

東京大学 大学院新領域創成科学研究科

基盤科学研究系物質系専攻

2021 年度

修士論文

スピン吸収法によるエピタキシャル白金ナノ細線における
スピン緩和機構の研究

2022 年 1 月 17 日提出

指導教員 大谷 義近 教授

平井 康之

Table of contents

1. 序論	3
1.1 本研究の背景	3
1.2 スピン拡散	3
1.2.1 スピン依存電流	4
1.2.2 スピン蓄積と拡散方程式	5
1.2.3 スピン緩和機構	6
1.3 非局所スピバルブ	8
1.3.1 非局所スピン注入	8
1.3.2 非局所スピバルブ測定	10
1.3.3 スピン吸収法	12
1.4 本研究の目的	14
2. 実験方法	16
2.1 マグネトロンスパッタ法	16
2.2 試料作製	16
2.2.1 繰り返しリフトオフ法	16
2.2.2 電子線リソグラフィー	18
2.2.3 成膜法	19
2.2.4 デバイス毎の作製工程	21
2.4 測定方法	21
3. エピタキシャル白金ナノ細線の特性評価	23
3.1 スピン吸収法	23
3.1.1 素子構造	23
3.1.2 スピバルブ信号及びスピン拡散長	23
3.1.3 逆スピホール信号	25
3.2 白金ブリッジ細線を用いた非局所スピバルブ	25
3.2.1 素子構造	25
3.2.2 スピバルブ信号及びスピン拡散長	27
4. 総括	28
4.1 本研究のまとめ及び今後の展望	28
Reference	29

Chapter 1

序論

1.1 本研究の背景

本研究分野であるスピントロニクスは物質中の電子の持つ「電荷」と「スピン」の2つの物理的自由度を用いた基礎研究および応用研究の領域を指す。スピントロニクス研究の端緒を開いた重要な成果の1つは巨大磁気抵抗効果（Giant Magnetoresistance: GMR）の発見である。この成果は、1988年にフランスのFertグループ[1]およびドイツのGrunbergグループ[2]によって独立に発見され、2007年にノーベル物理学賞が授与された。GMR効果は電気伝導のスピン依存性によって生じる。強磁性層/非磁性層/強磁性層の積層構造において、2つの強磁性層の磁化の向きによってスピン偏極電子の散乱のされ方が異なるため、磁気抵抗を示す。2つの強磁性層の間に挿入された非磁性層が交換相互作用を切るスペーサーの役割を果たしており、磁化の向きを揃えるためには外部磁場を用いる。この積層構造の着想は強磁性体中の異方性磁気抵抗効果（AMR）から得られたものであり、かつAMRよりも大きな抵抗変化を示す。

このようなスピンの依存した物理現象が更に研究されていくにつれ、電荷の流れである電流に対し、スピンの流れであるスピン流という概念が提案された[3]。スピンのみの流れでは電流が流れず、ジュール熱の発生が抑制されるため、磁気メモリやスピンロジック素子[4]などの低消費電力の電子素子に有益である。このため、角運動量の流れであるスピン流はこの分野の核心となる概念である。したがって、スピントロニクスの発展にはスピン流の効率的な生成や検出、長距離伝搬が不可欠である。電子スピンとその軌道間の相互作用はスピンホール効果（SHE）および逆SHEと呼ばれる電荷とスピン流間での相互変換を引き起こし、これらの効果はスピン流の生成や検出に利用されている。タンタル、白金、ビスマスなどの重元素は非常に大きいスピン軌道相互作用により、大きなスピンホール角（変換効率）を示す傾向があることが知られている。しかし、その大きなスピン軌道相互作用によってスピン流は短い距離（ ~ 10 nm）で減衰し、重元素のスピン拡散長は短くなる。スピンホール角が大きくスピン拡散長が長い材料はスピン流の効率的な発生源および検出器として同時に機能するため、スピントロニクス素子で非常に役立つ。また、このようなスピン拡散長が十分長い材料では、SHEと逆SHEが連続して発現する可能性があり、高次のSHEが期待される[5]。

1.2 スピン拡散

一般的にスピン流は物質中でスピン軌道相互作用などを介して物質中に緩和され

る非保存量であり、また、スピン流の直接的な検出方法は現時点では存在しない。そのため、理論的にはスピン流を物理量として取り扱うことが適切かは自明ではなく、また、直接的な観測法が定まらない限りは詳細な定義は決定されない。さて、直接的なスピン流の観測は未解決な課題であるが、現状のスピンエレクトロニクスの実験においては多くの場合Mott が提唱した二流体模型[6]に基づいたスピン依存電流を考えることにより、半古典的に定義されたスピン流を用いる。スピン流は拡散的に流れ、非平衡状態におけるスピン蓄積として間接的に検出される。本節ではMott の二流体模型に基づいたスピン依存電流及び、そこから導かれるスピン蓄積の拡散方程式を導入した後、物質中でのスピン緩和機構について述べる。

1.2.1 スピン依存電流

Mott の二流体模型に基づいて、物質中を流れる電子には↑スピンと↓スピンの2チャンネルが存在していると仮定する[6]。このような場合、各物理量はチャンネル毎に定義され、添字 σ は↑または↓の物理量であることを表す。

スピン依存電流密度 \mathbf{j}_σ は、電場 \mathbf{E} によって駆動される成分と、平衡状態からのキャリア密度の差分 δn_σ によって駆動され拡散的に流れる成分の和で表され、

$$\mathbf{j}_\sigma = \sigma_\sigma \mathbf{E} - e \mathbf{D}_\sigma \nabla \delta n_\sigma \quad (1.1)$$

と書ける。ここで、 σ_σ はチャンネル毎の電気伝導度、 \mathbf{D}_σ チャンネル毎の拡散定数、 e は電子の素電荷である。以下では簡単のため等方的な電気伝導を仮定する。キャリア密度の差分 δn_σ は、 $\delta n_\sigma = N_\sigma \delta \epsilon_\sigma$ と書ける。なお、 N_σ はスピン依存バンドにおける状態密度であり、 $\delta \epsilon_\sigma$ は化学ポテンシャルの平衡状態からの差分である。ここで、アインシュタインの関係式

$$\sigma_\sigma = e^2 N_\sigma D_\sigma \quad (1.2)$$

を用いると、スピン依存電流密度 \mathbf{j}_σ は

$$\mathbf{j}_\sigma = -(\sigma_\sigma / e) \nabla \mu_\sigma \quad (1.3)$$

と書き直せる。ただし、 μ_σ は電気化学ポテンシャル $\mu_\sigma = \epsilon_\sigma + e\phi$ であり、 ϕ は静電ポテンシャルである。

ここで、電流密度 \mathbf{j} 及びスピン流密度 \mathbf{j}_S は、それぞれ

$$\mathbf{j} = \mathbf{j}_\uparrow + \mathbf{j}_\downarrow \quad (1.4)$$

$$\mathbf{j}_S = \mathbf{j}_\uparrow - \mathbf{j}_\downarrow \quad (1.5)$$

と定義される。非磁性体中では各物理パラメータにスピン依存性は無いので、通常、電場をかけると $\mathbf{j}_\uparrow = \mathbf{j}_\downarrow$ となり、 $\mathbf{j}_S = \mathbf{0}$ である。一方で強磁性体の場合は電気伝導度にスピン依存性が生じ、通常は電流と同時にスピン流も流れている。このような状況をスピン偏極電流と呼び、スピン偏極率 p を、

$$p = \frac{\sigma_\uparrow - \sigma_\downarrow}{\sigma_\uparrow + \sigma_\downarrow} = \frac{j_\uparrow - j_\downarrow}{j_\uparrow + j_\downarrow} \quad (1.6)$$

と定義すると、強磁性体に印加される電流 \mathbf{j} に伴って生じるスピン流は、 $\mathbf{j}_S = p \cdot \mathbf{j}$ と表せる。また特殊な条件下では、 $\mathbf{j} = \mathbf{0}$ かつ $\mathbf{j}_S \neq \mathbf{0}$ のような状況を作り出すことができ、このようなものを特に純スピン流と呼ぶ。

1.2.2 スピン蓄積と拡散方程式

Takahashi と Maekawa による 1 次元モデル[7] を基に、スピン蓄積の拡散方程式を導入する。定常状態においては、スピン緩和を考慮した、電流密度と及びスピン流についての連続の式

$$\nabla \cdot (\mathbf{j}_\uparrow + \mathbf{j}_\downarrow) = 0 \quad (1.7)$$

$$\nabla \cdot (\mathbf{j}_\uparrow - \mathbf{j}_\downarrow) = -e \frac{\delta n_\uparrow}{\tau_{\uparrow\downarrow}} + e \frac{\delta n_\downarrow}{\tau_{\downarrow\uparrow}} \quad (1.8)$$

が成り立つ。ここで、 $\tau_{\sigma\sigma'}$ は σ から σ' へスピンが反転する散乱時間である。さらに、定常状態におけるスピン密度に関する詳細釣り合いの式 $N_\uparrow/\tau_{\uparrow\downarrow} = N_\downarrow/\tau_{\downarrow\uparrow}$ を考えると、電気化学ポテンシャルについての拡散方程式

$$\nabla^2(\sigma_\uparrow\mu_\uparrow + \sigma_\downarrow\mu_\downarrow) = 0 \quad (1.9)$$

$$\nabla^2(\mu_\uparrow - \mu_\downarrow) = \lambda_{sf}^{-2}(\mu_\uparrow - \mu_\downarrow) \quad (1.10)$$

が得られる。ここで、 λ_{sf} をスピン拡散長と呼び、スピン拡散方程式の特徴的なスケールである。ただし、 $\lambda_{sf} = \sqrt{D\tau_{sf}}$ であり、 $\tau_{sf}^{-1} = \frac{1}{2}(\tau_{\uparrow\downarrow}^{-1} + \tau_{\downarrow\uparrow}^{-1})$ 、 $\tau_{sf}^{-1} =$

$(N_\uparrow D_\downarrow^{-1} + N_\downarrow D_\uparrow^{-1})/(N_\uparrow + N_\downarrow)$ である。ここで、スピン蓄積 $\mu_S = \mu_\uparrow - \mu_\downarrow$ と定義すれば、スピン蓄積に関する拡散方程式が得られる。金属中の定常状態におけるスピン蓄積やスピン流の分布は、適切な境界条件を与えて上式を解くことによって得られる[7]。

