MERIT 自発融合研究

強磁性体 CoMnSb の低温磁気熱輸送現象における量子臨界性の検証

中村 紘人¹,小池 美夏²

¹東京大学 新領域創成科学研究科 物質系専攻 ²学習院大学大学院 自然科学研究科 物理学専攻

著者紹介

中村 紘人:金属間化合物の単結晶合成と熱電係数測定が専門。本研究では、単結晶試料の 準備と測定データの解析・評価を担当した。

小池 美夏: 低温物性測定が専門。本研究では、低温ネルンスト係数測定用のインサートの 設計と作製を担当した。

要旨

量子リフシッツ転移近傍のワイル半金属状態においては、横熱電係数がモット関係式を 破るような非従来的な対数温度依存性を示すことが期待される。この振る舞いが現れる温 度範囲は、フェルミ準位からワイル半金属状態がどの程度離れているかのエネルギースケ ールを示している。我々は従来の測定系では測定が難しかった 30 K 未満の低温における異 常ネルンスト効果の測定系を新たに開発し、より不確かさの少ないネルンスト係数測定を 実現した。ネルンスト係数およびそこから算出される横熱電係数の値は先行研究の結果と 不確かさの範囲内で一致していた。横熱電係数の対数温度依存性が飽和する温度から見積 もったエネルギースケールは、試料のフェルミ準位と予測されたワイル半金属状態との位 置関係に矛盾しない結果を与える。

1. 研究背景と目的

物質におけるトポロジカルなバンド構造は大きなベリー曲率を生み出すことが知ら れている。ベリー曲率はキャリアに対して仮想的な磁場として振る舞い、電流/熱流と垂 直に異常ホール効果(AHE)/異常ネルンスト効果(ANE)をもたらす。従って、巨大な AHE や ANE は物質におけるトポロジカルバンド構造の存在を強く示唆すると言える。実際 に、磁化の非常に小さい Mn₃Sn [1]や YbMnBi₂ [2]、強磁性体 Co₂MnGa [3]、Co₃Sn₂S₂ [4] で巨大な AHE・ANE が観測されており、トポロジカル状態の1つであるワイル半金属 状態がその起源となっているとされている。

トポロジカルバンド構造による巨大な ANE で多くの場合支配的な寄与となる横熱電 係数 α_{yx} はフェルミエネルギー E_F 付近のバンド構造による状態密度やベリー曲率に敏感 な物理量である。強磁性体 Co₂MnGa では、ワイル半金属状態を形成しているエネルギ ーバンドの一部が非常に小さい分散を持っていることで、フェルミ面のトポロジーが劇 的に変化する境界(リフシッツ転移点)付近に位 置していることが、バンド構造の第一原理計算か ら予測されている。この量子相転移近傍で起きる 輸送係数のスケーリングが横熱電係数 α_{yx} で観測 できることが理論モデルおよび実験で報告され ている[3]。

このようなバンド構造が実現されている場合、 $E_{\rm F}$ がワイル点(ワイル半金属状態における線形エ ネルギー分散の交差点)のエネルギー E_0 に調整さ れている、すなわち $|E_{\rm F} - E_0| \approx 0$ であると最低 温まで $\alpha_{yx}/T \sim \ln T$ となり、モット関係式から従 う $\alpha_{yx}/T \sim \cos t$ を破ることが予測されている。ま た、フェルミエネルギーがワイル点から離れてい る場合にも、 $|E_{\rm F} - E_0|$ のエネルギースケールに対 応する温度以上では同様に $\alpha_{yx}/T \sim \ln T$ となるこ とが理論計算、実験結果の両方で確認されている (図 1)。近年、我々は強磁性体 CoMnSb におい



図 1: Co₂MnGa における横熱電係 数 α_{yx} の温度依存性[3]。緑破線は モデル計算で $|E_{\rm F} - E_0| \approx 0$ とし た場合。 $E_{\rm F}$ が少しずれた場合(黒 実線)は測定結果(赤丸)および 第一原理計算(青四角)をよく説 明する。

ても同様の振る舞いを観測しており、低温まで $\alpha_{yx}/T \sim \ln T$ となる傾向が見られることから、試料のフェルミエネルギーがワイル点の非常に近くに調整されていることが示唆されている[5]。

しかしながら、低温の異常ネルンスト係数は一般的に 0.1 μ V/K オーダーもしくはそ れ未満と小さく、かつ線形応答の範囲で印加できる温度差も雰囲気温度に伴って小さく なるため、ANE による電圧変化はしばしば 100 nV 未満となる。そのため、室温以下の 熱電測定で広く用いられる Quantum Design 社の Physical Property Measurement System (PPMS) 熱輸送測定オプション(TTO)では電圧信号がノイズレベル以下となってしまい、 30 K 以下では不確かさが非常に大きいという問題がある。従って、電気伝導率テンソル と熱電係数テンソルの積の非対角成分として算出される α_{yx} も不確かさが大きく、 $\alpha_{yx}/T \sim \ln T$ が確認できる温度範囲が不明瞭であった。そこで本研究では、PPMSの温度 調節機能と超伝導磁石を活かしつつ、測定系部分のみをインサートとして新たに作製し、 より高精度なネルンスト係数の測定を行った。

