

遷移金属および複合酸化物における
スピン流と磁化ダイナミクスに関する研究

2024 年度

曾家 希美

学位論文 博士 (工学)

遷移金属および複合酸化物における
スピン流と磁化ダイナミクスに関する研究

2024 年度

慶應義塾大学大学院 理工学研究科

曾家 希美

指導教員: 安藤和也 准教授

目次

第 1 章	序論	1
1.1	スピントロニクス of 歴史的背景	1
1.2	本研究の目的	2
1.3	本論文の構成	4
第 2 章	理論	5
2.1	磁化ダイナミクス	5
2.2	強磁性共鳴	7
2.3	スピントルク	8
2.4	強磁性体中のスピン流	15
2.5	スピン軌道相互作用	18
2.6	ホール効果	18
	2.6.1 異常ホール効果	19
	2.6.2 スピン異常ホール効果	23
	2.6.3 スピンホール効果	23
	2.6.4 スピンホール効果によるスピン流注入	24
2.7	ラシュバ・エデルシュタイン効果	29
	2.7.1 ラシュバスピン軌道相互作用	29
	2.7.2 エデルシュタイン効果	30
第 3 章	実験方法・解析方法	35
3.1	デバイス作製方法	35
	3.1.1 マグネトロンスパッタリングによる成膜	35
	3.1.2 パルスレーザー堆積法による成膜	37
	3.1.3 フォトリソグラフィによるマスクパターンの作製	38

3.1.4	イオンビームミリングによる微細構造の作製	38
3.2	スピントルク強磁性共鳴法	39
3.2.1	直流電圧の生成	39
3.2.2	トルク効率の定量	42
3.2.3	ジュール熱を利用した電流の定量	45
第 4 章	常磁性金属における内因性スピンホール効果の格子定数変化に対する堅牢性	47
4.1	窒素を導入した Pt 薄膜の作製と特性評価	48
4.2	Ni ₈₁ Fe ₁₉ /Pt デバイスにおけるスピントルク強磁性共鳴測定	51
4.3	Ni ₈₁ Fe ₁₉ /Pt 界面のスピン軌道相互作用	53
4.4	窒素導入によるスピンホール角の変化	54
4.5	内因性スピンホール効果のクロスオーバーの観測	56
4.6	本章のまとめ	57
第 5 章	強磁性金属における等方的なスピンホール効果	59
5.1	Co/Ti/Fe ₃ Si デバイスの作製と特性評価	61
5.2	Co/Ti/Fe ₃ Si デバイスにおけるスピントルク強磁性共鳴測定	63
5.3	Fe ₃ Si におけるスピンホール効果	66
5.4	スピンホール効果の磁化角度依存性	69
5.5	スピントルク強磁性共鳴測定時のスピン異常ホール効果によるトルク	70
5.6	スピントルク強磁性共鳴測定時の巨大磁気抵抗効果による整流効果	72
5.7	本章のまとめ	73
第 6 章	複合酸化物ヘテロ構造における電流誘起トルク	75
6.1	SrTiO ₃ 基板デバイスの作製	76
6.2	伝導測定による二次元電子ガスの評価	79
6.3	SrTiO ₃ 基板デバイスにおけるスピントルク強磁性共鳴測定	81
6.4	見かけのダンピングライクトルク効率	83
6.5	リーク高周波電流によるエルステッドトルク	85
6.6	Ni/LaAlO ₃ /SrTiO ₃ 基板デバイスにおけるスピン軌道トルク	88
6.7	本章のまとめ	88
第 7 章	結論	91

第 1 章

序論

1.1 スピントロニクス of 歴史的背景

スピントロニクスの発展は、ナノスケールでの物質制御を可能にする微細加工技術の進歩と密接に関係している。従来のエレクトロニクスでは、電子の電荷のみを考慮し、スピンの流れは利用されてこなかった。これは、金属中を伝導する電子のスピンは保存されず、スピン拡散長と呼ばれる数ナノメートルから数百ナノメートル程度の距離で消失してしまうためである [1]。しかし、近年のナノテクノロジーの発展により、スピン拡散長と同程度のスケールのデバイスを実現できるようになったことで、スピン流を用いて磁性体を自在に制御することが可能となった。これにより、スピン自由度に基づいた電子技術、すなわちスピントロニクスの研究が大きく進展した [2, 3]。

スピントロニクスの原点は、1988 年に発見された巨大磁気抵抗 (Giant magnetoresistance: GMR) 効果にある [4, 5]。巨大磁気抵抗効果とは、強磁性体/非磁性体/強磁性体という 3 層構造の金属多層膜において、2 つの強磁性層の磁化の相対角度に依存して電気抵抗が変化する現象であり、Fe/Cr 多層膜などの強磁性体/常磁性体多層膜において観察されてきた。巨大磁気抵抗効果の発見は、磁気デバイスの小型化、特にハードディスクドライブの高密度化に大きく貢献した [6]。この発見は、スピントロニクス分野の急速な発展の契機となり、発見者である Fert と Grünberg は 2007 年にノーベル物理学賞を受賞した。1975 年には、Julliere によって Fe/Ge/Co 接合系において、トンネル磁気抵抗効果 (Tunnel magnetoresistance: TMR) が観測された [7]。トンネル磁気抵抗効果とは、強磁性体/絶縁体/強磁性体という 3 層構造において、2 つの強磁性体の磁化の相対角度に依存してトンネル電流が変化する現象である。1995 年には、 Al_2O_3 を絶縁障壁とした TMR 素子で室温で 10% を超える TMR 比が得られ [8, 9]、その後、MgO を用いた素子で 200% を超える TMR 比が得られるようになると [10]、不揮発性磁気メモリ (MRAM) の実現に向けてトンネル磁気抵抗効果の研究が活発化した。

巨大磁気抵抗効果やトンネル磁気抵抗効果の発見後、次第に電流による磁化制御の原理として電流誘起トルクに関心が持たれるようになった。電流誘起トルクとは、物質中を流れる電流によりスピン流が生成し(電流・スピン流変換)、それが磁化と相互作用することで磁化の向きを変化させる現象である。まず、1996 年に Slonczewski と Berger によってスピントランスファートルクが独立に提唱された [11, 12]。スピントランスファートルクは、固定層の磁性体に電流を印加することでスピン偏極電流を生成し、それを自由層の磁性体に注入することにより自由層の磁化にトルクを誘起する現象である。このようにスピン角運動量が磁性体から磁性体へと受け渡されるスピントランスファートルクに対し、スピン軌道相互作用を介して純スピン流を生成し磁性体に作用させるのがスピン軌道トルクである [13–28]。スピン軌道トルクのメカニズムとして、金属系におけるスピンホール効果 [29–34] や、ヘテロ構造界面におけるラシュバ・エデルシュタイン効果 [35–37] によるスピン流生成が代表的であり、2004 年にスピンホール効果が実験的に初観測 [38] されて以降この分野の研究が活性化した。電流誘起スピン軌道トルクは、磁化の電氣的な操作を可能にし、磁化の歳差運動、磁壁の移動、磁化の反転を可能にする [16]。電流誘起スピン軌道トルクに関する研究の舞台は遷移金属や複合酸化物、トポロジカル絶縁体、二次元結晶など多岐にわたり、ランダムアクセスメモリやニューロモフィックコンピューティング、スピンロジックゲートなどのスピントロニクスデバイスへの応用が期待されている [39–42]。

1.2 本研究の目的

前節で述べたような応用技術を確立するためには、固体中のスピン流や磁化ダイナミクスに関する基礎的な物理を解明することが必要である。本研究は、遷移金属および複合酸化物を組み込んだナノスケールデバイスにおいて発現する電流誘起トルクを系統的に調べることで、電流・スピン流変換およびスピン流・磁化ダイナミクス相互作用の包括的理解・新原理開拓を目指す。

スピンホール効果は代表的な電流・スピン流変換現象であり、これまでその発現機構や制御原理について数多くの研究が行われてきた [43–51]。スピンホール効果の発現機構として、物質固有のバンド構造に起因する内因性メカニズムが実験的・理論的に明らかにされてきた [52, 53]。また、内因性メカニズムによる電流・スピン流変換はキャリア散乱時間に依存することから、キャリア散乱時間の変調によるスピンホール効果の制御についても多数報告されている [54–61]。これら数々の研究によりスピンホール効果の基礎学理が成熟しつつあるものの、依然として未解明の課題も残されている。その 1 つが、物質の結晶構造パラメータとスピ

ンホール効果との関係である。格子定数などの結晶構造パラメータはバンド構造と密接な関係があるにも関わらず、その変化が内因性メカニズムにどのような影響を与えるのかについては未だ明らかになっていない。そこでこれを究明することを本研究の目的の1つとする。本研究では、スピンホール効果の基礎学理構築において中心的役割を果たしてきたPtを用いて、格子定数とスピンホール効果の関係を調べる。格子間不純物として窒素を導入することにより、Ptの格子定数とキャリア散乱時間を同時に変化させながら電流・スピン流変換効率を定量することで、格子定数の変化がスピンホール効果の振る舞いにどのような影響を与えるのかを明らかにすることを目指す。

前述のように、数々の実験と理論研究により常磁性体におけるスピンホール効果の物理が体系化されてきた。一方で強磁性体においては、磁化の存在によりこれらの物理的枠組みはより複雑になる。特に、強磁性体中では磁化が作る交換磁場により磁化と直交するスピン成分は急速に緩和するとみなされてきたことから、強磁性体中のスピンホール効果によるスピン流生成・輸送は非自明である。そこで、強磁性体におけるスピンホール効果の磁化依存性を解明することを本研究の2つ目の目的とする。強磁性金属である Fe_3Si のスピンホール効果による電流誘起トルクを磁化角度を変えながら定量することで、強磁性体中で生成するスピン流の磁化角度依存性を明らかにすることを目指す。

ラシュバ・エデルシュタイン効果は、スピンホール効果と同じく固体中で発現する電流・スピン流変換現象である。近年、大きなラシュバ・エデルシュタイン効果を示すとして酸化物二次元電子ガスが注目されている[37,62–77]。これまで数多くの研究により、二次元電子ガスによる高効率なスピン軌道トルク生成が報告されてきた。しかし、それらの研究の多くがスピントルク強磁性共鳴法を用いている[71–76]一方で、酸化物二次元電子系の測定においてはこの手法に内在するアーティファクトが指摘されている[78]。酸化物二次元電子ガスの形成に用いられる KTaO_3 や SrTiO_3 などの複合酸化物基板は誘電率が高いことから、スピントルク強磁性共鳴測定時に高周波電流が基板内部にリークし、スピン軌道トルクの定量に影響を与えるというものである。そこで、 SrTiO_3 基板を用いたデバイスにおける電流誘起トルクのメカニズム解明を本研究の3つ目の目的とする。二次元電子ガスの有無、強磁性体物質、強磁性体膜厚などさまざまなパラメータが異なる SrTiO_3 基板デバイスにおいてスピントルク強磁性共鳴測定を行う。電流誘起トルクのパラメータ依存性を系統的に調べることで、その生成メカニズムを解明することを目指す。

本研究で得られる成果は、電流誘起トルクおよびスピン流生成・輸送メカニズムを解明するものであり、高効率なスピン流生成材料やデバイス構造の開発に繋がることが期待される。

1.3 本論文の構成

本論文は全 7 章で構成される。各章の内容を簡単に記述する。

第 1 章 当該研究領域であるスピントロニクス of 歴史的背景と本研究の目的を述べた。

第 2 章 本研究と関わりの深い基礎的物理現象について説明する。

第 3 章 本研究で行なったデバイス作製および測定・解析方法について述べる。

第 4 章 常磁性金属中のスピン流生成について調べる。窒素導入した Pt 薄膜におけるスピンホール効果の測定を行い、窒素導入による格子定数変化がスピンホール効果に与える影響について議論する。

第 5 章 強磁性体中のスピン流生成について調べる。Fe₃Si におけるスピンホール効果の観測を試み、その磁化方向依存性について議論する。

第 6 章 酸化物ヘテロ構造における電流誘起トルクについて調べる。SrTiO₃ 基板デバイスを用いた測定を行い、酸化物ヘテロ構造におけるスピン流生成と電流誘起トルクの起源について考察する。

第 7 章 本研究の結論をまとめる。

第 2 章

理論

本研究では、スピン流が誘起する強磁性体中の磁化ダイナミクスを基軸として物理現象を究明していく。本章では本研究の基礎知識となる物理現象について説明する。まず、強磁性体磁化の運動を記述する Landau-Lifshitz-Gilbert(LLG) 方程式を導入し、強磁性共鳴が誘起される条件として Kittel の式を導く。続いて磁化とスピン流の相互作用であるスピントルクを計算する。さらに、磁化との相互作用下におけるスピン流を計算し、強磁性体中のスピン輸送の描像を得る。その後、スピン軌道相互作用を古典的描像で導入し、スピン軌道相互作用に起因する現象である異常ホール効果、スピン異常ホール効果、スピンホール効果およびラシュバ・エデルシュタイン効果について述べる。

2.1 磁化ダイナミクス

自発磁化の運動について考える。有効磁場 $\mathbf{H}_{\text{eff}}$ のもとでは、ゼーマン相互作用によりハミルトニアンは $\mathcal{H} = -\mathbf{m}_s \cdot \mu_0 \mathbf{H}_{\text{eff}}$ で与えられる。このときの磁気モーメント $\mathbf{m}_s$ に対するハイゼンベルクの運動方程式

$$\frac{\partial \mathbf{m}_s}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar} [\mathbf{m}_s, -\mathbf{m}_s \cdot \mu_0 \mathbf{H}_{\text{eff}}] \quad (2.1.1)$$

を考える。スピン演算子に対する交換関係 $[s_i, s_j] = i\hbar \varepsilon_{ijk} s_k$ および磁気モーメントとスピン角運動量の関係 $\mathbf{m}_s = \gamma \mathbf{s}$ を用いると、磁気モーメント演算子の交換関係は $[m_{s,i}, m_{s,j}] = -\gamma i\hbar \varepsilon_{ijk} m_{s,k}$ となる。ただし、 γ は磁気回転比、 ε_{ijk} は完全反対称テンソルである。これを代入すると式 (2.1.1) の各成分は

$$\begin{aligned} \frac{dm_{s,x}}{dt} &= -\frac{i}{\hbar} [m_{s,x}, -(m_{s,x}\mu_0 H_{\text{eff},x} + m_{s,y}\mu_0 H_{\text{eff},y} + m_{s,z}\mu_0 H_{\text{eff},z})] \\ &= -\gamma (m_{s,y}\mu_0 H_{\text{eff},z} - m_{s,z}\mu_0 H_{\text{eff},y}) \end{aligned} \quad (2.1.2)$$

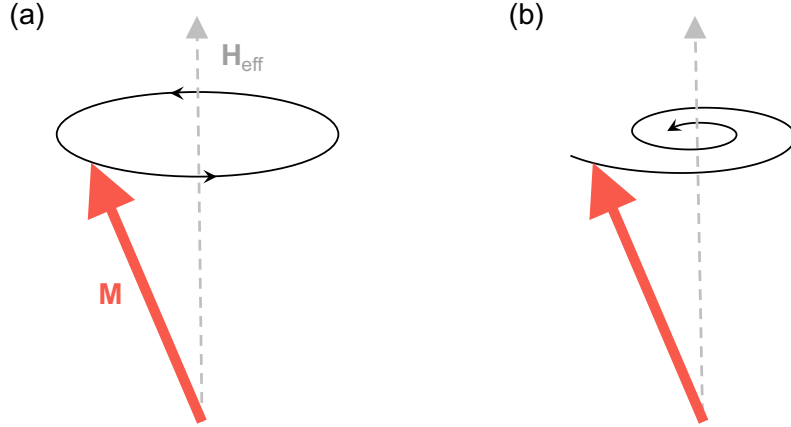


図 2.1 (a) 式 (2.1.6) で表わされる磁化の運動の模式図。磁化 $\mathbf{M}$ は有効磁場 $\mathbf{H}_{\text{eff}}$ の周りを歳差運動する。(b) 式 (2.1.7) で表わされる磁化の運動の模式図。磁化は有効磁場の方向へ緩和していく。

$$\begin{aligned}\frac{dm_{s,y}}{dt} &= -\frac{i}{\hbar} [m_{s,y}, -(m_{s,x}\mu_0 H_{\text{eff},x} + m_{s,y}\mu_0 H_{\text{eff},y} + m_{s,z}\mu_0 H_{\text{eff},z})] \\ &= -\gamma (m_{s,z}\mu_0 H_{\text{eff},x} - m_{s,x}\mu_0 H_{\text{eff},z})\end{aligned}\quad (2.1.3)$$

$$\begin{aligned}\frac{dm_{s,z}}{dt} &= -\frac{i}{\hbar} [m_{s,z}, -(m_{s,x}\mu_0 H_{\text{eff},x} + m_{s,y}\mu_0 H_{\text{eff},y} + m_{s,z}\mu_0 H_{\text{eff},z})] \\ &= -\gamma (m_{s,x}\mu_0 H_{\text{eff},y} - m_{s,y}\mu_0 H_{\text{eff},x})\end{aligned}\quad (2.1.4)$$

となることから、これらをまとめると

$$\frac{\partial \mathbf{m}_s}{\partial t} = -\gamma \mathbf{m}_s \times \mu_0 \mathbf{H}_{\text{eff}} \quad (2.1.5)$$

と表される。したがって、単位体積あたりの磁気モーメントである磁化 $\mathbf{M}$ の運動は、式 (2.1.5) について空間平均を取り

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma \mathbf{M} \times \mu_0 \mathbf{H}_{\text{eff}} \quad (2.1.6)$$

と得られる。これは図 2.1(a) に示されるように、磁化が有効磁場 H_{eff} を軸に歳差運動することを示している。実際には、物質中の格子や伝導電子などへ角運動量は受け渡され、やがて磁化の歳差運動は磁場方向へ緩和していく (図 2.1(b))。よって、ゼーマン効果以外のその他の相互作用をハミルトニアンに考慮する必要がある。この効果を現象論的に導入するために、緩和項を組み込んだものが

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma \mathbf{M} \times \mu_0 \mathbf{H}_{\text{eff}} + \frac{\alpha}{M} \mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \quad (2.1.7)$$

で記述される Landau-Lifshitz-Gilbert(LLG) 方程式である。ここで、緩和定数 α は緩和の強さを表す。右辺第一項が表す磁化の H_{eff} 周りの歳差運動は、第二項の緩和トルクによって H_{eff} 方向に緩和する。

2.2 強磁性共鳴

静磁場中に置かれた強磁性体に対し、その歳差運動と同じ周波数の高周波磁場を印加すると、磁化は減衰することなく歳差運動を継続する。この現象が強磁性共鳴 (Ferromagnetic resonance: FMR) である。本節では、強磁性共鳴が誘起される磁場や周波数の条件を導出する。

x 方向に静磁場 H を印加する状況を考える。このとき磁化の y 成分と z 成分は振動し、磁化ベクトルは

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} M_x \\ M_y e^{i\omega t} \\ M_z e^{i\omega t} \end{pmatrix} \quad (2.2.1)$$

と表される。また、 x 、 y 、 z 方向の反磁場係数を N_x 、 N_y 、 N_z として反磁場を考慮した有効磁場は

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = \begin{pmatrix} H - N_x M_x \\ -N_y M_y e^{i\omega t} \\ -N_z M_z e^{i\omega t} \end{pmatrix} \quad (2.2.2)$$

となる。このとき、式 (2.1.6) の y 成分と z 成分は

$$i\omega M_y e^{i\omega t} = -\gamma [\mu_0 M_z e^{i\omega t} (H - N_x M_x) + \mu_0 M_x N_z M_z e^{i\omega t}] \quad (2.2.3)$$

$$i\omega M_z e^{i\omega t} = -\gamma [-\mu_0 M_x (N_y M_y e^{i\omega t}) - \mu_0 M_y e^{i\omega t} (H - N_x M_x)] \quad (2.2.4)$$

となる。 $M_x \approx M_s$ として整理すると

$$\begin{pmatrix} i\omega/\gamma & \mu_0 H - (N_x - N_z) \mu_0 M_s \\ -[\mu_0 H - (N_x - N_y) \mu_0 M_s] & i\omega/\gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M_y \\ M_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.2.5)$$

と表される。このとき M_y と M_z が非自明解を持つ条件は、係数行列の行列式がゼロとなること、すなわち

$$\frac{\omega}{\gamma} = \sqrt{[\mu_0 H - (N_x - N_y) \mu_0 M_s] [\mu_0 H - (N_x - N_z) \mu_0 M_s]} \quad (2.2.6)$$

である。これは、強磁性共鳴が誘起される周波数と磁場の条件を示しており、Kittel の式と呼ばれる。さらに、この式に異方性磁場 $\mathbf{H}_A = (H_{Ax}, H_{Ay}, H_{Az})$ を取り込むと、

$$\frac{\omega}{\gamma} = \sqrt{[\mu_0 H - (N_x - N_y) \mu_0 M_s + (\mu_0 H_{Ax} - \mu_0 H_{Ay})] [\mu_0 H - (N_x - N_z) \mu_0 M_s + (\mu_0 H_{Ax} - \mu_0 H_{Az})]} \quad (2.2.7)$$

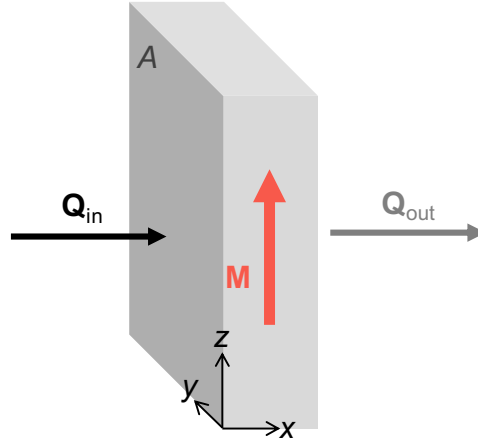


図 2.2 スピン流の流入と流出の模式図。磁化 $\mathbf{M}$ を持つ強磁性体にスピン流 $\mathbf{Q}_{\text{in}}$ が入射し $\mathbf{Q}_{\text{out}}$ が透過する様子。

と表される。とくに、 xy 平面の薄膜で、異方性磁場として界面の垂直磁気異方性のみを考慮する場合、 $N_x = N_y = 0$ 、 $N_z = 1$ および $H_{Ax} = H_{Ay} = 0$ 、 $H_{Az} = 2K_s/(\mu_0 M_s d_{\text{FM}})$ であり、このとき Kittel の式は

$$\frac{\omega}{\gamma} = \sqrt{\mu_0 H (\mu_0 H + \mu_0 M_{\text{eff}})} \quad (2.2.8)$$

と表現される。ここで、 K_s は界面の垂直磁気異方性エネルギー密度であり、 $M_{\text{eff}} = M_s - 2K_s/(\mu_0 M_s d_{\text{FM}})$ とおいた。

2.3 スピントルク

スピントルク $\mathbf{N}_{\text{st}}$ は、スピン流によってもたらされる角運動量の時間変化のことである。スピン流の注入によって体積 V の強磁性体の磁化が変化したとき、全角運動量の時間変化は

$$\mathbf{N}_{\text{st}} = \frac{1}{\gamma} \left(\frac{d\mathbf{M}}{dt} \right) V \quad (2.3.1)$$

で与えられる。図 2.2 のように、面積 A から強磁性体へ入射するスピン流密度が $\mathbf{Q}_{\text{in}}$ 、強磁性体を透過して出ていくスピン流密度が $\mathbf{Q}_{\text{out}}$ の場合、

$$\mathbf{N}_{\text{st}} = (\mathbf{Q}_{\text{in}} - \mathbf{Q}_{\text{out}}) \cdot A \hat{\mathbf{x}} \quad (2.3.2)$$

となる。以下ではスピン流密度の表式を導出し、それを用いて簡単な模型における $\mathbf{N}_{\text{st}}$ を計算する [79, 80]。

はじめに、確率密度からスピン流密度を導出する。ある場所に粒子を見出す確率である、確率密度 $|\psi|^2$ の時間変化

$$\frac{\partial}{\partial t}|\psi|^2 = \frac{\partial}{\partial t}(\psi^*\psi) = \psi^*\frac{\partial\psi}{\partial t} + \frac{\partial\psi^*}{\partial t}\psi \quad (2.3.3)$$

に、シュレディンガー方程式 $i\hbar(\partial/\partial t)\psi = H\psi$ から得られる

$$\frac{\partial\psi}{\partial t} = \frac{1}{i\hbar} \left(-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + V \right) \psi \quad (2.3.4)$$

$$\frac{\partial\psi^*}{\partial t} = -\frac{1}{i\hbar} \left(-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + V \right) \psi^* \quad (2.3.5)$$

を代入すると

$$\frac{\partial}{\partial t}|\psi|^2 = -\nabla \cdot \frac{\hbar}{m} \text{Im} [\psi^* \nabla \psi] \quad (2.3.6)$$

$$= -\nabla \cdot \mathbf{j}_p \quad (2.3.7)$$

となり、確率密度に対する保存則が得られる^{*1}。ここで $\mathbf{j}_p$ は確率流密度

$$\mathbf{j}_p = \frac{\hbar}{m} \text{Im} [\psi^* \nabla \psi] \quad (2.3.9)$$

である。これにスピンをかけることで、スピン流密度

$$\mathbf{Q} = \frac{\hbar}{m} \text{Im} \left[\psi^\dagger \left(\frac{\hbar}{2} \boldsymbol{\sigma} \right) \otimes \nabla \psi \right] \quad (2.3.10)$$

$$= \frac{\hbar^2}{2m} \text{Im} [\psi^\dagger \boldsymbol{\sigma} \otimes \nabla \psi] \quad (2.3.11)$$

^{*1} 例として x 成分についての計算を示す。

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}|\psi(x,t)|^2 &= \psi^* \frac{1}{i\hbar} \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + V \right) \psi - \frac{1}{i\hbar} \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + V \right) \psi^* \psi \\ &= -\frac{\hbar}{2mi} \frac{\partial}{\partial x} \left(\psi^* \frac{\partial\psi}{\partial x} - \frac{\partial\psi^*}{\partial x} \psi \right) \\ &= -\frac{\partial}{\partial x} \frac{\hbar}{m} \frac{1}{2i} \left[\psi^* \frac{\partial\psi}{\partial x} - \left(\psi^* \frac{\partial\psi}{\partial x} \right)^* \right] \\ &= -\frac{\partial}{\partial x} \frac{\hbar}{m} \text{Im} \left[\psi^* \frac{\partial\psi}{\partial x} \right] \end{aligned} \quad (2.3.8)$$

が得られる。ここで、

$$\psi^\dagger \boldsymbol{\sigma} \otimes \nabla \psi = \psi^\dagger \begin{pmatrix} \sigma_x \\ \sigma_y \\ \sigma_z \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \partial_x \psi & \partial_y \psi & \partial_z \psi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \psi^\dagger \sigma_x \partial_x \psi & \psi^\dagger \sigma_x \partial_y \psi & \psi^\dagger \sigma_x \partial_z \psi \\ \psi^\dagger \sigma_y \partial_x \psi & \psi^\dagger \sigma_y \partial_y \psi & \psi^\dagger \sigma_y \partial_z \psi \\ \psi^\dagger \sigma_z \partial_x \psi & \psi^\dagger \sigma_z \partial_y \psi & \psi^\dagger \sigma_z \partial_z \psi \end{pmatrix} \quad (2.3.12)$$

からわかるように、スピン流密度は流れの方向とスピンの方向を含む^{*2}。 x 方向に進行する平面波

$$\psi = \frac{e^{ikx}}{\sqrt{\Omega}} (a|\uparrow\rangle + b|\downarrow\rangle) = \frac{e^{ikx}}{\sqrt{\Omega}} \left[a \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + b \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \right] = \frac{e^{ikx}}{\sqrt{\Omega}} \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} \quad (2.3.13)$$

の場合 (Ω は規格化定数)、 x 、 y 、 z 方向のスピンを持つスピン流密度 Q_x^x 、 Q_x^y 、 Q_x^z は

$$\begin{aligned} Q_x^x &= \frac{\hbar^2}{2m} \text{Im} [\psi^\dagger \sigma_x \partial_x \psi] \\ &= \frac{\hbar^2}{2m\Omega} \text{Im} \left[e^{-ikx} (a^* b^*) \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} i k e^{ikx} \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} \right] = \frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} \text{Re} \left[(a^* b^*) \begin{pmatrix} b \\ a \end{pmatrix} \right] \\ &= \frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} 2 \text{Re} [a^* b] \end{aligned} \quad (2.3.14)$$

$$\begin{aligned} Q_x^y &= \frac{\hbar^2}{2m} \text{Im} [\psi^\dagger \sigma_y \partial_x \psi] \\ &= \frac{\hbar^2}{2m\Omega} \text{Im} \left[e^{-ikx} (a^* b^*) \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} i k e^{ikx} \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} \right] = \frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} \text{Im} \left[(a^* b^*) \begin{pmatrix} b \\ -a \end{pmatrix} \right] \\ &= \frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} 2 \text{Im} [a^* b] \end{aligned} \quad (2.3.15)$$

$$\begin{aligned} Q_x^z &= \frac{\hbar^2}{2m\Omega} \text{Im} [\psi^\dagger \sigma_z \partial_x \psi] \\ &= \frac{\hbar^2}{2m} \text{Im} \left[e^{-ikx} (a^* b^*) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} i k e^{ikx} \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} \right] = \frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} \text{Re} \left[(a^* b^*) \begin{pmatrix} a \\ -b \end{pmatrix} \right] \\ &= \frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} (|a|^2 - |b|^2) \end{aligned} \quad (2.3.16)$$

と計算できる。

図 2.3 に示すように、スピンの (θ, ϕ) 方向を向き x 方向に進行する一電子を強磁性体に注入

^{*2} 流れの方向を決めるとスピンの方向を持つベクトルとして、スピンの方向を決めると流れの方向を持つベクトルとして表せる。

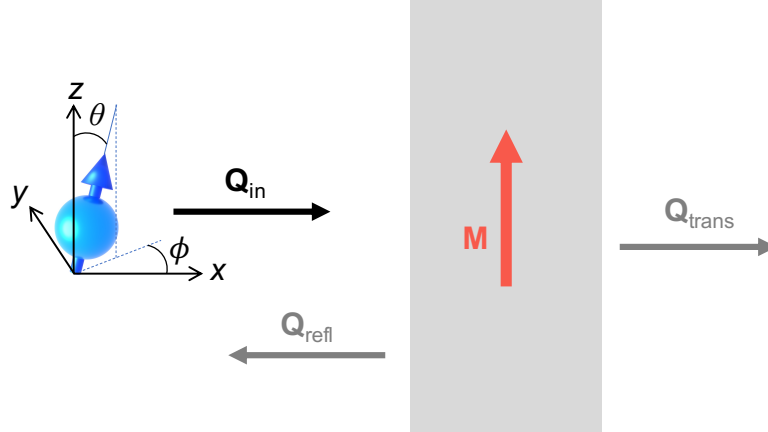


図 2.3 磁化 $\mathbf{M}$ が z 方向を向く強磁性体に、スピンの (θ, ϕ) 方向を向き x 方向に流れる電子を注入する模式図。入射スピン流 $\mathbf{Q}_{\text{in}}$ と透過スピン流 $\mathbf{Q}_{\text{trans}}$ は x 方向に、反射スピン流 $\mathbf{Q}_{\text{refl}}$ は $-x$ 方向に進行する。

する状況を考える。入射波を

$$\psi_{\text{in}} = \frac{e^{ikx}}{\sqrt{\Omega}} \left(\cos \frac{\theta}{2} e^{-i\phi/2} |\uparrow\rangle + \sin \frac{\theta}{2} e^{i\phi/2} |\downarrow\rangle \right) \quad (2.3.17)$$

とする。上向きスピンと下向きスピンの反射係数をそれぞれ $r_{\uparrow}$ と $r_{\downarrow}$ 、上向きスピンと下向きスピンの透過係数をそれぞれ $t_{\uparrow}$ と $t_{\downarrow}$ のようにおくと、反射波 ψ_{refl} と透過波 ψ_{trans} は

$$\psi_{\text{refl}} = \frac{e^{-ikx}}{\sqrt{\Omega}} \left(r_{\uparrow} \cos \frac{\theta}{2} e^{-i\phi/2} |\uparrow\rangle + r_{\downarrow} \sin \frac{\theta}{2} e^{i\phi/2} |\downarrow\rangle \right) \quad (2.3.18)$$

$$\psi_{\text{trans}} = \frac{e^{ikx}}{\sqrt{\Omega}} \left(t_{\uparrow} \cos \frac{\theta}{2} e^{-i\phi/2} |\uparrow\rangle + t_{\downarrow} \sin \frac{\theta}{2} e^{i\phi/2} |\downarrow\rangle \right) \quad (2.3.19)$$

となる。式 (2.3.14)–(2.3.16) を再掲すると

$$Q_x^x = \frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} 2 \operatorname{Re}[a^* b], \quad Q_x^y = \frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} 2 \operatorname{Im}[a^* b], \quad Q_x^z = \frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} (|a|^2 - |b|^2)$$

であったから、入射波・反射波・透過波それぞれについての a 、 a^* 、 b から、入射・反射・透過スピン流密度 $\mathbf{Q}_{\text{in}}$ 、 $\mathbf{Q}_{\text{refl}}$ 、 $\mathbf{Q}_{\text{trans}}$ を求めることができる^{*3}。

^{*3} 進行方向 (入射波と透過波は x 方向、反射波は $-x$ 方向) が定まっているため、スピン流密度はスピン偏極の方向を持つベクトルとして表せる。

入射スピン流密度の計算

入射波に対して

$$a = \cos \frac{\theta}{2} e^{-i\phi/2}, \quad b = \sin \frac{\theta}{2} e^{i\phi/2}, \quad a^* = \cos \frac{\theta}{2} e^{i\phi/2} \quad (2.3.20)$$

であるから

$$Q_{\text{in}}^x = \frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} 2 \operatorname{Re} \left[\cos \frac{\theta}{2} e^{i\phi/2} \sin \frac{\theta}{2} e^{i\phi/2} \right] = \frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} 2 \operatorname{Re} \left[\frac{1}{2} \sin \theta e^{i\phi} \right] \quad (2.3.21)$$

$$= \frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} 2 \operatorname{Re} \left[\frac{1}{2} \sin \theta (\cos \phi + i \sin \phi) \right] = \frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} \sin \theta \cos \phi \quad (2.3.22)$$

$$Q_{\text{in}}^y = \frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} 2 \operatorname{Im} \left[\cos \frac{\theta}{2} e^{i\phi/2} \sin \frac{\theta}{2} e^{i\phi/2} \right] = \frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} 2 \operatorname{Im} \left[\frac{1}{2} \sin \theta e^{i\phi} \right] \quad (2.3.23)$$

$$= \frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} 2 \operatorname{Im} \left[\frac{1}{2} \sin \theta (\cos \phi + i \sin \phi) \right] = \frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} \sin \theta \sin \phi \quad (2.3.24)$$

$$Q_{\text{in}}^z = \frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} \left(\left| \cos \frac{\theta}{2} e^{-i\phi/2} \right|^2 - \left| \sin \frac{\theta}{2} e^{i\phi/2} \right|^2 \right) = \frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} \left(\cos^2 \frac{\theta}{2} - \sin^2 \frac{\theta}{2} \right) = \frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} \cos \theta \quad (2.3.25)$$

となる。したがって、入射スピン流密度は

$$\mathbf{Q}_{\text{in}} = \frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} (\sin \theta \cos \phi \hat{\mathbf{x}} + \sin \theta \sin \phi \hat{\mathbf{y}} + \cos \theta \hat{\mathbf{z}}) \quad (2.3.26)$$

と求まる。

反射スピン流密度の計算

反射波に対して

$$a = r_{\uparrow} \cos \frac{\theta}{2} e^{-i\phi/2}, \quad b = r_{\downarrow} \sin \frac{\theta}{2} e^{i\phi/2}, \quad a^* = r_{\uparrow}^* \cos \frac{\theta}{2} e^{i\phi/2} \quad (2.3.27)$$

であるから

$$Q_{\text{refl}}^x = -\frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} 2 \operatorname{Re} \left[r_{\uparrow}^* \cos \frac{\theta}{2} e^{i\phi/2} r_{\downarrow} \sin \frac{\theta}{2} e^{i\phi/2} \right] \quad (2.3.28)$$

$$= -\frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} \sin \theta \operatorname{Re} [r_{\uparrow}^* r_{\downarrow} e^{i\phi}] \quad (2.3.29)$$

$$Q_{\text{refl}}^y = -\frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} 2 \operatorname{Im} \left[r_{\uparrow}^* \cos \frac{\theta}{2} e^{i\phi/2} r_{\downarrow} \sin \frac{\theta}{2} e^{i\phi/2} \right] \quad (2.3.30)$$

$$= -\frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} \sin \theta \operatorname{Im} [r_{\uparrow}^* r_{\downarrow} e^{i\phi}] \quad (2.3.31)$$

$$Q_{\text{refl}}^z = -\frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} \left(\left| r_{\uparrow} \cos \frac{\theta}{2} e^{-i\phi/2} \right|^2 - \left| r_{\downarrow} \sin \frac{\theta}{2} e^{i\phi/2} \right|^2 \right) \quad (2.3.32)$$

$$= -\frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} \left(|r_{\uparrow}|^2 \cos^2 \frac{\theta}{2} - |r_{\downarrow}|^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \right) \quad (2.3.33)$$

となる^{*4}。したがって反射スピン流密度は

$$\mathbf{Q}_{\text{refl}} = -\frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} \left\{ \sin \theta \operatorname{Re} [r_{\uparrow}^* r_{\downarrow} e^{i\phi}] \hat{\mathbf{x}} + \sin \theta \operatorname{Im} [r_{\uparrow}^* r_{\downarrow} e^{i\phi}] \hat{\mathbf{y}} + \left(|r_{\uparrow}|^2 \cos^2 \frac{\theta}{2} - |r_{\downarrow}|^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \right) \hat{\mathbf{z}} \right\} \quad (2.3.34)$$

と求まる。

透過スピン流密度の計算

透過波に対して

$$a = t_{\uparrow} \cos \frac{\theta}{2} e^{-i\phi/2}, \quad b = t_{\downarrow} \sin \frac{\theta}{2} e^{i\phi/2}, \quad a^* = t_{\uparrow}^* \cos \frac{\theta}{2} e^{i\phi/2} \quad (2.3.35)$$

であるから

$$Q_{\text{trans}}^x = \frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} 2 \operatorname{Re} \left[t_{\uparrow}^* \cos \frac{\theta}{2} e^{i\phi/2} t_{\downarrow} \sin \frac{\theta}{2} e^{i\phi/2} \right] \quad (2.3.36)$$

$$= \frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} \sin \theta \operatorname{Re} [t_{\uparrow}^* t_{\downarrow} e^{i\phi}] \quad (2.3.37)$$

$$Q_{\text{trans}}^y = \frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} 2 \operatorname{Im} \left[t_{\uparrow}^* \cos \frac{\theta}{2} e^{i\phi/2} t_{\downarrow} \sin \frac{\theta}{2} e^{i\phi/2} \right] \quad (2.3.38)$$

$$= \frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} \sin \theta \operatorname{Im} [t_{\uparrow}^* t_{\downarrow} e^{i\phi}] \quad (2.3.39)$$

$$Q_{\text{trans}}^z = \frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} \left(\left| t_{\uparrow} \cos \frac{\theta}{2} e^{-i\phi/2} \right|^2 - \left| t_{\downarrow} \sin \frac{\theta}{2} e^{i\phi/2} \right|^2 \right) \quad (2.3.40)$$

^{*4} 進行方向が $-x$ 方向であることを反映してマイナスがつく。これは式 (2.3.14)–(2.3.16) の計算において $\partial_x \psi = -ik\psi$ となりマイナスがつくことに対応している。

$$= \frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} \left(|t_{\uparrow}|^2 \cos^2 \frac{\theta}{2} - |t_{\downarrow}|^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \right) \quad (2.3.41)$$

となる。したがって、透過スピン流密度は

$$\mathbf{Q}_{\text{trans}} = \frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} \left\{ \sin \theta \operatorname{Re}[t_{\uparrow}^* t_{\downarrow} e^{i\phi}] \hat{\mathbf{x}} + \sin \theta \operatorname{Im}[t_{\uparrow}^* t_{\downarrow} e^{i\phi}] \hat{\mathbf{y}} + \left(|t_{\uparrow}|^2 \cos^2 \frac{\theta}{2} - |t_{\downarrow}|^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \right) \hat{\mathbf{z}} \right\} \quad (2.3.42)$$

と求まる。

スピントルクの計算

以上より、 $\mathbf{Q}_{\text{in}} + \mathbf{Q}_{\text{refl}} - \mathbf{Q}_{\text{trans}}$ の各成分について

$$\operatorname{Re}[r_{\uparrow}^* r_{\downarrow} e^{i\phi}] = \cos \phi \operatorname{Re}[r_{\uparrow}^* r_{\downarrow}] - \sin \phi \operatorname{Im}[r_{\uparrow}^* r_{\downarrow}] \quad (2.3.43)$$

$$\operatorname{Im}[r_{\uparrow}^* r_{\uparrow} e^{i\phi}] = \cos \phi \operatorname{Im}[r_{\uparrow}^* r_{\downarrow}] + \sin \phi \operatorname{Re}[r_{\uparrow}^* r_{\downarrow}] \quad (2.3.44)$$

$$\operatorname{Re}[t_{\uparrow}^* t_{\downarrow} e^{i\phi}] = \cos \phi \operatorname{Re}[t_{\uparrow}^* t_{\downarrow}] - \sin \phi \operatorname{Im}[t_{\uparrow}^* t_{\downarrow}] \quad (2.3.45)$$

$$\operatorname{Im}[t_{\uparrow}^* t_{\uparrow} e^{i\phi}] = \cos \phi \operatorname{Im}[t_{\uparrow}^* t_{\downarrow}] + \sin \phi \operatorname{Re}[t_{\uparrow}^* t_{\downarrow}] \quad (2.3.46)$$

$$|r_{\uparrow}|^2 + |r_{\downarrow}|^2 = |t_{\uparrow}|^2 + |t_{\downarrow}|^2 = 1 \quad (2.3.47)$$

を用いて整理すると

$$\begin{aligned} Q_{\text{in}}^x + Q_{\text{refl}}^x - Q_{\text{trans}}^x &= \frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} (\sin \theta \cos \phi - \sin \theta \operatorname{Re}[r_{\uparrow}^* r_{\downarrow} e^{i\phi}] - \sin \theta \operatorname{Re}[t_{\uparrow}^* t_{\downarrow} e^{i\phi}]) \\ &= \frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} \left\{ \sin \theta \cos \phi - \sin \theta (\cos \phi \operatorname{Re}[r_{\uparrow}^* r_{\downarrow}] - \sin \phi \operatorname{Im}[r_{\uparrow}^* r_{\downarrow}]) \right. \\ &\quad \left. - \sin \theta (\cos \phi \operatorname{Re}[t_{\uparrow}^* t_{\downarrow}] - \sin \phi \operatorname{Im}[t_{\uparrow}^* t_{\downarrow}]) \right\} \\ &= \frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} \left\{ \sin \theta \cos \phi (1 - \operatorname{Re}[t_{\uparrow}^* t_{\downarrow} + r_{\uparrow}^* r_{\downarrow}]) + \sin \theta \sin \phi \operatorname{Im}[t_{\uparrow}^* t_{\downarrow} + r_{\uparrow}^* r_{\downarrow}] \right\} \end{aligned} \quad (2.3.48)$$

$$\begin{aligned} Q_{\text{in}}^y + Q_{\text{refl}}^y - Q_{\text{trans}}^y &= \frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} (\sin \theta \sin \phi - \sin \theta \operatorname{Im}[r_{\uparrow}^* r_{\downarrow} e^{i\phi}] - \sin \theta \operatorname{Im}[t_{\uparrow}^* t_{\downarrow} e^{i\phi}]) \\ &= \frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} \left\{ \sin \theta \sin \phi - \sin \theta (\cos \phi \operatorname{Im}[r_{\uparrow}^* r_{\downarrow}] + \sin \phi \operatorname{Re}[r_{\uparrow}^* r_{\downarrow}]) \right. \\ &\quad \left. - \sin \theta (\cos \phi \operatorname{Im}[t_{\uparrow}^* t_{\downarrow}] + \sin \phi \operatorname{Re}[t_{\uparrow}^* t_{\downarrow}]) \right\} \\ &= \frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} \left\{ \sin \theta \sin \phi (1 - \operatorname{Re}[t_{\uparrow}^* t_{\downarrow} + r_{\uparrow}^* r_{\downarrow}]) - \sin \theta \cos \phi \operatorname{Im}[t_{\uparrow}^* t_{\downarrow} + r_{\uparrow}^* r_{\downarrow}] \right\} \end{aligned} \quad (2.3.49)$$

$$Q_{\text{in}}^z + Q_{\text{refl}}^z - Q_{\text{trans}}^z = \frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} \left[\cos \theta - \left(|r_{\uparrow}|^2 \cos^2 \frac{\theta}{2} - |r_{\downarrow}|^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \right) - \left(|t_{\uparrow}|^2 \cos^2 \frac{\theta}{2} - |t_{\downarrow}|^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \right) \right] = 0 \quad (2.3.50)$$

