

絶縁体中スカーミオンによるトポロジカル熱ホール効果の研究

Studies of Topological Thermal Hall Effects by Skyrmions in Insulators

M21助自118

代表研究者 山下 穰 東京大学 物性研究所 准教授
Minoru Yamashita Associate Professor, Institute for Solid State Physics, University of Tokyo

Quantized transports of fermions are topological phenomena determined by the sum of the Chern numbers of all the energy bands below the Fermi energy. For bosonic excitations, e.g. phonons and magnons in a crystal, topological transport is dominated by the Chern number of the lowest energy band because the energy distribution of the bosons is limited below the thermal energy. Here, we demonstrate the presence of topological transport by bosonic magnons in a lattice of magnetic skyrmions – topological defects formed by a vortex-like texture of spins. We find a distinct thermal Hall signal when the ferromagnetic spins in an insulating polar magnet GaV_4Se_8 form magnetic skyrmions. Its origin is identified as the topological thermal Hall effect of magnons in which the trajectories of these magnons are bent by an emergent magnetic field produced by the magnetic skyrmions. Our theoretical simulations confirm that the thermal Hall effect is indeed governed by the Chern number of the lowest energy band of the magnons in a triangular lattice of magnetic skyrmions. We further find that the thermal Hall conductivity exhibits a clear difference between entering the magnetic skyrmion phase from the zero-field cycloidal phase and that from the forced ferromagnetic phase. This unexpected hysteresis effect suggests that the thermal Hall conductivity reflects a detail of the skyrmion lattice. Our findings lay a foundation for studying topological phenomena of other bosonic excitations through thermal Hall probe.

研究目的

本研究の目的は、絶縁体における磁気スカーミオン相の研究を熱ホール測定によって可能にし、磁気スカーミオンの生み出す巨大な創発磁場による熱流制御デバイスの開発を可能にすることである。磁気スカーミオンは強磁性体中のスピンの渦のような構造をもったもので、普通の渦とは異なり、その巻き数が整数しか許されないという顕著な特徴を持つトポロジカル励起である。一度形成されると安定に存在し、駆動による電気損失が少ないため、次世代の

情報通信を担う励起として主として金属中で盛んに研究されている。一方、絶縁体中の磁気スカーミオンを検出する手法が確立されていないため、磁気スカーミオンがより安定に存在できる絶縁体中における研究はほとんど進んでいない。例えば、金属中の磁気スカーミオンの検出に大きな役割を果たすホール測定は電気の流れない絶縁体では適用できず、中性子散乱実験では類似磁気相との区別が困難である。

そこで、電流の代わりに熱流を流して行う熱ホール測定によって絶縁体中の磁気スカーミオンの研究を推進する。磁気スカーミオンの

つくる数百テスラの外部磁場に相当する巨大な「創発磁場」によって絶縁体中で熱を運ぶスピン波（マグノン）が曲げられる「トポロジカル熱ホール効果」を、Néel型の磁気スカーミオンが発見された極性強磁性体 GaV_4Se_8 で実験的に検証して、絶縁体における磁気スカーミオンの研究を飛躍的に発展させることを目的とする。

概 要

金属中の電子が示す伝導現象の中には、電子の持つトポロジ的な性質によって現れる非常に特殊な現象があることが知られている。例えば、極低温高磁場下の二次元電子が示す量子ホール効果においては、電子バンドがもつ“チャーン数”と呼ばれる値の整数倍に“量子化”された散逸の無いホール電流が試料の端を流れることが理論と実験の両面から知られている。このように量子化された伝導はフェルミ粒子が非自明なバンドトポロジーをもつときに現れることが知られており、電子だけでなく、キタエフ磁性体と呼ばれ磁性絶縁体中に現れるマヨラナ準粒子も量子化された熱ホール効果（この場合は電流ではなく、マヨラナ準粒子が運ぶ熱流が量子化される）を示すことが知られている^[1]。

こうしたフェルミ粒子による量子伝導現象と同様に、固体中の格子の集団励起であるフォノンや、スピンの集団励起のマグノンなどの熱を運ぶボソン粒子も、そのエネルギーバンドが非自明なトポロジーを持つとき、そのトポロジーできまる熱ホール効果を示す。絶縁体では、電子に対するローレンツ力による普通のホール効果が現れないため、その熱ホール伝導率（ κ_{xy} ）は

$$\frac{\kappa_{xy}}{T} = \frac{k_B^2}{h} \int \Omega(E) f(E) dE, \dots\dots\dots (1)$$

