



日本原子力研究開発機構機関リポジトリ
Japan Atomic Energy Agency Institutional Repository

Title	反強磁性ナノ構造におけるスピントルクと電圧生成
Author(s)	山根 結太, 家田 淳一
Citation	まぐね,13(5),p.235-241
Text Version	査読後
URL	https://jopss.jaea.go.jp/search/servlet/search?5062758
DOI	2022.2.28 現在なし
Right	日本磁気学会

反強磁性ナノ構造におけるスピントルクと電圧生成 Spin torques and electrical voltage generation in antiferromagnetic nanotextures

山根結太 Y. Yamane¹ and 家田淳一 J. Ieda²

¹ 理化学研究所創発物性科学研究センター CEMS, RIKEN,
Tel. +81-48-467-9572, Fax +81-48-462-4668, E-mail yuta.yamane@riken.jp and

² 日本原子力研究開発機構先端基礎研究センター ASRC, JAEA,
Tel. +81-29-284-3449, Fax +81-29-282-5927, E-mail ieda.junichi@jaea.go.jp

We overview recent theoretical developments on spin-transfer torque in antiferromagnetic nanostructures and related subjects. As antiferromagnetic materials have been generating more attention lately due to their potential to play pivotal roles in spintronics applications, demand has been rising for reliable methods to control and detect antiferromagnetic textures and their dynamics. While antiferromagnets are largely insensitive to external magnetic fields in general, electrical means are proving to be capable of offering promising ways to access the antiferromagnetic dynamics. In this article, we discuss the possibility of manipulating and observing dynamical antiferromagnetic textures by electrical current and voltage.

Keywords: spintronics, antiferromagnetic materials, spin-transfer torque, spinmotive force, Néel spin-orbit torque, magnetic domain wall, Landau—Lifshitz—Gilbert equation

I. はじめに

去る 2017 年 11 月、本会共同主催研究会『反強磁性スピントロニクスの新展開』が開催された。「新展開」と銘打たれたように、反強磁性体を用いたスピントロニクス研究は 2000 年代後半から始まっている [1–3]。とはいうものの、不動の主演は強磁性体であり、これまで反強磁性体は（交換結合など重要な役割を果たしつつも）脇役に徹してきた。それがここ数年、基礎研究と新たな素子応用の観点から反強磁性体への関心が高まりつつある [4–6]。

スピントロニクス研究の目標を、電子スピとその流れであるスピン流をナノ磁気構造と結合させ、それらを利用して磁気記憶素子の高性能化を追求することとしよう。強磁性体はマクロな磁化を持つため、電流を流せばスピン分極の分だけスピン流が生成でき、その磁気構造の制御にはスピン流が有効であった [7]。1990 年代後半から 2000 年代前半にかけて、スピン流を用いた強磁性体中の磁化制御、すなわちスピン移行トルク (spin-transfer torque: 以下 STT) が確立されて以来、強磁性体とそれを含む複合素子構造が長らく研究の主戦場であった。

対して反強磁性体は、磁気モーメントの方向が原子レベルで規則的に打ち消し合う磁気秩序を示す。そのため基本的にマクロな磁化は消失し、スピン流の生成源としては期待できそうもない。さらに、外部に磁場を出さず、外部の磁場に応答しにくいいため、既存の磁氣的検出・制御手段が適用できず、素子応用に向けた研究にも制約が課されていた。

だが裏を返せば、これらの特性はデバイス応用の点で新たな魅力となり得る。例えば、外部に磁場を出さない性質は、不揮発性メモリ応用における高集積化時の混線や漏話の原理的な解消を意味する。また、反強磁性共鳴は典型的にはテラヘルツ帯で起こり、これは強磁性体 (ギガヘルツ) に比べ格段に速い。一般に、反強磁性体においても磁壁やスカーミオンといったナノ～マイクロスケールにわたる磁気構造が安定して存在しうることから、こうした特性を利用することができれば、磁壁やスカーミオンの運動に基づ

いたレーストラックメモリをはじめとする磁気記憶素子の小型化・高速化が可能になると期待される。さらに、本特集で深見氏らが紹介されるように、強磁性体と反強磁性体の複合素子により高速アナログ動作が実現され [8]、その特性が人工神経回路網のプロトタイプへ実装される [9] など、研究フロンティアの一翼を担う様相を呈している。

こうした背景のもと注目を集める「反強磁性スピントロニクス」であるが、その基礎付けには未整備な部分が多く残されている。特に、薄膜や細線における反強磁性ナノ構造の制御・検出については確定的な手段がなく、様々な可能性が模索される重要な未解決課題となっている。本稿では、電流・電圧を用いた電気的な反強磁性ダイナミクスの制御・検出について、理論研究の側面から検討する。特に研究対象として、前述の磁壁やスカーミオンに代表されるような反強磁性ナノ構造を想定する。次節以降ではまず反強磁性体中の STT について紙数を割いて議論した後、関連する重要な現象を最近の話題と合わせて紹介する。