となる。したがってスピントルクは

$$\mathbf{N}_{\text{st}} = A (\mathbf{Q}_{\text{in}} + \mathbf{Q}_{\text{refl}} - \mathbf{Q}_{\text{trans}}) \quad (2.3.51)$$

$$\begin{aligned} &= \frac{A \hbar^2 k}{\Omega 2m} (1 - \text{Re} [t_{\uparrow}^* t_{\downarrow} + r_{\uparrow}^* r_{\downarrow}]) (\sin \theta \cos \phi \hat{\mathbf{x}} + \sin \theta \sin \phi \hat{\mathbf{y}}) \\ &\quad - \frac{A \hbar^2 k}{\Omega 2m} \text{Im} [t_{\uparrow}^* t_{\downarrow} + r_{\uparrow}^* r_{\downarrow}] (-\sin \theta \sin \phi \hat{\mathbf{x}} + \sin \theta \cos \phi \hat{\mathbf{y}}) \end{aligned} \quad (2.3.52)$$

$$= -\frac{A \hbar^2 k}{\Omega 2m} (1 - \text{Re} [t_{\uparrow}^* t_{\downarrow} + r_{\uparrow}^* r_{\downarrow}]) \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \boldsymbol{\sigma}) - \frac{A \hbar^2 k}{\Omega 2m} \text{Im} [t_{\uparrow}^* t_{\downarrow} + r_{\uparrow}^* r_{\downarrow}] \mathbf{m} \times \boldsymbol{\sigma} \quad (2.3.53)$$

と求められ、磁化に垂直な2つの成分の和として記述される^{*5}。式 (2.3.53) 右辺第一項の $\mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \boldsymbol{\sigma})$ 方向のトルクをダンピングライクトルク、右辺第二項の $\mathbf{m} \times \boldsymbol{\sigma}$ 方向のトルクをフィールドライクトルクとよぶ。また、 $\mathbf{m} \parallel \boldsymbol{\sigma}$ のとき $\mathbf{N}_{\text{st}} = 0$ となることから、磁化と平行なスピン偏極のスピン流はスピントルクを誘起しないことがわかる。

2.4 強磁性体中のスピン流

次に、強磁性体内部のスピン流の輸送についても見ていく。図 2.4 に示すように $x \geq 0$ に存在する強磁性体の内部のスピン流を $\mathbf{Q}_{\text{trans}}$ とし、これを計算する [79, 80]。強磁性体内では交換相互作用によりポテンシャル ε がスピンに依存する。上向きスピンに対するポテンシャルを $\varepsilon_{\uparrow}$ 、下向きスピンに対するポテンシャルを $\varepsilon_{\downarrow}$ とおく。シュレディンガー方程式

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} + \varepsilon_{\uparrow(\downarrow)} \right) \psi_{\uparrow(\downarrow)} = E \psi_{\uparrow(\downarrow)} \quad (2.4.1)$$

より $k_{\uparrow(\downarrow)} = \sqrt{2m(E - \varepsilon_{\uparrow(\downarrow)})}/\hbar$ となり、上向きスピンと下向きスピンの波数が異なることに注意する。上向きスピンと下向きスピンの強磁性体への透過係数をそれぞれ $t_{\uparrow}$ と $t_{\downarrow}$ とおく

^{*5} $\mathbf{m} = \hat{\mathbf{z}}$ 、 $\boldsymbol{\sigma} = \sin \theta \cos \phi \hat{\mathbf{x}} + \sin \theta \sin \phi \hat{\mathbf{y}} + \cos \theta \hat{\mathbf{z}}$ より、

$$\begin{aligned} \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \boldsymbol{\sigma}) &= -\sin \theta \cos \phi \hat{\mathbf{x}} - \sin \theta \sin \phi \hat{\mathbf{y}} \\ \mathbf{m} \times \boldsymbol{\sigma} &= -\sin \theta \sin \phi \hat{\mathbf{x}} + \sin \theta \cos \phi \hat{\mathbf{y}} \end{aligned}$$

と、強磁性体内の波動関数 ψ_{trans} は

$$\psi_{\text{trans}} = e^{ik_{\uparrow}x} \left(t_{\uparrow} \cos \frac{\theta}{2} e^{-i\phi/2} \right) |\uparrow\rangle + e^{ik_{\downarrow}x} \left(t_{\downarrow} \sin \frac{\theta}{2} e^{i\phi/2} \right) |\downarrow\rangle \quad (2.4.2)$$

$$= e^{ik_{\uparrow}x} a |\uparrow\rangle + e^{ik_{\downarrow}x} b |\downarrow\rangle \quad (2.4.3)$$

と表せる。これと式 (2.3.12) を用いてスピン流密度 Q_x^x 、 Q_x^y 、 Q_x^z を計算すると

$$\begin{aligned} Q_x^x &= \frac{\hbar^2}{2m} \text{Im} [\psi^\dagger \sigma_x \partial_x \psi] = \frac{\hbar^2}{2m\Omega} \text{Im} \left[\begin{pmatrix} e^{-ik_{\uparrow}x} a^* & e^{-ik_{\downarrow}x} b^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} ik_{\uparrow} e^{ik_{\uparrow}x} a \\ ik_{\downarrow} e^{ik_{\downarrow}x} b \end{pmatrix} \right] \\ &= \frac{\hbar^2}{2m\Omega} \text{Re} \left[\begin{pmatrix} e^{-ik_{\uparrow}x} a^* & e^{-ik_{\downarrow}x} b^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} k_{\downarrow} e^{ik_{\downarrow}x} b \\ k_{\uparrow} e^{ik_{\uparrow}x} a \end{pmatrix} \right] \\ &= \frac{\hbar^2}{2m\Omega} \text{Re} [k_{\downarrow} e^{-i(k_{\uparrow}-k_{\downarrow})x} a^* b + k_{\uparrow} e^{i(k_{\uparrow}-k_{\downarrow})x} a b^*] \\ &= \frac{\hbar^2}{2m\Omega} \text{Re} [k_{\downarrow} e^{-i(k_{\uparrow}-k_{\downarrow})x} a^* b + k_{\uparrow} (e^{i(k_{\uparrow}-k_{\downarrow})x} a^* b)^*] \\ &= \frac{\hbar^2}{2m\Omega} \text{Re} \left[\frac{k_{\downarrow} + k_{\uparrow}}{2} e^{-i(k_{\uparrow}-k_{\downarrow})x} a^* b \right] \end{aligned} \quad (2.4.4)$$

$$\begin{aligned} Q_x^y &= \frac{\hbar^2}{2m} \text{Im} [\psi^\dagger \sigma_y \partial_x \psi] = \frac{\hbar^2}{2m\Omega} \text{Im} \left[\begin{pmatrix} e^{-ik_{\uparrow}x} a^* & e^{-ik_{\downarrow}x} b^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} ik_{\uparrow} e^{ik_{\uparrow}x} a \\ ik_{\downarrow} e^{ik_{\downarrow}x} b \end{pmatrix} \right] \\ &= \frac{\hbar^2}{2m\Omega} \text{Im} \left[\begin{pmatrix} e^{-ik_{\uparrow}x} a^* & e^{-ik_{\downarrow}x} b^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} k_{\downarrow} e^{ik_{\downarrow}x} b \\ -k_{\uparrow} e^{ik_{\uparrow}x} a \end{pmatrix} \right] \\ &= \frac{\hbar^2}{2m\Omega} \text{Im} [k_{\downarrow} e^{-i(k_{\uparrow}-k_{\downarrow})x} a^* b - k_{\uparrow} e^{i(k_{\uparrow}-k_{\downarrow})x} a b^*] \\ &= \frac{\hbar^2}{2m\Omega} \text{Im} [k_{\downarrow} e^{-i(k_{\uparrow}-k_{\downarrow})x} a^* b - k_{\uparrow} (e^{-i(k_{\uparrow}-k_{\downarrow})x} a^* b)^*] \\ &= \frac{\hbar^2}{2m\Omega} \text{Im} \left[\frac{k_{\downarrow} + k_{\uparrow}}{2} e^{-i(k_{\uparrow}-k_{\downarrow})x} a^* b \right] \end{aligned} \quad (2.4.5)$$

$$\begin{aligned} Q_x^z &= \frac{\hbar^2}{2m} \text{Im} [\psi^\dagger \sigma_z \partial_x \psi] = \frac{\hbar^2}{2m\Omega} \text{Im} \left[\begin{pmatrix} e^{-ik_{\uparrow}x} a^* & e^{-ik_{\downarrow}x} b^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} ik_{\uparrow} e^{ik_{\uparrow}x} a \\ ik_{\downarrow} e^{ik_{\downarrow}x} b \end{pmatrix} \right] \\ &= \frac{\hbar^2}{2m\Omega} \text{Re} \left[\begin{pmatrix} e^{-ik_{\uparrow}x} a^* & e^{-ik_{\downarrow}x} b^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} k_{\uparrow} e^{ik_{\uparrow}x} a \\ -k_{\downarrow} e^{ik_{\downarrow}x} b \end{pmatrix} \right] \\ &= \frac{\hbar^2}{2m\Omega} \text{Re} [k_{\uparrow} a^* a - k_{\downarrow} b^* b] \\ &= \frac{\hbar^2}{2m\Omega} (k_{\uparrow} |a|^2 - k_{\downarrow} |b|^2) \end{aligned} \quad (2.4.6)$$

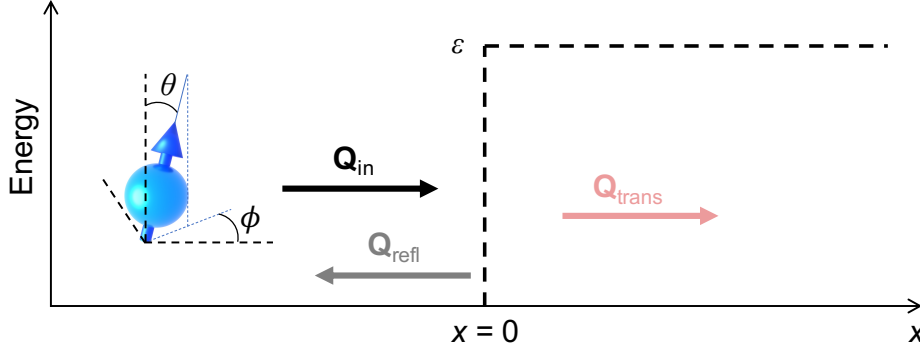


図 2.4 強磁性体 ($x > 0$) に、 (θ, ϕ) 方向に偏極し x 方向に流れるスピンドラを注入する模式図。強磁性体中でスピンは交換相互作用によるポテンシャル ε を感じる。

となる。ここに、

$$a = t_{\uparrow} \cos \frac{\theta}{2} e^{-i\phi/2}, \quad b = t_{\downarrow} \sin \frac{\theta}{2} e^{i\phi/2}, \quad a^* = t_{\uparrow}^* + \cos \frac{\theta}{2} e^{i\phi/2} \quad (2.4.7)$$

を代入して整理すると

$$Q_{\text{trans}}^x = \frac{\hbar^2}{2m\Omega} \frac{k_{\downarrow} + k_{\uparrow}}{2} \frac{\sin \theta}{2} \text{Re} \left[t_{\uparrow}^* t_{\downarrow} e^{i\phi} e^{-i(k_{\uparrow} - k_{\downarrow})x} \right] \quad (2.4.8)$$

$$Q_{\text{trans}}^y = \frac{\hbar^2}{2m\Omega} \frac{k_{\downarrow} + k_{\uparrow}}{2} \frac{\sin \theta}{2} \text{Im} \left[t_{\uparrow}^* t_{\downarrow} e^{i\phi} e^{-i(k_{\uparrow} - k_{\downarrow})x} \right] \quad (2.4.9)$$

$$Q_{\text{trans}}^z = \frac{\hbar^2}{2m\Omega} \left(k_{\uparrow} |t_{\uparrow}|^2 \cos^2 \frac{\theta}{2} - k_{\downarrow} |t_{\downarrow}|^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \right) \quad (2.4.10)$$

が得られる。これより、磁化に直交する成分 Q_{trans}^x と Q_{trans}^y は x の関数として互いに振動することがわかる。すなわち、強磁性体内ではスピンが磁化方向 (z 方向) を軸として空間的に歳差する。これをスピン歳差 (spin precession) とよぶ。歳差周期 $2\pi/(k_{\uparrow} - k_{\downarrow})$ は典型的な遷移金属強磁性体で数原子層のスケールである [80]。本計算においては x 方向に進行する電子のみを考えたが、実際の測定系では $k_x^2 + q^2 = k_F^2$ を満たす様々な波数ベクトル $\mathbf{k} = (k_x, \mathbf{q})$ を持つフェルミ電子が存在する (k_F はフェルミ波数)。波数ベクトルが異なっているため、強磁性体内のある深さ Δx に到達するまでにとる経路も様々に異なり、したがってスピン歳差による回転角度も異なる。このインコヒーレントな重ね合わせにより、スピンドラの横成分は強磁性体内で急速に緩和する。これをスピン位相緩和 (spin dephasing) とよぶ。典型的な強磁性金属におけるスピン位相緩和長は 1 nm 程度である [81]。

2.5 スピン軌道相互作用

スピン軌道相互作用は、電子のスピンと軌道運動が結合する作用である。物質中で運動する電子の運動座標系から見た電場と磁場のローレンツ変換に由来する相対論的な効果である。古典的な描像として、以下のように理解できる。電子が電荷 Ze の原子核から距離 r のところを速度 $\mathbf{v}$ で回っている状況を考える。これを電子の運動座標系から見ると、電子の周りを原子核が速度 $-\mathbf{v}$ で回っているように見える。原子核の運動による環状電流が電子の位置に発生させる磁場は、ビオ・サバールの法則により

$$\mu_0 \mathbf{H} = \frac{\mu_0}{4\pi} Ze \frac{\mathbf{r} \times \mathbf{v}}{r^3} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{Ze}{m} \frac{\hbar \mathbf{l}}{r^3} \quad (2.5.1)$$

である。ただし、 $\hbar \mathbf{l} = m \mathbf{r} \times \mathbf{v}$ は電子の角運動量である ($\mathbf{l}$ とスピン $\mathbf{s}$ は無次元の変数として扱う)。したがって、この磁場と電子のスピン $\mathbf{s}$ の持つ磁気モーメント $\boldsymbol{\mu}_s = -(e\hbar/m)\mathbf{s}$ とのゼーマン相互作用によるエネルギーは

$$-\boldsymbol{\mu}_s \cdot \mu_0 \mathbf{H} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{Ze^2}{m^2} \frac{\hbar}{r^3} (\hbar \mathbf{l} \cdot \mathbf{s}) \quad (2.5.2)$$

となる。スピン軌道相互作用はこれにトーマス因子 $1/2$ をかけて

$$\mathcal{H}_{\text{SO}} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{Ze^2}{2m^2} \frac{\hbar}{r^3} (\hbar \mathbf{l} \cdot \mathbf{s}) \quad (2.5.3)$$

で与えられる^{*6}。この式を、電子が感じる電場 $\mathbf{E} = (Ze/4\pi\epsilon_0 r^3)\mathbf{r}$ と電子の角運動量 $\hbar \mathbf{l} = m \mathbf{r} \times \mathbf{v}$ 用いて書き換えると

$$\mathcal{H}_{\text{SO}} = \frac{-e\hbar}{4m^2 c^2} \boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{p} \times \mathbf{E}) \quad (2.5.4)$$

と表される。ここで、 $c = 1/\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$ は光速、 $\boldsymbol{\sigma}$ はパウリ行列 ($\mathbf{s} = (1/2)\boldsymbol{\sigma}$) である。次節以降では、スピン軌道相互作用に起因する諸現象について説明する。

2.6 ホール効果

スピン軌道相互作用が引き起こす横応答現象として、異常ホール効果、スピン異常ホール効果、スピホール効果を説明する。図 2.5 に示されるように、異常ホール効果、スピン異常

^{*6} 式 (2.5.2) の結果はディラックの相対論的量子力学の結果と 2 倍だけ異なる。これは、電子の加速度運動の扱いが不完全であることに起因する。正しい計算を行えば、古典論においても因子 $1/2$ (トーマス因子) が現れ、ディラックの結果と一致する [82]。

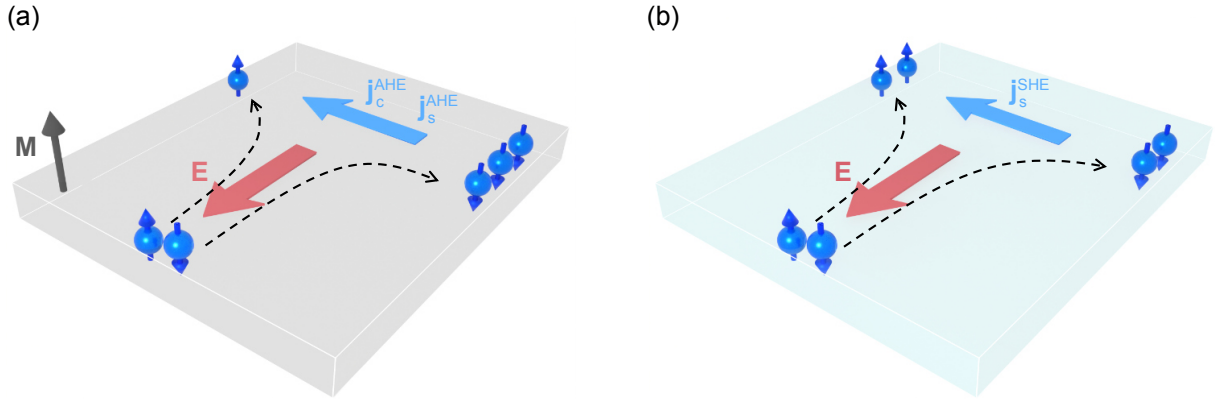


図 2.5 (a) 異常ホール効果とスピン異常ホール効果の模式図。磁化 $\mathbf{M}$ を持つ強磁性体に電場 $\mathbf{E}$ を印加すると、磁化と電場と直交する方向に、異常ホール効果による電流 $\mathbf{j}_c^{\text{AHE}}$ とスピン異常ホール効果によるスピン流 $\mathbf{j}_s^{\text{AHE}}$ が生成する。(b) スピンホール効果の模式図。常磁性体に電場 $\mathbf{E}$ を印加するとスピン流 $\mathbf{j}_s^{\text{SHE}}$ が生じる。電場とスピン流のスピン偏極方向と流れの方向は互いに直交する。

ホール効果、スピンホール効果において電子の軌道運動はスピンに依存しており、スピン軌道相互作用に由来していることが直感的に理解できる。本節におけるこれらの現象の計算ではスピン軌道相互作用は顕には記述されないが、スピン軌道相互作用は物質のバンド構造に反映されており、バンド構造を起源とするこれらの現象において本質的な役割を持つ。

2.6.1 異常ホール効果

スピン軌道相互作用により強磁性体中で発現する現象の一つが異常ホール効果 (Anomalous Hall effect: AHE) である。異常ホール効果は、図 2.5 (a) に示すように、強磁性金属に電場を印加すると、電場・磁化と直交する向きに電流 $\mathbf{j}_c^{\text{AHE}}$ が流れる現象である [83–86]。異常ホール効果の発現機構には、固体のバンド構造に起因する内因性機構と固体中の不純物に由来する外因性機構があるが、以下では本研究と関連の深い内因性機構について説明する。

3次元系において、電場 $\mathbf{E} = (0, E, 0)$ を $\hat{y}$ 方向に印加したときの j_x を求める。電場 E を印加したことによるハミルトニアンは eEy のように表される。電場による摂動を考慮すると、固有状態は

$$|\alpha'\rangle = |\alpha\rangle + \sum_{\beta(\neq\alpha)} \frac{\langle\beta|eEy|\alpha\rangle}{E_\alpha - E_\beta} |\beta\rangle \quad (2.6.1)$$

と表される。これを電流密度の期待値

$$\langle j_x \rangle = \frac{1}{L^3} \sum_{\alpha} f(E_{\alpha}) \langle \alpha' | j_x | \alpha' \rangle \quad (2.6.2)$$

に代入すると、

$$\langle j_x \rangle = \frac{1}{L^3} \sum_{\alpha} f(E_{\alpha}) \sum_{\beta \neq \alpha} \left(\frac{\langle \alpha | j_x | \beta \rangle \langle \beta | eEy | \alpha \rangle}{E_{\alpha} - E_{\beta}} + \frac{\langle \alpha | eEy | \beta \rangle \langle \beta | j_x | \alpha \rangle}{E_{\alpha} - E_{\beta}} \right) \quad (2.6.3)$$

が得られる。ここで、 $f(E_{\alpha})$ はフェルミ分布関数である。運動方程式より $\langle \beta | \dot{y} | \alpha \rangle = \left\langle \beta \left| \frac{-i}{\hbar} [y, \mathcal{H}] \right| \alpha \right\rangle = -\frac{i}{\hbar} (E_{\alpha} - E_{\beta}) \langle \beta | y | \alpha \rangle$ であるから、 $\langle \beta | v_y | \alpha \rangle = -\frac{i}{\hbar} (E_{\alpha} - E_{\beta}) \langle \beta | y | \alpha \rangle$ を得る。これと、 $j_x = -ev_x$ を用いて式 (2.6.3) を書き直すと

$$\langle j_x \rangle = E \left[-ie^2 \hbar \frac{1}{L^3} \sum_{\alpha} f(E_{\alpha}) \sum_{\beta (\neq \alpha)} \left(\frac{\langle \alpha | v_x | \beta \rangle \langle \beta | v_y | \alpha \rangle}{(E_{\alpha} - E_{\beta})^2} - \frac{\langle \alpha | v_y | \beta \rangle \langle \beta | v_x | \alpha \rangle}{(E_{\alpha} - E_{\beta})^2} \right) \right] \quad (2.6.4)$$

となる。結晶中では固有状態はブロッホ波動関数を用いて $|\alpha\rangle = |u_{n\mathbf{k}}\rangle$, $|\beta\rangle = |u_{m\mathbf{k}}\rangle$ と書け、

さらに $v_i = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial \mathcal{H}_{\mathbf{k}}}{\partial k_i}$ であるから、ホール伝導度 σ_{xy} は

$$\begin{aligned} \sigma_{xy} &= \frac{-ie^2}{\hbar L^3} \sum_{\mathbf{k}, n} f(E_{n\mathbf{k}}) \\ &\times \sum_{m \neq n} \left(\frac{\left\langle u_{n\mathbf{k}} \left| \frac{\partial \mathcal{H}_{\mathbf{k}}}{\partial k_x} \right| u_{m\mathbf{k}} \right\rangle \left\langle u_{m\mathbf{k}} \left| \frac{\partial \mathcal{H}_{\mathbf{k}}}{\partial k_y} \right| u_{n\mathbf{k}} \right\rangle}{(E_{n\mathbf{k}} - E_{m\mathbf{k}})^2} - \frac{\left\langle u_{n\mathbf{k}} \left| \frac{\partial \mathcal{H}_{\mathbf{k}}}{\partial k_y} \right| u_{m\mathbf{k}} \right\rangle \left\langle u_{m\mathbf{k}} \left| \frac{\partial \mathcal{H}_{\mathbf{k}}}{\partial k_x} \right| u_{n\mathbf{k}} \right\rangle}{(E_{n\mathbf{k}} - E_{m\mathbf{k}})^2} \right) \end{aligned} \quad (2.6.5)$$

と表される。ここで、 $\mathcal{H}_{\mathbf{k}} |u_{n\mathbf{k}}\rangle = E_{n\mathbf{k}} |u_{n\mathbf{k}}\rangle$ の両辺を $k_{x(y)}$ で微分すると

$$\frac{\partial \mathcal{H}_{\mathbf{k}}}{\partial k_{x(y)}} |u_{n\mathbf{k}}\rangle + \mathcal{H}_{\mathbf{k}} \left| \frac{\partial u_{n\mathbf{k}}}{\partial k_{x(y)}} \right\rangle = \frac{\partial E_{n\mathbf{k}}}{\partial k_{x(y)}} |u_{n\mathbf{k}}\rangle + E_{n\mathbf{k}} \left| \frac{\partial u_{n\mathbf{k}}}{\partial k_{x(y)}} \right\rangle \quad (2.6.6)$$

となる。この両辺に左から $\langle u_{m\mathbf{k}} |$ をかけて整理すると

$$\left\langle u_{m\mathbf{k}} \left| \frac{\partial u_{n\mathbf{k}}}{\partial k_{x(y)}} \right\rangle = \frac{1}{E_n - E_m} \left\langle u_{m\mathbf{k}} \left| \frac{\partial \mathcal{H}_{\mathbf{k}}}{\partial k_{x(y)}} \right| u_{n\mathbf{k}} \right\rangle \quad (2.6.7)$$

となり、同様にして

$$\left\langle \frac{\partial u_{n\mathbf{k}}}{\partial k_{x(y)}} \middle| u_{m\mathbf{k}} \right\rangle = \frac{1}{E_n - E_m} \left\langle u_{n\mathbf{k}} \middle| \frac{\partial \mathcal{H}_{\mathbf{k}}}{\partial k_{x(y)}} \middle| u_{m\mathbf{k}} \right\rangle \quad (2.6.8)$$

となる。式 (2.6.7) と式 (2.6.8) を用いて式 (2.6.5) を変形すると

$$\sigma_{xy} = \frac{-ie^2}{\hbar L^3} \sum_{\mathbf{k}, n} f(E_{n\mathbf{k}}) \left(\left\langle \frac{\partial u_{n\mathbf{k}}}{\partial k_x} \middle| \frac{\partial u_{n\mathbf{k}}}{\partial k_y} \right\rangle - \left\langle \frac{\partial u_{n\mathbf{k}}}{\partial k_y} \middle| \frac{\partial u_{n\mathbf{k}}}{\partial k_x} \right\rangle \right) \quad (2.6.9)$$

が得られる。したがって、ベクトルポテンシャル

$$\mathbf{A}_n(\mathbf{k}) = i \langle u_{n\mathbf{k}} | \nabla_{\mathbf{k}} | u_{n\mathbf{k}} \rangle \quad (2.6.10)$$

および、その回転^{*7}

$$\mathbf{b}_n(\mathbf{k}) = \nabla_{\mathbf{k}} \times \mathbf{A}_n(\mathbf{k}) \quad (2.6.11)$$

を定義すると、式 (2.6.9) は^{*8}

$$\sigma_{xy} = \frac{-e^2}{\hbar L^3} \sum_{\mathbf{k}, n} f(E_{n\mathbf{k}}) b_{nz}(\mathbf{k}) \quad (2.6.12)$$

$$= -\frac{e^2}{\hbar} \sum_n \int \frac{d^3\mathbf{k}}{(2\pi)^3} f(E_{n\mathbf{k}}) b_{nz}(\mathbf{k}) \quad (2.6.13)$$

と表され、異常ホール伝導度はフェルミ面内での $b_{nz}(\mathbf{k})$ の積分で与えられることがわかる。ここで、 $\mathbf{A}_n(\mathbf{k})$ と $\mathbf{b}_n(\mathbf{k})$ は、 $\mathbf{k}$ 空間内でのゲージ場と場の強さであり、それぞれベリー接続とベリー曲率と呼ばれる。

ホール伝導度に対するベリー曲率の寄与は、半古典論を用いることでより直感的に理解できる。 n 番目のバンドのブロッホ波動関数は $\psi = e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} u_{n\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ のような形で試料全体に広がっている。この重ね合わせによる波束を考えると、波束は実空間でも波数空間でもある範囲に局在している。その中心座標を $\mathbf{x}$ 、中心波数を $\mathbf{k}$ とするとき、これらの時間発展を記述するのが半古典的運動方程式である。電場 $\mathbf{E}$ の下での半古典的運動方程式は

$$\dot{\mathbf{x}} = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial \mathbf{E}_n(\mathbf{k})}{\partial \mathbf{k}} - \dot{\mathbf{k}} \times \mathbf{b}_n(\mathbf{k}) \quad (2.6.14)$$

$$\hbar \dot{\mathbf{k}} = -e\mathbf{E} \quad (2.6.15)$$

^{*7} $\mathbf{b}_n(\mathbf{k})$ はベクトルポテンシャルの回転であることから仮想的な磁場とみなせる。

^{*8} $\frac{1}{L^3} \sum_{\mathbf{k}}$ は $\int \frac{d^3\mathbf{k}}{(2\pi)^3}$ と書き換えられる。

となる [87, 88]。式 (2.6.14) の右辺第一項は通常現れる項であり群速度を表す。ベリー曲率による式 (2.6.14) の右辺第二項は異常速度と呼ばれる。式 (2.6.14) と式 (2.6.15) より、異常速度は電場 $\mathbf{E}$ に垂直であるため、これがホール効果を生み出す。この異常速度は、波束が n 番目のバンドに拘束されて運動する際に、そのバンドのベリー曲率を感じて運動が変化することによって由来している。以下では、この項からくるホール伝導度を計算し、線形応答から求めた式 (2.6.13) と一致することを確認する。

電場 $\mathbf{E} = (0, E, 0)$ を加えたときの x 方向の電流 j_x を計算する。式 (2.6.15) より $\dot{\mathbf{k}} = -(e/\hbar)\mathbf{E}$ である。したがって式 (2.6.14) 第二項に注目すると、 $\mathbf{b}_n(\mathbf{k})$ の z 成分により x 方向の速度 $(e/\hbar)Eb_{nz}(\mathbf{k})$ が生じることがわかる。これを全ての状態について合計して電流密度を計算すると

$$j_x = -\frac{e}{L^3} \sum_{n\mathbf{k}} \frac{e}{\hbar} Eb_{nz}(\mathbf{k}) f(E_{n\mathbf{k}}) \quad (2.6.16)$$

$$= -\frac{e^2}{\hbar} \sum_n \int \frac{d^3\mathbf{k}}{(2\pi)^3} Eb_{nz}(\mathbf{k}) f(E_{n\mathbf{k}}) \quad (2.6.17)$$

が得られる。したがってホール伝導度は

$$\sigma_{xy} = -\frac{e^2}{\hbar} \sum_n \int \frac{d^3\mathbf{k}}{(2\pi)^3} f(E_{n\mathbf{k}}) b_{nz}(\mathbf{k}) \quad (2.6.18)$$

となり、式 (2.6.13) に一致する。

ベリー曲率はバンド構造を反映した物理量であるから、内因性ホール伝導度は結晶構造や電子配置などで決まる物質固有の値を持つ。ホール効果がバンド構造を反映していることの例として、スピン軌道相互作用によりバンドの縮退が解けているところやバンドが反交差しているところではホール伝導度への寄与が大きくなるという報告がある^{*9} [89, 90]。このことは、ほとんど縮退している場所では式 (2.6.5) の分母が小さくなることから理解できる。

内因性ホール効果が発現するためには、時間反転対称性の破れが必要である。ベリー曲率 $b_{nz}(\mathbf{k})$ は時間反転操作に対し $b_{nz}(\mathbf{k}) \rightarrow -b_{nz}(-\mathbf{k})$ となる。したがって時間反転対称性がある場合、 $b_{nz}(\mathbf{k}) = -b_{nz}(-\mathbf{k})$ が成り立ち、 $b_{nz}(\mathbf{k})$ は $\mathbf{k}$ に対し奇関数となる。この場合、 $b_{nz}(\mathbf{k})$ の波数空間での積分はゼロとなるため、式 (2.6.18) から $\sigma_{xy} = 0$ となりホール効果は発現しない。したがって σ_{xy} が有限の値を持ち内因性ホール効果が発現するには、磁場や磁化による時

^{*9} 各反交差点の上下のブランチは逆符号のベリー曲率を持つ。そのためフェルミエネルギーより十分下の状態の寄与は式 (2.6.18) の積分でほとんどキャンセルされ、実際の内因性異常ホール効果はフェルミエネルギー近傍の電子分布の影響を受けやすい。

間反転対称性の破れが必要であることがわかる。本小節で見てきた異常ホール効果は、強磁性体内の磁化による時間反転対称性の破れから生じる効果だと理解できる。なお、磁場による時間反転対称性の破れから生じる効果としては、二次元バンド絶縁体中の整数量子ホール効果などがある。

2.6.2 スピン異常ホール効果

強磁性体中では電流はスピン偏極している。したがって、図 2.5 (a) に示されるように、強磁性体中の異常ホール効果は電流を生成するだけでなく、磁化に平行なスピン偏極方向を持つスピン流を伴う [91–98]。このように、強磁性体に電場を印加したときに磁化と平行なスピン偏極のスピン流が電場と直交方向に生成する現象をスピン異常ホール効果 (Spin anomalous Hall effect: SAHE) とよぶ。

2.6.3 スピンホール効果

内因性スピンホール効果は内因性異常ホール効果と同様の機構により発現する。スピン軌道相互作用がある場合や多重バンド系などでは、ベリー曲率 $\mathbf{b}_n(\mathbf{k})$ はスピンに依存する [99, 100]。この場合、式 (2.6.14) における異常速度は上向きスピンと下向きスピンで逆向きになる。したがって強磁性体中のように上向きスピンと下向きスピンの状態数が異なる場合には正味の横電流が生じる。これが図 2.5(a) に示される異常ホール効果である。一方、常磁性体中のように上向きスピンと下向きスピンの状態数が等しい場合、逆向きの異常速度により電流は相殺され純スピン流が生じる (図 2.5(b))。これがスピンホール効果 (Spin Hall effect: SHE) である。

立方晶や多結晶など対称性の高い結晶構造の場合、電場に対するスピン流の応答は、対称性より

$$j_j^i = \sigma_{\text{SHE}} \sum_k \varepsilon_{ijk} E_k \quad (2.6.19)$$

という形に限られる^{*10}(ε_{ijk} は完全反対称テンソル) [101]。すなわち、生成スピン流のスピンの向き i 、流れの向き j 、外部電場の向き k は互いに直交する。また、このときの電場からスピン流への変換係数 σ_{SHE} をスピンホール伝導度とよぶ。スピンホール伝導度を計算するには、

^{*10} 例として、電場を y 方向に印加する場合、系は y 軸周りの 2 回回転対称性 C_2^y と yz 面および yx 面に関する鏡映対称性 σ_{yz} および σ_{yx} を有する。キュリーの原理より生成スピン流もこれらの対称性 C_2^y 、 σ_{yz} および σ_{yx} を有するため、 x 方向に流れるスピン流のスピン偏極は z 方向となる。

式 (2.6.3) における電流演算子 j_x をスピン流演算子 $j_x^z = (\hbar/4)\{\sigma_z, v_x\}$ に書き換えればよい。異常ホール効果の場合と同様の議論により、スピンホール伝導度 $\sigma_{\text{SHE}} = \sigma_{xy}^s$ はスピンベリー曲率 $b_{nz}^s(\mathbf{k})$ を用いて

$$\sigma_{xy}^s = \frac{e}{\hbar^2} \sum_n \int \frac{d^3\mathbf{k}}{(2\pi)^3} f(E_{n\mathbf{k}}) b_{nz}^s(\mathbf{k}) \quad (2.6.20)$$

と表される^{*11}。また、スピンホール効果による電流密度 j_c からスピン流密度 j_s への変換効率 $\theta_{\text{SHE}} = (2e/\hbar)j_s/j_c$ はスピンホール角とよばれる。

2.6.4 スピンホール効果によるスピン流注入

常磁性体中のスピンホール効果によって生成したスピン流は、その全てが常磁性体/強磁性体界面を透過して隣接強磁性体に注入されるわけではない。界面でスピン流が減衰する代表的なメカニズムとしては次の二つが挙げられる。一つ目は界面のスピン軌道相互作用や不純物によりスピンの情報が失われるスピンメモリロス、二つ目は常磁性体中にスピンが緩和するスピンバックフローである。本小節では、このうちスピンバックフローを考慮して二流体モデルによりスピン透過率の計算を行う [102]。

まず、スピン密度の空間的不均一性に起因する拡散スピン流について議論する。スピン σ の電子流密度は、電場 $\mathbf{E}$ により駆動されるドリフト流と密度勾配から生じる拡散流の和として

$$\mathbf{j}_\sigma = \frac{1}{e} \sigma_\sigma \mathbf{E} + D_\sigma \nabla \delta n_\sigma \quad (2.6.21)$$

と表される。ここで δn_σ は、スピン σ の局所濃度の平衡状態からのずれ、 σ は電気伝導度、 D は拡散係数である。 $\mathbf{E} = -\nabla\phi$ であることに注意してアインシュタインの関係式 $\sigma_\sigma = e^2 N_\sigma D_\sigma$ を用いると、式 (2.6.21) は

$$\mathbf{j}_\sigma = -\frac{1}{e} \sigma_\sigma \nabla \phi + D_\sigma \nabla \delta n_\sigma \quad (2.6.22)$$

$$= \frac{\sigma_\sigma}{e^2} \nabla \left(-e\phi + \frac{\delta n_\sigma}{N_\sigma} \right) \quad (2.6.23)$$

と変形でき、スピンに依存した電気化学ポテンシャル $\mu_\sigma = -e\phi + \delta n_\sigma / N_\sigma$ を用いると

$$\mathbf{j}_\sigma = \frac{\sigma_\sigma}{e^2} \nabla \mu_\sigma \quad (2.6.24)$$

*11 スピンベリー曲率のことを単にベリー曲率とよぶ場合もある。

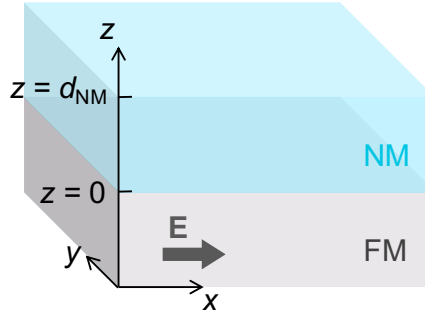


図 2.6 常磁性体 (NM)/強磁性体 (FM) 二層膜の模式図。

と表せる。ここで、 N_σ はフェルミエネルギーでの状態密度である。したがってスピン流密度 $\mathbf{j}_s = -(\hbar/2)(\mathbf{j}_\uparrow - \mathbf{j}_\downarrow)$ は

$$\mathbf{j}_s = -\frac{\hbar}{2e^2} \nabla (\sigma_\uparrow \mu_\uparrow - \sigma_\downarrow \mu_\downarrow) \quad (2.6.25)$$

となる。特に常磁性体中では $\sigma_\uparrow = \sigma_\downarrow = \sigma/2$ であるから、 $\mu_s \equiv \mu_\uparrow - \mu_\downarrow$ を用いると

$$\mathbf{j}_s = -\frac{\hbar\sigma}{4e^2} \nabla \mu_s \quad (2.6.26)$$

と表される。電気化学ポテンシャルのスピン間の差 μ_s は、電場がない状況では上向きスピンと下向きスピンの密度の差 (平衡状態からの差) となっており、これをスピン蓄積とよぶ。ここでのスピンの向きは量子化軸の向きであり $\mathbf{j}_s$ は流れの方向を向くベクトルで表される。一方、流れの向きを i 方向 ($i = x, y, z$) としてスピンの方向を向くスピン流密度ベクトル $\vec{j}_{si}$ を考えると、式 (2.6.26) は

$$\vec{j}_{si} = -\frac{\hbar\sigma}{4e^2} \partial_i \vec{\mu}_s \quad (2.6.27)$$

と記述される。

図 2.6 のような常磁性体/強磁性体二層膜に電場 $\mathbf{E} = E_x \hat{\mathbf{x}}$ を印加する状況を考える。このとき常磁性体中で z 方向に流れるスピン流密度は、 z 方向のスピン蓄積の拡散スピン流とスピンホール効果によるスピン流 $j_{s0}^{\text{SHE}} = (\hbar/2e)\theta_{\text{SHE}}j_c$ の 2 項からなり

$$\vec{j}_{sz} = -\frac{\hbar\sigma}{4e^2} \partial_z \vec{\mu}_s - j_s^{\text{SHE}} \hat{\mathbf{y}} \quad (2.6.28)$$

と表される。強磁性体/常磁性体界面のスピン蓄積 $\vec{\mu}_s$ は常磁性体中のスピン拡散方程式

$$\nabla^2 \vec{\mu}_s = \frac{\vec{\mu}_s}{\lambda^2} \quad (2.6.29)$$

に従って拡散する。ただし λ は常磁性体のスピン拡散長である。したがってスピン蓄積の z 方向の空間分布は

$$\vec{\mu}_s(z) = \mathbf{A}e^{-z/\lambda} + \mathbf{B}e^{z/\lambda} \quad (2.6.30)$$

に従う。これを式 (2.6.28) に代入すると

$$\vec{j}_{sz}(z) = \frac{\hbar\sigma}{4e^2\lambda} (\mathbf{A}e^{-z/\lambda} - \mathbf{B}e^{z/\lambda}) - j_s^{\text{SHE}} \hat{\mathbf{y}} \quad (2.6.31)$$

となる。強磁性体との界面におけるスピン流密度を $\vec{j}_s^{\text{FM}}$ とおくと、境界条件は $\vec{j}_{sz}(0) = \vec{j}_s^{\text{FM}}$ および $\vec{j}_{sz}(d_{\text{NM}}) = 0$ となる。これらを式 (2.6.31) に適用すると

$$\frac{\hbar\sigma}{4e^2\lambda} (\mathbf{A} - \mathbf{B}) - j_s^{\text{SHE}} \hat{\mathbf{y}} = \vec{j}_s^{\text{FM}} \quad (2.6.32)$$

$$\frac{\hbar\sigma}{4e^2\lambda} (\mathbf{A}e^{-d_{\text{NM}}/\lambda} - \mathbf{B}e^{d_{\text{NM}}/\lambda}) - j_s^{\text{SHE}} \hat{\mathbf{y}} = 0 \quad (2.6.33)$$

となり、これを $\mathbf{A}$ と $\mathbf{B}$ について解くと

$$\mathbf{A} = \frac{2e^2\lambda}{\hbar} \frac{1}{\sigma \sinh(d_{\text{NM}}/\lambda)} \left[(j_s^{\text{SHE}} \hat{\mathbf{y}} + \vec{j}_s^{\text{FM}}) e^{d_{\text{NM}}/\lambda} - j_s^{\text{SHE}} \hat{\mathbf{y}} \right] \quad (2.6.34)$$

$$\mathbf{B} = \frac{2e^2\lambda}{\hbar} \frac{1}{\sigma \sinh(d_{\text{NM}}/\lambda)} \left[(j_s^{\text{SHE}} \hat{\mathbf{y}} + \vec{j}_s^{\text{FM}}) e^{-d_{\text{NM}}/\lambda} - j_s^{\text{SHE}} \hat{\mathbf{y}} \right] \quad (2.6.35)$$

を得る。これらを式 (2.6.30) の $\mathbf{A}$ と $\mathbf{B}$ に代入すると、スピン蓄積は

$$\vec{\mu}_s(z) = \frac{2e^2\lambda}{\hbar} \frac{1}{\sigma \sinh(d_{\text{NM}}/\lambda)} \left[(j_s^{\text{SHE}} \hat{\mathbf{y}} + \vec{j}_s^{\text{FM}}) \left(e^{(d_{\text{NM}}-z)/\lambda} + e^{-(d_{\text{NM}}-z)/\lambda} \right) - j_s^{\text{SHE}} \hat{\mathbf{y}} \left(e^{z/\lambda} + e^{-z/\lambda} \right) \right] \quad (2.6.36)$$

$$= \frac{2e^2\lambda}{\hbar} \frac{2}{\sigma \sinh(d_{\text{NM}}/\lambda)} \left[(j_s^{\text{SHE}} \hat{\mathbf{y}} + \vec{j}_s^{\text{FM}}) \cosh \frac{z - d_{\text{NM}}}{\lambda} - j_s^{\text{SHE}} \hat{\mathbf{y}} \cosh \frac{z}{\lambda} \right] \quad (2.6.37)$$

$$= -\frac{2e^2}{\hbar} \frac{2\lambda}{\sigma} \frac{\sinh \frac{2z - d_{\text{NM}}}{2\lambda}}{\sinh \frac{d_{\text{NM}}}{2\lambda}} \tanh \frac{d_{\text{NM}}}{2\lambda} j_s^{\text{SHE}} \hat{\mathbf{y}} + \frac{2e^2}{\hbar} \frac{2\lambda}{\sigma} \frac{\cosh \frac{z - d_{\text{NM}}}{\lambda}}{\sinh \frac{d_{\text{NM}}}{\lambda}} \vec{j}_s^{\text{FM}} \quad (2.6.38)$$

と表される。したがって、強磁性体/常磁性体界面 ($z = 0$) におけるスピン蓄積は

$$\vec{\mu}_s(0) = \frac{2e^2}{\hbar} \frac{2\lambda}{\sigma} \tanh \frac{d_{\text{NM}}}{2\lambda} j_s^{\text{SHE}} \hat{\mathbf{y}} + \frac{2e^2}{\hbar} \frac{2\lambda}{\sigma} \coth \frac{d_{\text{NM}}}{\lambda} \vec{j}_s^{\text{FM}} \quad (2.6.39)$$

と得られる。ここで、強磁性体/常磁性体界面のスピン流密度 $\vec{j}_s^{\text{FM}}$ はスピン蓄積 $\vec{\mu}_s(0)$ とスピンミキシングコンダクタンス $G_{\uparrow\downarrow} = G_r + iG_i$ により

$$\vec{j}_s^{\text{FM}} = \frac{\hbar}{2e^2} \{G_r \mathbf{m} \times [\mathbf{m} \times \vec{\mu}_s(0)] + G_i \mathbf{m} \times \vec{\mu}_s(0)\} \quad (2.6.40)$$

