
会場 A

領域 3, 6

A-1

スピネル型酸化物フェリ磁性体 CuCr_2O_4 のナノ粒子におけるサイズ効果

九工大工^A, 福岡大理^B 高橋俊介^A, 市来直輝^A, 田尻恭之^B, 出口博之^A, 美藤正樹^A, 香野淳^B

スピネル型酸化物 CuCr_2O_4 は酸素四面体の A サイトを Cu^{+2} が, 酸素八面体の B サイトを Cr^{+3} が占めるフェリ磁性体である. 低温域では結晶構造が斜方晶であるが, 磁気転移温度 $T_N=135$ K で正方晶に変化し, スピン系と結晶格子系が強く結合している. また B サイトはパイロクロア格子を形成し, かつ Cr^{+3} 間の相互作用は反強磁性であるため, スピン系が幾何学的フラストレーションを有する. このような磁性体をナノスケールサイズにした場合, 結晶構造および磁気秩序にバルクとは異なるサイズ効果が期待される. ゆえに CuCr_2O_4 のナノ粒子を作成して, その磁性を調べた. 図 1 はバルクと粒径 10.2 nm のナノ粒子の交流磁化 (in-phase) の温度依存を示す. バルクは, 低温でほぼ一定の磁化を有し, T_N で急激に減少する通常のフェリ磁性転移を示している. しかし, ナノ粒子では, 80 K と 130 K に極大を有する交流

磁化の温度依存を示し, バルクとは異なる磁性を示した. 講演では磁化過程や直流磁化の温度依存についても報告する.

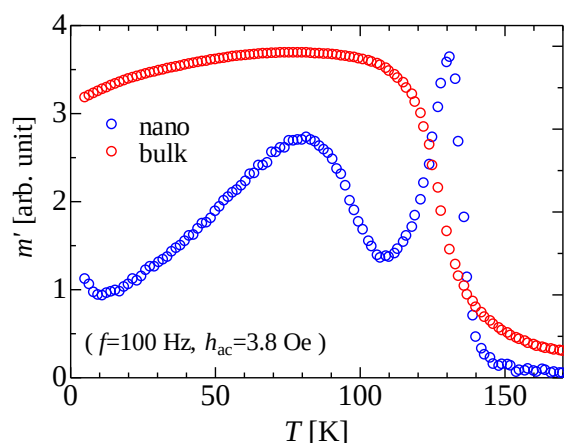


図1 ナノ粒子とバルクの交流磁化 m' の温度依存

A-2

層状 2 次元強磁性体 CrI_3 の高圧力磁気測定

九工大工^A, Uppsala 大学^B 荒牧武生^A, 美藤正樹^A, 出口博之^A, Mahmoud Abdel-Hafiez^B

2 次元強磁性体はスピントロニクスデバイスへの応用が期待されている。層状絶縁性強磁性体である CrI_3 は三ハロゲン化クロムの中で磁気秩序温度が最も高く ($T_c = 61\text{K}$)、磁気異方性が強い物質である。また、 CrI_3 は単層は強磁性、二層は反強磁性の結合を示し、層間結合が弱いいため、二層構造の CrI_3 の磁性は、ゲートや圧力などの外部の影響によって変調することができる。この CrI_3 のバルク体では Cr-I-Cr 結合の角度が磁気特性に大きな影響を与えることが報告されている [1]。本研究では、SQUID 磁束計による高圧力下磁気測定を行い、結合角を圧力によって制御し、高圧力下での CrI_3 の強磁性の消失を明らかにした。今回は 16GPa までの測定結果を報告する。

[1] A. Ghosh *et al.*, arXiv:2108.00173v1

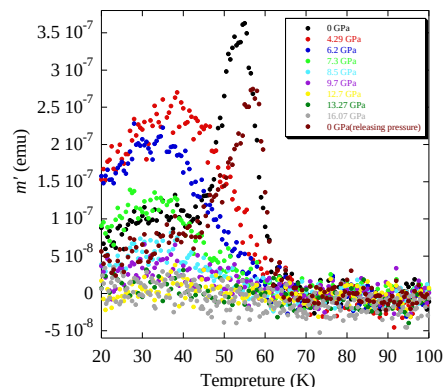


図1. 高圧力下における CrI_3 の交流磁化の温度依存性

A-3

高圧力下におけるネオジム磁石 $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ のキュリー温度の追跡

九工大工^A 荒瀬太輝^A, 美藤正樹^A, 高木精志^A

$\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ を主相とするネオジム磁石は最も強力な永久磁石として知られるが、熱減磁を生じやすく、そのキュリー温度 T_c は常圧で約 600 K である。先行研究によると T_c は約 18 K/GPa の割合で下がると報告され、34 GPa 付近で強磁性が消磁すると予想される。そこで我々は、磁気測定装置にコイル振動型 SQUID 磁束計を、圧力印加装置にダイヤモンドアンビルセルを用いて、30 GPa 以上の高圧力下における T_c の追跡を行った。図 1 に $P = 31.6$ GPa での直流磁化率の測定結果を示す。31.6 GPa では 32 K 以下で強磁性由来の磁気異常が見られた。また、同様の圧力及び温度域で、同様の磁気異常が複数回観測されている。

