

Pt におけるスピン・軌道ホール効果
に関する研究

2024 年度

森谷 裕幸

学位論文 博士（工学）

Pt におけるスピン・軌道ホール効果
に関する研究

2024 年度

慶應義塾大学大学院 理工学研究科

森谷 裕幸

指導教員： 安藤和也 准教授

目次

第 1 章	序論	1
1.1	スピントロニクスにおける電流-角運動流変換現象	1
1.2	本論文の目的と意義	2
1.3	本論文の構成	3
第 2 章	理論	7
2.1	スピン軌道相互作用	7
2.2	磁気秩序と磁気ダイナミクス	8
2.2.1	界面磁気異方性	8
2.2.2	磁化における運動方程式	8
2.3	角運動量流生成ならびに輸送現象	9
2.3.1	伝導電子角運動量流	9
2.3.2	スピン流の拡散	10
2.4	角運動量流生成現象	11
2.4.1	正常ホール効果	11
2.4.2	異常ホール効果	13
2.4.3	スピンホール効果	14
2.5	金属領域における異常・スピンホール効果のスケーリング則	14
2.5.1	内因性機構	14
2.5.2	外因性機構	15
2.6	絶縁領域における異常・スピンホール効果のスケーリング則	16
2.6.1	ホッピング伝導とホッピング確率	16
2.6.2	3 サイトホッピング機構	18
2.6.3	パーコレーション理論	19

2.6.4	Mott variable range hopping における異常ホール伝導度と電気伝導率のスケーリング則	21
2.7	軌道ホール効果	23
2.8	スピン流と磁化の相互作用	24
第 3 章	実験・解析方法	37
3.1	スピントルク強磁性共鳴法	37
3.2	磁気光学カー効果を用いた電流誘起トルク測定	44
3.2.1	偏光	44
3.2.2	誘電率	46
3.2.3	複素屈折率と吸収係数	47
3.2.4	磁気光学カー効果	49
3.2.5	磁気光学カー効果による回転角の検出	54
3.2.6	光学測定におけるトルク有効磁場の評価	57
3.3	デバイス作製方法	61
3.3.1	微細加工法	61
3.3.2	マグネトロンスパッタリング法	61
3.3.3	イオンビームミリング法	63
3.4	第 4 章のサンプル作製手順	63
3.5	第 5 章のサンプル作製手順	64
3.6	第 6 章のサンプル作製手順	65
第 4 章	Co/Pt 二層膜におけるスピントルクと界面でのスピン透過	67
4.1	バルクスピントルクの評価における界面寄与の影響	67
4.2	Co/Pt 二層膜と Co/TiN/Pt 三層膜のスピントルク強磁性共鳴測定	68
4.3	スピントルク強磁性共鳴法の強磁性体膜厚依存性	70
4.4	スピン透過率	72
4.5	まとめ	75
第 5 章	絶縁領域におけるスピンホール効果の観測	77
5.1	異常・スピンホール効果におけるスケーリング則の関係	77
5.2	X 線光電子分光と電気抵抗率の温度依存性による素子の評価	79
5.3	Ni ₈₁ Fe ₁₉ /TiN/PtO _x におけるスピントルク強磁性共鳴測定	82
5.4	スピントルク強磁性共鳴法の強磁性体膜厚依存性	84

5.5	スピンホール効果のスケーリング則	84
5.6	本章のまとめ	91
第 6 章	磁気光学カー効果を用いた強磁性体/Pt 二層膜における電流誘起トルク の観測	93
6.1	金属薄膜におけるスピンホール効果の探索と軌道ホール効果検討の重要性	93
6.2	磁気光学カー効果を用いた強磁性体/Pt 二層膜におけるスピントルク生 成効率の評価	94
6.3	スピン拡散と軌道拡散	103
6.4	本章のまとめ	108
第 7 章	結論	109
7.1	まとめ	109
7.2	今後の展望	109
参考文献		113

第 1 章

序論

1.1 スピントロニクスにおける電流-角運動流変換現象

スピントロニクスは電子の持つスピンの自由度を利用して工学的に活用することにより、我々の日々の暮らしを支えているデバイスの性能に革新的な進歩をもたらすことを目指している研究分野である。スピントロニクスの幕開けのひとつとして考えられているのは 1857 年に Kelvin 卿 (William Thomson) による磁気抵抗効果 (外部磁場により物質の電気抵抗が変化する現象) の発見 [1] である。しかしながらこの磁気抵抗効果はデバイス応用する際には磁気抵抗効果比が 1% 程度と小さいという点が工業的な課題であった。19 世紀における磁気抵抗効果観測の報告から 20 世紀中ごろにかけて半導体エレクトロニクスはトランジスタの発明をはじめとして大きく発展してきた。それに伴い真空技術や膜厚測定手法も進歩を遂げ清浄な薄膜表面や原子層レベルに迫る膜厚制御が実現されるようになった。このことを契機として 1980 年代初頭に Shinjo により異種金属の超薄膜を積層することにより薄膜中に多数の界面を形成した人工格子を作製した [2]。人工格子における電気伝導の磁場依存性に注目したことにより、1988 年に Fert [3] と Grünberg [4] が巨大磁気抵抗効果 (GMR) を発見し、磁気抵抗効果比の飛躍的な向上からデバイス開発の勢いが加速し始めた。さらに 1995 年に Miyazaki [5] と Moodera [6] により室温におけるトンネル磁気抵抗効果 (TMR) が発見され、スピンに依存した伝導現象の研究が推進された。これら一連の磁気抵抗効果の現象は応用面でもハードディスクドライブ (Hard disk drive:HDD) から磁気抵抗メモリ (Magnetoresistive random access memory:MRAM) の領域へと拡大していくこととなる。20 世紀末ごろからの微細加工技術のさらなる進歩に伴い磁気情報をより効率的に制御する技術の探索がなされてきた。

磁気抵抗効果の研究からさらなる展開として考えられるのが 2004 年の Kato ら [7]、2005 年の Wunderlich ら [8] によるスピンホール効果の発見である。スピンホール効果は、電子スピンの方向に依存した非対称な散乱により印加電場に対して直交方向にスピン

流が生成される電流-スピン流変換現象であり、強磁性金属/重金属二層膜構造における重金属中のスピンホール効果由来のスピン流による磁気ダンピング制御 [9] やスピンホール効果を利用した磁化反転といった研究への発展につながっている [10]。これらの研究によりスピン軌道相互作用を利用した磁化制御の技術への応用という領域拡大が期待され、スピン軌道相互作用に関連した現象の重要性がより認識されるようになった。さらに近年、電子の持つ軌道角運動量の流れである軌道流を生成する軌道ホール効果の予言 [11] から実際の系での観測 [12–17] がなされてきており、今日まで注目されてきたスピンホール効果による角運動流生成に加えて新たな電流-角運動流変換現象の追求が進められている。

1.2 本論文の目的と意義

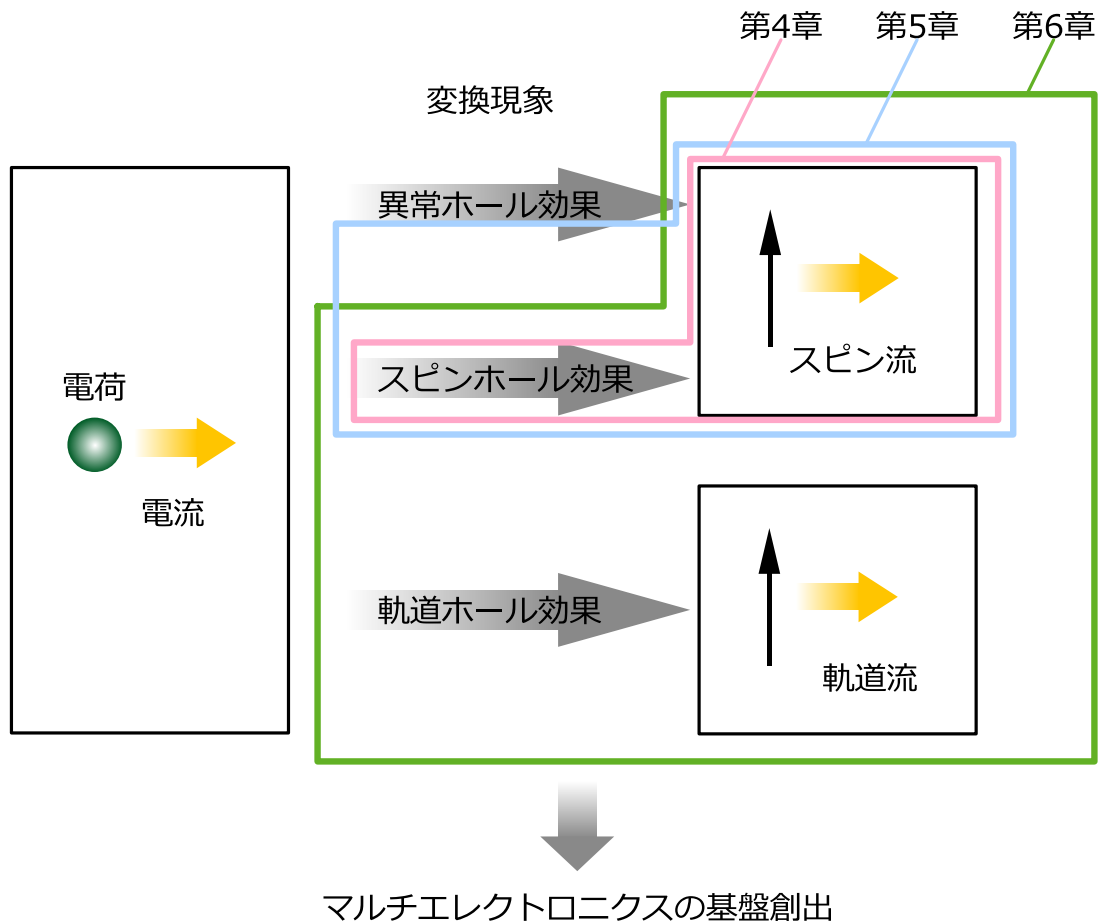


図 1.1: 電流-角運動流変換現象について本研究が対象としている領域についてまとめた模式図。

スピントロニクスにおける基礎原理の理解とデバイス応用への展開として特に重要であ

ることのひとつとして考えられるのは 1.1 節でも言及したスピン流生成、すなわち電流-スピン流生成現象である。巨大なスピン軌道相互作用を有しており顕著な電流-スピン流変換を示す Pt はスピントロニクス研究の中核を担う材料の筆頭に挙げられる物質である。特にスピントルクの研究ではバルクのスピンホール効果由来の効果がとりわけ注目されてきたが、界面効果由来のスピン軌道相互作用の寄与も指摘されるようになり [18,19]、従来バルク効果として考えられてきたスピントルクに対して界面効果によるスピントルクが潜在的に含まれていた可能性がある。そのため本研究ではバルク効果と界面効果のスピントルクの分離を目指し、界面寄与検討の重要性を改めて提唱することを目指す。

またスピンホール効果については Pt をはじめさまざまな物質での理論計算や実験結果が提示されてきたが、金属材料における報告が中心であり金属材料と電気伝導メカニズムが大きく異なる絶縁物質においてはスピンホール効果発現機構が明らかになっていない点が多い。スピンホール効果の変換現象の源は電流とみなすことができるため、本研究ではその電気伝導性による挙動について知見を得ることによりスピンホール効果の基礎原理のさらなる理解に加えてあらゆる材料でのデバイス設計の指針に与することを目的とする。

さらに近年では軌道ホール効果の観測がされてきており [12–17]、軌道ホール効果により生成される角運動流である軌道流はスピン流と比較して物質中を長距離伝搬する性質があることが明らかとなり [14]、従来から研究ターゲットとされてきたスピン流と大きく異なる性質を有する対象として注目されている。さらに特筆すべきは今日までスピンホール効果が起源として理解されていた様々な現象に軌道ホール効果が多大な影響を与えている可能性が考えられ、本研究では極めて重要であると考えられるスピントロニクスにおける軌道流量子物性の検討ならびに軌道流量子物性自体のさらなる探索をスピントロニクス分野で盛んに研究がなされてきた Pt を用いて行う。

以上に述べたように第 4 章から第 6 章にかけて主にスピンホール効果と軌道ホール効果を探索することを本研究の目的としている（図 1.1）。

1.3 本論文の構成

本研究ではスピントロニクス分野において研究対象の中心にある Pt における角運動流の生成現象（スピンホール効果、軌道ホール効果）に対して新たな知見を得ることを目指した。以下に本論文の構成についてまとめた。

第 1 章：序論

スピントロニクス発展の経緯について説明し、本論文が Pt における角運動流生成起源について新たな知見を獲得することを目的としている点について述べた。

第 2 章：理論

物質中の電子が持つ自由度であるスピン角運動量、軌道角運動量を生成するスピンホール効果ならびに軌道ホール効果について説明する。さらに角運動量流の検出層として強磁性体を用いていることから磁気ダイナミクスに関しても記述する。

第 3 章：実験・解析方法

本研究の実験・解析方法について解説する。実験系のセットアップや測定試料の作製方法について以降の章ごとにまとめる。特に電流誘起トルクの評価には第 4 章と第 5 章ではスピントルク強磁性共鳴法と呼ばれる電気的な検出方法、第 6 章では磁気光学カー効果による光学的な検出方法を利用しておりそれぞれの測定手法について詳述する。

第 4 章：Co/Pt 二層膜におけるスピントルクと界面でのスピン透過

スピントルクの研究にあたっては強磁性体/常磁性体の二層膜構造を作製しスピントルクならびに常磁性体でのスピンホール効果の大きさを評価することが主流である。スピンホール効果が顕著に発現する物質である Pt は多くの先行研究にてこの二層膜構造を作製し Pt のバルク中でのスピンホール効果の大きさが評価されてきた。対して本研究では界面効果が顕著に発現することが予想される Co/Pt 構造と Co/Pt 界面を分離することにより巨大な界面寄与が抑制されることが期待される Co/TiN/Pt 構造を用いてスピントルクを測定し、Co/Pt 界面がスピントルクに顕著な寄与を与えることを観測した。さらにスピン透過モデルを仮定することにより両構造の界面におけるスピン透過率を評価し、TiN の挿入に伴いスピン透過率が向上することも明らかとなった。

第 5 章：絶縁領域におけるスピンホール効果の観測

電流-スピン流変換によるスピン流生成の現象として異常ホール効果とスピンホール効果が知られている。金属物質における異常ホール効果とスピンホール効果は物質のバンド構造に依存する内因性機構と物質中の不純物や格子欠陥による散乱に依存する外因性機構

により発現する。様々な金属物質において実験的に異常ホール効果とスピホール効果が観測され、ホール伝導度と物質の電気伝導率にスケーリング則があることが明らかとなった。伝導メカニズムがホッピング伝導により支配されている絶縁物質においても異常ホール効果の観測ならびに発現機構の理論構築が今日までなされてきて金属物質と同様ホール伝導度と物質の電気伝導率にスケーリング則があることが明らかとなった。しかしながらスピホール効果における絶縁物質の系統的な観測の報告は従来されておらず、絶縁物質でのスピホール効果の発現機構は明らかとされてこなかった。本研究では Pt の電気伝導性を酸化することによりホッピング伝導を実現し、絶縁領域の電気伝導率のスピホール効果の観測を行った。絶縁領域では電気伝導率の低下に伴いスピホール伝導度が低下することが判明し、同様のスケーリング則を示す異常ホール効果の発現機構と密接な関係があることが考えられる。

第 6 章：磁気光学カー効果を用いた強磁性体/Pt 二層膜における電流誘起トルクの観測

Pt は巨大なスピホール効果のみならず軌道流生成現象である軌道ホール効果も発現することが理論的に予想されている。本研究では強磁性体/Pt 二層膜構造において電流誘起トルクの観測を行った。電流誘起トルクの結果から角運動流の輸送特性を明らかにするために常磁性層が厚い試料においても有効に電流誘起トルクの評価が可能とされる磁気光学カー効果を用いた光学的検出により評価した。特に Ni/Pt 二層膜においては Pt 中のスピホール効果由来のスピントルクでは整合しない長距離伝導の性質がみられ、この結果は Pt 中の軌道ホール効果由来の軌道流が Pt 中を長距離伝導していることを示唆している。さらに Pt における軌道ホール効果の存在は、従来 Pt のスピホール効果によって発現していることを前提に考察されていたスピントロニクス of 諸現象においても影響を与える可能性があり、その影響をさらに探索することの重要性を提示している。

第 7 章：結論

第 4 章、第 5 章、第 6 章の研究により明らかとなった点についてまとめた。

第 2 章 理論

2.1 スピン軌道相互作用

スピン軌道相互作用は電子スピンと電子の軌道運動の相互作用を指し、電子の運動座標系において電子が原子核から受けるポテンシャルによる電場を磁場として感じる描像により理解される。このスピン軌道相互作用のハミルトニアンは中心対称ポテンシャルにおいてスピン角運動量 $\mathbf{S}$ と軌道角運動量 $\mathbf{L}$ を用いることで

$$\mathcal{H}_{\text{SOC}} = \lambda(r) \mathbf{L} \cdot \mathbf{S} \quad (2.1.1)$$

と表すことができる。ここで $\lambda(r)$ は位置 r におけるスピン軌道相互作用の強さを表す係数に相当し中心対称ポテンシャル $V(r)$ を用いて

$$\lambda(r) = \frac{1}{2m^2c^2r} \frac{\partial V(r)}{\partial r} \quad (2.1.2)$$

と表される。単一原子の持つスピン軌道相互作用の $\lambda_{nl}^{\text{single}}$ はこの $\lambda(r)$ を用いることで

$$\lambda_{nl}^{\text{single}} = \int_0^\infty R_{nl}^2 \lambda(r) d^3r = \frac{\alpha^2 Z^4}{n^3 l(l+1/2)(l+1)} \text{Ry} \quad (2.1.3)$$

となる [20]。ただし Z は原子番号、 α は微細構造定数、 n は主量子数、 l は方位量子数、 R_{nl} は動径分布関数である。式 (2.1.3) からスピン軌道相互作用の大きさは Z^4 に比例しているが、原子核ポテンシャルに対して内殻電子による遮蔽の効果の寄与を考えると Z^2 に比例する [20]。いずれにしても Z が大きな値の原子の場合、他のパラメータにもよるが大きなスピン軌道相互作用を示すことがわかる。本研究で一貫して注目している Pt についても $Z = 78$ であり原子番号の大小のみですべて単純に決定できるわけではないが原子番号の観点からスピン軌道相互作用は顕著に発現することが期待される。

2.2 磁気秩序と磁気ダイナミクス

2.2.1 界面磁気異方性

自由電子スピンには異方性が存在しないが、物質中の電子は原子核ポテンシャルの影響により異方的な軌道を有する。そのため自由電子状態の際はゼーマン効果により電子スピンに外部磁場を印加した際には磁場方向に磁化が追従すると考えられるが、実際の電子状態では外部磁場に対する応答が異なってくる。この効果のことを磁気異方性と呼び本研究においても薄膜の磁氣的性質を支配している重要な考え方である。磁気異方性にはいくつかの分類があるが、ここでは第4章で重要となる界面磁気異方性について説明する。

本研究では一貫して強磁性/常磁性構造における磁気ダイナミクスが重要となる測定手法を取り扱っている。強磁性/常磁性構造の系では磁性体に対して他の物質が隣接し界面を形成することにより界面での磁氣的性質が単層膜の場合と比較して顕著に変化することが予想される。先行研究では強磁性の Co/酸化物構造における界面の垂直磁気異方性が酸化物由来の酸素の影響により変調されることが報告されており [21]、界面の垂直磁気異方性エネルギー K_s は Bruno のモデルによると

$$\frac{K_s}{d_F} \propto \xi_{\text{ISOC}}(m_{\text{out}} - m_{\text{in}}) \quad (2.2.1)$$

の関係にあることが知られている [22–24]。ただし d_F は強磁性体の膜厚、 ξ_{ISOC} は界面でのスピン軌道相互作用の強さ、 $m_{\text{out}}, m_{\text{in}}$ はそれぞれ強磁性体における垂直軌道磁気モーメント、面内軌道磁気モーメントを表している。ゆえに界面の垂直磁気異方性密度 K_s の大きさは界面のスピン軌道相互作用の強さを反映しているといえる。

2.2.2 磁化における運動方程式

本研究での測定手法は強磁性体中の磁化ダイナミクスを基礎に原理が展開されている。そこで本項では磁化ダイナミクスが Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) 方程式により記述することが可能であることを述べる。

まず磁気モーメントに対するハイゼンベルクの運動方程式を考えると

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} [\mathbf{m}, \hat{\mathcal{H}}] \quad (2.2.2)$$

となる。ここで $[\mathbf{m}, \hat{\mathcal{H}}] = \mathbf{m}\hat{\mathcal{H}} - \hat{\mathcal{H}}\mathbf{m}$ は交換関係を表している。有効磁場 H_{eff} 中に磁

気モーメントがある際のゼーマン相互作用のハミルトニアン $\hat{\mathcal{H}}$ は

$$\hat{\mathcal{H}} = -\mathbf{m} \cdot \mathbf{H}_{\text{eff}} \quad (2.2.3)$$

で表される。スピン演算子の交換関係から導かれる磁気モーメントの交換関係 $[m_i, m_j] = -\gamma \hbar \epsilon_{ijk} m_k$ を用いることで式 (2.2.2) 左辺の磁気モーメントの時間変化は

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = -\gamma \mathbf{m} \times \mu_0 \mathbf{H}_{\text{eff}} \quad (2.2.4)$$

となる。式 (2.2.4) の両辺に対して空間的平均をとることで磁気モーメント $\mathbf{m}$ を磁化 $\mathbf{M}$ に読み替えることができ

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} \quad (2.2.5)$$

現実の系では格子振動や不純物をはじめとした歳差運動を緩和させる機構が存在するため、緩和項として

$$\mathbf{D}(t) \equiv \frac{\alpha}{M_s} \mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} \quad (2.2.6)$$

にて定義される $\mathbf{D}(t)$ を導入する。ここで M_s は飽和磁化、 α は磁気ダンピング定数で緩和項の強さを表している。式 (2.2.5) に式 (2.2.6) を加えることで LLG 方程式

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \alpha \frac{\mathbf{M}}{M_s} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \quad (2.2.7)$$

が導かれる。

2.3 角運動量流生成ならびに輸送現象

2.3.1 伝導電子角運動量流

金属中に原子核に束縛されず非局在的に存在する電子を自由電子と呼ぶ。この自由電子に対して電場を印加することにより電場と平行に運動することで図 2.1(a) に示した電荷の流れである電流が生じる。電子は電荷以外にスピンと軌道の自由度を有しており、電流以外にも図 2.1 に示した流れが存在する。スピン角運動量と軌道角運動量を検討することでそれぞれ、図 2.1(b) に示した電荷とスピン角運動量の流れであるスピン偏極電流、図 2.1(c) に示したスピン角運動量の流れであるスピン流、図 2.1(d) に示した軌道角運動量の流れである軌道流を考えることができる。これらのスピン偏極電流、スピン流、軌道流は 2.4 項で説明する電流からの変換現象が存在する。

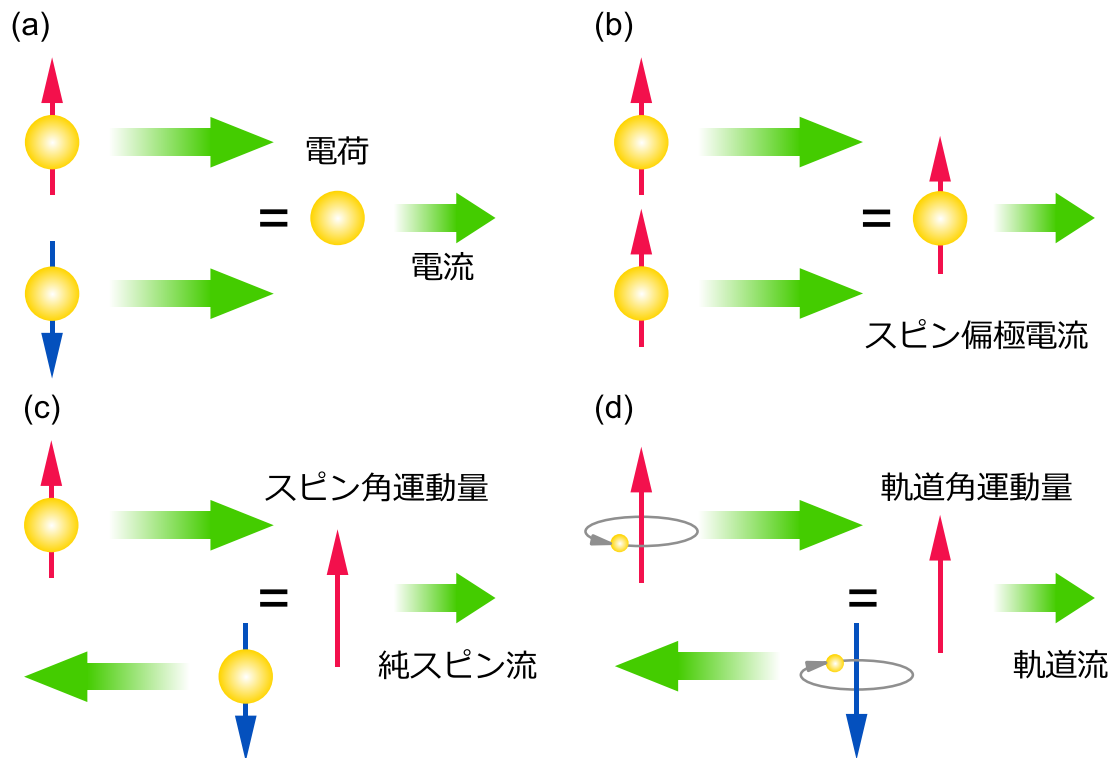


図 2.1: 伝導電子による流れの模式図。それぞれ (a) 電流、(b) スピン偏極電流、(c) 純スピン流、(d) 軌道流を表している。第 4 章および第 5 章では純スピン流生成、第 6 章では軌道流生成について特に注目している。

2.3.2 スピン流の拡散

本項ではスピン流の拡散について検討する。電流密度 $\mathbf{j}$ は物質の電気伝導度 σ と電気化学ポテンシャル μ により

$$\mathbf{j} = \frac{\sigma}{e} \nabla \mu \quad (2.3.1)$$

と書き表すことができ [25]、電気化学ポテンシャルの勾配より電流密度が駆動されていることがわかる。以下ではスピンを考慮し電子輸送を考えていく。式 (2.3.1) においてスピンの依存した電気伝導率 $\sigma_{i(=\uparrow(\downarrow))}$ と電気化学ポテンシャル μ_i を考えると

$$\mathbf{j}_i = \frac{\sigma_i}{e} \nabla \mu_i \quad (2.3.2)$$

となる。よって電流密度 $\mathbf{j}_c$ とスピン流密度 $\mathbf{j}_s$ はそれぞれ

$$\mathbf{j}_c = \mathbf{j}_\uparrow + \mathbf{j}_\downarrow = \frac{1}{e} \nabla(\sigma_\uparrow \mu_\uparrow + \sigma_\downarrow \mu_\downarrow) \quad (2.3.3)$$

$$\mathbf{j}_s = \mathbf{j}_\uparrow - \mathbf{j}_\downarrow = \frac{1}{e} \nabla(\sigma_\uparrow \mu_\uparrow - \sigma_\downarrow \mu_\downarrow) \quad (2.3.4)$$

となる。常磁性体においては電気伝導率がスピンに依存しないと考えられるため $\sigma_\uparrow = \sigma_\downarrow = \sigma/2$ と扱うことができスピン流密度 $\mathbf{j}_s^{\text{nonmag}}$ は

$$\mathbf{j}_s^{\text{nonmag}} = \frac{\sigma}{2e} \nabla \mu_s \quad (2.3.5)$$

となる。定常状態における連続方程式を考えることで

$$\nabla^2(\sigma_\uparrow \mu_\uparrow + \sigma_\downarrow \mu_\downarrow) = 0 \quad (2.3.6)$$

$$\nabla^2(\mu_\uparrow - \mu_\downarrow) = \frac{1}{\lambda_s}(\mu_\uparrow - \mu_\downarrow) \quad (2.3.7)$$

が得られる。式 (2.3.7) はスピン拡散方程式であり本研究のスピン輸送、軌道輸送の基本をなす式である。 $(\mu_\uparrow - \mu_\downarrow) \equiv \mu_s$ の一般解は係数ベクトル $\mathbf{A}, \mathbf{B}$ を用いることで $\mu_s = \mathbf{A}e^{+x/\lambda_s} + \mathbf{B}e^{-x/\lambda_s}$ の形となる。そのためスピン流はスピン拡散長 λ_s のスケールによって拡散することがわかる。

2.4 角運動量流生成現象

2.4.1 正常ホール効果

正常ホール効果 (Normal Hall effect: NHE)^{*1} は半導体、金属などの物質に対して垂直に外部磁場 $\mathbf{H}$ を印加している環境下で $\mathbf{H}$ に垂直に電流を印加すると、外部磁場と印加電流の両者に垂直な方向に起電力が生じる現象であり (図 2.2(a))、1879 年に Edwin H. Hall によって発見された [26]。

以下ホール効果の原理を簡潔に述べる。印加磁場 $\mathbf{B}$ で電荷 $q(= -e)$ を持つ電子が速度 $\mathbf{v}$ で動くと、電子は

$$\mathbf{F} = q\mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (2.4.1)$$

^{*1} 正常ホール効果の略称は Ordinary Hall effect からとって OHE とすることが一般的であるが、本論文で取り扱う別の現象である軌道ホール効果の略称と重複してしまう。そのため本論文内では正常ホール効果は NHE と略すこととする。

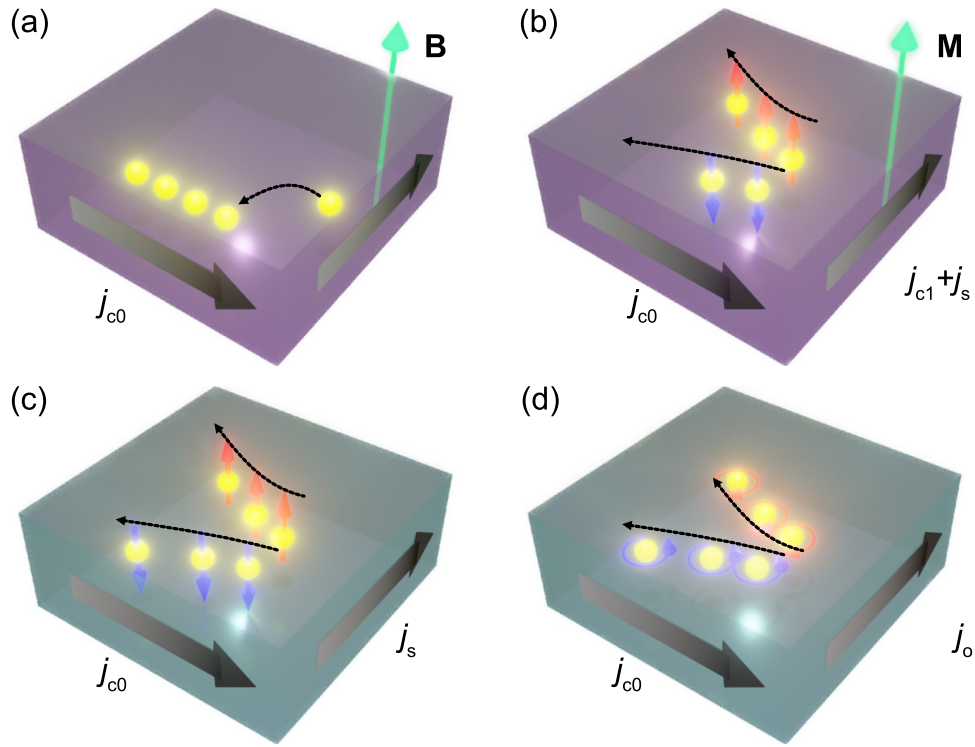


図 2.2: (a) 正常ホール効果：印加電場による電流 j_{c0} と磁場 $\mathbf{B}$ の両者に対して垂直方向に電流 j_c が生成される現象。(b) 異常ホール効果：磁化 $\mathbf{M}$ が発現している磁性体中において電流 j_{c0} を印加した際に印加電流と垂直方向に電流とスピン流 $j_{c1} + j_s$ が生じる現象。(c) スピンホール効果：印加電流 j_{c0} に対して垂直方向にスピン流 j_s が生成される電流-スピン流変換現象。(d) 軌道ホール効果：印加電流 j_{c0} に対して垂直方向に軌道流 j_o が生成される電流-軌道流変換現象。

で表されるローレンツ力 $\mathbf{F}$ を受ける。長さ l 、幅 w 、膜厚 d_N の試料でのホール効果測定を考えると、定常状態では印加電場による力と印加磁場によるローレンツ力が釣り合い

$$qvB = qE = \frac{V_{xy}}{w} \quad (2.4.2)$$

を満たす。ここで V_{xy} は電場印加方向に垂直方向に生じるホール電圧を表している。試料のキャリア濃度を n とすると電流密度 j は

$$j = qnv = \frac{I}{wd_N} \quad (2.4.3)$$

と表すことができる。これよりホール電圧 V_{xy} は

$$V_{xy} = \frac{1}{qn} \frac{IB}{d_N} = R_H \frac{IB}{d_N} \quad (2.4.4)$$

となる。ただし $R_H = 1/(qn)$ はホール係数である。キャリア濃度 n は

$$n = \frac{B}{qR_{xy}d_N} \quad (2.4.5)$$

とホール抵抗 $R_{xy} = V_{xy}/I$ を用いて表すことができる。測定の観点ではホール電圧に対して無視できない熱起電力 V_{th} も同時に測定される可能性がある。電流を $+x$ 方向に印加している際に測定される電圧 V_+ と $-x$ 方向に印加している際に測定される電圧 V_- は

$$V_+(B, +I) = V_{xy} + V_{th} \quad (2.4.6)$$

$$V_-(B, -I) = -V_{xy} + V_{th} \quad (2.4.7)$$

となる。これより

$$V_{xy} = \frac{V_+(B, +I) - V_-(B, -I)}{2} \quad (2.4.8)$$

と V_{th} の寄与を排除したホール電圧の成分を取り出すことができる。本研究の第 5 章でのホール測定も電流方向依存性を測定することによりホール電圧（抵抗）を評価してキャリア密度を導いている。

2.4.2 異常ホール効果

強磁性の Fe に対してホール効果の測定を行った際に非磁性物質の 10 倍以上のホール効果を観測したことにより、異常ホール効果は正常ホール効果の発見から 2 年後の 1881 年に Hall によって発見された [27]。図 2.2(b) に異常ホール効果の概念図を示した。磁化 $\mathbf{M}$ が存在する系において電流 j_{c0} を印加することにより磁化と印加電流に対して垂直方向にスピン偏極電流 $j_c + j_s$ が生じる。この異常ホール効果は従来の電磁気学のフレームワークではその描像を説明することができない現象であったが、1954 年に Karplus と Luttinger が物質のバンド構造に依存する内因性機構により異常ホール効果が駆動されることを提唱した [28]。内因性機構は印加電場によってバンド間の遷移が励起される多バンド輸送により発現しバンド間遷移寿命 $\simeq \hbar/\Delta$ により支配され、電子の運動量緩和時間 τ によらないとされている。対して Smit と Berger が不純物散乱に依存する外因性機構により異常ホール効果が駆動されることを提唱した [29, 30]。これら内因性機構と外因性機構の寄与が運動量緩和時間とどのような関係にあるかで第 5 章で検討するスケーリング則が決定される [31] が実際の物質でどの機構が支配的であるかは現在でも探索が行われている。

2.4.3 スピンホール効果

異常ホール効果における内因性機構と外因性機構の検討が進む中、電流-純スピン流変換現象であるスピンホール効果 [32] が予言された。スピンホール効果は図 2.2(c) に示したように印加電流 j_{c0} を印加した際に垂直方向に純スピン流 j_s が生成される現象であり、Kato ら [7] と Wunderlich ら [8] による光学的検出を契機に研究が推進されてきた。スピンホール効果についても異常ホール効果と同様に内因性機構と外因性機構に発現しスピン軌道相互作用の強い Pt をはじめとした物質でスピンホール効果が評価されてきた [33, 34]。

2.5 金属領域における異常・スピンホール効果のスケールング則

2.5.1 内因性機構

2003 年に村上ら [32] が p 型半導体に関して、2004 年に Sinova ら [35] が 2 次元 n 型半導体ヘテロ構造に関して、固体自身のバンド構造由来である内因性スピンホール効果が発現することを理論的に予言した。これらの提案の後、様々な物質でスピンホール効果が観測されたが、以下にて内因性スピンホール効果の原理について簡潔に述べる。

以下では半古典論におけるベリー位相 [36] を考えた理論について検討していく [32]。電子のブロッホ波動関数は

$$\phi_{nk}(\mathbf{r}) = e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} u_{nk}(\mathbf{r}) \quad (2.5.1)$$

の形で物質中に広がっている。この波動関数の重ね合わせである波束の中心における位置 $\mathbf{r}$ と波数 $\mathbf{k}$ を考える。電場 $\mathbf{E}$ を印加した際の半古典的運動方程式 [37] は

$$\dot{\mathbf{r}} = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial E_n(\mathbf{k})}{\partial \mathbf{k}} + \dot{\mathbf{k}} \times \boldsymbol{\Omega}_n(\mathbf{k}) \quad (2.5.2)$$

$$\dot{\mathbf{k}} = -e\mathbf{E} \quad (2.5.3)$$

と表される^{*2}。式 (2.5.2) 第一項が群速度、第二項が異常速度と呼ばれるものである。こ

^{*2} 式 (2.5.2) はボルツマン方程式に相当し、バンドを一つだけ考えた場合第二項はない。電子のバンドが複数ある場合を検討したとき第二項が加わり内因性スピンホール効果の由来となっている。

ここで $\Omega_n(\mathbf{k})$ はベリー曲率と呼ばれるもので、ベリー接続 $\mathbf{A}_n(\mathbf{k})$ の表式と併せて示すと

$$\mathbf{A}_n(\mathbf{k}) = i\langle u_{n\mathbf{k}} | \nabla_{\mathbf{k}} | u_{n\mathbf{k}} \rangle \quad (2.5.4)$$

$$\Omega_n(\mathbf{k}) = \nabla_{\mathbf{k}} \times \mathbf{A}_n(\mathbf{k}) \quad (2.5.5)$$

となる。ここで式 (2.5.2) 第二項の異常速度は式 (2.5.3) と合わせて考えることで印加電場 $\mathbf{E}$ に垂直であるためこれが異常ホール効果を駆動する (図 2.2(b))。異常速度は考えている波束があるバンドで運動する際にバンドの曲率の影響を受けて運動することを起源としている [38]。

2.5.2 外因性機構

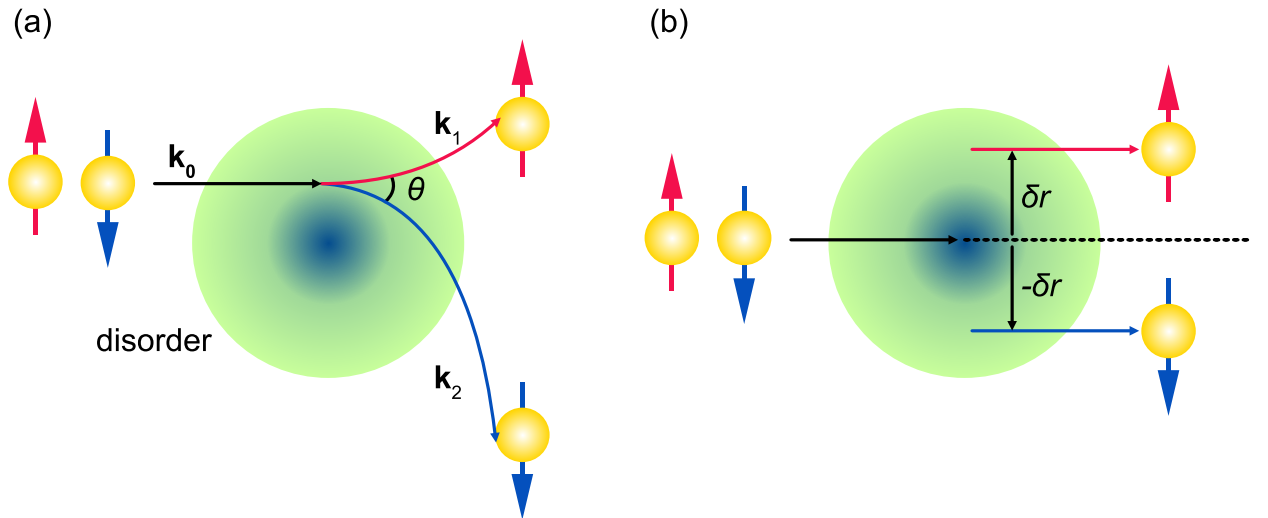


図 2.3: 外因性機構の模式図。(a) スキュー散乱の概念図。(b) サイドジャンプの概念図。

外因性機構は 2.4.3 節で言及したようにスキュー散乱とサイドジャンプの 2 機構が主にあるため、電気伝導率との関係を以下で示す。

スキュー散乱

スキュー散乱はスピン軌道相互作用を持った不純物散乱を起源とするカイラル性により生じる散乱運動量保存が成立しない弾性散乱である [29] (図 2.3(a))。スピン軌道相互作用を考慮することにより磁化の向きに対して右周りの遷移確率は左回りの遷移確率と異なり、 $\mathbf{k}_0$ から $\mathbf{k}_1$ への遷移確率 $W_{\mathbf{k}_0 \rightarrow \mathbf{k}_1}$ は磁化 $\mathbf{M}$ を用いて

$$W_{\mathbf{k}_0 \rightarrow \mathbf{k}_1} \simeq (\mathbf{k}_0 \times \mathbf{k}_1) \cdot \mathbf{M} \quad (2.5.6)$$

と表される。この遷移確率のカイラル性をボルツマン方程式に導入することにより、外部電場 $\mathbf{E}$ に対して $\mathbf{E}$ と $\mathbf{M}$ に対して直交した方向に電流が生じ、スキュー散乱が支配的な

場合、ホール伝導度は運動量緩和時間 τ に比例し

$$\sigma_{\text{AH}}^{\text{skew}} \propto \tau \rightarrow \sigma_{\text{AH}}^{\text{skew}} \propto \sigma_{xx} \quad (2.5.7)$$

の関係にある [39]*3。

サイドジャンプ

サイドジャンプは波数ベクトルと直交した方向にスピンに依存して電子が横ずれする現象である（図 2.3(b)）。そのためこの機構は運動量が保存する弾性散乱であり、サイドジャンプのスピホール伝導度は運動量緩和時間 τ によらないため [40]、ホール伝導度における運動量緩和時間の寄与は

$$\sigma_{\text{AH}}^{\text{sj}}(\tau) = \text{const.} \rightarrow \sigma_{\text{AH}}^{\text{sj}} \propto \sigma_{xx}^0 \quad (2.5.8)$$

となる。

2.6 絶縁領域における異常・スピホール効果のスケーリング則

2.5 節で説明した金属領域におけるスケーリング則については異常ホール効果とスピホール効果において理論と実験の両面から研究が盛んに進められてきた。しかしながら伝導メカニズムがホッピング伝導により支配されている絶縁領域における異常ホールにおいて金属領域におけるスケーリング則とは異なる実験結果が複数得られている。

第 5 章では絶縁領域におけるスピホール効果の観測を目的としている。絶縁領域においても異常ホール効果とスピホール効果は以下に詳述する同様のフレームワークで説明されうることが指摘されている [41] ため、ここでは異常ホール効果におけるスケーリング則の係数範囲について詳細に考察されている理論 [42, 43] を取り上げ概説する。

2.6.1 ホッピング伝導とホッピング確率

絶縁物質では電子が空間的に局在している場合を考えており、電気伝導は局在サイト間での電子の遷移により起こると考えられる。局在サイトの距離が近いとトンネル現象によりサイト間での電子の移動が可能となる。しかしながら各サイトでのエネルギー差が存在する場合は、このエネルギー差に応じた励起過程が要請される。この励起過程を伴う現象を一般にホッピングという。

*3 第 5 章における superclean 領域ではこのスキュー散乱が支配的である。

ここではエネルギーの異なる二つの局在準位のサイト i, j を考える。両サイトのホッピング確率 $t_{i\alpha, j\beta}$ ^{*4} は両サイトでの波動関数のオーバーラップに比例するトンネル確率と、両サイトでのオンサイトエネルギー差に対応したフォノンとの相互作用に関するボルツマン因子により

$$t_{ij} \propto e^{-2r_{ij}/a - \Delta_{ij}/k_B T} \quad (2.6.1)$$

で表すことができる [44]。ただし a は（局在サイトの波動関数の）局在長、 r_{ij} は $i-j$ サイト間の距離、 $\Delta_{ij} \equiv |\epsilon_i - \epsilon_j|$ は $i-j$ 各サイトにおけるオンサイトエネルギー差を表している。

