

学士卒業論文

強磁性層多層膜におけるスピnhホール効果  
を介したスピン注入

関西大学 システム理工学部 物理・応用物理学科

所属：物性理論研究室 本多グループ

物 20-0031 小林聖波

# 目次

<b>第1章 序論</b>	<b>2</b>
1.1 スピントロニクス .....	2
1.1.1 スピン流 .....	2
1.1.2 スピンホール効果 .....	2
1.1.3 スピン注入磁化反転 .....	3
1.1.4 スピン蓄積 .....	3
1.1.5 スピン拡散長 .....	3
1.2 SOT-MRAM .....	5
1.2.1 SOT-MRAM の素子構造 .....	5
1.2.2 SOT-MRAM の書き込み技術 .....	5
1.2.3 外部磁場印加型 SOT-MRAM .....	6
1.2.4 スピン注入型 SOT-MRAM .....	6
1.3 本研究の目的及び内容 .....	8
1.4 本論文の構成 .....	8
<b>第2章 研究手法</b>	<b>9</b>
2.1 数値計算手法 .....	9
<b>第3章 研究成果</b>	<b>13</b>
3.1 膜厚を薄くすることによるスピン注入量の増加 .....	13
3.2 スピン拡散長の増加に伴うスピン注入量の増加 .....	14
<b>第4章 結論</b>	<b>16</b>
<b>第5章 参考文献</b>	<b>17</b>

# 第 1 章 序論

## 1.1 スピントロニクス

スピントロニクスとは、電子のスピン自由度を利用した新しい物理現象を発見し、それをデバイス分野に応用することを目指す物性物理学の新しい分野である。金属中を伝導する電子のスピン角運動量は、スピン拡散長と呼ばれる数ナノメートルから数百ナノメートルの長さスケールで消失してしまう。そのため電気伝導における電子のスピン自由度の影響はこれまであまり注目されていなかった。しかし近年、微細化加工技術の発達により、スピン拡散長より短い長さスケールでの電気伝導の測定が可能となった。特に、強磁性金属における電気伝導ではスピン流と磁化の相互作用によって、スピン注入磁化反転という物理現象が生じる。この現象を利用した不揮発性磁気メモリ (Magnetic Random Access Memory : MRAM) の実現が期待されている。

### 1.1.1 スピン流

従来のエレクトロニクスデバイスにおいては、電子の持つ電荷に着目し、素子中の電流、電圧を制御することで素子中の動作を実現している。一方で電子には $\uparrow$ スピンと $\downarrow$ スピンというスピン自由度も存在する(図 1.1(a))。非磁性金属の場合、伝導に寄与する $\uparrow$ スピンの電子数と $\downarrow$ スピンの電子数が同じであるため、伝導に対するスピンの影響を考慮する必要はない。しかし、強磁性金属などのように伝導電子がスピン偏極している系の場合、電流を流すと同時にスピン角運動量の流れが発生し、系においてスピンの影響が現れる。そして、 $\uparrow$ スピンによる電流と $\downarrow$ スピンによる電流の差をスピン流(スピン偏極電流)と呼び、スピン角運動量の流れに対応している。スピン流は、電流によるジュール損失を発生させず、低消費電力なスピン機能デバイスを実現する上で極めて有力であり、スピン流が引き起こす新しい物理現象を探索するツールとして注目されている。

### 1.1.2 スピンホール効果

スピントロニクスの分野では、上で述べたスピン流が重要な役割を担っており、デバイスに応用するためには当然スピン流の生成が重要となる。そのスピン流を生成する物理現象の 1 つとして、スピンホール効果(図 1.1(b))が挙げられる。非磁性体中に電流が流れると、電子のスピンと軌道角運動量の相互作用であるスピン軌道相互作用の効果によって、 $\uparrow$ スピンと $\downarrow$ スピンの電子が偏極され、電流と垂直方向にスピン流が生じる。これはスピンホール効果と呼ばれ、後述するスピン注入型 SOT-MRAM に深くかかわっている。

### 1.1.3 スピン注入磁化反転

強磁性体/非磁性体接合系において、非磁性体から強磁性体にスピン流を流すとスピン流による磁化のダイナミクスが生じることが指摘されていた。これはスピン流中のスピン電子が持つ磁気モーメントと強磁性体中の磁化の間で交換相互作用が発生し、磁化にスピントルクと呼ばれるトルクが働くためである。

スピン電子が強磁性体中の磁化に与えるスピントルクによって生じる磁化のダイナミクスの中で、近年最も重要視されているのがスピン注入磁化反転である。このスピン注入磁化反転は後述するスピン注入型 SOT-MRAM におけるデータ書き込み技術の根幹を担っている。近年、スピン注入磁化反転は数多くの実験で確認されており、デバイスへの更なる応用が検討されている。

### 1.1.4 スピン蓄積

強磁性体/非磁性体接合系において、強磁性体から非磁性体にスピン流が流れることを考える。接合界面を流れるスピン流におけるすべてのスピン電子はある特定の方向に整列している。これは接合近傍の↑スピン電子と↓スピン電子の間に不均衡が生じ、非平衡磁化の現象が起こっているためである。この非平衡磁化の現象はスピン蓄積と呼ばれており、このスピン蓄積はスピン緩和のために接合界面からの距離とともに減衰する。そしてこのスピン蓄積は後述するスピン拡散長に依存している。このスピン蓄積の減衰はまさにスピン注入が起きていることを意味しており、スピン注入理論における重要な特徴量である。

### 1.1.5 スピン拡散長

前述でスピン蓄積はスピン緩和のために接合界面からの距離とともに減衰すると述べた。スピン蓄積は減衰し、やがてある距離で完全に消失してしまう。このスピン蓄積が完全に消失する距離はスピン拡散長(図 1.1(c))と呼ばれており、数ナノメートルから数百ナノメートルの長さスケールである。

スピン拡散長は材料が固有に持っているパラメータであり、本研究では、強磁性体におけるスピン拡散長が SOT-MRAM 多層構造におけるスピン注入量にどのような影響を与えるのかを調べた。

