

# スピン三重項超伝導体 $\text{UTe}_2$ における 角度分解強磁場輸送測定

金属材料研究所 木俣 基 (e-mail address: motoi.kimata.b4@tohoku.ac.jp)

## 1. はじめに

よく知られているように、多くの超伝導体では電子スピンの反平行となったスピン一重項クーパ対が形成される。一方で、超伝導クーパ対のスピンの揃った状態はスピン三重項超伝導と呼ばれる。こういった状態では、クーパ対にスピンや軌道の内部自由度が残るため、超伝導秩序変数にも自由度が生じる。その結果、超伝導相内で秩序変数が変化する超伝導-超伝導転移(超伝導多重相転移)や、クーパ対が磁化を持つことに起因する異常輸送現象など、一重項超伝導には決して現れない新奇物性が期待される。しかし候補物質が極めて限られるためそれらの理解や実験検証は進んでいない。

2018年に発見された重い電子系超伝導体  $\text{UTe}_2$ [1, 2]は、超伝導転移に伴うスピン磁化率(NMR ナイトシフト)の減少が極めて小さく[3]、また磁場に対して非常に強固な超伝導(常圧では  $T_c \approx 1.6\text{-}2.1\text{ K}$  に対して上部臨界磁場  $B_{c2}$  は 35 T)[4-7]や、圧力下での超伝導多重相転移[8, 9]を示す。これらはスピン三重項超伝導にまさに期待される特徴であり、大きな注目を集めている。

前述のように、 $\text{UTe}_2$ の大きな特徴の一つは、強磁場や圧力の印加によって、多彩な超伝導相が出現する点である。以下にその特徴を概観する。例えば強磁場の印加に対しては、磁場を  $b$  軸方向に印加すると、いったん磁場によって抑制された超伝導転移が 15 T 以上から再び上昇し、約 35 T のメタ磁性転移まで生き残る[4-6]。また 40 T 以上の磁場を  $\sim[011]$  方向に印加した時にも超伝導が発見されている[4, 6]。  $B_{\parallel}\sim[011]$  の超伝導相はメタ磁性転移以上

で出現するため、ゼロ磁場とは全く異なる電子状態での磁場誘起超伝導である。さらに圧力下では、より多彩な超伝導多重相が出現する。例えば圧力下で磁場を  $a$  軸方向に印加すると、温度や磁場に依存して複数の独立な超伝導相が発見されている[8, 9]。これらの多彩な超伝導相の出現は  $\text{UTe}_2$  のクーパ対が内部自由度(スピンと軌道)を持つことの強い証拠と考えられる。

## 2. 本研究の目的

本研究では、 $\text{UTe}_2$ の多彩な超伝導相の中で、 $B_{\parallel}b$ 、15 T 以上で出現する磁場誘起超伝導相(Field re-entrant superconductivity: FRSC 相)の起源解明に貢献する目的で実験を行った。前述のように、FRSCは磁場方位が  $b$  軸に近い時に出現するが、磁場方位が  $b$  軸から傾くと急激に抑制されることが知られている[5]。しかし、なぜこういった顕著な異方性が超伝導相図に出現するのか、その実験的な手ごかりは得られていない。

一般に、超伝導の出現にはクーパ対形成の起源となる相互作用が存在すると考えられる。特に非従来型超伝導の場合は磁気揺らぎが重要と期待される。そこで本研究では強磁場下の角度分解輸送測定から、FRSCの起源と深く関わると期待される異方的な磁気揺らぎの存在を検証できるのではないかと考え実験を行った。

本研究で着目した輸送現象は主に異常ホール効果である。一般にホール効果にはローレンツ力に起因する正常ホール効果と、電子のスピン依存散乱等に起因する異常ホール効果が知られている。

正常ホール効果は主にキャリア密度によって決定されるために顕著な温度依存性を示さないが、異常ホール効果は磁化を介した伝導電子のスピン偏極率や散乱に依存するため、一般に強い温度依存性を示す。また特に重い電子系物質においては、磁気揺らぎによる散乱が異常ホール効果に寄与することが以前から知られており[10]、そのため、異常ホール効果の角度依存性から磁気揺らぎの異方性を検出できると期待される。