なお本稿では、磁化構造を持つ磁性体 (例えば磁壁を含む磁性細線) に、単に「電流」を流す場合を考え、界面を通して外部から「スピン流」を注入し磁化操作する、いわゆるスピン注入磁化反転は議論していない。「スピン流」を用いた反強磁性体制御の研究に関して、実験については [10, 11]、理論については [12–14] などの文献を参照されたい。

II. STT と角運動量保存則

A. 強磁性体

反強磁性 STT を議論する準備として、強磁性の場合を振り返っておこう。強磁性体中の (規格化された) 磁化 \vec{m} のダイナミクスは、次の Landau—Lifshitz—Gilbert (LLG) 方程式で記述されることがよく知られている。

$$\frac{d\vec{m}}{dt} = -\gamma\vec{m} \times \vec{H} + \alpha\vec{m} \times \frac{d\vec{m}}{dt} + \vec{T}^{\text{STT}} \quad (2.1)$$

γ は磁気回転比, α は緩和定数, \vec{H} は外部磁場や異方性磁場などを含めた有効磁場, \vec{T}^{STT} は STT を表している. \vec{T}^{STT} の具体形は, 磁化と伝導電子スピンとの間に次の s - d タイプの交換相互作用

$$H_{sd} = J\vec{\sigma} \cdot \vec{m}(\vec{r}, t) \quad (2.2)$$

を仮定し, 伝導電子スピンが磁化に及ぼすトルクを求めることで決定することができる. $J(> 0)$ は交換相互作用エネルギー, $\vec{\sigma}$ は電子スピン演算子としてのパウリ行列である.

式 (2.2) が示すことは, まず, 電子スピンは磁化と反平行に揃う時にエネルギーが低くなるため, 強磁性体中を流れる電流は $-\vec{m}$ の方向に分極したスピン流を伴う. また, 式 (2.2) は系の全スピン角運動量を保存する. したがって, 空間変化する磁化構造の上をスピン流が流れる時, スピン流の分極方向が $-\vec{m}$ に追従して変化するならば, それに伴う伝導電子のスピン角運動量の変化分は磁化に受け渡されなければならない. このプロセスは磁化に STT として働き,

$$\vec{T}^{\text{STT}} = (1 - \beta\vec{m} \times) (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{m} \quad (2.3)$$

となることが知られている. β は無次元のパラメーター, そして \vec{u} は

$$\vec{u} = \frac{g\mu_B P}{2eM_S} \vec{j} \quad (2.4)$$

と書かれ, 印加した電流密度 \vec{j} に対する STT の効率を与える. g は g 因子, μ_B はボーア磁子, e は素電荷, M_S は飽和磁化, そして P は電流のスピン分極率 ($|P| < 1$) である. 式 (2.3) の最初の括弧の第一項は, 電子スピンが磁化方向に断熱的に追従することから生じる寄与を記述する. 第二項は, (式 (2.2) に含まれていない) スピン軌道相互作用等に起因する, 電子スピン緩和の寄与を取り込んだもので, 通常 $\beta \simeq \hbar/(J\tau_{\text{sf}}) \ll 1$ が成り立つ (τ_{sf} はスピン緩和時間). β 項は, 磁壁移動などで重要な役割を果たすことが知られている.

B. 反強磁性体

次に反強磁性体を考えよう. ここでは二つの副格子 A , B からなる反強磁性体に連続体近似を施した系を考え, 各副格子に属する磁化をそれぞれ $\vec{m}_A(\vec{r}, t)$, $\vec{m}_B(\vec{r}, t)$ とラベルする (Fig. 1). \vec{m}_A と \vec{m}_B は反強磁性相互作用によって強く結びついており, $\vec{m}_A \simeq -\vec{m}_B$ が成り立つ. 二つの磁化のダイナミクスは, それぞれが従う LLG 方程式を連立して解けば求められる. すなわち \vec{m}_μ ($\mu = A, B$) に対して

$$\frac{\partial \vec{m}_\mu}{\partial t} = -\gamma \vec{m}_\mu \times \vec{H}_\mu + \alpha \vec{m}_\mu \times \frac{\partial \vec{m}_\mu}{\partial t} + \vec{T}_\mu^{\text{STT}} \quad (2.5)$$

である. 簡単のため, 物質パラメーターは副格子に依存しないものとした. 有効磁場 \vec{H}_μ に含まれる \vec{m}_A - \vec{m}_B 間の交換相互作用からの寄与を通じて, 二つの方程式はカップルしている. 反強磁性 STT 研究の目標は, 反強磁性体に電流を流した時に生じる \vec{T}_μ^{STT} ($\mu = A, B$) の具体形を求めることである.

