ISSN (Print) 1598-5385
ISSN (Online) 2233-6648
≪연구논문≫ Journal of the Korean Magnetics Society 31(5), 203-207 (2021) https://doi.org/10.4283/JKMS.2021.31.5.203

Multiple Magnetic Domain Wall Injector Driven by Spin-Orbit Torque in a Two-Terminal Device

Jae-Hun Sim and Soong-Geun Je*
Department of Physics, Chonnam National University, Gwangju 61186, Korea

(Received 9 October 2021, Received in final form 22 October 2021, Accepted 25 October 2021)

We performed micromagnetic simulations on a multiple magnetic domain wall injector in a two-terminal device where a magnetic gradient is implanted at one end. In the magnetic gradient region, successive up-down magnetization is generated by the spin-orbit torque and, in turn, injected into the magnetic wire with a strong perpendicular magnetic anisotropy, resulting in multiple domain propagation. We found that the threshold current for the multiple domain injection is minimized when an effective magnetic anisotropy at the end becomes nearly zero. As the effective anisotropy becomes more negative, the threshold current increases with a magnetic anisotropy gradient because the gradient acts as a barrier to the domain injection. Our result provides design rules for the optimized magnetic anisotropy gradient for the multiple domain generation and injection.

Keywords : spin-orbit torque, domain wall injection, magnetic anisotropy gradient

스핀-궤도토크에 의한 2단 전극 소자에서의 다중 자구벽 주입기

심재훈 · 제승근*
전남대학교 물리학과, 전남 광주시 북구 용봉로 77, 61186

(2021년 10월 9일 받음, 2021년 10월 22일 최종수정본 받음, 2021년 10월 25일 게재확정)

본 연구에서는 수직자기이방성을 가지는 자성 레이스트랙의 한쪽 끝에 수직자기이방성의 기울기를 도입했을 때, 스핀-궤도토크에 의한 연속적인 자구 및 자구벽 생성-주입에 대해 미소자기 전산모사를 통해 조사했다. 수직자기이방성이 줄어드는 영역에서 유사감쇄토크에 의해 연속적인 자구가 생성되고 이것이 레이스트랙으로 주입될 수 있음을 확인했다. 자구 생성 및 주입을 위한 문턱 전류는 레이스트랙 끝 점의 유효 수직자기이방성이 0에 가까워 질수록 최소가 되다. 끝점의 유효 수직자기이방성이 음의 방향으로 커질수록 문턱 전류는 수직자기이방성 기울기에 따라 증가하는데, 이것은 자기이방성 기울기가 자구벽 주입에 장벽으로 작용하기 때문이다. 이 결과는 연속 자구 생성-주입을 위한 최적화된 수직자기이방성 기울기에 대한 디자인 룰을 제공할 수 있을 것으로 기대한다.

주제어 : 스핀-궤도토크, 자구벽 주입기, 수직자기이방성 기울기

I. 서 론

자구(magnetic domain)를 정보 저장 단위로 활용하는 다양한 메모리나 논리 소자가 연구되고 있다[1-4]. 이러한 응용에서는 자구와 자구벽(domain wall)의 쓰기와 주입을 통해 정보를 기록한다. 일반적인 레이스트랙 메모리(racetrack memory)의 경우, 자구벽 주입(domain wall injection)은 특정 위치에 국소적인 자기장을 인가함으로써 구현할 수 있다. 국소적 자기장 생성을 위해 자성 레이스트랙에 수직한 방향으로 자구벽 쓰기용 전극을 추가로 만들고 그 전극으로 전류를 흘려줄 때 발생하는 에르스텟(Oersted) 자기장을 이용함으로써 자구벽 쓰기를 할 수 있다[2]. 이러한 방법은 보통의 많은 실험에서 널리 사용되고 있지만[5,6], 자구벽 쓰기용 전극이 추가되어야 한다는 점에서 추후 상용화 단계에서의 소자의 소형화에 걸림돌이 된다.

