

会場 A

領域 3, 8

A-1

機械学習を用いた磁性強誘電体 $(\text{C}_2\text{H}_5\text{NH}_3)_2\text{CuCl}_4$ の複屈折像の解析

鹿児島大院理工^A, 鈴鹿高専^B 白神英治^A, 豊田健晟^A, 真中浩貴^A, 三浦陽子^B

二次元反強磁性体 $(\text{C}_2\text{H}_5\text{NH}_3)_2\text{CuCl}_4$ は全スピンを弱磁場で揃える事ができる磁気特性と, 247 K で強誘電相転移を起こし c 軸方向に大きな自発分極 ($37 \mu\text{C}/\text{cm}^2$) が出現する誘電特性を併せ持つため注目されてきた [1]。しかし Sakami らによれば, 247 K での誘電異常は結晶中に含まれる水分子によるもので, 本来の強誘電転移温度は 25.8 K, 自発分極は $8 \times 10^{-4} \mu\text{C}/\text{cm}^2$ と報告されている [2]。

これまで我々は複屈折イメージング測定から結晶の対称性の変化を観察することによって, 強誘電転移の有無を検証してきた [3]。その結果, 247 K では強誘電相転移は出現せず, 一方, 25.8 K 付近では相転移を示唆する異常を観測した。しかし複屈折量が試料内で不均一に広がっているため, 解析を行う場所の選定が非常に難しい問題に直面した。

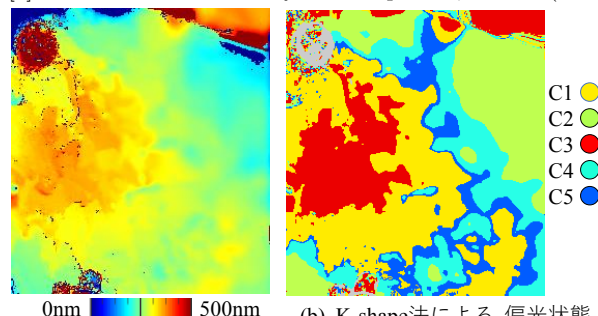
現在, 我々は解析場所を選定する恣意性を排除するため, 機械学習による複屈折像の全量解析により, 強誘電・強弾性ドメイン毎の傾向を明らかにする方法を開発している。図 (a) には 12.4 K における複屈折量 (位相差) の分布像を示す。さら

に図 (b) には透過率が 20 % 以上を示す 67,758 ピクセル分のデータを抜き出し, 140 K \rightarrow 12.4 K の間での偏光状態の変化を K -shape 法を用いて 5 種類のクラスターに分類した結果を示す。当日は, この結果をもとにして, 各クラスターの特徴量を整理し, 25.8 K 付近での強誘電転移について考察を行う。

[1] B. Kundys *et al.*: Phys. Rev. B **81**, 224434 (2010).

[2] T. Sakami *et al.*: Solid State Commun. **290**, 49 (2019).

[3] H. Manaka *et al.*: J. Phys. Soc. Jpn. **91**, 114701 (2022).



(a) 12.4 K における複屈折像 (b) K -shape法による, 偏光状態の温度変化のクラスター分け

A-2 Mn_{1-x}Co_xNiGe ($x = 0.2, 0.4$) の磁性

鹿児島大理^A, 東大物性研^B, 鹿児島大共セ^C 間野遙菜^A, 中里尚貴^A, 片岡蒼^A, 金道浩一^B, 松尾昌^B, 伊藤昌和^C

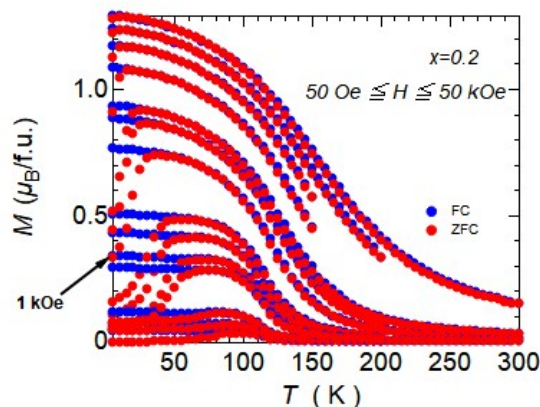
MnNiGe は温度降下により、温度 $T_t = 470$ K で六方晶から直方晶の構造相転移を、更に $T_N = 346$ K でヘリカル磁性への磁気相転移を起こす。この物質の Mn を Co で置換した Mn_{1-x}Co_xNiGe では $x \sim 0.1$ で T_t と T_N が結合し、更に x が増加すると構造相転移が消失することが知られている¹⁾。しかし $x \geq 0.2$ の物性についてはあまり知られていない。我々は Co 高ドープ域の磁性に関する知見を得るため、磁気的性質を調べた。

図に $x = 0.2$ の磁化の温度依存性を示す。 $T = 150 \sim 200$ K 付近で磁化が急激に立ち上がり強磁性的振る舞いを見せている。さらに、低温側では零磁場冷却 (ZFC) と磁場中冷却 (FC) の間に不可逆性が見られた。これはスピングラスの特徴の一つである。一方、比熱の温度依存性からは磁気相転移を示すような不連続点が存在しなかったためこの不可逆性はスピングラスによるものといえる。また、 $x = 0.4$ の

時も同様にスピングラスが見られたがそのスピングラス相は小さく、 $x = 0.6$ の時にスピングラスは消失した。

参考文献)