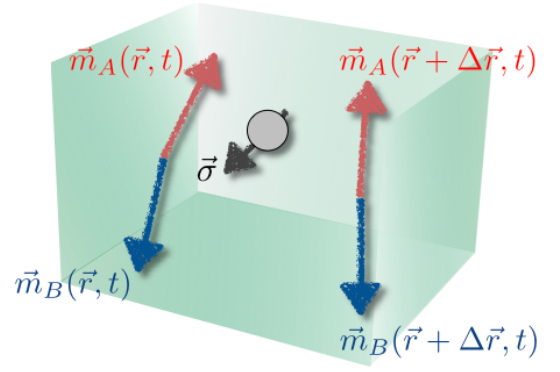


Fig. 1: Schematic of our model for antiferromagnetic metal. Sublattice magnetizations \vec{m}_A and \vec{m}_B , which obey coupled Landau—Lifshitz—Gilbert equations (2.5), are defined at every space point \vec{r} by continuous approximation. Conduction electrons are described by Hamiltonian (2.6), with their spin $\vec{\sigma}$ interacting with magnetizations via exchange coupling.

強磁性体の場合に導かれた式 (2.3), (2.4) を, $\vec{m} \rightarrow \vec{m}_\mu$ としてそのまま適用することは可能であろうか? もしこれが正しければ, 反強磁性体では STT は生じないという結論になる. なぜなら反強磁性体にはマクロな磁化が存在せず, 電流は正味のスピン流を伴わないので $P = 0$, すなわち $\vec{u} = 0$ となるためである. この結論は, 強磁性 STT がスピン流と磁化の間でのスピン角運動量の交換から導かれる現象であったことを考えれば自然に思える. しかしこの議論は少しナイーブすぎる. 強磁性体において式 (2.3) を導くときの重要な仮定は, 磁化の空間変化は電子スピンがその変化に追従できる程度に十分ゆっくりであるということであった. しかし反強磁性体では磁化の向きは原子スケールで 180 度変化しており, この条件は満たされていない. したがって, 式 (2.3) をそのまま用いて, 反強磁性体では $P = 0$ であるから STT は生じないと結論することはできない.

そこで, 反強磁性体中での磁化と伝導電子スピンの相互作用をより詳しく議論するために, 伝導電子に対して以下のようなハミルトニアンを仮定しよう.

$$H_{\text{AF}} = \begin{pmatrix} J\vec{\sigma} \cdot \vec{m}_A(\vec{r}, t) & K \\ K & J\vec{\sigma} \cdot \vec{m}_B(\vec{r}, t) \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

ハミルトニアンが 4×4 の行列であるのは, 副格子自由度 A, B から来るものであり, 伝導電子は 4 成分のスピンで表される. すなわち, 式 (2.6) の左上成分は副格子 A における磁化 \vec{m}_A との交換相互作用を表しており, 右下成分は副格子 B に対応している. 非対角項に存在する K は電子の副格子間ホッピングに対応する運動エネルギーを与える. ここでは H_{AF} をいわゆる第一量子化のもとで扱い, K は演算子であるとする. 一般には式 (2.6) の対角項には副格子内ホッピングの寄与も存在するが, 以下の議論では重要ではないので簡単のため省略している.

\vec{m}_A と \vec{m}_B はほぼ反平行であるから, K による副格子間遷移は, 伝導電子スピンがいずれかの磁化の方向に揃うのを妨げるように働く. したがって副格子間遷移は運動エネルギーで得をする反面, 交換相互作用エネルギーを下げ

るといふ観点からは不利に働く。すなわち、 J と K の競合という、強磁性体では生じなかった問題が顔を出す。これが反強磁性体における電子スピンと磁化との相互作用の扱いを複雑にしている要因である。

こうした課題を踏まえて、反強磁性 STT の理論研究の現状について次節でより詳しく見ていく。その前に、反強磁性体の秩序変数と、これに基づいた理論の定式化に触れておこう。反強磁性ダイナミクスを定式化するにあたっては、 (\vec{m}_A, \vec{m}_B) の代わりに、これら二つベクトルの線型結合から作られる $\vec{n} = (\vec{m}_A - \vec{m}_B)/2$, $\vec{m} = (\vec{m}_A + \vec{m}_B)/2$ を基底として用いてもよい。 \vec{n} は反強磁性体の秩序変数、 \vec{m} は正味の強磁性モーメントという意味を持つ。定義から $\vec{n} \cdot \vec{m} = 0$ であり、また通常 $|\vec{m}| \ll 1$ が成り立つことから、解析的なアプローチでは (\vec{n}, \vec{m}) を基底に選ぶのがしばしば便利である。一方で、数値的なアプローチでは長さの変わらないベクトル \vec{m}_A, \vec{m}_B の方が扱いやすい。いずれの基底を選んで理論を構築しても、定義に基づいて互いに読み替えることはいつでも可能であり、本質的な違いは生じない。以下では、適宜 (\vec{m}_A, \vec{m}_B) と (\vec{n}, \vec{m}) による説明を使い分ける。

