

I. 電子スピンとスピン軌道相互作用

スピン軌道相互作用の強い導体中の スピンホール効果

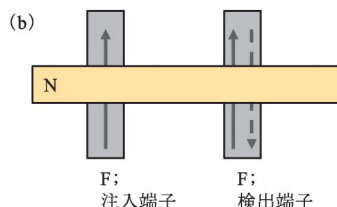
東京大学物性研究所 大谷義近
 大阪大学大学院理学研究科 新見康洋

§1 はじめに

スピントロニクスは、文字通りスピンとエレクトロニクスを掛け合わせた造語であり、電荷の流れである電流のみを利用した従来のエレクトロニクスに、スピン自由度を付加してその機能性を向上させることが、スピントロニクスの使命である¹⁾。この分野は、2007年のノーベル物理学賞の受賞対象となった巨大磁気抵抗効果(GMR)^{2,3)}が発見された1988年に産声を上げた。GMRは、第1図の模式図に示すように、非磁性金属層を挟んだ2枚の強磁性層からなる3層構造に電流を流すと、2つの強磁性層の平行あるいは反平行に向く相対的な磁化の配向に依存して伝導度が大きく変わる現象である。その後、スピン依存伝導の研究はトンネル磁気抵抗効果に発展し、その変化量は酸化マグネシウム(MgO)トンネル障壁を用いることで最大値をとり、20世紀後半になると、スピン偏極電流の運ぶスピン角運動量を利用して磁化にトルクを作用させるスピントルク磁化反転など、スピントロニクスに関わる現象の主役はスピン偏極電流であった。一方で、GMRが発見される数年前にJohnsonとSilsbee⁴⁾は第1図(b)に示すような面内スピンバルブ構造を作製し、スピン蓄積による電圧信号の検出に成功していた。

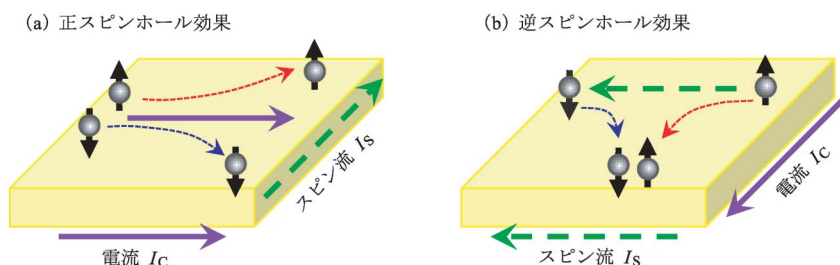
GMRと比較すると検出された信号は非常に小さいものであるが、この実験の重要な点は、電荷の流れを伴わないスピン角運動量のみの流れである純スピン流を生成し検出する方法を確立したことである。21世紀に入ると、この新しい「純スピン流」というスピン偏極電流とは異なるスピン角運動量の流れが主役となり、スピントロニクス研究はさらなる発展を続ける。

純スピン流は、前述の面内スピンバルブ構造を用いて生成されるが、スピンホール効果(SHE)によっても生成される。第2図(a)に示すようにスピンホール効果は、板状の非磁性金属(または半導体)に電流を流した際に伝導電子スピンのスピン軌道相互作用を通じて導体の端に掃き寄せられる現象を言う。スピンホール効果は、最初DyakonovとPerel⁵⁾によって1971年に予想され、約30年後の1999年にHirsch⁶⁾によってその重要性が再認識された現象である。2004年には、Katoらがスピンホール効果によってGaAs細線の端に蓄積したスピン状態を、初めて磁気カー顕微鏡で観測した⁷⁾。その後、強磁性体を用いない電流-スピン流変換の手法としてスピントロニクス応用に活用できることから大きく注目された。しかしながら、電流-スピン流間の変換効率であるスピンホール角は半導体中では非常に小さく高々



第1図

スピンバルブ構造の概念図。(a) 電流垂直型GMRスピンバルブと(b)面内スピンバルブ。後者の場合、強磁性体(F)注入端子から非磁性体(N)に電流を流すと、Nの右側では純スピン流が生成される(詳細は第4図参照)。矢印はFの磁化の向きを表わす。



第2図 (a) 正スピホール効果と (b) 逆スピホール効果。

10^{-3} – 10^{-4} 程度であった^{7,8)}。

次のブレークスルーとなったのが、金属をベースとした素子を用いた電氣的な正・逆スピホール効果の検出である。帯状の細線に加工された金属に電流を流すと、第2図(a)に示すように両端でのスピンの蓄積は期待されるが、電荷量は等しいため両端に電位差は生じない。このためスピホール効果を電氣的に測定することは通常困難である。この理由から、ホール効果⁹⁾や強磁性体中の異常ホール効果¹⁰⁾が発見されてから100年以上もの間、スピホール効果が観測されなかった。一方で、大きなスピン軌道相互作用を有する金属に、純スピン流を注入することができれば、第2図(b)に示した逆スピホール効果を通じて電流が生じることから電氣的に検出が可能となる。最初の逆スピホール効果の実験は、Saitoh らによる白金とパーマロイ (Py; $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ 合金) の2層膜を用いたスピポンピングの実験で、白金の大きな逆スピホール効果の存在が実験的に確かめられた¹¹⁾。ほぼ同時期にアルミニウムの逆スピホール効果の電氣的測定が行われたが¹²⁾、スピホール角は 3×10^{-4} と非常に小さな値であった。現在までに、強磁性共鳴測定装置を用いたスピポンピングの手法^{11,13)}、コプレーナ導波路を用いたスピポンピングの手法^{14,15)}、スピントルク強磁性共鳴^{16,17)}、スピホール磁気抵抗効果^{18,19)}や面内スピバルブ構造を用いたスピン吸収法^{20,21)}などによって白金中の逆スピホール効果が実験的に検証されている。白金が大きなスピホール効果を示すお陰で、その後の熱流をスピン流に変換するスピンゼーベック効果の発見^{22–27)}や微小強磁性体のスピントルク磁化反転や自励発振²⁸⁾が可能になったと言っても過言ではない。白

金がスピホール効果を示すもっとも優良な材料の1つと考えられているが、報告されているスピホール角は0.01–0.1と幅広く分散しており、正しい値は現在でも実験グループの間で論争中の問題である²⁹⁾。

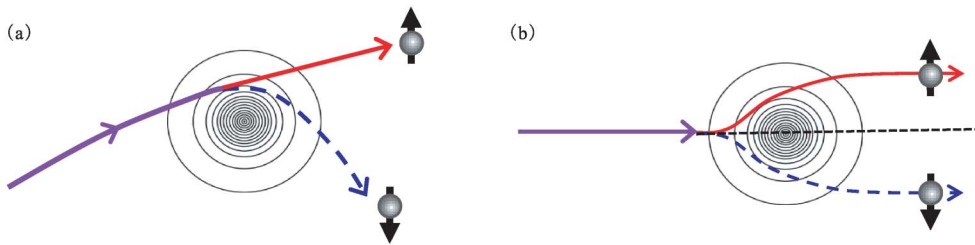
一方で、上述の白金に匹敵する大きなスピホール効果が銅基合金で生じることが実験的に見つかっている^{30–33)}。しかしながら、その発現機構は外因性機構によるもので、白金(Pt)、パラジウム(Pd)、タンタル(Ta)といった4d, 5d遷移金属の内因性機構とは異なる^{34–36)}。次節では、これらの外因性および内因性発現機構に焦点を当ててスピホール効果を議論する。

§2 金属系のスピホール効果

金属におけるスピホール効果は主に以下の2つに分類される。1つは不純物散乱を起源とする外因性スピホール効果であり、もう1つはバンド構造を起源とする内因性スピホール効果である。これら2つの発現機構は、強磁性体に見られる異常ホール効果と同じものである³⁷⁾。次に、それぞれの機構について概説する。

2.1 外因性スピホール効果

外因性の異常ホール効果と同じように、外因性スピホール効果の発現機構にはスキュー散乱³⁸⁾とサイドジャンプ³⁹⁾の2つがある。スキュー散乱は強いスピン軌道相互作用を持つ不純物位置で生じる散乱である。この不純物が散乱中心となるポテンシャルを形成し、第3図(a)に示すようにスピに依存して散乱軌道が異なる。また、散乱過程において波数ベクトルが保存されていない場



第3図 不純物ポテンシャル中心付近での (a) スキュー散乱と (b) サイドジャンプの概念図。

合，スキュー散乱は非弾性散乱である．一方で，サイドジャンプも不純物位置で生じるが，第3図(b)に示すように，水平に運動する電子波束の重心は，不純物位置で縦方向に不連続に跳躍する．この際，波数ベクトルは保たれ，跳躍の変位の符号のみがスピンの向きに依存し，全運動量は保存される．

スキュー散乱によって生じるスピンホール抵抗率 ρ_{SHE} は強いスピン軌道相互作用を示す不純物による抵抗率 ρ_{imp} に比例することが知られている⁴⁰⁾．一方，サイドジャンプに起因するスピンホール抵抗率 ρ_{SHE} は，不純物のみが散乱要因であるときには ρ_{imp}^2 に比例するが，着目している系の全抵抗率 ρ_{total} に上述の不純物以外の弱いスピン軌道相互作用を持つ散乱ポテンシャルの寄与が含まれるときには， $\rho_{\text{imp}} \rho_{\text{total}}$ に比例する．スピンホール角 α_{H} は ρ_{SHE} と ρ_{imp} の比で定義されるので， $\alpha_{\text{H}} \equiv \rho_{\text{SHE}} / \rho_{\text{imp}} = a + b \rho_{\text{imp}}$ (もしくは ρ_{total}) と与えられる⁴¹⁾．ここで， a と b はそれぞれスキュー散乱とサイドジャンプの両散乱に関わる係数である．したがって，スピン軌道相互作用の起源となる不純物がない $\rho_{\text{imp}} = 0$ の場合は，全抵抗 ρ_{total} が有限であっても α_{H} はゼロ，すなわちスピンホール効果は生じない．一般的に ρ_{imp} が低いときには，スキュー散乱が支配的になり，逆に ρ_{imp} (もしくは ρ_{total}) が大きくなるとときにはサイドジャンプが支配的となる．