と簡単に表すことができる。ここで E は素励起のエネルギー、 $\Omega(E)$ はベリー曲率というエネ

ルギーバンドのトポロジカル的性質を表す物理量、 $f(E)$ はボース分布関数である。この式は、絶縁体に対する熱ホール伝導率測定から、素励起の持つベリー曲率を直接検出することが可能であることを示している。荷電粒子が流れない絶縁体が熱ホール効果を示すというのは非常に奇異に思われるかもしれないが、実際に式(1)で記述されるトポロジカルな性質に起因する熱ホール効果が様々な絶縁体で観測されている^[2-8]。

こうしたボース粒子の示すトポロジカル伝導現象は、電子などのフェルミ粒子が示すトポロジカル現象とは異なる量子伝導現象を示すことが期待されている。同じ量子状態を取ることが禁止されるフェルミ粒子はフェルミエネルギーで決まるエネルギーまでフェルミ粒子がバンドを埋めるため、フェルミエネルギーより下のバンドの持つチャーン数を足し合わせた数で量子伝導が量子化される。一方、ボース粒子は複数の粒子が同じ量子状態を占めることが許されるから、より多くのボース粒子が占める最低エネルギーバンドの持つチャーン数の効果が最も強く表れることになる。こうしたボース粒子の示すトポロジカル量子伝導現象として最も顕著な効果が期待されているのが磁気スカーミオン格子中のマグノン熱ホール効果である。磁気スカーミオンは固体中のスピンが渦のような並んだ構造をもつトポロジカル欠陥の一種で、創発磁場と呼ばれる、磁場に換算して数100テスラにも及ぶ有効磁場として電子に働き、それによるホール効果を引き起こすことが強磁性金属の研究から知られている^[9]。理論的には、この磁気スカーミオンの創発磁場は金属中を流れる電子だけでなく、絶縁体中で熱を運ぶマグノンに対しても同様に働き、マグノンの運ぶ熱流が曲がるトポロジカル熱ホール効果が現れることが提案されていた。しかしな

がら、磁気スカーミオンが発現する磁性絶縁体は限られ、また、強磁性転移温度直下の比較的高温でしか安定して存在しないために、マグノンの最低エネルギーバンドの効果を観測するために必要な低温までの測定ができず、その効果は観測されていなかった。

本研究では、磁気スカーミオン相が最低温度まで安定に存在することが最近発見された極性強磁性体 GaV_4Se_8 を用いることで、磁気スカーミオンによるトポロジカル熱ホール効果を0.2 Kの極低温まで初めて観測することに成功した^[7]。我々は磁気スカーミオン相でのみ顕著な熱ホール効果が観測されること、さらに、その熱ホール伝導率が磁気スカーミオン相内での磁場変化に対して変わらず、一定値に留まることを見出した。これはこの熱ホール効果が磁気スカーミオンによるトポロジカル熱ホール効果によって現れていることを強く支持する実験結果である。我々は、理論計算によって熱ホール伝導率の温度依存性を計算し、それが実験結果を非常によく再現するだけでなく、最低エネルギーバンドのもつチャーン数の影響を最も強く受けていることも確認することに成功した。さらに、低温における熱ホール伝導率の磁場依存性が、励磁過程と消磁過程で異なることを見出した。これは熱ホール伝導率が磁気スカーミオン格子の微妙な違いも反映する物理量で、熱ホール測定によって絶縁体中のトポロジカル伝導を研究が大きく展開できる可能性を示している。

本 文

欠損スピネル系化合物 GaV_4Se_8 ^[10]

本研究で用いた強磁性絶縁体 GaV_4Se_8 は欠損スピネル系化合物 GaM_4X_8 ($M=\text{V}, \text{Mo}, X=\text{S}, \text{Se}$) に属する物質で、図1 (a, b) のような構造を持つ。スピン1/2を持つ $(\text{V}_4\text{Se}_4)^{5+}$ のクラスター

が[111]面内で三角格子を形成し、[111]方向に積層した構造をもっている。室温から冷却すると、構造相転移温度(T_S)の41 K以下で<111>軸方向が伸びた極性構造への構造相転移が起きて、スピン間の強磁性的相互作用が現れ、18 Kのキュリー温度(T_C)以下で強磁性転移する。