1.2.3 スピン緩和機構

前項ではスピン拡散伝導について述べた。本項では、そこで現れたスピン緩和時間やスピン拡散長を決定する要因である、スピン緩和機構について述べる。電子スピンは物質中の電子伝導に伴い、いくつかの機構によって緩和するため、スピン流は非保存量となる。よってスピン緩和はスピントロニクス研究において重要なテーマである。物質中のスピン緩和機構としては、Elliott-Yafet 機構[8, 9]、Dyakonov-Perel 機構[10] が特に重要で、半導体などの場合では Bir-Aronov-Pikus 機構[11]、量子ドットなど局所系では超微細相互作用を通じた原子核との間の緩和が効いてくる[12](図 1.1)。本項では特に金属系で重要と考えられる Elliott-Yafet 機構について述べ、その後他の機構についても簡潔に述べる。

Elliott-Yafet 機構は、スピン軌道相互作用によって伝導電子の運動量が緩和される際、同時にスピンの反転を考えた機構である。Elliott は 1954 年、格子イオンと伝導電子の間のスピン軌道相互作用を考えた場合に、フォノン散乱や不純物散乱などによる運動量緩和過程に伴ってスピンの緩和を示した。物質中のスピン軌道相互作用 V_{SOI} は一般に次のように書ける。

$$V_{\text{SOI}} = \frac{\hbar}{4m_e^2 c^2} (\nabla V \times \mathbf{p}) \cdot \boldsymbol{\sigma} \quad (1.11)$$

ここで、 m_e は電子質量、 c は光速、 V は結晶の非スピン依存周期ポテンシャル、 \mathbf{p} は運動量演算子 ($\mathbf{p} = i\hbar\nabla$)、 $\boldsymbol{\sigma}$ はパウリ行列である。このようにスピン軌道相互作用がある場合、電子のスピンと運動量は絡み合い、通常の Bloch 波動関数は σ_z に対して固有状態にならない。そのため、Bloch 波動関数は修正される。スピン軌道相互作用を考えない場合の Bloch 波動関数のアップスピン固有状態 $|\uparrow\rangle$ にはダウンスピン固有状態 $|\downarrow\rangle$ がわずかに混ざり、以下のように書ける。

$$|\psi_{\mathbf{k},\uparrow}(\mathbf{r})\rangle = [\alpha_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})|\uparrow\rangle + \beta_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})|\downarrow\rangle] e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \quad (1.12)$$

$$|\psi_{\mathbf{k},\downarrow}(\mathbf{r})\rangle = [\alpha'_{-\mathbf{k}}(\mathbf{r})|\downarrow\rangle + \beta'_{-\mathbf{k}}(\mathbf{r})|\uparrow\rangle] e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \quad (1.13)$$

ここで \mathbf{k} は波数ベクトル、 \mathbf{r} は実空間の位置ベクトルである。 $|\uparrow\rangle$ と $|\downarrow\rangle$ 混合の強さは、それぞれの係数の比で表される。スピン軌道相互作用を摂動として考えると、 $|\alpha| \approx 1$ 、 $|\beta| \approx \lambda_{\text{SOI}}/\Delta E \ll 1$ である。ここで、 λ_{SOI} はスピン軌道相互作用による行列要素であり、 ΔE は近傍バンドとのバンドギャップである。スピン軌道相互作用による固有状態の混合は通常非常に小さく、また、スピン軌道相互作用自身はスピン緩和しないが、スピン軌道相互作用によって固有状態が混合しているとき、フォノンや不純物による運動量緩和と組み合わせさせてスピン緩和が生じる。ボルン近似による簡単

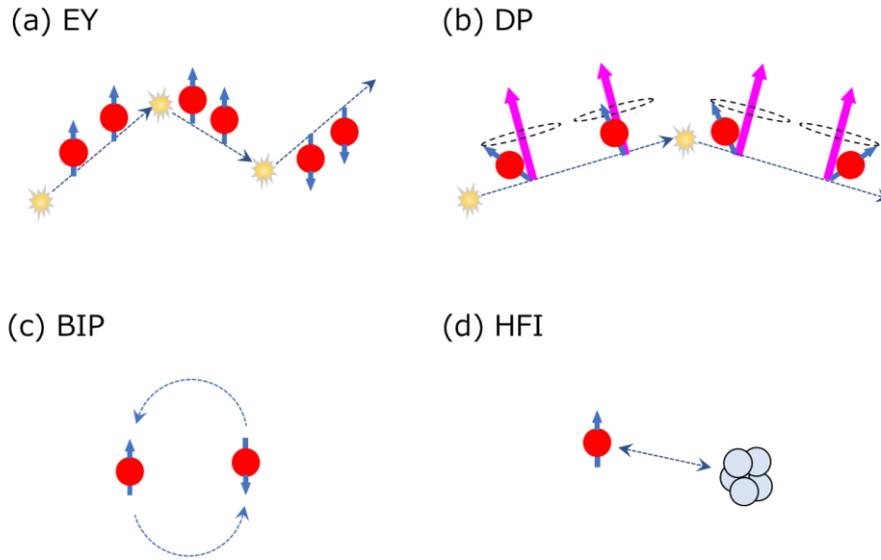


図 1.1 各スピ緩和機構の概念図。(a) Elliott-Yafet 機構(EY)。伝導電子の運動量散乱に伴って、通常ごく小さな確率でスピが反転する。(b) Dyakonov-Perel 機構(DP)。空間反転対称性の破れた系で、スピ軌道相互作用に起因する運動量依存の有効磁場によって電子が歳差運動することでスピが失われる。運動量散乱に伴い有効磁場の向きは変わるため、散乱が増えると歳差運動による寄与は平均化され消滅する。(c) Bir-Aronov-Pikus 機構(BIP)。p 型半導体において電子とホールとの交換相互作用を通じて、電子スピがホールスピと入れ替わる。この過程ではスピは保存されるが、ホールのスピが速やかに緩和することにより、電子スピも緩和される。(d) 超微細相互作用(HFI)。電子スピが核スピとの相互作用を通じて緩和する過程。遍歴的な通常の金属系の伝導電子では無視できるが、量子ドットなど局在スピ系では重要になる。

な計算から、スピ緩和時間 τ_s と運動量緩和時間 τ_e の間の比例関係

$$\frac{1}{\tau_s} \approx \frac{\beta^2}{\tau_e} \quad (1.14)$$

が得られる。これは”Elliott relation” と呼ばれる。また、高温でフォノン散乱が重要な時に、

$$\frac{1}{\tau_s} \approx \beta^2 \rho_{xx}(T) \quad (1.15)$$

という関係”Yafet relation” が知られている。また、これらの関係は Beuneu と Monod によって実験的に確かめられている[13]。

一方、Dyakonov-Perel 機構は空間反転対称性の破れた系で重要になる。このような系では Bloch 波動関数は同一波数の異なるスピンに関して縮退が解ける。このアップスピンとダウンスピンのエネルギー分裂の大きさはスピン軌道相互作用の大きさに比例する。この状態は伝導電子スピンに対して運動量依存の有効磁場がかかっていると考えるのと等価であり、伝導電子スピンは有効磁場の周りを歳差運動する。この有効磁場は運動量に依存するため、運動量緩和過程によって有効磁場の方向も変わる。Dyakonov-Perel 機構の重要な特徴は、スピン緩和時間が $\tau_s \propto \frac{1}{\tau_e}$ と、

Elliot-Yafet 機構の場合と逆になっていることである。これは、運動量の変化に伴って有効磁場が不規則化され、歳差運動によるスピン緩和を阻害することに起因する。

Elliot-Yafet 機構と Dyakonov-Perel 機構は多くの物質で主に考慮される緩和機構である。他の、Bir-Aronov-Pikus 機構は p 型半導体などで重要で、電子・ホール交換相互作用を通じて、電子スピンとホールスピンの交換され、スピン緩和が生じる。超微細相互作用による緩和は量子ドットなどで重要で金属中の遍歴的な電子においてはごく小さく無視される。

1.3 非局所スピバルブ

本節ではスピン拡散の理論[7]に基づいて、面内スピバルブ構造におけるスピン蓄積の検出手法を提示し、得られるスピン信号を解析的に導く。また、同様にスピン吸収法におけるスピバルブ信号とスピンホール信号を解析的に導き、本研究におけるスピン拡散長及びスピンホール角の決定方法を述べる。

1.3.1 非局所スピン注入

1.2.2 節で導いたスピン拡散方程式に基づくと、強磁性体/非磁性体界面に電流を印加することによって、スピン流を非磁性体中に誘起できることが示せる。強磁性体/非磁性体界面に電流を流すと、強磁性体のスピン偏極電流が非磁性体中に注入され、界面非磁性体側にもスピン蓄積が誘起される(図 1.2(a))。定常状態においては式 (1.10) に従って、およそスピン拡散長のスケールでスピン蓄積は減衰し、拡散的にスピン流が生じる。ここで、図(b) のような構造に電流を流すと、スピン蓄積が N の両側に緩和し、スピン蓄積の緩和に伴う拡散流として N の右側に純スピン流が生じる。その拡散の様子を図 1.2(c) に示す。この手法を非局所スピン注入と呼ぶ。本研究ではこうして非局所的に生成した純スピン流を用いてスピンホール効果を研究する。以下では非局所スピン注入法を用いた、スピバルブ測定及びスピン吸収法による逆スピンホール効果の測定について述べ、スピン拡散方程式(1.10)に基づいて、解析的な解を示す。