2.2 内因性スピンホール効果

内因性機構は，Karplus と Luttinger によって，上述のスキュー散乱とサイドジャンプの2つの機構が提案される以前の1954年に強磁性体の異常ホール効果を説明するために提唱されたものであ

る⁴²⁾．しかしながら，ほとんどの実験結果がスキュー散乱とサイドジャンプの両機構で説明されたために，長い間注目されなかった．この理論が改めて注目されたのは，Berry 位相の概念を用いて再構築されてからである⁴³⁻⁴⁵⁾．再構築された理論を用いることで，強磁性体金属だけでなく強磁性半導体や酸化物⁴⁶⁾についても異常ホール効果の定量的な説明が可能となった．

同じ機構が Pt, Pd, Ta などの 4d, 5d 遷移金属のスピンホール効果に対しても適用が可能である．最近の強磁性絶縁体 YIG (本来強磁性体ではなくフェリ磁性体だが，自発磁化を持ち絶縁体であることが本質的であるので，正確ではないが便宜上強磁性絶縁体と呼ぶことにする) を用いたスピンプンピングの実験によると⁴⁷⁾，内因性機構は V や Ni 等の 3d 遷移金属におけるスピンホール効果の発現にも重要である．ここでは詳細な説明は省略し，参考文献34)や35)に委ねることにするが，伝導電子波動関数の位相に対する d 軌道の寄与が内因性スピンホール効果の発現に重要な役割を果たす．内因性機構では，遷移金属の電気抵抗率 ρ_{xx} が比較的に小さいときには，スピンホール抵抗率 ρ_{SHE} は ρ_{xx}^2 に比例するが，抵抗率 ρ_{xx} がある臨界値より大きくなると急激に減少する³⁵⁾．

§3 スピンホール角とスピン拡散長

非磁性体中のスピンホール効果の特徴付ける重要な指標として，スピンホール角とスピン拡散長がある．これら2つの指標の正確な決定方法についてはこの問題に関わる実験グループ間で議論的になっている²⁹⁾．この節では，われわれが開発した面内スピンプルブ構造を利用したスピン吸収

法について説明した後に、非磁性金属のスピンド散長を求めるための相補的な手法として弱反局在現象を用いる手法を説明する。

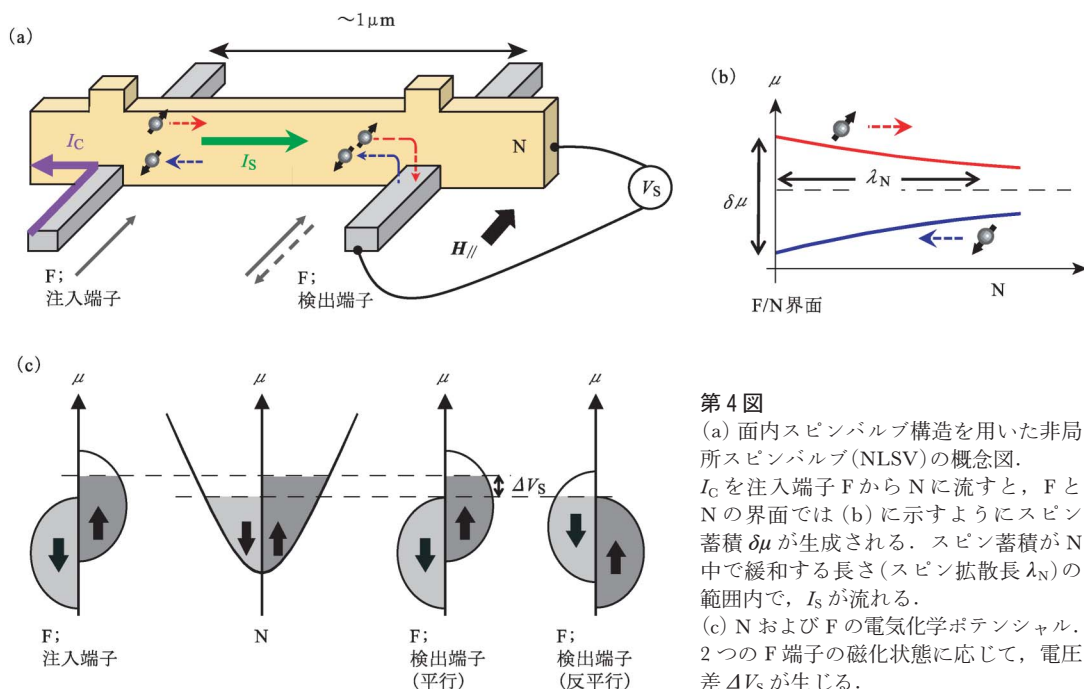
3.1 面内スピントループ構造を用いたスピンド吸収法

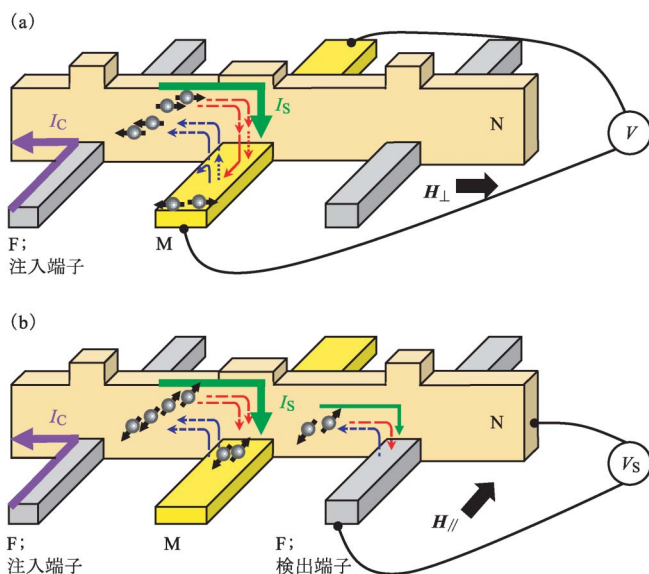
§1で述べたように第1図(b)の面内スピントループは純スピンド流を生成する1つの手法である。第4図(a)に示すように左側の強磁性細線(F)から非磁性細線(N)に電流 I_C を流すことで、アップ(↑)スピンドとダウン(↓)スピンドの電気化学ポテンシャルは、オーミック接合を通して連続である必要があるため[第4図(b), (c)参照], スピンド蓄積 $\delta\mu$ がF/N接合近傍に生じる。このスピンド蓄積は非平衡状態であるため、非磁性金属中で緩和する過程で、電流の流れていない右側では純スピンド流 I_S が生じ、スピンド拡散長 λ_N と呼ばれる特性長にわたって距離とともに減衰する。ここで、スピンド拡散長 λ_N の範囲内に検出用の強磁性細線を接合すると、スピンド注入端子と検出端子の強磁性細線の磁化配向方向に依存して変化する非局所電圧 V_S が検出される[第4図(c)]。この測定法を非局

所スピントループ測定法と呼ぶ。2つの強磁性細線の磁化が平行と反平行のときの差分 ΔV_S をスピンド信号と呼び、その大きさは検出端子位置でのスピンド蓄積量と比例する。したがって、両細線間距離 L を変化させながらスピンド信号 ΔV_S を測定することにより、 λ_N を見積もることができる。

TakahashiとMackawa⁴⁸⁾は、GMRを説明するValet-Fertモデル⁴⁹⁾に基づいた1次元のスピンド拡散方程式から解析解を導出した。また実験的には、Jedemaら^{50,51)}がJohnsonとSilsbeeの実験⁴⁾から約15年後に、初めて電子線描画装置を用いたナノメートルスケールの面内スピントループ素子を作製し、非局所スピントループ測定およびスピンド拡散長などの正確な見積もりを行った。ただし電子線描画装置の分解能等の技術的な制約のため、面内スピントループ素子を用いてスピンド拡散長 λ_N を算出するには、 λ_N は比較的長い(約100 nm以上)必要がある。一方、スピンド吸収法は、このような技術的な制約を受け難いことから、強いスピンド軌道相互作用を示す金属のスピンド拡散長(100 nm以下)を決定するのに極めて有効な手法である。

第5図(a)にスピンド吸収法の測定原理を示す。





第5図

面内スピンプル構造を基としたスピ
ンホール素子.

(a) 逆スピホール効果測定 of 概念
図. この測定の場合, 外部磁場 $H_{\perp}$
は F 細線に面内垂直に印加する.

(b) M 細線を挿入した場合の NLSV
測定 of 概念図. (a) と異なり, 外部磁
場は F 細線に平行 ($H_{\parallel}$) に印加する.

測定用の素子構造は第4図(a)の面内スピンプルを基本としている. スピン軌道相互作用が強くスピホール効果を発現する測定対象の金属 M 細線を, 2本の強磁性体 F 細線の間に川字になるように挿入し, 非磁性体 N 細線で架橋する. M 細線のスピン軌道相互作用は, N 細線に比べて十分大きいので, 上述したように左側のスピン注入端子で生成された純スピン流 I_S は伝播方向と基板面に対して垂直に M 細線に吸収(注入)される. 外部磁場を F 細線に対して面内垂直方向に印加することで磁化を細線に対して垂直に向けると, 伝導電子スピンも同じ方向に配向する. 第5図(a)に示すように, 純スピン流 I_S の方向はスピンの向き s と直交しているのので, $I_C \propto I_S \times s$ の関係を満たし, 逆スピホール効果によって M 細線に沿って流れる電流に変換される.

実際には, N 細線を流れる全部の純スピン流 I_S が M 細線に吸収されるわけではなく, 残留した純スピン流は図右側の検出用 F 細線に到達する. したがって, 第5図(b)に示すように, 前述した面内スピンプル測定と同様にスピン信号を測り, M 細線がない素子と比較することで, 吸収されるスピン流の量と M 細線のスピン拡散長 λ_M を正確に求めることができる.

注目すべき特徴として, この手法を用いると

正・逆両方のスピホール効果が同一素子を用いて測定できることからオンサガーの相反関係を実験的に検証することができる. M 細線に電流 I_C を流すと, 正スピホール効果により M 細線表面にスピン蓄積が生じる. このスピン蓄積を, N 細線を介して, 注入端子として使用した F 細線で検出することができる^{20,21)}.

