

磁性絶縁体を用いたスピン流の伝送

梶原瑛祐* 安藤和也** 齊藤英治***,****1)2)

1. はじめに

特集

ナノテクノロジーの発展により、電子スピンを積極的に利 用したデバイスの創出を目指す「スピントロニクス」が近年 急速な進展を見せている⁽¹⁾⁻⁽⁴⁾.従来のエレクトロニクスデ バイスが電荷の流れである「電流」によって駆動されるのに 対し、スピントロニクスデバイスに特有な機能の多くはスピ ン角運動量の流れである「スピン流」⁽⁵⁾⁻⁽⁸⁾によって駆動され る.

スピン流は、スピン角運動量を運ぶキャリアに応じて少な くとも2種類が存在する.1つはスピン角運動量が伝導電子 スピン(粒子拡散力)によって運ばれる「伝導電子スピン流 (図1(a))」⁽³⁾⁽⁹⁾であり、もう1つはスピン角運動量がスピン 波(磁気交換相互作用)⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾によって運ばれる「スピン波ス ピン流(図1(b))」である.これまでのスピン流研究のほと んどは金属・伝導半導体に限られ、伝導電子スピン流が主な 研究対象であった.金属・伝導半導体中を流れる伝導電子ス ピン流は、電子のスピン軌道相互作用により数µm 程度で消 失する⁽¹²⁾.一方、スピン波スピン流は伝導電子の全く存在 しない磁性絶縁体においても存在し、特にスピン緩和の非常 に小さな磁性絶縁体では数 mm から数 cm もの長距離にわ たってスピン流を輸送することが可能である.

最近になり,スピンホール効果及び逆スピンホール効果を 用いることで絶縁体中のスピン波スピン流の検出・生成がは じめて可能となった⁽¹³⁾.本稿では絶縁体中のスピン波スピ ン流検出・生成の基礎となった金属系におけるスピンホール 効果によるスピン流注入,スピンポンピングによる逆スピン ホール効果を用いたスピン流検出について述べ,この現象を 用いることで絶縁体中のスピン波スピン流を観測した実験を 紹介する.

強磁性金属/常磁性金属構造におけるスピン流の 生成と検出

スピンホール効果及び逆スピンホール効果は伝導電子スピ



ン流の電気的生成・検出を可能とする現象である⁽¹⁴⁾⁻⁽²⁷⁾. 強いスピン軌道相互作用を示す物質に電流を流すと,上向き スピンを持つ電子と下向きスピンを持つ電子が互いに逆方向 に曲げられる.これは電流と垂直方向にスピン流が誘起され ることを表している.このような,スピン軌道相互作用によ り電流からスピン流が生成される現象がスピンホール効果で ある(図2(a)).一方,強いスピン軌道相互作用を示す物質 にスピン流が流れると,上向きスピンを持つ電子と下向きス ピンを持つ電子が同じ方向に曲げられる(図2(b)).従っ て,物質の両端には電荷蓄積が生じ,スピン流が電圧へと変 換される.これが逆スピンホール効果である.スピンホール 効果はマクロな領域への電気的なスピン流注入,逆スピンホ ール効果はスピン蓄積を介さない電気的なスピン流検出を実

* 東北大学大学院生;大学院後期博士課程1年(現在:東北大学金属材料研究所)(〒980-8577 仙台市青葉区片平2-1-1) ** 東北大学助教;金属材料研究所 *** 東北大学教授;金属材料研究所

Creation and Control of Spin Current from a Magnetic Insulator; Yosuke Kajiwara*, Kazuya Ando* and Eiji Saitoh*,**(*Institute for Materials Research, Tohoku University, Sendai. **Japan Science and Technology Agency, Tokyo) Keywords: *spintronics, spin current, spin wave, magnetic insulator, spin-Hall effect, spin transfer torque, spin pumping* 2010年9月13日受理

^{****1)} 科学技術振興機構 PRESTO ****2) 科学技術振興機構 CREST



 図3 (a) Ni₈₁Fe₁₉ 薄膜と Ni₈₁Fe₁₉/Pt 構造におけるそれ ぞれの強磁性共鳴スペクトル. H, H_R, I はそれぞ れ外部磁場の大きさ, Ni₈₁Fe₁₉の共鳴磁場,マイク 口波吸収強度. (b) Ni₈₁Fe₁₉/Pt 構造の模式図. (c) Ni₈₁Fe₁₉/Pt 構造における強磁性共鳴スペクトルと Pt 両端に生じるロックイン起電力信号の磁場強度 依存性. V は Pt 両端の電位差. (d) Pt 両端に生じ る起電力信号の外部磁場角度依存性.