한편 비교적 최근에, 쓰기용 추가 전극 없이 자성 레이스트랙에 수평자기이방성(in-plane magnetic anisotropy)-수직자기이방성(perpendicular magnetic anisotropy)을 가진 영역을 결합함으로써 원하는 자구 방향을 주입하는 방법이 제안되었

© The Korean Magnetics Society. All rights reserved.
*Corresponding author: Tel: +82-62-530-3357,
e-mail: sg.je@jnu.ac.kr

다[7]. 수직방향으로 구조적 반전 대칭성(structural inversion symmetry)이 깨진 시스템에는 특정 방향의 자화 회전 방향을 선호하는 손대칭성(chirality)이 존재하는데, 이에 따라 수평자화의 방향에 따라 더 낮은 에너지를 가지는 수직자기이방성 영역에서 자화 방향($+z$ 또는 $-z$)이 존재하게 된다. 따라서, 예를 들어 $+z$에서 $-z$ 방향으로 자화를 돌려주고 싶다면 $-z$ 방향 자화와 결합했을 때 손대칭성에 의해 더 낮은 에너지를 가지는 수평자화 방향을 만들어 놓고, 스핀-궤도토크(spin-orbit torque)를 주입함으로써 더 낮은 상태인 $-z$ 방향으로 전이가 일어나도록 할 수 있다. 비슷한 원리를 이용하면 NOT 게이트를 구현할 수도 있다[8]. 이러한 방법들은 추가적인 전극 제작없이 자성 물질에 전류만 흘려주면 자구벽을 생성시키고 통제할 수 있으므로 소자의 소형화 측면에서 뚜렷한 장점을 가진다.

위의 연구 들에서 중요한 역할을 하는 것은 수평자화 영역의 존재, 자구벽의 손대칭성, 그리고 스핀-궤도토크다. 그 중 수평자화 영역의 존재는 하이젠베르크 교환 상호작용(Heisenberg's exchange interaction)과 잘로신스키-모리야 상호작용(Dzyaloshinskii-Moriya interaction)에 의해 인접한 수직자화 영역의 자화를 약간 기울어지게 하는데, 이러한 자화의 기울어짐은 스핀-궤도토크로 자화를 제어가능한 방식으로(deterministic) 반전시킬 때 필요한 외부 수평 자기장의 효과를 대신할 수 있다[9,10]. 한편 수직자기이방성이 강하지 않은 영역에서는 스핀-궤도토크, 그중 유사감쇄토크(damping-like torque)의 영향이 극대화됨에 따라 Fig. 1(a)에 단순히 도식된 것과 같이 자화의 연속적인 회전도 기대할 수 있을 것이다. 이러한 회전은 인접한 수직자기이방성 영역에 영향을 주어 $\pm z$로 연속적으로 바뀌는 자구 변화 유발 할 수 있을 것이다. 본 연구에서는 수직자기이방성을 가지는 자성 트랙의 한쪽 끝에 수직자기이방성이 연속적으로 줄어드는 영역이 존재할 때, 스핀-궤도토크에 의해 연속적인 자화의 주입과, 연속적 자화 주입에 필요한 전류밀도의 자기 이방성 기울기(gradient)에 따른 의존성을 미소자기 전산모사를 통해 확인하였다.

II. 배경 이론

자성 물질에 전류를 인가할 경우 자화 동력학은 식(1)과 같이 란다우-리프시츠-길버트 방정식(Landau-Liftshitz-Gilbert equation)으로 기술한다.

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = -|\gamma|\mathbf{m}\times\mathbf{B}_{\mathbf{eff}} + \alpha\mathbf{m}\times\frac{d\mathbf{m}}{dt} + |\gamma|\tau_{dl}\mathbf{m}\times(\boldsymbol{\sigma}\times\mathbf{m}) - |\gamma|\tau_{fl}\mathbf{m}\times\boldsymbol{\sigma} \quad (1)$$