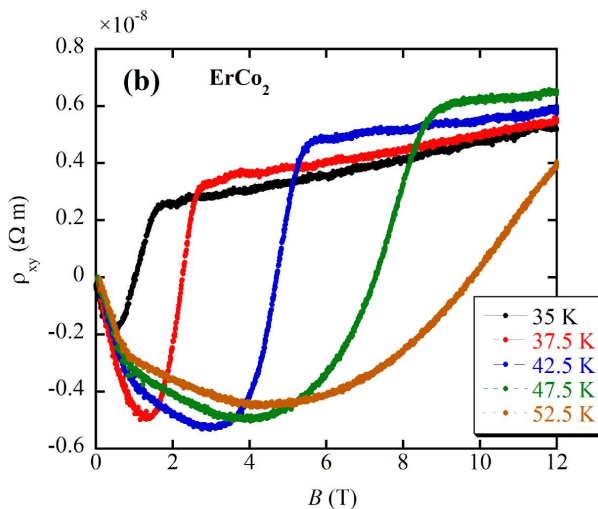
- 1) E. K. Liu et al., Appl. Phys. Lett. 102 (2013) 122405



A-3 RCo₂ (R=Er, Lu) のホール効果

九大理^A, 阪大産研^B, 阪大スピントロニクスセ^C, 神戸大理^D 田邊 巧祐^A, 和田 裕文^A, 鳩山 慎太郎^A, 山内 邦彦^{B,C}, 小口 多美夫^{B,C}, 播磨 尚朝^D

われわれは遍歴電子メタ磁性のホール効果の研究を行っているが、今回は希土類 R と Co のラーベス相化合物である、LuCo₂ と ErCo₂ について調べた。LuCo₂ はパウリ常磁性であり、ホール抵抗率の磁場依存性はすべての温度で直線的なふるまいを示した。その勾配は正であり温度依存性が大きい。一方 ErCo₂ はフェリ磁性体でキュリー温度 $T_C = 34$ K で一次相転移を示す。この化合物の Co は Er からの分子場を受けて分極する遍歴電子メタ磁性を示す。 T_C 以下のホール抵抗率の磁場依存性は通常の強磁性体と同じような振舞で、正常ホール効果も異常ホール効果も正であった。一方 T_C 以上では図に示すようにホール抵抗率は最初大きく減少し最小値をとったあと遍歴メタ磁性転移に伴って正に変化することが明らかになった。発表ではこの原因について議論するとともに正常ホール係数の実験値をバンド計算の結果と比較する。



A-4

Fe_{3-x}Mn_xSi における高圧下磁気特性の研究

鹿大院理工^A, 東大物性研^B 高本翼^A, 赤石幸起^A, 重田出^A, 廣井政彦^A, 郷地順^B, 上床美也^B

Fe_{3-x}Mn_xSi は幅広い組成範囲で研究されており、低温で複雑な磁性を示すことが知られている。[1] $x = 1.7$ では T_C で強磁性転移をし、それより低温の T_A で強磁性と反強磁性を持つ相 (AF 相と定義) へ転移することが知られていたが、最近の我々の研究により、 T_A よりさらに低温の T_{A2} で新たな反強磁性相 (AF2 相と定義) が現れることが分かった。[2]

さらに、Fe_{1.3}Mn_{1.7}Si における各磁気相転移が圧力によってどのような影響を受けるかを調べた。その結果、 T_A は圧力による影響は受けなかったが、 T_{A2} は圧力の増加に伴い高温側・高磁場側へシフトすることが分かった。[3] 今回は、 $x = 1.65$ での圧力効果を調べた。0.01Tの磁場での測定において、0.5GPaの圧力では、AFからAF2への転移は見られなかったが、1.58GPaの圧力では $x = 1.7$ の場合と同様の3つの転移が見られた。(図1参照)

[1]S. Yoon et al., J. Phys. F **7** (1977) 1079.

[2]M. Hiroi et al. J.Phys: Conf. Ser. **969** (2018) 012098

[3]K.Akaishi et.al, JPS Conf. Proc. **38**, 011135 (2023)

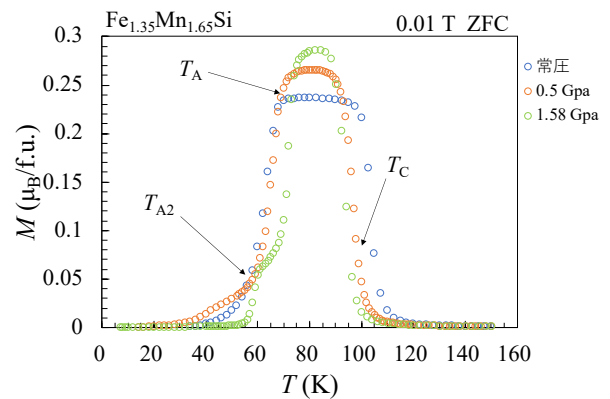


図1: Fe_{1.35}Mn_{1.65}Siの圧力下での磁化の温度変化

A-5

Mn-Ni-Ga 熱処理条件による結晶評価

鹿児島大学理学部^A, 鹿大院理工学研究科^B, 東北大学金属材料研究所^C 岩本颯太^A, 梅津理恵^C, 小林領太^B, 小山佳一^B, 齊藤光将^B, 三井好古^B