図4 (a) Ni₈₁Fe₁₉/Pt 構造の模式図. (b) スペクト ル線幅 Wの非対称成分 $W^*(J_c) - W^*(-J_c)$ および磁化緩和係数 α の非対称成分 $\alpha(J_c) - \alpha(-J_c)$ と電流 J_c との関係. θ は電流と外部 磁場とのなす角.





図5 (a) YIG と Pt 界面でのスピントルク 現象観測のために用いた YIG/Pt 構造 の模式図. J_c は Pt に流した電流を示 す.(b),(c) スピントルクによるスピ ンの自励発振(マイクロ波発振)の模式 図.(b) はスピントルクがダンピング トルクと反平行のとき,(c) はスピン トルクがダンピングトルクと平行のと きの模式図.

現する.

伝導電子スピン流は磁化ダイナミクスにより生成すること も可能である.次に磁化歳差運動によるスピン流生成「スピ ンポンピング」⁽²⁸⁾⁻⁽³⁰⁾を紹介する.

スピンポンピングは磁化の歳差運動と電子スピンとの相互 作用による効果である. 強磁性体における磁化 *M*のダイナ ミクスは Landau–Lifshitz–Gilbert 方程式(LLG 方程式)⁽³¹⁾

$$\frac{dM}{dt} = -\gamma M \times H + \frac{\alpha}{M_{\rm s}} M \times \frac{dM}{dt} \tag{1}$$

によって記述される(y:磁気回転比, H:磁場, α :磁化緩 和係数, M_s :飽和磁化).磁場中に強磁性体をおくと,磁化 は磁場を軸として歳差運動する(右辺第1項)が,この歳差 運動は右辺第2項(緩和項)によって減衰し,磁化は磁場方 向に向かって緩和する⁽³¹⁾.この歳差運動の緩和に伴って散 逸したスピン角運動量の一部は歳差運動する局在スピンから 伝導電子に受け渡され,伝導電子をスピン偏極させる.従っ て強磁性体に常磁性体を接合すると,このスピン偏極した伝 導電子が拡散し常磁性体中にスピン流が流れる.これがスピ ンポンピングである.特に,磁化歳差運動の角周波数と等し い角周波数のマイクロ波照射によって外部から角運動量を補 うと,強磁性共鳴状態と呼ばれる定常的な磁化歳差運動が生 じ,接合物質に定常的なスピン流を誘起できる.このスピン ポンピングにより生成されるスピン流は

$$j_{\rm s} = \frac{\hbar}{4\pi} g_{\rm r}^{\uparrow\downarrow} \frac{1}{M_{\rm s}} M \times \frac{dM}{dt}$$

と表される⁽²⁹⁾. ここで*g*[↑] はミキシングコンダクタンスと 呼ばれる量であり,界面におけるスピンポンピングの効率を 決定するパラメータである.

常磁性体中に注入されたスピン流は、スピン緩和により次 第に減衰する.スピンポンピングが生じていれば、スピン流 が流れ出すことで角運動量の散逸が増大し、それは緩和係数 α の増大をもたらす⁽²⁸⁾⁻⁽³⁰⁾.図3(a)に強磁性金属 $Ni_{81}Fe_{19}$ 薄膜と $Ni_{81}Fe_{19}/Pt$ 複合膜の強磁性共鳴スペクトルを示した. Ptの接合によりスペクトル線幅,即ち α が明確に増大していることが分かる.この $Ni_{81}Fe_{19}/Pt$ 複合膜における α の増大が,スピンポンピングによってPtにスピン流が注入されている証拠である.