이때 $\mathbf{m}$은 단위 자화, γ는 자기회전비율(gyromagnetic ratio),

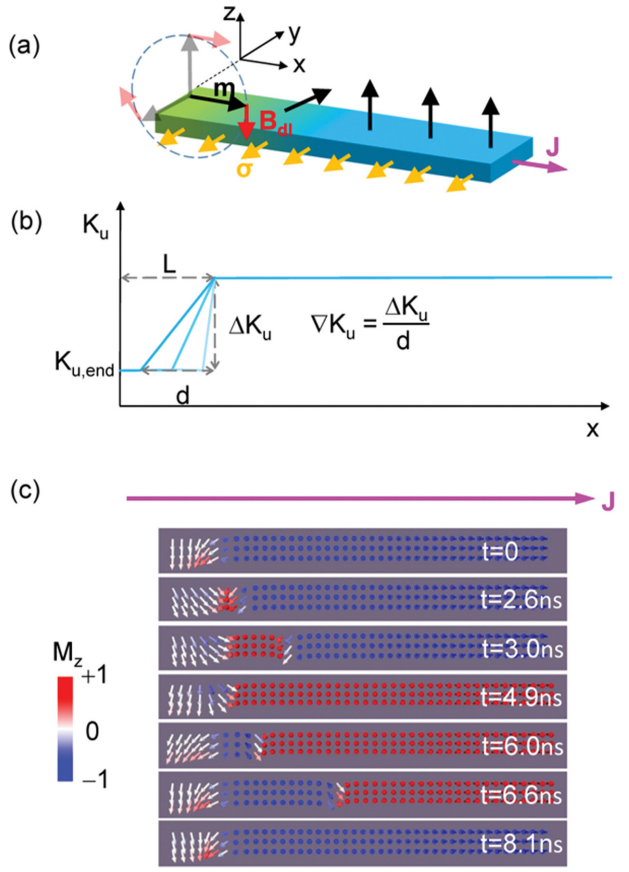

Fig. 1. (Color online) (a) Schematic diagram of the model system. The effective field $\mathbf{B}_{dl}$, acting on magnetization on a x-z plane, circulates on the same plane. (b) Manipulated uniaxial magnetic anisotropy profile. (c) Typical example of the successive domain injection from the anisotropy gradient region (left end).

α는 길버트 감쇠 인자(Gilbert damping parameter), $\mathbf{B}_{\mathbf{eff}}$는 유효 자기장이다. 유효 자기장은 자기 쌍극자장, 외부 자기장, 교환 상호작용에 의한 자기장, 자기 이방성 자기장 등 많은 자기장 요소를 포함한다. 식(1)의 우변의 τ_{dl}, τ_{fl}는 각각 유사감쇄토크, 유사자기장토크(field-like torque)의 크기를 나타내는 변수로 스핀-궤도토크의 두가지 성분이다. 보통 스핀 홀 효과(spin Hall effect)에 의해 발생하는 스핀-궤도토크의 경우 유사감쇄토크가 우세하므로 본 연구에서는 논의의 단순함을 위해 유사자기장토크는 무시하도록 한다[11]. 유사감쇄토크의 크기를 나타내는 τ_{dl}는 스핀 홀 각도(spin Hall angle) θ_{SH}와 전류 밀도 J에 비례한다. $\boldsymbol{\sigma}$는 스핀 인접한 비자성금속 층으로부터 자성층으로 유입되는 스핀 모멘트의 방향으로 전류가 $+x$ 방향으로 흐르는 경우 Pt와 같은 물질에서 발생하는 스핀 모멘트의 방향은 $-y$이다[Fig. 1(a)]. 유사감쇄토크의 효과는 유효자기장처럼 해석할 수 도 있는데, 이 경우 $-\boldsymbol{\sigma}\times\mathbf{m}$이 유사감쇄토크에 의한 유효자기장 $\mathbf{B}_{\mathbf{dl}}$이다. 매우 단순화해서 나타내면 Fig. 1(a)와 같이 자화를 연속적으로 회전 시킬 수 있

는 유효 자기장처럼 생각할 수 있다. 유사감쇄토크는 또한 넬(Néel) 자구벽을 매우 효율적으로 움직이게 하는데 이는 자구벽 기반 레이스트랙 메모리의 핵심 구동 원리이다[12].

III. 실험 방법 및 과정

Object Oriented MicroMagnetic Framework(OOMMF) 소프트웨어를 사용하여 미소자기 전산모사를 진행하였다[13]. 미소자기 전산모사는 500 nm × 30 nm × 0.5 nm 크기의 영역에서 이루어 졌으며 셀 크기는 2 nm × 2 nm × 0.5 nm이다. 본 연구에서 교환 길이(exchange length)는 약 4 nm로 교환 길이에 비해 셀 크기는 이보다 충분히 작으므로 전산 모사를 하는 데 있어 문제가 없다. 모든 영역에서 교환 뻣뻣함 상수(exchange stiffness) $A = 1.3 \times 10^{-11}$ J/m, 잘로신스키-모리야 상수 $D = 0.5 \times 10^{-3}$ J/m^{2}로 설정했다. 포화자화 M_s는 기본적으로 800 kA/m이 사용되었고 다른 값들이 사용된 경우는 따로 명시 하였다. 감쇄상수 $\alpha = 0.5$를 사용했다. 유사감쇄토크는 OOMMF의 Oxs_SpinXferEvolve module를 통해 구현 가능한데[14,15], 본 연구에서는 유사감쇄토크에서 $\theta_{SH} = 0.5$에 대한 전산모사가 수행되었다. $\theta_{SH} = 0.5$은 일반적인 비자성 금속 물질에서 보고된 값들에 비해 큰 편이며[16], 이는 전산모사 상의 편의를 위해 임으로 선택한 값이다. 실제적인 값은 참고문헌[16]에서 확인할 수 있으며 이 값들을 사용할 경우 본 원고에서 구한 문턱 전류보다 다소 큰 값이 도출되지만 전체적인 경향은 다르게 하지 않는다.