と記述される。 $\mathbf{m} \times [\mathbf{m} \times \vec{\mu}_s(0)]$ および $\mathbf{m} \times \vec{\mu}_s(0)$ に比例する項がそれぞれダンピングライクトルクとフィールドライクトルクに対応する。式 (2.6.40) を式 (2.6.39) に代入すると

$$\begin{aligned} \vec{\mu}_s(0) &= \frac{2e^2 2\lambda}{\hbar \sigma} \tanh \frac{d_{\text{NM}}}{2\lambda} j_s^{\text{SHE}} \hat{\mathbf{y}} + \frac{2e^2 2\lambda}{\hbar \sigma} \coth \frac{d_{\text{NM}}}{\lambda} \frac{\hbar}{2e^2} \{G_r \mathbf{m} \times [\mathbf{m} \times \vec{\mu}_s(0)] + G_i \mathbf{m} \times \vec{\mu}_s(0)\} \\ &= \mu_s^0 \hat{\mathbf{y}} + \frac{2\lambda}{\sigma} \coth \frac{d_{\text{NM}}}{\lambda} (G_r \{\mathbf{m} [\mathbf{m} \cdot \vec{\mu}_s(0)] - \vec{\mu}_s(0)\} + G_i \mathbf{m} \times \vec{\mu}_s(0)) \end{aligned} \quad (2.6.41)$$

となる。ここで、強磁性体へのスピン移行がない ($G_{\uparrow\downarrow} = 0$) ときの界面のスピン蓄積を $\mu_s^0 \hat{\mathbf{y}} \equiv (2e^2/\hbar)(2\lambda/\sigma) \tanh(d_{\text{NM}}/2\lambda) j_s^{\text{SHE}} \hat{\mathbf{y}}$ とおいた。 $\mathbf{m} \cdot \vec{\mu}_s(0)$ に式 (2.6.41) を代入すると

$$\begin{aligned} \mathbf{m} \cdot \vec{\mu}_s(0) &= \mathbf{m} \cdot \hat{\mathbf{y}} \mu_s^0 + \frac{2\lambda}{\sigma} [G_r \{\mathbf{m} \cdot \mathbf{m} [\mathbf{m} \cdot \vec{\mu}_s(0)] - \mathbf{m} \cdot \vec{\mu}_s(0)\} + G_i \mathbf{m} \cdot (\mathbf{m} \times \vec{\mu}_s(0))] \coth \frac{d_{\text{NM}}}{\lambda} \\ &= m_y \mu_s^0 \end{aligned} \quad (2.6.42)$$

を得る。また、 $\mathbf{m} \times \vec{\mu}_s(0)$ に式 (2.6.41) を代入すると

$$\begin{aligned} \mathbf{m} \times \vec{\mu}_s(0) &= \mathbf{m} \times \hat{\mathbf{y}} \mu_s^0 + \frac{2\lambda}{\sigma} [G_r \{\mathbf{m} \times \mathbf{m} [\mathbf{m} \times \vec{\mu}_s(0)] - \mathbf{m} \times \vec{\mu}_s(0)\} + G_i \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \vec{\mu}_s(0))] \coth \frac{d_{\text{NM}}}{\lambda} \\ &= \mathbf{m} \times \hat{\mathbf{y}} \mu_s^0 + \frac{2\lambda}{\sigma} [-G_r \mathbf{m} \times \vec{\mu}_s(0) + G_i \{\mathbf{m} [\mathbf{m} \cdot \vec{\mu}_s(0)] - \vec{\mu}_s(0)\}] \coth \frac{d_{\text{NM}}}{\lambda} \\ &= \mathbf{m} \times \hat{\mathbf{y}} \mu_s^0 + \frac{2\lambda}{\sigma} [-G_r \mathbf{m} \times \vec{\mu}_s(0) + G_i \{\mathbf{m} m_y \mu_s^0 - \vec{\mu}_s(0)\}] \coth \frac{d_{\text{NM}}}{\lambda} \end{aligned} \quad (2.6.43)$$

となり、ゆえに

$$\mathbf{m} \times \vec{\mu}_s(0) = \mu_s^0 \frac{\sigma \mathbf{m} \times \hat{\mathbf{y}} + \mathbf{m} m_y 2\lambda G_i \coth \frac{d_{\text{NM}}}{\lambda}}{\sigma + 2\lambda G_r \coth \frac{d_{\text{NM}}}{\lambda}} - \vec{\mu}_s(0) \frac{2\lambda G_i \coth \frac{d_{\text{NM}}}{\lambda}}{\sigma + 2\lambda G_r \coth \frac{d_{\text{NM}}}{\lambda}} \quad (2.6.44)$$

を得る。したがって式 (2.6.41) に式 (2.6.42) と式 (2.6.44) を代入して、界面のスピン蓄積は最終的に

$$\begin{aligned} \vec{\mu}_s(0) &= \hat{\mathbf{y}} \mu_s^0 \frac{1 + \frac{2\lambda}{\sigma} G_r \coth \frac{d_{\text{NM}}}{\lambda}}{\left(1 + \frac{2\lambda}{\sigma} G_r \coth \frac{d_{\text{NM}}}{\lambda}\right)^2 + \left(\frac{2\lambda}{\sigma} G_i \coth \frac{d_{\text{NM}}}{\lambda}\right)^2} \\ &\quad + \mathbf{m} m_y \mu_s^0 \frac{\frac{2\lambda}{\sigma} G_r \coth \frac{d_{\text{NM}}}{\lambda} \left(1 + \frac{2\lambda}{\sigma} G_r \coth \frac{d_{\text{NM}}}{\lambda}\right) + \left(\frac{2\lambda}{\sigma} G_i \coth \frac{d_{\text{NM}}}{\lambda}\right)^2}{\left(1 + \frac{2\lambda}{\sigma} G_r \coth \frac{d_{\text{NM}}}{\lambda}\right)^2 + \left(\frac{2\lambda}{\sigma} G_i \coth \frac{d_{\text{NM}}}{\lambda}\right)^2} \\ &\quad + (\mathbf{m} \times \hat{\mathbf{y}}) \mu_s^0 \frac{\frac{2\lambda}{\sigma} G_i \coth \frac{d_{\text{NM}}}{\lambda}}{\left(1 + \frac{2\lambda}{\sigma} G_r \coth \frac{d_{\text{NM}}}{\lambda}\right)^2 + \left(\frac{2\lambda}{\sigma} G_i \coth \frac{d_{\text{NM}}}{\lambda}\right)^2} \end{aligned} \quad (2.6.45)$$

と表される。 $\mathbf{m} \times \mathbf{m} = \mathbf{0}$ および $\mathbf{m} \times \{\mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \hat{\mathbf{y}})\} = -\mathbf{m} \times \hat{\mathbf{y}}$ に注意して、式 (2.6.45) を式 (2.6.40) に代入すると、強磁性体に吸収されるスピン流は

$$\begin{aligned}
\vec{j}_s^{\text{FM}} &= \frac{\hbar}{2e^2} \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \hat{\mathbf{y}}) \mu_s^0 \frac{G_r \left(1 + \frac{2\lambda}{\sigma} G_r \coth \frac{d_{\text{NM}}}{\lambda}\right)}{\left(1 + \frac{2\lambda}{\sigma} G_r \coth \frac{d_{\text{NM}}}{\lambda}\right)^2 + \left(\frac{2\lambda}{\sigma} G_i \coth \frac{d_{\text{NM}}}{\lambda}\right)^2} \\
&\quad - \frac{\hbar}{2e^2} \mathbf{m} \times \hat{\mathbf{y}} \mu_s^0 \frac{G_r \left(\frac{2\lambda}{\sigma} G_i \coth \frac{d_{\text{NM}}}{\lambda}\right)}{\left(1 + \frac{2\lambda}{\sigma} G_r \coth \frac{d_{\text{NM}}}{\lambda}\right)^2 + \left(\frac{2\lambda}{\sigma} G_i \coth \frac{d_{\text{NM}}}{\lambda}\right)^2} \\
&\quad + \frac{\hbar}{2e^2} \mathbf{m} \times \hat{\mathbf{y}} \mu_s^0 \frac{G_i \left(1 + \frac{2\lambda}{\sigma} G_r \coth \frac{d_{\text{NM}}}{\lambda}\right)}{\left(1 + \frac{2\lambda}{\sigma} G_r \coth \frac{d_{\text{NM}}}{\lambda}\right)^2 + \left(\frac{2\lambda}{\sigma} G_i \coth \frac{d_{\text{NM}}}{\lambda}\right)^2} \\
&\quad + \frac{\hbar}{2e^2} \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \hat{\mathbf{y}}) \mu_s^0 \frac{G_i \left(\frac{2\lambda}{\sigma} G_i \coth \frac{d_{\text{NM}}}{\lambda}\right)}{\left(1 + \frac{2\lambda}{\sigma} G_r \coth \frac{d_{\text{NM}}}{\lambda}\right)^2 + \left(\frac{2\lambda}{\sigma} G_i \coth \frac{d_{\text{NM}}}{\lambda}\right)^2} \\
&= \frac{\hbar}{2e^2} \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \hat{\mathbf{y}}) \mu_s^0 \frac{G_r \left(1 + \frac{2\lambda}{\sigma} G_r \coth \frac{d_{\text{NM}}}{\lambda}\right) + G_i \left(\frac{2\lambda}{\sigma} G_i \coth \frac{d_{\text{NM}}}{\lambda}\right)}{\left(1 + \frac{2\lambda}{\sigma} G_r \coth \frac{d_{\text{NM}}}{\lambda}\right)^2 + \left(\frac{2\lambda}{\sigma} G_i \coth \frac{d_{\text{NM}}}{\lambda}\right)^2} \\
&\quad + \frac{\hbar}{2e^2} \mathbf{m} \times \hat{\mathbf{y}} \mu_s^0 \frac{G_i \left(1 + \frac{2\lambda}{\sigma} G_r \coth \frac{d_{\text{NM}}}{\lambda}\right) - G_r \frac{2\lambda}{\sigma} G_i \coth \frac{d_{\text{NM}}}{\lambda}}{\left(1 + \frac{2\lambda}{\sigma} G_r \coth \frac{d_{\text{NM}}}{\lambda}\right)^2 + \left(\frac{2\lambda}{\sigma} G_i \coth \frac{d_{\text{NM}}}{\lambda}\right)^2} \tag{2.6.46}
\end{aligned}$$

となる。ここで、

$$\begin{aligned}
\frac{\sigma G_{\uparrow\downarrow}}{\sigma + 2\lambda G_{\uparrow\downarrow} \coth \frac{d_{\text{NM}}}{\lambda}} &= \frac{G_r + iG_i}{\left(1 + \frac{2\lambda}{\sigma} \coth \frac{d_{\text{NM}}}{\lambda} G_r\right) + \frac{2\lambda}{\sigma} \coth \frac{d_{\text{NM}}}{\lambda} iG_i} \\
&= \frac{(G_r + iG_i) \left\{ \left(1 + \frac{2\lambda}{\sigma} \coth \frac{d_{\text{NM}}}{\lambda} G_r\right) - \left(\frac{2\lambda}{\sigma} \coth \frac{d_{\text{NM}}}{\lambda} iG_i\right) \right\}}{\left\{ \left(1 + \frac{2\lambda}{\sigma} \coth \frac{d_{\text{NM}}}{\lambda} G_r\right) + \left(\frac{2\lambda}{\sigma} \coth \frac{d_{\text{NM}}}{\lambda} iG_i\right) \right\} \left\{ \left(1 + \frac{2\lambda}{\sigma} \coth \frac{d_{\text{NM}}}{\lambda} G_r\right) - \left(\frac{2\lambda}{\sigma} \coth \frac{d_{\text{NM}}}{\lambda} iG_i\right) \right\}} \\
&= \frac{G_r \left(1 + \frac{2\lambda}{\sigma} G_r \coth \frac{d_{\text{NM}}}{\lambda}\right) + G_i \left(\frac{2\lambda}{\sigma} G_i \coth \frac{d_{\text{NM}}}{\lambda}\right)}{\left(1 + \frac{2\lambda}{\sigma} G_r \coth \frac{d_{\text{NM}}}{\lambda}\right)^2 + \left(\frac{2\lambda}{\sigma} G_i \coth \frac{d_{\text{NM}}}{\lambda}\right)^2} + i \frac{G_i \left(1 + \frac{2\lambda}{\sigma} G_r \coth \frac{d_{\text{NM}}}{\lambda}\right) - G_r \frac{2\lambda}{\sigma} G_i \coth \frac{d_{\text{NM}}}{\lambda}}{\left(1 + \frac{2\lambda}{\sigma} G_r \coth \frac{d_{\text{NM}}}{\lambda}\right)^2 + \left(\frac{2\lambda}{\sigma} G_i \coth \frac{d_{\text{NM}}}{\lambda}\right)^2} \tag{2.6.47}
\end{aligned}$$

であるから、これと $\mu_s^0 = (2e^2/\hbar)(2\lambda/\sigma) \tanh(d_{\text{NM}}/2\lambda) j_s^{\text{SHE}}$ を用い、 $\tanh(d_{\text{NM}}/2\lambda) \tanh(d_{\text{NM}}/\lambda) = 1 - \text{sech}(d_{\text{NM}}/\lambda)$ に注意して、式 (2.6.46) は

$$\begin{aligned}
\vec{j}_s^{\text{FM}} &= \frac{\hbar}{2e^2} \mu_s^0 \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \hat{\mathbf{y}}) \sigma \text{Re} \frac{G_{\uparrow\downarrow}}{\sigma + 2\lambda G_{\uparrow\downarrow} \coth \frac{d_{\text{NM}}}{\lambda}} + \frac{\hbar}{2e^2} \mu_s^0 (\mathbf{m} \times \hat{\mathbf{y}}) \sigma \text{Im} \frac{G_{\uparrow\downarrow}}{\sigma + 2\lambda G_{\uparrow\downarrow} \coth \frac{d_{\text{NM}}}{\lambda}} \\
&= j_s^{\text{SHE}} [\mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \hat{\mathbf{y}}) \text{Re} + (\mathbf{m} \times \hat{\mathbf{y}}) \text{Im}] \frac{2\lambda G_{\uparrow\downarrow}}{\sigma + 2\lambda G_{\uparrow\downarrow} \coth \frac{d_{\text{NM}}}{\lambda}} \tanh [d_{\text{NM}}/(2\lambda)] \\
&= j_s^{\text{SHE}} [\mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \hat{\mathbf{y}}) \text{Re} + (\mathbf{m} \times \hat{\mathbf{y}}) \text{Im}] [1 - \text{sech}(d_{\text{NM}}/\lambda)] \left(1 + \frac{\tanh(d_{\text{NM}}/\lambda)}{2\lambda_s \rho_{\text{NM}} G_{\uparrow\downarrow}}\right)^{-1} \tag{2.6.48}
\end{aligned}$$

と記述される。特に金属界面では $G_{\uparrow\downarrow} \approx \text{Re}[G_{\uparrow\downarrow}] \gg \text{Im}[G_{\uparrow\downarrow}]$ が成り立つことから [103]、

$$\vec{j}_s^{\text{FM}} = T_{\text{int}} j_s^{\text{SHE}} \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \hat{\mathbf{y}}) \tag{2.6.49}$$

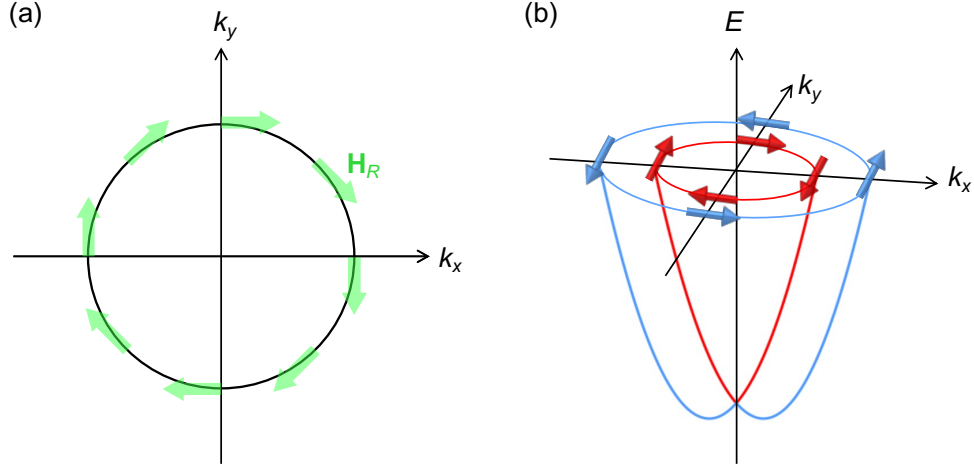


図 2.7 (a) ラシュバスピ軌道相互作用による有効磁場の模式図。(b) ラシュバスピ軌道相互作用によるバンドのスピ分裂の模式図。

となる。ここで、

$$T_{\text{int}} = [1 - \text{sech}(d_{\text{NM}}/\lambda)] \left(1 + \frac{\tanh(d_{\text{NM}}/\lambda)}{2\lambda\rho_{\text{NM}}G^{\uparrow\downarrow}} \right)^{-1} \quad (2.6.50)$$

は界面のスピント過率である。したがって $j_{s0}^{\text{SHE}} = (\hbar/2e)\theta_{\text{SHE}}j_c$ を用いると

$$\frac{j_s^{\text{FM}}}{j_c} = \frac{\hbar}{2e} T_{\text{int}} \theta_{\text{SHE}} \quad (2.6.51)$$

と表される。

2.7 ラシュバ・エデルシュタイン効果

スピ軌道相互作用に起因する現象として、ラシュバ・エデルシュタイン効果が知られている。ラシュバ・エデルシュタイン効果とは、固体表面や異種物質界面など空間対称性が破れた系において電流がスピ流に変換される現象である。本節ではこれをラシュバスピ軌道相互作用とエデルシュタイン効果に分けて説明する [104]。

2.7.1 ラシュバスピ軌道相互作用

ラシュバスピ軌道相互作用は特に空間反転対称性が破れている系において発現する。空間反転対称性が破れた系の一例として、物質のヘテロ接合を考える。ヘテロ接合の界面では、原子核ポテンシャルの異なる物質が隣接することに由来する電場が界面に垂直にかかる。今、界

面に垂直な方向を z 方向とすると $\mathbf{E} = E_z \hat{\mathbf{z}}$ であるから、式 (2.5.4) は次のようなラシュバハミルトニアン

$$\mathcal{H}_R = \alpha_R (\mathbf{k} \times \hat{\mathbf{z}}) \cdot \boldsymbol{\sigma} \quad (2.7.1)$$

$$= \alpha_R (k_y \sigma_x - k_x \sigma_y) \quad (2.7.2)$$

で表される。ここで、 α_R はラシュバパラメータであり、自由電子モデルにおいては $\alpha_R = \hbar^2 E_z / 4m^2 c^2$ となる。式 (2.7.1) より、電子はラシュバスピン軌道相互作用による有効磁場 $\mathbf{H}_R \parallel \mathbf{k} \times \hat{\mathbf{z}}$ を感じる事がわかる。よってフェルミ面上の電子には図 2.7(a) に示すような波数に依存した有効磁場が誘起される。また、それによりバンドは図 2.7(b) のようにスピン分裂する。自由電子モデルにおけるラシュバパラメータは 10^{-6} eVÅ 程度、バンド分裂幅は数 μeV 程度と計算される一方、金属表面や界面では 100 meV を超えるスピン分裂が報告されており、実際に観測されているラシュバ効果は自由電子モデルで予想されるものよりも 5 桁程度大きい [105, 106]。これは、ラシュバ効果の大きさが単純に原子のスピン軌道相互作用のみで決まるわけではなく、結晶構造や電子状態などとも密接に関係しているためである。

2.7.2 エデルシュタイン効果

ラシュバスピン軌道相互作用の存在下において、界面と平行に電場を印加することでスピン蓄積が生じる現象はラシュバ・エデルシュタイン効果、または単にエデルシュタイン効果と呼ばれる。ヘテロ接合界面における二次元電子ガス (Two dimensional electron gas : 2DEG) のハミルトニアンの行列表記は、式 (2.7.2) で表されるラシュバスピン軌道相互作用を加味して

$$\mathcal{H} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e^*} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} + \alpha_R \begin{pmatrix} 0 & k_y + ik_x \\ k_y - ik_x & 0 \end{pmatrix} \quad (2.7.3)$$

$$= \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e^*} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} + \alpha_R k \begin{pmatrix} 0 & ie^{-i\xi} \\ -ie^{i\xi} & 0 \end{pmatrix} \quad (2.7.4)$$

となる。ここで、 $\mathbf{k} = k(\cos \xi, \sin \xi, 0)$ である。このハミルトニアンの固有値と固有状態はそれぞれ以下になる。

$$\varepsilon_{\pm, \mathbf{k}} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e^*} \pm \alpha_R k \quad (2.7.5)$$

$$\psi_{\pm, \mathbf{k}} = \frac{e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}}}{\sqrt{2A}} \begin{pmatrix} 1 \\ \mp ie^{i\xi} \end{pmatrix} \quad (2.7.6)$$

ここで、 A は界面の領域である。また、スピン期待値は

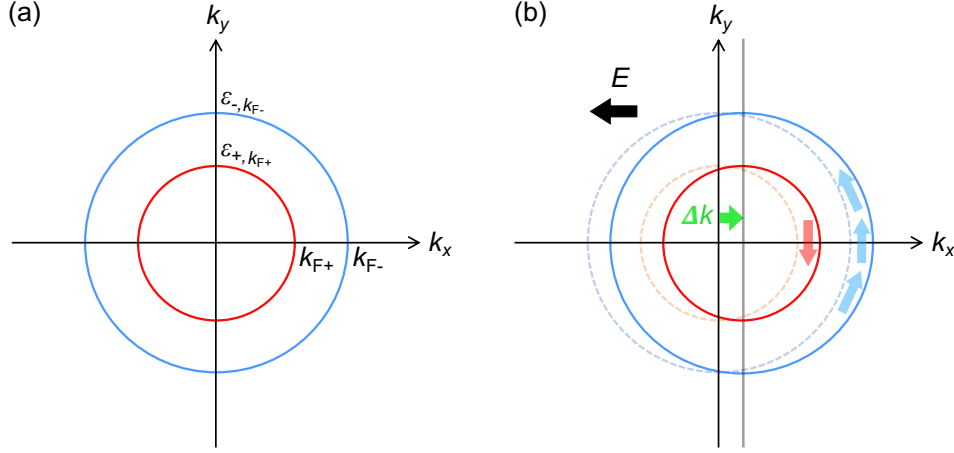


図 2.8 (a) ラッシュバ分裂しているバンドの 2 つのフェルミ円の模式図。(b) エデルシュタイン効果の模式図。電場 $\mathbf{E}$ を $-x$ 方向に印加すると、フェルミ円が k_x 方向に Δk シフトすることに伴い y 方向に偏極した非平衡スピンドensityが生成する。

$$\langle \sigma \rangle_{\pm, \mathbf{k}} = \langle \psi_{\pm, \mathbf{k}} | \sigma | \psi_{\pm, \mathbf{k}} \rangle = \frac{1}{k} \begin{pmatrix} \pm k_y \\ \mp k_x \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \pm \sin \xi \\ \mp \cos \xi \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.7.7)$$

となる。

$\varepsilon_{+, k_{F+}}$ と $\varepsilon_{-, k_{F-}}$ によるフェルミ面は図 2.8(a) のような 2 つの円になる。それぞれの半径 k_{F+} および k_{F-} は、 $k_{F\pm}$ について $\varepsilon_{-, k_{F-}} = \varepsilon_{+, k_{F+}} = \varepsilon_F$ を解くことによって次のように与えられる。

$$k_{F\pm} \approx k_F \mp \frac{m_e^* \alpha_R}{\hbar^2} = k_F (1 \mp \eta) \quad (2.7.8)$$

ここで、 $\varepsilon_F = \hbar^2 k_F^2 / (2m_e^*)$ 、 $(\alpha m / \hbar^2)^2 \approx 0$ 、 $\eta = m_e^* \alpha_R / (\hbar^2 k_F)$ とした。それぞれのフェルミ円において、スピン分極は打ち消し合い全体としてはゼロになるが、ラッシュバスピ軌道相互作用の有効磁場により電子スピンは量子化 (平行か反平行か) しているため、 $\mathbf{k}$ とスピンの方向は結びつく。このことと $k_{F+} \neq k_{F-}$ から、電流により正味のスピン分極が生じることがわかる。外部電場 $\mathbf{E}$ により 2 つのフェルミ円が $\delta k_{\pm} = -e \mathbf{E} \tau_{\pm} / \hbar$ だけ移動するとき、全体のスピン分極への寄与は内側のフェルミ円と外側のフェルミ円とで逆向きであるため一部打ち消しあう。しかし外側のフェルミ円の半径の方が大きいいため完全には打ち消しあわず全体としてスピン分極が生じる (図 2.8 (b))。なお、散乱率は一般に波数に依存するため、2 つのフェルミ円の抵抗緩和時間 $\tau_{\pm}$ は異なることに注意する。ここでは簡単に、スピン分裂していない場

合の自由電子ガスの緩和時間 τ を用いて $\tau_{\pm} = \tau(1 \mp \eta)$ とみなす [107]。ボルツマン方程式 $f = f^0 + (\partial f / \partial \varepsilon) e \tau \mathbf{v} \cdot \mathbf{E}$ を電場で展開 ($f = f^0 + f^1 + f^2 + \dots$) し 2 次以上の項を無視すると $f \approx f^0 + f^1 = f^0 + (\partial f^0 / \partial \varepsilon) e \tau \mathbf{v} \cdot \mathbf{E}$ となる。電子分布関数の平衡状態 f^0 からの偏差 $f^1 = (\partial f^0 / \partial \varepsilon) e \tau \mathbf{v} \cdot \mathbf{E}$ により生じる電流をそれぞれのフェルミ円について計算すると

$$\mathbf{j}_{c\pm} = -e \int \mathbf{v}_{\pm, \mathbf{k}} f_{\pm, \mathbf{k}}^1 d\mathbf{k} \quad (2.7.9)$$

$$= \frac{1}{4\pi^2} \frac{e^2 \tau_{\pm}}{\hbar} \int_{S_{F\pm}} \mathbf{v}_{\pm, \mathbf{k}} \frac{\mathbf{v}_{\pm, \mathbf{k}}}{v_{\pm, \mathbf{k}}} \cdot \mathbf{E} dS_F \quad (2.7.10)$$

となる。ただし $S_{F\pm}$ はそれぞれのフェルミ円全体にわたる積分を表す。 $\mathbf{E} = E \hat{\mathbf{x}}$ とし、スピン分裂していない自由電子と同じ電子密度であれば $v_{F\pm} = v_F$ となることに注意すると、それぞれの電流密度は簡潔に

$$j_{c\pm, x} = \frac{e^2 \tau_{\pm} E}{4\pi^2 \hbar} \int_0^{2\pi} v_F \cos^2 \xi k_{F\pm} d\xi \quad (2.7.11)$$

$$= \frac{e^2 E}{4\pi \hbar} v_F k_{F\pm} \tau_{\pm} \quad (2.7.12)$$

と表現できるので、全体の電流密度 $j_c = j_{c+} + j_{c-}$ は次のようになる。

$$j_c = \frac{e^2 E}{4\pi \hbar} v_F [k_F (1 - \eta) \tau (1 - \eta) + k_F (1 + \eta) \tau (1 + \eta)] \quad (2.7.13)$$

$$= \frac{e^2 E}{2\pi \hbar} v_F k_F \tau (1 + \eta^2) \quad (2.7.14)$$

$$\approx \frac{e^2 E}{2\pi \hbar} v_F k_F \tau \quad (2.7.15)$$

同様にして、フェルミ面のシフトにより生じる非平衡スピン密度は

$$\begin{aligned} \langle \delta \sigma \rangle_{\pm} &= \int \langle \sigma \rangle_{\pm, \mathbf{k}} f_{\pm, \mathbf{k}}^1 d\mathbf{k} \\ &= \frac{1}{4\pi^2} \frac{-e \tau_{\pm}}{\hbar} \int_{S_{F\pm}} \frac{1}{k} \begin{pmatrix} \pm k_x \\ \mp k_y \\ 0 \end{pmatrix} \frac{\mathbf{v}_{\pm, \mathbf{k}}}{v_{\pm, \mathbf{k}}} \cdot \mathbf{E} dS_F \\ &= \frac{-e \tau_{\pm} E}{4\pi^2 \hbar} \int_0^{2\pi} \begin{pmatrix} \pm \sin \xi \\ \mp \cos \xi \\ 0 \end{pmatrix} \cos \xi k_{F\pm} d\xi \\ &= \pm \frac{e E}{4\pi \hbar} \tau_{\pm} k_{F\pm} \hat{\mathbf{y}} \end{aligned} \quad (2.7.16)$$

と計算できる。部分的に打ち消し合う $\pm$ サブバンドからの寄与を足し合わせると、正味のスピ密度 $\langle \delta \sigma \rangle = \langle \delta \sigma \rangle_+ + \langle \delta \sigma \rangle_-$ は

$$\langle \delta \sigma \rangle = \frac{eE}{4\pi\hbar} \hat{y} [\tau(1-\eta)k_F(1-\eta) - \tau(1+\eta)k_F(1+\eta)] \quad (2.7.17)$$

$$= \frac{-eE\tau}{\pi\hbar} k_F \eta \hat{y} \quad (2.7.18)$$

となる。式 (2.7.15) を用いると式 (2.7.18) は

$$\langle \delta \sigma \rangle \approx -\frac{m_e^* \alpha_R}{e\hbar\varepsilon_F} j_c \hat{y} \quad (2.7.19)$$

と表現できる^{*12}。このようにして発生した非平衡スピンによる直接交換相互作用や拡散スピン流の注入により、隣接強磁性体の磁化にフィールドライクトルクやダンピングライクトルクが誘起される。

^{*12} j_c が Å Am^{-1} の単位で表される場合、 $\langle \delta \sigma \rangle$ は m^{-2} の単位を持つ。

第 3 章

実験方法・解析方法

本研究では強磁性金属と常磁性金属および酸化物の積層デバイスを作製し、スピントルク強磁性共鳴法を用いて電流誘起トルクを観測した。本章では、本研究で用いたデバイスの作製方法およびスピントルク強磁性共鳴法によるスピン軌道トルクの定量方法を述べる。

3.1 デバイス作製方法

本研究では、スパッタリング法またはパルスレーザー堆積法を用いて、10 mm×10 mm の大きさの熱酸化 Si 基板 (SiO_2 基板)、MgO 基板、および SrTiO_3 基板上に金属・酸化物積層膜を堆積した。積層膜をフォトリソグラフィと Ar イオンエッチングにより所望の微細構造に加工することで測定用デバイスを作製した。デバイス作製手順の概略を図 3.1 にまとめた。

3.1.1 マグネトロンスパッタリングによる成膜

スパッタリングとは、高エネルギー粒子がターゲット材料へ衝突することで、ターゲットの構成原子がその表面から叩き出される現象のことである。ターゲットの対向に基板を配置しておくことで、基板上に薄膜を堆積させることができる (図 3.2)。以下にそのプロセスについて説明する。真空チャンバー中に希ガス (Ar ガスなど) を導入し、カソード (ターゲット) とアノード (基板) 間にグロー放電を発生させることで、希ガスイオンによる高エネルギー粒子を発生させる。数百 eV 以上の大きな運動エネルギーを持つ希ガスイオンがターゲットに入射すると、ターゲット原子と弾性・非弾性衝突し、運動エネルギーの一部をターゲット原子へ移行しながらそのエネルギーに応じた深さまで進入する。衝突の際にターゲット原子が獲得したエネルギーがターゲットの結晶ポテンシャル障壁より大きい場合、ターゲット原子は正規位置から移動してさらに他のターゲット原子と衝突をする。この衝突が繰り返され連鎖 (衝突カスケード) が発生し、ターゲット表面にまで達した時に表面結合エネルギーより大きなエネ

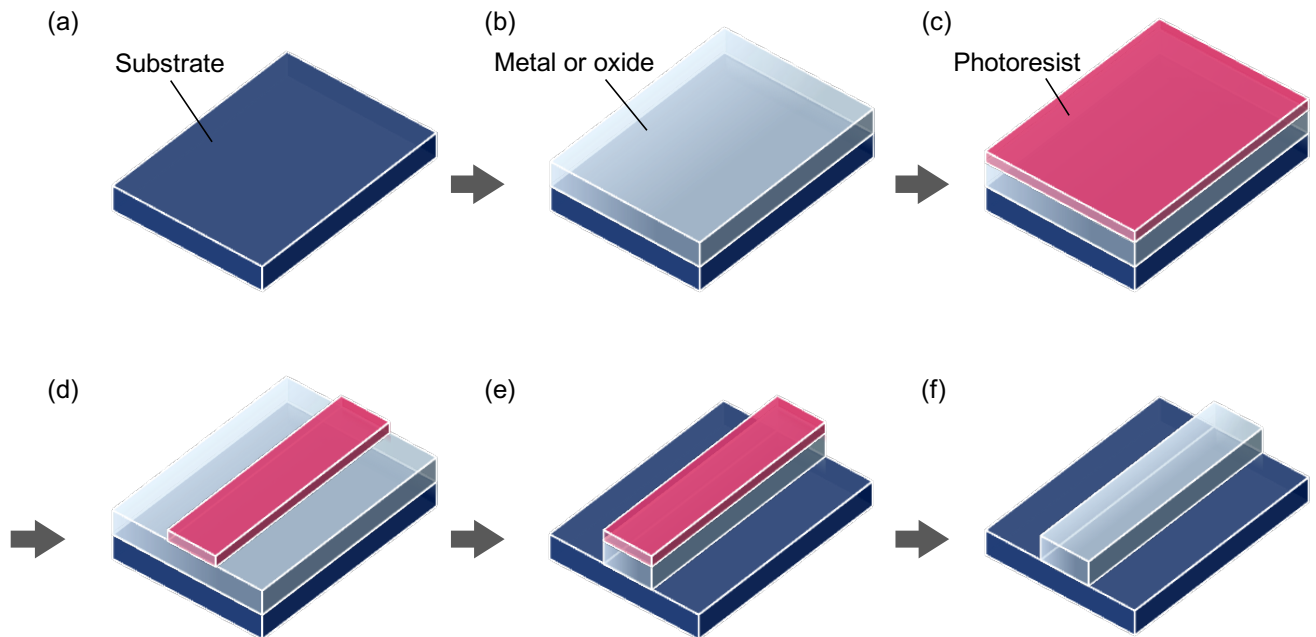


図 3.1 フォトリソグラフィとイオンビームミリングを用いた微細加工プロセス。(a)、(b)に示すように基板に金属や酸化物を成膜した後(c) フォトレジストを塗布して所望のマスクパターンを露光描画した。これを現像することで(d)に示すようにフォトレジストのマスクが得られる。これをエッチングすると(e)に示すようにマスク下部の膜のみが残る。最後にサンプルをアセトンに浸漬してフォトレジストを剥離した。

ルギーを持つターゲット原子は表面から放出される（スパッタリング現象）。放出された原子は希ガス等と衝突しながらプラズマ中を輸送され、基板に達したものが堆積して薄膜を形成する。

マグネトロンスパッタリングとは、ターゲット背面に永久磁石を配置することで速い堆積速度を実現する手法である。永久磁石によりターゲット表面から中心に至る漏れ磁場を発生させる。ターゲット表面から放出された二次電子は漏れ磁場によるローレンツ力を受け、ターゲット上の磁力線周りに拘束された状態となる。したがってターゲット近くで効率的な電離作用を誘起することが可能となり、速い堆積速度が実現される。

本研究では、50–120 W の RF または DC マグネトロンスパッタリングにより、Ti、Pt、 $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ 、Co、Ni、 AlO_x 、 SiO_2 を成膜した (図 3.1(a)→(b))。

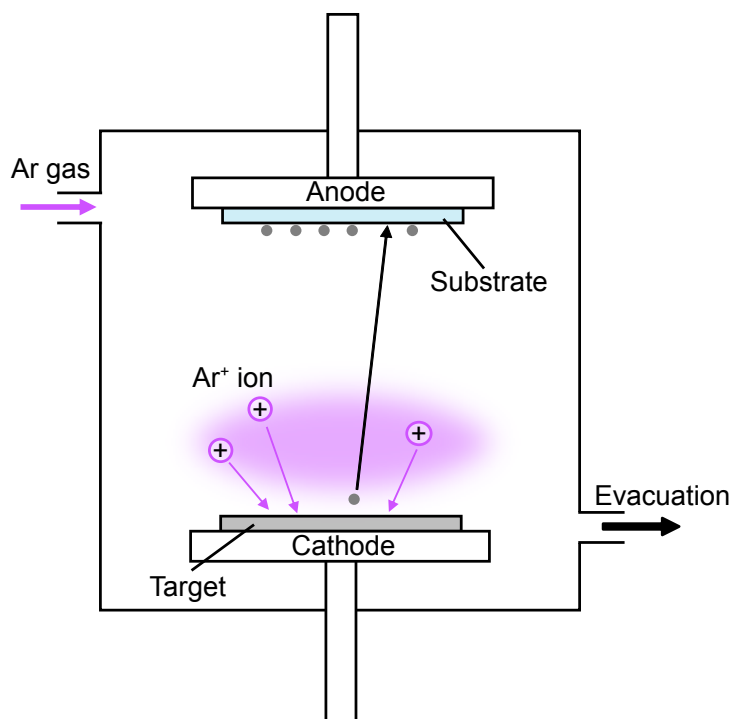


図 3.2 スパッタリングによる成膜の模式図。大きな運動エネルギーを持つ Ar^+ イオンがターゲットに入射することにより、ターゲット原子が叩き出され対向に配置された基板に成膜される。

3.1.2 パルスレーザー堆積法による成膜

パルスレーザー堆積 (Pulsed Laser Deposition: PLD) は、高エネルギーのパルスレーザーをターゲットに照射することで、ターゲットを蒸発させて基板まで飛ばすことで堆積させる手法である。真空チャンバー内へ集光した高出力のパルスレーザーをターゲットに照射すると、ターゲットは瞬時に蒸発・気化し、プルームと呼ばれるプラズマ状態になる。プルームに含まれる粒子が対向する基板上に堆積することで薄膜が得られる。基板の温度やガス雰囲気調整することで高品質な薄膜結晶を合成できる。本研究では波長 240 nm の KrF エキシマレーザーを用いてレーザーパワー 50 mJ、レーザー周波数 2 Hz で LaAlO_3 を成膜した^{*1}(図 3.1(a)→(b))。

^{*1} 本研究における PLD 成膜は、東京科学大学 元素戦略 MDX 研究センター 神谷・片瀬研究室が所有する PLD 装置を用いて片瀬貴義准教授のご協力のもと行った。

3.1.3 フォトリソグラフィによるマスクパターンの作製

デバイスのマスクパターンはフォトリソグラフィにより作製した。スパッタリングまたはパルスレーザー堆積法による積層膜形成後、試料をスピナーに設置し、紫外線に感光するネガ型フォトリソレジスト溶液 (日本ゼオン社、ZPN1150-90) を数滴滴下した。その後試料を 500–4000 rpm で高速回転させ、フォトリソレジストを試料表面全体に薄く均一に塗布した (図 3.1(b)→(c))。塗布後、基板をホットプレート上にのせ、100 °C で 90 秒間加熱した。これは、レジスト中の溶剤を蒸発させ、レジストを固めるためである。レジストが塗布された試料を卓上型マスクレスリソグラフィ装置 (Heidelberg 社、 μ PG 501) に設置し、所望のマスクパターンを露光描画した。なお、マスクパターンは 2 次元 CAD ソフト (vector works) を用いて作製した。ネガ型フォトリソレジストにおいて、光のエネルギーは感光性物質に吸収され、それがポリマーに伝わり架橋反応が引き起こされる。この架橋反応によりポリマーの分子量は大きくなり、現像液に溶けにくくなる。描画完了後、試料を再びホットプレート上で 100 °C で 60 秒間加熱した後、現像液 (AZ 300MIF DEVELOPER 2.38 wt%) に 20–40 秒間浸漬した。これにより未露光部分が洗い流され、露光部分のマスクパターンのみが残る (図 3.1(c)→(d))。現像後、超純水で 60 秒間以上リンスし、窒素ガンを用いて乾燥させた。

3.1.4 イオンビームミリングによる微細構造の作製

イオンビームミリングは前小節で説明したスパッタリング現象を利用しており、以下のようなプロセスでエッチングが行われる。まず、高真空チャンバーに不活性ガスを導入する。フィラメントに電流を印加することで熱電子が放出され、これによりガスがイオン化される。発生したイオンに高電圧を印加して、試料に向けて加速させる。この正電荷をもったイオンビームをニュートラライザによって電氣的に中性化してから試料表面に衝突させる。これにより表面の原子が叩き出され、試料がエッチングされる。

フォトリソレジストによるマスクパターンの形成後、膜の露出部分のエッチングを行ったのち、不要となったフォトリソレジストを剥離することで積層膜の微細構造を作製した (図 3.1(d)→(f))。試料をイオンビームミリング装置 (エヌエス/伯東社、10IBE Series) のサンプルステージ上に固定し、 8×10^{-4} Pa まで真空引きした。その後チャンバー内に Ar ガスを導入し、 5×10^{-2} Pa 程度まで加圧してからエッチングを行った。フィラメントにはタングステン線を用い、ビーム電圧は 250 V、ビーム電流は 14 mA、加速電圧は 100 V に設定した。

3.2 スピントルク強磁性共鳴法

スピントルク強磁性共鳴 (Spin torque ferromagnetic resonance: ST-FMR) は、強磁性体にスピン流を注入した際の磁化ダイナミクスを解析することで、電流誘起トルクを定量する手法である。その測定原理を簡単に説明する。スピン流検出層（強磁性体）とスピン流生成層から構成されるデバイスに高周波電流を印加する。スピン流生成層では、電流の印加によりスピンホール効果やラシュバ・エデルシュタイン効果が誘起され、スピン流が生成する。このスピン流が隣接する強磁性体に注入されると、スピントルクが発生する。電流が作るエルステッド磁場とスピントルクの有効磁場により強磁性体の磁化は振動し、高周波電流の周波数と外部磁場強度が条件を満たすと強磁性共鳴が誘起される。このとき、磁気抵抗効果の整流作用によりデバイス内に発生する直流電圧を測定することで、スピントルクを定量することができる。

3.2.1 直流電圧の生成

直流電圧は異方性磁気抵抗効果 (Anisotropic magnetoresistance: AMR) から生じる。異方性磁気抵抗効果は磁化と電荷電流の相対角度 θ_H によって強磁性体の抵抗が変化する現象であり、

$$R(t) = R_{\perp} - \Delta R \cos^2 \theta_H \quad (3.2.1)$$

と表される [108]。ここで、 $\Delta R \equiv R_{\perp} - R_{\parallel}$ であり、 $R_{\perp(\parallel)}$ は磁化が電流に対し垂直 (平行) な時の抵抗を表す。図 3.3 のように、強磁性共鳴により磁化が歳差している時、異方性磁気抵抗効果により抵抗は

$$R(t) = R_{\perp} - \Delta R \cos^2 \theta(t) \quad (3.2.2)$$

のように変化する。ここで $\theta(t) = \theta_H + \theta_c \cos(\omega t - \psi)$ である。 θ_c は磁化の円錐角であり、 ψ は磁化の歳差と印加高周波電流 $I(t) = I_{\text{RF}} \cos \omega t$ との位相差である。 θ_c が十分に小さい時、 $\cos^2 \theta(t) = \cos^2[\theta_H + \theta_c \cos(\omega t - \psi)] \approx \cos^2 \theta_H - 2\theta_c \cos \theta_H \sin \theta_H \cos(\omega t - \psi)$ である。抵抗の振動と印加高周波電流により生成する電場は

$$\begin{aligned} V(t) &= R(t)I(t) \\ &= \frac{\Delta R I_{\text{RF}}}{2} \theta_c \cos \psi \sin 2\theta_H \\ &\quad + (R_{\perp} - \Delta R \cos^2 \theta_H) I_{\text{RF}} \cos \omega t + \frac{1}{2} \Delta R I_{\text{RF}} \theta_c \sin 2\theta_H (\cos \psi \cos 2\omega t + \sin \psi \sin 2\omega t) \end{aligned} \quad (3.2.3)$$

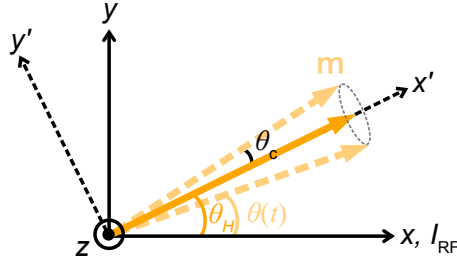


図 3.3 FMR による磁化歳差運動の模式図。\$x\$ 軸と \$x'\$ 軸は、それぞれ電流と磁化の歳差軸に平行であるとする。

と表され、直流電圧は

$$V_{\text{DC}} = \frac{\Delta R I_{\text{RF}}}{2} \theta_c \cos \psi \sin 2\theta_H \quad (3.2.4)$$

