまでテラヘルツ波の周波数変調の報告はほとんどなく, この成果はテラヘルツ波に期待される超高速・大容量通信への応用が期待される.

References

- [1] I. Kakeya and H. Wang, *Supercond Sci Technol* **29**, 073001 (2016).
- [2] M. Tsujimoto et al., *Phys Rev Lett* **108**, 107006 (2012).
- [3] M. Miyamoto et al., *Nat Photon* **18**, 267-275 (2024).

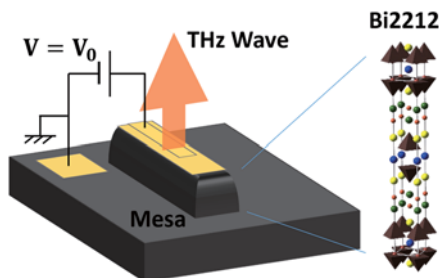


図 1 : ジョセフソンプラズマエミッタ (JPE)

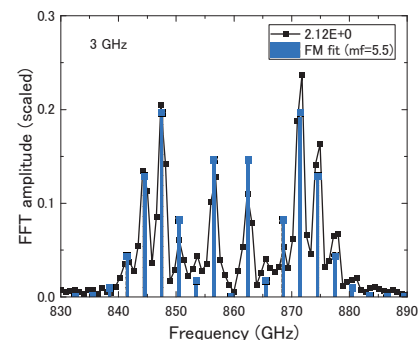


図 2 : 3 GHz 変調スペクトル (黒線) と理想 FM スペクトル (青線)

P12 超伝導テラヘルツ光源のモデル解析とその展望

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



超伝導テラヘルツ光源は、銅酸化物高温超伝導体の一種である $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ (Bi2212) における固有ジョセフソン接合を用いた周波数可変なテラヘルツ光源である。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す。超伝導トンネル接合であるジョセフソン接合が多数積層した構造とみなすことができることがその名前の由来である。ジョセフソン接合は接合に直流電圧を印加すると、印加した電圧の大きさに比例した交流超伝導電流を励振することが知られており、この現象は交流ジョセフソン効果と呼ばれる。超伝導テラヘルツ光源ではこの交流ジョセフソン効果を利用し、

Bi2212 結晶の積層方向に直流の電圧を印加することで周波数可変なテラヘルツ光を放射する。

このような説明で超伝導テラヘルツ光源の動作原理はおおよそ理解されているが、その挙動を簡潔に記述する解析的なモデルは存在せず、既存の電磁界、ないし電気回路シミュレーションに組み込むことのできる数値計算手法も今まで提案されていなかった。そこで発表者はこれまで既存の電磁界、ないし電気回路シミュレータ上で動作する超伝導テラヘルツ光源の近似モデルを提唱し、そこから得られる予測が実験で得られる特性を良く再現していることを示してきた。本発表では、こうしたモデル解析手法のオーバービューと、それらのさらなる展望として、モデル解析手法同士の関連やモデルから新たに導出された解析解の存在について紹介する。

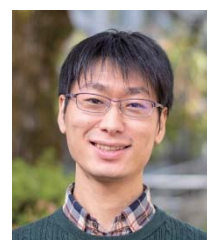
P13 ディラック線ノード金属 CaSb_2 の超伝導転移温度の元素置換依存性

池田 敦俊^{a,b}, 米澤 進吾^a, 前野 悦輝^b

^a 京都大学 工学研究科 電子工学専攻

^b 京都大学 高等研究院 豊田理研－京大連携拠点

E-mail : ikeda.atsutoshi.3w@kyoto-u.ac.jp



我々は 2020 年に CaSb_2 が超伝導を示すことを発見した[1]。 CaSb_2 は非共型な結晶構造を有しており、その構造に由来して常伝導状態のバンド構造にトポロジカルなディラック線ノードを持つことが理論的に指摘されている。実験的にも第一原理計算と矛盾しないバンド構造が観測されている。核磁気共鳴の測定によって CaSb_2 は従来型超伝導体であることが明らかとなったが、圧力下で超伝導転移温度がピークを持つという従来型超伝導には珍しい振る舞いを示す[2]。

我々は化学圧力によるバンドチューニングを目的に、 CaSb_2 の Ca を Sr と Ba で部分的に置換した物質を合成した[3]。その結果、負の圧力効果と整合的な転移温度の低下が観測された。また、Ca の 3% を Eu で置換した物質では超伝導は観測されなかった。この結果は磁性不純物に敏感な従来型超伝導の性質で説明できる。本発表では 2020 年における超伝導の発見以来の研究を概観したのち、元素置換の効果について紹介する。

[1] A. Ikeda et al., PRMaterials **4**, 041801(R) (2020); 池田敦俊, 京都大学物性科学センター誌, **37**, 3 (2020).

[2] S. Kitagawa, A. Ikeda et al., PRB **104**, L060504 (2021).

[3] A. Ikeda, S. Yonezawa, and Y. Maeno, JPSJ **93**, 075002 (2024).

P15 ヘリウム3の密度ビリアル係数

多田 康平^{a, b}

^a 京都大学 大学院工学研究科 技術室

^b 京都大学 環境安全保健機構 低温物質管理部門

E-mail : tada.kohei.6c@kyoto-u.ac.jp



低温・高圧の気体を取り扱う場合、実在気体のふるまいは理想気体のものからずれるため、このずれを理解することは重要である。このずれを表す物理量として、密度ビリアル係数がしばしば用いられる。ヘリウム (He) は広く用いられている寒剤のひとつであり、⁴He では密度ビリアル係数が実験・理論の両面からよく決定されている一方で、³He では密度ビリアル係数が実験的に求められた例は少ない。そのような背景から ³He の密度ビリアル係数を実験的に精度よく求める試みを続けてきたので、これまでの試みを紹介する。

既報の *P-V-T* (圧力・体積・温度) の実験データ[1]を用いて、3.3 K から 13 K の温度範囲で ³He の密度ビリアル係数を精度よく求めることに成功した[2]。こうして求めた密度ビリアル係数は、傾向として、最近 *ab initio* 計算から得られたもの[3]と辻褄が合うことを確認した[4]。密度ビリアル係数は、一般に気体の *P-V-T* データの精密測定から求められるが、音響と密度のビリアル係数の間の関係[5]を用いれば、音速の精密測定からも求めることが理論上可能である。この理論的基礎となる公式を得ることに成功した[6,7]。

[1] I.V. Bogoyavlenski et al., *Fiz. Niz. Temp.* **4**, 549 (1978). [2] K. Tada, *Int. J. Thermophys.* **42**, 145 (2021). [3] D. Binosi et al., *J. Chem. Phys.* **160**, 244305 (2024). [4] K. Tada, *J. Chem. Phys.* accepted. [5] K.A. Gillis and M.R. Moldover, *Int. J. Thermophys.* **17**, 1305 (1996). [6] K. Tada, *Int. J. Thermophys.* **43**, 64 (2022). [7] K. Tada, *Int. J. Thermophys.* **43**, 148 (2022).

P16 RuO₂ single crystals: Altermagnet or Paramagnet?

Shubhankar PAUL^{a, b}, Hisa MATSUKI^b, Giordano MATTONI^b, Atsutoshi IKEDA^c, Shingo YONEZAWA^c, Chanchal SOW^a, Yoshiteru MAENO^b

^a Department of Physics, Indian Institute of Technology Kanpur, 208016, India

^b Toyota Riken–Kyoto University Research Center (TRiKUC), Kyoto 606-8501, Japan

^c Graduate School of Engineering, Kyoto University, Kyoto 615-8510, Japan

Email: paul.shubhankar.52x@st.kyoto-u.ac.jp, shubhp@iitk.ac.in

Altermagnets, with RuO₂ emerging as a promising candidate, represent a novel class of materials reviewed by Šmejkal [1] following several independent pioneering studies in 2019. While categorized as antiferromagnets, altermagnets exhibit ferromagnetic- or paramagnetic-like behavior depending on the crystallographic direction, distinguishing them from conventional antiferromagnets. Since 2020, significant research efforts have focused on determining whether RuO₂ qualifies as an altermagnet.

In this study we successfully grew exceptionally high-quality RuO₂ single crystals, achieving a residual resistivity ratio (RRR) exceeding 400. The crystals displayed distinct morphologies—either bulk-like or needle-like shapes, depending on the growth conditions. However, magnetization and angle-resolved photoemission spectroscopy (ARPES) measurements reveal no evidence of altermagnetism [2]. Instead, the results demonstrate clear paramagnetic behavior.

[1] Šmejkal, L. et al, *Phys. Rev. X* **12**, 040501 (2022).

[2] Osumi, T., Paul, S., Maeno, Y. et al, preprint at <https://doi.org/10.48550/arXiv.2501.10649> (2025)



Figure 1: Optical photograph of typical crystals of RuO₂

17 Design of a uniaxial strain cell for study of the superconductivity of Sr_2RuO_4

T. Johnson^{*}, H. Matsuki, G. Mattoni, Y. Maeno

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

^{*}JSPS PD Fellow

E-mail : johnson.thomas.75j@st.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.

We designed a uniaxial strain cell based on differential thermal contraction that can apply strains up to 0.8%. 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.

To test device performance, we use an optical cryostat combined with digital imaging correlation that allows us to measure the strain distribution at temperatures down to 30 K. We perform AC magnetic susceptibility measurements on SRO samples to study the response of superconductivity to strain. We can then estimate the applied strain by comparison with piezo-based strain experiments in literature. One preliminary result shows an enhanced T_c onset at 2 K, corresponding to a maximum strain of about 0.3%.

[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).



図 1 Thermal contraction strain cell (OD 9.5 mm).

