

## 조절 가능한 층간교환상호작용에 관한 연구

하승석 · 유천열\*

인하대학교 물리학과, 인천광역시 남구 용현동 253

(2005년 12월 23일 받음, 2006년 4월 7일 수정본 받음)

강자성체/비자성 금속/강자성체/반도체 구조에서 층간교환상호작용(interlayer exchange coupling) 에너지가 외부 인가전압으로 제어 가능함을 이론적으로 보였다. 비자성 금속층으로 격리된 두 강자성층 사이의 층간교환상호작용 에너지는 강자성체/비자성 금속 계면에서 전자의 스핀에 의존하는 반사율의 차이에 의해 결정된다는 것은 잘 알려진 사실인데, 이를 강자성체/비자성 금속/강자성체/반도체 구조에 적용하여 층간교환상호작용 에너지가 강자성체/비자성 금속/강자성체 계면에서 전자의 반사율뿐 아니라 강자성체/반도체 계면에서의 반사율에도 의존한다는 것을 보였다. 강자성체/반도체 계면에 생기는 Schottky 장벽의 높이와 두께는 인가전압으로 바꿀 수 있고, 그에 따른 전자의 반사율이 인가전압에 의해 바뀔 수 있음을 알 수 있었다. 결과적으로 일차원 자유 전자 모델을 사용하여 외부 인가 전압으로써 두 강자성체 사이의 층간 교환 상호작용 에너지를 제어할 수 있다는 것을 확인하였다.

**주제어** : 쇼트키 장벽, 층간교환결합, 스핀트로닉스, 자화역전

### I. 서 론

스핀트로닉스는 현재 전자공학을 대체할 기술의 하나로, 스핀트로닉스는 전자의 기본적인 물리량인 전하량뿐 아니라, 스핀이라는 정보를 이용하기 때문에 스핀트로닉스 소자는 나노 테크놀로지 분야에서 중요한 분야로 자리매김하고 있다[1, 2]. 나노미터 크기의 스핀트로닉스 소자를 현실화시키기 위해 떠오른 중요한 이슈중 하나는 다른 부분의 자성체에 영향을 주지 않으면서, 원하는 자성체의 자화방향을 국소적으로 제어하는 문제이다. 이러한 자화방향을 국소적 제어는 지금까지 활용하고 있는 전류에 의한 자기장을 이용하는 방식으로는 불가능하며, 또한 스핀트로닉스 소자의 크기가 작아질수록 큰 결립들이 되고 있으며, 실제로 MRAM(magnetoresistive random access memory)[3]의 상용화에 있어서 선택적 스위칭은 해결해야 할 중요한 문제이다. 이런 어려움을 극복하기 위한 다음과 같은 많은 대체방법이 제안되고 있다[4-7]. Myers는 강한 전류가 자화방향을 역전시킬 수 있고, 이러한 전류 인가 자화 역전이 nano-wire 구조에서 일어날 수 있음을 실험적으로 발견하였다. 그러나 이 방식은 자화를 역전시키기 위한 요구 전류가 너무 높으며 저항이 매우 작다는 점이 극복해야 하는 문제로 지적 받고 있다. 또 다른 대체 방법으로는 강자성체/비자성 금속/절연체/강자성체 구조나 강자성체/절연체/강자성체 구조에서 전압으로 자화방향을 역전시키는 방법[5, 6]도 제안되었지만 증명된 바 없다. 좀 더 최근에는 Gorelik[7]가 두 개의 나노미터 크기의 강자성체 사이의 교환 작용을 교류 전

기장으로 제어할 수 있음을 이론적으로 보였다. 그러나 위의 여러 가지 제안들은 아직까지 실험적으로 증명되지는 못하였다.