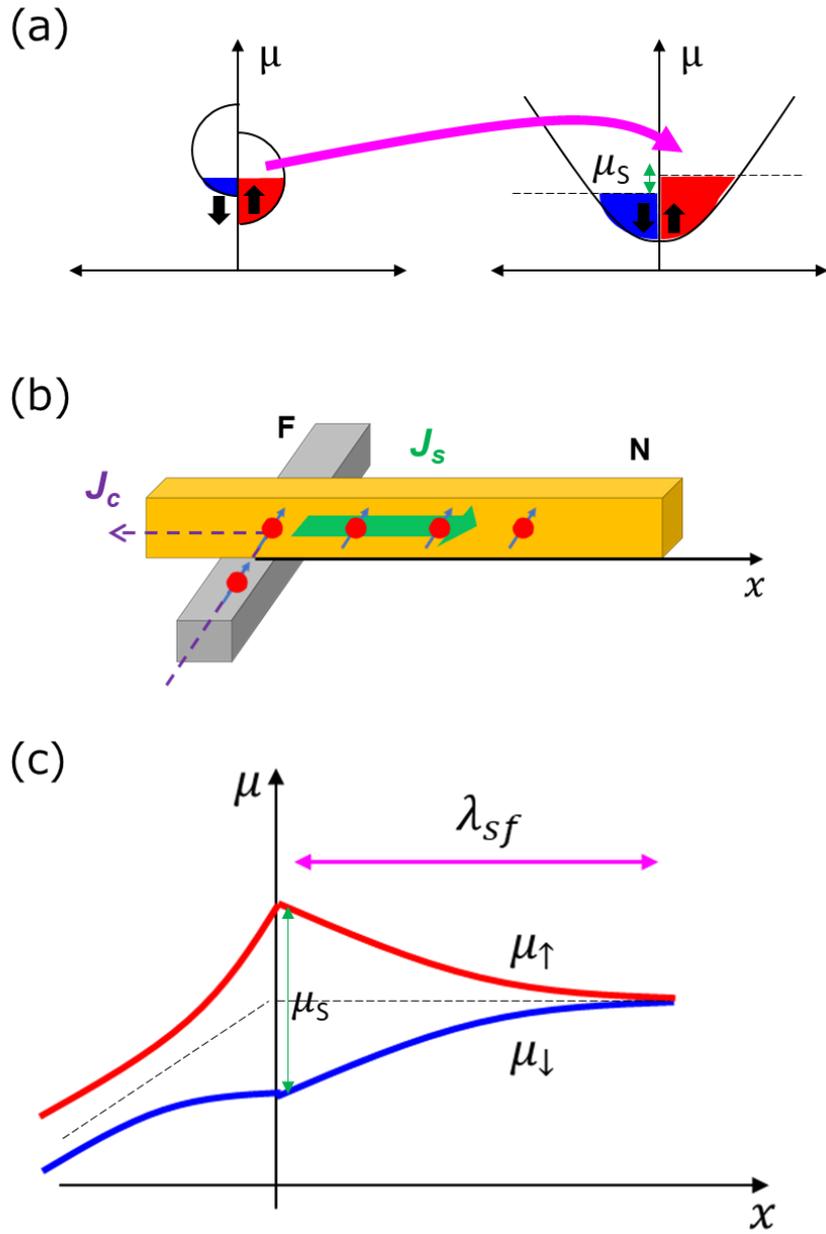


図 1.2 (a) 強磁性体/非磁性体界面でのスピン偏極電子の注入を示す概念図。(b) 非局所スピン注入による非磁性体中の純スピン流生成の概念図。(c) 非磁性体中でのスピン依存電気化学ポテンシャルの分布。スピン拡散長 λ_{sf} 及びスピン蓄積 μ_s が示されている。

1.3.2 非局所スピバルブ測定

非局所スピン注入の構造(図 1.2)に強磁性体細線をもう一つ加え、図 1.3(a) のような、強磁性体(F_1) /非磁性体(N)/強磁性体(F_2) 構造を考える。1.3.1 節と同様に、強磁性体 F_1 から非磁性体 N に電流を流すと、スピン蓄積が非磁性体中を拡散する。もう一方の N/ F_2 界面まで到達し、スピン蓄積は F_2 中にも拡散していく。この時スピン蓄積の拡散に伴い純スピン流が流れる。強磁性体中では電気伝導度のスピン依存性があるため、スピン蓄積が界面に生じている場合は、スピン蓄積が平衡に達しスピン流がゼロになる収束点での電位が非磁性体細線の場合と異なる。そのため、図 1.3(a) の素子配置で測定を行うと、有限の電圧差が生じる。ここで、両強磁性体の磁化の向きに依存し、スピン蓄積及びスピン依存伝導度のスピン符号が反転するため、両端に生じる電圧は磁化の平行または反平行で符号が異なる。例えば今、 F_1 の磁化の向きにスピンの量子化軸を固定すると、 F_2 磁化が平行の場合と反平行の場合で F_2 の電気伝導度のスピン依存性は反転する。そのため、図 1.3(b) に示すように生じる電位も反転する。実際の測定においては、平行の場合と反平行の場合で得られる電圧差 ΔV_{NLSV} を印加電流 I で割った、 $\Delta R_{\text{NLSV}} = \Delta V_{\text{NLSV}}/I$ を非局所スピバルブ信号と定義する。この測定は、図 1.3(c) に示すような 1 次元モデルを考えて、拡散方程式(1.9), (1.10) を解析的に解くことによって定量的に評価できる。計算には、スピン抵抗と呼ばれる量を定義すると便利である。スピン抵抗は

$$R_S = \frac{1}{(1-p^2)} \frac{\rho_{xx} \lambda_{sf}}{A} \quad (1.16)$$

と定義される。ここで、 ρ_{xx} は物質の電気抵抗率であり、 A はスピン流に対する断面積である。スピン抵抗は通常の電気抵抗と同じ次元を持ち、スピン流の流れにくさや、注入しにくさを表す。今、界面抵抗を無視すると、境界条件として、

- ・各界面で電気化学ポテンシャル μ_σ が連続。
- ・スピン依存電流 j_σ が各界面で連続。

を課す。この境界条件下で 1 次元モデルにおいて拡散方程式(1.10) を解くと、

$$\Delta R_{\text{NLSV}} = \frac{4p_{F_1} p_{F_2} Q_{F_1} Q_{F_2} R_S^N e^{-L/\lambda_N}}{(1+2Q_{F_1})(1+2Q_{F_2}) - e^{-2L/\lambda_N}} \quad (1.17)$$

と書ける。ここで、 F_1 、 F_2 、N の添字は各物質を表し、また、 $Q_X = R_S^X/R_S^N$ であり ($X = F_1, F_2$)、 L は強磁性体細線間距離である。スピバルブ信号の測定では図 1.4(a) のような端子配置で測定を行う。試料作製において 2 つの強磁性細線 F_1 、 F_2 の形状

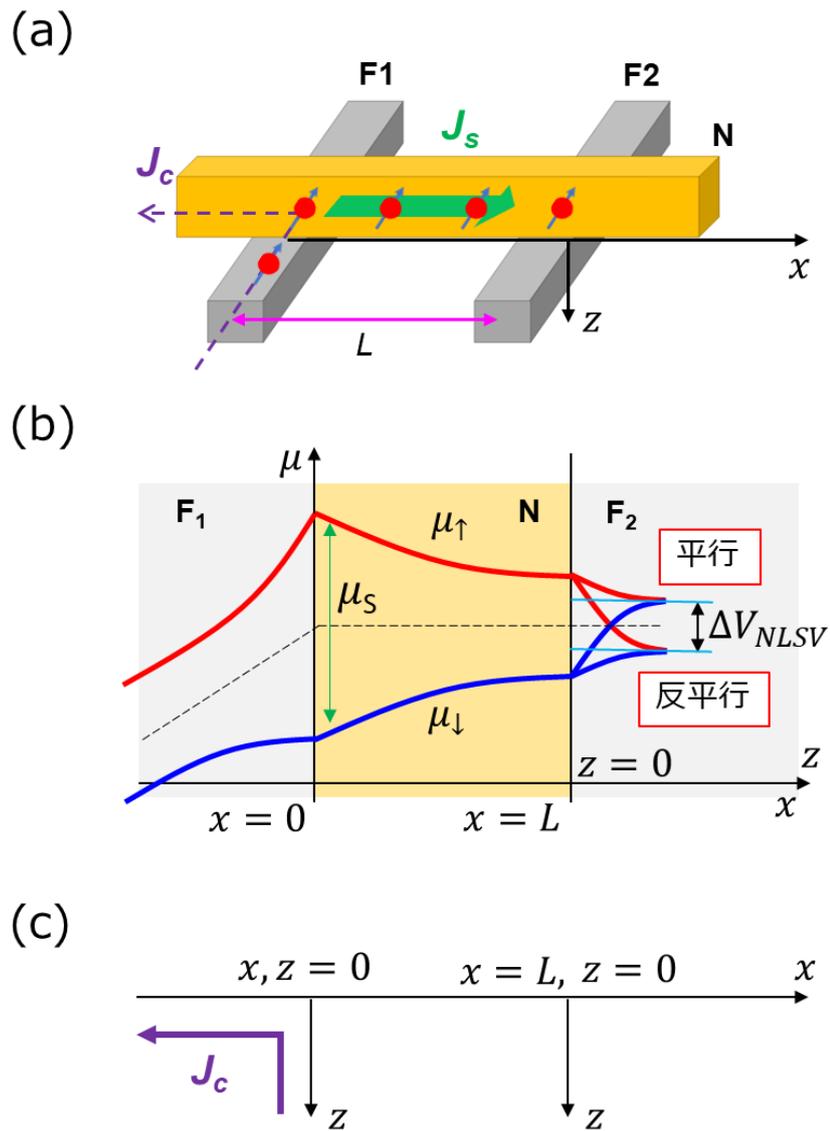


図 1.3 (a) 非局所スピバルブ素子の模式図。(b) 電気化学ポテンシャルの様子。(c) 等価な 1 次元モデル。

を変え、磁化が反転する磁場を調整して異なる磁場になるようにすることで、図 1.4(a) のように長軸方向に磁場を掃引すると、磁場によって平行状態及び反平行状態が実現され、図1.4(b) のような信号が得られる。

1.3.3 スピン吸収法

非局所スピンバルブの構造(図 1.3(a)) で、強磁性体細線間に、あるスピン軌道相互作用の強い金属Mを加えた構造(図 1.5(a)) を用いることで、金属Mに純スピン流が拡散的に流れる。金属Mのスピン流に対する応答、スピン特性を調べることができる。図 1.5(a) で V_{NLSV} の端子配置及び H_{NLSV} の磁場方向を用いて測定すると、スピン蓄積の一部は金属Mに緩和されるが、スピン蓄積の一部は右側の強磁性体まで到達し、電圧信号として検出される。金属Mが挿入されている場合を、挿入されていない場合に比べると、Mに緩和された分だけ信号は小さくなり、図 2.3(b) のような信号が得られる。強磁性体及び非磁性体細線 N の物理パラメータを既知とすると、この測定から金属Mのスピン抵抗が定まり、電気抵抗率を別途測定しておけばスピン拡散長が得られる。この手法をスピン吸収法と呼ぶ[14, 15, 16, 17, 18, 19, 20, 21, 22, 23]。