III. 反強磁性 STT

A. 現象論的アプローチとその限界

ここでは、反強磁性 STT についてこれまでの理論提案を概観し、それらの意義と課題について検討していく。

反強磁性ナノ構造に対して電流がそのダイナミクスを誘起しうることが、数値的な研究によって比較的以前から認識されていた [15]。電流が反強磁性ナノ構造に及ぼすトルクについて、物理的考察から解析的な式を導いたのは Hals *et al.* [16] である。彼らはまず、何らかの理由で反強磁性ダイナミクスが生じた時、それにより生成される電流について、系の持つ回転対称性から許される形を書き下した (彼らは磁気異方性の無い反強磁性体を考えた)。ここで彼らは、磁化の時間・空間変化および \vec{m} は小さい量であるとし、これらについて最低次で残る項を抽出している。そしてオンサーガーの相反定理から、各項に対応する反強磁性磁化ダイナミクスへの寄与、すなわち STT の形を同定した。その結果彼らは、強磁性モーメント \vec{m} が存在しなくても、電流は \vec{n} と相互作用してそのダイナミクスを誘起できる、すなわち有限の STT が生じることを導いた。そして、電流によって反強磁性磁壁の並進移動が生じうることが示された。系の対称性に準拠した上の議論では、式 (2.6) に基づいて電子スピンのダイナミクスをあらわに追跡する必要がないため、前節で議論したホッピングと交換結合の競合という困難は回避されている。同時期に、Swaving—Duine [17] も、STT の形をまず仮定しそこから導かれる結果と数値計算の結果を比較することで、Halsらとほぼ同じ形の STT を予言している。

最も簡単な形で電子のホッピングを考慮した試みとして、Barker—Tretiakov [18] がある。彼らは、伝導電子は各副格子内のみを流れるとして、反強磁性スカーミオンの運動に対する数値研究を行なった。これは式 (2.6) で $K = 0$ と置くことに相当する。この時、伝導電子から見た反強磁

性体は単に二つの独立な強磁性体を並べたものに等しい。 $(\vec{m}_A$ と \vec{m}_B はもちろん、依然として交換相互作用によって強く結合している。) したがって、 \vec{m}_A, \vec{m}_B それぞれに対し強磁性 STT の式 (2.3), (2.4) を適用することができる。(ただし、ここで用いるスピン分極率はバルクに対する $P \sim 0$ では無く、各副格子に対して定義される P_{sub} であり、これは当然有限である。) 彼らはこの STT を導出したわけではなくあくまで仮定したわけだが、その結果として強磁性体で取り除くのが困難であったスカーミオンの電流に対する横方向の運動が、反強磁性体では常に抑制されるという興味深い性質を予言した。これは、スカーミオンの細線に沿った並進移動が必要となるレーストラックメモリーの実現に理想的な性質といえる。

以上の成果により反強磁性 STT の研究が進化した一方で、以下のような課題が残された。まず、対称性に基づく議論が一般的にそうであるように、Hals らの導出では各 STT 項の係数が全く決まらない。このことは、得られた反強磁性 STT に対する物理的イメージを掴みにくくしていた。また、後に見るように、 $|\vec{m}|$ が小さくても \vec{m} の STT に対する寄与が必ずしも二次的であるとは限らず、Barker—Tretiakov の仮定もどのような条件下で成立するのか明らかではない。

B. 二つの極限の解析

前節で見たように、反強磁性体での STT を議論する上では、電子スピンと副格子磁化の交換結合エネルギー J と、副格子間ホッピングエネルギー K の競合が重要となる。そこで、 $\langle K \rangle / J \ll 1$ と $J / \langle K \rangle \ll 1$ の二つの極限でどうなるかを考えてみよう。((...) はフェルミ面における期待値を示す。) それぞれの場合に、 $\langle K \rangle / J$ と $J / \langle K \rangle$ を小さい量とした摂動的アプローチが可能であると期待できる。

ここで、Foldy—Wouthuysen 変換として知られる行列ブロック対角化の手法を用いる [19]。もともとこれは、ディラックハミルトニアン of 非相対論的極限を得るために考案されたものである。適切なユニタリー変換を選んでやることで、 4×4 ハミルトニアンを摂動 [ディラック系の場合は $1/(\text{粒子質量})$] について展開し、2 つの 2×2 部分 (ディラック系の場合は粒子と反粒子) からなるブロック対角行列で表すことができる。

著者らは同じ方針に基づき、二つのパラメーター極限において式 (2.6) をそれぞれブロック対角化することで、STT の解析式を導出できることを示した [20, 21]。基本的なアイデアは、ブロック対角化された後の 2×2 の独立な 2 つの部分空間については、それぞれが強磁性体の場合と等価になるため、強磁性 STT の時の解析手法が使える、というものである。以下にこの二つのパラメーター極限における結果を示す。