3.2 1次元スピン拡散モデル

スピホール効果を示す物質のスピンホール角 α_H やスピン拡散長 λ_M を定量的に評価するためには, Takahashi と Maekawa のモデルを3本の細線の場合に拡張する必要がある. スピン吸収法において, スピンホール角 α_H は逆スピホール電圧 ΔV_{ISHE} から次式のように求められる.

$$\alpha_H = \frac{\rho_{\text{SHE}}}{\rho_{xx}} = \frac{w_M}{x\rho_{xx}} \frac{\Delta V_{\text{SHE}}}{\bar{I}_S} \quad (1)$$

ここで, スピホール効果を示す銅(Cu)基合金の場合, 文献40)に詳述するように Cu 自体がスピホール効果の発現に寄与しないため上述の ρ_{xx} は $\rho_{\text{imp}} (= \rho_{xx} - \rho_{\text{Cu}})$ となる. ここで ρ_{Cu} は Cu の抵抗率である. また w_M は M 細線の幅, x は短絡係数と呼ばれる補正係数であり, その詳細については後述する. $\bar{I}_S$ は直交に注入される有効純スピン流であり, 次式で与えられる.

$$\bar{I}_S = \frac{\int_0^{t_M} I_S(z) dz}{t_M} = \frac{\lambda_M}{t_M} \frac{\{1 - \exp(-t_M/\lambda_M)\}^2}{1 - \exp(-2t_M/\lambda_M)} \times \frac{2p_F I_C Q_F \{\sinh(L/2\lambda_N) + Q_F \exp(L/2\lambda_N)\}}{\{\cosh(L/\lambda_N) - 1\} + 2Q_M \sinh(L/\lambda_N) + 2Q_F \{\exp(L/\lambda_N) (1 + Q_F) (1 + 2Q_M) - 1\}} \quad (2)$$

式中の t_M は M 細線の厚さ、 Q_F と Q_M はそれぞれ F, M, N 細線のスピン抵抗 R_X ($X=F, N$, もしくは M) の比 R_F/R_N と R_M/R_N である。スピン抵抗とは通常の電気抵抗とは異なり、電気抵抗率 ρ_X 、スピン拡散長 λ_X 、スピン偏極率 p_X と純スピン流の流れる部分の有効断面積 A_X を用いて $R_X = \rho_X \lambda_X / \{(1 - p_X^2) A_X\}$ として与えられ、スピン緩和の起こりやすさの指標となる。ここで、N 細線と M 細線は非磁性体であるので、 $p_N = p_M = 0$ となる。また、それぞれ N, F, M 細線の有効断面積 A_X は、 $\lambda_N \gg t_N$ のときに $A_N = w_N t_N$ 、 $\lambda_F \ll t_F$ のときに $A_F = w_N w_F$ 、 $\lambda_M \ll w_N$ のときに $A_M = w_N w_M \tanh(t_M/\lambda_M)$ となる。ここで w_N は N 細線の幅、 w_F は F 細線の幅、 t_N は N 細線の厚みである。基板面に垂直に M 細

線に吸収されるスピン流は、 $\lambda_M < t_M$ のときには細線の底面(基板面)に向かって指数関数的に減衰するが、膜厚がスピン拡散長より小さい $\lambda_M > t_M$ のときには M 細線の底面でゼロになるように直線的に減少する。前述したように〔詳細は、文献 31) の補足資料を参照〕 λ_N 、 λ_F および p_F は、M 細線を挿入していない場合のスピン信号の注入・検出端子間距離依存性から求められるので、 λ_M のみが $\bar{I}_S$ を決定する上で未知の物理量となる。

M 細線のスピン拡散長 λ_M は、測定対象となる M 細線が挿入されているスピバルブ構造と、挿入されていない構造の非局所スピバルブ信号 ΔV_S の比 η から次式を用いて求められる。

$$\eta \equiv \frac{\Delta V_S^{\text{with}}}{\Delta V_S^{\text{without}}} = \frac{2Q_M \{\sinh(L/\lambda_N) + 2Q_F \exp(L/\lambda_N) + 2Q_F^2 \exp(L/\lambda_N)\}}{\{\cosh(L/\lambda_N) - 1\} + 2Q_M \sinh(L/\lambda_N) + 2Q_F \{\exp(L/\lambda_N) (1 + Q_F) (1 + 2Q_M) - 1\}} \quad (3)$$

ここで、前述の式(1)に出てきた短絡補正係数 x は、M 細線の表面に良導体の N 細線が接続されることにより生じる短絡効果の生じる度合いを示す量で、たとえば N が銅、M が銅基合金や白金の場合は $x \sim 0.36$ の値をとる³⁰⁾。このように短絡効果の影響は小さくなく、正しく評価することは、スピンホール角を正確に見積もるためには不可欠である。この問題を回避する 1 つの方法は、次に述べる有限要素法による 3 次元解析である。

3.3 3 次元スピン拡散モデル

1 次元の Valet-Fert モデル⁵²⁾は、電荷とスピンに関する 2 つの拡散方程式で構成される。ここでは 1 次元 Valet-Fert モデルを 3 次元に拡張する。特にスピン軌道相互作用の強い M 細線で発現するスピンホール効果を記述するためには、伝導度テンソルの非対角項を考慮することが必須となる。非磁性体 N 細線および M 細線を記述する拡

張された方程式は、テンソル標記を用いて次の(4)および(5)式のようになる。

$$J^\alpha = -\frac{\nabla_\alpha \mu}{e\rho_M} + \alpha_H \varepsilon_{\alpha\beta\gamma} \frac{\nabla_\beta \mu_S^\gamma}{2e\rho_M} \quad (4)$$

$$J_S^{\alpha,\beta} = -\alpha_H \varepsilon_{\alpha\beta\gamma} \frac{\nabla_\gamma \mu}{e\rho_M} - \frac{\nabla_\alpha \mu_S^\beta}{2e\rho_M} \quad (5)$$

ここで、 e は素電荷、 J は電流密度、 μ は電気化学ポテンシャルである。添え字の S はスピンを表わし、 $\varepsilon_{\alpha\beta\gamma}$ は 3 次元の Levi Civita テンソルである。次に同様の表式を用いると、強磁性体中の電荷とスピンの拡散方程式は、

$$J^\alpha = -\frac{\nabla_\alpha \mu}{e\rho_F} - \frac{\beta \nabla_\alpha \mu_S}{2e\rho_F} \quad (6)$$

$$J_S^\alpha = -\frac{\beta \nabla_\alpha \mu}{e\rho_F} - \frac{\nabla_\alpha \mu_S}{2e\rho_F} \quad (7)$$

となる。ここで β はスピン偏極率であるが、前述の 1 次元モデルの p_F とは多少異なる。また、スピンの横成分の緩和長が短いことから⁵³⁻⁵⁵⁾、スピン

の量子化軸は強磁性体中の局所磁化ベクトルの向きと平行であると仮定する．以上の3次元の電荷およびスピンの拡散方程式に基づく有限要素法解析ソフト SpinFlow3D を用いて，CuBi 細線中に非局所注入されたスピン流の3次元分布を計算した例が文献30)と33)に示されている．この3次元の手法を用いることで，短絡効果補正係数を用いることなく正確に非局所注入されるスピン流を見積もることができる．

3.4 弱反局在を用いたスピン拡散長の算出方法

これまでで，スピン吸収法を用いることによって，スピンホール角やスピン拡散長を定量的に求められることを示してきた．しかしながら，特に白金のスピン拡散長について，スピン吸収法で求められた値は^{33,36,55)}，強磁性体/白金2層膜を用いた他の実験手法に比べて^{16-19,56)}数倍長くなるなど，測定手法に依存することが指摘されている．上述のような接合界面を利用せず，比較的簡単に磁気抵抗測定から白金中のスピン拡散長を決定する相補的な手法として，弱反局在(WAL)効果の測定解析による方法がある^{33,55,57,58)}．一般に金属中で運動する電子波束は，固体中での多重散乱を通じて位相干渉し，低温で弱局在現象を通じて抵抗の増大を示すことが知られている⁵⁹⁻⁶²⁾．一方で，無視できない強さのスピン軌道相互作用が金属中に内在すると干渉の位相が π ずれることから，逆に抵抗は減少を示す．ここで磁場を印加すると，反局在状態が解消されるので，正の磁気抵抗を生じる．この正の磁気抵抗の変化量が弱反局在の強さを示す⁶³⁾．この磁気抵抗曲線を次に示す Hikami-Larkin-Nagaoka よって導出された式にフィッティングすることにより位相コヒーレンス長 L_ϕ とスピン軌道長 L_{SO} を求めることができる．

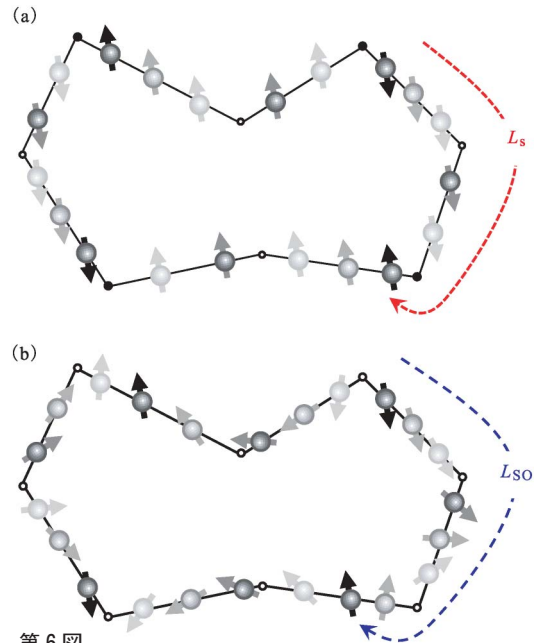
$$\frac{\Delta R}{R_\infty} = \frac{2}{l} \frac{R_\infty}{h/e^2} \times \left(\frac{\frac{3}{2}}{\sqrt{\frac{1}{L_\phi^2} + \frac{4}{3} \frac{1}{L_{SO}^2} + \frac{1}{3} \frac{w^2}{l_B^4}}} - \frac{\frac{1}{2}}{\sqrt{\frac{1}{L_\phi^2} + \frac{1}{3} \frac{w^2}{l_B^4}}} \right) \quad (8)$$

