

국소적 교환상호작용을 이용한 좁은 자벽의 생성

유천열*

인하대학교 물리학과, 인천시 남구 용현동 253, 402-751

(2005년 7월 22일 받음, 2005년 8월 6일 최종수정본 받음)

다층박막에서 교환상호작용을 이용해서 자벽의 두께를 인위적으로 얇게 할 수 있는 시스템에 대한 이론적 근거를 제시하였다. 좁은 자벽은 국소적 교환상호작용(exchange coupling)이 존재하는 다층박막에서 구조에서 생성 가능한데, 국소적 교환상호작용이란 다층 박막 구조에 있어서 하나의 자성층 F_2 이 박막의 전체 면적 중 국소적으로만 존재하면서 다른 자성층 F_1 과 강한 반강자성 혹은 강자성 교환상호작용으로 결합된 구조를 의미한다. 이 구조에서는 F_1 중 일부 구역만이 F_2 와 강한 상호교환 작용을 가지기 때문에, F_2 의 결합된 구역은 자유로운 구역과 크게 다른 스위칭 필드 값을 가지게 되므로, 두 구역의 경계 면에는 적절한 외부 자기장의 조건하에서 자벽이 생성된다. 이때 생성되는 자벽의 두께는 외부자기장과 교환상호작용 에너지에 의해 적절한 조건을 만족시킬 경우 일반적인 자구 사이에 생성되는 자벽의 두께에 비해서 매우 얇아 질 수 있다는 것을 발견하였으며, 이 사실을 micromagnetics 전산모사를 통해 확인하였다.

주제어 : 자벽, 교환결합, 미시자기학, 다층박막

I. 서 론

1930년대의 Bloch 등의 강자성 덩치의 자기구역(magnetic domain) 과 자벽(domain)에 관한 연구에 의해 자벽의 두께는 교환강성(exchange stiffness) 상수 A 와 자기이방성 에너지 K_u 등의 물질의 주어진 특성에 의존한다고 알려져 왔다[1, 2]. 정자기 에너지를 무시 할 수 있는 경우, 자벽의 에너지($\gamma_w = 4\sqrt{AK_u}$)와 자벽의 두께($\delta_w = \pi\sqrt{A/K_u}$)는 이웃한 스핀을 같은 방향으로 정렬하려는 교환상호작용 에너지와 스핀들을 자화 용이축 방향으로 정렬하려는 자기이방성 에너지의 경쟁에 의해서 결정된다. 또, 정자기 에너지를 고려할 경우, 매우 얇은 박막에서는 소위 Néel 자벽이 형성됨이 알려져 있고[3], 이때의 자벽의 에너지와 두께는 매우 얇은 박막의 경우 Bloch 자벽과 같다는 사실이 알려져 있다. 이와 같이 일반적으로 자벽의 에너지와 두께는 주어진 물질의 특성에 의해서 결정되는 물리량으로 생각되어 왔다. 그러나 최근, Bruno는 인위적으로 제작한 나노 크기의 좁은 구조에 속박된 자벽의 경우, 기존의 자벽과는 다른 매우 급격한 자벽(abrupt domain wall)이 생성될 수 있음을 이론적으로 보였다[4]. Bruno는 전체 시스템의 에너지($\gamma_w \times S$, S : 단면적)를 최소화시키기 위해 자벽은 나노 미터 크기의 좁은 구조에 국한되어서 생성된다고 주장하였다. 만약 단면적 S 가 나노 미터 크기의 좁은 영역의 면적이고, S 가 위치 x_0 에서 충분히 작다면, 급격한 자화 방향의 변화가 x_0 근처에서 나타나게 되고, 결국 자벽은 x_0 근처에서 속박되어서 생성된다. 자벽의 두께가 얇아지면 자

벽 자체의 에너지 γ_w 자체는 이웃한 스핀 방향의 어긋남이 급격히 증가하여 교환상호작용 에너지에 의해 급격히 증가하지만, 면적 S 가 이 부근에서 급격히 줄어들기 때문에 시스템의 전체 에너지의 관점에서 보면 급격한 자벽의 형성이 에너지적으로 더 안정적이 된다.

