

# 鉄単結晶を用いたスピン波干渉による物理リザーバーの検討

小屋祐真、関口康爾  
(横浜国立大学)

Reservoir computing by spin-wave interferometry using Fe single crystals

Y. Koya, and K. Sekiguchi  
(Yokohama National Univ.)

## はじめに

IoT 社会の到来に向けて情報処理の高効率化の手段としてエッジコンピューティングが導入され始めている。エッジコンピューティングを低消費・高効率で行うためには現在のサーバーに代わる新たなデバイスが必要である。その一つとしてイットリウム鉄ガーネット(YIG)を用いたスピン波リザーバーデバイス<sup>1)</sup>が提案されている。鉄単結晶を用いる利点として Voltage-Controlled Magnetic Anisotropy(VCMA)を用いたスピン波励起やスピン波の高速化が期待できるため<sup>2)</sup>、本研究では鉄単結晶によるスピン波物理リザーバーの検討を行った。

## シミュレーション方法

本研究では Mumax3 によるマイクロマグネティックシミュレーションを用いて鉄単結晶を用いたスピン波物理リザーバーを検討した。縦 12  $\mu\text{m}$ 、横 12  $\mu\text{m}$ 、厚さ 10 nm の鉄単結晶に中心(0, 0)に対して直径 250  $\mu\text{m}$  の円柱状に励起点(1  $\mu\text{m}$ , 0), (-1  $\mu\text{m}$ , 0)と観測点(0, 1  $\mu\text{m}$ ), (0, 0), (0, -1  $\mu\text{m}$ )を設置した。Fig.1 は励起信号で、一軸磁気異方性 $K_{ul}$ が変化することで磁化が変動しスピン波が励起されるため、一軸磁気異方性を矩形波状に変化させることでスピン波を励起した。観測点で出力されたスピン波の包絡線信号をとり、重み付けを行い学習した。学習では矩形波信号の一部分(第二領域)の時間を変化させ、その時間の推定を行った。

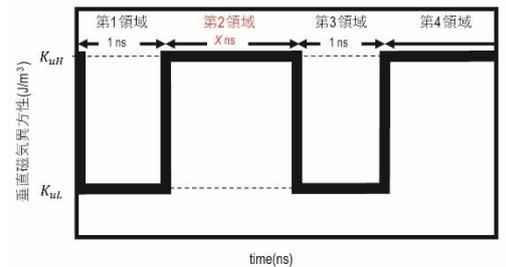


Fig.1 励起信号

## シミュレーション結果

Fig.2 は学習開始時間と RMSE(二乗平均平方根誤差)の関係である。2 回目のスピン波が到達した時間付近である 7 ns~8 ns で学習結果を抜粋した。学習開始時間 7.65 ns で RMSE は 0.204 となり最小の誤差となった。

Fig.3 は誤差が最小となった学習開始時間 7.65 ns のときの推定結果である。横軸が矩形波信号の変化させた部分の実際の時間、縦軸が推定された時間である。4 つの学習用のトレインデータおよび 3 つのテストデータの誤差は小さく、推定値での逆転がないことから時間ごとの分離が可能である精度での学習ができていることが分かる。これにより鉄単結晶を用いたスピン波物理リザーバーの汎化性が示された。

これらの結果から鉄単結晶を用いた場合でも YIG<sup>(1)</sup>を用いた場合と同様にスピン波による物理リザーバーで学習が行えることがわかった。

## 参考文献

- 1) R. Nakane *et al.*, IEEE Access **6**, 4462 (2018)
- 2) K. Sekiguchi *et al.*, NPG Asia Mater, **9**, e392 (2017)

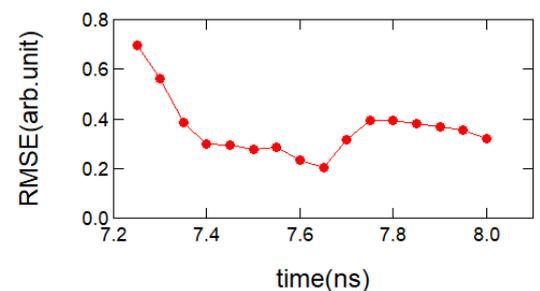


Fig.2 学習開始時間と RMSE の関係

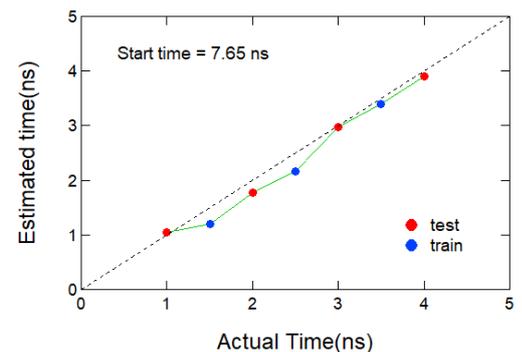


Fig.3 推定結果

## 周期的な変調磁場によるスピン波の減衰

岩場雅司, 関口康爾  
(横浜国立大学)

Strong reflection of spin wave by a periodic modulation field

M. Iwaba and K. Sekiguchi  
(Yokohama National Univ.)

### 1 はじめに

スピンの歳差運動を伝達するスピン波は、電荷の移動が無くジュール熱が発生しない。そのため、スピン波を用いた情報伝達デバイスが盛んに研究されている<sup>1,2)</sup>。スピン波デバイスの実用化に向けて、スピン波を制御する必要がある。本研究ではスピン波の磁気の性質を利用して動的制御を目指し、スピン波の導波路に対して周期的な変調磁場を印加して<sup>3,4)</sup>、スピン波を減衰制御する実験を行った。

### 2 実験方法

スピン波の導波路として厚さ  $5.1 \mu\text{m}$ 、幅  $1.3 \text{ mm}$  のイットリウム鉄ガーネット (YIG) を用いた。端面からの反射を減らすため、両端を  $45^\circ$  にカットした。直角にスピン波を曲げて分散関係を変化させて、スピン波を急激に減衰させるためである。幅  $75 \mu\text{m}$  のアンテナに周波数  $f = 1.85 \text{ GHz}$ 、持続時間  $5 \text{ ns}$ 、電力  $10 \text{ dBm}$  のマイクロ波パルスを入力して、誘導磁場を発生させてスピン波を励起した。励起されたスピン波は導波路中にある周期的な変調磁場を通過する。スピン波による誘導起電力をアンテナによって検出し、リアルタイムオシロスコープで実時間波形を測定した。アンテナ間の距離は  $16 \text{ mm}$  である。外部磁場  $H_{\text{ex}} = 160 \text{ Oe}$  をスピン波の進行方向に対して面内垂直に印加し、表面モードのスピン波を励起させた。

スピン波の導波路中に変調磁場を印加するため、線幅  $w_1 = 75 \mu\text{m}$ 、 $w_2 = 130 \mu\text{m}$ 、それぞれ周期  $n = 10$  のメアンダ構造を YIG 表面に配置した。メアンダ構造による周期的な磁場によって一部のスピン波が減衰する。メアンダ構造には直流電流  $I = 0.3 \text{ A}$  を印加し、これによって発生する磁場はそれぞれ  $H_{w1} = 1.71 \text{ Oe}$ 、 $H_{w2} = 3.03 \text{ Oe}$  となった<sup>5)</sup>。

### 3 結果および考察

変調磁場を印加しないときのスピン波の実時間波形を図 1 の挿入図における赤線で示す。最大振幅は到達時間  $t = 175 \text{ ns}$  のときに最大振幅  $23.3 \text{ mV}$  であった。このときの群速度は  $v_g = 9.16 \times 10^4 \text{ m/s}$  であり、また YIG の端面から反射したスピン波が遅れて検出されており、複数パケットが  $t = 186 \text{ ns}$ 、 $195 \text{ ns}$  に確認できる。

表面モードのスピン波の減衰効果を図 1 の矢印における振幅の違いで示す。電流  $I = 0.3 \text{ A}$  によって変調磁場を印加したときスピン波の振幅が  $16.4 \text{ mV}$  になり、 $29.6\%$  の減衰があった。

また電流  $I = 0 \text{ A}$  のときは到達時間  $t = 175 \text{ ns}$  であったが、電流  $I = 0.3 \text{ A}$  のときは到達時間  $t = 187 \text{ ns}$  と遅れていた。到達時間が遅れた原因として、変調磁場内でスピン波が反射を繰り返して、反射した経路分の長さだけ遅延が生じたと考えられる。シミュレーションにおいても変調磁場内でスピン波が反射を繰り返して到達時間が遅れることが確認された。

スピン波の実時間波形をフーリエ変換して、周波数スペクトルを求めたものを図 1 に示す。スピン波の帯域は  $1.68 < f < 1.92 \text{ GHz}$  であり、スペクトルの強度比は  $18.7\%$  だけ減少した。

以上の実験から、表面モードのスピン波において変調磁場による減衰効果を確認できた。減衰強度を改善すればスイッチングも可能になるため、スピン波デバイスの応用に期待ができる。

### 文 献

- 1) A. Chumak, A. Serga, B. Hillebrands: *Nat. Commun.*, **5**, 4700 (2014).
- 2) K. Sekiguchi, D. Chiba, T. Tachizaki: *Jpn. J. Appl. Phys.*, **57**, 0902B4 (2018).
- 3) A. Chumak, V. Tiberkevich et al.: *Nat. Commun.*, **1**, 141 (2010).
- 4) 岩場雅司, 藤原早希, 関口康爾: 日本磁気学会論文特集号, **4**, 18 (2020).
- 5) A. Chumak, T. Neumann et al.: *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **42**, 205005 (2009).

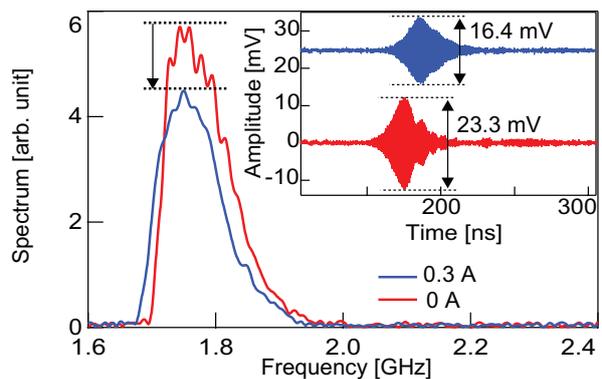


図 1 Powerspectrum of spin wave signal. Inset shows real-time waveforms. Parameters are external magnetic field  $H_{\text{ex}} = 160 \text{ Oe}$  and excited frequency  $f = 2.85 \text{ GHz}$

# 磁壁おけるスピン波伝播の研究

根津昇輝, 関口康爾  
(横浜国立大学理工学部)

Study of spin-wave propagation in a magnetic domain wall

S. Nezu and K. Sekiguchi  
(Yokohama National Univ.)

## 1. はじめに

現代の情報化社会では、あらゆる活動が情報システムに依存し、今後ますます増大するであろう膨大なデータを処理する必要がある。エネルギー消費量の増加を防ぐため、超低消費電力の情報デバイスの開発が急務であり、スピン波を超低消費電力な次世代計算機の情報キャリアとして活用するための研究が盛んに行われている。その中の一つとして、磁壁は再構成可能なスピン波導波路として利用できると考えられている<sup>1)</sup>。本研究では、ナノサイズのスピン波伝播の実験とシミュレーションを行った。