スピン拡散方程式(1.10) を式(1.17) と同様に解くことにより、Mがある場合 ($\Delta R_{\text{NLSV}}^{\text{with}}$) とない場合 ($\Delta R_{\text{NLSV}}^{\text{without}}$) のスピンバルブ信号の比 η が、

$$\begin{aligned} \eta &\equiv \frac{\Delta R_{\text{NLSV}}^{\text{with}}}{\Delta R_{\text{NLSV}}^{\text{without}}} \\ &= 2Q_{\text{M}} \left\{ \sinh\left(\frac{L}{\lambda_{\text{N}}}\right) + 2Q_{\text{F}}e^{L/\lambda_{\text{N}}} + 2Q_{\text{F}}^2e^{L/\lambda_{\text{N}}} \right\} \\ &\quad / \left\{ \cosh\left(\frac{L}{\lambda_{\text{N}}}\right) - \cosh\left(\frac{L-2d}{\lambda_{\text{N}}}\right) + 2Q_{\text{F}} \sinh\left(\frac{d}{\lambda_{\text{N}}}\right) e^{(L-d)/\lambda_{\text{N}}} + 2Q_{\text{M}} \sinh\left(\frac{L}{\lambda_{\text{N}}}\right) + 4Q_{\text{F}}Q_{\text{M}}e^{L/\lambda_{\text{N}}} + 2Q_{\text{F}}e^{d/\lambda_{\text{N}}} \right. \\ &\quad \left. + 2Q_{\text{F}}e^{d/\lambda_{\text{N}}} \sinh\left(\frac{(L-d)}{\lambda_{\text{N}}}\right) + 2Q_{\text{F}}^2e^{L/\lambda_{\text{N}}} + 4Q_{\text{F}}^2Q_{\text{M}}e^{L/\lambda_{\text{N}}} \right\} \end{aligned} \quad (1.18)$$

のように計算することができる。ここで、F、M、N の添字は各物質を表し、また、 $Q_{\text{X}} = R_{\text{S}}^{\text{X}}/R_{\text{S}}^{\text{N}}$ であり(X = F, M)、L は強磁性体細線間距離で、d は電流注入強磁性体細線と M 細線の線間距離である。

また、図 1.3(a) で V_{ISHE} のような端子配置と H_{ISHE} 方向への磁場掃引によって、逆スピンホール効果による電圧信号を検出することができる。磁場方向をこのようにするのは、スピン流のスピン量子化軸方向を制御するためである。強磁性体の磁化

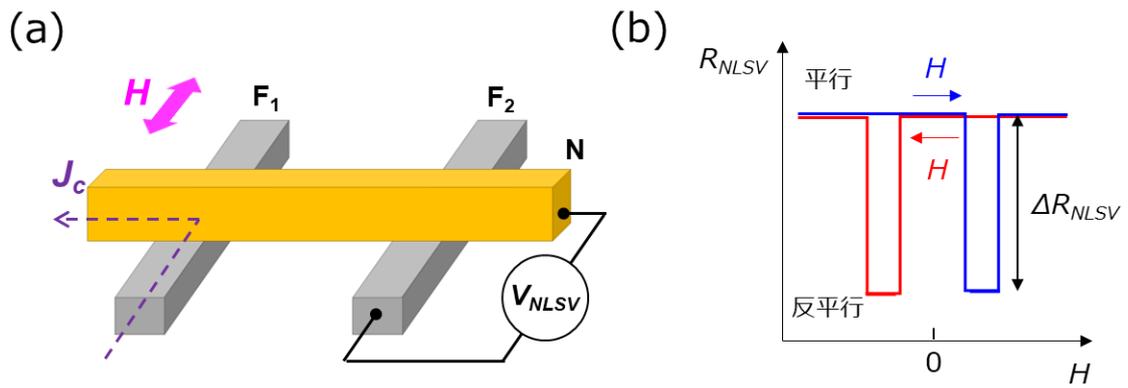


図 1.4 (a) 非局所スピバルブ素子の概念図。測定の端子配置及び印加磁場掃引方向を示す。(b) 非局所スピバルブ信号の振る舞いを示す図。非局所スピバルブ信号 ΔR_{NLSV} が示される。

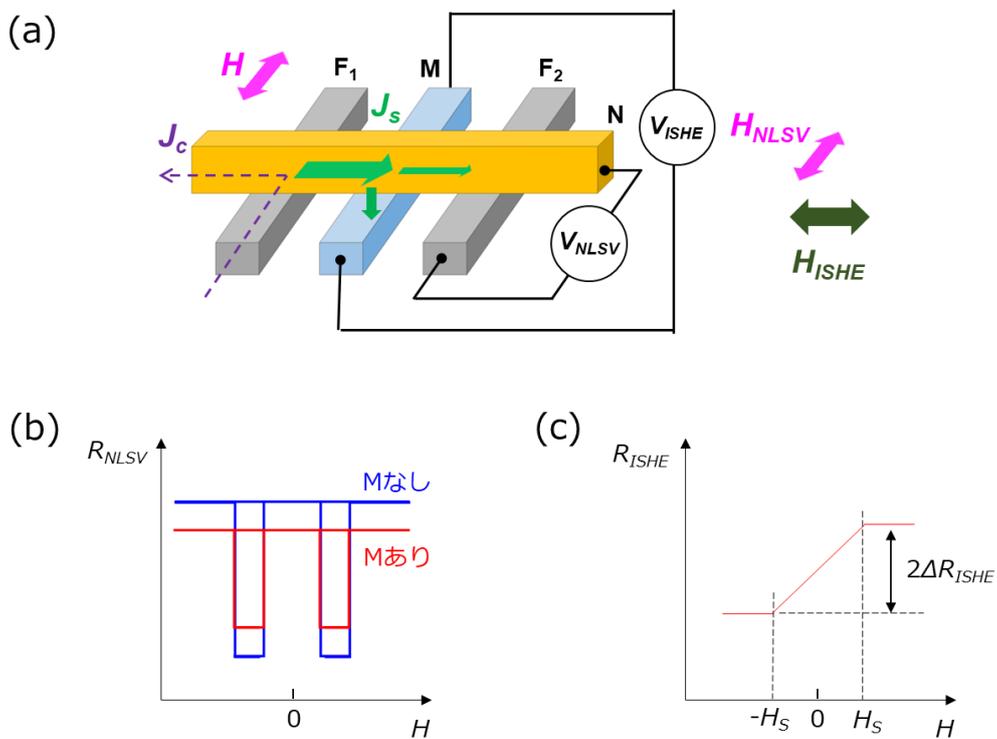


図 1.5 (a) スピン吸収法による逆スピホール効果及び非局所スピバルブ測定の端子配置と磁場掃引方向を示す概念図。(b) 非局所スピバルブ測定の測定信号の概略を示す図。細線 M がある場合とない場合で信号の大きさが異なる。(c) 逆スピホール効果測定の測定信号を示す概念図。強磁性体細線 F の磁化が飽和すると信号が飽和し、低磁場では磁化過程に伴った変化を示す。正負磁場で磁化が飽和した時の信号の差から ΔR_{ISHE} を定義する。

の向きが非磁性体細線 N の長軸方向を向くことで、注入されるスピンのスピ量子化軸の向きは N の長軸方向を向く。M 中に垂直にスピン流が吸収されると、逆ス、ピンホール効果によってスピ量子化軸とスピン流の直交方向、すなわち細線 M の長軸方向に電流が生じ、電荷の蓄積として逆スピンホール信号が検出される。逆スピンホール信号は図 1.3(c) のように、電流注入側の強磁性体の磁化が飽和する飽和磁場(H_S) で信号 R_{ISHE} も飽和するような振る舞いを示す。図 1.3(c) のように逆スピンホール抵抗 ΔR_{ISHE} を定める。このとき、金属 M 中に吸収されるスピン流はスピン拡散方程式を解くことによって、

$$\begin{aligned} \frac{\bar{I}_S}{I_C} = & \frac{\lambda_M(1 - e^{-t_M/\lambda_M})^2}{t_M(1 - e^{-2t_M/\lambda_M})} 2p \left\{ Q_F \sinh\left(\frac{L-d}{\lambda_N}\right) + Q_F^2 e^{(L-d)/\lambda_N} \right\} \\ & / \left\{ \cosh\left(\frac{L}{\lambda_N}\right) - \cosh\left(\frac{L-2d}{\lambda_N}\right) + 2Q_F \sinh\left(\frac{d}{\lambda_N}\right) e^{(L-d)/\lambda_N} + 2Q_M \sinh\left(\frac{L}{\lambda_N}\right) + 4Q_F Q_M e^{L/\lambda_N} + 2Q_F e^{d/\lambda_N} \right. \\ & \left. + 2Q_F e^{d/\lambda_N} \sinh\left(\frac{L-d}{\lambda_N}\right) + 2Q_F^2 e^{L/\lambda_N} + 4Q_F^2 Q_M e^{L/\lambda_N} \right\} \end{aligned} \quad (1.19)$$

のように求まる。ただし、 \bar{I}_S は M 中でのスピン流 I_S の積分平均で、

$$\bar{I}_S \equiv \frac{\int_M^0 I_S(z) dz}{t_M} \quad (1.20)$$

と定義される。また、 t は細線の膜厚である。このように決定された注入スピン流を用いて、金属 M のスピンホール角 θ_{SH} は、

$$\theta_{\text{SH}} = \sigma_{xx,M} \frac{\omega_M}{x} \left(\frac{I_C}{\bar{I}_S} \right) \Delta R_{\text{ISHE}} \quad (1.21)$$

のように書ける。ここで、 x は shunting factor と呼ばれる因子で、M 中で逆スピンホール効果によって生じた電流が非磁性体 N 中に流れる効果を考慮したものである。 ω_M は M の線幅で、 $\sigma_{xx,M}$ は M の電気伝導度である。以上のようにして、スピン吸収法によって、スピバルブ測定及び逆スピンホール信号測定から、M のスピン拡散長及 λ_M びスピンホール角 θ_{SH} を決定することができる。

1.4 本研究の目的

本章の初めに述べたように、重元素は大きなスピンホール角（変換効率）を示すが、そのスピン拡散長は短い。スピンホール角が大きくスピン拡散長が長い材料は

スピン流の効率的な発生源および検出器として同時に機能するため、スピントロニクス素子で非常に役立つ。さらに、SHE と逆 SHE が連続して発現する材料では高次の SHE の発現が期待される。

白金 (Pt) はスピンゼーベック効果やスピン軌道相互作用の磁化反転、スピンホール磁気抵抗など様々なスピントロニクス現象を示す代表的なスピンホール材料[18, 24]である。我々は多結晶白金の 2 倍大きい電気伝導率を示すエピタキシャル白金薄膜[5]を作製した。この白金薄膜では高次の SHE を観測することに成功しているが、そのためにはスピン拡散長が従来の白金よりも長い必要がある。スピン緩和の Elliott-Yafet 機構によると、スピン拡散長は電気伝導率に比例する[25]。また、Elliott-Yafet 機構は金属のスピン緩和を説明するために使用されるが、Dyakonov-Perel 機構もこの白金薄膜のスピン緩和に大きく寄与する可能性がある。したがって、この白金薄膜では大きなスピン拡散長が期待できる。本研究では、非局所スピバルブ (NLSV) 構造を用いたスピン吸収法により、エピタキシャル白金のスピン拡散長とスピンホール角を調べた。