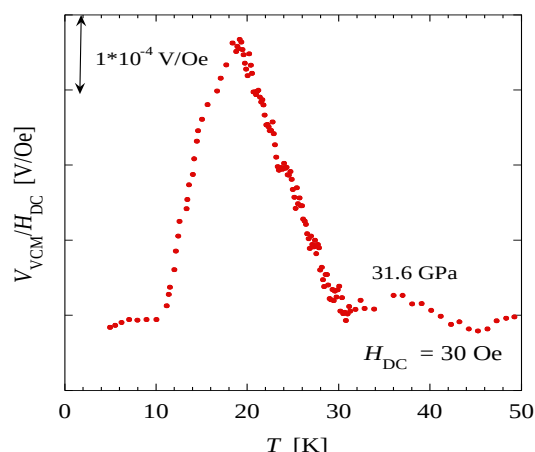


図1 $P = 31.6$ GPaにおける直流磁化率

A-4

Nb/Cu 二層構造におけるスピン流の輸送特性

九州大学 ^A 溝上航平^A, 岩堀拓真^A, 胡少杰^A, 大西紘平^A, 木村崇^A

代表的な量子現象である超伝導とスピン流を組み合わせた超伝導/強磁性複合ナノ構造では、新奇な量子伝導現象が期待されている。我々の研究グループでは、界面のダメージや熱の影響を低減するためにピラー型のスピン注入端子を有する横型スピバルブを用いて、Cu/Nb 二層膜のスピン流の輸送特性が調べられた。しかしながら、スピン流が Cu/Nb 二層膜内に 2 次元的に拡散するため、スピン流の検出効率が低下する。そこで本研究では、横型スピバルブにおけるスピン流チャネルを Cu/Nb 二層膜細線構造にし、スピン流の拡散を 1 次元的にした素子構造を用いて、Cu/Nb 二層膜の輸送特性を調べることを試みたので、これを報告する。実験に用いた素子の SEM 像を図 1 に示す。このような系では、非局所抵抗が強磁性体の磁化配列（平行・反平行）に依存するため、スピンの伝導現象を調べることが可能である。

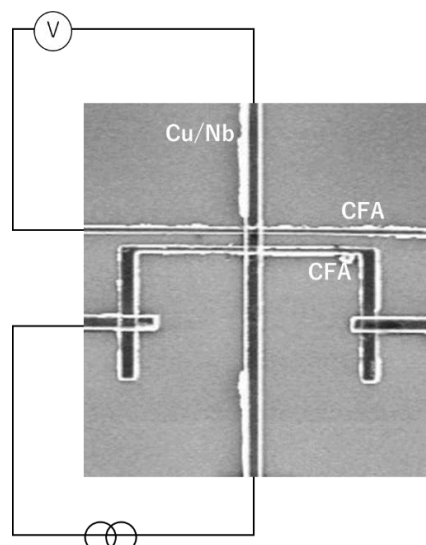


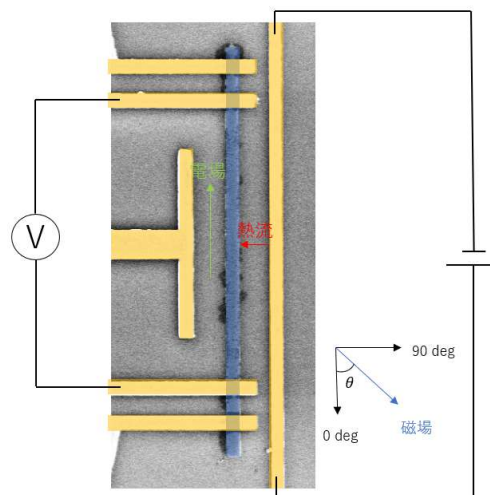
図 1 素子の SEM 像

A-5

遷移磁性金属細線における横ゼーベック効果の検出

九州大学 ^A 井上建吾^A, 溝上航平^A, 胡少杰^A, 山田和正^A, 大西紘平^A, 木村崇^A

近年、新機構である横ゼーベック効果が注目を集めている。従来のゼーベック効果は温度勾配に平行な方向に電場が生じる「縦」の熱電現象だったことにに対し、横ゼーベック効果は温度勾配に直交する方向に電場が生じる「横」の熱電現象である。これによって熱電素子構造の自由度が飛躍的に高まり、熱電素子の省エネルギー化、微細化などに期待される。しかし微細な構造での熱流、横ゼーベック効果の評価はあまりされていない。そこで我々は、強磁性体ナノワイヤを用いて基板を伝った熱流による横ゼーベック効果の検出を試みたため、その結果をご報告する。