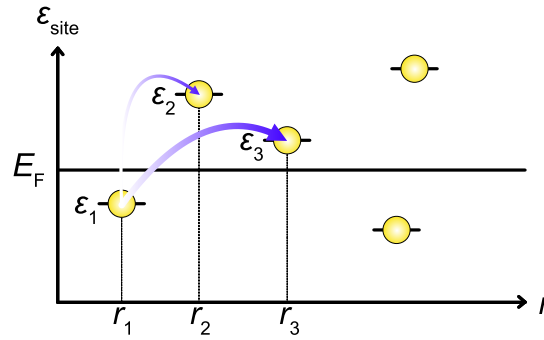


図 2.4: Mott variable-range hopping の模式図。式 (2.6.1) でボルツマン因子の寄与が表れると最近接サイトよりもホッピング確率 t が高くなるサイトが存在する可能性がある。図では r_1 にあるサイトから r_3 にホッピングする確率 t_{13} が、より r_1 に近い r_2 にホッピングする確率 t_{12} よりも高い場合を表している ($\epsilon_2 > \epsilon_3$)。

高温時やフェルミエネルギー付近の状態密度が低い場合は式 (2.6.1) においてサイトの位置に関する項が支配的になりサイト間距離が近い準位へのホッピングが起こる確率が高くなる（最近接ホッピング伝導）。しかしながら低温時やフェルミエネルギー近傍の状態密度が高い場合には式 (2.6.1) においてボルツマン因子に関する項が高温時より顕著に発現することによりオンサイトエネルギー差が小さい遠方のサイトへとホッピングする確率が高くなる可能性が生じる。このような伝導を Mott 可変領域ホッピング伝導 (Mott variable range hopping) と呼び、その概念図を図 2.4 に示した。Mott variable range hopping が支配的な物質では電気伝導度が

$$\sigma = \sigma_0 \exp \left[- \left(\frac{T_{\text{Mott}}}{T} \right)^{1/4} \right] \quad (2.6.2)$$

の温度依存性を示す [44]。

^{*4} 添え字 α, β, γ はスピンを表す。 γ は以降で 3 サイトを考えるとときの k サイトのスピン状態を表す。

2.6.2 3 サイトホッピング機構

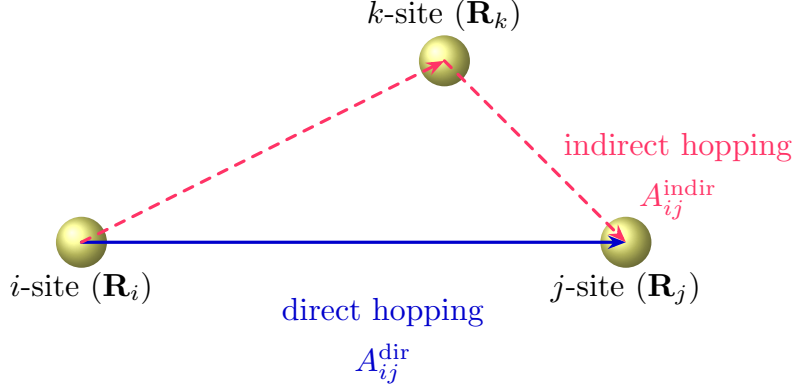


図 2.5: ホッピング伝導における 3 サイトでのプロセスの概念図。 i サイト ($\mathbf{R}_i$) と j サイト ($\mathbf{R}_j$) 間のホッピング伝導において $i \rightarrow j$ の直接ホッピングと中継の k サイト ($\mathbf{R}_k$) を経由する $i \rightarrow k \rightarrow j$ の間接ホッピングを考えている。

絶縁領域における異常ホール効果では 3 サイト間でのホッピングを検討することによりその現象をよく説明できる [43] ため以下で説明する。歴史的には絶縁領域での正常ホール効果の発現には 3 サイトでのホッピングを考えることが必要であることが Holstein によって示された [45]。図 2.5 に i サイトから j サイトへのホッピング伝導を 3 サイトで考えている概念図を示した。 $i \rightarrow j$ のホッピングパスは 2 通りあり、 $i \rightarrow j$ の直接ホッピングと中継サイト k を経由する $i \rightarrow k \rightarrow j$ の間接ホッピングである。ここで 3 サイトでの $i \rightarrow j$ のホッピング伝導における遷移行列は直接ホッピングの遷移行列と間接ホッピングの遷移行列の和

$$A_{ij} = A_{ij}^{\text{dir}} + A_{ij}^{\text{indir}} = A_{ij,0}^{\text{dir}} e^{i\phi_{\text{dir}}} + A_{ij,0}^{\text{indir}} e^{i\phi_{\text{indir}}} \quad (2.6.3)$$

と書くことができる。ここで $e^{i\phi_{\text{dir}}}$ と $e^{i\phi_{\text{indir}}}$ は位相項に相当する（以下位相差 $\phi \equiv \phi_{\text{dir}} - \phi_{\text{indir}}$ とする）。よって

$$|A_{ij}|^2 = |A_{ij,0}^{\text{dir}}|^2 + |A_{ij,0}^{\text{indir}}|^2 + \text{Re}[A_{ij,0}^{\text{dir}} A_{ij,0}^{\text{indir}*}] \cos \phi + \text{Im}[A_{ij,0}^{\text{dir}} A_{ij,0}^{\text{indir}*}] \sin \phi \quad (2.6.4)$$

となり、 $i-j$ サイト間の遷移確率 P_{ij} はフェルミの黄金律からフォノンモードについて

和を取った

$$P_{ij} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\text{modes}} |A_{ij}|^2 \delta(\varepsilon_i - \varepsilon_j \pm \varepsilon_{\text{phonon}}) \quad (2.6.5)$$

$$\begin{aligned} &= \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\text{modes}} \text{Im}[A_{ij,0}^{*\text{dir}} A_{ij,0}^{\text{indir}}] \sin \phi \delta(\varepsilon_i - \varepsilon_j \pm \varepsilon_{\text{phonon}}) \\ &\quad + \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\text{modes}} (|A_{ij,0}^{\text{dir}}|^2 + |A_{ij,0}^{\text{indir}}|^2 + \text{Re}[A_{ij,0}^{\text{dir}} A_{ij,0}^{*\text{indir}}] \cos \phi) \delta(\varepsilon_i - \varepsilon_j \pm \varepsilon_{\text{phonon}}) \end{aligned} \quad (2.6.6)$$

で表される。ここで位相差が $\phi \rightarrow -\phi$ と反転する場合（異常ホール効果の場合磁化の向きが反転する場合）ホール伝導度の符号は変化するため、式 (2.6.6) 第一項の符号が $\phi \rightarrow -\phi$ の操作により反転する成分がホール電圧に寄与し、対して第二項の符号反転が見られない項が通常の電気伝導（縦伝導度）に寄与すると考えられる。電子の局在状態、ならびにフォノンの相互作用のハミルトニアンのもとで遷移行列を計算した式 (2.6.6) の遷移確率から $i-j$ サイト間に流れる電流を計算すると

$$I_{ij} = G_{ij} V_{ij} + \mathcal{G}_{ijk} (V_{ik} + V_{jk}) \quad (2.6.7)$$

となる [46]。ただし

$$G_{ij} = \frac{2\lambda_0 e^2}{k_B T} \sum_{\alpha\beta} |t_{i\alpha,j\beta}|^2 T_{ij}^{(2)} \quad (2.6.8)$$

$$\mathcal{G}_{ijk} = \frac{4\lambda_0^2 e^2}{k_B T} \sum_{\alpha\beta\gamma} [\text{Im}(t_{i\alpha,j\beta} t_{j\beta,k\gamma} t_{k\gamma,i\alpha}) T_{ijk}^{(3)}] \quad (2.6.9)$$

で表され、 $t_{i\alpha,j\beta}$ は $i-j$ サイト間のホッピング係数である。式 (2.6.7) において第 1 項が通常の電気伝導に寄与し、第 2 項が k サイトを考慮することにより生じるホール伝導の寄与を表しており、合わせて一つのトライアングルにおけるミクロなコンダクタンスに寄与する。物質全体のマクロな異常ホール伝導度を評価するには、物質全体にランダムに広がるすべてのトライアングルについてコンダクタンスを平均化する必要がある。この平均化には以下の 2.6.3 節に述べるパーコレーション理論の考えが必要となって来る。

2.6.3 パーコレーション理論

パーコレーション理論は物質（サイト）が系内でどのようにつながっているかを考える幾何学的な確率モデルであり、つながり方が系の性質に与える影響を検討するモデルである。歴史的には 1943 年に Stockmayer [47] により高分子生成現象の文脈で議論され、

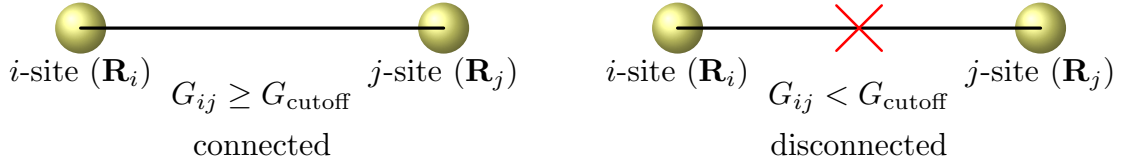


図 2.6: $i-j$ 間のつながり。カットオフ伝導度 G_{cutoff} の大小により 2 サイトがつながっている状態か否かが決定される。

1957 年に Broadbent と Hammersley [48] により”percolation processes”として定義された。

ホッピング伝導の文脈では、系全体にランダムに広がるホッピングサイト間での伝導がどのような分布で生じるかを確率的に検討するために利用する。図 2.6 に示したように、 $i-j$ サイト間のコンダクタンス G_{ij} とカットオフコンダクタンス G_{cutoff} の大小関係が $G_{ij} \geq G_{\text{cutoff}}$ の場合はサイト間での伝導が存在し $G_{ij} < G_{\text{cutoff}}$ の場合は $i-j$ サイト間での伝導が起こらないとする^{*5}。つまりカットオフコンダクタンスを適切に設定することが、系全体の性質をよく説明することができることにつながるため以降では一つのつながりに対して注目してカットオフコンダクタンスがどのように導入されるかについて概観していく。ホッピング係数は

$$t_{i\alpha,j\beta} = t_{i\alpha,j\beta}^{(0)} e^{-ar_{ij}} \quad (2.6.10)$$

のように 2 サイト間の距離が増大することにより減少していくことから $i-j$ サイト間のコンダクタンス G_{ij} をサイト間距離 r_{ij} 、局在長 a とボルツマン因子（に含まれる各サイトでのオンサイトエネルギー）を用いて

$$G_{ij} = G_0 e^{-2ar_{ij} - \frac{1}{2k_B T} (|\epsilon_{i\alpha}| + |\epsilon_{j\beta}| - |\epsilon_{i\alpha} - \epsilon_{j\beta}|)} \quad (2.6.11)$$

と書くことができる。式 (2.6.11) から指数関数の累乗係数の値により $i-j$ サイト間のコンダクタンスが変化することがわかる。そのためカットオフコンダクタンスとして

$$G_{\text{cutoff}} \equiv G_0 e^{-\frac{\xi_{\text{cutoff}}}{k_B T}} \quad (2.6.12)$$

なる ξ_{cutoff} を検討することができる [49]。ここで導入した ξ_{cutoff} に対して図 2.6 における $i-j$ サイト間で伝導が起こるかどうかなどの関係を見ると $G_{ij} \geq G_{\text{cutoff}}$ の条件は

^{*5} すなわち G_{cutoff} が伝導の閾値に相当する。

式 (2.6.11) と式 (2.6.12) を用いることにより

$$2ar_{ij} + \frac{1}{2k_B T}(|\epsilon_{i\alpha}| + |\epsilon_{j\beta}| - |\epsilon_{i\alpha} - \epsilon_{j\beta}|) \leq \frac{\xi_{\text{cutoff}}}{k_B T} \quad (2.6.13)$$

となる*6。

2.6.4 Mott variable range hopping における異常ホール伝導度と電気伝導率のスケーリング則

前述のパーコレーション理論に基づいて式 (2.6.9) の1つのトライアングルに対して総和を取り異常ホール伝導度 σ_{AH} を計算すると

$$\sigma_{\text{AH}} = 3L\sigma_{xx}^2 \frac{k_B T}{e^2} \left\langle \frac{\sum_{\alpha\beta\gamma} [\text{Im}(t_{i\alpha,j\beta} t_{j\beta,k\gamma} t_{k\gamma,i\alpha} T_{ijk}^{(3)})]}{|t_{ij} t_{jk}|^2 T_{ij}^{(2)} T_{jk}^{(2)} + |t_{ik} t_{jk}|^2 T_{ik}^{(2)} T_{jk}^{(2)} + |t_{ij} t_{ik}|^2 T_{ij}^{(2)} T_{ik}^{(2)}} \right\rangle_c \quad (2.6.14)$$

となる [42]。ただし

$$T_{ij}^{(2)} \equiv |\Delta_{ij}| e^{-\frac{1}{2k_B T}(|\epsilon_{i\alpha}| + |\epsilon_{j\beta}| + |\epsilon_{i\alpha} - \epsilon_{j\beta}|)} \quad (2.6.15)$$

$$\begin{aligned} T_{ijk}^{(3)} \equiv & |\Delta_{ij} \Delta_{ik}| e^{-\frac{1}{2k_B T}(|\epsilon_{i\alpha}| + |\epsilon_{j\beta}| + |\epsilon_{i\alpha} - \epsilon_{j\beta}| + |\epsilon_{i\alpha} - \epsilon_{j\beta}|)} \\ & + |\Delta_{ij} \Delta_{jk}| e^{-\frac{1}{2k_B T}(|\epsilon_{i\alpha}| + |\epsilon_{j\beta}| + |\epsilon_{i\alpha} - \epsilon_{j\beta}| + |\epsilon_{i\alpha} - \epsilon_{j\beta}|)} \\ & + |\Delta_{ik} \Delta_{kj}| e^{-\frac{1}{2k_B T}(|\epsilon_{i\alpha}| + |\epsilon_{j\beta}| + |\epsilon_{i\alpha} - \epsilon_{j\beta}| + |\epsilon_{i\alpha} - \epsilon_{j\beta}|)} \end{aligned} \quad (2.6.16)$$

である。式 (2.6.14) において厳密にスケーリング則を決定することはパラメータの数が多すぎるため難しいが、トライアングルを形成する3サイトの座標の幾何学的な制約を検討することによりスケーリング則の範囲を明らかにすることができる。以下でスケーリング則における上限値と下限値の評価について説明する。

スケーリングの上限値 γ_{max} と下限値 γ_{min}

γ の上限値を求めるために明らかにするべき関係式は

$$\{\sigma_{\text{AH}}\}_{\text{min}} = 3L\sigma_{xx}^2 \frac{k_B T}{e^2} \frac{1}{t_{\text{max}}^{(0)}} \langle R_{ijk}^{\text{min}} \rangle_c \langle \epsilon_{ijk}^{\text{min}} \rangle_c \quad (2.6.17)$$

*6 ここで導入した ξ_{cutoff} はランダムに分布したサイト間の寄与の和を取る際の積分計算において積分範囲として数値計算に関わって来る。すなわち式 (2.6.13) の不等式を満たすサイト間距離やオンサイトエネルギーの条件内での寄与のみ電気伝導に関わるとみなしている。

におけるスケーリング則である。ここで $\langle R_{ijk}^{\min} \rangle_c = e^{a\langle r_{ij}+r_{jk}-r_{ik} \rangle_c |_{r_{ij}, r_{jk} < r_{ik}}}$, $\langle \epsilon_{ijk}^{\min} \rangle_c = e^{0.5\beta\langle |\epsilon_i|+|\epsilon_j|+|\epsilon_j-\epsilon_k|+|\epsilon_i-\epsilon_k| \rangle_c |_{|\epsilon_i|<|\epsilon_j|<|\epsilon_k|}}$ である。ゆえに指数部分である $\langle r_{ij} + r_{jk} - r_{ik} \rangle_c |_{r_{ij}, r_{jk} < r_{ik}}$ と $\langle |\epsilon_i| + |\epsilon_j| + |\epsilon_j - \epsilon_k| + |\epsilon_i - \epsilon_k| \rangle_c |_{|\epsilon_i|<|\epsilon_j|<|\epsilon_k|}$ の取りうる範囲について検討すればよい。

$$\langle R_{ijk}^{\min} \rangle_c \langle \epsilon_{ijk}^{\min} \rangle_c \simeq e^{0.242\beta\xi} \quad (2.6.18)$$

となる。

$$\{\sigma_{\text{AH}}\}_{\min} = 3L\sigma_{xx}^2 \frac{k_{\text{B}}T}{e^2 t_{\max}^{(0)}} \langle R_{ijk}^{\min} \rangle_c \langle \epsilon_{ijk}^{\min} \rangle_c = 3L\sigma_{xx}^2 \frac{k_{\text{B}}T}{e^2 t_{\max}^{(0)}} e^{0.242\beta\xi} \quad (2.6.19)$$

となり、電気伝導度である σ_{xx} は ξ_{cutoff} によらない係数 σ_0 を用いて

$$\sigma_{xx} = \sigma_0 e^{-\beta\xi_{\text{cutoff}}} \quad (2.6.20)$$

と表現できることを用いて

$$\{\sigma_{\text{AH}}\}_{\min} = 3L\sigma_0^{0.242} \frac{k_{\text{B}}T}{e^2 t_{\max}^{(0)}} \sigma_{xx}^{1.758} \propto \sigma_{xx}^{\gamma \simeq 1.76} \quad (2.6.21)$$

となる。これより $\gamma_{\max} = 1.76$ が導かれる。

スケーリングの下限值 $\gamma_{\min}$ を考えるにあたり明らかにすべきスケーリング則の関係式は

$$\{\sigma_{\text{AH}}\}_{\max} = 3L\sigma_{xx}^2 \frac{k_{\text{B}}T}{e^2} \frac{1}{t_{\min}^{(0)}} \langle R_{ijk}^{\max} \rangle_c \langle \epsilon_{ijk}^{\max} \rangle_c \quad (2.6.22)$$

である。下限値についても計算の手続きは上限値で実施したものと同様3サイトを構成するホッピングサイトの幾何学的制限により計算をすることができ、

$$\langle R_{ij} + R_{ij} + R_{ik} \rangle_c = 0.483 \frac{\beta\xi_{\text{cutoff}}}{a} \quad (2.6.23)$$

$$\langle |\epsilon_i| + |\epsilon_j| + |\epsilon_j - \epsilon_k| - |\epsilon_i - \epsilon_k| \rangle_c = 0.275\xi_{\text{cutoff}} \quad (2.6.24)$$

と計算される。これらを用いることにより $\langle R_{ijk}^{\max} \rangle_c = e^{0.483\beta\xi_{\text{cutoff}}}$, $\langle \epsilon_{ijk}^{\max} \rangle_c = e^{0.138\beta\xi_{\text{cutoff}}}$ が得られ

$$\{\sigma_{\text{AH}}\}_{\max} = 3L\sigma_0^{0.621} \frac{k_{\text{B}}T}{e^2 t_{\min}^{(0)}} \sigma_{xx}^{1.379} \propto \sigma_{xx}^{\gamma \simeq 1.38} \quad (2.6.25)$$

となり、 $\gamma_{\min} = 1.38$ が導かれる。

2.6 節のまとめ

重要な点を以下にまとめる。

1. 絶縁領域における異常ホール効果の起源は i, j, k の3サイトで構成されるトライアングル間のホッピング伝導における直接ホッピング ($i \rightarrow j$) と間接ホッピング ($i \rightarrow k \rightarrow j$) の干渉を起源としている。
2. 系全体の異常ホール伝導度は系全体にランダムに分布しているトライアングルによる伝導度を平均化する必要がある。
3. 上記平均化にはパーコレーション理論を適用することによりなされる。
4. スケーリング則 $\sigma_{\text{AH}} \propto \sigma_{xx}^\gamma$ の γ は幾何学的な制限により係数の範囲が決まり、数値計算を経て $1.38 \leq \gamma \leq 1.76$ の範囲にある。

2.7 軌道ホール効果

軌道ホール効果は図 2.2(d) に示したように印加電流 j_{c0} を印加した際に垂直方向に軌道流 j_o が生成される現象であり、近年軌道流由来の電流誘起トルク [12–14] や単層物質による軌道磁気モーメントの蓄積 [15–17] として観測されている。

スピントロニクスにおいては近年まであらゆる物質によるスピンホール効果ならびにスピントルクの観測が主なターゲットであったが、上記軌道ホール効果由来の電流誘起トルクや軌道磁気モーメント蓄積を契機に軌道流量子物性の探索が急激に推進されてきている。またスピンホール効果は軌道ホール効果においてスピン軌道相互作用を介して顕在する二次効果であると提案されている [50] ことから軌道ホール効果についての知見を獲得することは軌道流量子物性の探索とともにスピンホール効果の現象理解にも貢献しスピントロニクス分野全体の発展に波及することが期待される。

軌道ホール効果は電場を印加することにより誘起される異なるブロッホ電子状態の非平衡なバンドの重ね合わせにより生じる [51]。通常遷移金属では結晶場の効果により軌道縮退が解けて軌道角運動量が消失しているが、 x 方向の外部電場 E_x を印加した際に非平衡角運動量流が駆動されることを簡潔に示す。結晶場により軌道縮退が解けた後のある基底状態 $|\alpha\rangle$ に対して軌道角運動量の期待値は

$$\langle \alpha | \hat{L}_z | \alpha \rangle = 0 \quad (2.7.1)$$

となり軌道角運動量は凍結されている^{*7}。この基底状態に対して電場印加がなされることにより $|\alpha'\rangle$ の状態に変化した場合、1 次の摂動まで考慮すると

$$|\alpha'\rangle = |\alpha\rangle + eE \sum_{m \neq n} \frac{\langle \beta | x | \alpha \rangle}{\epsilon_\alpha - \epsilon_\beta} |\beta\rangle \quad (2.7.2)$$

のように変化する。この時角運動量流演算子 $\hat{L}_z$ の期待値は

$$\begin{aligned} \langle \hat{L}_z \rangle &= \frac{1}{V} \sum_{\alpha} f(E_{\alpha}) \langle \alpha' | x | \alpha' \rangle \\ &= \frac{1}{V} \sum_{\alpha} f(E_{\alpha}) \sum_{\beta \neq \alpha} \frac{\langle \alpha | \hat{L}_z | \beta \rangle \langle \beta | eEx | \alpha \rangle}{\epsilon_{\alpha} - \epsilon_{\beta}} + \text{c.c.} \\ &= \frac{1}{V} \sum_{\alpha} f(E_{\alpha}) \sum_{\beta \neq \alpha} \text{Im} \left[\frac{\langle \alpha | \hat{L}_z | \beta \rangle \langle \beta | eEx | \alpha \rangle}{\epsilon_{\alpha} - \epsilon_{\beta}} \right] \end{aligned} \quad (2.7.3)$$

となる^{*8}。ただしここでの f はフェルミ分布関数を表している。ここで軌道角運動量の期待値が有限の実数値を示す場合 $\langle \alpha | \hat{L}_z | \beta \rangle$ が複素数の時であり、 $\alpha \equiv d_{yz}$ 、 $\beta \equiv d_{xx}$ 軌道の時 $\langle \alpha | \hat{L}_z | \beta \rangle = i\hbar$ と虚部を持つこととなり [52] 電場印加により有限の軌道角運動量を獲得することになる。軌道ホール効果はスピン軌道相互作用を要請していないため本研究で対象とする Pt のような重金属でなくとも顕著な電流-軌道流変換現象が発現しうる [53]。

2.8 スピン流と磁化の相互作用

本節では電荷の流れである電流とのアナロジーによりスピン角運動量流であるスピン流について説明する。ある領域 V 中における全電荷を Q としたときに電荷の時間変化が外部に流出する電流の総和に等しいとするのが電荷保存則であり

$$-\frac{\partial Q}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial t} \int_V dV \rho(\mathbf{r}) = \int_S \mathbf{j}_c \cdot d\mathbf{S} \quad (2.8.1)$$

で表される (図 2.7)。式 (2.8.1) の左辺が領域内における電荷の変化 ($\rho(\mathbf{r})$ は電荷密度)、右辺が電荷密度流 $\mathbf{j}_c$ の面積分で表した流出電流を表している。ガウスの定理を用いることで

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho(\mathbf{r}) = -\text{div} \mathbf{j}_c \quad (2.8.2)$$

^{*7} $\hat{L}_z$ はエルミート演算子であり固有値は実数だが演算子には i が含まれている。そのため基底状態 $|\alpha\rangle$ に縮退がない場合は $|\alpha\rangle$ は実関数である必要があるが、この場合固有値は純虚数となる。固有値が実数かつ純虚数であるという条件を満たすのはその固有値が 0 である場合のみである。

^{*8} c.c. は複素共役を意味する。

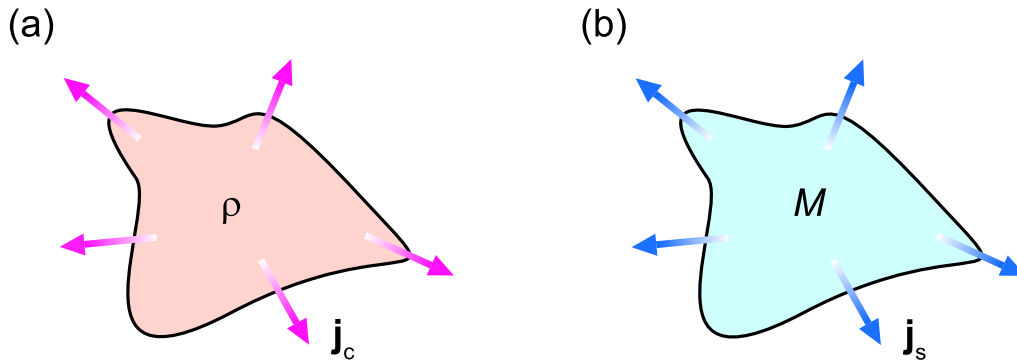


図 2.7: (a) 電荷保存と (b) スピン角運動量保存の概念図。

と電荷保存則の微分形が得られる。この電荷保存則の概念をもとにスピン流の保存則について考えると体積 V 中の総磁気モーメントの時間変化が境界 S から流出する場合

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \mathbf{M} dV = \gamma \int_S \mathbf{j}_s \cdot d\mathbf{S} = \gamma \int_V \text{div } \mathbf{j}_s dV \quad (2.8.3)$$

となる。同様にガウスの定理を用いることでスピン流についても

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = \gamma \text{div } \mathbf{j}_s \quad (2.8.4)$$

が得られる。上記の電荷保存とスピン角運動量保存の概念のもと、以下図 2.8 に示した 1 次元方向の流れに対してスピン角運動量の保存則、ならびにスピン流と磁化の相互作用について述べる。

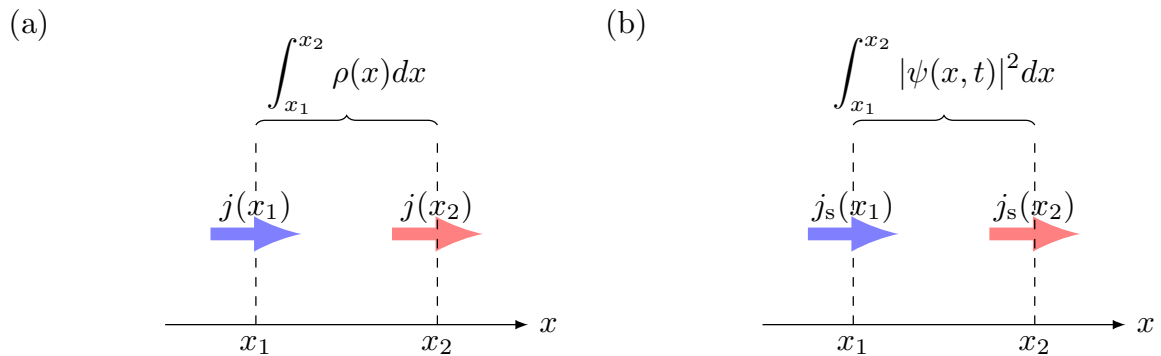


図 2.8: 1 次元の流れに対する (a) 電荷の確率流密度と (b) スピン角運動量確率流密度。

x 方向の電荷の確率流密度は

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho(x, t) = -\frac{\partial}{\partial x} j(x, t) \quad (2.8.5)$$

と書くことができ、式 (2.8.5) を x について積分することにより

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{x_1}^{x_2} \rho(x, t) dx = - \int_{x_1}^{x_2} \frac{\partial}{\partial x} j(x, t) dx = j(x_1, t) - j(x_2, t) \quad (2.8.6)$$

が得られる。式 (2.8.6) は $[x_1, x_2]$ 区間での確率流密度の時間変化は流入する x_1 での確率流 $j(x_1, t)$ と流出する x_2 での確率流 $j(x_2, t)$ の変化を表している。続いてスピン角運動量確率流密度における保存則について考える。存在確率を時間微分することにより

$$\frac{\partial}{\partial t} |\psi(x, t)|^2 = \frac{\partial}{\partial t} (\psi^*(x, t) \psi(x, t)) = \psi^* \frac{\partial \psi}{\partial t} + \frac{\partial \psi^*}{\partial t} \psi \quad (2.8.7)$$

を得ることができる。Schrödinger 方程式

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi = \hat{H} \psi \quad (2.8.8)$$

を導入し、式 (2.8.7) を

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} |\psi(x, t)|^2 &= \psi^* \frac{1}{i\hbar} \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + V \right) \psi - \frac{1}{i\hbar} \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + V \right) \psi^* \psi \\ &= -\frac{\partial}{\partial x} \frac{\hbar}{m} \operatorname{Im} \left(\psi^* \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) \end{aligned} \quad (2.8.9)$$

とする。ここでスピン確率流密度 j_p を以下の式

$$j_p = \frac{\hbar}{m} \operatorname{Im} \left(\psi^* \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) \quad (2.8.10)$$

に示した通りに導入すると保存則を

$$\frac{\partial}{\partial t} |\psi(x, t)|^2 = -\frac{\partial}{\partial x} j_p(x, t) \quad (2.8.11)$$

と定めることができる。ここで平面波 $\psi = e^{ikx}/\sqrt{\Omega}$ を導入して

$$j_p = \frac{\hbar}{m} \operatorname{Im} \left(\frac{e^{-ikx}}{\sqrt{\Omega}} \frac{\partial}{\partial x} \frac{e^{ikx}}{\sqrt{\Omega}} \right) = \frac{\hbar k}{m} \frac{1}{\Omega} = v |\psi|^2 \quad (2.8.12)$$

ここで v は速度を表している。式 (2.8.12) に基づいてスピン流密度を求めることができ、

$$\mathbf{Q} = \mathbf{v} \otimes \mathbf{s} = \frac{\hbar}{m} \operatorname{Im} \left[\psi^\dagger \left(\frac{\hbar}{2} \boldsymbol{\sigma} \right) \otimes \nabla \psi \right] \quad (2.8.13)$$

となる。ただし σ はパウリ行列である。 x 方向の平面波は

$$\psi = \frac{e^{ikx}}{\sqrt{\Omega}}(a|\uparrow\rangle + b|\downarrow\rangle) \quad (2.8.14)$$

と書くことができる。 x 方向に流れるスピン流密度の x, y, z 成分は

$$Q_{xx} = \frac{\hbar^2}{2m} \text{Im}(\psi^\dagger \sigma_x \partial_x \psi) = \frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} 2 \text{Re}(a^* b) \quad (2.8.15)$$

$$Q_{xy} = \frac{\hbar^2}{2m} \text{Im}(\psi^\dagger \sigma_y \partial_x \psi) = \frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} 2 \text{Im}(a^* b) \quad (2.8.16)$$

$$Q_{xz} = \frac{\hbar^2}{2m\Omega} \text{Im}(\psi^\dagger \sigma_z \partial_x \psi) = \frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} (|a|^2 - |b|^2) \quad (2.8.17)$$

と書くことができる。角運動量の保存を考えると磁性体に入射した際の角運動量の変化は磁化に対するトルク $\mathbf{N}_{\text{st}}$ と考えることができ

$$\mathbf{N}_{\text{st}} = -(\mathbf{Q}_{\text{out}} - \mathbf{Q}_{\text{in}}) \cdot \mathbf{S} \quad (2.8.18)$$

と考えることができる。ただし S は入射面の表面積である。

図 2.9 に示したシンプルなモデルでスピントルクの由来について検討していく。トルク

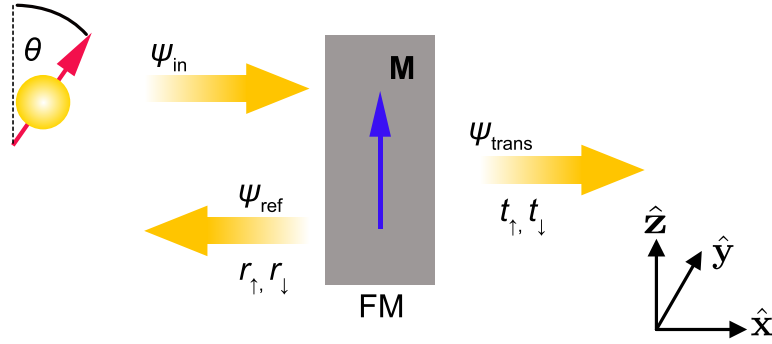


図 2.9: 強磁性層に対してスピンをもった電子を注入している模式図。極角を θ としている。ここでは簡単のため方位角 ϕ を $\phi = 0$ としている。

$\mathbf{N}_{\text{st}}$ は磁化を持った強磁性層に対する反射と透過によって決定される。極角 θ 、 ϕ の電子状態 $|\theta, \phi\rangle$ はスピニアップの状態 $|\uparrow\rangle$ とスピндаウンの状態 $|\downarrow\rangle$ の重ね合わせで記述することができ入射スピン流の状態 ψ_{in} は

$$\psi_{\text{in}} = \frac{e^{ikx}}{\sqrt{\Omega}} \left(\cos \frac{\theta}{2} e^{-i\phi/2} |\uparrow\rangle + \sin \frac{\theta}{2} e^{i\phi/2} |\downarrow\rangle \right) = \frac{e^{ikx}}{\sqrt{\Omega}} |\theta, \phi\rangle \quad (2.8.19)$$

と表される。ここで

$$|\theta, \phi\rangle = \cos \frac{\theta}{2} e^{-i\phi/2} |\uparrow\rangle + \sin \frac{\theta}{2} e^{i\phi/2} |\downarrow\rangle \quad (2.8.20)$$

である。図 2.9 のモデルでは簡単のため方位角 ϕ を $\phi = 0$ としている。スピナップ ($\uparrow$)、スピンドアウン ($\downarrow$) に対する反射係数 $r_{\uparrow(\downarrow)}$ 、透過係数 $t_{\uparrow(\downarrow)}$ を設定することにより透過スピン流の波動関数 ψ_{trans} と反射スピン流の波動関数 ψ_{ref} は

$$\psi_{\text{trans}} = \frac{e^{ikx}}{\sqrt{\Omega}} \left(t_{\uparrow} \cos \frac{\theta}{2} |\uparrow\rangle + t_{\downarrow} \sin \frac{\theta}{2} |\downarrow\rangle \right) \quad (2.8.21)$$

$$\psi_{\text{ref}} = \frac{e^{-ikx}}{\sqrt{\Omega}} \left(r_{\uparrow} \cos \frac{\theta}{2} |\uparrow\rangle + r_{\downarrow} \sin \frac{\theta}{2} |\downarrow\rangle \right) \quad (2.8.22)$$

とすることができる。ここで計算のために入射スピン流、反射スピン流、透過スピン流の波動関数を

$$\psi_{\text{state}} = \frac{e^{\pm ikx}}{\sqrt{\Omega}} (a_{\text{state}} |\uparrow\rangle + b_{\text{state}} |\downarrow\rangle) \quad (2.8.23)$$

と表すこととする。添え字の”state”は入射スピン流 (in)、透過スピン流 (trans)、反射スピン流 (ref) のいずれかの状態を表しており、それぞれ

$$\begin{cases} a_{\text{in}} = \cos \frac{\theta}{2} \\ b_{\text{in}} = \sin \frac{\theta}{2} \end{cases}, \quad \begin{cases} a_{\text{trans}} = t_{\uparrow} \cos \frac{\theta}{2} \\ b_{\text{trans}} = t_{\downarrow} \sin \frac{\theta}{2} \end{cases}, \quad \begin{cases} a_{\text{ref}} = r_{\uparrow} \cos \frac{\theta}{2} \\ b_{\text{ref}} = r_{\downarrow} \sin \frac{\theta}{2} \end{cases} \quad (2.8.24)$$

と係数を定めておく。式 (2.8.15) から (2.8.17) を用いることで入射スピン流密度の各成分は

$$\begin{aligned} Q_{xx}|_{\text{in}} &= \frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} 2 \operatorname{Re}(a_{\text{in}}^* b_{\text{in}}) = \frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} 2 \operatorname{Re} \left(\cos \frac{\theta}{2} \sin \frac{\theta}{2} \right) \\ &= \frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} \sin \theta \end{aligned} \quad (2.8.25)$$

$$\begin{aligned} Q_{xy}|_{\text{in}} &= \frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} 2 \operatorname{Im}(a_{\text{in}}^* b_{\text{in}}) = \frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} 2 \operatorname{Im} \left(\cos \frac{\theta}{2} \sin \frac{\theta}{2} \right) \\ &= 0 \end{aligned} \quad (2.8.26)$$

$$\begin{aligned} Q_{xz}|_{\text{in}} &= \frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} (|a_{\text{in}}|^2 - |b_{\text{in}}|^2) = \frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} \left(\cos^2 \frac{\theta}{2} - \sin^2 \frac{\theta}{2} \right) \\ &= \frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} \cos \theta \end{aligned} \quad (2.8.27)$$

と表すことができる。同様に透過スピン流密度の各成分は

$$\begin{aligned} Q_{xx}|_{\text{trans}} &= \frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} 2 \operatorname{Re}(a_{\text{trans}}^* b_{\text{trans}}) = \frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} 2 \operatorname{Re} \left(t_{\uparrow}^* \cos \frac{\theta}{2} t_{\downarrow} \sin \frac{\theta}{2} \right) \\ &= \frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} \sin \theta \operatorname{Re}(t_{\uparrow}^* t_{\downarrow}) \end{aligned} \quad (2.8.28)$$

$$\begin{aligned} Q_{xy}|_{\text{trans}} &= \frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} 2 \operatorname{Im}(a_{\text{trans}}^* b_{\text{trans}}) = \frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} 2 \operatorname{Im} \left(t_{\uparrow}^* \cos \frac{\theta}{2} t_{\downarrow} \sin \frac{\theta}{2} \right) \\ &= \frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} \sin \theta \operatorname{Im}(t_{\uparrow}^* t_{\downarrow}) \end{aligned} \quad (2.8.29)$$

$$Q_{xz}|_{\text{trans}} = \frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} (|a_{\text{trans}}|^2 - |b_{\text{trans}}|^2) = \frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} \left(|t_{\uparrow}|^2 \cos^2 \frac{\theta}{2} - |t_{\downarrow}|^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \right) \quad (2.8.30)$$

となる。反射スピン流密度は

$$\begin{aligned} Q_{xx}|_{\text{ref}} &= -\frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} 2 \operatorname{Re}(a_{\text{ref}}^* b_{\text{ref}}) = -\frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} 2 \operatorname{Re} \left(r_{\uparrow}^* \cos \frac{\theta}{2} r_{\downarrow} \sin \frac{\theta}{2} \right) \\ &= -\frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} \sin \theta \operatorname{Re}(r_{\uparrow}^* r_{\downarrow}) \end{aligned} \quad (2.8.31)$$

$$\begin{aligned} Q_{xy}|_{\text{ref}} &= -\frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} 2 \operatorname{Im}(a_{\text{ref}}^* b_{\text{ref}}) = -\frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} 2 \operatorname{Im} \left(r_{\uparrow}^* \cos \frac{\theta}{2} r_{\downarrow} \sin \frac{\theta}{2} \right) \\ &= -\frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} \sin \theta \operatorname{Im}(r_{\uparrow}^* r_{\downarrow}) \end{aligned} \quad (2.8.32)$$

$$Q_{xz}|_{\text{ref}} = -\frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} (|a_{\text{ref}}|^2 - |b_{\text{ref}}|^2) = -\frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} \left(|r_{\uparrow}|^2 \cos^2 \frac{\theta}{2} - |r_{\downarrow}|^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \right) \quad (2.8.33)$$

となる。入射、反射、透過スピン流密度の各成分の和は

$$\begin{aligned} \mathbf{Q}_{\text{in}} &= Q_{xx}|_{\text{in}} + Q_{xy}|_{\text{in}} + Q_{xz}|_{\text{in}} \\ &= \frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} [\sin \theta \hat{\mathbf{x}} + \cos \theta \hat{\mathbf{z}}] \end{aligned} \quad (2.8.34)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{Q}_{\text{trans}} &= Q_{xx}|_{\text{trans}} + Q_{xy}|_{\text{trans}} + Q_{xz}|_{\text{trans}} \\ &= \frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} \sin \theta \operatorname{Re}(t_{\uparrow}^* t_{\downarrow}) \hat{\mathbf{x}} + \frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} \sin \theta \operatorname{Im}(t_{\uparrow}^* t_{\downarrow}) \hat{\mathbf{y}} + \frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} \left[|t_{\uparrow}|^2 \cos^2 \frac{\theta}{2} - |t_{\downarrow}|^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \right] \hat{\mathbf{z}} \end{aligned} \quad (2.8.35)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{Q}_{\text{ref}} &= Q_{xx}|_{\text{ref}} + Q_{xy}|_{\text{ref}} + Q_{xz}|_{\text{ref}} \\ &= -\frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} \sin \theta \operatorname{Re}(r_{\uparrow}^* r_{\downarrow}) \hat{\mathbf{x}} - \frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} \sin \theta \operatorname{Im}(r_{\uparrow}^* r_{\downarrow}) \hat{\mathbf{y}} - \frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} \left[|r_{\uparrow}|^2 \cos^2 \frac{\theta}{2} - |r_{\downarrow}|^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \right] \hat{\mathbf{z}} \end{aligned} \quad (2.8.36)$$

と表すことができる。スピントルクは

$$\begin{aligned} N_{\text{st}} &= A(Q_{\text{in}} + Q_{\text{ref}} - Q_{\text{trans}}) \\ &= \frac{A \hbar^2 k}{\Omega 2m} \sin \theta [1 - \text{Re}(t_{\uparrow}^* t_{\downarrow} + r_{\uparrow}^* r_{\downarrow})] \hat{x} - \frac{A \hbar^2 k}{\Omega 2m} \sin \theta \text{Im}(t_{\uparrow}^* t_{\downarrow} + r_{\uparrow}^* r_{\downarrow}) \hat{y} \end{aligned} \quad (2.8.37)$$

と表すことができる。第1項がダンピングライク (damping-like:DL) 第2項がフィールドライク (field-like:FL) トルクと呼ばれる。強磁性層が強磁性層内でのスピン拡散長に対して十分厚く透過の効果を無視できる場合 ($t_{\uparrow} = t_{\downarrow} = 0$)、式 (2.8.37) は

$$\begin{aligned} N_{\text{st}} &= A(Q_{\text{in}} + Q_{\text{ref}} - Q_{\text{trans}}) \\ &= \frac{A \hbar^2 k}{\Omega 2m} \sin \theta [1 - \text{Re}(r_{\uparrow}^* r_{\downarrow})] \hat{x} - \frac{A \hbar^2 k}{\Omega 2m} \sin \theta \text{Im}(r_{\uparrow}^* r_{\downarrow}) \hat{y} \end{aligned} \quad (2.8.38)$$

となる。ここで y 方向に偏極したスピン流が x 方向に伝播する状況では角運動量の収支を考えることで

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} w l d_F = \gamma \mathbf{j}_s w l \quad (2.8.39)$$

の関係が成り立つ。 x 成分と y 成分に分けて考えることで

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \right)_x &= \frac{\gamma}{d_F} j_s (\mathbf{m} \times \mathbf{y} \times \mathbf{m}) \\ &= \frac{\gamma}{d_F} \frac{\hbar}{2e} \xi_{\text{DL}} j_c^{\text{NM}} (\mathbf{m} \times \mathbf{y} \times \mathbf{m}) \\ &= -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{DL}} \end{aligned} \quad (2.8.40)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \right)_x &= \frac{\gamma}{d_F} j_s (\mathbf{y} \times \mathbf{m}) \\ &= \frac{\gamma}{d_F} \frac{\hbar}{2e} \xi_{\text{FL}} j_c^{\text{NM}} (\mathbf{y} \times \mathbf{m}) \\ &= -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{FL}} \end{aligned} \quad (2.8.41)$$

となる。 y 方向のトルクをダンピングライク (damping-like:DL) トルク、 x 方向のトルクをフィールドライク (field-like:FL) トルクと呼ぶ。また DL(FL) トルクの有効磁場に相当する H_{DL} ならびに H_{FL} を式 (2.8.40) と (2.8.41) に明示した。

続いて図 2.10 にて入射スピン流が $x = 0$ にて強磁性体に侵入していき、強磁性体が存在する $x > 0$ の範囲では透過スピン流の波数がスピンの依存する場合のより複雑なモデルを考え、電流誘起トルクの発現機構をさらに検討する。入射スピン流を ψ_{in} を $x < 0$ での波数 k_x で

$$\psi_{\text{in}} = \left[\cos \frac{\theta}{2} e^{-i\phi/2} |\uparrow\rangle + \sin \frac{\theta}{2} e^{i\phi/2} |\downarrow\rangle \right] e^{ik_x x} \quad (2.8.42)$$