P18 超伝導ボルテックスダイオード効果の直接観測

松本 久和^{a,b}, A. Gutfreund^c, V. Plastovets^d, A. Noah^c, L. Gorzawski^a, N. Fridman^c, G. Yang^a, A. Buzdin^d, O. Millo^c, J. W. A. Robinson^a, Y. Anahory^c

^aUniversity of Cambridge, ^b京都大学 高等研究院 豊田理研-京大連携拠点 (TRiKUC), ^cThe Hebrew University of Jerusalem, ^dUniversity of Bordeaux
E-mail: matsuki.hisakazu.2i@kyoto-u.ac.jp



超伝導ダイオード効果[1]は、非相反的な臨界電流が発生する現象として近年注目されています。超伝導体/強磁性体二層構造を基にした超伝導ダイオード[2]は15年前に実証されましたが、その正確なメカニズムは明らかにされていません。一方、Fulde-Ferrell-Larkin-Ovchinnikov (FFLO) 状態による対称性の破れが、一因である可能性が指摘されています[3]。本研究では、Nb/EuS (Nb は超伝導体, EuS は強磁性絶縁体) 二層構造において、超伝導ダイオード効果を引き起こす非対称的なボルテックスダイナミクスを直接観測しました。ナノスケール SQUID-on-tip 顕微鏡および電気輸送測定を用いて、観測結果を説明する理論モデルも提案しました。このモデルでは、強磁性層からの散逸磁場が遮蔽電流を誘起し、これが非相反的な臨界電流の原因となります。

Gutfreund, A., Matsuki, H., et al. Direct observation of a superconducting vortex diode. *Nat Commun* **14**, 1630 (2023).

[1] Ando, F. et al. *Nature* **584**, 373–376 (2020).

[2] Carapella, G., et al. *Applied Physics Letters* **94**, 242504 (2009).

[3] Daido, A., Ikeda, Y. & Yanase, Y. *Phys. Rev. Lett.* **128**, 037001 (2022).

P19 超伝導検出用の交流磁化率コイル巻き器とマイクロコイル Coil winder and micro coils for AC susceptibility measurements of superconductors

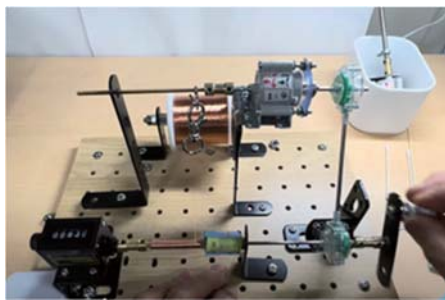
前野 悦輝, Giordano MATTONI

京都大学 高等研究院 豊田理研-京大連携拠点 (TRiKUC)

E-mail : maeno.yoshiteru.b04@kyoto-u.jp



超伝導転移や磁気転移の検出には交流 (AC) 磁化率測定が広く使われています。それに用いる相互インダクタンスコイルの作製に適した自作のコイル巻き器と、100 ミクロン程度の微小試料での検出に威力を発揮するマイクロコイルの作製例を紹介します。コイル巻き器は線材の供給位置の自動送り機構とその反転機構も備えており、当日は来訪者にも実演していただく予定です。マイクロコイルは内径 0.3 mm, 外径 1 mm 程度のもので、自己インダクタンスコイルや相互インダクタンスコイルの例を展示します。また、これらを使った超伝導転移測定の例をご紹介します。この研究活動は JSPS 科研費 No. JP22H01168 の補助を受けています。



Coil winder for a regular-size mutual inductance coil.



Mutual-inductance micro coil: 0.3 mm ID/1.0 mm OD.

P20 あなたの可能性を広げる iCeMS 解析センター

本間 貴之, 藤原 敬宏, 樋口 雅一, 坂本 裕俊, 辻本 将彦, 石館 文善, 逢坂 千歳, 山本 麻代, 森見 公一, 見学 美根子

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。利用登録をすることで, 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 (R7 年度共用開始予定) 等々 30 台以上の機器を, アドバイスを受けながら利用することができる。本ポスターでは, iCeMS 解析センター機器だけでなく, 京都大学における共用機器の現状も紹介する。ご自身の研究で必要な機器を探しておられたら, ぜひお立ち寄りください。



P21 LaMnO₃ 薄膜の水素イオン照射による物性制御

岩下 修平, 前里光彦, 平田 勸, 北川 宏

京都大学 理学研究科 化学専攻

E-mail : iwashita.shuhei.55w@st.kyoto-u.ac.jp

LaMnO₃ は Sr や Ca などの 2 価イオンを La と一部置換するホールドーピングにより, 超巨大磁気抵抗を示すことが知られている[1, 2]. しかし LaMnO₃ 系で, 電子ドーピング系を作ることは困難である. そこで, 我々が注目したのが, 水素イオンビーム照射によるドーピング手法である[3]. 水素は原子サイズが最も小さく, 様々な物質に容易にドーピングすることができ, 低温でイオン照射を行うことにより, 水素の脱離を抑えつつ大量に水素を注入することが可能である. この手法により, いくつかの酸化物において高濃度の水素と電子のドーピングが実現されている[4, 5]. 今回我々は, LaMnO₃ 薄膜に対して水素イオンビーム照射を行い, 電気伝導性や磁性などへの影響を調べたので報告する.

[1] A. Urushibara, *et al.*, *Phys. Rev. B* **51**, 14103 (1995).

[2] P. Schiffer, *et al.*, *Phys. Rev. Lett* **75**, 3336 (1995).

[3] R. Nakayama, *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **88**, 123904 (2017).

[4] R. Nakayama, *et al.*, *Chem. Comm.* **54**, 12439 (2017).

[5] G. C. Lim *et al.*, *J. Am. Chem. Soc.* **146** (46), 32013 (2024)



P22 エピタキシャル歪み導入 Sr₂IrO₄ への水素ドーピング

平田 勸^a, 前里 光彦^a, 近松 彰^b, 北川 宏^a

^a 京都大学大学院 理学研究科 化学専攻

^b お茶の水女子大学大学院 理学研究科

E-mail : hirata.susumu.68z@st.kyoto-u.ac.jp

層状ペロブスカイト化合物である Sr₂IrO₄ は, 銅酸化物高温超伝導体との類似性から超伝導状態が期待されている[1]. しかし, 超伝導状態の実験的な観測例は未だ存在しない.

超伝導相の探索は, 化学ドーピングによるキャリア濃度制御か, 格子歪みによるバンド構造制御によって行われるが, 化学ドーピングは格子歪みを誘発し両者の独立な制御は難しい. 水素イオンビーム法は格子歪みを誘発しづらく, この問題を回避できる. そこで, エピタキシャル歪みによるバンド構造制御と水素イオンビームによるキャリア濃度制御を組み合わせ, 実験を行った.

圧縮歪みを印加できる LaAlO₃ 基板上にパルスレーザー堆積法にて Sr₂IrO₄ エピタキシャル薄膜を作製, 100 K で水素イオンビーム照射を行った. 抵抗率は一度増加した後, 大きく減少した. 本発表では, 磁化測定など他の物性測定結果もあわせて報告する.

[1] H. Watanabe *et al.*, *Phys. Rev. Lett*, **110**, 27002 (2013)

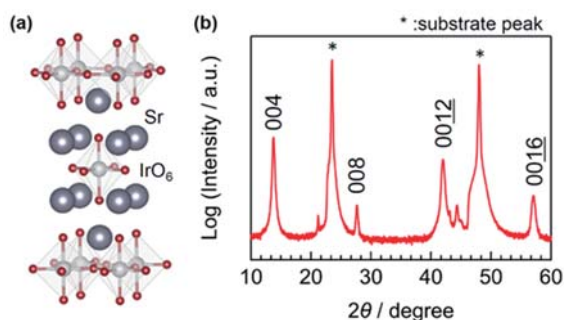


図 1 (a)Sr₂IrO₄ の結晶構造, (b) Sr₂IrO₄ エピタキシャル薄膜の XRD パターン

P23 κ'' -(ET)₂Cu[N(CN)₂]Br における陰イオン層の ディスオーダーによる電子局在

矢坂 聡一郎^a, 吉田 幸大^a, 田中 優輝^a, 井口 敏^b, 池本 夕佳^c, 杉浦 栞
理^b, Muhammad Khalish Nuryadin^b, 佐々木 孝彦^b, 北川 宏^a, 前里 光彦^a

^a京都大学 理学研究科 化学専攻, ^b東北大学 金属材料研究所,

^cJASRI / Spring-8

E-mail : yasaka1119@ssc.kuchem.kyoto-u.ac.jp

有機分子 BEDT-TTF (ET) と陰イオン種 X⁻ を用いた κ -(ET)₂X 錯体は量子スピン液体相や超伝導相などの多様な電子状態を有し、強相関電子系として注目されている[1]. 我々はその中の一つである有機超伝導体 κ -(ET)₂Cu[N(CN)₂]Br (κ -Br) [2] の初の結晶多形である κ'' -(ET)₂Cu[N(CN)₂]Br (κ'' -Br) を合成し、その物性研究を行ってきた[3]. 本物質は、既知の κ -Br と非常に類似した ET 分子による伝導層を有するが、陰イオン層にランダムな分子配向を有する (図 1). 本発表では κ'' -Br の結晶構造, バンド構造, 並びに低温での物性測定の結果から、その電子状態について議論する.

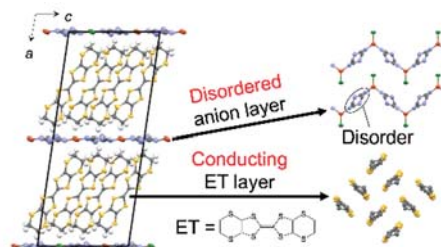


図 1 κ'' -Br の結晶構造

[1] K. Kanoda *J. Phys. Soc. Jpn.* **75**, 051007 (2006).

[2] A. M. Kini *et al. Inorg. Chem.* **29**, 2555–2557 (1990).

[3] S. Yasaka *et al. Inorg. Chem.* **63**, 4196–4203 (2024).

P24 Si (111) 基板上に作製した Bi₂Se₃ 超薄膜の成長および電子状態

中村 海斗, 八田 振一郎, 奥山 弘

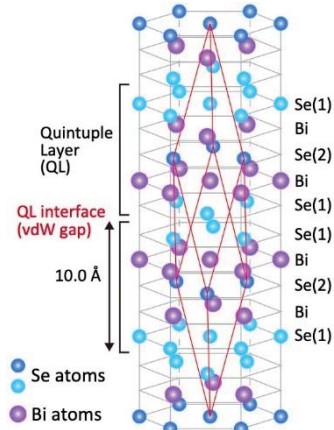
京都大学 理学研究科 化学専攻 表面化学研究室

E-mail : nakamura.kaito.37w@st.kyoto-u.ac.jp

Bi₂Se₃ は Se-Bi-Se-Bi-Se の 5 原子層を積層単位(quintuple layer:QL)とする層状物質である. 通常基板上的エピタキシャル成長には厳しい格子整合条件が必要だが、Bi₂Se₃(0001)へき開面には未結合手が存在しないため様々な基板上で結晶構造を保ってエピタキシャル成長できる. ただ Si(111)には多くの未結合手が存在するため、Bi₂Se₃ を直接蒸着すると界面で SiSe₂ を形成してしまうことがある^[1]. そのため基板表面を H, Se, Bi などで終端する手法が用いられている.

