J. Magn. Soc. Jpn., 37, 309-313 (2013) <Paper>

Magnetic State of Metallic Pillar Device in Spin Torque Oscillation

Kousaku Miyake, Daisuke Monma, and Masashi Sahashi
Department of Electronic Engineering, Tohoku Univ., *6-6-05 Aramaki, Aza-Aoba, Aoba-ku, Sendai 980-8579, Japan*

Both spin-torque oscillation spectra and dV/dI-I curves were measured for a metallic current-perpendicular-to-plane magnetoresistance (CPPGMR) device that had an elliptical nano-pillar shape. The spin-torque oscillation was emitted in a limited magnetic field range near the parallel state when a field was applied to the hard axis of the ellipse. The relative angle was estimated from the dV/dI-I curves for spin torque oscillation state. The relative angle change maintained an intermediate angle between parallel and anti-parallel states with a wide bias current range and the dV/dI-I curve hardly exhibited any hysteresis, peaks, or switching when the device emitted an rf signal. The oscillation frequency was stable against the bias current increase when the change in relative angle change was also stable.

Key words: Spin torque oscillator, CPPGMR, magnetization process

スピントルク発振状態における金属ピラーデバイスの磁化状態

三宅耕作・門間大輔・佐橋政司
東北大学大学院工学研究科 電子工学専攻，宮城県仙台市青葉区荒巻字青葉 6-6-05（〒980-8579）

1. 序論

スピントルク発振器は、振動子として磁性体の歳差運動を用い、その歳差運動をスピン注入によって引き起こすデバイスである。スピントルク発振器は1～100 GHz帯域の発振器としてはナノサイズで・低消費電力であることから、信号源のみならず、半導体実装部品、磁気ヘッド内部に組み込むことが可能な微細な交流磁場発生器などの応用が期待され注目を集めている。スピントルク発振は100 nm程度のサイズの、ピラー型[1]・ポイントコンタクト型[2]などの素子形状をした磁気抵抗素子に大きな電流密度を生じさせることで駆動する。

スピントルク発振はこれまで、多くの研究がなされているが、実際に実験を行うと発振スペクトルの特性（周波数・強度・線幅）の再現性が低く、同じウエハ上に作製した同形状のデバイスにおいても、同一のバイアス電流・磁場条件で同様の発振スペクトルが得難い。また、バイアス電流の増大に対しても単純に強度が増大し続けずに、ある電流で消失する。また、周波数変調が単調ではなく、産業的なデバイス実用の妨げとなっている。

スピントルク発振は、単純には、ある磁化方向の周りで、スピン注入によって生じるトルクとダンピングトルクがほぼ釣り合った状態で歳差運動が維持される場合に生じる。一方で、スピントルクは磁化スイッチングを生じさせるため、スイッチングと発振は、それぞれ、どのような場合に発現し、発振状態では、なぜスイッチしないのかという単純な疑問を生じる。数値計算ではスピントルク発振は、磁場や磁気異方性などで磁化反転を抑えた、限られた磁化状態でスピン注入を行うと生じることが知られている[3]。実験的には発振強度を増大させるために電流を変化させながら測定するため、磁化状態の変化に伴って発振状態が変化する可能性が考えられる。この磁化状態の変化は、有限温度における外部磁場による確率的な磁化過程と同様に、素子の微細な構造の違いや熱的な環境、測定時間に依存するため、実際には数値計算とは異なる結果になる可能性がある。

また、電流強度を非常に大きくすると、素子の破壊やブロッキング温度の影響などを考慮に入れなくても、発振は徐々に減衰し、消失するため、電流に上限が生じる。この原因としては、ジュール熱の増大による素子の温度上昇やスピントルクの影響による磁化配置の変化などが推測されるが、素子依存性の問題が大きく実験的に定量的な研究はなされていない。