この物質の磁化(M)と熱伝導率(κ_{xx})の温度依存性を示したのが図1 (d, e) である。磁化はカンタム・デザイン社のMPMS装置を用いて測定した。熱伝導率は自作の測定セルを用いて計測し、図1 (c) にあるように、試料に3つの温度計と1つのヒーターを取り付けて熱流による温度差を計測して κ_{xx} と κ_{xy} の両方が計測できるようになっている。いずれの測定においても磁場は試料の[111]方向に印加しておこなった。

図1 (d) にあるように、磁化は T_S 以下から上

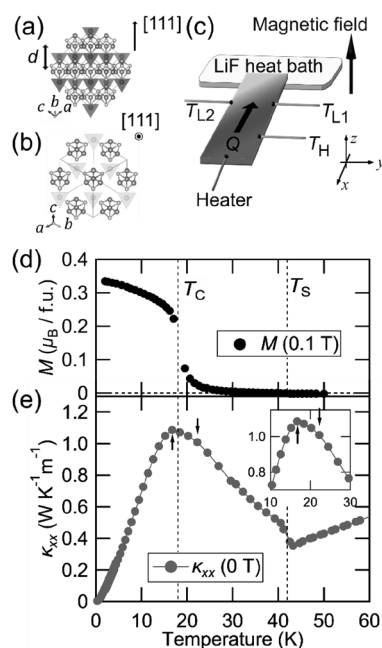


図1 (a, b) GaV_4Se_8 の結晶構造。(c) 熱輸送測定セルの模式図。(d) 0.1 Tにおける磁化の温度依存性。(e) ゼロ磁場における熱伝導率の温度依存性。挿入図はキュリー温度付近の拡大図。

昇を始め、 T_C 以下で強磁性転移によって急激に増大する。これらの転移の影響は κ_{xx} の温度依存性にも見ることができ、構造転移温度で κ_{xx} が不連続に増加し、キュリー温度でも κ_{xx} のピークが観測される。

磁気スカーミオン相における磁化・熱伝導率・熱ホール伝導率の磁場依存性

この物質における先行研究から、強磁性転移温度以下のゼロ磁場では、スピンのらせん構造を形成するサイクロイド相がゼロ磁場で現れるが、磁場の印加に伴ってネール型の磁気スカーミオンが $B_{sky} \sim 0.1$ T以上の磁場領域で現れ、飽和磁場 (B_{sat}) まで存在することが知られている (図3の温度磁場相図を参照)^[10]。

こうした磁気状態の変化に対する κ_{xx} と κ_{xy} の変化を調べたのが図2で、 M の磁場依存性も一緒に示している。図2の M の磁場依存性からわかるように、 B_{sky} でサイクロイド相から磁気スカーミオン相に入ると磁化が不連続に増加する。この磁気スカーミオン相中の磁化の増加

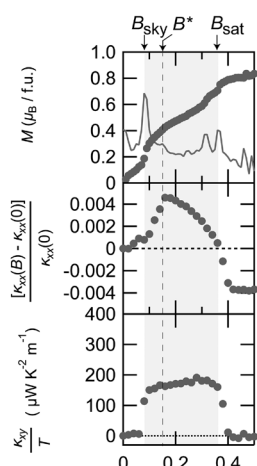


図2 10 Kにおける磁化 (上)、熱伝導率 (中)、熱ホール伝導率 (下) の磁場依存性。中段の熱伝導率はゼロ磁場の値で規格化して表示している。図の中央の灰色領域が磁気スカーミオン相 (図3の"SkX") で、低磁場側がサイクロイド相 ("Cyc")、高磁場側が強制強磁性相 ("FFM")。

は B^* で折れ曲がる。これは、構造相転移の際に伸びる $\langle 111 \rangle$ 軸には結晶中で等価な選び方が4種類あるために、その違いによって結晶中に4種類のドメインが形成されることに起因する。磁場と同じ方向に伸びたドメインでは磁気スカーミオン相が発現するが、それ以外の3種類のドメインでは磁場中でサイクロイド相と異なる磁気秩序が形成されて、その磁化が B^* で飽和する。 κ_{xx} の磁場依存性も同様に、 B^* にピークがあり、磁気スカーミオン相が現れない構造ドメインでの磁気構造変化の影響が表れていることがわかる。