注入されたスピン流は Pt 中の逆スピンホール効果により Pt 層に起電力を生むことが予想される.そこで強磁性共鳴 測定と同時に Pt 層に生じる起電力を測定した⁽²⁰⁾⁽²⁴⁾.図 3(c)に示すのが起電力スペクトルであり,強磁性共鳴磁場 付近に起電力信号が生じていることがわかる.さらに外部磁 場の角度を試料面内で変化させたところ,外部磁場と電極が 平行となるとき起電力は消失し,磁場を反転させると起電力 の符号も反転した(図3(d)).この結果は逆スピンホール効 果が予言する起電力の振る舞い $J_s \times s(J_s$ はスピン流の空間方 向,sはスピン流のスピン偏極方向(外部磁場と平行))と一 致している.更に Pt をスピン軌道相互作用の弱い Cu に変 えた Ni₈₁Fe₁₉/Cu 膜では起電力信号が消失した⁽²⁴⁾.従って Ni₈₁Fe₁₉/Pt 薄膜で観測された起電力信号はスピンポンピン グによる逆スピンホール効果を検出した結果であるといえる.

3. スピンホール効果を用いた磁化緩和変調

これまでに, 強磁性体から常磁性体へスピン流が流れ出す とその反作用で磁化緩和係数αが変化する(増大する)こと を見た.では, 強磁性体へスピン流が注入されると何がおこ るだろうか? 相反性を考えると、この場合強磁性体のα がスピン流によって変化することが予想される.磁化緩和係 数は磁性体の応答性を支配する重要な物質パラメータであ り、外部から制御する手法が強く求められてきた.上記の考 えが正しければ、スピン流を用いることで磁化緩和係数を変 調することが可能となる.

我々は Ni₈₁Fe₁₉/Pt 複合膜を用い, Pt に電流を流しながら 強磁性共鳴スペクトル測定を行った(図4(a))⁽²⁵⁾. Pt 層に流 れる電流は、Pt層のスピンホール効果によりNi₈₁Fe₁₉層に スピン流を注入する.図4(b)に電流反転に伴うスペクトル 線幅 Wの非対称成分 $W^*(J_c) - W^*(-J_c)$ を示す $(W^*(J_c)$ は電 流を流していないときのスペクトル線幅で規格化した線幅で あり, $W^*(J_c) = W(J_c) / W(0)$ である.). Ni₈₁Fe₁₉/Pt 膜で, 電流の向きと磁場の向きが垂直の場合(θ=90°),スペクトル 線幅が電流によって変調された. 強磁性共鳴スペクトル線幅 とαは比例関係にある.従ってこの結果は、Pt層のスピン ホール効果を用いることで, αの変調を実現したものであ る⁽²⁵⁾.スピンホール効果による磁化緩和変調はスピントル クにより理解できる⁽²⁵⁾. Pt に電流を流すとスピンホール効 果によって,スピン流が Ni₈₁Fe₁₉ に注入される.スピンホ ール効果において, 電流の向き, スピン流の空間方向および スピン流のスピン分極方向は互いに直交するため、Ni₈₁Fe₁₉ に注入されるスピン流のスピン分極方向は電流の向きによっ て決まる. 電流の向きと磁場の向きが垂直の場合($\theta = 90^{\circ}$), スピンホール効果によって生成されるスピン流のスピン分極 方向は外部磁場方向と平行,もしくは反平行である.このと き,スピン流が与えるスピントルクは局在スピンを外部磁場 方向($J_c > 0$)もしくは反対方向($J_c < 0$)に向けようとする.こ のスピントルクは常にダンピングトルク(式(1)の右辺第2 項)と平行か反平行であるため、磁化緩和が変調される.一 方,電流の向きと磁場の向きとが平行な場合($\theta=0$),スピ ントルクは時間平均により打ち消されるため、磁気緩和変調 は実現されなかったのである.