Fig. 1(b)에 도식된 것과 같이 자성 트랙의 왼쪽 끝 부분에서 길이 L인 영역의 수직자기이방성 K_u가 바뀌도록 했다. 끝점의 수직자기이방성 $K_{u,\,end}$가 고정된 상태에서 자기이방성이 변하는 영역의 길이 d를 바꿈으로써 수직자기이방성의 기울기 $\nabla K_u\left(=\frac{\Delta K_u}{d}\right)$를 바꾸었다. 이때 하나의 L, $K_{u,\,end}$ 조합에 대해 $d = \frac{L}{5}$n(n = 1, 2, 3, 4, 5)으로 변화시켰다. 하나의 d 값에 대해서는 인접한 셀 사이의 수직자기이방성의 차이를 $\Delta K_{u,\,cell}\left(=\frac{\Delta K_u}{d}2\text{ nm}\right)$ 만큼 설정하여 셀 별로 수직자기이방성을 변화시켰다. $+x$ 방향으로 전류 밀도 J의 직류 전류를 주입하며 자화 상태를 관측했다. Fig. 1(c)에 대표적인 전산모사 결과를 나타냈다. $L = d = 100$ nm이고 $K_{u,\,end} = 100$ kJ/m^{3}인 자성 트랙에 문턱 전류 $J_{th} = 1.7 \times 10^{11}$ A/m^{2}를 주입할 경우 왼쪽의 자기 이방성 변화 영역에서 순차적으로 $-z$, $+z$, $-z$, $+z$로 연속적인 자구가 생겨나고 스핀-궤도토크에 의해 $+x$ 방향으로 자구벽이 이동해 나감을 확인했다. 이를 통해 2단 전극 자성 레이스트랙의 끝단에서 K_u를 국소적으로 변화시킬 때 스핀-궤도토크에 의해 연속적인 자구 주입이 가능함을 확인할 수 있다. 연속적인 $-z$, $+z$ 자화 성분의 생성은 다음과 같이 이해할 수 있다. 강한 유사감쇄토크에 의해 $\boldsymbol{\sigma}$ 방향으로 돌아간 자화는 반대방향으로 감자(demagnetization) 자기장 느낀다. 이때 유사감쇄토크와 길버트 감쇄토크가 서로 상쇄되는 조건에서 세차운동과 비슷한 거동을 보이는데, 이 때문에 수직방향의 연속적인 자화 성분이 생겨나는 것으로 보인다. 더욱 구체적인 메커니즘은 추후 다른 연구에서 다루기로 하고 본 연구에서는 문턱 전류 의존성에 집중하기로 한다. 이후 다양한 $K_{u,\,end}$, L, ∇K_u 값들에 대해 연속 자구 주입을 일으키는 문턱 전류 J_{th}를 조사했다. 모든 전산모사 실험에서 자성 트랙 오른쪽 부분의 수직자기이방성은 $K_u = 680$ kJ/m^{3}로 고정했다.

IV. 결과 및 논의

Fig. 2(a)는 $K_{u,\,end} = 100$, 300 kJ/m^3 두가지 경우에 대해 $L = 50$, 100, 150 nm(각각의 L에 대해 앞서 설명한 바와 같이 d 조정) 일 때의 연속 자구 주입을 일으키는 문턱 전류 J_{th}를 수직자기이방성의 기울기 ∇K_u에 대해 나타낸 것이다. 이 경우 J_{th}는 ∇K_u와 함께 증가하는 것을 확인 했다. 흥미롭게도 서로 다른 $K_{u,\,end}$와 L에 대해 얻은 결과들이 하나의 곡선으로 수렴함을 볼 수 있다. 이를 통해 ∇K_u가 J_{th}를 결정하는데 중요한 요소가 됨을 알 수 있다. 이러한 경향은 수직자기이방성이 가장 작은 왼쪽 끝단에서 유사감쇄토크에 의해 수직 자화가 생성되어 자성트랙으로 주입될 때 ∇K_u가 에너지 장벽처럼 작용해 J_{th}에 직접 적인 영향을 주기 때문으로는 이해할 수 있다.