これに対して、 κ_{xy} には磁気スカーミオン相だけに信号が観測される。図2からわかるように、青色で示されたサイクロイド相 ($B < B_{sky}$) では κ_{xy} はほぼゼロであるが、磁場を増加させると B_{sky} で磁気スカーミオンの形成に伴う磁化の不

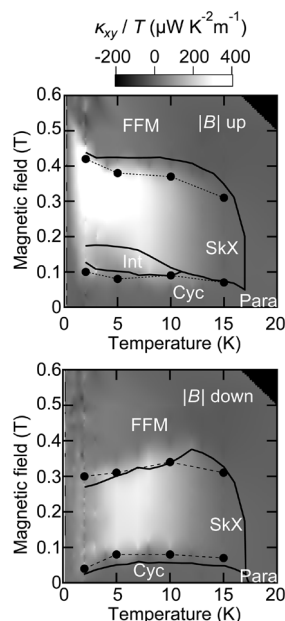


図3 熱ホール伝導率の大きさを磁場-温度に対してカラープロットした図。磁場の励磁過程 (上) と消磁過程 (下) での観測結果を別にして示している。実線が先行研究^[10]における相境界で、黒丸が本測定における磁化測定 (図2) から決めたもの。

連続な上昇が現れると同時に有限の κ_{xy} が現れる。注目すべきは、この有限の κ_{xy} は磁気スカーミオン相内では磁場変化に対して一定で B^* に変化はなく、 $B \geq B_{\text{sat}}$ の強制強磁性相で再びゼロになることである。この実験結果から、 κ_{xy} 測定では磁気スカーミオンの効果だけを選択的に検出できていることがわかる。

κ_{xy} の大きさを温度磁場相図上でカラープロットしたのが図3である。この図からわかるように、他の測定から求められた磁気スカーミオン相の位置とはほぼ一致する領域で κ_{xy} が観測されている。一方で、 T_c 直下の比較的高温領域では κ_{xy} は小さい。また、低温では励磁過程(図3上)と消磁過程(図3下)で κ_{xy} に異なる磁場依存性が現れることが明らかになった。図3で示されているように、2 Kでは励磁過程では B_{sat} に近いところで大きな κ_{xy} が観測されたが、消磁過程ではほとんど観測されなかった。

磁場中冷却による磁気スカーミオン相ドメインの変化

磁気スカーミオン相で観測された κ_{xy} が磁気スカーミオン由来の現象であることをさらに確認するために磁場中冷却効果の検証を行った。以上の実験ではゼロ磁場下で試料を冷却したが、構造相転移の際に[111]方向に磁場を印加すると、この物質にある磁気異方性のために、磁場と同じ方向に延びるドメインの量を増やせることが期待できる。この効果の検証を行った結果が図4である。ゼロ磁場冷却時の測定結果(図中のZMP)に比べて、 T_s を通過する際に磁場を印加して測定した結果(MP)では(1)磁化の B_{sky} と B_{sat} における変化が顕著になっている。これは磁場中冷却によって確かに磁気スカーミオン相が発現するドメインが増加したことを示している。(2) κ_{xx} の磁場依存性は劇的に変化し、 B_{sky} で減少した後に、 B_{sat} で増加する磁場変

化が観測されるようになった。これは、磁気スカーミオン相で熱流がより強く散乱されるようになったことを示している。その可能性としては磁気スカーミオンによる散乱効果などが考えられる。(3) κ_{xy} の大きさが3倍程度に増加した。以上の結果は、磁場中冷却によって磁気スカーミオン相が増え、それによって磁気スカーミオンによる κ_{xx} と κ_{xy} の影響がより顕著に見えるようになったことを示している。

磁気スカーミオン相における熱ホール効果の起源について

ここで、磁気スカーミオン相で観測された大きな κ_{xy} の起源について議論する。磁性絶縁体である GaV_4Se_8 の熱ホール効果の起源としては1. マグノンと外部磁場によるマグノンホール効果^[2]