## 2. 実験方法

Fig. 1 に試料の光学顕微鏡像を示す。熱酸化膜付き Si 基板上に二層構造で試料を作製した。一層目のスピン波導波路は Py ( $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ ) であり、膜厚 40 nm、横幅は 5  $\mu\text{m}$  から 10  $\mu\text{m}$  まで徐々に広がっている楕円のような形状である。二層目のアンテナは Ti (5 nm)/Au (100 nm) である。いずれもレーザーリソグラフィを用いたリフトオフ法によってパターンを形成し、その後、一層目はスパッタリング法、二層目は真空蒸着法により成膜した。磁気光学カー効果顕微鏡を用いた磁区構造の観察や磁壁を伝播するスピン波の電気的検出に先立ち、Fig. 2 に示すように Mumax3 を用いて、マイクロマグネティックシミュレーションを行った。Fig. 2 (a) は試料の磁区構造を示しており、形状は長辺 5  $\mu\text{m}$ 、短辺 1  $\mu\text{m}$ 、膜厚 10 nm の Py である。Fig. 2 (b) と Fig. 2 (c) 上の励起点から正弦波の磁場を印加してスピン波を励起した。

## 3. 結果および考察

試料は Fig. 1 に示すように入力用アンテナと検出用アンテナの間隔が 1  $\mu\text{m}$  から 0.5  $\mu\text{m}$  間隔で 4.5  $\mu\text{m}$  までのものを作製できた。Fig. 2 (b) と Fig. 2 (c) はスピン波をそれぞれ 1.28 GHz、5.68 GHz で励起したときの磁化の面外成分の様子であり、5.68 GHz のような高い周波数では磁壁だけでなく磁区においてもスピン波が伝播していることから、励起周波数を大きくすると磁区への漏れが大きくなることが分かった。Fig. 3 に励起周波数が 1.28 GHz におけるシミュレーション上でのスピン波の強度分布を示す。半値全幅が約 34 nm の信号となっており、今までに報告されている磁壁の幅と一致していることからスピン波が磁壁内に閉じ込められていることが分かった。

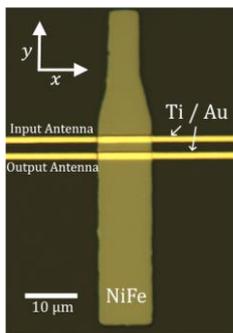


Fig. 1 | OM image of the spin-wave waveguide and the microwave antennas.

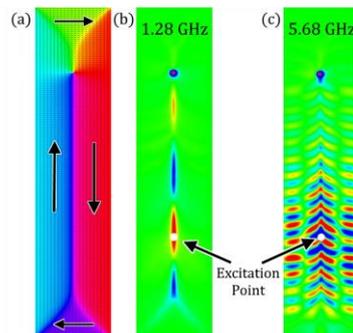


Fig. 2 | Micromagnetic simulation. (a) Magnetic domain of a Py element. Spin-wave was excited at (b) 1.28 GHz or (c) 5.68 GHz at the white dot.

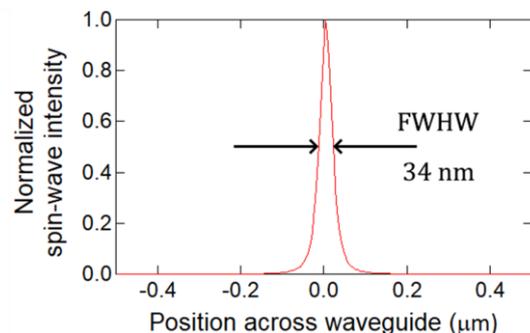


Fig. 3 | Intensity distribution of spin-wave for  $f = 1.28$  GHz. The center of the short side of the waveguide is set to be zero.

## 参考文献

- 1) K. Wagner *et al.*, Nat. Nanotechnol, **11**, 432-436(2016).

# スピン波伝送における磁化勾配効果の研究

江口拓朗, 苗村侑, 関口康爾  
(横浜国立大学理工学部)

Study of Magnetization Gradient effect on Spin-Wave Propagation

T. Eguchi, Y. Naemura, and K. Sekiguchi  
(Yokohama National Univ.)

## 1 はじめに

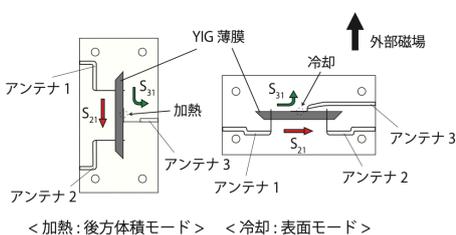
スピン波は低消費電力のデータ処理装置の新しい情報キャリアとして期待され、世界的に研究されている。例えば、後方体積モードスピン波で動作するマグノトランジスタ<sup>1)</sup>、表面モードスピン波で動作するマルチプレクサ<sup>2)</sup>などが実現されている。しかし、後方体積モードと表面モードの伝播特性は大きく異なり、現状では外部磁場や磁化が固定された状態では分散関係が異なる。故に、この2つのモードのスピン波は、同一の周波数帯で共存することができない。つまり、2次元平面上に複数種類のデバイスを搭載することが困難である。本研究ではこれまでに研究されてきた、レーザによる温度勾配で生成された磁化勾配中でのモード変換を再検討し<sup>3)</sup>、ペルチェ素子を用いて加熱・冷却を行い、スピン波の伝播特性および伝搬方向の制御について研究した。

## 2 実験方法

本研究で用いた加熱・冷却それぞれの場合の試料・基板構成を Fig. 1 に示す。スピン波導波路としてイットリウム鉄ガーネット (Yttrium Iron Garnet: YIG) を使用しており、厚さ  $5.1 \mu\text{m}$ 、幅  $2 \text{ mm}$ 、長さ  $13 \text{ mm}$  である。スピン波は、入力アンテナ 1 に GHz 帯域での高周波を投入して励起した。出力アンテナ 2 によって、伝播方向が変化せず直進するスピン波を検出し、出力アンテナ 3 によって、伝播方向が変化し曲がったスピン波を検出する。YIG と接するアンテナ幅は  $75 \mu\text{m}$  で、スピン波の励起・検出はベクトルネットワークアナライザ (VNA) で行った。ここで、入力アンテナ 1 と出力アンテナ 2 間の距離は  $10 \text{ mm}$  で、入力アンテナ 1 と出力アンテナ 3 間の距離は  $5 \text{ mm}$  である。外部磁場は、 $0 \text{ Oe}$  から  $1300 \text{ Oe}$  を Fig. 1 の矢印方向に印加し、スピン波の後方体積モードと表面モードをそれぞれ発生させた。加熱・冷却はペルチェ素子を用いて、YIG に熱を局所的に伝達させた。

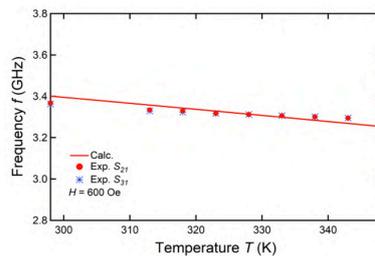
## 3 結果および考察

Fig. 2 は、YIG を局所加熱したときの加熱部分の温度と、スピン波伝送  $S_{21}, S_{31}$  のピーク周波数の関係について、後方体積モードにおけるスピン波の分散関係を理論値と比較したグラフである。このとき外部磁場は  $600 \text{ Oe}$  である。実験結果から YIG 内の温度を上昇させることで、ピーク周波数が減少することがわかる。実線は、温度上昇により磁化が減少するとして計算した場合の、ピーク周波数の結果である。これらは一致しているため、YIG への熱勾配が正しく行われ、磁化勾配が生成された可能性がある。Fig. 3 は、 $333 \text{ K}$  における後方体積モードのスピン波について、試料に印加する外部磁場と、スピン波伝送  $S_{21}, S_{31}$  のピーク周波数の関係を理論値と比較したグラフである。結果から、外部磁場を増加させると、ピーク周波数が増加することがわかる。実線は温度  $333 \text{ K}$  で磁化一定として計算できる場合に、外部磁場を増加させた時のピーク周波数の結果である。これらは一致しているので、Fig. 2 の温度と周波数の関係は、YIG 内の磁化の変化により、磁気的相互作用が変化した可能性がある。

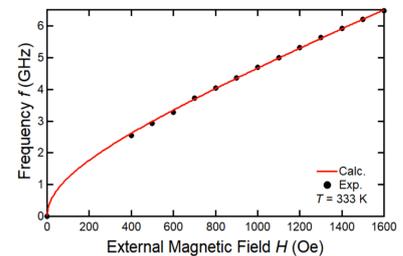


**Fig. 1** Schematic of device.

The  $S_{31}$  ( $S_{21}$ ) parameter depicts the transmission of spin waves from antenna 1 to 3 (1 to 2).



**Fig. 2** Spin wave resonance frequency as a function of a temperature. The dots are experimental values measured with VNA. The solid line is a calculation result.



**Fig. 3** Spin wave resonance frequency as a function of a magnetic field. The dots are experimental values measured with VNA. The solid line is a calculation result.

## References

- 1) A. V. Chumak *et al.*: *Nature Commun.*, **5**, 4700 (2014).
- 2) K. Vogt *et al.*: *Nature Commun.*, **5**, 3727 (2014).
- 3) M. Vogel *et al.*: *Scientific Reports.*, **8**, 11099 (2018).

# 時間分解ブリルアン散乱分光法によるマグノン生成過程の検出

小田鴻志, 岩場雅司, 関口康爾  
(横浜国立大学理工学部)

## Magnon-generation process detected by a time-resolved Brillouin light scattering spectroscopy

K. Oda, M. Iwaba, and K. Sekiguchi  
(Yokohama National Univ.)

### 1 はじめに

磁性材料に励起されたスピン波は新しい情報処理基盤として近年集中的に研究されている。しかし、スピン波による情報処理は信号伝送中の減衰が大きくその情報を失ってしまう課題がある。そのため、スピン波信号を増幅、成形、加工する方法として高周波信号の入力によるパラメトリックポンピングが用いられる<sup>1)</sup>。マグノンボース・アインシュタイン凝縮(マグノン BEC)はパラメトリックポンピングにより同一のエネルギーを持ったコヒーレントなマグノンの密度が上昇する現象であり、巨視的量子現象の観測が可能となる。マグノン BEC の形成はブリルアン散乱分光測定法 (BLS) によって観測できる。BLS は光子のブリルアン散乱を用いて量子情報を調べる分光法であり<sup>2)</sup>、干渉計により得られる周波数情報から励起マグノンと熱マグノンを同時に観測できるという利点を有する。本研究では、パラメトリックポンピングによって励起されたマグノンがマグノン BEC を形成する時間発展過程を研究した。

### 2 実験方法

本研究で用いたイットリウム鉄ガーネット (YIG) 薄膜を Fig.1 挿入図に示した。YIG 薄膜のサイズは一辺が 2 mm の正方形で厚さが 28  $\mu\text{m}$  である。パラメトリックポンピングはマグノンの共鳴周波数の 2 倍の周波数の高周波磁場を印加した際に最も効率が良いため<sup>1)</sup>、入力周波数に応じて外部磁場を変化させた。この時、高周波磁場の入力にスイッチを用いて任意の時間だけマグノンの励起を行い、スイッチの動作に用いるパルス信号と BLS 測定装置の同期をとり励起されたマグノンの密度の時間変化を観測した。マグノン密度の時間発展を観測してパラメトリックポンピング及びマグノン BEC が形成されることを確認する。