급격한 자벽이 나노 접촉점에서 형성되는 것은 이미 실험적으로 보고 되었는데, 이 경우 매우 큰 탄성적 자기 저항 효과가 관측 되는 것으로 알려져 있다[5]. 이때 매우 큰 탄성적 자기 저항 효과는 급격한 자벽 내부에서 스핀 방향의 변화에 의한 탄성적 충돌이 그 주된 원인으로 알려져 있다[6, 7].

비록 나노 접촉점의 형성과 관측된 매우 큰 자기저항 효과에 대한 진위에 대해서 많은 논란이 있지만[8], 급격한 자벽과 같이 자화 방향이 급격히 바뀌는 경우에 큰 탄성 자기저항이 관측되리라는 것은 여러 가지 이론에 의해서 믿어지고 있다[9, 10] 이런 급격한 자벽을 형성하기 위한 나노 접촉점은, 나노 구조의 조절과 재현성에 매우 큰 문제점을 가지고 있다. 또 생성된 나노 접촉점의 견고성과 자벽이 형성에 대한 확인도 요구된다[8]. 이러한 관점에서 Bloch이나 Néel 자벽보다 더 좁은 자벽의 두께를 가지는 자벽의 생성은 기초 학문적으로뿐만 아니라 고밀도 하드 디스크의 헤드 등에서 사용 가능한 새로운 자기저항 소자로서의 응용 가능성 때문에 매우 중요하다고 생각된다.

II. 국소적 교환상호작용 (LOCALLY EXCHANGE COUPLED SYSTEM)

국소적으로 교환 상호 결합 작용이 존재하는 구조를 다음

*Tel: (032) 860-7667, E-mail: cyyou@inha.ac.kr

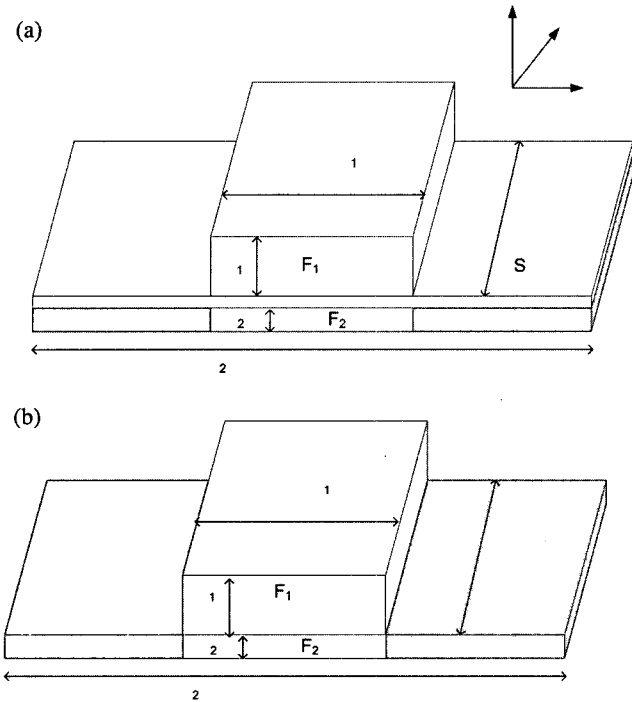


Fig. 1. Schematic diagram of a local interlayer exchange coupled system. In region 1, the top ferromagnetic layer F_1 is strongly coupled with bottom ferromagnetic layer F_2 through a nonmagnetic metallic spacer layer S (region 1), while there is no top ferromagnetic layer on the both sides (region 2). The W , d_1 , d_2 , L_1 , and L_2 are width of samples, thicknesses and the lengths of F_1 and F_2 layers, respectively. The domain wall will be formed around the interface between the region 1 and 2 for certain magnetic field ranges. (b) For the local exchange spring system. There is no S layer in type II case.