本研究では Bi₂Se₃ の昇華による MBE 法を用いて、Bi-($\sqrt{3}\times\sqrt{3}$)R30°もしくは Bi₂Se₃ を少量蒸着して加熱して得た buffer という 2 種類の終端方法で Si(111)基板上に数 QL の Bi₂Se₃ 超薄膜を作製した. どちらの試料でも、低速電子回折の回折パターンからエピタキシャル成長が確認された. また角度分解光電子分光によって層数毎に異なるバンド分散が明瞭に得られたことから、Bi₂Se₃ が 1 QL ずつ層状成長していることが確認された.

[1] L. He *et al. Appl. Phys.* **109**, 103702 (2011).



P25 STM を用いた $\text{CaF}_2/\text{Au}(111)$ の吸着状態の観察

竹島 紫苑, 奥山 弘, 八田 振一郎

京都大学 理学研究科 化学専攻 表面化学研究室

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



金属上に絶縁体薄膜を作製する過程や, その吸着状態について原子レベルで理解することは電子工学に関連して重要である.

本研究では $\text{Au}(111)$ 表面に蒸着した CaF_2 の吸着状態を走査トンネル顕微鏡 (STM) を用いて観察した. CaF_2 を蒸着する際の基板の温度が低い場合, CaF_2 は一層のアイランドを多く形成し, 温度が高い場合, 二層のアイランドを多く形成することが観測された. さらに, 蒸着量が低いと正三角形, 高いと六角形の二層のアイランドが優勢に形成することがわかった. 他の金属表面や絶縁体薄膜に関する研究では, 二層の CaF_2 アイランドの辺が基板の $\langle 110 \rangle$ 方向に平行に成長する[1,2]のに対して, $\text{Au}(111)$ 上 CaF_2 アイランドは $\text{Au}(111)$ の $\langle 110 \rangle$ 方向に対して一定の角度 ($\sim 8^\circ$) の方向に成長する. また, $\text{Au}(111)$ 上のアイランド内には一次元モアレが観測されており, CaF_2 の吸着構造について考察した

[1] F.Calleja et al. Surf. Sci. 582, 14–20 (2005)

[2] Mauro Borghi et al. Surf. Sci. 656, 159724 (2024)

P26 グラフェン上の Ag および Au 原子の電子状態と水素吸着

小川 大樹^a, 平島 和輝^b, 山本 大貴^a, 濱田 幾太郎^b,

八田 振一郎^a, 奥山 弘^a

^a 京都大学 理学研究科 化学専攻 表面化学研究室

^b 大阪大学 工学研究科 物理学専攻 精密工学コース 計算物理領域

E-mail : ogawa.haruki.44z@st.kyoto-u.ac.jp



基板に担持された金属単原子は特異な触媒特性を示すことから注目されている[1]. グラフェンは単純で均一な構造と電子状態をもつことから金属原子の基板として適しており, グラフェンと金属原子の相互作用を解明することは金属原子の反応制御に向けて本質的である[2]. 本研究ではグラフェン上の Ag と Au 原子の吸着状態, および水素との相互作用を STM と第一原理計算を用いて調べた.

基板温度 15 K において Ag および Au はどちらも単原子としてグラフェンに吸着し, 状態密度測定からフェルミ準位の上 $0.6 \sim 0.7$ eV に 5s または 6s 軌道に由来する準位が観測された. 水素は Ag 原子に吸着し, 5s 軌道のエネルギーが $1.0 \sim 1.1$ eV ヘシフトしていた. このことは 1σ 軌道から Ag 原子の 5s 軌道に電子が供与されることで, 結合が形成されることを示唆している.

[1] Jindong Ren, et al., *Nano Lett.* **2014**, *14*, 7, 4011–4015. [2] F. Donati, et al., *Phys. Rev. Lett.*, **2013**, *111*, 236801

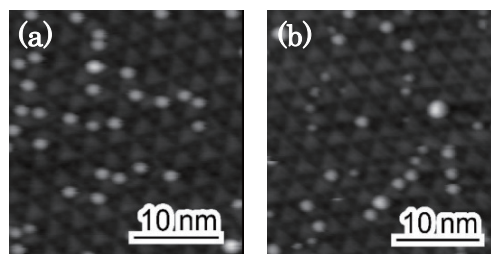


図 1 (a) グラフェン上に蒸着させた Ag 原子の STM 像. (b) さらに D_2 ガスに曝露した後の STM 像. 測定温度 6 K. ($V = -1.0$ V, $I = 0.05$ nA)

P27 Optical and chemical properties of Ag nanoparticles on graphene

山本 修也, 奥山 弘, 小川 大樹, 八田 振一郎, 有賀 哲也
京都大学 理学研究科 化学専攻 表面化学研究室

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



金属ナノ粒子は様々な分野での応用が期待されている。そのうちの一つとして、光学的特性を利用した研究が進められている。ナノ粒子に特定の波長の光が入射すると粒子内の自由電子全体が光の電場の影響を受け、集団振動を起こす。これを局在表面プラズモン共鳴という。この共鳴によって光のエネルギーが電子のエネルギーに変換され、吸着分子がそれを受け取ることで反応が起こる可能性がある。このような特性から、光触媒としての利用などが考えられている。

遷移金属基板上に単層グラフェンを作製するとグラフェンはモアレ構造をとり、これをテンプレートとして用いることでナノ粒子を形成させることができる。本研究では、Rh(111)基板上単層グラフェンに Ag ナノ粒子を成長させ、電子エネルギー損失分光(EELS)と D₂ ランプを用いた反射率測定によって局在表面プラズモンを観察した。また、Ag ナノ粒子の成長後、チオフェノールやフタロシアニンを吸着させ、プラズモン共鳴への影響を調べた。

P28 C₅DABCO を対カチオンとする TCNQ ラジカルアニオン塩の構造と物性

高村 美衣^a, KIM YONGJIN^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 : takamura.mii.86c@st.kyoto-u.ac.jp



有機材料は、希少・有毒元素を含まず、軽量かつ安価であることから、分子設計により所望の物性を発現する方法論を確立することが重要である。(C₅DABCO)(TCNQ)₂ (**1**)では、導電性を担う TCNQ が 1 次元積層カラムを形成し、室温導電率 $1.5 \times 10^{-1} \text{ S cm}^{-1}$ ($E_a = 0.19 \text{ eV}$) の半導体的挙動を示す[1]。一方、C₅DABCO は TCNQ の積層カラムに対して平行、垂直に配列したものが存在し、熱伝導率の低減に寄与すると考えられるが、不明な点も多い。本研究では、錯体 **1** の光学特性について検討した。参照物質である (C₅DABCO)(TCNQ) (**2**)は、(C₅DABCO)I と Li(TCNQ)をエタノール中で混合することにより作製した。錯体 **1**, **2** では、それぞれ $\text{TCNQ}^{\cdot-} \rightarrow \text{TCNQ}^0$, $\text{TCNQ}^{\cdot-} \rightarrow \text{TCNQ}^{\cdot-}$ に帰属される電荷移動吸収帯が $3190, 10100 \text{ cm}^{-1}$ に観測された(図1)。また、TCNQ の C≡N 伸縮(ν_{19})モードは、TCNQ (2226 cm^{-1})、錯体 **1** (2196 cm^{-1})、錯体 **2** (2176 cm^{-1})に観測された。以上より、錯体 **1** の TCNQ は部分電荷移動状態にあり、錯体 **1** の高い導電性を支持している。当日は、他の物性の詳細についても報告する。

[1] 中井暁量, 京都大学大学院理学研究科化学専攻 修士論文(2022 年)

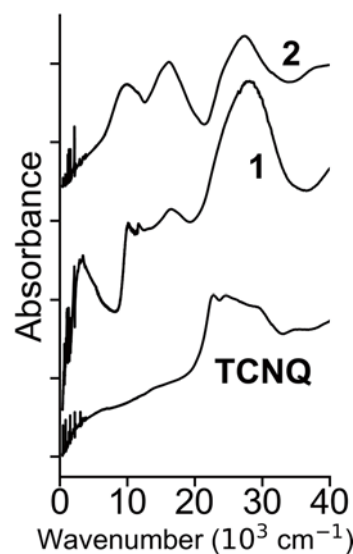


図1 TCNQと錯体 **1**, **2** の UV-vis-IR スペクトル (KBr 法)

P29 *N*-ペンチルキノリニウムを対カチオンとする TCNQ 誘導体のラジカルアニオン塩の構造と物性

澤田 卓寛^a, 石川 学^a, 大塚 晃弘^a, 中野 義明^a

^a 京都大学 理学研究科 化学専攻

E-mail : sawada.takuhiro.58m@st.kyoto-u.ac.jp

分子性導体は、分子間相互作用、分子配列の制御により様々な物性を発現することが可能である。以前、 $(C_n\text{DABCO})(\text{TCNQ})_2$ における高い導電性、低い熱伝導率、秩序—無秩序転移について報告しており、アルキル鎖や DABCO 部位の弱い分子間力が関係していると考えられる[1]。今回は、*N*-ペンチルキノリニウム ($C_5\text{Qno}$) を対成分とした TCNQ 系ラジカルアニオン塩 ($(C_5\text{Qno})(\text{TCNQ})$ (**1**), $(C_5\text{Qno})(\text{F}_4\text{TCNQ})$ (**2**), $(C_5\text{Qno})(\text{TCNQ})_2$ (**3**)) について検討した。錯体 **1** は、TCNQ と $C_5\text{Qno}$ のそれぞれの 2 量体が交互に積層しており、300 K で観測されていた $C_5\text{Qno}$ のディスオーダーが 100 K では秩序化していた。錯体 **2** では、 F_4TCNQ が 2 量化した 1 次元積層カラムを形成し、 $C_5\text{Qno}$ は F_4TCNQ のカラムと平行に 1 次元積層カラムを形成していた。錯体 **3** は、今のところ結晶構造は不明だが、高い室温導電率 (19.5 S cm^{-1}) を示し、室温から 230 K まで金属的挙動を示した後、半導体的挙動 ($E_a = 42 \text{ meV}$) を示した。この高い導電性は、約 3400 cm^{-1} に $\text{TCNQ}^{\cdot-}$ と TCNQ^0 の間の電荷移動吸収帯が観測されたことや IR, Raman スペクトルから TCNQ がおよそ -0.6 価付近にあることから支持される (Fig. 1)。

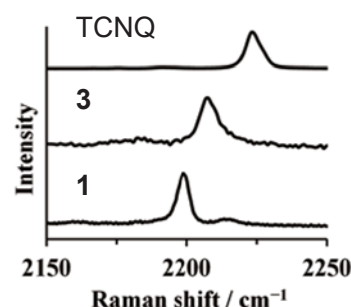
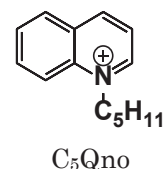


Fig. 1 TCNQ, 錯体 **1**, **3** の Raman スペクトル

[1] Y. Nakano, M. Ishikawa, R. Ogawa, A. Nakai, *et al.*, ICPAC KK 2022, IGS 65 (2022).