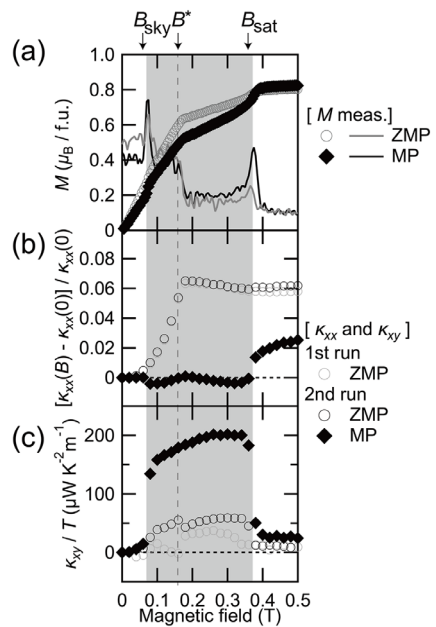


図4 ゼロ磁場冷却 (ZMP) と磁場中冷却 (MP) 後の磁化 (a)、熱伝導率 (b)、熱ホール伝導率 (c) の5 Kにおける磁場依存性。測定は、図1～3の測定に用いられた試料とは別の試料で行われた。

2. フォノンによる熱ホール効果^[4,5]
 3. 磁気スカーミオン自体が熱流と垂直方向に流れるスカーミオンホール効果^[11]
 4. 磁気スカーミオンの創発磁場によるトポロジカル熱ホール効果
- の4つが候補としてあげられる。

1. のマグノンホール効果はジャロシンスキー・モリヤ相互作用などの影響でマグノンの軌道が曲げられる現象で、強磁性絶縁体で観測例がある。このマグノンホール効果は GaV_4Se_8 における強制強磁性でも観測されるはずで、図4の $B > B_{\text{sat}}$ の強制強磁性の磁場領域で観測されている κ_{xy} がこれに相当すると考えられる。しかし、この図4からも、また図2と図3からもわかるように、この効果による κ_{xy} は磁気スカーミオン相における κ_{xy} に比べて非常に小さく、磁気スカーミオン相の熱ホール効果の起源とは考えられない。

2. のフォノンホール効果は絶縁体の熱輸送の大部分を担うフォノンの軌道が曲げられることによって現象で、 SrTiO_3 などの非磁性絶縁体や銅酸化物超伝導体などの幅広い物質で観測されている。そのメカニズムの詳細は不明だが、磁性不純物との散乱などの効果によって現れると考えられている。これまでに観測されたフォノン熱ホール効果では κ_{xx} と κ_{xy} の間に比例関係が観測され、特に κ_{xx} が最大値となる温度において κ_{xy} も最大値となる温度依存性を示すことが知られている。一方、 GaV_4Se_8 における熱ホール効果では κ_{xx} が最大値を示す温度は、 κ_{xy} のそれよりも2倍以上高く、フォノンの熱ホール効果は磁気スカーミオン相では効いていないと考えられる。

3. のスカーミオンホール効果は、4. の効果の反作用で現れる現象で、磁気スカーミオンが試料にピン止めされずに自由に動き回れる際に現れる現象である。実際、金属中の磁気スカーミオンに対して流す電流を増やしていくと、ピン止め閾値を超えた電流値で現れるこ

とが知られている。このように、このスカーミオンホール効果はトポロジカルホール効果の反作用として現れるために、それまで現れていたホール効果を小さくする効果として観測されるが、それ自体が単独で現れることは無いために今回の実験結果の主因ではない。

以上の議論から我々は、4. のトポロジカル熱ホール効果が、磁気スカーミオン相で観測された κ_{xy} の起源であると結論した。これをさらに確認するためにトポロジカル熱ホール効果の数値計算を行った。計算の詳細は割愛するが、図5(a)で示されているような磁気スカーミオ

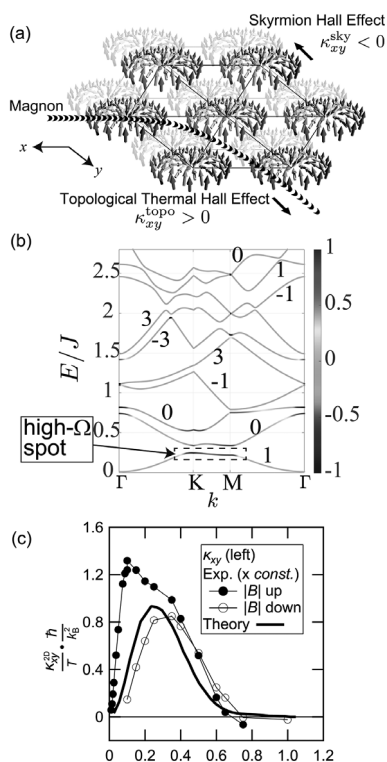


図5 (a) マグノンのトポロジカル熱ホール効果の模式図。マグノンが運ぶ熱流が磁気スカーミオンのつくる創発磁場の影響で曲げられる。(b) 磁気スカーミオン格子におけるマグノンのエネルギーバンド。ベリー曲率の強さを色でプロットしてあり、それぞれのバンドの持つチャーン数をバンドのそばに示している。(c) 計算から求めた熱ホール伝導率の温度依存性(実線)と実験データ(O)の比較。