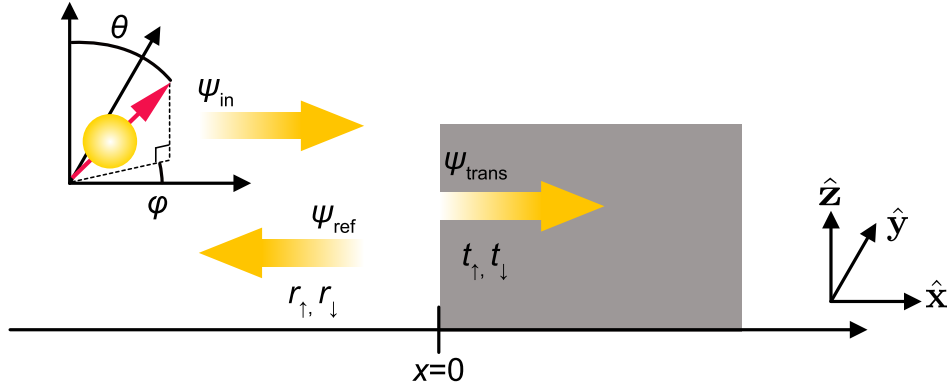


図 2.10: 方位角 ϕ とポテンシャル障壁を考慮した磁性体へのスピン注入のモデル。 $x > 0$ の強磁性層が存在する領域にスピンの向きに依存して反射率、透過率を与えるポテンシャル障壁を考えている。

と定義したときに反射スピン流 ψ_{ref} と透過スピン流 ψ_{trans} は

$$\begin{aligned}\psi_{\text{ref}} &= \cos \frac{\theta}{2} e^{-i\phi/2} |\uparrow\rangle r_{\uparrow} e^{-ik_x x} + \sin \frac{\theta}{2} e^{i\phi/2} |\downarrow\rangle r_{\downarrow} e^{-ik_x x} \\ \psi_{\text{trans}} &= \cos \frac{\theta}{2} e^{-i\phi/2} |\uparrow\rangle t_{\uparrow} e^{ik_x^{\uparrow} x} + \sin \frac{\theta}{2} e^{i\phi/2} |\downarrow\rangle t_{\downarrow} e^{ik_x^{\downarrow} x}\end{aligned}\quad (2.8.43)$$

と表される。ここでスピニアップの状態 $\psi_{\uparrow}$ とスピンドアウンの状態 $\psi_{\downarrow}$ は

$$\begin{aligned}\psi_{\uparrow} &= \cos \frac{\theta}{2} e^{-i\phi/2} |\uparrow\rangle \begin{cases} (e^{ik_x x} + r_{\uparrow} e^{-ik_x x}) & (x < 0) \\ t_{\uparrow} e^{ik_x^{\uparrow} x} & (x > 0) \end{cases} \\ \psi_{\downarrow} &= \sin \frac{\theta}{2} e^{i\phi/2} |\downarrow\rangle \begin{cases} (e^{ik_x x} + r_{\downarrow} e^{-ik_x x}) & (x < 0) \\ t_{\downarrow} e^{ik_x^{\downarrow} x} & (x > 0) \end{cases}\end{aligned}\quad (2.8.44)$$

と強磁性層との境界面 ($x = 0$) の前後で場合分けすることができる。図 2.9 で検討した際

と同様の手続きにより入射スピン流と反射スピン流のスピン流密度を

$$Q_{xx}|_{\text{in}} = \frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} 2 \operatorname{Re}(a_{\text{in}}^* b_{\text{in}}) = \frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} \sin \theta \cos \phi \quad (2.8.45)$$

$$Q_{xy}|_{\text{in}} = \frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} 2 \operatorname{Im}(a_{\text{in}}^* b_{\text{in}}) = \frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} \sin \theta \sin \phi \quad (2.8.46)$$

$$Q_{xz}|_{\text{in}} = \frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} (|a_{\text{in}}|^2 - |b_{\text{in}}|^2) = \frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} \cos \theta \quad (2.8.47)$$

$$Q_{xx}|_{\text{ref}} = -\frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} 2 \operatorname{Re}(a_{\text{in}}^* b_{\text{in}}) = -\frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} \sin \theta \operatorname{Re}[r_{\uparrow}^* r_{\downarrow} e^{i\phi}] \quad (2.8.48)$$

$$Q_{xy}|_{\text{ref}} = -\frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} 2 \operatorname{Im}(a_{\text{in}}^* b_{\text{in}}) = -\frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} \sin \theta \operatorname{Im}[r_{\uparrow}^* r_{\downarrow} e^{i\phi}] \quad (2.8.49)$$

$$Q_{xz}|_{\text{ref}} = -\frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} (|a_{\text{in}}|^2 - |b_{\text{in}}|^2) = -\frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} \left(|r_{\uparrow}|^2 \cos^2 \frac{\theta}{2} - |r_{\downarrow}|^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \right) \quad (2.8.50)$$

のように計算することができる。透過スピン流については先述した通り波数がスピンに依存することを仮定しているため図 2.9 の計算から少し変更がある。透過スピン流 ϕ_{trans} は

$$\psi_{\text{trans}} = \frac{1}{\sqrt{\Omega}} \begin{pmatrix} e^{ik_{\uparrow}x} a_{\text{trans}} \\ e^{ik_{\downarrow}x} b_{\text{trans}} \end{pmatrix} \quad (2.8.51)$$

で表され、このとき透過スピン流密度の各成分は

$$Q_{xx}|_{\text{trans}} = \frac{\hbar^2}{2m} \operatorname{Im}(\psi^\dagger \sigma_x \partial_x \psi) = \frac{\hbar^2}{2m\Omega} \frac{k_{\downarrow} + k_{\uparrow}}{2} \frac{\sin \theta}{2} \operatorname{Re} \left[t_{\uparrow}^* t_{\downarrow} e^{i\phi} e^{i(k_{\downarrow} - k_{\uparrow})x} \right] \quad (2.8.52)$$

$$Q_{xy}|_{\text{trans}} = \frac{\hbar^2}{2m\Omega} \frac{k_{\downarrow} + k_{\uparrow}}{2} \frac{\sin \theta}{2} \operatorname{Im} \left[t_{\uparrow}^* t_{\downarrow} e^{i\phi} e^{i(k_{\downarrow} - k_{\uparrow})x} \right] \quad (2.8.53)$$

$$Q_{xz}|_{\text{trans}} = \frac{\hbar^2}{2m} \operatorname{Im}(\psi^\dagger \sigma_z \partial_x \psi) = \frac{\hbar^2}{2m\Omega} \left(k_{\uparrow} |t_{\uparrow}|^2 \cos^2 \frac{\theta}{2} - k_{\downarrow} |t_{\downarrow}|^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \right) \quad (2.8.54)$$

波動関数とその時間変化が境界面 ($x = 0$) で連続であるという以下の境界条件

$$\lim_{x \rightarrow 0} \psi_{\uparrow}(x < 0) = \lim_{x \rightarrow 0} \psi_{\uparrow}(x > 0) \quad (2.8.55)$$

$$\lim_{x \rightarrow 0} \psi_{\downarrow}(x < 0) = \lim_{x \rightarrow 0} \psi_{\downarrow}(x > 0) \quad (2.8.56)$$

$$\lim_{x \rightarrow 0} \frac{\partial}{\partial x} \psi_{\uparrow}(x < 0) = \lim_{x \rightarrow 0} \frac{\partial}{\partial x} \psi_{\uparrow}(x > 0) \quad (2.8.57)$$

$$\lim_{x \rightarrow 0} \frac{\partial}{\partial x} \psi_{\downarrow}(x < 0) = \lim_{x \rightarrow 0} \frac{\partial}{\partial x} \psi_{\downarrow}(x > 0) \quad (2.8.58)$$

を用いることで、スピン依存の反射係数、透過係数の関係式

$$\begin{cases} 1 + r_{\sigma} = t_{\sigma} \\ k_x - k_x r_{\sigma} = k_x^{\sigma} t_{\sigma} \end{cases} \quad (2.8.59)$$

が得られる。式 (2.8.59) を解くことにより

$$\begin{aligned} t_\sigma &= \frac{2k_x}{k_x + k_x^\sigma} \\ r_\sigma &= \frac{k_x - k_x^\sigma}{k_x + k_x^\sigma} \end{aligned} \quad (2.8.60)$$

が導かれる。ここで反射率 T 、透過率 R は

$$R = \frac{\frac{\hbar k}{m} |r_\sigma|^2}{\frac{\hbar k}{m}} = |r_\sigma|^2 \quad (2.8.61)$$

$$T = \frac{\frac{\hbar k^\sigma}{m} |t_\sigma|^2}{\frac{\hbar k}{m}} = \frac{k^\sigma}{k} |t_\sigma|^2 \quad (2.8.62)$$

であり、保存則から $R + T = 1$ の関係にあるのでスピン依存の反射係数、透過係数にさらなる拘束条件

$$|r_\sigma|^2 + \frac{k^\sigma}{k} |t_\sigma|^2 = 1 \quad (2.8.63)$$

が与えられる。スピントルクを考えるにあたりスピン流密度の連続性についてみていく。 z 成分については

$$\begin{aligned} N_{\text{st}}|_z &= Q_{xz}|_{\text{in}} + Q_{xz}|_{\text{ref}} - Q_{xz}|_{\text{trans}} \\ &= \frac{\hbar^2}{2m\Omega} \left\{ k \cos \theta - k \left(|r_\uparrow|^2 + \frac{k_\uparrow}{k} |t_\uparrow|^2 \right) \cos^2 \frac{\theta}{2} + k \left(|r_\downarrow|^2 + \frac{k_\downarrow}{k} |t_\downarrow|^2 \right) \sin^2 \frac{\theta}{2} \right\} \\ &= 0 \end{aligned} \quad (2.8.64)$$

となり、式 (2.8.64) はスピン流密度の z 成分が保存されており $Q_{\alpha z}$ がスピントルクに寄与しないことを意味している。以下では x, y 成分の非連続性から $Q_{\alpha x}, Q_{\alpha y}$ がスピントルクに寄与する点について 3 点に分類して述べる。

1. spin filtering

スピントルクに寄与する一つ目の機構は”spin-filtering”と呼ばれるものである。反射係数がスピンに依存することにより生じる。仮に反射係数がスピンに依存しない

($r_\uparrow = r_\downarrow, t_\uparrow = t_\downarrow$) 場合にスピンの連続性について考えると

$$\begin{aligned} Q_{xx}|_{\text{trans}} - Q_{xx}|_{\text{ref}} &= \frac{\hbar^2}{2m\Omega} \frac{k_\downarrow + k_\uparrow}{2} \frac{\sin \theta}{2} \text{Re} \left[t_\uparrow^* t_\downarrow e^{i\phi} e^{i(k_\downarrow - k_\uparrow)x} \right] + \frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} \sin \theta \text{Re} [r_\uparrow^* r_\downarrow e^{i\phi}] \\ &= \frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} \sin \theta \left(\text{Re} \left[\frac{k_\downarrow + k_\uparrow}{2k_\uparrow} \frac{k_\uparrow}{k} |t_\uparrow|^2 e^{i\phi} \right] + \text{Re} [|r_\uparrow|^2 e^{i\phi}] \right) \\ &= Q_{xx}|_{\text{in}} \end{aligned} \quad (2.8.65)$$

となり連続性が破られずスピントルクに寄与しないこととなる。そのため $r_\uparrow \neq r_\downarrow$ or $t_\uparrow \neq t_\downarrow$ の際に式 (2.8.65) が成立せず

$$N_{\text{st}}|_x = Q_{xx}|_{\text{in}} + Q_{xx}|_{\text{ref}} - Q_{xx}|_{\text{trans}} \neq 0 \quad (2.8.66)$$

$$N_{\text{st}}|_y = Q_{xy}|_{\text{in}} + Q_{xy}|_{\text{ref}} - Q_{xy}|_{\text{trans}} \neq 0 \quad (2.8.67)$$

とスピントルクを考えることができる。

2. spin precession

スピントルクに寄与する二つ目の機構は”spin precession”と呼ばれるものである。スピンの流密度の x, y 成分はそれぞれ

$$Q_{xx}|_{\text{trans}} = \frac{\hbar^2}{2m\Omega} \frac{k_\downarrow + k_\uparrow}{2} \frac{\sin \theta}{2} \text{Re} \left[t_\uparrow^* t_\downarrow e^{i\phi} e^{i(k_\downarrow - k_\uparrow)x} \right] \quad (2.8.68)$$

$$Q_{xy}|_{\text{trans}} = \frac{\hbar^2}{2m\Omega} \frac{k_\downarrow + k_\uparrow}{2} \frac{\sin \theta}{2} \text{Im} \left[t_\uparrow^* t_\downarrow e^{i\phi} e^{i(k_\downarrow - k_\uparrow)x} \right] \quad (2.8.69)$$

であるが、複素数 $t_\uparrow^* t_\downarrow e^{i\phi} e^{i(k_\downarrow - k_\uparrow)x}$ の実部と虚部の関係にあり、かつ係数部分も同じであることがわかる。 x 方向に進行することによりスピンの流密度の x, y 成分が振動しさらにそれぞれの対応関係は複素平面上の回転により表現することができる。図 2.11 に $\tilde{Q} \equiv Q_{xx} + iQ_{xy}$ としたときの $\tilde{Q}$ を複素数平面上に表したものである。

3. spin rotation

スピントルクに寄与する二つ目の機構は”spin rotation”と呼ばれるものである。入射スピン流と反射スピン流を

$$|\theta, \phi\rangle_{\text{in}} \equiv e^{-i\phi/2} \cos \frac{\theta}{2} |\uparrow\rangle + e^{i\phi/2} \sin \frac{\theta}{2} |\downarrow\rangle \quad (2.8.70)$$

$$\begin{aligned} |\theta, \phi\rangle_{\text{ref}} &\equiv r_\uparrow e^{-i\phi/2} \cos \frac{\theta}{2} |\uparrow\rangle + r_\downarrow e^{i\phi/2} \sin \frac{\theta}{2} |\downarrow\rangle \\ &= e^{-i\phi'/2} \cos \frac{\theta'}{2} |\uparrow\rangle + e^{i\phi'/2} \sin \frac{\theta'}{2} |\downarrow\rangle \equiv |\theta', \phi'\rangle_{\text{ref}} \end{aligned} \quad (2.8.71)$$

と定義する。ここで反射スピン流 $|\theta, \phi\rangle_{\text{ref}}$ における反射係数を方位角と極角の成分

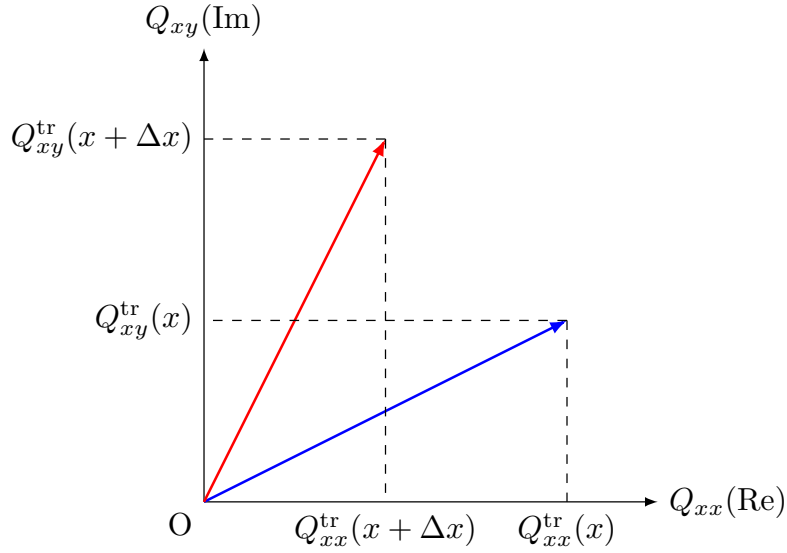


図 2.11: Spin precession を考えた際の複素平面上における $\tilde{Q} \equiv Q_{xx} + iQ_{xy}$ の変化。

に押し付けたことによって定義される新たな方位角と極角の関係は

$$r_{\uparrow} \cos \frac{\theta}{2} e^{-i\phi/2} = \cos \frac{\theta'}{2} e^{-i\phi'/2} \quad (2.8.72)$$

$$r_{\downarrow} \sin \frac{\theta}{2} e^{i\phi/2} = \sin \frac{\theta'}{2} e^{i\phi'/2} \quad (2.8.73)$$

と表される。これより方位角 θ' については

$$\tan \frac{\theta'}{2} = \left| \frac{r_{\downarrow}}{r_{\uparrow}} \right| \tan \frac{\theta}{2} \quad (2.8.74)$$

の関係が得られる。極角 ϕ' については

$$\frac{r_{\downarrow} r_{\downarrow}}{r_{\uparrow} r_{\uparrow}} e^{i2\phi} = \frac{r_{\downarrow}^* r_{\downarrow}^*}{r_{\uparrow}^* r_{\uparrow}^*} e^{i2\phi'} \Rightarrow r_{\uparrow}^* r_{\downarrow} e^{i2\phi} = r_{\uparrow} r_{\downarrow}^* e^{i2\phi'} \quad (2.8.75)$$

これより ϕ' は

$$\begin{aligned} \phi' &= \phi + \frac{1}{2i} (\ln(r_{\uparrow}^* r_{\downarrow}) - \ln(r_{\uparrow} r_{\downarrow}^*)) \\ &= \phi + \text{Im}[\ln(r_{\uparrow}^* r_{\downarrow})] = \phi + \Delta\phi, \end{aligned} \quad (2.8.76)$$

となり、変化分 $\Delta\phi$ は

$$\Delta\phi \equiv \arg(r_{\uparrow}^* r_{\downarrow}) \quad (2.8.77)$$

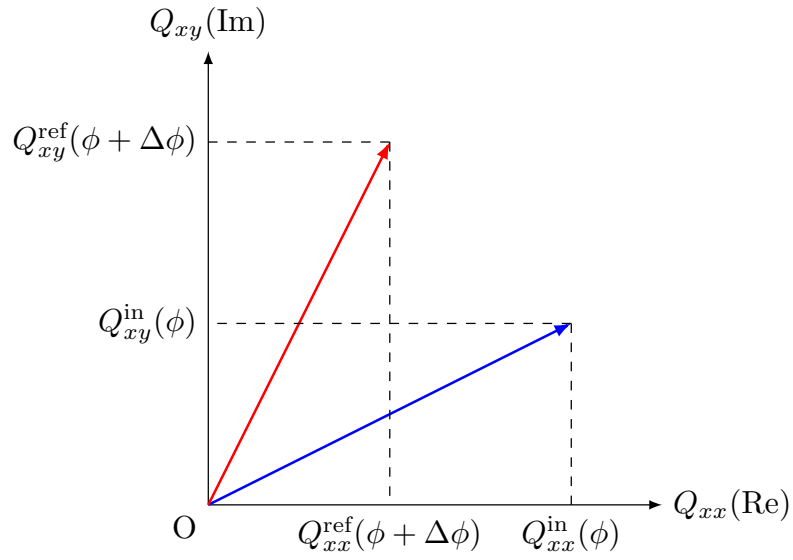


図 2.12: Spin rotation を考えた際の複素平面上における $\tilde{Q} \equiv Q_{xx} + iQ_{xy}$ の変化。

で表され、スピン依存の反射率に依存していることがわかる。これより spin precession の場合と同様に ϕ の変化に伴い $\tilde{Q} \equiv Q_{xx} + iQ_{xy}$ としたときの $\tilde{Q}$ を複素平面上に表現することが可能となる (図 2.12)。

第 3 章 実験・解析方法

本章では第 4 章、第 5 章、第 6 章で行った実験方法及び実験結果の解析方法について詳述する。第 4 章、第 5 章ではスピントルク強磁性共鳴法、第 6 章では磁気光学カー効果を用いた電流誘起トルク測定を主たる測定として実施した。

3.1 スピントルク強磁性共鳴法

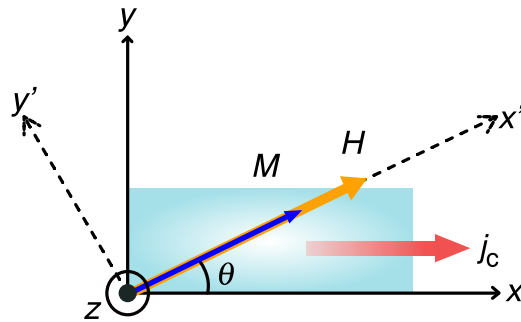


図 3.1: スピントルク強磁性共鳴測定における座標系。

スピントルク強磁性共鳴法 (Spin-torque ferromagnetic resonance: ST-FMR) はスピントルクによって強磁性体に対して駆動される共鳴現象であり、スピントルクならびに軌道トルクを評価する一手法として利用されている [54]。常磁性体/強磁性体の二層構造に対して外部磁場を加えたうえで、高周波電流を流すと常磁性体でスピン流・軌道流が生成され、隣接した磁性体に注入され、スピン角運動量が磁性体中の磁化に受け渡されることにより（軌道流の場合、強磁性体中のスピン軌道相互作用を介してスピン角運動量に変換される）磁化に電流誘起トルクが働く。ST-FMR では高周波電流を印加し強磁性共鳴を駆動することにより生じる直流電圧を測定し解析することにより電流誘起トルクを評価する。図 3.1 に示した座標系において、デバイスの x 方向に印加する高周波電流 $I(t)$ を周

波数を ω としたうえで

$$I(t) = I \cos(\omega t) \quad (3.1.1)$$

と表現することができる。印加するデバイスの抵抗 R は磁性体の抵抗値が AMR の効果により外部磁場と磁化のなす角 θ に依存するため

$$R(t) = R_{\perp} - \Delta R \cos^2 \theta(t) \quad (3.1.2)$$

となる。ここで $\Delta R \equiv R_{\perp} - R_{\parallel}$ は強磁性体の異方性磁気抵抗効果 (AMR) によるデバイスの抵抗変化を表している。 $\theta(t)$ は強磁性共鳴により変化をし

$$\theta(t) = \theta + \theta_c \cos(\omega t - \psi) \quad (3.1.3)$$

と外部磁場印加角度 θ と強磁性共鳴の歳差角 θ_c の和で書くことができる。ここで ϕ は I の位相に対する θ_c が有する位相遅れを表している。式 (3.1.3) を式 (3.1.2) に代入することにより

$$\begin{aligned} R(t) &= R_{\perp} - \Delta R \cos^2 \{\theta + \theta_c \cos(\omega t - \psi)\} \\ &\simeq R_{\perp} - \Delta R \{\cos^2 \theta - 2\theta_c \cos \theta \sin \theta \cos(\omega t - \psi)\} \end{aligned} \quad (3.1.4)$$

が得られる。オームの法則よりデバイスの電圧 $V(t)$ は

$$\begin{aligned} V(t) &= R(t)I(t) \\ &= (R_{\perp} - \Delta R \{\cos^2 \theta - 2\theta_c \cos \theta \sin \theta \cos(\omega t - \psi)\}) \cdot I \cos \omega t \\ &= \frac{1}{2} \Delta R I \theta_c \cos \psi \sin 2\theta \\ &\quad + (R_{\perp} - \Delta R \cos^2 \theta) I \cos \omega t + \Delta R I \theta_c \sin 2\theta \left[\frac{\cos 2\omega t}{2} \cos \psi + \frac{\sin 2\omega t}{2} \sin \psi \right] \end{aligned} \quad (3.1.5)$$

となり、バイアスティーを用いることでデバイスに生じる電圧の直流成分のみを取り出すことができる。このとき取り出される直流電圧 V_{DC} は式 (3.1.5) の ω に依存しない成分に相当し

$$V_{DC} = \frac{1}{2} \Delta R I \theta_c \cos \psi \sin 2\theta \quad (3.1.6)$$

である。ゆえにこの V_{DC} は歳差角 θ_c の振る舞いに依存することがわかる。

磁化歳差角の表式

以下では磁化歳差角 θ_c を明らかにするために、ST-FMR 測定時における磁化ダイナミクスを考える。

ST-FMR 測定において、LLG 方程式である式 (2.2.7) における有効磁場 $\mathbf{H}_{\text{tot}}$ は外部磁場 $\mathbf{H}$ と反磁場 $\mathbf{H}_{\text{demag}}$ と高周波電流を印加したことによる有効磁場 $\mathbf{H}_{\text{eff}}$ の和となり、図 3.1 に示した座標系における成分で書き下すと

$$\begin{aligned}\mathbf{H}_{\text{tot}} &= \mathbf{H} + \mathbf{H}_{\text{demag}} + \mathbf{H}_{\text{eff}} \\ &= \begin{pmatrix} H_0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ -m_z e^{i\omega t} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} h_x \cos \theta + h_y \sin \theta \\ -h_x \sin \theta + h_y \cos \theta \\ h_z \end{pmatrix} e^{i\omega t}\end{aligned}\quad (3.1.7)$$

となる。ただし H_0 は外部磁場の大きさである。ここで一般に歳差角 $\theta_c \ll 1$ であることから

$$\theta_c \simeq \frac{m_{y'}}{m_{x'}} = \frac{m_{y'}}{M_{\text{eff}}}\quad (3.1.8)$$

であることと式 (2.2.7) と式 (3.1.7) より磁化の y' 成分と z 成分に関してまとめた式が

$$\begin{pmatrix} \frac{i\omega}{\gamma} & \mu_0 H_0 + \mu_0 M_{\text{eff}} + \frac{i\omega\alpha}{\gamma} \\ \mu_0 H_0 + \frac{i\omega\alpha}{\gamma} & -\frac{i\omega}{\gamma} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_{y'} \\ m_z \end{pmatrix} = M_s \begin{pmatrix} \mu_0 h_z \\ \mu_0 h_{y'} \end{pmatrix}\quad (3.1.9)$$

のようにあらわすことができ、 $m_{y'}$ について計算することができる。計算のため式 (3.1.9) において Λ を

$$\Lambda \equiv \begin{pmatrix} \frac{i\omega}{\gamma} & H_0 + M_{\text{eff}} + \frac{i\omega\alpha}{\gamma} \\ H_0 + \frac{i\omega\alpha}{\gamma} & -\frac{i\omega}{\gamma} \end{pmatrix}\quad (3.1.10)$$

とする。磁化ベクトルについて式 (3.1.10) を変形すると

$$\begin{pmatrix} m_{y'} \\ m_z \end{pmatrix} = M_s \Lambda^{-1} \begin{pmatrix} \mu_0 h_z \\ \mu_0 h_{y'} \end{pmatrix}\quad (3.1.11)$$

となり、さらに Λ の行列式は

$$\det \Lambda = \left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 - (H_0 + iW)(H_0 + M_{\text{eff}} + iW)\quad (3.1.12)$$

となる。ただし

$$W = \omega \frac{\alpha}{\gamma}\quad (3.1.13)$$

は線幅を表す。式 (3.1.9) を磁化ベクトルについて整理することで

$$\begin{pmatrix} m_{y'} \\ m_z \end{pmatrix} = \frac{M_s}{\det \Lambda} \begin{pmatrix} -\frac{i\omega}{\gamma} & -H_0 - M_{\text{eff}} - iW \\ -H_0 - iW & \frac{i\omega}{\gamma} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_z \\ h_{y'} \end{pmatrix}\quad (3.1.14)$$

となる。これより

$$m_{y'} = -M_s \frac{\frac{i\omega}{\gamma} \mu_0 h_z + (\mu_0 H_0 + \mu_0 M_{\text{eff}} + iW) \mu_0 h_{y'}}{\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 - (\mu_0 H_0 + iW)(\mu_0 H_0 + \mu_0 M_{\text{eff}} + iW)} \quad (3.1.15)$$

が得られる。歳差角 θ_c が $\theta_c \ll 1$ ($\theta_c \simeq m_{y'}/M_s$) の条件を満たすときは

$$\begin{aligned} \theta_c &\simeq \frac{m_{y'}}{M_s} \\ &= \frac{\gamma}{i\omega} \left[h_z + \frac{(H_0 + iW)(H_0 + M_{\text{eff}} + iW)h_z - \frac{i\omega}{\gamma}(H_0 + M_{\text{eff}} + iW)_0 h_{y'}}{\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 - (H_0 + iW)(H_0 + M_{\text{eff}} + iW)} \right] \end{aligned} \quad (3.1.16)$$

とすることができる。

電流誘起トルク有効磁場と測定電圧の関係

ST-FMR では共鳴付近で生じる DC 電圧を検討するため、共鳴磁場 H_{res} 近傍の微小磁場変位 δH を

$$\delta H = |H_0 - H_{\text{res}}| \ll H_{\text{res}} \quad (3.1.17)$$

として考える。式 (3.1.17) を用いて式 (3.1.16) に現れる一部分を計算すると

$$\begin{aligned} &(\mu_0 H_0 + iW)(\mu_0 H_0 + \mu_0 M_{\text{eff}} + iW) \\ &\simeq \mu_0 H_{\text{res}}(\mu_0 H_{\text{res}} + \mu_0 M_{\text{eff}}) + (2\mu_0 H_{\text{res}} + \mu_0 M_{\text{eff}})(\mu_0 \delta H + iW) \end{aligned} \quad (3.1.18)$$

となる。

Kittel の式

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = H_{\text{res}}(H_{\text{res}} + M_s) \quad (3.1.19)$$

から

$$\begin{aligned} &\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 - (\mu_0 H_0 + iW)(\mu_0 H_0 + \mu_0 M_{\text{eff}} + iW) \\ &\simeq \mu_0 H_{\text{res}}(\mu_0 H_{\text{res}} + \mu_0 M_{\text{eff}}) \\ &\quad - \{\mu_0 H_{\text{res}}(\mu_0 H_{\text{res}} + \mu_0 M_{\text{eff}}) + (2\mu_0 H_{\text{res}} + \mu_0 M_{\text{eff}})(\mu_0 \delta H + iW)\} \\ &= -(2\mu_0 H_{\text{res}} + \mu_0 M_{\text{eff}})(\mu_0 \delta H + iW) \end{aligned} \quad (3.1.20)$$

が得られ、 θ_c を

$$\begin{aligned}\theta_c &= \frac{\gamma}{i\omega} \left[\mu_0 h_z + \frac{\{\mu_0 H_{\text{res}}(\mu_0 H_{\text{res}} + \mu_0 M_{\text{eff}}) + (2\mu_0 H_{\text{res}} + \mu_0 M_{\text{eff}})(\mu_0 \delta H + iW)\} \mu_0 h_z}{-(2\mu_0 H_{\text{res}} + \mu_0 M_{\text{eff}})(\mu_0 \delta H + iW)} \right] \\ &\quad + \frac{\gamma}{i\omega} \left[\frac{-\frac{i\omega}{\gamma}(\mu_0 H_0 + \mu_0 M_{\text{eff}} + iW)\mu_0 h_{y'}}{-(2\mu_0 H_{\text{res}} + \mu_0 M_{\text{eff}})(\mu_0 \delta H + iW)} \right] \\ &= \frac{\gamma}{i\omega} \left[\frac{\mu_0 H_{\text{res}}(\mu_0 H_{\text{res}} + \mu_0 M_{\text{eff}})\mu_0 h_z - \frac{i\omega}{\gamma}(\mu_0 H_0 + \mu_0 M_{\text{eff}} + iW)\mu_0 h_{y'}}{-(2\mu_0 H_{\text{res}} + \mu_0 M_{\text{eff}})(\mu_0 \delta H + iW)} \right] \quad (3.1.21)\end{aligned}$$

と表すことができる。これより分離された直流電圧 V_{DC} は

$$\begin{aligned}V_{\text{DC}} &= \frac{1}{2} \Delta R I \text{Re}[\theta_c] \cos \psi \sin 2\theta \\ &= V_{\text{sym}} \frac{W^2}{(\mu_0 H_0 - \mu_0 H_{\text{res}})^2 + W^2} + V_{\text{antisym}} \frac{W(\mu_0 H_0 - \mu_0 H_{\text{res}})}{(\mu_0 H_0 - \mu_0 H_{\text{res}})^2 + W^2} \quad (3.1.22)\end{aligned}$$

ただし

$$V_{\text{sym}} = \frac{1}{2} \Delta R I \cos \psi \sin 2\theta \mu_0 H_{\perp} A_{\text{sym}} \quad (3.1.23)$$

$$V_{\text{antisym}} = \frac{1}{2} \Delta R I \cos \psi \sin 2\theta (\mu_0 H_{\parallel} + \mu_0 H_{\text{Oe}}) A_{\text{antisym}} \quad (3.1.24)$$

であり、 A_{sym} と A_{antisym} は

$$\begin{aligned}A_{\text{sym}} &\equiv \frac{\gamma}{\omega} \frac{\mu_0 H_{\text{res}}(\mu_0 H_{\text{res}} + \mu_0 M_{\text{eff}})}{W(2\mu_0 H_{\text{res}} + \mu_0 M_{\text{eff}})} \\ &= \frac{\mu_0 H_{\text{res}} + \mu_0 M_{\text{eff}}}{W(2\mu_0 H_{\text{res}} + \mu_0 M_{\text{eff}})} \sqrt{\frac{\mu_0 H_{\text{res}}}{\mu_0 H_{\text{res}} + \mu_0 M_{\text{eff}}}} \quad (3.1.25)\end{aligned}$$

$$A_{\text{antisym}} \equiv \frac{\mu_0 H_{\text{res}} + \mu_0 M_{\text{eff}}}{W(2\mu_0 H_{\text{res}} + \mu_0 M_{\text{eff}})} \quad (3.1.26)$$

と定義されている。

有効磁場と電流誘起トルク生成効率

式 (3.1.22) に示した $H_{\perp}$ と $H_{\parallel}$ が電流誘起トルクによる有効磁場として考えたとき、その方向ならびに式 (2.8.40) と式 (2.8.41) から z 方向の面直の磁場については $H_{\perp} = H_{\text{DL}}$ 、 y 方向の面内の磁場については $H_{\parallel} = H_{\text{FL}}$ として考えることができる。

さらにアンペールの法則より図 3.2 に示した常磁性層 (N) と強磁性/常磁性界面層 (I) 由来のエルステッド磁場 $H_{\text{NOe(IOe)}}$ は印加電流 $j_{\text{N(I)}}$ を用いて

$$\oint_C H_{\text{NOe(IOe)}} dl = \int j_{\text{N(I)}} dS \quad (3.1.27)$$

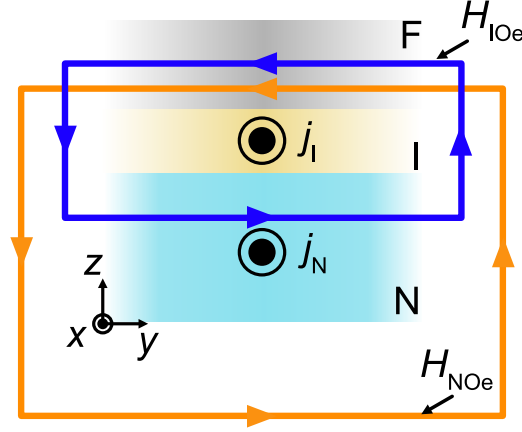


図 3.2: 常磁性層と常磁性/強磁性界面層に印加される電流由来の面内エルステッド磁場。

と書くことができる。ここで $d_N^{\text{eff}} = d_N + (\rho_N/\rho_I)d_I$ は有効膜厚である^{*1}。本研究で対象としている試料の構造では試料膜厚 (nm オーダー) は試料幅 w (μm オーダー) に比べて十分に薄い ($d_i \ll w$) ため H_{Oe} は

$$\begin{aligned} H_{\text{Oe}} &= H_{\text{NOe}} + H_{\text{IOe}} = \frac{j_N d_N w}{2(d_N + w)} + \frac{j_I d_I w}{2(d_I + w)} \\ &\simeq \frac{j_N d_N}{2} + \frac{j_I d_I}{2} = \frac{j_N}{2} \left(d_N + \frac{j_I}{j_N} d_I \right) = \frac{j_N}{2} \left(d_N + \frac{\rho_N}{\rho_I} d_I \right) \\ &= \frac{j_N}{2} d_N^{\text{eff}} \end{aligned} \quad (3.1.28)$$

とすることができる。ここで式 (3.1.23) と式 (3.1.24) の比より計算することができる $\xi_{\text{FMR}}^{\text{eff}}$ を

$$\xi_{\text{FMR}}^{\text{eff}} \equiv \frac{V_{\text{sym}}}{V_{\text{antisym}}} \times \frac{e}{\hbar} \mu_0 M_s d_F d_N^{\text{eff}} \sqrt{1 + \frac{\mu_0 M_{\text{eff}}}{\mu_0 H_{\text{res}}}} = \frac{\xi_{\text{DL}}}{\frac{\hbar}{e} \frac{\xi_{\text{FL}}}{\mu_0 M_s d_F d_N^{\text{eff}}} + 1/\rho_N} \quad (3.1.29)$$

として定義すると、 $\xi_{\text{FMR}}^{\text{eff}}$ は単位電場当たりの DL トルク効率 ξ_{DL}^E と FL トルク効率 ξ_{FL}^E

$$\xi_{\text{DL(FL)}}^E = \frac{2e}{\hbar} \mu_0 M_s d_F \frac{H_{\text{DL(FL)}}}{E} \quad (3.1.30)$$

が含まれたものとなる。さらに式 (3.1.29) から

$$\frac{1}{\xi_{\text{FMR}}^{\text{eff}}} = \frac{1}{\xi_{\text{DL}}^E} \left(\frac{1}{\rho_N} + \frac{\hbar}{e} \frac{\xi_{\text{FL}}^E}{\mu_0 M_s d_F d_N^{\text{eff}}} \right) \quad (3.1.31)$$

^{*1} 典型的な強磁性/常磁性二層膜構造の場合、強磁性/常磁性界面層の膜厚が $d_I = 0$ だから $d_N^{\text{eff}} = d_N$ となり有効膜厚は常磁性層膜厚そのものとなる。

が得られる。これより $\xi_{\text{FMR}}^{\text{eff}}$ の強磁性体膜厚 d_{F} 依存性を調べることにより DL トルクの寄与 (ξ_{DL}^E) と FL トルクの寄与 (ξ_{FL}^E) を分離することができる^{*2}。

^{*2} 式 (3.1.31) から d_{N} 依存性の測定からも分離できるように考えられそうである。常磁性体のスピン拡散長が d_{N} よりも十分小さければ DL トルク効率と FL トルク効率は d_{N} に依存しないとみなせて d_{N} 依存性からトルク効率の分離をすることができる。しかしながら ST-FMR で用いる典型的なデバイスの d_{N} は 10 nm 前後であり、対してスピン拡散長は 100 nm を超えることもある。そのため一般的に d_{N} 依存性からトルク効率の分離を試みることは適切ではない。

3.2 磁気光学カー効果を用いた電流誘起トルク測定

3.2.1 偏光

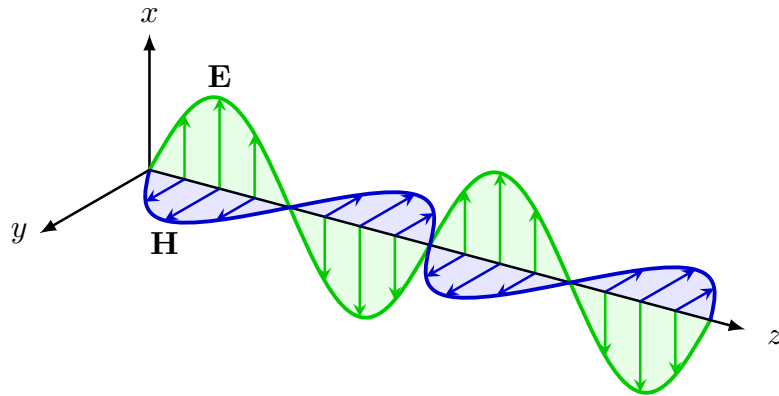


図 3.3: 電磁波の模式図。図では x 方向に電場 $\mathbf{E}$ 、 y 方向に磁場 $\mathbf{H}$ の振動が表されており、 z 軸方向に進行している。

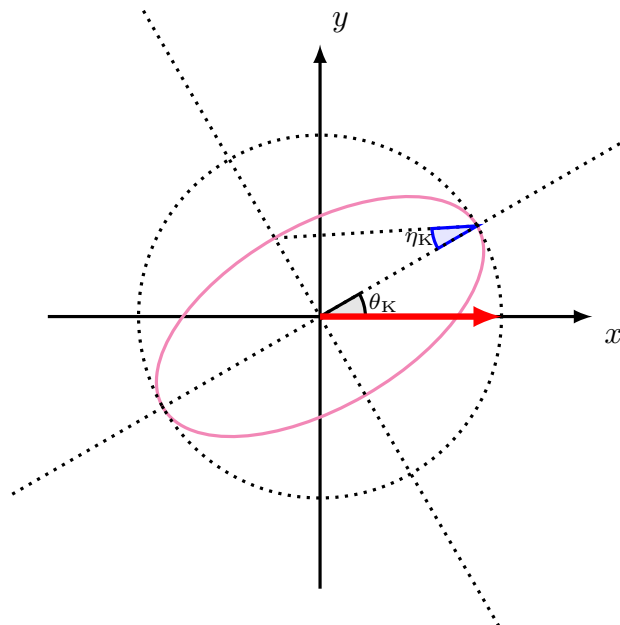


図 3.4: 楕円偏光における傾き角 θ_K (黒網掛け) と楕円率 (角) η_K (青網掛け)。

光は電界と磁界が振動して進行する電磁波である (図 3.3)。真空中では電磁波は光速 c で進行する。この光の進行方向と磁界 $\mathbf{H}$ を含む面を偏光面と呼び、偏光面がそろってい

表 3.1: ジョーンズベクトルの一覧。

楕円偏光		
$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y e^{i\delta_0} \end{pmatrix}$		
(直線偏光 $\delta = 0, \pi$)	右円偏光	左円偏光
$\begin{pmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \end{pmatrix}$	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix}$	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix}$

る光を偏光と呼ぶ。ある位置での電場ベクトルが時間とともに回転するような偏光を楕円偏光といい、偏光状態として最も一般的なものである。光電場の進行方向に対して垂直な平面上に電場を投影したときに軌跡が円を描くものを円偏光という^{*3}。また偏光面が一つの平面にある偏光を直線偏光という。本研究を含めて MOKE の実験では偏光の変化を考えるため、偏光の状態を数学的に記述するジョーンズベクトルとジョーンズ行列がよく用いられる。このジョーンズベクトルとジョーンズ行列は 1941 年に R. C. Jones によって導入された [55]。光の電場は

$$\mathbf{E}(z, t) = \begin{pmatrix} E_x e^{i(\omega t - kz + \delta_x)} \\ E_y e^{i(\omega t - kz + \delta_y)} \end{pmatrix} \quad (3.2.1)$$

と表すことができる。しかしながら偏光は絶対位相によらず光電場の E_x, E_y 成分の相対的な振幅差と位相差により決まる。そのためジョーンズベクトルでは光の強度を 1 として規格化したうえで位相項の $e^{i(\omega t - kz)}$ 以外の部分を取り出して偏光を表現する。偏光状態で最も一般的な楕円偏光のジョーンズベクトルは

$$\mathbf{E}_{\text{ellipse}} = \frac{1}{\sqrt{E_x^2 + E_y^2}} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y e^{i\delta_0} \end{pmatrix} \quad (3.2.2)$$

となる。この位相差 δ_0 が 0 の時は位相差がないため直線偏光になる。対して位相差が π あるときには円偏光となる。それ以外の時は有限の楕円率 η_K を持つ楕円偏光となる (図 3.4)。表 3.1 に典型的な偏光のジョーンズベクトルを記載する。

^{*3} 円偏光には右円偏光と左円偏光が存在する。左右の定義は文献によりばらつきがあるが、本研究では光電場の進行方向に進むときに時計回りに電場の軌跡が回転する円偏光を右円偏光と定義することとする。また円偏光の添え字として右円偏光は +、左円偏光は - を用いることとする。

表 3.2: 代表的な光学素子のジョーンズ行列の一覧。

光学素子	ジョーンズ行列 $\mathbf{M}_{\text{OE}}$
偏光子	$\mathbf{M}_{\text{pol}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$
ビームスプリッター	$\mathbf{M}_{\text{BS}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$
$\lambda/2$ 板 (HWP)	$\mathbf{M}_{\text{HWP}} = \begin{pmatrix} e^{-i\pi/2} & 0 \\ 0 & e^{+i\pi/2} \end{pmatrix}$
$\lambda/4$ 板 (QWP)	$\mathbf{M}_{\text{QWP}} = \begin{pmatrix} e^{-i\pi/4} & 0 \\ 0 & e^{+i\pi/4} \end{pmatrix}$
磁性体 [56] ^{*5}	$\mathbf{M}_{\text{sample}} = \begin{pmatrix} 1 + \beta_q/2 & -\alpha_p m_z \\ \alpha_p m_z & 1 + \beta_q/2 \end{pmatrix}$

また偏光が波長板をはじめとした光学素子を通過すると偏光状態が変化する^{*4}が、入力偏光 $\mathbf{E}_{\text{in}}$ と出力偏光の電場 $\mathbf{E}_{\text{out}}$ の関係は 2 行 2 列の行列 $\mathbf{M}_{\text{OE}}$ を用いて

$$\mathbf{E}_{\text{out}} = \mathbf{M}_{\text{OE}} \mathbf{E}_{\text{in}} \quad (3.2.3)$$