となる。

次に、\$\theta_c\$ を外部磁場 \$H\$ の関数として計算する。歳差角が小さい時、磁化の単位ベクトル \$\mathbf{m}\$ は、図 3.3 に示される \$x' - y'\$ 座標系で

$$\mathbf{m} = \begin{pmatrix} 1 \\ m_{y'} e^{i\omega t} \\ m_z e^{i\omega t} \end{pmatrix} \quad (3.2.5)$$

と表される。\$\theta_c \ll 1\$ であるから

$$\text{Re}[m_{y'} e^{i\omega t}] = \tan \theta_c \cos(\omega t - \psi) \approx \theta_c \cos(\omega t - \psi) \quad (3.2.6)$$

となり、

$$m_{y'} = \theta_c e^{-i\psi} \quad (3.2.7)$$

$$\theta_c = \frac{\text{Re}[m_{y'}]}{\cos \psi} \quad (3.2.8)$$

を得る。\$m_{y'}\$ の表式を得るために LLG 方程式

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = -\gamma \mathbf{m} \times \mu_0 \mathbf{H}_{\text{eff}} + \alpha \mathbf{m} \times \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} \quad (3.2.9)$$

を解く。有効磁場 \$\mathbf{H}_{\text{eff}}\$ は

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = \begin{pmatrix} H \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ -M_{\text{eff}} m_z e^{i\omega t} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} h_{x'} \\ h_{y'} \\ h_z \end{pmatrix} e^{i\omega t} \quad (3.2.10)$$

である。ここで、第一項は印加磁場 H 、第二項は有効反磁場、第三項は高周波電流による有効磁場である。 $m_i m_j, m_i h_k, h_k h_l \approx 0$ ($i, j = y', z$ かつ $k, l = x', y', z$) と近似し、Kittel の関係式 $(\omega/\gamma)^2 = \mu_0 H_{\text{FMR}}(\mu_0 H_{\text{FMR}} + \mu_0 M_{\text{eff}})$ を用いると、

$$m_{y'} = \left[\mu_0 h_z \frac{\sqrt{\mu_0 H_{\text{FMR}}(\mu_0 H_{\text{FMR}} + \mu_0 M_{\text{eff}})}}{W(2\mu_0 H_{\text{FMR}} + \mu_0 M_{\text{eff}})} L_{\text{sym}} + \mu_0 h_{y'} \frac{\mu_0 H_{\text{FMR}} + \mu_0 M_{\text{eff}}}{W(2\mu_0 H_{\text{FMR}} + \mu_0 M_{\text{eff}})} L_{\text{antisym}} \right] + i \left[-\mu_0 h_{y'} \frac{\mu_0 H_{\text{FMR}} + \mu_0 M_{\text{eff}}}{W(2\mu_0 H_{\text{FMR}} + \mu_0 M_{\text{eff}})} L_{\text{sym}} + \mu_0 h_z \frac{\sqrt{\mu_0 H_{\text{FMR}}(\mu_0 H_{\text{FMR}} + \mu_0 M_{\text{eff}})}}{W(2\mu_0 H_{\text{FMR}} + \mu_0 M_{\text{eff}})} L_{\text{antisym}} \right] \quad (3.2.11)$$

を得る。ここで、

$$W \equiv \frac{\omega \alpha}{\gamma} \quad (3.2.12)$$

$$L_{\text{sym}} \equiv \frac{W^2}{(\mu_0 H - \mu_0 H_{\text{FMR}})^2 + W^2} \quad (3.2.13)$$

$$L_{\text{antisym}} \equiv \frac{W(\mu_0 H - \mu_0 H_{\text{FMR}})}{(\mu_0 H - \mu_0 H_{\text{FMR}})^2 + W^2} \quad (3.2.14)$$

である。式 (3.2.8) を用いて、歳差角は

$$\theta_c = \frac{1}{\cos \psi} \left[\mu_0 h_z \frac{\sqrt{\mu_0 H_{\text{FMR}}(\mu_0 H_{\text{FMR}} + \mu_0 M_{\text{eff}})}}{W(2\mu_0 H_{\text{FMR}} + \mu_0 M_{\text{eff}})} L_{\text{sym}} + \mu_0 h_{y'} \frac{\mu_0 H_{\text{FMR}} + \mu_0 M_{\text{eff}}}{W(2\mu_0 H_{\text{FMR}} + \mu_0 M_{\text{eff}})} L_{\text{antisym}} \right] \quad (3.2.15)$$

と得られる。式 (3.2.4) で表される ST-FMR の直流電圧は

$$V_{\text{DC}} = \frac{\Delta R I_{\text{RF}}}{2} \sin 2\theta_H \times \left[\mu_0 h_z \frac{\sqrt{\mu_0 H_{\text{FMR}}(\mu_0 H_{\text{FMR}} + \mu_0 M_{\text{eff}})}}{W(2\mu_0 H_{\text{FMR}} + \mu_0 M_{\text{eff}})} L_{\text{sym}} + \mu_0 h_{y'} \frac{\mu_0 H_{\text{FMR}} + \mu_0 M_{\text{eff}}}{W(2\mu_0 H_{\text{FMR}} + \mu_0 M_{\text{eff}})} L_{\text{antisym}} \right] = S L_{\text{sym}} + A L_{\text{antisym}}, \quad (3.2.16)$$

と表される。ここで

$$S \equiv \frac{\Delta R I_{\text{RF}} \sin 2\theta_H}{2} \mu_0 h_z \frac{\sqrt{\mu_0 H_{\text{FMR}}(\mu_0 H_{\text{FMR}} + \mu_0 M_{\text{eff}})}}{W(2\mu_0 H_{\text{FMR}} + \mu_0 M_{\text{eff}})} \quad (3.2.17)$$

$$A \equiv \frac{\Delta R I_{\text{RF}} \sin 2\theta_H}{2} \mu_0 h_{y'} \frac{\mu_0 H_{\text{FMR}} + \mu_0 M_{\text{eff}}}{W(2\mu_0 H_{\text{FMR}} + \mu_0 M_{\text{eff}})} \quad (3.2.18)$$

である。この結果は、直流電圧が対称成分 S と反対称成分 A の和であることを示している。また、対称成分は面外有効磁場 h_z に起因し、反対称成分は面内有効磁場 $h_{y'}$ に起因することがわかる。

3.2.2 トルク効率の定量

h_z と $h_{y'}$ をダンピングライクトルクとフィールドライクトルクに関係付ける。強磁性体に吸収されたスピン流密度を、スピン偏極の方向^{*2}をもつベクトルとして $\vec{j}_s^{\text{FM}}$ と表すと、式 (2.3.1) と式 (2.3.2) より

$$\frac{1}{\gamma} \left(\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \right) V = A \vec{j}_s^{\text{FM}} \quad (3.2.19)$$

であるから、強磁性体の膜厚を $d_{\text{FM}} = V/A$ とおくと

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = \frac{\gamma}{d_{\text{FM}}} \vec{j}_s^{\text{FM}} \quad (3.2.20)$$

となる。第2章でみたように、スピントルクは $\mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \boldsymbol{\sigma})$ 方向のダンピングライクトルク $(\partial \mathbf{M} / \partial t)_{\text{DL}}$ と $\mathbf{m} \times \boldsymbol{\sigma}$ 方向のフィールドライクトルク $(\partial \mathbf{M} / \partial t)_{\text{FL}}$ から成るため、式 (3.2.20) をこれらの2成分に分解して $\vec{j}_s^{\text{FM}} = j_{s,\text{DL}}^{\text{FM}} \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \boldsymbol{\sigma}) + j_{s,\text{FL}}^{\text{FM}} \mathbf{m} \times \boldsymbol{\sigma}$ として記述すると

$$\left(\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \right)_{\text{DL}} = \frac{\gamma}{d_{\text{FM}}} j_{s,\text{DL}}^{\text{FM}} \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \boldsymbol{\sigma}) \quad (3.2.21)$$

$$\left(\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \right)_{\text{FL}} = \frac{\gamma}{d_{\text{FM}}} j_{s,\text{FL}}^{\text{FM}} \mathbf{m} \times \boldsymbol{\sigma} \quad (3.2.22)$$

となる。ここで、印加電場 E あたりのダンピングライク（フィールドライク）トルク効率を $\xi_{\text{DL(FL)}}^E \equiv (2e/\hbar) j_{s,\text{DL(FL)}}^{\text{FM}} / E$ と定義すると

$$\left(\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \right)_{\text{DL}} = \frac{\gamma}{d_{\text{FM}}} \xi_{\text{DL}}^E E \frac{\hbar}{2e} \mathbf{m} \times \boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{m} = -\gamma \mathbf{M} \times \left(\frac{\xi_{\text{DL}}^E E}{M_s d_{\text{FM}}} \frac{\hbar}{2e} \mathbf{m} \times \boldsymbol{\sigma} \right) \quad (3.2.23)$$

$$\left(\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \right)_{\text{FL}} = -\frac{\gamma}{d_{\text{FM}}} \xi_{\text{FL}}^E E \frac{\hbar}{2e} \mathbf{m} \times \boldsymbol{\sigma} = -\gamma \mathbf{M} \times \left(\frac{\xi_{\text{FL}}^E E}{M_s d_{\text{FM}}} \frac{\hbar}{2e} \boldsymbol{\sigma} \right) \quad (3.2.24)$$

と表される。 x 方向に電流が流れる場合、スピンホール効果またはラシュバ・エデルシュタイン効果によってスピン偏極方向 $\boldsymbol{\sigma}$ は y 方向に固定され、 $\boldsymbol{\sigma} = \hat{y}$ となる。このため、 $\mathbf{m} \approx \hat{x}'$ という近似の元、 $\mathbf{m} \times \boldsymbol{\sigma} \approx \cos \theta_H \hat{z}$ となる。このとき、面外有効磁場 h_z は

$$\mu_0 h_z = \frac{\xi_{\text{DL}}^E E}{M_s d_{\text{FM}}} \frac{\hbar}{2e} \cos \theta_H \quad (3.2.25)$$

^{*2} 強磁性体に吸収されたスピン流のスピン偏極方向は一般に電流誘起スピン流のスピン偏極方向 $\boldsymbol{\sigma}$ や強磁性体の磁化方向 $\mathbf{m}$ とは異なる。

で与えられる。 $h_{y'}$ はスピン流とエルステッド磁場 h_{Oe} によって誘起される有効磁場の y' 成分である。図 3.4 に示すように、アンペールの法則から

$$\oint_C h_{Oe} dl = \int j_{NM} dS \quad (3.2.26)$$

が与えられ、 h_{Oe} を見積もることができる。ここで、 h_{Oe} はスピン流生成層における電荷電流密度 j_{NM} によって誘起されるエルステッド磁場である。本実験におけるデバイスの幅は膜厚に比べてはるかに大きいので、 h_{Oe} は次の式

$$h_{Oe} = \frac{j_{NM} d_{NM} w}{2(d_{NM} + w)} \approx \frac{j_{NM} d_{NM}}{2} \quad (3.2.27)$$

で与えられる。したがって、面内有効磁場 $h_{y'}$ は

$$\mu_0 h_{y'} = \left(\frac{\xi_{FL}^E E}{M_s d_{FM}} \frac{\hbar}{2e} + \mu_0 \frac{j_{NM} d_{NM}}{2} \right) \cos \theta_H \quad (3.2.28)$$

で与えられる。式 (3.2.25) および式 (3.2.28) をそれぞれ式 (3.2.17) および式 (3.2.18) に代入することにより、

$$S = \frac{\Delta R I_{RF} \sin 2\theta_H \cos \theta_H}{2} \frac{\xi_{DL}^E E}{M_s d_{FM}} \frac{\hbar}{2e} \frac{\sqrt{\mu_0 H_{FMR}(\mu_0 H_{FMR} + \mu_0 M_{eff})}}{W(2\mu_0 H_{FMR} + \mu_0 M_{eff})} \quad (3.2.29)$$

$$A = \frac{\Delta R I_{RF} \sin 2\theta_H \cos \theta_H}{2} \left(\frac{\xi_{FL}^E E}{M_s d_{FM}} \frac{\hbar}{2e} + \mu_0 \frac{j_{NM} d_{NM}}{2} \right) \frac{\mu_0 H_{FMR} + \mu_0 M_{eff}}{W(2\mu_0 H_{FMR} + \mu_0 M_{eff})} \quad (3.2.30)$$

を得る。同様に、スピン流生成層の電流密度 j_{NM} あたりのダンピングライク（フィールドライク）トルク効率を $\xi_{DL(FL)}^j \equiv (2e/\hbar) j_{s,DL(FL)}^{FM}/j_{NM}$ と定義すると

$$S = \frac{\Delta R I_{RF} \sin 2\theta_H \cos \theta_H}{2} \frac{\xi_{DL}^j j_{NM}}{M_s d_{FM}} \frac{\hbar}{2e} \frac{\sqrt{\mu_0 H_{FMR}(\mu_0 H_{FMR} + \mu_0 M_{eff})}}{W(2\mu_0 H_{FMR} + \mu_0 M_{eff})} \quad (3.2.31)$$

$$A = \frac{\Delta R I_{RF} \sin 2\theta_H \cos \theta_H}{2} \left(\frac{\xi_{FL}^j j_{NM}}{M_s d_{FM}} \frac{\hbar}{2e} + \mu_0 \frac{j_{NM} d_{NM}}{2} \right) \frac{\mu_0 H_{FMR} + \mu_0 M_{eff}}{W(2\mu_0 H_{FMR} + \mu_0 M_{eff})} \quad (3.2.32)$$

を得る。式 (3.2.29) と式 (3.2.30) より、印加電場 E あたりのダンピングライクトルク効率とフィールドライクトルク効率は

$$\xi_{DL}^E = \frac{1}{E} \frac{2e}{\hbar} M_s d_{FM} \frac{2S}{\Delta R I_{RF} \sin 2\theta_H \cos \theta_H} \frac{W(2\mu_0 H_{FMR} + \mu_0 M_{eff})}{\sqrt{\mu_0 H_{FMR}(\mu_0 H_{FMR} + \mu_0 M_{eff})}} \quad (3.2.33)$$

$$\xi_{FL}^E = \frac{1}{E} \frac{2e}{\hbar} M_s d_{FM} \left[\frac{2A}{\Delta R I_{RF} \sin 2\theta_H \cos \theta_H} \frac{W(2\mu_0 H_{FMR} + \mu_0 M_{eff})}{\mu_0 H_{FMR} + \mu_0 M_{eff}} - \mu_0 \frac{j_{NM} d_{NM}}{2} \right] \quad (3.2.34)$$

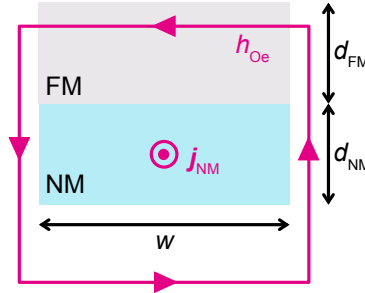


図 3.4 常磁性 (NM) 層を流れる電流 j_{NM} によって誘起されるエルステッド磁場 h_{Oe} の模式図。 w はデバイスの幅、 d_{NM} と d_{FM} はそれぞれ常磁性層と強磁性検出層の厚さである。

と表される。同様に、スピン流生成層における電流密度 j_{NM} あたりのダンピングライクトルク効率とフィールドライクトルク効率は

$$\xi_{\text{DL}}^j = \frac{1}{j_{\text{NM}}} \frac{2e}{\hbar} M_s d_{\text{FM}} \frac{2S}{\Delta R I_{\text{RF}} \sin 2\theta_H \cos \theta_H} \frac{W(2\mu_0 H_{\text{FMR}} + \mu_0 M_{\text{eff}})}{\sqrt{\mu_0 H_{\text{FMR}}(\mu_0 H_{\text{FMR}} + \mu_0 M_{\text{eff}})}} \quad (3.2.35)$$

$$\xi_{\text{FL}}^j = \frac{1}{j_{\text{NM}}} \frac{2e}{\hbar} M_s d_{\text{FM}} \left[\frac{2A}{\Delta R I_{\text{RF}} \sin 2\theta_H \cos \theta_H} \frac{W(2\mu_0 H_{\text{FMR}} + \mu_0 M_{\text{eff}})}{\mu_0 H_{\text{FMR}} + \mu_0 M_{\text{eff}}} - \mu_0 \frac{j_{\text{NM}} d_{\text{NM}}}{2} \right] \quad (3.2.36)$$

と表される。また、 S と A の比から得られる

$$\xi_{\text{FMR}} = \frac{e}{\hbar} \mu_0 M_s d_{\text{FM}} d_{\text{NM}} \frac{S}{A} \sqrt{1 + \frac{M_{\text{eff}}}{H_{\text{FMR}}}} \quad (3.2.37)$$

を FMR スピントルク効率とよび、以下に説明するとおりフィールドライクトルクが無視できる場合スピン透過率とスピンホール角の積に等しくなる。

金属積層構造におけるスピンホール効果によるトルクを考える場合、 $G_{\uparrow\downarrow} \approx \text{Re}[G_{\uparrow\downarrow}] \gg \text{Im}[G_{\uparrow\downarrow}]$ とみなすと、式 (2.6.49) および $\vec{j}_s^{\text{FM}} = j_{s,\text{DL}}^{\text{FM}} \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \boldsymbol{\sigma}) + j_{s,\text{FL}}^{\text{FM}} \mathbf{m} \times \boldsymbol{\sigma}$ より $j_{s,\text{DL}}^{\text{FM}} = T_{\text{int}} j_s^{\text{SHE}}$ であるから、 $\xi_{\text{DL}}^E = (2e/\hbar) j_{s,\text{DL}}^{\text{FM}}/E$ と $\sigma_{\text{SHE}} = j_s^{\text{SHE}}/E$ を比較して

$$\xi_{\text{DL}}^E = \frac{2e}{\hbar} T_{\text{int}} \sigma_{\text{SHE}} \quad (3.2.38)$$

となり、同様に $\xi_{\text{DL}}^j = (2e/\hbar) j_{s,\text{DL}}^{\text{FM}}/j_{\text{NM}}$ と $\theta_{\text{SHE}} = (2e/\hbar) j_s^{\text{SHE}}/j_{\text{NM}}$ を比較して

$$\xi_{\text{DL}}^j = T_{\text{int}} \theta_{\text{SHE}} \quad (3.2.39)$$

となることがわかる [103]。さらにこのとき、式 (2.6.49) より $\xi_{\text{FL}}^j \approx 0$ とみなせるので、式 (3.2.32) は

$$A = \frac{\Delta R I_{\text{RF}} \sin 2\theta_H \cos \theta_H}{2} \left(\mu_0 \frac{j_{\text{NM}} d_{\text{NM}}}{2} \right) \frac{\mu_0 H_{\text{FMR}} + \mu_0 M_{\text{eff}}}{W(2\mu_0 H_{\text{FMR}} + \mu_0 M_{\text{eff}})} \quad (3.2.40)$$

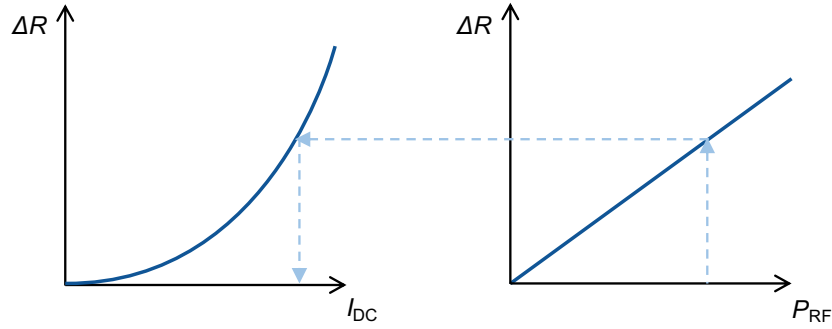


図 3.5 ジュール熱による抵抗変化 ΔR の直流電流 I_{DC} および高周波パワー P_{RF} 依存性。

となる。これと式 (3.2.31) を式 (3.2.37) に代入すると

$$\xi_{FMR} = T_{int}\theta_{SHE} \quad (3.2.41)$$

が得られる。

3.2.3 ジュール熱を利用した電流の定量

前小節で見たように、トルク効率を求めるためには RF 電流 I_{RF} を定量する必要がある。本研究では、ジュール熱を利用した電流較正法によりこれを定量した。まず、直流電流を負の値から正の値に掃引しながらデバイスの抵抗を測定した。電流印加で発生するジュール熱により、電流の絶対値が大きくなるとデバイスの抵抗は増大する。次に、高周波のパワーを増大させながらデバイスの抵抗を測定した。このときにも、パワー増大に伴いデバイスの抵抗は増大する。高周波電流印加時のデバイスの抵抗変化を直流電流印加時のデバイス抵抗変化と照らし合わせることで、各パワーに対応する直流電流の値を求めることができる [109]。なお、抵抗測定は電流を印加してから数秒後に行った。また、高周波印加時は抵抗変化が無視できるくらい小さな直流電流 ($< 1 \text{ mA}$) により抵抗を測定した。

以下では、抵抗変化 ΔR が単位時間あたりのジュール熱 (パワー) に比例する場合について考える。直流電流 I_{DC} 印加時のパワー P_{DC} は $P_{DC} \propto I_{DC}^2$ となるため、デバイスの抵抗は

$$R = R_0 + aI_{DC}^2 \quad (3.2.42)$$

となる。ここで R_0 は電流を印加していない状態におけるデバイスの抵抗、 a は定数である。このときの抵抗の直流電流依存性を図 3.5 左側に示す。一方、高周波電流 I_{RF} 印加時は

$$R = R_0 + bP_{RF} \quad (3.2.43)$$

となる。ここで、 b は定数である。このときの抵抗の高周波パワー依存性を図 3.5 右側に示す。任意のパワー P_{RF} と直流電流は、図 3.5 の点線の矢印で示すように対応づけることができる。したがって、 $I_{\text{RF}} = \sqrt{2}I_{\text{DC}}$ に注意して、式 (3.2.42) と式 (3.2.43) を用いると

$$I_{\text{RF}} = \sqrt{\frac{2b}{a}} \sqrt{P_{\text{RF}}} \quad (3.2.44)$$

となり、この式より高周波電流を見積もることができる。

第 4 章

常磁性金属における内因性スピンホール効果の格子定数変化に対する堅牢性

スピンホール効果とその逆効果は、固体中のスピン流物理を探究する上で重要な役割を果たしてきた [43–51]。第 2 章で述べたように、スピンホール効果はスピン軌道相互作用を介して外部から加えられた電流をスピン流に変換し、さまざまな材料でスピン流を電氣的に生成することを可能にする [110, 111]。重金属である Pt は、スピン軌道相互作用が強く大きなスピンホール効果を示す。そのため、これまで Pt のスピンホール効果に関してさまざまな研究が行われており、Pt はこの分野において中心的な役割を果たしてきた [54–61, 89, 112–117]。先行研究では、Pt 合金の組成を変えることでスピンホール効果を調整できることが示されており [54–57]、これによりスピンホール伝導度を向上させる方法が提示されている。また、不純物のドーピングや成膜方法・条件の調整によりキャリア散乱時間を変化させことで、Pt におけるスピンホール効果を操作できることも実証されている [58–61]。

これまでの研究により、Pt におけるスピンホール効果が内因性メカニズムによって支配されていることが示されてきた。内因性スピンホール効果は、スピン軌道分裂したバンドのバンド間励起に由来する [52]。このとき、キャリア散乱時間が十分に長い *moderately-dirty* と呼ばれる領域においては、スピンホール伝導度は散乱、すなわち不純物や *disorder* に影響を受けにくい。この *moderately-dirty* 領域とは対照的に、キャリア散乱時間が短い *dirty* 領域では、内因性スピンホール効果を支配するバンド間励起がキャリア散乱時間により制限されるため、スピンホール伝導度は散乱時間の減少に伴って低下する [52]。これまでの研究で観察されてきた

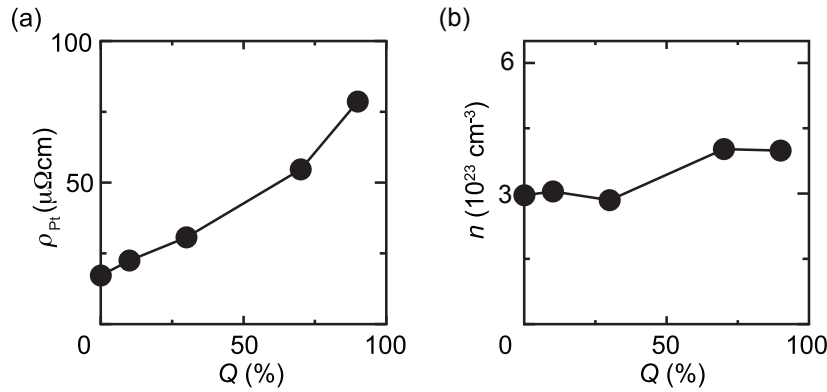


図 4.1 (a) Pt の抵抗率 ρ_{Pt} の Q 依存性。(b) ホール測定によって決定された Pt 層のキャリア密度 n の Q 依存性。

Pt におけるスピンホール効果の変調はこの描像により理解されている。一方で、内因性効果はバンド構造のベリー曲率に依存するにも関わらず、バンド構造と密接に関係する格子定数などの構造パラメータがスピンホール効果に与える影響は未解明である。

本章では、Pt における内因性スピンホール効果が格子定数の変化に対して堅牢であることを示す。Pt に窒素原子を格子間不純物として取り込むことにより [118]、スピンホール伝導度と電気伝導度の比であるスピンホール角が約 3 倍に向上することを見出した。窒素導入により Pt の格子定数が数パーセント変化するものの、窒素導入によってもたらされる内因性スピンホール伝導度の変化は、moderately-dirty 領域から dirty 領域へのクロスオーバーの振る舞いと一致することを観測した。

4.1 窒素を導入した Pt 薄膜の作製と特性評価

本実験では、異なる格子定数と抵抗率を持つ Pt 膜におけるスピンホール効果を、スピントルク強磁性共鳴 (ST-FMR) 法を用いて評価する。デバイスの構造は $\text{SiO}_2(4\text{ nm})/\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}(5\text{ nm})/\text{Pt}(7\text{ nm})/\text{Ti}(2\text{ nm})/\text{SiO}_2$ 基板である。膜は熱酸化 Si 基板上にマグネトロンスパッタリングを用いて成膜された。Pt 層のスパッタリング時には、アルゴンと窒素の混合ガスを真空チャンバーに導入し、窒素の相対流量 Q を調整した。水素、ホウ素、炭素、窒素などの非金属軽元素は母体遷移金属の格子間位置に侵入する形で固溶することが知られている。特に窒素は Pt 格子 (f.c.c. 構造) の四面体位置に侵入し Pt の格子を膨張させる [119]。したがって、 Q を制御して Pt 中の窒素固溶濃度を変化させることにより、Pt の格子定数を系統的に制御できると考えられる。

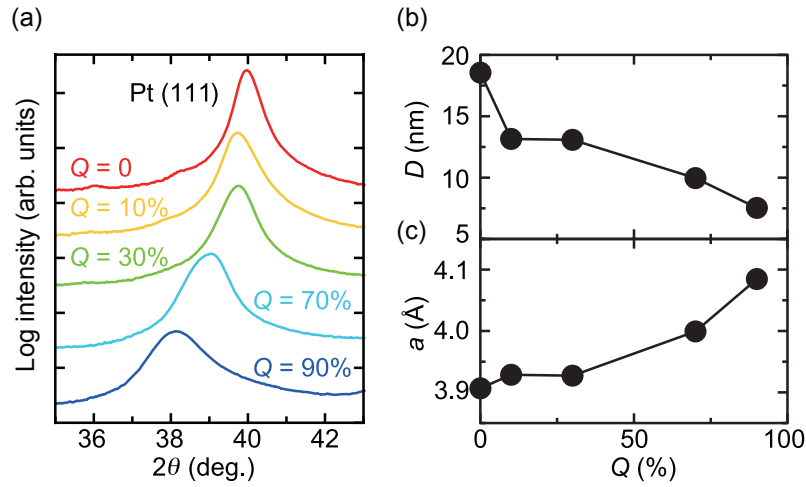


図 4.2 (a) さまざまな Q における Pt 単層膜の X 線回折パターン。(b) XRD スペクトルから得られた、Pt の結晶子サイズ D と (c) 格子定数 a の Q 依存性。

窒素を導入した Pt の特性を調べるために、75–120 nm の Pt を Ti シード層上にさまざまな Q で成膜した。図 4.1(a) は、異なる Q における Pt 層の電気抵抗率 ρ_{Pt} を示している。この結果は、 ρ_{Pt} が Q とともに単調に増加することを示している。図 4.1(b) からわかるように、キャリア密度が Q によってほとんど変化しないことから、 Q による ρ_{Pt} の増加はキャリア散乱時間が Q とともに減少することに起因する。

Pt 薄膜の結晶性について調べるために X 線回折 (XRD) 測定を行った。図 4.2(a) に示すように、強い (111) ピークが観測されたことから、Pt 薄膜が (111) 配向していることがわかる。また、XRD ピークの広がりや Q の増加に伴う結晶子サイズの減少を示している。(111) 回折の半値全幅とシェラーの式 $D = K\lambda/(\beta \cos \theta)$ から、図 4.2(b) に示すように平均結晶子サイズ D を計算した。ここで、 $K = 0.9$ はシェラー定数、 $\lambda = 1.5418 \text{ \AA}$ は入射 X 線の波長、 β は半値幅、 θ はブラッグ角である。図 4.2(b) からわかるように、 Q が 0 から 90% に増加するにつれて結晶子サイズは約 60% 減少する。これは、窒素原子により白金格子に歪みが生じ、結晶粒の成長が抑制されるためである [118]。また、図 4.2(a) に示すように、 $Q = 0$ のときに $2\theta = 39.97^\circ$ である回折ピークが Q の増加とともに低角度へシフトしており、格子定数が増加していることがわかる。図 4.2(c) に、(111) 回折ピーク位置から、ブラッグの条件 $a = \sqrt{3}\lambda/(2 \sin \theta)$ を用いて算出した格子定数 a を示す^{*1}。この結果は、 Q が 0 から 90% に増加するにつれて格子定数が 3.907 Å から 4.085 Å に増加することを示している。このような

^{*1} 結晶面 (h, k, l) と隣接する面との距離 d は $1/d^2 = (h^2 + k^2 + l^2)/a^2$ で表される。これを $(h, k, l) = (1, 1, 1)$ としてブラッグの条件 $\lambda = 2d \sin \theta$ に代入することで $a = \sqrt{3}\lambda/(2 \sin \theta)$ が得られる。

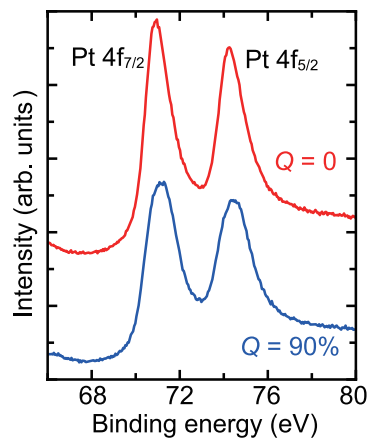


図 4.3 $Q=0$ (赤) および 90% (青) の Pt 単層膜の XPS スペクトル。

窒素導入による Pt の格子定数の増加は、先行研究による報告と一致している^{*2} [118, 119]。図 4.3 に示すように、X 線光電子分光法 (XPS) を用いて薄膜中の Pt の化学状態についても調べた。 $Q = 0$ の場合の $\text{Pt}4f_{7/2}$ 結合エネルギーは 70.96 eV であり、 Q の変化による $\text{Pt}4f_{7/2}$ ピークのシフトは 0.2 eV 未満である。この結果は、金属から非金属への電荷移動がほとんどない格子間不純物として窒素原子が Pt 中に存在していることを示している [118, 123]。

Pt 層中の窒素原子の濃度を推定するために、オージェ電子分光 (Auger electron spectroscopy: AES) 測定を行った^{*3}。図 4.4 は、 $Q = 0$ 、 70% および 90% の $\text{SiO}_2(4 \text{ nm})/\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}(5 \text{ nm})/\text{Pt}(7 \text{ nm})/\text{Ti}(2 \text{ nm})/\text{SiO}_2$ 基板の AES 深さ方向分析を示している^{*4}。Pt 層中に Ti が存在しないと仮定し、Pt のサブピークの寄与を除去した後に Pt 層中の窒素濃度を推定した。Pt 層中の窒素濃度は、それぞれ $Q = 0$ 、 70% および 90% で $0.0 \text{ at. \%}$ 、 $8.7 \text{ at. \%}$ 、および $10.0 \text{ at. \%}$ であると決定された。Pt 中に窒素が高濃度に存在する場合、格子間不純物となるより $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ 窒化物となる方がエネルギー的に安定となり、 $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Pt}$ 界面付近に窒素が蓄積する可能性がある。AES の結果から各元素の空間分布を正確に特定することは難しいが、 $Q = 90\%$ の薄膜では $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Pt}$ 界面付近における窒素の信号の増大が確認できることから、界面に窒素がわずかに蓄積していることが示唆される (図 4.4(b))。なお、こ

^{*2} Pt に窒素を導入すると格子定数が増大するのに対し、Pt を Ni や Fe、Ti と合金化すると格子定数は減少する [120–122]。

^{*3} 本章における AES の測定および解析 (窒素濃度の算出) は東京科学大学物質理工学院 春本高志准教授 (現在) によるものである。

^{*4} 窒素のオージェピークが Ti のオージェピークおよび Pt のサブピークと重なるため、全深さ範囲で原子濃度ではなく強度プロファイルを示している [124]。

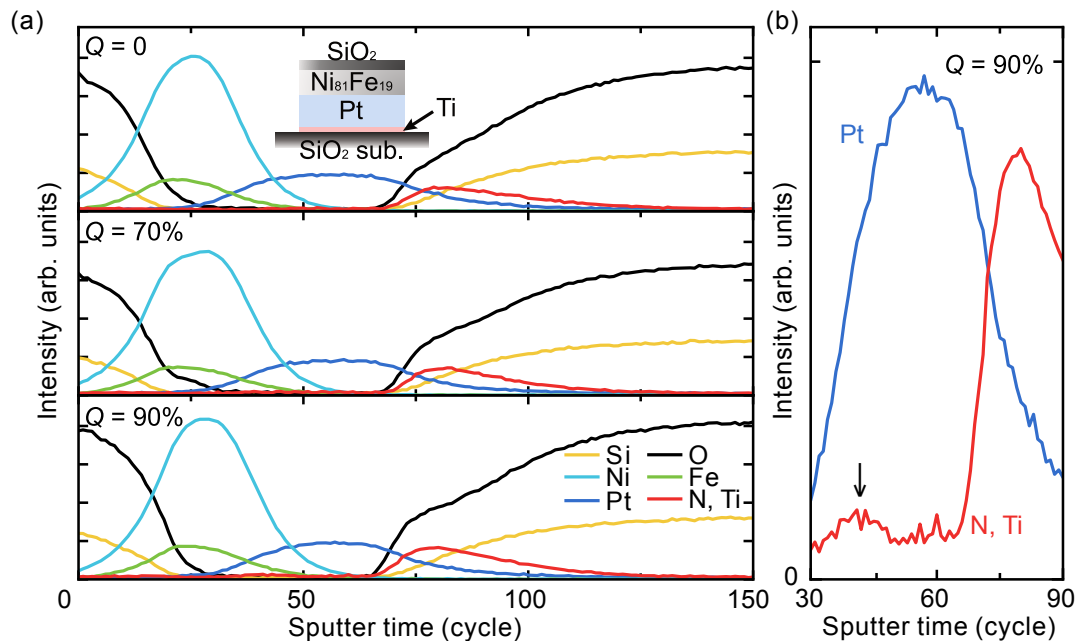


図 4.4 (a) $Q=0\%$ (上)、 $Q=70\%$ (中)、 $Q=90\%$ (下) における $\text{SiO}_2(4 \text{ nm})/\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}(5 \text{ nm})/\text{Pt}(7 \text{ nm})/\text{Ti}(2 \text{ nm})/\text{SiO}_2$ 基板の AES の深さプロファイル。挿入図はデバイスの構造を示している。(b) $Q=90\%$ における AES 測定結果の拡大図。矢印付近において窒素に対応する信号が増大していることが確認できる。縦軸の 1 メモリに対応する強度は (a) と (b) で共通である。

のような信号の増大は窒素濃度の高い $Q = 90\%$ の場合にのみ観測され、 $Q \leq 70\%$ では確認されなかった。界面の窒素蓄積により界面スピン軌道相互作用が増大する場合、スピン軌道トルクの生成に影響を与えることが考えられる。しかし後に議論するように、窒素導入による界面スピン軌道相互作用の変化は無視できることから、スピン軌道トルクの評価において窒素蓄積の有無は本質的な影響を与えないことに注意する。

異なる格子定数を持つ Pt 薄膜のスピンホール効果について調べるために、フォトリソグラフィと Ar イオンエッチングを使用して $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Pt}$ 薄膜を幅 $16 \mu\text{m}$ 、長さ $120 \mu\text{m}$ の長方形の構造に微細加工した (第 3 章参照)。

4.2 $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Pt}$ デバイスにおけるスピントルク強磁性共鳴測定

作製したデバイスにおいて ST-FMR 測定を行った。デバイスの長手方向に沿って周波数 f の高周波電流を印加し、長手方向から 45° の角度で印加した面内外部磁場 H を掃引した。図 4.5 は、 $Q = 90\%$ の $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Pt}$ 二層膜の ST-FMR スペクトルを示している。共鳴磁場

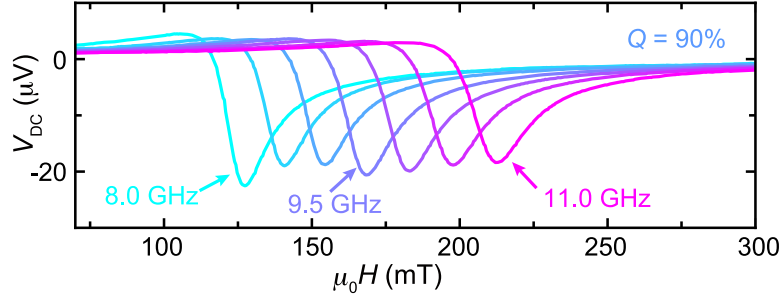


図 4.5 $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Pt}$ デバイスにおける直流電圧 V_{DC} の磁場 H 依存性。RF パワーは 100 mW、 $Q = 90\%$ 、RF 周波数は $f = 8$ から 11 GHz まで変化させた。

H_{FMR} は、 f と共に系統的に変化しており、ST-FMR の予測と一致している。図 4.6(a) に示すように、ST-FMR 信号のスペクトル形状は Q と共に変化する。測定された V_{DC} の H 依存性は、第3章で示したように次の2つの成分に分解できる：

$$V_{\text{DC}} = A \frac{W(\mu_0 H - \mu_0 H_{\text{FMR}})}{(\mu_0 H - \mu_0 H_{\text{FMR}})^2 + W^2} + S \frac{W^2}{(\mu_0 H - \mu_0 H_{\text{FMR}})^2 + W^2} \quad (4.2.1)$$

対称成分 S と反対称成分 A は、それぞれ電流誘起面外有効磁場および電流誘起面内有効磁場によって生成される。面外磁場はダンピングライク有効磁場に、面内有効磁場はエルステッド磁場とフィールドライク有効磁場の和に対応する。

$Q = 0$ の $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Pt}$ 二層膜において、フィールドライク有効磁場はダンピングライク有効磁場およびエルステッド磁場と比較して無視できるほど小さいことが知られており [125, 126]、この系におけるスピン軌道トルクは Pt 層のバルクスピンホール効果によって支配されていることが示されている [55, 59]。スピンホール効果では式 (2.6.40) のように、ダンピングライクトルクとフィールドライクトルクは、それぞれスピンミキシングコンダクタンスの実部 $\text{Re}[G^{\uparrow\downarrow}]$ および虚部 $\text{Im}[G^{\uparrow\downarrow}]$ に比例する [127]。 $Q = 0$ の $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Pt}$ 二層膜においてフィールドライクトルクが小さいことは、金属界面では $\text{Re}[G^{\uparrow\downarrow}] \gg \text{Im}[G^{\uparrow\downarrow}]$ であるということと整合している [128]。しかし、窒素の導入により界面のスピン軌道相互作用が強化される場合、 Q を変えることによって、 $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Pt}$ 二層膜におけるフィールドライクトルクは無視できないものとなりうる。その理由は、界面スピン軌道相互作用はラシュバ・エデルシュタイン効果を増強しフィールドライクトルクを誘起しうるため、またスピンホール効果において界面で反射されたスピン流のスピン方向が界面スピン軌道相互作用により回転する場合、 $\text{Im}[G^{\uparrow\downarrow}]$ 、すなわちフィールドライクトルクが現れうるためである [129]。このため、フィールドライクトルクは界面垂直磁気異方性エネルギー密度 K_s や磁気緩和定数 α などの、界面スピン軌道相互作用に関連する巨視的な量と相関があることがわかっている [27]。

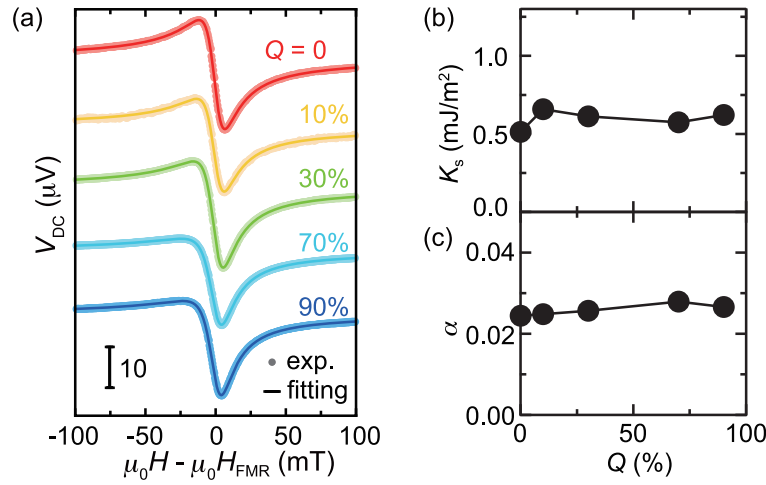


図 4.6 (a) さまざまな Q の Ni₈₁Fe₁₉/Pt デバイスにおける $f = 10$ GHz での V_{DC} スペクトル。(b) Ni₈₁Fe₁₉/Pt デバイスにおける界面垂直磁気異方性エネルギー密度 K_s の Q 依存性。(c) Ni₈₁Fe₁₉/Pt デバイスにおける磁気緩和定数 α の Q 依存性。

4.3 Ni₈₁Fe₁₉/Pt 界面のスピン軌道相互作用

Ni₈₁Fe₁₉/Pt 二層膜における界面スピン軌道相互作用の役割を調べるために、界面垂直磁気異方性エネルギー密度 K_s の Q 依存性を測定した [130, 131]。図 4.6(b) に K_s の Q 依存性を示す。この結果は、ST-FMR 信号から決定された H_{FMR} の周波数依存性から、Kittel の式 $2\pi f/\gamma = \sqrt{\mu_0 H_{FMR}(\mu_0 H_{FMR} + \mu_0 M_{eff})}$ および $M_{eff} = M_s - 2K_s/(\mu_0 M_s d_{FM})$ を用い得られたものである [132]。ここで、 γ , M_s , M_{eff} , および d_{FM} は、それぞれジャイロ磁気回転比、飽和磁化、有効反磁場、および Ni₈₁Fe₁₉ 層の厚さである。図 4.6(b) に示すように K_s は Q に対してほぼ一定であり、この結果は界面スピン軌道相互作用が Q の変化によってほとんど変化しないことを示唆している。さらに、界面スピン軌道相互作用が Q によって増大しないことは、磁気緩和定数 α によっても裏付けられる。図 4.6(c) に、不均一線幅 W_0 を用いて $W = W_0 + (2\pi\alpha/\gamma)f$ から決定された α の Q 依存性を示す。この結果から、 α が Q に依存しないことがわかる。界面スピン軌道相互作用に起因する界面スピンメモリロスは α を増大させるため、 α の変化がほとんどないことは、界面スピン軌道相互作用が Q の変化によってほとんど変化しないことを示している [133]。これらの結果は、 $Q \geq 10\%$ の全てのデバイスにおいて、界面スピン軌道相互作用の増大が無視できることを示している。

4.4 窒素導入によるスピンホール角の変化

K_s および α から、窒素導入によって界面スピン軌道相互作用は増大しないことが明らかになった。このことは、全ての Q の $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Pt}$ デバイスにおけるスピン軌道トルクが Pt 層におけるスピンホール効果によって支配されており、フィールドライクトルクは無視できることを示している。フィールドライクトルクが無視できるとき、全ての Q の $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Pt}$ デバイスにおける面内有効磁場が Pt 層内の電流によって生成されるエルステッド磁場によって支配されていると見なすことができる。このことから、以下のように表される FMR スピントルク効率

$$\xi_{\text{FMR}} = \frac{S}{A} \frac{e\mu_0 M_s d_{\text{FM}} d_{\text{Pt}}}{\hbar} \sqrt{1 + \frac{M_{\text{eff}}}{H_{\text{FMR}}}} \quad (4.4.1)$$