ここで， ΔR は正の磁気抵抗の変化量， R_∞ は十分強い磁場が印加された状態での抵抗， l および w は細線の長さと幅である．また， h はプランク定数， $l_B = \sqrt{h/2\pi eB}$ は磁気長である．フェルミ液体理論によれば^{61,62,64)}， L_ϕ は温度 T に対して $T^{-1/3}$ に比例して変化するのに対して， L_{SO} は低温でほぼ一定値をとる⁶⁰⁾．

スピン軌道長 L_{SO} とスピン拡散長 L_s の関係については理論的な考察がなされており⁶⁵⁾，その直感的な描像は，第6図に示すとおりである．第6図(a)は一般的な Elliott-Yafet 機構の描像であり，散乱を繰り返すうちにある確率でスピン反転が生じる．第6図(b)ではスピン軌道長に渡ってスピンはなだらかに回転して最終的に始状態とは逆の方向を向く．話を低温における当局的な不純物散乱に限り，フォノンの寄与を無視すると両者の間には，

$$L_s = \frac{\sqrt{3}}{2} L_{SO} \quad (9)$$

の関係が成り立つ^{66,67)}．この関係は実験的にも確かめられており⁵⁵⁾， L_s は λ_N または λ_M と等価であると見なすことができる．



第6図

- (a) Elliott-Yafet 機構で説明されるスピン拡散描像．
(b) WALでのスピン拡散描像． L_s および L_{SO} はそれぞれ非磁性体のスピン拡散長およびスピン軌道長である．

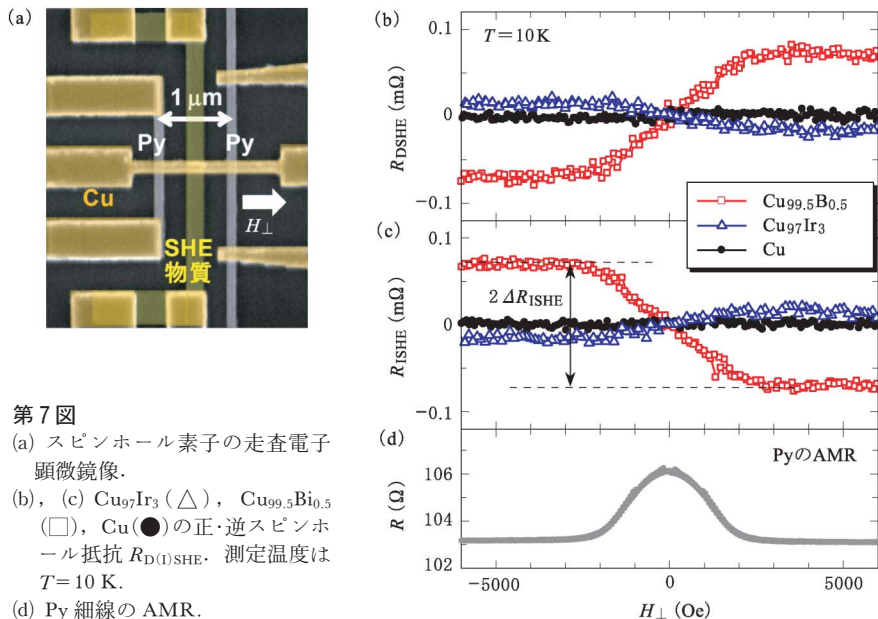
§4 外因性および内因性 スピンホール効果

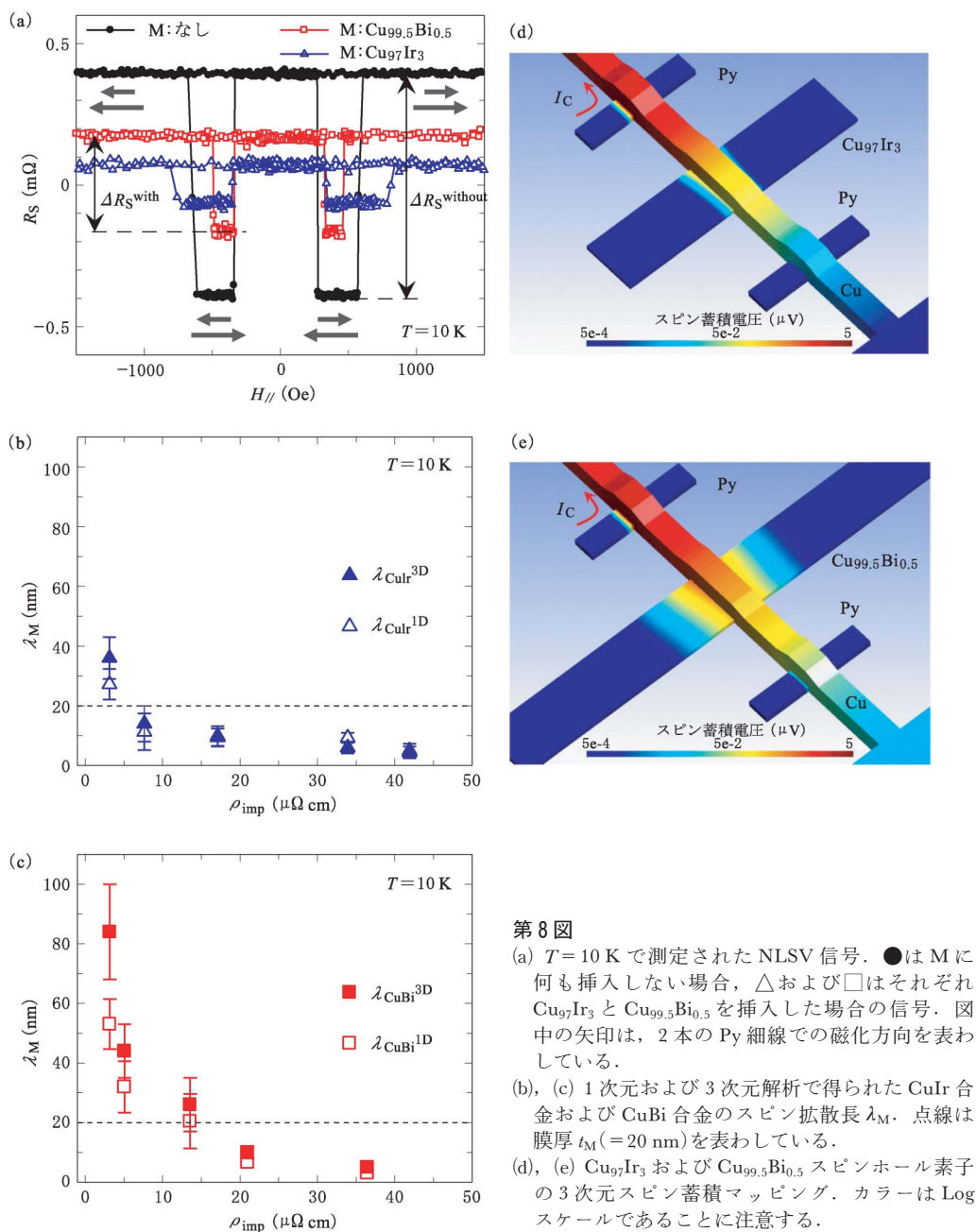
4.1 Cu 基合金における 外因性スピンホール効果

第7図(a)はスピンホール素子の走査電子顕微鏡像である．この素子を用いることで前述したように正・逆両方のスピンホール効果の測定が可能となる．第7図(b)(c)に，典型的な正・逆スピンホール抵抗 $R_{D(I)SHE}$ ($\equiv V_{D(I)SHE}/I_C$) を示す．ここで， $V_{D(I)SHE}$ はスピンホール効果による電圧信号， I_C は強磁性体 Py 細線に注入された励起電流である．Py 細線に面内垂直に外部磁場 $H_{\perp}$ を印加すると，2000 Oe 以上で磁化が飽和し [第7図(d)に示す Py の異方性磁気抵抗 AMR からわかる]，スピンの量子化軸は完全に第7図(a)中の矢印の方を向くため， $I_C \propto I_S \times s$ の条件を満たし， $R_{D(I)SHE}$ の信号も一定となる．一方， -2000 Oe 以下でも同様に磁化は飽和するが，矢印の向きが逆であるため，反対側に電荷が蓄積する．したがって，スピンホール効果による信号強度を議論するときには， ± 2000 Oe 以上の差分を $2\Delta R_{D(I)SHE}$ と定義し， $\Delta R_{D(I)SHE}$ のみに着目する．第7図(b)(c)からもわかるように Cu のスピンホール効果は無視できる

ほど小さいが，Ir を 3 at% もしくは Bi を 0.5 at% という微量を添加するだけで大きなスピンホール効果が観測される．また， $\text{Cu}_{97}\text{Ir}_3$ と $\text{Cu}_{99.5}\text{Bi}_{0.5}$ どちらの場合も正・逆スピンホール信号の大きさを比べると完全に一致しておりオンサーガーの相反関係を満たしている^{20,21,30,31}． $\text{Cu}_{97}\text{Ir}_3$ と $\text{Cu}_{99.5}\text{Bi}_{0.5}$ を比較すると， $\text{Cu}_{99.5}\text{Bi}_{0.5}$ の方が，不純物添加量が少ないにもかかわらず数倍大きな負のスピンホール抵抗を示す³¹．一方 $\text{Cu}_{97}\text{Ir}_3$ のスピンホール抵抗の符号は正となる³⁰．

§3.1 で述べた手法を用いて $\text{Cu}_{97}\text{Ir}_3$ と $\text{Cu}_{99.5}\text{Bi}_{0.5}$ のスピン吸収を調べた結果を第8図(a)に示す．この測定では外部磁場 $H_{\parallel}$ は Py 細線に平行に印加されており，2本の Py 細線の保磁力に差があるため，注入端子と検出端子の磁化状態が平行および反平行状態を実現できる．面内スピンバルブに M 細線 (M: $\text{Cu}_{97}\text{Ir}_3$ もしくは $\text{Cu}_{99.5}\text{Bi}_{0.5}$) を挿入することによって，検出端子側の Py で測定されるスピン信号 ΔR_S^{with} は挿入しない場合 ($\Delta R_S^{\text{without}}$) より小さくなり，明らかに M 細線に I_S が吸収されていることがわかる．この結果を，§3.2 および §3.3 で述べた 1 次元および 3 次元の手法を用いて解析することで，M 細線のスピン拡散長 λ_M は求められる．CuIr 希薄合金に関しては 1 次元の λ_M^{1D}





第 8 図

(a) $T=10$ K で測定された NLSV 信号. ●は M に何も挿入しない場合, △および□はそれぞれ $\text{Cu}_{97}\text{Ir}_3$ と $\text{Cu}_{99.5}\text{Bi}_{0.5}$ を挿入した場合の信号. 図中の矢印は, 2 本の Py 細線での磁化方向を表わしている.