と書くことができる。このときの $\mathbf{M}_{\text{OE}}$ をジョーンズ行列と呼ぶ。表 3.2 に代表的な光学素子のジョーンズ行列を示す。このジョーンズ行列は 3.2.5 節での光学測定系における偏光の変化の検討に用いる。

3.2.2 誘電率

磁気光学カー効果の理解には 3.2.4 節で示すように誘電率の基礎知識が必要不可欠であるため本節では誘電率について概説する。物質中での電束密度 $\mathbf{D}$ は真空中での電束密度 $\varepsilon_0 \mathbf{E}$ と物質中の分極 $\mathbf{P}$ を用いて

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \quad (3.2.4)$$

^{*4} ビームスプリッターなど偏光が変化しないものもあるが、後述するように単位行列の形でジョーンズ行列を書くことができる。

^{*5} 光学素子ではないが、偏光に影響を与える要素として記載しておく。後述するが α_p が 1 次のカー効果、 β_q が 2 次のカー効果の係数を表している。

と書くことができる。線形物質では任意の空間・時間において電場に対して線形に分極が生じることを仮定しているが、本研究でレーザーを入射している物質をはじめとして現実の物質では時間遅れの効果がある [57] ことを考慮する必要がある。電場に対して分極による時間遅れの効果を考慮すると

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} dt' \chi(t') \mathbf{E}(t - t', \mathbf{r}) \quad (3.2.5)$$

と応答関数 $\chi(t)$ を用いて書くことができる^{*6}。電束密度 $\mathbf{D}$ についても応答関数を用いた表記にすると

$$\mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} dt' (1 + \chi(t')) \mathbf{E}(t - t', \mathbf{r}) \quad (3.2.6)$$

となる。この形からフーリエ変換を施すことで

$$\begin{aligned} \tilde{\mathbf{D}}(\omega) &= \mathcal{F}[\mathbf{D}(\mathbf{r}, t)] \\ &= \varepsilon_0 (1 + \tilde{\chi}(\omega)) \tilde{\mathbf{E}}(\omega) \\ &= \tilde{\varepsilon}(\omega) \tilde{\mathbf{E}}(\omega) \end{aligned} \quad (3.2.7)$$

となる。

入射波として $E_{\text{in}} = E_{\text{in}} \cos \omega_{\text{in}} t$ を考えたときの電束密度を検討すると

$$\begin{aligned} \mathbf{D}(t) &= \mathcal{F}^{-1}[\tilde{\mathbf{D}}(\omega)] \\ &= \frac{1}{2\pi} \int \tilde{\mathbf{D}}(\omega) e^{-i\omega t} d\omega \\ &= \{\text{Re}[\tilde{\varepsilon}(\omega_{\text{in}})] \mathbf{E}_{\text{in}} \cos \omega_{\text{in}} t + \text{Im}[\tilde{\varepsilon}(\omega_{\text{in}})] \mathbf{E}_{\text{in}} \sin \omega_{\text{in}} t\} \\ &= |\tilde{\varepsilon}(\omega_{\text{in}})| \mathbf{E}_{\text{in}} \cos \left[\omega_{\text{in}} t + \arcsin \left(\frac{\text{Im}[\tilde{\varepsilon}(\omega_{\text{in}})]}{|\tilde{\varepsilon}(\omega_{\text{in}})|} \right) \right] \end{aligned} \quad (3.2.8)$$

となる。誘電率の実部は入射光電場と同位相で振動する成分、誘電率の虚部は入射光電場と $\pi/2$ 位相がずれて振動する成分に対応している。また式 (3.2.8) 最終行の形では誘電率の虚部により位相遅れが生じていることがわかる。

3.2.3 複素屈折率と吸収係数

第 6 章のように磁性体に対してレーザーを入射する場合、 z 方向（進行方向）に関する伝搬を考える必要がある。そのため光電場 $\mathbf{E}$ について光の伝搬方程式を検討する必要がある。

^{*6} 因果律から $t < 0$ のときは $\chi(t) = 0$ となるので、積分範囲を 0 からとせず、 $-\infty$ からとしても差し支えない。

ある。物質中での光電場の伝搬方程式は

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \mathbf{E} = \frac{1}{c^2 \varepsilon_0} \left(\frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} \right) \quad (3.2.9)$$

である。本研究で対象としている感受率や誘電率が振動数依存性をもつ分散物質においては感受率が入射電場の振動数に依存することに由来して屈折率を定数として取り扱うことができない。そのため伝搬方程式をフーリエ変換したうえで式を整理すると

$$-\frac{\partial^2}{\partial z^2} \tilde{\mathbf{E}}(\omega, z) = \frac{\omega^2}{c^2} [1 + \tilde{\chi}(\omega)] \tilde{\mathbf{E}}(\omega, z) \quad (3.2.10)$$

となり、解として計算される光電場は

$$\tilde{\mathbf{E}}(\omega, z) = \tilde{\mathbf{E}}_0(\omega) \exp[i\tilde{k}(\omega) \cdot z] \quad (3.2.11)$$

である。ここで

$$\tilde{k}(\omega) = \frac{\omega}{c} \sqrt{\tilde{\varepsilon}_r(\omega)} \quad (3.2.12)$$

であり、比誘電率の平方根は複素屈折率 $\tilde{n}$

$$\tilde{n} \equiv \sqrt{\tilde{\varepsilon}_r(\omega)} = n + i\kappa \quad (3.2.13)$$

として定義される。複素屈折率 $\tilde{n}$ の実部 $\text{Re}[\tilde{n}] = n$ がいわゆる屈折率に相当し、虚部 $\text{Re}[\tilde{n}] = \kappa$ が消光係数と呼ばれる物理量である。これより光電場は

$$\tilde{\mathbf{E}}(\omega, z) = \tilde{\mathbf{E}}_0(\omega) \exp\left(i \frac{\omega}{c/n} z\right) \exp\left(-\frac{\kappa\omega}{c} z\right) \quad (3.2.14)$$

と書き表すことができる。式 (3.2.14) から光電場の振幅が z 方向の伝搬にともない κ に支配されたパラメータにより減衰していることがわかる。この減衰係数は以下の吸収係数 α

$$\alpha \equiv \frac{2\kappa\omega}{c} = \frac{4\pi\kappa}{\lambda_{\text{in}}} \quad (3.2.15)$$

として利用されている。ゆえに試料にレーザー光を入射した際に光が伝搬する距離である侵入長 d_p は

$$d_p = \frac{\lambda_{\text{in}}}{4\pi\kappa} \quad (3.2.16)$$

と入射レーザー波長 λ_{in} と消光係数 κ を用いて見積もることができる。第 6 章では入射する物質として Fe と Ni を用いており、文献値 [58] の κ を用いて見積もった侵入長を表 3.3 に示す。

表 3.3: 第 6 章で用いた磁性体に関するパラメータ。 $\hat{n}, n, \kappa$ は文献 [58] より引用している。

物質	$\hat{n}$	n	κ	d_p (nm)
Fe	$2.8+3.4i$	2.8	3.4	12.5
Ni	$1.9+3.5i$	1.9	3.5	12.1

さらにここで複素屈折率と比誘電率は式 (3.2.13) の関係にあるため、 $\epsilon_1 \equiv \text{Re}[\tilde{\epsilon}_r(\omega)]$ 、 $\epsilon_2 \equiv \text{Im}[\tilde{\epsilon}_r(\omega)]$ としたときに

$$\epsilon_1 = n^2 - \kappa^2 \quad (3.2.17)$$

$$\epsilon_2 = 2n\kappa \quad (3.2.18)$$

となる。あるいは

$$n = \sqrt{\frac{\epsilon_1 + \sqrt{\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2}}{2}} \quad (3.2.19)$$

$$\kappa = \sqrt{\frac{-\epsilon_1 + \sqrt{\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2}}{2}} \quad (3.2.20)$$

と書くこともでき、マクスウェル方程式を考慮した光学定数と物質依存の応答関数である比誘電率は結びついている。 ϵ_{xx} が磁化に対する偶数次、 ϵ_{xy} が磁化に対する奇数次で展開できることを考慮すると極カー効果において複素カー回転角は磁化の z 成分に対して比例することがわかる。

3.2.4 磁気光学カー効果

磁気光学カー効果 (magneto-optic Kerr effect: MOKE) は磁化した物質の表面に入射した光が反射した際に偏光面が変化する現象を指し、1877 年に John Kerr によって初めて観測された [59]。MOKE の発見に先んじて磁化した物質を透過する際に入射光の偏光面が変化するファラデー効果が 1845 年に発見されている [60]。MOKE によって入射光の偏光面が変化する様子を表した概念図を図 3.5 に示す。直線偏光を入射した際に反射光は楕円偏光となる。定量的にこの変化を表現するために導入された物理量がカー回転角 θ_K とカー楕円率 η_K である。これにより MOKE での直線偏光から楕円偏光への変化を複素カー回転角

$$\Phi(\mathbf{m}) = \theta_K + i\eta_K \quad (3.2.21)$$

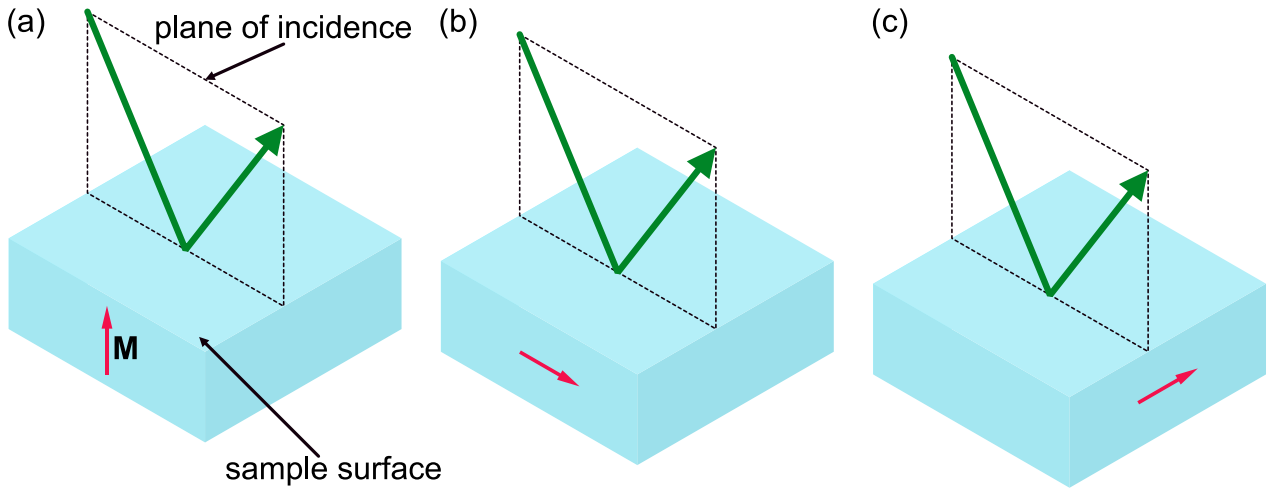


図 3.5: (a) 極カー効果。 (b) 縦カー効果。 (c) 横カー効果。

と書くことができる。カー効果には入射面と磁化の座標の関係の違いにより以下に示すように3つの効果に分類することができる。

1. 極カー効果：反射面の法線方向に対して平行に磁化あるいは有効磁場がある場合のカー効果（図 3.5(a)）。垂直入射の場合に最も顕著な応答を示す。
2. 縦カー効果：反射面内かつ入射面に磁化あるいは有効磁場が含まれる場合のカー効果。また垂直入射では観測することはできない（図 3.5(b)）。
3. 横カー効果：反射面内かつ入射面の法線方向に対して平行に磁化あるいは有効磁場が含まれる場合のカー効果（図 3.5(c)）。

本研究では第 6 章で反射面に対して垂直な有効磁場の検出を行うため垂直入射の極カー効果を用いるため、以下では原則垂直入射の極カー効果における説明であることをここで明記する。

MOKE は誘電率のテンソル ϵ の有限の非対角成分から生じる。このテンソルの各成分は磁化 M に対してテイラー展開することができ

$$\epsilon_{ij}(\mathbf{M}) = \epsilon_{ij}^{(0)} + \sum_k \epsilon_{ijk}^{(1)} M_k + \sum_{k,l} \epsilon_{ijkl}^{(2)} M_k M_l + \dots \quad (3.2.22)$$

と表される [61]。磁化 $\mathbf{M}$ が z 軸方向にある物質の誘電率テンソルを考えると

$$\epsilon = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & 0 \\ -\epsilon_{xy} & \epsilon_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{pmatrix} \quad (3.2.23)$$

と表すことができる。誘電率テンソルの各成分は磁化 M の関数としてべき級数展開することができるが、オンサーガーの相反定理 $\varepsilon_{ij}(-M) = \varepsilon_{ji}(M)$ を用いることで対角成分 $\varepsilon_{xx}, \varepsilon_{zz}$ は M の偶関数、 ε_{xy} は M の奇関数として表される。

このことを踏まえたうえで、誘電率テンソルを用いて磁気光学カー効果がどのように表されるかを検討する。右回り円偏光 (+) と左回り円偏光 (-) に対する振幅反射率はマクスウェル方程式と境界条件を考慮することにより

$$\hat{r}_{\pm} = \frac{\tilde{n}_{\pm} - n_0}{\tilde{n}_{\pm} + n_0} = \frac{\sqrt{\tilde{\varepsilon}_{\pm}} - 1}{\sqrt{\tilde{\varepsilon}_{\pm}} + 1} \quad (3.2.24)$$

となる。なお最後の等式は式 (3.2.13) の誘電率と複素屈折率の関係式を用いた。フレネル反射係数（複素振幅反射率） $\hat{r}$ を

$$\hat{r}_{\pm} \exp(\theta_{\pm}) \quad (3.2.25)$$

としたときのカー回転角 θ_K とカー楕円率 η_K を考える。入射光の直線偏光を

$$E_{\text{in}} = E_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \frac{E_0}{\sqrt{2}}(\mathbf{E}_+ + \mathbf{E}_-) \quad (3.2.26)$$

とすると、反射偏光は複素振幅反射率を用いることで

$$\begin{aligned} E_{\text{ref}} &= \frac{E_0}{\sqrt{2}}(\tilde{r}_+ \mathbf{E}_+ + \tilde{r}_- \mathbf{E}_-) \\ &= E_0 \frac{\tilde{r}_+ + \tilde{r}_-}{2} \begin{pmatrix} 1 \\ i \frac{\tilde{r}_+ - \tilde{r}_-}{\tilde{r}_+ + \tilde{r}_-} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (3.2.27)$$

と表すことができる。入射偏光の y 成分が 0 であった状況に対して、右円偏光と左円偏光の反射率が異なることを起源として反射偏光に有限の y 成分が表れて直線偏光が楕円偏光へと変化することがわかる。磁気光学カー効果が十分小さい場合この y 成分が回転角と楕円率の変化に相当するため

$$\begin{aligned} \Phi_K &= \theta_K + i\eta_K \simeq i \frac{\tilde{r}_+ - \tilde{r}_-}{\tilde{r}_+ + \tilde{r}_-} \\ &= \frac{n_0 \varepsilon_{xy}}{(n_0^2 - \varepsilon_{xx}) \sqrt{\varepsilon_{xx}}} \end{aligned} \quad (3.2.28)$$

となり^{*7}、複素カー回転角が誘電率テンソルの非対角項 ε_{xy} に比例していることがわかる。

ミクロな視点から検討すると、磁気光学カー効果（誘電率テンソルの非対角項）は磁性体中のスピン軌道相互作用と交換相互作用がともにあることで生じる [62–64]。この点について説明する。図 3.6 にスピン軌道相互作用と交換相互作用とエネルギー準位の図 [65]

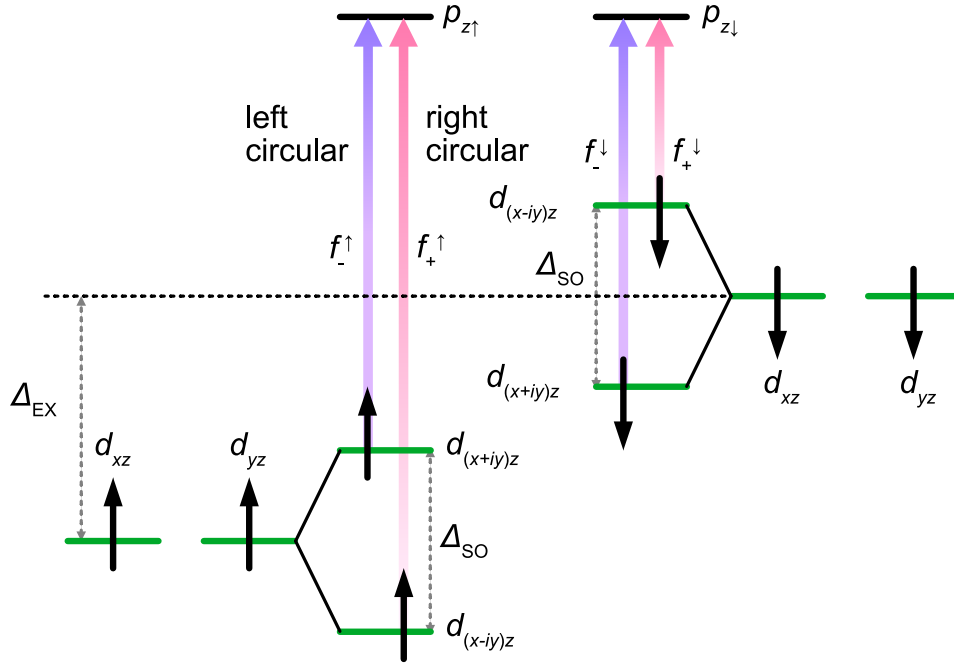


図 3.6: スピン軌道相互作用と交換相互作用を考慮した円偏光の光学遷移の模式図。

を示した。誘電率の非対角成分は入射電場に対する電気双極子の期待値を摂動論で考えることで

$$\varepsilon_{xy} \propto (f_+^\uparrow - f_-^\uparrow + f_+^\downarrow - f_-^\downarrow) \quad (3.2.30)$$

^{*7} $\varepsilon_{xx} \gg \varepsilon_{xy}$ のとき

$$\begin{aligned} \frac{\tilde{r}_+ - \tilde{r}_-}{\tilde{r}_+ + \tilde{r}_-} &= \frac{\tilde{n}_+ n_0 - \tilde{n}_- n_0}{\tilde{n}_+ \tilde{n}_- + n_0^2} = n_0 \frac{\sqrt{\varepsilon_{xx} + i\varepsilon_{xy}} - \sqrt{\varepsilon_{xx} - i\varepsilon_{xy}}}{\sqrt{\varepsilon_{xx} + i\varepsilon_{xy}} \sqrt{\varepsilon_{xx} - i\varepsilon_{xy}} - n_0^2} \\ &\simeq n_0 \frac{\sqrt{\varepsilon_{xx}} \left(1 + i \frac{\varepsilon_{xy}}{2\varepsilon_{xx}}\right) - \sqrt{\varepsilon_{xx}} \left(1 - i \frac{\varepsilon_{xy}}{2\varepsilon_{xx}}\right)}{\varepsilon_{xx} \left(1 - \frac{\varepsilon_{xy}^2}{4\varepsilon_{xx}^2}\right) - n_0^2} \simeq i \frac{n_0 \varepsilon_{xy}}{(-n_0^2 + \varepsilon_{xx}) \sqrt{\varepsilon_{xx}}} \end{aligned} \quad (3.2.29)$$

を用いている。

となる [66]。ここで $f_{\text{sign}=\pm, \text{spin}=\uparrow, \downarrow}^{\text{spin}=\uparrow, \downarrow}$ は遷移確率を表している*8。スピン軌道相互作用によるエネルギー分裂 Δ_{SO} が存在しない場合、右円偏光と左円偏光のエネルギー遷移が同様になり遷移確率が等しくなり ($f_{+}^{\uparrow} - f_{-}^{\uparrow} = 0$ かつ $f_{+}^{\downarrow} - f_{-}^{\downarrow} = 0$) 式 (3.2.30) の右辺は 0 となる。ゆえに誘電率の非対角成分は 0 となり、式 (3.2.28) よりカー効果（複素カー回転角）は発現しないこととなる。

交換相互作用によるエネルギー分裂 Δ_{EX} が存在しない場合は同じスピンに対する右円偏光と左円偏光の遷移はスピン軌道相互作用が存在することにより異なるが、アップスピンとダウンスピンによる遷移確率の和を取ると打ち消しあう ($f_{+}^{\uparrow} - f_{-}^{\downarrow} = 0$ かつ $f_{-}^{\uparrow} - f_{+}^{\downarrow} = 0$)。式 (3.2.30) の右辺は 0 となり、スピン軌道相互作用がない場合の議論と同様にカー効果は発現しない。この Δ_{EX} が存在しない場合は常磁性体のケースに該当するため、常磁性体で通常カー効果が観測されない簡潔な説明となる。ゆえにカー効果が起きるにはスピン軌道相互作用と交換相互作用が要求される。

*8 各種添え字について、+ は右円偏光、- は左円偏光、↑ はアップスピン、↓ はダウンスピンを表している。

3.2.5 磁気光学カー効果による回転角の検出

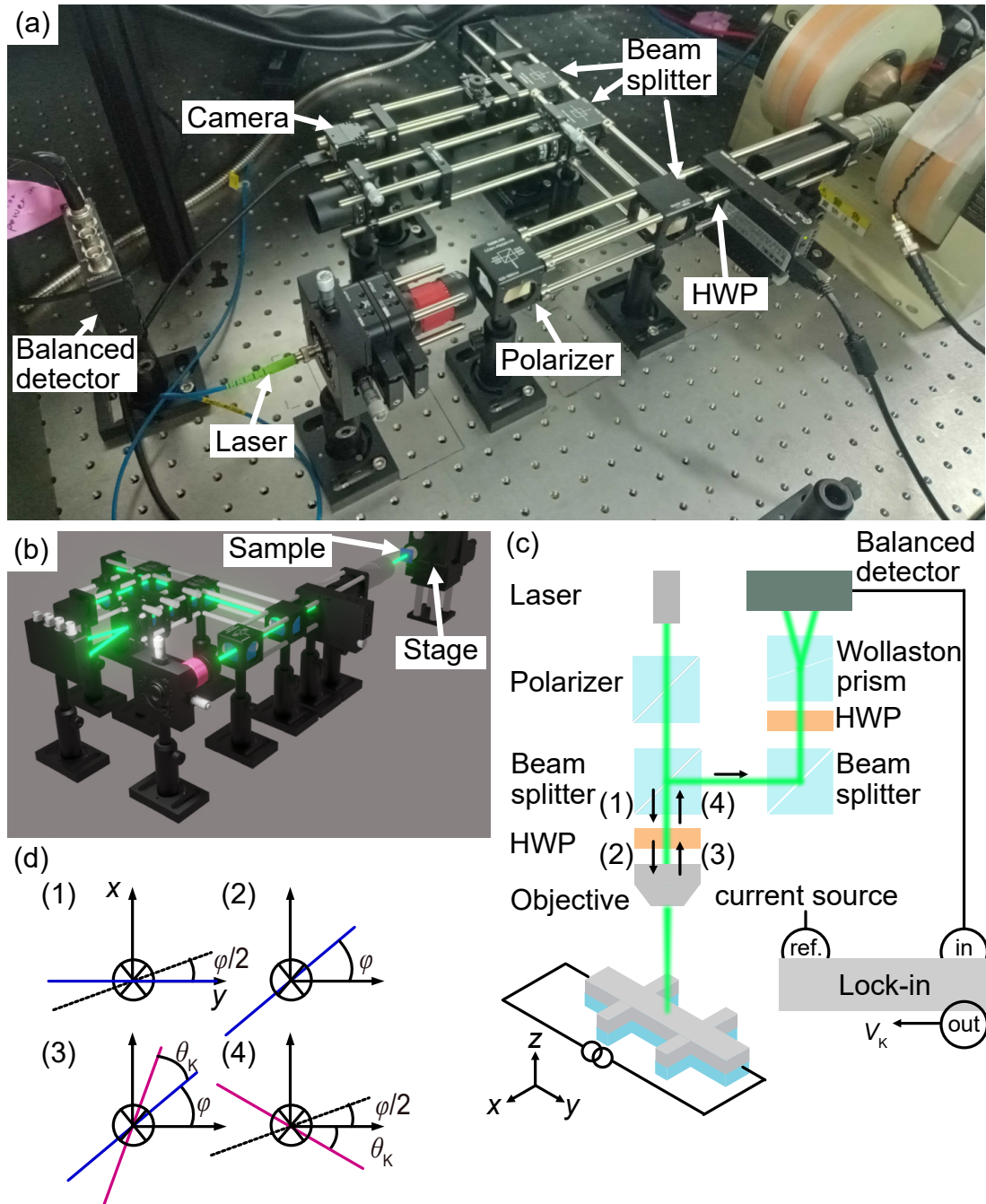


図 3.7: (a) 本研究で使用した光学測定系の写真。(b) 電流誘起トルクの測定で主要となる素子を表示した光学測定系の図。(c) 光学測定系の平面図。HWP は $\lambda/2$ 板を表している。(d) HWP 通過から試料での磁気光学カー効果を経て再び HWP を通過するまでの偏光面の変化。それぞれの番号は (c) の図に記されている番号と対応している。

表 3.4: 光学測定系に使用した主要な光学素子。

番号	製品名	型番	メーカー
1	JUNO 532 nm ファイバーカップルグリーンレーザー	J030GS-1G-12	SOC
2	トリプレットファイバーコリメーター	TC12APC-532	Thorlabs
3	ND フィルター	NE10B	Thorlabs
4	フィルターマウント	CFS1/M	Thorlabs
5	偏光ビームスプリッターキューブ	CCM1-PBS251/M	Thorlabs
6	偏光無依存ビームスプリッターキューブ	BS028	Thorlabs
7	ゼロオーダー 1/2 波長板	WPH10M-532	Thorlabs
8	ステッピングモーター回転マウント	K10CR1/M	Thorlabs
9	長作動対物レンズ	PAL-50	シグマ光機
10	電磁石	3480 型	GMW
11	ハイパフォーマンスステージ	HPS60-20X-M5	シグマ光機
12	X 軸スチールステージ	TSD-601S	シグマ光機
13	ウォラストンプリズム	WP10-A	Thorlabs
14	自動空間光差分増幅フォトディテクター	PDB210A/M	Thorlabs
15	USB3.0 出力小型 CMOS カメラ	STC-MCA5MUSB3	オムロンセンテック
16	ファイバ出力光源	OSL2	Thorlabs
17	アクロマティック複レンズ	AC254-200-A	Thorlabs

本研究における磁気光学カー効果の測定方法について以下に述べる。図 3.7(a) に本実験で使用した光学測定系の写真を示す。図 3.7(b) が本研究で電流誘起トルクの評価を行う際に重要となる素子について表示した図であり、図 3.7(c) が主要な光学素子を表示した平面図である。以下ではこの図 3.7(c) に基づいて説明を展開していく。なお測定系構築に利用した主要な光学素子の一覧を表 3.4 に示す。

光源には昭和オプトロニクス社（現京セラ SOC 社）製のファイバーカップルグリーンレーザー（波長：532 nm、パワー：30 mW）を用いた。コリメーターをレーザーにつけ、

ビーム径を 2.2 mm にして、さらに ND(Neutral Density) フィルター^{*9}を取り付けることにより、レーザーのパワーを下げる。さらにレーザー光をビームエキスパンダーを通過させることでビーム径を 2 倍に拡大した^{*10}。その後レーザー光は偏光子を通過し p 偏光になりビームスプリッター（透過 10: 反射 90）によりレーザーは分割される。さらに偏光面の角度依存性を測定するために 1/2 波長板を設置した。その後シグマ光機社製の長動作対物レンズ（NA:0.55、瞳径:φ4.4 mm、焦点距離:4 mm、倍率:50 倍）によりレーザー光は試料上に集光される。試料および試料上に入射されたレーザー光は Thorlabs 社製のファイバー出力光源とオムロンセンテック社製の CCD カメラを用いることで観察することができる。試料はシグマ光機社製のハイパフォーマンスステージを用いて分解能 1 μm で動かすことができる。ステージに設置した試料にて入射したレーザー光が反射される際に磁気光学カー効果によって偏光面が回転する。ここでの回転角を θ と定義しておく。

以下に、試料での反射光を検出するまでの過程を述べる。反射光は入射の際にも通過した対物レンズ、1/2 波長板を通過する。その後レーザー光はビームスプリッター（透過 50: 反射 50）により分割され 1/2 波長板^{*11}、集光レンズを通過する。ウォラストンプリズムにより s 偏光と p 偏光に分割し、自動空間光差分増幅フォトディテクターによりカー回転角に比例する電圧を検出する。

偏光面の回転に関して詳しく説明すると図 3.7(d)(1) の 1 度目の HWP 通過前に y 軸方向の偏光面は HWP(y 軸と光学軸がなす角 $\phi/2$) を通過することで図 3.7(d)(2) のように ϕ だけ回転する。試料で反射しカー効果による回転 θ_K を受けることで HWP に再入射前に図 3.7(d)(3) のように $\phi + \theta_K$ だけ回転した状態となる。再び HWP を通過することにより $-\phi - 2\theta_K$ だけ回転することとなり最終的に偏光面は 1 度目の HWP 通過前と比較して $-\theta$ だけ回転した状態となる。

図 3.7(c) の光学測定系のジョーンズ行列は偏光子通過後の入射偏光のジョーンズ行列、ウォラストンプリズム通過前までの偏光をそれぞれ $\mathbf{E}_{\text{in}}$, $\mathbf{E}_{\text{out}}$ とすると、 $\mathbf{E}_{\text{out}}$ と $\mathbf{E}_{\text{in}}$ の関係は

$$\begin{aligned}\mathbf{E}_{\text{out}} &= \mathbf{M}_{\text{HWP2}}(\phi_{\text{HWP2}}) \mathbf{M}_{\text{BS2}} \mathbf{M}_{\text{BS1}} \mathbf{M}_{\text{HWP1}}(\phi_{\text{HWP1}}) \mathbf{M}_{\text{sample}} \mathbf{M}_{\text{HWP1}}(\phi_{\text{HWP1}}) \mathbf{M}_{\text{BS1}} \mathbf{E}_{\text{in}} \\ &= \mathbf{M}_{\text{HWP2}}(\phi_{\text{HWP2}}) \mathbf{M}_{\text{HWP1}}(\phi_{\text{HWP1}}) \mathbf{M}_{\text{sample}} \mathbf{M}_{\text{HWP1}}(\phi_{\text{HWP1}}) \mathbf{E}_{\text{in}} \\ &= \xi \left(\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \frac{\beta_a}{2} \cos(4\phi_{\text{HWP1}} - 2\phi_{\text{sample}}) \\ -\alpha_p m_z + \frac{\beta_a}{2} \sin(4\phi_{\text{HWP1}} - 2\phi_{\text{sample}}) \end{pmatrix} \right) \quad (3.2.31)\end{aligned}$$

^{*9} 光アッテネーター、減光フィルターと呼ばれることもある。

^{*10} レーザー光のビーム径が対物レンズの瞳径に対して小さいと回折が生じて、レーザー光が集光されないのを防ぐためである。

^{*11} この 1/2 波長板はウォラストンプリズムにて分割される s 偏光と p 偏光のパワーを等しく調整するために設置しているものである。

となる。ジョーンズ行列内の角度は y 軸と光学軸のなす角を表している。ゆえに入射偏光の時点では y 成分が 0 であったのが有限の値を持つようになり、

$$-\alpha_p m_z + \frac{\beta_q}{2} \sin(4\phi_{\text{HWP1}} - 2\phi_{\text{sample}}) \quad (3.2.32)$$

の成分が回転角に寄与することとなる。本研究では試料角度 $\phi_{\text{sample}} = 0$ を考えているため、電流誘起トルクによって変化する微小な回転角は式 (3.2.32) を微分することにより

$$\Delta\theta_K = -\alpha_p \Delta\theta_{K1} + \beta_q \cos 2\phi_p \Delta\theta_{K2} \quad (3.2.33)$$

が得られる（後述の式 (3.2.50) に相当する）。ただし $\phi_p = 2\phi_{\text{HWP1}}$ である。

3.2.6 光学測定におけるトルク有効磁場の評価

以下で第 6 章における面内磁化膜において磁気光学カー効果による電流誘起トルクの測定方法 [67] について説明する。磁化ダイナミクスは式 (2.2.7) にて記述される。本研究における光学測定では $f = 1013 \text{ Hz}$ の低周波電流により誘起され、磁化の歳差周波数より十分小さい値のため $\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}$ の準静的過程状態であると考えられる。電流密度 $j_{\text{AC}} = \sin \omega t$ が印加された際のカー回転角 θ_K は

$$\theta_K = \theta_{K0} + j_{\text{AC}} \left(\frac{\partial \theta_K}{\partial j} \right) \quad (3.2.34)$$

と表すことができる。強磁性体中の磁化による回転角は θ_{K0} であり、電流誘起トルクが働くことで $\partial \theta_K / \partial j$ の項が加わる。よって磁気光学カー効果により電流誘起トルクを測定する場合、 $\partial \theta_K / \partial j$ の情報を得る必要がある。

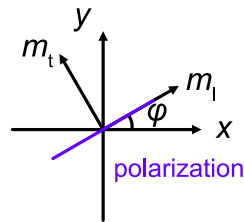


図 3.8: 磁化と偏光面の座標系。

z 軸方向に回転対称性のある試料に対して垂直にレーザーを入射した場合のカー回転角は

$$\theta_K = \alpha_p m_z + \beta_q m_l m_t \quad (3.2.35)$$

と書くことができる [68]。ここで α_p は 1 次のカー効果、 β_q は 2 次のカー効果の係数である。図 3.8 に示したように x 軸方向と入射偏光面の角度を ϕ_p とすると、 m_l と m_t は磁化の x 成分 m_x 、 y 成分 m_y を用いて

$$m_l = m_x \cos \phi_p \quad (3.2.36)$$

$$m_t = -m_x \sin \phi_p + m_y \cos \phi_p \quad (3.2.37)$$

となる。式 (3.2.35) を j について微分することにより

$$\frac{\partial \theta_K}{\partial j} = \alpha_p \frac{\partial m_z}{\partial j} + \beta_q \frac{\partial (m_l m_t)}{\partial j} \quad (3.2.38)$$

が得られる。ここで準静的過程状態を考えている状況下で LLG 方程式を考えると

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial j} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \mathbf{m} \times \frac{\partial \mathbf{H}_{\text{eff}}}{\partial j} = \mathbf{0} \quad (3.2.39)$$

となる。ここで式 (3.2.39) に示した電流誘起トルク測定の際に考える有効磁場 $\mathbf{H}_{\text{eff}}$ は

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = \mathbf{H}_{\text{ext}} + H_K m_z \mathbf{z} + \mathbf{H}_{\text{DL}} + \mathbf{H}_{\text{FL}} + \mathbf{H}_{\text{Oe}} \quad (3.2.40)$$

にて構成される。ここで $\mathbf{H}_{\text{ext}}$ は外部磁場、 H_K は垂直磁気異方性磁場、 $\mathbf{H}_{\text{DL}}(\text{FL})$ は DL(FL) トルク有効磁場、 $\mathbf{H}_{\text{Oe}}$ は印加電流によるエルステッド磁場である。以下トルク有効磁場とエルステッド磁場について検討をする。電流を x 方向に印加する場合

$$\mathbf{H}_{\text{DL}} = H_{\text{DL}} \mathbf{m} \times \boldsymbol{\sigma} = \lambda_{\text{DL}} j \mathbf{m} \times \mathbf{y} \quad (3.2.41)$$

$$\mathbf{H}_{\text{FL}} = H_{\text{FL}} s \boldsymbol{\sigma} = \lambda_{\text{FL}} j \mathbf{y} \quad (3.2.42)$$

$$\mathbf{H}_{\text{Oe}} = H_{\text{Oe}}^{\text{in}} \mathbf{y} + H_{\text{Oe}}^{\text{out}} \mathbf{z} = \lambda_{\text{Oe}}^{\text{in}} j \mathbf{y} + \lambda_{\text{Oe}}^{\text{out}} j \mathbf{z} \quad (3.2.43)$$

と書くことができる。ここでは外部磁場を $\mathbf{H}_{\text{ext}} = (H_{\text{ext}}, 0, 0)$ として x 方向に印加している状況を考えているため $\mathbf{m} = (1, 0, 0)$ である。これより式 (3.2.39) を整理すると

$$\begin{pmatrix} 0 \\ H_{\text{ext}} \frac{\partial m_z}{\partial j} - \lambda_{\text{DL}} - H_K \frac{\partial m_z}{\partial j} - \lambda_{\text{Oe}}^{\text{out}} \\ -H_{\text{ext}} \frac{\partial m_y}{\partial j} + \lambda_{\text{FL}} + \lambda_{\text{Oe}}^{\text{in}} \end{pmatrix} = 0 \quad (3.2.44)$$

となり、

$$\frac{\partial m_y}{\partial j} = \frac{\lambda_{\text{FL}} + \lambda_{\text{Oe}}^{\text{in}}}{H_{\text{ext}}} \quad (3.2.45)$$

$$\frac{\partial m_z}{\partial j} = \frac{\lambda_{\text{DL}} + \lambda_{\text{Oe}}^{\text{out}}}{H_{\text{ext}} - H_K} \quad (3.2.46)$$

となり、式 (3.2.38) に代入することで

$$\frac{\partial \theta_K}{\partial j} = \alpha_p \frac{\lambda_{DL} + \lambda_{Oe}^{out}}{H_{ext} - H_K} + \beta_q \frac{\lambda_{FL} + \lambda_{Oe}^{in} \cos 2\phi_p}{H_{ext}} \quad (3.2.47)$$

が得られる。よって電流誘起トルクに対してカー回転角 $\Delta\theta_K$ は $H_{ext} \ll H_K$ の条件下で

$$\begin{aligned} \Delta\theta_K &= \alpha_p \frac{H_{DL} + H_{Oe}^{out}}{H_{ext} - H_K} + \beta_q \frac{H_{FL} + H_{Oe}^{in}}{H_{ext}} \cos 2\phi_p \\ &\simeq \alpha_p \frac{H_{DL} + H_{Oe}^{out}}{-H_K} + \beta_q \frac{H_{FL} + H_{Oe}^{in}}{H_{ext}} \cos 2\phi_p \end{aligned} \quad (3.2.48)$$

となる。式 (3.2.48) は座標系での幾何的な検討からも導出可能である。式 (3.2.35) を極座標系で書き下すと

$$\theta_K = \alpha_p \cos \theta_M + \frac{1}{2} \beta_q \sin^2 \theta_M \sin[2(\phi_p - \theta_M)] \quad (3.2.49)$$

となる。電流誘起トルクによる磁化の微小変化は

$$\Delta\theta_K = -\alpha_p \Delta\theta_M - \beta_q \cos 2\phi_p \Delta_M \quad (3.2.50)$$

と表される。ここで外部磁場 H_{ext} に対する有効磁場の対称性が

$$H_{DL}(+H_{ext}) = -H_{DL}(-H_{ext}) \quad (3.2.51)$$

$$H_{FL}(+H_{ext}) = H_{FL}(-H_{ext}) \quad (3.2.52)$$

$$H_{Oe}^{out}(+H_{ext}) = H_{Oe}^{out}(-H_{ext}) \quad (3.2.53)$$

$$H_{Oe}^{in}(+H_{ext}) = H_{Oe}^{in}(-H_{ext}) \quad (3.2.54)$$

であることから

$$\Delta\theta_K(+H_{ext}) = \alpha_p \frac{H_{DL} + H_{Oe}^{out}}{H_{ext} - H_K} + \beta_q \frac{H_{FL} + H_{Oe}^{in}}{H_{ext}} \cos 2\phi_p \quad (3.2.55)$$

$$\Delta\theta_K(-H_{ext}) = \alpha_p \frac{-H_{DL} + H_{Oe}^{out}}{-H_{ext} - H_K} + \beta_q \frac{H_{FL} + H_{Oe}^{in}}{-H_{ext}} \cos 2\phi_p \quad (3.2.56)$$

である。ゆえに

$$\Delta\theta_{K,diff} \equiv \frac{\Delta\theta_K(+H_{ext}) - \Delta\theta_K(-H_{ext})}{2} \simeq \alpha_p \frac{H_{DL}}{H_{ext} - H_K} + \beta_q \frac{H_{FL} + H_{Oe}^{in}}{H_{ext}} \cos 2\phi_p \quad (3.2.57)$$

$$\Delta\theta_{K,sum} \equiv \frac{\Delta\theta_K(+H_{ext}) + \Delta\theta_K(-H_{ext})}{2} \simeq \alpha_p \frac{H_{Oe}^{out}}{H_{ext} - H_K} \quad (3.2.58)$$

となるので、磁場角度依存性を測定することにより、 H_{Oe}^{out} を分離することができる。さらに偏光面角度 ϕ_p 依存性を測定することにより H_{DL} 成分を分離することができる。

測定によりディテクターで検出される電圧はカー回転角に比例する電圧でありレーザースポットのガウス分布を考慮した

$$V_{\text{diff}} = \frac{1}{2\pi r^2} \iint dx' dy' e^{-\frac{(x-x')^2 + (y-y')^2}{r^2}} \left[\frac{\alpha_p}{H_{\text{ext}} - H_K} H_{\text{DL}} + \frac{\beta_q}{H_{\text{ext}}} (H_{\text{Oe}}^{\text{in}} + H_{\text{FL}}) \cos 2\phi_p \right] \quad (3.2.59)$$

$$V_{\text{sum}} = \frac{1}{2\pi r^2} \iint dx' dy' e^{-\frac{(x-x')^2 + (y-y')^2}{r^2}} \alpha_p \frac{H_{\text{Oe}}^{\text{out}}(x')}{H_{\text{ext}} - H_K} \quad (3.2.60)$$

で表される。 H_{DL} を評価する手順であるが、式 (3.2.60) にて係数 $\alpha_p/(H_{\text{ext}} - H_K)$ をフィッティングから求め、さらに式 (3.2.59) に代入したうえでフィッティングすると H_{DL} を求めることができる。ここで印加電流 I_{AC} 由来の試料位置 x における面直エルステッド磁場 $H_{\text{Oe}}^{\text{out}}(x)$ は図 3.9 に示したように試料位置 X に流れる電流が試料位置 x に生成するエルステッド磁場をアンペールの法則を用いて計算し、試料が存在する領域 $[0, w]$ 区間において積分をすることで

$$\begin{aligned} H_{\text{Oe}}^{\text{out}}(x) &= \frac{I_{\text{AC}}}{2\pi w} \int_0^w \frac{1}{|x - X|} dX \\ &= \frac{I_{\text{AC}}}{2\pi w} \ln \frac{w - x}{x} \end{aligned} \quad (3.2.61)$$

と表される^{*12}。以上の式 (3.2.59)、(3.2.60)、(3.2.61) に基づいたフィッティングにより第 6 章では有効磁場の評価を行う。

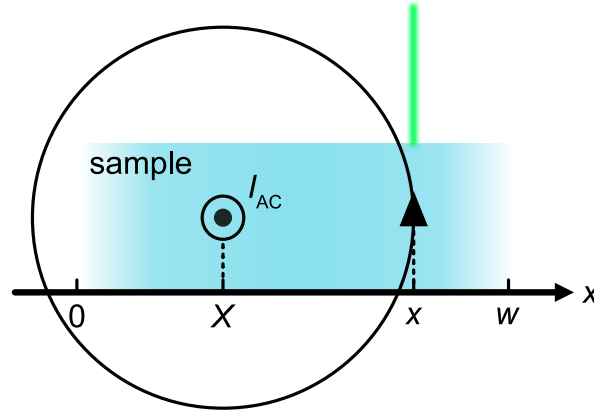


図 3.9: 光学測定における面外エルステッド磁場の寄与。試料上の位置 x における面外エルステッド磁場 $H_{\text{Oe}}^{\text{out}}(x)$ は位置 X を流れる電流が生み出すエルステッド磁場を試料幅に相当する $[0, w]$ の区間で X について積分することにより計算される。

*12 ただし $d \ll w$ として z 方向依存性を無視している。

3.3 デバイス作製方法

本研究で作製する薄膜はクリスタルベース社から購入した熱酸化膜付き Si 基板上に成膜した^{*13}。熱酸化膜の厚さは 100 nm であり面方位が (100) の片面が鏡面の状態で基板厚さは 0.625 mm である。以下この基板上における微細加工プロセスについて詳述する。

3.3.1 微細加工法

フォトリソグラフィーはフォトレジスト膜にレーザー光を照射し現像を行うことで、照射に依存した任意のマスクパターンを作製する技術である。本研究では Heidelberg 社のパターン投影リソグラフィーシステム (μ PG501) を利用してパターン描画を実施した。光源は波長 390 nm の LED で装置仕様上の最小描画サイズは 1.0 μ m となっている。

熱酸化膜 (SiO_2) 付き Si 基板を正方形にカット^{*14}し、ミカサ社のスピncer MS-A100 を用いてレジストを基板上面に塗布した。レジストは Zeon 社のネガ型フォトレジスト溶液 (ZPN1150-90)^{*15}を用いた。レジストを基板上面に滴下し、スピncerを回転させ滴下したレジストを均一に伸ばした。伸ばしたレジストを固化するためにホットプレートにて 100 °C で 90 秒加熱した。描画パターンを 2DCAD ソフトにて作製し、 μ PG501 にて描画を実施した。描画後、レジストと基板間の密着性を得るために 100°C で 60 秒加熱した。加熱後、現像液 AZ 300MIF DEVELOPER 2.38% に 30 秒間浸し現像した。超純水にて 30 秒間リンスをし、窒素ガンでリンス後に残留している水分を飛ばし、これまでの工程によりマスクパターンが完成する。これら一連の流れの模式図を図 3.10 に示した。レジストにてマスクパターンを施した試料に対して 3.3.2 節で述べるマグネトロンスパッタリング法により薄膜成長させる。