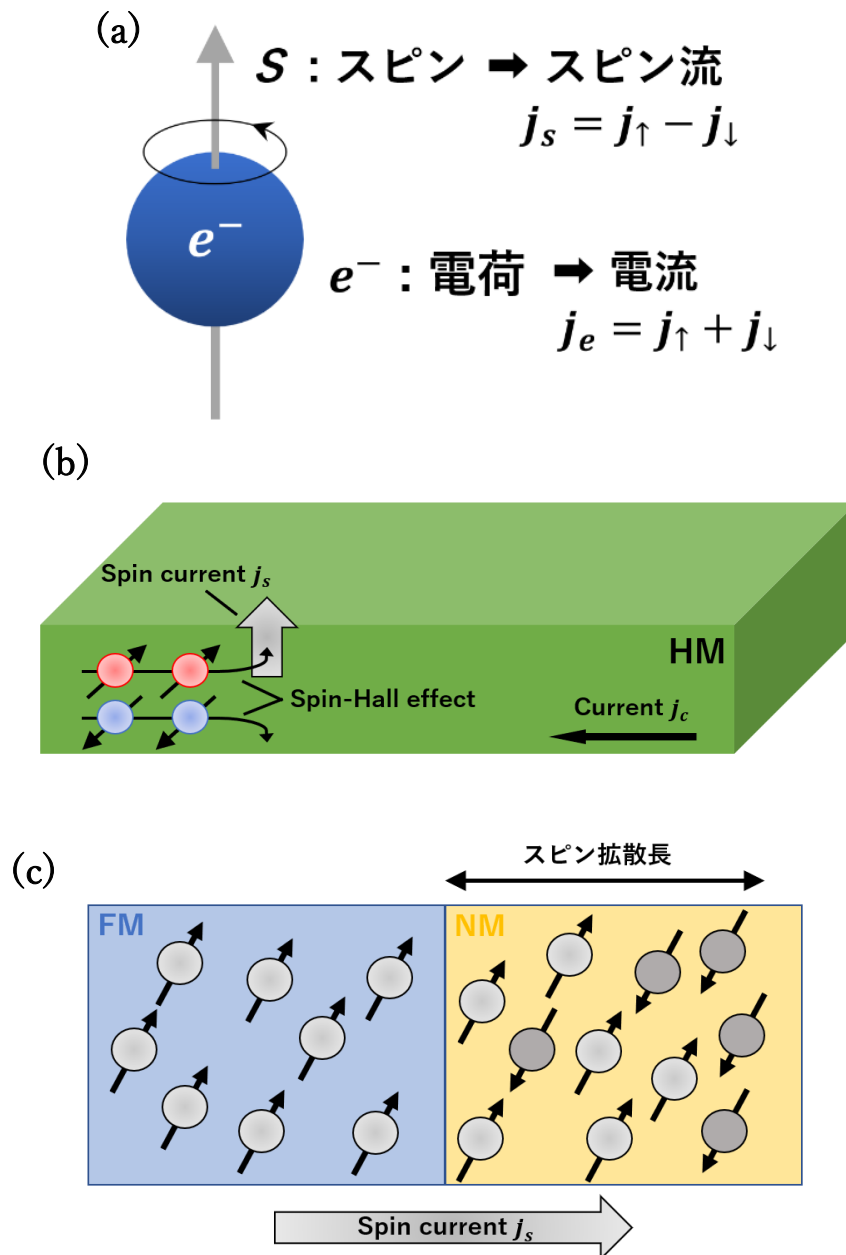


図 1.1: (a)電子は電荷の自由度以外にスピンの自由度を備える。スピン流は $\uparrow$ スピンによる電流と $\downarrow$ スピンによる電流の差で定義される。(b)非磁性体中で起こるスピントール効果の概略図。非磁性体に電流が流れるとスピントラ相互作用により $\uparrow$ スピンと $\downarrow$ スピンの偏極され、結果としてスピン流が生成される。(c)強磁性体/非磁性体接合系においてスピン流が流れる概略図。強磁性体に存在する整列した $\uparrow$ スピンの注入が非磁性体に入り、スピントラ緩和により $\uparrow$ スピンの半数が $\downarrow$ スピンの磁化された地点と接合界面の距離がスピントラ拡散長と定義される。

## 1.2 SOT-MRAM

近年、電子デバイスの省電力化に向けて超高速磁気メモリが求められている。中でも MRAM は磁気ランダムアクセスメモリの一種であり、不揮発性に加え、高速動作、高い耐久性といった優れた利点を多く持つ。

MRAM の中でも、省電力動作磁気メモリとして、SOT-MRAM(図 1.2(a))が注目されている。SOT-MRAM は、スピントール効果による純スピント流を強磁性層に注入し、スピント軌道トルク (Spin orbit torque : SOT) によって磁化反転(データの書き込み)を行う MRAM の一種である。SOT-MRAM の中でも、外部磁場によって磁化反転を起こす外部磁場印加型 SOT-MRAM やスピント注入によって磁化反転を起こすスピント注入型 SOT-MRAM が存在する。

### 1.2.1 SOT-MRAM の素子構造

SOT-MRAM の素子構造は、磁気トンネル接合(Magnetic Tunneling Junction : MTJ)と呼ばれる 3 層構造となっている。その 3 層構造は-記録層/トンネル層/参照層-で構成されている。参照層は磁化が特定の方向に固定されており、材料は強磁性体を使用される。トンネル層は電子が磁気トンネル効果によって通過するための層であり、材料は非磁性体を使用される。記録層は磁化が参照層の磁化と平行または反平行の方向いずれかの状態を取る層であり、材料は強磁性体を使用される。記録層の磁化を反転させることでデータの書き込みが行われる。

### 1.2.2 SOT-MRAM の書き込み技術

上方向(垂直方向)に磁化された強磁性体に磁気モーメントの方向が揃った電子スピントを注入することを考える(図 1.2(b))。電子スピントによる磁気モーメントには垂直方向と水平方向の成分がそれぞれに存在する。電子スピントが強磁性体に注入されると、電子スピントによる磁気モーメントと強磁性体の磁化の間で交換相互作用が起こり、電子スピントによる磁気モーメントが垂直に揃えられる。強磁性体を通過した後の電子はすべて垂直方向の磁気モーメントを備える。交換相互作用によって電子の磁気モーメントは水平方向の成分を失うとともに、強磁性体の磁化に回転トルクを与える。1 個の電子による回転トルクは非常に小さいが、数多くの電子スピントが注入されれば、いずれは強磁性体の磁化を反転させるほどの回転トルクとなる。これはスピント注入磁化反転の原理となっており、磁化が反転することでデータの書き込みが行われる。

### 1.2.3 外部磁場印加型 MRAM

MRAM では、強磁性体/非磁性体接合系における強磁性体中の磁化配置が平衡か反平行かによってデータを区別している。すなわちデータの書き込みを行うには強磁性体中の磁化を反転させる必要がある(図 1.2(c))。SOT-MRAM の一つとして、強磁性体に外部から磁場を印加し磁化を反転させる外部磁場印加型 SOT-MRAM が存在する。初期の研究では、この外部磁場を印加する方法で磁化反転を行っていたが、ナノスケールデバイスを実現しようとするといくつかの欠点が存在する。