P30 5-アゾニアスピロ[4.4]ノナンカチオンを対成分とする TCNQ, F_4TCNQ ラジカルアニオン塩の結晶構造と物性

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

有機導電体はその分子配列制御を通じて、電気・熱輸送特性や磁気特性などの物性を自在に制御できる点で注目されている。本研究では、イオン液体や柔粘性イオン結晶の成分として用いられている AS[4.4]カチオン^[1]と TCNQ, または、 F_4TCNQ から構成される有機導電体 ($(\text{AS}[4.4])(\text{TCNQ})_2$ (**1**), $(\text{AS}[4.4])(\text{TCNQ})$ (**2**), $(\text{AS}[4.4])(\text{F}_4\text{TCNQ})$ (**3**)) について検討した。錯体 **1** では、300 K で AS[4.4] はディスオーダーしており、TCNQ が 2 量化した 1 次元積層カラムを形成していた。250 K では単位格子が 2 倍化し、TCNQ の 1 次元積層カラムが 2 種類になるとともに、AS[4.4] が秩序化した。錯体 **1** は、300 K から 277 K まで金属的挙動 ($\sigma_{RT} = 7.2 \text{ S cm}^{-1}$), 277 K から 261 K までは半導体的挙動 ($E_a = 0.28 \text{ eV}$) を示した (Fig. 1)。さらに、261 K で上述の相転移に関連すると考えられる抵抗率の飛びが観測された。また、磁化率は 75 K に極大を持つ 1 次元反強磁性鎖様の挙動を示した後、45 K で急激に減少した。当日は、他の錯体の詳細についても報告する。

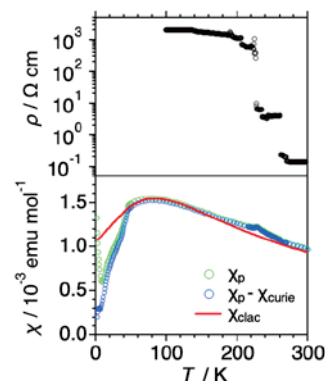
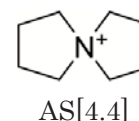


Fig. 1 Temperature dependence of electrical resistivity and magnetic susceptibility of **1**.

[1] A. J. Ward, A. F. Masters, T. Maschmeyer, *RSC Adv.*, 2014, 4, 23327

P31 1-アルキル-1,4-ジアザビシクロ[2.2.2]オクタン-1-イウムと TCNQ から成る有機導電体の構造と物性

中野 義明^a, 立木 実^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

熱伝導率は、分子間相互作用、単位格子の大きさ、構成元素の種類等により制御可能である。1-アルキル-1,4-ジアザビシクロ[2.2.2]オクタン-1-イウム (C_n DABCO)と TCNQ から成る有機導電体(C_6 DABCO)(TCNQ)₂ では、低い熱伝導率が観測されており、 C_6 DABCO の示す弱い分子間相互作用や柔軟性に起因すると考えられる[1]。本研究では、より長いアルキル鎖を導入した (C_8 DABCO)₄(TCNQ)₉ (**1**), (C_8 DABCO)₂(TCNQ)₅ (**2**), (C_9 DABCO)₂(TCNQ)₅ (**3**), (C_{10} DABCO)(TCNQ)₃ (**4**)の結晶構造と物性について検討した。錯体 **3** では、TCNQ 分子は 5 量化した 1 次元積層カラムを形成していた。結合長より TCNQ は、-0.19, -0.74, -0.24 Åと見積もられ、電荷秩序状態にあると考えられる。室温磁化率は $1.96 \times 10^{-3} \text{ emu mol}^{-1}$ であり、温度の低下に伴い 100 K 付近で極大を示した後、15 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(図 1)。Singlet-Triplet モデルで解析を行ったところ、スピン間に $J/k_B = -78.6 \text{ K}$ の反強磁性的相互作用が働いていることが分かった。また、室温導電率 $9.3 \times 10^{-4} \text{ S cm}^{-1}$ 、活性化エネルギー 0.25 eV の半導体的挙動を示した。当日は、他の錯体の詳細についても報告する。

[1] Y. Nakano, M. Ishikawa, R. Ogawa, A. Nakai, *et al.*, ICPAC KK 2022, IGS 65 (2022)

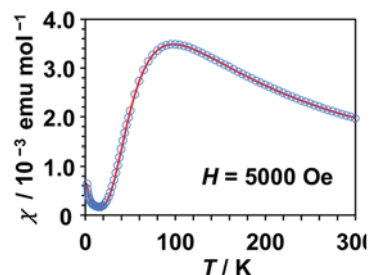
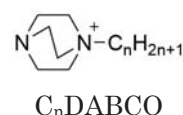


図 1 錯体 **3** の磁化率の温度依存性

P32 TCNQ 及びフッ素化 TCNQ と N-アルキル化カチオンからなる分子性導体の結晶構造と物性

大塚 晃弘^a, 小濱 智宏^a, 増田 怜旺^a, 石川 学^a, 中野 義明^a

^a京都大学 理学研究科 化学専攻

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

分子性導体の構成分子における分子配列は、導電性や磁化率などの物性に影響を与える。本研究では、N-アルキル化カチオン (C_n^i Qno, C_2 DABCO)と TCNQ, F_2 TCNQ, F_4 TCNQ ラジカルアニオン塩の結晶構造と物性について検討した。熱 EtOH 中、(C_6^i Qno)I と Li(TCNQ)を混合後、徐冷することで(C_6^i Qno)(TCNQ) (**1**)を、熱 EtOH/アセトニトリル中、(C_5^i Qno)I と TCNQ を混合後、徐冷することで(C_5^i Qno)(TCNQ)₂ (**2**)をそれぞれ得た。

錯体 **1** では、TCNQ が 2 量体を形成し、各 2 量体間には相互作用がないと考えられる配置をしており(図 1), 8000 cm^{-1} 付近に TCNQ^{•-}同士間の CT バンドが確認された。磁化率は室温で $4.9 \times 10^{-5} \text{ emu mol}^{-1}$ と小さな値で、極低温で Curie 不純物由来、150 K 以上では昇温に伴う熱励起型と考えられる磁化率の増大がそれぞれ観測された。

錯体 **2** の結晶構造は不明だが、元素分析から 1:2 の組成とわかり、 5500 cm^{-1} 付近に TCNQ^{•-}と TCNQ⁰ の間の CT バンドが見られた。磁化率は室温で $6.4 \times 10^{-4} \text{ emu mol}^{-1}$, 15 K 付近まで緩やかに増加してプラトーを示した後 10 K 以下で急激に増大する興味深い挙動を示した。当日は、その他の化合物の詳細についても報告する。

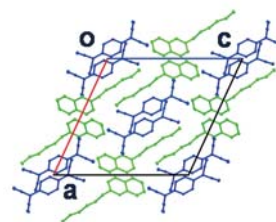
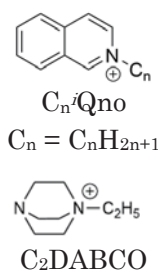


図 1 錯体 **1** の結晶構造

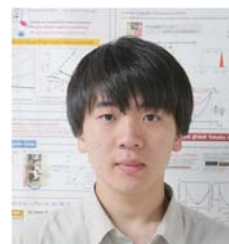
P33 ハイエントロピー超伝導体の NMR

山田 雄風^a, 井原 大志^a, 北川 俊作^a, 石田 憲二^a, 平井 大悟郎^b,
植松 直人^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 大学院工学研究科 応用物理学専攻 構造物性物理学

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



ハイエントロピー化合物とは単一サイトに 5 種類以上の元素を混ぜて作られた化合物のことである。多数の元素を混ぜることで、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]。ハイエントロピー超伝導体においても高い上部臨界磁場や、高い転移温度を持つことなどが見出され、近年注目を集めている。

我々はその中でも $(\text{RuRhPdIr})_{1-x}\text{Pt}_x\text{Sb}$ に注目した[2]。図 1 に示すように、混合組成 x を変化させると $x = 0.4$ で一番高い転移温度をもち、 $x = 0.7$ で一度超伝導が潰れ、再び転移温度が上昇するダブルドーム型の超伝導相が確認されている[3]。このことからハイエントロピー化によって $\text{PtSb}(x=1)$ とは異なる超伝導対称が発現している可能性がある。発表では転移温度が最も高い $x = 0.4$ の試料において、希釈冷凍機を用いて極低温まで ^{195}Pt -NMR を行った結果について報告する。

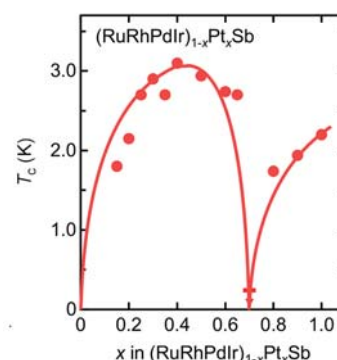


図 1 $(\text{RuRhPdIr})_{1-x}\text{Pt}_x\text{Sb}$ 超伝導転移温度の組成依存性[3]

[1]C. Osas *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).