3.3.2 マグネトロンスパッタリング法

スパッタリング法は物質表面に薄膜を作製するコーティング技術の一種である。さらに細かい分類ではドライコーティングの中の物理気相成長法に分類される。

^{*13} 本研究では原則この熱酸化膜付き Si 基板を用いている。そのため以降では特に断りなく単に「基板」と表現した場合、熱酸化膜付き Si 基板を指すこととする。

^{*14} 第 5 章のスピントルク強磁性共鳴法を測定するデバイスは 17 mm 角の基板を利用している。その他の試料については特に断りが無い場合 10 mm 角の基板を用いている。

^{*15} ネガ型フォトレジストは紫外線を照射した領域の溶解度が減少し、現像液により照射領域以外のレジストが溶解する。そのためレジスト塗布から現像に至るまでの工程はイエロールームにて行い、試料をイエロールーム外に運搬する際はアルミホイルで試料ケースを包み紫外線を遮断するようにしている。

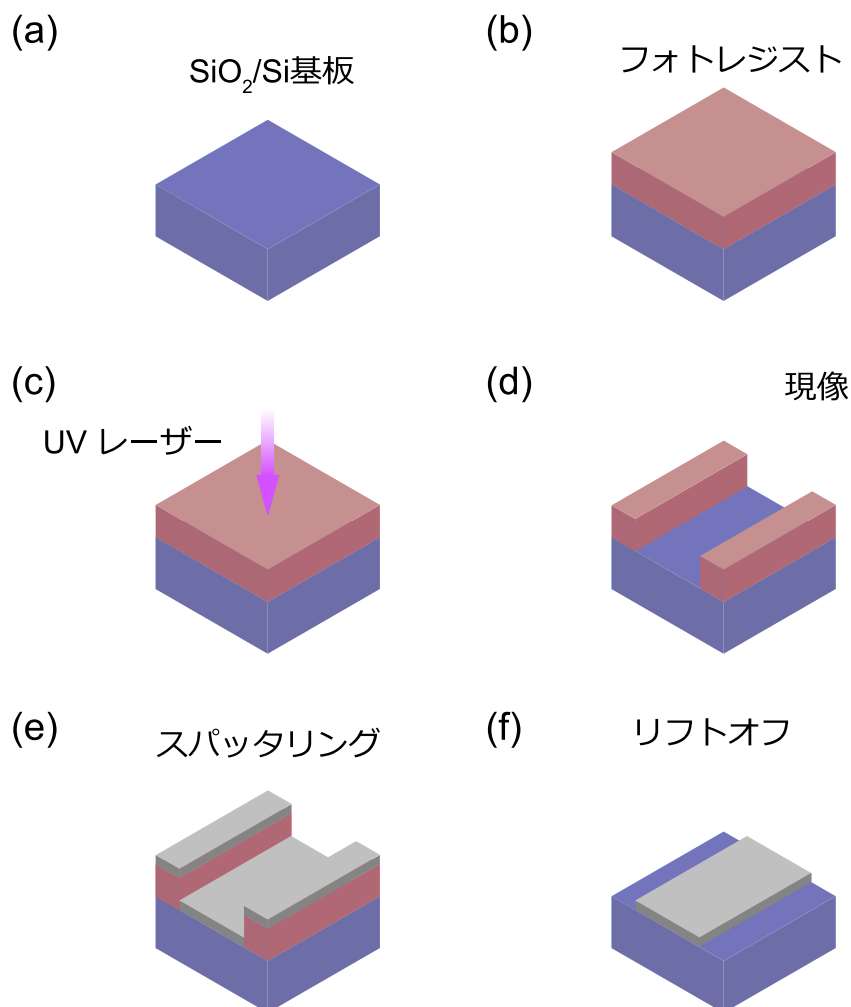


図 3.10: 薄膜作製プロセスの模式図。(a) に示した熱酸化膜付き Si 基板上に対してスピナーコーターを用いて (b) のようにフォトリジスト膜を塗布する。(c) のようにフォトリジスト膜に対してパターン描画を実施し、現像工程を経ることで (d) に示した試料パターンが完成する。(e) はパターン上に成膜した様子を表しておりリフトオフすることにより (f) に示したように基板上に所望の試料が完成する。

スパッタリング法では真空環境にできる密閉空間（チャンバー）に薄膜成長させたい物質（基板）と薄膜材料（ターゲット）を用いて成膜を行う。チャンバー内にアルゴン（Ar）ガスを導入し、基板側（アノード）とターゲット側（カソード）間に電圧を印加することにより浮遊している電子と Ar を衝突させイオン化させる。イオン化して高い運動エネルギーを獲得した Ar をターゲットに衝突させることによりターゲット表面の原子を放出させて基板に薄膜を形成することができる。マグネトロンスパッタリングはカソード部に磁石を設置して磁場にてターゲット近傍の電子密度を増大させて成膜レートを向上させて

いる。

本研究では純度 6N(99.9999%) の Ar 雰囲気下で DC 電源あるいは RF 電源による電圧印加によりプラズマ状態にすることで成膜を行った。ガス流量はマスフローコントローラーを用いて制御した。

本研究でのより具体的な成膜条件は以下の節にて言及している。

3.3.3 イオンビームミリング法

イオンビームミリング法は、フォトレジスト膜が形成されていない試料上の薄膜を Ar イオンビームによりドライエッチングする手法である。この加工手法は本研究の第 6 章の試料を作製する際に用いている。以下イオンビームミリングの原理について簡潔に説明する。

10^{-4} Pa オーダー以下の高真空状態にしたチャンバーに Ar ガスを導入し^{*16}、W フィラメントに電流を流し、熱電子を放出させる。これにより Ar はイオン化しニュートライザーにより Ar を中性化させることにより試料に衝突させる。試料に衝突した Ar は試料表面薄膜の原子結合状態を壊して原子が放出され薄膜が切削される。本研究ではイオンミリングの条件はビーム電圧を 300 V、ビーム電流 17 mA、Ar の加速電圧を 100 V とした。

3.4 第 4 章のサンプル作製手順

第 4 章での実験サンプル作製の詳細を述べる。6 インチウエハーの熱酸化膜 (SiO_2) Si 基板を 10 mm^2 角にカットし、ビーカー内でアセトン、エタノールで 15 分間 100 kHz の超音波洗浄にて洗浄した。次に 3.3.3 節に記載した手法により幅 $w = 10 \text{ }\mu\text{m}$ 、長さ $l = 150 \text{ }\mu\text{m}$ の長方形のパターンを基板上に作製した。試料をスパッタリング装置に搬送し、真空度が 3×10^{-5} Pa 以下になるまで真空引きを行った。真空引きが完了したら、Ar ガスを導入しスパッタリングを行った。サンプルの積層構造は $\text{SiO}_2(4)/\text{Co}(d_F)/\text{Pt}(10)/\text{Ti}(1)/\text{SiO}_2 \text{ sub.}$ と $\text{SiO}_2(4)/\text{Co}(d_F)/\text{TiN}(2)/\text{Pt}(10)/\text{Ti}(1)/\text{SiO}_2 \text{ sub.}$ ^{*17}である。第 4 章において d_F は Co 層の膜厚を表しており、 d_F の異なる試料を複数作製した。ただし TiN 層の成膜については Ti ターゲットと N_2 ガスを利用した反応性マグネトロンスパッタリング法により成膜を実施した。このときの Ar ガスと N_2 ガスの流量比率は 9:1 としている。成膜

^{*16} エッチングガスとしてスパッタリング法で用いたものと同様純度 6N(99.9999%) の Ar ガスを利用した。

^{*17} カッコ内の数字は特に断りがない場合膜厚を表しており単位は nm である。また $\text{SiO}_2 \text{ sub.}$ は熱酸化膜 (SiO_2) 付き Si 基板を表している。以降の表記も原則この記法に従う。

後、試料をアセトンによりリフトオフすることで長方形型の積層膜が完成する。スピントルク強磁性共鳴法の測定ではサンプルに高周波電流を印加するため、ウェーブガイド電極をサンプル成膜後に作製する必要がある。試料構造作製時と同様にレジスト塗布、描画パターンの作製を行った。その後スパッタリングにより $\text{Ti}(2)/\text{Au}(100)$ の電極を成膜した。ターゲット、成膜圧力、成膜時の電源ワット数、成膜レートの条件を表 3.5 に示した。

表 3.5: 第 4 章における薄膜成膜時の成膜条件。試料の成膜はすべてエイコーエンジニアリング社製のスパッタリング装置を用いて実施した。

物質	成膜時圧力 (Pa)	成膜時ワット数 (W)	成膜レート ($\text{\AA}/\text{s}$)
Ti	0.86	DC 50	0.43
Pt	0.40	RF 50	0.40
Co	1.52	DC 50	0.60
TiN	0.30	RF 50	0.12
SiO_2	0.25	RF 50	0.18

3.5 第 5 章のサンプル作製手順

第 5 章での実験サンプル作製の詳細を述べる。6 インチウエハーの熱酸化膜 (SiO_2) 付き Si 基板を 17 mm^2 角にカットし、3.4 節同様、基板洗浄とパターン描画を実施した。作製した長方形のパターンは幅 $w = 10 \text{ }\mu\text{m}$ 、長さ $l = 100 \text{ }\mu\text{m}$ である。電極については $\text{Ti}(2)/\text{Pt}(80)$ を成膜した。 PtO_x 薄膜の成膜は Pt ターゲットと O_2 ガスを利用した反応性マグネトロンスパッタリング法により成膜を実施した。Ar ガスと O_2 ガスの流量比を酸化度 Q として定義している。 TiN 層の成膜も反応性マグネトロンスパッタリング法を利用しているが、第 4 章と成膜条件は同じである。第 5 章におけるサンプルの積層構造は $\text{SiO}_2(4)/\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}(d_F)/\text{PtO}_x(10)//\text{SiO}_2 \text{ sub.}$ である。第 5 章において d_F は PtO_x 層の膜厚を表しており、 d_F の異なる試料を複数作製した。 PtO_x 層の成膜後は残留ガスにより $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ 層の酸化を防止するために真空度が $2.0 \times 10^{-5} \text{ Pa}$ 以下になるまで真空引きを実施した。ターゲット、成膜圧力、成膜時の電源ワット数、成膜レートの条件を表 3.6 に示した。

表 3.6: 第 5 章における薄膜成膜時の成膜条件。試料の成膜はすべてエイコーエンジニアリング社製のスパッタリング装置を用いて実施した。

物質	成膜時圧力 (Pa)	成膜時ワット数 (W)	成膜レート ($\text{\AA}/\text{s}$)
$\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$	0.30	RF 50	0.33
TiN	0.30	RF 50	0.12
Pt ($Q = 0\%$)	0.40	RF 50	0.40
PtO_x ($Q = 1\%$)	0.40	RF 50	0.34
PtO_x ($Q = 5\%$)	0.40	RF 50	0.22
PtO_x ($Q = 6\%$)	0.40	RF 50	0.31
PtO_x ($Q = 7\%$)	0.40	RF 50	0.31
PtO_x ($Q = 10\%$)	0.40	RF 50	0.38
SiO_2	0.24	RF 50	0.17

3.6 第 6 章のサンプル作製手順

第 6 章での実験サンプル作製の詳細を述べる。6 インチウエハーの熱酸化膜 (SiO_2) Si 基板を AK 電子社に送付し、10 mm 角にダイシング加工した。真空度が 9.0×10^{-6} Pa 以下になるまで真空引きをしたうえで基板をチャンバーに搬送して $\text{SiN}(4)/\text{Fe}(8)/\text{Pt}(d_{\text{Pt}})/\text{Ti}(3)//\text{SiO}_2$ sub. 構造ならびに $\text{SiN}(4)/\text{Ni}(8)/\text{Pt}(d_{\text{Pt}})/\text{Ti}(3)//\text{SiO}_2$ sub. 構造の薄膜を成膜した。第 6 章において d_{Pt} は Pt 層の膜厚を表しており、 d_{Pt} の異なる試料を複数作製した。その後レジストを塗布してイオンミリングを行うことでホールバー型の形状 (幅 $w = 20 \mu\text{m}$ 、長さ $l = 80 \mu\text{m}$) を作製した。ターゲット、成膜圧力、成膜時の電源ワット数、成膜レートの条件を表 3.7 に示した。

表 3.7: 第 6 章における薄膜成膜時の成膜条件。試料の成膜はすべてケーサイエンス社製のスパッタリング装置を用いて実施した。

物質	成膜時圧力 (Pa)	成膜時ワット数 (W)	成膜レート ($\text{\AA}/\text{s}$)
Ni	0.40	RF 50	0.28
Fe	0.40	RF 50	0.35
Pt	0.40	RF 60	0.80
Ti	0.40	RF 50	0.16
SiN	0.40	RF 50	0.12

第 4 章

Co/Pt 二層膜におけるスピントルクと界面でのスピン透過

4.1 バルクスピントルクの評価における界面寄与の影響

強磁性/Pt 二層膜構造において Pt のスピンホール効果由来のスピントルクが観測された [9] ことを契機として、Pt はスピントルクの生成源として研究が進められてきた [54, 69–73]。多くの先行研究で Pt バルクのスピン軌道相互作用が強磁性体に対するスピントルクに対して支配的であることが分かったが、理論の先行研究では強磁性体/常磁性体界面において巨大なスピン軌道相互作用の効果があることが予言されてきており [18, 19]、強磁性体/Pt 界面においてもスピントルクの生成源として重要な役割を果たすことが考えられる。

本研究では Co/Pt 界面において顕著なスピントルクが生じることを示す。さらに Co/Pt 二層構造の界面に TiN 層を挿入した Co/TiN/Pt 三層構造におけるスピントルクの評価を行うことで界面の寄与を抑制することができることを示す。TiN のスピンホール効果の寄与が Pt と比較して極めて小さく^{*1}、スピン拡散長が 42 nm と膜厚に対して長いため [74]、Co/Pt 界面の分離に TiN を選択した。両構造におけるスピントルクの差は Co/Pt 界面でのスピン軌道相互作用が TiN 層により抑制されることに由来していることが考えられ、強磁性体/常磁性体界面がスピントルクの生成源になりうることを示唆している。さらに界面効果の検討によりバルクスピンホール効果の適切な定量評価につながることを期待される。

^{*1} ST-FMR 測定による先行研究において TiN のスピンホール角は 0.0052 と報告されており [74]、Pt のスピンホール角より 1 桁以上小さな値と考えられる。

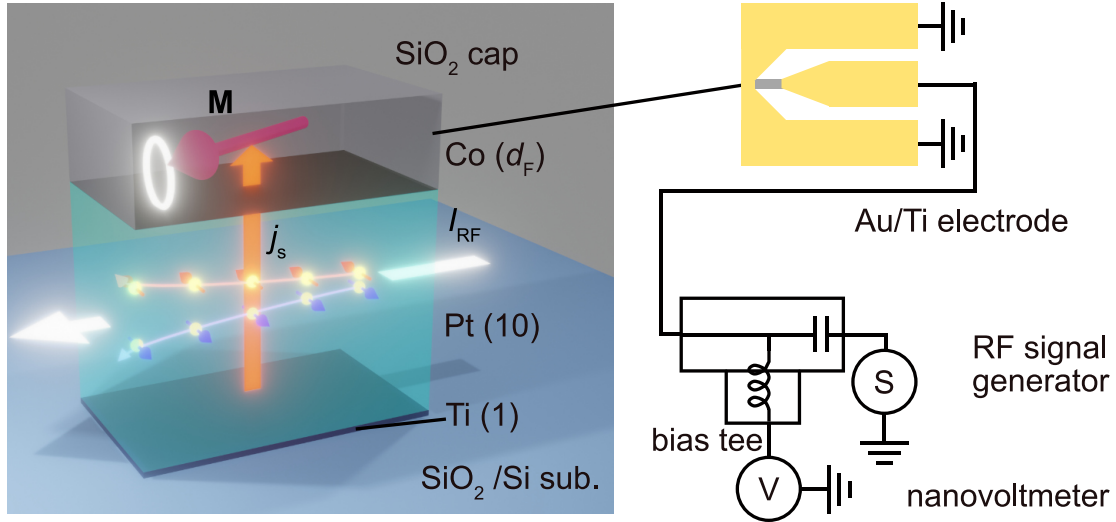


図 4.1: 第 4 章の ST-FMR 測定における模式図。図では Co/Pt 薄膜の模式図を代表して表示してある。Co/TiN/Pt 構造では界面部分に TiN 層が存在する。

4.2 Co/Pt 二層膜と Co/TiN/Pt 三層膜のスピントルク強磁性共鳴測定

3.3 節と 3.4 節で詳述した手法で Co/Pt ならびに Co/TiN/Pt 薄膜を作製し^{*2}、3.1 節で述べた ST-FMR 測定を実施した。ST-FMR 測定系の概念図を図 4.1 に示した。本節では Co/Pt 二層膜と Co/TiN/Pt 三層膜における ST-FMR 測定の結果と解析について述べる。図 4.2(a) に Co(9.3)/Pt(10)、(b) に Co(9.3)/TiN(2)/Pt(10) における ST-FMR 電圧信号を示す。なお印加マイクロ波パワー $P = 100$ mW、周波数 f は 7 GHz から 13 GHz まで 0.5 GHz ずつ変えて測定を行った。測定した信号を式 (3.1.22) によりフィッティングすることにより、対称成分 V_{sym} と反対称成分 V_{antisym} に分離した。両成分からスピントルク生成効率 $\xi_{\text{FMR}}^{\text{eff}}$ を評価することができる。図 4.2(c) に Co(9.3)/Pt(10)、(d) に Co(9.3)/TiN(2)/Pt(10) における $\xi_{\text{FMR}}^{\text{eff}}$ の周波数 f 依存性を示した。これより低周波側で $\xi_{\text{FMR}}^{\text{eff}}$ が増大しており、高周波側では $\xi_{\text{FMR}}^{\text{eff}}$ がおよそ一定の値を示していることがわかる。通常 $\xi_{\text{FMR}}^{\text{eff}}$ は周波数依存性を示さないが、低周波側で増大の傾向を示すのは式 (3.1.17) で示した近似条件から外れてしまうことに起因していると考えられる。そのため図 4.2(c) と (d) で $\xi_{\text{FMR}}^{\text{eff}}$ が周波数依存性を示していない領域にある $f = 12$ GHz に

^{*2} 3.4 節で述べた通り両試料においてキャップ層 SiO₂(4) とシード層 Ti(1) が成膜されている。本章では以降このキャップ層とシード層を省略して試料構造を示す。

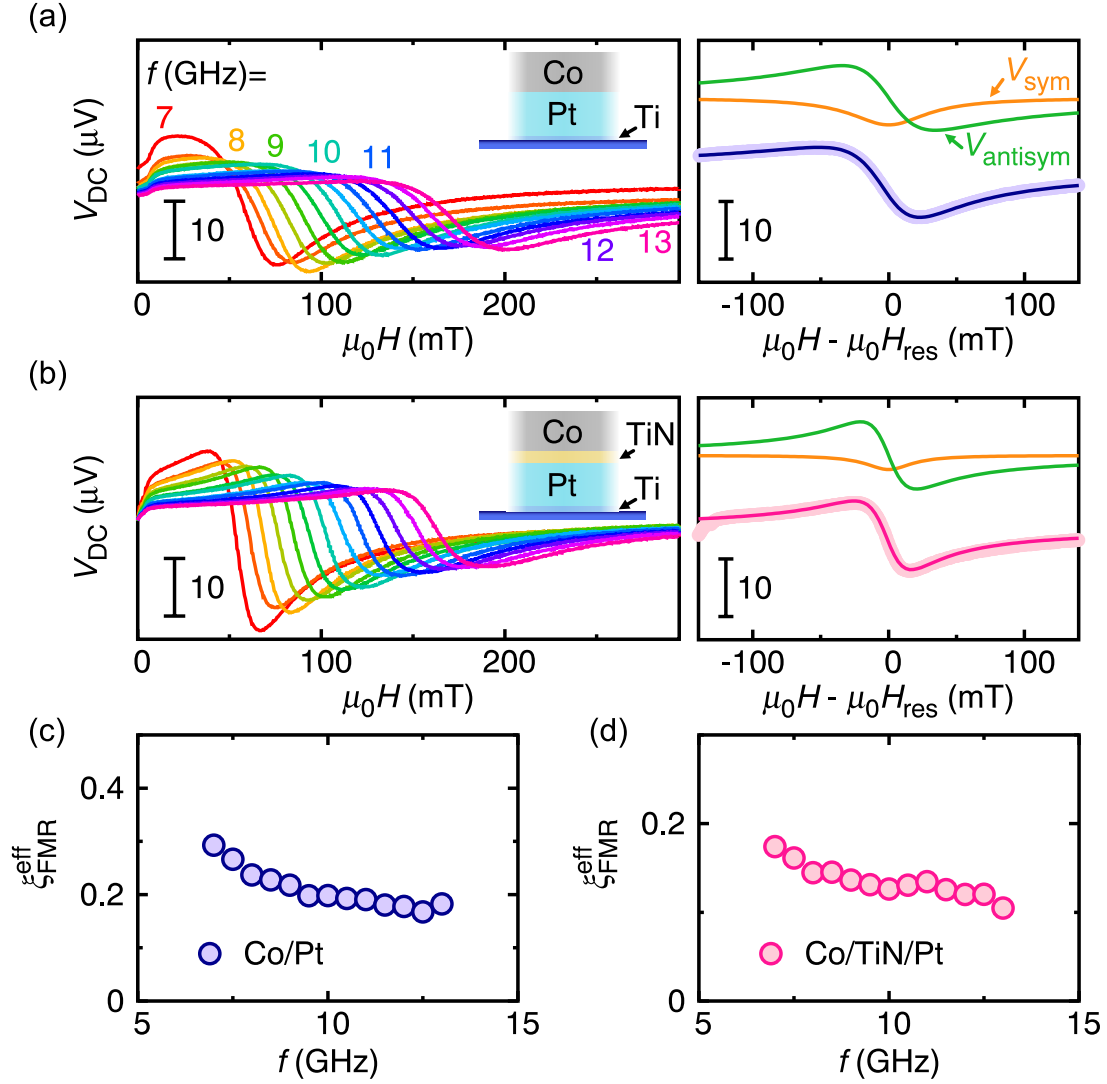


図 4.2: (a) Co(9.3)/Pt(10) と (b) Co(9.3)/TiN(2)/Pt(10) における V_{DC} の印加磁場 $\mu_0 H$ 依存性。印加電流のパワー $P = 100$ mW、周波数を 7 GHz から 13 GHz まで 0.5 GHz 間隔で変化させて測定を実施した。(c) Co(9.3)/Pt(10) と (d) Co(9.3)/TiN(2)/Pt(10) における ξ_{FMR}^{eff} の周波数 f 依存性。

て以下のトルク効率の解析を行うこととする。

Co/Pt 構造と Co/TiN/Pt 構造において、各周波数での電圧信号のフィッティング結果から得られた共鳴磁場 H_{res} の周波数 f 依存性 (図 4.3(a)) から Kittel の式である式 (3.1.19) のフィッティングを行い M_{eff} の評価を行った。また線幅 W の周波数依存性 (図 4.3(b)) から磁気ダンピング定数 α を式 (3.1.13) から評価した。さらに M_{eff} と飽和

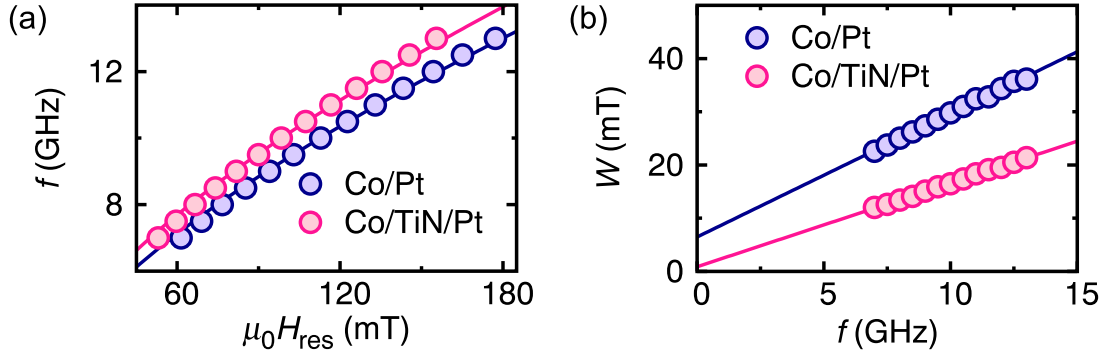


図 4.3: (a) 共鳴磁場 H_{res} に対する周波数 f 依存性。 (b) 周波数 f に対する線幅 W 依存性。

磁化の M_s は界面の垂直磁気異方性の強さを表す垂直磁気異方性エネルギー密度 K_s と

$$\mu_0 M_{\text{eff}} = \mu_0 M_s - \frac{2K_s}{M_s} \frac{1}{d_F} \quad (4.2.1)$$

の関係で結びついており [75]、Co/Pt 構造と Co/TiN/Pt 構造それぞれにおいて得られた M_{eff} をもとに界面の垂直磁気異方性エネルギーである K_s を導いた*3。Co/Pt では $K_s^{\text{Co/Pt}} = 0.82 \text{ mJ/m}^2$ 、Co/TiN/Pt では $K_s^{\text{Co/TiN/Pt}} = 0.077 \text{ mJ/m}^2$ が得られ、Co/Pt での垂直磁気異方性が Co/TiN/Pt の垂直磁気異方性に比べて 1 桁程度大きな値を示すことが明らかとなった。Co/Pt や Co/Pd といった Co/重金属構造において垂直磁気異方性を示すことは先行研究 [76] により知られている。近年 X 線磁気円二色性の実験により Co/Pd 構造における電子軌道の異方性が詳細に調べられ、Pd の等方的な $4d$ 軌道に対して Co の $3d$ 軌道が異方性を示し垂直磁気異方性を示すことが明らかとなった [77]。また界面の磁気異方性は強磁性体/常磁性体界面でのスピン軌道相互作用により増強されるため [78]、Co/Pt 界面に対して TiN 層を挿入することで界面のスピン軌道相互作用が小さくなっていることが考えられる。

4.3 スピントルク強磁性共鳴法の強磁性体膜厚依存性

4.2 節では、強磁性体単一膜厚 $d_F = 9.3 \text{ nm}$ における Co/Pt 二層膜ならびに Co/TiN/Pt 三層膜の ST-FMR の測定結果を示した。本節ではこれら二つの構造にお

*3 この結果は Co 層膜厚 $d_F = 9.3 \text{ nm}$ の結果から K_s を計算している。ST-FMR の電圧信号のフィッティングから得られた M_{eff} の d_F 依存性から K_s を評価することが望ましいが、本研究では d_F が 7.3 nm より薄い領域の測定を実施しておらず両試料構造とも異なる d_F についての $\xi_{\text{FMR}}^{\text{eff}}$ のデータが 4 点しかないため膜厚依存性からの評価が困難となっている。

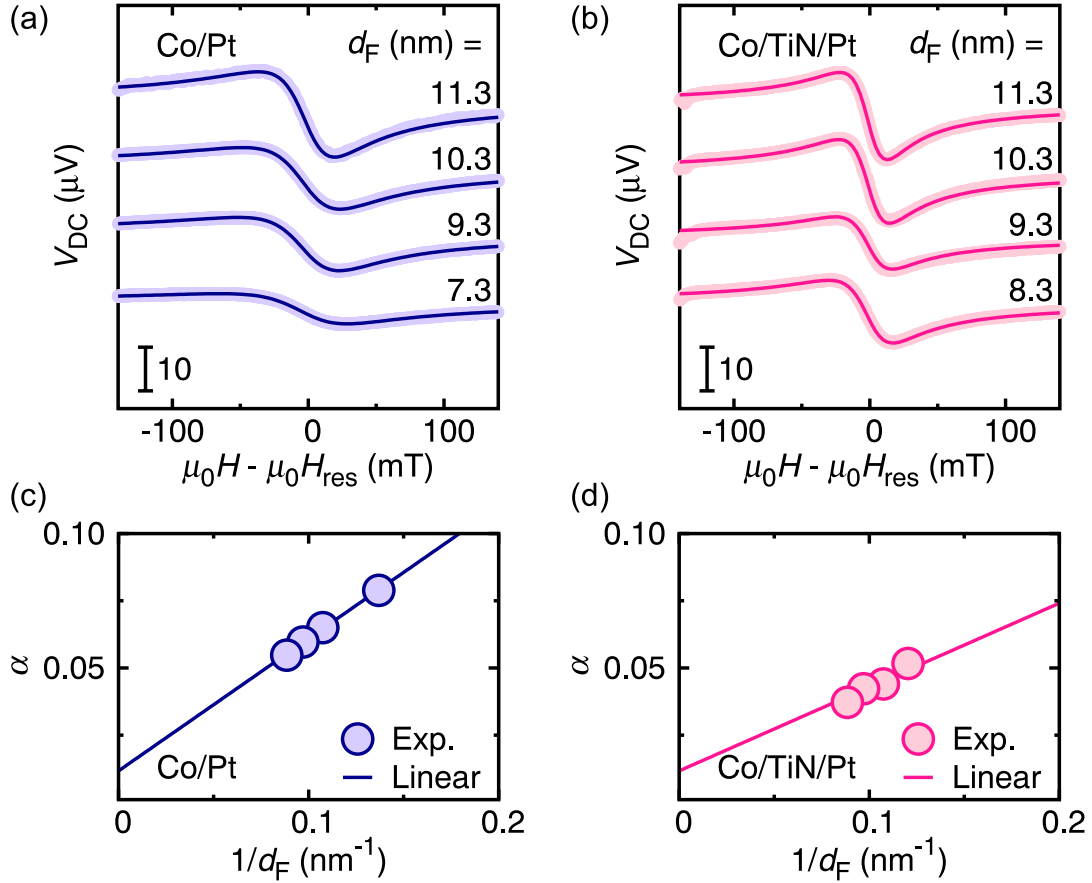


図 4.4: (a) $Co(d_F)/Pt(10)$ と (b) $Co(d_F)/TiN(2)/Pt(10)$ の $f = 12$ GHz における V_{DC} の磁場依存性。 (c) $Co(d_F)/Pt(10)$ と (d) $Co(d_F)/TiN(2)/Pt(10)$ における α の $1/d_F$ 依存性。

ける強磁性体膜厚依存性を測定することにより DL トルクと FL トルクを分離することを目指す。

ST-FMR から評価した ξ_{FMR}^{eff} は式 (3.1.31) に示した通り DL トルクと FL トルクの寄与が両方含まれたパラメータとなる。そこ Pt 膜厚 $d_{Pt}(= 10$ nm) を固定したうえで強磁性体膜厚 d_F を変化させた試料における ST-FMR 測定を実施した。この時の電圧信号 ($f = 12$ GHz、 $P = 100$ mW) を図 4.4 に示す。さらに Co/Pt、Co/TiN/Pt 構造における ξ_{FMR}^{eff} の強磁性体膜厚 d_F 依存性の結果を図 4.5 に示す。式 (3.1.31) から図 4.5 の切片が $1/\xi_{DL}$ となり、Co/Pt 構造では $\xi_{DL}^{Co/Pt} = 0.42$ 、Co/TiN/Pt 構造では $\xi_{DL}^{Co/Pt} = 0.18$ が得られ、ST-FMR の測定結果から TiN 層を挿入することにより DL トルク効率が低下することが明らかとなった。Co/Pt 二層膜で観測された $\xi_{DL} = 0.42$ は Pt バルクのスピンホール効果由来では説明できないほど大きな値を示しており、この結果は Co/Pt 二層

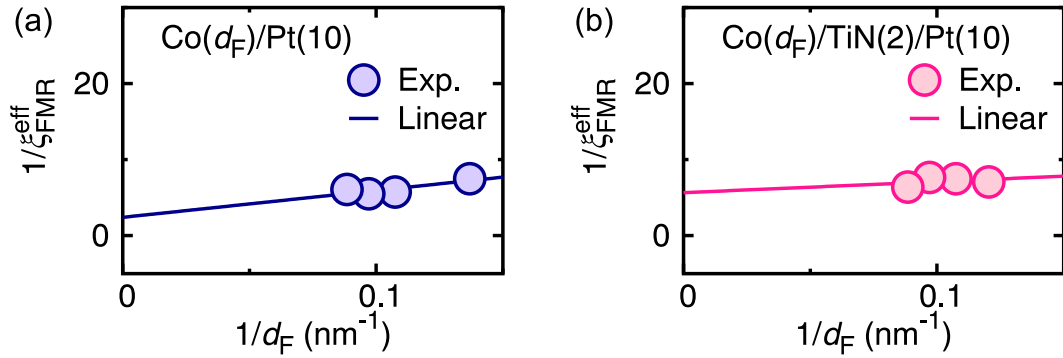


図 4.5: (a) Co(d_F)/Pt(10) と (b) Co(d_F)/TiN(2)/Pt(10) における $1/d_F$ に対する $1/\xi_{\text{FMR}}^{\text{eff}}$ 依存性。

表 4.1: Co/Pt 二層膜ならびに Co/TiN/Pt 三層膜における ST-FMR 測定より得られたパラメータ。 ξ_{DL} と ξ_{FL} はそれぞれ DL トルク効率、FL トルク効率を表している。

	ξ_{DL}	ξ_{FL}	K_s (mJ/m ²)	δ	T_{int}
Co/Pt	0.42 ± 0.07	0.26 ± 0.25	0.82	0.46	0.32
Co/TiN/Pt	0.18 ± 0.04	0.05 ± 0.19	0.077	0.11	0.53

膜構造におけるスピントルクはバルクの効果に加えて界面効果が働いていることが考えられ、その界面効果は TiN の挿入により抑制されるということを意味している。Co/Pt 界面におけるスピン軌道相互作用が TiN 層により抑制されることは界面の垂直磁気異方性が TiN 層の挿入に伴い変化することと対応している。

4.4 スピン透過率

Co/Pt 構造と Co/TiN/Pt 構造で DL トルク効率が 2 倍以上異なることは Co/Pt 界面でのスピン軌道結合に由来したスピントルクが反映されており、TiN 層の挿入により界面のスピントルクが消失することを意味している。界面のスピン軌道相互作用の低下は界面が起源の DL スピントルクの低下と結びついて、スピントルクの効率としては低下している。しかし TiN の挿入により界面のスピン透過率が向上することによりバルクの Pt 由来のスピントルクの寄与は大きくなることが考えられる。以下では Co/Pt ならびに Co/TiN/Pt での ST-FMR 測定の結果から得られた磁気ダンピング定数を用いてスピン透過率を評価していく。

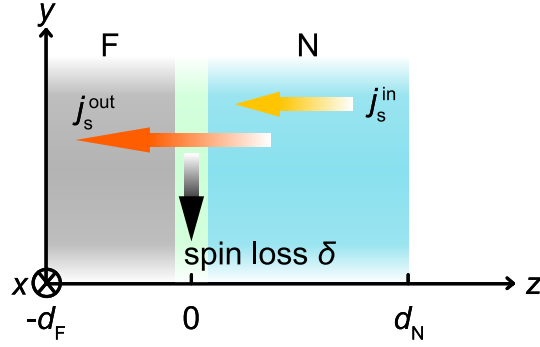


図 4.6: 界面でのスピンメモリーロスを考慮したスピン透過率のモデルの模式図 [79]。強磁性体/常磁性体二層膜構造において界面 (緑色の領域) でスピンロス δ が生じる。

界面でのスピンメモリーロスを反映したスピン透過率モデル

本項では第 4 章でのスピン透過率の評価に利用した Tao らによるスピン透過率のモデル [79] について説明する^{*4}。図 4.6 に示したように界面でスピンメモリーロス δ が生じると仮定した場合、常磁性層のスピンホール効果により生成されたスピン流の界面通過前のスピン流密度を j_s^{in} すると界面を通過し強磁性層に流入したスピン流密度 j_s^{out} は

$$j_s^{\text{out}} = (1 - \delta) j_s^{\text{in}} \quad (4.4.1)$$

と表される^{*5}。ここでバックフローを考慮することによりスピン透過率 T_{int} は

$$T_{\text{int}} = \frac{j_s^{\text{out}}}{j_s^{\text{in}}} \varepsilon_{\text{back}} = (1 - \delta) \varepsilon_{\text{back}} \quad (4.4.2)$$

と表すことができる。ここで $\varepsilon_{\text{back}}$ は

$$\varepsilon_{\text{back}} \equiv \frac{G^{\uparrow\downarrow}}{G^{\uparrow\downarrow} + G_{\text{Pt}}} \quad (4.4.3)$$

で定義されるバックフローパラメータであり無次元量である [79]。 $G^{\uparrow\downarrow}$ はスピンミキシングコンダクタンス、 $G_{\text{Pt}} = 1/(2\rho_{\text{Pt}}\lambda_{\text{Pt}}) \tanh(d_{\text{Pt}}/\lambda_{\text{Pt}}) = 0.818 \times 10^{15} \Omega^{-1}\text{m}^{-2}$ は Pt のスピンコンダクタンス [83]、 $\lambda_{\text{Pt}} = 2.5 \text{ nm}$ は Pt 中のスピン拡散長 [84] を表している。

^{*4} スピン透過率を記述するモデルはここまで述べてきたものを含めて複数提案されている [80–82]。しかしながら異なるモデルでスピン透過率を検討すると $G^{\uparrow\downarrow}$ が非物理的な値となる場合もあり [79]、界面におけるスピン伝導のモデル構築は重要な課題ともいえる。

^{*5} すなわち δ は界面でのスピン流透過の割合を表しており、 $\delta = 0$ はスピン流が減衰なく界面を透過している状況、 $\delta = 1$ はスピン流が界面で完全に消失して全く透過していない状況を意味する。

Co/Pt 二層膜の界面におけるスピントルクの寄与を検討するにあたり、Co/TiN/Pt 三層膜で観測されたスピントルクの大きさが Pt バルクのスピンホール効果由来であると仮定する。これは Co/TiN/Pt 構造における K_s の値が小さく、界面でのスピン軌道相互作用が小さいことから考えられる。Co/Pt と Co/TiN/Pt での δ と ε は有効スピンミキシングコンダクタンス G_{eff} の表式 [79]

$$G_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow} = G^{\uparrow\downarrow}[1 - (1 - \delta)^2\varepsilon] \quad (4.4.4)$$

から計算を行った。この $G_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow}$ は ST-FMR 測定の結果から得られた磁気ダンピング定数 α の強磁性体膜厚 d_F 依存性

$$\alpha = \alpha_0 + \frac{2\pi\gamma\hbar^2 G_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow}}{e^2 M_s} \frac{1}{d_F} \quad (4.4.5)$$

から導くことができる。ここで $\alpha_0 = 0.011$ は Co の内因性磁気ダンピングを表している [85]。図 4.4(c) と (d) に示した磁気ダンピング定数 α の強磁性体膜厚 d_F 依存性より有効スピンミキシングコンダクタンス $G_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow}$ は Co/Pt 構造で $G_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow} = 0.99 \times 10^{15} \Omega^{-1}\text{m}^{-2}$ 、Co/TiN/Pt 構造で $G_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow} = 0.64 \times 10^{15} \Omega^{-1}\text{m}^{-2}$ が得られた。この結果と式 (4.4.4) からそれぞれの構造において δ を評価することができ、Co/Pt では $\delta = 0.46$ 、Co/TiN/Pt では $\delta = 0.11$ が得られた。この結果から TiN を挿入することにより界面でのスピンメモリーロスの効果を抑制することができることが明らかとなった。スピン透過率 T_{int} についても計算することができ Co/Pt で $T_{\text{int}} = 0.32$ 、Co/TiN/Pt で $T_{\text{int}} = 0.53$ となり確かに界面でのスピンメモリーロスの低下に対してスピン透過率が向上している。

表 4.1 に示した本測定より得られた Co/Pt 構造と Co/TiN/Pt 構造の各種パラメータから Co/TiN/Pt の K_s が小さいことから界面でのスピン軌道相互作用が小さいことが考えられる。そのため Co/TiN/Pt の構造で評価されたスピントルク生成効率 $\xi_{\text{DL}}^{\text{Co/TiN/Pt}}/T_{\text{int}}^{\text{Co/TiN/Pt}} = 0.34$ となる。これより、Pt のスピンホール伝導度は $\sigma_{\text{SH}} = 4.5 \times 10^3 \Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$ となる。

Co/Pt 構造においては前述のとおり界面効果がバルク効果に対して無視できないほど大きいため、観測される DL トルク効率 ξ_{DL} はバルク由来の DL トルク効率 $\xi_{\text{DL}}^{\text{bulk}}$ と界面由来の DL トルク効率 $\xi_{\text{DL}}^{\text{interface}}$

$$\xi_{\text{DL}} = \xi_{\text{DL}}^{\text{bulk}} + \xi_{\text{DL}}^{\text{interface}} = (1 - \delta)\varepsilon\theta_{\text{SH}} + \delta\varepsilon\theta_{\text{REE}} \quad (4.4.6)$$

と記述することができる [86, 87]。ただし $\theta_{\text{REE}} = q_{\text{REE}}d_I$ は界面におけるスピン軌道相互作用による電流スピン変換効率を表し、界面膜厚 d_I でのスピン変換効率係数 q_{REE}

を仮定した際の効率を表している*6。表 4.1 に示した値を用いることで $\xi_{\text{DL}}^{\text{bulk}} = 0.11$ 、 $\xi_{\text{DL}}^{\text{interface}} = 0.31$ が得られ、Co/Pt 構造で観測されるスピントルクにおいて界面効果がバルク効果の 2 倍以上の値を示し電流誘起トルクの評価において界面の寄与を検討する重要性が明らかとなった。本研究では界面に TiN を挿入しているが Co/Pt 構造に対してさまざまな物質 (Ti, Cr, Mo, V, W) を挿入して K_s の低下と対応してスピントルク効率が低下することが示されている [88]。一方で強磁性体に CoFeB を用いた CoFeB/Pt 構造において Ti を挿入することでスピントルク効率が增大するという報告 [89] もあり、界面層の有無によるスピントルクへの影響は強磁性体の種類にも依存していることが伺える。

4.5 まとめ

第 4 章の研究で明らかにされた主要な点は以下の 2 点である。

1. Co/Pt 構造と Co/TiN/Pt 構造において、スピントルク強磁性共鳴測定によりダンプングライクトルク効率 ξ_{DL} を定量した。Co/Pt 構造に対して TiN 層を挿入することによりスピントルク効率が 1/2 以下に低下することが明らかとなった。この結果は TiN 層の挿入により Co/Pt 界面でのスピン軌道相互作用によるトルク生成効果が消失したことに由来し、スピン軌道相互作用の強さを反映している界面の垂直磁気異方性 K_s も TiN 層の挿入により低下していることと整合している。
2. スピンバックフローとスピンメモリーロスを考慮したスピン透過率のモデルを検討し定量的な評価を行い、TiN 層の挿入に伴いスピン透過率が增大していることが明らかとなった。

*6 ここでは界面における電流-スピン流変換を印加した 2 次元の電流密度 j_c^{2D} と Co/Pt 界面から生成した 3 次元のスピン流密度 j_s^{3D} により $q_{\text{REE}} = j_s^{3D}/j_c^{2D}$ として定義をして、有限の変換領域 d_1 を膜厚方向に考えることによりバルクのスピンホール角 θ_{SH} に相当する界面での変換効率 $\theta_{\text{REE}} = q_{\text{REE}}d_1$ を計算している。

第 5 章

絶縁領域におけるスピンホール効果の観測

5.1 異常・スピンホール効果におけるスケーリング則の関係

前章である第 4 章では Co/Pt 積層構造においてスピントルクに界面寄与が働くことを示し、強磁性/常磁性構造における電流誘起トルクからバルク中のスピンホール効果を評価する際には界面効果が支配的になる場合があることを示した。この点を踏まえたうえで本章（第 5 章）では Pt のバルク中におけるスピンホール効果に注目してさらなる研究を実施した。

2.4 節で触れたホール効果は物性物理学の発展の上で重要な役割を担ってきた [31, 90–94]。スピンホール効果については半導体による光学的検出 [7] 以前に理論的には半世紀ほど前からその存在が予言されていた [95]。スピンホール効果の金属領域（電気伝導率が高い材料）は内因性の機構と外因性の機構によって発現するが、これらのメカニズムは強磁性体中で生じる異常ホール効果（AHE）と同様の機構によるものであり、内因性機構はフェルミ面でのベリー曲率と材料のバンド構造に依存する [31] のに対して外因性機構は格子欠陥や不純物による散乱に依存している。多くの強磁性体で異常ホール効果の大きさである異常ホール伝導度 σ_{AH} が実験的に評価されており、材料の電気伝導率 σ_{xx} との間に $\sigma_{\text{AH}} \propto \sigma_{xx}^\gamma$ のスケーリング則が存在することが報告されており、図 5.1 に示すように電気伝導率の大きさに応じて

1. superclean 領域 ($\gamma = 1$)
2. moderately dirty 領域 ($\gamma = 0$)
3. dirty 領域 ($\gamma \simeq 1.6$)