1. 交換結合が優勢の場合

まず $\langle K \rangle / J \ll 1$ の場合を考える。式 (2.6) を $U_J = \exp[(K/2J)\vec{\sigma} \cdot \vec{n}\gamma_0\gamma_5]$ を用いてユニタリー変換すると

$$(\gamma_0 = \sigma_z \otimes \mathbb{I}, \gamma_5 = \sigma_x \otimes \mathbb{I})$$

$$H_{\text{AF}} = \begin{pmatrix} J\vec{\sigma} \cdot \vec{m}_A & 0 \\ 0 & J\vec{\sigma} \cdot \vec{m}_B \end{pmatrix} + \mathcal{O}(J^{-2}) \quad (3.1)$$

を得る．ここで、磁化の時間空間変化は十分ゆっくりであると仮定している．式 (3.1) は、上述の条件が全て満たされている時、Barker—Tretiakov が仮定したように、反強磁性体は (J^{-1} の一次まで) 二つの独立の強磁性体として扱うことができることを示している．(厳密には、式 (3.1) の基底は式 (2.6) のように各副格子 A, B では無く、これらがユニタリー変換で混ざったものであるが、 $\langle K \rangle / J$ が十分小さければこの混成は無視できる．) この時、前述のように、STT は各副格子に対して強磁性理論を適用することで得られる．すなわち

$$\vec{T}_\mu^{\text{STT}} = (1 - \beta_J \vec{m}_\mu \times) (\vec{u}_J \cdot \nabla) \vec{m}_\mu \quad (3.2)$$

β_J は無次元のパラメーター、そして \vec{u}_J は STT 効率であり

$$\vec{u}_J = \frac{g\mu_B P_{\text{sub}} \vec{j}}{2eM_S} \quad (3.3)$$

である．式 (3.1) に $\vec{m}_A \simeq -\vec{m}_B \simeq \vec{n}$ を用いれば明白であるように、今の場合伝導電子は正味で \vec{n} と相互作用するとみなせる (Fig. 2 a). 実際に式 (2.5), (3.2) を (\vec{n}, \vec{m}) で書き換えると、Hals らの導いた STT [16] を完全に含む、より一般的な運動方程式が得られる [21]. この方程式の特徴は、電流の無い時の結果 [22] において時間微分を $\partial_t \rightarrow \partial_t - \vec{u}_J \cdot \nabla$ と置き換えたものと (緩和項を除いて) 一致することである．これは反強磁性ダイナミクスへの電流の効果が、速度 \vec{u}_J で並進する系への近似的なガリレイ変換と見なせることを意味している．

2. 副格子間遷移が優勢の場合

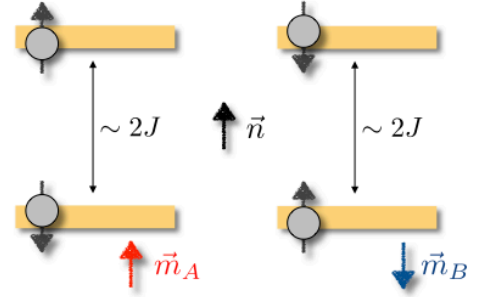
次に、逆極限の $J/\langle K \rangle \ll 1$ 、すなわち副格子間ホッピングが支配的な場合を考えよう．この時、式 (2.6) に対して二つのユニタリー変換、 $U = (\gamma_0 + \gamma_5)/\sqrt{2}$ と $U_K = \exp[(K^{-1}J/2)\vec{\sigma} \cdot \vec{n}\gamma_0\gamma_5]$ を続けて行うことで次式を得る．

$$H_{\text{AF}} = \begin{pmatrix} K + J\vec{\sigma} \cdot \vec{m} & 0 \\ 0 & -K + J\vec{\sigma} \cdot \vec{m} \end{pmatrix} + \mathcal{O}(K^{-2}) \quad (3.4)$$

注意すべきは、一つ目の変換 U の結果、左上と右下部分はそれぞれ副格子 A, B から作られる反結合状態と結合状態が基底になっている．この二つの状態は大きさ $2K$ のギャップで分離されており、式 (3.1) の時のような縮退は見られない．そして两部分空間において、電子スピンは強磁性モーメント \vec{m} のみと相互作用を持つ (Fig. 2 b). すなわち、STT 発現のためには有限の \vec{m} が必要である．もし、電子スピンが断熱的に追従できる程度の大きさの \vec{m} が存在する時には、強磁性 STT 理論を適用して

$$\vec{T}_\mu^{\text{STT}} = -\vec{m}_\mu \times [(\beta_K + \vec{m}' \times) (\vec{u}_K \cdot \nabla) \vec{m}'] \quad (3.5)$$