4. YIG/Pt構造におけるスピン励起現象の観測

スピントルクによる磁化緩和変調量は、注入されるスピン 流量に比例する.従って、スピントルクにより磁化緩和トル クを打ち消し, αが実効的にゼロとなる状況を作り出すこと も可能である.このとき式(1)には緩和項がなく回転トル ク項のみが存在している. これは, スピントルクによる緩和 変調効果を用いて緩和トルクを打ち消すことで、スピン注入 による自励発振が可能となることを表している.金属はα が大きいため、スピントルクによる自励発振を実現するため には非常に多くのスピンを注入する必要がある.一方,磁性 絶縁体の中にはαが非常に小さいものがある.例えば、フ ェリ磁性絶縁体であるイットリウム鉄ガーネット Y₃Fe₅O₁₂ (YIG)は α が10⁻⁵程度と,FeやNiなどの強磁性金属と比 べて2桁も小さい.よって、YIGを用いれば、金属と比べ てずっと小さなスピントルクでスピン励起を実現できるはず である.ところが,絶縁体中へは電流(スピン偏極電流)を流 すことによるスピン注入は不可能であるために、絶縁体ヘス ピンを注入しようという試みはこれまで全くなかった.しか しスピンホール効果を用いれば、強磁性体に直接電流(スピ ン偏極電流)を流すことなくスピン流のみを注入できるた め、電流を流さない絶縁体に対してもスピン注入できる可能 性がある.特に、スピン波励起ギャップエネルギーの小さな 絶縁体を用いれば、非常に小さなエネルギーでスピン励起を 実現できる.我々はこの考えに基づき、スピンホール効果を 用いた磁性絶縁体へのスピン注入およびスピントルク発振の 観測を目指した⁽¹³⁾.

試料として用いたのは幅1mm,長さ5mm,厚さ1.3μm の単結晶 YIG 上に, 膜厚 10 nm の Pt 薄膜を接合した YIG/ Pt 構造である(図5(a)). 単結晶 YIG 膜は, ガドリニウムガ リウムガーネット(Gd₃Ga₅O₁₂)基板上に液相エピタキシャル 成長法を用いて成膜した. Pt はスパッタリング法により成 膜した. YIG のスピン波励起ギャップエネルギーは µeV 程 度である.このエネルギーは室温の熱揺らぎに比べて十分小 さく,従ってスピン励起するのに要するエネルギーはごく僅 かである. Pt に電流を流すと(図 5(a)), 電流はスピンホー ル効果によってスピン流に変換され、このスピン流は YIG の局在スピンにスピントルクを与える. このスピントルクは YIGの磁化緩和を変調する.スピントルクが磁化緩和を減 少させる方向に作用しαが実効的にゼロになると,スピン は自発的に歳差運動しマイクロ波を発振する(図5(b)). 一 方、スピントルクが磁化緩和を増大させる方向に作用する場 合,自励発振は生じない(図5(c)).

我々は,幅100 μmのコプレーナーウェーブガイド上に YIG/Pt 構造を設置し、外部磁場を印加して、Pt に電流を流 しながらマイクロ波発振スペクトルS(j)を測定した.図 **6**(a)に電流を正の向き(*j*)に流したときのパワースペクトル S(j)と電流を負の向き(-j)に流したときのパワースペクト $\nu S(-j)$ との差のスペクト $\nu(S(+j) - S(-j))$ を示す. 電流 を 4.4×10⁸ A/m² 以上流したときに多数のピークが観測さ れた(図6(a)). ピーク周波数は外部磁場強度を増大すると 高周波側へシフトし(図6(c)),外部磁場強度とピーク周波 数との関係は Kittel の式⁽¹⁰⁾に一致した(図 6(d)). この結果 は、スペクトルに現れるピークが、YIGの磁化ダイナミク スに由来する信号であることを示している.図6(b)にマイ クロ波発振出力と電流密度との関係を示した.電流密度が 4.4×10⁸ A / m²の付近で明確な閾値が確認できる(図 6(b)). これは電流密度が 4.4×10⁸ A/m² 付近では,スピン トルクとダンピングトルクが競合していることを示してお り、以上の結果は YIG/Pt 構造における絶縁体へのスピン注 入・自励発振の検出に成功したものであることを示している.

5. YIG/Pt 構造におけるスピンポンピングの観測

YIG と Pt 界面でのスピントルク発振は、金属から絶縁体 へのスピン注入によって実現された.従ってこの逆過程、即 ちスピンポンピングもこの系で実現可能であることが予想さ れる.