(b), (c) 1 次元および 3 次元解析で得られた CuIr 合金および CuBi 合金のスピンド拡散長 λ_M . 点線は膜厚 $t_M (= 20 \text{ nm})$ を表わしている.

(d), (e) $\text{Cu}_{97}\text{Ir}_3$ および $\text{Cu}_{99.5}\text{Bi}_{0.5}$ スピンホール素子の 3 次元スピンス蓄積マッピング. カラーは Log スケールであることに注意する.

と 3 次元の λ_M^{3D} はほぼ同じ値をとるが [第 8 図 (b)], CuBi 希薄合金の場合, 1 次元と 3 次元解析の結果に有意な差が生じる [第 8 図 (c)]. この差は, 第 8 図 (e) に示すスピンス蓄積の 3 次元カラーマッピングからもわかる通り, CuBi/Cu 接合部に生じるスピンス蓄積が CuBi 細線に沿って広がっ

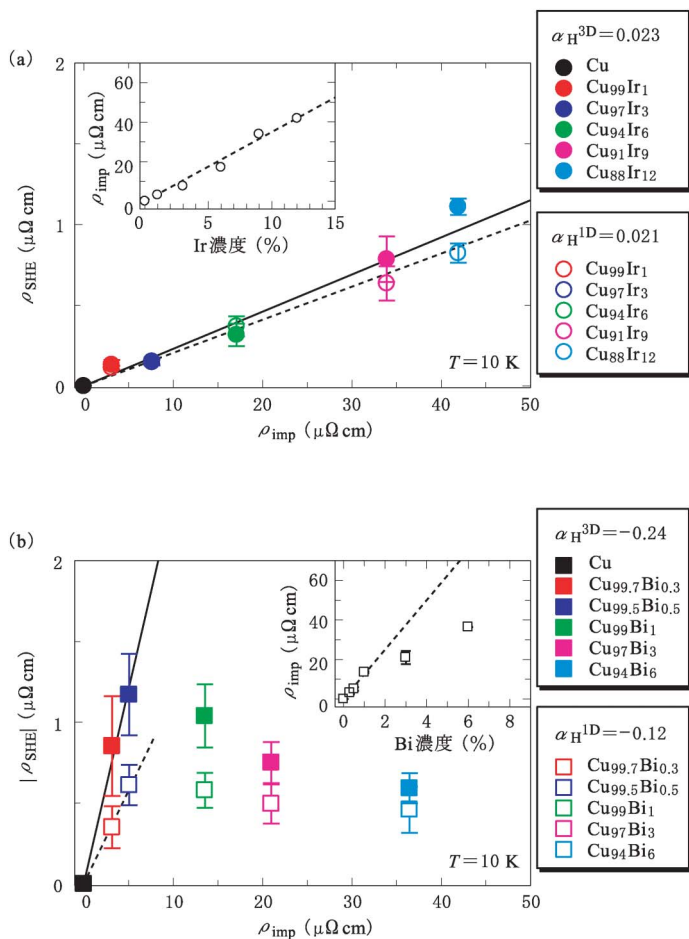
ていることに起因する. すなわち, $\text{Cu}_{99.5}\text{Bi}_{0.5}$ のスピンド拡散長 λ_M が細線の厚み t_M より長い場合, すべての純スピンス流は面内垂直方向に流れず, 一部は CuBi 細線方向にしみ出して拡散する. 一方で CuIr 合金では, スピンド拡散長は厚みより短いあるいは同程度であるため, 顕著なスピンス蓄積の広

がりは見られない[第8図(d)]. さらに §3.4 でも述べたように, スピン拡散長は WAL を測定することでも見積もられる. 実際, $\text{Cu}_{99.5}\text{Bi}_{0.5}$ の L_{SO} を WAL 測定から算出すると 40 nm 程度となり, スピン吸収法で得られる λ_{M} と定量的に一致する³³⁾.

スピン拡散長 λ_{M} が決まれば, §3.2 および §3.3 で述べた 1 次元および 3 次元の手法を用いて解析することで今度はスピンホール角 α_{H} を決定できる. 第 9 図に 1 次元および 3 次元解析で得られた ρ_{SHE} を ρ_{imp} の関数でプロットした結果を示す. スピン拡散長のときと同様に CuIr 合金の場合には, 1 次元計算と 3 次元計算で得られた ρ_{SHE} にはあまり大きな違いはなく, ρ_{SHE} は ρ_{imp} に対して線形に増加する. このことは Ir 不純物でのスキュー散乱によってスピンホール効果が発現していることを意味する³⁰⁾. またその傾きとして与えられる α_{H}

もおおよそ 2% 程度であり, この結果は過去の Fert らによる CuMnIr 3 元合金の異常ホール効果から算出されたホール角の値(2.6%)とも定量的に一致する⁶⁸⁾. また Ir 濃度を 12% まで変えても ρ_{imp} は濃度に対して線形に増加した[第 9 図(a)挿入図].

一方で, 第 9 図(b)に示すように CuBi 合金の場合には, 特に抵抗率の低い領域で 1 次元計算と 3 次元計算で得られた ρ_{SHE} に違いがある. この違いは上述したように, λ_{M} が l_{M} より長い場合, すべての I_{S} が M 細線に対して垂直に流れ込まないため, 逆スピンホール効果に寄与する I_{S} を過大評価していることに起因する. 3 次元計算で得られた結果に着目すると, α_{H} は -24% となり, CuIr 合金や §4.2 で述べる Pt よりも 1 桁以上大きくなった. また CuIr 合金との違いとして, CuBi 場合には Bi 濃度を 0.5 at% 以上にすると, ρ_{imp}



第 9 図

(a) CuIr 合金および (b) CuBi 合金におけるスピンホール抵抗率 ρ_{SHE} の不純物抵抗率依存性 ρ_{imp} . 1 次元解析の結果は白抜きで 3 次元解析の結果は黒塗りで示している. また傾きはスピンホール角 α_{H} を示す. 挿入図は, 不純物抵抗率 ρ_{imp} の濃度依存性.

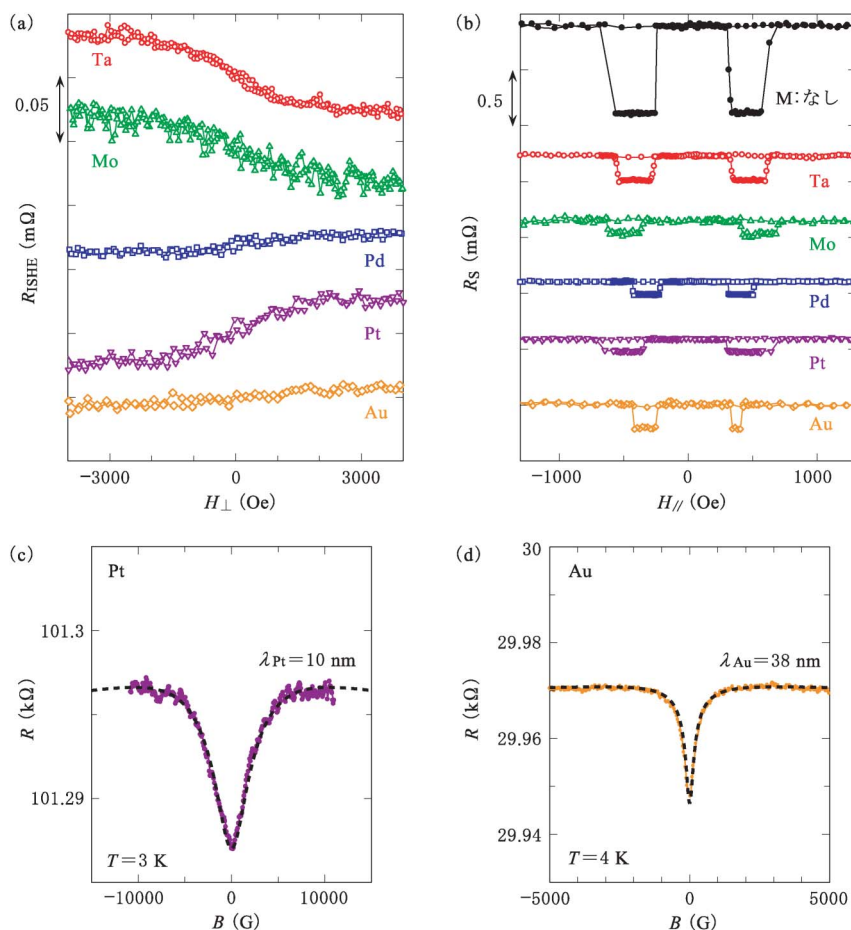
が Bi 濃度に対して線形に増加しなくなる [第 9 図 (b) 挿入図]. このことは, 添加した Bi 不純物が偏析していることを意味しており⁶⁹⁾, 実際に組成分析でも Bi の偏析を確認している³¹⁾. しかし低濃度領域に限れば, この結果はわずか 0.5 at% だけの Bi を添加するだけで, 非常に大きなスピンホール信号が得られることを示している.

4.2 4d, 5d 遷移金属の内因性スピンホール効果

§4.1 では, 面内スピンバルブ構造をベースとしたスピン吸収法を用いれば, 正・逆スピンホール効果を同一素子で測定できるだけでなく, スピンホール角やスピン拡散長を定量的に算出できるこ

とを, CuIr および CuBi 合金における外因性スピンホール効果で実証した. ここでは, スピントロニクス分野で頻繁に用いられる Pd や Pt, Ta を代表とする 4d, 5d 遷移金属でもまったく同じ手法でスピンホール効果が測定でき, スピン拡散長・スピンホール角が定量的に議論できることを紹介する.