### 3 結果および考察

Fig.1 に BLS 測定によるマグノン密度の周波数スペクトルを示す。入力周波数は 6 GHz、外部磁場は 928 Oe である。高周波磁場の印加の有無 (No pumping が入力無し、Continuous が連続入力) に対して  $\pm 3.2$  GHz 付近で高周波磁場の入力によるマグノンのピークが確認できる。また、5 GHz 付近で膜面に対して垂直方向に存在する定在波である PSSW も確認できた。一方、スイッチを用いて高周波磁場の印加時間  $\tau_p$  を 1  $\mu\text{s}$  ~ 4  $\mu\text{s}$  まで変化させた時の共鳴周波数 (-3.3 GHz ~ -3.1 GHz) のマグノン密度の時間発展の様子を Fig.2 に示す。Fig.2 より、高周波磁場の印加時間が 1  $\mu\text{s}$  の時 (Fig.2 最下段) に 0.76  $\mu\text{s}$  でマグノン密度が増加し、1.17  $\mu\text{s}$  でマグノン密度が減少することがわかる。高周波磁場の印加時間を 2  $\mu\text{s}$ , 3  $\mu\text{s}$ , 4  $\mu\text{s}$  と長くすると印加時間に比例してマグノンの生成される時間が長くなることが確認できた。

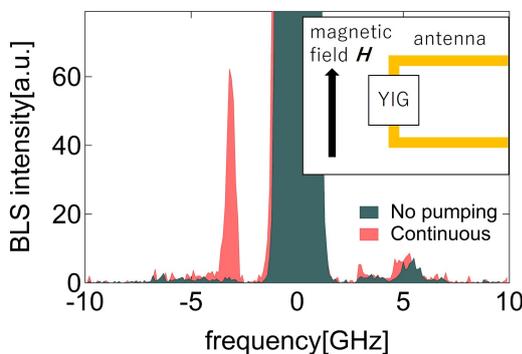


Fig. 1 BLS spectrum of pumped magnons.(The inset shows the experimental set-up for magnon generation.)

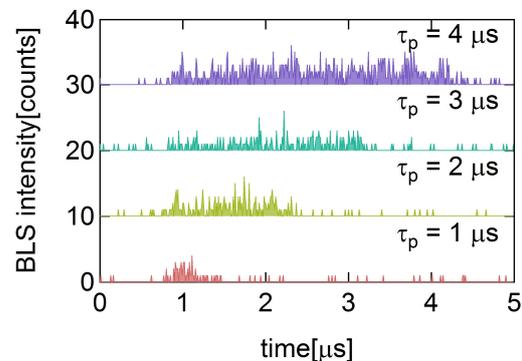


Fig. 2 Time evolution of magnon density.

### References

- 1) T. Neumann, A. A. Serga, V. I. Vasyuchka and B. Hillebrands: *Appl. Phys. Lett.*, **94**, 192502 (2009).
- 2) S.O. Demokritov *et al.*: *Phys. Rep.*, **348** 441-489 (2001).

# マグノニックデバイスにおけるノイズ評価

古川諒, 岩場雅司, 関口康爾  
(横浜国立大学理工学部)

Noise evaluation in magnon devices  
R. Furukawa, M. Iwaba, and K. Sekiguchi  
(Yokohama National Univ.)

## はじめに

マグノンとはスピン波を量子化した準粒子であり、マグノンを信号キャリアとして活用するデバイスをマグノニックデバイスと言う。マグノニックデバイスは電子の移動を伴わないため、超低消費電力の次世代デバイスとして期待されている。一般的な電子デバイスのノイズは  $1/f$  ノイズが支配的であるのに対して、マグノニックデバイスのノイズはランダムテレグラフノイズ (RTN) が大きな寄与とすることが近年報告された。本研究はイットリウム鉄ガーネット (YIG) を媒体として用い、入力アンテナから出力アンテナへマグノンを伝搬し、出力側に到達したパワーを観測することで最も単純なマグノン伝送路におけるノイズ特性を明らかにすることを目的とした。

## 実験方法

本研究で用いた実験回路の概略図を図1に示した。YIGは厚さ  $5.1 \mu\text{m}$ 、幅  $1.5 \text{ mm}$  であり、アンテナ間距離は  $5 \text{ mm}$  である。図の  $+y$  方向へ静磁場  $H_{ex}$  を印加し、入力アンテナにスピン波共鳴が起きる GHz 帯域の電力を流した。これにより YIG 内の  $+x$  方向にマグノンの静磁波モードを伝搬させた。出力アンテナでスピン波が生じる誘導起電力を検出し、スペクトラムアナライザでスピン波伝送によって生じるノイズを測定した。ノイズの検出と増幅にはダイオード検出器を用いた。

## 結果および考察

図2にスペクトラムアナライザで観測されたマグノンノイズ  $\Delta V$  を示す。  $\Delta V$  は静磁場  $H_{ex}$  印加前後における出力の差をとっている。 ( $\Delta V = V(H_{ex}) - V(H_{ex} = 0)$ ) 下の赤色のデータはマグノンが伝搬しない周波数で励起したノイズスペクトルで、上の緑色のデータはマグノンが伝搬する周波数で励起したノイズスペクトルである。図2のデータはマグノンによってノイズが大きくなることを表しており、これらのノイズの発生原因はマグノンの散逸プロセスに関連していると考えられる。スピン波共鳴で起こるマグノン散乱では励起された2つのマグノンが消滅し、周波数が近く逆方向の急速に散逸するマグノンのペアをつくる。ある密度でこれらのプロセスは雪崩のように起こり、マグノンの急激な減衰につながる。この減衰がノイズの発生原因として考えられる。<sup>1)</sup>

## 結論

マグノンを伝搬させた時に生じるマグノンノイズの検出に成功した。これらのマグノンノイズについて適切に評価・制御することにより、マグノニックデバイスでのノイズ低減をする指標を見つけることが可能である。また、ノイズ強度が小さくなる周波数や入力電力の条件を見つけることで今後のマグノニックデバイスへの応用が期待できる。

## 参考文献

- 1) S. Rumyantsev *et al*: Phys. Lett. A, **114**, 090601(2019).

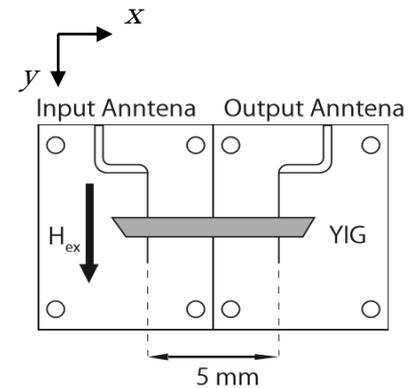


図1 マグノニック基板構成

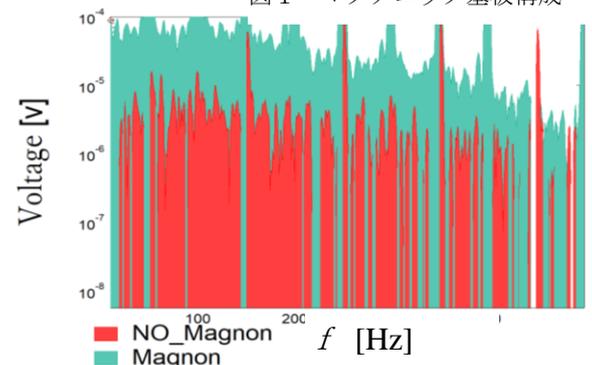


図2 マグノンの低周波ノイズ

# Co<sub>x</sub>Fe<sub>100-x</sub>/Pt 薄膜におけるテラヘルツ時間領域分光法を用いた

## パルスレーザー励起スピン流の強磁性層膜厚依存性

佐々木悠太<sup>1</sup>, 高橋有紀子<sup>1</sup>, 葛西伸哉<sup>1,2</sup>

(<sup>1</sup> 物材機構, <sup>2</sup>JST さきがけ)

Ferromagnetic layer thickness dependence of laser pulse stimulated spin current in Co<sub>x</sub>Fe<sub>100-x</sub>/Pt thin films measured by terahertz time-domain spectroscopy

Y. Sasaki, Y. K. Takahashi, S. Kasai

(<sup>1</sup>NIMS, <sup>2</sup>JST-PRESTO)

### はじめに

近年、強磁性金属/非磁性重金属薄膜に対して超短パルスレーザーを照射した際の数十フェムト秒から数百フェムト秒の間に発生するスピン流が報告された.[1, 2] 発生したスピン流が非磁性重金属層に注入されることで、逆スピンホール効果を介したパルス電流およびテラヘルツ(THz)波が発生し、その大きさからスピン流の大きさや逆スピンホール効果の大きさを評価できる。スピン流を増大させることで、THz 光源や超高速磁化反転などへの利用が可能となるため、高効率なスピン流発生方法を調べることは応用上重要であるが、強磁性材料に関して系統的に調べた報告は少ない。本発表では、強磁性金属層膜厚の異なる Co<sub>x</sub>Fe<sub>100-x</sub> 薄膜において THz 波放射を測定し、組成比による超高速スピン流の強磁性金属層膜厚依存性の変化を系統的に調べた。

### 実験方法

MgO(001)基板上に超高真空マグネトロンスパッタ法を用いて試料を作製した。薄膜構成は基板側から、MgO(20)/Co<sub>x</sub>Fe<sub>100-x</sub>( $d_{\text{FM}}$ )/Pt(2) (膜厚単位 nm)である。組成比を  $x=0, 13, 50$  とし、強磁性層膜厚  $d_{\text{FM}}$  を様々変化した。中心波長 1030 nm, パルス幅 230 fs の Yb:KGW レーザーおよび 800  $\mu\text{m}$  の厚みを有する CdTe(110)単結晶を用いて、テラヘルツ時間分解分光法(THz-TDS)によって放射 THz 波を測定した。

### 実験結果

図2に THz 波放射強度  $S_{\text{peak}}$  を示す。全ての試料において、 $d_{\text{FM}}$  が小さくなるとともに  $S_{\text{peak}}$  が増大した。また、 $x$  によって  $S_{\text{peak}}$  の  $d_{\text{FM}}$  依存性が変化した。試料の THz 波放射効率および  $S_{\text{peak}}$  から見積もった超高速スピン流のピーク値  $j_s^{\text{peak}}$  を図 1(b)に示す。 $x$  が増大するとともに、 $j_s^{\text{peak}}$  が最大値をとる  $d_{\text{FM}}$  が大きくなった。スピン依存平均自由行程の  $x$  依存性との比較から、 $j_s^{\text{peak}}$  が平均自由行程でスケールされていることが示唆された。

本研究は JSPS 科研費 18H03787 の助成を受けて行われた。

### 参考文献

(1) T. Seifert, *et al.*, Nature Photon. **10**, 483 (2016)., (2) Y. Wu, *et al.*, Adv. Mater. **29**, 163031 (2017).