と、Pt 層のスピンホール角 θ_{SHE} との間には式 (3.2.41) より $\xi_{\text{FMR}} = T_{\text{int}} \theta_{\text{SHE}}$ という関係式が成り立つ [18]。ここで、 d_{Pt} は Pt 層の厚さであり、 T_{int} は界面のスピン透過率である。図 4.7(a)–(e) には、測定された V_{DC} を式 (4.2.1) を使用してフィッティングすることで抽出された $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Pt}$ デバイスにおける ST-FMR スペクトルの対称および反対称成分を示す。これより、 S/A 、すなわち ξ_{FMR} が窒素の導入によって増大していることがわかる。

図 4.8(a) は、FMR スピントルク効率 ξ_{FMR} が Q の増加とともに増加することを示している。この結果からスピンホール角 θ_{SHE} を算出するにあたり、 $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Pt}$ において界面スピン透過率の低下はスピンバックフローが支配していると仮定し、界面でのスピンメモリロスによるスピン透過率の低下は無視する。この仮定の妥当性は、スピンメモリロスが界面の K_s とともに線形に増加すること [134] と、 $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Pt}$ の K_s がスピンメモリロスが顕著なサンプルと比べて小さいこと [134] によって支持されている。スピンバックフローにより決定される界面スピン透過率は、 $G^{\uparrow\downarrow} \approx \text{Re}[G^{\uparrow\downarrow}] \gg \text{Im}[G^{\uparrow\downarrow}]$ のとき、式 (2.6.50) より

$$T_{\text{int}} = [1 - \text{sech}(d_{\text{Pt}}/\lambda_s)] \left(1 + \frac{\tanh(d_{\text{Pt}}/\lambda_s)}{2\lambda_s \rho_{\text{Pt}} G^{\uparrow\downarrow}} \right)^{-1} \quad (4.4.2)$$

と表される [114]。ここで、 λ_s および σ_{Pt} は、それぞれ Pt 層のスピン拡散長および伝導度である。ここで、Pt 中では Elliott-Yafet (EY) スピン緩和機構が支配的な緩和メカニズムであることが知られている [112]。EY スピン緩和機構ではスピン緩和時間 τ_s と運動量緩和時間 τ が比例する ($\tau_s \propto \tau$)。このとき $\lambda_s \propto \sigma_{\text{Pt}}$ となることから、 $Q = 0$ の場合のスピン拡散長 $\lambda_s = 1.4 \text{ nm}$ [135, 136] を用いて、測定された σ_{Pt} の値からさまざまな Q に対して λ_s を推定した。スピンミキシングコンダクタンス $G^{\uparrow\downarrow}$ は有効スピンミキシングコンダクタンス $G_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow}$ と

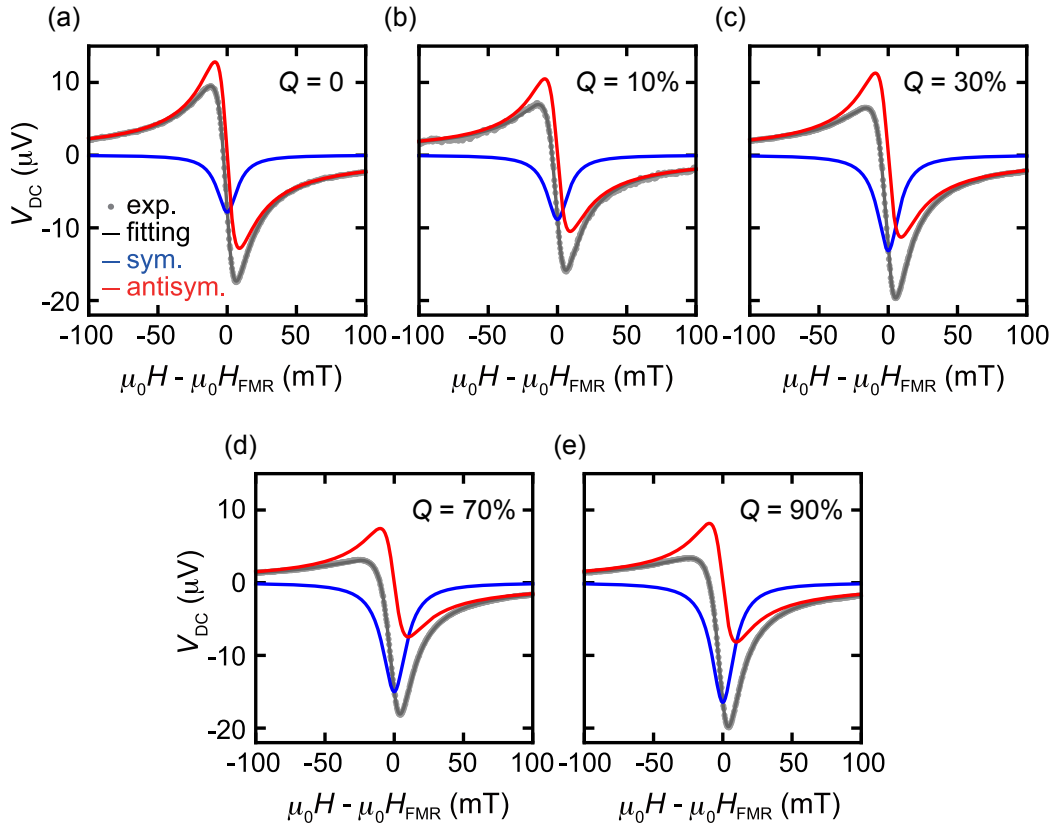


図4.7 (a) $Q = 0$ 、(b) $Q = 10\%$ 、(c) $Q = 30\%$ 、(d) $Q = 70\%$ 、(e) $Q = 90\%$ の $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Pt}$ デバイスにおける $f = 10 \text{ GHz}$ でのフィッティング結果の対称成分 (青) および反対称成分 (赤)。

$G^{\uparrow\downarrow} = (\sigma_{\text{Pt}}/2\lambda_s)G_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow}/[\sigma_{\text{Pt}}/2\lambda_s - G_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow} \coth(d_{\text{Pt}}/\lambda_s)]$ という関係がある [137, 138]。ここで、有効スピンミキシングコンダクタンス $G_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow}$ は

$$g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow} = \frac{4\pi M_s d_{\text{FM}}}{\gamma \hbar} (\alpha - \alpha_0) \quad (4.4.3)$$

から実験的に決定できる [137, 138]。ただし、 $g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow} \equiv G_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow}(h/e^2)$ である。参照デバイス $\text{SiO}_2(4 \text{ nm})/\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}(5 \text{ nm})/\text{Ti}(2 \text{ nm})/\text{SiO}_2$ 基板の ST-FMR スペクトルから決定された $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ 層の固有磁気緩和定数 $\alpha_0 = 0.0092$ を用いてさまざまな Q の $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Pt}$ デバイスに対する T_{int} を求め、 θ_{SHE} を算出した (図 4.8(a) 赤四角)。

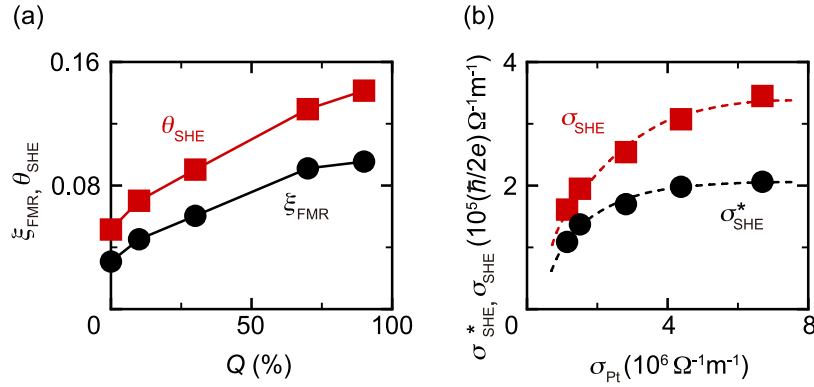


図 4.8 (a) $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Pt}$ デバイスにおける FMR スピントルク効率 ξ_{FMR} (黒丸) およびスピンホール角 $\theta_{\text{SHE}} = \xi_{\text{FMR}}/T_{\text{int}}$ (赤四角) の Q 依存性。 (b) 異なる Q を持つ $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Pt}$ デバイスにおける有効スピンホール伝導度 $\sigma_{\text{SHE}}^* = T_{\text{int}}\sigma_{\text{SHE}}$ (黒丸) およびスピンホール伝導度 $\sigma_{\text{SHE}} = (\hbar/2e)\theta_{\text{SHE}}\sigma_{\text{Pt}}$ (赤四角) の Pt の伝導度 σ_{Pt} に対する依存性。点線はガイド曲線。

4.5 内因性スピンホール効果のクロスオーバーの観測

図 4.8(b) に示すスピンホール伝導度の変化は、moderately-dirty 領域から dirty 領域への内因性スピンホール効果のクロスオーバーの振る舞いに一致している。スピンホール効果には、内因性メカニズムと外因性のメカニズムがある [52, 111, 139–144]。内因性の寄与は、キャリア寿命が短い moderately-dirty 領域と dirty 領域における Pt のスピンホール伝導度を支配する一方で、外因性の寄与はキャリア寿命が非常に長い super clean 状態でのみ重要となる [53]。本研究で使用された Pt 膜の伝導度の範囲は、内因性メカニズムがスピンホール効果を支配する moderately-dirty 領域および dirty 領域に対応している [145]。Pt では強いスピン軌道相互作用が d バンドの二重縮退を解き、内因性スピンホール効果は、これらのバンド間の遷移から生じる [89]。キャリア寿命 τ が十分に長い moderately-dirty 領域では、内因性スピンホール伝導度は電気伝導度 $\sigma_{xx} \propto \tau$ にほとんど依存しない。対照的に、dirty 領域では、バンド間励起は τ によって律速され、内因性スピンホール伝導度は σ_{xx} の減少とともに減少する [52, 146]。図 4.8(b) に示すように、観測された Pt 膜の σ_{SHE} の変化はこの描像に合致している。最近の理論研究では、Pt の機械的変形により縮退に近い状態の分裂が変化し、それが内因性スピンホール伝導度に影響を与えることが示されている [147]。この計算結果から、格子定数の数パーセントの変化ではスピンホール伝導率は大きく変わらないことが明らかになった。格子膨張下における内因性スピンホール効果のクロスオーバーの観測は、この理論計算と整合している。

4.6 本章のまとめ

本章では、格子定数の変化に対する Pt のスピnhall 効果を調べた。窒素の導入により、Pt の化学的結合状態をほとんど変化させることなく格子定数を数パーセント増大させた。窒素導入に伴う Pt 薄膜の抵抗率増大により、スピnhall 角は約 3 倍増大した。このときのスピnhall 伝導度の振る舞いは、内因性スピnhall 効果が moderately-dirty 領域から dirty 領域へとクロスオーバーするという描像と一致する。この結果は、Pt のスピnhall 効果が、数 % の格子定数増大によるバンド構造の変化よりも、散乱時間の変化に支配されていることを示している。

第 5 章

強磁性金属における等方的なスピnhall効果

本章では、強磁性体金属におけるスピン流の生成と輸送について調べた。初めに、強磁性体中でのスピン流生成現象について整理する (第 2 章参照)。強磁性金属では、電場 $\mathbf{E}$ が $\mathbf{E}$ 方向に流れるスピン偏極電流を発生させる。これは、スピンの向きが反対であるマジョリティ電子とマイノリティ電子が交換分裂によって異なる伝導度を示すからである。スピン軌道相互作用がある場合、 $\mathbf{E}$ は $\mathbf{m} \times \mathbf{E}$ 方向に流れる異常ホール電流も生成する [83–86]。ここで、 $\mathbf{m}$ は磁化の単位ベクトルを表す。強磁性体中の電子の流れはスピン偏極しているので、図 5.1(a) に示すように、異常ホール電流は $\mathbf{m}$ に平行なスピン方向を持つスピン流を伴う [91–98]。このようなスピン流の生成メカニズムは、スピン異常ホール効果 (SAHE) と呼ばれている。スピン異常ホール効果では、 $\sigma \parallel \mathbf{m}$ であることから $\mathbf{m}$ を制御することでスピン流のスピン方向を変えることができる。この状況は、図 5.1(b) に示すように、 σ が幾何学的に固定され、 $\mathbf{E}$ とスピン流の流れ方向の両方に垂直である常磁性金属 (NM) のスピnhall効果 (SHE) の場合とは対照的である [45, 117, 148–150]。

スピン異常ホール効果の場合と同様に、一般的に強磁性体中のスピン流のスピン方向は spin dephasing のため強磁性体磁化 $\mathbf{m}$ の方向に揃うと考えられてきた。つまり、第 2 章で述べたように、磁化と非平行なスピンは交換磁場中で急速に歳差し、インコヒーレントなスピン歳差運動は $\mathbf{m}$ に対し直交方向のスピンを消失させると考えられてきた。しかし最近の理論研究により、内因性スピnhall効果によって生成されるスピン流は波数が一つに定まった摂動状態

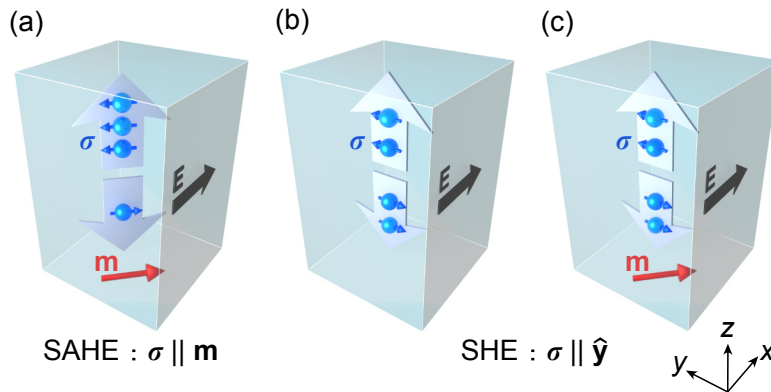


図 5.1 (a) スピン異常ホール効果、(b) 常磁性体におけるスピホール効果、(c) 強磁性体におけるスピホール効果の模式図。

によって運ばれるため磁化に対して直交する方向のスピ成分を持ちうるということが指摘されており、従来の固定された幾何学的位置関係を持つスピホール効果が強磁性体中にも存在しうることが示唆されている^{*1}(図 5.1(c)) [93]。その場合、強磁性体の電流誘起スピ流は、磁化に依存しない等方的スピホールスピ流と磁化に依存する異方的スピ異常ホールスピ流の和であると予測される [93]。磁化と直交するスピ成分が存在するという、直感に反するこの理論予測は、強磁性体中の電流・スピ流変換における磁化の役割に関する実験的研究を活性化した。

このような背景から多くの理論・実験的研究が行われてきたにもかかわらず、強磁性体におけるスピホールスピ流の振る舞いは依然として議論的となっており、磁化に依存しない等方的スピホール効果の観測はなされていない [93, 151–163]。電流・スピ流変換の磁化角度依存性は実験的に調べられているものの、表 5.1 に示すように電流・スピ流変換が磁化方向に依存しないという報告 [154, 155] がある一方、磁化に依存するという報告 [156, 157] もある。このように、一見すると相反するような結果となっている主要因の一つは、これらの研究においてスピホール効果とスピ異常ホール効果が共存していることである。強磁性体におけるスピホール効果の包括的理解に向けて、スピ異常ホール効果とは分離・独立したスピホール効果の定量が依然として大きな実験的課題となっている。

本章では、エピタキシャル強磁性体における磁化に依存しない等方的なスピホール効果の実験的証拠を示す。この結果は、Co/Ti/Fe₃Si 三層膜の電流誘起スピ軌道トルク (SOT) を測

^{*1} 第一原理計算により、強磁性体のスピホール伝導度は Fe で $\sigma_{\text{SHE}} = 519 \, \Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$ 、Ni で $\sigma_{\text{SHE}} = 1688 \, \Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$ 、Co で $\mathbf{E} \parallel \mathbf{a}$ の場合 $\sigma_{\text{SHE}} = -130 \, \Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$ 、 $\mathbf{E} \parallel \mathbf{c}$ の場合 $\sigma_{\text{SHE}} = 1074 \, \Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$ と予測されている [93]。

表 5.1 強磁性体におけるスピホール効果に関する他の実験との比較。強磁性体における電流・スピン流変換は、様々な物質系・手法で研究されてきた。本研究およびこれまでの報告におけるスピホール効果 (SHE) とスピン異常ホール効果 (SAHE) の電流・スピン流変換への関与と、その磁化依存性（電流・スピン流変換が磁化に依存するか否か）についてまとめた。

Material	Method	SHE/SAHE	Magnetization Dependent/Independent	Reference
Co/Ti/epi-Fe ₃ Si	Spin torque	SHE	Independent	This work
Co/Cu/YIG	Spin Seebeck	SHE and SAHE	Independent	[155]
CoFe-Cu-NiCu, NiPd	Nonlocal	SHE and SAHE	Independent	[154]
Py-YIG-Py	Nonlocal	SHE and SAHE	Dependent	[157]
CoFeB/Cu-YIG-Pt	Nonlocal	SHE and SAHE	Dependent	[156]

定することによって得られたもので、エピタキシャル成長した Fe₃Si 層のスピホール効果をスピン異常ホール効果から分離して検出するように設計されている。Fe₃Si 層におけるスピホール効果は、スピホール電流のスピン方向と磁化の間の相対的な向きに依存しないことを示し、強磁性体における内因性スピホール効果により生じるスピン流のユニークな特性を明らかにした。

5.1 Co/Ti/Fe₃Si デバイスの作製と特性評価

本実験では、SiO₂(4 nm)/Co(5 nm)/Ti(3 nm)/Fe₃Si(5 nm)/MgO(001) 基板デバイスを、分子線エピタキシーとマグネトロンスパッタリングによって作製した。厚さ 5 nm の Fe₃Si 層は、分子線エピタキシー法により MgO(001) 基板上に 80°C 以下の成長温度で立方対称に成長させた。図 5.2(a) に Fe₃Si 層表面の反射高エネルギー電子回折 (Reflection High Energy Electron Diffraction: RHEED) パターンを示す。明確な対照的ストリークが観測されたことから、Fe₃Si 層がエピタキシャルに成長していると判断できる^{*2}。Fe₃Si 層上に、SiO₂(4 nm)/Co(5 nm)/Ti(3 nm) をマグネトロンスパッタリングにより室温で成膜することで、

^{*2} 本章における Fe₃Si 層の成長および RHEED 測定は、大阪大学大学院基礎工学研究科 浜屋宏平教授 (現在) と東京都市大学理工学部電気電子通信工学科 山田道洋准教授 (現在) によるものである。

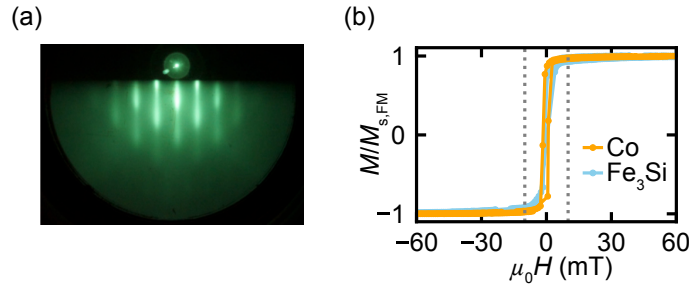


図 5.2 (a) MgO(001) 基板上の Fe_3Si 層表面からの RHEED パターン。(b) 振動試料型磁力計 (VSM) で測定した $\text{SiO}_2(4 \text{ nm})/\text{Fe}_3\text{Si}(001)(5 \text{ nm})/\text{MgO}(001)$ 基板および $\text{SiO}_2(4 \text{ nm})/\text{Co}(5 \text{ nm})/\text{Ti}(3 \text{ nm})/\text{SiO}_2$ 基板の面内磁場下における磁化曲線。点線は $\pm 10 \text{ mT}$ 。

$\text{SiO}_2(4 \text{ nm})/\text{Co}(5 \text{ nm})/\text{Ti}(3 \text{ nm})/\text{Fe}_3\text{Si}(5 \text{ nm})/\text{MgO}(001)$ 基板デバイスを作製した。ST-FMR 測定のために、 $\text{Co}/\text{Ti}/\text{Fe}_3\text{Si}(001)$ 膜をフォトリソグラフィと Ar イオンミリングにより幅 $10 \mu\text{m}$ 、長さ $70 \mu\text{m}$ の長方形にパターンニングした (第 3 章参照)。

このデバイスにおいて、Co はスピン流検出層、 Fe_3Si はスピン流生成層であり、中間層の Ti が両者を磁氣的に分離している。Co は ST-FMR 測定デバイスにおけるスピン流検出層として広く用いられる。磁気分離層として用いた Ti のスピン拡散長は十分に長いため [164]、生成層で生じたスピン流が検出層に注入される際には Ti 層を透過することができる。また、Ti はスピンホール伝導度が小さいため、Ti のスピンホール効果は生成層からのスピン流の評価に影響しない [164]。スピン流生成層として、エピタキシャル Fe_3Si を用いた。スピンホール伝導度の計算は通常単結晶強磁性体に対して行われる一方、実験においては主に多結晶強磁性体が用いられてきた。しかし、材料の結晶対称性はスピンホール効果の対称性を議論する上で重要な因子となりうる。このような観点から、本研究においては内因性スピンホール効果の計算との比較に適しているエピタキシャル膜を用いた。Fe、Co、Ni などの典型的な強磁性体ではなく、エピタキシャル Fe_3Si を選んだ理由は以下の 3 点である。第一に、 Fe_3Si は軟磁性であることから、ST-FMR 測定に適しているためである。この測定では、外部磁場による磁化方向の制御が重要である。エピタキシャル Fe_3Si の磁化困難軸に沿って磁化を飽和させるのに必要な外部磁場は、エピタキシャル Fe [165, 166] やエピタキシャル Co [167, 168] のそれよりも一桁小さい。図 5.2(b) に、 $\text{SiO}_2(4 \text{ nm})/\text{Fe}_3\text{Si}(5 \text{ nm})/\text{MgO}(001)$ 基板の面内磁場 H での磁化曲線を示す。 H は Fe_3Si 層の磁化困難軸に沿って印加した ($\mathbf{H} \parallel [110]$)。図 5.2(b) は、 Fe_3Si 層の保磁力場が 10 mT 以下であり、軟磁性であることを示している。第二に、 Fe_3Si は磁気緩和定数が小さいことから急峻な ST-FMR スペクトルが期待でき、2 つの強磁性層による ST-FMR 信号の分離に適しているためである [169]。エピタキシャル Fe_3Si の磁気緩和定数

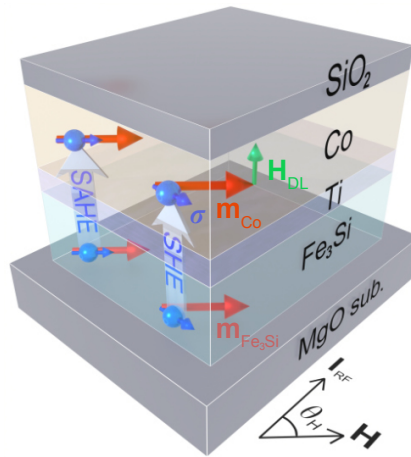


図 5.3 Fe₃Si 層のスピニ異常ホール効果とスピニホール効果によって誘起される Co 層へのスピニ注入の模式図。 $\mathbf{H}_{DL}$ はダンピングライク有効磁場を表す。

$\alpha_{\text{Fe}_3\text{Si}} = 0.0053$ は、Ni の磁気緩和定数より一桁小さく、ST-FMR 信号源が複数ある構造のデバイスに適した材料である。第三に、Fe₃Si の飽和磁化 M_s が今回の測定系に適しているためである。第 2 章で述べた Kittel の式 (2.2.8) からわかるように、共鳴磁場は飽和磁化と相関がある。 $M_{s,\text{Fe}_3\text{Si}} = 1.08 \text{ T}$ と $M_{s,\text{Co}} = 1.36 \text{ T}$ は、それぞれの強磁性層による ST-FMR 信号を分離するのに十分大きな差がある。また、 $M_{s,\text{Fe}_3\text{Si}} = 1.08 \text{ T}$ に対応する共鳴磁場は、300 mT までの磁場を印加できる本実験の測定系において妥当である。

5.2 Co/Ti/Fe₃Si デバイスにおけるスピントルク強磁性共鳴測定

Co/Ti/Fe₃Si(001) デバイスのスピニ軌道トルクを ST-FMR を用いて測定した。強磁性体に電流を印加すると、スピニホール効果とスピニ異常ホール効果が同時に誘起されるが、Co/Ti/Fe₃Si(001) デバイスの ST-FMR においては、このうちスピニホール効果の寄与のみを抽出することができる。Fe₃Si 層では、電流印加によりスピニホール効果とスピニ異常ホール効果の両方がスピニ流を生成する。しかし、Co 層の磁化にスピニ軌道トルクを及ぼすことができるのはスピニホール効果だけである。図 5.3 に示すように、Co 層の磁化 $\mathbf{m}_{\text{Co}}$ と Fe₃Si 層の磁化 $\mathbf{m}_{\text{Fe}_3\text{Si}}$ は $H = H_{\text{FMR},\text{Co}}$ において平行に揃えられているとみなす ($\mathbf{m}_{\text{Co}} \parallel \mathbf{m}_{\text{Fe}_3\text{Si}}$)。このとき、Fe₃Si 層のスピニ異常ホール効果で発生するスピニ流のスピニ分極 $\boldsymbol{\sigma} (\parallel \mathbf{m}_{\text{Fe}_3\text{Si}})$ は $\mathbf{m}_{\text{Co}}$ に平行である ($\boldsymbol{\sigma} \parallel \mathbf{m}_{\text{Co}}$)。ダンピングライクトルクは $\mathbf{m}_{\text{Co}}$ に対し直交方向成分を持つ入射

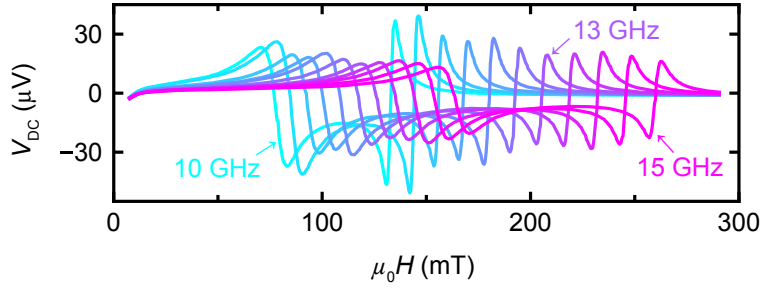


図 5.4 Co/Ti/Fe₃Si(001) デバイスの V_{DC} の $\theta_H = 45^\circ$ における H 依存性。RF 周波数は $f=10\text{--}15$ GHz の間で変化させた。

スピンによって誘起されるので、Fe₃Si 層のスピン異常ホール効果は $\mathbf{m}_{Co}$ にダンピングライクトルクを与えない。一方、スピンホール効果はダンピングライクトルクを発生させるので、Fe₃Si 層のスピン異常ホール効果を排除しスピンホール効果のみを検出することができる。

Co/Ti/Fe₃Si(001) デバイスに、Fe₃Si 層の [010] 方向に沿って、周波数 f の高周波電流 I_{RF} を印加し、 θ_H の角度に印加した面内磁場 H を -300 mT から 300 mT まで掃引した (図 5.3 参照)。印加された高周波電流は Fe₃Si 層のスピンホール効果によってスピン流を発生させる。このスピン流は十分に長いスピン拡散長を持つ Ti 層を透過して Co 層に注入され、Co 層の磁化にスピン軌道トルクを作用させる [164]。ダンピングライクトルクとフィールドライクトルクを含むスピン軌道トルクとエルステッドトルクは、Co 層の共鳴磁場 $H = H_{FMR,Co}$ において Co 層の磁化歳差運動を引き起こす。第 3 章で述べたように、磁化歳差運動は Co 層の異方性磁気抵抗効果 (AMR) に起因するデバイスの抵抗振動を誘起し、 $H = H_{FMR,Co}$ で直流電圧 $V_{DC,Co}$ を作る。Fe₃Si 層の共鳴磁場 $H = H_{FMR,Fe_3Si}$ では、スピン軌道有効磁場と Co/Ti 層に流れる電流によるエルステッド磁場によって Fe₃Si 層の強磁性共鳴が駆動される。Fe₃Si 層の磁化歳差運動と異方性磁気抵抗効果により直流電圧 V_{DC,Fe_3Si} が生じる。室温でバイアスティーを用いて $V_{DC} = V_{DC,Co} + V_{DC,Fe_3Si}$ を測定した。

図 5.4 は、 $\theta_H = 45^\circ$ で測定された Co/Ti/Fe₃Si(001) デバイスの ST-FMR スペクトルを示している。Co 層 ($\mu_0 M_{s,Co} = 1.36$ T) および Fe₃Si 層 ($\mu_0 M_{s,Fe_3Si} = 1.08$ T) の飽和磁化から、共鳴磁場が小さい信号が Co 層の FMR に対応し、共鳴磁場が大きい信号が Fe₃Si 層の FMR に対応することがわかる [170]。 $H = H_{FMR,Co}$ および $H = H_{FMR,Fe_3Si}$ における各 ST-FMR 信号は、それぞれ対称成分と反対称成分から構成されており

$$V_{DC} = V_{DC,Co} + V_{DC,Fe_3Si}$$

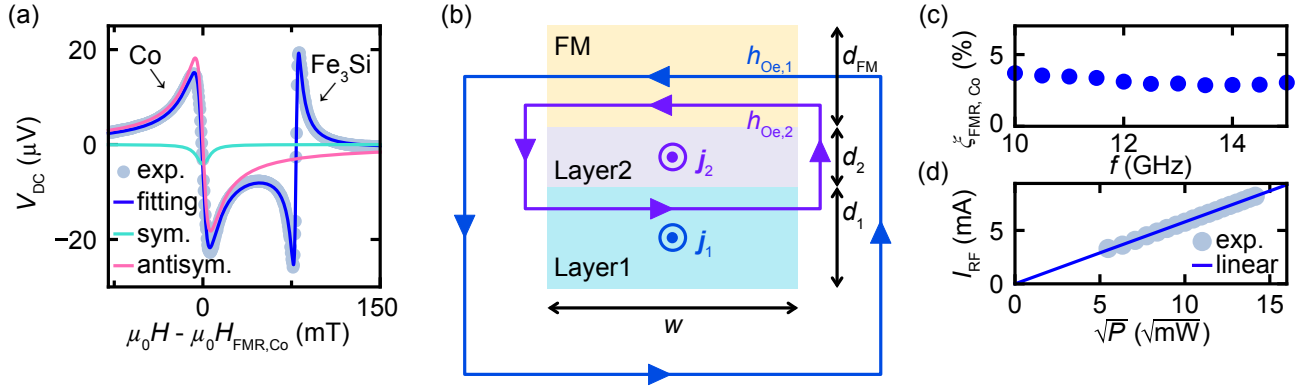


図 5.5 (a) $f = 13$ GHz における V_{DC} 。Co 層の FMR と Fe₃Si 層の FMR の重ね合わせとなっている。青い実線は Eq. (5.2.1) を用いたフィッティングの結果である。緑 (ピンク) の曲線は $V_{DC,Co}$ の対称 (反対称) 成分である。(b) Layer1 と Layer2 を流れる電流によって誘起されるエルステッド磁場の模式図。 w はデバイスの幅、 d_1 、 d_2 、および d_{FM} はそれぞれ Layer1、Layer2、強磁性検出層の厚さである。(c) $\xi_{FMR,Co}$ の f 依存性。(d) I_{RF} の $\sqrt{P}$ に対する依存性。プロットは実験データ、実線は線形フィッティングの結果。

$$= \sum_{FM=Co, Fe_3Si} \left[S_{FM} \frac{W_{FM}^2}{(\mu_0 H - \mu_0 H_{FMR,FM})^2 + W_{FM}^2} + A_{FM} \frac{W_{FM}(\mu_0 H - \mu_0 H_{FMR,FM})}{(\mu_0 H - \mu_0 H_{FMR,FM})^2 + W_{FM}^2} \right] \quad (5.2.1)$$

と表される。ここで、 $H_{FMR,FM}$ および W_{FM} はそれぞれ共鳴磁場と線幅を表している (FM = Co, Fe₃Si)。対称成分 S_{FM} はダンピングライク有効磁場による面外磁場に起因し、反対称成分 A_{FM} はエルステッド磁場およびフィールドライク有効磁場による面内磁場に起因する。図 5.5(a) に示すように、測定された V_{DC} は式 (5.2.1) を用いてフィッティングした (青実線)。

フィッティング結果から、Co 層を検出層とみなした場合の FMR スピントルク生成効率 $\xi_{FMR,Co}$ を定式化する。図 5.5(b) に示すような FM/Layer2/Layer1 三層膜を考える。Layer1 および Layer2 が作るエルステッド磁場 h_{Oe} はアンペールの法則から

$$\oint_C h_{Oe,1(2)} dl = \int j_{1(2)} dS \quad (5.2.2)$$

となる。ここで、 $h_{Oe,1(2)}$ は Layer1(2) における電流密度 $j_{1(2)}$ によって誘起されるエルステッド磁場である。本実験におけるデバイスの幅は膜厚に比べてはるかに大きいため、 $h_{Oe} = h_{Oe,1} + h_{Oe,2}$ は

$$h_{Oe} = \frac{j_1 d_1 w}{2(d_1 + w)} + \frac{j_2 d_2 w}{2(d_2 + w)} \approx \frac{j_1 d_1}{2} + \frac{j_2 d_2}{2} \quad (5.2.3)$$

で与えられる。Layer1(2) の膜厚 $d_{1(2)}$ と抵抗率 $\rho_{1(2)}$ を用いて Layer1 の有効膜厚を表すと $d_1^{\text{eff}} = d_1 + (\rho_1/\rho_2)d_2$ となり、これを用いると、式 (5.2.3) は

$$h_{\text{Oe}} = \frac{j_1 d_1^{\text{eff}}}{2} \quad (5.2.4)$$

のように単純化できる。したがって、Layer1 が Fe_3Si 、Layer2 が Ti 、FM が Co のときの FMR スピントルク生成効率は

$$\xi_{\text{FMR,Co}} = \frac{S_{\text{Co}}}{A_{\text{Co}}} \frac{e\mu_0 M_{\text{s,Co}} d_{\text{Co}} (d_{\text{Fe}_3\text{Si}}^{\text{eff}})}{\hbar} \sqrt{1 + \frac{M_{\text{eff,Co}}}{H_{\text{FMR,Co}}}} \quad (5.2.5)$$

と書くことができる。ここで、 S_{Co} と A_{Co} は Co 層における異方性磁気抵抗効果によって誘起される直流電圧の対称成分と非対称成分である。 $M_{\text{s,Co}}$ 、 d_{Co} 、 $M_{\text{eff,Co}}$ および $H_{\text{FMR,Co}}$ は、それぞれ Co 層の飽和磁化、厚さ、有効反磁場、および共鳴磁場を表している。ここで、 $d_{\text{Fe}_3\text{Si}}^{\text{eff}} = d_{\text{Fe}_3\text{Si}} + (\rho_{\text{Fe}_3\text{Si}}/\rho_{\text{Ti}})d_{\text{Ti}}$ は Fe_3Si 層の有効膜厚であり、 $d_{\text{Fe}_3\text{Si}(\text{Ti})}$ および $\rho_{\text{Fe}_3\text{Si}(\text{Ti})}$ は、それぞれ $\text{Fe}_3\text{Si}(\text{Ti})$ 層の膜厚と抵抗率である。 $\text{Co/Ti/Fe}_3\text{Si}$ デバイスに対して、FMR スピントルク生成効率の周波数 f 依存性から ST-FMR 測定の妥当性を検証した結果、図 5.5(c) に示されているように $\xi_{\text{FMR,Co}}$ は f に依存せず、ST-FMR 測定で期待される振る舞いとなっていることが確認された [171]。

5.3 Fe_3Si におけるスピホール効果

Fe_3Si 層のスピホール効果を調べるために、 $H = H_{\text{FMR,Co}}$ 付近における $V_{\text{DC,Co}}$ に注目する。 $H = H_{\text{FMR,Co}}$ においては、 Co 層の磁化は Fe_3Si のスピホール効果により誘起されるスピントルクを検出している。ST-FMR 電圧 $V_{\text{DC,Co}}$ より、印加電場 E あたりのダンピングライクトルク効率

$$\xi_{\text{DL,Co}}^E = \frac{2e}{\hbar} \frac{\mu_0 M_{\text{s,Co}} d_{\text{Co}} H_{\text{DL}}}{E} \quad (5.3.1)$$

を求める。測定電圧 V_{DC} のフィッティングにより決定した S_{Co} から、 Co 層の磁化に作用するダンピングライク有効磁場 H_{DL} は

$$S_{\text{Co}} = \frac{I_{\text{RF}} \Delta R}{2\sqrt{2}} \mu_0 H_{\text{DL}} \frac{\sqrt{\mu_0 H_{\text{FMR,Co}} (\mu_0 H_{\text{FMR,Co}} + \mu_0 M_{\text{eff,Co}})}}{W_{\text{Co}} (2\mu_0 H_{\text{FMR,Co}} + \mu_0 M_{\text{eff,Co}})} \quad (5.3.2)$$

を用いて定量できる [109, 172]。ここで、 I_{RF} は ST-FMR デバイスに流れる高周波電流であり、 ΔR は Co 層の異方性磁気抵抗効果による ST-FMR デバイスの抵抗変化である。なお、 Fe_3Si 層からの ΔR への寄与は、参照デバイス $\text{SiO}_2(4 \text{ nm})/\text{Fe}_3\text{Si}(5 \text{ nm})/\text{MgO}$ 基板の異方性磁気抵抗

効果を測定することにより差し引いた。 I_{RF} は、第3章で述べたように電流によるジュール発熱によるデバイスの抵抗変化を測定することにより決定した。直流電流と高周波電流による抵抗変化を比較して求めた高周波パワー P と高周波電流 I_{RF} の関係を図 5.5(d) に示す。高周波電流と測定されたデバイス抵抗を用いて、Co 層の磁化に誘起されるダンピングライクトルク効率は $\xi_{DL,Co}^E = 400 \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$ と求められる。

ここで得られた $\xi_{DL,Co}^E$ の値は、Fe₃Si 層のスピnhall効果による寄与に支配されている。Co/Ti/Fe₃Si(001) デバイスでは、Ti 層のスピnhall効果と Co/Ti 界面および Ti/Fe₃Si 界面の効果も $\xi_{DL,Co}^E$ に寄与する可能性がある。しかし Ti のスピnhall伝導度は $\xi_{DL,Co}^E$ の測定値に比べて非常に小さいため [164]、Ti 層のスピnhall効果からの $\xi_{DL,Co}^E$ への寄与は無視できる。また、軌道トルクは主に厚い Ti 層と強磁性層を持つデバイスにおいて顕著であることと、Co は軌道注入に対する応答が比較的小さいことから、Ti 層由来の軌道トルクの寄与も小さいと仮定する [81, 173]。測定された $\xi_{DL,Co}^E$ の値が、Ni の強いスピnhall相互作用により軌道応答が顕著である Ni(8nm)/Ti(3nm) デバイスにおける軌道トルク効率より大きいという事実によりこの仮定の妥当性が支持される [81]。Ti/Fe₃Si 界面からの $\xi_{DL,Co}^E$ への寄与を見積もるために、SiO₂(4nm)/Ti(3nm)/Fe₃Si(5 nm)(001)/MgO(001) 基板デバイスの ST-FMR を測定した。このデバイスでは、Fe₃Si 層がスピnhallトルクの検出層である。Ti/Fe₃Si(001) デバイスでは $\xi_{DL,Fe_3Si}^E = -30.6 \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$ であり、Co/Ti/Fe₃Si(001) デバイスの $\xi_{DL,Co}^E$ より一桁以上小さい。この結果は、Ti/Fe₃Si 界面がスピnhallトルクの生成に果たす役割は小さいことを示唆している。また、Fe₃Si 層の ST-FMR 信号から Co/Ti/Fe₃Si(001) デバイスの ξ_{DL,Fe_3Si}^E を見積もった。ここで、Fe₃Si 層の FMR はエルステッド磁場だけでなく、Co/Ti 界面、Ti/Fe₃Si 界面および Co 層から発生するスピnhallトルクによっても駆動される。 V_{DC,Fe_3Si} の測定結果 (図 5.5(a) 参照) から、 $\xi_{DL,Fe_3Si}^E = -37.3 \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$ と定量された。これは Co/Ti/Fe₃Si(001) デバイスの $\xi_{DL,Co}^E$ より一桁以上小さい。Ti/Fe₃Si(001) デバイスと Co/Ti/Fe₃Si(001) デバイスの間の ξ_{DL,Fe_3Si}^E の差が小さいことは、Co/Ti 界面と Co 層に由来するダンピングライクトルクはごく僅かであることを示唆している。Co のスピnhall効果の大きさと符号は結晶軸に対する電流方位に依存するため、多結晶 Co のスピnhall効果は非自明である [93] が、本実験結果は、スパッタされた Co 層のスピnhall効果の符号が負であることを示唆しており、最近の実験研究と一致している [174]。また、Co/Ti/Fe₃Si(001) デバイスの Fe₃Si 磁化に働くダンピングライクトルクが $\xi_{DL,Fe_3Si}^E = -37.3 \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$ と小さいという結果は、Fe₃Si 層の FMR が主にエルステッド磁場によって駆動されていることを示しており、これは V_{DC,Fe_3Si} が反対称成分によって支配されていることと整合する (図 5.5(a))。

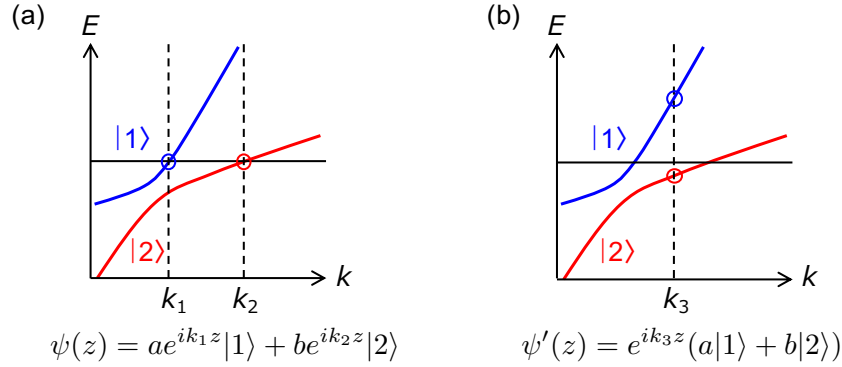


図 5.6 強磁性体のバンド構造の模式図。(a) 外部注入スピン流の場合、注入された電子は波数が異なりエネルギーが同じ状態の重ね合わせとして表される。(b) 強磁性体中の内因性スピンホール効果により生成するスピン流の場合、波数が同じでエネルギーの異なる状態の重ね合わせとして表される。

ダンピングライクトルクは、注入されたスピンの磁化と直交する成分から生じる。このことと $\mathbf{m}_{\text{Fe}_3\text{Si}} \parallel \mathbf{m}_{\text{Co}}$ より、 $\mathbf{m}_{\text{Co}}$ に対するダンピングライクトルクの観測は、 Fe_3Si 層におけるスピンホール効果が $\mathbf{m}_{\text{Fe}_3\text{Si}}$ と直交するスピン成分を持つスピン流を生成していることを示している。強い交換磁場のために直交方向のスピンは強磁性体中で歳差運動を行い、迅速に緩和すると予想されるため、磁化と平行でないスピンの Fe_3Si 中での生成・輸送は直感に反するものである。実際、磁化と直交するスピンを持つ電子が強磁性体に注入されると、直交するスピン密度は急速に減衰することが報告されている [79, 80, 101, 175, 176]。この状況では交換分裂のため、注入された電子状態は異なる波数ベクトルで同じエネルギーを持つマジョリティーおよびマイノリティー固有状態の重ね合わせである (図 5.6(a))。波数ベクトルが異なるため、マジョリティー固有状態とマイノリティー固有状態間の位相差は空間的に変化し、磁化を軸としたスピンの歳差が生じる。スピンの歳差運動は注入された電子間でインコヒーレントであり、dephasing を引き起こす (第3章参照)。対照的に、強磁性体内のスピンホール効果の内因性メカニズムによって生成されたスピン流は、交換分裂があるにもかかわらず dephasing から保護されると予測されている [93, 101]。内因性スピンホール効果では、印加電場により同じ波数ベクトルで異なるエネルギーを持つ固有状態が結合する (図 5.6(b))。摂動状態が単一の波数ベクトルのみを持つため、スピン方向は空間的な振動を示さず、したがって強磁性体内においてスピンの横方向成分が存在できる。

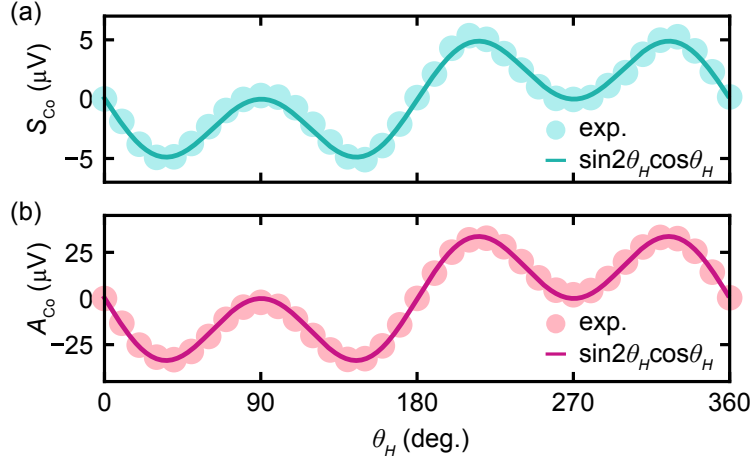


図 5.7 Co/Ti/Fe₃Si(001) デバイスにおける $f = 13$ GHz での (a) S_{Co} および (b) A_{Co} の θ_H に対する依存性。プロットは実験データ、実曲線は $\sin 2\theta_H \cos \theta_H$ に比例する関数を用いたフィッティング結果である。

