Oscillation Characteristics of Spin-Torque Oscillator Put in Write Gap of SPT Head

T. Takahashi, S. Asaka, K. Yoshida, and Y. Kanai*

Kogakuin University, 1-24-2 Nishishinjuku, Shinjuku-ku, Tokyo 163-8677, Japan

*Niigata Institute of Technology, 1719 Kashiwazakishi, Fujishashi, Niigata 945-1195, Japan

Microwave-assisted magnetic recording (MAMR) has been proposed as a promising technique to achieve a higher areal recording density over 1.0 Tbit/inch². MAMR requires a spin-torque oscillator (STO) to generate a strong, high-frequency magnetic field to induce magnetic resonance in a recording medium. The oscillation properties of STOs were previously investigated using micromagnetic models. However, simple models were used that neglected the magnetic interactions between the STO and a single-pole-type (SPT) recording head. The interactions and the magnetic field in the gap between the main pole and the trailing shield might strongly affect the oscillating characteristics. Thus, a new simulator that combines an SPT head and an STO simulator, called an integrated MAMR simulator, has been developed. The magnetic interactions between an SPT and an STO are revealed to have considerable effects on the oscillating frequency and the field strength.

Key words: microwave-assisted magnetic recording, spin-torque oscillator, micromagnetic simulation, magnetic interaction

ライトギャップ内に配置した STO 素子の発振特性シミュレーション

高橋 達明・朝香 壮太・吉田 和悦・金井 靖*

工学院大学, 東京都新宿区西新宿 1-24-2 (〒163-8677)

*新潟工科大学, 新潟県柏崎市藤橋 1719 (〒945-1195)

1. はじめに

現在, 磁気記録では 1Tbits/inch² 超の高記録密度を目指し開発が盛んに行われている. 高記録密度化を実現するためにはトリレンマを解決する必要がある. トリレンマとは「媒体磁化の熱揺らぎ, 垂直磁気異方性磁界, ヘッド磁界」の 3 つのトレードオフ関係のことである. その解決法の 1 つとして, 高周波磁界による磁気共鳴を用いたマイクロ波アシスト磁気記録 (Microwave-assisted Magnetic Recording : MAMR) 方式が提案されている^{1)~3)}. この方式では, 磁気ヘッドから発生する記録磁界に直交する面に GHz オーダーの高周波磁界を重畳し, 記録媒体に磁気共鳴を起こさせる. これによってマイクロ波のエネルギーが媒体を構成する磁性粒子に吸収されるため, スイッチング磁界に達しなくても媒体での記録が可能となる. これにより大きな磁気異方性をもつ材料を記録媒体に用いることが可能となり, トリレンマ問題を解決することが可能となる. この方式では 10 GHz 以上の高周波磁界で発振する素子 (Spin Torque Oscillator : STO)が必要である.

STO に関しては多くの報告はあるが, それらは主にシミュレーションによるものであり, 空間的に孤立した条件で検討したものである^{4)~7)}. しかし, STO 素子は SPT 記録ヘッドの Main Pole (MP) と Trailing Shield (TS) 間に配置する. したがって, MP と TS 間のギャップ磁界を実際に取り入れて STO の発振特性を計算する必要がある. また, このとき SPT ヘッドと STO 間の磁気的相互作用を取り入れる必要がある. そこで, 我々は当研究室で開発した磁気記録シミュレーター⁸⁾ (SPT ヘッドシミュレーター) と孤立 STO 素子シミュレーターの統合を試みた^{4)~7)}. 以後, このシミュレーターを統合シミュレーター (integrated simulator) と呼ぶことにする. 本報

告では統合シミュレーターの概要とそれを用いて STO の発振特性の計算を試みた結果を報告する. ここで孤立 STO 素子シミュレーター (isolated STO simulator) とは実際のギャップ磁界や相互作用を考慮していない空間的に孤立した STO の発振特性を計算する従来のシミュレーターを意味する.