한편 $K_{u,\,end}$를 약간 더 증가시킴으로써(따라서 ∇K_u 감소) ∇K_u를 작게 만드는 경우도 생각해 볼 수 있다. Fig. 2(b)에서 $K_{u,\,end} = 500$ kJ/m^{3}로 설정하고 $L = 100$ nm로 고정한 후 Fig. 1(b)와 마찬가지로 d를 변화시켜 ∇K_u에 따른 변화를 조사했다. 이 경우는 Fig. 2(a)와 다르게 ∇K_u와 J_{th}는 거의 무관하거나 오히려 ∇K_u가 작아질 때 J_{th}가 증가하는 것으로 나타났다. 이러한 결과는 스핀-궤도토크에 의한 자구 생성이 발생해야 하는 자성 트랙의 왼쪽 끝 부분의 수직자기이방성이 충분히 작지 않아 자구 생성 자체가 방해를 받기 때문으로 이해할 수 있다. 실제로 왼쪽 끝의 유효 수직자기이방성 $K_{eff,\,end}\left(=K_{u,\,end}-\frac{1}{2}\mu_0 M_s^2\right)$를 고려하면 $K_{u,\,end} = 100$, 300 kJ/m^{3}인 경우는 $K_{eff,\,end} < 0$이고, $K_{u,\,end} = 500$ kJ/m^{3}인 경우 $K_{eff,\,end} > 0$로 각각 자기이방성 기울기 영역에서 수평자화와 수직 자화가 선호된다[Fig. 2(b, inset)]. 유효 수직자기이방성이

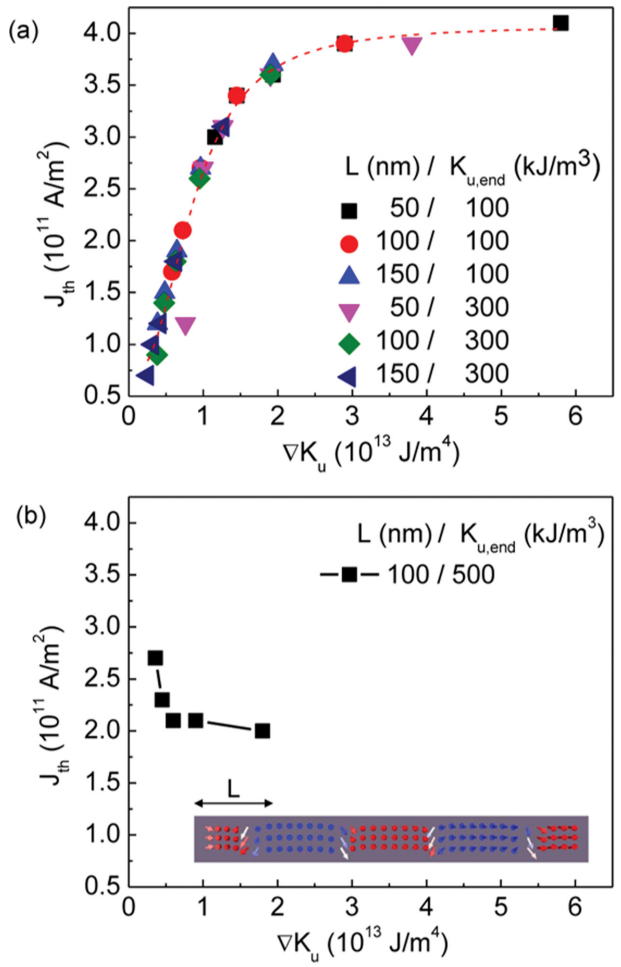

Fig. 2. (Color online) (a) Threshold current density J_{th} versus anisotropy gradient ∇K_u. (b) J_{th} versus ∇K_u obtained for the case where $K_{u,end} = 500$ kJ/m^3. (inset) Representative simulation image. The magnetization at the left end is nearly perpendicular due to the strong $K_{u,end}$.