### 3. 実験手法

実験は東北大学金属材料研究所、強磁場超伝導材料研究センターの25 T 無冷媒超伝導マグネット(25T-CSM)とワンショット型  $^3\text{He}$  冷凍機を用いて、最高24T、最低温0.5Kの条件で行った。 $\text{UTe}_2$ の単結晶試料は東北大金研大洗センターの青木研究室から提供いただいたものを用いた。今回用いた試料のゼロ磁場での  $T_c$ は約1.6 Kである。図1は実験のセットアップである。電流を結晶の  $a$  軸方向に流し、縦抵抗とホール抵抗を交流四端子法を用いて同時測定した。またホームメイドの二軸回転機構を用い、磁場を結晶の  $ab$  面ならびに  $bc$  面内で回転させて実験を行った。

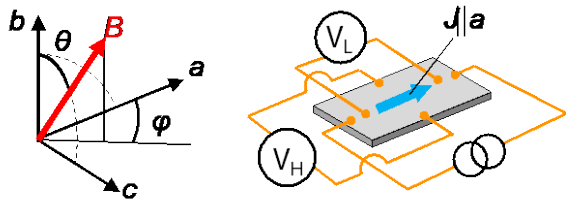


図1. 本研究で用いた実験セットアップ。二軸回転機構を用いた実験のためあらゆる方向に磁場の印加が可能であり、例えば本研究のように、 $ab$  面および  $bc$  面での磁場回転実験も試料を取り出すことなく可能になる。

### 4. 結果と考察

図2に磁場を  $ab$  面および  $bc$  面で回転させたときの縦抵抗の角度依存性を示す。 $B \parallel b$  近傍に着目すると、 $T=1.5\text{K}$  では抵抗率が極大となるが、 $T=0.6\text{K}$  では FRSC 相による急峻な落ち込みとゼロ抵抗が

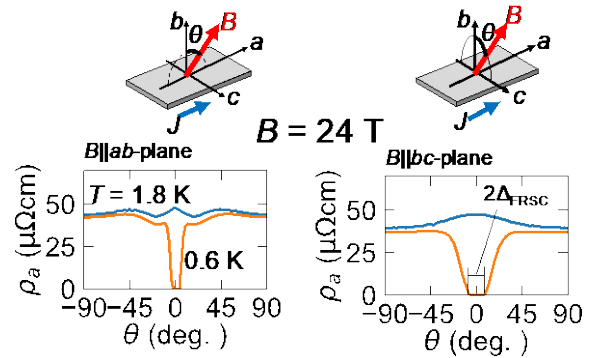


図2.  $ab$  および  $bc$  面内で磁場を回転させた時の縦抵抗の角度依存性。左図が  $ab$  面内の結果、右図が  $bc$  面内の結果を示す。 $T = 1.8\text{K}$  では  $B \parallel b$  で極大を持つが、 $T = 0.6\text{K}$  では FRSC 相による急峻な抵抗の減少とゼロ抵抗が観測される。

観測されている。また FRSC 相の出現する磁場の角度範囲は、 $bc$  面内の方が  $ab$  面内よりも広い。このような FRSC 相の  $ac$  面内での異方性は、過去の報告と定性的に一致している。

次にホール抵抗の角度依存性を図3(a),(b)に示す。磁場は結晶の  $bc$  面内で回転している。一見してわかることは、ホール抵抗が強い温度依存性を示すことであり、このことから、この系のホール抵抗では異常ホール効果が支配的であり、磁気揺らぎの影響を強く受けていることが示唆される。また比較的高温ではホール抵抗は  $\cos\theta$  に概ね比例している。ホール効果の起源が磁場方位に依存せず等方的な場合、ホール抵抗は試料面垂直な磁場成分に比例する。従って、この結果は高温では異常ホール

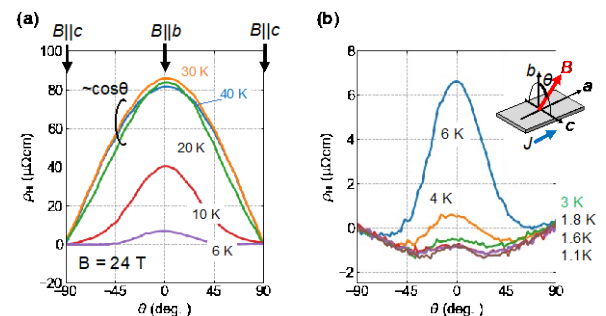


図3. 磁場を  $bc$  面内で回転した時のホール抵抗の温度依存性。(a)比較的高温( $T > \sim 20\text{K}$ )ではホール抵抗が概ね  $\cos\theta$  に比例しており、等方的な磁気揺らぎに起因すると考えられる。一方(b)に示す低温では  $B \parallel b$  でピークを持つ振る舞いへと変化し、 $B \parallel b$  の近傍で磁気揺らぎが増強していることを示唆する。