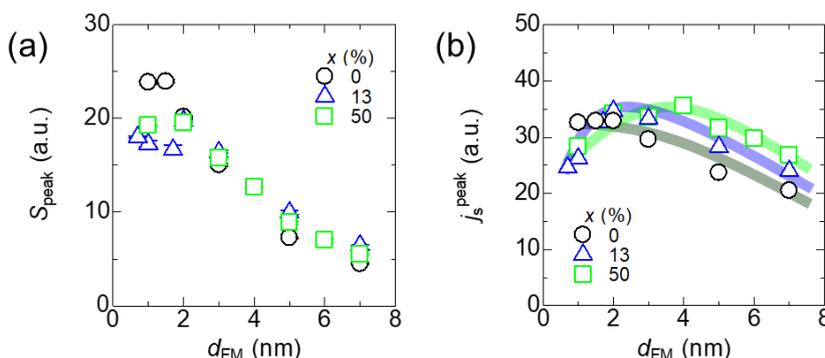


Figure 1. The peak intensity of THz wave signal  $S_{\text{peak}}$  and (b) peak intensity of the ultrafast spin current  $j_s^{\text{peak}}$  as a function of ferromagnetic layer thickness  $d_{\text{FM}}$ . Open circles, triangles, and squares are the data for the sample with  $x=0, 13$ , and  $50$ , respectively. The bold lines are guides to see.

# 磁気相転移に伴う Dy/NiFe 2 層膜のスピンの吸収効率の変化

慶大<sup>A</sup>, 中国科学院大<sup>B</sup>, 原研<sup>C</sup>, 理研<sup>D</sup>, 慶大スピン研<sup>E</sup>

山野井 一人<sup>A</sup>, 榊原有理<sup>A</sup>, 藤本純治<sup>B</sup>, 松尾衛<sup>B,C,D</sup>, 能崎幸雄<sup>A,E</sup>

Variation of spin sink efficiency in Dy/NiFe bilayer owing to magnetic phase transition

<sup>A</sup>Dept. of Phys. Keio Univ., <sup>B</sup>UCAS., <sup>C</sup>JAEA, <sup>D</sup>RIKEN, <sup>E</sup>Keio Spintronics Center

K. Yamanoi<sup>A</sup>, Y. Sakakibara<sup>A</sup>, J. Fujimoto<sup>B</sup>, M. Matsuo<sup>B,C,D</sup>, and Y. Nozaki<sup>A,E</sup>

## はじめに

4f希土類金属は強いスピン軌道相互作用を有するため、次世代のスピンロニクス材料や永久磁石の要素元素として不可欠な材料群である。中でも Dy は温度により強磁性と反強磁性（らせん磁性）の2種類の磁気秩序状態を同一材料で実現できるため、磁気とスピン散乱の相関を系統的に調べる上で理想的な系である。Dy のらせん磁性はハイゼンベルグ型の交換相互作用と RKKY 相互作用の競合により実現することが知られている。近年、反強磁性体を用いた長距離スピン流輸送<sup>1</sup>やスピン揺らぎを用いた巨大スピンホール効果<sup>2</sup>など興味深い物理現象も報告されている。そこで本研究では、Dy と強磁性 NiFe を接合した2層膜のギルバートダンピング定数を測定することにより、磁気相転移に伴う Dy のスピン吸収効率の変化を評価した。

## 実験方法及び結果

マグネトロンスパッタリング法により、熱酸化 Si 基板上に Ta(3 nm)/Dy(50 nm)/NiFe(20 nm) 多層膜を連続成膜した。Dy 成膜時のみ基板を 350 度に加熱し、他の金属は室温成膜した。その後、イオンミリング装置とレーザー描画装置を用いて、多層膜を細線形状に加工し、その上から Ti/Au で構成されるマイクロ波導波路を作製した。まず、Dy 薄膜の磁気特性の温度依存性を評価するために、200 mT の静磁場で Dy-磁化の温度依存性を測定した。その結果、130~178 K の温度範囲にて反強磁性相が出現することが分かった。図 1 に、ベクトルネットワークアナライザを用いて測定した室温における導波路の  $S_{11}$  パラメータの周波数依存性を示す。マイクロ波の吸収が見られる周波数が静磁場強度に依存して変化しており、Dy に接合した NiFe の FMR 周波数と一致した。同様の実験を 110 ~ 300 K の範囲の任意の温度にて実施し、スペクトルの半値幅の周波数依存性から有効ダンピングの温度依存性を評価した。更に、NiFe/Dy の有効ダンピングから、NiFe 単層でのダンピング定数の温度依存性を差し引くことで、Dy のスピン吸収効果を算出した結果を図 2 に示す。Dy のスピン吸収効果は、常磁性(PM) から反強磁性(AFM) への相転移点では極大を示した一方で、AFM から強磁性(FM) への相転移点では単調に増加した。前者は、スピン吸収効果が相転移点近傍におけるスピン揺らぎにより増大することを示している<sup>3</sup>。また FM に対して AFM ではスピン吸収効果が大幅に低下し、PM と同程度であることが分かった。

発表では、Dy のスピンポンピング効果に加えて、Dy のスピンホール角についても議論する予定である。

## 参考文献

- 1) R. Lebrun, A. Ross, S. A. Bender, A. Qaiumzadeh, L. Baldrati, J. Cramer, A. Brataas, R. A. Duine and M. Kläui, Nature (2018).
- 2) Y. Niimi, M. Kimata, Y. Omori, B. Gu, T. Ziman, S. Maekawa, A. Fert and Y. Otani, PRL 115, 196602 (2015).
- 3) Y. Ohnuma, H. Adachi, E. Saitoh and S. Maekawa, PRB 89, 174417 (2014).

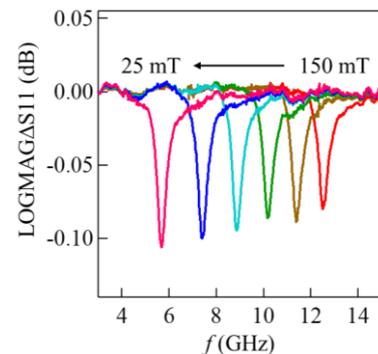


図 1. 25~150 mT の範囲の異なる静磁場で測定した Dy/NiFe 2 層膜の FMR スペクトル

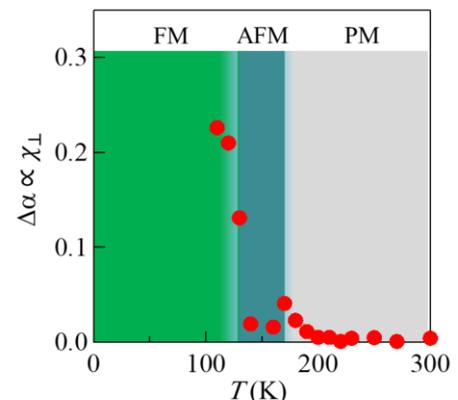


図 2. Dy/NiFe 多層膜のスピン注入効率の温度依存性

# 熱励起スピンの流を用いた Dy のスピンのホール電圧測定

榊原有理<sup>A</sup>、山野井一人<sup>A</sup>、能崎幸雄<sup>A,B</sup>  
(慶大理工<sup>A</sup>、慶大スピン研<sup>A,B</sup>)

Measurement of the spin Hall voltage of Dy using thermally excited spin current

Yuri Sakakibara<sup>A</sup>, Kazuto Yamanoi<sup>A</sup>, Yukio Nozaki<sup>A,B</sup>

(<sup>A</sup>Dept. of Phys. Keio Univ., <sup>A,B</sup>Keio Spintronics Center)

## 背景

反強磁性体は THz 領域の超高速特性や、外部磁場への耐久性など優れた特性を有しており、その応用に向けた研究が盛んに行われている。さらに近年では、反強磁性体のスピン輸送特性に由来する興味深い物理現象が報告されている[1]。マンガン合金など副格子の磁気モーメントが反平行に配列したコリニアな反強磁性体に対し、希土類元素ジスプロシウム(Dy) は RKKY 相互作用によりノンコリニアならせん型の反強磁性特性を示すことで知られている。さらに Dy は、低温でらせん磁性から強磁性への磁気相転移が生じるため、磁気秩序とスピン輸送特性の相関を調べる系として最適である。そこで本研究では、マグネトロンスパッタリング法により Dy 薄膜を作製し、その結晶構造及び磁気特性の温度依存性を調べた。さらに、熱励起スピンの流を用いて Dy のスピンのホール効果を評価した。

## 実験方法と結果

スパッタ Dy 薄膜の結晶構造及び磁気特性を評価するために、熱酸化被膜付 Si 基板の上に Ta(5 nm)/Dy(50 nm)/Ta(5 nm)を連続成膜した。ただし、Dy の成膜温度は室温と 350 °C の 2 種類で比較した。図 1(a)は 350 °C で成膜した Dy 薄膜に対し、200 mT の磁場を印加しながら測定した磁化の温度依存性である。176 K で磁化が極大を示した後、130 K 以下で磁化が急増した。これはそれぞれ、常磁性かららせん磁性、さらには強磁性への磁気相転移に伴う効果である。室温で成膜した場合には 176 K 付近の磁化の極大が消滅し、らせん磁性への磁気相転移が見られなかった。図 1(b) は 350 °C 成膜の Dy 薄膜について観察した二次元 X 線回折像である。室温成膜に比べて、hcp(002)の配向度が高く、これがらせん磁性発現に重要であることが分かった。

次に、熱励起スピンの流を用いたスピンのホール電圧の測定系を評価するため、まずはスピンのホール効果がよく知られている Pt を用いた対照実験を行った。Pt/NiFe 二層膜を作製し、その上にヒータ電極を取り付けて膜厚方向に熱勾配を与えて、NiFe から Pt への熱励起スピンの流を注入した。図 2 にスピンのホール電圧の Pt 膜厚依存性を示す。膜厚がスピン拡散長よりも厚い場合のスピンのホール電圧の理論式とのフィッティングにより Pt のスピン拡散長は 1.8 nm 程度と求められ、Pt の文献値とよく一致した[2]。発表では、らせん磁性を発現した Dy 薄膜に対して同様の実験を行い、Dy のスピンのホール角を評価した結果について議論する。

## 参考文献

- 1) V. Baltz, *et al.* Rev. Mod. Phys. **90**, 015005 (2018).
- 2) Kouta Kondou, *et al.* Appl. Phys. Express **5**, 073002 (2012).