2. 計算モデル及び計算条件

Fig.1 に統合計算モデルを示す. Fig.1 に示したように SPT ヘッドの Main Pole と Trailing Shield の間に STO 素子を配置した. Fig.1 の

Fig. 1 Calculation model of integrated simulator.

下図に示したように通常 SPT ヘッドは 5~10 nm のセルで空間を離散化しているのに対して, STO 素子では安定した解を得るにはセルを 3 nm 以下にする必要がある. 今回の計算ではセルサイズを SPT ヘッド領域は 10 nm, STO 素子領域を 2.5 nm に設定した. STO 素子の磁化挙動の計算には次式に示したスピントルク項を含めた Landau-Lifshitz-Gilbert(LLG)方程式を用いた.

$$(1+\alpha^2)\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma\vec{M}\times(\vec{H}_{eff} - \alpha\vec{H}_{st}) - \frac{\lambda}{M_s}\vec{M}\times\vec{M}\times(\alpha\vec{H}_{eff} + \vec{H}_{st}), \quad (1)$$

$$\vec{H}_{st} = a_j\vec{M}_p = \frac{\hbar\eta J}{2eM_s d}\vec{M}_p.$$

式(1)の $\vec{H}_{st}$ は偏極したスピンによる磁界を表すベクトルである. スピントルク磁界 $\vec{H}_{st}$ の方向はリファレンス層の磁化方向($\vec{M}_p$; 単位ベクトル)と等しく, その大きさは a_j で表される. J は注入電流密度, d はSTO素子の膜厚, η はスピン分極率である.

SPT ヘッドと STO 素子間の静磁氣的相互作用は次のように計算した. LLG 方程式を解く時に STO 素子の有効磁界に SPT ヘッドから生じる磁界を加え, 一方 SPT ヘッドの有効磁界を計算する時に STO から生じる磁界を加えた. しかしこの時, SPT 領域と STO 領域にはセルサイズの不一致が生じる. そのため四角柱における内挿計算法を用いることによってこの問題に対処した. 同様に記録媒体と STO の相互作用についても, STO の空間部において計算領域を媒体部にまで拡大することによって, 上記した方法で計算することができる. このような方法でプログラムの大幅な変更を必要とせずに, 全ての相互作用を含めたプログラムを作成することができる. ただし, 今回は本来計算を行わなければならない媒体と STO との相互作用は考慮しておらず, SPT ヘッドと STO 間の相互作用のみに着目している. また, STO のリファレンス層は計算を簡単化するために省略した.

次にそれぞれの計算条件を示す. SPT ヘッドの飽和磁化 M_s を 2.5 T, 磁気異方性定数 K を $3.0\times 10^3 \text{ J/m}^3$, 交換定数 A を $2.0\times 10^{-11} \text{ J/m}$, ダンピング定数 α を 0.1, 励磁電流 I_j は -0.18 A, 時間刻み幅 Δt は 0.2 ps, SPT ヘッドと媒体間のスペーシング 7.5 nm と設定した. 媒体は記録層(Recording Layer: RL), 中間層(Inter Layer: IL), 軟磁性下地層(Soft Under Layer: SUL)から構成されている. SPT ヘッドと Trailing Shield(TS)及び媒体のサイズは Table 1 に示した通りで

Table 1 Geometric sizes of main pole and recording medium.

Items			Dimensions
SPT head	MP	Thickness [nm]	100
		Track width [nm]	70
		Throat height [nm]	50
	TS	Thickness [nm]	180
		Width [nm]	540
		Height [nm]	400
RL	RL thickness [nm]		13
	SUL thickness [nm]		60
	IL thickness [nm]		5

Fig. 2 Oscillating fields calculated with integrated simulator. $K=5.0\times 10^5 \text{ J/m}^3$, $H_{st}=2.0\times 10^4 \text{ A/m}$.

Fig. 3 Oscillating fields calculated with isolated STO simulator.

(a) Without interaction

(b) With interaction

Fig. 4 Effects of interactions between SPT head and STO on oscillating properties. $K=3.0\times 10^5 \text{ J/m}^3$, $H_{st}=2.0\times 10^4 \text{ A/m}$.