A-6

Mn-Bi-Sn の磁場中における反応

鹿児島大学理学部物理科学科^A, 鹿児島大学大学院理工学研究科^B 中元航太^A, 三井好古^B, 長野杜春^B, 末吉由育^B, 小山佳一^B

磁性合金の磁場中熱処理によって強磁性相の創出や相平衡を制御することができる。本研究の目的は、強磁性相を含む Bi-Mn 系と室温以上での強磁性相を含まない Mn-Sn 系の混晶系の磁場中熱処理を行い、物質合成過程に対する磁場効果を解明することである。Mn-Bi-Sn 試料は、Mn:Bi:Sn = 4:3:3 の組成比の粉末原料をペレット状に圧粉成型し、573 K で 24 時間 0 T と 5 T 中で熱処理した。X 線回折装置及び電子線マイクロアナライザを用いて生成した相の同定を行った。Fig.1 の X 線回折パターンより、0 T では、Bi, Sn, Mn_{1.75}Sn, MnSn₂ の 4 相が確認された。

講演では、5 T 中で熱処理した試料についても報告する。

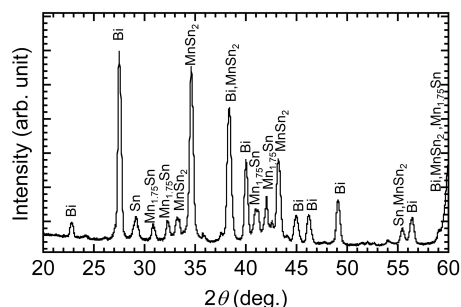


Fig. 1 0 T 中 Mn-Bi-Sn の X 線回折パターン

A-7

ホイスラー合金 Co₂TiGa_{1-x}Sn_x の磁気特性：臨界指数の解析

鹿大院理工^A, 東北大金研^B, 東大物性研^C, 東北学院大院工^D 横山喬亮^A, 重田出^A, 野村明子^B, 湯蓋邦夫^B, 山内徹^C, 梅津理恵^B, 鹿又武^D, 廣井政彦^A

ホイスラー合金 Co₂TiZ (Z = Si, Ge, Sn) は、第一原理バンド計算からワイル半金属である可能性が指摘されているハーフメタル材料である。ワイル半金属の候補物質であるハーフメタル材料においては、系統的な臨界指数についての考察はほとんど行われていない。そこで我々は Co₂TiZ (Z : sp 元素) に注目し、元素置換効果や圧力効果も含めて磁性の研究に取り組んでいる。今回は Co₂TiSn を合成し、キュリー温度 T_C 近傍において磁化特性の解析を行った。

臨界指数 β と γ は、 $M = |t|^\beta f_\pm(H/|t|^{\beta+\gamma})$ ($t = (T - T_C)/T_C$) を用いて T_C 近傍の磁化曲線の解析から導出した。各温度の $(M/|t|^\beta) - (H/|t|^{\beta+\gamma})$ プロットを対数スケールで表したものを図 1 に示す。図 1 の解析から T_C = 379 K、 $\beta = 0.389$ 、 $\gamma' = 1.56$ ($T < T_C$)、 $\gamma = 1.56$ ($T > T_C$) が得られた。さらに、Widom の関係式から臨界指数 δ を求めると、 $\delta' = 5.01$ ($T < T_C$)、 $\delta = 5.02$ ($T > T_C$)

が得られた。得られた δ の値は、分子場理論で予測される $\delta = 3$ よりも、スピンゆらぎ理論で予測される $\delta = 5$ に近い値を示した。発表当日は、磁気エントロピーの解析等を含めた複数の臨界指数の解析も併せて議論する。

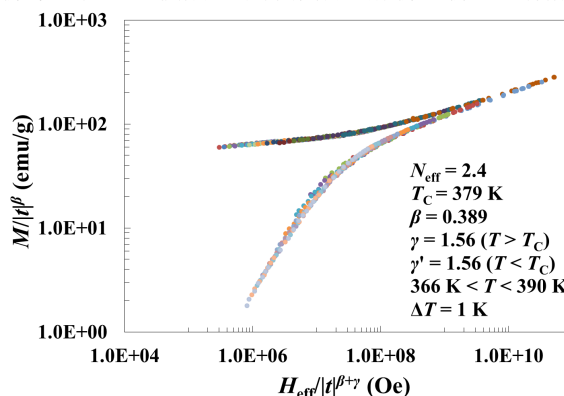


図1 : $(M/|t|^\beta) - (H/|t|^{\beta+\gamma})$ のプロット。

A-8

ホイスラー合金 Mn_2CoSn の高圧力下における磁気特性

鹿大院理工^A, 東大物性研^B, 東北大金研^C, 東北学院大院工^D 辻川聡一朗^A, 重田出^A, 郷地順^B, 梅津理恵^C, 鹿又武^D, 上床美也^B, 廣井政彦^A