電流に対する磁化状態の変化は微分抵抗によって、よく評価される。微分抵抗の電流依存性のグラフには磁化のスイッチングに加えて、非常に大きなピークやディップ構造が観測される[4,5]。とくに、このピークは発振の前駆現象であると理解されている。スイッチングは、電流の変化に対して非可逆的に磁化反転が生じ、平行または反平行配置となり、スピントルクが生じない状態になる現象である。巨大なピーク（ディップ）構造はロックインアンプによって交流振幅データとして試料電圧や電流を測定する際に、直流に重畳した微小な交流入力が時間とともに繰り返し臨界電流を横切る際にダイナミカルな磁化回転に伴って抵抗が変化することで、ひずんだ波形振幅が DC 抵抗から予測される電圧よりも大きく（小さく）測定されるためであり、相対角度が増大（減少）する方向に変化する際に現れる。これらは磁化の相対角度の交流電流成分の増減に対する変化がスイッチングと異なり可逆的であるために生じ、歳差運動による発振と比べて非常に微小な電流の変化に対して測定周波数程度で起きる大角・低周波数の不安定な磁化運動である。

一方、スピントルク発振は、たとえば Kiselev[1] らによる報告にあるように、微分抵抗曲線にスイッチングやピーク構造が比較的見られない安定な抵抗状態で観測されている。しかし微分抵抗曲線には電流増大にともなうジュール発熱の影響が２次関数として重畳しているため、磁化状態は単純な計算では読み取れない。

また、スピントルク発振は原理的には平行または反平行状態では信号強度が最小になるため発振によって角度が微小に変化していたとしても検出しがたい。すなわち、磁気ヘッドと同様にピン・フリー角度が90度の磁化配置で感度が最大となる。またスピントルク効率も150度前後の角度で最大となるため[6]、垂直磁化膜と面

内異方性磁化膜を組み合わせた素子[7]や、楕円素子の困難軸方向[8]、膜面垂直磁場中の測定[9]などによって効率の良い発振状態を作る研究もなされている。

本研究は、磁化配置の電流に対する変化に注目し、発振状態の磁化配置の安定性について研究を行った。磁化配置は微分抵抗の電流依存性のデータを解析することで相対角度を調べた。

2. 実験方法

試料は Quartz 基板/(Ta 4/Cu 100)$_3$/Ta 20/Ru 2/$Co_{90}Fe_{10}$ 8/Cu 8/$Co_{90}Fe_{10}$ 3/Ru 8 (nm 単位)をイオンビームスパッタ法で成膜したのち、フォトリソグラフィーと電子線リソグラフィー、Ar イオンミリング、リフトオフ法によって、ピラー形状に加工し、膜面垂直通電が行えるようにした。上部電極は Cu 300 nm である。試料は楕円形であり、長軸×短軸の平均サイズは約 130 nm×100 nm であった。保磁力差型巨大磁気抵抗素子であるが、本論文では、厚い磁性層と薄い磁性層をそれぞれ、ピン層、および、フリー層と定義する。

微分抵抗の測定回路を Fig. 1 に示す。2 台のロックインアンプを用い、計装アンプを用いて増幅した交流電圧・交流電流振幅（標準抵抗を使用）をそれぞれ測定して比を取ったものを測定値とした。周波数は 6543 Hz、電流振幅は約 100 μA であり、得られた微分抵抗は DC 抵抗と比較して、数 %の違いがある。発振スペクトルは GS プローブで試料にコンタクトをとり、バイアスティーを用いて直流入力を行い、発生した交流信号を、35 dB アンプで増幅したのち、スペクトラムアナライザーで測定した。RBW は 3 MHz である。微分抵抗と発振測定は異なる装置と電磁石を用いて測定したため、MR 曲線は、ほぼ同一の磁場角度においても若干異なっていた。

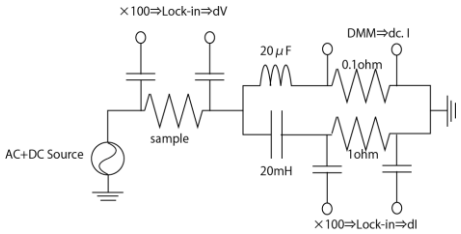

Fig. 1 Measurement circuit for dV/dI-I measurement.