ある。なお磁化容易軸は記録層で面垂直方向(z 軸)にした以外は、SPT と SUL はともにクロストラック方向(y 軸)に向けた。

一方 STO の計算条件は、STO サイズは $30 \times 30 \times 10 \text{ nm}^3$ ，飽和磁化 M_s を 2.0 T，磁気異方性定数 K を 3.0×10^5 または $5.0 \times 10^5 \text{ J/m}^3$ ，交換定数 A を $2.0 \times 10^{-11} \text{ J/m}$ ，ダンピング定数 α を 0.02 とした。本来 SPT ヘッドにおいてもダンピング定数を 0.02 とした計算を行う必要があるが、計算時間の関係上異なる値を使用した。今後は 0.02 を使用して計算を行う。磁化容易軸を STO 膜面垂直方向に配向させた。スピントルク磁界 H_{st} を $-2.0 \times 10^4 \sim -6.0 \times 10^4 \text{ A/m}$ (J 換算: $2.4 \times 10^{12} \sim 7.3 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$)，時間刻み幅 Δt を 0.02 ps，スピン分極率 η を 0.5 とした。初期磁化方向は SPT ヘッドと STO 素子ともに y 軸方向とした。

3. 計算結果

3.1 統合シミュレーターにおける発振特性

Fig.2 に SPT ヘッドと STO 素子の相互作用を考慮した、すなわち統合シミュレーターで計算した場合の発振磁界の経時変化を示す。このとき TS サイズは x 方向(down-track)に 180 nm，y 方向(cross-track)に 540 nm，z 方向に 400 nm とした。縦軸は STO 直下 9 nm にある観測面($30 \times 10 \text{ nm}^2$)における平均磁界強度を表している。STO の計算条件は $K=5.0 \times 10^5 \text{ J/m}^3$ ， $H_{st}=-2.0 \times 10^4 \text{ A/m}$ ($J=2.4 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$)である。Fig.2 は磁界の x 成分と y 成分のみを示している。これはヘッドの磁界に対して、直交する成分(x, y 成分)のみが媒体の磁気共鳴に寄与するためである。0 ~ 1 nsの間では発振は不安定であるが、これは y 軸方向に向けた初期磁化が安定発振状態になるまでの過程であり、1 ns 以降で安定した発振が得られる。なお、1 ns 以降では Main pole から発生する磁界は飽和状態となっている。安定発振領域では発振周波数は 8 GHz，高周波磁界振幅値は 30 kA/m となる。そこで、この結果を従来の孤立 STO 素子シミュレーターで計算した結果との比較を行う。

3.2 孤立 STO 素子シミュレーターとの比較

Fig.3 に孤立 STO 素子シミュレーターの計算結果を示す。この時、外部磁界として加えた磁界は統合シミュレーターで計算時に相互作用を考慮した計算において、STO に印加される磁界(後に Fig.6 に示す)である。Fig.2 と比較すると、発振周波数は統合シミュレーターでは 8 GHz であったのに対し、孤立 STO 素子シミュレーターでは 16 GHz である。統合することで発振周波数は 2 分の 1 に低下したことが確認できる。さらに、磁界強度を比較すると統合シミュレーターでは平均磁界強度が 30 kA/m であったのに対し、孤立 STO 素子シミュレーターでは 40 kA/m となった。このように両者において計算結果は異なっており、統合シミュレーターでは発振周波数、磁界強度は共に減少する結果となった。次にその原因について考察する。

4. 考察

上記した結果となった原因としては次の 2 点が考えられる。

- ① メインポールと STO の相互作用。

(a) Without interaction

(b) With interaction

Fig. 5 Effects of interactions between SPT head and STO on oscillating properties.

$K=5.0 \times 10^5 \text{ J/m}^3$, $H_{st}=-2.0 \times 10^4 \text{ A/m}$.

Fig. 6 Gap field distributions in STO plane with interaction. $K=5.0 \times 10^5 \text{ J/m}^3$, $H_{st}=-2.0 \times 10^4 \text{ A/m}$.