ハーフメタル (HM) は、アップスピンの状態密度がフェルミエネルギー E_F で有限であるのに対し、ダウンスピンの状態密度にはギャップが存在していることから、スピン分極率 $P = 100\%$ を有する機能性材料として期待されている。HM 強磁性体はダウンスピンバンドのギャップの存在により、自発磁化 M_s が圧力依存しないことが報告されている。しかし、 M_s の圧力依存性の報告は基底状態と見なせる極低温のみであり、室温付近の報告はほとんどない。そこで今回は、HM と予想されているホイスラー合金 Mn_2CoSn を作製し、 M_s の圧力依存性の温度変化について調べた。

圧力を印加した状態で $T = 7.5 \text{ K}$ から室温まで温度を変化させ $M(H)$ を測定し、各温度における M_s の圧力依存性を調べた。図 1 は Mn_2CoSn の各温度における M_s の圧力依存性を示している。 M_s は、 $T = 7.5 \text{ K}$ で圧力に依存しないのに対し、温度の上昇に伴い圧力依存

性が大きくなることが明らかになった。これらの結果から Mn_2CoSn の状態密度が、 $T = 7.5 \text{ K}$ では HM であるが、温度上昇によりダウンスピンバンドのギャップに電子状態が徐々に占有され始めていることが考えられる。

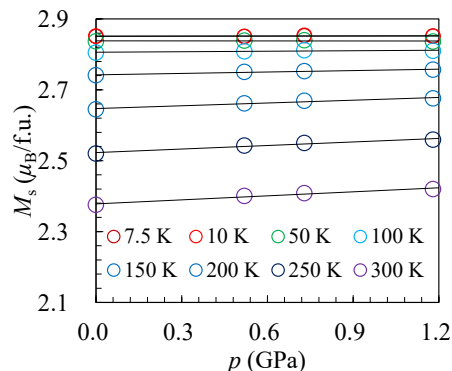


図1 Mn_2CoSn の各温度における自発磁化 M_s の圧力依存性。

A-9

高圧下における $\text{Fe}_{1.3}\text{Mn}_{1.7}\text{Si}$ の磁気特性

鹿児島大学理工学研究科^A, 東京大学物性研究所^B 赤石幸起^A, 重田出^A, 廣井政彦^A, 郷地順^B, 上床美也^B

ホイスラー化合物 $\text{Fe}_{3-x}\text{Mn}_x\text{Si}$ は広い範囲の組成で研究されており、低温で複雑な磁性を示すことが知られている。 Fe_3Si ($x = 0$) は強磁性体であるが、 x の量を増やすとキュリー温度 (T_C) が下がっていき、 $x > 0.75$ では T_C のさらに低温 (T_A) で反強磁性的な磁性をもつ AF 相が現れる。最近の研究で $x = 1.7$ の近傍では T_A よりさらに低温 (T_{A2}) で新たな反強磁性的な磁性をもつ AF2 相が現れることが発見された [1]。本研究では $\text{Fe}_{1.3}\text{Mn}_{1.7}\text{Si}$ ($x = 1.7$) に圧力をかけることによって磁気相転移が起こる転移温度や転移磁場がどのように変化するか調べた。その結果、圧力をかけることで T_{A2} が高磁場側へシフトすることが分かった。また、 T_C も圧力の

増加に伴って減少しているように考えられる。これらの常圧下と高圧下での性質を比較する。

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

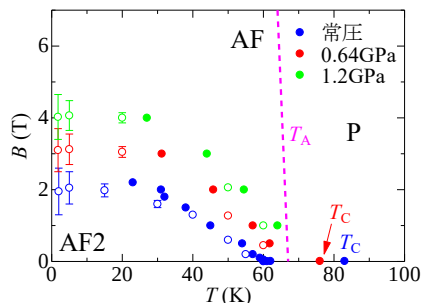


図 高圧下における $\text{Fe}_{1.3}\text{Mn}_{1.7}\text{Si}$ の磁気相図

A-10

ベータ Mn 型金属磁性体の電子状態と質量増大

琉球大理^A 梯祥郎^A

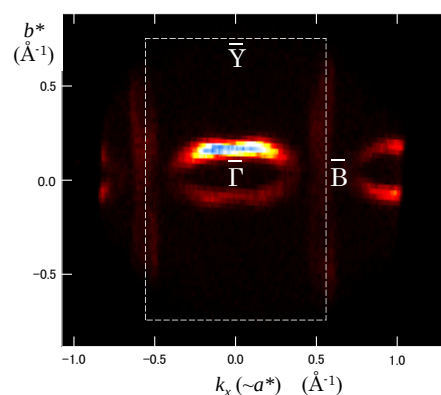
ベータ Mn 型格子を基本とする Mn とその化合物は比熱の異常やフラストレーション, スピルミオンナノ格子の生成など特異な振る舞いを示すことが知られている. これらの物質の実験的側面は詳細に亘って調べられているが, 格子構造が複雑で電子間相互作用の取り扱いが難しいために, 格子構造と電子状態に基づくミクロな理論的研究は進んでいない. そこで, 今回, ベータ Mn 型格子 (A13 型) 上のシングルバンドハバードモデルを考え, これからどのような電子状態と特性が期待されるかを調べた. 具体的には, グッツウィラー波動関数理論の改良版である運動量依存局所変分理論 [1] に基づいて電子間相互作用を取り入れ, 常磁性状態における電子状態と運動量分布関数, 質量増大因子, 電荷・スピン揺らぎなどの振る舞いを電子数・クーロン相互作用パラメーターの関数として数値的に調べた. その結果, ベータ Mn 格子上の電子では, bcc, fcc 格子の場合に比べてバンド幅が 10 パーセント以上減少し, かなり強い相関電子系を形成していることが分かった. さらに, 電子数を変化させて準粒子重みを調べると, half-filled からずれた電子数 1.1 付近 (d 電子数に換算して Mn 付近) で質量増大因子 $m^*/m \sim 10$ 程度の大きな電子比熱の増大が生じることを見出した. 質量増大はバンド幅の減少とフェルミ面近傍の電子状態数の増大によって引き起こされる. 以上の結果はベータ Mn の低温比熱の増大がモット-ハバード型質量増大によって説明できることを示唆している. [1] Y. Kakehashi et. al., JPSJ 80, 114708 (2011); 86, 034711 (2017); 90, 034708 (2021).