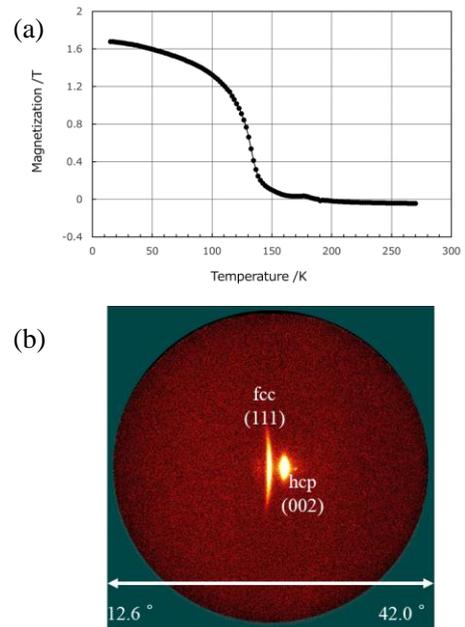


図 1. 成膜温度 350°C で作製した Dy 薄膜の (a)磁化の温度依存性と、(b)二次元 X 線回折像

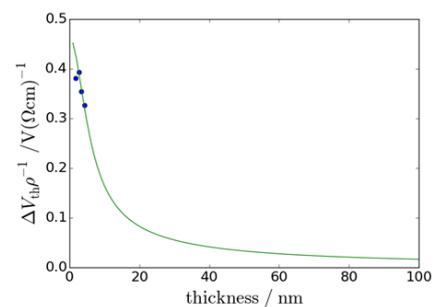


図 2. NiFe/Pt 二層膜におけるスピンのホール電圧の Pt 膜厚依存性

# Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub>/VO<sub>2</sub> 二層接合における強磁性共鳴下での起電力の温度依存性

田村和真、神吉輝夫<sup>1</sup>、白井俊、田中秀和<sup>1</sup>、手木芳男<sup>2</sup>、仕幸英治  
(阪市大院工、<sup>1</sup>阪大産研、<sup>2</sup>阪市大院理)

Temperature dependence of electromotive forces in Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub>/VO<sub>2</sub> bilayer junctions under the ferromagnetic resonance

Kazuma Tamura, Teruo Kanki<sup>1</sup>, Shun Shirai, Hidekazu Tanaka<sup>1</sup>, Yoshio Teki<sup>2</sup>, Eiji Shikoh  
(Osaka City Univ. Eng., <sup>1</sup>ISIR, Osaka Univ., <sup>2</sup>Osaka City Univ. Sci.)

## はじめに

スピントロニクスにおいて、スピン流を外場で制御するスピン流スイッチの実現は重要な課題である。本研究では、遷移金属酸化物である二酸化バナジウム(VO<sub>2</sub>)に着目した。VO<sub>2</sub>はある温度付近で抵抗値が急激に変化する金属絶縁体転移という特性を持つ<sup>1)</sup>。この金属絶縁体転移を利用し、スピン流を熱スイッチングできるデバイスの創成が期待できる。最近、フェリ磁性絶縁体である YIG からスピンポンピングを用いて VO<sub>2</sub> へのスピン注入が達成された<sup>2)</sup>。しかし、実用化には良質な YIG を作製することが必要であるが、非常に困難である。本研究では、代表的な強磁性金属である Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub> を利用し、Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub>/VO<sub>2</sub> 二層接合における強磁性共鳴下での起電力の温度依存性を評価した。

## 実験方法

Fig. 1 に、Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub>(25nm)/VO<sub>2</sub>(10nm)二層接合の試料構造を示す。真空蒸着装置を用いて、TiO<sub>2</sub>(001)基板に、VO<sub>2</sub>はパルスレーザー堆積法、Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub>とPdは電子ビーム蒸着法を用いて作製した。Pdは電圧計によって起電力を測定する際の電極として用いた。伝送線路によって発生させた高周波磁界と電磁石による静磁界を試料に印加することで強磁性共鳴(FMR)を励起し、スピンポンピングを行った。注入されたスピン流は、VO<sub>2</sub>薄膜中で逆スピンホール効果(ISHE)<sup>3)</sup>によって電流に変換される。この電流をVO<sub>2</sub>の抵抗を介して起電力として検出することにより、VO<sub>2</sub>薄膜へのスピン注入特性を評価した。また、ペルチェ素子により温度制御を行い、温度依存性について評価した。

## 実験結果

Fig. 2 に、Fig. 1 の試料における抵抗値 $R$ 及びFMR下での起電力 $V_{\text{FMR}}$ の温度依存性を示す。抵抗値が急激に変化していることから、金属絶縁体転移が発生していることがわかる。また、VO<sub>2</sub>薄膜が絶縁体から金属に変化すると、 $V_{\text{FMR}}$ は小さくなった。ここで得られる起電力 $E$ は(1)式のように表せる。

$$E = R \vec{J}_C \propto R \theta_{\text{SHE}} \vec{J}_S \times \vec{\sigma} \quad (1)$$

$J_C$ 、 $\theta_{\text{SHE}}$ 、 $J_S$ 及び $\sigma$ はそれぞれ電流、スピンホール角、純スピン流及びスピン偏極ベクトルである。(1)式より、 $R$ の変化量に対して $E$ がそれほど変化していないことから、 $E$ の大きさには $\theta_{\text{SHE}}$ と $J_S$ の寄与が大きいと考えられる。つまり、金属絶縁体転移によってVO<sub>2</sub>薄膜のスピン-電流変換効率やスピン注入効率が変化したと考えられる。学会時には、研究の詳細について議論する。

## 参考文献

- 1) H. Takami, et al., Appl. Phys. Lett., 101, 263111(2012).
- 2) T.S. Safi, et al., Nat. Commun., Vol.11, p.476 (2020).
- 3) E. Saitoh, M. Ueda, and H. Miyajima, Appl. Phys. Lett., 88, 182509(2006).

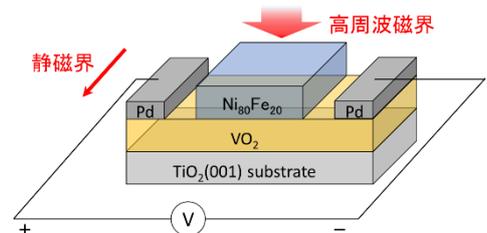


Fig. 1. Structure of sample.

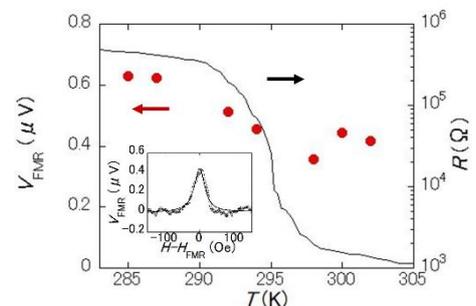


Fig. 2. Temperature dependence of  $V_{\text{FMR}}$  and  $R$ . The inset shows output voltage at 300K.

# 剛直性分子蒸着膜中のスピンプンピングによるスピン輸送

西田和弘、手木芳男\*、仕幸英治  
(阪市大院工、\*阪市大院理)

Spin-pump-induced spin transport in thermally-evaporated rigid molecular films

K. Nishida, Y. Teki\*, E. Shikoh

(Osaka City Univ. Grad. of Eng., \*Osaka City Univ. Grad. of Sci.)

## はじめに

分子薄膜は一般にスピン軌道相互作用が小さく、スピン輸送の点において有望であり、スピントロニクスデバイスへの応用が期待されているが、分子薄膜は金属に比べて電気抵抗が高いため、スピン偏極電流によるスピン注入は困難である<sup>1)</sup>。そこで、この困難を回避できると考えられるスピンプンピングによる純スピン流注入により、これまでに様々な分子薄膜のスピン輸送特性が評価されてきた<sup>2-5)</sup>。一方、分子薄膜材料は一般に物理的耐久性が低い。そこで本研究では分子エレクトロニクス分野で実績のある剛直性分子 PTCDA 薄膜に着目し、その純スピン流輸送を達成することによりスピントロニクス材料としての有望性を調査した。

## 実験方法

電子ビーム蒸着法および抵抗加熱蒸着法を用いて「Pd(膜厚 10 nm)/PTCDA( $d$ )/Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub>(25 nm)」の三層構造試料(Fig. 1)を作製した。強磁性共鳴 FMR を用いたスピンプンピングにより Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub> から PTCDA 分子膜へ純スピン流  $J_s$  が生成される。その  $J_s$  は Pd へと吸収され、Pd 中で逆スピホール効果 ISHE<sup>6)</sup>により起電力  $E$  に変換される。そのため Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub> の FMR 下において、Pd の ISHE による起電力が観測されれば PTCDA 薄膜中のスピン輸送達成の証拠になる。FMR 励起には ESR 装置を、起電力検出にはナノボルトメータを用いた。評価は全て室温で実施した。

## 実験結果

Fig. 2 に  $d = 30$  nm 試料の(a)FMR 特性と(b)FMR 磁界付近における Pd からの起電力特性を示す。高周波の出力は 200 mW である。FMR 磁界付近において、静磁界  $H$  に対して反転対称性を示す起電力特性が観測された。また、観測された起電力は高周波出力に比例した。一方 Pd の代わりにスピン軌道相互作用の小さな Cu を用いた試料からは大きな起電力は得られなかった (Fig. 2(C)&(d))。以上より Pd 試料で観測された起電力は Pd の ISHE による起電力と結論した。即ち、PTCDA 薄膜の室温スピン輸送を達成した<sup>7)</sup>。更に起電力の PTCDA 膜厚依存性の評価により PTCDA 蒸着膜のスピン拡散長を約  $14 \pm 2.0$  nm と見積もった<sup>7)</sup>。これらにより PTCDA 薄膜はスピントロニクス材料としても有望であると結論した。学会時には詳細を議論する。

## 参考文献

- 1) G. Schmidt, *et al.*, Phys. Rev. B **67**, R4790 (2000).
- 2) S. Watanabe, *et al.*, Nature Phys. **10**, 308 (2014).
- 3) M. Kimata, *et al.*, Phys. Rev. B **91**, 224422 (2015).
- 4) Y. Tani, Y. Teki, E. Shikoh, Appl. Phys. Lett. **107**, 242406 (2015).
- 5) Y. Tanaka, K. Kono, Y. Teki, E. Shikoh, IEEE Trans. Mag., **55**, 1400304 (2019).
- 6) E. Saitoh, *et al.*, Appl. Phys. Lett. **88**, 182509 (2006).
- 7) K. Nishida, Y. Teki, E. Shikoh, Solid State Commun., **312**, 113898 (2020).

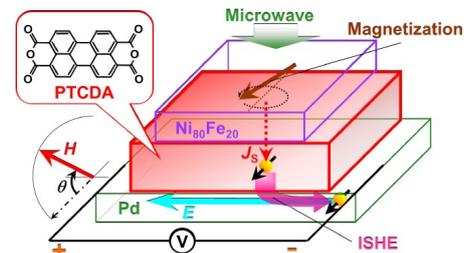


Fig. 1. A sample structure in this study.

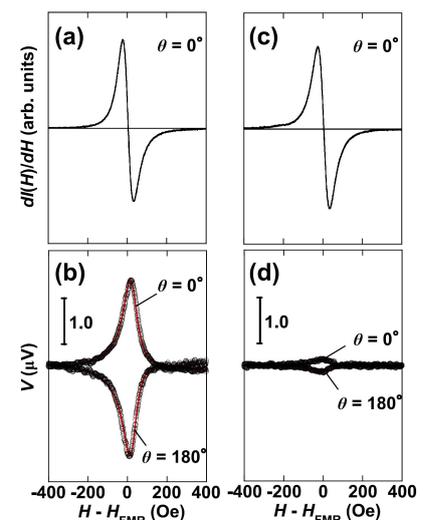


Fig. 2. (a) FMR spectrum and (b) output voltage properties of a sample with a Pd layer<sup>7)</sup>. (c) FMR spectrum and (d) output voltage properties of a sample with a Cu layer<sup>7)</sup>.