Chapter 2

実験方法

2.1 マグネトロンスパッタ法

金属、セラミック、プラスチックなどの材料を基板に堆積させ、薄膜を形成するには、さまざまな方法がある[26]。それらの中で、スパッタ法と呼ばれるプロセスは、薄膜を形成する最も一般的な方法である。スパッタ法は高真空環境で原子を放出し、基板上に凝縮することによって材料を基板上に堆積させる物理蒸着プロセスである。基本的な工程は以下の通りである。堆積させる金属（ターゲット）は、アルゴン (Ar^+) などのエネルギーが高い不活性ガスイオンで衝撃を受ける。これらのイオンがターゲットに強く衝突すると、ターゲット原子が空間に放出される。次に、放出された原子は、基板に到達して凝縮し始めるまである程度の距離を移動する。多くの原子が基板上で合体するにつれて、それらは分子レベルで互いに結合し始め、堅固に結合した原子層を形成する。

スパッタ法の堆積過程は一見単純に見えるが、実際の過程は非常に複雑である。基本的なスパッタ法においてプラズマはターゲット表面に留まらず、電子とアルゴンイオンは空間を伝播する。電子やアルゴンイオンをターゲットと衝突しやすくする方法の一つとして、マグネトロンスパッタ法が挙げられる [27]。マグネトロンスパッタ法において、プラズマは磁場が強い領域に閉じ込められる。するとプラズマがターゲットに近づき、堆積速度が速くなり、アルゴンイオンの補充が多くなり、浮遊粒子による基板の損傷が少なくなる。今回の実験では直流 (DC) スパッタ法を使用し、 550°C に熱した Al_2O_3 (111) 基板上に白金(111)薄膜をエピタキシャル成長させた。

2.2 試料作製

スピン流に関する実験においては、素子はスピン拡散長によって構造が制限される。Cu などでもスピン拡散長は $300\sim 1000\text{ nm}$ 程度であり、素子のスケールをサブミクロンスケールにする必要がある。本研究で用いるスピン吸収素子は、電子線リソグラフィーを用いた微細加工によって作製された。本節では作製手法について述べる。

2.2.1 繰り返しリフトオフ法

本研究で試料作製に用いた手法はリフトオフ法と呼ばれる。図2.1 に概要を示

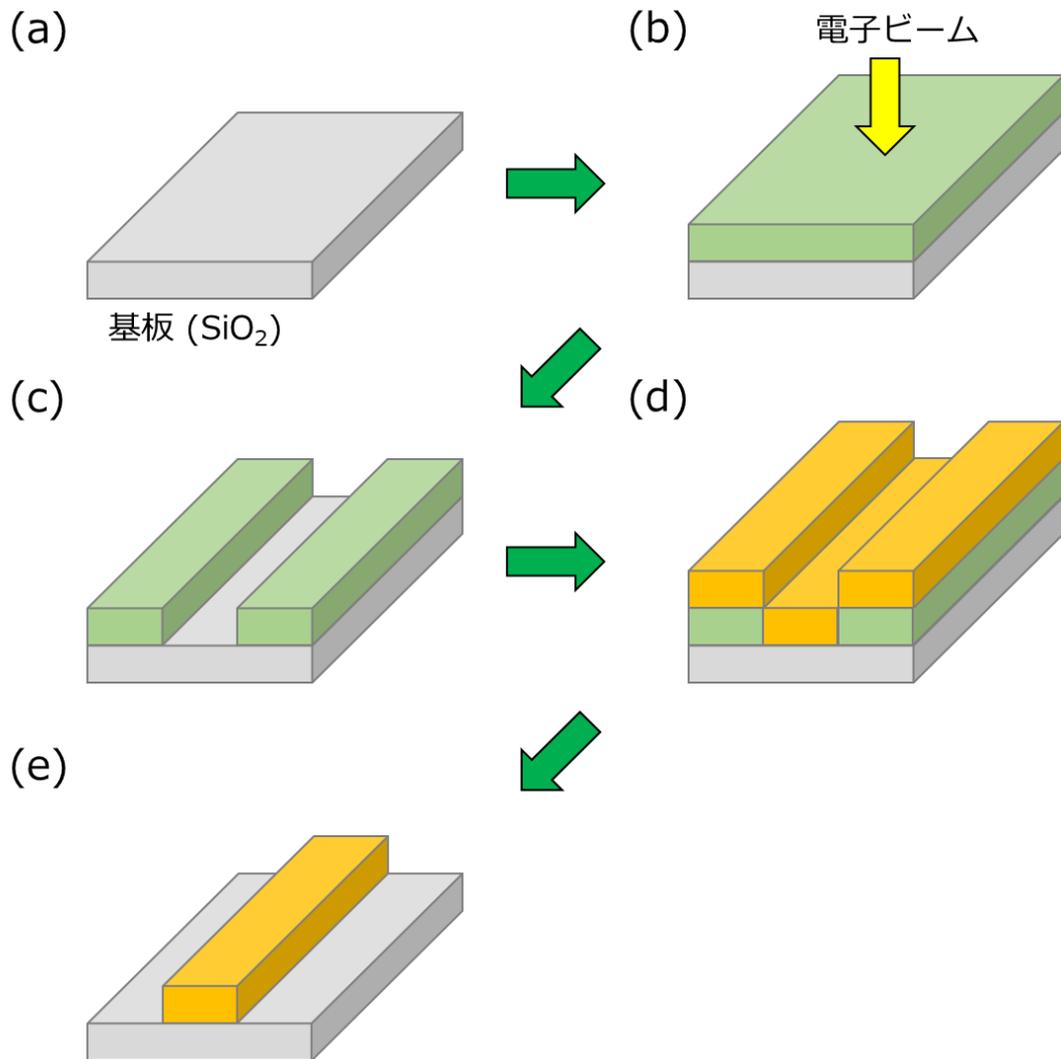


図 2.1 ポジティブ型レジストを用いた繰り返しリフトオフ法による素子作製プロセスの概要図。(a) 清浄な基盤を用意する。(b) レジストを表面に塗布し、電子線描画装置を用いて細線パターンを描画する。(c) 現像後、ポジティブ型レジストの場合、描画領域のみレジストが取り除かれる。(d) 電子線蒸着や抵抗加熱蒸着、スパッタリング等の手法により金属を試料に成膜させる。(e) レジストを溶媒に溶かし、描画領域のみに金属が残る。(a)-(e) のプロセスを複数回繰り返すことにより求める素子構造を得る。

す。まず基板上に、電子線に感度を持ったレジストを塗布する。次に電子線リソグラフィを行い、パターンを描画する。これを現像液に浸すことによって、描画した部分のみレジストを除去することができる。続いて金属を成膜させ、溶媒を用いてレジストを除去することにより、目的の金属パターンが得られる。この工程を繰り返すことにより、面内スピバルブ素子を作製することができる。以下に本研究で行った詳細な手順を述べる。

2.2.2 電子線リソグラフィ

電子線リソグラフィとは、10 nm スケールまで絞った電子線を走査することによってレジスト上にパターンを描く手法である。本研究ではエリオニクス社の ELS-7700 を用いて描画を行った。また描画パターンは CAD を用いて用意した。

(1) まず、電極及び位置合わせマークが付いた Si/SiO₂ 基板を用意した。(電極及び位置合わせマークは金とクロムの積層膜で、Si/SiO₂/Cr(5 nm)/Au(85 nm) のようになっている。これらはフォトリソグラフィで金電極を作製したのち、電子線リソグラフィを用いて位置合わせマークがパターンされるが、本稿では割愛する)。基板はアセトン溶媒中で 1 分間超音波洗浄する。

(2) レジストを塗布する。

(a) PMMA の場合

抵抗加熱蒸着によって成膜する場合は基本的に PMMA950 (A4) を用いた(以下単に PMMA)。PMMA を基板上に滴下し、スピコーターで 5000 rpm で 1 分間回転させ塗布する。その後、180 °C で 5 分間ベークした。

(b) ZEP の場合

電子線蒸着によって成膜、あるいはエッチングによって細線状に加工する場合は基本的に ZEP (A520) を用いた(以下単に ZEP)。ZEP を基板上に滴下し、スピコーターで 5000 rpm で 1 分間回転させ塗布する。その後、180 °C で 3 分間ベークした。

(3) 電子線リソグラフィ

(a) PMMA

ドーズ量が 8.8 C/m² となるよう描画した。基本的には 100 pA で 1.5 μs/dot で描画した。ここで 1 dot は 10 (nm)² である。

(b) ZEP

ドーズ量が 2.2 C/m² となるよう描画した。基本的には 100 pA で 1.5 μs/dot で描画した。

(4) 現像

(a) PMMA

MIBK(4-メチル-2-ペンタノン) と IPA を 1:3 で混合した現像液に 30 秒浸し、その後 IPA に 30 秒浸してリンスした。最後にブロワーで乾かした。

(b) ZEP

現像液に酢酸ペンチルを用い 30 秒浸した。まず MIBK と IPA を 9:1 で混合した溶液に 30 秒浸し、続いて IPA に更に 30 秒浸すことでリンスした。最後にブロワーで乾かした。

2.2.3 成膜法

現像の後、電子線蒸着または抵抗加熱蒸着によって成膜した。成膜した後、レジストによって適した溶媒でリフトオフを行った。レジストが PMMA の場合、アセトンを用いた。試料をアセトンに浸し、シェイカーに載せて 3 時間放置し、その後超音波洗浄を 10 秒間行った。最後に IPA で 10 秒ほどリンスし、ブロワーで乾かした。ZEP の場合は 1-メチル 2-ピロリドン(1M2P) でリフトオフを行い、シェイカーに載せて 3 時間放置した。その後超音波洗浄を 10 秒間行い、最後にアセトン、IPA の順に 10 秒ほどずつ浸してリンスし、ブロワーで乾かした。

電子線蒸着

強磁性体 Py の蒸着には、図 2.2 に示す真空蒸着装置(kitano)を用いた。本装置では電子線加熱により線材を加熱し蒸着する。2 kW の電源を用い、加速電圧 4.6-5 kV で、60 mA 程の電流量によって電子線を照射し、蒸着した。電流量は、レートが 0.3 \AA/s となるよう電流量を調整した。蒸着前の到達真空度は、メインチャンバーが $1 \times 10^{-9} \text{ Torr}$ 、ロードロック・チャンバー(Load lock chamber: 以下 L.L.) が $1 \times 10^{-7} \text{ Torr}$ であった。主排気系はそれぞれターボ分子ポンプである。膜厚はチャンバー内の膜厚計で観測し、AFM による素子膜厚の評価によって校正した。