A-11

ZrTe₃ の bc 劈開面における角度分解光電子分光

佐賀大理工^A, 佐賀大シンクロ^B, 日大理工^C, 東理大理^D 真木一^A, 藤本裕二^A, 山本勇^B, 東純平^B, 出村郷志^C, 坂田英明^D

ZrTe₃ では, b 軸に伸びた鎖状構造が, a 軸方向に反転結合して, ab 面の層状構造を作っている. 層間 (c 軸) はファンデルワールス力による弱い結合である. 同物質は約 63 K で CDW 状態に転移する. また 2 K 程度以下では超伝導が現れる. CDW の発現機構と, CDW と超伝導の共存機構を明らかにするには, 層間の電子構造の知見が望まれる. 図は, ZrTe₃ の ab 面で測定した角度分解光電子分光 (ARPES) 像である. ab 面は試料劈開によって清浄に準備でき, ARPES 測定には適している. 図から, 先行研究同様の, Γ 点を中心とした円筒状フェルミ面と, プリルアンゾーン端近くの 1 次元的フェルミ面が確認できる. 今回我々は, 同物質が b 軸に沿って細く割けることに注目し, 新たに bc 劈開面の ARPES 測定を試みた. ARPES 測定では, 光子エネルギーを変えることで, 試料の深さ (a 軸) 方向の情報が得られる. b^* の位置を定め, 次に光子エネルギーを変えたところ, a^* 方向の変化に対応した, ab 面での測定をよく再現する ARPES 像を得ることに成功した.

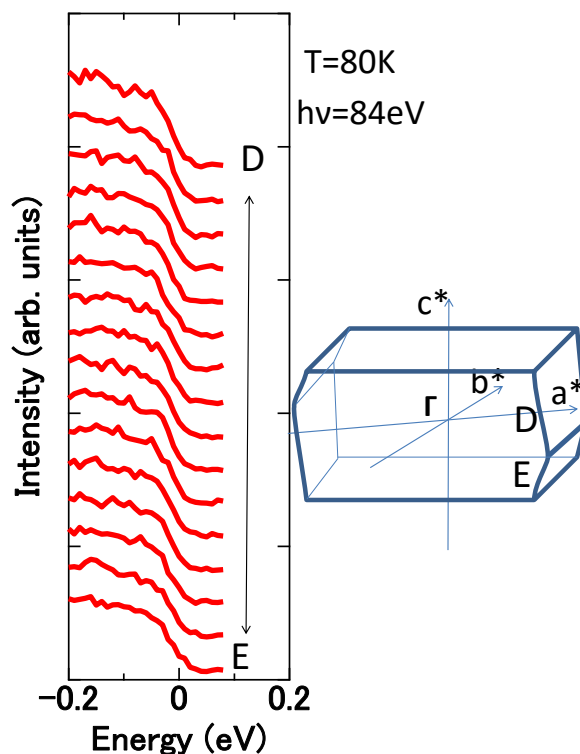


A-12

bc 劈開面でみた ZrTe₃ の電子構造

佐賀大理工^A, 佐賀大シンクロ^B, 日大理工^C, 東理大理^D 藤本裕二^A, 山本勇^B, 東純平^B, 真木一^A, 出村郷志^C, 坂田英明^D

ZrTe₃ は約 63K で電荷密度波 (CDW) 状態に転移する。回折実験から得られた CDW ベクトルは $q=(1/14a^*, 0, 1/3c^*)$ であり、層間である c 軸方向に主要な成分をもつ。しかし、ZrTe₃ の層間はファンデルワールス力による弱い結合である。そのため、この結果は、低次元性に由来した従来型の CDW 機構とは相容れないように見える。 c 軸方向の電子構造を調べる必要がある。そこで本研究では、bc 劈開面の ARPES 測定から、 c 軸方向の電子構造を調べることにした。右図に ZrTe₃ のブリルアンゾーンの模式図を示す。 a^* 方向のブリルアンゾーン端付近にシート状のフェルミ面があり、この部分が CDW の発現と関係すると考えられる。左の図は、この a^* の位置で、CDW 転移温度より高い 80K において測定した EDC スペクトルである。右図の DE (c^* 方向) に沿って、スペクトルは一様であることが分かる。この結果は、フェルミ面の形が c^* 方向に平行であることを意味しており、CDW の主な成因がネスティングではないことを示唆する。講演では、転移温度以下の ARPES 測定の結果なども含めて、詳細を報告したい。