본 논문에서는 강자성체/비자성 금속/강자성체/반도체 구조에 전압을 인가하여 두 강자성층간의 층간교환상호작용(interlayer exchange coupling)을 이용하여 자화방향을 조절하는 방식을 제안하고자 한다. 비자성 금속층으로 격리된 두 개의 강자성층 사이에서의 층간교환상호작용은 Bruno의 양자 우물 모델[8]로 설명될 수 있고, 그의 간단한 전자 광학 모델[9]은 강자성층[10, 11]와 보호층[12]의 두께에 따라 층간교환 상호작용 에너지가 변하는 다양한 실험 데이터를 잘 설명하고 있다. 그리고 여러 논문들의 이론적인 연구[13-15]는 Bruno의 간단한 접근방식이 타당하다는 것을 보여주고 있다. 본 논문에서 강자성체/비자성 금속/강자성체/반도체 구조에 대해 Bruno의 간단한 전자 광학 모델을 도입하여 층간교환상호작용 에너지를 외부전압 인가 방식으로 조절할 수 있음을 이론적으로 보이고자 한다. 금속인 강자성층과 반도체층 계면에서는 Schottky 장벽이 형성되고 그 장벽의 높이와 두께는 인가 전압에 따라 바뀌며, 결과적으로 강자성/반도체 계면의 유효 반사율을 바꿀 수 있다. 따라서 강자성체/비자성 금속/강자성체/반도체 구조의 층간 교환 상호작용 에너지는 인가전압으로 제어가 가능하다고 할 수 있을 것이다. 최근에 Bessho[16]는 강자성체/비자성 금속/강자성체/반도체 구조의 층간 교환 상호작용 에너지가 인가한 전압에 의해 변할 수 있다는 요지의 특허를 출원하였다. 비록 그의 특허가 구체적인 이론적 계산이나 실험적 결과를 제시하지는 않았지만, 본 연구의 중요성을 보여주고 있는바, 본 연구에서는 층간교환상호작용 에너지가 두 강자성층과 사이층사이의 계면에서만뿐만 아니라 강자성

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

층과 반도체층 계면에서의 spin에 따른 전자의 반사율에 의존하는 사실[9]을 이용하여 그의 특허에 대한 이론적 근거를 제시하고자 한다.

### II. 4층막 구조에서의 자유전자 모델

Bruno의 자유 전자 모델[9]을 적용시켜 Schottky 장벽이 있는 4층 박막 구조의 층간교환 상호작용 에너지를 계산하기 위해서는 우선 각각 계면에서의 up-spin과 down-spin의 전자의 반사율을 결정해야 한다. 반사율을 결정하면 참고문헌[8]의 식 (3.7)에 따라 층간 교환 상호작용 에너지는 다음과 같이 주어진다.

$$E_{FM} - E_{AFM} = \frac{1}{4\pi^3} \text{Im} \int d^2 k_{\parallel} \int_{-\infty+i0^+}^{+\infty+i0^+} d\epsilon f(\epsilon) \cdot n \left( \frac{(1-r_1^{\uparrow} r_2^{\uparrow} \exp(2ik_0 d_s))(1-r_1^{\downarrow} r_2^{\downarrow} \exp(2ik_0 d_s))}{(1-r_1^{\uparrow} r_2^{\downarrow} \exp(2ik_0 d_s))(1-r_1^{\downarrow} r_2^{\uparrow} \exp(2ik_0 d_s))} \right) \quad (1)$$

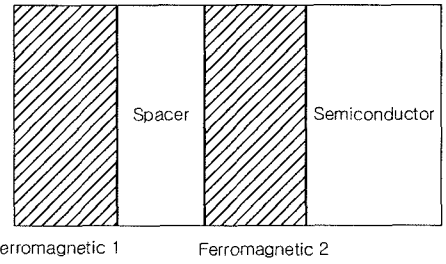
$r_1 r_2$ 는 항상 1보다 매우 작은 양이므로 다음과 같이 간단한 형태로 근사시킬 수 있다.

$$E_{FM} - E_{AFM} \approx \frac{2\hbar^2 k_F^2}{\pi^2 m} \text{Im} \left[ e^{2ik_0 d_s} \int_0^{+\infty} \kappa d\kappa \Delta r_1 \Delta r_2 e^{-2\kappa d_s} \right] \quad (2)$$