抵抗加熱蒸着

面内スピンバルブ素子の架橋に用いる Cu の蒸着には、図 2.3 の、抵抗加熱用の真空蒸着装置(UHV) を用いて行った。架橋用の Cu には、スピン拡散長を長く保つために高品質な細線が必要なため、専用のチャンバーを設けている。本装置では L.L. チャンバーにおいて Ar イオンミリングを行うことが可能となっており、Ar イオンミリングによって、Cu 蒸着前に、Py や Pt と Cu との界面を清浄化し、真空を保ったまま Cu を蒸着することが可能である。Ar イオンミリングは、600 V、12 mA で 30 秒間行った。Cu の蒸着レートは 2.0 \AA であった。メインチャンバーの主排気系はターボ分子ポンプであり、蒸着前の到達真空度は $1 \times 10^{-9} \text{ Torr}$ であった。膜厚はチャンバー内の膜厚計で観測し、AFM による素子膜厚の評価によって校正した。

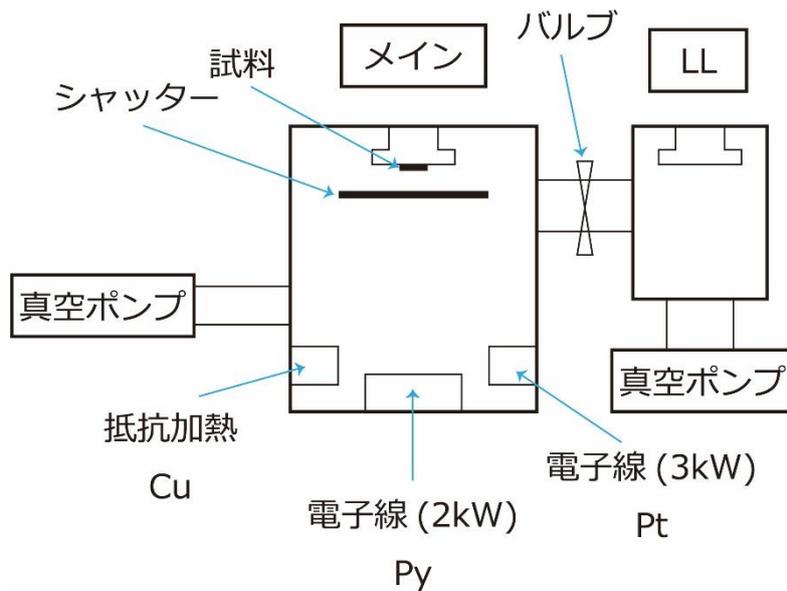


図 2.2 電子線蒸着チャンバーの模式図。以下 Kitano。中心のるつぼで Py の蒸着を行った。右側のるつぼでは Pt 、左側の抵抗加熱では Cu を蒸着できるが、本研究では用いていない。

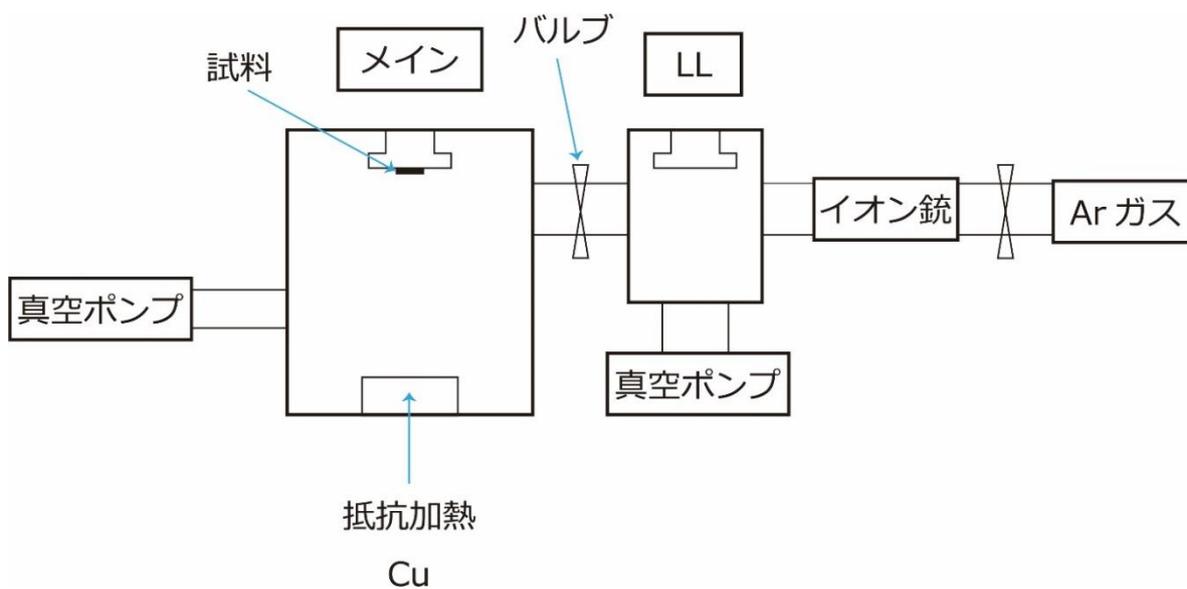


図 2.3 抵抗加熱蒸着装置の模式図。以下 UHV。L.L. 部で Ar イオンミリングを行い清浄表面を顕わにしてから Main 部で Cu の蒸着を行う。

2.2.4 デバイス毎の作製工程

図 2.4 に本研究で作製した素子の作製手順を載せる。面内スピンバルブ素子は、Py 細線と研究対象物質の M 細線を Cu 細線で架橋した構造を取る。まず Py 細線を作製し、続いて M 細線、最後に Cu 細線を作製した後、最後に Al_2O_3 による保護膜を試料全体に積んだ。

2.3 測定方法

測定は 3 K から 300 K の領域で行った。スピンホール効果の信号などは 10 nV の微小信号であり、ノイズの影響を除去するため、全実験を通じて特別に記載がない限りロックイン法によって測定を行った。冷却には図 2.5(a) のようなクライオスタットを用い、液体 ^4He の連続的な流入と排気によりサンプル室を冷却し、ヒーターによって温度制御を行った。クライオスタット外部に電磁石が設置しており、磁石が平面内で回転することによって印加磁場方向を制御した。また、図 2.5(b) に示すようなセットアップでロックイン測定を行った。ロックイン周波数は 37 Hz とした。

	スピバルブ素子A	スピバルブ素子B
構造	Pt(61)-Py(30)/Cu(100)/Al ₂ O ₃ (10)	Pt(65)/Py(30)/Al ₂ O ₃ (10)
作製手順	(0) 金電極付き基板の用意 (1) Pt細線用リソグラフィー(ZEP) (2) Ptエッチング(kitano)、リフトオフ (3) Py細線用リソグラフィー(ZEP) (4) Arイオンミリング(Kitano) (5) Py堆積(Kitano)、リフトオフ (6) Cu細線用リソグラフィー(PMMA) (7) Arイオンミリング(UHV) (8) Cu堆積(UHV)、リフトオフ (9) Al ₂ O ₃ 堆積(スパッタリング)	(0) 金電極付き基板の用意 (1) Pt細線用リソグラフィー(ZEP) (2) Ptエッチング(kitano)、リフトオフ (3) Py細線用リソグラフィー(ZEP) (4) Arイオンミリング(Kitano) (5) Py堆積(Kitano)、リフトオフ (6) Al ₂ O ₃ 堆積(スパッタリング)

図 2.4 本研究で作製した素子の作製プロセス。() 内の数字は nm 単位で膜厚を示す。

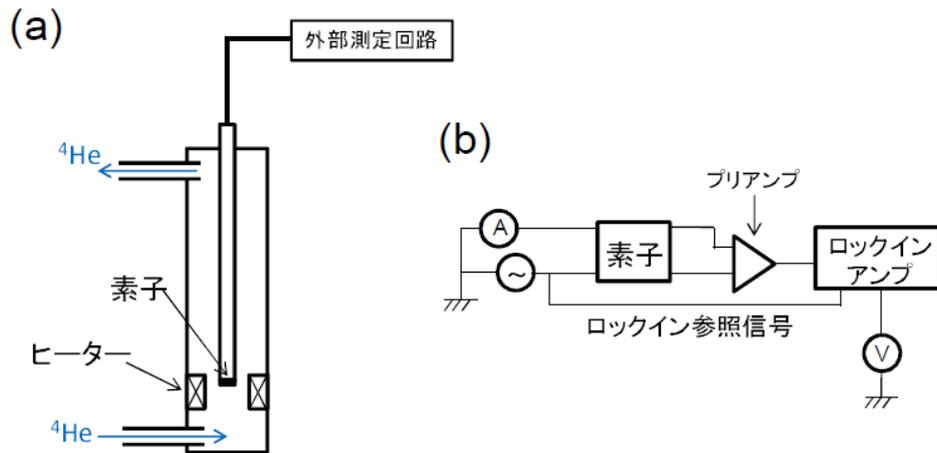


図 2.5 (a) 測定系の模式図。(b) ロックイン測定回路図。

Chapter 3

エピタキシャル白金ナノ細線の特性評価

3.1 スピン吸収法

3.1.1 素子構造

図1.5 に示すような面内スピバルブ型のスピン吸収素子を、金属Mとしてエピタキシャル白金を用い作製した。エピタキシャル白金薄膜をリフトオフ法及びミリングによって加工し、白金細線を作製した。その後、Py、Cu の順にリフトオフ法によって細線を作製した。Cu 細線の作製の際には、同時にCu によって電極も取り付けた。素子の劣化を防ぐため Al_2O_3 によってキャッピングした。各細線の寸法及びパラメータを表3.1 に示す。Py 細線からPt細線までの長さは、細線の中心間で500 nm である。