Fig. 1(a)와 (b)와 같이 생각해 보자. 이때, F_1 과 F_2 은 각각 강자성 층이고, S 는 두 자성층 사이에 존재하는 층인데, S 층은 경우에 따라서는 존재 할 수도 존재 하지 않을 수도 있다. 이때 각 층의 두께와 길이를 $d_{1,2}$ 과 $L_{1,2}$ 이라고 하고, F_1 와 교환상호작용에 의해 결합된 F_2 의 부분을 편의상 region 1이라고 하고, F_1 가 존재하지 않는 영역을 region 2라고 하자. 여기서 F_1 과 F_2 층은 중간에 S 층이 있을 경우 소위 층간상호교환 작용에 의해 강하게 상호결합을 이루는데, 이때 결합의 크기와 부호 등은 F_1 , F_2 과 S 층의 종류와 두께, 혹은 S 층의 합금화 등에 의해서 적절히 조절 될 수 있다[11-13]. 특히 본 논문에서는 $d_1 \gg d_2$ 인 경우에 대해 주로 관심이 있는데, 이런 경우를 인위적 준강자성체 (artificial or synthetic ferrimagnet) 라고 한다[14]. 본 연구에서는 이런 층간 교환 상호 작용을 이용하는 경우를 type I이라고 지칭하겠다.

또 다른 경우로 S 층이 존재하지 않을 경우, F_1 과 F_2 층은 자성물질의 종류에 따라서 계면의 스핀들 사이의 교환상호작용에 의해서 두 층은 같은 자화 방향을 가지는 결합을 하거나 혹은 서로 반대 방향을 가지는 결합을 형성한다. 이

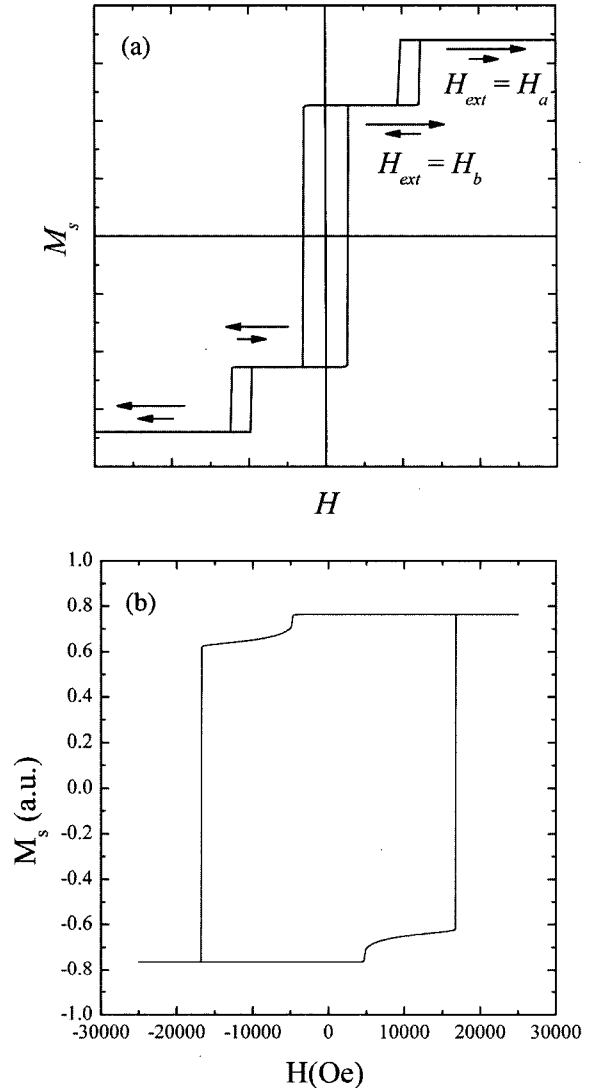


Fig. 2. Typical hysteresis loop of Synthetic ferrimagnet and exchange spring system.

때 결합의 크기와 부호 등은 계면의 상태와 물질의 종류에 따라서 크게 다르다. 예를 들어 보자력이 큰 강자성체인 Sm-Co 등과 Ni, Fe 등의 연자성체를 이층박막으로 증착하여 상호교환결합 시켰을 경우에 연자성체 층의 보자력이 비약적으로 증대함이 알려져 있고, 이것을 소위 교환 스프링 (exchange spring) 효과라고 하는데[15], 이와 같은 교환 스프링 효과를 사용하는 경우를 type II라고 하자.