2. 実験手法

試料準備

バンドン工科大学 A. A. Nugroho 教授によりチョクラルスキー法で合成された CoMnSb の単結晶から、磁場が[011]方向、温度勾配が[211]方向となるよう放電加工 機を用いて直方体状に切り出した。結晶方位は反 射型 X 線ラウエ回折法で決定した(図 2)。温度 勾配が[2 ī 1]の方向に 1 次元的に印加されるよ う、温度勾配方向の長さが長く、磁場方向の厚み が薄くなるよう整形した。試料表面からの輻射を 低減させるため金属光沢が現れるまで表面を研 磨した後、熱浴・温度計・ヒーターとそれぞれ熱 コンタクトを取るための金線と、ネルンスト起電 力を測定するための金線(どちらも 15 μm 径)を 取り付けた。



図2:CoMnSb単結晶試料の(111) ラウエ回折像。水平方向が[211]、 垂直方向が[011]である。

熱輸送測定

試料を取り付けるセル部分の図を図3に示す。熱浴となる銅ブロックに試料の片側を 銀ペースト(DuPont 4922N)で取り付け、ヒーターで発生させたジュール熱を金線を経由 して試料に流し、定常状態での試料の温度差およびネルンスト起電力を測定した。ヒー ターの電力と温度差から熱伝導率を、磁場・温度差と垂直方向の電位差と温度差からネ ルンスト係数を算出した。温度計は抵抗温度計(Cernox)を使用し、ヒーターと同様に試 料とは金線で熱コンタクトをとっている。また、ヒーターや温度計は、試料以外との熱 交換を極力抑えるため、熱伝導率の低い金属線を長く巻いたものを導線として使用した。 インサートの雰囲気となるチャンバー内部は対流による熱伝導を防止するため高真空 とした。測定する 100 nV 未満のネルンスト電圧を高精度に測定するため、電圧計には Keithley 社 2182A 型ナノボルトメーターを使用した。



図 3: 熱輸送測定セルの試料付近の配線図。熱浴に片側を接着した試料から、抵抗ヒーターと抵抗温度計に対して金線で熱コンタクトをとっている。磁場 H は紙面に垂直方向に印加される。

3. 結果と考察

ネルンスト起電力の測定にあたり、印加する温度勾配を決定するための予備測定を行 った。熱浴温度を変化させながら、測温点間の温度差を熱浴の温度に対して 0.5%, 1%, 2%, 10%となるように印加した。このようにして測定した熱伝導率の温度依存性を図 4(a)に示す。また、PPMS の熱輸送測定オプションで測定した熱伝導率も参考として同 じ図に示した。まず、今回測定した熱伝導率の値は温度差に対する依存性が見られない ことから、全ての温度差に対してフーリエの法則に従う範囲内で熱伝導率が観測できて いることが確認された。従って 10%温度差においても試料に[211]の方向に均一で線形 な温度差が印加されていることがわかる。次に、今回の測定結果と熱輸送測定オプショ ンでの測定結果が 30 K 以上で明らかに乖離していることがわかる。高真空中でも輻射 や導線を経由した温度計やヒーターからの熱散逸が起きる可能性があり、その場合は(i) ヒーターから試料に流れる熱流が過大評価される、(ii)温度計間の温度差が試料の温度差 と一致しない、といった現象が起こりうる。(i)は熱伝導率のみに影響するが(ii)は熱伝導 率とネルンスト係数の両方に影響する。図 4(b)で示すようにネルンスト係数の値も同様 の温度域で乖離が起きているため、少なくとも(ii)の影響が現れているものと思われる。 今回のネルンスト係数の測定は主に低温側での精密測定が目的であるため、これより先 は主に30K以下の測定結果を示すこととする。

ネルンスト係数の温度依存性の測定では初めに、+3Tと-3Tの外部磁場でそれぞれ熱 浴の温度を変化させながら熱浴の温度に対して 10%の温度差を印加することでネルン スト起電力を測定した。この時、生じる起電力は磁場に対して反対称であるため、同一 温度での+3Tと-3Tの外部磁場での熱起電力の差を取ることで求められる。しかしなが ら、図5に示す通り、20K以下では正負磁場での熱起電力のエラーバーが被っているこ とから、差分であるネルンスト起電力を正しく見積もることが困難であることがわかる。



図 4:(a)熱伝導率の温度依存性測定結果。青色の点が今回の測定であり、印加する温度 差を4パターン変えている(本文参照)。赤色の点は PPMS の熱輸送測定オプション(TTO) で測定した熱伝導率の温度依存性である。(b)熱伝導率と同時に測定した熱起電力から算 出したネルンスト係数の温度依存性。