(a) $\langle K \rangle / J \ll 1$



(b) $J/\langle K \rangle \ll 1$

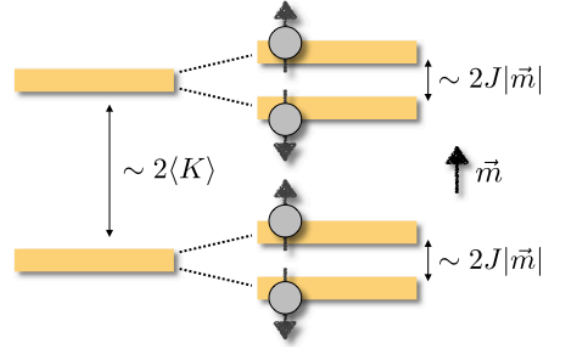


Fig. 2: Schematics of energy bands in two limiting parameter regimes. (a) In case of $\langle K \rangle / J \ll 1$, conduction electrons are well described by Eq. (3.1). Electron spin is predominantly coupled to \vec{n} , as a result of restriction of inter-sublattice electron hopping. (b) When $J/\langle K \rangle \ll 1$, Eq. (3.4) is good approximation for electron Hamiltonian. Anti-bonding and bonding states, gapped by $\sim 2\langle K \rangle$, are further split by exchange coupling with \vec{m} .

が得られる． β_K は無次元のパラメーター、 $\vec{m}' = \vec{m}/|\vec{m}|$ 、そして STT 効率 \vec{u}_K は

$$\vec{u}_K = \frac{g\mu_B P_m \vec{j}}{2e|\vec{m}|M_S} \quad (3.6)$$

と与えられる．ここで P_m は、伝導電子の \vec{m} に対する全体のスピン分極率である．一般に P_m は $|\vec{m}|$ に比例して小さくなるが、分母に $|\vec{m}|$ が存在するため、 \vec{u}_K は u あるいは u_J と同等の大きさになり得る．これは、小さな磁化を動かすためには、少しのスピン流でよいという事情を反映している． $|\vec{m}| \rightarrow 0$ で式 (3.6) は発散するが、この極限は断熱近似が適用できる程度の大きさの $|\vec{m}|$ が存在するというはじめの仮定と矛盾するので除外してよい．

3. 本節まとめ

以上本節をまとめると、 J と $\langle K \rangle$ の競合によって、反強磁性体中での STT はその発現条件や具体的な表式が異なることが示された． J が大きい極限では、交換相互作用を得るために電子の副格子間ホッピングは抑制され、結果

として電子スピンと \vec{n} との相互作用から STT (3.2) が生じる。STT をスピン角運動量移行による現象と見る観点から言えば、この極限での STT は「各副格子内での全スピン角運動量の保存」の帰結として理解できる。

反対に $\langle K \rangle$ が大きい極限では、電子は交換相互作用の損を気にせずに副格子間を動き回ることになる。その結果、電子は二つの副格子の磁化を平均した \vec{m} と相互作用し、 $|\vec{m}|$ が十分大きい時には STT (3.5) を生じる。この場合の STT は、「伝導電子と \vec{m} の間でのスピン角運動量移行」によるものと理解される。

現実の反強磁性体の多くは二つのパラメーター極限の間のどこかに属するだろう。こうした一般の場合に STT の解析式を求めることは、今のアプローチでは難しい。ここでの重要なメッセージは、反強磁性 STT には J と $\langle K \rangle$ の競合という、強磁性体には無かった新たなファクターが存在するという点であろう。実際に、上で議論した二つの極限における STT 効率 (\bar{u}_J と \bar{u}_K) の違いは、磁壁移動やスピン波ドップラー効果といった電流誘起反強磁性ダイナミクスにおいて、観測可能な大きな違いとなって現れる [21]。

本節では現象論的なハミルトニアン (2.6) から出発したが、微視的な tight-binding ハミルトニアンに基づいても同じ結論が得られることが確認できる [23]。さらに最近、本節で導いた理論に基づき、電流と磁場が同時に存在する時には両者の交差効果が生じることが明らかになった [24]。これは、磁壁移動などの反強磁性ダイナミクスにおいて、外部磁場が果たしうる役割の新たな可能性を示唆している。

IV. スピン軌道トルク

ここで話題を少し変え、電流による反強磁性ダイナミクスに関する重要な進展として、CuMnAs[25] と Mn₂Au[26] で観測された新しい現象について触れておく。

空間反転対称性の破れによってラシュバ型スピン軌道相互作用 (RSOC) が存在する時、電流は STT に加えて新たなトルクを生じさせることは強磁性体でよく知られている。これは、RSOC が電流に依存した有効磁場として伝導電子スピンのダイナミクスに影響を与えるためであり、スピン軌道トルク (spin-orbit torque: 以下 SOT) と呼ばれる。(スピンホール効果によって誘起されるスピン流を用いたトルクも SOT と呼ばれる。) SOT の一つの特徴は、STT と異なり磁化の空間変化を必要としないことである。