3. 実験結果

楕円形試料の MR カーブは面内の短軸・長軸方向にそれぞれ磁場を印可したとき、試料の一軸異方性を反映して、異なるカーブが得られた (Fig. 2(a))。試料はゼロ磁場でダイポール結合(約 750 Oe 程度)しており、反平行状態となっている。磁場の印可に伴って、平行磁化配置となる。MR 変化率は 1.57 %であり、ΔR は 58 mΩであった。本研究は比較的再現性よく、広い磁場範囲において発振が見られた、困難軸方向に磁場を印可した結果について報告する。

この試料に-2.5 kOe の磁場を印可したのち、磁場を増大させたときの各磁場における発振スペクトルのカラーマップを(Fig. 2(b), (c))に示す。それぞれ、極性の異なる 14.6 mA の電流を注入したときの結果である、平行配置に近い-1.3 から-0.8 kOe の磁場範囲で主にスペクトルが観察された。また、発振は約 10 mA 以上

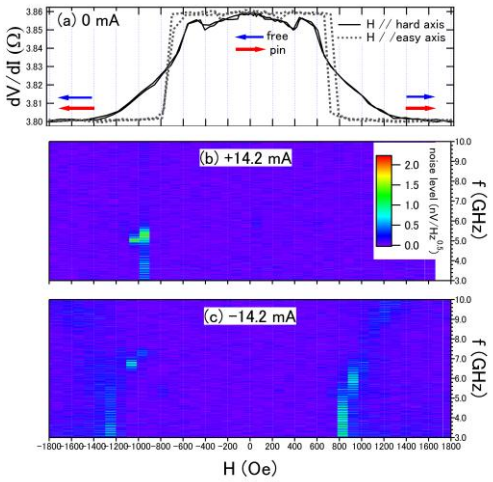

Fig. 2 (a) dV/dI-H curves for different in-plane magnetic field directions of hard axis (black solid line) and easy axis (gray dashed line) in zero bias measurements. (b) and (c) Observed noise spectra map for field and frequency at +14.2 mA and -14.2 mA.

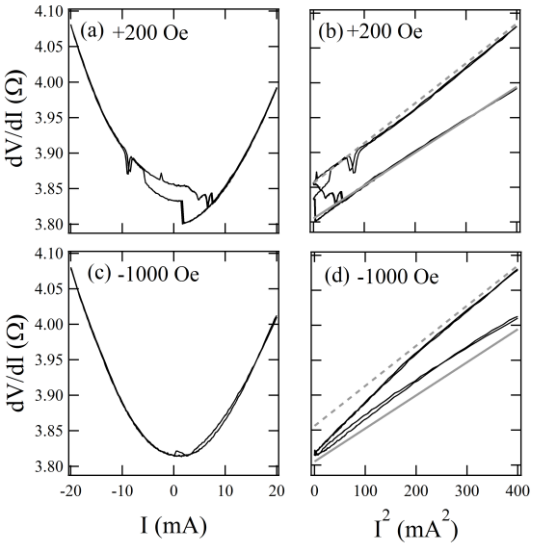

Fig. 3 (a) dV/dI-I curve at +200 Oe. (b)dV/dI-I² curve at +200 Oe. (c) dV/dI-I curve at −1000 Oe. (d) dV/dI-I² curve at −1000 Oe. Dashed and solid gray lines in graphs (b) and (d) correspond to the estimated resistance change if AP and P magnetization states maintain for current change.