ン格子を考え、そこでのマグノン励起による熱ホール効果について数値シミュレーションをおこなった。磁気スカーミオン格子によってマグノンバンドが折りたたまれ、図5 (b) であらわされるようなマグノンバンドが形成される。この時、磁気スカーミオンの渦構造によるベリー位相の効果によってマグノンバンドの一部にベリー曲率が現れるようになる。図5 (b) のマグノンバンドにつけられた色はそのベリー曲率の大きさを表しており、最低エネルギー近くの $E \sim 0.3J$ に大きなベリー曲率が現れている (J はスピン間相互作用の大きさ)。このバンドをもとに、式 (1) に従って計算した κ_{xy}/T の温度依存性を示したのが図5 (c) の実線である。この計算結果から示されているように、強磁性転移温度直下では熱ホール効果は現れないが、 $\sim 0.6T_C$ より低温で増加し、 $\sim 0.3T_C$ で κ_{xy}/T がピークを示した後に0になることがわかる。この温度依存性は次のように理解することができる。まず、 T_C 直下ではマグノンバンド間のエネルギーギャップに比べて温度による分布の広がりが大きいため、マグノンバンドのもつベリー曲率の分布が平均化されて κ_{xy}/T が現れない。低温で、 $E \sim 0.3J$ の“high- Ω spot” (図5) にあるベリー曲率が効くようになってところで κ_{xy}/T が最大となり、それより低温ではマグノンの分布が“high Ω spot”よりも低エネルギー側になってしまうために κ_{xy}/T が0になる。

この計算結果は、実験結果をよく再現していることがわかる。図5 (c) の●と○はそれぞれ、励磁過程と消磁過程において観測された κ_{xy}/T の温度依存性を示すデータで、縦軸は理論計算との比較のために2次元面一層の大きさになるように定数倍して規格化してある。図5 (c) からわかるように、 κ_{xy}/T が現れ始める温度や消磁過程における κ_{xy}/T のピークをよく再現している。また、データの絶対値についても理論計算結果

は実験結果を5倍程度の値になることが分かった。この物質では4つの等価なドメインのうちの1つでしか磁気スカーミオン相が現れないことを考えると、この5倍の差はドメインの効果を考慮すればよく一致しているといえる。

一方、低温における計算結果は、励磁過程における κ_{xy}/T の温度依存性から大きくずれていることがわかる。 κ_{xy}/T のピーク温度がマグノンエネルギーバンドにおいてベリー曲率が最も強く分布しているエネルギー領域を反映している事を考えれば、この計算結果からのずれは、励磁過程におけるマグノンのエネルギーバンドでは、図5 (b) の結果より低エネルギー側にベリー曲率の強い分布が生じていることを示している。この原因の解明は今後の課題であるが、一つの可能性としては励磁過程では磁気スカーミオン格子が図5 (a) で仮定したような三角格子から大きくひずんでいて、その結果、ベリー曲率の分布がより低エネルギー側に移動した可能性がある。消磁過程によって強制強磁性相から磁気スカーミオン格子を形成する場合と、励磁過程によってサイクロイド相から磁気スカーミオンを形成したときにどうして違いが起きるかは不明であるが、今後の中性子散乱実験などによって格子形成に違いが生じていないか検証が待たれる。

参考文献

- [1] A. Kitaev, *Anyons in an Exactly Solved Model and Beyond*, *Annals of Physics* **321**, 2 (2006) .
- [2] Y. Onose, T. Ideue, H. Katsura, Y. Shiomi, N. Nagaosa, and Y. Tokura, *Observation of the Magnon Hall Effect*, *Science* **329**, 297 (2010) .
- [3] Y. Kasahara et al., *Majorana Quantization and Half-Integer Thermal Quantum Hall Effect in a Kitaev Spin Liquid*, *Nature* **559**, 227 (2018) .
- [4] X. Li, B. Fauqué, Z. Zhu, and K. Behnia, *Phonon Thermal Hall Effect in Strontium Titanate*, *Physical Review Letters* **124**, 105901 (2020) .