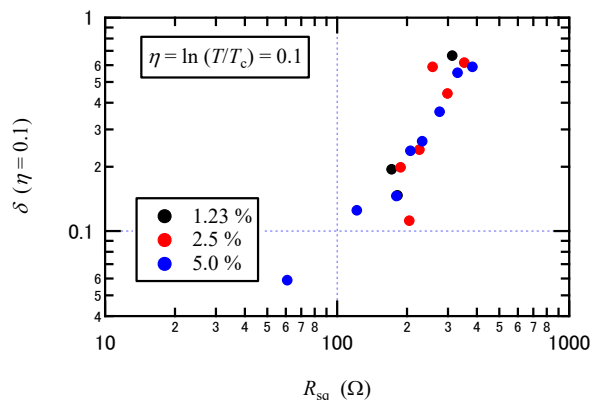
A-13

超伝導 MoReN_x 薄膜における輸送特性の窒素濃度依存性

熊大自然^A, 熊大理^B, 国立天文台^C, 九大理^D 松尾 卓平^A, 武田 寛喜^A, 山元 一太^A, 成松 真唯^B, 牧瀬 圭正^C, 篠崎 文重^D, 市川 聡夫^B

薄膜や細線化を用いた低次元超伝導デバイスの材料評価のために、超伝導薄膜の諸特性を定量的に調べている。これまで研究してきた MoRe の結果を受け、N₂ ガスを導入して成膜した MoReN_x 薄膜の超伝導-絶縁体 (S-I) 転移の臨界面抵抗 R_c や臨界温度 T_c 等の超伝導パラメータを調べている。前回の報告から引き続き新たな試料を作製し、今回は窒素濃度に対する室温の面抵抗 R_{sq} や抵抗の温度依存性、超伝導ゆらぎの解析から求まる対破壊パラメータ δ に注目する。ここで、 δ は非弾性散乱時間 τ_{in} に対して $\delta \propto 1/\tau_{in}$ の関係がある。質量比 75:25 の MoRe をターゲットに RF スパッタリング装置を用いて試料を作製した。スパッタガスには Ar と N₂ を使用し、全ガスに対する N₂ ガス流量比を 1.23% ~ 10.54%、スパッタ時間は 5 秒 ~ 60 秒に変化させることで薄膜を作製した。温度範囲 2 ~ 300 K、磁場 -7 T ~ 7 T の範囲において抵抗値を測定した。抵抗の温度依存性について、N₂ ガス流量比 1.23% ~ 7.5% のスパッタ時間 10 秒 ~ 60 秒の試料は全て超伝導

転移した。最もスパッタ時間が短い 5 秒試料は各 N₂ ガス流量比において抵抗ゼロまで下がり切らなかったり絶縁体的な振る舞いが見られた。また、最も N₂ ガス流量比が大きかった 10.54% 試料は全てのスパッタ時間の試料が超伝導転移を示さなかった。対破壊パラメータ δ の面抵抗依存性を図に示す。理論値との比較も含め、詳細については当日報告する。



A-14

^3He - ^4He 混合ガスからの高純度 ^3He ガス精製装置の開発

九大院工^A, 九大工^B 永石誠之助^A, 岩波舜也^A, 植嶋玄^A, 芝洋斗^B, 河江達也^A

極低温状態を実現するため、 ^3He と ^4He の混合液を冷却寒剤として使用する希釈冷凍機が広く用いられている。しかし、 ^3He は自然界にはほとんど存在せず人工的に作られるため、供給量には限りがあり、現在は入手が非常に困難な状態にある。この状況は量子コンピュータ開発をはじめとした量子工学や量子物理の発展に大きな支障となっている。そこで我々は ^3He ガスの安定供給を目指し、古い希釈冷凍機に残された ^3He - ^4He 混合ガスから ^3He を分離精製する技術の開発を目指している。具体的には ^3He と ^4He の蒸気圧の差を利用して、それぞれを分離精製する。 ^3He と ^4He は 1 気圧の蒸気圧下ではそれぞれ約 3.2K、4.2K で液化し、低温になるにしたがいその蒸気圧差は急激に増大する。例えば、2K では約 10 倍の蒸気圧の差が、1K になると 100 倍以上の差になる。そこで T₁K において混合ガスの精製を実施するため、 ^3He 冷凍機に分離精製装置を取り付けた実験装置を製作し実験を行った。試料ガスとして実際に希釈冷凍機で用いていた 13.2L の混合ガス (^3He : ^4He = 20.5% : 79.5%) を用いて精製を行った。その結果、 ^3He 濃度 75% (2L) まで上昇させたものと、6% (11L) の低濃度のものに分離することができた。さらに、この低濃度の混合ガスを再び精製することで、 ^3He 濃度を 0.4% (8.3L) まで低減して回収することができた。講演では上記実験を行った装置を改良した後のガス精製結果も含め、詳細について報告する予定である。