の電流強度で得られたが 20 mA 程度の電流で消失した。マイナス電流は電子流がフリーからピン層に流れる方向であり、平行配置を反平行配置に向けるようなトルクが発生している。マイナス方向の電流の方が、発振スペクトルが生じやすい傾向であった。

このように発振が得られる場合の磁化状態はゼロバイアス電流の MR カーブにおいては平行に近い 90 度から 0 度の間の相対角度であると Fig. 2 から理解できるが、実際には大きな電流が流れている状態で磁化状態がゼロバイアス電流の状態からどのように変化しているのか不明である。

次に、各磁場を固定した状態における微分抵抗の電流依存性を測定した。典型的な変化をFig. 3に示す。弱磁場 (Fig.3 (a))ではスピン注入磁化反転に伴うスイッチやピークが見られた。それに対し、強磁場では、電流に対して非対称な曲線が得られたがヒステリシスや大きな変化は見られなかった。発振が観察された-1000 Oe(Fig. 3(b))においては、全体的に変化に乏しい単調な曲線となり、ピークも見られなかった。次に、この dV/dI-I 曲線を電流の自乗に対して整理してグラフに示す(Fig. 3 (b)(d))。磁化配置が電流に対してスピントルクなどの影響によって複雑に変化する場合、単純な曲線とはなりえない。dV/dI 曲線は試料のジュール発熱に伴う２次曲線と磁気抵抗変化が混在しており、磁化状態がスピン電流に対して全く変化しない場合には磁気抵抗変化の成分が含まれず I^2 に対して直線が得られる。すべての磁場における微分抵抗のカーブから、この直線が各電流値でグラフの最も小さな値となるライン(+200 Oe の平行状態・Fig. 3(b)(d)の灰色点線)と、最も大きな値のラインを通る直線上(0 Oe の反平行状態・Fig. 3(b)(d)の灰色線)を平行・反平行配置が維持されている状態とみなすと、それらの中間の抵抗値から、磁性層の相対角度をおおまかに推定できる。発振が見られた-11 kOe の微分抵抗の値は広い電流範囲で平行でも反平行でもない中間的な抵抗を取っており、大きな電流を入力しても、平行・反平行状態からずれた状態を維持していることが分かる。

次に、この微分抵抗の値を相対角度に変換することを考える。巨大磁気抵抗効果は磁化の相対角度θに対して

$$R(\theta) = R(0) + \frac{\Delta R}{2}(1-\cos\theta). \qquad (2)$$

と表せる。金属素子抵抗は温度に比例しており、温度は熱容量 (比熱) が高温であまり変化しない場合、入力電力 RI^2 に比例して上昇する。従って、入力電力は電極抵抗と素子抵抗の和に比例しており、２次曲線を

$$R(I,\theta) = R(\theta) + C(\theta)I^2. \qquad (3)$$

と表されるものする。パラメーターCは素子周辺の温度分布に影響する２端子抵抗と関係しており、この抵抗に比例していると仮定する。一般的には素子中心温度が最も高くなり、その周辺に温度分布が生じているはずである。温度に対する熱容量や熱伝導率は素子の材料物質が混在するため、複雑に変化すると考えられるが、実験的にはピラー型素子では広い電流範囲で良く自乗則に従って変化することが知られており[10]、磁気ヘッドに対する熱の影響[11,12]についても、計算と実験で求めた温度が良く一致することが知られている。従ってこのような非線形効果の影響は小さいと考えられる。Cは主に素子抵抗に比例し、巨大磁気抵抗効果による変化を含むため複雑となる。Cが素子抵抗に対して線形に変化すると単純に考えると

$$C(\theta) = C(0) + \{C(\pi) - C(0)\}\frac{R(\theta)-R(0)}{R(\pi)-R(0)}. \qquad (3)$$