効果の起源が等方的であることを示している。一方温度を下げると、ホール抵抗は  $B||b$  でピークを持つ振る舞いへと変化する。このことは温度の低下に伴って、磁気揺らぎが異方的となり、 $B||b$  の近傍で揺らぎが増大することを示している。図 3(b) に示すようにさらに温度を下げると、この傾向は顕著になるが、 $T \approx 2$  K 以下ではほとんど温度依存しない振る舞いへと変化する。このような低温極限の温度依存しないホール効果は、正常ホール効果や不純物によるスキュー散乱など、系に本来的に内在する起源によるものである。重要な点は、温度依存しない低温極限でのホール効果においても  $B||b$  近傍のホール効果の増強が見られる点である。このことは、 $B||b$  における磁気揺らぎの増強がこの系に本質的なものであることを示している。

図 4(a) は  $B = 24$  T における低温極限 ( $T = 1.6$  K) のホール抵抗の拡大図を示している。磁場方位が  $c$  軸に近い領域では  $\cos\theta$  に比例するような振る舞いが観測されており、正常ホール効果によるものと考えられる。一方で、 $B||b$  の近傍でホール抵抗が増大していることがわかる。そこで、 $B||b$  近傍のホール効果の異常を抽出するため、 $\cos\theta$  に比例するバックグラウンドを差し引いたものが、図中の異常ホール抵抗率 ( $\rho_{\text{Hall}}^{\text{A}}$ ) であり、 $B||b$  でピークを持つ異常が明確に観測されている。図 4(b) は  $T = 1.6$  K での  $\rho_{\text{Hall}}^{\text{A}}$  の磁場依存性である。磁場強度を下げると  $\rho_{\text{Hall}}^{\text{A}}$  のピーク強度が減少し、約 14 T 付近でほぼ消

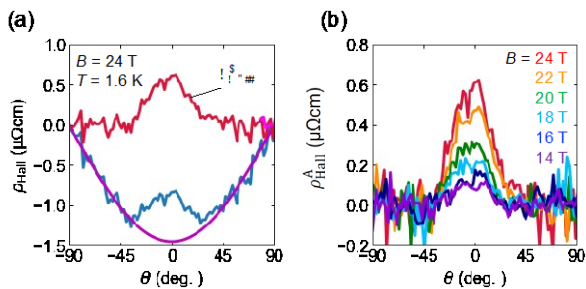


図 4. (a)  $B=24$  T,  $T=1.6$  K におけるホール抵抗の角度依存性の拡大図。正常ホール効果に起因するバックグラウンドを差し引き異常ホール成分を抽出している。(b) 異常ホール成分の磁場依存性。磁場強度の減少にともないピーク強度も減少し、14 T でノイズレベルと同程度となる。

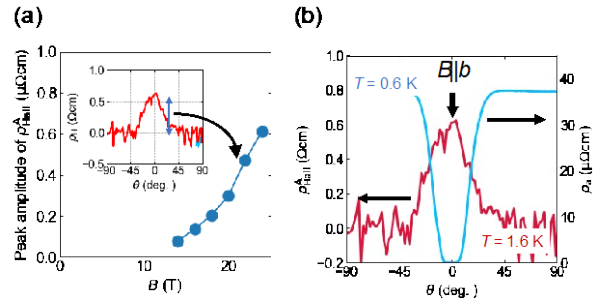


図 5. (a)  $\rho_{\text{Hall}}^{\text{A}}$  のピーク強度の磁場依存性。12-14 T 付近から  $\rho_{\text{Hall}}^{\text{A}}$  が出現している。(b) ノーマル状態 ( $T = 1.6$  K) における  $\rho_{\text{Hall}}^{\text{A}}$  の角度依存性と  $T = 0.6$  K における縦抵抗の角度依存性の比較。 $\rho_{\text{Hall}}^{\text{A}}$  と FRSC の出現角度範囲が概ね対応している。

失することがわかる。ピーク強度の磁場依存性をプロットしたものが図 5(a) である。このように  $\rho_{\text{Hall}}^{\text{A}}$  はゼロ磁場から磁場に比例して生じるものではなく、12-14 T の磁場から出現しており、何らかの磁場誘起揺らぎに起因するものと考えられる。興味深い点は、 $\rho_{\text{Hall}}^{\text{A}}$  の出現する磁場が、FRSC 相の出現する磁場 ( $\sim 15$  T) と概ね対応することである。さらに  $B = 24$  T,  $T = 1.6$  K での  $\rho_{\text{Hall}}^{\text{A}}$  と  $T = 0.6$  K での縦抵抗の角度依存性を重ねて示した図が図 5(b) である。異常ホール効果の増強を示す  $\rho_{\text{Hall}}^{\text{A}}$  と FRSC 相は出現する磁場角度の点においても概ね一致している。これらのことは、 $\rho_{\text{Hall}}^{\text{A}}$  の起源となる異方的な磁気揺らぎが FRSC と強く関連していることを示唆している。