反強磁性体では副格子自由度の存在のために、局所的な反転対称性の破れを実現できる。このとき有効的に、原子層ごとにラシュバ係数の符号が反転する RSOC が生じる。その結果、電流下で \vec{m}_A と \vec{m}_B に対して逆向きの有効磁場が働き、これはネール・スピン軌道トルク (以下 NSOT) と呼ばれる [27]。NSOT は、原子スケールでその向きを 180 度変える磁場という理論的に興味深い現象であるだけでなく、高効率な磁化反転 [25, 26] や磁壁移動 [28] の実現につながると指摘されている。また、この局所的反転対称性の破れは磁気異方性の発現にも深く関与している [29]。NSOT は反強磁性体に特有の現象であり、反強磁性スピントロニクスを推進する重要な現象の一つとして現在盛んに研究が進められている。

V. スピン起電力

ここまでの話は全て、反強磁性ナノ構造を電流によっていかに制御するかという話であり、その候補として二つのスピントルク、STT と NSOT を検討した。一方、そうして誘起された磁化ダイナミクスをいかにして検出するか、というのも反強磁性スピントロニクスにおいて同様に重要な課題の一つである。この問題に関して、スピン起電力 (spinmotive force: 以下 SMF) という現象を紹介して本稿を締めくくる。ここでは理論の導出や詳細には立ち入らずに、SMF のエッセンスの説明を試みる。

SMF は STT 同様に強磁性体で確立された現象であるので、ここでもまずは強磁性体を考えよう。強磁性体での交換相互作用 (2.2) は、伝導電子と磁化間でのスピン角運動量のやりとりを仲介して STT を生じさせることを見た。この交換相互作用は同時に、二つのチャンネル間でのエネルギーのやりとりも仲介することができる。すなわち、磁化の持つ磁気的エネルギーが交換相互作用を通じて伝導電子に受け渡され、伝導電子の運動エネルギーに変換されるというプロセスが可能である。理論研究から、このプロセスは電子に対して有効的な電場として働き、その結果電圧が生じることが知られている。この電圧 (あるいは電圧を生じさせる上記のメカニズム) は現在 SMF として知られている。有効電場が磁化の時間・空間微分に依存するため、SMF は磁気ナノ構造のダイナミクスを電氣的に検出する手段を与える。

例として、磁場誘起磁壁移動によって生じる SMF を考えてみよう。よく知られているように、外部磁場による磁壁の並進移動は、試料全体のゼーマンエネルギーを下げる方向に誘起される。エネルギー保存則の観点から、磁化が失ったエネルギーは別の系に受け渡されなければならないが、前述の SMF のメカニズムにより、伝導電子がこの役割を担うことができる。結果として、磁壁の構造およびそのダイナミクスを反映した電圧が磁壁を挟んで生じる [30–32]。

ナノ磁気構造の時間・空間変化を直接反映したシグナルの実時間観測が可能であるという点で、SMF はユニークなアドバンテージを持つ。一方で、強磁性ナノ構造がダイナミクスを示す時にはほとんどいつでも、通常の誘導起電力が存在するため (しばしば誘導起電力の方が SMF より大きい) 両者の分離という問題が生じる。一方で反強磁性体ではマクロな磁化の不在のため、磁化ダイナミクスにより生じる誘導起電力は無視できるであろう。このことは、反強磁性ナノ構造のダイナミクスを検出する手段が強磁性体に比べ限られているという事情とも合わせて、SMF が反強磁性スピントロニクスにおいてより重要な役割を果たす可能性を示唆している。

反強磁性体では副格子自由度の存在のために、STT の時と同様、SMF の定式化や解釈には注意を要する。式 (2.6) と同等なモデルから出発して反強磁性体中で生じる有効電場について議論し、 J と K の競合の重要性を指摘したのは Cheng—Niu[33] である。しかし彼らの導いた式によると、各副格子において生じる有効電場が互いに打ち消しあうために、 $\langle K \rangle / J$ の値によらず正味の電圧は生じない。その後著者らは、STT における β 項に相当する項、すなわ

ちスピン軌道相互作用等に起因するスピン反転の寄与や、前述の局所的反転対称性の破れを考慮に入れることで、有限の反強磁性 SMF の可能性を初めて指摘している [20].

VI. おわりに

反強磁性スピントロニクスにおいて今後重要な役割を担うと期待される現象として、STT, NSOT, SMF を駆け足で紹介した。これらは、反強磁性ナノ構造の制御・検出という問題に対して、電流・電圧を用いたアプローチを与える。本稿で取り上げた理論研究はいずれもさらなる改良・発展の余地が大いにありと著者らは信じており、今後の継続的な研究が期待される。特に、副格子の導入による自由度の増加に伴い、「スピン流」の概念を一般化し「角運動量移行」を統一的にとらえる枠組みの構築に関心を持っている。また実験についても、磁壁やスカーミオンといったナノ磁気構造において STT や SMF を観測したという報告は、本稿執筆時点でほとんどない [34]。反強磁性体がスピントロニクスという舞台上で真の主角を勝ち取るには、まだ多くのハードルを乗り越える必要があるだろう。本記事が、反強磁性ナノ構造の電気的な制御・検出に関する研究の現状についての概観と、今後の発展に向けての指針を与えることに少しでも貢献できれば幸いである。