と表される。$C(0)$, $C(\pi)$は実験から得られた平行・反平行状態の

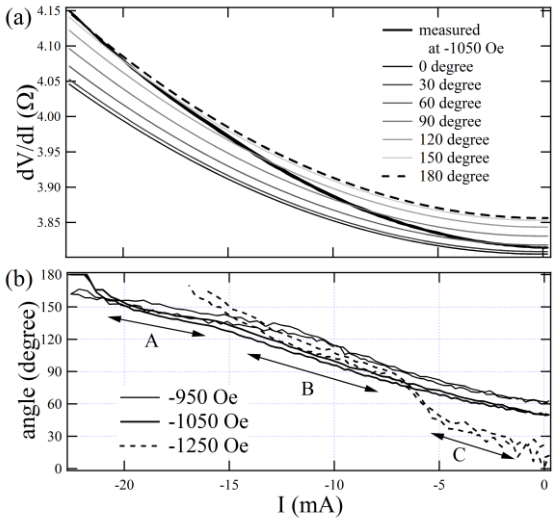

Fig. 4 (a) Measured dV/dI curve at -1050 Oe and analyzed parabolic curves when the magnetization configuration of layers maintained its relative angle. (b) Calculated changes in relative angle from dV/dI curves at -950, -1050, and -1250 Oe. Three different slopes (A, B, and C) can be distinguished.

dV/dI-I^2 グラフにおいて直線的に変化する部分をフィッティングすることで、それぞれ 5.73×10^2 Ω/A^2, 4.73×10^2 Ω/A^2 と得られる。これらの式を組み合わせることで、角度が電流に対して一定の場合にどのような２次曲線が描かれるか推定することができる(Fig.4(a))。このような変換によって微分抵抗と電流のグラフから、角度と電流のグラフを得ることができる(Fig.4(b))。

電流に対する角度は、微分抵抗の測定では判別できなかったが、徐々に変化していることが分かる。電流方向に対して非対称な微分抵抗のカーブが得られていた原因は相対角度の連続的な変化であることが分かる。Figure 4(b)を見ると、異なる三つの磁場において磁化配置の遷移の様子は測定ごとに異なっているが、変化率が変化しながら反平行状態に近づいていることがわかる。ここで注目すべき点は、遷移する電流値は異なるが、変化率がほぼ等しいカーブ(Fig.4(b) A,B,C の領域のスロープ)がほとんど平行に何度も現れており、試料の磁化は測定ごとに電流の印可に対し、電流に対する相対角度の変化率が異なるいくつかの状態を遷移しながら反平行状態に近づいていることがわかる。すなわち、ある相対角度の周りで、電流に対して可逆的に磁化方向が変化する磁化状態がいくつか存在し、その間を遷移していると考えられる。このような複雑な磁化過程は、試料ごとに異なり、試料のセッティングの違いによっても異なるため、加工時に生じる試料の僅かな構造の違いを反映しているものと考えている。

実験で用いた微小磁性体は、微細なグレインの集まりでできており、ミリングなどの加工時にもエッジ部分には凹凸ができるため理想的な楕円形とはなっていない。例えば、一軸磁場の変化や、磁場角度の変更などによって、困難軸方向から連続的に磁化方向を変化させた場合、理想的な楕円体とは異なり、凹凸の影響で、磁化の回転は一意的ではなく、例えば凹凸の尖ったエッジ部分に磁化がピンされやすいなど、磁化の変化は一斉回転モデルで表せ

るような単調な関数で表されない。磁化の角度依存性は、外部磁場に対するエネルギーの準安定点の変化で定性的に説明される。試料に凹凸がある場合には、困難軸方向のエネルギー—角度変化においても、角度変化率の異なる状態が現れると考えられる。この様子は、Fig. 2 の磁気抵抗効果の変化率が磁場ごとに複雑になっている様子にも表れている。この測定で観測された回転角度と電流（トルク）の変化の関係が単純な連続関数とならなかった理由は、スピントルクの磁化回転に与える影響が磁場を変化させた場合に見られる変化と同様に単純ではないことを示唆している。

次に発振が得られた磁場 (-1050 Oe) における相対角度の電流依存性をみると、50 度程度の初期状態から連続的に角度が増大した後に、-10 ～ - 15 mA 程度の電流までなだらかに上昇したのち、約 140 度付近に磁化配置があまり変化しない電流範囲が現れた。