P34 Ni ナノ粒子の NMR 測定

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

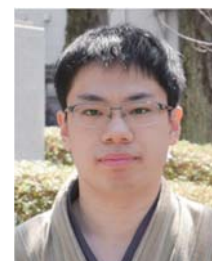
^a京都大学 理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻

物理学第一分野 固体量子物性研究室

^b京都大学大学院理学研究科化学専攻

^c京都大学 白眉センター

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



金属ナノ粒子はその小ささのゆえに、バルクとは異なる物性を示す。その一例として表面効果がある。ナノ粒子では粒子全体に対する表面の割合が増えることで、内部と物性が異なる表面が支配的となり、金属ナノ粒子特有の物性が観測される。

強磁性金属ナノ粒子では、粒径が小さくなることで磁化が減少する現象が報告されており、表面における磁性の消失がその原因とされている [1]。実際、メスバウアー分光法による研究では、 $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ ナノ粒子表面における非磁性層が磁化減少に関与していることを示唆する結果が得られている[2]。

Ni ナノ粒子についても同様に磁化の減少が観測されているが[3]、磁気的性質についての微視的な研究はほとんど行われていない。本研究では、Ni ナノ粒におけるゼロ磁場 NMR 測定から示唆される Ni ナノ粒子の磁気的構造について報告する。

[1] R. H. Kodama, J. Magn. Magn. Mater. **200**, 359 (1999)

[2] J.M.D. Coey, Phys. Rev. Lett. **27**, 1140 (1971).

[3] X. He *et al.*, Nanoscale Res. Lett. **8**, 446 (2013).

P35 重い電子超伝導体 CeRh_2As_2 の NQR 測定

山田 琢登^a, 尾方 司貴^a, 北川 俊作^a, 石田 憲二^a,

Grzegorz Chajewski^b, Dariusz Kaczorowski^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 固体量子物性研究室

^bINTiBS-PAS

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

2021 年に報告された重い電子系超伝導体 CeRh_2As_2 は、局所的な空間反転対称性の破れに起因する超伝導多重相を示す新奇な物質である(図)[1]. 我々は As 核の NMR/NQR 測定から超伝導相内に反強磁性秩序が存在することを発見した. 反強磁性転移温度は初期の試料では超伝導転移温度より低温であった[2]が、よりクオリティの高い試料では、超伝導転移とほぼ同時に生じることがわかってきた.

そこで、本研究では、超伝導と反強磁性の関係の試料依存性を明らかにするために別グループの合成した試料[3]を用いて NQR 測定を行った.

発表では、質の異なる 3 つの試料における超伝導転移温度と反強磁性転移温度の関係について報告する.

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

[2] M. Kibune *et al.*, Phys. Rev. Lett. **128**, 057002 (2023).

[3] G. Chajewski *et al.*, Phys. Lett. **132**, 076504 (2024).

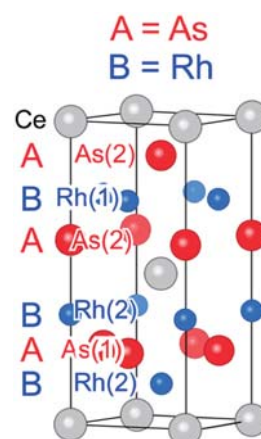


図 CeRh_2As_2 の結晶構造[2]

P36 純良単結晶 UTe_2 の超伝導状態における a 軸方向スピン磁化率

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^c, 本間 佳哉^c,
李 徳新^c, 本多 史憲^d, 三宅 厚志^c, 青木 大^{c,e}

^a京大院理物一, ^b原子力機構先端研, ^c東北大金研,

^d九大アイソトープセンター, ^eCEA-Grenoble

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

2018 年に超伝導が発見された UTe_2 [1]は、近年の研究からスピン三重項超伝導体であることが確実視されている. 図 1 に見るように、 UTe_2 では高磁場下においても超伝導が維持され、その超伝導状態は理論と実験の両面から盛んに研究がなされている.

特に、超伝導状態のスピン磁化率は超伝導対のスピン方向などを反映するため、 UTe_2 の超伝導状態を調べる上で重要な物理量である. 我々はこれまでに ^{125}Te 核磁気共鳴により、転移温度が 2.1 K の純良単結晶 UTe_2 において 1.5 K までのスピン磁化率を報告した[2].

今回我々は、磁化容易軸である a 軸のスピン磁化率を低温まで測定した. その結果を報告する.

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

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

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

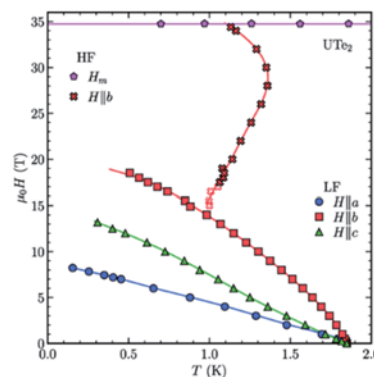


図 1 各軸方向に磁場をかけた際の $H-T$ 相図[3].

P37 NMRで観る奇パリティ反強磁性 LaMnSi の低温物性

酒井 佑輔^a, 堀 文哉^a, 松村 拓輝^a, 大口 峻平^a, 北川 俊作^a,
石田 憲二^a, 谷田 博司^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 富山県立大

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



本研究の対象物質である LaMnSi は $T_N \sim 297$ K で Mn スピンが反強磁性秩序を示すが、拡張多極子の観点からは時間反転対称性と空間反転対称性を同時に破る奇パリティ磁気多極子秩序とみなせる。しかし、磁気構造について単結晶の磁化測定[1]と粉末試料の中性子散乱[2]で整合しない結果となっている。そこで本研究では、奇パリティ多極子系の低温物性の解明及び磁気構造の決定を目的として LaMnSi 単結晶における核磁気共鳴(NMR)の測定を行った。

図 1 は測定した NMR スペクトルである。 ^{139}La 及び ^{55}Mn の信号が観測され、複数の周波数で測定した際のピーク位置依存性から磁気構造について考察を行った。その結果、Mn スピンは c 軸に平行であることを明らかにした。加えて温度依存性の測定結果から磁性金属としてのふるまいを議論する。

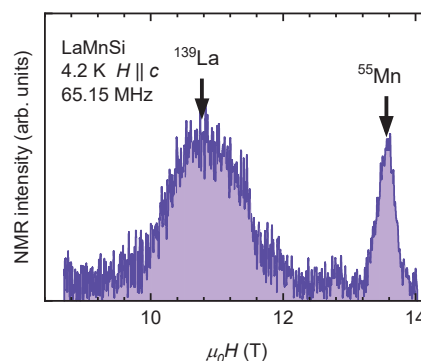


図 1 LaMnSi の NMR スペクトル

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

[2] R. Welter, *et al.*, J. Alloys Comp. **206**, 55 (1994).

P38 圧力で増強される超伝導体 CaSb₂ 単結晶を用いた圧力下電気抵抗測定

大口 峻平^a, 北川 俊作^a, 石田 憲二^a, 池田 敦俊^b, 前野 悦輝^c

^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 京都大学 工学研究科 電子工学専攻

^c 京大 TRiKUC

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



CaSb₂ は空間群 $P2_1/m$ に属する、非共型な対称性に保護されたラインノードル物質として研究されている。さらに超伝導転移温度 $T_c = 1.7$ K で超伝導を示すため[1], トポロジカル物質における非自明な超伝導が期待されている。

NQR 測定からは、従来型の s 波超伝導状態が示唆されている一方、圧力を印加すると転移温度が上昇し 3 GPa でピークをもつ、通常の超伝導とは異なるふるまいを示す(図 1)[2,3]。圧力下 XRD 測定から 3 GPa での構造相転移が示唆されているが、超伝導との関係は明らかになっていない。

今回我々は単結晶 CaSb₂ の電気抵抗の圧力依存性を用いて、圧力による電子状態の変化と超伝導との関係について議論する。

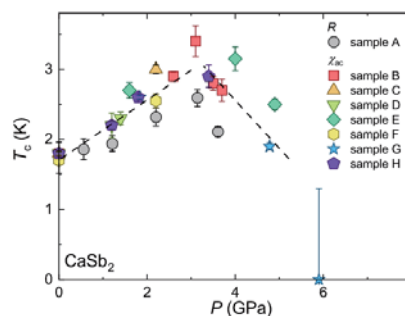


図 1 CaSb₂ の超伝導転移温度 T_c の圧力依存性[3].

[1] A. Ikeda *et al.*, Phys. Rev. Materials **4**, 041801 (2020).

[2] H. Takahashi *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **90**, 073702 (2021).

[3] S. Kitagawa *et al.*, Phys. Rev. B **104**, L060504 (2021).

P39 「超」重い電子系化合物 YbCu₄Ni における Ni の組成変化の研究

松平 広康^a, 谷口 貴紀^b, 北川 俊作^a, 石田 憲二^a, M.Giovannini^c, J.G.Sereni^d, 渡邊 寛大^e, 志村 恭通^e

^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 東北大学金研, ^c Department of Chemistry University of Genova,

^d Low Temperature Division CAB-CNEA, ^e 広大先進理工

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



物質中の電子の有効質量は電子比熱係数 γ によって特徴づけられる。 γ は通常の金属では数 mJ/mol K^2 程度の大きさであるが、電子相関の強い所謂「重い電子系」では γ の値は 0.1 J/mol K^2 から 1 J/mol K^2 程度まで増大する。さらに、近年いくつかの重い電子系において 5 J/mol K^2 以上の非常に大きな γ を示す、「超重い電子系(Super heavy fermion)」と呼ばれる物質も報告されている。

2018 年に発見された YbCu₄Ni もこの超重い電子系に属する物質である。YbCu₄Ni の γ は、 200 mK 以下で 7.5 J/mol K^2 にもなる[1]。先行研究の μSR 測定[2]や我々が行った核四重極共鳴測定(NQR)から YbCu₄Ni における超重い電子系の起源は、近藤温度が極めて低いことにより発達した、非常に大きな磁気ゆらぎであることが考えられる。YbCu₄Ni では Cu と Ni の比率を変化させることで γ が変化することが報告されている。そこで、本講演では Cu と Ni の比率の変化による効果について議論する。

References

[1] J. G. Sereni *et al.*, Phys. Rev. B **98**, 094420 (2018).

[2] K. Osato *et al.*, Phys Rev. B **109**, 024435 (2024).