我々は幅1mm,長さ5mm,厚さ1.3μmの単結晶 YIG 上に,膜厚10nmのPt薄膜を接合した構造を作製した(図 7(a)). 試料はTE₀₁₁モード空洞共振器に設置し,外部磁場 を試料面と平行に印加した.共振器には,周波数f=9.44



図6 (a) YIG/Pt 構造において、Pt に電流を流しながら 測定したパワースペクトルS(j)の周波数依存性.j は Pt に流した電流の密度.Hは印加外部磁場強 度.(b) マイクロ波発振出力W(j)の電流密度依存 性.(c) 印加外部磁場強度を変えて測定したパワー スペクトルS(j)の周波数依存性.Pt に13.3 GA/ m² の電流を流しながら測定を行った.(d) マイク ロ波発振周波数と印加外部磁場強度の関係.丸印 は測定値,曲線は Kittel の式によるフィッティン グ曲線.



 (a) 測定で用いた Y₃Fe₅O₁₂/Pt 構造の模式 図8
図.(b) Y₃Fe₅O₁₂/Pt 構造におけるスピン波 共鳴スペクトル.(c) Pt 層両端に生じるロッ クイン起電力信号の磁場強度依存性.図中の 挿入図は測定された Pt 層両端に生じた起電 力 Vの磁場強度依存性.

図 7



8 (a) Pt/YIG/Pt 構造の模式図.θは印 加外部磁場角度.(b) Pt(o)両端に生 じる起電力 V と Pt(i)に流した電流と の関係.印加外部磁場方向は電流の向 きと直交している.挿入図は,印加外 部磁場の方向と電流の向きが平行のと きの測定結果.

GHz のマイクロ波を導入した.印加外部磁場がスピン波共 鳴条件(10)(11)を満たしていれば、スピンは歳差運動する. YIG と Pt 界面でスピンポンピングが存在していれば, Pt に スピン流が誘起され、逆スピンホール効果によって Pt 両端 に起電力が生じる. 我々は、マイクロ波吸収信号と同時に YIG のスピン波共鳴時に Pt 両端に生じる起電力を測定する ことで、YIG と Pt 界面でのスピンポンピングの観測を試み た. 測定結果を図7(b)と図7(c)に示す. 図7(b)は YIG の スピン波共鳴スペクトルであり、図7(c)は同時に測定した Ptに生じた起電力ロックイン信号である.図7(b)に現れる 多数のスピン波共鳴ピークは、それぞれ静磁表面波(magnetostatic-surface wave: MSW) モード⁽³²⁾と静磁後進体積波 (magnetostatic backward – volume wave: MSBVW) \pm – ド⁽³²⁾の各モードに対応している(図7(b)).図7(c)が示すよ うに、スピン波共鳴磁場付近で多数の起電力信号が観測され た. 外部磁場角度を変えて起電力を測定すると、逆スピンホ ール効果の予言に一致する振る舞いを示した.以上の結果 は、絶縁体である YIG 層からのスピンポンピングにより Pt 層にスピン流が注入されたことを示すものである.

ここまでで、YIG と Pt 界面でスピントルク発振およびス ピンポンピングが存在することを明らかにした.界面におけ るこのスピン流交換の存在は、YIG と Pt 界面でミキシング コンダクタンス $g^{\uparrow\downarrow}$ が有限であることを示唆する.そこで、 我々はスピンポンピングの実験結果から、YIG と Pt 界面で $og^{\uparrow\downarrow}$ の大きさを見積もった.YIG の局在スピンのダイナ ミクスを記述する LLG 方程式と Pt のスピン蓄積を記述す る Bloch 方程式とを連立すると、スピンポンピングによっ て Pt 中に誘起されるスピン流の量と $g^{\uparrow\downarrow}$ との関係式が得ら れる⁽¹³⁾. この関係をスピンポンピングの測定結果に用いる と, $g_r^{\uparrow\downarrow} \sim 3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ が得られる. (金属系,たとえば NiFe/Pt 接合では $g_r^{\uparrow\downarrow} \sim 2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ 程度であることが知ら れている.)この結果は,絶縁体と金属界面で十分大きなミキ シングコンダクタンス $g_r^{\uparrow\downarrow}$ があることが,界面でのスピン流 交換を実現するために重要であることを示している.

6. YIG 中を流れるスピン波スピン流の観測

スピン波はスピン角運動量を運ぶキャリアとなり得ること を述べた.では、スピントルク発振を利用して励起したスピ ン波を、スピン流として YIG 中に流すことはできないであ ろうか? 特に、YIG はスピン緩和が非常に小さいため、 mm 以上の長距離にわたってスピン波スピン流を伝搬できる 可能性がある⁽³³⁾.我々は最後にこの YIG 中を流れるスピン 波スピン流の観測を目指し実験を行った.その結果、スピン トルク発振およびスピンポンピングを利用することで、YIG 中にスピン波スピン流を mm 以上の長距離にわたって流せ ることを実証した⁽¹³⁾.最後に、この実験を紹介する.