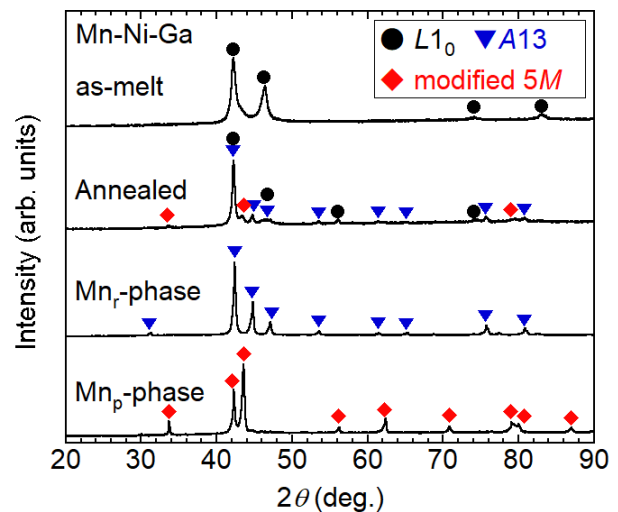
ホイスラー合金 $L2_1$ -Mn₂NiGa はフェリ磁性を示す。熱処理により $L2_1$ 相中に Mn-rich(Mn_r) 相が析出することが報告された [1]。しかし、析出物に関する結晶構造と磁性は不明である。

本研究の目的は、 $L2_1$ -Mn₂NiGa 析出相の結晶構造と磁性を明らかにすることである。高周波溶解で作製した Mn₂NiGa 母合金を 773 K で熱処理を行うと、Mn_r 相の他に Mn 組成の少ない相 (Mn_p 相) が析出することがわかった。次に、Mn_r と Mn_p 相それぞれの試料をアーク溶解で作製し 773 K, 72 h の熱処理を行った。

Fig. 1 に示す X 線回折パターンから、Mn_r 相は A13 構造、Mn_p 相は 5M 変調構造 [2] のようなマルテンサイト相と考えられる。これらの結晶構造から、熱処理 (Annealed) を施した Mn₂NiGa 試料は、マルテンサイト変態したホイスラー相 ($L1_0$ 構造) および、Mn_r (A13) と Mn_p (modified 5M) の析出相で指数付が可能なことがわかった。

[1] G.F. Dong, et al. : J. Magn. Magn. Mater. **374** (2015) 469-473.

[2] L. Righi, et al. : Acta Mater. **55** (2007) 5237-5245.



A-6

フェリ磁性ワイル半金属の有効強束縛模型およびスピン軌道トルクの解析

九州大学理学府物理学専攻^A, 東京大学物性研究所^B, 上智大学理工学部^C 目黒智成^A, 小沢耀弘^B, 小林浩二^C, 野村健太郎^A

ワイル半金属とは、バルクに非自明なペアノード(ワイル点)を持つ、物質の新しい状態である。運動量空間内において、ワイル点は仮想磁場(ベリー曲率)の吸い込み・湧き出しとして振る舞い、新奇な電磁現象を生み出す。特に磁性を有するものは磁性ワイル半金属と呼ばれており、 $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$ や Mn_3Sn をはじめとする様々な物質が候補として提案・実証されている。中でも、2018年に第一原理計算によって提案された [1]、補償フェリ磁気秩序を有する逆ホイスラー化合物 Ti_2MnAl に注目した研究を我々は行なってきた。

そこで本講演では、磁性ワイル半金属 Ti_2MnAl の低エネルギー有効強束縛模型、およびそれを用いた軌道磁化などの物理量の解析について報告する。状態密度、ワイル点やベリー曲率といった電子構造および異常ホール伝導率を計算した。またスピン軌道相互作用がワイル点の位置をシフトさせ、その結果として異常ホール効果が現れてくることを確認した。さらに我々は、有限の自発軌道磁化が Weyl 点のエネルギーで現れることを発見した。各サイトの磁気モーメントは、軌道磁化の向きや異常ホール伝導率テンソルの有限成分と相関しており、外場によって操作・検出できることを明らかにした [2]。

Ti_2MnAl の補償フェリ磁気秩序のスピンダイナミクスも、興味深い話題である。外部磁場を用いないスピンダイナミクスの操作方法として、スピン軌道トルクなどの電流誘起スピントルクが挙げられる。上述のモデルを用いたスピン軌道トルクの計算、および他の系との比較についても、本講演にて報告する。

[1] W. Shi, L. Muechler, K. Manna, Y. Zhang, K. Koepernik, R. Car, J. van den Brink, C. Felser, and Y. Sun, Phys. Rev. B 97, 060406 (2018)

[2] T. Meguro, A. Ozawa, K. Kobayashi, K. Nomura, arXiv:2304.14009 (2023)

A-7

超伝導体/強磁性体エピタキシャル多層膜の電子状態測定

九大院工^A, 東大物性研^B, 東大 TQSI^C 李浩天^A, 寺本翼^A, 志賀雅巨^A, 坂本祥哉^B, 三輪真嗣^{B,C}, 河江達也^A

超伝導体/常伝導体界面では、超伝導体中のクーパー対が常伝導体側に染み出すことで、常伝導体が超伝導状態になる。この現象は近接効果と呼ばれ、これまで様々な超伝導体/常伝導体界面での研究が行われている [1]。一方、s 波超伝導体/強磁性体界面では、強磁性体中の交換相互作用によりクーパー対の染み出し距離が極端に短くなるのが分かっている [2]。加えて、超伝導ギャップの大きさが強磁性体の膜厚に対して振動することが理論研究によって予想されているが、系統的に調べた実験報告はほとんどない。そこで、我々は、強磁性体膜厚と超伝導ギャップ構造の関連を明らかにするため、点接合分アンドレエフ反射法による超伝導体/強磁性体エピタキシャル多層膜の超伝導ギャップ測定を行っている。本実験では、s 波超伝導体である V と強磁性体 Fe