# 有機半導体ナフチルジアミン蒸着薄膜中のスピンの輸送

大西裕一郎、手木芳男\*、仕幸英治  
(阪市大院工、\*阪市大院理)

Spin transport in thermally-evaporated organic-semiconductor naphthyl diamine films

Y. Onishi, Y. Teki\*, E. Shikoh  
(Osaka City Univ. Eng., \*Osaka City Univ. Sci.)

## はじめに

近年、純スピン流の輸送材料として分子材料が注目され、先行研究では真空蒸着法で成膜した結晶性分子の薄膜でスピン輸送が達成されている<sup>1)</sup>。本研究では、真空蒸着法で成膜した際にアモルファス構造をとる有機半導体ナフチルジアミン、*N,N'*-ジ-1-ナフチル-*N,N'*-ジフェニルベンジジン(alpha-NPD)に注目する<sup>2)</sup>。alpha-NPDは有機発光ダイオードの正孔輸送層として実用されている有機半導体であり、良好な電荷移動度を有する<sup>3)</sup>。このような発光素子への純スピン流の応用のため alpha-NPD におけるスピン輸送実験を行った。純スピン流の生成方法としては材料界面でのコンダクタンスミスマッチ<sup>4)</sup>を無視できる動力学的手法、スピンプンピングを用いて alpha-NPD 薄膜の室温におけるスピン輸送特性を評価した。

## 実験方法

真空蒸着装置を用いた電子ビーム蒸着、抵抗加熱蒸着によって Pd(10 nm)/alpha-NPD(*d*)/Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub>(25 nm)の三層構造の試料を作製した(Fig.1)。強磁性共鳴を用いたスピンプンピングによって強磁性層 Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub> から輸送層 alpha-NPD に純スピン流  $J_s$  が伝わり、さらに検出層 Pd に伝播される。純スピン流は Pd の大きいスピン軌道相互作用に由来した逆スピンホール効果(ISHE)<sup>5)</sup>によって起電力( $V_{ISHE}$ )に変換される。よって alpha-NPD 薄膜中のスピン輸送の達成は、Pd で起電力が観測され、それが逆スピンホール効果によるものであると確かめることで示される。強磁性共鳴の励起には電子スピン共鳴装置を、起電力の観測にはナノボルトメータを使用した。実験はすべて室温で行った。

## 実験結果

Fig.2 に  $d = 50$  nm の試料における強磁性共鳴スペクトルと共鳴磁界付近における Pd の出力電圧特性を示す。マイクロ波の出力は 200 mW で、静磁界の印加角度は  $0^\circ$  と  $180^\circ$  の両方で評価した。共鳴磁界付近において静磁界方向の逆転に伴った起電力の反転が観測された。またこの出力電圧はマイクロ波パワーと正の相関を持っていることがわかった。またスピン軌道相互作用の影響を調べるため Pd を、その大きさが小さい Cu に変えて同様の実験を行ったところ起電力は Pd のときと比べ小さかった。以上のことから Pd の試料における出力電圧は主に逆スピンホール効果によるものと結論した。つまり alpha-NPD 薄膜中のスピン輸送を達成した。学会時には上記の詳細なデータに加えて起電力の alpha-NPD 膜厚依存性についても議論する。

## 参考文献

- 1) Y.Tani, et al., Appl. Phys. Lett., 107,242406, (2015).
- 2) José C.S.Costa, et al., J. Mater. Sci., 53,12974-12987, (2018).
- 3) 時任静士, et al., 有機 EL ディスプレイ, オーム社, (2004).
- 4) G. Schmidt, et al., Phys. Rev. B 67, R4790 (2000).
- 5) E. Saitoh, et al., Appl. Phys. Lett. 88, 182509 (2006).

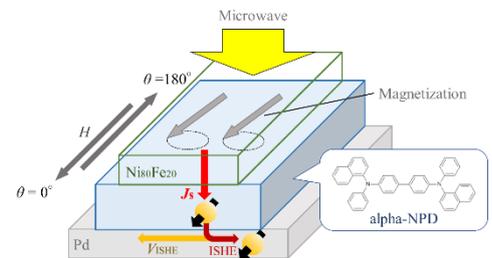


Fig. 1. sample structure and spin-pumping.

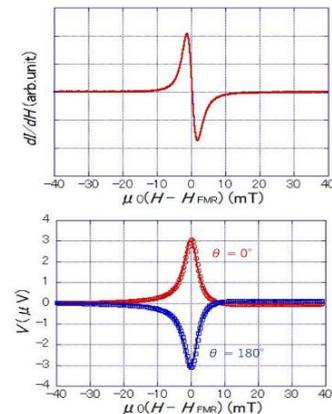


Fig. 2. (a) FMR spectrum. (b) Output voltage under the FMR.

# Renaissance of Ferromagnetic Semiconductors and Spintronics Applications (強磁性半導体ルネサンスとスピントロニクスへの応用)

Masaaki Tanaka<sup>1,2,3</sup>

<sup>1</sup> *Department of Electrical Engineering and Information Systems, The University of Tokyo*

<sup>2</sup> *Center for Spintronics Research Network (CSRN), The University of Tokyo*

<sup>3</sup> *Institute for Nano Quantum Information Electronics, The University of Tokyo*

Ferromagnetic semiconductors (FMSs) with high Curie temperature ( $T_C$ ) are strongly required for spintronics device applications. So far, the mainstream study of FMSs is Mn-doped III-V FMSs; however they are only p-type and their  $T_C$  is much lower than 300 K. In this study, we present a new class of FMSs with high  $T_C$ , Fe-based narrow-gap III-V FMSs. Because Fe atoms are in the isoelectronic  $\text{Fe}^{3+}$  state in III-V, the carrier type can be controlled independently and thus both n-type and p-type FMSs are obtained. Using low-temperature molecular beam epitaxy, we have successfully grown both p-type FMS [(Ga,Fe)Sb [1], (Al,Fe)Sb [2]] and n-type FMSs [(In,Fe)As [3], (In,Fe)Sb [4]]. The most notable feature in these Fe-based FMSs is that the  $T_C$  value increases monotonically as the Fe content increases; and there is a tendency that  $T_C$  is higher as the bandgap is narrower, which contradicts the prediction of the mean-field Zener model. Intrinsic room-temperature ferromagnetism has been observed in  $(\text{Ga}_{1-x}\text{Fe}_x)\text{Sb}$  with  $x \geq 23\%$  [1] and  $(\text{In}_{1-x}\text{Fe}_x)\text{Sb}$  with  $x \geq 16\%$  [4], which are promising for practical spintronic devices operating at room temperature.

We also present our findings on new magnetotransport phenomena in heterostructures containing these Fe-doped FMSs. In an Esaki diode composed of a 50 nm-thick n-type FMS (In,Fe)As (6% Fe) / 250 nm-thick p<sup>+</sup> InAs:Be, we found that the magnetic-field-dependence of the current flowing through the pn junction (magnetoconductance, MC) can be largely controlled, both in sign and magnitude, with the bias voltages  $V$  [5,6]: The diode shows small positive MC (~0.5%) at  $V < 450$  mV, but the MC changes its sign and magnitude at  $V > 450$  mV, reaching -7.4% (at 1T) at  $V = 650$  mV. This bias-controlled MC originates from the change in the band components of (In,Fe)As that participate in the spin-dependent transport.

Furthermore, we found that the current flowing in a nonmagnetic n-type InAs quantum well (QW) that is interfaced to an insulating p-type (Ga,Fe)Sb layer (20% Fe,  $T_C > 300$  K) exhibits a giant change of approximately 80% at high magnetic field and that its magnitude can be controlled by ten-fold using a gate. The mechanism for this large magnetoresistance is attributed to a strong magnetic proximity effect (MPE) via the  $s$ - $d$  exchange coupling at the InAs/(Ga,Fe)Sb interface. It was found that a spin splitting in the InAs QW is induced by MPE, which can be varied between 0.17 meV and 3.8 meV by the gate voltage [7]. Other studies on ferromagnetic semiconductor heterostructures are underway and novel phenomena and properties are being investigated [7-9]; these new properties of the Fe-doped FMS-based materials and devices provide novel functionalities for future spin-based electronics.

This work was partly supported by Grants-in-Aid for Scientific Research (Nos. 16H02095, 17H04922, and 18H05345), CREST of JST (No. JPMJCR1777), and Spintronics Research Network of Japan (Spin-RNJ).

## References

- [1] N. T. Tu, P. N. Hai, L. D. Anh, and M. Tanaka, *Appl. Phys. Lett.* **108**, 192401 (2016).
- [2] L. D. Anh, D. Kaneko, P. N. Hai, and M. Tanaka, *Appl. Phys. Lett.* **107**, 232405 (2015).
- [3] P. N. Hai, L. D. Anh, S. Mohan, T. Tamegai, M. Kodzuka, T. Ohkubo, K. Hono, and M. Tanaka, *Appl. Phys. Lett.* **101**, 182403 (2012); M. Tanaka, S. Ohya, and P. N. Hai (*invited paper*) *Appl. Phys. Rev.* **1**, 011102 (2014).
- [4] N. T. Tu, P. N. Hai, L. D. Anh, and M. Tanaka, *Appl. Phys. Express* **11**, 063005 (2018).
- [5] L. D. Anh, P. N. Hai, and M. Tanaka, *Nature Commun.* **7**, 13810 (2016).
- [6] L. D. Anh, P. N. Hai, and M. Tanaka, *Appl. Phys. Lett.* **112**, 102402 (2018).
- [7] K. Takiguchi, L. D. Anh, T. Chiba, T. Koyama, D. Chiba, and M. Tanaka, *Nature Phys.* **15**, 1134 (2019).
- [8] T. Nakamura, L. D. Anh, Y. Hashimoto, S. Ohya, M. Tanaka, S. Katsumoto, *Phys. Rev. Lett.* **122**, 107001 (2019).
- [9] S. Goel, L. D. Anh, S. Ohya, and M. Tanaka, *Phys. Rev. B* **99**, 014431 (2019).

# Room-temperature germanium spintronics developed by atomically controlled heterointerfaces

Kohei Hamaya

Center for Spintronics Research Network, Graduate School of Engineering Science,  
Osaka University, Toyonaka 560-8531, Japan

Semiconductor (SC) spintronics is expected for the achievement of novel logic and memory architectures with low power consumption in future electronics<sup>1)</sup>. In particular, because of the compatibility with CMOS technologies and optical communication on the silicon platform (Si-photonics), germanium (Ge)-based spintronic technologies have so far been developed<sup>2)</sup>. To operate Ge spintronic devices with nonvolatile memory effect above room temperature, it is essential to obtain sufficiently large local two-terminal magnetoresistance (MR) signals. Unfortunately, the value of room-temperature MR ratio in *n*-Ge-based lateral spin-valve devices has been less than 0.001 %<sup>3,4)</sup>.