자화 반전에서 에너지 장벽으로 작용한다는 것을 고려할 때 [17], Fig. 2(b)에서의 결과는 자화 반전 자체에 필요한 J_{th}를 나타내는 것으로 이해할 수 있다.

$K_{eff,end}$의 중요성에 대한 인식을 바탕으로 $K_{eff,end}$에 따른 J_{th}의 변화를 조사 했다. 넓은 영역에서 $K_{eff,end}$를 바꾸기 위해, Fig. 3(a)에 도식된 것 처럼 $L = 100$ nm로 고정하고 $K_{u,end}$를 다양하게 변화시켰다. 또한 포화 자화 $M_s = 400$, 600, 800 kA/m로 바꿔가며 전산모사를 수행했다.

Fig. 3(b)에서 보는 바와 같이 다양한 M_s 변화에 대해 유효 수직 이방성 $K_{eff,end}$~0에서 J_{th}의 최소값이 나타나며 양과 음의 방향으로 증가할 수록 문턱 전류가 증가하는 경향이 공통적으로 나타났다. 유효 수직자기이방성이 0에 가깝다는 것은 수평, 수직 어느 방향으로도 선호되는 방향이 존재하지 않는다는 뜻으로 스핀-궤도토크에 의한 효과가 극대화 되는 조

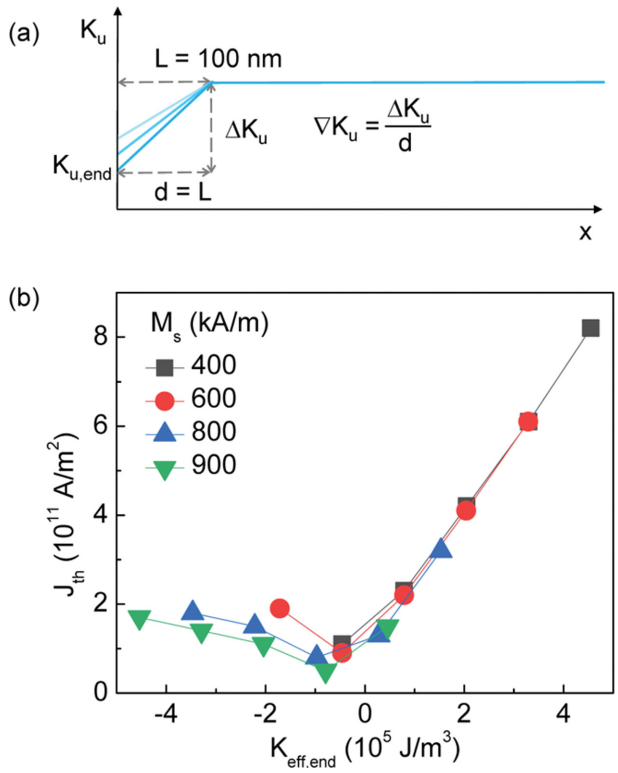

Fig. 3. (Color online) (a) Schematics of the anisotropy profile. While L is fixed, $K_{u,end}$ is varied. (b) J_{th} as a function of $K_{eff,end}$. For a specific M_s value, 5 different $K_{u,end}$ values are tested.

건으로 이해할 수 있다. 따라서 연속 자구 생성-주입을 위한 J_{th}가 최소 값을 가진다. $K_{eff,end} < 0$인 영역에서 크기가 커질수록 문턱 전류가 증가하는 것은 ∇K_u의 증가에 따라 생성된 자구벽이 자성 트랙으로 주입되는 것이 방해받기 때문으로 해석할 수 있다. 반면 $K_{eff,end} > 0$인 영역에서 $K_{eff,end}$ 증가는 자화 반전이 일어나야하는 끝점의 수직자기이방성 증가로 자화 반전 자체가 점점 어려워 지기 때문으로 이해할 수 있다.