5.4 スピンホール効果の磁化角度依存性

スピン方向 σ が $\mathbf{m}_{\text{Fe}_3\text{Si}}$ と直交するスピン流について調べるために、 $\mathbf{m}_{\text{Fe}_3\text{Si}}$ を回転させて σ と $\mathbf{m}_{\text{Fe}_3\text{Si}}$ の相対角を変えた測定を行った (図 5.3 参照)。図 5.7 に Co/Ti/Fe₃Si(001) デバイスにおける θ_H に対する S_{Co} および A_{Co} の依存性を示す。ここで、 $\mathbf{m}_{\text{Fe}_3\text{Si}}$ は H の方向を向くため、 $\mathbf{m}_{\text{Fe}_3\text{Si}}$ の面内角度は $\theta_{\text{Fe}_3\text{Si}} = \theta_H$ である。図 5.7 に示されるように、 $S_{\text{Co}} \propto \sin 2\theta_H \cos \theta_H$ および $A_{\text{Co}} \propto \sin 2\theta_H \cos \theta_H$ の関係が見られる。前述のようにダンピングライクトルクによる面外有効磁場 h_z は Fe₃Si 層内のスピンホール効果によって支配されているため、以下では、 h_z に比例する S_{Co} に焦点を当てる。

電場 $\mathbf{E}$ の $\hat{\mathbf{x}}$ 方向への印加により、スピンホール効果が $\hat{\mathbf{y}}$ 方向のスピン偏極 ($\sigma \parallel \hat{\mathbf{y}}$) と $\hat{\mathbf{z}}$ 方向の流れをもつスピン流 Q_z^y を生成する状況を考える。 Q_z^y が強磁性層に注入されると、 $h_z = H_{\text{DL}}|\mathbf{m} \times \sigma| = H_{\text{DL}} \cos \theta_{\text{FM}} = H_{\text{DL}} \cos \theta_H$ と表される面外有効磁場が発生する。ここで θ_{FM} は磁化角度である。ダンピングライク有効磁場 H_{DL} は強磁性層に注入された Q_z^y に比例するため $h_z \propto Q_z^y \cos \theta_H$ となる。さらに S は h_z に比例することから $S \propto Q_z^y \sin 2\theta_H \cos \theta_H$ を得る。ここで $\sin 2\theta_H$ は強磁性検出層内の異方性磁気抵抗効果に起因する (詳細は第 3 章参照)。

図 5.7(a) に示される S_{Co} の θ_H 依存性は、Fe₃Si 層におけるスピンホール効果が等方的であることを示している。Co/Ti/Fe₃Si(001) デバイスの $S_{\text{Co}} \propto Q_z^y \sin 2\theta_H \cos \theta_H$ という依存

性において、 Q_z^y の θ_H 依存性は非自明である。その理由は、 θ_H の変化が Fe_3Si 層内におけるスピンホール効果のスピン方向 σ と $\mathbf{m}_{\text{Fe}_3\text{Si}}$ との相対角度を変えるからである。たとえば、 $\theta_H = 0$ では磁場と直交方向のスピン ($\sigma \perp \mathbf{m}_{\text{Fe}_3\text{Si}}$)、 $\theta_H = 90^\circ$ では磁場と平行方向のスピン ($\sigma \parallel \mathbf{m}_{\text{Fe}_3\text{Si}}$) となる。もし Q_z^y が σ と $\mathbf{m}_{\text{Fe}_3\text{Si}}$ の相対角度に依存する、つまり Fe_3Si 層のスピンホール効果が異方的であるならば、 Q_z^y は θ_H と共に変化するため、 S_{Co} は $\sin 2\theta_H \cos \theta_H$ に比例しない。それにもかかわらず、 $S_{\text{Co}} \propto \sin 2\theta_H \cos \theta_H$ が観測されたということは、 Fe_3Si 層のスピンホール効果による Q_z^y が θ_H に依存しないことを示している。この結果は、 Fe_3Si 層で生成されたスピン流が磁化の方向に依存しないことを示しており、内因性スピンホール効果によるスピン流が spin dephasing の影響を受けず、磁化に対して等方的であることを示す実験的証拠である。同様のことがトルク生成効率からも言える。式 (3.2.29) と式 (3.2.30) は、 S と A の磁場角度 θ_H に対する依存性が $S \propto \xi_{\text{DL}}^E \sin 2\theta_H \cos \theta_H$ および $A \propto \left(\frac{\xi_{\text{FL}}^E E}{M_s d_{\text{FM}}} \frac{\hbar}{2e} + \mu_0 \frac{j_1 d_1^{\text{eff}}}{2} \right) \sin 2\theta_H \cos \theta_H$ であることを示している。この結果から、観測された θ_H 依存性、すなわち $S \propto \sin 2\theta_H \cos \theta_H$ および $A \propto \sin 2\theta_H \cos \theta_H$ (図 5.7) が ξ_{DL}^E および ξ_{FL}^E が θ_H に依存しないことを示していることがわかる。これにより、ダンピングライクトルクとフィールドライクトルクの起源が磁化方向に依存しないこと、すなわち Fe_3Si 層のスピンホール効果の等方性が示されている。 Fe_3Si における等方的なスピンホール効果の観測は、最近の立方晶強磁性体に関する第一原理計算とも一致している [93]。なお、 S_{Co} および A_{Co} の $\sin 2\theta_H \cos \theta_H$ 依存性は、 $\text{Co/Ti/Fe}_3\text{Si}(001)$ デバイスにおいて、磁化による対称性の破れに起因する Q_z^x などのスピン流が存在しないことも示唆している [158, 161, 177]。

5.5 スピントルク強磁性共鳴測定時のスピン異常ホール効果によるトルク

前節までの議論では、 Co 層の磁化 $\mathbf{m}_{\text{Co}}$ と Fe_3Si 層の磁化 $\mathbf{m}_{\text{Fe}_3\text{Si}}$ が平行に揃っているとみなしたが、以下ではより微視的な観点から、 Co 層の磁化 $\mathbf{m}_{\text{Co}}$ と Fe_3Si 層の磁化 $\mathbf{m}_{\text{Fe}_3\text{Si}}$ の歳差運動の間に有限の位相差がある場合、すなわち両者が平行ではない場合について述べる。二つの層の共鳴磁場が十分に離れていない場合、 Co 層の共鳴磁場 $H = H_{\text{FMR,Co}}$ において、 Co 層の磁化 $\mathbf{m}_{\text{Co}}$ だけでなく Fe_3Si 層の磁化 $\mathbf{m}_{\text{Fe}_3\text{Si}}$ もゼロでない位相差を持って振動する。このことは、 Fe_3Si 層のスピン異常ホール効果によって生成されるスピン流のスピン偏極 $\sigma(\parallel \mathbf{m}_{\text{Fe}_3\text{Si}})$ が、 Co 層の磁化 $\mathbf{m}_{\text{Co}}$ に垂直な成分、すなわち $\mathbf{m}_{\text{Co}}$ にトルクを与えることができる成分を持ち得ることを意味する。この状況を図 5.8 に示す。 $\mathbf{m}_{\text{Co}}$ に垂直なスピン成分だ

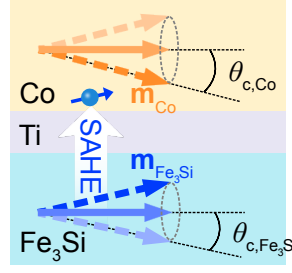


図 5.8 歳差運動をしている Fe_3Si 層中のスピン異常ホール効果 (SAHE) によって生成されるスピンの模式図。 $\mathbf{m}_{\text{Co}}$ と $\mathbf{m}_{\text{Fe}_3\text{Si}}$ がそれぞれコーン角 $\theta_{c,\text{Co}}$ と $\theta_{c,\text{Fe}_3\text{Si}}$ で外部磁場の周りに歳差運動するとき、スピンのスピンの偏極方向 σ は $\mathbf{m}_{\text{Co}}$ に対して非線形になりうる。

けがトルクに寄与できるため、この機構によるトルクは $\sin \theta_R$ に比例する。ここで θ_R は $\mathbf{m}_{\text{Co}}$ と $\mathbf{m}_{\text{Fe}_3\text{Si}}$ の相対角である。

$\mathbf{m}_{\text{Co}}$ と $\mathbf{m}_{\text{Fe}_3\text{Si}}$ の相対角 θ_R が最大になるのは、両者の磁化の位相差が π のときであり、最大相対角は $\theta_R = \theta_{c,\text{Co}} + \theta_{c,\text{Fe}_3\text{Si}}$ となる。ここで、 $\theta_{c,\text{Co}}$ と $\theta_{c,\text{Fe}_3\text{Si}}$ はそれぞれ Co 層と Fe_3Si 層の磁化歳差運動の円錐角である。 $\sin \theta_R$ の最大値を見積もるために、13 GHz におけるコーン角 $\theta_{c,\text{FM}}$ (FM = Co, Fe_3Si) を、歳差運動が円形であるという仮定の元で

$$\theta_{c,\text{FM}} = \frac{\mu_0 h_{\text{rf},\text{FM}} \cos \theta_H}{W_{\text{FM}} \sqrt{1 + \left[\frac{(\mu_0 H_{\text{ext}} - \mu_0 H_{\text{FMR},\text{FM}})(\mu_0 H_{\text{ext}} + \mu_0 H_{\text{FMR},\text{FM}} + \mu_0 M_{s,\text{FM}})}{W_{\text{FM}} \mu_0 M_{s,\text{FM}}} \right]^2}} \quad (5.5.1)$$

を用いて計算する [178, 179]。ここで、RF 駆動磁場は主にエルステッド磁場とフィールドライク有効磁場を含む面内有効磁場 $h_{\text{rf},\text{FM}} \approx h_{y',\text{FM}}$ に支配されているとみなす。これは、図 5.5(a) に示すように両強磁性体の ST-FMR 信号が、 $h_{y',\text{FM}}$ に対応する反対称成分 A_{FM} に支配されているためである。式 (5.5.1) を ST-FMR 信号から得られたパラメータを用いて計算すると、 $\cos \theta_H = 1$ のとき、 $\theta_{c,\text{Fe}_3\text{Si}} = 0.25^\circ$ 、 $\theta_{c,\text{Co}} = 1.70^\circ$ となり、 $\sin \theta_R$ の最大値は $\sin(1.95^\circ) \approx 0.03$ とわかる。この結果は、 Fe_3Si 層のスピン異常ホール効果によって生成されたスピンのうち $\mathbf{m}_{\text{Co}}$ のトルクに寄与できるのは多くても 3% 程度であることを示している。したがって、スピン異常ホール効果によるトルクへの寄与は十分に小さいとみなせる。

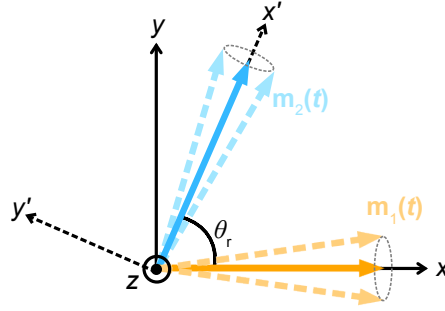


図 5.9 2つの強磁性層の磁化 $\mathbf{m}_1(t)$ と $\mathbf{m}_2(t)$ の歳差運動の概略図。 x 軸と x' 軸は、それぞれ $\mathbf{m}_1(t)$ と $\mathbf{m}_2(t)$ の歳差運動軸に平行とする。 θ_r は、 $\mathbf{m}_1(t)$ と $\mathbf{m}_2(t)$ の歳差軸間の相対角度である。

5.6 スピントルク強磁性共鳴測定時の巨大磁気抵抗効果による整流効果

本節では、Co/Ti/Fe₃Si デバイスにおける ST-FMR 測定時の巨大磁気抵抗効果 (Giant magnetoresistance: GMR) の影響を考察する。巨大磁気抵抗効果は、2つの強磁性層 FM1 と FM2 および常磁性層 NM からなる三層膜 FM1/NM/FM2 の抵抗が FM1 と FM2 の磁化の相対角度 θ_r に依存して変化する効果である。このとき三層膜の抵抗 R は、FM1 の磁化 $\mathbf{m}_1$ と FM2 の磁化 $\mathbf{m}_2$ を用いて

$$R = R_P + \frac{1}{2} \Delta R_{\text{GMR}} (1 - \mathbf{m}_1 \cdot \mathbf{m}_2) \quad (5.6.1)$$

と表される。ここで、 $\Delta R_{\text{GMR}} = R_{\text{AP}} - R_P$ であり、 R_P (R_{AP}) は $\mathbf{m}_1$ と $\mathbf{m}_2$ が平行 (反平行) のときの素子抵抗を表す。図 5.9 に示すように、 $\mathbf{m}_1$ と $\mathbf{m}_2$ が有限な位相差 ϕ を有しながら印加高周波電流 $I(t) = I_{\text{RF}} \cos \omega t$ と同じ周波数で歳差運動する状況を考える。この時、二つの層の磁化は

$$\mathbf{m}_1(t) = \begin{pmatrix} m_{1,x} \\ \delta m_{1,y} \cos \omega t \\ \delta m_{1,z} \sin \omega t \end{pmatrix} \quad (5.6.2)$$

$$\mathbf{m}_2(t) = \begin{pmatrix} m_{2,x'} \cos \theta_r - \delta m_{2,y'} \sin \theta_r \cos(\omega t - \phi) \\ m_{2,x'} \sin \theta_r + \delta m_{2,y'} \cos \theta_r \cos(\omega t - \phi) \\ \delta m_{2,z} \sin(\omega t - \phi) \end{pmatrix} \quad (5.6.3)$$

と表される。この時、FM1/NM/FM2 三層膜の抵抗 $R(t)$ は巨大磁気抵抗効果により振動し、式 (5.6.1)、式 (5.6.2)、式 (5.6.3) を用いて

$$R(t) = R_P + \frac{1}{2} \Delta R_{\text{GMR}} \{1 - [m_{1,x} m_{2,x'} \cos \theta_r - m_{1,x} \delta m_{2,y'} \sin \theta_r \cos(\omega t - \phi) + \delta m_{1,y} m_{2,x'} \sin \theta_r \cos \omega t + \delta m_{1,y} \delta m_{2,y'} \cos \theta_r \cos \omega t \cos(\omega t - \phi) + \delta m_{1,z} \delta m_{2,z} \sin \omega t \sin(\omega t - \phi)]\} \quad (5.6.4)$$

と表される。抵抗の変化と高周波電流により、発生する電圧は

$$\begin{aligned} V(t) &= R(t)I(t) \\ &= \frac{\Delta R_{\text{GMR}} I_{\text{RF}}}{4} (m_{1,x} \delta m_{2,y'} \sin \theta_r \cos \phi - \delta m_{1,y} m_{2,x'} \sin \theta_r) \\ &\quad + I_{\text{RF}} R_P \cos \omega t + \frac{\Delta R_{\text{GMR}} I_{\text{RF}}}{2} (1 - m_{1,x} m_{2,x'} \cos \theta_r) \cos \omega t \\ &\quad - \frac{\Delta R_{\text{GMR}} I_{\text{RF}}}{8} (3 \delta m_{1,y} \delta m_{2,y'} \cos \theta_r \cos \phi + \delta m_{1,z} \delta m_{2,z} \cos \phi) \cos \omega t \\ &\quad - \frac{\Delta R_{\text{GMR}} I_{\text{RF}}}{8} (\delta m_{1,y} \delta m_{2,y'} \cos \theta_r \sin \phi - \delta m_{1,z} \delta m_{2,z} \sin \phi) \sin \omega t \\ &\quad - \frac{\Delta R_{\text{GMR}} I_{\text{RF}}}{4} (-m_{1,x} \delta m_{2,y'} \sin \theta_r \cos \phi + \delta m_{1,y} m_{2,x'} \sin \theta_r) \cos 2\omega t \\ &\quad + \frac{\Delta R_{\text{GMR}} I_{\text{RF}}}{4} m_{1,x} \delta m_{2,y'} \sin \theta_r \sin \phi \sin 2\omega t \\ &\quad - \frac{\Delta R_{\text{GMR}} I_{\text{RF}}}{8} (\delta m_{1,y} \delta m_{2,y'} \cos \theta_r \cos \phi - \delta m_{1,z} \delta m_{2,z} \cos \phi) \cos 3\omega t \\ &\quad - \frac{\Delta R_{\text{GMR}} I_{\text{RF}}}{8} (\delta m_{1,y} \delta m_{2,y'} \cos \theta_r \sin \phi - \delta m_{1,z} \delta m_{2,z} \sin \phi) \sin 3\omega t \quad (5.6.5) \end{aligned}$$

のように異なる周波数成分を持つ。このうち直流成分 $V_{\text{DC}}^{\text{GMR}}$ は

$$V_{\text{DC}}^{\text{GMR}} = \frac{\Delta R_{\text{GMR}} I_{\text{RF}}}{4} \sin \theta_r (m_{1,x} \delta m_{2,y'} \cos \phi - \delta m_{1,y} m_{2,x'}) \quad (5.6.6)$$

と表される。Co/Ti/Fe₃Si デバイスでは、FM1 層と FM2 層 (Co 層と Fe₃Si 層) の磁化は外部磁化と平行、すなわち $\theta_r = 0$ である。このとき、式 (5.6.6) は $V_{\text{DC}}^{\text{GMR}} = 0$ となることから、本研究における ST-FMR 測定では巨大磁気抵抗効果による整流効果を見捨てる。

5.7 本章のまとめ

本章では、強磁性体中のスピン流の生成と輸送について調べた。Co/Ti/Fe₃Si デバイスの電流誘起トルクを測定することで、エピタキシャル強磁性体における等方的なスピンホール効果を観測した。ST-FMR の結果、Fe₃Si 層内のスピンホール効果が磁化 $\mathbf{m}_{\text{Fe}_3\text{Si}}$ と直交するスピン偏極 σ を持つスピン流を生成することが明らかとなった。さらに、Fe₃Si 層内のスピンホー

ル効果によるスピン流生成は $\mathbf{m}_{\text{Fe}_3\text{Si}}$ の角度に依存しないことが示された。これらの結果は、内因的に生成される横方向のスピンは spin dephasing の影響を受けず、強磁性体におけるスピnhall効果が等方的であることを示している。本研究成果は、内因的に生成されるスピン流と外部から注入されるスピン流の本質的な違いを際立たせ、強磁性体におけるスピン輸送の理解を深めるものである。

第 6 章

複合酸化物ヘテロ構造における電流誘起トルク

本章では、複合酸化物ヘテロ構造におけるスピン流の生成と電流誘起トルクについて調べた。近年、スピントロニクスにおける有望なプラットフォームとして複合酸化物界面に形成される二次元電子ガス (2DEG) が期待されている。これまで、酸化物二次元電子ガスにおける直接および逆エデルシュタイン効果 (EE) による非常に効率的な電流・スピン流相互変換が示されてきた [37, 62–77]。ST-FMR 測定は酸化物二次元電子ガスにおける電流・スピン流変換の定量に用いられる代表的な手法であるが [180]、最近の研究では、酸化物ベースのデバイスにおける ST-FMR 測定に内在する強いアーティファクトが示唆されている (図 6.1) [78]。二次元電子ガスの形成に主に使用されている SrTiO_3 (STO) や KTaO_3 (KTO) などの複合酸化物基板は、その高い誘電率のためにコンデンサとして機能する^{*1} [181, 182]。したがって、強磁性金属 (FM) /酸化物基板デバイスは、図 6.1(b) に示すように強磁性層の抵抗 R_{FM} と酸化物基板に形成されるコンデンサ $C_{\text{substrate}}$ の並列接続とみなせる。基板のリアクタンス $\chi_{\text{substrate}} = 1/j2\pi f C_{\text{substrate}}$ は周波数 f が増加するにつれて減少するため、基板は高周波で伝導性を示すようになる。その結果、ST-FMR 測定において高周波電流の一部が酸化物基板内を流れる可能性がある。酸化物基板におけるリーク高周波電流 $I_{\text{substrate}}$ によって生成されるエルステッド磁場 H_{Oe} は強磁性層にトルクを誘起し、それがトルク効率の評価に強く影響を与える可能性がある。STO 基板は、様々な用途への適用性や豊かな物理的特性から、スピ

本章は N. Soya, T. Katase, K. Ando, *Elastic and inelastic spin transport in SrTiO₃-based magnetic heterostructure*, *Adv. Electron. Mater.* 8, 2200232 (2022) から一部転載している。©2022 Wiley-VCH GmbH. DOI: 10.1002/aelm.202200232

^{*1} STO の比誘電率は $\epsilon_r \sim 300$ [181]、KTO の比誘電率は $\epsilon_r \sim 290$ [182]、SiO₂ の比誘電率は $\epsilon_r \sim 3.9$ [183]、MgO の比誘電率は $\epsilon_r \sim 9.9$ [184] である。

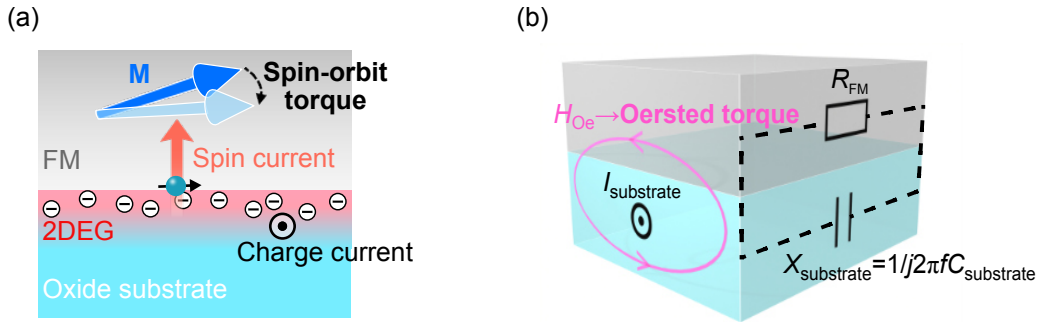


図 6.1 強磁性体/酸化物基板の ST-FMR 測定におけるトルク生成メカニズム。(a) 二次元電子ガスにおけるエデルシュタイン効果で生成したスピン流が強磁性体の磁化にスピン軌道トルクを誘起する。(b) 基板中を流れるリーク高周波電流によるエルステッド磁場が強磁性体の磁化にエルステッドトルクを誘起する。

ントロニクスデバイスに広く一般的に用いられており、STO 基板を用いたデバイスにおける ST-FMR 測定は、二次元電子ガスによる電流・スピン流変換の定量 [71–76] だけでなく、結晶性 [185–187] や強誘電性 [188] の変調によるトルク制御、さらには超伝導体における軌道ラシュバ効果 [189] の解明など、多様な研究において主要な役割を果たしてきた。したがって、それらの測定に内在するアーティファクトを明らかにすることは、スピントロニクス分野全体にとって重要な意味を持つ。

本章では、STO 基板デバイスにおける ST-FMR を体系的に調べた。ST-FMR によって決定されたトルク効率において、二次元電子ガスの有無による有意な差は見られなかった。さらにトルク効率は強磁性層の厚さと飽和磁化にスケールすることを明らかにした。これらの結果は、STO 基板デバイスにおける ST-FMR 信号が、スピン軌道トルクではなく、STO 基板内のリーク高周波電流によって生成されるエルステッド磁場により支配されていることを示している。

6.1 SrTiO₃ 基板デバイスの作製

本研究では、STO(001) 基板を Ar イオンエッチングする方法、または STO(001) 基板の上に Al 薄膜や LaAlO₃(LAO) 薄膜を積層する方法によりデバイス中に二次元電子ガスを形成した。以下に、それぞれの方法において二次元電子ガスが形成されるメカニズムについて説明する。

まず、Ar イオンエッチングによる二次元電子ガスの形成について説明する [190]。STO は図 6.2 に示されるようなペロブスカイト構造を持つ。Ar イオンエッチングにより STO 最表面層の酸素が除去されると、その層の下にある酸素がそれを埋めるように最表面へ移動すること

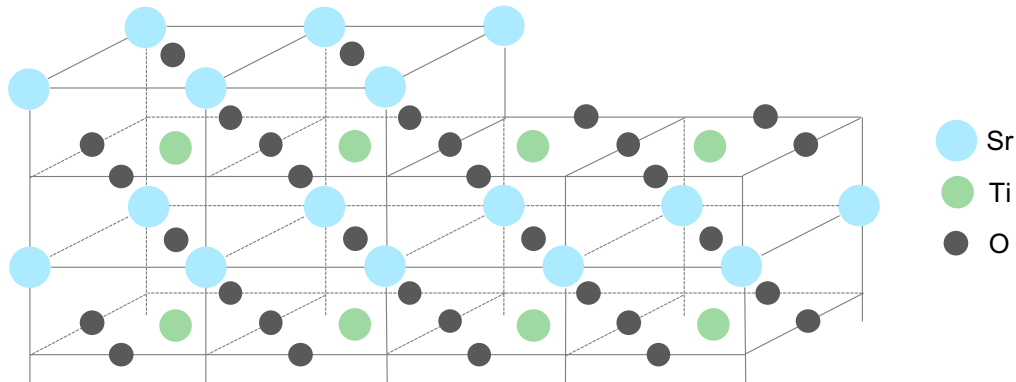


図 6.2 STO の結晶構造の模式図。

で酸素原子のエッチングが進行する。このようにして STO 表面近傍に酸素空孔が生じることにより STO が還元され、STO 表面に伝導層、すなわち二次元電子ガスが形成される。酸素空孔が生じるのは、酸素が Sr や Ti と比較してエッチングされやすいためである。酸素のエッチングされやすさに寄与している要因は複数ある。第一に、酸素は Sr や Ti と比較して軽く、除去されやすいためである^{*2}。第二に、酸素は最隣接原子位置までの距離が Sr や Ti と比較して短いためである^{*3}。第三に、酸素の最隣接原子間に他の種類の原子が存在せず、直接的な移動が妨げられないためである^{*4}。これらの複合的効果により STO 表面に酸素空孔が生じ、二次元電子ガスが形成される。また、このときの二次元電子ガスの電子密度はエッチング時間に依存する。

次に、Al 薄膜の積層による二次元電子ガスの形成について説明する [191–193]。Al は反応性の高い金属であり、容易に酸化される。このため、Al を STO に積層すると両者の間で酸化還元反応が起こる。Al が酸素を奪い酸化される一方で、STO から酸素が抜けることで STO が還元される。結果として STO 表面に二次元電子ガスが形成される^{*5}。

最後に、LAO 薄膜の積層による二次元電子ガスの形成について説明する [194]。これは、LAO/STO 界面における極性の不連続性により説明される。STO は図 6.3(a) に示すようなイオン状態となっている。単位格子・単位面あたりの正味の電荷は SrO 面と TiO₂ 面の両者ともゼロであり、STO は [001] 軸に沿って無極性である。一方で LAO の単位格子・単位面あたりの正味の電荷は、図 6.3(b) に示すように LAO 面については +1、AlO₂ 面については -1 となっている。このため LAO は [001] 軸に沿って極性を有しており、図 6.4 に示すように、膜厚と

^{*2} Sr、Ti、O の原子番号はそれぞれ 38、22、8 である。

^{*3} 酸素の最隣接原子間距離は Ti や Sr の最隣接原子間距離の $1/\sqrt{2}$ 倍である。

^{*4} Ti の最隣接原子間には酸素原子が存在するため、直接的な移動が妨げられる。

^{*5} 反応性の高い Ta や Y などの金属を積層することによっても二次元電子ガスが形成される。

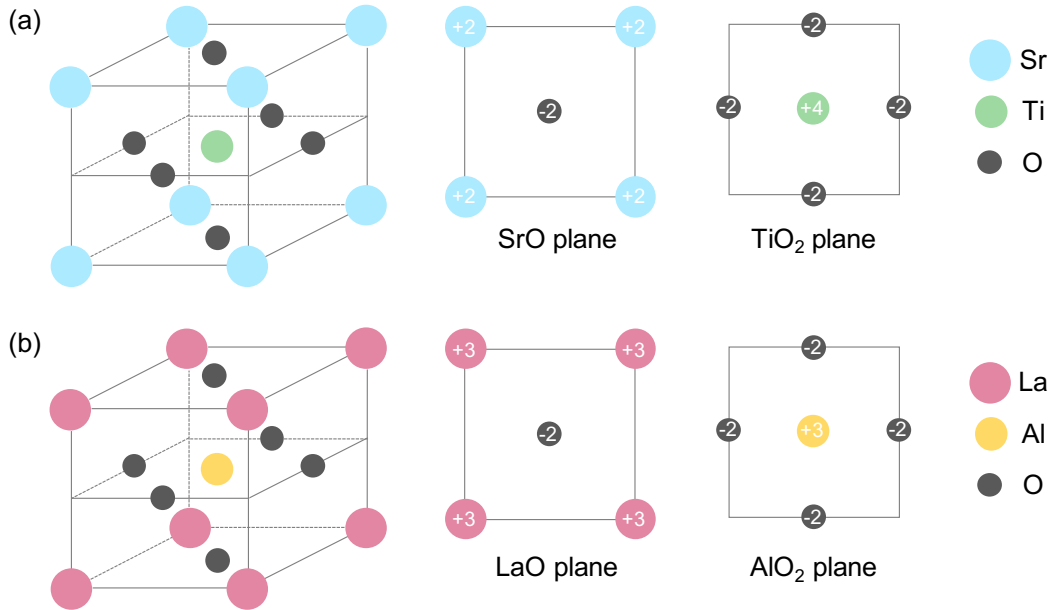


図 6.3 (a) STO の単位格子の模式図 (左) および SrO 面 (中) と TiO₂ 面 (右) のイオン状態の模式図。(b) LAO の単位格子の模式図 (左) および LaO 面 (中) と AlO₂ 面 (右) のイオン状態の模式図。

ともに増大するポテンシャルを形成する。LAO の厚さが 4 単位格子 (unit cell: uc) 以上になると、累積されたポテンシャルにより LAO の価電子帯から STO の伝導帯へ電子が移動する。これにより STO 表面に二次元電子ガスが形成される。

以下では本章におけるデバイス作製方法を説明する。FM が Ni または Ni₈₁Fe₁₉ である FM/STO デバイス、FM/Ar イオンエッチングされた STO (Ar⁺STO) デバイス、FM/Al/STO デバイス、および FM/LAO/STO デバイスを次の方法で製作した。(i)Ar⁺STO : RF80 W のマグネトロンスパッタリングにより、STO(001) 基板を Ar イオンエッチングした。(ii)Al/STO : 0.4 Pa の Ar 雰囲気下でマグネトロンスパッタリングにより 2 nm の Al 薄膜を TiO₂ 終端の STO(001) 基板上に堆積した。TiO₂ 終端のために、あらかじめ基板を大気中 900 °C で 30 分間アニールし、その後、緩衝フッ化水素酸で 3 分間化学エッチングした。(iii) LAO/STO : 550°C、10⁻² Pa の酸素圧下でパルスレーザー堆積法により TiO₂ 終端の STO(001) 基板上に 5 uc の LAO 薄膜を成長した。TiO₂ 終端のために、あらかじめ基板を緩衝フッ化水素酸で 3 分間化学エッチングした。LAO 層の厚さは、反射高エネルギー電子回折法 (Reflection High Energy Electron Diffraction : RHEED) を用いてモニタリングした。未処理の STO(001) 基板または上記の (i) から (iii) で説明した前処理を施した STO(001) 基板上に、Ni または Ni₈₁Fe₁₉ を室温で 0.4 Pa の Ar 雰囲気下でスパッタリングした。LAO/STO サンプルは、LAO 層を成膜

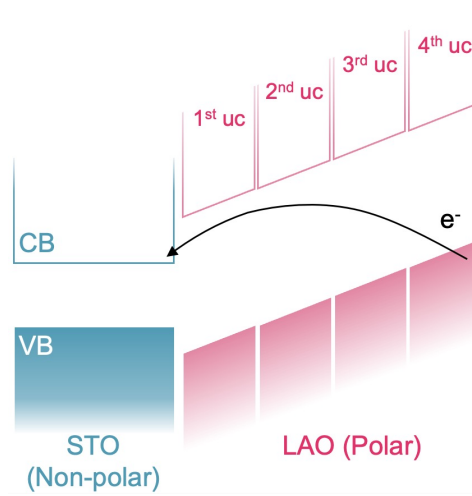


図 6.4 STO/LAO のバンド構造の模式図。LAO 中の分極により、LAO の価電子帯 (VB) が膜厚とともにより高いエネルギーにシフトする。4 uc で STO の伝導帯 (CB) のエネルギーに達し、電子が移動する。

する PLD チャンバーから強磁性層を成膜するスパッタリングチャンバーに移す際、5 分未満大気に暴露された。そのほかのデバイスにおいては強磁性層は真空を破らずに成膜した。その後、薄膜は 4 nm の SiO_2 または 3 nm の AlO_x でキャップした。図 6.5(a) に示されるように、STO 基板上の Ni ($\mu_0 M_s = 0.56$ T) と $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ ($\mu_0 M_s = 1.19$ T) の飽和磁化を振動試料型磁力計で測定した。薄膜はフォトリソグラフィと Ar イオンエッチングを使用して、輸送測定用のホールバー構造および ST-FMR 測定用の幅 10 μm 、長さ 70 μm の長方形構造に微細加工した (第 3 章参照)。微細加工時の Ar イオンエッチングプロセスにより、酸素空孔が形成され STO 基板の露出表面が導電性になる可能性があるが、この導電層は空気曝露後に高絶縁状態に回復する [190, 195]。実際、エッチングされた STO 基板上で 88 μm の距離のデバイス間抵抗は 150 M Ω を超えることを確認した。したがって、微細加工時の Ar イオンエッチングが ST-FMR 測定に与える影響は無視できると考えられる。

6.2 伝導測定による二次元電子ガスの評価

まず、作製したデバイスにおける二次元電子ガスの有無を評価した。ホール測定の結果から、エッチング時間が 14 分以下の Ar^+/STO には二次元電子ガスが存在せず、エッチング時間が 16 分以上の Ar^+/STO および Al/STO 、 LAO/STO には二次元電子ガスが存在することを明らかにした。図 6.5(b)–(d) は、10 K におけるホール抵抗 R_{xy} の面直磁場 $\mu_0 H$ 依存性を示している。エッチング時間が 14 分以下の $\text{Ni}/\text{Ar}^+/\text{STO}$ においては、 R_{xy} が異常ホール効果に支配さ

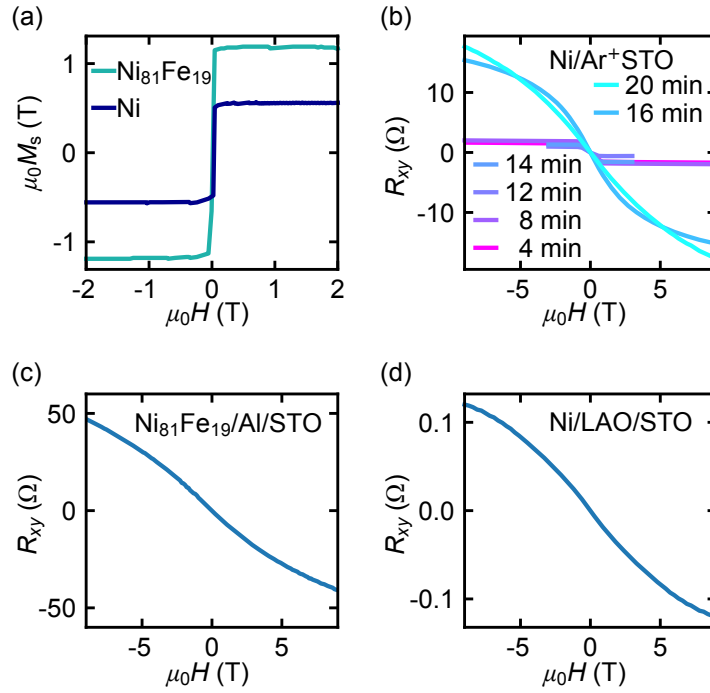


図 6.5 (a) 振動試料型磁力計で測定した $\text{SiO}_2(4 \text{ nm})/\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}(10.6 \text{ nm})/\text{STO}$ 基板および $\text{SiO}_2(4 \text{ nm})/\text{Ni}(9.8 \text{ nm})/\text{STO}$ 基板の面内磁場 $\mu_0 H$ 下での磁化曲線。(b) エッチング時間が 4-20 分の $\text{SiO}_2(4 \text{ nm})/\text{Ni}(2.5 \text{ nm})/\text{Ar}^+\text{STO}$ 、(c) $\text{AlO}_x(3 \text{ nm})/\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}(2.5 \text{ nm})/\text{Al}(2 \text{ nm})/\text{STO}$ 、および (d) $\text{SiO}_2(4 \text{ nm})/\text{Ni}(5.25 \text{ nm})/\text{LAO}(5 \text{ uc})/\text{STO}$ のホール抵抗 R_{xy} の垂直磁場 $\mu_0 H$ 依存性。測定は 10 K で行った。

れていることから、これらのデバイスではほとんどの印加電流が Ni 層に流れていることが示唆される。対照的に、図 6.5(b)–(d) に示すように、エッチング時間が 16 分以上の $\text{Ni}/\text{Ar}^+\text{STO}$ 、 $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Al}/\text{STO}$ 、および $\text{Ni}/\text{LAO}/\text{STO}$ においては、 R_{xy} は異常ホール効果とは異なる非線形な振る舞いを示している。このような R_{xy} の非線形な磁場依存性は二次元電子ガスの多バンド構造の現れであることが知られている [196]。したがって、これらのデバイスにおいては二次元電子ガスが形成されていると考えられる。 $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Al}/\text{STO}$ における二次元電子ガスのホール抵抗を $R_{xy}^{\text{2DEG}} = R_{xy}^{\text{total}} (R_{xx}^{\text{2DEG}}/R_{xx}^{\text{metal}} + 1)^2 - R_{xy}^{\text{metal}} (R_{xx}^{\text{2DEG}}/R_{xx}^{\text{metal}})^2$ を用いて抽出すると図 6.6(a) の赤いプロットのようになる [197]。ここで、 $R_{xx(xy)}^{\text{2DEG}}$ 、 $R_{xx(xy)}^{\text{metal}}$ 、 $R_{xx(xy)}^{\text{total}}$ はそれぞれ二次元電子ガス、金属積層膜、二次元電子ガスと金属積層膜を含む積層構造全体の縦 (ホール) 抵抗である。ただし $R_{xx(xy)}^{\text{metal}}$ は、 SiO_2 基板上に作製した $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Al}/\text{SiO}_2$ (SiO_2 デバイス) の縦 (ホール) 伝導測定により決定した。また、 R_{xx}^{2DEG} は R_{xx}^{metal} と R_{xx}^{total} の測定結果を用いて $R_{xx}^{\text{2DEG}} = R_{xx}^{\text{metal}} R_{xx}^{\text{total}} / (R_{xx}^{\text{metal}} - R_{xx}^{\text{total}})$ から算出した。抽出された R_{xy}^{2DEG} の H 依存性を 2 バンドモデルを用いてフィッティングした結果が図 6.6(a) の黒い曲線である。フィッティン

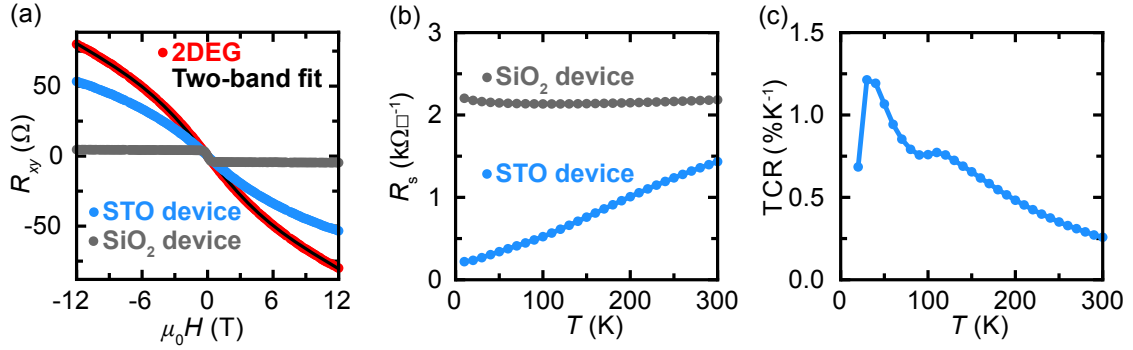


図 6.6 (a) $\text{AlO}_x(3 \text{ nm})/\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}(2.5 \text{ nm})/\text{Al}(2 \text{ nm})/\text{STO}$ (青いプロット) と $\text{AlO}_x(3 \text{ nm})/\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}(2.5 \text{ nm})/\text{Al}(2 \text{ nm})/\text{SiO}_2$ (灰色のプロット) のホール抵抗 R_{xy} の垂直磁場 $\mu_0 H$ 依存性。二次元電子ガスによる寄与は並列伝導モデルを用いて抽出し(赤いプロット)、2バンドモデルによりフィッティングした(黒い曲線)。測定は 2.5 K で行い、測定されたホール抵抗 R_{xy}^{meas} は $R_{xy}(H) = [R_{xy}^{\text{meas}}(H) - R_{xy}^{\text{meas}}(-H)]/2$ のように反対称化した。(b) $\text{AlO}_x(3 \text{ nm})/\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}(2.5 \text{ nm})/\text{Al}(2 \text{ nm})/\text{STO}$ (青いプロット) と $\text{AlO}_x(3 \text{ nm})/\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}(2.5 \text{ nm})/\text{Al}(2 \text{ nm})/\text{SiO}_2$ (灰色のプロット) のシート抵抗 R_s の温度依存性。(c) $\text{AlO}_x(3 \text{ nm})/\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}(2.5 \text{ nm})/\text{Al}(2 \text{ nm})/\text{STO}$ の TCR の温度依存性。

グ結果から、 $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Al}/\text{STO}$ における二次元電子ガスのシート電子密度は $1.22 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ と求められる。さらに、二次元電子ガスの存在は縦抵抗の温度依存性からも裏付けられる。図 6.6(b) に $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Al}/\text{STO}$ (STO デバイス) と $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Al}/\text{SiO}_2$ (SiO₂ デバイス) のシート抵抗 R_s の温度 T 依存性を示す。SiO₂ デバイス(灰色のプロット)においては抵抗は温度に対し大きく変化しない一方で、STO デバイス(青いプロット)においては温度が低下すると抵抗が大きく減少することがわかる。これは、低温で抵抗が減少する二次元電子ガスの性質を反映していると考えられる[198]。図 6.6(c) に、 $\text{TCR} = (1/R_s)(dR_s/dT)$ で定義される STO デバイスの抵抗温度係数(Temperature coefficient of the resistance: TCR)を示す。この結果は、 $T=100 \text{ K}$ 付近で STO の立方晶から正方晶への相転移に起因する特異的な振る舞いを示している[199]。STO の結晶性が伝導特性に反映されているこの振る舞いは、STO 表面に伝導層、すなわち二次元電子ガスが形成されていることと整合している。

6.3 SrTiO₃ 基板デバイスにおけるスピントルク強磁性共鳴測定

前節のようにして二次元電子ガスの有無を評価したさまざまな構造のデバイスを用いて ST-FMR 測定を行った。また、ST-FMR 測定における参照デバイスとして、SiO₂ 基板を用いたデバイス(SiO₂ デバイス)を用いた。SiO₂ の誘電率は STO の誘電率より 2 桁程度小さい