のエピタキシャル多層膜に注目した (図 1)。超伝導体/強磁性体多層膜は分子線エピタキシー法で作製し、反射高速電子線回折法によりエピタキシャル成長していることを確認した。講演では、点接合アンドレエフ反射実験によって得られた超伝導ギャップの大きさと Fe 膜厚の依存性について報告する。 [1] P. G. de Gennes, Rev. Mod. Phys. 36, 225 (1964) [2] A. I. Buzdin, Rev. Mod. Phys. 77, 935 (2005)

Au: 1.5 nm
Fe: 0, 1, 2, 4, 6 nm
V: 100 nm
MgO: 5nm
MgO (001): sub.

図1 本実験で使用したV/Feエピタキシャル多層膜の膜構造

A-8

近藤絶縁体 SmB₆ 表面状態のスピン分極率測定

九大院工^A, 茨城大理工^B 志賀雅巨^A, 寺本翼^A, 原田琢良^A, 高橋拓也^A, 伊賀文俊^B, 河江達也^A

近藤絶縁体として知られる SmB₆ の電気抵抗は、室温において金属的な振る舞いをするが、近藤温度以下では混成ギャップの形成に伴い絶縁体的な振る舞いをする。一方、SmB₆ の電気抵抗は、極低温で飽和する事が知られており、この起源については様々な提案がなされている。最近では理論研究により、SmB₆ がトポロジカル近藤絶縁体であり、電気抵抗の飽和は、スピン分極した表面金属相に起因している可能性が指摘されている [1]。そこで我々は、SmB₆ がトポロジカル近藤絶縁体であることを実験的に明らかにするために、点接合アンドレエフ反射法を用いた SmB₆ のスピン分極率測定を行った。図1に SmB₆/Nb 界面での T = 4.5 K における点接合アンドレエフ反射信号を示す。この結果から、ゼロバイアス近傍のディップ構造に非対称なバックグラウンドが重なっていることが分かる。非対称なバックグラウンドは Fano モデルによって再現できた。また、ゼロバイアスのディップ構造は、Nb の超伝導転移温度以下で出現することから、SmB₆/Nb 界面でのアンドレエフ反射による信号であると結論付けるこ

とができる。このアンドレエフ反射による信号を理論モデルにより解析したところ、SmB₆ が大きなスピン分極率を持つことが分かった。この結果は SmB₆ がトポロジカル近藤絶縁体であることを支持している。講演ではより詳細な結果を示し、SmB₆ における高いスピン分極率の起源について説明する。
[1] M. Dzero, et al., Phys. Rev. Lett. 104, 106408 (2010)

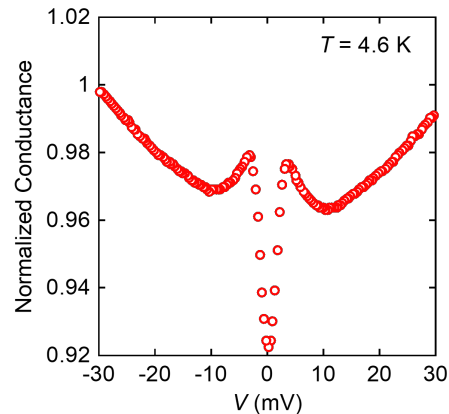


図1 SmB₆/Nb界面における微分伝導度(dI/dV)信号

A-9

トポロジカル近藤絶縁体 YbB₁₂ の点接合分光実験

九大院工^A, 茨城大院理工^B 寺本翼^A, 高橋拓也^A, 志賀雅巨^A, 伊賀文俊^B, 河江達也^A

近藤絶縁体 (KI) は、近藤温度以下で、局在する f 電子と伝導電子の混成により、フェルミエネルギー近傍にエネルギーギャップを形成する。そのため、KI の電気抵抗は近藤温度以下で、温度の低下に伴って増加する。一方、YbB₁₂ は代表的な KI であるにも関わらず、極低温において電気抵抗が飽和することが知られている。この起源については様々な提案がなされているが、近年の理論研究では YbB₁₂ がトポロジカル近藤絶縁体であり、トポロジカル近藤絶縁体の表面に存在する金属状態によって電気抵抗が飽和している可能性が指摘されている [1]。そこで本研究では、YbB₁₂ で予測されている表面金属相の形成・発達過程を調べるために、点接合分光法を用いた電子状態測定を行った。

図1に、YbB₁₂/W 界面において、T = 0.8 K で測定した微分伝導度 (dI/dV) 信号を示す。この結果から、dI/dV 信号のゼロバイアス近傍にディップ構造が出現することが分かる。加えて、この構造が温度の上昇に伴い消失することも分かっ

た。つまり、このディップ構造は、極低温において YbB₁₂ の表面に形成された金属相を反映している可能性がある。講演では dI/dV 信号の温度依存性や理論モデルを用いた解析などの詳細な実験結果について報告する。

[1] M. Dzero et al., Phys. Rev. Lett. 104, 106408 (2010)