次に、ほぼ同様の磁場・電流条件で、発振スペクトルの電流依存性を測定した。得られた角度の変化と電流-周波数カラーマップを重ね合わせたグラフ(Fig. 5(a)(b)) から、発振周波数は角度の増大に伴って急激に増大したのちに、-10 ～ -15 mA より大きな入力電流で相対角度が変化しにくい状態に至り、周波数の変化も小さくなることが分かる。また、いずれの磁場においても発振周波数は同程度の値となっており、再現性の良い発振状態に至っていることがわかる。

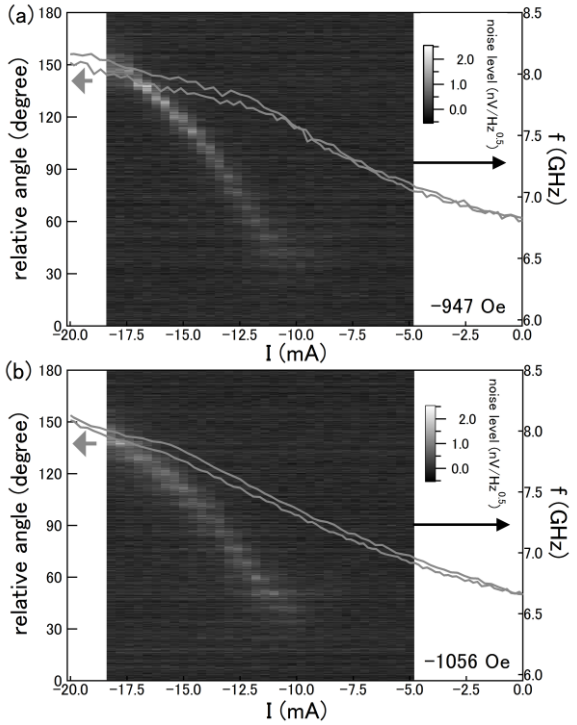

Fig. 5 Overlapping images of change in relative angle (gray solid line) and oscillation spectra map for bias current at (a) -950 Oe and (b) -1050 Oe.

4. 考察

発振周波数は、外部磁場や異方性磁場などによって決まる有効磁場によって決まる歳差運動の周波数を反映している。外部磁場が異なっていても、同様の磁化配置（あるエネルギー準安定点の状態）が実現している場合、外部磁場や異方性磁場、ダイポール磁場を合わせたものが、ほぼ同一の有効磁場となっているものと考えられる。Fig. 5(a)(b)の高バイアス電流でほぼ同一の発振特性となった理由は、非常に近い磁気的な状態を取っていることを反映しているものと考えられる。

発振状態において仮に磁化方向の変化が全く無い場合、スピントルクの増大に対して、磁化の歳差運動の角度が増大し、信号強度が増大すると、周波数はRed shift すると考えられる。また、Q 値の高い純良な発振として自励発振モードが良く知られている [13]。低電流下では周波数の変わらない小振幅の共鳴モードがみられるが、閾電流値周辺では線幅の急増が生じ、モードが転移した後、線幅の減少とパワーの増大が見られる。しかし、この試料においては、電流の増大に対してBlue shift が見られ、大電流下で安定化する傾向がみられた。これは、通常の磁化状態が安定な場合に期待される自励発振モデルの振る舞いとは異なっている。また、複雑な周波数の依存性は、磁性層の磁気結合による光学モードなどの集団励起モードの可能性も考えられるが、周波数も低く、CoFe の強磁性共鳴周波数に近いため、単純なアコースティックモードによるものと考える。ここでは、磁化配置が変化していたことを踏まえると、発振周波数は強磁性共鳴条件に近い値となると考えられるため、このBlue shift の原因は、強磁性共鳴周波数の増大と関連付けて考察を行う。