一点目は MRAM デバイスのサイズをナノスケールで小さくすると、データの書き込み(磁化反転)に必要な電流が大きくなってしまったため、デバイスの微細化加工が困難になる点である。必要な電流が大きくなれば MRAM 素子を大きくする必要があるため、微細化の実現性に欠ける。

二点目はナノスケールの外部磁場印加型 SOT-MRAM を実現しようとした際、強磁性体が強い異方性を持つてしまうため、MRAM 素子の消費電力が大きくなってしまう。これは省電力動作の実現性に欠ける。

これらの問題を解決し、ナノスケールの SOT-MRAM デバイスを実現するのが後述するスピニ注入型 SOT-MRAM である。

### 1.2.4 スピニ注入型 MRAM

外部磁場印加型 MRAM では、デバイスの微細化や省電力動作の実現性に欠けることを述べた。しかし、これらの問題を解決し、外部磁場印加型 MRAM に比べて多くの利点を持つ MRAM がスピニ注入型 MRAM である。スピニ注入型 MRAM は名の通りスピニ注入磁化反転(図 1.2(b)参照)を用いてデータの書き込みを行っている。この電子スピニを注入し電子のスピニと強磁性層の磁化の間で起こる交換相互作用によって磁化を反転させるスピニ注入磁化反転法を用いたスピニ注入型 MRAM は、外部磁場によって磁化反転を起こす外部磁場印加型 MRAM に比べ、データの書き込みが高速であるといった点やメモリ設計の微細化をより実現できるといった利点を備えており、スピニ注入型 MRAM への移行は必然である。

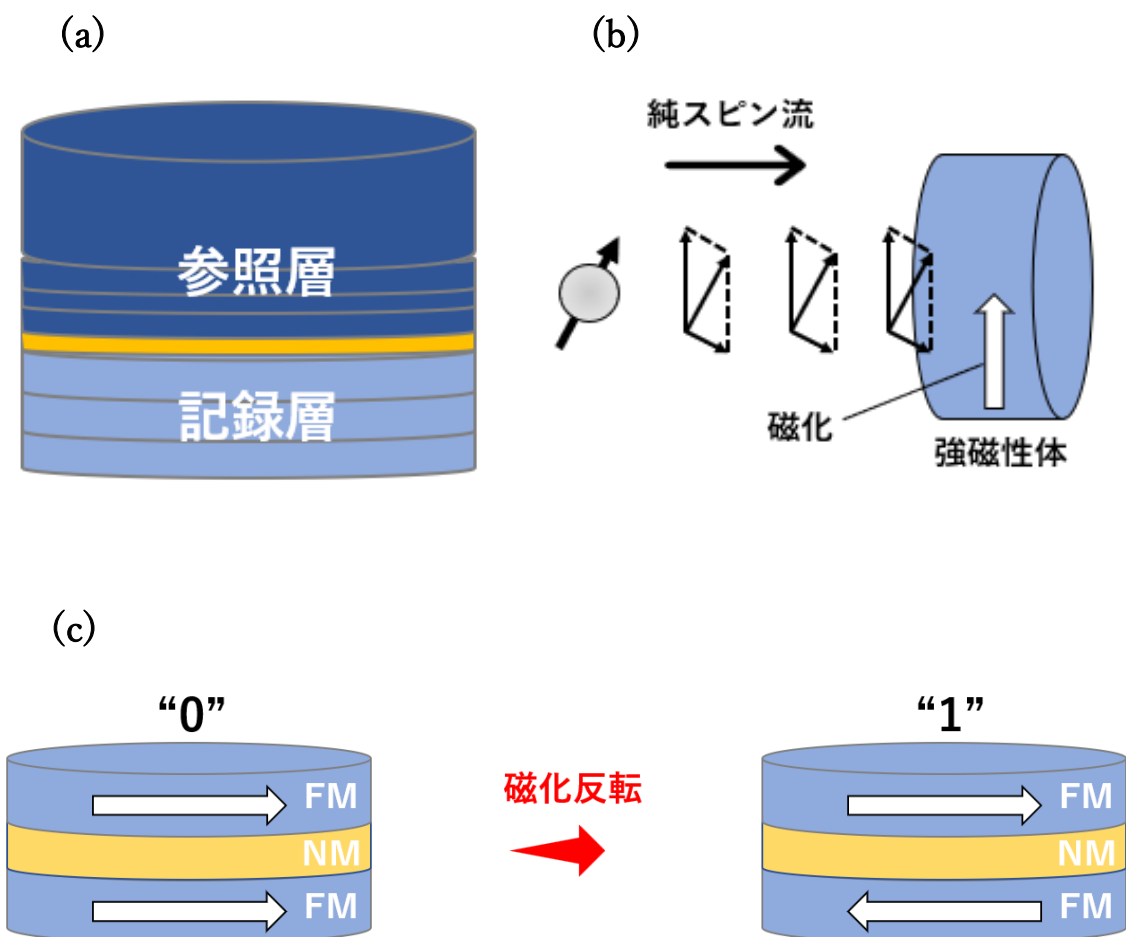


図 1.2: (a) SOT-MRAM の概念図。記録層内の磁化を反転させることでデータの書き込みが行われる。外部磁場印加型では外部磁場によって磁化反転を行い、スピン注入型では記録層に注入する電子スピンによって磁化反転を行う。(b) スピン注入磁化反転の概略図。電子スピンが持つ磁気モーメントは垂直方向と水平方向の成分を持っており、図では電子スピンが持つ水平方向の磁気モーメントと強磁性体の磁化の間に交換相互作用が起こる。大量の電子スピンが注入されることで最終的に強磁性体の磁化が反転し、結果としてデータの書き込みが行われる。(c) 磁化が完全に反転し、データの書き込みが完了する。



### 1.3 本研究の目的及び内容

磁化の反転時間を減らす、すなわちデータの書き込みを高速化するには、多くのスピンを強磁性層に注入すればよいことになる。データの書き込みを高速化する従来の手法として、スピホール効果の強い材料をスピホール層に採用するという材料探索の観点によるスピン注入量の最適化は行われていたが、SOT-MRAM の素子構造そのものに着目したスピン注入量の最適化は検討されていなかった。本研究では、SOT-MRAM 多層構造(図 1.3)におけるスピン流出量を C 言語プログラミングによる数値計算で導出し、強磁性層に注入されるスピン注入量の増大化を検討する。