第10図(a)にいくつかの 4d, 5d 遷移金属で測定された逆スピンホール抵抗の結果を示す. Ta や Mo では負のスピンホール効果を示しているのに対し, Pd, Pt, Au では正のスピンホール効果を示す. さらにこれら遷移金属のスピン拡散長を決定するために, NLSV 測定も行った [第10図(b)]. たとえば, Pt の場合, 3 次元解析で得られるスピ



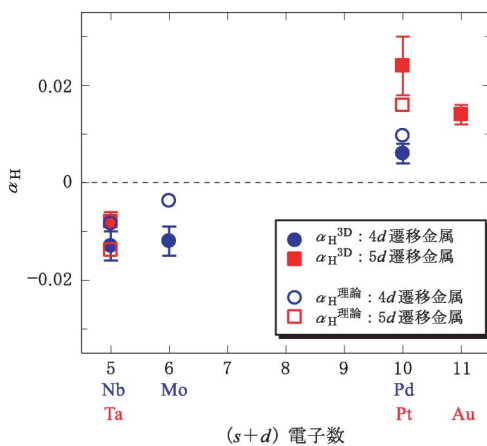
第10図

$T = 10 \text{ K}$ で測定された 4d, 5d 遷移金属の (a) 逆スピンホール抵抗 R_{ISHE} と (b) NLSV 信号 R_S . (c), (d) Pt および Au 細線 ($w = 100 \text{ nm}$) で測定した WAL 曲線. 点線は式 (8) のフィッティング曲線.

ン拡散長は $\lambda_{\text{Pt}}^{3\text{D}}=10\text{ nm}$, Au だと $\lambda_{\text{Au}}^{3\text{D}}=40\text{ nm}$ となった. これらの値を相補的に確かめるために, Pt や Au の細線を準備して WAL 測定を行った [第10図(c)(d)]. この結果を式(8)でフィッティングし, さらに式(9)を用いてスピン拡散長を求めたところ, $\lambda_{\text{Pt}}=10\text{ nm}$, Au だと $\lambda_{\text{Au}}=38\text{ nm}$ となり, スピン吸収法で得られた値と定量的に一致した.

得られたスピン拡散長から, 3次元解析を用いて 4d, 5d 遷移金属のスピンホール角 $\alpha_{\text{H}}^{3\text{D}}$ を求める. この際, CuIr や CuBi 合金の場合と異なり, 得られたスピンホール抵抗率 ρ_{SHE} を全抵抗率 ρ_{M} で割ったものをスピンホール角と定義する. その結果, 第11図にあるように, Pt で $\alpha_{\text{H}}^{3\text{D}}=0.024$, Au で $\alpha_{\text{H}}^{3\text{D}}=0.010$, Ta で $\alpha_{\text{H}}^{3\text{D}}=-0.008$ となった. この結果は, 文献(35), (36)にあるように, 内因性機構に基づいてスピンホール角を計算した値とも, ほぼ定量的に一致することがわかる. また理論の予測通り, $(s+d)$ 電子数が 7-8 でスピンホール角の符号が反転する. これらの結果は, 4d, 5d 遷移金属で発現するスピンホール効果がバンド構造に由来した内因性機構であることを強く示唆する.

最後に, 最近スピントロニクス分野で問題となっている 4d, 5d 遷移金属のスピンホール角やスピン拡散長の定量性²⁹⁾に言及する. §1 でも述べたように, 特に白金のスピンホール角については,



第11図

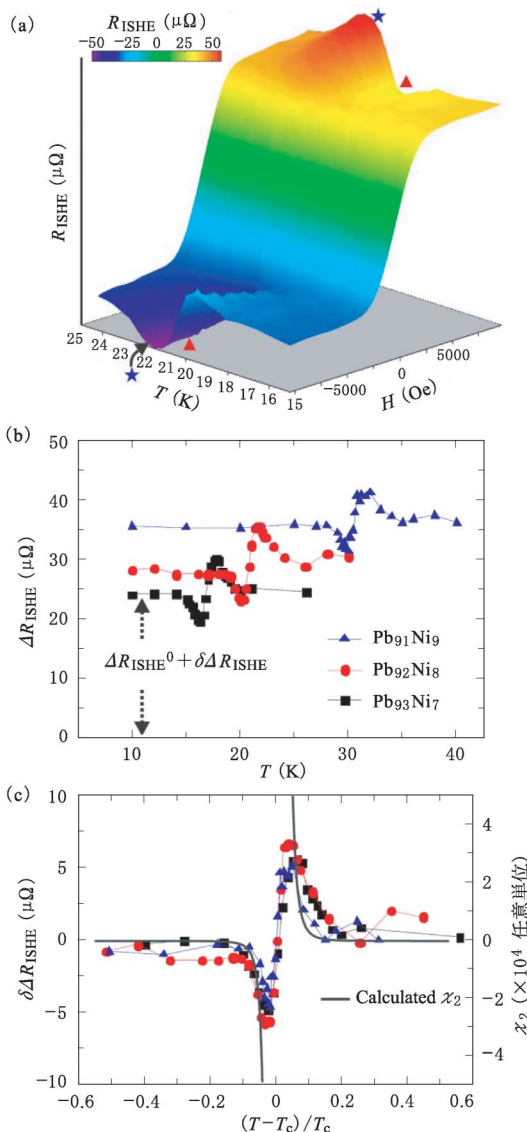
第10図(a)(b)に示したデータと3次元解析から得られた 4d(●), 5d(■) 遷移金属のスピンホール角 $\alpha_{\text{H}}^{3\text{D}}$. 文献(35)で議論されている内因性機構を基に計算した 4d(○), 5d(□) 遷移金属のスピンホール角 $\alpha_{\text{H}}^{\text{理論}}$ も示す.

測定する手法によって 0.01-0.1 まで 1桁以上にわたって値が異なる. それに付随して, スピン拡散長も 10 nm から 1 nm まで値が異なる. すべての場合に対して, 以下の主張が当てはまるわけではないが, 1つの問題は Pt と強磁性体金属との近接効果である. スピントロニクス研究で主に用いられるスピンポンピング法やスピントルク強磁性共鳴などでは, 必ず強磁性体と非磁性体の2層構造薄膜が用いられる. 特に Pt の場合, 強磁性体金属と直接接していると, 近接効果によって Pt も強磁性体化し, 磁気モーメントをもつことが知られている⁷⁰⁻⁷²⁾. これにより, Pt のスピン拡散長が短く見積もられ, スピンホール角が大きく見積もられる可能性がある. 一方で, 面内スピンバルブ構造を用いたスピン吸収法では, Pt は強磁性体 Py と接することはなく, 必ずスピン軌道相互作用の弱い Cu を介しているのもので, そのような近接効果の可能性は完全に排除できる.

4.3 その他の物質のスピンホール効果

ここまで見てきたように, スピンホール効果はスピン軌道相互作用の強い非磁性金属で発現し, 不純物散乱による外因性機構か, バンド構造に由来する内因性機構で説明できた. 一方で強磁性金属は, 異常ホール効果のみを示すと考えられてきたが, 実はスピンホール効果も示すことが最近の実験で明らかになっている^{73,74)}. ここでは, 非磁性金属以外のスピンホール効果の例として, 弱強磁性体である PdNi 合金で観測されたスピンホール効果と, 酸化物電極材料としても用いられる IrO_2 酸化物のスピンホール効果について説明する.

第12図(a)に, $\text{Pd}_{92}\text{Ni}_8$ を M 細線として挿入したときの逆スピンホール抵抗 R_{ISHE} の温度依存性を3次元プロットで示す. $\text{Pd}_{100-x}\text{Ni}_x$ は弱強磁性体として知られ, 本実験で準備した $x=8$ のときの強磁性体転移温度 $T_c (=21\text{ K})$ はあらかじめ異常ホール効果の測定で調べておいた⁷⁵⁾. T_c 以上では Pd と同様に正の符号をもつスピンホール効果が観測され, T_c 以下でも T_c 以上と大きな違いは見られない. しかし, T_c 近傍でのみ通常の R_{ISHE} とは異なり, T_c 直下では高磁場側で R_{ISHE} はわずかに小さくなり [第12図(a)中▲], 一方 T_c 直上



第12図

- (a) $\text{Pd}_{92}\text{Ni}_8$ 合金の逆スピンホール抵抗 R_{ISHE} の温度依存性の 3 次元プロット. $T_c (= 21 \text{ K})$ 近傍の ▲ と ★ で高磁場側の R_{ISHE} に異常が観測された.
- (b) 3 つの異なる Ni 濃度 ($x = 7, 8, 9$) で観測された ΔR_{ISHE} の温度依存性. Ni 不純物によるスキャッター項 ΔR_{ISHE}^0 と T_c 近傍の異常項 $\delta \Delta R_{\text{ISHE}}$ に分けることができる.
- (c) 3 つの異なる Ni 濃度の $\delta \Delta R_{\text{ISHE}}$ を、規格化した温度 $(T - T_c)/T_c$ でプロットした結果. 比較のため、理論的に計算された χ_2 もプロットしてある.

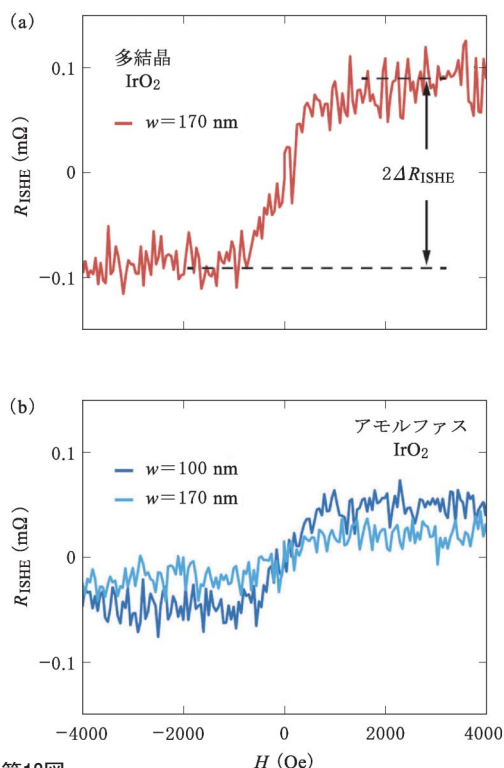
では高磁場側で R_{ISHE} は上昇する振る舞いが観測された [第12図(a)中★].