## 5. まとめと課題

今回我々はスピン三重項超伝導体の強い候補物質である  $\text{UTe}_2$  の強磁場中での角度分解輸送測定を行い、 $B||b$ ,  $B > \sim 15$  T で出現する磁場誘起超伝導 (FRSC) 相の近傍で、異常ホール効果が増強される振る舞いを観測した。このことは  $B||b$  近傍でのみ発達する異方的な磁気揺らぎの存在を示唆している。今後、この磁気揺らぎの性質がどのようなものなのかを微視的測定も含めて解明していくことが重要と考えられる。

## 6. 最後に

本稿の内容とは直接関連しないが、本研究で用い

た二軸回転機構は東北大金研強磁場センターの全てのマグネットで共同利用装置として使用可能である。特に最近では輸送測定だけでなく、交流磁化率、核磁気共鳴、超音波測定等の幅広い物性測定が二軸回転を用いて行われているので、興味を持っていただいた方はぜひ共同利用実験をご検討いただけると幸いです。

## 謝辞

今回紹介した実験は、清水悠晴、仲村愛、李徳新、本間佳哉、青木大、杉浦栞理、佐々木孝彦（以上東北大金研）、本多史憲（九大アイソトープセンター）の各先生との共同研究です。深くお礼申し上げます。

## 参考文献

- [1] S. Ran, C. Eckberg, Q-P. Ding, Y. Furukawa, T. Metz, S. R. Saha, I-L. Liu, M. Zic, H. Kim, J. Paglione, N. P. Butch, *Science*, **365**, (2019) 684.
- [2] D. Aoki, A. Nakamura, F. Honda, D. X. Li, Y. Homma, Y. Shimizu, Y. J. Sato, G. Knebel, J-P. Brison, A. Pourret, D. Braithwaite, G. Lapertot, Q. Niu, M. Vališka, H. Harima, J. Flouquet, *J. Phys. Soc. Jpn.* **88**, (2019) 043702.
- [3] G. Nakamine, S. Kitagawa, K. Ishida, Y. Tokunaga, H. Sakai, S. Kambe, A. Nakamura, Y. Shimizu, Y. Homma, D. X. Li, F. Honda, D. Aoki, *J. Phys. Soc. Jpn.* **88**, (2019) 113703.
- [4] S. Ran, I-L. Liu, Y. S. Eo, D. J. Campbell, P. M. Neves, W. T. Fuhrman, S. R. Saha, C. Eckberg, H. Kim, D. Graf, F. Balakirev, J. Singleton, J. Paglione, N. P. Butch, *Nat. Phys.* **15**, (2019) 1250.
- [5] G. Knebel, W. Knafo, A. Pourret, Q. Niu, M. Vališka, D. Braithwaite, G. Lapertot, M. Nardone, A. Zitouni, S. Mishra, I. Sheikin, G. Seyfarth, J-P. Brison, D. Aoki, J. Flouquet, *J. Phys. Soc. Jpn.* **88**, (2019) 063707.
- [6] W. Knafo, M. Nardone, M. Vališka, A. Zitouni, G. Lapertot, D. Aoki, G. Knebel, D. Braithwaite, *Communications Physics*, **4**, (2021) 40.
- [7] H. Sakai, Y. Tokiwa, P. Opletal, M. Kimata, S. Awaji, T. Sasaki, D. Aoki, S. Kambe, Y. Tokunaga, Y. Haga, *Phys.*

*Rev. Lett.* **130**, (2023)196002.

[8] D. Braithwaite, M. Vališka, G. Knebel, G. Lapertot, J.-P. Brison, A. Pourret, M. E. Zhitomirsky, J. Flouquet, F. Honda, D. Aoki, *Communications Physics*, **2**, (2019) 147.

[9] D. Aoki, F. Honda, G. Knebel, D. Braithwaite, A. Nakamura, D. X. Li, Y. Homma, Y. Shimizu, Y. J. Sato, J-P. Brison, J. Flouquet, *J. Phys. Soc. Jpn.* **89**, (2020) 053705.

[10] A. Fert and P. M. Levy, *Phy. Rev. B* **36**, 1907 (1987).