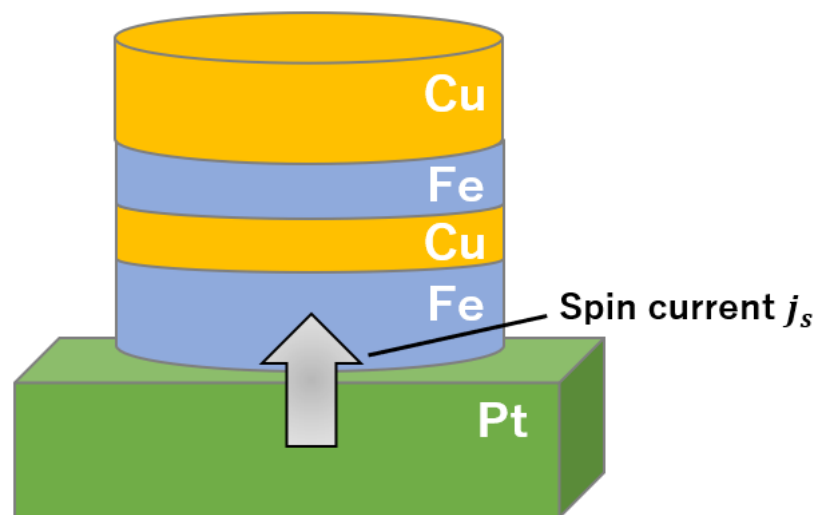


図 1.3: 本研究で想定する SOT-MRAM 多層構造。-重金属リード(Pt)/強磁性体(Fe)/非磁性体(Cu)/強磁性体(Fe)/リード(Cu)-の 5 層構造で構成されており、各層を流れるスピン流を数値計算で導出する。

### 1.4 本論文の構成

本論文の構成は以下のようなものである、

第 2 章ではスピんに依存した電流連続の式を基にスピン蓄積密度及びスピン流を理論的に導出し、本研究で用いた数値計算手法について紹介する。

第 3 章では SOT-MRAM 多層構造におけるスピン注入量の増大化を素子構造の観点から検討し、データ書き込みを高速化させる新たな手法を示す。

第 4 章には本論文の結論を述べ、参考文献は第 5 章にまとめた。

## 第 2 章 研究手法

### 2.1 数値計算手法

スピンの依存した電流連続の式を用いてスピン流の計算を行う。スピン流はアップスピンの流れとダウンスピンの流れの差であるので、各スピンの流れや量は計算せずに差のみを計算する。

有限の厚さと無限の平面を持つ-重金属リード層(HM)/強磁性層(FM)-に焦点を当てる(図 2.1(a))。HM/FM 層の界面は x-y 平面に平行である。厚さ  $w_1$  の HM では、-x 方向に電流が流れている。+y 方向の電子スピンはスピンホール効果により +z 方向に曲がっている。-y 方向のスピンはスピンホール効果により -z 方向に曲がっている。従って、電子スピンは偏極している。厚さ  $w_2$  の FM が HM の上に設置されている。すべての変数が x または y の位置に依存するわけではない。図 2.1(b)に示すように、z 方向に沿った 1 次元モデルを用いる。

アップスピンのキャリア密度  $n_{\uparrow}$  の連続方程式は次のように与えられる。

$$\frac{dn_{\uparrow}}{dt} = -\frac{1}{q} \frac{dj_{\uparrow}}{dz} - \frac{n_{\uparrow}}{2\tau_{\uparrow 0}} + \frac{n_{\downarrow}}{2\tau_{\downarrow 0}} \quad (1)$$

同様にダウンスピンのキャリア密度  $n_{\downarrow}$  の連続方程式は次のように与えられる。

$$\frac{dn_{\downarrow}}{dt} = -\frac{1}{q} \frac{dj_{\downarrow}}{dz} - \frac{n_{\downarrow}}{2\tau_{\downarrow 0}} + \frac{n_{\uparrow}}{2\tau_{\uparrow 0}} \quad (2)$$

ここで、 $t$  は時間、 $q$  は  $1.6 \times 10^{-19} [\text{C}]$  の電子電荷、 $j_{\uparrow(\downarrow)}$  は y 方向に沿ったアップ(ダウン)スピンのスピン偏極電流密度、 $\tau_{\uparrow(\downarrow)0}$  はアップ(ダウン)スピンのスピン緩和時間である。また、アップスピンは +y 方向、ダウンスピンは -y 方向を向いている。 $2\tau_{\uparrow(\downarrow)0}$  はアップ(ダウン)スピン状態がダウン(アップ)スピン状態に変化する時間に対応している。例えば、式(1)の右辺第 2 項は、単位時間当たりにアップスピンがダウンスピンに変化する時間を表している。重金属のような常磁性金属では、スピン緩和時間はスピンに依存しない( $\tau_{\uparrow 0} = \tau_{\downarrow 0}$ )。対照的に、スピン緩和時間は通常強磁性体のスピンに依存する( $\tau_{\uparrow 0} \neq \tau_{\downarrow 0}$ )。本研究では、 $\tau$  は強磁性体のスピンに依存しないと仮定する( $\tau_{\uparrow 0} = \tau_{\downarrow 0} = \tau$ )。

結果として、スピン蓄積密度を  $M = n_{\uparrow} - n_{\downarrow}$  と定義して、スピン蓄積密度  $M$  の時間変化は

$$\frac{\partial M}{\partial t} = -\frac{1}{q} \frac{\partial}{\partial z} (j_{\uparrow} - j_{\downarrow}) - \frac{M}{\tau_{\uparrow 0}} \quad (3)$$

となる。平衡状態における各キャリア密度を  $n_{\uparrow 0} = n_{\downarrow 0} = n_0$  と仮定すると、平衡状態からのスピン蓄積密度の変化割合  $s$  が  $s = M/n_0$  で書けるので、(3)は  $M$  の代わりに  $s$  を用いて

$$\frac{\partial s}{\partial t} = -\frac{1}{qn_0} \frac{\partial}{\partial z} (j_{\uparrow} - j_{\downarrow}) - \frac{s}{\tau_{\uparrow 0}} \quad (4)$$

と書ける。平衡状態のキャリア密度はスピン流に依存しない。

スピン偏極電流密度 $j_{\uparrow(\downarrow)}$ は次のように与えられる。

$$j_{\uparrow} = \sigma_{\uparrow} E_z - q D_{\uparrow} \frac{\partial n_{\uparrow}}{\partial z} - \theta_{SH} \frac{n_{\uparrow}}{n_{\uparrow} + n_{\downarrow}} j_c \quad (5)$$

$$j_{\downarrow} = \sigma_{\downarrow} E_z - q D_{\downarrow} \frac{\partial n_{\downarrow}}{\partial z} + \theta_{SH} \frac{n_{\downarrow}}{n_{\uparrow} + n_{\downarrow}} j_c \quad (6)$$