P40 超純良単結晶 UTe₂ の NMR: スピン三重項超伝導状態におけるゆらぎ

松村 拓輝^a, 松林 陸^a, 高橋 侑希^a, 金城 克樹^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^c, 本間 佳哉^c, 李 徳新^c, 本多 史憲^d, 三宅 厚志^c, 青木 大^{c,e}

^a 京大院理物一, ^b 原子力機構先端研, ^c 東北大金研,

^d 九大アイソトープセンター, ^e CEA-Grenoble

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



スピン三重項超伝導では、残存するスピン自由度と超伝導の協奏による特有の現象が期待される。これまでいくつかの物質がスピン三重項超伝導の候補として研究されてきたものの[1], 十分な理解はされていない。

2018 年に超伝導が報告された UTe₂[2]では、非常に大きな臨界磁場や超伝導多重相を示すことからスピン三重項超伝導の実現が確実視されている。我々のグループも核磁気共鳴(NMR)を用いたスピン磁化率の測定からそれを支持してきた[3]。

今回我々は、超伝導転移温度が 2.1 K である純良単結晶試料を用いて、¹²⁵Te-NMR 測定を行い、特に準粒子密度やゆらぎを反映する核スピン—格子緩和率 $1/T_1$ の温度・磁場依存性を調べた。その結果、超伝導で従来期待されるような単純なギャップ構造では説明できない低温でのゆらぎが見られ、そのゆらぎが磁場印加によって抑制される振る舞いを観測した。発表では、このゆらぎの起源とスピン三重項超伝導との関連について議論する。

[1] 例えば H. Tou *et al.*, Phys. Rev. Lett. **77**, 1374 (1996).

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

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

P41 局所的に空間反転対称性の破れた超伝導体CeRh₂(As, P)₂の常伝導状態の³¹P-NMR

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

^cTechnical University Dresden

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、図のような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で比熱や熱膨張率の異常[2]や、 $T_N \sim 0.25$ Kの反強磁性秩序[3]など多様な秩序相を持つ点も興味深い。CeRh₂As₂に圧力を印加すると、0.5 GPa程度で T_0 が消失する一方で超伝導は2.67 GPaにおいても0.2 K以上を維持する。

今回我々はCeRh₂As₂のAsサイトのP置換に着目した。PはAsに比べてイオン半径が小さいため、化学圧力効果によって圧力印加と同様の性質を示すことが期待できる。我々はAsを一部Pに置換した試料を合成し、置換効果の評価のために常伝導状態の³¹P-NMRおよび⁷⁵As-NMRを行った。

[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).

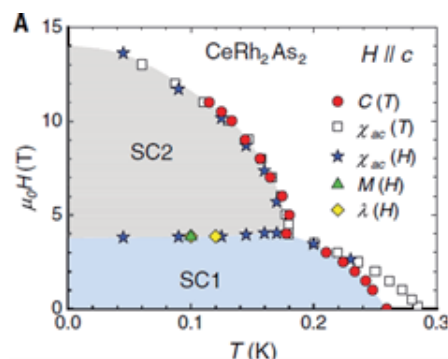


図. CeRh₂As₂のc軸磁場-温度相図[1]。

P42 Yb ジグザグ鎖をもつ YbCuS₂ で現れる電気的中性な準粒子

堀 文哉^a, 金城 克樹^a, 松平 広康^a, 北川 俊作^a, 石田 憲二^a, 大曲 雄大^b, 白井 宏尚^b, 水谷 宗一郎^b, 鈴木 大斗^b, 鬼丸 孝博^b

^a京大院理 ^b広大院先進理工

E-mail : hori.fumiya.36s@st.kyoto-u.ac.jp



近年、4f 電子をもつ希土類化合物を舞台とした磁気フラストレーションの研究が注目されている。磁性半導体 YbCuS₂は、Yb³⁺がジグザグ鎖を形成しており、最近接と次近接の磁気相互作用の競合による磁気フラストレーションの効果が期待できる[1]。実際、ゼロ磁場下でワイス温度より1桁以上低い $T_N \sim 0.95$ Kで相転移を示し、さらに特異な磁場温度相図を持つことが報告されている[1]。

我々は、YbCuS₂の磁気状態を微視的な観点から調べるために、^{63/65}Cu-NQR測定を行った[2]。その結果、 T_N での相転移は反強磁性秩序であることを明らかにした。さらに、0.5 K以下で核スピン-格子緩和率 $1/T_1$ が温度の一次に比例する振舞いを発見した(図1)。この結果は、低温秩序相において、電荷をもたない電気的中性な準粒子が存在していることを示唆している。

発表では、これらの結果に加え、圧力[3]や元素置換[4]の効果と合わせて、YbCuS₂で見られた中性準粒子の起源について議論する。

[1] Y. Ohmagari *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **89**, 093701 (2020).

[2] F. Hori *et al.*, Commun. Mater. **4**, 55 (2023).

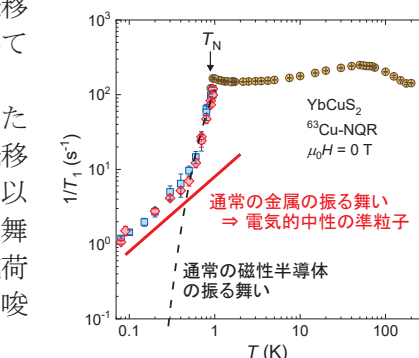


図1 YbCuS₂における $1/T_1$ の温度依存性。

[3] F. Hori *et al.*, arXiv:2412.17575.

[4] F. Hori *et al.*, arXiv:2412.18373.

P43 Dirac ラインノード半金属 CaAgP におけるトポロジカル表面状態に誘起された磁性

高橋 秀光^a, 北川 俊作^a, 石田 憲二^a, 三枝 一茂^b, 竹中 康司^b, 岡本 佳比古^c

^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

^c東京大学 物性研究所

E-mail : takahashi.hidemitsu.23r@st.kyoto-u.ac.jp



近年の物性物理学において、トポロジ的に非自明なバンド構造を持つ物質が中心的な研究対象になっている。CaAgP はトポロジーで保護された線形バンドの交差点である Dirac 点が繋がって波数空間で線を成す、いわゆる Dirac ラインノード半金属の候補物質であり、ドラムヘッド表面状態と呼ばれる特徴的な表面状態を持つと考えられている[1]。このドラムヘッド表面状態はほぼフラットなエネルギー分散を示し、強相関効果による新奇な量子現象を引き起こすことが期待される。

我々は ^{31}P 原子核を用いた核磁気共鳴測定により、CaAgP の電子状態を微視的に調べた。その結果、約 20 K において磁性が現れることを発見した。CaAgP は磁性イオンを含まない sp 電子系であり、よく知られているような磁性発現のメカニズムは働かないと考えられる。我々は今回発見された磁性がドラムヘッド表面状態に起因するものとして説明できることを示した。当日は測定データと理論提案[2, 3]を比較し、詳細な議論を行う。

[1] A. Yamakage *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **85**, 013708 (2016). [2] J. Liu *et al.*, Phys. Rev. B **95**, 075426 (2017). [3] B. Roy *et al.*, Phys. Rev. B **96**, 041113(R) (2017).

P44 円筒容器内の超流動 ^3He テクスチャのシミュレーション

上野 純弥^a, 生貝 悠人^a, Xu Zeju^a, Tang Boyi^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

E-mail : ueno.junya.87s@st.kyoto-u.ac.jp



^3He の超流動相には A 相 B 相と呼ばれる 2 つの凝縮相があり、A 相の秩序変数は l ベクトル, d ベクトルといった単位ベクトルによって構成される。これらのベクトルの空間的な構造はテクスチャと呼ばれ、このテクスチャは容器の壁際において l ベクトルが壁に垂直に配向するという境界条件と自由エネルギーを極小化するように配向するという条件から決まる。このことから境界条件と初期状態を設定し、系全体の自由エネルギーを極小化する数値計算を行うことでテクスチャの構造が予測できると期待される。テクスチャがどのような形をとっているかを実験で直接測定することは困難であるため、数値計算によるシミュレーションによってテクスチャの構造を考える。

円筒容器内でこのシミュレーションを行った。円筒の軸方向を x 方向とし、初期状態として 2 つの異なるテクスチャを隣り合う x の区間におき、シミュレーションにより自由エネルギーを極小化し収束した後の l ベクトル, d ベクトルの空間変化の様子や l ベクトルと d ベクトルの相対角度が大きくなる場所を図示した。隣り合うテクスチャとして 2 次元円容器内で準安定なディスジャイレクション型, Mermin-Ho 型, パンナム型を初期状態に置き、その間で l, d ベクトルがどのように変化するかを調べた。

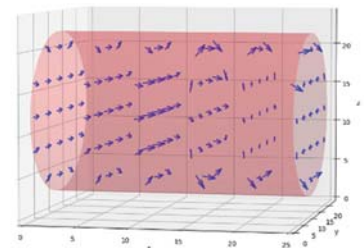


図 1 円筒容器内での l ベクトル

P45 超流動 $^3\text{He-A}$ における d ソリトンの生成と消滅

TANG BOYI^a, 生貝 悠人^a, 日野 祐哉^a, XU ZEJU^a, 高木 丈夫^b, 佐々木 豊

^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

E-mail: tang.boyi.63h@st.kyoto-u.ac.jp



超流動 $^3\text{He-A}$ の中で、クーパー対の物理状態を表すオーダーパラメータを記述する異方性ベクトルの空間構造を織目構造 (texture) と呼ぶ。異なる異方性を持つ texture の間に、急激に空間構造が変化するソリトンができることがある。

我々は $100\mu\text{m}$ 離れた平行平板の間に、スピンの向きと直交する d ベクトルが空間回転する d ソリトンを、パルス NMR 法により、磁化を大きい角度で倒すことで、多数生成した。磁場勾配をかけながら NMR 測定を行うことで、d ソリトンの場所情報も手に入れた。d ベクトルがお互いに逆向きに回転する隣接した d ソリトンが接近し、ほぼ同じ場所に対消滅を起こすことがある。均一磁場下の NMR スペクトルから、d ソリトンの生成に起因する周波数シフトと、消滅による信号量の減衰が見えた。多数の d ソリトンが密集して隣接している場合、d ソリトンの密度によって、異なる周波数シフトを持つことが観測され、違う密度の 2 つ領域が空間を隔てて共存する現象も観測された。