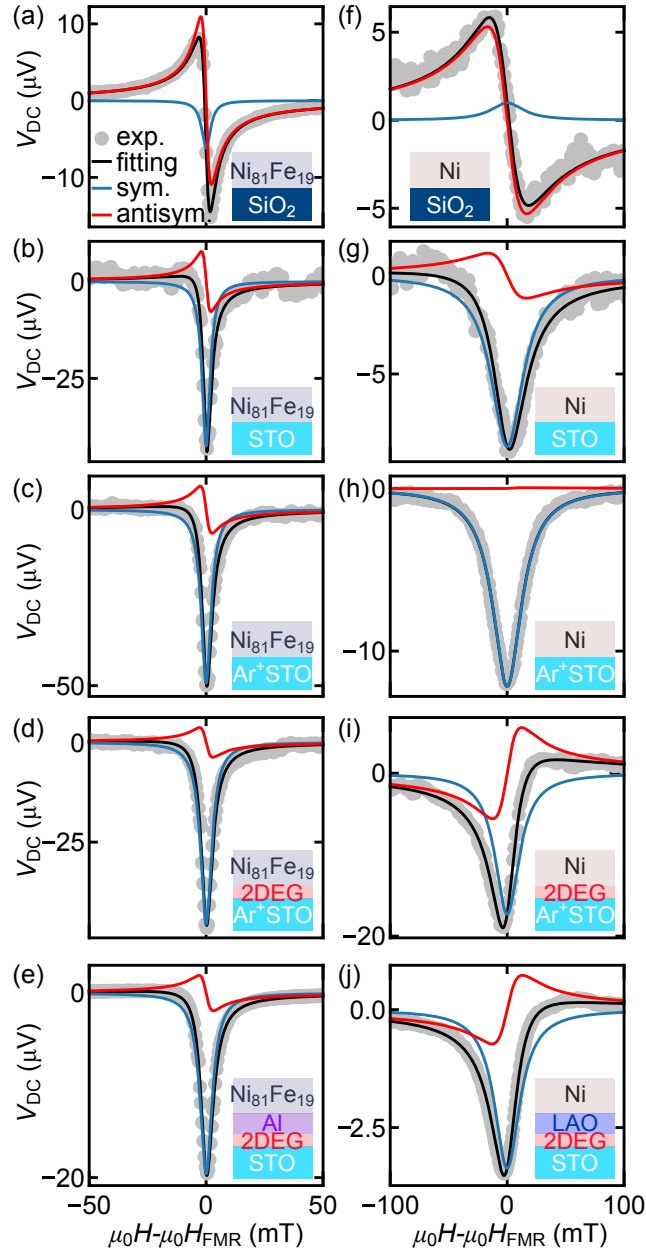


図 6.7 (a) $\text{SiO}_2(4 \text{ nm})/\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}(8 \text{ nm})/\text{SiO}_2$ 、(b) $\text{SiO}_2(4 \text{ nm})/\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}(7.4 \text{ nm})/\text{STO}$ 、(c) $\text{SiO}_2(4 \text{ nm})/\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}(8 \text{ nm})/\text{Ar}^+\text{STO}$ (エッチング時間 12 分)、(d) $\text{SiO}_2(4 \text{ nm})/\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}(8 \text{ nm})/\text{Ar}^+\text{STO}$ (エッチング時間 18 分)、(e) $\text{AlO}_x(3 \text{ nm})/\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}(10 \text{ nm})/\text{Al}(2 \text{ nm})/\text{STO}$ 、(f) $\text{SiO}_2(4 \text{ nm})/\text{Ni}(7.9 \text{ nm})/\text{SiO}_2$ 、(g) $\text{SiO}_2(4 \text{ nm})/\text{Ni}(7.9 \text{ nm})/\text{STO}$ 、(h) $\text{SiO}_2(4 \text{ nm})/\text{Ni}(7.9 \text{ nm})/\text{Ar}^+\text{STO}$ (エッチング時間 12 分)、(i) $\text{SiO}_2(4 \text{ nm})/\text{Ni}(7.9 \text{ nm})/\text{Ar}^+\text{STO}$ (エッチング時間 18 分)、(j) $\text{SiO}_2(4 \text{ nm})/\text{Ni}(7 \text{ nm})/\text{LAO}(5 \text{ uc})/\text{STO}$ の ST-FMR スペクトル。 $f = 9 \text{ GHz}$ 、 $\theta = 45^\circ$ 、 $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ のデバイスの RF パワーは 100 mW 、 Ni のデバイスの RF パワーは 200 mW である。灰色の円は実験データで、黒い曲線は式 (6.3.1) を用いたフィッティング結果である。青 (赤) の曲線は、フィッティング結果の対称 (反対称) 成分である。挿入図はデバイスの概略図である。

ため [183]、SiO₂ デバイスでは基板によって誘発されるトルクを無視できる。

図 6.7 は、室温で周波数 $f = 9$ GHz、磁場角度 $\theta = 45^\circ$ の条件下での ST-FMR スペクトルを示している。ここで、測定された V_{DC} の磁場 H 依存性は、第 3 章で述べたとおり以下のよう
に 2 つの成分に分解できる：

$$V_{\text{DC}} = S \frac{W^2}{(\mu_0 H - \mu_0 H_{\text{FMR}})^2 + W^2} + A \frac{W(\mu_0 H - \mu_0 H_{\text{FMR}})}{(\mu_0 H - \mu_0 H_{\text{FMR}})^2 + W^2} \quad (6.3.1)$$

STO 基板のデバイスにおいて対称成分 S を生成するメカニズムの一つは、二次元電子ガスにおけるエデルシュタイン効果によるダンピングライク有効磁場 H_{DL} である。しかし、強磁性層内と STO 基板内を流れる高周波電流の位相差が 90° であるため、STO 基板内のリーク高周波電流によるエルステッド磁場 H_{Oe} も対称成分に寄与する可能性がある [78]。反対称成分 A は、通常のエルステッド磁場およびフィールドライク有効磁場による面内磁場に対応する。測定された V_{DC} の式 (6.3.1) によるフィッティングから抽出した ST-FMR スペクトルの対称成分および反対称成分をそれぞれ青色および赤色の曲線で図 6.7 に示した。図 6.7(a) および (f) から、SiO₂ デバイスの V_{DC} が主に反対称成分によって支配されていることがわかる。一方、図 6.7(b)–(e) および (g)–(j) に示されているように、STO デバイスでは対称成分の寄与が大きい。STO デバイスにおける ST-FMR 信号の対称成分 S は、図 6.8 に示されているように、 θ に対して $S \propto \sin 2\theta \cos \theta$ と変化する。また、図 6.9 に示されているように、 S は印加 RF パワー P に比例することも確認された。 S の θ および P に対する依存性は、スピン軌道トルクの振る舞いと一致している [132]。

6.4 見かけのダンピングライクトルク効率

図 6.7(b)、(c)、(g)、(h) に示されているように、二次元電子ガスのない STO デバイスにおいても電圧の対称成分が顕著に現れていることは、観測された ST-FMR 信号の主な要因は二次元電子ガスにおけるエデルシュタイン効果に由来するスピン軌道トルクではないことを示唆している。対称成分の生成源を理解するために、印加電場 E あたりの見かけのダンピングライクトルク効率を以下のように定義して見積もった [103]。

$$\xi_{\text{DL}}^{\prime E} = \frac{2e}{\hbar} \frac{\mu_0 M_s d_{\text{FM}} H'_{\text{DL}}}{E} \quad (6.4.1)$$

ここで、 d_{FM} は強磁性層の厚さであり、 H'_{DL} は強磁性層の磁化に作用する見かけのダンピングライク有効磁場である。ここで、 H'_{DL} は、測定された V_{DC} をフィッティングすることに

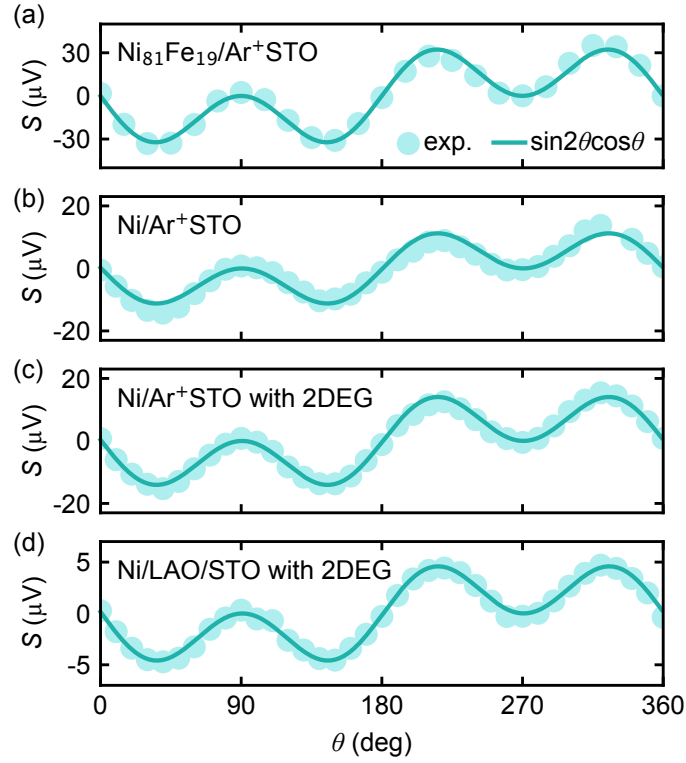


図 6.8 (a) $\text{SiO}_2(4 \text{ nm})/\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}(8 \text{ nm})/\text{Ar}^+\text{STO}$ (エッチング時間 12 分)、(b) $\text{SiO}_2(4 \text{ nm})/\text{Ni}(7.9 \text{ nm})/\text{Ar}^+\text{STO}$ (エッチング時間 12 分)、(c) $\text{SiO}_2(4 \text{ nm})/\text{Ni}(7.9 \text{ nm})/\text{Ar}^+\text{STO}$ (エッチング時間 18 分)、(d) $\text{SiO}_2(4 \text{ nm})/\text{Ni}(7 \text{ nm})/\text{LAO}(5 \text{ uc})/\text{STO}$ における $f = 9 \text{ GHz}$ で測定した ST-FMR スペクトルの対称性分 S の磁場角度 θ 依存性。プロットは実験データで曲線は $\sin 2\theta \cos \theta$ に比例する関数でフィッティングした結果である。

よって得られた S の値から

$$S = \frac{I_{\text{RF}} \Delta R}{2\sqrt{2}} \mu_0 H'_{\text{DL}} \frac{\sqrt{\mu_0 H_{\text{FMR}}(\mu_0 H_{\text{FMR}} + \mu_0 M_{\text{eff}})}}{W(2\mu_0 H_{\text{FMR}} + \mu_0 M_{\text{eff}})} \quad (6.4.2)$$

を用いて定量できる [132, 172]。ここで、 I_{RF} は積層膜を流れる高周波電流であり、 ΔR は強磁性層の異方性磁気抵抗によるデバイスの抵抗変化、 $\mu_0 M_{\text{eff}}$ は有効反磁場である。 I_{RF} は第 3 章で述べたように電流によるジュール発熱によるデバイスの抵抗変化を測定することにより決定した。算出された ξ_{DL}^E を図 6.10(a) にまとめた。この結果は、STO デバイスにおける ξ_{DL}^E が強磁性層の厚さ d_{FM} に対しほぼ線形に増加する一方で、 SiO_2 デバイスにおける ξ_{DL}^E は $d_{\text{FM}} < 10 \text{ nm}$ で無視できるほど小さいことを示している。STO デバイスで観測された結果は、スピンの位相緩和長が短いために d_{FM} にほぼ依存しないとされる従来のスピン軌道トルクとは異なる挙動である [200, 201]。また、強磁性金属が同じ場合、STO デバイスにおける

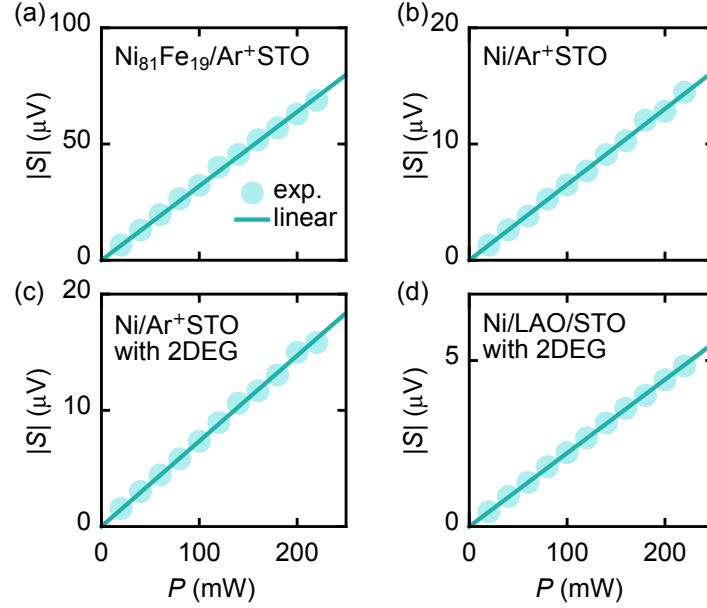


図 6.9 (a) $\text{SiO}_2(4 \text{ nm})/\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}(8 \text{ nm})/\text{Ar}^+\text{STO}$ (エッチング時間 12 分)、(b) $\text{SiO}_2(4 \text{ nm})/\text{Ni}(7.9 \text{ nm})/\text{Ar}^+\text{STO}$ (エッチング時間 12 分)、(c) $\text{SiO}_2(4 \text{ nm})/\text{Ni}(7.9 \text{ nm})/\text{Ar}^+\text{STO}$ (エッチング時間 18 分)、(d) $\text{SiO}_2(4 \text{ nm})/\text{Ni}(7 \text{ nm})/\text{LAO}(5 \text{ uc})/\text{STO}$ における $f = 9 \text{ GHz}$ 、 $\theta = 45^\circ$ で測定した ST-FMR スペクトルの対称性分 S の絶対値の RF パワー P に対する依存性。プロットは実験データ、実線は直線フィッティングの結果である。

ξ_{DL}^E は、二次元電子ガスの有無にかかわらずほぼ同一である。

6.5 リーク高周波電流によるエルステッドトルク

強磁性層の厚さおよび種類に対する ξ_{DL}^E の振る舞いは、STO 基板内を流れるリーク高周波電流によるエルステッドトルクに期待される振る舞いと一致している。基板を流れる高周波電流を $I_{\text{substrate}}$ 、デバイスの幅を w とおくと、 $I_{\text{substrate}}$ によるエルステッド磁場は $H_{\text{Oe}} = I_{\text{substrate}}/2w$ と表わされる。リーク高周波電流の位相は印加高周波電流よりも 90° 進んでいるため、磁化に誘起される有効磁場 $\mathbf{H}_{\text{eff}}$ は

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = \begin{pmatrix} H \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ -M_{\text{eff}}m_z e^{i\omega t} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} h_{x'} \\ h_{y'} \\ h_z \end{pmatrix} e^{i\omega t} + \begin{pmatrix} 0 \\ H_{\text{Oe}} \\ 0 \end{pmatrix} e^{i(\omega t + \frac{\pi}{2})} \quad (6.5.1)$$

$$(6.5.2)$$

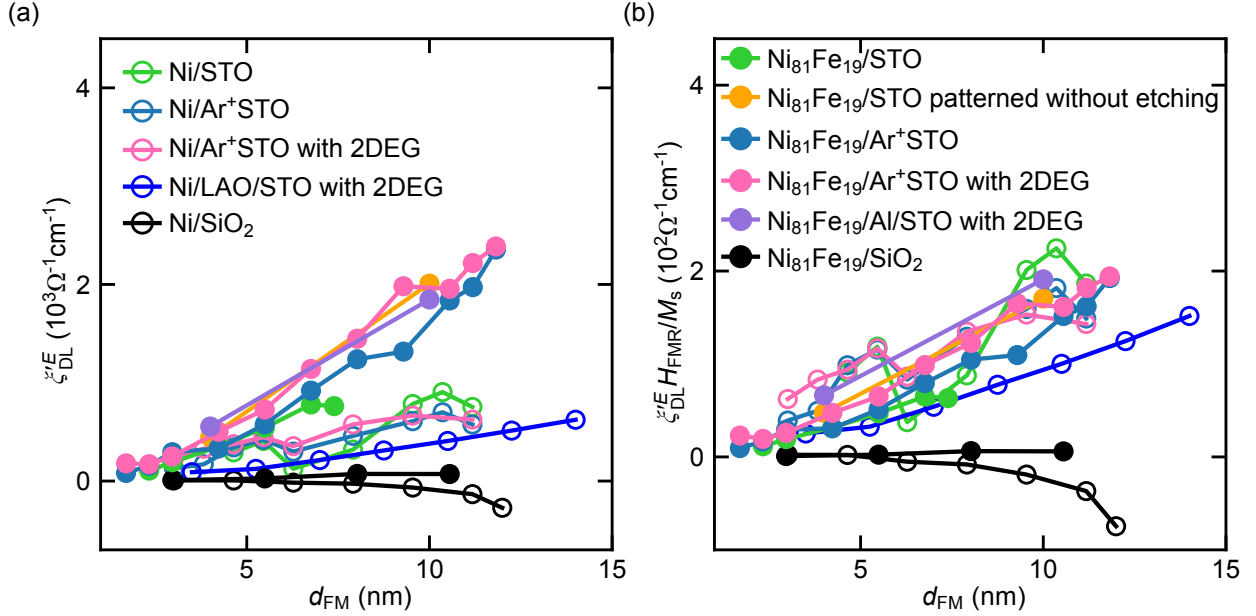


図 6.10 (a) 見かけの電場あたりのダンピングライクトルク効率 ξ_{DL}^E の強磁性体膜厚 d_{FM} に対する依存性。(b) $\xi_{\text{DL}}^E H_{\text{FMR}}/M_s$ の d_{FM} に対する依存性。FM/ Ar^+ STO (水色のプロット) の Ar^+ エッチング時間は 12 分、FM/ Ar^+ STO with 2DEG (ピンク色のプロット) の Ar^+ エッチング時間は 18 分である。オレンジのプロットで示されるように、 ξ_{DL}^E はデバイスが Ar^+ エッチングを用いて微細加工されたか否かによらずほとんど同じである。

である。ここで、右辺第一項は印加磁場 H 、第二項は有効反磁場、第三項は RF 電流による有効磁場、第四項はリーク高周波電流によるエルステッド磁場である。これを LLG 方程式

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = -\gamma \mathbf{m} \times \mu_0 \mathbf{H}_{\text{eff}} + \alpha \mathbf{m} \times \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} \quad (6.5.3)$$

に代入して $m_{y'}$ を求めると

$$m_{y'} = \left[\mu_0 h_z \frac{\sqrt{\mu_0 H_{\text{FMR}}(\mu_0 H_{\text{FMR}} + \mu_0 M_{\text{eff}})}}{W(2\mu_0 H_{\text{FMR}} + \mu_0 M_{\text{eff}})} L_{\text{sym}} + \mu_0 h_{y'} \frac{\mu_0 H_{\text{FMR}} + \mu_0 M_{\text{eff}}}{W(2\mu_0 H_{\text{FMR}} + \mu_0 M_{\text{eff}})} L_{\text{antisym}} \right. \quad (6.5.4)$$

$$\left. + \mu_0 H_{\text{Oe}} \frac{\mu_0 H_{\text{FMR}} + \mu_0 M_{\text{eff}}}{W(2\mu_0 H_{\text{FMR}} + \mu_0 M_{\text{eff}})} L_{\text{sym}} \right] + i \left[-\mu_0 h_{y'} \frac{\mu_0 H_{\text{FMR}} + \mu_0 M_{\text{eff}}}{W(2\mu_0 H_{\text{FMR}} + \mu_0 M_{\text{eff}})} L_{\text{sym}} + \mu_0 h_z \frac{\sqrt{\mu_0 H_{\text{FMR}}(\mu_0 H_{\text{FMR}} + \mu_0 M_{\text{eff}})}}{W(2\mu_0 H_{\text{FMR}} + \mu_0 M_{\text{eff}})} L_{\text{antisym}} \right. \quad (6.5.5)$$

$$\left. + \mu_0 H_{\text{Oe}} \frac{\mu_0 H_{\text{FMR}} + \mu_0 M_{\text{eff}}}{W(2\mu_0 H_{\text{FMR}} + \mu_0 M_{\text{eff}})} L_{\text{antisym}} \right]$$

となり、第3章と同様の手順により ST-FMR の直流電圧は

$$V_{\text{DC}} = \frac{\Delta R I_{\text{RF}}}{2} \sin 2\theta_H \left[\left(\mu_0 h_z \frac{\sqrt{\mu_0 H_{\text{FMR}}(\mu_0 H_{\text{FMR}} + \mu_0 M_{\text{eff}})}}{W(2\mu_0 H_{\text{FMR}} + \mu_0 M_{\text{eff}})} + \mu_0 H_{\text{Oe}} \frac{\mu_0 H_{\text{FMR}} + \mu_0 M_{\text{eff}}}{W(2\mu_0 H_{\text{FMR}} + \mu_0 M_{\text{eff}})} \right) L_{\text{sym}} \right. \\ \left. + \mu_0 h_{y'} \frac{\mu_0 H_{\text{FMR}} + \mu_0 M_{\text{eff}}}{W(2\mu_0 H_{\text{FMR}} + \mu_0 M_{\text{eff}})} L_{\text{antisym}} \right] \quad (6.5.6)$$

と得られる。したがって電圧の対称成分は

$$S = \frac{\Delta R I_{\text{RF}} \sin 2\theta_H \cos \theta_H}{2} \\ \times \left(\frac{\xi_{\text{DL}}^E E}{M_s d_{\text{FM}}} \frac{\hbar}{2e} \frac{\sqrt{\mu_0 H_{\text{FMR}}(\mu_0 H_{\text{FMR}} + \mu_0 M_{\text{eff}})}}{W(2\mu_0 H_{\text{FMR}} + \mu_0 M_{\text{eff}})} + \mu_0 \frac{I_{\text{substrate}}}{2w} \frac{\mu_0 H_{\text{FMR}} + \mu_0 M_{\text{eff}}}{W(2\mu_0 H_{\text{FMR}} + \mu_0 M_{\text{eff}})} \right) \quad (6.5.7)$$

となり、これと式 (6.4.1) および式 (6.4.2) を用いると、見かけのダンピングライクトルク効率は

$$\xi_{\text{DL}}'^E = \xi_{\text{DL}}^E + \frac{e}{\hbar} \frac{l}{w} \frac{M_s d_{\text{FM}}}{\chi_{\text{STO}}} \frac{\omega}{\gamma} \frac{1}{H_{\text{FMR}}} \quad (6.5.8)$$

と表される。ただし、 ξ_{DL}^E は二次元電子ガスによる純粋なダンピングライクトルク効率、 l はデバイスの長さ、 χ_{STO} は STO 基板のリアクタンスである。ここで、式 (6.5.8) の右辺の第2項は、基板を流れる電流によって生成されるエルステッド磁場に起因するトルク効率に対応している。式 (6.5.8) は STO 基板内のリーク電流によるトルク効率が d_{FM} に比例することを示しており、図 6.10(a) に示した実験結果と一致している。式 (6.5.8) はまた、STO 基板内のリーク電流によるトルク効率が M_s/H_{FMR} に比例することを示しており、そのため強磁性体の種類に依存することを示している。図 6.10(b) に $\xi_{\text{DL}}'^E H_{\text{FMR}}/M_s$ の d_{FM} 依存性を示す。図 6.10(b) は、STO デバイスにおいて強磁性体の種類に関わらず $\xi_{\text{DL}}'^E H_{\text{FMR}}/M_s$ がほぼ同一であることを示している。この結果は、図 6.10(a) に示された STO デバイスの ξ_{DL}^E が、STO 基板内の位相がずれたリーク高周波電流によって生成されたエルステッド磁場、すなわち式 (6.5.8) の右辺の第2項によって支配されていることを裏付けている。また、図 6.10(a) は、 $d_{\text{FM}} > 10 \text{ nm}$ の $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ を用いた STO デバイスにおいて、 $\xi_{\text{DL}}^E \geq 2 \times 10^3 \Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$ を示している。この高い効率は、代表的なスピン流・電流変換材料である Pt のスピンホール伝導度に匹敵し [145]、基板誘起トルクが ST-FMR 測定によるスピン軌道トルク効率の定量に大きな影響を与えることを示唆している。ここで、 S 成分が全て基板誘起トルクによるものとみなして式 (6.5.7) において $\xi_{\text{DL}}^E = 0$ とすると、基板を流れる電流 $I_{\text{substrate}}$ を定量することができる。9 GHz で 100 mW 印加時の $\text{SiO}_2(4 \text{ nm})/\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}(8 \text{ nm})/\text{Ar}^+\text{STO}$ (エッチング時間 12 分) と 9 GHz で

200 mW 印加時の $\text{SiO}_2(4 \text{ nm})/\text{Ni}(7.9 \text{ nm})/\text{Ar}^+\text{STO}$ (エッチング時間 12 分) においてそれぞれ $I_{\text{substrate}} = 0.4 \text{ mA}$ 、 $I_{\text{substrate}} = 0.6 \text{ mA}$ と算出される。ただし、これらのデバイスにおいて強磁性層に流れる電流はそれぞれ $I_{\text{RF}} = 3.0 \text{ mA}$ と $I_{\text{RF}} = 6.0 \text{ mA}$ である。

6.6 Ni/LaAlO₃/SrTiO₃ 基板デバイスにおけるスピン軌道トルク

図 6.10(b) に示されるように、Ni/LAO/STO の $\xi_{\text{DL}}^E H_{\text{FMR}}/M_s$ は他のデバイスと比べて明らかに小さい。Ni/LAO/STO とその他のデバイスとで $\xi_{\text{DL}}^E H_{\text{FMR}}/M_s$ が明確に違うことは、Ni/LAO/STO ではエデルシュタイン効果によるトルクが基板誘起トルクに匹敵する一方で、他のデバイスでは二次元電子ガスが存在する場合でも ξ_{DL}^E が基板誘起トルクによって支配されていることを示唆している。Ni/LAO/STO のトルク効率が他のデバイスに比べて小さいことは、LAO/STO におけるエデルシュタイン効果によるトルク効率の符号が負であることを示している。エデルシュタイン効果の符号と大きさは二次元電子ガスのフェルミエネルギーに強く依存し [202]、したがって本実験におけるデバイスの積層構造や成膜方法に依存するためにこのようなデバイス間の差異が生じると考えられる。また、図 6.10(a) より Ni/LAO/STO と他のデバイス間のトルク効率の差は d_{FM} とともに増大していることから、エデルシュタイン効果によるトルク効率が d_{FM} とともに増加することを示している。スピン軌道トルクによるトルク効率は、スピン位相緩和長が短いことから d_{FM} に依存しないはずであるため、 d_{FM} によるトルク効率の増大は、LAO/STO 界面における二次元電子ガスの性質、例えばフェルミエネルギーの変化に起因している可能性がある。あるいは、LAO/STO 界面においては、スピンエデルシュタイン効果ではなく軌道エデルシュタイン効果がトルクを支配しているという可能性も考えられる。これは、強磁性体中の長距離軌道輸送によって、軌道トルク効率が d_{FM} とともに増加するためである [203–211]。これらの描像は実験結果を解釈する仮説であり、その正確なメカニズムの解明は今後の課題である。

6.7 本章のまとめ

本章では、STO 基板を用いた試料における ST-FMR 測定を調べた。STO デバイスにおけるトルク効率が強磁性層の厚さおよび飽和磁化に比例して変化することを観測した。この挙動は従来のスピン軌道メカニズムとは異なるものであり、STO 基板内の位相がずれたリーク高周波電流によって生成されるエルステッド磁場の支配的な役割を示している。また、基板誘起トルクの効率が、典型的なスピン流・電流変換材料である Pt のスピン軌道トルク効率に匹敵し

うることを明らかにした。この結果は、酸化物スピントロニクスデバイスにおける ST-FMR 測定において、このアーティファクトを慎重に考慮する必要があることを意味している。一方で、LAO/STO 界面由来の電流誘起トルクも観測され、二次元電子ガスにおけるエデルシュタイン効果によるトルク生成が示された。これらの発見は、高効率スピントロニクスデバイスの設計に向け、酸化物二次元電子ガスにおける電流誘起スピン軌道トルクに関する過去の実験データや解釈の再検討を促すものである。

第 7 章

結論

約 20 年前にスピホール効果が初観測されて以来、スピン軌道トルクに関する研究が活性化しさまざまな材料・手法・応用が探求されてきた。スピホール効果やラシュバ・エデルシュタイン効果はそのようなスピントロニクス研究の中核を担う現象であり、そのメカニズム解明や制御原理確立に向け活発に研究が進められてきた。しかし、これらの現象に関して数多くの研究が行われてきたにも関わらず、不明瞭なまま見過ごされてきた未解明物理が依然として存在する。今後のスピントロニクスの発展のためには、観測される現象の背後ある多様な物理を精密に切り分けた議論をすることが必要である。本研究では、電流誘起トルクに寄与する諸現象を明瞭に区別して整理することで、スピン軌道トルクに関する研究においてこれまで見過ごされてきた、しかし本質的に重要な物理を明らかにした。これらの成果は今後のより厳密で正確な議論を可能にするための基盤となる。以下に、本研究において得られた主な成果についてまとめる。

第 4 章では、スピントロニクスにおいて主要な役割を果たしてきた Pt に注目し、その内因性スピホール効果を系統的に調べた。内因性スピホール効果は物質のバンド構造に起因することに着目し、バンド構造と密接に関係のある構造パラメータである格子定数の変化がスピホール効果に与える影響を明らかにすることを目指した。Pt 薄膜に格子間不純物として窒素を導入することで、化学的結合状態を変化させることなく格子定数とキャリア散乱時間を人為的に制御することに成功した。これにより、電気伝導率に対する内因性スピホール効果のスケーリングに格子定数の変化がどのような影響を与えるかを調べた。格子定数が $3.907 \text{ \AA}$ から $4.085 \text{ \AA}$ の間で異なる Pt 層に強磁性体 $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ 層を積層した複数の $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Pt}$ デバイスを作製しスピントルク強磁性共鳴測定を行った。測定の結果、窒素導入により Pt のスピホール角は約 3 倍に増大した。また、スピホール伝導率は、キャリア散乱時間が十分に長い moderately-dirty 領域から、バンド間励起がキャリア散乱時間により律速される dirty 領域へのクロスオーバーの振る舞いを示した。この結果は、Pt の内因性ホール効果が格子定数変化によ

るバンド構造の変化ではなく、キャリア散乱時間の変化に支配されていることを示している。以上より、Pt の内因性スピンホール効果は数 % の格子定数の変化に対し堅牢であることが明らかになった。これまでスピンホール効果のメカニズム解明・制御原理の確立に向け、不純物や成膜方法、積層構造など様々なパラメータへの依存性が探求されてきたにも関わらず、格子定数変化がもたらす影響に関しては十分な検討がなされてこなかった。格子定数変化に対する堅牢性を明らかにした本研究成果は、約 20 年の間研究されてきたスピンホール効果に関して新たな知見を与えるものである。

第 5 章では、強磁性体中におけるスピン流の生成と輸送に関して調べた。強磁性体中のスピンホール効果による電流・スピン流変換の定量により、磁化との交換相互作用下におけるスピン流の性質について解明することを目指した。Co をスピン流検出層、エピタキシャル Fe_3Si をスピン流生成層とした Co/Ti/ Fe_3Si デバイスを作製し、ST-FMR 測定を行った。磁化ダイナミクスの計算により、このデバイス構造における ST-FMR 測定はスピン異常ホール効果によるトルクや巨大磁気抵抗効果による整流作用の影響を受けず、スピンホール効果によるトルクのみを検出することを確認した。Co の FMR スペクトル解析により Fe_3Si のスピンホール効果を評価した。測定の結果、Co 層の磁化に誘起されるダンピングライクトルク生成効率は $\xi_{\text{DL,Co}}^E = 400 \Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$ と定量された。この結果は、 Fe_3Si のスピンホール効果により Fe_3Si の磁化と直交するスピン偏極成分をもつスピン流が生成していることを示している。さらに、ST-FMR スペクトルの磁場角度依存性から、 Fe_3Si のスピンホール効果による電流・スピン流変換は磁場角度によらず一定であること、すなわち強磁性体中のスピンホール効果が等方的であることを明らかにした。この結果は、強磁性体中の内因性スピンホール効果により生成したスピン流は、磁化との相互作用による spin dephasing の影響を受けずに輸送されることを示しており、内因性スピン流と外部注入スピン流の本質的な違いを浮き彫りにしている。スピンホール効果をスピン異常ホール効果から明確に分離し、独立に議論することに成功した本研究により、強磁性体中のスピンホール効果に関する重要な性質が明らかになった。

第 6 章では、酸化物ヘテロ構造における電流誘起トルクのメカニズムを解明した。ラシュバ・エデルシュタイン効果による高効率な電流・スピン流変換効率を示すとして近年注目されている酸化物二次元電子ガスをターゲットとした。強磁性体として Ni または $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ を用いた FM/ SrTiO_3 、FM/ $\text{Ar}^+/\text{SrTiO}_3$ 、FM/Al/ SrTiO_3 、FM/ $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ という構造のデバイスを作製し ST-FMR 測定を行った。測定の結果、トルク生成効率には二次元電子ガスの有無による有意な差がないことが示された。さらに、トルク生成効率は強磁性体の膜厚および飽和磁化にスケールすることを明らかにした。通常のスピン軌道トルクとは異なるこの振る舞いは、

基板を流れるリーク高周波電流に起因するエルステッドトルクと整合性があることを示した。 $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ を用いた STO デバイスにおけるトルク効率は $\xi_{\text{DL}}^E \geq 2 \times 10^3 \Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$ と定量された。この高い効率は、代表的なスピン流・電流変換材料である Pt のスピンホール伝導率に匹敵することから、基板誘起トルクが ST-FMR 測定によるスピン軌道トルク効率の定量に大きな影響を与えることが示唆された。一方、 $\text{Ni}/\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ デバイスにおいてのみ、スピン軌道トルクによる寄与が観測された。これまで見落とされてきたエルステッドトルクの重要性を明らかにした本研究成果は、酸化物二次元電子ガスにおける電流誘起スピン軌道トルクに関するこれまでの実験研究の再検討を促すものである。

本研究を通じて得られた知見は、スピン流と磁化ダイナミクスの相互作用を深く理解するための重要な情報を提供する。固体中のスピン流制御において、スピンホール効果やラシュバ・エデルシュタイン効果、エルステッドトルクなどの多様なトルク生成メカニズムを系統的に調べ、これまで不明瞭であった側面を解明することに成功した。本研究の成果は、今後のデバイス開発において効率的かつ精密なスピン流制御技術の確立に貢献し、スピントロニクス技術の基盤構築に寄与するものである。

参考文献

- [1] J. Bass and W. P. P. Jr, *Spin-diffusion lengths in metals and alloys, and spin-flipping at metal/metal interfaces: An experimentalist's critical review*, J. Phys. Condens. Matter **19**, 183201 (2007).
- [2] G. A. Prinz, *Magnetoelectronics*, Science **282**, 1660 (1998).
- [3] I. Žutić, J. Fabian, and S. Das Sarma, *Spintronics: Fundamentals and applications*, Rev. Mod. Phys. **76**, 323 (2004).
- [4] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, and W. Zinn, *Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange*, Phys. Rev. B **39**, 4828 (1989).
- [5] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. N. Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas, *Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices*, Phys. Rev. Lett. **61**, 2472 (1988).
- [6] I. Bakonyi and L. Péter, *Electrodeposited multilayer films with giant magnetoresistance (GMR): Progress and problems*, Prog. Mater. Sci. **55**, 107 (2010).
- [7] M. Julliere, *Tunneling between ferromagnetic films*, Phys. Lett. A **54**, 225 (1975).
- [8] T. Miyazaki and N. Tezuka, *Giant magnetic tunneling effect in Fe/Al₂O₃/Fe junction*, J. Magn. Magn. Mater. **139**, L231 (1995).
- [9] J. S. Moodera, L. R. Kinder, T. M. Wong, and R. Meservey, *Large Magnetoresistance at Room Temperature in Ferromagnetic Thin Film Tunnel Junctions*, Phys. Rev. Lett. **74**, 3273 (1995).
- [10] S. S. P. Parkin, C. Kaiser, A. Panchula, P. M. Rice, B. Hughes, M. Samant, and S.-H. Yang, *Giant tunnelling magnetoresistance at room temperature with MgO (100) tunnel barriers*, Nat. Mater. **3**, 862 (2004).
- [11] J. Slonczewski, *Current-driven excitation of magnetic multilayers*, J. Magn. Magn. Mater.

- 159**, L1 (1996).
- [12] L. Berger, *Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current*, Phys. Rev. B **54**, 9353 (1996).
- [13] K. Ando, S. Takahashi, K. Harii, K. Sasage, J. Ieda, S. Maekawa, and E. Saitoh, *Electric manipulation of spin relaxation using the spin Hall effect*, Phys. Rev. Lett. **101**, 036601 (2008).
- [14] I. M. Miron, K. Garello, G. Gaudin, P.-J. Zermatten, M. V. Costache, S. Auffret, S. Bandiera, B. Rodmacq, A. Schuhl, and P. Gambardella, *Perpendicular switching of a single ferromagnetic layer induced by in-plane current injection*, Nature **476**, 189 (2011).
- [15] L. Liu, C.-F. Pai, Y. Li, H. Tseng, D. Ralph, and R. Buhrman, *Spin-torque switching with the giant spin Hall effect of tantalum*, Science **336**, 555 (2012).
- [16] A. Manchon, J. Železný, I. M. Miron, T. Jungwirth, J. Sinova, A. Thiaville, K. Garello, and P. Gambardella, *Current-induced spin-orbit torques in ferromagnetic and antiferromagnetic systems*, Rev. Mod. Phys. **91**, 035004 (2019).
- [17] C. O. Avci, A. Quindeau, C.-F. Pai, M. Mann, L. Caretta, A. S. Tang, M. C. Onbasli, C. A. Ross, and G. S. Beach, *Current-induced switching in a magnetic insulator*, Nat. Mater. **16**, 309 (2017).
- [18] L. Liu, T. Moriyama, D. C. Ralph, and R. A. Buhrman, *Spin-torque ferromagnetic resonance induced by the spin Hall effect*, Phys. Rev. Lett. **106**, 036601 (2011).
- [19] A. Khvalkovskiy, V. Cros, D. Apalkov, V. Nikitin, M. Krounbi, K. Zvezdin, A. Anane, J. Grollier, and A. Fert, *Matching domain-wall configuration and spin-orbit torques for efficient domain-wall motion*, Phys. Rev. B **87**, 020402 (2013).
- [20] J. Kim, J. Sinha, M. Hayashi, M. Yamanouchi, S. Fukami, T. Suzuki, S. Mitani, and H. Ohno, *Layer thickness dependence of the current-induced effective field vector in Ta|CoFeB|MgO*, Nat. Mater. **12**, 240 (2013).
- [21] X. Qiu, K. Narayanapillai, Y. Wu, P. Deorani, D.-H. Yang, W.-S. Noh, J.-H. Park, K.-J. Lee, H.-W. Lee, and H. Yang, *Spin-orbit-torque engineering via oxygen manipulation*, Nat. nanotechnol. **10**, 333 (2015).
- [22] J. Yoon, S.-W. Lee, J. H. Kwon, J. M. Lee, J. Son, X. Qiu, K.-J. Lee, and H. Yang, *Anomalous spin-orbit torque switching due to field-like torque–assisted domain wall reflection*, Sci. Adv. **3**, e1603099 (2017).

-
- [23] S. Fukami, C. Zhang, S. DuttaGupta, A. Kurenkov, and H. Ohno, *Magnetization switching by spin-orbit torque in an antiferromagnet-ferromagnet bilayer system*, Nat. Mater. **15**, 535 (2016).
- [24] H. An, Y. Kageyama, Y. Kanno, N. Enishi, and K. Ando, *Spin-torque generator engineered by natural oxidation of Cu*, Nat. Commun. **7**, 13069 (2016).
- [25] H. Nakayama, Y. Kanno, H. An, T. Tashiro, S. Haku, A. Nomura, and K. Ando, *Rashba-Edelstein Magnetoresistance in Metallic Heterostructures*, Phys. Rev. Lett. **117**, 116602 (2016).
- [26] T. Gao, A. Qaiumzadeh, H. An, A. Musha, Y. Kageyama, J. Shi, and K. Ando, *Intrinsic Spin-Orbit Torque Arising from the Berry Curvature in a Metallic-Magnet/Cu-Oxide Interface*, Phys. Rev. Lett. **121**, 017202 (2018).
- [27] Y. Kageyama, Y. Tazaki, H. An, T. Harumoto, T. Gao, J. Shi, and K. Ando, *Spin-orbit torque manipulated by fine-tuning of oxygen-induced orbital hybridization*, Sci. Adv. **5**, (2019).
- [28] H. An, Y. Kanno, A. Asami, and K. Ando, *Giant spin-torque generation by heavily oxidized Pt*, Phys. Rev. B **98**, 014401 (2018).
- [29] J. Hirsch, *Spin Hall effect*, Phys. Rev. Lett. **83**, 1834 (1999).
- [30] S. O. Valenzuela and M. Tinkham, *Direct electronic measurement of the spin Hall effect*, Nature **442**, 176 (2006).
- [31] Y. K. Kato, R. C. Myers, A. C. Gossard, and D. D. Awschalom, *Observation of the spin Hall Effect in Semiconductors*, Science **306**, 1910 (2004).
- [32] N. Soya, M. Yamada, K. Hamaya, and K. Ando, *Isotropic spin Hall effect in an epitaxial ferromagnet*, Phys. Rev. Lett. **131**, 076702 (2023).
- [33] T. Kimura, Y. Otani, T. Sato, S. Takahashi, and S. Maekawa, *Room-temperature reversible spin Hall effect*, Phys. Rev. Lett. **98**, 156601 (2007).
- [34] N. Soya, H. Hayashi, T. Harumoto, T. Gao, S. Haku, and K. Ando, *Crossover of the intrinsic spin Hall effect in the presence of lattice expansion*, Phys. Rev. B **103**, 174427 (2021).
- [35] V. M. Edelstein, *Spin polarization of conduction electrons induced by electric current in two-dimensional asymmetric electron systems*, Solid State Commun. **73**, 233 (1990).
- [36] A. Manchon, H. C. Koo, J. Nitta, S. M. Frolov, and R. A. Duine, *New perspectives for Rashba spin-orbit coupling*, Nat. Mater. **14**, 871 (2015).