の 3 つの領域に分類されている [31]。異常ホール効果に続いてこれら 3 領域のスケーリング則がスピンホール効果についても確認され [33, 34, 96]、金属領域においては異常ホール効果とスピンホール効果が同様のメカニズムで発現していることを示唆している。金属領

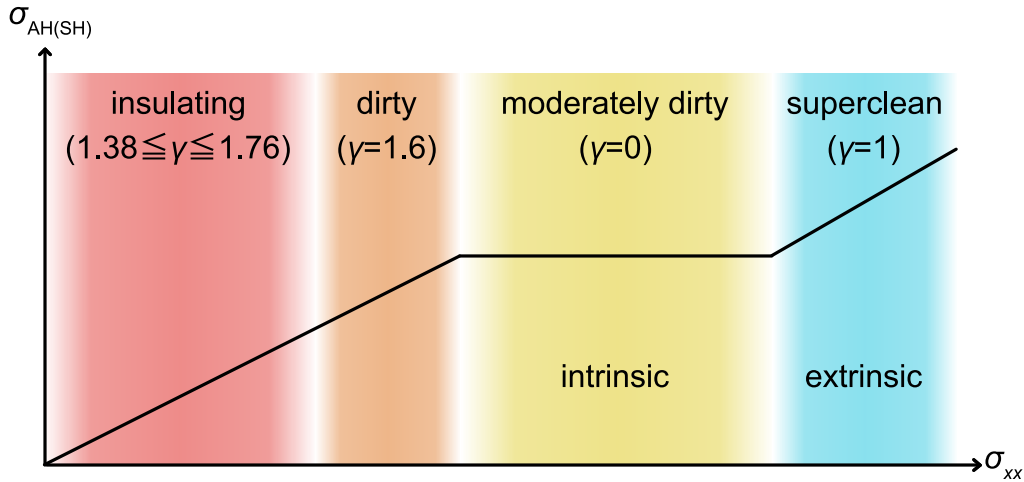


図 5.1: 金属領域と絶縁領域における異常（スピン）ホール効果のスケーリング則。異常（スピン）伝導度 $\sigma_{\text{AH(SH)}}$ と物質の電気伝導率 σ_{xx} の間には $\sigma_{\text{AH(SH)}} \propto \sigma_{xx}^\gamma$ のスケーリング則が存在する。電気伝導率が高い領域（superclean 領域）はスキュー散乱が支配的で $\gamma = 1$ 、superclean 領域に準じる電気伝導率の領域（moderately dirty 領域）では内因性機構が支配的で $\gamma = 0$ の値となる。moderately dirty 領域より電気伝導率が低下すると（dirty 領域）内因性機構の効果が低下し $\gamma = 1.6$ のスケーリング則を示す。さらにホッピング機構が支配的な絶縁（insulating）領域では 2.6 節で示した理論計算により $1.38 \leq \gamma \leq 1.76$ の範囲で σ_{xx} の低下に伴い $\sigma_{\text{AH(SH)}}$ は低下する。

域については異常ホール効果とスピンホール効果においてベリー曲率由来の内因性機構と不純物散乱由来の外因性機構の既存の理論で説明が可能であるが、電気伝導がホッピング伝導によって支配されている絶縁領域においてはメカニズムが異なるため金属領域のようにスケーリング則が存在するかは自明の問題ではない。しかしながら絶縁物質での異常ホール効果は3点の電子のホッピングサイトにおける電子の直接ホッピングと間接ホッピングの干渉を起源としており [42, 46]、異常ホール効果の dirty 領域と類似のスケーリング則が存在することが明らかとなった [31]。絶縁領域におけるスピンホール効果においても異常ホール効果でのスケーリング則の類推が考えられるが、従来まで絶縁領域における系統的なスピンホール効果の観測の報告はされてこなかった。そこで本研究では Pt を絶縁化することにより絶縁領域におけるスピンホール効果を定量し、スピンホール伝導度と電気伝導率の間の相関を調べることで絶縁領域におけるスピンホール効果の発現機構に新たな知見を与えることを目指す。

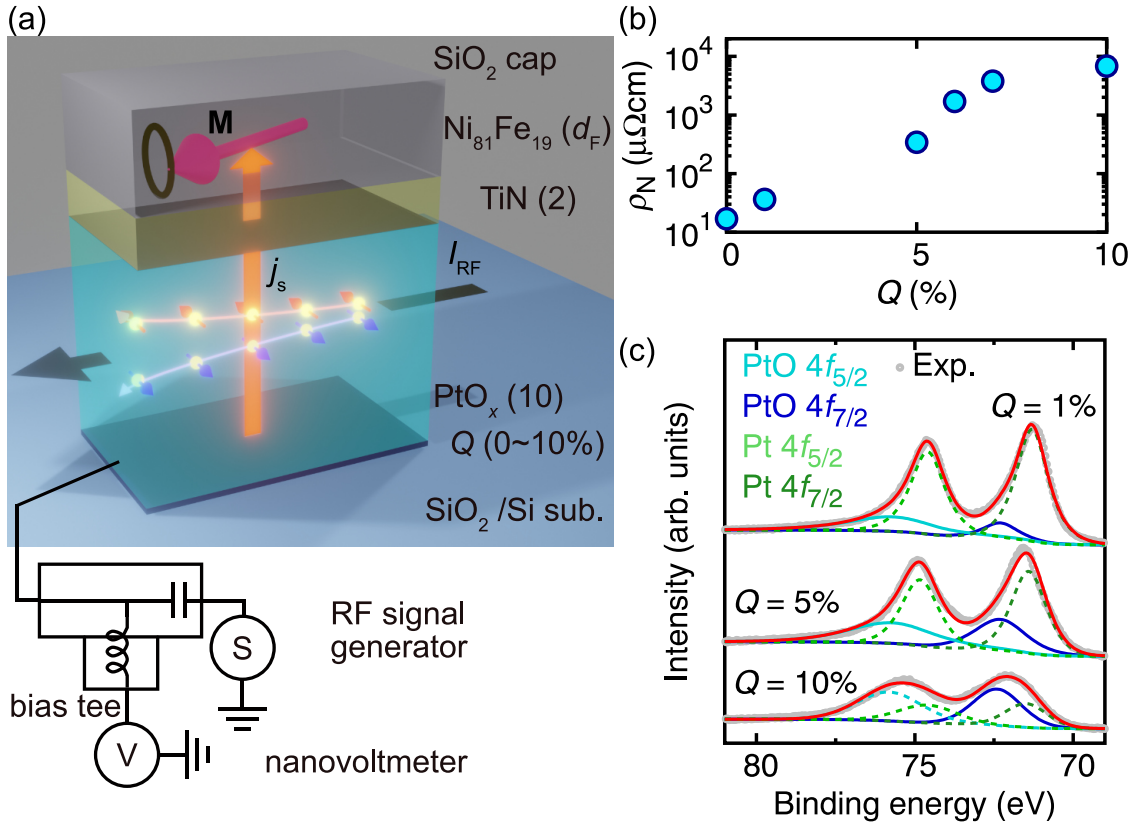


図 5.2: (a) ST-FMR 測定に用いた Ni₈₁Fe₁₉/TiN/PtO_x 三層膜の模式図。(b) PtO_x 薄膜の電気抵抗率 $\rho_N = 1/\sigma_N$ のリアクティブスパッタリング時酸素流量率 Q 依存性。(c) PtO_x 薄膜 ($Q = 1, 5, 10\%$) の XPS スペクトル。灰色の曲線が実験データを表し、赤い曲線がフィッティング結果である。Pt⁰, Pt²⁺, Pt⁴⁺ ($J = 7/2$) の結合エネルギーはそれぞれ 71.2, 72.3, 74.0 eV である [97]。

5.2 X線光電子分光と電気抵抗率の温度依存性による素子の評価

3.5 節で述べたリアクティブスパッタリング法により PtO_x 薄膜を基板上に作製した。本節では作製した PtO_x 薄膜の化学状態の評価を行った。日本電子社の JPS-9010TR を用いて、X線光電子分光測定 (X-ray Photoelectron Spectroscopy: XPS) を実施した。なお X線源は Mg-Kα を用いた。Si/SiO₂ sub.//PtO_x(10) 薄膜に対する XPS 測定の結果を図 5.2 に示す。さらに各酸化度における PtO_x の電子輸送特性を明らかにするために、カンタムデザイン社の物理特性測定システム (Physical Property Measurement

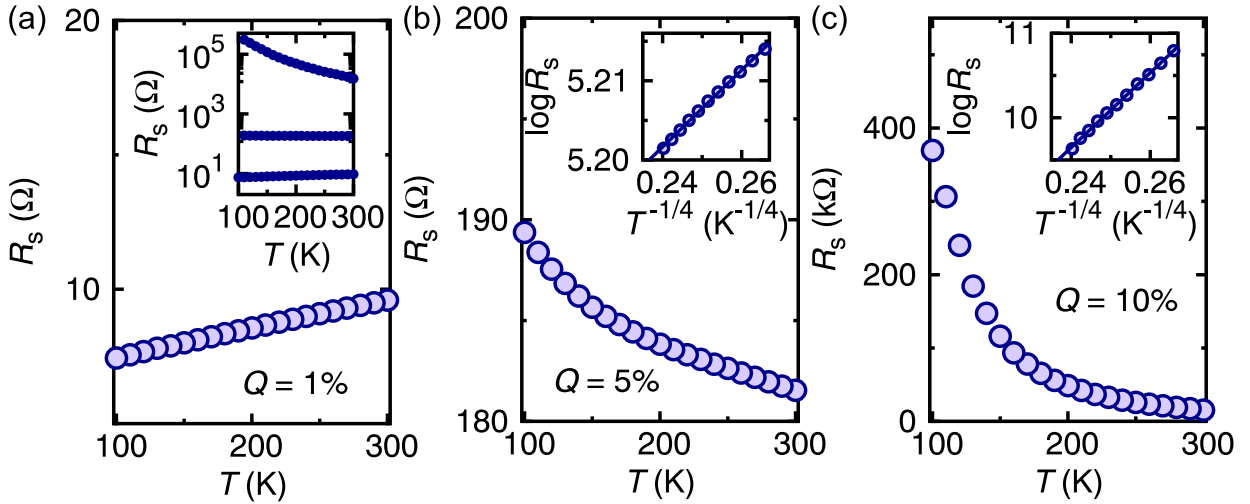


図 5.3: PtO_x 薄膜のシート抵抗 R_s の温度 T 依存性。(a) $Q = 1\%$ 、(b) $Q = 5\%$ 、(c) $Q = 10\%$ である。(b) と (c) のインセットの図は $\log R_s$ の $T^{-1/4}$ 依存性を示しており、 $Q \geq 5\%$ において式 (5.2.1) に示す Mott variable range hopping で電子伝導が説明できることを示唆している。

System:PPMS) を用いて PtO_x 薄膜のシート抵抗 R_s の温度 T 依存性を測定した。その結果を図 5.3 に示す。 $Q = 1\%$ では R_s が温度 T の低下に対してシート抵抗 R_s が単調減少 ($dR_s/dT > 0$) しており、典型的な金属の温度依存性の振る舞いをしていることから $Q \leq 1\%$ では Pt 金属領域の電気伝導率であることが考えられる。酸化度 Q を変化させることにより Pt での電気伝導の機構は大きく変わり $Q = 5\%$ と $Q = 10\%$ では温度 T の低下に伴いシート抵抗 R_s が増大していることが明らかとなった。この温度低下に対する抵抗率の増大について、 $\log R_s$ の $T^{-1/4}$ 依存性をプロットした結果を図 5.3 に示す。これより室温付近の $200 \text{ K} \leq T \leq 300 \text{ K}$ の範囲で Pt 中の電気伝導は

$$R_s = R_{\text{Mott}} \exp \left[\left(\frac{T_{\text{Mott}}}{T} \right)^{1/4} \right] \quad (5.2.1)$$

の関係でシート抵抗と温度依存性が示される 2.6.1 項でも言及した Mott variable range hopping 機構 [98] により説明できることが明らかとなった^{*1}。この結果より $Q = 1\%$ から $Q = 5\%$ の間で Pt における室温付近の電気伝導が金属領域から Mott variable range hopping で支配される絶縁領域へと変化したことを示している。そのため $Q = 5\%$ 以上の酸化度の PtO_x 薄膜におけるスピンホール効果を 5.3 節で示す ST-FMR 測定により観

^{*1} 酸化白金のバンドギャップ E_g は 1.17 eV という報告 [99] もある。実際には酸化度などの成膜条件に大きく依存する。

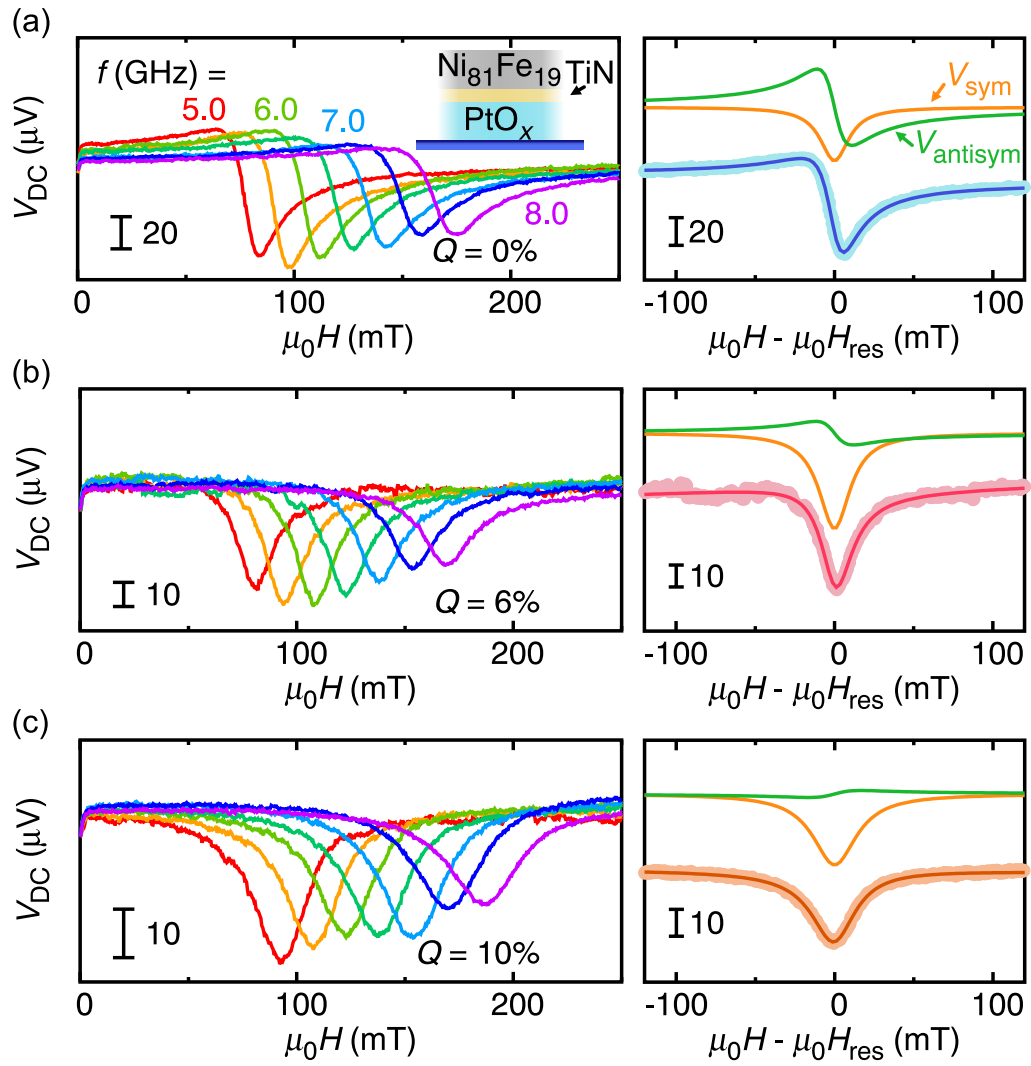


図 5.4: $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{TiN}/\text{PtO}_x$ における V_{DC} の磁場 $\mu_0 H$ 依存性ならびに周波数 $f = 6.5$ GHz における V_{DC} の $\mu_0 H - \mu_0 H_{\text{res}}$ 依存性。(a) $Q = 0\%$ 、(b) $Q = 6\%$ 、(c) $Q = 10\%$ である。

測することを目指す。

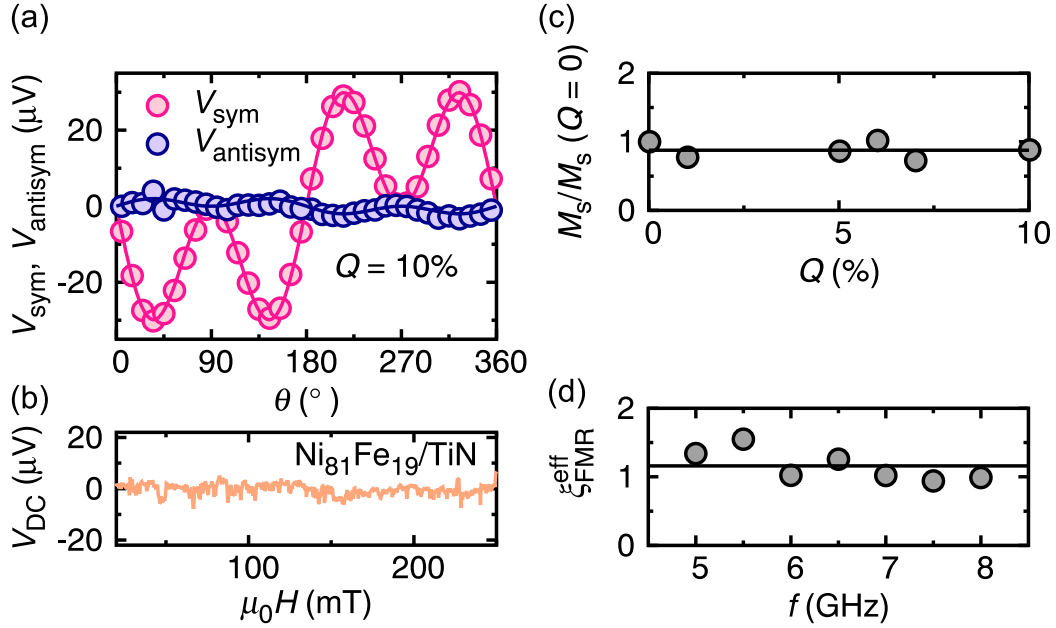


図 5.5: (a) V_{sym} と V_{antisym} の面内印加磁場角度 θ 依存性。マイクロ波周波数 $f = 6.5$ GHz、酸化度 $Q = 10\%$ での試料の結果を示している。(b) $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{TiN}$ における ST-FMR 電圧 V_{DC} の印加磁場 $\mu_0 H$ 依存性。(c) $M_s/M_s(Q=0)$ の酸化度 Q 依存性。(d) $\xi_{\text{FMR}}^{\text{eff}}$ のマイクロ波周波数依存性。酸化度 $Q = 10\%$ 、 $d_{\text{F}} = 12$ nm である。

5.3 $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{TiN}/\text{PtO}_x$ におけるスピントルク強磁性共鳴測定

本節では PtO_x 層のスピンホール効果を評価するために 3.3 節と 3.5 節で詳述した手法により作製した $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{TiN}/\text{PtO}_x$ 構造^{*2}におけるスピントルク強磁性共鳴測定 (ST-FMR) について詳述する。ここで試料構造の選定について言及すると、 PtO_x 層に直接強磁性層である $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ を積層すると $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ への酸化の影響が懸念される。そのため $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{PtO}_x$ 界面層を耐酸化性に優れる TiN 層 [100] を挿入した。

図 5.4 に $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}(8)/\text{TiN}(2)/\text{PtO}_x(10)$ 三層膜における ST-FMR 信号を示した ((a) $Q = 0\%$ 、(b) $Q = 6\%$ 、(c) $Q = 10\%$)。なお印加マイクロ波パワー $P = 100$ mW、周波数 f は 5 GHz から 8 GHz まで 0.5 GHz ずつ変えて測定を行った^{*3}。第 4 章同様、測定

^{*2} 3.5 節で述べた通りキャップ層 $\text{SiO}_2(4)$ が成膜されている。本章では以降このキャップ層を省略して試料構造を示す。

^{*3} 比誘電率 ϵ_r の高い SrTiO_3 ($\epsilon_r \simeq 300$ [101]) や KTaO_3 ($\epsilon_r \simeq 290$ [102]) などの基板を用いると基板を流れる高周波電流によりエルステッド磁場が誘起されて対称成分の電圧 $V_{\text{sym}}^{\text{sub}}$ が測定される対称成分の電

した信号を式 (3.1.22) によりフィッティングすることにより、対称成分 V_{sym} と反対称成分 V_{antisym} に分離した。図 5.4 ではマイクロ波周波数 $f = 6.5$ GHz での電圧信号に対して V_{sym} と V_{antisym} に分離した結果を示している。さらに ST-FMR 測定の磁場角度依存性についても測定を実施した。式 (3.1.22) を用いた電圧信号のフィッティングにより分離される V_{sym} と V_{antisym} の外部磁場角度 θ 依存性の結果を図 5.5(a) に示す。それぞれの電圧成分は

$$V_{\text{sym}} = \frac{I_{\text{RF}} \Delta R}{2} \mu_0 H_{\perp} \sin 2\theta \frac{\mu_0 H_{\text{res}} + \mu_0 M_{\text{eff}}}{W(2\mu_0 H_{\text{res}} + \mu_0 M_{\text{eff}})} \sqrt{\frac{\mu_0 H_{\text{res}}}{\mu_0 H_{\text{res}} + \mu_0 M_{\text{eff}}}} \quad (5.3.1)$$

$$V_{\text{antisym}} = \frac{I_{\text{RF}} \Delta R}{2} \mu_0 H_{\parallel} \sin 2\theta \cos \theta \frac{\mu_0 H_{\text{res}} + \mu_0 M_{\text{eff}}}{W(2\mu_0 H_{\text{res}} + \mu_0 M_{\text{eff}})} \quad (5.3.2)$$

の θ 依存性を示す [105]。ただし $H_{\perp} = H_{\text{DL}} \cos \theta$ は DL トルク有効磁場 H_{DL} 由来の面直有効磁場、 $H_{\parallel} = H_{\text{FL}} + H_{\text{Oe}}$ は FL トルク有効磁場 H_{FL} と面内のエルステッド磁場 H_{Oe} の和を表している。図 5.5(a) の角度依存性は式 (5.3.1) と (5.3.2) の θ 依存性を再現している。ここで式 (5.3.1) と (5.3.2) における I_{RF} は Ni₈₁Fe₁₉(8)/TiN(2)/PtO_x に流れる高周波電流、 ΔR は Ni₈₁Fe₁₉ 層の異方性磁気抵抗効果の大きさを表している。Ni₈₁Fe₁₉/TiN/PtO_x 構造ではスピンホール磁気抵抗効果 (spin Hall magnetoresistance: SMR) が ΔR に寄与している可能性がある [106]。AMR の効果によって強磁性体である Ni₈₁Fe₁₉ の抵抗値が変化するのに対して SMR は常磁性体である PtO_x の抵抗値を変化させる。そのため AMR と SMR の効果が発現に対して Ni₈₁Fe₁₉/TiN/PtO_x 構造を流れる電流に影響を与える。酸化度が増大した場合では PtO_x 層を流れる電流量が減少することにより SMR の寄与が抑制され、Ni₈₁Fe₁₉ を流れる電流量が増大し AMR の寄与が増大する [107, 108]。

また強磁性共鳴が駆動されている際には V_{sym} に逆スピンホール効果が影響する可能性がある。先行研究において ST-FMR 測定において Ni₈₁Fe₁₉ が強磁性層の場合、強磁性層における逆スピンホール効果による電圧 V_{ISHE} と ST-FMR による対称成分の電圧 V_{sym} の比 $V_{\text{ISHE}}/V_{\text{sym}}$ が無視できるほど小さいことが明らかにされている [81, 109]^{*4}。

Ni₈₁Fe₁₉/TiN(2) 二層膜においても ST-FMR 測定を実施し、その電圧信号を図 5.5(b) に示した。これより Ni₈₁Fe₁₉/TiN/PtO_x 構造において観測された ST-FMR の電圧信号には Ni₈₁Fe₁₉ 層由来の異常スピン軌道トルクや TiN 層由来のスピントルクは無視できる

圧 V_{sym} に加わることが観測されている [103]。SiO₂ の比誘電率は $\epsilon_r \sim 3.9$ [104] 程度であり、基板へと損失する電流の影響は小さいと考えられるが、常磁性層の抵抗率が高い場合は相対的にこの効果は大きくなる可能性がある。

^{*4} この結果は ST-FMR の電圧を駆動している Ni₈₁Fe₁₉ の異方性磁気抵抗効果が大きいことに由来しており、Ni₈₁Fe₁₉/Pt 構造においては 1% 未満の小さな値であることが報告されている [81]。

と考えられ、式 (3.1.29) より PtO_x 層のスピンホール効果由来の $\xi_{\text{FMR}}^{\text{eff}}$ を評価できると考えられる。ここで電流の不均一性により考えられる影響について言及する。試料と電極の配置が非対称の場合や試料の層内で均一な電流が流れていない場合、理想的には試料ならびに電極構造の対称性から打ち消されている面直方向のエルステッド磁場が生じる可能性がある。この面直方向のエルステッド磁場は外部磁場に依存しないため、面直の有効磁場に比例する対称成分 V_{sym} に磁場の符号に依存しない成分が含まれることとなる。しかしながら図 5.5(a) に示した V_{sym} の角度依存性から磁場に対して奇の対称性を持つ DL トルク有効磁場にて V_{sym} の振る舞いを説明できることから面直エルステッド磁場の寄与は無視できると考えられる。

さらに飽和磁化 M_s は図 5.5(c) より Q に依存していないことがわかり、 PtO_x 層の Q の変化の影響を強磁性層が影響を受けておらず、TiN 層により強磁性層と常磁性層がよく分離されていることが考えられる。 $\xi_{\text{FMR}}^{\text{eff}}$ の印加マイクロ波周波数 f 依存性を図 5.5(d) に示す。 $\xi_{\text{FMR}}^{\text{eff}}$ が周波数によらないことから ST-FMR 測定で観測された電圧信号にはスピンプンピングや異常ネルンスト効果の影響が無視できるほど小さいと考えることができる。

5.4 スピントルク強磁性共鳴法の強磁性体膜厚依存性

5.3 節では、強磁性体単一膜厚 $d_F = 7 \text{ nm}$ における $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{TiN}/\text{PtO}_x$ 三層膜の ST-FMR の測定結果を示した。本節では各酸化度のデバイスにおいて式 (3.1.31) に示した ST-FMR の強磁性体膜厚依存性を測定することにより、 $\xi_{\text{FMR}}^{\text{eff}}$ から DL トルク効率 ξ_{DL}^E を導き出す。 PtO_x の膜厚が 10 nm に対して $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ の膜厚を変化させた。この際の ST-FMR 電圧信号を図 5.6 に示す。マイクロ波周波数 $f = 6.5 \text{ GHz}$ 、マイクロ波パワー $P = 100 \text{ mW}$ である。各酸化度の試料に対して $1/\xi_{\text{FMR}}^{\text{eff}}$ の $1/d_F$ 依存性をプロットした結果を図 5.6 に示す。 $1/\xi_{\text{FMR}}^{\text{eff}}$ は $1/d_F$ に対して線形に変化しており、式 (3.1.31) を用いることにより ξ_{DL}^E を決定することができ、次節 (5.5 節) で示すスピンホール伝導度を計算することができる。

5.5 スピンホール効果のスケーリング則

ST-FMR の結果からスピンホール伝導度を

$$\sigma_{\text{SH}}^* = \frac{\hbar}{2e} \xi_{\text{DL}}^E \quad (5.5.1)$$

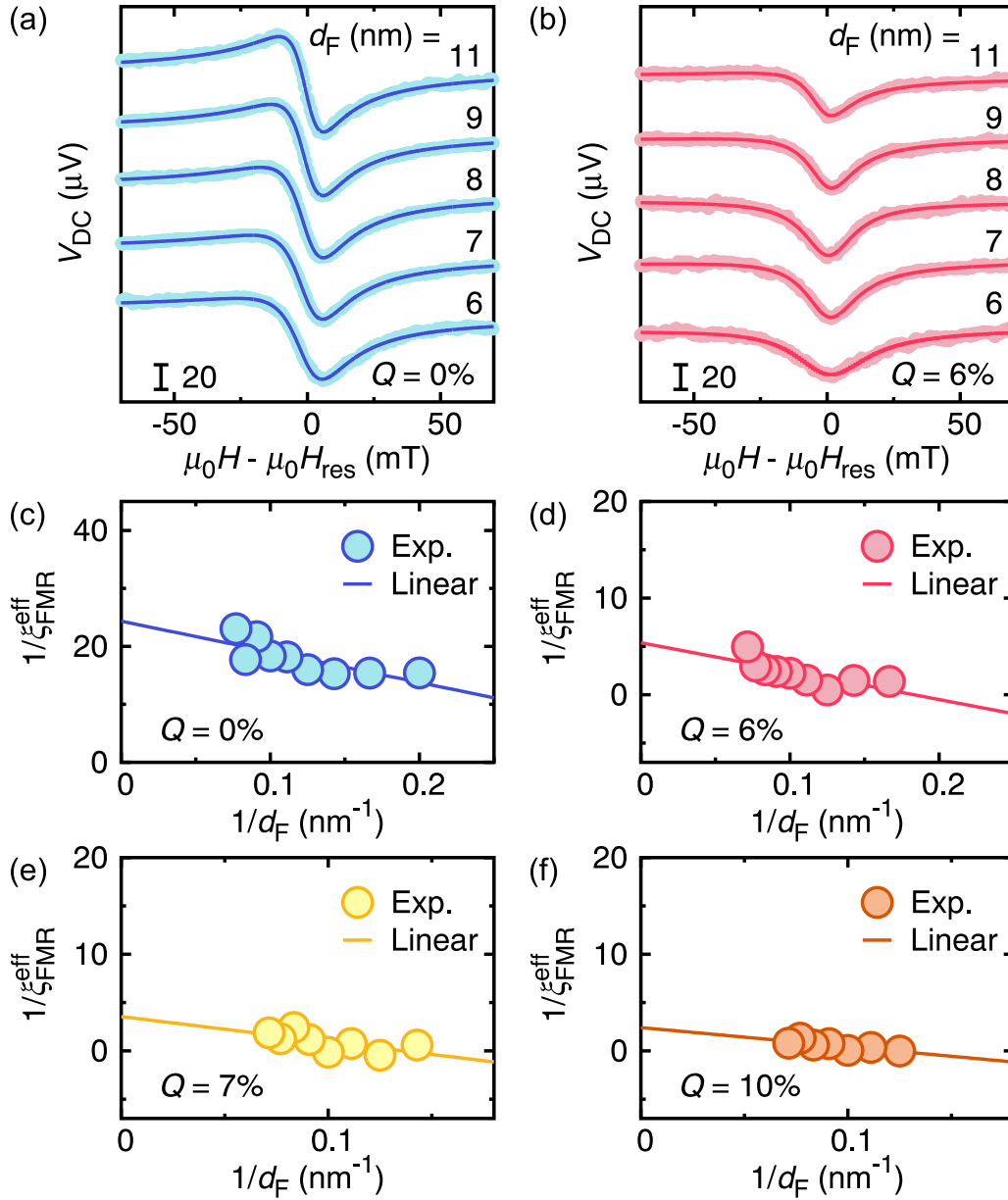


図 5.6: V_{DC} の強磁性体膜厚依存性。(a) $Q = 0\%$, (b) $Q = 6\%$ の結果を示している。 $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{TiN}/\text{PtO}_x$ における $1/\xi_{FMR}^{eff}$ の強磁性体膜厚逆数 $1/d_F$ 依存性。(c) $Q = 0\%$, (d) $Q = 6\%$, (e) $Q = 7\%$, (f) $Q = 10\%$ の結果である。

より計算した。ただし σ_{SH}^* は有効スピンホール伝導度で PtO_x 中での実際のスピンホール伝導度 σ_{SH} はスピン透過率 T_{int} を用いて

$$\sigma_{SH} = \frac{1}{T_{int}} \sigma_{SH}^* \quad (5.5.2)$$

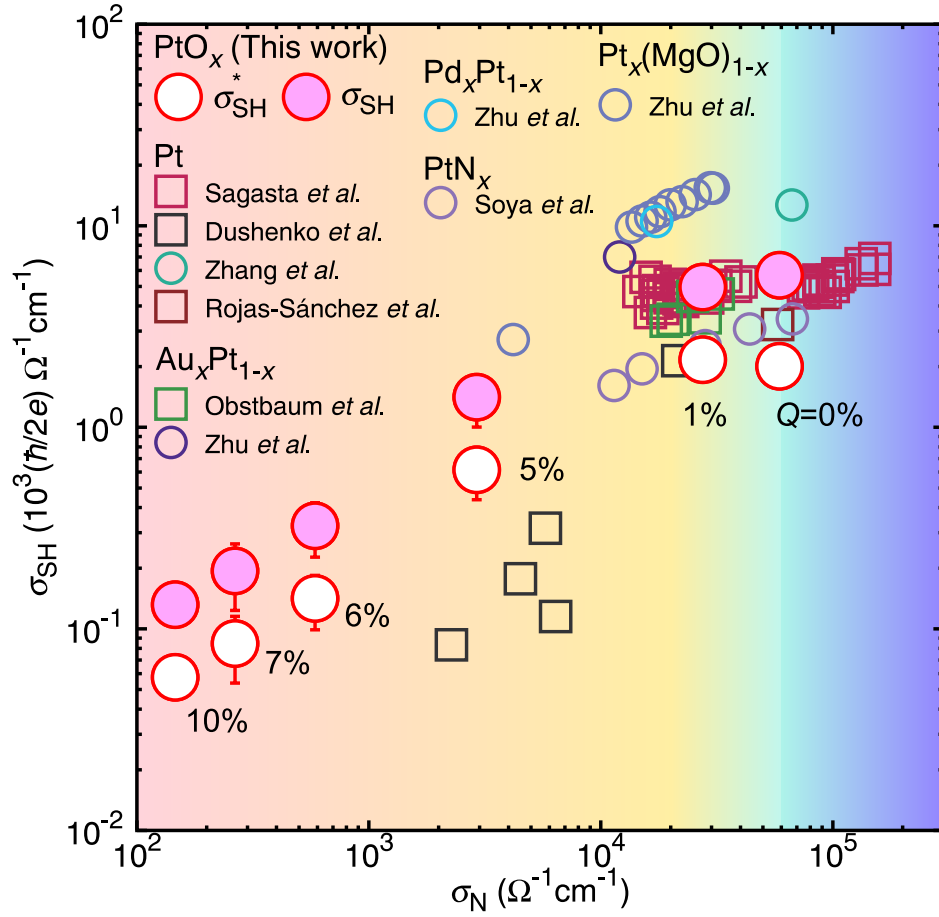


図 5.7: Pt ならびに Pt を含んだ合金におけるスピンホール伝導度 σ_{SH} の電気伝導率 σ_{N} 依存性。赤枠のプロットが本研究での実験結果である。なおピンク、白で塗りつぶした点がそれぞれ σ_{SH} と σ_{SH}^* に対応する。その他のデータはそれぞれ、Pt [33, 80, 81, 96]、PtN_x [110]、Pd_xPt_{1-x} [111]、Pt_x(MgO)_{1-x} [34]、Au_xPt_{1-x} [112, 113] より引用している。

と記述することができる。ここで T_{int} はスピン透過率を表しており、以下でこのスピン透過率の取り扱いについて説明する。

スピン拡散方程式に基づいた三層膜におけるスピン透過率

本項ではスピン拡散方程式に基づいたスピン透過率の導出について述べる。図 5.8 にスピン透過率を検討する際の Ni₈₁Fe₁₉/TiN/PtO_x 構造の座標系を示した。式 (2.3.7) に示

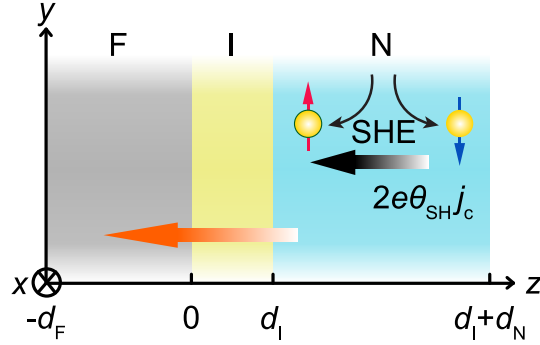


図 5.8: 強磁性体/界面層/常磁性体三層膜構造の模式図。常磁性層でのスピンホール効果により y 方向に偏極したスピン流が z 方向に流れ、界面層を伝搬したうえで強磁性体にスピン流が注入される。F は $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ 、I は TiN 、N は PtO_x を表している。「I」は界面を表す英単語である「Interface」の頭文字から設定している。

したスピン拡散方程式から

$$\frac{\partial^2 \mu_i(z)}{\partial z^2} = \frac{\mu_i(z)}{\lambda_i^2} \quad (5.5.3)$$

により記述することができる。式 (5.5.3) の一般解は

$$\mu_i(z) = \mathbf{A}_i \exp\left(-\frac{z}{\lambda_i}\right) + \mathbf{B}_i \exp\left(\frac{z}{\lambda_i}\right) \quad (5.5.4)$$

と未知数 $\mathbf{A}_i, \mathbf{B}_i$ を用いて書くことができる。さらにスピン流密度はスピン蓄積の勾配を用いて

$$\mathbf{j}_i(z) = \begin{cases} -\frac{\sigma_i}{2e} \frac{\partial \mu_i(z)}{\partial z} & (i = \text{F, I}) \\ -\frac{\sigma_i}{2e} \frac{\partial \mu_i(z)}{\partial z} - \mathbf{j}_i^{\text{SHE}} & (i = \text{N}) \end{cases} \quad (5.5.5)$$

と書くことができる。未知数 $\mathbf{A}_i, \mathbf{B}_i$ はスピン蓄積とスピン流について境界条件を課すことにより解くことができるため、以下ではこの境界条件について考える。試料外 (vacuum) にはスピン流が流出しないことから、vacuum/FM と vacuum/NM 界面 (試料両端) でのスピン流は 0 となるので (サンプル側からの極限ではスピン蓄積は有限の値を取りうる)

$$\mathbf{j}_\text{N}(d_\text{I} + d_\text{N}) = 0 \quad (5.5.6)$$

$$\mathbf{j}_\text{F}(-d_\text{F}) = 0 \quad (5.5.7)$$

となる。各層の界面においてはスピン蓄積ならびにスピン流が連続であるため

$$\mathbf{j}_I(d_I) = \mathbf{j}_N(d_I) \quad (5.5.8)$$

$$\boldsymbol{\mu}_I(d_I) = \boldsymbol{\mu}_N(d_I) \quad (5.5.9)$$

$$\mathbf{j}_I(0) = \mathbf{j}_F(0) \quad (5.5.10)$$

$$\boldsymbol{\mu}_I(0) = \boldsymbol{\mu}_F(0) \quad (5.5.11)$$

がさらに課される。これらの境界条件をもとに未知数について方程式を解くと

$$\begin{aligned} (\mathbf{B}_I - \mathbf{A}_I) \frac{G_I}{G_F \tanh \delta_F} \{G_I \cosh(\delta_N) \sinh(\delta_I) + G_N \sinh(\delta_N) \cosh(\delta_I)\} \cdot \left\{ -1 - \frac{G_F \tanh \delta_F}{G'_{\text{ext}}} \right\} \\ = 2e\theta_{\text{SH}} j_c (1 - \cosh(\delta_N)) \hat{\mathbf{y}} \end{aligned} \quad (5.5.12)$$

の関係が得られる。ここで G'_{ext} は

$$G'_{\text{ext}} \equiv G_I \left[\frac{G_I \coth(\delta_N) + G_N \coth(\delta_I)}{G_I \coth(\delta_N) \coth(\delta_I) + G_N} \right] \quad (5.5.13)$$

で定義した。強磁性体層でのスピン角運動量の移行が DL トルク $\boldsymbol{\tau}_{\text{DL}}$ となることから [114]

$$\boldsymbol{\tau}_{\text{DL}} = -\frac{\gamma \hbar}{2eM_s d_F} \hat{\mathbf{m}} \times \hat{\mathbf{m}} \times \mathbf{j}_I(0) \quad (5.5.14)$$

と書くことができる。DL トルク生成効率 ξ_{DL} は

$$\xi_{\text{DL}} = \frac{\tau_{\text{DL}}}{\frac{\gamma \hbar}{2eM_s d_F} j_c} = \frac{G_I}{2e j_c} |\mathbf{B}_I - \mathbf{A}_I| \quad (5.5.15)$$

のように定義される。ただし

$$\tau_{\text{DL}} = \frac{\gamma \hbar}{2eM_s d_F} |j_I(0)| \quad (5.5.16)$$

である。式 (5.5.12) と (5.5.15) を用いることで三層膜でのスピン透過率 $T_{\text{int}} = \xi_{\text{DL}} / \theta_{\text{SH}}$ が

$$\begin{aligned} T_{\text{int}} &= \frac{G_I}{2e j_c \theta_{\text{SH}}} |\mathbf{B}_I - \mathbf{A}_I| \\ &= \frac{1 - \text{sech}(\delta_N)}{G_I \sinh(\delta_I) + G_N \cosh(\delta_I) \tanh(\delta_N)} \frac{G_F \tanh(\delta_F)}{1 + (G_F / G'_{\text{ext}}) \tanh(\delta_F)} \end{aligned} \quad (5.5.17)$$

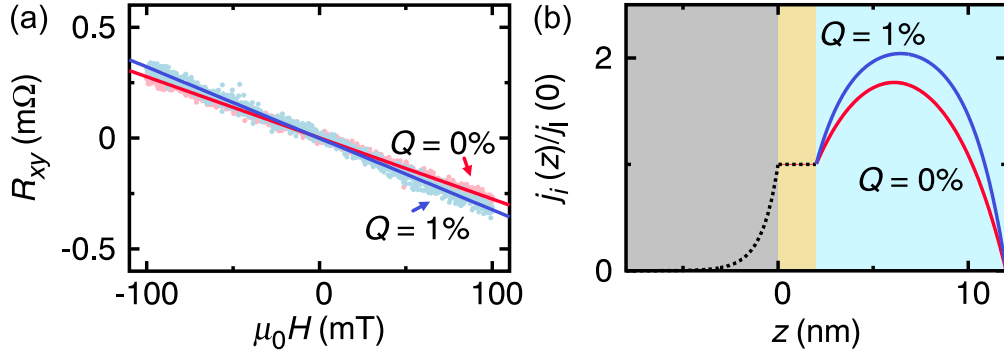


図 5.9: (a) PtO_x 薄膜におけるホール抵抗 R_{xy} の垂直印加磁場 $\mu_0 H$ 依存性。 (b) $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{TiN}/\text{PtO}_x$ 構造におけるスピン流密度分布の膜厚方向座標 z 依存性。

と導かれる。また各層におけるスピン流の z 依存性は $\mathbf{j}_I(0)$ を用いることで

$$\begin{aligned} j_F(z) &= \frac{G_F}{2e} \left\{ \mathbf{A}_F \exp\left(-\frac{z}{\lambda_F}\right) - \mathbf{B}_F \exp\left(\frac{z}{\lambda_F}\right) \right\} \\ &= -\frac{1}{2} \left[\left(\frac{1}{\tanh \delta_F} - 1 \right) \exp\left(-\frac{z}{\lambda_F}\right) - \left(\frac{1}{\tanh \delta_F} + 1 \right) \exp\left(+\frac{z}{\lambda_F}\right) \right] \mathbf{j}_I(0) \end{aligned} \quad (5.5.18)$$

$$\begin{aligned} j_I(z) &= \frac{G_I}{2e} \left\{ \mathbf{A}_I \exp\left(-\frac{z}{\lambda_I}\right) - \mathbf{B}_I \exp\left(\frac{z}{\lambda_I}\right) \right\} \\ &= -\frac{1}{2} \left[\left(\frac{1}{(G_F/G_I) \tanh \delta_F} - 1 \right) \exp\left(-\frac{z}{\lambda_I}\right) - \left(\frac{1}{(G_F/G_I) \tanh \delta_F} + 1 \right) \exp\left(+\frac{z}{\lambda_I}\right) \right] \mathbf{j}_I(0) \end{aligned} \quad (5.5.19)$$

$$\begin{aligned} j_N(z) &= \frac{G_N}{2e} \left\{ \mathbf{A}_N \exp\left(-\frac{z}{\lambda_N}\right) - \mathbf{B}_N \exp\left(\frac{z}{\lambda_N}\right) \right\} - \theta_{\text{SH}} j_c \hat{\mathbf{y}} \\ &= \frac{1}{2 \exp(-d_I/\lambda_N)} \left[\theta_{\text{SH}} j_c \hat{\mathbf{y}} - \frac{G_N + G_I}{G_I} \exp(-\delta_I) \frac{1}{2} \left(\frac{G_I}{G_F \tanh \delta_F} - 1 \right) \mathbf{j}_I(0) \right. \\ &\quad \left. - \frac{G_N - G_I}{G_I} \exp(\delta_I) \frac{1}{2} \left(\frac{G_I}{G_F \tanh \delta_F} + 1 \right) \mathbf{j}_I(0) \right] \exp\left(-\frac{z}{\lambda_N}\right) \\ &\quad - \frac{1}{2 \exp(d_I/\lambda_N)} \left[-\theta_{\text{SH}} j_c \hat{\mathbf{y}} - \frac{G_N - G_I}{G_I} \exp(-\delta_I) \frac{1}{2} \left(\frac{G_I}{G_F \tanh \delta_F} - 1 \right) \mathbf{j}_I(0) \right. \\ &\quad \left. - \frac{G_N + G_I}{G_I} \exp(\delta_I) \frac{1}{2} \left(\frac{G_I}{G_F \tanh \delta_F} + 1 \right) \mathbf{j}_I(0) \right] \exp\left(+\frac{z}{\lambda_N}\right) - \theta_{\text{SH}} j_c \hat{\mathbf{y}} \end{aligned} \quad (5.5.20)$$