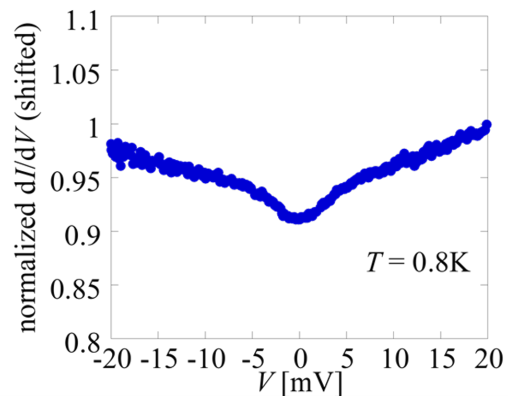


図1 T = 0.8 K での YbB₁₂/W 界面における dI/dV 信号

A-10

AlterMagnetic 物質の X 線吸収磁気円二色性

熊本大学理学部物理学コース^A, 大阪公立大学電子物理工学科^B 水牧仁一朗^A, 雀部矩正^A, 魚住孝幸^B

従来磁性体は、強磁性と反強磁性に分類されてきた。近年、それらに加えて、第三の磁性体 Altermagnetic 物質群が提案されている。この磁性体は、マクロに磁化をもたない反強磁性体であるが、スピン軌道相互作用なしに、ある k 点周りにおいてスピン分裂をおこし、時間反転対称性が破れている強磁性体で見られる異常ホール効果を示すなど非常に興味深い [1]。これら物質群はある時間空間対称性を持つものに限られる。それらの中で特に興味深い化合物群にルチル型結晶構造をもつ TMF_2 ($\text{TM} = 3d$ 遷移金属) がある。これらの電子構造を詳細に調べることは、上記物性の起源を明らかにするのに必要不可欠である。また、従来は強磁性体のみ適用可能であった X 線磁気円二色性(XMCD)を用い、反強磁性体の電子状態を調べることが可能であることが理論的にも実験的にも示された[2-4]。そこで我々は、反強磁性体 NiF_2 を対象とし、Ni-2p XAS-MCD の理論計算を行った。その結果明瞭な XMCD スペクトルが現れた。XMCD 総和則 [5] によれば、このスペクトルの積分強度は異方的磁気双極子モーメント T_z の大きさに対応している。計算結果は NiF_2 は T_z が強磁性的に結合していることを示している。当日の講演にて詳細を示す。[1]L. Smejkal, et al., PRX 12, 040501 (2022). [2] Y. Yamasaki, et al., JPSJ 89, 083703 (2020). [3]N. Sasabe, et al., PRL 126, 157402 (2021). [4] M. Kimata, et al., Nat. Commun. 12 5582 (2021). [5] P. Carra, et al., PRL 70, 694 (1993).

A-11

ルチル型構造 RuO_2 電子状態の X 線磁気円二色性

熊本大学^A, 大阪公立大学^B, 物質・材料研究機構^C 雀部矩正^A, 水牧仁一朗^A, 魚住孝幸^B, 山崎裕一^C

強磁性体に見られていた異常ホール効果がカゴメ格子反強磁性体物質 Mn_3Sn において発見されたことを契機に [1], 強相関電子系の空間及び時間反転対称の破れによって引き起こされる物理現象は基礎科学だけでなく工学的な応用の観点からも非常に注目されている。 Mn_3Sn では、スピン構造のカイラリティが反時計回りに破れた反強磁性体状態として拡張磁気八極子状態が誘起すると理論予想され [2], X 線磁気円二色性 (XMCD) 実験から拡張磁気八極子状態に起因する応答が確認された [3]. Mn_3Sn の XMCD 応答において重要となるのは T_z 項を記述する異方的な磁気双極子 (AMD) であり [4], カゴメ格子の非共線的な磁気構造上には AMD が残留している。一方カゴメ反強磁性体以外の AMD の残留に関しては未知であり、時間及び空間反転対称性と AMD 残留の関係について調べることはクラスター多極子で分類される電子状態研究に有効であると考えられる。

本講演では、ルチル型結晶構造 RuO_2 のネールベクトルが [100] 方向の共線的な反強磁性状態を対象とし [5], AMD の残留について議論する。特に電子状態のスピン軌道相互作用依存性に注目し、磁性状態から非磁性状態への変化及び AMD への影響についてのシミュレーション結果を紹介する。また、磁性状態と非磁性状態の XMCD 応答のスペクトル計算を示し、反強磁性状態下でのルチル型結晶構造の AMD 残留と XMCD 応答の関係について言及する。本理論枠組みでは d^4 系である Ru^{4+} 電子系に対して、電子状態と AMD 残留の関係を明らかにするために結晶場、スピン軌道相互作用、反強磁性相互作用を含む $(t_{2g})^4$ 模型を使用し [6], さらに XMCD 計算では結晶場と反強磁性相互作用を含んだ全多重項計算による理論解析を行った [7].

[1] S. Nakatsuji et al., Nature 527, 212 (2015). [2] M.-T. Suzuki et al., Phys. Rev. B 95, 094406 (2017). [3] M. Kimata et al., Nat. Comm. 12, 5582 (2021). [4] Y. Yamasaki et al., J. Phys. Soc. Jpn. 89, 0083703 (2020). [5] L. Šmejkal et al., Sci. Adv. 6, eaaz8809 (2020). [6] G. Khaliullin, Phys. Rev. Lett. 111, 197201 (2013). [7] N. Sasabe et al. Phys. Rev. Lett. 126, 157402 (2021).