- [5] G. Grissonnanche et al., *Chiral Phonons in the Pseudogap Phase of Cuprates*, Nature Physics **16**, 1108 (2020) .
- [6] M. Akazawa, M. Shimozaawa, S. Kittaka, T. Sakakibara, R. Okuma, Z. Hiroi, H.-Y. Lee, N. Kawashima, J. H. Han, and M. Yamashita, *Thermal Hall Effects of Spins and Phonons in Kagome Antiferromagnet Cd-Kapellasite*, Phys. Rev. X **10**, 41059 (2020) .
- [7] M. Akazawa, H.-Y. Lee, H. Takeda, Y. Fujima, Y. Tokunaga, T. Arima, J. H. Han, and M. Yamashita, *Topological Thermal Hall Effect of Magnons in Magnetic Skyrmion Lattice*, Phys. Rev. Res. **4**, 043085 (2022) .
- [8] H. Takeda, J. Mai, M. Akazawa, K. Tamura, J. Yan, K. Moovendaran, K. Raju, R. Sankar, K.-Y. Choi, and M. Yamashita, *Planar Thermal Hall Effects in the Kitaev Spin Liquid Candidate $\text{Na}_2\text{Co}_2\text{TeO}_6$* , Phys. Rev. Res. **4**, L042035 (2022) .
- [9] N. Nagaosa and Y. Tokura, *Topological Properties and Dynamics of Magnetic Skyrmions*, Nature Nanotechnology **8**, 899 (2013) .
- [10] Y. Fujima, N. Abe, Y. Tokunaga, and T. Arima, *Thermodynamically Stable Skyrmion Lattice at Low Temperatures in a Bulk Crystal of Lacunar Spinel GaV_4Se_8* , Physical Review B **95**, 180410 (2017) .
- [11] T. Schulz, R. Ritz, A. Bauer, M. Halder, M. Wagner, C. Franz, C. Pfleiderer, K. Everschor, M. Garst, and A. Rosch, *Emergent Electrodynamics of Skyrmions in a Chiral Magnet*, Nature Physics **8**, 301 (2012) .

今後の研究の見通し

本研究によって、磁気スカーミオンが作る創発磁場が絶縁体中の磁気励起であるマグノンに対しても、金属中を流れる電子と同様に、有効磁場として働いて熱ホール効果を生み出すことが明らかになった。これは、磁気スカーミオンの創発磁場を、絶縁体における熱輸送などに応用できる可能性を広げる研究であるといえる。

本研究は熱ホール効果が絶縁体中におけるトポロジカル励起を検出するための有効な測定手法であることを示す研究結果であり、熱ホール測定を用いた今後の基礎研究に大きな波及効果を及ぼす研究であると考えている。実際、本研究と並列して行ったキタエフ磁性体の候補物質 $\text{Na}_2\text{Co}_2\text{TeO}_6$ における面内熱ホール伝導率測定ではトポロジカルマグノンによる熱ホール効果の観測に成功した^[8]。今後、反強磁性スカーミオンが生み出す創発磁場によるトポロジカル熱ホール効果の探索などにつながることが期待できる。

本助成金による主な発表論文、著書名

- 1) Planar Thermal Hall Effects in Kitaev Spin Liquid Candidate $\text{Na}_2\text{Co}_2\text{TeO}_6$, Hikaru Takeda, Jiancong Mai, Masatoshi Akazawa, Kyo Tamura, Jian Yan, Kalimuthu Moovendaran, Kalaivanan Raju, Raman Sankar, Kwang-Yong Choi, **Minoru Yamashita***, Phys. Rev. Research **4**, L042035 (2022) .
- 2) Topological Thermal Hall Effect of Magnons in Magnetic Skyrmion Lattice, Masatoshi Akazawa, Hyun-Yong Lee, Hikaru Takeda, Yuri Fujima, Yusuke Tokunaga, Taka-hisa Arima, Jung Hoon Han, **Minoru Yamashita***, Phys. Rev. Research **4**, 043085 (2022) .