In this talk, we introduce a new method for enhancing room-temperature MR ratio in Ge spintronic devices. Here, we utilize an atomic-layer termination technique in addition to our unique technology with ferromagnetic (FM) Heusler alloy/Ge Schottky-tunnel contacts on Si substrates<sup>2)</sup>. When we insert five-six Fe atomic layers between the Heusler-alloy spin injector and the Ge layer, the quality of the Heusler alloy near the interface is significantly improved<sup>5)</sup>. As a result, even at room temperature, we can obtain a large MR ratio of 0.04 %<sup>5)</sup>, two orders of magnitude larger than those in previous works<sup>3,4)</sup>. For obtaining the highest MR ratio, we can reduce the electric power down to ~ 0.12 mW, one order of magnitude lower than that (~ 1.15 mW) in Si-based devices with MgO tunnel barriers<sup>6)</sup>. Because the MR ratio at 8 K reaches 0.43 % for above devices<sup>5)</sup>, we also explore the degradation mechanism of the MR ratio with increasing the temperature (*T*). From the analyses based on the standard one-dimensional spin-diffusion model<sup>7)</sup>, we can verify the temperature dependence of the FM/Ge interface spin polarization (*P*). As consequences, the decay mechanism of the FM/SC interface *P* with increasing temperature can be interpreted in terms of the  $T^{3/2}$  law meaning a model of the thermally excited spin waves in the FM electrodes<sup>8)</sup>. Also, we confirm that the temperature-dependent magnetization of the ultra-thin FM layer just on top of Ge is strongly related to the degradation of the MR ratio<sup>8)</sup>. Therefore, the strong ferromagnetism of the FM layer near the interface is essential for high-performance Ge spintronics devices above room temperature.

The author appreciates good collaborative research with Prof. K. Sawano, Prof. V. Lazarov, Prof. T. Oguchi, Prof. R. Nakatani, Prof. Y. Shiratsuchi, Prof. S. Ohya, Dr. T. Fukushima, Dr. M. Yamada, Dr. S. Yamada, and the colleagues of our group in Osaka University. This work was partly supported by a Grant-in-Aid for Scientific Research (S) (No. 19H05616) from the Japan Society for the Promotion of Science (JSPS) and the Spintronics Research Network of Japan (Spin-RNJ).

## References

- 1) M. Tanaka and S. Sugahara, IEEE Trans. Electron Devices **54**, 961 (2007).
- 2) K. Hamaya *et al.*, J. Phys. D: Appl. Phys. **51**, 393001 (2018).
- 3) M. Tsukahara, KH *et al.*, Appl. Phys. Express **12**, 033002 (2019).
- 4) Y. Fujita, KH *et al.*, Phys. Rev. B **100**, 024431 (2019).
- 5) M. Yamada, KH *et al.*, NPG Asia Mater. **12**, 47 (2020).
- 6) M. Ishikawa, KH *et al.*, IEEE Trans. Magn. **54**, 1400604 (2018).
- 7) A. Fert and H. Jaffrès, Phys. Rev. B **64**, 184420 (2001).
- 8) M. Yamada, KH *et al.*, (submitted).

## Spintronics using local angular momentum of surface acoustic wave

Y. Nozaki<sup>1,5</sup>, S. Tateno<sup>1</sup>, Y. Kurimune<sup>1</sup>, M. Matsuo<sup>2,3,4</sup> and S. Maekawa<sup>4,2</sup>  
 (<sup>1</sup>Keio Univ., <sup>2</sup>UCAS, <sup>3</sup>JAEA, <sup>4</sup>RIKEN, <sup>5</sup>CSRN Keio Univ.)

Spin-vorticity coupling (SVC), which is one of the general relativistic effects in rotating body, enables us to convert mechanical angular momentum with magnetization, i.e. spin and/or orbital angular momentum of electrons. Since a novel type of spin current (SC) generation via SVC in a surface acoustic wave (SAW) was theoretically predicted by Matsuo et al.<sup>1)</sup>, experimental studies on the SVC had been reported by several groups. Recently, we have succeeded to demonstrate a spinwave resonance (SWR) excitation via alternating SC generated in a NiFe(20 nm)/Cu(200 nm) bilayer deposited on piezoelectric LiNbO<sub>3</sub> substrate when the Rayleigh-type SAW is applied<sup>2)</sup>. However, there are still some open questions. First, there is no clear evidence that a gradient of SAW vorticity needed for SC generation exists in 200-nm-thick Cu film. Second, to understand the SVC quantitatively, we must evaluate the alternating SC in Cu as a function of amplitude of lattice deformation. Third, the theory expects two different sources for spin accumulation. One is the time derivative of local angular momentum  $\mathcal{Q}$ , and the another is  $\mathcal{Q}$  itself. We must examine which is dominant contributor for the SC generation. Moreover, there is a renormalization factor in the analytical expression of SC which is hard to be determined theoretically. It is significant to quantify this factor because the magnitude determines the conversion efficiency between the local angular momentum of the SAW and spin angular momentum. To improve the understanding in the microscopic mechanism of the angular momentum conversion between microscopic electron spin and macroscopic angular momentum in the SAW, we need quantitative information on the magnitude and spatial distribution of the SAW in the bilayer system.

In this symposium, we will show our recent experimental studies on (i) highly nonreciprocal SWR excited using magnetoelastic coupling in Ni/Si bilayer<sup>3)</sup>, (ii) reciprocal SWR excited using gyromagnetic coupling in NiFe single layer<sup>4)</sup>, and (iii) electrical measurement of alternating SC in NiFe/Cu bilayer<sup>5)</sup>. The nonreciprocity of the SWR owing to a shear strain component was strongly enhanced by embedding the Ni far from the surface. From the variation of the nonreciprocity on the thickness of Si covered on the Ni, we can estimate the depth profile of the relative amplitude of the shear strain component with respect to the longitudinal strain component that gives the spatial distribution of the SAW. Moreover, a picometer order SAW amplitude averaged over the NiFe film was experimentally evaluated from the amplitude of SWR excited via gyromagnetic effect whose amplitude was simply given by the vorticity of SAW. Finally, from the comparison between the amplitude of the alternating SC in NiFe/Cu bilayer and the SAW amplitude evaluated, we found that the conversion efficiency of the angular momentum from the SAW to the electron spin was much larger than in the spin current generation using a vorticity of liquid metal<sup>6)</sup>. Theoretically, the conversion efficiency of the angular momentum from the lattice into electron spins becomes larger when the difference of the energy scales is smaller between lattice motion and spins. Consequently, the renormalization factor of the elastic system is much larger than that of the liquid-metal flow because the elastic motion of our setup is in the gigahertz range whereas the vorticity of the liquid-metal flow is in the kilohertz range.

### Reference

- 1) M. Matsuo, J. Ieda, K. Harii, E. Saitoh, and S. Maekawa, *Phys. Rev. B* **87**, 180402(R) (2013).
- 2) D. Kobayashi, T. Yoshikawa, M. Matsuo, R. Iguchi, S. Maekawa, E. Saitoh, and Y. Nozaki *Phys. Rev. Lett.* **119**, 077202 (2017).
- 3) S. Tateno and Y. Nozaki, *Phys. Rev. Applied* **13**, 034074 (2020).
- 4) Y. Kurimune, M. Matsuo and Y. Nozaki, *Phys. Rev. Lett.* **124**, 217205 (2020).
- 5) S. Tateno, M. Matsuo and Y. Nozaki, *Phys. Rev. B.* **102**, 104406 (2020).
- 6) M. Matsuo, Y. Ohnuma, and S. Maekawa, *Phys. Rev. B* **96**, 020401(R) (2017).

## Controlling antiferromagnetic resonances

Takahiro Moriyama<sup>1</sup>, Kensuke Hayashi<sup>2</sup>, Keisuke Yamada<sup>2</sup>, Mitsuhiro Shima<sup>2</sup>, Yutaka Ohya<sup>2</sup>,  
Yaroslav Tserkovnyak<sup>3</sup> and Teruo Ono<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Institute for Chemical Research, Kyoto University

<sup>2</sup>Department of Materials Science and Processing, Graduate School of Natural Science and Technology,  
Gifu University

<sup>3</sup>Department of Physics and Astronomy, University of California Los Angeles

In antiferromagnetic spintronics where manipulation of the antiferromagnetic spins is a central technological challenge<sup>1</sup>, it is important to understand the dynamic properties, especially their THz spin dynamics and the magnetic damping. While both experimental and theoretical investigations of the antiferromagnetic resonance began in 1950s<sup>2</sup>, they have been recently revisited with more advanced experimental techniques<sup>3,4</sup> as well as with more rigorous theoretical treatments<sup>5</sup> in the context of emerging antiferromagnetic spintronics. In the early stage of the investigations, the state-of-art spectroscopy with a rather inefficient and weak far-infrared source<sup>1</sup> was employed to investigate various antiferromagnets, such as NiO, CoO, MnO, and Cr<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Although their high resonant frequencies have been experimentally confirmed, the experimental technique at the time was not sufficiently sensitive to withstand detail analyses of the spin dynamics and the magnetic damping. Moreover, importance of the magnetic damping in antiferromagnet was not seriously argued. However, thanks to the recent development of the THz technologies, frequency-domain THz spectroscopies with much better sensitivity than before has now become accessible and affordable for investigating in more detail the spin dynamics in antiferromagnets.

The talk will be based on our recent results on (1) frequency-domain THz spectroscopies of antiferromagnetic NiO and the detail analysis of the antiferromagnetic damping<sup>6</sup>, (2) observation of the THz spin pumping effect in NiO/Pt and NiO/Pd<sup>7</sup>, and (3) control of the antiferromagnetic resonance properties by cation substitutions of NiO<sup>8</sup>.

This work was supported by the JSPS KAKENHI Grants Nos. 17H04924, 15H05702, 17H04795, 18H01859, 17H05181 (“Nano Spin Conversion Science”), and by the Collaborative Research Program of Institute for Chemical Research, Kyoto University.

### References

- 1) V. Baltz *et al.*, *Rev. Mod. Phys.* **90**, 015005 (2018).
- 2) L. R. Maxwell *et al.*, *Rev. Mod. Phys.* **25**, 279 (1953).
- 3) T. Kampfrath *et al.*, *Nat. Photon.* **5**, 31 (2011).
- 4) T. Satoh *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 77402 (2010).
- 5) A. Kamra *et al.*, *Phys. Rev. B* **98**, 184402 (2018).
- 6) T. Moriyama *et al.*, *Phys. Rev. Mater.* **3**, 051402 (2019).
- 7) T. Moriyama *et al.*, *Phys. Rev. B* **101**, 060402 (2020).
- 8) T. Moriyama *et al.*, *Phys. Rev. Mater.* **4**, 074402 (2020).

## Interfacial multiferroics with perpendicular magnetic anisotropy

Tomoyasu Taniyama

(Department of Physics, Nagoya University, Furo-cho, Chikusa, Nagoya 464-8602, Japan)

Multiferroic materials have a great potential for low-power manipulation of magnetization orientation using an electric field, where the cross coupling between the ferroic orders such as magnetization, electric polarization, strain, etc. plays a critical role<sup>1-3</sup>). In general, the ferroic phase transition temperatures of single-phase multiferroics is lower than room temperature, requiring alternative material systems with multiferroic properties for spintronic applications. In this study, we investigate electric field driven magnetization switching of ferromagnetic/ferroelectric (ferroelastic) interfacial multiferroics with perpendicular magnetic anisotropy (PMA), where the multiferroic properties appear at room temperature<sup>4-7</sup>).