A-12

NiS₂ ナノ結晶の磁気転移

佐賀大理工^A, NSRRC^B, 九大院工^C, 東大物性研^D, 佐賀大 SL セ^E, 熊本大院自然^F, 理研^G 宮崎駿^A, 赤瀬慶祐^A, 平木陵雅^A, 石井啓文^B, 河江達也^C, 松尾晶^D, 金道浩一^D, 今村真幸^E, 高橋和敏^E, 木田徹也^F, 南任真史^G, 石橋幸治^G, 石渡洋一^A

NiS₂ は 38 K から 30 K の温度領域において非共面反強磁性スピン秩序を示し、30 K 以下では弱強磁性相を形成する。構造は立方晶の NaCl 型構造をとり、30 K の弱強磁性転移に伴って構造転移が生じる。近年、NiS₂ の弱強磁性が磁壁から生じているということが指摘された [T. Higo and S. Nakatsuji, JPSJ 86 (2015) 035702]。これに従えば、結晶サイズを低下させてシングルドメインとなったときに、弱強磁性が消失することが期待される。本研究では NiS₂ ナノ結晶をサイズを変化させて複数合成し、それらの相転移の発現を調べた。右の図はサイズが 16.7 ± 3.2 nm のサンプルの磁化測定の結果である。磁化測定は ZFC と FC で行った。右図のサンプルでは 38 K の磁気転移を確認できなかったが、30 K で弱強

磁性転移を示唆する変化が観測された。またサイズが 10.8 ± 1.7 nm のサンプルでは 38 K の相転移とともに、30 K の相転移もほぼ消失する様子が観測された。当日は低温 XRD の結果と合わせて、NiS₂ ナノ結晶の相転移について議論する。

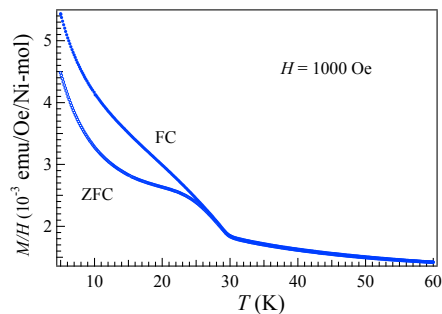


図1 NiS₂ナノ結晶の磁化の温度依存性

A-13

V₂O₃/ZnO コアシェル型ナノ結晶の金属絶縁体転移

佐賀大理工^A, 弘前大院理工^B, 佐賀大 SL セ^C, NSRRC^D, 九大院工^E, 熊本大院自然^F, 理研^G 赤瀬慶祐^A, 宮崎駿^A, 平木陵雅^A, 手塚泰久^B, 今村真幸^C, 高橋和敏^C, 石井啓文^D, 河江達也^E, 木田徹也^F, 南任真史^G, 石橋幸治^G, 石渡洋一^A

V₂O₃ は 160 K で金属絶縁体転移を起こし、同時に反強磁性秩序の形成と結晶構造の対称性の変化を伴う。V₂O₃ ナノ結晶でもこれらの相転移が同時に発現する様子が観測された [Y. Ishiwata et al., Adv. Mater. Int. 2, (2015) 1500132]。しかし、V₂O₃ ナノ結晶は室温で不安定であり、有機溶媒中に保存した場合においても夏季ならば数日で劣化してしまう。本研究はこの課題に対し、ZnO をシェル層に用いたコアシェル構造とすることで、室温大気下でも安定な V₂O₃ ナノ結晶の作製を目指した。V₂O₃ ナノ結晶には Cr ドーピングを行った。また、V₂O₃ ナノ結晶の合成方法を以前のものから改め、加熱時間を長く (250°C で 35 時間以上) 保つようにした。合成したサンプルを EDS で分析したところ、複数の V₂O₃ ナノ結晶をまとめて ZnO が覆っている様子が観測された。独立したコアシェル構造ではないものの、室温大気下の安定性は向上した。図は V₂O₃ ナノ結晶

(18.2 ± 7.4 nm) と、同サンプルを ZnO で覆ったナノ結晶 (V₂O₃ / ZnO : 13.7 ± 7.5 nm) の磁化率測定結果である。ともに、ナノ結晶の特徴である巨大なヒステリシスを伴った反強磁性転移が観測された。昇温時の転移温度は ZnO で覆ったサンプルは 5 K 程度上がった。当日の講演では、結晶構造、電子状態の測定結果についてもあわせて報告する。