ここで、 $\sigma_{\uparrow(\downarrow)}$ は各スピンの導電率、 $E_z$ はz方向に沿った電場、 $D_{\uparrow(\downarrow)}$ は各スピンの拡散係数、 $\theta_{SH}$ はスピンホール定数、 $j_c$ は-x方向に沿った電流密度である。これらの式の右辺において、第1項はドリフト電流密度、第2項は拡散電流密度、第3項はスピンホール効果による電流密度である。電流はx方向に沿って流れるので、スピンホール効果による電流はz方向に沿って流れる。電流密度 $j_c$ とスピンホール効果によるスピン偏極電流はx方向とy方向に依存しないので、 $j_{\uparrow(\downarrow)}$ と $n_{\uparrow(\downarrow)}$ は位置xと位置yに依存しない。電場 $E_z$ はスピンホール効果による $n_{\uparrow} + n_{\downarrow}$ の位置zの依存性によって現れるが、本研究で $n_{\uparrow} + n_{\downarrow}$ は仮定しない。導電率 $\sigma_{\uparrow(\downarrow)}$ と拡散係数 $D_{\uparrow(\downarrow)}$ はスピンに依存せず( $\sigma_{\uparrow} = \sigma_{\downarrow} = \sigma$ ,  $D_{\uparrow} = D_{\downarrow} = D$ )、電流密度 $j_c$ は重金属層のz位置には依存しないと仮定する。スピン流密度 $j_{spin}$ は

$$j_{spin} = \frac{\hbar}{2} \frac{1}{q} j_s = \frac{\hbar}{2} \frac{1}{q} (j_{\uparrow} - j_{\downarrow}) \quad (7)$$

ここで、 $\frac{\hbar}{2}$ はスピン角運動量、 $\hbar$ はディラック定数である。 $j_{spin}$ の $j_{\uparrow} - j_{\downarrow}$ は次のように記述される。

$$j_s = j_{\uparrow} - j_{\downarrow} = -qD \frac{\partial}{\partial z} (n_{\uparrow} - n_{\downarrow}) - \theta_{SH} j_c \quad (8)$$

この一般解(8)に基づき、HM/FM層におけるスピン流密度 $j_s$ を求める。HM層( $-w_1 < z < 0$ )ではスピンホール効果が起こり( $\theta_{SH} > 0, j_c > 0$ )、FM層( $0 < z < w_2$ )ではスピンホール効果は起こらない( $\theta_{SH} = 0$ )。また、界面と表面でのスピン散乱は無視する。従って、境界条件は $j_{sHM}(-w_1) = 0, j_{sHM}(0) = j_{sFM}(0), j_{sFM}(w_2)$ となる。

C言語による計算プログラムでは、SOT-MRAM構造は幅 $\delta d$ のN個の領域(セル)に分割される。n番目のセルの位置において、スピン蓄積密度の割合を $s_n$ とし、n番目と(n+1)番目のセル間のスピン流を $j_s^n$ とする。式(4)と式(8)を前方差分により離散化すると次のようになる。

$$j_s^n = -\frac{\sigma k_B T}{q} \frac{s_{n+1} - s_n}{\delta z} - \theta_{SH} j_c \quad (1 \leq n \leq N) \quad (9)$$

$$\frac{s_{n+1} - s_{n-1} - 2s_n}{\delta z^2} = \frac{s_n}{\lambda^2} \quad (1 \leq n \leq N) \quad (10)$$

ここで、 $\mu_q$ は電子の移動度、 $k_B$ はボルツマン定数、Tは温度、nは各々のキャリア密度で

あり、電気移動方程式であるアインシュタインの関係式  $D = \frac{\mu_a k_B T}{q} = \frac{\sigma k_B T}{q^2 n_0}$  を用いた。

$s_0$  と  $s_{N+1}$  はそれぞれ HM と FM の外側にある仮想セルでのスピン蓄積密度を表し、式(9)と式(10)で境界条件を導入するために使用される。定常状態( $\frac{dn_{\uparrow(\downarrow)}}{dt} = 0$ )において、 $\lambda$  は  $\lambda = \sqrt{D\tau}$  として定義されるスピン拡散長である。式(10)は  $N$  個の方程式の集合である。式(9)は式(10)の境界条件として使用される。ただし、式(10)は HM/FM 層の境界で  $s_n$  が連続でないため、HM と FM で分けて計算を行った。境界条件は、HM の端では  $j_s^0 = 0$ , FM の端では  $j_s^N = 0$  とした。HM の端における式(9)より、 $s_0$  は次のようになる。

$$s_0 = \frac{\sigma_{HM} k_B T s_1 + \delta z \theta_{SH} j_c}{\sigma_{HM} k_B T} \quad (11)$$

この式(11)を式(10)の  $s_0$  に代入する。同様に、FM の端における式(9)より、 $s_{N+1}$  は次のようになる。

$$s_{N+1} = s_N \quad (12)$$

この式(12)を式(10)の  $s_{N+1}$  に代入する。HM/FM 層の界面では、HM から流出するスピン流は FM に流入するスピン流と等しくなる。HM/FM 層の界面にある 2 つのセルをそれぞれ A 番目と B 番目とすると、界面を流れるスピン流密度  $j_s^i$  は次式で近似できる。

$$j_s^i = \frac{\lambda_{HM} \sigma_{FM} j_s^{A-1} + \lambda_{FM} \sigma_{HM} j_s^B}{\lambda_{FM} \sigma_{HM} + \lambda_{HM} \sigma_{FM}} \quad (13)$$

更に、仮想セルの  $\sigma_{HM}$  と  $s_{A+1}$  を用いると、界面を流れるスピン流密度  $j_s^i$  は次のように与えられる。

$$j_s^i = j_s^{iHM} = -\frac{\sigma_{HM} k_B T}{q} \frac{s_{A-1} - s_A}{\delta z} - \theta_{SH} j_c \quad (14)$$

同様に、仮想セルの  $\sigma_{FM}$  と  $s_{B-1}$  を用いると、界面を流れるスピン流密度  $j_s^i$  は次のように記述される。

$$j_s^i = j_s^{iFM} = -\frac{\sigma_{FM} k_B T}{q} \frac{s_B - s_{B-1}}{\delta z} \quad (15)$$

従って、 $s_{A+1}$  と  $s_{B-1}$  は次のようになる。

$$s_{A+1} = s_A - \frac{q \delta z}{\sigma_{HM} k_B T} (j_s^i + \theta_{SH} j_c), \quad (16)$$

$$s_{B-1} = \frac{q \delta z}{\sigma_{FM} k_B T} j_s^i + s_B \quad (17)$$

この式(16)と式(17)から、HM における式(10)は FM における式(10)と接続する。式(10)と境界条件である式(11), 式(12), 式(16), 式(17)を満たす  $s_n$  の自己無撞着数値計算を行う。得られた  $s_n$  と式(9)からスピン流密度  $j_s^n$  を求める。