이 두 가지 type I과 II의 외부 자기장에 대한 전체 자화 값의 변화인 전형적인 자기 이력 곡선이 Fig. 2(a)와 (b)에 각각 표시되어 있다. 특히 type I의 경우 층간 상호교환결합 작용이 반강자성인 경우에 대해서만 고려하도록 하겠다. 이때 각 경우에 대해서 region 1은 Fig. 2(a)와 같은 자기 이력 곡선을 보이는데 비해서 region 2는 단순한 연자성체이므로

작은 보자력을 가지는 자기 이력 곡선을 보인다. 따라서, region 1과 region 2는 특정한 자기장 영역에서 서로 반대 방향의 자화 방향을 가지게 되고 그 경계면에서 자벽이 생성되게 된다.

이때 각 경우에 대해서 region 1에 대한 자화 방향의 변화를 살펴보면, type I의 경우는 Fig. 2(a)에서와 같이 강한 외부 자기장 하에서는 F_1 과 F_2 가 같은 방향으로 정렬된다. 이 경우는 강한 외부 자기장 $H_{ext}=H_a$ 에 의한 Zeeman 에너지가 층간 교환 상호 결합 작용을 충분히 능가할 정도로 클 때에 해당한다. 이때 외부 자기장을 점차 줄여서 $H_{ext} \sim H_b$ 정도의 값이 되면 이때는 Zeeman 에너지와 층간 교환 상호 결합 에너지의 크기가 서로 비슷해진다. 이 경우는 F_2 의 자화 방향이 F_1 과의 강한 반 강자성 교환 상호 결합 작용에 의해서 외부 자기장과 반대 방향인 방향으로 정렬되기 시작한다. 이때 자기장의 크기가 줄어들수록 F_2 의 자화 방향은 F_1 자화 방향의 반대로 정렬되게 된다. 점차로 자기장을 줄여서 $H_{ext} \sim 0$ 인 경우에는 F_1 와 F_2 의 자화방향이 계속 반 평행 상태를 유지하게 되고, 따라서 외부 자기장이 $H_{ext} \sim H_b$ 인 영역에서는 외부 자기장의 반대 방향으로 정렬되는 region 1과 외부 자기장의 방향으로 정렬되는 region 2의 자화 방향이 서로 반대이고, 그 경계면 근처에는 자벽이 생성되게 된다.

Type II의 경우를 살펴보면 Fig. 2(b)에서와 같이 F_1 과 F_2 가 결합된 region 1의 보자력이 크게 증대된다. 따라서 외부 자기장이 반대 방향으로 인가될 경우, F_2 의 region 2에서의 자화 방향은 손쉽게 외부 자기장의 방향으로 역전되는데 비해, F_2 의 region 1에서의 자화방향은 F_1 와의 교환상호결합에 의해서 외부 자기장과 반대방향이고, 결국 region 1과 region 2의 경계면에서는 서로 반대 방향의 자화 방향을 가지게 되고, 자벽이 형성되게 된다.

Type I과 II의 경우 모두 생성되는 자벽의 에너지와 두께는 기존의 자벽의 경우와는 달린 상호결합작용 에너지는 물론이고, 각 층의 두께, 외부 자기장과 밀접한 관계를 가지게 되기 때문에 물질의 특성이 아닌 외부적 조건으로 조절이 가능해진다.

III. 좁은 자벽(NARROW DOMAIN WALL)의 생성

전술 한 바와 같이 type I과 type II와 같은 국소적 교환 상호작용 구조에서 적절한 외부 자기장의 조건하에서 region 1과 2 사이에 자벽이 생성되는데, 이때 일반적인 자벽의 생성에 기여하는 exchange stiffness와 자기이방성 에너지 이외에도 Zeeman 에너지와 type I의 경우 층간 교환상호작용 에너지, type II의 경우 F_1 과 F_2 층의 직접적인 교환상호작용(direct exchange coupling energy) 에너지가 개입하게 된다.