実験に用いた試料構造を図8(a)に示す. 幅5mm,長さ7 mm,厚さ1.4µmの単結晶YIG上に厚さ10nmの2つの Pt薄膜を1mm離して接合した試料を作製した.一端の Pt(Pt(i))に電流を流すと,YIGとPt(i)界面におけるスピン トルク誘起緩和変調によってスピン波が励起される.このス ピン波はスピン流としてYIG中を流れる.このスピン波ス ピン流が1mm離れたもう一端のPt(Pt(o))にまで達する と,スピンポンピングによってPt(o)にスピン流が誘起さ れ、逆スピンホール効果によって Pt(o) 両端に起電力が生じ る. 我々は Pt(i)に電流を流しながら、もう一方の Pt(o)に 生じる起電力を測定することで、YIG 中を流れるスピン波 スピン流の観測を行った.

図 8(b)に、Pt(i)に流した電流とPt(o)両端に生じる起電 力 V との関係を示す. 電流の向きと外部磁場方向を平行に した場合, Pt(o)両端には起電力が観測されなかった(図 8(b)挿入図).印加した外部磁場方向は、スピントルク発振 によるスピン励起および逆スピンホール効果による起電力が 生じない方向であり、この結果は2つのPtが電気的に絶縁 されていることを示している.一方で、電流方向と外部磁場 方向を垂直にした場合、Pt(i)に 6.0×10⁸ A/m² 以上の電流 を流すと Pt(o) に数 nV の起電力が観測された. 6.0×10⁸ A/ m²付近に現れる閾値は、図6(b)のスピントルク誘起緩和変 調によるスピン励起に必要な電流密度の大きさ(4.4×10⁸ A/ m²)とほぼ等しく、スピントルクによってYIG中にスピン波 スピン流が励起されたことを示す結果である. これは絶縁体 中のスピン波スピン流を用いることで、絶縁体を介した電気 信号輸送を実現した結果である.

7. ま لح め

本稿では, 強磁性/常磁性金属接合を用いたスピンポンピ ングによる逆スピンホール効果、スピンホール効果による磁 化緩和変調の実験を紹介し、絶縁体/金属接合におけるスピ ントルク自励発振及びスピンポンピングを用いた絶縁体中の スピン波スピン流の観測に関して述べた.

これまでの金属・伝導半導体中におけるスピン流は数 µm 程度という非常に短いスケールにしか輸送できなかったが, 絶縁体中のスピン波スピン流を用いることでスピン流を mm 以上の長距離にわたって輸送できることを明らかにした.ス ピン波スピン流を利用することで、スピン量子情報の長距離 かつ低損失な輸送が可能になるため、今後のスピントロニク スの主役を担うことが期待される.

本稿で紹介した研究は、日本原子力研究開発機構先端基礎 研究センターの前川禎通センター長、大江純一郎博士、東北 大学金属材料研究所の高梨弘毅教授、水口将輝准教授、高橋 三郎助教,針井一哉氏,内田健一氏,FDK株式会社の梅澤 浩光氏,河合博貴氏との共同で行われました.また,首都大 学東京の多々良源准教授、東京工業大学の村上修一准教授に は多くの御指導、御助言を頂きました. この場をお借りして 厚く感謝申し上げます.

文 献

- (1) S. A. Wolf, D. D. Awschalom, R. A. Buhrman, J. M. Daughton, S. von Molnar, M. L. Roukes, A. Y. Chtchelkanova and D. M. Treger: Science, 294(2001), 1488-1495.
- (2) I. Žutić, J. Fabian and S. D. Sarma: Rev. Mod. Phys., 76 (2004), 323-410.
- (3) S. Maekawa: Concepts in Spin Electronics, Oxford Univ. Press, (2006).
- (4) A. Fert: Rev. Mod. Phys., 80(2008), 1517-1530.
- (5) J. C. Slonczewski: J. Magn. Magn. Mater., 159(1996), L1–L7.
- (6) S. Takahashi and S. Maekawa: J. Phys. Soc. Jpn., 77(2008),

031009.