ここまで HM/FM の 2 層構造における数値計算手法を述べたが、本研究では同じ要領で HM/FM/NM/FM/NM の 5 層構造に拡張して数値計算を行った。具体的には-重金属リード(Pt)/強磁性体(Fe)/非磁性体(Cu)/強磁性体(Fe)/リード(Cu)-の 5 層構造であり、用いたパラメータは、重金属リード(Pt)については、スピン拡散長 $\lambda_{Pt} = 1.0[nm]$ ，電気伝導率 $\sigma_{Pt} = 1.0 \times 10^7[A V^{-1}m^{-1}]$ ，スピンのホール角 $\theta_{SH} = 0.1$ ，重金属リード(Pt)を流れる電流密度 $j_c = 1.0 \times 10^{10}[A/m^2]$ である。強磁性体(Fe)については、スピン拡散長 $\lambda_{Fe} = 2.0[nm]$ ，電気伝導率 $\sigma_{Fe} = 1.2 \times 10^7[A V^{-1}m^{-1}]$ である。非磁性体(Cu)については、スピン拡散長 $\lambda_{Cu} = 200.0[nm]$ ，電気伝導率 $\sigma_{Cu} = 6.0 \times 10^7[A V^{-1}m^{-1}]$ である。温度は $T = 300[K]$ とし、数値計算における空間離散化は $\delta d = 0.1[nm]$ とした。

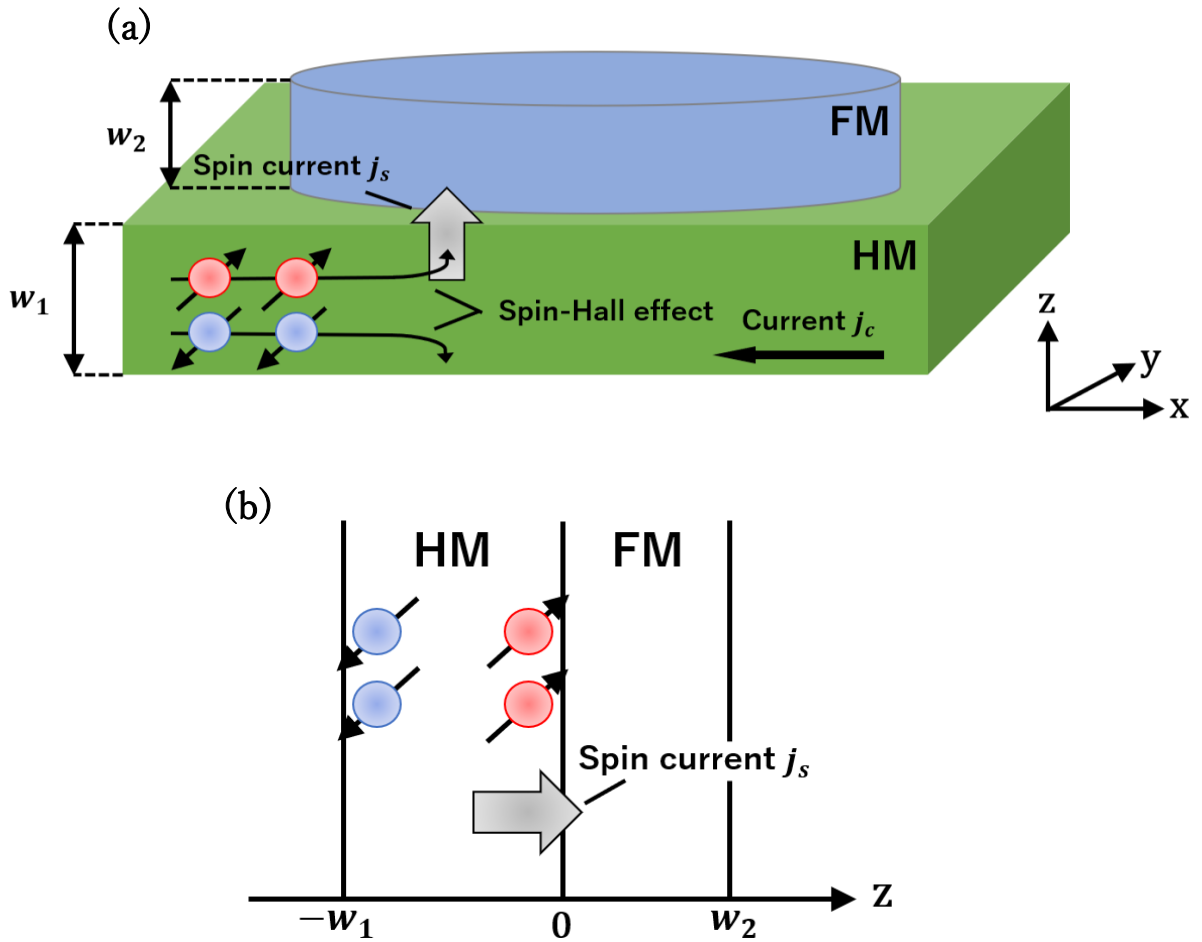


図 2.1: (a)-重金属リード層(HM)/強磁性層(FM)-の 2 層構造であり、HM 層でスピンホール効果が発生し+z 方向にスピン流が生成され、そのまま FM 層に流れる様子。実際の計算プログラムでは、各層を  $N$  分割し、 $\delta d=0.1[nm]$ で空間離散化を行い数値計算を行う。(b)数値計算では、 $z$  方向に  $z$  方向に沿った 1 次元モデルを用いる。

## 第3章 研究成果

### 3.1 膜厚を薄くすることによるスピンの注入量の増加

2層目の記録層におけるスピンの注入量の増大を目指し、4層目の参照層の膜厚を変更しながら(図3.1(a))各層を流れるスピンの数値計算を行った。系は-重金属リード(Pt)/強磁性体(Fe)/非磁性体(Cu)/強磁性体(Fe)/リード(Cu)-の5層構造であり、各層の膜厚は-Pt(5.0)/Fe(2.0)/Cu(1.0)/Fe(z)/Cu(5.0)-から成る(括弧内の数字はnm単位の厚みであり、4層目のzはz=1.0, 2.0, 3.0をとる)。