또한 자벽이 생성되는 자기장의 범위와 자벽의 두께는 결국 유효 외부 자기장(effective external magnetic field)에 영향을 받게 되는데, 이 교환 상호작용에 의한 유효자기장은 각 층의 두께의 함수로 주어진다. 따라서, 생성되는 자벽의 두께는 단순한 물질의 특성에 의존하는 고정된 값이 아니라, 층들의 두께를 조절하면서 변화시킬 수 있는 조절 가능한 물리량이 된다. 게다가 층의 두께나 층간의 결합 에너지는 비교적 조절이 용이한 양들이므로 다양한 범위 내에서의 조절이 가능하다.

3차원 micromagnetics 전산모사를 이용하여 제안한 좁은 자벽 구조의 형성을 확인하였다[16]. Type I과 II에 포함될 물리적 현상은 거의 동일하므로, type II에 대한 내용은 생략하고 type I의 결과에 대해서만 자세히 논의하도록 하겠다. F_2 층의 자화 방향을 θ 라고 할 때, region 1과 2 사이의 경계 면에서 type I의 결과를 몇 가지 대표적인 외부 자기장 하에서 Fig. 3에 표시하였다. 이때 전산모사에서 사용한 물리량 들은 Table I에 정리하였다.

먼저 Fig. 3에서 보면 예측한 바와 같이 비교를 위해 나타낸 Néel 자벽에 비해 상대적으로 매우 작은 범위 내에서 θ 가 급격히 변하고 있음을 관측 할 수 있다. 또한 자벽의 구조가 Néel 자벽의 경우 대칭적인데 비해서 본 연구에서 제안하는 좁은 자벽의 경우 그 구조가 매우 비대칭적임을 알 수 있고, 또한 Néel 자벽의 경우 무시할 수 없는 크기를 가지는

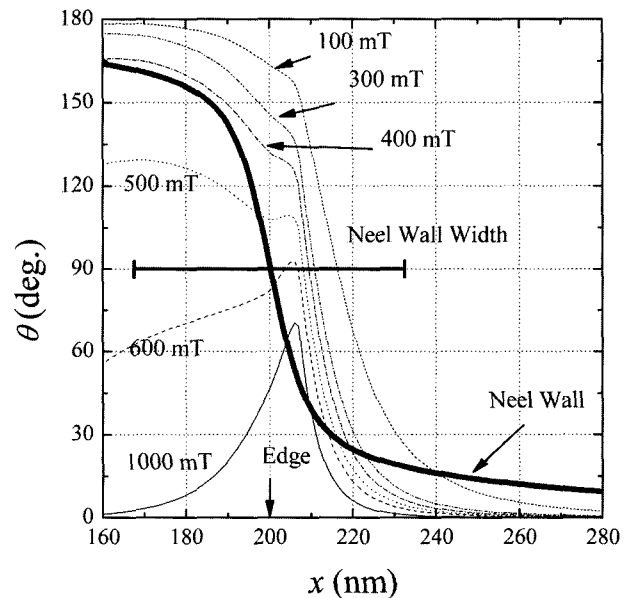


Fig. 3. The configuration of the magnetization direction θ for the representative fields around the interface between region 1 and 2 for type I. The x-axis means the position of the structure, $x=0$ nm means the left end of the sample in Fig. 1 and the edge F_1 is placed at $x=200$ nm. The thick solid line represents the Néel wall case, and the thick horizontal line indicates the Néel wall width ($\pi\sqrt{A/K_u}=65$ nm).