식 (2)를 보면 층간 교환 상호작용 에너지가 비자성 금속 사이층의 두께  $d_s$ 의 함수로써 감소 진동한다는 사실을 쉽게 확인할 수 있다. 또한 층간교환상호작용 에너지는  $\Delta r_{1,2}$ 의 함수이며, 이것이 본 논문에서 제시하는 아이디어의 핵심이다. 여기서  $r_2^{\uparrow, \downarrow}$ 는 비자성 금속층인 사이층과 두 번째 강자성층 사이의 계면에서 up-spin, down-spin 전자의 반사율을 의미하고  $\Delta r_{1,2} = r_{1,2}^{\uparrow} - r_{1,2}^{\downarrow}$ 는 각각 계면 1과 2 사이에서의 up-spin, down-spin 전자의 반사율의 차이이며, 식 (2)에서 층간교환상호작용 에너지를 얻을 수 있다[8, 9].

$r_2^{\uparrow, \downarrow}$ 를 계산하기 위해서 Fig. 1에서와 같이 각각의 층에 대한 퍼텐셜 에너지를 정의해야 한다. Fig. 1은 4층막 구조인 강자성체/비자성 금속/강자성체/반도체 구조의 퍼텐셜 에너지 분포를 보여 준다.  $d_{F1}$ ,  $d_S$ ,  $d_{F2}$ ,  $d_W$ 는 각각 첫 번째 강자성층, 비자성 금속 사이층, 두 번째 강자성층, 반도체층의 두께를 나타낸다. 그리고  $E_F$ ,  $\Delta_{EX}$ ,  $V_a$ ,  $V_b$ ,  $E_C$ ,  $E_b$ ,  $\mu_S$ ,  $E_{Gap}$ 은 각각 페르미 에너지, 교환 갈라짐 에너지, 인가전압, 에너지 장벽 높이, 전도띠 에너지, 원자가 띠 에너지, 페르미 축퇴, 띠 간격 에너지를 나타낸다. 상황을 간단하게 하기 위해 자유전자 모델을 도입하고  $\Delta_{EX}$ 를 majority 스핀과 minority 스핀 띠의 차이라고 하자. 반도체층의 불순물 농도가 균일하고 가상전하(image charge) 효과를 고려하지 않는다면 depletion 영역의 퍼텐셜  $\phi(x)$ 는 다음과 같이 표현할 수 있다[17].

(a) Layer Structure



(b)  $V_a < 0$ , Reverse Bias

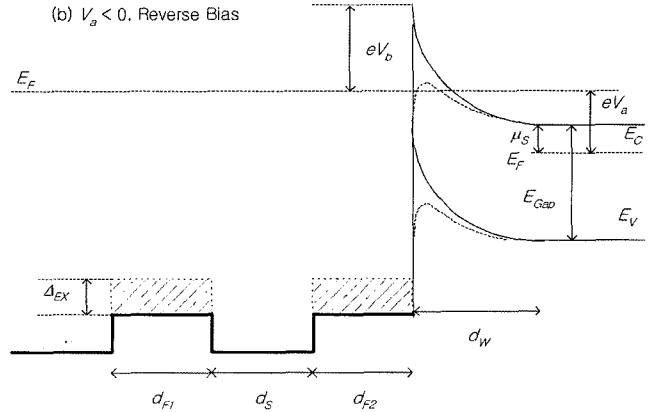


Fig. 1. (a) Schematic diagram of the four-layer structure and (b) the potential energies of each layer. The thicknesses of first, second ferromagnetic and spacer layers are  $d_{F1}$ ,  $d_{F2}$ , and  $d_S$  respectively. And the depletion layer thickness in semiconductor region is  $d_W$ .  $E_F$ ,  $\Delta_{EX}$ ,  $V_a$ ,  $V_b$ ,  $E_C$ ,  $E_b$ ,  $\mu_S$ ,  $E_{Gap}$  means Fermi energy, exchange split energy, applied bias voltage, barrier height, bottom of the conduction band energy, top of the valance band energy, Fermi degeneracy, band gap energy, respectively. The solid line in depletion region is a potential without image charge effect, and the dotted line is a potential with image charge effect.