- ② ギャップ磁界の不均一性。

まず、1 番目のメインポールとの相互作用が発振特性に与える影響を検討した。この検討を行うために、STO の LLG 計算において、ギャップ磁界を有効磁界に加えるが、SPT の有効磁界計算時には STO からの磁界を加えずに計算を行った。これによって SPT

ヘッドとSTOの磁氣的相互作用を断つことができる。結果をFig.4, Fig.5に示す。Fig.4は異方性定数Kの値を $3.0 \times 10^5 \text{ J/m}^3$ にした場合であり、Fig.5はKを $5.0 \times 10^5 \text{ J/m}^3$ にした場合である。両図とも(a)は相互作用を考慮していない場合、(b)は相互作用を考慮した場合である。いずれの場合でも(a), (b)を比較すると、今回の計算条件においては相互作用を考慮した方が発振は安定していることが分かる。一方、発振磁界強度は相互作用により減少している。このように、SPT ヘッドと STO 間の磁氣的相互作用は発振特性に大きな影響を与えることが分かった。

このような違いが生じる原因として、相互作用の有無によってギャップ磁界の強度や分布が変わることが考えられる。そこで、STOに掛かるギャップ磁界の分布を調べた。Fig.6にSTO膜面内における磁界分布を示す。図中にSTO領域を黒枠で囲った。Fig.6の(a)はギャップ磁界のx成分であり、(b)はy成分、(c)はz成分の磁界強度分布である。この結果はFig.2に示した発振磁界において1.5ns時におけるギャップ内磁界分布に相当している。Fig.6(a)を見るとSTO素子に掛かるギャップ磁界はSTOの中心位置で最大650 kA/mとなっているが、左上の位置で346 kA/mとかなり減少することが分かる。Fig.6(b), (c)を見るとx成分ほど磁界は強くはないがやはり不均一に分布していることが分かる。

次に相互作用を考慮していないときのギャップ磁界分布をFig.7に示す。これはFig.5(a)に示した相互作用を考慮しなかった発振磁界において1.5 ns時におけるギャップ内磁界分布に相当している。相互作用を考慮したFig.6(a)と比較するとx成分は約30%減少している。この差は相互作用の有無によってもたらされたものであり、相互作用によりSTOにかかるギャップ磁界は増加することが分かる。

以上示したようにギャップ磁界は相互作用の有無にかかわらず極めて不均一であり、かつその強度は相互作用に影響されることが分かった。このギャップ内の磁界そのものが発振特性に与える影響を検討するには、相互作用を含まない孤立STO素子シミュレーターに上記したギャップ磁界を導入し、その発振特性を統合シミュレーターで得られた結果と比較することが有効である。もしその結果が両者で一致するならば、Fig.4とFig.5に示した相互作用の有無による発振特性の違いは、ギャップ内磁界分布の違いが原因であると結論できる。もし再現できない様であれば、その原因は相互作用にあることが明瞭となる。この考えに従って計算した結果がFig.3である。Fig.6に示した極めて不均一な分布をもつ磁界を、孤立STO素子シミュレーターのSTOに印加しても安定して発振しており、周波数も16 GHzと高く、Fig.2に示した統合シミュレーターの計算結果を再現することはできない。この結果は、ギャップ内に配置されたSTOの発振特性は、磁界分布の非一様性よりもSPTヘッドとの相互作用に大きく影響されることを明瞭に示すものである。

なお、この考えを裏付けるためにFig.7に示した相互作用が無い時の磁界を孤立STOシミュレーターに導入して計算を行った。その結果をFig.8に示す。この図と相互作用を断った条件で統合シミュレーターを使って計算したFig.5(a)を比較してみる。最初の1μsまでは両者の結果は異なるが、1μs以降は発振周波数が約7

Fig. 7 Gap field distributions in STO plane without interaction.