Table I. Parameters used in 3-dimensional micromagnetics simulations. Δx , Δy , and Δz are the unit cell sizes. W , L_1 , L_2 and d_1 , d_2 , are width of sample and the lengths and thicknesses of F_1 and F_2 . A , J , and K_u are exchange stiffness of Fe, and interlayer exchange coupling energy, and anisotropy energy, respectively

Δx (nm)	Δy (nm)	Δz (nm)	d_1 (nm)	d_2 (nm)	L_1 (nm)	L_2 (nm)	W (nm)	A_1 (J/m)	J (J/m ²)	K_{u1} (J/m ³)
1	1000	2	20	2	100	300	3000	2.1×10^{-11}	-1.0×10^{-3}	4.8×10^4

θ 값이 자벽의 중심에서 매우 먼 부분까지 존재를 하는데 비해서, 좁은 자벽의 경우 비대칭적이면서도 한쪽 방향으로 θ 값이 매우 빠르게 0°와 180°으로 수렴함을 볼 수 있다.

이때 교환상호작용이 있는 region 1의 경우 교환상호작용 에너지에 의해 자화방향이 외부자기장의 방향과 반대 방향으로 고정되기 때문에 θ 값이 빠르게 180°으로 수렴하는데 비해서, region 2는 외부 자기장에 의한 Zeeman 에너지 때문에 θ 값이 0°로 수렴하게 된다. 따라서, 더 좁은 자벽의 두께를 얻기 위해서는 강한 교환상호작용이 필요하며, 이때 교환상호작용에 의한 유효 자기장은 강자성체의 두께에 크게 의존하기 때문에, 자벽의 두께는 강자성체 층의 두께의 변화에 의존하게 된다.

위의 그림에서 살펴본 바와 같이 자화 방향 θ 의 변화는 Néel 자벽에 비해서 매우 급격하다. 특히 적절한 범위의 외부 자기장 하에서는 자화 방향 θ 의 기울기가 매우 좁은 영역에서 큰 값을 가지는데, 탄성 전자의 전도에 관한 이론적 연구에 의하면 자벽에 의한 자기저항 값은 자벽 내부에서 자화 방향의 변화의 기울기가 커지면 증가한다고 알려져 있다[10]. 따라서, 좁은 자벽 구조가 새로운 자기 저항 소자로 사용될 수 있는 가능성을 가지고 있다고 할 수 있다.

자벽의 두께를 정의 할 때 일반적인 방법은 바로 균일한 자화 방향의 변화를 가정하고 $\delta_w = \pi(\partial x / \partial \theta)_{x=center}$ 와 같은 방법으로 정의를 한다[1]. 그러나 이와 같은 정의는 여기서 다루고자 하는 좁은 자벽의 경우는 그 비 대칭성으로 인해서 적용이 곤란하므로, 균일 자벽의 두께를 명시적으로 표시하는 것이 큰 의미는 없지만, 편의상 다음과 같은 정의에 의해서 자벽의 두께를 정의하면[17],

$$\delta_w = \int_{-\infty}^{\infty} \cos\left(\theta(x) - \frac{\pi}{2}\right) dx \tag{1}$$

다음 Fig. 4와 같은 결과를 얻을 수 있다. Fig. 4에서 볼 수 있듯이 자벽의 두께는 외부 자기장에 따라서 변하며, 전술한 micromagnetics 전산모사에 의한 결과를 위 식 (1)을 이용해서 계산하면 자벽의 두께가 최소 30 nm 정도로 일반적인 Néel 자벽에 비해서 약 2배 정도 줄어들게 됨을 발견할 수 있다.

IV. 결 론

본 논문에서는 국소적 교환상호작용(exchange coupling)이 존재하는 여러 가지 구조에서 좁은 자벽이 생성 가능성을 보였고, 생성된 좁은 자벽은 공간적으로 잘 정의된 부분에서 발생하며, 자벽의 두께는 보통의 자벽에 비해서 현저하게 감소함을 발견하였다. 생성된 자벽의 두께가 충분히 얇을 경우, 자벽에서의 자기저항 효과가 급격히 증가하므로, 충분히 얇은 자벽의 경우 자기 저항 소자로서의 응용이 가능할 것으로 기대된다.

감사의 글

이 논문은 2004년도 한국학술진흥재단의 지원에 의하여 연구 되었음(KRF-2004-003-C00068).