- (7) 高梨弘毅: 応用物理, 77(2008), 255-263.
- (8) 内田健一, 齊藤英治: 固体物理, 44(2009), 281-291.
- (9) T. Valet and A. Fert: Phys. Rev. B, 48(1993), 7099-7113.
- (10) C. Kittel: Introduction to Solid State Physics 8th ed., Wiley, (2005)
- (11) S. O. Demokritov, B. Hillebrands and A. N. Slavin: Phys. Rep., 348(2001), 441-489.
- (12) J. Bass and W. P. Jr. Pratt: J. Phys. Condens. Matter, 19 (2007), 183201.
- (13) Y. Kajiwara, K. Harii, S. Takahashi, J. Ohe, K. Uchida, M. Mizuguchi, H. Umezawa, H. Kawai, K. Ando, K. Takanashi, S. Maekawa and E. Saitoh: Nature, 464(2010), 262-266.
- (14) M. I. Dyakonov and V. I. Perel: Phys. Lett. A, 35(1971), 459-460.
- (15) J. E. Hirsch: Phys. Rev. Lett., 83(1999), 1834-1837.
- (16) S. Murakami, N. Nagaosa and S. C. Zhang: Science, 301 (2003), 1348-1351.
- (17) J. Sinova, D. Culcer, Q. Niu, N. A. Sinitsyn, T. Jungwirth and A. H. MacDonald: Phys. Rev. Lett., 92(2004),126603.
- (18) Y. K. Kato, R. C. Myers, A. C. Gossard and D. D. Awschalom: Science, 306 (2004), 1910-1913.
- (19) J. Wunderlich, B. Kaestner, J. Sinova and T. Jungwirth: Phys. Rev. Lett., 94(2005), 047204.
- (20) E. Saitoh, M. Ueda, H. Miyajima and G. Tatara: Appl. Phys. Lett., 88(2006), 182509.
- (21) S. O. Valenzuela and M. Tinkham: Nature, 442(2006), 176-179
- (22) T. Kimura, Y. Otani, T. Sato, S. Takahashi and S. Maekawa: Phys. Rev. Lett., 98(2007), 156601.
- (23) T. Seki, Y. Hasegawa, S. Mitani, S. Takahashi, H. Imamura, S. Maekawa, J. Nitta and K. Takanashi: Nature Mater., 7 (2008), 125-129.
- (24) K. Ando, Y. Kajiwara, S. Takahashi, S. Maekawa, K. Takemoto, M. Takatsu and E. Saitoh: Phys. Rev. B, 78 (2008), 014413.
- (25) K. Ando, S. Takahashi, K. Harii, K. Sasage, J. Ieda, S. Maekawa and E. Saitoh: Phys. Rev. Lett., 101 (2008), 036601.
- (26) A. Takeuchi and G. Tatara: J. Phys. Soc. Jpn., 77(2008), 074701.
- (27) G.-Y. Guo, S. Maekawa and N. Nagaosa: Phys. Rev. Lett., 102 (2009), 036401.
- (28) R. H. Silsbee, A. Janossy and P. Monod: Phys. Rev. B, 19 (1979), 4382-4399.
- (29) Y. Tserkovnyak, A. Brataas and G. E. W. Bauer: Phys. Rev. Lett., 88(2002), 117601.
- (30) S. Mizukami, Y. Ando and T. Miyazaki: Phys. Rev. B, 66 (2002), 104413.
- (31) S. Chikazumi: Physics of Ferromagnetism, Oxford Univ. Press, (1997).
- (32) D. D. Stancil, A. Prabhakar: Spin Waves; Theory and Applications, Springer, (2009).
- (33) T. Schneider, A. A. Serga, B. Hillebrands, R. L. Stamps and M. P. Kostylev: Appl. Phys. Lett., 92(2008), 022505.

***** 梶原瑛祐

慶應義塾大学大学院理工学研究科修士課程修了 2010年3月 2010年4月 東北大学大学院理学研究科後期博士課程入学,現在に至る 専門分野:スピントロニクス ◎スピン流の生成・検出に関する研究に従事. *****



梶原瑛祐

齊藤英治