$$\phi(x) = \frac{e^2 n_d (x - d_W)^2}{2\epsilon_S} + e(V_a - \mu_S) \quad (3)$$

여기서  $n_d$ 는 donor 농도,  $\epsilon_S$ 는 반도체층의 유전상수이다. depletion 영역의 두께는 균일한 불순물 농도를 가정함으로써 얻을 수 있다.

$$d_W = \left( \frac{2\epsilon_S (V_b + \mu_S - V_a)}{en_d} \right)^{1/2} \quad (4)$$

Fig. 1에서 가상전하효과를 고려하지 않았을 때, depletion 영역 퍼텐셜은 두꺼운 실선으로 그려져 있는 반면, 가상전하 효과를 고려했을 때의 퍼텐셜은 점선으로 그려져 있다. 가상 전하효과를 고려하면 퍼텐셜은 다음과 같이 주어진다.

$$\phi(x) = \frac{e^2 n_d (x - d_W)^2}{2\epsilon_S} + e(V_a - \mu_S) - \frac{e}{16\pi\epsilon_S x} \quad (5)$$

반도체/금속 구조에 전압을 인가했을 때 Schottky 장벽의 높이가 낮아지는 현상은 가상전하효과가 존재하기 때문이며[17], 가상전하효과를 고려하지 않는다면 인가전압에 따른 장벽 높이의 변화는 설명될 수 없다. Schottky 장벽 계면에서 전자의 반사율은 장벽 높이에 매우 민감하게 의존하기 때문에 스핀에 의존하는 전자의 반사율도 장벽 높이에 매우 민감해진다. 가상전하효과를 고려하지 않은 Schottky 장벽에서의 전자의 반사율은 parabolic cylinder function으로 잘 알려져 있음에도 불구하고[18] 가상전하효과를 반드시 고려해야 하기 때문에 해석적 결과를 사용하지 않았으며, 사이층과 두 번째 강자성층 계면에서의 정확한 반사율을 수치해석적인 계산으로 찾아내었다[19].

강자성체/비자성 금속 구조에서 비자성 금속층의 특성에 따른 층간 교환 상호작용 에너지와의 관계는 이론적[21]으로나 실험적[20]으로 널리 연구되었다. Fe/Cr 구조의 경우, Fe의 minority 스핀 띠구조는 Cr의 minority 스핀 띠구조와 유사하여 minority 스핀은 Fe과 Cr 층을 자유롭게 움직일 수 있다. 반면, Cr과 Fe의 majority 스핀 띠구조는 매우 다르기 때문에 Fe 층 사이에 존재하는 Cr 층의 전도성 majority 스핀은 양자 우물을 형성하게 된다. 1차원 띠 모델로 고려해보면, Fe의  $\Gamma$ -H 띠[22]의 경우 majority와 minority 띠의 Fermi 벡터는 각각 0.92, 0.33(1/Å)이며, Cr의 Fermi 벡터는 0.35(1/Å)이다.

Fig. 2는 외부 인가 전압이 없을 때, Schottky 장벽을 고려하여,  $d_{F1}=d_{F2}=15 \text{ \AA}$ ,  $n_d=10^{22} \text{ m}^{-3}$ 인 4층막 구조에서 위의 물질 상수들을 이용해서 층간교환상호작용 에너지를 사이층 두께에 대한 함수로 나타낸 것이다. 그래프를 보면 층간교환 상호작용 에너지의 진폭이 진동하면서 감소하는, 전형적인 사이층 두께 의존성을 볼 수 있는데, 본 논문에서의 계산은 비