A-15

ハーフメタルホイスラー合金 Co_2MnSi と超伝導体 NbN のエピタキシャル薄膜の超伝導特性

鹿児島大理^A, 東北大金研^B, 九大理^C 奥柊大^A, 重田出^A, 窪田崇秀^B, 篠崎文重^C, 高梨弘毅^B, 廣井政彦^A

近年、ハーフメタルや強磁性形状記憶合金、熱電材料のような多くの機能性材料として、ホイスラー合金が注目を集めている。ホイスラー合金 Co_2MnSi (CMS) は、面直通電型巨大磁気抵抗 (CPP-GMR) 素子において、大きな磁気抵抗比が報告されているハーフメタル材料である。そこで本研究では、NbN と CMS をエピタキシャル成長させた積層膜を成膜し、CMS のハーフメタル特性が超伝導近接効果を介して NbN の超伝導性へ与える影響や超伝導ゆらぎ効果を調べた。

図 1 は零磁場における NbN(15)/CMS(d)/Au(2) の超伝導転移温度 $T_c(d)$ の膜厚 d 依存性を示す。実線は実験値 $T_{c,\text{exp}}$ のガイドラインである。 d の増加に伴い、 $T_{c,\text{exp}}$ は $d = 0$ の $T_{c0}(0) = 14.26\text{ K}$ から減少し始めるが 5 nm 付近で極小値をとり、その後増加に転じる。超伝導体 S/常伝導体 N 積層膜の T_c は低下することが知られており、N 層の膜厚が d の場合、 $T_{c,\text{cal}}(d)$ は簡易的に $T_{c,\text{cal}}(d)$

$= T_{c0} - (T_{c0} - T_{c\infty})[1 - \exp(-d/d^*)]$ で与えられ、単調に減少する。点線は $T_{c\infty} = 8.56\text{ K}$, $d^* = 4.22\text{ nm}$ の計算線である。発表当日は、導出した他の物理量の膜厚依存性を考慮して、ハーフメタル特性の超伝導特性への影響について議論する。

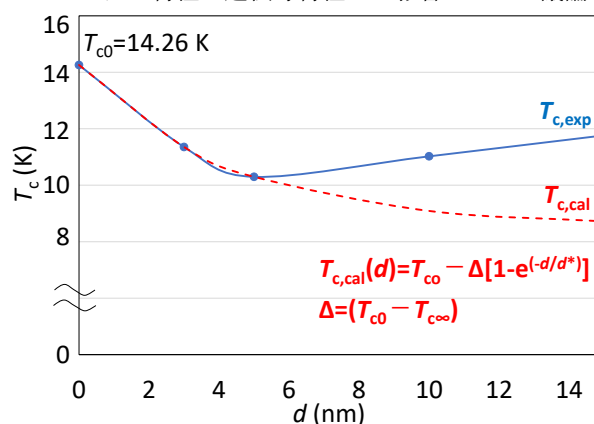


図1: 超伝導転移温度 T_c の膜厚 d 依存性

A-16

MnPt-Bi の磁場中熱処理効果

鹿児島大学理学部物理科学科^A, 鹿児島大学大学院理工学研究科^B, 九州工業大学大学院生命体工学研究科^C 竹原功康^A, 三井好古^B, 高橋巡季^B, 末吉由育^B, 佐々木巖^C, 小山佳一^B

磁場は強磁性体への反応や合成を促進させる。MnBi はキュリー温度 630 K の強磁性であり、磁場によって、Mn と Bi から MnBi への反応が促進することが報告された。一方、MnPt は L10 構造を有する反強磁性体である。そこで、反強磁性 MnPt と強磁性 MnBi の磁場中反応を明らかにするために、MnPt-Bi の磁場中熱処理を行った。

MnPt-Bi は、Bi 融液中の MnPt の分布を均一に保つため、粉末状の MnPt と Bi を混合し、プレスしたものを砕いたものを使用し、5 T および 0 T での磁場中熱処理を行った。熱処理温度は Bi の融点以上である 573 K とした。図 1 に MnPt の粉末 X 線回折測定結果を示す。L10 構造を示していることが確認された。講演では磁場中熱処理した MnPt-Bi の組織について報告する。