の形となる。

金属領域である $Q = 0, 1\%$ の PtO_x を用いた $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}(8)/\text{TiN}(2)/\text{PtO}_x$ 構造においてはスピン拡散モデルを用いた式 (5.5.17) によるスピン透過率を適用することができ、

表 5.1: 金属領域におけるスピン透過率ならびにスピン透過率の計算に用いる各種パラメータ。

Q	ρ	λ (nm)	n (10^{21} cm^{-3})	G_{Pt} ($10^{15} \Omega^{-1}\text{m}^{-2}$)	T_{int}
0%	17.0	3.60	2.26	1.64	0.35
1%	36.4	1.68	1.94	1.41	0.44

$G_{\text{F}} = 1.1 \times 10^{15} \Omega^{-1}\text{m}^{-2}$ [115] と $G_{\text{N}} = 1.6 \times 10^{15} \Omega^{-1}\text{m}^{-2}$ [84] を用いることにより $Q = 0\%$ におけるスピン透過率は $T_{\text{int}} = 0.35$ となる。 G_{N} はキャリア密度 n に比例し電子の緩和時間に依存しない [34] ため、 Q を増大させることによりスピンコンダクタンス G_{N} が低下しスピン透過率は向上する。薄膜のキャリア濃度測定を行い、図 5.9(a) に PtO_x 薄膜におけるホール抵抗 R_{xy} の垂直印加磁場 $\mu_0 H$ 依存性を示した。この結果から表 5.1 に示した $Q = 0\%$ と $Q = 1\%$ のキャリア濃度 n が得られた。キャリア濃度の比から G_{N} を推定することにより $Q = 1\%$ のスピン透過率は $T_{\text{int}} = 0.44$ と求まる。さらに図 5.9(b) には式 (5.5.18)、(5.5.19)、(5.5.20) に基づいた $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}(8)/\text{TiN}(2)/\text{PtO}_x$ 構造におけるスピン流分布を示したが、 $Q = 0\%$ と $Q = 1\%$ で PtO_x 層中ではキャリア密度の変化によりスピン流分布（スピン拡散）が変化していることもわかる。金属領域においては電気伝導が金属的な振る舞いを示すため（図 5.3）、スピン拡散方程式に基づいたスピン透過率から、Pt 中におけるスピンホール伝導度を推定することができた。酸化度を $Q = 1\%$ から増大させることにより電気伝導が Mott variable range hopping に切り替わることから透過率のモデルで $Q \leq 5\%$ におけるスピン透過率を議論できないが、ここでは、酸化によるキャリア密度の低下により G_{N} の値が低下するため、 $Q = 1\%$ でのスピン透過率 $T_{\text{int}} = 0.44$ は $Q \leq 5\%$ でのスピン透過率の下限となることを仮定する*5。図 5.7 に下限値として仮定した $T_{\text{int}} = 0.44$ を適用し評価したスピンホール伝導度 σ_{SH} の電気伝導率依存性をプロットした。これより絶縁領域において酸化度を $Q = 5\%$ から増大させることによりスピンホール伝導度が低下していることが明らかとなった。絶縁領域に対して電気伝導率のスケーリング則を考えると $\sigma_{\text{SH}} \propto \sigma_{\text{N}}^{\gamma=0.8}$ となる。スピン透過率で下限値を仮定したうえで計算を行っているため $\gamma = 0.8$ は下限値となる。

本研究から得られた結果により、スピンホール効果のスケーリングの振る舞いが superclean 領域から dirty 領域の金属伝導で説明される範囲にとどまらず絶縁領域におい

*5 スピン拡散方程式によるモデルを仮定することにより、ホッピング伝導を示す系においてもその振る舞いをよく説明することが知られている [116–118]。

でも存在することが明らかとなった。図 5.7 に示したように、Pt や Pt をベースとした合金のスピンホール伝導度を評価した先行研究のプロットにおける dirty 領域の振る舞いと本研究で明らかにした絶縁領域でのスピンホール伝導度の振る舞いが類似していることがわかる。この傾向は異常ホール伝導度のスケーリング則が dirty 領域と絶縁領域において類似していることと同様である。

異常ホール効果の絶縁領域では先行研究により dirty 領域と同様のスケーリング則が存在することが実験的に観測されている。絶縁領域では i, j, k の 3 つの電子のホッピングサイトを考えた際に $i \rightarrow j$ の direct hopping と $i \rightarrow k \rightarrow j$ の indirect hopping の干渉で異常ホール効果が発現することが考えられている [42]。スピンホール効果でも理論的 $i \rightarrow j$ サイト間のホッピングを考える際に中継サイト k を考えることでスピンホール効果を検討できることが理論的に提示されている [41]。しかしながら絶縁領域におけるスピンホール効果のミクロな描像はいまだ明らかになっておらずさらなる研究の進歩が必要とされている。

5.6 本章のまとめ

第 5 章の研究で明らかにされた主要な点は以下の 3 点である。

1. スピントルク強磁性共鳴法により PtO_x 薄膜のスピンホール伝導度を評価した。観測されたスピントルクから計算されるスピンホール伝導度はスピン透過率を考慮していない実効的なスピンホール伝導度であるためスピン拡散方程式に基づいたスピン透過率を仮定することによりスピンホール伝導度を計算することができた。
2. PtO_x 薄膜において酸化度 $Q \leq 1\%$ では PtO_x 薄膜の電気伝導は金属的な振る舞いをしており、スピンホール伝導度 σ_{SH} がおよそ一定の値を示しており moderately dirty 領域であることを示唆している。
3. PtO_x 薄膜において酸化度 $Q \geq 5\%$ では電気抵抗率の温度依存性の関係からホッピング伝導が支配的な絶縁領域に切り替わっている。絶縁領域では電気伝導率の低下（酸化度の増大）に伴いスピンホール伝導度が低下していることが明らかとなり、この振る舞いは異常ホール効果における絶縁領域のスケーリング則 [42] と類似の関係にある。

第 6 章

磁気光学カー効果を用いた強磁性体/Pt 二層膜における電流誘起トルクの観測

6.1 金属薄膜におけるスピホール効果の探索と軌道ホール効果検討の重要性

第 4 章と第 5 章では Pt におけるスピホール効果ならびに、スピホール効果により隣接した強磁性体に対して駆動されるスピントルクに注目していた。第 6 章では Pt におけるスピホール効果に加えて軌道ホール効果について焦点を当てる。

スピホール効果の探索の中心にある Pt においては軌道ホール効果においても顕著に表れることが理論的に提案されており [53, 119–121]、軌道ホール効果が強磁性/Pt 二層膜構造における電流誘起トルク生成現象に対して寄与することが期待される。強磁性体に軌道スピン変換効果が強い Ni を選択することにより軌道ホール効果由来の軌道トルクが顕著に発現することが近年の研究で明らかとなってきた [12–15, 122, 123]。さらに軌道トルクの振る舞いから軌道流がスピン拡散長より極めて長いスケールで拡散する傾向にあることが判明した [12–15, 122, 123]。第 4 章と第 5 章での検討のように先行研究では強磁性/Pt 二層膜構造での電流誘起トルクの観測において Pt 膜厚が 10 nm 以下程度の薄い領域でかつ強磁性体として Ni 以外を用いる場合が多く、強磁性/Pt の系における電流誘起トルク、特に軌道ホール効果の影響について明らかになっていない点がある [124, 125]。

本研究ではスピホール効果や軌道ホール効果がともに顕著に発現することが期待される Pt に軌道応答が大きい強磁性体である Ni を接合し、磁気光学カー効果を用いることにより電流誘起トルク効率を評価した。電流誘起トルクは Pt の膜厚に対して単調に増加することが明らかとなった。この結果は Fe/Pt 構造といった Ni 以外の軌道変換の小さい強磁性体を選択した際の振る舞いとは大きく異なり、Pt 中の軌道ホール効果に起因する軌道流が Pt 中を長距離伝導していることを示している。以降の節で本章の具体的な実験

であり、第 4 章と第 5 章で ST-FMR 測定した二層膜と比較して常磁性層が一桁近く厚い試料となる。光学測定では磁化に対応した偏光面の変化を検出するため、強磁性体へ電流が流れることを要請する ST-FMR と比較して光学測定は本章で取り扱う常磁性層が厚い試料を測定することに適している。図 6.1(a) に FM/Pt 二層膜に対してレーザー入射した際に磁気光学カー効果により反射光の偏光面が回転する模式図を示した。試料に印加された周波数 $f = 1013 \text{ Hz}$ の交流電流 I_{AC} により Pt でのスピン流、軌道流が駆動され強磁性体層に注入されている様子を表している。

強磁性体でスピントルク、軌道トルクとして DL トルク有効磁場、FL トルク有効磁場の寄与が働き、反射偏光面が変化する。図 6.1(b) には測定試料のレーザー顕微鏡の観察像を表しており、(c) は試料に対して実際にレーザー入射している際に CCD カメラにて観察できる像を示している。緑色の点がレーザースポットである。本章では図 3.7 に示した光学測定系を用いている。 y 方向に I_{AC} が印加された試料に対して入射したレーザーの偏光面の変化をディテクターで検出し、その電圧をエヌエフ回路設計ブロック社のロックインアンプ (LI5650) により測定した。

図 6.2 に FM/Pt 二層膜表面にレーザー照射した際に観測されるカー回転電圧 V_K の外部磁場 $\mu_0 H$ 依存性を示した。入射光の偏光面角度 $\phi = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$ に対して測定を実施した。Ni(8)/Pt(10) 薄膜では偏光面の角度に大きくよらず階段状の電圧信号 V_K が観測されているが、Ni(8)/Pt(60)、Fe(8)/Pt(10)、Fe(8)/Pt(60) では電圧信号 V_K が偏光面の角度に依存していることがわかる。式 (3.2.55) に示したように $H \ll -H_k$ の範囲では面直の有効磁場 ($H_{DL} + H_{Oe}^{out}$) を含む項は外部磁場 H に依存せずに階段状になる。観測される電圧には偏光面に依存する項も含まれており FL トルク有効磁場 H_{FL} と面内のエルステッド磁場 H_{Oe}^{in} に比例する。さらに 2 次のカー効果の係数である β_q に比例する。膜厚が厚い試料 (Ni(8)/Pt(60) と Fe(8)/Pt(60)) では試料の電流密度を確保するために印加電流値が大きいため面内有効磁場の寄与が大きくなり V_K に顕著な偏光面依存性が表れている。さらに膜厚が薄い試料においては印加電流値は小さいが Ni(8)/Pt(10) では見られない偏光面角度依存が Fe(8)/Pt(10) で見られていることから Fe の β_q が Ni の β_q と比較して大きなことが考えられる。印加電流値が比較的大きく β_q が大きいという両条件を満たしている Fe(8)/Pt(60) は理想的には角度依存性の効果が消失する 45° と比較して $\phi = 0^\circ, 90^\circ$ では最も顕著な角度依存成分が表れている。

図 6.3 は、入射偏光面の角度 $\phi = 20^\circ$ 、正磁場 $+H = 65 \text{ mT}$ と負磁場 $-H = -65 \text{ mT}$ のそれぞれで外部磁場を固定した際にカー効果による電圧のレーザー照射位置 x 依存性を表している。極カー効果の測定ではディテクターで検出される電圧は面直有効磁場に比例しているため、DL トルク有効磁場と面直エルステッド磁場の寄与の和となる。ゆえ

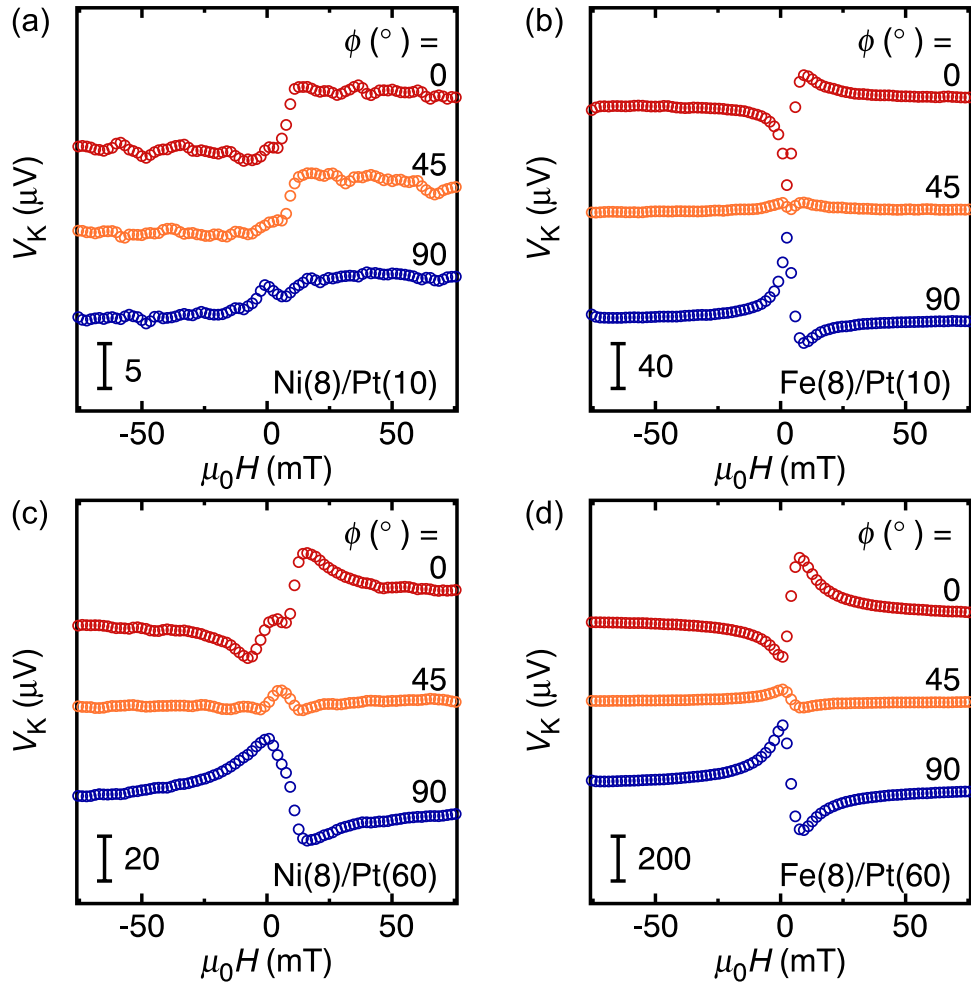


図 6.2: FM/Pt(d_{Pt}) 二層膜構造におけるカー回転電圧 V_K の外部磁場 $\mu_0 H$ 依存性。(a) Ni(8)/Pt(10)、(b) Fe(8)/Pt(10)、(c) Ni(8)/Pt(60)、(d) Fe(8)/Pt(60) である。

に DL トルク生成効率を評価するにあたっては DL トルク磁場の成分を取り出す必要がある。DL トルク有効磁場は外部磁場に対して奇関数、面直のエルステッド磁場は外部磁場に依存しない偶関数であるため、以下の式

$$V_{\text{diff}} \equiv \frac{V_K(+H) - V_K(-H)}{2} \quad (6.2.1)$$

$$V_{\text{sum}} \equiv \frac{V_K(+H) + V_K(-H)}{2} \quad (6.2.2)$$

により分離することができる。図 6.3 に示した結果から式 (6.2.1) と (6.2.2) を適用することにより V_{diff} と V_{sum} に分離した結果を図 6.4 に示す。

V_K の x 依存性から得られる V_{diff} と V_{sum} は電流誘起トルク有効磁場を反映した強磁性

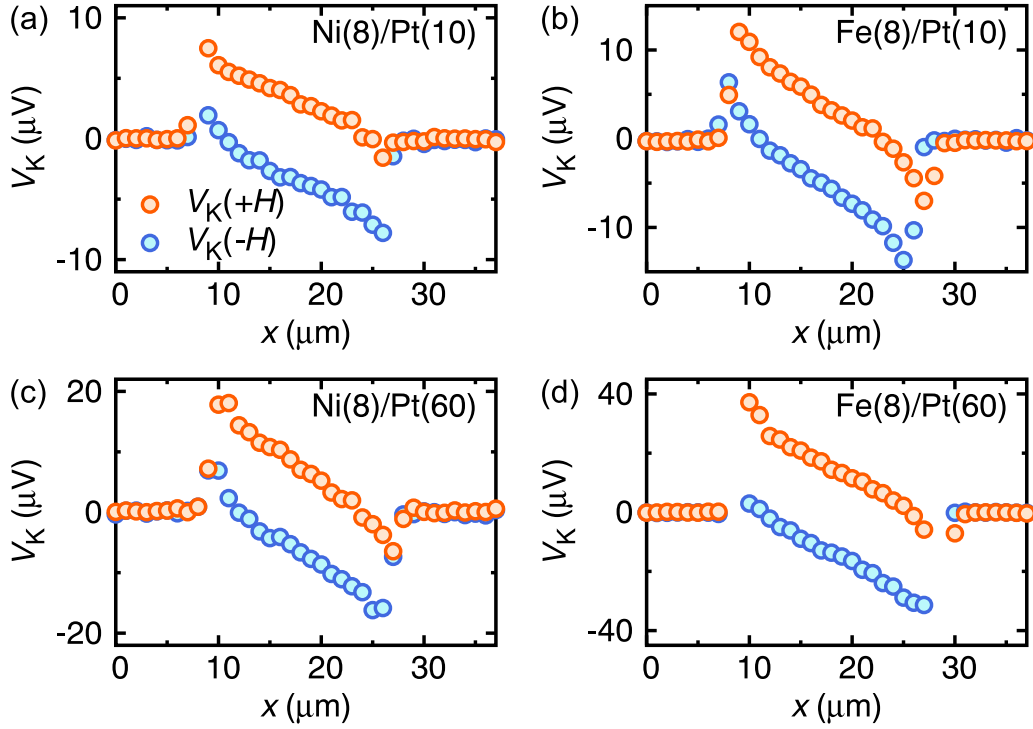


図 6.3: FM/Pt(d_{Pt}) 二層膜構造におけるカー回転電圧のレーザー照射位置依存性。(a) Ni(8)/Pt(10)、(b) Fe(8)/Pt(10)、(c) Ni(8)/Pt(60)、(d) Fe(8)/Pt(60) である。

体の磁気光学カー効果に対して入射レーザーのガウシアン分布を考慮したうえで

$$V_{\text{diff}} = \frac{1}{2\pi r^2} \iint dx' dy' e^{-\frac{(x-x')^2 + (y-y')^2}{r^2}} \left[\frac{\alpha_p}{H_{\text{ext}} + M_{\text{eff}}} H_{\text{DL}} + \frac{\beta_q}{H_{\text{ext}}} (H_{\text{Oe}}^{\text{in}} + H_{\text{FL}}) \cos 2\phi \right] \quad (6.2.3)$$

$$V_{\text{sum}} = \frac{1}{2\pi r^2} \iint dx' dy' e^{-\frac{(x-x')^2 + (y-y')^2}{r^2}} \alpha_p \frac{H_{\text{Oe}}^{\text{out}}(x')}{H_{\text{ext}} + M_{\text{eff}}} \quad (6.2.4)$$

と表される [67, 126]^{*2}。図 6.4 の結果を式 (6.2.3) と式 (6.2.4) でフィッティングすることにより

$$A \equiv \frac{\alpha_p}{H_{\text{ext}} + M_{\text{eff}}} H_{\text{DL}} + \frac{\beta_q}{H_{\text{ext}}} (H_{\text{Oe}} + H_{\text{FL}}) \cos 2\phi \quad (6.2.5)$$

$$B \equiv \frac{\alpha_p}{H_{\text{ext}} + M_{\text{eff}}} \quad (6.2.6)$$

^{*2} 磁気異方性の式への導入の仕方により分母の形は文献による。

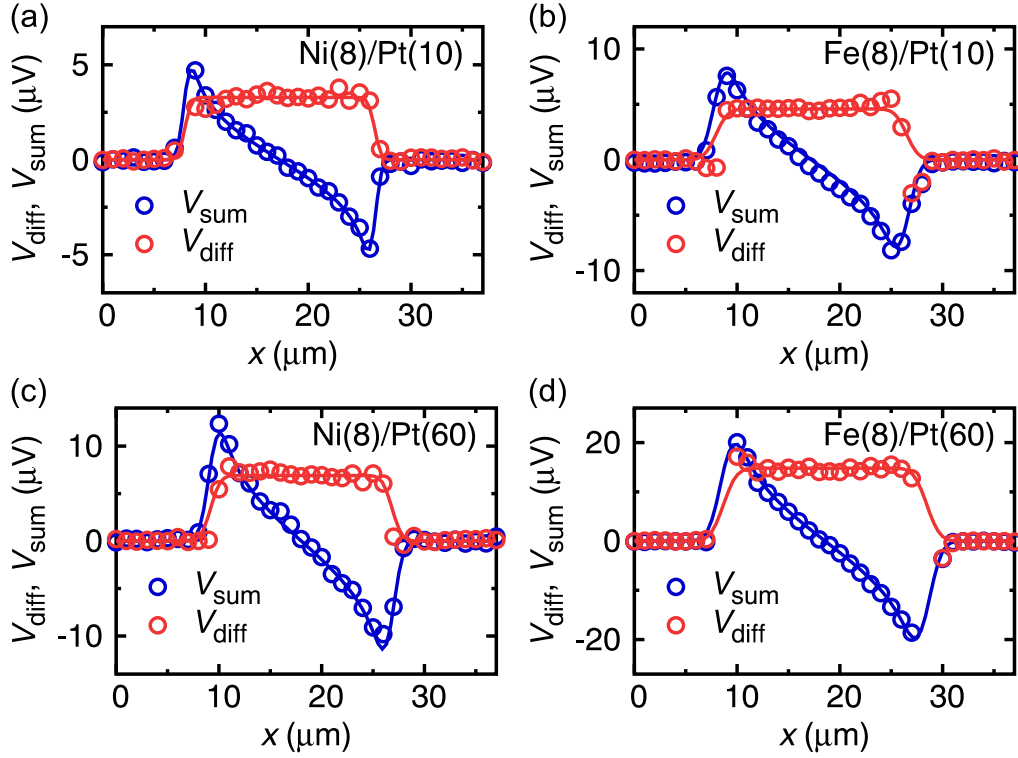


図 6.4: FM/Pt(d_{Pt}) 二層膜構造におけるカー回転電圧のレーザー照射位置依存性。(a) Ni(8)/Pt(10)、(b) Fe(8)/Pt(10)、(c) Ni(8)/Pt(60)、(d) Fe(8)/Pt(60) である。

で定義される係数が求まり、以下の式

$$\begin{aligned} \mu_0 H_{\text{eff}} &\equiv \frac{A}{B} \\ &= \mu_0 H_{\text{DL}} + \frac{\beta_q/H}{\alpha_p/(H + M_{\text{eff}})} (\mu_0 H_{\text{Oe}}^{\text{in}} + \mu_0 H_{\text{FL}}) \cos 2\phi \end{aligned} \quad (6.2.7)$$

により定義される有効磁場 H_{eff} を計算することができる。 H_{eff} の入射偏光面角度依存性 ϕ を測定することにより DL トルク有効磁場を面内成分の有効磁場である面内エルステッド磁場 $H_{\text{Oe}}^{\text{in}}$ と FL トルク有効磁場 H_{FL} から分離することができる。 ϕ 依存性を測定した結果を図 6.5 に示す。 橙色の線で示した ϕ に依存しない成分が式 (6.2.7) における $\mu_0 H_{\text{DL}}$ に相当する成分である。 さらに図 6.6 に FM/Pt 二層膜構造における $\mu_0 H_{\text{eff}}$ の印加電流 I_{AC} 依存性、図 6.7 に V_{diff} の入射レーザーパワー P 依存性を示した。 それぞれ印加電流、入射レーザーパワーに対して応答が線形になっており、レーザー入射による熱の寄与が十分に無視できることがわかる。

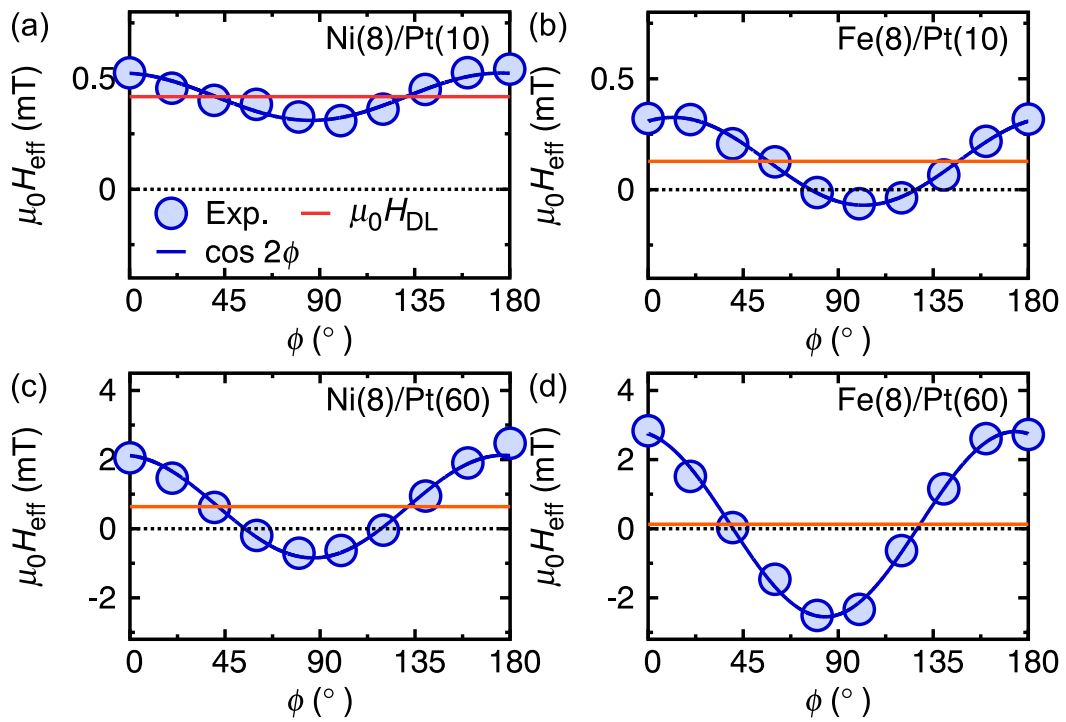


図 6.5: FM/Pt(d_{Pt}) 二層膜構造における $\mu_0 H_{\text{eff}}$ の入射偏光面 ϕ 依存性。(a) Ni(8)/Pt(10)、(b) Fe(8)/Pt(10)、(c) Ni(8)/Pt(60)、(d) Fe(8)/Pt(60) である。

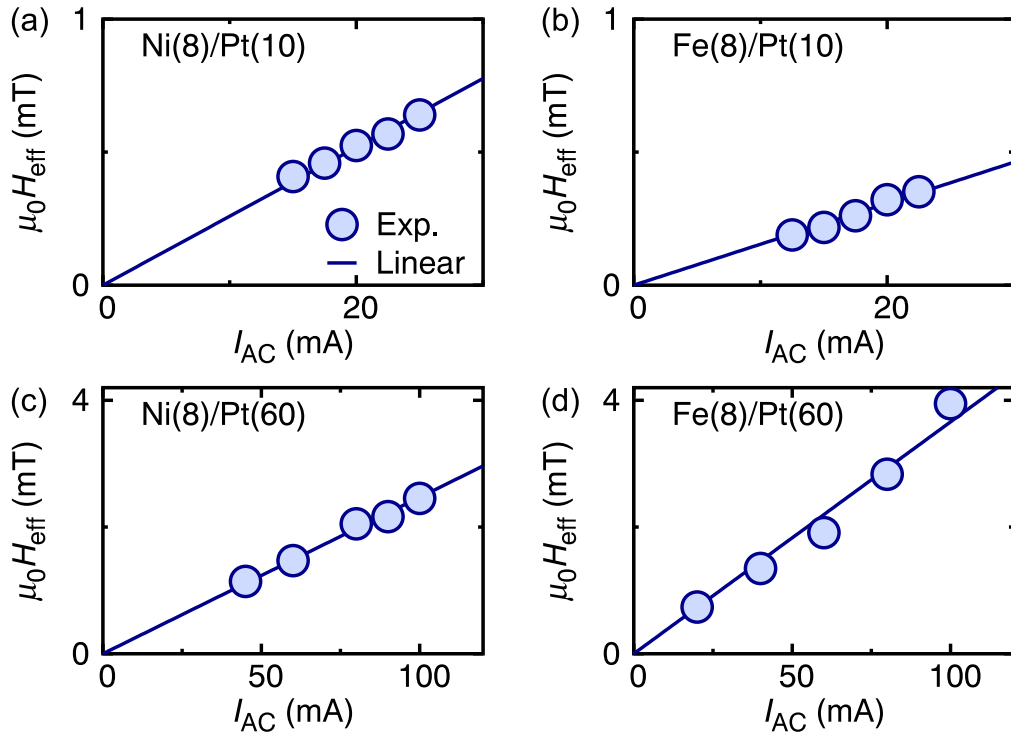


図 6.6: FM/Pt(d_{Pt}) 二層膜構造における $\mu_0 H_{\text{eff}}$ の印加電流 I_{AC} 依存性。(a) Ni(8)/Pt(10)、(b) Fe(8)/Pt(10)、(c) Ni(8)/Pt(60)、(d) Fe(8)/Pt(60) である。

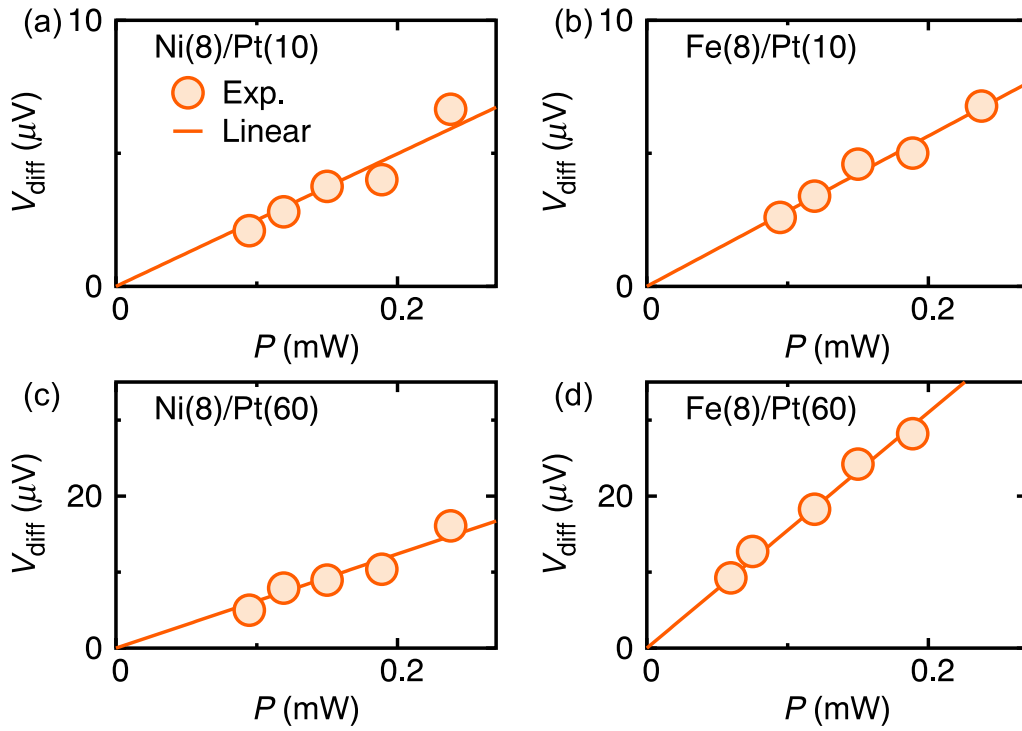


図 6.7: FM/Pt(d_{Pt}) 二層膜構造における V_{diff} の入射レーザーパワー P 依存性。(a) Ni(8)/Pt(10)、(b) Fe(8)/Pt(10)、(c) Ni(8)/Pt(60)、(d) Fe(8)/Pt(60) である。

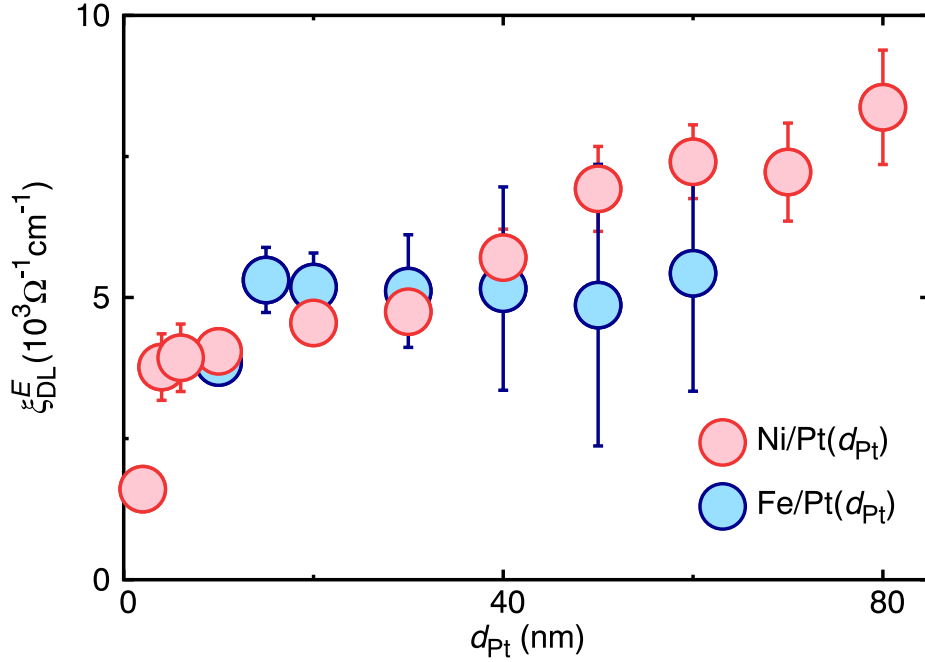
DL トルク効率 ξ_{DL} の Pt 膜厚 d_{Pt} 依存性

図 6.8: FM/Pt(d_{Pt}) 二層膜構造における DL トルク効率 ξ_{DL}^E の Pt 膜厚 d_{Pt} 依存性。赤いプロットが Ni/Pt(d_{Pt})、青いプロットが Fe/Pt(d_{Pt}) の結果を表している。

入射偏光面角度 ϕ 依存性により得られた DL トルク有効磁場 H_{DL} を用いることで DL トルク生成効率 ξ_{DL}^E が

$$\xi_{\text{DL}}^E = \left(\frac{2e}{\hbar} \right) \frac{\mu_0 M_s d_F H_{\text{DL}}}{E} \quad (6.2.8)$$

により計算することができる。 ξ_{DL}^E の Pt 膜厚 d_{Pt} 依存性を図 6.8 に示す。これより Fe/Pt 構造では $d_{\text{Pt}} > 15 \text{ nm}$ で ξ_{DL}^E がおよそ一定の値 ($\sim 5.0 \times 10^3 \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$) に収束していると考えられるが、Ni/Pt 構造では ξ_{DL}^E は $d_{\text{Pt}} = 80 \text{ nm}$ まで単調に増加していることがわかる。測定精度について言及すると図 6.8 から Fe/Pt 構造におけるデータのエラーバーが Ni/Pt のエラーバーと比較して顕著であることがわかる。これは図 6.5(b) と (d) に示した Fe/Pt の角度依存性において角度に依存する振幅成分が DL トルク有効磁場に対して大きいことに起因しており、Fe が大きな β_q を有していることと対応している。式 (6.2.7) からわかるように外部磁場の増大に伴いこの角度依存性の成分（第二項）は減少するため、 $H = 65 \text{ mT}$ より強い磁場の測定を行うことで精度がよりよく測定できる可能性がある。ただし図 6.2(b) と (d) に示した外部磁場依存性から外部磁場 $\mu_0 H > 50 \text{ mT}$ においておよそ V_K が一定値を取るため外部磁場だけを増大させることが大幅な測定改善になるとは言い切れず、光学測定系自体の測定感度を向上させる必要がある。

Fe/Pt 構造の ξ_{DL}^E は Pt 中でのスピンホール効果から生じるスピン流によるスピントルクによりその振る舞いが説明可能であるが、Ni/Pt 構造では Pt 中のスピン拡散長を 1 桁以上上回るスケールで ξ_{DL}^E が増大しており、すべての寄与を Pt 中のスピンホール効果由来のスピントルクとして検討するとその増大の傾向を説明することはできず、拡散スケールがスピン流よりも大きなオーダーの機構に支配されており、Pt 中の軌道ホール効果から駆動される軌道流による電流誘起トルクの振る舞いであると考えられる^{*3}。ここで Pt 中においてスピン拡散と軌道拡散を共に考えた際の ξ_{DL}^E に関する振る舞いについて検討する。

^{*3} Pt 中の軌道拡散長が 0.6 nm 程度と極めて短いという理論計算の結果もあり、常磁性層での長い軌道拡散長が実験的に観測された結果は軌道ホール効果から生成された軌道流自体ではなく、注入された軌道流から変換されるスピン流の減衰長として観測されている可能性があることが指摘されている [127]。

6.3 スピン拡散と軌道拡散

第 6 章ではスピンホール由来のスピン流に加えて軌道ホール効果由来の軌道流について注目して研究を行っている。第 5 章ではスピン流拡散のみを考えていたが、本節では軌道流の拡散についても考慮する。図 6.9 に示したように FM/NM 二層膜構造においてスピン拡散と軌道拡散をスピン拡散と軌道拡散の相互作用項を考慮したうえで考える [122]。スピン蓄積 μ_S と軌道蓄積 μ_L は拡散方程式により

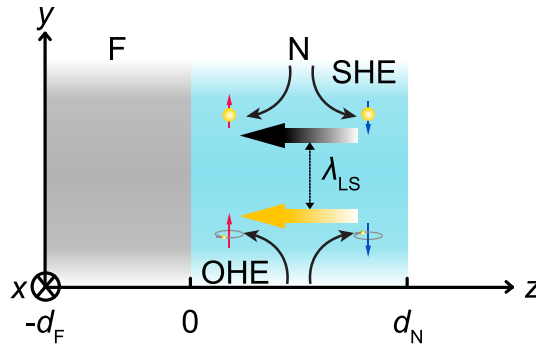


図 6.9: 強磁性体/常磁性体二層膜構造においてスピン流拡散と軌道流拡散の双方を考えた際の模式図。常磁性層でのスピンホール効果と軌道ホール効果によりスピン流と軌道流が z 方向に流れ、強磁性層にスピン流と軌道流が注入される。またスピン流と軌道流の相互作用の効果を取り入れている。

$$\frac{d^2 \mu_S(z)}{dz^2} = \frac{\mu_S(z)}{\lambda_S^2} - \epsilon \frac{\mu_L(z)}{\lambda_{LS}^2} \quad (6.3.1)$$

$$\frac{d^2 \mu_L(z)}{dz^2} = \frac{\mu_L(z)}{\lambda_L^2} - \epsilon \frac{\mu_S(z)}{\lambda_{LS}^2} \quad (6.3.2)$$

で与えられる [122]。ここで λ_S と λ_L はそれぞれスピン拡散長と軌道拡散長を表している。 λ_{LS} は相互作用項に相当するスピン軌道結合長さと呼ばれ、 $\epsilon = \pm 1$ は常磁性層のスピン軌道相互作用の符号を表している^{*4}。式 (6.3.1) と (6.3.2) の一般解は

$$\mu_S(z) = Ae^{z/\lambda_1} + Be^{-z/\lambda_1} + Ce^{z/\lambda_2} + De^{-z/\lambda_2} \quad (6.3.3)$$

$$\mu_L(z) = (-1/\epsilon)\lambda_{LS}^2(\gamma_1 Ae^{z/\lambda_1} + \gamma_1 Be^{-z/\lambda_1} + \gamma_2 Ce^{z/\lambda_2} + \gamma_2 De^{-z/\lambda_2}) \quad (6.3.4)$$

^{*4} Pt の場合は $\epsilon = 1$ である。

と未知数 A, B, C, D を用いて表される。ただし

$$\frac{1}{\lambda_{1,2}^2} = \frac{1}{2} \left[\frac{1}{\lambda_S^2} + \frac{1}{\lambda_L^2} \pm \sqrt{\left(\frac{1}{\lambda_S^2} - \frac{1}{\lambda_L^2} \right)^2 + \frac{4}{\lambda_{LS}^4}} \right] \quad (6.3.5)$$

$$\gamma_i = \frac{1}{\lambda_i^2} - \frac{1}{\lambda_S^2} \quad (i = 1, 2) \quad (6.3.6)$$

である。常磁性層におけるスピン流密度 j_S と軌道流密度 j_L はスピン蓄積、軌道蓄積の z 勾配と印加電場により駆動されるスピントランスポート効果と軌道ホール効果の和で表され、

$$\begin{aligned} j_S(z) &= -\frac{\sigma}{2e} \frac{d\mu_S}{dz} + \sigma_S E \\ &= -\frac{\sigma}{2e} \left[\frac{1}{\lambda_1} (Ae^{z/\lambda_1} - Be^{-z/\lambda_1}) + \frac{1}{\lambda_2} (Ce^{z/\lambda_2} - De^{-z/\lambda_2}) \right] + \sigma_S E \end{aligned} \quad (6.3.7)$$

$$\begin{aligned} j_L(z) &= -\frac{\sigma}{2e} \frac{d\mu_L}{dz} + \sigma_L E \\ &= -\frac{\sigma}{2e} \lambda_{LS}^2 (-1/\epsilon) \left[\frac{\gamma_1}{\lambda_1} (Ae^{z/\lambda_1} - Be^{-z/\lambda_1}) + \frac{\gamma_2}{\lambda_2} (Ce^{z/\lambda_2} - De^{-z/\lambda_2}) \right] + \sigma_L E \end{aligned} \quad (6.3.8)$$

となる。ただし σ_S と σ_L はそれぞれスピントランスポート伝導度と軌道ホール伝導度、 E は印加電場、 σ は電気伝導率を表している。以下で境界条件を考えていく。スピン流と軌道流は NM/vacuum 界面（試料端）では 0 となることから

$$j_S(d_{Pt}) = -\frac{\sigma}{2e} \left[\frac{1}{\lambda_1} (Ae^{d_{Pt}/\lambda_1} - Be^{-d_{Pt}/\lambda_1}) + \frac{1}{\lambda_2} (Ce^{d_{Pt}/\lambda_2} - De^{-d_{Pt}/\lambda_2}) \right] + \sigma_S E = 0 \quad (6.3.9)$$

$$j_L(d_{Pt}) = -\frac{\sigma}{2e} \lambda_{LS}^2 (-1/\epsilon) \left[\frac{\gamma_1}{\lambda_1} (Ae^{d_{Pt}/\lambda_1} - Be^{-d_{Pt}/\lambda_1}) + \frac{\gamma_2}{\lambda_2} (Ce^{d_{Pt}/\lambda_2} - De^{-d_{Pt}/\lambda_2}) \right] + \sigma_L E = 0 \quad (6.3.10)$$

となる。ここで常磁性/強磁性界面でスピン蓄積と軌道蓄積が 0 であると仮定すると

$$\mu_S(0) = A + B + C + D = 0 \quad (6.3.11)$$

$$\mu_L(0) = \lambda_{LS}^2 (-1/\epsilon) \{ \gamma_1 (A + B) + \gamma_2 (C + D) \} = 0 \quad (6.3.12)$$

式 (6.3.9) から (6.3.12) により、各係数を

$$A = -B = \frac{2e}{\sigma} \lambda_1 \frac{\gamma_2 \sigma_S E + \epsilon \frac{\sigma_L E}{\lambda_{LS}^2}}{2(\gamma_2 - \gamma_1)} \operatorname{sech} \left(\frac{d_{Pt}}{\lambda_1} \right) \quad (6.3.13)$$

$$C = -D = \frac{2e}{\sigma} \lambda_2 \frac{\gamma_1 \sigma_S E + \epsilon \frac{\sigma_L E}{\lambda_{LS}^2}}{2(\gamma_1 - \gamma_2)} \operatorname{sech} \left(\frac{d_{Pt}}{\lambda_2} \right) \quad (6.3.14)$$