相対角度の増大とともに140度程度の磁化の相対角度において、発振周波数が最も高くなり、周波数の変化が小さくなった原因を考察する。相対角度の変化が主にスピントルクの影響を受けやすい体積の小さな自由層の磁化回転に伴って生じていると考える。バイアス電流の増大にともなって相対角度が 90 度をまたいで 140 度程度の安定な状態まで変化している。ゼロバイアス下では、外部磁場の影響で平行配置に近い状態であるが、完全に飽和しておらず、いずれの磁性層も飽和していないものと考える。この状態で、自由層は外部磁場と、ピン層から生じた容易軸方向に向けるダイポール磁場、さらに反平行配置に近づけるスピントルクを受けるため、自由層が主に容易軸の方向に向けられる。一方、ピン層にも弱いダイポール磁場と弱いスピントルクが働いている。その状態では、電流に対して自由層が容易軸方向に主に向いた状態が初めに実現し、電流の増大に伴って、最終的に反平行磁化配置に至ると考えられる。

一方、この推測のもとでは、電流の増大に伴って、自由層の磁化の向きがが初期状態の困難軸方向に近い状態から容易軸方向へ回転するに伴って周波数が増大していることがFig. 4 から解釈できる。楕円形試料の容易軸方向に向くに従い、自由層磁化が受ける形状異方性磁場が増大する。また、ダイポール磁場の影響は、反平行配置に近づくにつれて有効磁場を増大させるため、いずれも単磁区状態を仮定したKittel の関係式から強磁性共鳴周波数は増大することが考えられる。電流に対して、自由層磁化の角度が変化し難い高バイアス電流下の状態は、自由層がほぼ容易軸に向けられたことで磁化回転が抑えられた状態に留められているため、周波数の変化が緩やかになっていると解釈できる。

この実験においては、電流に対して角度の変化が急峻な低バイ

アス電流領域と角度の変化が緩やかな高バイアス電流領域が区別できる。角度の変化率が大きな部分では、周波数の変化率が大きい傾向が実験結果から読み取れる。

スピントルク発振状態は実験を通して、限られた磁場範囲で見られた。発振が観測された磁場においては、大電流下で、偶然ある磁化の相対角度を維持する磁化配置をとっており、それは発振信号を効率的に得るために中間的な相対角度を取る必要があるという理論的な条件と適合している。発振が見られる磁場環境下では、電流が微小に変化しても、相対角度が急峻に変化しない磁化過程を実現しており、この試料においては楕円形の形状異方性が有利に働いていると考えられる。

また、微分抵抗の電流依存性と発振現象の発現しやすさを比較すると、電流の変化に対して安定な発振が見られた磁場条件では、ほぼ全ての場合において、微小な電流変化に対して急峻な磁化方向の変化を伴う、スイッチングやピークが観測されなかった。従来の報告では微分抵抗のピーク構造の発生はスピントルク発振が発生する臨界電流を表しており、にもかかわらず、磁化のスイッチングが起きないため発振が生じていると解釈されていた。本研究の実験結果は従来報告された多くの研究結果と異なっている。

ピークは、微小な電流に対する急峻な磁化配置の変化としてとらえると、ピークは単にDC電流の周りの微小な電流変化に対して磁化方向が不安定であるにも関わらず、可逆的な磁化回転であることを示している。これを臨界電流と解釈することは妥当である場合が多いが、実際には単純にダンピングトルクとスピントルクが釣り合った状態で大きな磁化回転が必ずしも起きるわけでは無い。本研究のようにゼロバイアス電流状態で、初めから困難軸方向に近い状態を維持した場合、スピントルクが働き始めても磁化は微小な電流の変化に対して大きく変化しないためピークは現れなかったと理解できる。

また、これは、発振現象が電流に対して比較的緩やかに磁化が変動する場合に発生しやすいことを表している。スピントルクが働くと磁化は非平衡状態となり、スピントルクによって磁化配置を変化させ、スピントルクを解消する低エネルギー状態まで遷移する。一方、スピントルク発振器は大きなゲインを得るために、磁化方向を固定したまま大きな歳差運動を生じさせる必要がある。発振が生じたような状態では、磁化方向の変化があまり起きないため、スピントルクの消失が生じにくく、スピントルクの増大に対して歳差運動を維持する状態が実現しやすいと考えられる。