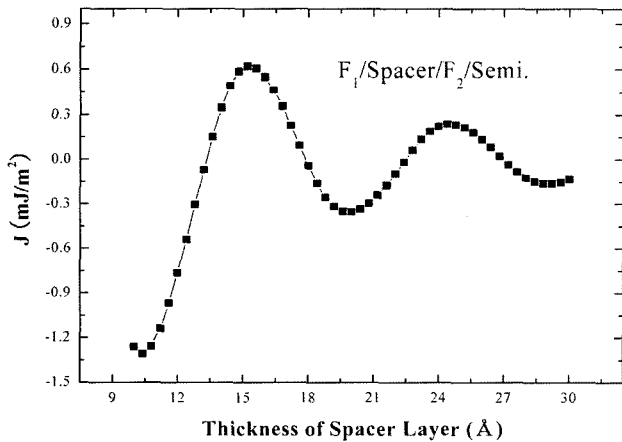


Fig. 2. Representative spacer layer thickness dependence of the interlayer exchange coupling energy in trilayer structure. The potential energy is measured from the bottom of the conduction band.

록 실질적인 물질 상수들을 고려했지만, 실제 띠구조를 고려한 계산이 아니며, 단지 1차원 자유전자 모델에 대한 계산이며 정성적인 기술임을 강조하는 바이다.

외부 전압이 인가되었을 때 Schottky barrier 효과에 의한 층간교환상호작용 세기의 변화를 살펴보기 위해서는 인가전압이 있을 때와 그렇지 않은 경우의 층간교환상호작용 세기의 차이를 비교하여야 한다. 따라서 실험적으로 두 경우의 차이를 쉽게 알 수 있는 경우의 두께를 설정해야 하므로 층간교환상호작용 세기가 최소가 되는 13.3 Å으로 설정하였다. 실제 실험에서 최소 층간 교환 상호작용 세기에 대응되는 사이층 두께는 많은 물질들에 대해서 잘 알려져 있고 실험적으로 쉽게 확인이 가능하다.

주어진 값들에 대해  $r_2^{\uparrow, \downarrow}$ 는 기본적인 양자역학을 이용해서 수치 해석적으로 계산할 수 있다[19]. Schottky 장벽에서의 전자의 반사율은 장벽의 높이에 두께에 의존하기 때문에 depletion 영역의 두께와 Fermi degeneracy와 같은 Schottky 장벽의 물리적인 특성들은 도핑 농도  $n_d$ 와 깊은 관계가 있다.

흔히 사용되는 n-type Si,  $V_b=1.0 \text{ eV}$ ,  $\epsilon_s=11.7$ 인 반도체 층을 고려하면, Fermi degeneracy는 식 (6)으로 결정되는데 [17],

$$\mu_s = -k_B T \ln\left(\frac{N_C}{n_d}\right). \quad (6)$$

$k_B$ ,  $T$ ,  $N_C$ 는 각각 Boltzmann 상수, 절대온도, 전도띠의 유효 상태 밀도이다. 식 (6)으로  $\mu_s$ 를 결정하면 depletion 층의 두께와 Schottky 장벽의 구조를 결정할 수 있게 된다. 여러 가지 donor 밀도에 따른 Schottky 장벽의 모양은 Fig. 3에