The first example which we study is [Cu/Ni] multilayer/ferroelectric BaTiO<sub>3</sub>(001) interfacial multiferroics with PMA. Since there are two types of ferroelectric domains, i.e., *a*- and *c*-domains, in BaTiO<sub>3</sub> at room temperature, different misfit strains are exerted on the [Cu/Ni] multilayer on *a*- and *c*-domains. Such strain gives rise to a change in the magnetization orientation on each domain through the magnetoelastic coupling. This enables to control the magnetization orientation of [Cu/Ni] multilayers by driving the ferroelectric *a* – *c* domain wall in an electric field. With this approach, we demonstrate electric field control of the magnetization orientation of [Cu/Ni] multilayers between out-of-plane and in-plane. Also, X-ray magnetic circular dichroism measurements show that modulation of the orbital magnetic moments of Ni layers occurs in an electric field while no visible changes in the spin magnetic moments are seen. These results clearly indicate that the orbital magnetic moment that could be manipulated by electric field induced strain is responsible for the magnetization switching in [Cu/Ni] multilayer/BaTiO<sub>3</sub> interfacial multiferroics.

Another example of interfacial multiferroics with PMA is [Cu/Ni] multilayer/ferroelectric 0.7Pb(Mg<sub>1/3</sub>Nb<sub>2/3</sub>)O<sub>3</sub>-0.3PbTiO<sub>3</sub>(001) (PMN-PT) heterostructures. PMN-PT has 8 equivalent  $\langle 111 \rangle$  crystallographic orientations, along which the ferroelectric polarization favors to align. When an electric field is applied across the PMN-PT substrate, either 71°, 180°, or 109° switching of ferroelectric polarization occurs, thereby interfacial strain transferred from PMN-PT to [Cu/Ni] multilayer could trigger the magnetization switching. In this work, we demonstrate electric field modulation of the magnetic domain structures of [Cu/Ni] multilayer/PMN-PT using Kerr microscopy. When the out-of-plane magnetic field is swept from the positive saturation to a small negative magnetic field ( $\sim -45$  Oe), partial reversal of the magnetization occurs, thereby a maze-type domain structure appears. As an electric field is applied at the small negative magnetic field, a clear evolution of the reversed magnetic domains is observed. The result is compatible with separate Kerr magnetometry experiments, where multilevel magnetization states can be seen by an electric field. The underlying mechanism of the evolution of the magnetic domain structure will be discussed based on possible distinct interfacial strain for 71°, 180°, or 109° switching of ferroelectric polarization in PMN-PT.

This work was supported in part by JST CREST Grant No. JPMJCR18J1, JSPS Bilateral Joint Research Projects Grant No. JPJSBP120197716, and the Asahi Glass Foundation.

### References

- 1) T. Taniyama: *J. Phys.: Condens. Matter*, **27**, 504001 (2015).
- 2) K. J. A. Franke and T. Taniyama: *Phys. Rev. X*, **5**, 011010 (2015).
- 3) S. P. Pati and T. Taniyama: *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **53**, 054003 (2020).
- 4) Y. Shirahata, T. Taniyama, et al.: *NPG Asia Mater.*, **7**, e198 (2015).
- 5) D. L. González, T. Taniyama et al.: *AIP Advances*, **7**, 035119 (2017).
- 6) J. Okabayashi, Y. Miura, and T. Taniyama: *npj Quantum Mater.*, **4**, 21 (2019).
- 7) S. P. Pati, I. Suzuki, S. Sugimoto, and T. Taniyama: Abstract of 44th Annual Conference on Magnetism in Japan (2020).

## Electric operation of magnetic skyrmions

Shinya Kasai<sup>1,2)</sup>

(1. NIMS, 2. JST-PRESTO)

A magnetic skyrmion is a topological spin texture that originated from the competition between the exchange interaction and Dzyaloshinskii-Moriya interaction [1-4]. Skyrmions in bulks can be driven by the electric current through the spin-transfer torque with the extremely low threshold current density of  $10^6$  A/m<sup>2</sup> [5] compared to that for the domain walls of  $10^{10}$ - $10^{12}$  A/m<sup>2</sup>. In addition to their small domain size ranging from several nm to 1  $\mu$ m, this outstanding property offers new spintronics applications, including the non-volatile magnetic memories and current-driven shift resistors. From an application point of view, ultrathin magnetic heterostructures are favorable systems rather than bulk magnets because of their compatibility with existing spintronic technologies. Intensive studies related to the skyrmion observation, driving, and manipulation have been reported in Co-based and CoFeB-based heterostructures [6-8].

Here we demonstrate the current-driven skyrmion motion in Ir/Co/Pt thin films and MgO/CoFeB/W thin films. In the Ir/Co/Pt system, skyrmions can be observed under the hysteresis for a magnetic field, indicating that the skyrmion phase is thermally stable. Skyrmions segregate in the transverse direction to the current flow via the skyrmion Hall effect, which shows scalability for current density and wire width [9]. We also demonstrate several new findings: the significant material dependence of skyrmion dynamics, multiplication of skyrmions at the non-linear regime, and non-local accumulation of nonequilibrium skyrmions over several tens  $\mu$ m [10]. These results suggest the importance of skyrmions' collective nature, while only the behaviors of a single skyrmion have been discussed in previous studies. On the contrary, in the MgO/CoFeB/W systems, skyrmions can be observed as the transformation from the stripe domains by the current pulses, indicating that the skyrmion phase is metastable. Besides, the skyrmion Hall effect is much smaller than that in the Ir/Co/Pt system. The result suggests the difference in skyrmions' current-driven mechanism between MgO/CoFeB/W and Ir/Co/Pt systems.

### Reference

- 1) I. E. Dzyaloshinskii, J. Phys. Chem. Sol. **4**, 241 (1958)
- 2) T. Moriya, Phys. Rev. **120**, 91 (1960)
- 3) S. Muhlbauer, B. Binz, F. Jonietz, C. Pfleiderer, A. Rosch, A. Neubauer, R. Georgii, and P. Boni, Science **323**, 5916 (2009)
- 4) X. Z. Yu, Y. Onose, J. H. Park, J. H. Han, Y. Matui, N. Nagaosa, and Y. Tokura, Nature **465**, 901-904 (2010)
- 5) X. Z. Yu, N. Kanazawa, W. Z. Zhang, T. Nagai, T. Hara, K. Kimoto, Y. Matsui, Y. Onose, and Y. Tokura, Nat. Commun. **3**, 988 (2012)
- 6) W. Jiang, P. Upadhyaya, W. Zhang, G. Yu, M. B. Jungfleisch, F. Y. Fradin, J. E. Pearson, Y. Terkovnyak, K. L. Wang, O. Heinomen, S. G. E. Velthuis, and A. Hoffmann, Science **349**, 283 (2015)
- 7) K. Litzius, I. Lemesh, B. Krüger, P. Bassirian, L. Caretta, K. Richter, F. Büttner, K. Sato, O. A. Tretiakov, J. Förster, R. M. Reeve, M. Weigand, I. Bykova, H. Stoll, G. Schütz, G. S. D. Beach, and M. Kläui, Nat. Phys. **13**, 170 (2017)
- 8) R. Tolley, S. A. Montoya, and E. E. Fullerton, Phys. Rev. Mater. **2**, 044404 (2018)
- 9) S. Sugimoto, S. Kasai, E. Anohkin, Y. K. Takahashi, and Y. Tokura, Appl. Phys. Expr. **12**, 073002 (2019).
- 10) S. Sugimoto, W. Koshibae, S. Kasai, N. Ogawa, Y. Takahashi, N. Nagaosa, and Y. Tokura, Sci. Rep. **10**,1 (2020)

# Antiferromagnetic Insulatronics: Spintronics without magnetic fields

Mathias Kläui<sup>1,2,3,\*</sup>

<sup>(1)</sup>Institute of Physics, Johannes Gutenberg-University Mainz, 55128 Mainz, Germany)

<sup>(2)</sup>Graduate School of Excellence Materials Science in Mainz, 55128 Mainz, Germany)

<sup>(3)</sup>Centre for Quantum Spintronics, NTNU, 7034 Trondheim, Norway)

(\*IEEE Magnetics Society Distinguished Lecturer)

While known for a long time, antiferromagnetically ordered systems have previously been considered, as expressed by Louis Néel in his Nobel Prize Lecture, to be “interesting but useless”. However, since antiferromagnets potentially promise faster operation, enhanced stability with respect to interfering magnetic fields and higher integration due to the absence of dipolar coupling, they could potentially become a game changer for new devices. The zero net moment makes manipulation using conventional magnetic fields challenging. However recently, these materials have received renewed attention due to possible manipulation based on new approaches such as photons [1] or spin-orbit torques [2]. In this talk, we will present an overview of the key features of antiferromagnets to potentially functionalize their unique properties. This includes writing, reading and transporting information using antiferromagnets.

We recently realized switching in the metallic antiferromagnet Mn<sub>2</sub>Au by intrinsic staggered spin-orbit torques [3,4] and characterize the switching properties by direct imaging. While switching by staggered intrinsic spin-orbit torques in metallic AFMs requires special structural asymmetry, interfacial non-staggered spin-orbit torques can switch multilayers of many insulating AFMs capped with heavy metal layers.

We probe switching and spin transport in selected collinear insulating antiferromagnets, such as NiO [5-7], CoO [8,9] and hematite [10,11]. In NiO and CoO we find that there are multiple switching mechanisms that result in the reorientation of the Néel vector and additionally effects related to electromigration can obscure the magnetic switching [5,7,9]. For the spin transport, spin currents are generated by heating as resulting from the spin Seebeck effect and by spin pumping measurements and we find in vertical transport short (few nm) spin diffusion lengths [6,8].

For hematite, however, we find in a non-local geometry that spin transport of tens of micrometers is possible [10,11]. We detect a first harmonic signal, related to the spin conductance, that exhibits a maximum at the spin-flop reorientation, while the second harmonic signal, related to the Spin Seebeck conductance, is linear in the amplitude of the applied magnetic field [10]. The first signal is dependent on the direction of the Néel vector and the second one depends on the induced magnetic moment due to the field. We identify the domain structure as the limiting factor for the spin transport [11]. We recently also achieved transport in the easy plane phase [12], which allows us to obtain long distance spin transport in hematite even at room temperature [12]. From the power and distance dependence, we unambiguously distinguish long-distance transport based on diffusion [10,11] from predicted spin superfluidity useful for logic [13].

## Reference

- 1) A. Kimel et al., Nature 429, 850 (2004).
- 2) J. Zelezny et al., Phys. Rev. Lett. 113, 157201 (2014); P. Wadley et al., Science 351, 587 (2016).
- 3) S. Bodnar et al., Nature Commun. 9, 348 (2018)
- 4) S. Bodnar et al., Phys. Rev. B 99, 140409(R) (2019).
- 5) L. Baldrati et al., Phys. Rev. Lett. 123, 177201 (2019)
- 6) L. Baldrati et al., Phys. Rev. B 98, 024422 (2018); L. Baldrati et al. Phys. Rev. B 98, 014409 (2018)
- 7) F. Schreiber et al., Appl. Phys. Lett. 117, 082401 (2020)
- 8) J. Cramer et al., Nature Commun. 9, 1089 (2018)
- 9) L. Baldrati et al., Phys. Rev. Lett. 125, 077201 (2020)
- 10) R. Lebrun et al., Nature 561, 222 (2018).
- 11) A. Ross et al., Nano Lett. 20, 306 (2020).
- 12) R. Lebrun et al., arxiv:2005.14414 (2020) (Nature Comms. in press).
- 13) Y. Tserkovnyak et al., Phys. Rev. Lett. 119, 187705 (2017).