Fig. 8 Oscillating fields calculated with isolated STO simulator. The magnetic fields of Fig. 7 are used. $K=5.0 \times 10^5 \text{ J/m}^3$, $H_{st}=-2.0 \times 10^4 \text{ A/m}$, $H_{apl}=4.0 \times 10^5 \text{ A/m}$

GHzと比較的によく似た発振特性となる。この結果から、相互作用が無い場合は、STOに印加される磁界が同じであれば、統合シミュレーターで相互作用を断ち切って計算した結果と、孤立STOシミュレーターでも同じ結果が得られることが確認できる。なお、Fig.8において0から1μsの間で、Fig.5(a)とFig.8の振動状態が異なるのは、統合シミュレーターではギャップ磁界がFig.7に示した分布状態に至る過程であり、孤立STOシミュレーターでは最初からFig.7に示した磁界が印加されているためである。

以上示したようにSTOとSPT間の磁氣的相互作用がSTOの発振特性に大きな影響を与えることが明らかとなった。本研究ではこの相互作用により、どのようなメカニズムを通してSTOの発振特性が影響を受けるかまでは検討していないが、おおよそ次のようなことが考えられる。STOから発振した高周波磁界は、SPTヘッドのメインボールの磁化を振動させる。するとメインボールから高周波磁界が発生し、逆にSTOがその高周波磁界を感じ歳差運動に大きな変化が生じることが推定される。また、メインボールにおける磁化の振動はメインボールの共鳴ロスを伴い、発振周波数の低下を招くものと推定される。

5. まとめ

SPT ヘッドシミュレーターと孤立 STO 素子シミュレーターを統合したプログラムを開発し、それを用いることによって以下のことが分かった。

- (1) SPT と STO の相互作用を考慮した統合シミュレーターで計算した STO の発振特性は、孤立 STO 素子シミュレーターを用いた場合と大きく異なり、発振周波数の低下と発振磁界の減少をもたらす結果となった。
- (2) その主たる原因は SPT のメインポールと STO との磁氣的相互作用にある。

謝辞 本研究はストレージ研究推進機構 (Storage Research Consortium : SRC) 及び新エネルギー産業技術総合開発機構 (New Energy and Industrial Technology Development Organization : NEDO) の支援により行いました。

References

- 1) J- G. Zhu, X. Zhu, and Y. Tang, "Microwave Assist Magnetic Recording," *IEEE Trans. Magn.*, **44**, No.1, 125 -131(2008).
- 2) X. Zhu and J-G. Zhu, "Bias-Field-Free Microwave Oscillator Driven by Perpendicularly Polarized Spin Current," *IEEE Trans. Magn.*, **42**, No.10, 2670 - 2672(2006).
- 3) Y Tang, and J.G Zhu, "Narrow Track Confiement by AC Field Generation Layer in Microwave Assisted Magnetic Recording" *IEEE Trans. Magn.*, **44**, No. 11, 3376 - 3379 (2008).
- 4) Houssameddine.D,et al, "Spin-torque oscillator using a perpendicular polarizer and a planar free layer ," *Nature Mater.* , **16**, 447-453(2007).
- 5) K.Yoshida, M.Yokoe, Y. Ishikawa, and Y. Kanai, "Spin Torque Oscillator With Negative Magnetic Anisotropy Materials for MAMR ," *IEEE Trans. Magn.*, **46**, 2466-2469 (2010).
- 6) K.Yoshida, and E.Uda, N.Udagawa, and Y. Kanai, "Investigation on magnetic Fields From Field-Generating Layer in MAMR ," *IEEE Trans. Magn.*, **44**, No. 11, 3408 - 3411 (2008).
- 7) E.Uda, M.Yokoe, K.Yoshida, and Y. Kanai, "Oscillation Characteristics and Infuluences of Eddy Current on Oscillator for MAMR ," *J. Magn. Soc. Jpn.*, **33**, 357 -361(2009).
- 8) E.Uda, K.Yoshida, and Y. Kanai, "Micromagnetic Calculations of SPT Head Field with Trailing Shield ," *J. Magn. Soc. Jpn.* , **32**, 201 -204(2008).

2011年10月27日受理, 2012年3月16日採録