3.1.2 スピバルブ信号及びスピン拡散長

図3.1(a) に本研究で作製した素子の電子顕微鏡像を示す。図3.1 (b) は白金細線がある（ない）場合の非局所スピバルブ信号 $\Delta R_{\text{NLSV}}^{\text{with}}$ ($\Delta R_{\text{NLSV}}^{\text{without}}$) である。 $\Delta R_{\text{NLSV}}^{\text{without}}$ に比べて $\Delta R_{\text{NLSV}}^{\text{with}}$ が減少していることから、スピン流が白金細線に吸収されていることが確認できる。図3.2(a) に示すのは、白金の電気伝導率 σ_{xx} の温度依存性であり、図3.2(b) に示すのは、本研究で用いた試料におけるスピン拡散モデルに基づく1次元解析（1.3.3節参照）により得たスピン拡散長 λ_{Pt} の電気伝導率 σ_{xx} 依存性である。スピン拡散長は3.3 Kで 166 ± 18 nmと推定され、この値は多結晶白金の10倍以上もの値である[25]。ここで、スピン拡散長と電気伝導率の間に線形の関係がみられるが、これはスピン緩和がElliott-Yafet 機構によって支配されていることを示すものである(1.2.3 節参照)。また、この比例定数は先行研究[25]の値よりも大きく、エピタキシャル白金ナノ細線のスピン軌道相互作用が多結晶白金のものに比べて小さいことを表している。また、線形フィッティングの結果として、電気伝導率に依存しないオフセット成分が観測された。これは、Elliott-Yafet 機構の他にもDyakonov-Perel 機構によるスピン緩和の支配があることを示している。この結果から、今回の実験で用いたエピタキシャル白金は半導体に近いsuper cleanな系であり、格子欠陥や不純物が極めて少ないことを示唆している。

表 3.1 素子に用いた Pt、Py、Cu のスケール

	膜厚	細線幅
Pt	$t_{\text{Pt}} = 61 \text{ nm}$	$\omega_{\text{Pt}} = 300 \text{ nm}$
Py	$t_{\text{Py}} = 30 \text{ nm}$	$\omega_{\text{Py}} = 110 \text{ nm}$
Cu	$t_{\text{Cu}} = 100 \text{ nm}$	$\omega_{\text{Cu}} = 150 \text{ nm}$

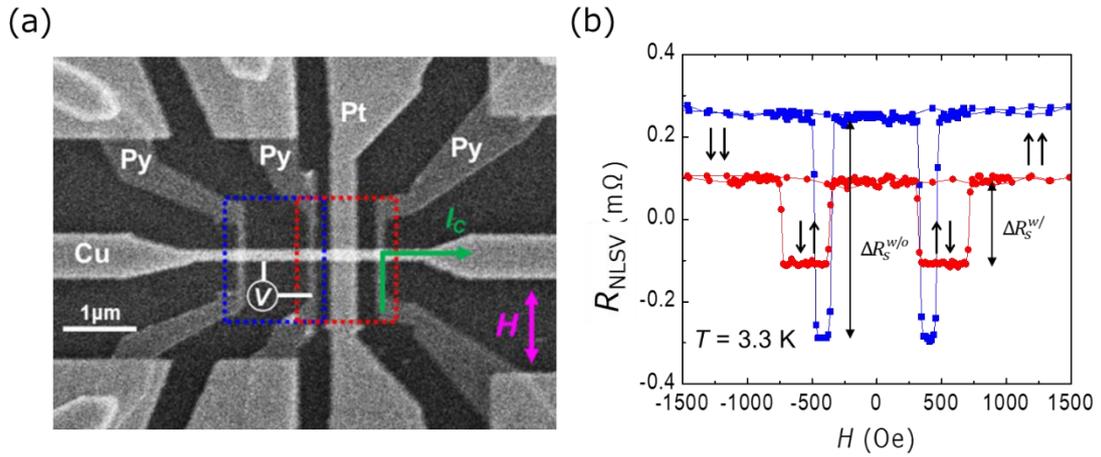


図 3.1 (a) 非局所スピバルブ信号の測定配置を示す電子顕微鏡像。素子は Py 細線 2 本の間には Pt 細線を配置し、Cu 細線で架橋した構造をしている。磁場 (H) は Py 細線の長軸方向にかけられている。印加電流 (I_c)、電圧端子 (V) の一が示されている。(b) 3.3 K における非局所スピバルブ抵抗 R_{NLSV} 。白金細線の有り ($\Delta R_{\text{NLSV}}^{\text{with}}$) か無し ($\Delta R_{\text{NLSV}}^{\text{without}}$) により信号が大きく変化する。この変化分は Pt によって吸収されたスピ流によるものである。

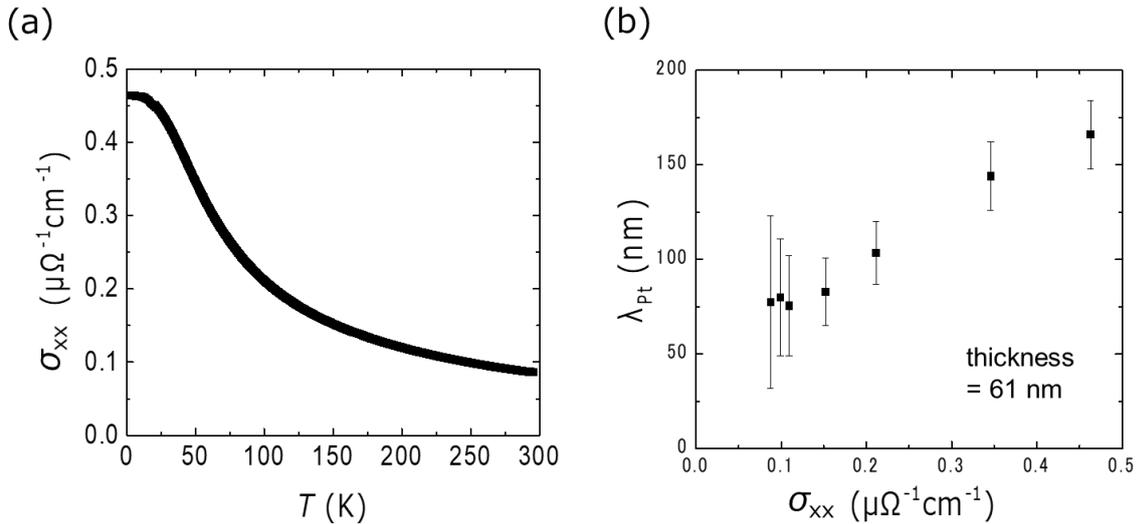


図 3.2 (a) 電気伝導率 σ_{xx} の温度依存性。(b) スピン拡散長 λ_{Pt} の電気伝導率 σ_{xx} 依存性。

3.1.3 逆スピホール信号

図3.3 (a) に示すのは本研究で用いたデバイスの電子顕微鏡像及び、逆スピホール効果測定のための測定配置である。代表的な測定信号を図3.3 (b) に示す。この信号をもとに、スピホール角を解析的に求めようと試みた。しかし、エピタキシャル白金ナノ細線を用いた素子において、逆スピホール信号は検出されなかった。この検出限界 ($\sim 10 \mu\Omega$) からエピタキシャル白金のスピホール角は0.04未満と推定された。

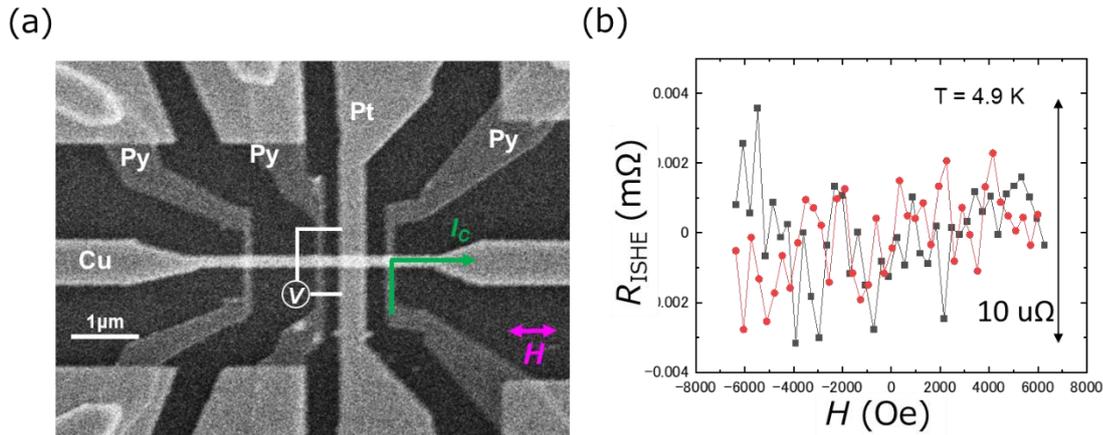


図 3.3 (a) 逆スピホール信号の測定配置を示す電子顕微鏡像。この場合磁場は Py 細線の長軸と直行する方向にかけられる。(b) 逆スピホール抵抗 R_{ISHE} 。

3.2 白金ブリッジ細線を用いた非局所スピバルブ

3.1.2節にて、白金のスピ拡散長は166 nmと非常に長いことが示唆された。この実験結果の確認として、白金ブリッジ細線を有した非局所スピバルブ構造を使用して、スピバルブ信号を検出する実験を行った。この構造では、2本のPy細線が200 nmの距離でエピタキシャルPt細線によってブリッジされている[28]。この素子でスピバルブ信号を検出するためには、白金のスピ拡散長が数十nm以上の長さでなければならないため、スピバルブ信号が検出できればスピ拡散長が十分長いことの裏付けとなる。

3.2.1 素子構造

図1.4 に示すような面内スピバルブ型のスピ吸収素子を、金属Nとしてエピタキシャル白金を用い作製した。エピタキシャル白金薄膜をリフトオフ法及びミリングによって加工し、白金ブリッジ細線を作製した。その後、リフトオフ法によってPy細線を作製した。素子の劣化を防ぐため Al_2O_3 によってキャッピングした。各細線の寸法及びパラメータを表3.2 に示す。

表 3.2 素子に用いた Pt、Py のスケール

	膜厚	細線幅
Pt	$t_{\text{Pt}} = 65 \text{ nm}$	$w_{\text{Pt}} = 150 \text{ nm}$
Py	$t_{\text{Py}} = 30 \text{ nm}$	$w_{\text{Py}} = 100 \text{ nm}$