図 5:外部磁場+3T、-3T それぞれでネルンスト効果により生じた熱起電力の温度依存性。

今回の測定では、それぞれの温度において温度差を印加しながら、また印加しない状態 でのネルンスト起電力の値を 90 回測定して平均をとっており、その統計不確かさをエ ラーとして示している。尚、温度差を印加しない状態でのネルンスト起電力は、熱電効 果以外のバックグラウンド電圧を差し引くために測定している。このため、ネルンスト 係数を算出する上でバックグラウンドとの差分と正負磁場での差分をとる操作を挟む ことで、桁落ちのために不確かさが大きくなってしまったものと考えられる。

次に、ネルンスト起電力の磁場依存性を、試料中央温度が 6.3 K、12 K、24 K となる よう測定した結果を図 6 に示す。測定値に対して不確かさがかなり大きい 6.3 K 以外で は、外部磁場 0.5 T 付近で飽和する異常ネルンスト効果の振る舞いがはっきりと確認で きた。外部磁場が大きくなるにつれて不確かさが増大しており、磁気的なノイズが含ま れていることが示唆されるため、配線やシールドの改善が必要であると思われる。今回 はネルンスト係数が飽和しておりかつ不確かさが比較的少ない 1-2 T でネルンスト係数 の平均値をとったものを、その温度でのネルンスト係数とした。



図 6:ネルンスト係数の磁場依存性。左から試料中央の温度が 6.3 K、12 K、24 K での測 定結果である。



図 7:横熱電係数/温度(α_{yx}/T)の温度依存性。今回測定した 12 K、24 K におけるネルンスト係数(紫色)と PPMS の熱輸送測定オプション(TTO)で測定したネルンスト係数 (赤色) からそれぞれ算出した値とその不確かさを示している。

最後に、今回測定したネルンスト係数 S_{yx} と、同じバッチの試料を用いて PPMS で測定を行った縦方向電気伝導率 σ_{yy} 、ホール伝導率 σ_{yx} 、ゼーベック係数 S_{xx} から $a_{yx} = \sigma_{yy}S_{yx} + \sigma_{yx}S_{xx}$ により横熱電係数を算出した。横熱電係数を温度で除した α_{yx}/T の対数温度依存性を図7に示す。本研究での測定結果を用いた12Kおよび24K付近の a_{yx}/T は、PPMSの熱輸送測定オプションでのネルンスト係数測定結果から算出した値とエラーバーの範囲で一致しつつ、不確かさが大幅に小さくなっており、作製したインサートによる測定が正しく精度の良いものであることを示唆している。 $a_{yx}/T \sim \ln T$ の振る舞いは24Kまでは明確に現れているが、12Kではそこから外れ飽和するような振る舞いが確認された。 $a_{yx}/T \sim \ln T$ の振る舞いが飽和し始める温度を20K程度と見積もると、これは1.7 meV程度に相当する。実際に、組成や輸送係数の実験値と計算値を比較することで得られた本 CoMnSb 試料の $E_{\rm F} = -130$ meV と非常に近い-132 meV に、ワイル半金属状態が第一原理計算で予測されている[5]。そのため、このワイル半金属状態がリフシッツ転移近傍にあるものであるならば、24Kまで $a_{yx}/T \sim \ln T$ が観測できていることは矛盾のない結果と言える。

4. 結論と展望

本研究では、低温で熱電効果を高精度に測定するための測定系を新たに作製し、強磁性 体 CoMnSb 単結晶試料の異常ネルンスト効果を測定した。30 K 以下の温度域で熱起電 力の磁場依存性を測定して得られたネルンスト係数は、既存の測定系での測定結果とエ ラーバーの範囲内で定量的に一致し、かつ今回の測定では不確かさを低減させることに 成功した。今後、試料以外への熱散逸や外部磁場の増加に伴うノイズの原因を究明し取 り除くことにより、より広い温度範囲・高い精度での測定が可能になることが見込まれ る。また、低温での横熱電係数/温度の対数温度依存性から得られた、リフシッツ転移近 傍のワイル半金属状態が輸送係数に影響を及ぼしていると考えられるエネルギースケ ールを算出した。その結果、先行研究において見積もった試料のフェルミ準位と予測さ れたワイル点との距離に対して矛盾のない結果を得た。

謝辞

本研究を遂行するにあたり、指導教員である東京大学理学系研究科の中辻知教授、学習院 大学自然科学研究科の町田洋教授には共同研究を受け入れていただき、多大なるご支援、ま た大変有意義な助言を頂けましたことに深く感謝申し上げます。また、MERIT 副指導教員 である東京大学理学系研究科の常行真司教授には本研究の提案をご快諾いただけたこと感 謝いたします。単結晶試料はバンドン工科大学 A. A. Nugroho 教授により合成された試料を 使用させていただきました。最後に、今回の共同研究の機会を与えてくださった MERIT プ ログラムに心より感謝いたします。

参考文献

- [1] M. Ikhlas and T. Tomita et al., Nat. Phys. 13, 1085 (2017).
- [2] Y. Pan et al., Nat. Mater. 21, 203 (2021).
- [3] A. Sakai et al., Nat. Phys. 14, 1119 (2018).
- [4] S. N. Guin et al., Adv. Mater. 31, 1806622 (2019).
- [5] H. Nakamura et al., Phys. Rev. B 104, L161114 (2021).