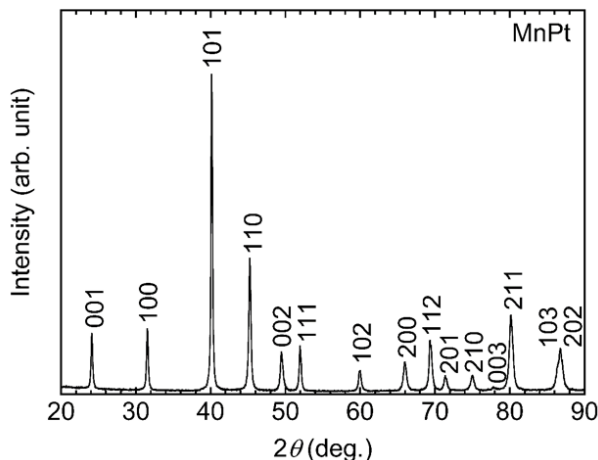


図 1 MnPt 粉末の X 線回折パターン

A-17

Ni₂MnAl の強磁性規則相成長の微視的観察

鹿児島大学^A, 信州大学^B, 東北大学金属材料研究所^C, 東北大学金属材料研究所^D, 鹿児島大学理工学研究科^E, 鹿児島大学理工学研究科^F 浅野志^A, 小林領太^B, 梅津理恵^C, 高橋弘紀^D, 三井好古^E, 小山佳一^F

Ni₂MnAl は、規則相である L21 構造では強磁性であり、不規則相である B2 構造では常磁性を示す。規則-不規則変態が 773 K と低いことから規則化には長時間の熱処理が行われてきた。本研究の目的は、磁気力顕微鏡を用い、Ni₂MnAl における B2 相から L21 相への規則化挙動を明らかにすることである。図 1 に 400 °C で熱処理した Ni₂MnAl の磁気力分布を示す。磁化の凹凸が観察され、その多くは原子間力顕微鏡画像で観察された凹凸と異なる。すなわち、規則化した L21 相の領域を磁気力によって観察することができた。Ni₂MnAl の規則化が、B2 マトリクスからの強磁性 L21 核の生成-成長によって進むことがわかった。講演では、350 °C で熱処理した試料についても報告する予定である。

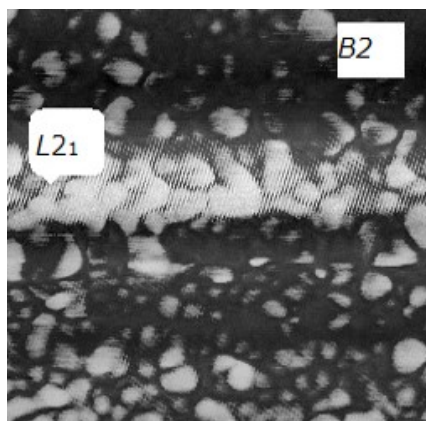


図1.400°Cで熱処理した Ni₂MnAl の磁気力分布

A-18

$\text{Mn}_x\text{Fe}_{1-x}\text{ZnSb}$ の結晶構造

鹿児島大学理学部物理科学科^A, 鹿児島大学大学院理工学研究科^B, 東北大学金属材料研究所^C 田中秀知^A,
長野杜春^B, 三井好古^B, 梅津理恵^C, 小山佳一^B

MnZnSb は正方晶 Cu_2Sb 型結晶構造を有する擬二次元強磁性体の 1 つである [1]。我々は CrZnSb - MnZnSb 系では CrZnSb は強磁性を示さないことを報告した。一方で FeZnSb は強磁性であると報告されている [2]。本研究では $\text{Mn}_x\text{Fe}_{1-x}\text{ZnSb}$ の合成と結晶評価を行なった。

試料は反応焼結法によって作製した。873 K で 48 時間の熱処理後、徐冷した。結晶構造は粉末 X 線回折測定によって評価した。図 1 に $x=0, 0.5, 1$ の X 線回折パターンを示す。3 つの組成で正方晶 Cu_2Sb 型結晶構造であることがわかった。講演では Fe 置換と結晶構造の関係について報告する。

[1]S. Mori et al., Jpn. J. Appl. Phys. 32 (1993) Suppl. 32-3, 273

[2]D. Xiong, J. Solid State Chem. 184 (2011) 1159.

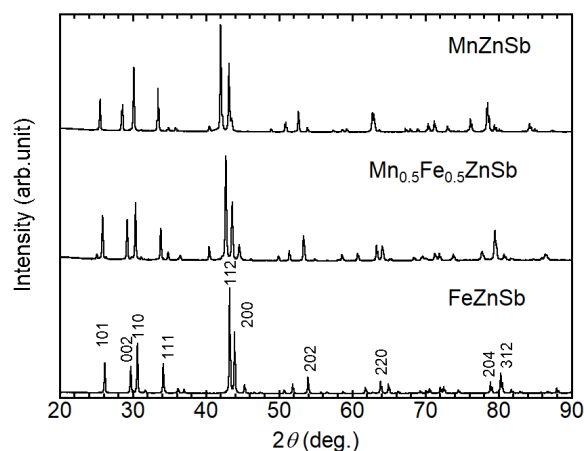


図1 $\text{Mn}_x\text{Fe}_{1-x}\text{ZnSb}$ ($x=0, 0.5, 1$) のXRDパターン