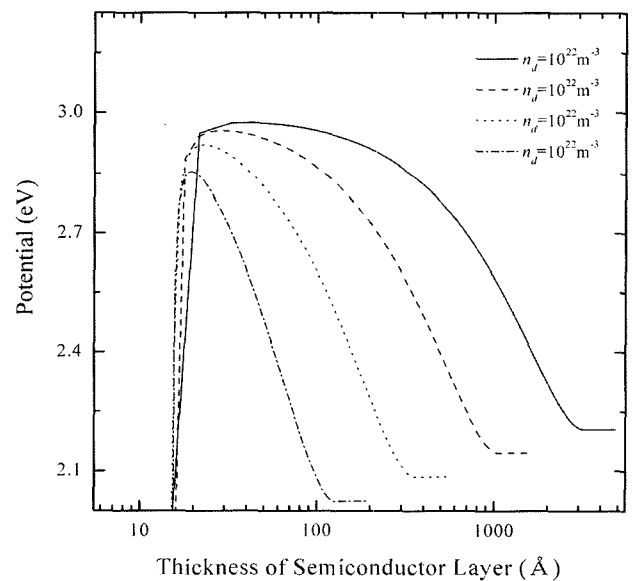


Fig. 3. Typical Schottky barrier shapes for various donor concentrations

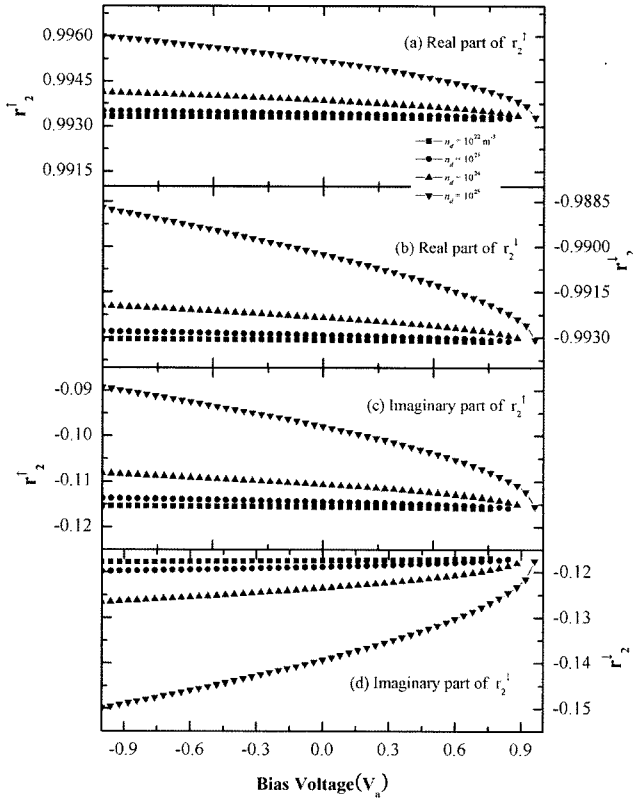


Fig. 4. The real and imaginary parts of the reflectivities of  $r_2^{\uparrow,\downarrow}$  as a function of bias voltage for  $n_d=10^{22}, 10^{23}, 10^{24},$  and  $10^{25} \text{ m}^{-3}$ . Note that the real and imaginary parts for spin up and down have the same scales.

보였다.

Fig. 3의 그래프에서 반도체 층의 두께는 logarithm scale로 나타냈으며,  $n_d$ 가 증가함에 따라 depletion 영역의 두께가 지수적으로 감소하는 모습을 볼 수 있다. 따라서 본 연구에서 살펴보고자 하는 Schottky 장벽의 효과는 반도체층의 도핑 농도가 높을수록 효과적이라고 생각된다.

Fig. 4는  $n_d=10^{22}\sim 10^{25} \text{ m}^{-3}$ 인 Fe/Cr 구조의 인가전압과 전자의 반사율에 대한 그래프이다. Schottky 장벽에서  $r_2^{\uparrow,\downarrow}$ 의 실수부와 허수부가 인가전압의 함수로써 각각 나타나있다. Fig. 4에서 보는 바와 같이 Schottky 장벽에서 전자의 반사율은 인가전압의 함수이며 도핑농도  $n_d$ 에 대한 함수이다. 따라서 교환상호작용 에너지는 반도체층의 도핑농도의 함수로 생각할 수 있다. 하지만 Fig. 3을 보면 도핑농도에 따른 장벽 높이 변화는 거의 없음을 알 수 있고, 장벽두께가 100 Å 이상으로 두꺼울 경우에는 전자 반사율의 차이는 아주 작다. Fig. 5는 도핑 농도  $n_d=10^{22}\sim 10^{25} \text{ m}^{-3}$ 인 Fe/Cr 구조의 Cr 두께와 교환상호작용의 세기에 대한 그래프이며, 예상한 것과 같이 도핑 농도에 따른 층간교환상호작용 에너지  $J$ 는 도핑농도에 대해 큰 변화가 없는 것을 알 수 있다.