V. 결　　론

레이스트랙 소자에서 트랙의 한쪽 끝에 수직자기이방성 기울기 ∇K_u를 도입했을때 스핀-토크를 이용해 주기적인 자구를 생성-주입하는 방법과 자구 주입을 위한 문턱 전류를 최소화하기 위한 최적화된 수직자기이방성 기울기에 대해 연구했다. 트랙 한쪽 끝의 유효 수직자기이방성이 0에 가까워 질수록 유사감쇄토크의 영향이 극대화 되어 문턱 전류가 최소가 된다. 끝점 유효 수직자기이방성이 음수인 영역에서는 수직자기이방성이 작아지고 이방성 변화 영역이 좁아질 수록 ∇K_u가 커져 자구벽 주입이 방해를 받아 문턱 전류가 커진다. 반면, 끝점 유효 수직자기이방성이 양수인 영역에서는 수직자기이방성이 커질수록 자화 반전 자체에 장벽으로 작용해 문턱 전

류가 증가 한다. 추가적인 문턱 전류를 줄일 수 있는 가능성에 대해서는 자성 레이스트랙의 폭을 바꾸는 방법이 있을 수 있는데 이에 대해서는 추가적인 연구가 필요하다. 본 연구를 통해 2극 전극 자성 레이스트랙에 수직자기이방성 기울기를 도입할 경우 추가적인 자구벽 쓰기용 전극 없이 자구벽 기록이 가능함을 보였고, 이를 통해 자구벽 기반 레이스트랙 메모리의 소형화에 기여할 수 있을 것으로 기대한다.

감사의 글

이 성과는 정부(과학기술정보통신부)의 재원으로 한국연구재단의 지원을 받아 수행된 연구임(No. 2020R1C1C1006194). 이 논문은 전남대학교 학술연구비(과제번호: 2021-2129) 지원에 의하여 연구되었음.

References

[1] S. S. P. Parkin, M. Hayashi, and L. Thomas, Science **320**, 190 (2008).
[2] Z. Luo, A. Hrabec, T. Phuong Dao, G. Sala, S. Finizio, J. Feng, Si. Mayr, J. Raabe, P. Gambardella, and L. J. Heyderman, Nature **579**, 214 (2020).
[3] S. Yang, Nature **579**, 201 (2020).
[4] D. Bang, P. V. Thach, and H. Awano, J. Sci. Adv. Mater. Devices **3**, 389 (2018).
[5] T. Koyama, D. Chiba, K. Ueda, K. Kondou, H. Tanigawa, S. Fukami, T. Suzuki, N. Ohshima, N. Ishiwata, Y. Nakatani, K. Kobayashi, and T. Ono, Nat. Mater. **10**, 194 (2011).
[6] O. Alejos, V. Raposo, L. Sanchez-Tejerina, and E. Martinez, Sci. Rep. **7**, 11909 (2017).
[7] T. P. Dao, M. Müller, Z. Luo, M. Baumgartner, A. Hrabec, L. J. Heyderman, and P. Gambardella, Nano Lett. **19**, 5930 (2019).
[8] G.-H. Lee and K.-J. Kim, J. Magn. **25**, 150 (2020).
[9] I. M. Miron, K. Garello, G. Gaudin, P.-J. Zermatten, M. V. Costache, S. Auffret, S. Bandiera, B. Rodmacq, A. Schuhl, and P. Gambardella, Nature **476**, 189 (2011).
[10] L. Liu, C.-F. Pai, Y. Li, H. W. Tseng, D. C. Ralph, and R. A. Buhrman, Science **336**, 555 (2012).
[11] L. Liu, O. J. Lee, T. J. Gudmundsen, D. C. Ralph, and R. A. Buhrman, Phys. Rev. Lett. **109**, 096602 (2012).
[12] K.-S. Ryu, L. Thomas, S.-H. Yang, and S. S. P. Parkin, Nat. Nanotechnol. **8**, 527 (2013).
[13] M. J. Donahue and D. G. Porter, OOMMF User's Guide Version 1.0, http://math.nist.gov/oommf/.
[14] P. Li, T. Liu, H. Chang, A. Kalitsov, W. Zhang, G. Csaba, W. Li, D. Richardson, A. DeMann, G. Rimal, H. Dey, J. S. Jiang, W. Porod, S. B. Field, J. Tang, M. C. Marconi, A. Hoffmann, O. Mryasov, and M. Wu, Nat. Commun. **7**, 12688 (2016).
[15] J. Xiao and A. Zangwill, Phys. Rev. B **70**, 172405 (2004).
[16] L. Zhu and R. A. Buhrman, Phys. Rev. Appl. **12**, 051002 (2019).
[17] K.-S. Lee, S.-W. Lee, B.-C. Min, and K.-J. Lee, Appl. Phys. Lett. **102**, 112410 (2013).