第7図で定義したのと同様に, ΔR_{ISHE} を温度

の関数としてプロットしたものを第12図(b)に示す. $x=8$ の場合, $T_c=21 \text{ K}$ よりわずかに低温側で極小をもち, わずかに高温側で極大をもつ. 同様の傾向は, $x=7$ や $x=9$ のサンプルでも見られる. ただし, Ni 濃度を変えると, T_c が変わり, さらには Ni 不純物による外因性スピンホール効果のために, ΔR_{ISHE} 自体の値も変わる. ここで, T_c 近傍の温度に依存する変化のみ $\delta \Delta R_{\text{ISHE}}$ に着目するため, バックグラウンド ΔR_{ISHE}^0 の値を差し引き, さらに規格化した温度 $(T - T_c)/T_c$ でプロットした. 第12図(c)にあるように, 規格化した温度がゼロのところのみで, 濃度に依存しない普遍的な振る舞いが見られる.

実はこの普遍的な振る舞いは, 高次の磁化率で説明できる. 古くからバルクの Ni や Fe などの異常ホール効果は精密に測定されており, T_c 以下でピークを持つことが知られていた^{76,77}. この異常ホール効果の温度依存性を理論的に明らかにしたのが Kondo で⁷⁸, 彼は希薄磁性合金の低温での抵抗の上昇を説明した近藤効果と同様に, $s-d$ ハミルトニアン⁷⁹の2次の摂動まで取り入れて強磁性体のホール抵抗を計算し, 1次の磁化率 χ_1 に比例することを明らかにした. ここで最初にも言及したように, 異常ホール効果は電荷の蓄積に比例したもので, 強磁性体でもスピン軌道相互作用が強ければ, スピン蓄積が非磁性体と同様に存在する⁷³. 当時は, スピン蓄積に着目されることはなかったが, 異常ホール効果の議論しかされていなかったが, Kondo の行った計算に立ち返って, スピン蓄積に関係する項を計算したところ, 逆スピンホール効果は2次の磁化率 χ_2 に比例することがわかった^{75,79}. そこで, Ni モーメントに対する2次の磁化率 χ_2 を逆スピンホール抵抗と合わせてプロットすると, T_c 近傍での異常を定性的に再現することができた.

スピンホール効果は非磁性金属だけではなく, 酸化物でも観測される⁸⁰. 第13図には, 室温で測定された(a)多結晶イリジウム酸化物 IrO_2 と(b)アモルファス IrO_2 のスピンホール効果の結果を示す. 上記で紹介してきた素子の形状と多少異なるため, 一概に比較はできないが, 室温にもかかわらず大きな信号が検出された. 多結晶 IrO_2 の



第13図

(a) 多結晶 IrO_2 と (b) アモルファス IrO_2 の逆スピンホール抵抗 R_{ISHE} . 測定は $T=300\text{ K}$ で行われた.

場合、抵抗率は $200\ \mu\Omega\cdot\text{cm}$ 程度で Pt の約10倍だが、Ta と比較すればほとんど変わらない. 非局所スピンバルブ測定から見積もられたスピン拡散長はおおよそ 4 nm , スピンホール角は 0.04 となり, Pt よりも大きな値が得られている.

§5 まとめ

スピン軌道相互作用の強い導体中のスピンホール効果について、不純物散乱を起源とする外因性スピンホール効果と、バンド構造を起源とする内因性スピンホール効果に分けて説明してきた. 現在スピントロニクス分野では、熱流からスピン流への変換を可能にするスピンゼーベック効果の電気的検出や、スピン流を用いた微小磁化反転などの低消費電力素子に関する研究が集中的に行われているため、スピン流と電流の相互変換を可能にするスピンホール効果を定量的に議論することは非常に重要である. それを可能にする手法の1つ

として、面内スピンバルブ構造を用いたスピン吸収法の実験を紹介し、その実験結果からスピンホール角やスピン拡散長を定量的に算出する方法を説明した.

外因性スピンホール効果の実験では、スピン軌道相互作用が弱く単体ではスピンホール効果を発現しない Cu に、スピン軌道相互作用の強い不純物として Ir を添加すると、スピンホール角はスピンホール物質の代表格である Pt と同程度の2%になること、さらに Bi をわずか $0.5\text{ at}\%$ だけ添加することで、Pt の10倍まで効率を増強できることがわかった.

同様の実験を $4d$, $5d$ 遷移金属でも行い、 d 電子の数に応じて、スピンホール角の符号が変化することを実験的に示した. さらにその結果が、伝導電子波動関数の位相に対する d 軌道の寄与が重要な役割を担う内因性機構に基づいた計算結果とも定量的に一致することを明らかにした.

上記の非磁性金属に加えて、電極材料として用いられる IrO_2 酸化物や、弱強磁性体 PdNi でも同様にスピンホール効果が観測できることを示した. 特に強磁性体のスピンホール効果では、 T_c 近傍で2次の磁化率に起因した信号が逆スピンホール効果に現れ、すでに50年前に理解されていた T_c 近傍での異常ホール効果の振る舞いを説明する Kondo のモデルで説明できることがわかった.

これまでのスピンホール効果を用いた実験はすべて線形応答の範囲内であったが、将来的なスピン流の増幅機能を考えると、非線形に変換できる機構の開拓が重要となる. さらにはスピン流の工学的応用だけでなく、物理現象を探索する道具として役立てる方向性も非常に興味深い.

謝辞

以上の研究成果の一部は、文部科学省科学研究費補助金特定領域研究「スピン流の創出と制御」、基盤研究A「スピン流を用いた物性制御法の探索」および研究活動スタート支援「スピンホール効果のメカニズムの探索」による助成の下で行ったものである. また、この成果に関して共同研究を行った Albert Fert 氏(パリ南大 CNRS/Thales), 前川禎通氏(原研先端基礎研究センター), 高橋三郎