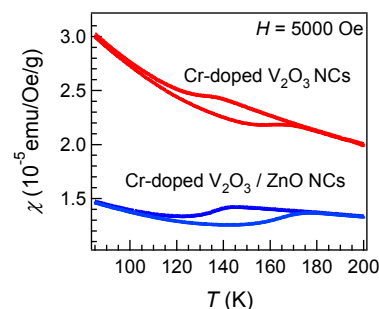


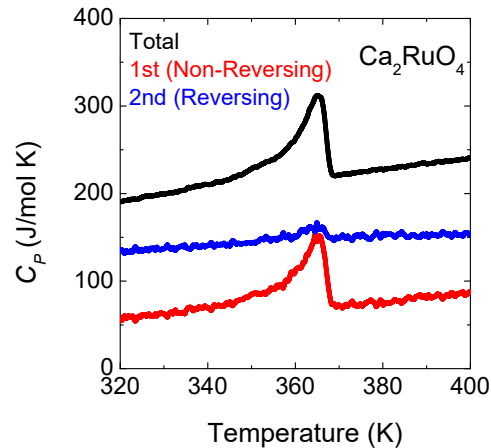
図: V₂O₃ナノ結晶、V₂O₃/ZnOナノ結晶の磁化率

A-14

モット絶縁体 Ca_2RuO_4 及び関連物質の交流比熱測定

久留米工業大学 工学部^A 古賀優香^A, 深川真生^A, 小倉弘幹^A, 井野明洋^A, 中村文彦^A

モット絶縁体 Ca_2RuO_4 は、外場印加で大きな体積変化を伴い金属化する。今までこれは、単純な 1 次相転移と考えられてきた。しかし最近、その相転移に、軌道秩序、負熱膨張、電場誘起構造変化など、2 次転移を含む多くの相転移が複雑に関連し、単純な 1 次相転移のみで説明できないことが明らかになってきた。 Ca_2RuO_4 の熱力学を理解するためには、転移温度近傍の比熱を 1 次相転移と 2 次相転移の成分に分けた議論や、相転移の緩和時間を求めることが重要である。そのため、緩和時間の長い有機物質などで用いられる温度変調-示差走査熱量計 (TM-DSC) を用い、 Ca_2RuO_4 の交流比熱を測定した。通常、金属や酸化物では緩和時間が短いため TM-DSC 法は不向きとされるが、格子と電子系が強く結びついた Ca_2RuO_4 では緩和時間が長いと考えられる。昇温速度 1 K/min, 振幅 0.2 K, 周期 20 s で測定した Ca_2RuO_4 の転移点付近の比熱の温度依存性を図に示した。全比熱 (黒) と、温度変調に不可逆な 1 次転移成分 (赤) には 364 K で構造転移に対応するピークが現れるが、温度変調に可逆な 2 次転移成分 (青) には 364 K のピークは見られない。



A-15

電子ドーピング型銅酸化物高温超伝導体におけるアニール効果の検証

千葉大院理^A, 千葉大院融合^B, 上智大理工^C, 東北大工^D, 東電大シスデザ工^E 深澤英人^A, Lee Yongsun^B, 田村昂磨^B, 長谷川佳紀^B, 大濱哲夫^A, 小堀洋^A, 永久保侑祐^C, 田島一輝^C, 川端公貴^C, 高橋晶^D, 川股隆行^E, 足立匡^C, 小池洋二^E

電子ドーピング型銅酸化物高温超伝導体 $\text{T}'\text{-P}_{1.3-x}\text{La}_{0.7}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ ($\text{T}'\text{-PLCCO}$) は、育成したままの試料では超伝導を示さず、適切なアニールを行なうことで超伝導が発現する [1]。我々はこの試料のプロテクトアニール (育成したままの単結晶をアニール時に同じ組成の多結晶で覆いアニールを行なう方法) した試料に対して、NMR を行ない、超伝導対称性が d 波であること、ホールドーピングと同様に NMR の観点からも擬ギャップが存在することを示してきた [2,3]。電子ドーピング型銅酸化物高温超伝導体の母物質がモット絶縁体であるかについては、いまだに決着がついていないが、 $\text{T}'\text{-PLCCO}$ では $x = 0$ でそもそも超伝導が発現しないという事実がある。最近になって、足立らによって提唱されたダイナミックアニールという手法により、 $x = 0.05$ の試料では超伝導を示すことがわかってきた [4]。アニールによって、 Nd_2CuO_4 構造 (いわゆる T' 構造) 特有の Cu の上下の頂点酸素だけでなく、 CuO_2 面内の酸素も除去してしまう可能性が考えられる。本講演では、ダイナミックアニールによる単結晶試料に対する影響について、NMR の観点から報告する。具体的には Ce の仕込み組成が多い試料ほど、ダイナミックアニールの効果が大きいという結果が得られた。[1] T. Adachi, T. Kawamata, and Y. Koike, *Condens. Matter* 2, 23 (2017). [2] M. Yamamoto et al., *JPSJ* 85, 024504 (2016). [3] Y. Lee et al., *J. Phys. Soc. Jpn.* 89, 073709 (2020). [4] C. Lin et al., *Phys. Rev. Res.* 3, 013180 (2021).

A-16

スピン三重項超伝導体 UTe_2 の圧力誘起構造相転移と新しい超伝導

九大 RI セ^A, JASRI, SPring-8^B, 東理大創域理工^C, 東大物性研^D, 東北大金研^E 本多史憲^A, 小林慎太郎^B, 河村直己^B, 河口沙織^B, 佐藤芳樹^C, 上床美也^D, 青木大^E

2019年に発見された磁気秩序を示さず重い電子系超伝導状態が発現する UTe_2 は、超伝導転移に伴う NMR スピン磁化率の減少が極めて小さい点や、磁場に対して極めて強固な超伝導 ($T_c \approx 1.6\text{K}$ でパウリリミットは約 3T であるのに対し 35T まで超伝導が存在) であることから、常磁性スピン三重項超伝導の候補物質として大きな注目を集めている。なお最近の単結晶育成技術の進展により現在は $T_{sc} = 2.1\text{K}$ で電気抵抗の残留抵抗比 (RRR) が 1000 を超える試料が原子力機構の酒井らにより育成され、 UTe_2 の研究は新たな局面を迎えている。クーパー対のスピンが揃ったスピン三重項超伝導では、超伝導秩序変数にも自由度が残るため、超伝導相内で秩序変数が変化する多重超伝導相など非従来型超伝導が期待されるが、 UTe_2 では常圧の磁場中あるいは圧力下でいくつもの超伝導相が現れ注目を集めている。圧力下において現れる多重超伝導相は 1.7 GPa で消失し、より高い圧力では圧力誘起磁気相が発現することが示唆されている。本研究では UTe_2 の高圧下物性を詳しく調べるため圧力下における電気抵抗および x 線構造