참고문헌

[1] S. Chikazumi, "Physics of Ferromagnetism" 2nd Ed. Clarendon Press Oxford(1997).
 [2] F. Bloch, Z. Phys., **74**, 295(1932).
 [3] L. Néel, C. R. Acad. Sci. (Paris), **241**, 533(1955).

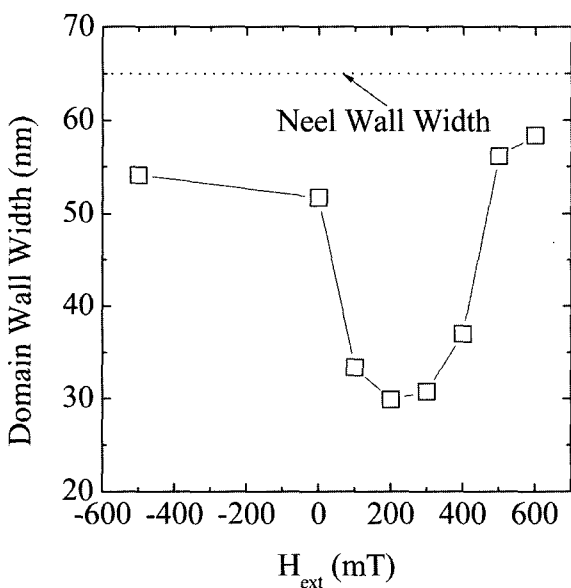


Fig. 4. The domain wall width as a function of H_{ext} for type I. The dotted line indicates the Néel wall width ($\pi\sqrt{A/K_u}=65$ nm).

- [4] P. Bruno, Phys. Rev. Lett., **83**, 2425(1999).
[5] N. García, M. Muñoz, and Y.-W. Zhao, Phys. Rev. Lett., **82**, 2923(1999).
[6] G. Tatara, Y.-W. Zhao, M. Muñoz, and N. García, Phys. Rev. Lett., **83**, 2030(1999).
[7] G. Tatara, Int. J. of Mod. Phys., **15**, 321(2001).
[8] See "Symposium on the controversy over ballistic magnetoresistance" in the proceeding of 9th Joint MMM/Intermag Conference, Anaheim, CA, USA Jan. 5-9(2004).
[9] J. Mathon, unpublished. (<http://www.city.ac.uk/mathematics/NanoStructures/domain.html>).
[10] J. B. A. N. van Hoof, K. M. Schep, A. Brataas, G. E. W. Bauer, and P. J. Kelly, Phys. Rev. B, **59**, 138(1999).
[11] P. Bruno, Phys. Rev. B, **52**, 411(1995).
[12] M. D. Stiles, J. Magn. Magn. Mater., **200**, 322(1999).
[13] C.-Y. You, C. H. Sowers, A. Inomata, J. S. Jiang, S. D. Bader, and D. D. Koelling, J. Appl. Phys., **85**, 5889(1999).
[14] C. Y. You and S. D. Bader, J. Appl. Phys., **92**, 3886(2002).
[15] E. E. Fullerton, J. S. Jiang, M. Grimsditch, C. H. Sowers, and S. D. Bader, Phys. Rev. B, **58**, 12193(1998).
[16] <http://math.nist.gov/oommf/>
[17] A. Huber and R. Schafer, "Magnetic Domains," Springer, Berlin, p. 219(2000).

Formation of a Narrow Domain Wall Using Local Exchange Coupled System

Chun-Yeol You*

Department of Physics, Inha University, Incheon 402-751, Korea

(Received 22 July 2005, in final form 6 August 2005)

Formation of a narrow magnetic domain wall is demonstrated by micromagnetics simulations. It is found that the domain wall width can be shrunk in a local exchange coupled system. The local exchange coupled system means that only a part of a ferromagnetic layer has an exchange coupling with another ferromagnetic layer. The system can be considered as two parts in the lateral dimensions: one is an exchange coupled region and another is a free region. Since the two regions have quite different local switching fields, the domain wall will be formed at the interface between the two regions at moderate field ranges.

Key words : domain wall, exchange coupling, micromagnetics, multilayer