氏(東北大金研), 高木英典氏(東大理物), 魏大海氏(現 中国科学院半導体研究所)の各氏をはじめとして, ご援助いただいた多くの方々に謝意を表します。

〔参考文献〕

- 1) S. Maekawa: *Concepts in Spin Electronics* (Oxford University Press, Oxford, 2006).
- 2) M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. N. Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas: *Phys. Rev. Lett.* **61** (1988) 2472–5.
- 3) G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, and W. Zinn: *Phys. Rev. B* **39** (1989) 4828–30.
- 4) M. Johnson and R. H. Silsbee: *Phys. Rev. Lett.* **55** (1985) 1790–3.
- 5) M. I. Dyakonov and V. I. Perel: *JETP Lett.* **13** (1971) 467–9.
- 6) J. E. Hirsch: *Phys. Rev. Lett.* **83** (1999) 1834–7.
- 7) Y. K. Kato, R. C. Myers, A. C. Gossard, and D. D. Awschalom: *Science* **306** (2004) 1910–3.
- 8) J. Wunderlich, B. Kaestner, J. Sinova, and T. Jungwirth: *Phys. Rev. Lett.* **94** (2005) 047204.
- 9) E. H. Hall: *Am. J. Math.* **2** (1879) 287–92.
- 10) E. H. Hall: *Philos. Mag.* **10** (1880) 301–29.
- 11) E. Saitoh, M. Ueda, H. Miyajima, and G. Tatara: *Appl. Phys. Lett.* **88** (2006) 182509.
- 12) S. O. Valenzuela and M. Tinkham: *Nature* **442** (2006) 176–9.
- 13) K. Ando, S. Takahashi, K. Harii, K. Sasage, J. Ieda, S. Maekawa, and E. Saitoh: *Phys. Rev. Lett.* **101** (2008) 036601.
- 14) O. Mosendz, J. E. Pearson, F. Y. Fradin, G. E. W. Bauer, S. D. Bader, and A. Hoffmann: *Phys. Rev. Lett.* **104** (2010) 046601.
- 15) O. Mosendz, V. Vlaminc, J. E. Pearson, F. Y. Fradin, G. E. W. Bauer, S. D. Bader, and A. Hoffmann: *Phys. Rev. B* **82** (2010) 214403.
- 16) L. Liu, T. Moriyama, D. C. Ralph, and R. A. Buhrman: *Phys. Rev. Lett.* **106** (2011) 036601.
- 17) K. Kondou, H. Sukegawa, S. Mitani, K. Tsukagoshi, and S. Kasai: *Appl. Phys. Express* **5** (2012) 073002.
- 18) H. Nakayama, M. Althammer, Y. T. Chen, K. Uchida, Y. Kajiwara, D. Kikuchi, T. Ohtani, S. Geprags, M. Opel, S. Takahashi, R. Gross, G. E. W. Bauer, S. T. B. Goennenwein, and E. Saitoh: *Phys. Rev. Lett.* **110** (2013) 206601.
- 19) M. Althammer, S. Meyer, H. Nakayama, M. Schreier, S. Altmannshofer, M. Weiler, H. Huebl, S. Geprags, M. Opel, R. Gross, D. Meier, C. Klewe, T. Kuschel, J. M. Schmalhorst, G. Reiss, L. Shen, A. Gupta, Y. T. Chen, G. E. W. Bauer, E. Saitoh, and S. T. B. Goennenwein: *Phys. Rev. B* **87** (2013) 224401.
- 20) T. Kimura, Y. Otani, T. Sato, S. Takahashi, and S. Maekawa: *Phys. Rev. Lett.* **98** (2007) 156601.
- 21) L. Vila, T. Kimura, and Y. Otani: *Phys. Rev. Lett.* **99** (2007) 226604.
- 22) K. Uchida, S. Takahashi, K. Harii, J. Ieda, W. Koshibae, K. Ando, S. Maekawa, and E. Saitoh: *Nature* **455** (2008) 778–81.
- 23) K. Uchida, J. Xiao, H. Adachi, J. Ohe, S. Takahashi, J. Ieda, T. Ota, Y. Kajiwara, H. Umezawa, H. Kawai, G. E. W. Bauer, S. Maekawa, and E. Saitoh: *Nature Mater.* **9** (2010) 894–7.
- 24) C. M. Jaworski, J. Yang, S. Mack, D. D. Awschalom, J. P. Heremans, and R. C. Myers: *Nature Mater.* **9** (2010) 898–903.
- 25) S. Bosu, Y. Sakuraba, K. Uchida, K. Saito, T. Ota, E. Saitoh, and K. Takanashi: *Phys. Rev. B* **83** (2011) 224401.
- 26) K. Uchida, H. Adachi, T. An, T. Ota, M. Toda, B. Hillebrands, S. Maekawa, and E. Saitoh: *Nature Mater.* **10** (2011) 737–41.
- 27) A. Kirihaara, K. Uchida, Y. Kajiwara, M. Ishida, Y. Nakamura, T. Manako, E. Saitoh, and S. Yoroza: *Nature Mater.* **11** (2012) 686–9.
- 28) L. Liu, O. J. Lee, T. J. Gudmundsen, D. C. Ralph, and R. A. Buhrman: *Phys. Rev. Lett.* **109** (2012) 096602.
- 29) L. Liu, R. A. Buhrman, and D. C. Ralph: *arXiv:1111.3702* (2011).
- 30) Y. Niimi, M. Morota, D. H. Wei, C. Deranlot, M. Basletic, A. Hamzic, A. Fert, and Y. Otani: *Phys. Rev. Lett.* **106** (2011) 126601.
- 31) Y. Niimi, Y. Kawanishi, D. H. Wei, C. Deranlot, H. X. Yang, M. Chshiev, T. Valet, A. Fert, and Y. Otani: *Phys. Rev. Lett.* **109** (2012) 156602.
- 32) M. Yamanouchi, L. Chen, J. Kim, M. Hayashi, H. Sato, S. Fukami, S. Ikeda, F. Matsukura, and H. Ohno: *Appl. Phys. Lett.* **102** (2013) 212408.
- 33) Y. Niimi, H. Suzuki, Y. Kawanishi, Y. Omori, T. Valet, A. Fert, and Y. Otani: *Phys. Rev. B* **89** (2014) 054401.
- 34) G. Y. Guo, S. Murakami, T. W. Chen, and N. Nagaosa: *Phys. Rev. Lett.* **100** (2008) 096401.
- 35) T. Tanaka, H. Kontani, M. Naito, T. Naito, D. S. Hirashima, K. Yamada, and J. Inoue: *Phys. Rev. B* **77** (2008) 165117.
- 36) M. Morota, Y. Niimi, K. Ohnishi, D. H. Wei, T. Tanaka, H. Kontani, T. Kimura, and Y. Otani: *Phys. Rev. B* **83** (2011) 174405.
- 37) N. Nagaosa, J. Sinova, S. Onoda, A. H. MacDonald, and N. P. Ong: *Rev. Mod. Phys.* **82** (2010) 1539–92.
- 38) J. Smit: *Physica* **24** (1958) 39–51.
- 39) L. Berger: *Phys. Rev. B* **2** (1970) 4559–66.
- 40) A. Fert, A. Friederich, and A. Hamzic: *J. Magn. Magn. Mater.* **24** (1981) 231–57.
- 41) Y. Tian, L. Ye, and X.-F. Jin: *Phys. Rev. Lett.* **103** (2009) 087206.
- 42) R. Karplus and J. M. Luttinger: *Phys. Rev.* **95** (1954) 1154–60.
- 43) J. Ye, Y. B. Kim, A. J. Millis, B. I. Shraiman, P. Z. Majumdar, and Z. Tešanović: *Phys. Rev. Lett.* **83** (1999) 3737–40.
- 44) G. Sundaram and Q. Niu: *Phys. Rev. B* **59** (1999) 14915.
- 45) T. Jungwirth, Q. Niu, and A. H. MacDonald: *Phys. Rev. Lett.* **88** (2002) 207208.
- 46) T. Miyasato, N. Abe, T. Fujii, A. Asamitsu, S. Onoda, Y. Onose, N. Nagaosa, and Y. Tokura: *Phys. Rev. Lett.* **99** (2007) 086602.

- 47) C. Du, H. Wang, F. Yang, and P. C. Hammel: Phys. Rev. B **90** (2014) 140407(R).
- 48) S. Takahashi and S. Maekawa: Phys. Rev. B **67** (2003) 052409.
- 49) T. Valet and F. Fert: Phys. Rev. B **48** (1993) 7099–113.
- 50) F. J. Jedema, A. T. Filip, and B. J. van Wees: Nature **410** (2001) 345–8.
- 51) F. J. Jedema, H. B. Heersche, A. T. Filip, J. J. A. Baselmans, and B. J. van Wees: Nature **416** (2002) 713–6.
- 52) T. Valet and A. Fert: Phys. Rev. B **48** (1993) 7099–113.
- 53) S. D. Steenwyk, S. Y. Hsu, R. Loloe, J. Bass, and W. P. Pratt Jr.: J. Magn. Magn. Mater. **170** (1997) L1–6.
- 54) S. Dubois, L. Piraux, J. George, K. Ounadjela, J. Duvail, and A. Fert: Phys. Rev. B **60** (1999) 477–84.
- 55) Y. Niimi, D. H. Wei, H. Idzuchi, T. Wakamura, T. Kato, and Y. Otani: Phys. Rev. Lett. **110** (2013) 016805.
- 56) W. Zhang, V. Vlaminck, J. E. Pearson, R. Divan, S. D. Bader, and A. Hoffmann: Appl. Phys. Lett. **103** (2013) 242414.
- 57) J. Bass and W. P. Pratt Jr.: J. Phys. Condens. Matter **19** (2007) 183201.
- 58) J. Bass: arXiv:1305.3848 (2013).
- 59) E. Akkermans and G. Montambaux: *Mesoscopic Physics of Electrons and Photons* (Cambridge University Press, Cambridge, 2007)
- 60) F. Pierre, A. B. Gougam, A. Anthore, H. Pothier, D. Esteve, and N. O. Birge: Phys. Rev. B **68** (2003) 085413.
- 61) Y. Niimi, Y. Baines, T. Capron, D. Mailly, F.-Y. Lo, A. D. Wieck, T. Meunier, L. Saminadayar, and C. Bäuerle: Phys. Rev. Lett. **102** (2009) 226801.
- 62) Y. Niimi, Y. Baines, T. Capron, D. Mailly, F.-Y. Lo, A. D. Wieck, T. Meunier, L. Saminadayar, and C. Bäuerle: Phys. Rev. B **81** (2010) 245306.
- 63) S. Hikami, A. I. Larkin, and Y. Nagaoka: Prog. Theor. Phys. **63** (1980) 707–10.
- 64) B. L. Altshuler, A. G. Aronov, and D. E. Khmelnitsky: J. Phys. C **15** (1982) 7367–86.
- 65) I. Žutić, J. Fabian, and S. Das Sarma: Rev. Mod. Phys. **76** (2004) 323–410.
- 66) R. J. Elliott: Phys. Rev. **96** (1954) 266–79.
- 67) Y. Yafet: *Solid State Physics* vol.14, ed F. Sitz and D. Turnbull (Academic Press, NewYork, 1963).
- 68) A. Fert and P. M. Levy: Phys. Rev. Lett. **106** (2011) 157208.
- 69) D. J. Chakrabarti and D. E. Laughlin: Bull. Alloy Phase Diagrams **5** (1984) 148–55.
- 70) Z. Celinski and B. Heinrich: J. Magn. Magn. Mater. **99** (1991) L25–30.
- 71) S. Y. Huang, X. Fan, D. Qu, Y. P. Chen, W. G. Wang, J. Wu, T. Y. Chen, J. Q. Xiao, and C. L. Chien: Phys. Rev. Lett. **109** (2012) 107204.
- 72) S. Geprägs, S. Meyer, S. Altmannshofer, M. Opel, F. Wilhelm, A. Rogalev, R. Gross and S. T. B. Goennenwein: Appl. Phys. Lett. **101** (2012) 262407.
- 73) B. F. Miao, S. Y. Huang, D. Qu, and C. L. Chien: Phys. Rev. Lett. **111** (2013) 066602.
- 74) A. Tsukahara, Y. Ando, Y. Kitamura, H. Emoto, E. Shikoh, M. P. Delmo, T. Shinjo, and M. Shiraishi: Phys. Rev. B **89** (2014) 235317.
- 75) D. H. Wei, Y. Niimi, B. Gu, T. Ziman, S. Maekawa, and Y. Otani: Nat. Commun. **3** (2012) 1058.
- 76) J.-P. Jan: Helv. Phys. Acta **25** (1952) 677–700.
- 77) J. M. Lavine: Phys. Rev. **123** (1961) 1273–7.
- 78) J. Kondo: Prog. Theor. Phys. **27** (1962) 772–92.
- 79) B. Gu, T. Ziman, and S. Maekawa: Phys. Rev. B **86** (2012) 241303(R).
- 80) K. Fujiwara, Y. Fukuma, J. Matsuno, H. Idzuchi, Y. Niimi, Y. Otani, and H. Takagi: Nat. Commun. **4** (2013) 2893.

アグネ技術センター 発行

溶融塩の物性

—イオン性無機液体の構造，熱力学，輸送現象の微視的側面—

田巻 繁 著 A5判 344頁 定価(本体 4,000円＋税)

☆溶融塩を利用する人にとって，理論を理解するのに有益な参考書

まえがき／1. イオン結晶における物性の概略／2. イオン性化合物の熱力学的性質／3. 溶融塩における熱力学的性質／4. 二次元溶融塩の状態図(組成-温度)；溶質添加による溶媒の融点降下についての熱力学／5. 溶融塩におけるイオン間相互作用ポテンシャル，遮蔽効果／6. 溶融塩における構造／7. 溶融塩における輸送現象；電気伝導／8. 溶融塩における輸送現象の理論的基礎／9. 溶融塩におけるイオンの拡散係数／10. 溶融塩における熱伝導／11. 溶融塩における粘性／光散乱／13. イオン性の不完全な溶融塩／14. 室温溶融塩(イオン性液体)／あとがき／単位換算表／索引