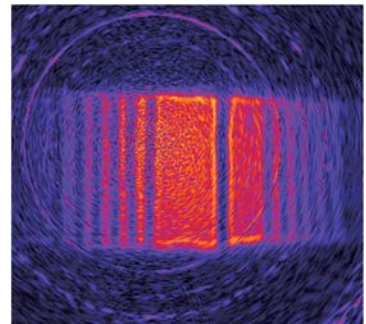


図 1 パルスにより生成した d ソリトン

P46 超流動 ^3He の異方的量子渦構造の研究を目指した回転核断熱消磁冷凍機の開発

石川 颯人^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:ishikawa.hayato.72r@st.kyoto-u.ac.jp



超流動 $^3\text{He-A}$ 相では、複数の異なる渦構造が理論的研究によって解析されており、NMR 測定による共鳴周波数のシフト量を理論値と比較することで、渦構造を区別することが行われてきた。このような渦構造に対して超流動 ^4He や超伝導状態の電子においては渦格子が可視化されているのに対し、超流動 ^3He においては、渦構造が直接可視化された例はなく、その観測は長年にわたる課題であった。

そこで、本研究では、将来的に回転超流動 ^3He の渦格子構造を MRI 測定で可視化することを目指し、その基盤となる装置の開発を行った。回転可能な核断熱消磁冷凍機を新たに設計・作成し、MCT (融解圧曲線温度計) を用いて核断熱消磁段 (核ステージ) の冷却特性を評価した。7.5T, 12mK 程度まで予冷した結果、核断熱消磁後に核ステージを約 1mK まで冷却することに成功し、核断熱消磁冷凍機の冷却特性の評価を行うことができた。核断熱消磁中のマグネットに流れる電流と MCT で測定した核ステージの温度との関係を図 1 に示す。

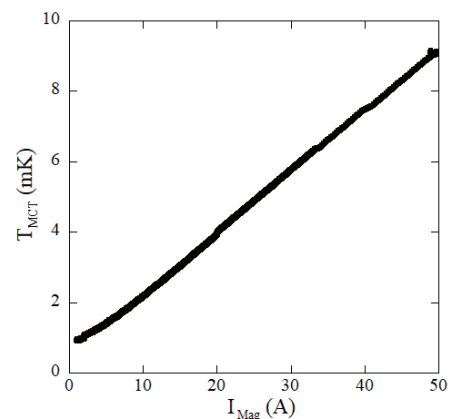


図 1 核ステージにおける MCT 温度のマグネット電流依存性

P47 超流動 ^3He -A 相におけるカイラルドメインとバウンダリー流

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 大学院 工学研究科 物理工学専攻

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



近年, 物質のトポロジカルな性質が盛んに研究されている. トポロジカル超伝導体・超流動体もそのうちの一つで, 特異な粒子や流れが物質の表面に存在することが予想されている. 液体 ^3He も, 極低温に冷やすことで ^3He 原子自体が抵抗なく流れる超流動状態となり, 特に A 相と呼ばれる状態ではその表面に自発的に流れるバウンダリー流の存在が予想される. ^3He 原子はクーパー対というペアを組み超流動状態となるが, A 相では, このペアが持つ角運動量の向きがある方向($\hat{l}$ と表記する)に揃う. この $\hat{l}$ がある決まった方向を向いた領域をカイラルドメインと呼び, クーパー対の角運動量を反映してバウンダリー流がこの領域の表面に流れる. 図 1 は ^3He -A 相の MRI 画像で, オレンジの部分がかイラルドメインだ. $\hat{l}$ の向きが異なるドメイン間にはドメインウォールが形成され, 図中に黒い筋として映っている. このウォール中にもバウンダリー流の存在が予想され, この流れは外部からの超流動流 v_s と相互作用してドメインウォールを傾ける効果を持つ. 図 1 では実際にこの効果が確かめられ, バウンダリー流の存在が証明された.

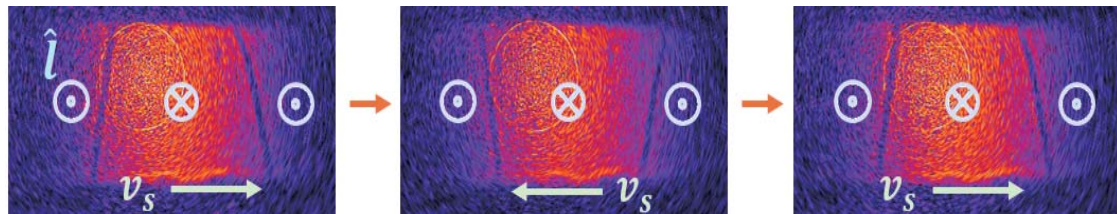


図 1 外部からの超流動流により傾くカイラルドメインウォールの MRI 画像

P48 円筒容器中の超流動 ^3He -A 相テクスチャーの可視化

Zeju Xu^a, Boyi Tang^a, Yuto Ikegai^a, Junya Ueno^a, Yutaka Sasaki^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: xu.zeju.32x@st.kyoto-u.ac.jp



直径 1mm の円筒容器内に閉じ込めた超流動 ^3He -A 相テクスチャーに現れる特異な構造を研究するため, NMR/MRI の測定法を用いて, 容器の円形断面および長軸方向の信号強度分布を測定した. 温度がノーマル相から A 相に下がったあと, 長軸方向に並んで配置されたドメインウォールが自発的に形成されたものを観測した (図 1). このウォールは, A 相中のテクスチャーの対称性が異なるドメインを接続する薄膜状の構造体と考えられる. さらに, 温度が転移温度直下に近づくと, ドメインウォールの位置および数とその運動に伴って変化する様子が観測された. この変化は転移温度より十分低い温度の A 相中では見られないため, 転移温度付近でテクスチャーの構造変化が起きたと考えられる.

一方, 円形断面方向では, 境界面付近の MRI 信号強度が強くなる現象も観測された (図 2). この明るい領域は転移温度付近で顕著になり, 温度が離れるほど弱くなる. この現象はノーマル相でも観測されたため, テクスチャーの影響ではなく, 常流動成分中のスピン拡散現象の可能性が高い.

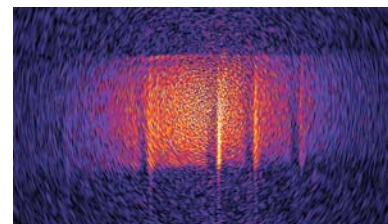


図 1 長軸方向 MRI 像

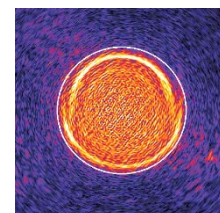


図 2 円形断面方向 MRI 像

P49 バルク超伝導体アンジュレータ ～京都大学における20年の開発史～

紀井 俊輝^a

^a 理化学研究所 先端放射光施設開発研究部門

加速器開発戦略研究グループ

E-mail : t.kii@spring8.or.jp



相対論的速度の電子ビームを周期交代磁場中で蛇行させることで放射光を発生させることができる。物質の分析等に用いる高輝度硬 X 線の生成には、現在の永久磁石技術を用いた場合 6 GeV 以上の大型放射光施設が必要とされている。原理的には磁場強度を 4 倍にできればビームエネルギーを半分にできるが、現時点で永久磁石や超伝導線材の材料特性を 4 倍にすることは不可能である。そこで、放射光施設の大幅な小型化または超高性能化を目標に定め、超伝導体への誘導電流を活用する周期磁場発生を考案し、宇治キャンパスにおいて「バルク超伝導体アンジュレータ」の開発を続けてきた。2024 年から理研 SPring-8 に拠点を移し、実用化に向けた開発を推進している。現行のプロトタイプでは永久磁石の約 3 倍の磁場強度を達成している。本発表では、2004 年の着想から現在に至るまでの開発状況を概説するほか、アンジュレータ技術から派生した非一様の局所強磁場生成のアイデアについて紹介を行う。

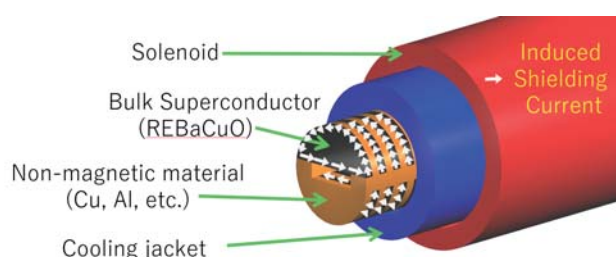


図1 アンジュレータ構造模式図

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 6 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	5,706	4,942	3,788	3,594	4,663	3,479	26,172
理学研究科・化学	950	694	712	623	313	628	3,920
理学研究科・その他	0	0	62	0	0	0	62
理学研究科・低温物質科学研究支援室 SQUID	776	667	561	952	965	812	4,733
医学部附属病院	398	610	422	411	412	412	2,665
薬学研究科	155	95	66	0	234	56	606
農学研究科	110	69	45	0	86	149	459
人間・環境学研究科	505	307	524	382	762	448	2,928
情報学研究科	0	0	50	78	39	53	220
高等研究院	16	76	240	309	390	93	1,124
物質－細胞統合システム拠点	42	0	118	0	0	0	160
合 計	8,658	7,460	6,588	6,349	7,864	6,130	43,049

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	5,326	5,156	5,793	4,587	3,597	3,388	27,847
理学研究科・化学	1,161	1,022	882	917	832	497	5,311
理学研究科・その他	0	61	0	0	0	0	61
理学研究科・低温物質科学研究支援室 SQUID	550	830	732	814	770	438	4,134
医学部附属病院	408	412	410	382	385	370	2,367
薬学研究科	0	180	125	0	88	159	552
工学研究科	0	0	109	0	0	0	109
農学研究科	53	95	10	14	86	18	276
人間・環境学研究科	526	536	844	146	914	252	3,218
情報学研究科	57	57	104	0	47	60	325
高等研究院	66	146	102	322	266	216	1,118
物質－細胞統合システム拠点	116	0	0	61	43	0	220
合 計	8,263	8,495	9,111	7,243	7,028	5,398	45,538