- [37] E. Lesne, Y. Fu, S. Oyarzun, J. C. Rojas-Sánchez, D. C. Vaz, H. Naganuma, G. Sicoli, J. P. Attané, M. Jamet, E. Jacquet, J. M. George, A. Barthélémy, H. Jaffrès, A. Fert, M. Bibes, and L. Vila, *Highly efficient and tunable spin-to-charge conversion through Rashba coupling at oxide interfaces*, Nat. Mater. **15**, 1261 (2016).
- [38] Y. K. Kato, R. C. Myers, A. C. Gossard, and D. D. Awschalom, *Observation of the spin Hall effect in semiconductors*, Science **306**, 1910 (2004).
- [39] A. Manchon, J. Železný, I. M. Miron, T. Jungwirth, J. Sinova, A. Thiaville, K. Garello, and P. Gambardella, *Current-induced spin-orbit torques in ferromagnetic and antiferromagnetic systems*, Rev. Mod. Phys. **91**, 035004 (2019).
- [40] J. Ryu, S. Lee, K.-J. Lee, and B.-G. Park, *Current-induced spin-orbit torques for spintronic applications*, Adv. Mater. **32**, 1907148 (2020).
- [41] C. Song, R. Zhang, L. Liao, Y. Zhou, X. Zhou, R. Chen, Y. You, X. Chen, and F. Pan, *Spin-orbit torques: Materials, mechanisms, performances, and potential applications*, Prog. Mater. Sci. **118**, 100761 (2021).
- [42] Q. Shao, P. Li, L. Liu, H. Yang, S. Fukami, A. Razavi, H. Wu, K. Wang, F. Freimuth, Y. Mokrousov, M. D. Stiles, S. Emori, A. Hoffmann, J. Akerman, K. Roy, J.-P. Wang, S.-H. Yang, K. Garello, and W. Zhang, *Roadmap of Spin-Orbit Torques*, IEEE Trans. Magn. **57**, 1 (2021).
- [43] M. I. Dyakonov and V. Perel, *Current-induced spin orientation of electrons in semiconductors*, Phys. Lett. A **35**, 459 (1971).
- [44] J. Hirsch, *Spin hall effect*, Phys. Rev. Lett. **83**, 1834 (1999).
- [45] Y. Kato, R. Myers, A. Gossard, and D. Awschalom, *Observation of the spin Hall effect in semiconductors*, Science **306**, 1910 (2004).
- [46] J. Wunderlich, B. Kaestner, J. Sinova, and T. Jungwirth, *Experimental observation of the spin-Hall effect in a two-dimensional spin-orbit coupled semiconductor system*, Phys. Rev. Lett. **94**, 047204 (2005).
- [47] E. Saitoh, M. Ueda, H. Miyajima, and G. Tatara, *Conversion of spin current into charge current at room temperature: Inverse spin-Hall effect*, Appl. Phys. Lett. **88**, 182509 (2006).
- [48] S. O. Valenzuela and M. Tinkham, *Direct electronic measurement of the spin Hall effect*, Nature **442**, 176 (2006).
- [49] T. Kimura, Y. Otani, T. Sato, S. Takahashi, and S. Maekawa, *Room-temperature reversible*

- spin Hall effect*, Phys. Rev. Lett. **98**, 156601 (2007).
- [50] K. Uchida, S. Takahashi, K. Harii, J. Ieda, W. Koshibae, K. Ando, S. Maekawa, and E. Saitoh, *Observation of the spin Seebeck effect*, Nature **455**, 778 (2008).
- [51] H. Nakayama *et al.*, *Spin Hall magnetoresistance induced by a nonequilibrium proximity effect*, Phys. Rev. Lett. **110**, 206601 (2013).
- [52] T. Tanaka, H. Kontani, M. Naito, T. Naito, D. S. Hirashima, K. Yamada, and J. Inoue, *Intrinsic spin hall effect and orbital Hall effect in 4d and 5d transition metals*, Phys. Rev. B **77**, 165117 (2008).
- [53] G. Vignale, *Ten years of spin Hall effect*, J. Supercond. Nov. Magn. **23**, 3 (2010).
- [54] M. Obstbaum *et al.*, *Tuning spin Hall angles by alloying*, Phys. Rev. Lett. **117**, 167204 (2016).
- [55] L. Zhu, D. C. Ralph, and R. A. Buhrman, *Highly Efficient Spin-Current Generation by the Spin Hall Effect in $Au_{1-x}Pt_x$* , Phys. Rev. Appl. **10**, 031001 (2018).
- [56] L. Zhu, K. Sobotkiewicz, X. Ma, X. Li, D. C. Ralph, and R. A. Buhrman, *Strong Damping-Like Spin-Orbit Torque and Tunable Dzyaloshinskii–Moriya Interaction Generated by Low-Resistivity $Pd_{1-x}Pt_x$ Alloys*, Adv. Funct. Mater. **29**, 1805822 (2019).
- [57] M.-H. Nguyen, M. Zhao, D. Ralph, and R. Buhrman, *Enhanced spin Hall torque efficiency in $Pt_{100-x}Al_x$ and $Pt_{100-x}Hf_x$ alloys arising from the intrinsic spin Hall effect*, Appl. Phys. Lett. **108**, 242407 (2016).
- [58] U. Shashank *et al.*, *Enhanced Spin Hall Effect in S-Implanted Pt*, Adv. Quantum Technol. **4**, 2000112 (2021).
- [59] L. Zhu, L. Zhu, M. Sui, D. C. Ralph, and R. A. Buhrman, *Variation of the giant intrinsic spin Hall conductivity of Pt with carrier lifetime*, Sci. Adv. **5**, eaav8025 (2019).
- [60] E. Sagasta, Y. Omori, M. Isasa, M. Gradhand, L. E. Hueso, Y. Niimi, Y. Otani, and F. Casanova, *Tuning the spin Hall effect of Pt from the moderately dirty to the superclean regime*, Phys. Rev. B **94**, 060412 (2016).
- [61] J. W. Lee, Y.-W. Oh, S.-Y. Park, A. I. Figueroa, G. van der Laan, G. Go, K.-J. Lee, and B.-G. Park, *Enhanced spin-orbit torque by engineering Pt resistivity in $Pt/Co/AlO_x$ structures*, Phys. Rev. B **96**, 064405 (2017).
- [62] P. Noël, F. Trier, L. M. Vicente Arche, J. Bréhin, D. C. Vaz, V. Garcia, S. Fusil, A. Barthélémy, L. Vila, M. Bibes, and J.-P. Attané, *Non-volatile electric control of spin–charge*

- conversion in a SrTiO₃ Rashba system*, Nature **580**, 483 (2020).
- [63] S. Kaneta-Takada, M. Kitamura, S. Arai, T. Arai, R. Okano, L. D. Anh, T. Endo, K. Horiba, H. Kumigashira, M. Kobayashi, M. Seki, H. Tabata, M. Tanaka, and S. Ohya, *Giant spin-to-charge conversion at an all-epitaxial single-crystal-oxide Rashba interface with a strongly correlated metal interlayer*, Nat. Commun. **13**, 5631 (2022).
- [64] C. Grezes, A. Kandazoglou, M. Cosset-Cheneau, L. M. V. Arche, P. Noël, P. Sgarro, S. Auffret, K. Garello, M. Bibes, L. Vila, and J.-P. Attané, *Non-volatile electric control of spin-orbit torques in an oxide two-dimensional electron gas*, Nat. Commun. **14**, 2590 (2023).
- [65] L. M. Vicente-Arche, J. Bréhin, S. Varotto, M. Cosset-Cheneau, S. Mallik, R. Salazar, P. Noël, D. C. Vaz, F. Trier, S. Bhattacharya, A. Sander, P. Le Fèvre, F. Bertran, G. Saiz, G. Ménard, N. Bergeal, A. Barthélémy, H. Li, C.-C. Lin, D. E. Nikonov, I. A. Young, J. E. Rault, L. Vila, J.-P. Attané, and M. Bibes, *Spin-charge interconversion in KTaO₃ 2D electron gases*, Adv. Mater. **33**, 2102102 (2021).
- [66] L. M. Vicente-Arche, S. Mallik, M. Cosset-Cheneau, P. Noël, D. C. Vaz, F. Trier, T. A. Gosavi, C.-C. Lin, D. E. Nikonov, I. A. Young, A. Sander, A. Barthélémy, J.-P. Attané, L. Vila, and M. Bibes, *Metal/SrTiO₃ two-dimensional electron gases for spin-to-charge conversion*, Phys. Rev. Mater. **5**, 064005 (2021).
- [67] D. C. Vaz, P. Noël, A. Johansson, B. Göbel, F. Y. Bruno, G. Singh, S. McKeown-Walker, F. Trier, L. M. Vicente-Arche, A. Sander, S. Valencia, P. Bruneel, M. Vivek, M. Gabay, N. Bergeal, F. Baumberger, H. Okuno, A. Barthélémy, A. Fert, L. Vila, I. Mertig, J.-P. Attané, and M. Bibes, *Mapping spin-charge conversion to the band structure in a topological oxide two-dimensional electron gas*, Nat. Mater. **18**, 1187 (2019).
- [68] S. Ohya, D. Araki, A. Le, Duc, S. Kaneta, M. Seki, H. Tabata, and M. Tanaka, *Efficient intrinsic spin-to-charge current conversion in an all-epitaxial single-crystal perovskite-oxide heterostructure of La_{0.67}Sr_{0.33}MnO₃/LaAlO₃/SrTiO₃*, Phys. Rev. Research **2**, 012014 (2020).
- [69] Q. Song, H. Zhang, T. Su, W. Yuan, Y. Chen, W. Xing, J. Shi, J. Sun, and W. Han, *Observation of inverse Edelstein effect in Rashba-split 2DEG between SrTiO₃ and LaAlO₃ at room temperature*, Sci. Adv. **3**, e1602312 (2017).
- [70] J.-Y. Chauleau, M. Boselli, S. Gariglio, R. Weil, G. De Loubens, J.-M. Triscone, and M. Viret, *Efficient spin-to-charge conversion in the 2D electron liquid at the LAO/STO inter-*

- face, Europhys. Lett. **116**, 17006 (2016).
- [71] J. Zhang, J. Zhang, X. Chi, R. Hao, W. Chen, H. Yang, D. Zhu, Q. Zhang, W. Zhao, H. Zhang, and J. Sun, *Giant efficiency for charge-to-spin conversion via the electron gas at the $\text{LaTiO}_{3+\delta}/\text{SrTiO}_3$ interface*, Phys. Rev. B **105**, 195110 (2022).
- [72] Y. Wang, R. Ramaswamy, M. Motapothula, K. Narayanapillai, D. Zhu, J. Yu, T. Venkatesan, and H. Yang, *Room-temperature giant charge-to-spin conversion at the SrTiO_3 – LaAlO_3 oxide interface*, Nano Lett. **17**, 7659 (2017).
- [73] N. Soya, T. Katase, and K. Ando, *Elastic and inelastic spin transport in SrTiO_3 -based magnetic heterostructure*, Adv. Elec. Mater. **8**, 2200232 (2022).
- [74] U. Shashank, A. Deka, C. Ye, S. Gupta, R. Medwal, R. S. Rawat, H. Asada, X. Renshaw Wang, and Y. Fukuma, *Room-temperature charge-to-spin conversion from quasi-2D electron gas at SrTiO_3 -based interfaces*, Phys. Status Solidi (RRL) **17**, 2200377 (2023).
- [75] H. Zhang, Z. Zhu, Y. Zhu, X. Chen, Q. Jiang, J. Wei, C. Zhao, J. Zhang, F. Han, H. Yang, D. Zhu, H. Wu, Y. Chen, F. Hu, B. Shen, W. Zhao, J. Zhang, G. Yu, and J. Sun, *Fermi-level-dependent charge-to-spin conversion of the two-dimensional electron gas at the γ - $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{KTaO}_3$ interface*, Phys. Rev. Appl. **19**, 034045 (2023).
- [76] H. Yang, B. Zhang, X. Zhang, X. Yan, W. Cai, Y. Zhao, J. Sun, K. L. Wang, D. Zhu, and W. Zhao, *Giant charge-to-spin conversion efficiency in SrTiO_3 -based electron gas interface*, Phys. Rev. Appl. **12**, 034004 (2019).
- [77] H. Zhang, Y. Ma, H. Zhang, X. Chen, S. Wang, G. Li, Y. Yun, X. Yan, Y. Chen, F. Hu, J. Cai, B. Shen, W. Han, and J. Sun, *Thermal spin injection and inverse Edelstein effect of the two-dimensional electron gas at EuO – KTaO_3 interfaces*, Nano Lett. **19**, 1605 (2019).
- [78] D. Jiang, H. Chen, G. Ji, Y. Chai, C. Zhang, Y. Liang, J. Liu, W. Skowroński, P. Yu, D. Yi, and T. Nan, *Substrate-induced spin-torque-like signal in spin-torque ferromagnetic resonance measurement*, Phys. Rev. Appl. **21**, 024021 (2024).
- [79] M. D. Stiles and A. Zangwill, *Anatomy of spin-transfer torque*, Phys. Rev. B **66**, 014407 (2002).
- [80] D. Ralph and M. Stiles, *Spin transfer torques*, J. Magn. Magn. Mater. **320**, 1190 (2008).
- [81] H. Hayashi, D. Jo, D. Go, T. Gao, S. Haku, Y. Mokrousov, H.-W. Lee, and K. Ando, *Observation of long-range orbital transport and giant orbital torque*, Commun. Phys. **6**, 32 (2023).

- [82] L. H. THOMAS, *The Motion of the Spinning Electron*, Nature **117**, 514 (1926).
- [83] E. M. Pugh and N. Rostoker, *Hall Effect in Ferromagnetic Materials*, Rev. Mod. Phys. **25**, 151 (1953).
- [84] R. Karplus and J. M. Luttinger, *Hall Effect in Ferromagnetics*, Phys. Rev. **95**, 1154 (1954).
- [85] N. Nagaosa, J. Sinova, S. Onoda, A. H. MacDonald, and N. P. Ong, *Anomalous Hall effect*, Rev. Mod. Phys. **82**, 1539 (2010).
- [86] Y. Omori, E. Sagasta, Y. Niimi, M. Gradhand, L. E. Hueso, F. Casanova, and Y. Otani, *Relation between spin Hall effect and anomalous Hall effect in 3d ferromagnetic metals*, Phys. Rev. B **99**, 014403 (2019).
- [87] Y. Yao, L. Kleinman, A. H. MacDonald, J. Sinova, T. Jungwirth, D.-s. Wang, E. Wang, and Q. Niu, *First principles calculation of anomalous Hall conductivity in ferromagnetic bcc Fe*, Phys. Rev. Lett. **92**, 037204 (2004).
- [88] W. Feng, C.-C. Liu, G.-B. Liu, J.-J. Zhou, and Y. Yao, *First-principles investigations on the Berry phase effect in spin-orbit coupling materials*, Comput. Mater. Sci. **112**, 428 (2016).
- [89] G. Y. Guo, S. Murakami, T.-W. Chen, and N. Nagaosa, *Intrinsic spin Hall effect in platinum: first-principles calculations*, Phys. Rev. Lett. **100**, 096401 (2008).
- [90] M. Onoda and N. Nagaosa, *Topological nature of anomalous Hall effect in ferromagnets*, J. Phys. Soc. Jpn. **71**, 19 (2002).
- [91] T. Taniguchi, J. Grollier, and M. D. Stiles, *Spin-Transfer Torques Generated by the Anomalous Hall Effect and Anisotropic Magnetoresistance*, Phys. Rev. Appl. **3**, 044001 (2015).
- [92] T. Y. Ma, C. H. Wan, X. Wang, W. L. Yang, C. Y. Guo, C. Fang, M. K. Zhao, J. Dong, Y. Zhang, and X. F. Han, *Evidence of magnetization switching by anomalous spin Hall torque in NiFe*, Phys. Rev. B **101**, 134417 (2020).
- [93] V. P. Amin, J. Li, M. D. Stiles, and P. M. Haney, *Intrinsic spin currents in ferromagnets*, Phys. Rev. B **99**, 220405 (2019).
- [94] S. Iihama, T. Taniguchi, K. Yakushiji, A. Fukushima, Y. Shiota, S. Tsunegi, R. Hiramatsu, S. Yuasa, Y. Suzuki, and H. Kubota, *Spin-transfer torque induced by the spin anomalous Hall effect*, Nat. Electron. **1**, 120 (2018).
- [95] Y. Miura and K. Masuda, *First-principles calculations on the spin anomalous Hall effect of ferromagnetic alloys*, Phys. Rev. Mater. **5**, L101402 (2021).
- [96] T. Seki, S. Iihama, T. Taniguchi, and K. Takanashi, *Large spin anomalous Hall effect in*

-
- L1₀–FePt: Symmetry and magnetization switching*, Phys. Rev. B **100**, 144427 (2019).
- [97] J. D. Gibbons, D. MacNeill, R. A. Buhrman, and D. C. Ralph, *Reorientable Spin Direction for Spin Current Produced by the Anomalous Hall Effect*, Phys. Rev. Appl. **9**, 064033 (2018).
- [98] C. Qin, S. Chen, Y. Cai, F. Kandaz, and Y. Ji, *Nonlocal electrical detection of spin accumulation generated by anomalous Hall effect in mesoscopic Ni₈₁Fe₁₉ films*, Phys. Rev. B **96**, 134418 (2017).
- [99] M.-C. Chang and Q. Niu, *Berry curvature, orbital moment, and effective quantum theory of electrons in electromagnetic fields*, J. Phys. Condens. Matter **20**, 193202 (2008).
- [100] D. Xiao, M.-C. Chang, and Q. Niu, *Berry phase effects on electronic properties*, Rev. Mod. Phys. **82**, 1959 (2010).
- [101] A. Davidson, V. P. Amin, W. S. Aljuaid, P. M. Haney, and X. Fan, *Perspectives of electrically generated spin currents in ferromagnetic materials*, Phys. Lett. A **384**, 126228 (2020).
- [102] Y.-T. Chen, S. Takahashi, H. Nakayama, M. Althammer, S. T. B. Goennenwein, E. Saitoh, and G. E. W. Bauer, *Theory of spin Hall magnetoresistance*, Phys. Rev. B **87**, 144411 (2013).
- [103] M.-H. Nguyen, D. C. Ralph, and R. A. Buhrman, *Spin torque study of the spin Hall conductivity and spin diffusion length in platinum thin films with varying resistivity*, Phys. Rev. Lett. **116**, 126601 (2016).
- [104] P. Gambardella and I. M. Miron, *Current-induced spin-orbit torques*, Phil. Trans. R. Soc. A **369**, 3175 (2011).
- [105] S. LaShell, B. A. McDougall, and E. Jensen, *Spin splitting of an Au(111) surface state band observed with angle resolved photoelectron spectroscopy*, Phys. Rev. Lett. **77**, 3419 (1996).
- [106] G. Bihlmayer, S. Blügel, and E. V. Chulkov, *Enhanced Rashba spin-orbit splitting in Bi/Ag(111) and Pb/Ag(111) surface alloys from first principles*, Phys. Rev. B **75**, 195414 (2007).
- [107] R. H. Silsbee, *Spin-orbit induced coupling of charge current and spin polarization*, J. Phys. Condens. Matter **16**, R179 (2004).
- [108] T. McGuire and R. Potter, *Anisotropic magnetoresistance in ferromagnetic 3d alloys*, IEEE Trans. Magn. **11**, 1018 (1975).
- [109] V. Tshitoyan, C. Ciccarelli, A. P. Mihai, M. Ali, A. C. Irvine, T. A. Moore, T. Jungwirth,

- and A. J. Ferguson, *Electrical manipulation of ferromagnetic NiFe by antiferromagnetic IrMn*, Phys. Rev. B **92**, 214406 (2015).
- [110] A. Hoffmann, *Spin Hall effects in metals*, IEEE Trans. Magn. **49**, 5172 (2013).
- [111] J. Sinova, S. O. Valenzuela, J. Wunderlich, C. Back, and T. Jungwirth, *Spin hall effects*, Rev. Mod. Phys. **87**, 1213 (2015).
- [112] E. Sagasta, Y. Omori, M. Isasa, M. Gradhand, L. E. Hueso, Y. Niimi, Y. Otani, and F. Casanova, *Tuning the spin Hall effect of Pt from the moderately dirty to the superclean regime*, Phys. Rev. B **94**, 060412 (2016).
- [113] R. Ramaswamy, Y. Wang, M. Elyasi, M. Motapothula, T. Venkatesan, X. Qiu, and H. Yang, *Extrinsic spin Hall effect in $Cu_{1-x}Pt_x$* , Phys. Rev. Appl. **8**, 024034 (2017).
- [114] M.-H. Nguyen, D. Ralph, and R. Buhrman, *Spin torque study of the spin Hall conductivity and spin diffusion length in platinum thin films with varying resistivity*, Phys. Rev. Lett. **116**, 126601 (2016).
- [115] L. Zhu and R. Buhrman, *Maximizing spin-orbit-torque efficiency of Pt/Ti multilayers: Trade-off between intrinsic spin Hall conductivity and carrier lifetime*, Phys. Rev. Appl. **12**, 051002 (2019).
- [116] X. Zhou, M. Tang, X. Fan, X. Qiu, and S. Zhou, *Disentanglement of bulk and interfacial spin Hall effect in ferromagnet/normal metal interface*, Phys. Rev. B **94**, 144427 (2016).
- [117] H. Hayashi, A. Musha, H. Sakimura, and K. Ando, *Spin-orbit torques originating from the bulk and interface in Pt-based structures*, Phys. Rev. Research **3**, 013042 (2021).
- [118] T. Harumoto, T. Sannomiya, S. Muraishi, J. Shi, and Y. Nakamura, *Rhombohedral distortion analysis of ultra-thin Pt (111) films deposited under Ar- N_2 atmosphere*, J. Appl. Crystallogr. **47**, 1490 (2014).
- [119] R. Yu and X. F. Zhang, *Platinum nitride with fluorite structure*, Appl. Phys. Lett. **86**, 121913 (2005).
- [120] K. Endo, K. Nakamura, Y. Katayama, and T. Miura, *Pt-Me ($Me = Ir, Ru, Ni$) binary alloys as an ammonia oxidation anode*, Electrochim. Acta **49**, 2503 (2004).
- [121] T. Toda, H. Igarashi, H. Uchida, and M. Watanabe, *Enhancement of the Electroreduction of Oxygen on Pt Alloys with Fe, Ni, and Co*, J. Electrochem. Soc. **146**, 3750 (1999).
- [122] J. Lee, D. Go, H. J. Kim, B. C. Yang, T. Kim, J. W. Shin, G. Park, and J. An, *Co-sputtered Pt/Ti alloy cathode for low-temperature solid oxide fuel cell*, J. Alloy. Compd. **900**, 163407

- (2022).
- [123] A. Hecq, J. Delrue, M. Hecq, and T. Robert, *Sputtering deposition, XPS and X-ray diffraction characterization of hard nitrogen-platinum thin films*, J. Mater. Sci. **16**, 407 (1981).
 - [124] P. Dawson and K. Tzatzov, *Quantitative auger electron analysis of titanium nitrides*, Surf. Sci. **149**, 105 (1985).
 - [125] H. An, T. Ohno, Y. Kanno, Y. Kageyama, Y. Monnai, H. Maki, J. Shi, and K. Ando, *Current-induced magnetization switching using an electrically insulating spin-torque generator*, Sci. Adv. **4**, eaar2250 (2018).
 - [126] S. Haku, A. Musha, T. Gao, and K. Ando, *Role of interfacial oxidation in the generation of spin-orbit torques*, Phys. Rev. B **102**, 024405 (2020).
 - [127] V. P. Amin and M. D. Stiles, *Spin transport at interfaces with spin-orbit coupling: Phenomenology*, Phys. Rev. B **94**, 104420 (2016).
 - [128] M. Zwierzycki, Y. Tserkovnyak, P. J. Kelly, A. Brataas, and G. E. Bauer, *First-principles study of magnetization relaxation enhancement and spin transfer in thin magnetic films*, Phys. Rev. B **71**, 064420 (2005).
 - [129] J. Kim, J. Sinha, S. Mitani, M. Hayashi, S. Takahashi, S. Maekawa, M. Yamanouchi, and H. Ohno, *Anomalous temperature dependence of current-induced torques in CoFeB/MgO heterostructures with Ta-based underlayers*, Phys. Rev. B **89**, 174424 (2014).
 - [130] H. Yang, M. Chshiev, B. Dieny, J. Lee, A. Manchon, and K. Shin, *First-principles investigation of the very large perpendicular magnetic anisotropy at Fe|MgO and Co|MgO interfaces*, Phys. Rev. B **84**, 054401 (2011).
 - [131] L. Zhu, D. Ralph, and R. Buhrman, *Spin-orbit torques in heavy-metal-ferromagnet bilayers with varying strengths of interfacial spin-orbit coupling*, Phys. Rev. Lett. **122**, 077201 (2019).
 - [132] V. Tshitoyan, C. Ciccarelli, A. Mihai, M. Ali, A. Irvine, T. Moore, T. Jungwirth, and A. Ferguson, *Electrical manipulation of ferromagnetic NiFe by antiferromagnetic IrMn*, Phys. Rev. B **92**, 214406 (2015).
 - [133] J.-C. Rojas-Sánchez, N. Reyren, P. Laczkowski, W. Savero, J.-P. Attané, C. Deranlot, M. Jamet, J.-M. George, L. Vila, and H. Jaffrès, *Spin Pumping and Inverse Spin Hall Effect in Platinum: The Essential Role of Spin-Memory Loss at Metallic Interfaces*, Phys. Rev. Lett. **112**, 106602 (2014).

- [134] L. Zhu, D. C. Ralph, and R. A. Buhrman, *Spin-Orbit Torques in Heavy-Metal–Ferromagnet Bilayers with Varying Strengths of Interfacial Spin-Orbit Coupling*, Phys. Rev. Lett. **122**, 077201 (2019).
- [135] W. Zhang, W. Han, X. Jiang, S.-H. Yang, and S. S. P. Parkin, *Role of transparency of platinum–ferromagnet interfaces in determining the intrinsic magnitude of the spin Hall effect*, Nat. Phys. **11**, 496 (2015).
- [136] L. Liu, R. Buhrman, and D. Ralph, *Review and analysis of measurements of the spin Hall effect in platinum*, arXiv:1111.3702 (2011).
- [137] Y. Tserkovnyak, A. Brataas, and G. E. W. Bauer, *Spin pumping and magnetization dynamics in metallic multilayers*, Phys. Rev. B **66**, 224403 (2002).
- [138] H. Jiao and G. E. W. Bauer, *Spin backflow and ac voltage generation by spin pumping and the inverse spin Hall effect*, Phys. Rev. Lett. **110**, 217602 (2013).
- [139] M. Gradhand, D. V. Fedorov, P. Zahn, and I. Mertig, *Extrinsic spin Hall effect from first principles*, Phys. Rev. Lett. **104**, 186403 (2010).
- [140] R. Karplus and J. Luttinger, *Hall effect in ferromagnetics*, Phys. Rev. **95**, 1154 (1954).
- [141] J. Sinova, D. Culcer, Q. Niu, N. A. Sinitsyn, T. Jungwirth, and A. H. MacDonald, *Universal intrinsic spin Hall effect*, Phys. Rev. Lett. **92**, 126603 (2004).
- [142] S. Murakami, N. Nagaosa, and S. C. Zhang, *Dissipationless quantum spin current at room temperature*, Science **301**, 1348 (2003).
- [143] J. Smit, *The spontaneous Hall effect in ferromagnetics II*, Physica **24**, 39 (1958).
- [144] L. Berger, *Side-jump mechanism for the Hall effect of ferromagnets*, Phys. Rev. B **2**, 4559 (1970).
- [145] H. Moriya, A. Musha, S. Haku, and K. Ando, *Observation of the crossover between metallic and insulating regimes of the spin Hall effect*, Commun. Phys. **5**, 12 (2022).
- [146] H. Kontani, M. Naito, D. S. Hirashima, K. Yamada, and J.-i. Inoue, *Study of Intrinsic Spin and Orbital Hall Effects in Pt Based on a (6s, 6p, 5d) Tight-Binding Model*, J. Phys. Soc. Jpn. **76**, 103702 (2007).
- [147] Y. He, Y. Ji, and W. Zhang, *Spin Hall conductivity in Pt films under tetragonal and orthorhombic distortions*, Physica B Condens. Matter **605**, 412654 (2021).
- [148] J. E. Hirsch, *Spin Hall Effect*, Phys. Rev. Lett. **83**, 1834 (1999).
- [149] N. Soya, H. Hayashi, T. Harumoto, T. Gao, S. Haku, and K. Ando, *Crossover of the intrinsic*

-
- spin Hall effect in the presence of lattice expansion*, Phys. Rev. B **103**, 174427 (2021).
- [150] S. Haku, H. Moriya, H. An, A. Musha, and K. Ando, *Coherent-incoherent crossover of the intrinsic spin Hall effect in Pd*, Phys. Rev. B **104**, 174403 (2021).
- [151] G. Qu, K. Nakamura, and M. Hayashi, *Magnetization direction dependent spin Hall effect in 3d ferromagnets*, Phys. Rev. B **102**, 144440 (2020).
- [152] F. Freimuth, S. Blügel, and Y. Mokrousov, *Anisotropic Spin Hall Effect from First Principles*, Phys. Rev. Lett. **105**, 246602 (2010).
- [153] C. O. Pauyac, M. Chshiev, A. Manchon, and S. A. Nikolaev, *Spin Hall and Spin Swapping Torques in Diffusive Ferromagnets*, Phys. Rev. Lett. **120**, 176802 (2018).
- [154] M. Cosset-Chéneau, M. H. Fahmy, A. Kandazoglou, C. Grezes, A. Brenac, S. Teresi, P. Sgarro, P. Warin, A. Marty, V. T. Pham, J.-P. Attané, and L. Vila, *Electrical measurement of the spin Hall effect isotropy in ferromagnets with strong spin-orbit interactions*, Phys. Rev. B **106**, L220405 (2022).
- [155] D. Tian, Y. Li, D. Qu, S. Y. Huang, X. Jin, and C. L. Chien, *Manipulation of pure spin current in ferromagnetic metals independent of magnetization*, Phys. Rev. B **94**, 020403 (2016).
- [156] J. Cramer, A. Ross, S. Jaiswal, L. Baldrati, R. Lebrun, and M. Kläui, *Orientation-dependent direct and inverse spin Hall effects in $\text{Co}_{60}\text{Fe}_{20}\text{B}_{20}$* , Phys. Rev. B **99**, 104414 (2019).
- [157] K. S. Das, W. Y. Schoemaker, B. J. van Wees, and I. J. Vera-Marun, *Spin injection and detection via the anomalous spin Hall effect of a ferromagnetic metal*, Phys. Rev. B **96**, 220408 (2017).
- [158] W. L. Yang, J. W. Wei, C. H. Wan, Y. W. Xing, Z. R. Yan, X. Wang, C. Fang, C. Y. Guo, G. Q. Yu, and X. F. Han, *Determining spin-torque efficiency in ferromagnetic metals via spin-torque ferromagnetic resonance*, Phys. Rev. B **101**, 064412 (2020).
- [159] Q. Fu, L. Liang, W. Wang, L. Yang, K. Zhou, Z. Li, C. Yan, L. Li, H. Li, and R. Liu, *Observation of nontrivial spin-orbit torque in single-layer ferromagnetic metals*, Phys. Rev. B **105**, 224417 (2022).
- [160] W. Wang, Z. Yan, Y. Cao, C. Gao, Z. Shi, M. Si, J. Cao, L. Xi, D. Yang, and D. Xue, *Generation and Detection of Dresselhaus-Like Spin Current in a Single-Crystal Ferromagnetic Metal*, Adv. Funct. Mater. **32**, 2204212 (2022).
- [161] A. M. Humphries, T. Wang, E. R. Edwards, S. R. Allen, J. M. Shaw, H. T. Nembach, J. Q.

- Xiao, T. J. Silva, and X. Fan, *Observation of spin-orbit effects with spin rotation symmetry*, Nat. Commun. **8**, 1 (2017).
- [162] W. Wang *et al.*, *Anomalous spin-orbit torques in magnetic single-layer films*, Nat. Nanotechnol. **14**, 819 (2019).
- [163] B. F. Miao, S. Y. Huang, D. Qu, and C. L. Chien, *Inverse Spin Hall Effect in a Ferromagnetic Metal*, Phys. Rev. Lett. **111**, 066602 (2013).
- [164] C. Du, H. Wang, F. Yang, and P. C. Hammel, *Systematic variation of spin-orbit coupling with d-orbital filling: Large inverse spin Hall effect in 3d transition metals*, Phys. Rev. B **90**, 140407 (2014).
- [165] K. B. Hathaway and G. A. Prinz, *First-Order Magnetic Phase Transitions in Fe*, Phys. Rev. Lett. **47**, 1761 (1981).
- [166] M. Gester, C. Daboo, R. Hicken, S. Gray, A. Ercole, and J. C. Bland, *Continuous evolution of the in-plane magnetic anisotropies with thickness in epitaxial Fe films*, J. Appl. Phys. **80**, 347 (1996).
- [167] G. A. Prinz, *Stabilization of bcc Co via Epitaxial Growth on GaAs*, Phys. Rev. Lett. **54**, 1051 (1985).
- [168] Y. Nukaga, M. Ohtake, M. Futamoto, F. Kirino, N. Fujita, and N. Inaba, *Structure and Magnetic Properties of Co Epitaxial Thin Films Grown on MgO Single-Crystal Substrates*, IEEE Trans. Magn. **45**, 2519 (2009).
- [169] S. Oki, Y. Sasaki, Y. Kasatani, S. Yamada, S. Mizukami, Y. Nozaki, and K. Hamaya, *Modulation of magnetization dynamics in an epitaxial Heusler ferromagnet due to pure spin current in a laterally configured structure*, J. Condens. Matter Phys. **30**, 255802 (2018).
- [170] C. Kittel, *On the Theory of Ferromagnetic Resonance Absorption*, Phys. Rev. **73**, 155 (1948).
- [171] W. Zhang, W. Han, X. Jiang, S.-H. Yang, and S. S. P. Parkin, *Role of transparency of platinum-ferromagnet interfaces in determining the intrinsic magnitude of the spin Hall effect*, Nat. Phys. **11**, 496 (2015).
- [172] D. Fang, H. Kurebayashi, J. Wunderlich, K. Vybörny, L. P. Zârbo, R. Campion, A. Casiraghi, B. Gallagher, T. Jungwirth, and A. Ferguson, *Spin-orbit-driven ferromagnetic resonance*, Nat. Nanotechnol. **6**, 413 (2011).
- [173] D. Lee, D. Go, H.-J. Park, W. Jeong, H.-W. Ko, D. Yun, D. Jo, S. Lee, G. Go, J. H. Oh,

-
- K.-J. Kim, B.-G. Park, B.-C. Min, H. C. Koo, H.-W. Lee, O. Lee, and K.-J. Lee, *Orbital torque in magnetic bilayers*, Nat. Commun. **12**, 6710 (2021).
- [174] T.-Y. Chen, Y.-C. Hsiao, W.-B. Liao, and C.-F. Pai, *Tailoring Neuromorphic Switching by CuN_x -Mediated Orbital Currents*, Phys. Rev. Appl. **17**, 064005 (2022).
- [175] A. Ghosh, S. Auffret, U. Ebels, and W. E. Bailey, *Penetration Depth of Transverse Spin Current in Ultrathin Ferromagnets*, Phys. Rev. Lett. **109**, 127202 (2012).
- [176] M. Zwierzycki, Y. Tserkovnyak, P. J. Kelly, A. Brataas, and G. E. W. Bauer, *First-principles study of magnetization relaxation enhancement and spin transfer in thin magnetic films*, Phys. Rev. B **71**, 064420 (2005).
- [177] Y. Hibino, T. Taniguchi, K. Yakushiji, A. Fukushima, H. Kubota, and S. Yuasa, *Giant charge-to-spin conversion in ferromagnet via spin-orbit coupling*, Nat. Commun. **12**, 1 (2021).
- [178] O. Mosendz, V. Vlaminck, J. E. Pearson, F. Y. Fradin, G. E. W. Bauer, S. D. Bader, and A. Hoffmann, *Detection and quantification of inverse spin Hall effect from spin pumping in permalloy/normal metal bilayers*, Phys. Rev. B **82**, 214403 (2010).
- [179] Y. Guan, W. Bailey, E. Vescovo, C.-C. Kao, and D. Arena, *Phase and amplitude of element-specific moment precession in $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$* , J. Magn. Magn. Mater. **312**, 374 (2007).
- [180] D. Zheng, H. Zhang, F. Hu, B. Shen, J. Sun, and W. Zhao, *Spin-charge interconversion of two-dimensional electron gases at oxide interfaces*, Nanotechnology **35**, 092001 (2023).
- [181] R. C. Neville, B. Hoeneisen, and C. A. Mead, *Permittivity of strontium titanate*, J. Appl. Phys. **43**, 2124 (1972).
- [182] V. Trepakov, V. Vikhnin, M. Savinov, P. Syrnikov, S. Kapphan, V. Lemanov, H. Hesse, and L. Jastrabik, *Dielectric permittivity and Fe-and Cu-doping effect in KTaO_3 and $\text{K}_{1-x}\text{Li}_x\text{TaO}_3$* , Ferroelectrics **235**, 59 (1999).
- [183] J. Robertson, *High dielectric constant oxides*, Eur. Phys. J. Appl. Phys. **28**, 265 (2004).
- [184] M. A. Subramanian, R. D. Shannon, B. H. T. Chai, M. M. Abraham, and M. C. Wintersgill, *Dielectric constants of BeO , MgO , and CaO using the two-terminal method*, Phys. Chem. Minerals **16**, 741 (1989).
- [185] J. Zhou, X. Shu, W. Lin, D. F. Shao, S. Chen, L. Liu, P. Yang, E. Y. Tsymbal, and J. Chen, *Modulation of spin-orbit torque from SrRuO_3 by epitaxial-strain-induced octahedral rotation*, Adv. Mater. **33**, 2007114 (2021).

- [186] Q. Zhang, S. Shi, Z. Zheng, H. Zhou, D.-F. Shao, T. Zhao, H. Su, L. Liu, X. Shu, L. Jia, Y. Gu, R. Xiao, G. Wang, C. Zhao, H. Li, and J. Chen, *Highly energy-efficient spin current generation in SrIrO₃ by manipulating the octahedral rotation*, ACS Appl. Mater. Interfaces **16**, 1129 (2024).
- [187] X. Huang *et al.*, *Novel spin-orbit torque generation at room temperature in an all-oxide epitaxial La_{0.7}Sr_{0.3}MnO₃/SrIrO₃ system*, Adv. Mater. **33**, 2008269 (2021).
- [188] X. Huang, X. Chen, Y. Li, J. Mangeri, H. Zhang, M. Ramesh, H. Taghinejad, P. Meisenheimer, L. Caretta, S. Susarla, R. Jain, C. Klewe, T. Wang, R. Chen, C.-H. Hsu, I. Harris, S. Husain, H. Pan, J. Yin, P. Shafer, Z. Qiu, D. R. Rodrigues, O. Heinonen, D. Vasudevan, J. Íñiguez, D. G. Schlom, S. Salahuddin, L. W. Martin, J. G. Analytis, D. C. Ralph, R. Cheng, Z. Yao, and R. Ramesh, *Manipulating chiral spin transport with ferroelectric polarization*, Nat. Mater. **23**, 898 (2024).
- [189] A. L. Edgeton, I. A. Harris, N. G. Campbell, Y. Chai, M. M. Mazur, G. Gurung, X. Huang, S. Susarla, E. Y. Tsymbal, D. C. Ralph, T. Nan, M. S. Rzchowski, R. Ramesh, and C.-B. Eom, *Large spin-orbit torque in bismuthate-based heterostructures*, Nat. Electron. **6**, 973 (2023).
- [190] H. Gross, N. Bansal, Y.-S. Kim, and S. Oh, *In situ study of emerging metallicity on ion-bombarded SrTiO₃ surface*, J. Appl. Phys. **110**, 073704 (2011).
- [191] T. C. Rödel *et al.*, *Universal fabrication of 2D electron systems in functional oxides*, Adv. Mater. **28**, 1976 (2016).
- [192] A. B. Posadas, K. J. Kormondy, W. Guo, P. Ponath, J. Geler-Kremer, T. Hadamek, and A. A. Demkov, *Scavenging of oxygen from SrTiO₃ during oxide thin film deposition and the formation of interfacial 2DEGs*, J. Appl. Phys. **121**, 105302 (2017).
- [193] Q. Fu and T. Wagner, *Interaction of nanostructured metal overlayers with oxide surfaces*, Surf. Sci. Rep. **62**, 431 (2007).
- [194] Z. Huang, Ariando, X. Renshaw Wang, A. Rusydi, J. Chen, H. Yang, and T. Venkatesan, *Interface Engineering and Emergent Phenomena in Oxide Heterostructures*, Adv. Mater. **30**, 1802439 (2018).
- [195] V. E. Henrich, G. Dresselhaus, and H. Zeiger, *Surface defects and the electronic structure of SrTiO₃ surfaces*, Phys. Rev. B **17**, 4908 (1978).
- [196] C. Bell, S. Harashima, Y. Kozuka, M. Kim, B. G. Kim, Y. Hikita, and H. Hwang, *Dominant*

-
- mobility modulation by the electric field effect at the LaAlO₃/SrTiO₃ interface*, Phys. Rev. Lett. **103**, 226802 (2009).
- [197] D. C. Vaz, E. Lesne, A. Sander, H. Naganuma, E. Jacquet, J. Santamaria, A. Barthélemy, and M. Bibes, *Tuning up or down the critical thickness in LaAlO₃/SrTiO₃ through in situ deposition of metal overlayers*, Adv. Mater. **29**, 1700486 (2017).
- [198] A. Spinelli, M. A. Torija, C. Liu, C. Jan, and C. Leighton, *Electronic transport in doped SrTiO₃: Conduction mechanisms and potential applications*, Phys. Rev. B **81**, 155110 (2010).
- [199] W. Zhou *et al.*, *Electron–soft phonon scattering in n-type SrTiO₃*, Phys. Rev. B **94**, 195122 (2016).
- [200] J. Yu, D. Bang, R. Mishra, R. Ramaswamy, J. H. Oh, H.-J. Park, Y. Jeong, P. Van Thach, D.-K. Lee, G. Go, S.-W. Lee, Y. Wang, S. Shi, X. Qiu, H. Awano, K.-J. Lee, and H. Yang, *Long spin coherence length and bulk-like spin–orbit torque in ferrimagnetic multilayers*, Nat. Mater. **18**, 29 (2019).
- [201] Y. Lim, B. Khodadadi, J.-F. Li, D. Viehland, A. Manchon, and S. Emori, *Dephasing of transverse spin current in ferrimagnetic alloys*, Phys. Rev. B **103**, 024443 (2021).
- [202] A. Johansson, B. Göbel, J. Henk, M. Bibes, and I. Mertig, *Spin and orbital Edelstein effects in a two-dimensional electron gas: Theory and application to SrTiO₃ interfaces*, Phys. Rev. Research **3**, 013275 (2021).
- [203] D. Go, D. Jo, K.-W. Kim, S. Lee, M.-G. Kang, B.-G. Park, S. Blügel, H.-W. Lee, and Y. Mokrousov, *Long-range orbital torque by momentum-space hotspots*, Phys. Rev. Lett. **130**, 246701 (2023).
- [204] H. Hayashi, D. Jo, D. Go, T. Gao, S. Haku, Y. Mokrousov, H.-W. Lee, and K. Ando, *Observation of long-range orbital transport and giant orbital torque*, Commun. Phys. **6**, 32 (2023).
- [205] S. Ding, Z. Liang, D. Go, C. Yun, M. Xue, Z. Liu, S. Becker, W. Yang, H. Du, C. Wang, Y. Yang, G. Jakob, M. Kläui, Y. Mokrousov, and J. Yang, *Observation of the orbital Rashba-Edelstein magnetoresistance*, Phys. Rev. Lett. **128**, 067201 (2022).
- [206] A. Bose, F. Kammerbauer, R. Gupta, D. Go, Y. Mokrousov, G. Jakob, and M. Kläui, *Detection of long-range orbital-Hall torques*, Phys. Rev. B **107**, 134423 (2023).
- [207] G. Sala and P. Gambardella, *Giant orbital Hall effect and orbital-to-spin conversion in 3d*,

- 5d, and 4f metallic heterostructures, *Phys. Rev. Research* **4**, 033037 (2022).
- [208] L. Liao, F. Xue, L. Han, J. Kim, R. Zhang, L. Li, J. Liu, X. Kou, C. Song, F. Pan, and Y. Otani, *Efficient orbital torque in polycrystalline ferromagnetic-metal/Ru/Al₂O₃ stacks: Theory and experiment*, *Phys. Rev. B* **105**, 104434 (2022).
- [209] R. Fukunaga, S. Haku, H. Hayashi, and K. Ando, *Orbital torque originating from orbital Hall effect in Zr*, *Phys. Rev. Research* **5**, 023054 (2023).
- [210] M. Taniguchi, H. Hayashi, N. Soya, and K. Ando, *Nonlocal orbital torques in magnetic multilayers*, *Appl. Phys. Express* **16**, 043001 (2023).
- [211] H. Moriya, M. Taniguchi, D. Jo, D. Go, N. Soya, H. Hayashi, Y. Mokrousov, H.-W. Lee, and K. Ando, *Observation of long-range current-induced torque in Ni/Pt bilayers*, *Nano Lett.* **24**, 6459 (2024).

謝辞

本研究は、慶應義塾大学大学院 理工学研究科基礎理工学専攻 量子スピントロニクス・スピン量子物性研究室 (安藤和也准教授) における博士課程での研究をまとめたものです。筆者に研究の場を与えてくださったことに心から感謝の意を表します。本研究の遂行にあたり多くの方々にご指導・ご協力頂きました。心より感謝申し上げます。

慶應義塾大学理工学部物理情報工学科 安藤和也准教授には、本研究を遂行する機会を与えていただいたばかりでなく、研究生活全般にわたり格別なご指導・ご協力を頂きました。恵まれた設備・環境の中で自由に実験を行わせていただき、充実した研究生活を送ることができました。研究が行き詰まった際には何度もディスカッションをさせていただき、その中で打開策を見出していくことができました。また、さまざまな共同研究に携わらせていただいたき、異なる視点やアプローチを取り入れる重要性や異分野融合の面白さを学ぶことができました。数多くの国内・国際学会にも参加させていただき、貴重な経験をすることができました。心より深く感謝申し上げます。

慶應義塾大学理工学部 海住英生教授、清水智子准教授、能崎幸雄教授には、博士審査の際に数多くのご指導を頂きました。先生方との議論を通じて、改めて多角的な視点から自身の研究を見つめることができ、本論文の完成度を高めることができました。心より深く感謝申し上げます。

東京科学大学元素戦略 MDX 研究センター 片瀬貴義准教授には、本研究の遂行に不可欠であったさまざまな実験装置・材料の使用を快く認めていただいたばかりでなく、私の実験に適した装置を新規に導入していただき、その設計や立ち上げから携わらせていただきました。また、実験装置の使い方から研究の方針に至るまで数多くの貴重なご助言をいただき、共同研究を円滑に遂行することができました。片瀬研究室で自由にたくさんの実験をさせていただいたことで研究の幅が広がり、私の研究生活は豊かなものになったと感じています。心より深く感謝申し上げます。

大阪大学大学院基礎工学研究科 浜屋宏平教授、東京都市大学理工学部電気電子通信工学科

山田道洋准教授には、本研究で用いた試料の作製・評価にご協力いただきました。共同研究の初期には実験が中々上手くいきませんでした。何度もディスカッションをさせていただき試行錯誤を重ねることで、問題を解決して成果に繋げることができました。お忙しい中、私の研究にたくさんのお時間を割いていただきましたこと、心より深く感謝申し上げます。

東京科学大学物質理工学院 春本高志准教授には、本研究で用いた試料の物性評価をしていただきました。データの解釈や論文作成においてもたくさんのご助言をいただき、円滑に研究を遂行することができました。心より深く感謝申し上げます。

東京科学大学元素戦略 MDX 研究センター神谷・片瀬研究室 木村公俊さん (卒業生)、吉川桜良さん、落合将寛さん、Choi Sangjin さんには、片瀬研究室での実験の際に大変お世話になりました。実験装置の扱い方を丁寧に教えていただいたばかりでなく、装置のメンテナンスやトラブル時の対応もしていただきました。皆さまがいつでも温かく迎え入れてくださることで、前向きに実験に取り組むことができました。心より深く感謝申し上げます。

Wuhan University of Technology 高藤華准教授には、安藤研究室在籍時にたくさんのご指導をいただきました。いつも親身に相談に乗っていただき、数多くのご助言を頂きました。心より深く感謝申し上げます。

安藤研究室助教 (2023 年度まで) 白怜士さんには、研究室に入って間もない頃から実験の基礎や設備の使い方について親切に教えていただきました。研究生生活の多岐にわたる面でご助力いただきました。心より深く感謝申し上げます。

安藤研究室助教 林宏樹さんには、研究方針に関して数々のご助言を頂きました。豊富な知識に基づいた的確なアドバイスからたくさんのことを学ばせていただきました。心より深く感謝申し上げます。

安藤研究室の学生の皆さまにも大変お世話になりました。皆さまとの活発な意見交換や情報共有を通じて、多くの知識を得るとともに、研究を進める上での貴重なヒントをいただくことができました。和やかで協力的な研究室の雰囲気の中で、充実した研究生生活を送ることができました。

最後に、本研究を支えてくださった家族、友人をはじめとする全ての方々に深く感謝申し上げます。

曾家 希美