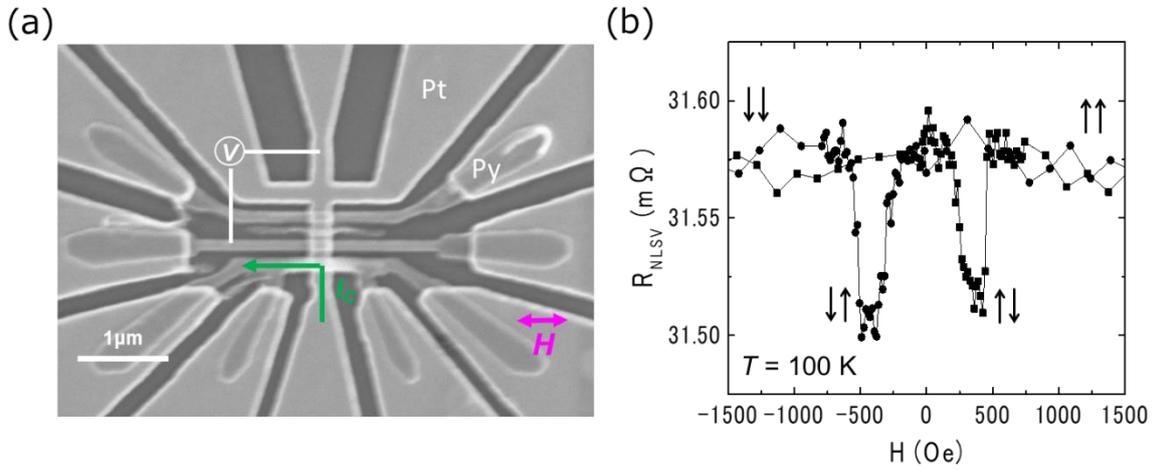


図 3.4 (a) 非局所スピバルブ信号の測定配置を示す電子顕微鏡像。素子は Py 細線 2 本を Pt 細線で架橋した構造をしている。磁場(H) は Py 細線の長軸方向にかけられている。印加電流(I_c)、電圧端子(V) の一が示されている。(b) 100K における非局所スピバルブ抵抗 R_{NLSV} 。

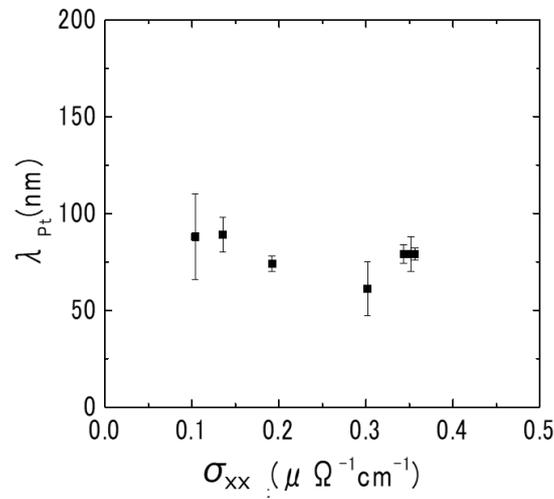


図 3.5 スピン拡散長 λ_{Pt} の電気伝導率 σ_{xx} 依存性。

3.2.2 スピンバルブ信号及びスピン拡散長

図3.4 (a)に示すのは本研究で用いたデバイスの電子顕微像及び、非局所スピンバルブ測定の測定配置である。代表的な測定信号 ΔR_{NLSV} を図3.4 (b) に示す。顕著なスピンバルブ信号が観測されていることから、エピタキシャル白金のスピン拡散長が数十nm以上あることが確認できる。

図3.5に示すのは、本研究で用いた試料におけるスピン拡散モデルに基づく解析(1.3.1節参照)により得たスピン拡散長 λ_{Pt} の電気伝導率 σ_{xx} 依存性である。スピン拡散長は3 Kで $79 \pm 3 \text{ nm}$ と推定され、この値は多結晶白金の8倍もの値である。また、スピン拡散長は電気伝導率に依存しない結果となった。この結果は、Elliott-Yafet 機構が働いておらず、Dyakonov-Perel 機構によるスピン緩和が支配的であることを示している。

これは3.1.2節の結果と相違があるが、この原因について、白金/Py界面の接合具合が悪く、界面抵抗の上昇によってスピンバルブ信号が本来得られるはずの値よりも小さくなったことが一つの要因として考えられる。また、スピンの拡散方向が異なっており、空間反転対称性が破れた白金細線表面によるスピン緩和の影響度合いが両者で異なっていることも原因の一つと考えられる。

Chapter 4

総括

4.1 本研究のまとめ及び今後の展望

本研究では非局所スピンバルブ構造を用いたスピン吸収法により、エピタキシャル白金のスピン拡散長とスピンホール角を調べた。

Cu ブリッジ細線を有する素子の測定結果として、スピン拡散長は 3.3 K で 166 nm と算出され、これは多結晶 Pt の 10 倍以上であった。スピン拡散長の電気伝導率依存性を取ると線形関係がみられ、これは Elliott-Yafet 機構が働いていることを示す。また、オフセットから Dyakonov-Perel 機構も働いていることが示される。この長いスピン拡散長を裏付けるための実験として、エピタキシャル白金ブリッジ細線を有する素子を測定した。その結果、スピン信号が得られたことから、エピタキシャル白金のスピン拡散長が数十 nm 以上あることが示された。

しかし、本研究で用いた素子において、逆スピンホール信号は検出されなかった。これは、信号の大きさが検出限界よりも低いと予想されるためである。今後は、T 字型白金細線に隣接する強磁性体からのスピン偏極電流の局所スピン注入により、エピタキシャル白金の逆スピンホール効果を測定する予定である。

Reference

- [1] A. Vishwanath X.Wan, A. M. Turner and S. Y. Savrasov. *Phys. Rev. B*, 83:205101,2011.
- [2] S. L. Adler. *Physical Review*, 177:2426, 1969. PRB.
- [3] W. Thomson. On the electro-dynamic qualities of metals:-effects of magnetization on the electric conductivity of nickel and of iron. *Proceedings of the Royal Society of London*, 8:546, 1856.
- [4] S. D. Bader and S. S. P. Parkin, *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.* **1**, 71 (2010).
- [5] Z. Zhu, Magnetic and transport properties in epitaxial platinum and Co₂MnGa thin films, The Univ. of Tokyo, Ph. D. thesis (2021).
- [6] N. F. Mott, “A Discussion of the transition metals on the basis of quantum mechanics”,*Proceedings of the Physical Society*, 47, 571 (1935).
- [7] S. Takahashi and S. Maekawa, “Spin injection and detection in magnetic nanostructures”,*Physical Review B*, 67, 052409 (2003).
- [8] R. J. Elliott, “Theory of the effect of spin-Orbit coupling on magnetic resonance in some semiconductors”, *Physical Review*, 96, 2:266–279 (1954).
- [9] Y. Yafet, “g-factors and spin-lattice relaxation of conduction electrons”, *Solid State Physics*,14:1–98 (1963).
- [10] M. I. Dyakonov and V. I. Perel, “Spin relaxation of conduction electrons in noncentrosymmetric semiconductors”, *Soviet Physics Solid State*, 13, 3023 (1971).
- [11] G. L. Sir, A. G. Aronov, and G. E. Pikus, “Spin relaxation of electrons due to scattering byholes”, *Zh. Eksp. Teor. Fiz*, 69, 4:13821397 (1975).
- [12] M. I. Dyakonov and V. I. Perel, “Hyper Fine Interaction in Optical Orientation of Electrons”, *Sov. Phys. JETP*, 36, 5:995, (1973).
- [13] F. Beuneu and P. Monod, “The Elliott relation in pure metals”, *Physical Review B*, 18,6:2422–2425 (1978).
- [14] Y. Niimi and Y. Otani, “Reciprocal spin Hall effects in conductors with strong spin-orbit coupling: a review”, *Reports on Progress in Physics*, 78, 12:124501 (2015).
- [15] H. Idzuchi, Y. Fukuma, and Y. Otani, “Spin transport in non-magnetic nanostructures induced by non-local spin injection”, *Physica E: Low-Dimensional Systems and Nanostructures*, 68:239–263 (2015).

- [16] M. Morota, Y. Niimi, K. Ohnishi, D. H. Wei, T. Tanaka, H. Kontani, T. Kimura, and Y. Otani, "Indication of intrinsic spin Hall effect in 4d and 5d transition metals", *Physical Review B*, 83, 174405:1–5 (2011).
- [17] P. Laczkowski, J. C. Rojas-S´anchez, W. Savero-Torres, H. Jaffr`es, N. Reyren, C. Deranlot, L. Notin, C. Beign´e, A. Marty, J. P. Attan´e, L. Vila, J. M. George, and A. Fert, "Experimental evidences of a large extrinsic spin Hall effect in AuW alloy", *Applied Physics Letters*, 104, 14 (2014).
- [18] T. Kimura, Y. Otani, T. Sato, S. Takahashi, and S. Maekawa, "Room-temperature reversible spin hall effect", *Physical Review Letters*, 98, 156601:1–4 (2007).
- [19] D.H. Wei, Y. Niimi, B. Gu, T. Ziman, S. Maekawa, and Y. Otani, "The spin Hall effect as a probe of nonlinear spin fluctuations", *Nature Communications*, 3, 5493 (2012).
- [20] Y. Niimi, H. Suzuki, Y. Kawanishi, Y. Omori, T. Valet, A. Fert, and Y. Otani, "Extrinsic spin Hall effects measured with lateral spin valve structures", *Physical Review B*, 89, 054401:1–10 (2014).
- [21] Y. Niimi, Y. Kawanishi, D. H. Wei, C. Deranlot, H. X. Yang, M. Chshiev, T. Valet, A. Fert, and Y. Otani, "Giant spin hall effect induced by skew scattering from bismuth impurities inside thin film CuBi alloys", *Physical Review Letters*, 109, 156602:1–5 (2012).
- [22] Y. Niimi, M. Morota, D. H. Wei, C. Deranlot, M. Basletic, A. Hamzic, A. Fert, and Y. Otani, "Extrinsic spin Hall effect induced by iridium impurities in copper", *Physical Review Letters*, 106, 126601:1–4, (2011).
- [23] M. Isasa, E. Villamor, L. E. Hueso, M. Gradhand, and F. Casanova, "Temperature dependence of spin diffusion length and spin Hall angle in Au and Pt", *Physical Review B -Condensed Matter and Materials Physics*, 91, 024402:1–7 (2015).
- [24] E. Saitoh, M. Ueda, H. Miyajima, and G. Tatara, *Appl. Phys. Lett.* **88**, 182509 (2006).
- [25] E. Sagasta, Y. Omori, M. Isasa, M. Gradhand, L. E. Hueso, Y. Niimi, Y. Otani, and F. Casanova, *Phys. Rev. B* **94**, 060412(R) (2016).
- [26] I. Micro Magnetism. *Magnetron Sputtering Technology*. Available: www.directvacuum.com/pdf/what_is_sputtering.pdf
- [27] P. Kelly and R. Arnell, "Magnetron sputtering: a review of recent developments and applications," *Vacuum*, vol. 56, no. 3, pp. 159-172, 2000.
- [28] This reference employs the Au bridge wire instead of Pt; P. Laczkowski, L. Vila, V.-D. Nguyen, A. Marty, J.-P. Attane, H. Jaffres, J.-M. George, and A. Fert, *Phys. Rev. B* **85**, 220404(R) (2012).