数値計算の結果を図3.2に示す。記録層とCu層(3層目)の界面(Pt層底面から7.0[nm]の位置)に注目すると、参照層の膜厚が3.0[nm]→2.0[nm]→1.0[nm]と薄くなるにつれ、Fe層(2層目)とCu層(3層目)の界面を流れるスピンの量が減少していることが確認できる。すなわちこれはFe層(4層目)の膜厚が薄くなるにつれ、Fe層(2層目)におけるスピンの注入量が増加しているということであり、メモリ素子の厚さと磁性スピンの注入量に依存関係が存在することが明らかとなった。

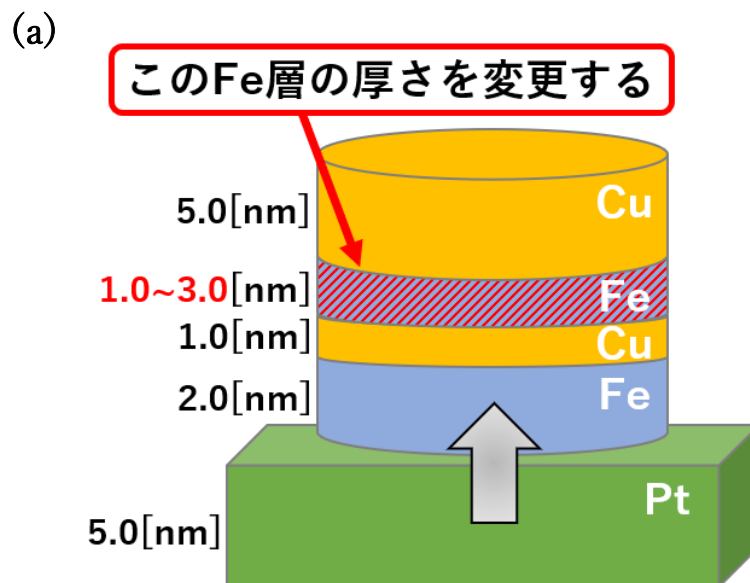


図3.1: (a)5層構造の各層を流れるスピンの数値計算で導出する。Fe層(4層目)の膜厚の変更がFe層(2層目)におけるスピンの注入量にどのような影響を与えるのかを調べる。

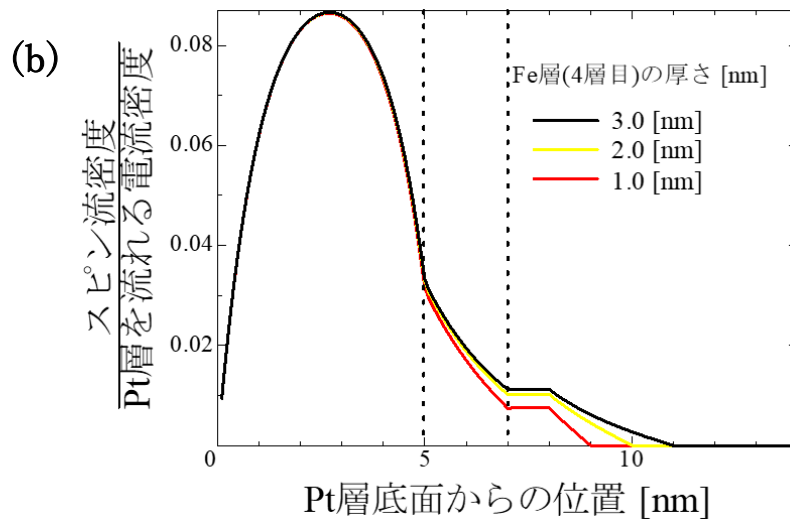


図 3.1: (b)Fe 層(4 層目)の膜厚変化に対する各層を流れるスピンの数値計算結果である。Fe 層(4 層目)が薄くなるにつれ、Fe 層(2 層目)におけるスピン注入量が増加していることが確認できる。

### 3.2 スピン拡散長の増加に伴うスピン注入量の増加

材料が固有に持つスピン拡散長に着目し、4 層目の強磁性層に採用する材料を変更しながら(図 3.2(a))各層を流れるスピンの数値計算を行った。系は-重金属リード(Pt)/強磁性体(Fe)/非磁性体(Cu)/強磁性体(Fe or NiFe or CoFe)/リード(Cu)-の 5 層構造であり、各層の膜厚は-Pt(5.0)/Fe(2.0)/Cu(1.0)/Fe or NiFe or CoFe(3.0)/Cu(5.0)-から成る(括弧内の数字は nm 単位の厚みである)。また 4 層目の強磁性層に採用される Fe、NiFe、CoFe のスピン拡散長は図 3.2(b)の通りである。

数値計算の結果を図 3.2(c)に示す。Fe 層(2 層目)と Cu 層(3 層目)の界面(Pt 層底面から 7.0[nm] の位置)に注目すると、強磁性層(4 層目)のスピン拡散長が 2.0[nm](Fe) → 5.5[nm](NiFe) → 12[nm](CoFe)と長くなるにつれ、Fe 層(2 層目)と Cu 層(3 層目)の界面(Pt 層底面から 7.0[nm]の位置)を流れるスピン流が減少していることが確認できる。すなわちこれは強磁性層(4 層目)のスピン拡散長が長くなるにつれ、Fe 層(2 層目)におけるスピン注入量が増加しているということであり、メモリ素子に採用される材料のスピン拡散長と磁性スピン注入量に依存関係が存在することが明らかとなった。