解析を行った。その結果、 UTe_2 は室温で約 3.5 GPa、低温の 30 K では 5.5 GPa 付近で直方晶から正方晶へ構造相転移することがわかった。この構造変化に伴い、電気抵抗の温度依存性は大きく変化し、 $T^{**} = 230\text{K}$ で相転移と思われる折れ曲がりが見られ、7 GPa 以上では 2 K 以下で超伝導転移が確認された。この新たな超伝導相は 2.5 T 程度の磁場で消失するが、 $T^{**} = 230\text{K}$ で現れる相と共存している可能性が高い。添付図は、本研究で作成した新しい圧力-温度相図である。

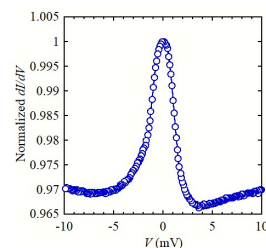
A-17

点接合分光法を用いた重い電子物質 CeRhIn_5 の電子状態測定

九大院工^A, 原子力機構^B 古賀陸生^A, 高橋拓也^A, 寺本翼^A, 志賀雅巨^A, 芳賀芳範^B, 河江達也^A

典型的な近藤格子系である CeRhIn_5 は、比熱測定によって、 $T \approx 9\text{K}$ において電子比熱係数 $\gamma \approx 400$ [mJ/K]^{2mol} であること、 $T = 3.8\text{K}$ 以下において反強磁性秩序することが知られている [1]。加えて、近年では、走査トンネル顕微鏡を使用したトンネル分光 (STS) 測定によって、 CeRhIn_5 のフェルミエネルギー近傍の電子状態についても研究が行われている [2,3]。一方、報告された STS 実験の結果は、グループによって大きく異なっており、 CeRhIn_5 の電子状態は、良く分かっていない。そこで我々は、低温における CeRhIn_5 の電子状態の解明を目的に、点接合分光 (PCS) 法を用いた CeRhIn_5 の電子状態測定を行った。図 1 に $T = 0.8\text{K}$ において $\text{CeRhIn}_5/\text{Pt}$ 界面で得られた PCS 信号を示す。ゼロバイアス近傍に非対称なピーク構造が現れることが分かる。このピーク構造の起源を明らかにするため、理論モデルを用いた解析を

行った。その結果、このピーク構造が近藤共鳴状態に起因することが分かった。これら結果は、反強磁性秩序状態においても、伝導電子と f 電子の混成が存在していることを示している [3]。講演では、理論モデルによる解析や PCS 信号の温度依存性など詳細な結果について報告する。



A-18

重い電子物質 CeRu_2Si_2 における点接合分光実験

九大院工^A, 東北大金研^B, 理研 CEMS^C, 都立大理^D 高橋拓也^A, 寺本翼^A, 古賀陸生^A, 志賀雅巨^A, 青木大^B, 大貫惇睦^{C,D}, 河江達也^A

希土類化合物中では、低温で電子の有効質量の増大する重い電子状態がしばしば観測される。また、この現象起源は、f 軌道電子と伝導電子の混成 (c-f 混成) によるフェルミ面近傍の電子状態変化にあると考えられている。近年では、c-f 混成による電子状態変化を実験的に直接観測するため、重い電子化合物の走査トンネル分光 (STS) 実験が盛んにおこなわれている [1, 2]。一方、STS では、測定の際に探針と試料が接触していないため、探針から f 軌道への電子のトンネル確率が小さくなり、f 電子の観測が困難になっている。我々は、この問題を解決するために、点接合分光 (PCS) 法に注目している。本研究は、PCS 法が Ce 化合物においても有効であることを明らかにするため、重い電子化合物 CeRu_2Si_2 の PCS 実験を行った。図 1 に $T=2.0\text{K}$ において $\text{CeRu}_2\text{Si}_2/\text{Pt}$ 界面で得られた PCS 信号を示す。ゼロバイアス近傍に非対称なディップ構造が現れるが、理論解析の結果、これは、c-f 混成によつ

て、生じた近藤共鳴状態を反映していることが分かった。講演では PCS 信号の温度依存性など詳細な実験結果を報告する予定である。[1] P. Aynajian et al., Nature 486, 201(2012). [2] A. Maldonado et al., J. Phys.: Condens. Matter 24, 475602 (2012).

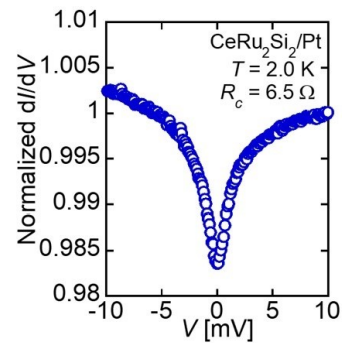


図 1: $\text{CeRu}_2\text{Si}_2/\text{Pt}$ 界面における微分伝導度信号。 $\pm 2\text{mV}$ 付近から非対称なディップ構造が出現している。