-
- [1] A. S. Núñez, *et al.*, Phys. Rev. B **73**, 214426 (2006).
 [2] R. A. Duine, *et al.*, Phys. Rev. B **75**, 014433 (2007).
 [3] P. M. Haney *et al.*, Phys. Rev. B **75**, 174428 (2007).
 [4] A. H. MacDonald and M. Tsoi, Phil. Trans. R. Soc. A **369**, 3098 (2011).
 [5] T. Jungwirth, X. Marti, P. Wadley, and J. Wunderlich, Nat. Nanotechnol. **11**, 231 (2016).
 [6] V. Baltz *et al.*, Rev. Mod. Phys. **90**, 015005 (2018).
 [7] S. Maekawa, S. O. Valenzuela, E. Saitoh, and T. Kimura eds. *Spin Current 2nd ed.* (Oxford Univ. Press, Oxford 2017).
 [8] S. Fukami *et al.*, Nat. Mater. **15**, 535 (2016).
 [9] W. A. Borders *et al.*, Appl. Phys. Express **10**, 013007 (2017).
 [10] S. Urazhdin and N. Anthony, Phys. Rev. Lett. **99**, 046602 (2007).
 [11] Z. Wei *et al.*, Phys. Rev. Lett. **98**, 116603 (2007).
 [12] H. V. Gomonay and V. M. Loktev, Phys. Rev. B **81**, 144427 (2010).
 [13] R. Cheng *et al.*, Phys. Rev. Lett. **113**, 057601 (2014).
 [14] K. Yamamoto, O. Gomonay, J. Sinova, and G. Schiwiete, Phys. Rev. B **98**, 014406 (2018).
 [15] Y. Xu, S. Wang, and K. Xia, Phys. Rev. Lett. **100**, 226602 (2008).

- [16] K. M. D. Hals, Y. Tserkovnyak, and A. Brataas, Phys. Rev. Lett. **106**, 107206 (2011).
 [17] A. C. Swaving and R. A. Duine, Phys. Rev. B **83**, 054428 (2011); J. Phys.: Condens. Matter **24**, 024223 (2012).
 [18] J. Barker and O. A. Tretiakov, Phys. Rev. Lett. **116**, 147203 (2016).
 [19] L. L. Foldy and S. A. Wouthuysen, Phys. Rev. **78**, 29 (1950).
 [20] Y. Yamane, J. Ieda, and J. Sinova, Phys. Rev. B **93**, 180408(R) (2016).
 [21] Y. Yamane, J. Ieda, and J. Sinova, Phys. Rev. B **94**, 054409 (2016).
 [22] A. F. Andreev and V. I. Marchenko, Usp. Fiz. Nauk **130**, 39 (1980) [Sov. Phys. Usp. **23**, 21 (1980)].
 [23] Y. Yamane *et al.* (in preparation).
 [24] Y. Yamane *et al.*, Phys. Rev. B **96**, 064408 (2017).
 [25] P. Wadley *et al.*, Science **351**, 6273 (2016).
 [26] X. F. Zhou *et al.*, Phys. Rev. Appl. **9**, 054028 (2018).
 [27] J. Železný *et al.*, Phys. Rev. Lett. **113**, 157201 (2014).
 [28] O. Gomonay, T. Jungwirth, and J. Sinova, Phys. Rev. Lett. **117**, 017202 (2016).
 [29] J. Ieda, S. E. Barnes, and S. Maekawa, J. Phys. Soc. Jpn. **87**, 053703 (2018).
 [30] S. E. Barnes and S. Maekawa, Phys. Rev. Lett. **98**, 246601 (2007).
 [31] S. A. Yang *et al.*, Phys. Rev. Lett. **102**, 067201 (2009).
 [32] M. Hayashi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **108**, 147202 (2012).
 [33] R. Cheng and Q. Niu, Phys. Rev. B **86**, 245118 (2012).
 [34] S. Sugimoto *et al.*, JPS March Meeting 2018, 22aK304-08.

山根結太 やまね ゆうた
 平 25 東北大学理学研究科博士課程修了, 同年 JSPS 特別研究員 (日本原子力研究開発機構), 平 26 JSPS 海外特別研究員 & Postdoctoral Researcher (JGU Mainz), 平 29 JSPS 特別研究員 (理化学研究所), 現在に至る。
 専門 物性理論・スピントロニクス (理博)

家田淳一 いえだ じゅんいち
 平 17 東京大学大学院理学系研究科博士課程修了, 同年 科学技術振興機構研究員 (東北大学), 平 19 東北大学金属材料研究所助教, 平 22 日本原子力研究開発機構先端基礎研究センター研究員, 平 25 同副主任研究員, 平 30 同主任研究員, 現在に至る。
 専門 物性理論・スピントロニクス (理博)