液体窒素供給量

令和6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	2,568	2,392	2,241	2,418	2,450	1,908	13,977
理学研究科・化学(含窒素ガス利用分)	3,794	3,530	3,740	4,264	3,528	3,239	22,095
理学研究科・その他	803	649	701	622	718	480	3,973
医学研究科	1,010	1,000	954	1,016	1,127	939	6,046
医学部附属病院	315	177	181	311	170	172	1,326
工学研究科	455	666	418	482	523	450	2,994
農学研究科	2,151	2,448	2,114	2,384	2,159	2,018	13,274
人間・環境学研究科	296	501	468	642	369	585	2,861
エネルギー科学研究科	135	422	353	375	285	321	1,891
情報学研究科	0	0	21	0	0	0	21
生命科学研究科	644	698	659	683	679	629	3,992
地球環境学堂	106	61	123	38	71	143	542
医生物学研究所	2,035	2,046	1,848	2,279	1,962	1,718	11,888
フィールド科学教育研究センター	0	22	9	10	8	10	59
環境安全保健機構・環境管理部門	0	0	0	11	0	0	11
環境安全保健機構・放射性管理部門	140	133	181	143	119	129	845
国際高等教育院	63	41	37	0	0	63	204
物質－細胞統合システム拠点	647	646	763	657	732	481	3,926
総合生存学館	12	22	21	24	19	15	113
合 計	15,174	15,454	14,832	16,359	14,919	13,300	90,038

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	2,679	2,224	2,022	1,441	1,522	1,724	11,612
理学研究科・化学(含窒素ガス利用分)	4,377	4,364	4,002	3,822	3,611	3,281	23,457
理学研究科・その他	655	677	875	523	539	428	3,697
医学研究科	779	767	1,122	953	904	817	5,342
医学部附属病院	156	167	168	191	279	47	1,008
工学研究科	586	632	575	485	380	241	2,899
農学研究科	2,574	2,452	2,532	2,212	1,903	2,040	13,713
人間・環境学研究科	572	264	453	311	202	285	2,087
エネルギー科学研究科	490	577	404	516	239	183	2,409
情報学研究科	0	0	0	0	20	0	20
生命科学研究科	781	614	617	628	440	524	3,604
地球環境学堂	114	61	148	121	46	30	520
医生物学研究所	2,209	2,007	1,863	1,716	1,735	1,385	10,915
フィールド科学教育研究センター	9	0	0	0	0	0	9
環境安全保健機構・環境管理部門	0	0	0	0	0	11	11
環境安全保健機構・放射線管理部門	99	96	98	72	69	85	519
国際高等教育院	31	59	35	5	31	56	217
物質－細胞統合システム拠点	1,008	837	753	537	535	483	4,153
総合生存学館	20	18	16	17	15	18	104
合 計	17,139	15,816	15,683	13,550	12,470	11,638	86,296

宇治キャンパス

液体ヘリウム供給量

令和 6 年度

単位：リットル

	4 月	5 月	6 月	7 月	8 月	9 月	合 計
エネルギー理工学研究所	294	567	142	580	390	378	2,351
産官学連携本部	196	65	118	126	67	163	735
化学研究所	1,571	1,616	1,073	1,783	1,284	1,392	8,719
生存圏研究所	86	0	78	0	0	89	253
合 計	2,147	2,248	1,411	2,489	1,741	2,022	12,058

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	448	354	398	495	252	360	2,307
産官学連携本部	133	140	68	136	63	108	648
化学研究所	1,589	1,281	1,659	1,452	1,149	1,536	8,666
生存圏研究所	0	0	74	0	89	0	163
合 計	2,170	1,775	2,199	2,083	1,553	2,004	1,1784

液体窒素供給量

令和 6 年度

単位：リットル

	4 月	5 月	6 月	7 月	8 月	9 月	合 計
農学研究科・農学部	162	148	180	176	234	170	1,070
工学研究科・工学部	27	47	93	35	72	49	323
エネルギー理工学研究所	1,149	1,223	1,157	1,523	1,362	1,071	7,485
産官学連携本部	19	37	19	27	0	0	102
化学研究所	1,556	1,835	1,644	1,947	1,564	1,563	10,109
生存圏研究所	98	48	169	134	246	296	991
合 計	3,011	3,338	3,262	3,842	3,478	3,149	20,080

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	202	220	175	192	174	87	1,050
工学研究科・工学部	161	29	60	118	165	79	612
エネルギー理工学研究所	1,223	1,321	1,345	1,389	1,141	1,016	7,435
産官学連携本部	24	85	19	26	19	38	211
化学研究所	1,747	2,021	2,036	1,762	1,852	1,331	10,749
生存圏研究所	189	355	335	311	120	143	1,453
合 計	3,546	4,031	3,970	3,798	3,471	2,694	21,510

桂キャンパス

液体ヘリウム供給量

令和6年度

単位：リットル

	4月	5月	6月	7月	8月	9月	合計
工学研究科・電子工学	830	810	712	794	740	929	4,815
工学研究科・材料化学	82	97	121	236	183	34	753
工学研究科・物質エネルギー化学	416	457	411	499	450	343	2,576
工学研究科・分子工学	161	267	220	251	251	243	1,393
工学研究科・高分子化学	12	35	11	12	38	12	120
工学研究科・合成・生物化学	82	65	88	74	94	78	481
合 計	1,583	1,731	1,563	1,866	1,756	1,639	10,138

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	0	0	126	78	727	931
工学研究科・電子工学	814	996	1,132	1,611	1,326	883	6,762
工学研究科・材料化学	139	77	380	193	201	78	1,068
工学研究科・物質エネルギー化学	496	420	522	398	414	402	2,652
工学研究科・分子工学	200	240	176	308	268	259	1,451
工学研究科・高分子化学	37	12	10	49	10	32	150
工学研究科・合成・生物化学	60	59	125	54	55	105	458
合 計	1,746	1,804	2,345	2,739	2,352	2,486	13,472

液体窒素供給量

令和6年度

単位：リットル

	4月	5月	6月	7月	8月	9月	合計
工学研究科・社会基盤工学	0	0	1	4	0	0	5
工学研究科・都市環境工学	87	128	19	29	7	43	313
工学研究科・機械理工学専攻	21	74	81	77	46	27	326
工学研究科・マイクロエンジニアリング専攻	92	71	51	69	48	62	393
工学研究科・原子核工学専攻	0	8	6	0	0	7	21
工学研究科・電気工学	2,040	1,291	1,446	1,111	2,635	1,916	10,439
工学研究科・電子工学	10,612	11,707	10,133	11,180	10,338	8,316	62,286
工学研究科・材料化学	943	744	696	722	678	573	4,356
工学研究科・物質エネルギー化学	986	754	799	960	776	947	5,222
工学研究科・分子工学	518	416	594	801	477	943	3,749
工学研究科・高分子化学	242	141	303	317	146	276	1,425
工学研究科・合成・生物化学	838	995	889	1,081	857	980	5,640
工学研究科・化学工学	79	156	169	236	149	119	908
工学研究科・光・電子理工学教育研究センター	0	0	0	0	8	0	8
環境安全保険機構	4	0	0	0	0	0	4
地球環境学堂	171	197	126	152	150	140	936
合 計	16,633	16,682	15,313	16,739	16,315	14,349	96,031

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・社会基盤工学	0	0	3	0	0	0	3
工学研究科・都市環境工学	55	155	194	166	122	123	815
工学研究科・機械理工学専攻	83	85	72	55	20	11	326
工学研究科・マイクロエンジニアリング専攻	59	49	74	47	50	54	333
工学研究科・電気工学	3,192	1,181	1,275	854	833	1,545	8,880
工学研究科・電子工学	985	655	890	1,106	849	847	5,332
工学研究科・材料化学	697	632	807	700	720	314	3,870
工学研究科・物質エネルギー化学	997	978	986	873	716	913	5,463
工学研究科・分子工学	670	498	470	559	429	425	3,051
工学研究科・高分子化学	245	288	194	178	194	122	1,221
工学研究科・合成・生物化学	1,104	892	987	1,075	1,201	812	6,071
工学研究科・化学工学	171	183	183	254	181	27	999
環境安全保健機構	0	1	0	0	0	0	1
地球環境学堂	179	155	148	197	172	123	974
合 計	8,437	5,752	6,283	6,064	5,487	5,316	37,339

寒剤供給関係業務 担当者

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	佐々木 豊(3755)、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	多田 康平(桂 14-2881, 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 (2025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 4 4
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	佐々木 豊	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	和氣 剛	材料工学 5 4 8 6
9	工 学 部	工 学 部 R I 研 究 実 験 棟	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	小山田 明	物質科学 2 9 1 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	M E G 検査室	中央診療棟 地下1階MEG室	松橋 眞生	てんかん・運動異常 生理学講座(病)3320

環境安全保健機構 低温物質管理部門 併任教員名簿

令和7年4月1日

氏 名	職	部屋番号	所属・連絡先
佐々木 豊	教 授	総合研究 5 号館 307	TEL 3755 sasaki@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7年4月1日

委員名	所 属	T E L	連 絡 先
佐々木 豊	理学／ LTM 1 号委員	3755	sasaki@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
石 田 憲 二	理学 3 号委員	3752	kishida@scphys.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
渡 邊 一 也	理学 3 号委員	4047	kw@kuchem.kyoto-u.ac.jp
武 田 和 行	理学 3 号委員	4011	takezo@kuchem.kyoto-u.ac.jp
松 橋 眞 生	医学 3 号委員	19-4346	matuhasi@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7年4月1日～令和8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.kuee.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

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

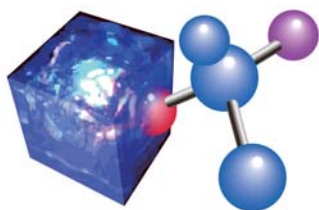
(複数の著者がいらっしゃる場合は全員分をお願いします)

編集後記

新体制になって2号目が完成です。編集委員の方々もお仕事に慣れていただけたようで、前号以上に大活躍していただきました。おかげさまで、3つの非常に重厚な研究記事に加え、今年から復活した低温研究会の紹介や概要集も掲載することができました。今後は半年に1回ペースで発行できるようにしていきたいというように考えています。

実は、前号の表紙にはISSN番号が欠けていたり、雑誌タイトルから「京都大学」が抜けていたりといういろいろ齟齬があったことが判明しました。本号ではそれらを改善するため表紙を少しリニューアルしました。また、低温センター時代に作られたロゴも復活させました。なかなかいいロゴですので、表紙に加え、このページには解説込みで載せておこうと思います。このような感じで温故知新の姿勢も保ちつつ、新しいことにも引き続き挑戦していきたいと思います。ご期待ください。

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、右側の分子モデル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45号 2025年6月 Volume 45, June 2025

編集委員会：米澤 進吾（編集委員長）、佐々木 豊（副編集長）、

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