と求めることができる。式 (6.3.7)、(6.3.8)、(6.3.13)、(6.3.14) を用いることで $j_S(z)$ と $j_L(z)$ が

$$j_S(z) = \left[-\frac{\gamma_2 \sigma_S E + \epsilon \frac{\sigma_L E}{\lambda_{LS}^2}}{\gamma_2 - \gamma_1} \operatorname{sech} \left(\frac{d_{Pt}}{\lambda_1} \right) \cosh \left(\frac{z}{\lambda_1} \right) - \frac{\gamma_1 \sigma_S E + \epsilon \frac{\sigma_L E}{\lambda_{LS}^2}}{\gamma_1 - \gamma_2} \operatorname{sech} \left(\frac{d_{Pt}}{\lambda_2} \right) \cosh \left(\frac{z}{\lambda_2} \right) \right] + \sigma_S E \quad (6.3.15)$$

$$j_L(z) = (-1/\epsilon) \lambda_{LS}^2 \times \left[-\gamma_1 \frac{\gamma_2 \sigma_S E + \epsilon \frac{\sigma_L E}{\lambda_{LS}^2}}{\gamma_2 - \gamma_1} \operatorname{sech} \left(\frac{d_{Pt}}{\lambda_1} \right) \cosh \left(\frac{z}{\lambda_1} \right) - \gamma_2 \frac{\gamma_1 \sigma_S E + \epsilon \frac{\sigma_L E}{\lambda_{LS}^2}}{\gamma_1 - \gamma_2} \operatorname{sech} \left(\frac{d_{Pt}}{\lambda_2} \right) \cosh \left(\frac{z}{\lambda_2} \right) \right] + \sigma_L E \quad (6.3.16)$$

で表される。FM/NM 界面でのスピン流密度と軌道流密度の和は

$$\begin{aligned} j_{\text{sum}}(0) &\equiv j_S(0) + j_L(0) \\ &= \sigma_S E \left[1 - \frac{\gamma_1 \operatorname{sech} \left(\frac{d_{Pt}}{\lambda_2} \right) - \gamma_2 \operatorname{sech} \left(\frac{d_{Pt}}{\lambda_1} \right) + (1/\epsilon) \lambda_{LS}^2 \gamma_1 \gamma_2 \left[\operatorname{sech} \left(\frac{d_{Pt}}{\lambda_1} \right) - \operatorname{sech} \left(\frac{d_{Pt}}{\lambda_2} \right) \right]}{\gamma_1 - \gamma_2} \right] \\ &\quad + \sigma_L E \left[1 - \frac{-\epsilon \operatorname{sech} \left(\frac{d_{Pt}}{\lambda_1} \right) + \epsilon \operatorname{sech} \left(\frac{d_{Pt}}{\lambda_2} \right) - \lambda_{LS}^2 \left[\gamma_1 \operatorname{sech} \left(\frac{d_{Pt}}{\lambda_1} \right) - \gamma_2 \operatorname{sech} \left(\frac{d_{Pt}}{\lambda_2} \right) \right]}{\lambda_{LS}^2 (\gamma_1 - \gamma_2)} \right] \end{aligned} \quad (6.3.17)$$

ただし

$$j_S(0) = \sigma_S E \left[1 - \frac{\gamma_1 \operatorname{sech} \left(\frac{d_{Pt}}{\lambda_2} \right) - \gamma_2 \operatorname{sech} \left(\frac{d_{Pt}}{\lambda_1} \right)}{\gamma_1 - \gamma_2} \right] + \sigma_L E \left[\frac{\operatorname{sech} \left(\frac{d_{Pt}}{\lambda_2} \right) - \operatorname{sech} \left(\frac{d_{Pt}}{\lambda_1} \right)}{(-1/\epsilon) \lambda_{LS}^2 (\gamma_1 - \gamma_2)} \right] \quad (6.3.18)$$

$$j_L(0) = \sigma_S E \left[\frac{\frac{-1}{\epsilon} \lambda_{LS}^2 \gamma_1 \gamma_2 \left(\operatorname{sech} \left(\frac{d_{Pt}}{\lambda_1} \right) - \operatorname{sech} \left(\frac{d_{Pt}}{\lambda_2} \right) \right)}{\gamma_1 - \gamma_2} \right] + \sigma_L E \left[1 - \frac{\gamma_1 \operatorname{sech} \left(\frac{d_{Pt}}{\lambda_1} \right) - \gamma_2 \operatorname{sech} \left(\frac{d_{Pt}}{\lambda_2} \right)}{\gamma_1 - \gamma_2} \right] \quad (6.3.19)$$

である。ここでスピン・軌道相互変換を無視する場合、 $\lambda_{LS} \rightarrow \infty$ に相当し、界面でのスピン流密度、軌道流密度はそれぞれ

$$\lim_{\lambda_{LS} \rightarrow \infty} j_S(0) = \sigma_S E \left[1 - \operatorname{sech} \left(\frac{d_{Pt}}{\lambda_S} \right) \right] \quad (6.3.20)$$

$$\lim_{\lambda_{LS} \rightarrow \infty} j_L(0) = \sigma_L E \left[1 - \operatorname{sech} \left(\frac{d_{Pt}}{\lambda_L} \right) \right] \quad (6.3.21)$$

と表すことができ、スピン拡散と軌道拡散を独立で考えた場合と一致する。これよりスピントルクと軌道トルクの和として観測される電流誘起トルク ξ_{DL}^E は

$$\xi_{\text{DL}}^E = \xi_{\text{DL,S}}^E \left[1 - \text{sech} \left(\frac{d_{\text{Pt}}}{\lambda_{\text{S}}} \right) \right] + \xi_{\text{DL,L}}^E \left[1 - \text{sech} \left(\frac{d_{\text{Pt}}}{\lambda_{\text{L}}} \right) \right] \quad (6.3.22)$$

で表される。さらに図 6.10 に ξ_{DL}^E の d_{Pt} ならびに $\lambda_{\text{S}}\lambda_{\text{L}}/\lambda_{\text{LS}}^2$ 依存性を示したが、これよりスピン・軌道相互変換の寄与が大きくなると ($\lambda_{\text{S}}\lambda_{\text{L}}/\lambda_{\text{LS}}^2 \rightarrow 1$)、 ξ_{DL}^E は2つの拡散長から1つの拡散長による伝搬の挙動へと移行していくこともわかる。図 6.8 に示した Ni/Pt 構造における ξ_{DL}^E はスピン・軌道相互変換の寄与を無視した式 (6.3.22) でその振る舞いをよく説明することができ、図 6.11 に示したように式 (6.3.22) によりフィッティングを行い長距離伝導の長さを評価すると $\lambda_{\text{L}} = 41 \text{ nm}$ となり*5、Pt 中のスピン拡散長より1桁程度長いスケールで拡散することが明らかとなった。

*5 スピン拡散長は 1.2 nm [128] としてフィッティングを行った。

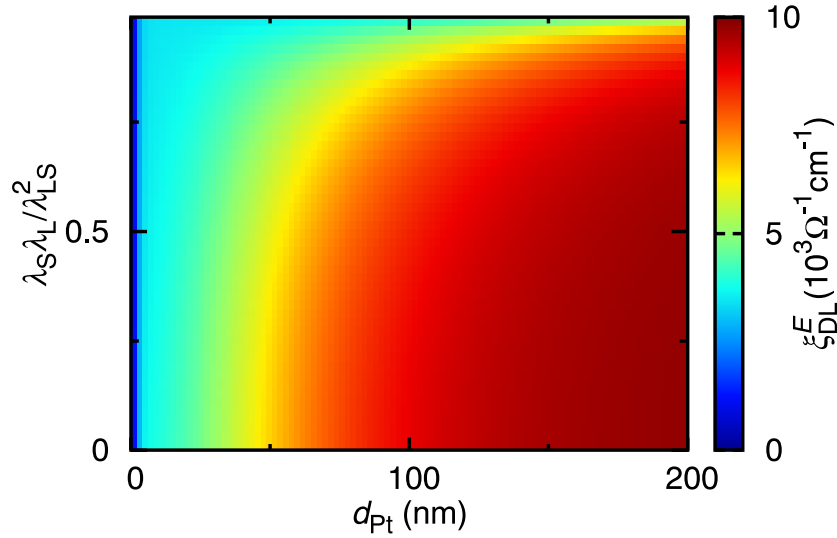


図 6.10: ξ_{DL}^E の d_{Pt} ならびに $\lambda_S \lambda_L / \lambda_{LS}^2$ 依存性。ここでは後に図 6.11 に示されるフィッティングから得られる $\lambda_L = 41$ nm、 $\epsilon = 1$ 、 $\xi_{DL,S}^E = 3.74 \times 10^3 \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$ 、 $\xi_{DL,L}^E = 6.14 \times 10^3 \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$ を用いている。

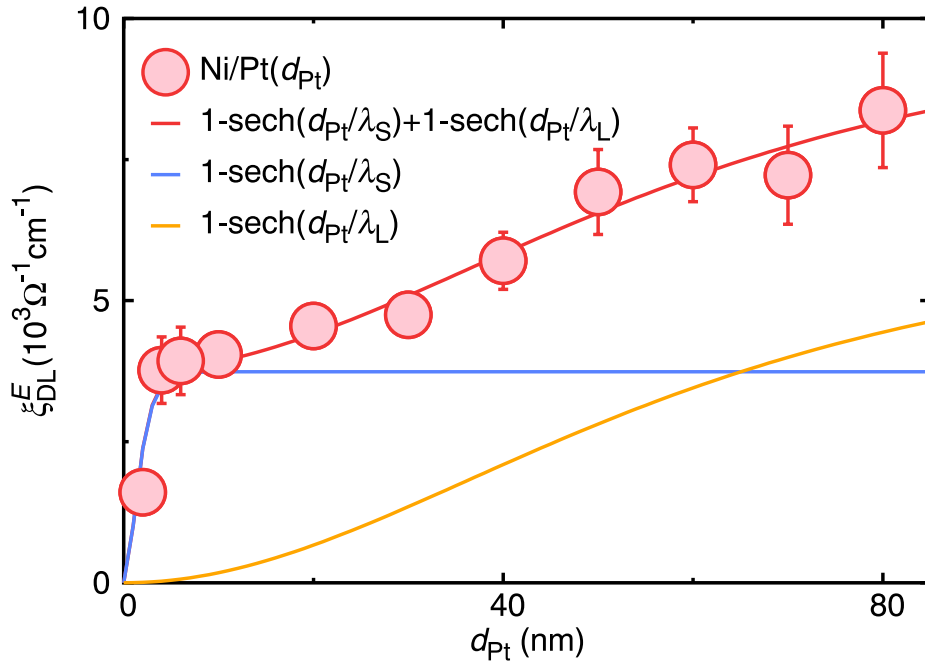


図 6.11: Ni/Pt(d_{Pt}) 二層膜構造におけるスピン・軌道拡散長のフィッティング結果。青色の線がスピン拡散項である $1 - \text{sech}(d_{Pt}/\lambda_S)$ 、橙色の線が軌道拡散項である $1 - \text{sech}(d_{Pt}/\lambda_L)$ を表している。

6.4 本章のまとめ

第 6 章の研究で明らかにされた主要な点は以下の 3 点である。

1. Ni/Pt 二層膜構造と Fe/Pt 二層膜構造において電流誘起トルクの Pt 膜厚依存性を磁気光学カー効果を用いて観測した。光学的な検出により電氣的な検出では評価が難しい Pt 膜厚が厚い試料まで系統的な電流誘起トルクの評価が可能となった。
2. ξ_{DL}^E の Pt 膜厚依存性において Fe/Pt では Pt 中のスピンホール効果由来のスピントルクの寄与が観測され、Ni/Pt では Pt 中のスピンホール効果由来のスピントルクのみでその挙動を説明することはできない結果が得られスピンホール効果以外のトルク生成源が存在することを示唆している。
3. Ni/Pt 構造での Pt 膜厚増大に伴う非自明なトルク効率増大の振る舞いを Pt 中の軌道ホール効果による軌道流由来と仮定した場合、Pt 中の軌道拡散長 λ_L が $\lambda_L = 41 \text{ nm}$ という結果が得られた。これは従来から報告されている Pt 中のスピン拡散長より 1 桁程度大きな値を示していることが明らかとなった。

第 7 章

結論

本研究では Pt における電流-角運動流変換現象であるスピンホール効果ならびに軌道ホール効果について注目してきた。以下に本研究により明らかとされた点についてまとめる。

7.1 まとめ

第 4 章では Co/Pt 二層膜構造と Co/TiN/Pt 三層膜構造の ST-FMR 測定の比較により、強磁性/常磁性構造において観測されるスピントルクにはバルク効果と界面効果が含まれており、また観測されたスピントルクの大きさからバルク常磁性金属のスピンホール効果の大きさを見積もる際には界面由来のトルクの大きさの評価ならびにスピン透過率の効果を検討することが重要であることを提示している。

第 5 章では酸化により絶縁化した Pt 薄膜のスピンホール効果を強磁性体/TiN/Pt 三層膜構造における電流誘起トルクから評価した。従来まで明らかとされていなかった絶縁領域でのスピンホール効果の系統的な観測によりスピンホール効果が異常ホール効果と同様のスケーリング則を絶縁領域でも有しており両効果が共通の起源により発現している可能性を明らかにした。

第 6 章では Pt における電流-スピン変換現象 Fe/Pt ならびに Ni/Pt 二層膜構造での電流誘起トルクから評価した。Ni/Pt 構造では Fe/Pt 構造では発現しない Pt 膜厚増大に伴う電流誘起トルク効率の増大の振る舞いが観測され、Pt 中から生じている軌道ホール効果の寄与であることを示している。

7.2 今後の展望

第 4 章では Co/Pt 界面に TiN 層を挿入することによりスピントルク効率の値が増大するという結果が得られたが、MgO/CoFeB/Pt 構造において CoFeB/Pt 界面に Ti を挿入

した場合スピントルク効率が低下するという報告 [89] とは異なるものである。このスピントルク効率の振る舞いの差は強磁性/常磁性界面のスピントルク相互作用は強磁性層の種類に大きく依存することが考えられ、常磁性層由来のスピントルク効率を適切に評価するにあたってはスピントルク効率の強磁性層種類依存性を系統的に観測することが重要である。電流誘起トルク効率における界面効果を定量的に明らかにすることは、スピントルクを磁性層に対して高効率に透過・伝搬させる指針になることが期待される。さらに界面効果がバルク効果に匹敵する値を持つという事実からは界面効果を磁氣的制御に利用できる可能性も考えられる。

第5章ではホッピング伝導に支配されている絶縁物質のスピントルクのさらなる理解が必要である。また第6章での磁気光学カー効果による手法では常磁性体単層のスピントルク蓄積を測定することによりスピントルク効果を評価することが可能となるためスピントルク透過率などの界面効果を考慮せずにスピントルク伝導度を導くことができる。さらなる展開として第6章で注目している軌道ホール効果のスケール則が存在するかどうかを理論・実験の両面から探索することも重要であるといえる。軌道ホール効果と電子伝導にどのような相関があるかを調査することは軌道流の生成、輸送現象の基礎原理の理解に重要な情報を与える。絶縁物質でのスピントルク効果（軌道ホール効果）のメカニズム解明は、スピントルク生成源（軌道流生成源）として絶縁物質を利用できる可能性を示唆しておりデバイス搭載における（金属材料にとらわれない）材料物質群の拡大にも資することが期待される。

第6章では接合界面での軌道透過の検討が今後の課題として挙げられる。スピントルクでスピントルク透過率を検討したように、軌道流に対しては強磁性層に軌道流が流入する際に軌道透過率なるものを検討する必要性が考えられるが軌道透過率に関しては未解明な点が多く強磁性/常磁性界面での軌道流透過ならびに軌道流輸送に関して今後のさらなる研究が必要となる。スピントロニクス分野において軌道流の影響を考慮することは軌道流量子物性自体の発展に加えて、これまでスピントルクのシナリオでの説明により理解されてきた現象について軌道流の寄与を再検討しさらなる学理開拓への契機となることが展望として考えられる。

以上のスピントルク効果、軌道ホール効果に関連した成果は電子が有する電荷の自由度を利用したエレクトロニクスの幕開けから発展して構築されてきたスピントロニクスの基礎物理に対して新たな知見を与えるとともに、スピントルク自由度・軌道自由度を活用するマルチエレクトロニクスの基盤構築への貢献が期待される（図 7.1）。

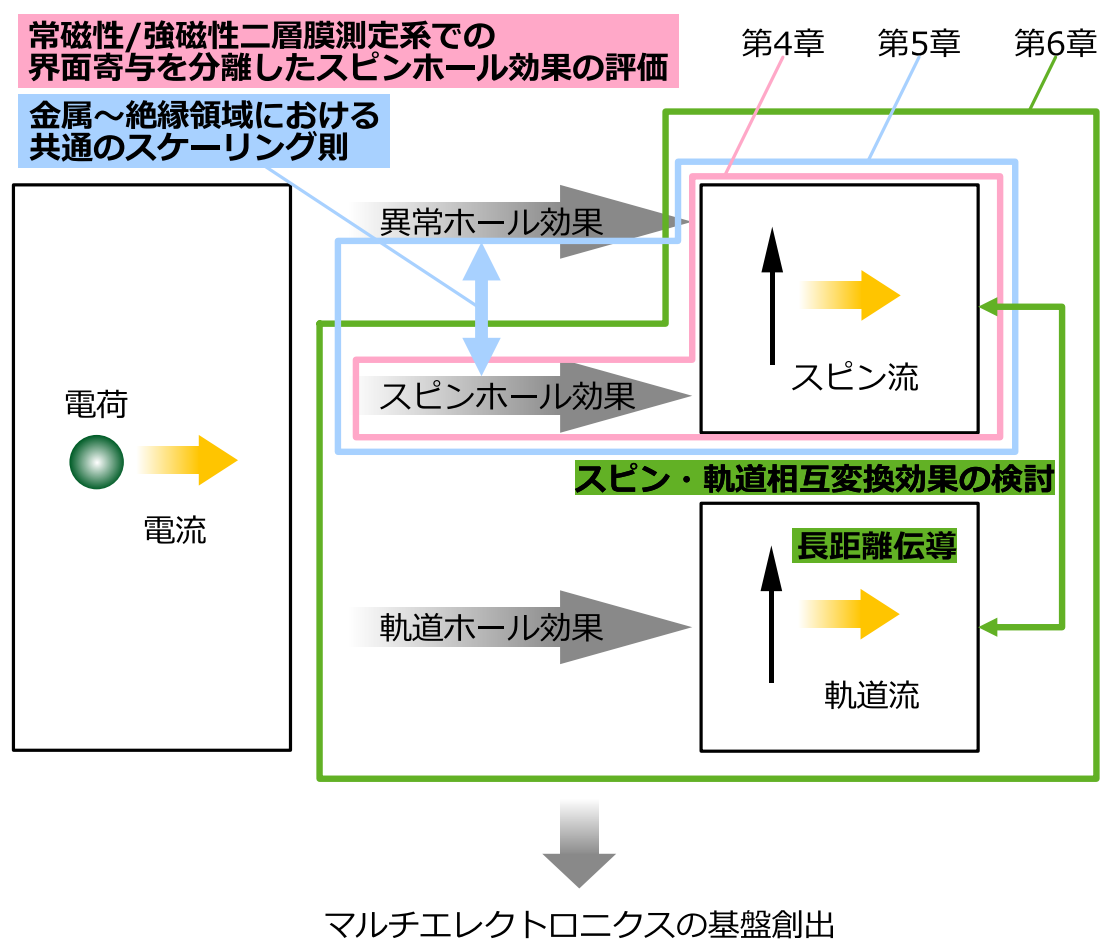


図 7.1: 図 1.1 に示した模式図において本研究で明らかとなった点について記した図。

参考文献

- [1] Thomson, W. On the electro-dynamic qualities of metals: Effects of magnetization on the electric conductivity of nickel and of iron. *Proc. R. Soc. Lond.* **8**, 546–550 (1857).
- [2] 新庄輝也. 人工格子入門: 新材料創製のための (内田老鶴圃, 2002).
- [3] Baibich, M. N. *et al.* Giant magnetoresistance of (001) Fe/(001) Cr magnetic superlattices. *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472 (1988).
- [4] Binasch, G., Grünberg, P., Saurenbach, F. & Zinn, W. Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange. *Phys. Rev. B* **39**, 4828 (1989).
- [5] Miyazaki, T. & Tezuka, N. Spin polarized tunneling in ferromagnet/insulator/ferromagnet junctions. *J. Magn. Magn. Mater.* **151**, 403–410 (1995).
- [6] Moodera, J. S., Kinder, L. R., Wong, T. M. & Meservey, R. Large magnetoresistance at room temperature in ferromagnetic thin film tunnel junctions. *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3273 (1995).
- [7] Kato, Y. K., Myers, R. C., Gossard, A. C. & Awschalom, D. D. Observation of the spin Hall effect in semiconductors. *Science* **306**, 1910–1913 (2004).
- [8] Wunderlich, J., Kaestner, B., Sinova, J. & Jungwirth, T. Experimental observation of the spin-Hall effect in a two-dimensional spin-orbit coupled semiconductor system. *Phys. Rev. Lett.* **94**, 047204 (2005).
- [9] Ando, K. *et al.* Electric manipulation of spin relaxation using the spin Hall effect. *Phys. Rev. Lett.* **101**, 036601 (2008).
- [10] Liu, L. *et al.* Spin-torque switching with the giant spin Hall effect of tantalum. *Science* **336**, 555–558 (2012).
- [11] Bernevig, B. A., Hughes, T. L. & Zhang, S.-C. Orbitronics: The intrinsic orbital current in *p*-doped silicon. *Phys. Rev. Lett.* **95**, 066601 (2005).

- [12] Lee, S. *et al.* Efficient conversion of orbital Hall current to spin current for spin-orbit torque switching. *Commun. Phys.* **4**, 234 (2021).
- [13] Lee, D. *et al.* Orbital torque in magnetic bilayers. *Nat. Commun.* **12**, 6710 (2021).
- [14] Hayashi, H. *et al.* Observation of long-range orbital transport and giant orbital torque. *Commun. Phys.* **6**, 32 (2023).
- [15] Choi, Y.-G. *et al.* Observation of the orbital Hall effect in a light metal Ti. *Nature* **619**, 52–56 (2023).
- [16] Lyalin, I., Alikhah, S., Berritta, M., Oppeneer, P. M. & Kawakami, R. K. Magneto-optical detection of the orbital Hall effect in chromium. *Phys. Rev. Lett.* **131**, 156702 (2023).
- [17] Marui, Y. *et al.* Spin and orbital Hall currents detected via current-induced magneto-optical Kerr effect in V and Pt. *Phys. Rev. B* **108**, 144436 (2023).
- [18] Park, J.-H., Kim, C. H., Lee, H.-W. & Han, J. H. Orbital chirality and Rashba interaction in magnetic bands. *Phys. Rev. B* **87**, 041301 (2013).
- [19] Grytsyuk, S. *et al.* k-asymmetric spin splitting at the interface between transition metal ferromagnets and heavy metals. *Phys. Rev. B* **93**, 174421 (2016).
- [20] Shanavas, K., Popović, Z. S. & Satpathy, S. Theoretical model for Rashba spin-orbit interaction in *d* electrons. *Phys. Rev. B* **90**, 165108 (2014).
- [21] Manchon, A. *et al.* Analysis of oxygen induced anisotropy crossover in Pt/Co/MO_x trilayers. *J. Appl. Phys.* **104**, 043914 (2008).
- [22] Bruno, P. Tight-binding approach to the orbital magnetic moment and magnetocrystalline anisotropy of transition-metal monolayers. *Phys. Rev. B* **39**, 865–868 (1989).
- [23] Weller, D. *et al.* Microscopic Origin of Magnetic Anisotropy in Au/Co/Au Probed with X-Ray Magnetic Circular Dichroism. *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3752–3755 (1995).
- [24] Zhu, L. & Buhrman, R. A. Absence of Significant Spin-Current Generation in Ti/Fe–Co–B Bilayers with Strong Interfacial Spin-Orbit Coupling. *Phys. Rev. Appl.* **15**, L031001 (2021).
- [25] Maekawa, S., Valenzuela, S. O., Saitoh, E. & Kimura, T. *Spin current*, vol. 22 (Oxford University Press, 2017).
- [26] Hall, E. H. *et al.* On a new action of the magnet on electric currents. *Am. J.*

-
- Math.* **2**, 287–292 (1879).
- [27] Hall, E. H. On the “Rotational Coefficient” in nickel and cobalt. *Philos. Mag.* **12**, 157–172 (1881).
- [28] Karplus, R. & Luttinger, J. Hall effect in ferromagnetics. *Phys. Rev.* **95**, 1154 (1954).
- [29] Smit, J. The spontaneous Hall effect in ferromagnetics II. *Physica* **24**, 39–51 (1958).
- [30] Berger, L. Side-jump mechanism for the Hall effect of ferromagnets. *Phys. Rev. B* **2**, 4559 (1970).
- [31] Nagaosa, N., Sinova, J., Onoda, S., MacDonald, A. H. & Ong, N. P. Anomalous Hall effect. *Rev. Mod. Phys.* **82**, 1539–1592 (2010).
- [32] Murakami, S., Nagaosa, N. & Zhang, S.-C. Dissipationless Quantum Spin Current at Room Temperature. *Science* **301**, 1348–1351 (2003).
- [33] Dushenko, S. *et al.* Tunable inverse spin Hall effect in nanometer-thick platinum films by ionic gating. *Nat. Commun.* **9**, 3118 (2018).
- [34] Zhu, L., Zhu, L., Sui, M., Ralph, D. C. & Buhrman, R. A. Variation of the giant intrinsic spin Hall conductivity of Pt with carrier lifetime. *Sci. Adv.* **5**, eaav8025 (2019).
- [35] Sinova, J. *et al.* Universal Intrinsic Spin Hall Effect. *Phys. Rev. Lett.* **92**, 126603 (2004).
- [36] Berry, M. V. Quantal phase factors accompanying adiabatic changes. *Proc. R. Soc. Lond. A* **392**, 45–57 (1984).
- [37] Sundaram, G. & Niu, Q. Wave-packet dynamics in slowly perturbed crystals: Gradient corrections and Berry-phase effects. *Phys. Rev. B* **59**, 14915 – 14925 (1999).
- [38] Nagaosa, N. Anomalous Hall Effect—A New Perspective—. *J. Phys. Soc. Jpn.* **75**, 042001–042001 (2006).
- [39] Feng, X.-Y. *et al.* A review of current research on spin currents and spin–orbit torques. *Chin. Phys. B* **28**, 107105 (2019).
- [40] Engel, H.-A., Halperin, B. I. & Rashba, E. I. Theory of spin Hall conductivity in n-doped GaAs. *Phys. Rev. Lett.* **95**, 166605 (2005).
- [41] Yu, Z.-G. Spin Hall effect in disordered organic solids. *Phys. Rev. Lett.* **115**, 026601 (2015).

- [42] Liu, X.-J., Liu, X. & Sinova, J. Scaling of the anomalous Hall effect in the insulating regime. *Phys. Rev. B* **84**, 165304 (2011).
- [43] LIU, X. *THEORY OF THE ANOMALOUS HALL EFFECT IN THE INSULATING REGIME*. Ph.D. thesis, Texas A&M University (2011).
- [44] Mott, N. F. Conduction in non-crystalline materials: III. Localized states in a pseudogap and near extremities of conduction and valence bands. *Phil. Mag.* **19**, 835–852 (1969).
- [45] Holstein, T. Hall effect in impurity conduction. *Phys. Rev.* **124**, 1329 (1961).
- [46] Burkov, A. A. & Balents, L. Anomalous Hall effect in ferromagnetic semiconductors in the hopping transport regime. *Phys. Rev. Lett.* **91**, 057202 (2003).
- [47] Stockmayer, W. H. Theory of molecular size distribution and gel formation in branched-chain polymers. *J. Chem. Phys.* **11**, 45–55 (1943).
- [48] Broadbent, S. R. & Hammersley, J. M. Percolation processes: I. Crystals and mazes. *Math. Proc. Cambr. Phil. Soc.* **53**, 629–641 (1957).
- [49] Ambegaokar, V., Halperin, B. & Langer, J. Hopping conductivity in disordered systems. *Phys. Rev. B* **4**, 2612 (1971).
- [50] Kontani, H., Tanaka, T., Hirashima, D., Yamada, K. & Inoue, J. Giant orbital Hall effect in transition metals: Origin of large spin and anomalous Hall effects. *Phys. Rev. Lett.* **102**, 016601 (2009).
- [51] Go, D., Jo, D., Kim, C. & Lee, H.-W. Intrinsic spin and orbital Hall effects from orbital texture. *Phys. Rev. Lett.* **121**, 086602 (2018).
- [52] Kontani, H., Tanaka, T., Hirashima, D., Yamada, K. & Inoue, J. Giant intrinsic spin and orbital Hall effects in Sr 2 MO 4 ($\text{M} = \text{Ru, Rh, Mo}$). *Phys. Rev. Lett.* **100**, 096601 (2008).
- [53] Salemi, L., Berritta, M. & Oppeneer, P. M. Quantitative comparison of electrically induced spin and orbital polarizations in heavy-metal/3d-metal bilayers. *Phys. Rev. Materials* **5**, 074407 (2021).
- [54] Liu, L., Moriyama, T., Ralph, D. C. & Buhrman, R. A. Spin-torque ferromagnetic resonance induced by the spin Hall effect. *Phys. Rev. Lett.* **106**, 036601 (2011).
- [55] Jones, R. C. A new calculus for the treatment of optical systems. i. description and discussion of the calculus. *J. Opt. Soc. Am.* **31**, 488–493 (1941).
- [56] Fan, X. *et al.* All-optical vector measurement of spin-orbit-induced torques

- using both polar and quadratic magneto-optic Kerr effects. *Appl. Phys. Lett.* **109**, 122406 (2016).
- [57] 江馬一弘. 光物理学の基礎 (朝倉書店, 2010).
- [58] Cahill, J. T. *et al.* Optical constants of iron and nickel metal and an assessment of their relative influences on silicate mixture spectra from the FUV to the NIR. *Icarus* **317**, 229–241 (2019).
- [59] Kerr, J. On rotation of the plane of polarization by reflection from the pole of a magnet. *Philos. Mag.* **3**, 321–343 (1877).
- [60] Faraday, M. On the magnetization of light and the illumination of magnetic lines of force. *Philos. Trans. R. Soc.* **136**, 1–20 (1846).
- [61] Hamrlová, Jana and Hamrle, Jaroslav and Postava, Kamil and Pištora, Jaromír. Quadratic-in-magnetization permittivity and conductivity tensor in cubic crystals. *Phys. Status Solidi (b)* **250**, 2194–2205 (2013).
- [62] Erskine, J. & Stern, E. Magneto-optic Kerr effects in gadolinium. *Phys. Rev. B* **8**, 1239 (1973).
- [63] Qiu, Z. Q. & Bader, S. D. Surface magneto-optic Kerr effect. *Rev. Sci. Instrum.* **71**, 1243–1255 (2000).
- [64] Nakagawa, T. Surface magneto-optic Kerr effect. *Compendium of Surface and Interface Analysis* 667–671 (2018).
- [65] Bruno, P., Suzuki, Y. & Chappert, C. Magneto-optical Kerr effect in a paramagnetic overlayer on a ferromagnetic substrate: A spin-polarized quantum size effect. *Phys. Rev. B* **53**, 9214 (1996).
- [66] 佐藤勝昭. 光と磁気 (朝倉書店, 1988).
- [67] Montazeri, M. *et al.* Magneto-optical investigation of spin-orbit torques in metallic and insulating magnetic heterostructures. *Nat. Commun.* **6**, 8958 (2015).
- [68] Osgood Iii, R., Bader, S., Clemens, B. M., White, R. & Matsuyama, H. Second-order magneto-optic effects in anisotropic thin films. *J. Magn. Magn. Mater.* **182**, 297–323 (1998).
- [69] Liu, L., Lee, O., Gudmundsen, T., Ralph, D. & Buhrman, R. Current-induced switching of perpendicularly magnetized magnetic layers using spin torque from the spin Hall effect. *Phys. Rev. Lett.* **109**, 096602 (2012).
- [70] Garelo, K. *et al.* Symmetry and magnitude of spin-orbit torques in ferromag-

- netic heterostructures. *Nat. Nanotechnol.* **8**, 587–593 (2013).
- [71] Emori, S., Bauer, U., Ahn, S.-M., Martinez, E. & Beach, G. S. Current-driven dynamics of chiral ferromagnetic domain walls. *Nat. Mater.* **12**, 611–616 (2013).
- [72] Wang, H. *et al.* Scaling of spin Hall angle in 3d, 4d, and 5d metals from $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ /metal spin pumping. *Phys. Rev. Lett.* **112**, 197201 (2014).
- [73] Nguyen, M.-H., Ralph, D. & Buhrman, R. 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).
- [74] An, H. *et al.* Spin current transport in ceramic: TiN thin film. *Appl. Phys. Lett.* **108**, 121602 (2016).
- [75] Tshitoyan, V. *et al.* Electrical manipulation of ferromagnetic NiFe by antiferromagnetic IrMn. *Phys. Rev. B* **92**, 214406 (2015).
- [76] Carcia, P. Perpendicular magnetic anisotropy in pd/co and pt/co thin-film layered structures. *J. Appl. Phys.* **63**, 5066–5073 (1988).
- [77] Okabayashi, J., Miura, Y. & Munekata, H. Anatomy of interfacial spin-orbit coupling in Co/Pd multilayers using X-ray magnetic circular dichroism and first-principles calculations. *Sci. Rep.* **8**, 8303 (2018).
- [78] Zhu, L., Ralph, D. & Buhrman, R. Spin-orbit torques in heavy-metal–ferromagnet bilayers with varying strengths of interfacial spin-orbit coupling. *Phys. Rev. Lett.* **122**, 077201 (2019).
- [79] Tao, X. *et al.* Self-consistent determination of spin Hall angle and spin diffusion length in Pt and Pd: The role of the interface spin loss. *Sci. Adv.* **4**, eaat1670 (2018).
- [80] Rojas-Sánchez, J.-C. *et al.* 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).
- [81] Zhang, W., Han, W., Jiang, X., Yang, S.-H. & S. P. Parkin, S. Role of transparency of platinum–ferromagnet interfaces in determining the intrinsic magnitude of the spin Hall effect. *Nat. Phys.* **11**, 496–502 (2015).
- [82] Pai, C.-F., Ou, Y., Vilela-Leão, L. H., Ralph, D. C. & Buhrman, R. A. Dependence of the efficiency of spin Hall torque on the transparency of Pt/ferromagnetic layer interfaces. *Phys. Rev. B* **92**, 064426 (2015).
- [83] Keller, M. W. *et al.* Near-unity spin Hall ratio in $\text{Ni}_x\text{Cu}_{1-x}$ alloys. *Phys. Rev.*

- [B 99](#), 214411 (2019).
- [84] Nguyen, M.-H., Ralph, D. C. & Buhrman, R. A. 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).
 - [85] Oogane, M. *et al.* Magnetic damping in ferromagnetic thin films. *Jpn. J. Appl. Phys.* **45**, 3889 (2006).
 - [86] Kondou, K. *et al.* Fermi-level-dependent charge-to-spin current conversion by Dirac surface states of topological insulators. *Nat. Phys.* **12**, 1027–1031 (2016).
 - [87] Sánchez, J. C. R. *et al.* Spin-to-charge conversion using Rashba coupling at the interface between non-magnetic materials. *Nat. Commun.* **4**, 2944 (2013).
 - [88] Avci, C. O., Beach, G. S. & Gambardella, P. Effects of transition metal spacers on spin-orbit torques, spin Hall magnetoresistance, and magnetic anisotropy of Pt/Co bilayers. *Phys. Rev. B* **100**, 235454 (2019).
 - [89] Lee, H.-Y. *et al.* Enhanced spin–orbit torque via interface engineering in Pt/CoFeB/MgO heterostructures. *APL Mater.* **7**, 031110 (2019).
 - [90] Prange, R. & Girvin, S. M. (eds.) *The Quantum Hall Effect* (Springer, New York, 1990).
 - [91] Sinova, J., Valenzuela, S. O., Wunderlich, J., Back, C. H. & Jungwirth, T. Spin Hall effects. *Rev. Mod. Phys.* **87**, 1213–1260 (2015).
 - [92] Liu, C.-X., Zhang, S.-C. & Qi, X.-L. The quantum anomalous Hall effect: theory and experiment. *Annu. Rev. Condens. Matter. Phys.* **7**, 301–321 (2016).
 - [93] Qi, X.-L. & Zhang, S.-C. Topological insulators and superconductors. *Rev. Mod. Phys.* **83**, 1057–1110 (2011).
 - [94] Nagaosa, N. & Tokura, Y. Topological properties and dynamics of magnetic skyrmions. *Nat. Nanotechnol.* **8**, 899–911 (2013).
 - [95] D'yakonov, M. & Perel, V. Possibility of orienting electron spins with current. *JETP Lett.* **13**, 467 (1971).
 - [96] Sagasta, E. *et al.* Tuning the spin Hall effect of Pt from the moderately dirty to the superclean regime. *Phys. Rev. B* **94**, 060412 (2016).
 - [97] Svintsitskiy, D. A. *et al.* Highly oxidized platinum nanoparticles prepared through radio-frequency sputtering: thermal stability and reaction probability towards CO. *Chem. Phys. Chem.* **16**, 3318–3324 (2015).
 - [98] Mott, N. Conduction in glasses containing transition metal ions. *J. Non-Cryst.*

- Solids* **1**, 1–17 (1968).
- [99] Neff, H. *et al.* Structural, optical, and electronic properties of magnetron-sputtered platinum oxide films. *J. Appl. Phys.* **79**, 7672–7675 (1996).
 - [100] Chen, H.-Y. & Lu, F.-H. Oxidation behavior of titanium nitride films. *J. Vac. Sci. Technol. A* **23**, 1006–1009 (2005).
 - [101] Neville, R., Hoeneisen, B. & Mead, C. Permittivity of strontium titanate. *J. Appl. Phys.* **43**, 2124–2131 (1972).
 - [102] Trepakov, V. *et al.* Dielectric permittivity and Fe-and Cu-doping effect in KTaO_3 and $\text{K}_{1-x}\text{Li}_x\text{TaO}_3$. *Ferroelectrics* **235**, 59–76 (1999).
 - [103] Jiang, D. *et al.* Substrate-induced spin-torque-like signal in spin-torque ferromagnetic resonance measurement. *Phys. Rev. Applied* **21**, 024021 (2024).
 - [104] Albertin, K. F., Valle, M. & Pereyra, I. Study of MOS capacitors with TiO_2 and $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ gate dielectric. *J. Integr. Circ. Syst.* **2**, 89–93 (2007).
 - [105] Fang, D. *et al.* Spin-orbit-driven ferromagnetic resonance. *Nat. Nanotechnol.* **6**, 413–417 (2011).
 - [106] Nakayama, H. *et al.* Spin Hall magnetoresistance induced by a nonequilibrium proximity effect. *Phys. Rev. Lett.* **110**, 206601 (2013).
 - [107] Liu, J., Ohkubo, T., Mitani, S., Hono, K. & Hayashi, M. Correlation between the spin Hall angle and the structural phases of early 5d transition metals. *Appl. Phys. Lett.* **107**, 232408 (2015).
 - [108] Kim, J., Sheng, P., Takahashi, S., Mitani, S. & Hayashi, M. Spin Hall magnetoresistance in metallic bilayers. *Phys. Rev. Lett.* **116**, 097201 (2016).
 - [109] Kondou, K. *et al.* Influence of inverse spin Hall effect in spin-torque ferromagnetic resonance measurements. *Appl. Phys. Express* **9**, 023002 (2016).
 - [110] Soya, N. *et al.* Crossover of the intrinsic spin Hall effect in the presence of lattice expansion. *Phys. Rev. B* **103**, 174427 (2021).
 - [111] Zhu, L. *et al.* Strong damping-like spin-orbit torque and tunable Dzyaloshinskii-Moriya interaction generated by low-resistivity $\text{Pd}_{1-x}\text{Pt}_x$ Alloys. *Adv. Funct. Mater.* **29**, 1805822 (2019).
 - [112] Obstbaum, M. *et al.* Tuning spin Hall angles by alloying. *Phys. Rev. Lett.* **117**, 167204 (2016).
 - [113] Zhu, L., Ralph, D. C. & Buhrman, R. A. Highly efficient spin-current generation by the spin Hall effect in $\text{Au}_{1-x}\text{Pt}_x$. *Phys. Rev. Appl.* **10**, 031001 (2018).

-
- [114] Brataas, A., Tserkovnyak, Y., Bauer, G. & Kelly, P. J. Spin pumping and spin transfer. In *Spin current*, 87–135 (Oxford University Press, 2012).
- [115] Sagasta, E. *et al.* Spin diffusion length of permalloy using spin absorption in lateral spin valves. *Appl. Phys. Lett.* **111**, 082407 (2017).
- [116] Watanabe, S. *et al.* Polaron spin current transport in organic semiconductors. *Nat. Phys.* **10**, 308–313 (2014).
- [117] Kimata, M., Nozaki, D., Niimi, Y., Tajima, H. & Otani, Y. Spin relaxation mechanism in a highly doped organic polymer film. *Phys. Rev. B* **91**, 224422 (2015).
- [118] Lu, Q., Xie, S. & Qu, F. Hopping-dominated spin transport in unintentionally doped organic semiconductors. *J. Phys. Chem. Lett.* **12**, 3540–3544 (2021).
- [119] Tanaka, T. *et al.* Intrinsic spin Hall effect and orbital Hall effect in 4d and 5d transition metals. *Phys. Rev. B* **77**, 165117 (2008).
- [120] Jo, D., Go, D. & Lee, H.-W. Gigantic intrinsic orbital Hall effects in weakly spin-orbit coupled metals. *Phys. Rev. B* **98**, 214405 (2018).
- [121] Salemi, L. & Oppeneer, P. M. First-principles theory of intrinsic spin and orbital Hall and Nernst effects in metallic monoatomic crystals. *Phys. Rev. Materials* **6**, 095001 (2022).
- [122] Sala, G. & Gambardella, P. Giant orbital Hall effect and orbital-to-spin conversion in 3d, 5d, and 4f metallic heterostructures. *Phys. Rev. Research* **4**, 033037 (2022).
- [123] Fukunaga, R., Haku, S., Hayashi, H. & Ando, K. Orbital torque originating from orbital Hall effect in Zr. *Phys. Rev. Research* **5**, 023054 (2023).
- [124] Hayashi, H., Musha, A., Sakimura, H. & Ando, K. Spin-orbit torques originating from the bulk and interface in Pt-based structures. *Phys. Rev. Research* **3**, 013042 (2021).
- [125] Sud, A., Lau, Y.-C., Brierley, J., Kurebayashi, H. & Seki, T. Effect of multilayering and crystal orientation on spin-orbit torque efficiency in Ni/Pt layer stacking. *Phys. Rev. Materials* **7**, 124410 (2023).
- [126] Fan, X. *et al.* Quantifying interface and bulk contributions to spin-orbit torque in magnetic bilayers. *Nat. Commun.* **5**, 3042 (2014).
- [127] Rang, M. & Kelly, P. J. Orbital relaxation length from first-principles scattering calculations. *Phys. Rev. B* **109**, 214427 (2024).

- [128] Moriya, H. *et al.* Observation of Long-Range Current-Induced Torque in Ni/Pt Bilayers. *Nano Lett.* **24**, 6459–6464 (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 (指導教員：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。

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、研究生活において大変お世話になりました。安藤研究室での研究活動に真剣に取り組むことのできた時間はかけがえのないものです。学士課程から博士課程に至るまで親身にご指導ご支援いただきました。深く感謝申し上げます。

慶應義塾大学理工学部物理学科 能崎幸雄教授には、博士審査の際に大変お世話になりました。本論文全般について多くのご指摘をいただき、大変勉強になりました。この場を借りまして感謝申し上げます。

慶應義塾大学理工学部物理情報工学科 牧英之教授には、博士審査の際に大変お世話になりました。物性物理学の広い視点からのご指摘や光学測定の記述に関するご助言をいただきました。この場を借りまして感謝申し上げます。

慶應義塾大学理工学部物理情報工学科 海住英生教授には、博士審査の際に大変お世話になりました。特に磁性に関するご指摘をいただき、自身の研究に対して改めて深く考えることにつながりました。この場を借りまして感謝申し上げます。

Wuhan University of Technology Tenghua Gao 准教授には、研究・実験について多くの貴重なアドバイスをいただきました。また研究室にて気さくにお話しいただきましてありがとうございました。

慶應義塾大学 KiPAS 研究員 林宏樹助教には研究生活全般において大変にお世話になりました。研究について数多くディスカッションさせていただき、その高い視座にはいつも感銘を受けておりました。研究を進めていく上での貴重なアドバイスにつきましても多数いただきました。ありがとうございました。

慶應義塾大学理工学部物理情報工学科 谷口真理助教には日々の研究生活において大変お世話になりました。後輩として研究室に配属されてから今日に至るまでひたむきに研究を進めている姿が印象的でした。今後のご活躍を祈っております。

同期の曾家希美さんには研究室配属時から大変お世話になりました。研究に真摯に取り組む姿勢にはとても刺激を受けました。また信頼のできる同期がいることはとても心強く、何気ない会話が博士課程の研究生活の支えになっていたと思います。ありがとうございました。

福永莉子さんにはお忙しい中博士論文の校正をしていただきました。博士論文の完成度を高めることができました。この場を借りまして感謝申し上げます。

安藤研究室の卒業生、在学生の皆様にも大変お世話になりました。みなさんとの思い出はかけがえのないものばかりです。今後も卒業生の集まり等でお会いできるとうれしく思います。

最後にいつも支えていただきました家族、友人の皆様に心より感謝申し上げます。