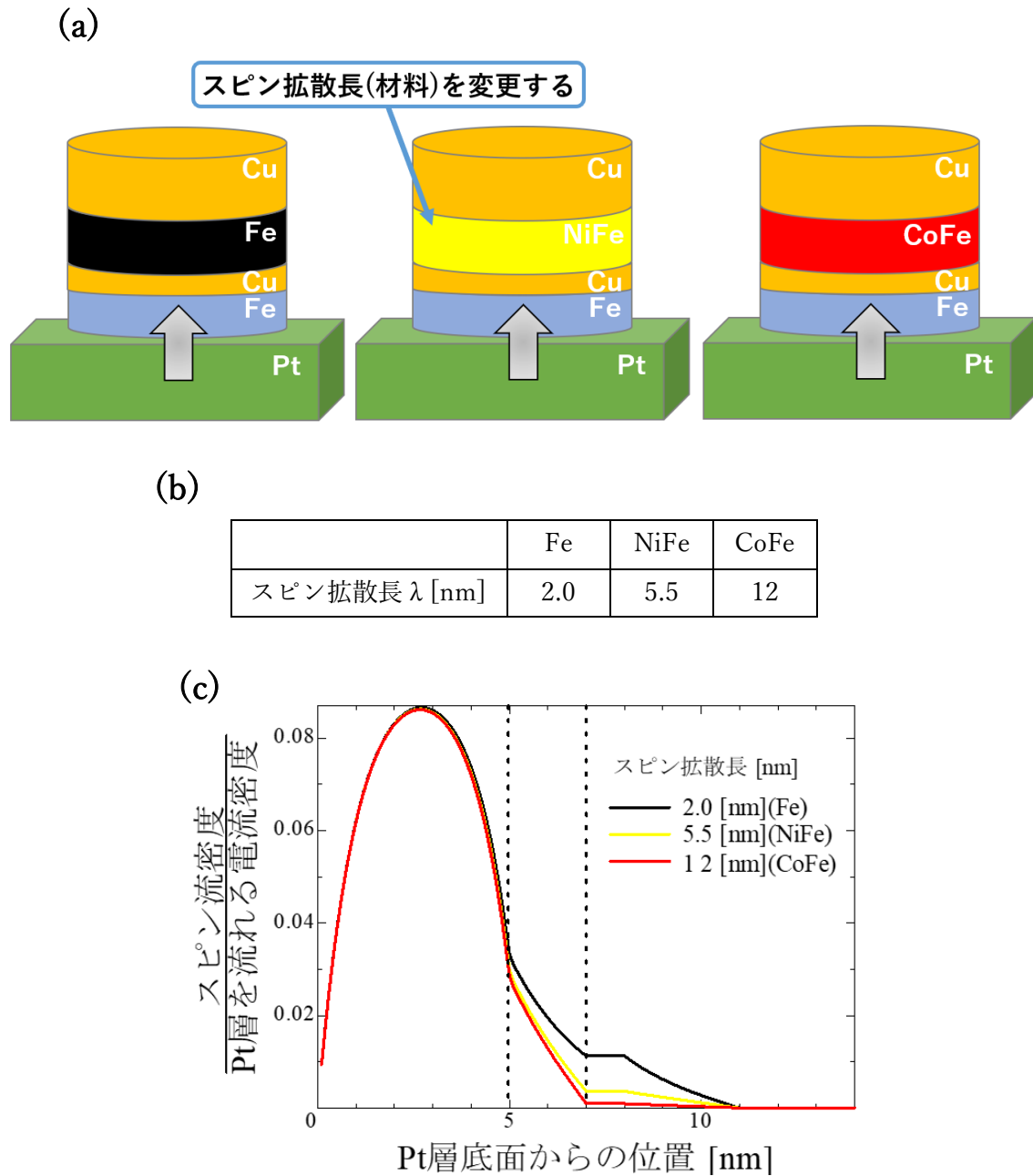


図 3.2: (a)5 層構造の各層を流れるスピン流を数値計算で導出する。強磁性層(4 層目)のスピン拡散長(材料)の変更が Fe 層(2 層目)におけるスピン注入量にどのような影響を与えるのかを調べる。(b)強磁性層(4 層目)に採用される Fe, NiFe, CoFe それぞれのスピン拡散長。(c)強磁性層(4 層目)のスピン拡散長(材料)の変化に対する各層を流れるスピン流の数値計算結果である。スピン拡散長が長くなるにつれ、Fe 層(2 層目)におけるスピン注入量が増加していることが確認できる。



## 第4章 結論

本研究では、スピン注入型 MRAM のデータ書き込みを高速化させる手法を検討・提案することを目的とした。高速化させる従来の手法として、1 層目のスピントラップ層にスピントラップ効果が強い材料を用いることで高速化を検討するスピントラップ層の材料探索が主であった。

本研究ではまずスピン依存の電流連続式を数値計算で解き、SOT-MRAM 多層構造の各層を流れるスピン流を導出する計算プログラムを C 言語で作成した。各層を流れるスピン流をグラフとして可視化することで強磁性層に注入されるスピン注入量の増大化を検討することができる。

次に SOT-MRAM 多層構造におけるメモリ素子の厚さに着目し、メモリ素子の厚さを変更しながら各層を流れるスピン流を導出することで、メモリ素子の膜厚とスピン注入量の依存関係を明らかにした。

次にメモリ素子の材料が固有に持つスピン拡散長に着目し、強磁性層に採用する材料を(スピン拡散長を)変更しながら各層を流れるスピン流を導出することで、スピン拡散長とスピン注入量の関係を依存関係を明らかにした。

SOT-MRAM のデータ書き込み高速化手法として、従来のスピントラップ層にスピントラップ効果の強い材料を探索・開発する手法に加え、スピン注入量が増加するようにメモリ素子の厚さを調整し、さらにスピン拡散長の長い強磁性体材料を検討することで更なる高速化が見込めることを述べた。

## 第 5 章 参考文献

- [1] J. C. Slonczewski, Current-driven excitation of magnetic multilayers, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 159, L1-L7, 1996.
- [2] C. Song, R. Zhang, L. Liao, Y. Zhou, X. Zhou, R. Chen, Y. You, X. Chen, and F. Pan, Spin-orbit torques: Materials, mechanisms, performances, and potential applications, *Progress in Materials Science*, 118, 100761, 2021.
- [3] J. E. Hirsch, Spin Hall Effect, *Physical Review Letters*, 83, 1834-1837, 1999.
- [4] S. Bhatti, R. Sbiaa, A. Hirohata, H. Ohno, S. Fukami, S. N. Piramanayagam, Spintronics based random access memory: a review, *materials today*, 20, 530-548, 2017.
- [5] C. Zhang, S. Fukami, H. Sato, F. Matsukura, and H. Ohno, Spin-orbit torque induced magnetization switching in nano-scale Ta/CoFeB/MgO, *Applied Physics Letters*, 107, 012401, 2015.
- [6] S. Maekawa, S. O. Valenzuela, E. Saitoh, and T. Kimura, “Spin Current”, Oxford: Oxford University Press, 2015.
- [7] J. Bass and W. P. Pratt Jr. Spin-diffusion lengths in metals and alloys, and spin-flipping at metal/metal interfaces: an experimentalist's critical review, *J. Phys.: Condens. Matter*, 19, 183201, 2007.
- [8] A. Fert and L. Piraux. Magnetic nanowires. *J. Magn. Magn. Mater.*, 200, 338, 1999.
- [9] A. C. Reilly, W. Park, R. Slater, B. Ouaglal, R. Lololee, W. P. Pratt Jr., and J. Bass. Perpendicular giant magnetoresistance of Co<sub>91</sub>Fe<sub>9</sub>/Cu exchange-biased spin-valves: further evidence for a unified picture. *J. Magn. Magn. Mater.*, 195, L269, 1999.
- [10] H. Oshima, K. Nagasaka, Y. Seyama, Y. Shimizu, S. Eguchi, and A. Tanaka. Perpendicular giant magnetoresistance of CoFeB/Cu single and dual spin-valve films. *J. Appl. Phys.*, Vol. 91, p. 8105, 2002.