5. 結論

微細な楕円形CPPGMR素子を作製し、発振の出現と相対角度の関係について調べた。微分抵抗と電流の関係を様々な磁場において測定することで平行配置と反平行配置を決定し、その中間状態の磁化配置を求めた。微分抵抗の曲線において、電流の微小な変化に対して大きな磁化変化が生じている場合には発振は現れず、ヒステリシスがほぼ見られない単調な曲線となっている場合に発振が観察された。また、しばしば微分抵抗曲線に見られるピークの出現は特に発振の出現と関係が無かった。微分抵抗値を相対角度に解析しなおすと、微分抵抗曲線では判別することが困難であったような小さな変化も確認することができた。その結果、特に大電流下で、中間的な相対角度を保ったまま、その角度の変化が小さい場合に発振現象、および、発振周波数が安定になる傾向が確認された。実用化のために安定で再現性の良い発振素子を作製するうえで、磁化配置を中間的な相対角度のまま、バイアス電流の増大に対して磁化配置を維持し続けるような状況を、素子形状による異方性などを利用することによって実現することが重要であることが分かった。

謝辞　本研究は、NEDO省エネルギー革新技術開発事業の援助を受けて行われた。

References

1) S. I. Kiselev, J. C. Sankey, I. N. Krivorotov, N. C. Emley, R. J. Schoelkopf, R. A. Buhrman, D. C. Ralph, E. S. Murdock, R. F. Simmons, and R. Davidson: *nature*, **425**, 380 (2003).
2) W. H. Rippard, M. R. Pufall, S. Kaka, S. E. Russek, and T. J. Silva: *Phys. Rev. Lett*, **92,** 027201 (2004).
3) Jiang Xiao, A. Zangwill and M. D. Stiles: *Phys. Rev. B*, **72**, 014446 (2005).
4) M. Tsoi, A. G. M. Jansen, J. Bass, W.-C. Chiang, M. Seck, V. Tsoi, and P. Wyder: *Phys. Rev. Lett.*, **80,** 4281 (1998).
5) E. B. Myers, D. C. Ralph, J. A. Katine, R. N. Louie, and R. A. Buhrman: *Science* **285**, 867 (1999).
6) J.C. Slonczewski: *J. Magn. Magn. Mat.*, **159**, L1 (1996).
7) D. Houssameddine, U. Ebels, B. Delae, B. Rodmacq, I. Firastrau, F. Ponthenier, M. Brunet, C. Thirion, J.-P. Michel, L. Prejbeanu-Buda, M.-C. Cyrille, O. Redon and B. Dieny: *nature mat.*, **6,** 447 (2007).
8) K. V. Thadani, G. Finocchio, Z.-P. Li, O. Ozatay, J. C. Sankey, I. N. Krivorotov, Y.-T. Cui, R. A. Buhrman, and D. C. Ralph: *Phys. Rev. B*, **78**, 024409 (2008).
9) T. Wada, T. Yamane, T. Seki, T. Nozaki, Y. Suzuki, H. Kubota, A. Fukushima, S. Yuasa, H. Maehara, Y. Nagamine, K. Tsunekawa, D. D. Djayaprawira, and N. Watanabe: *Phys. Rev. B*: **81**, 104410 (2010).
10)A. Fukushima, K. Yagami, A. A. Tulpurkar, Y. Suzuki, H. Kubota, A. Yamamoto and S. Yuasa: *J. J. Appl. Phys.*, **44**, L12 (2005).
11)M. Takagishi, K. Koi, M. Yoshikawa, T. Funayama, H. Iwasaki, and M. Sahashi: *IEEE Trans. Magn.* **38**, 2277 (2002).
12)M. Takagishi, K. Yamada, H. Iwasaki, H. N. Fuke, and S. Hashimoto: *IEEE Trans. Magn.* **46**, 2086 (2010).
13) A. Slavin and V. Tiberkevich: *IEEE Trans. Magn.* **45**, 1875 (2009).

2012年10月23日受理，2013年3月6日再受理，2013年5月10日採録