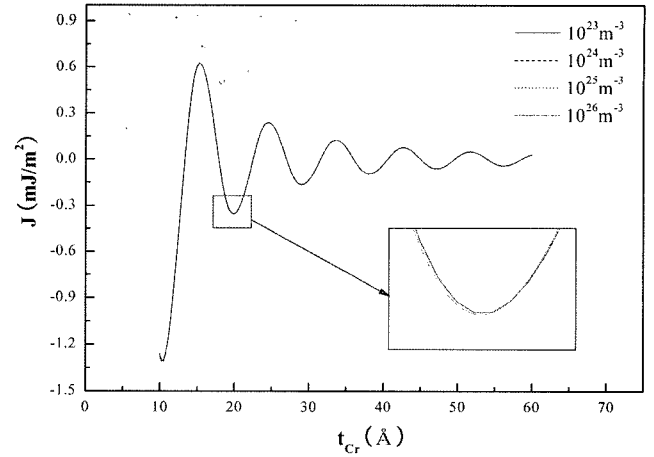


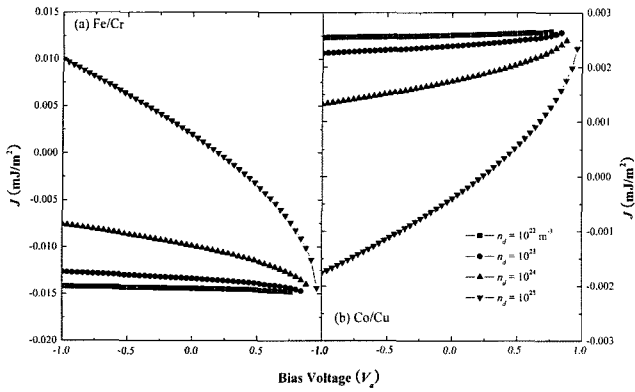
Fig. 5. The interlayer exchange coupling energy as function of Cr thickness for doping concentration  $n_d=10^{23}, 10^{24}, 10^{25},$  and  $10^{26} \text{ m}^{-3}$ .

### III. 4층막 구조에서의 층간교환상호작용의 전압의존

4층막 구조의 층간교환상호작용 에너지는 계산된  $r_2^{\uparrow,\downarrow}$ 을 식 (1)에 대입하여 얻을 수 있다. 많이 사용되는 체심 입방구조의 Fe/Cr과 면심 입방구조의 Co/Cu 구조를 고려해서 층간교환상호작용 에너지를 계산하였다. 앞서 설명한 바와 같이 Fe/Cr구조에서 Cr의 전도전자들은 Fe layer의 majority 띠에 Cr 층에 양자우물이 형성 되는 반면에 Co/Cu 구조에서 면심 입방구조인 Cu의 띠구조[8]는 Co의 majority 띠와 유사하며, Cu의 전도전자들은 Co의 minority 띠에 의해서 Cu층에 양자우물을 형성한다. 이때 Co/Cu의 경우 양자우물의 얇은 반면, Fe/Cr의 경우 양자우물이 더 깊은 경우에 해당되므로, 쉽게 말해 Fe/Cr 구조와 Co/Cu 구조는 물리적 상황이 다소 다르다고 할 수 있다.

Fig. 6의 (a)와 (b)는 Fe/Cr과 Co/Cu 구조에서  $n_d$ 가  $10^{22} \text{ m}^{-3}$ 에서  $10^{25} \text{ m}^{-3}$ 까지 값을 가지는 경우, 층간교환상호작용 에너지를 인가전압의 함수로써 보여주고 있다. 계산을 위해, 면심 입방구조의 Co와 Cu의 majority, minority 띠에서  $\Gamma$ -X 띠의 Fermi 벡터는 각각 0.67, 0.618, 0.733(1/Å)[8]임을 고려하였고,  $d_s$ 가 11.1 Å,  $d_{F_{1,2}}$ 가 15.0 Å인 경우를 고려하였다.  $J \approx 0$ 인 영역에서 자성층 자화방향이 역전되는 것을 실험적으로 용이하게 관찰할 수 있으므로  $d_s$  값을 위와 같이 설정하였다.

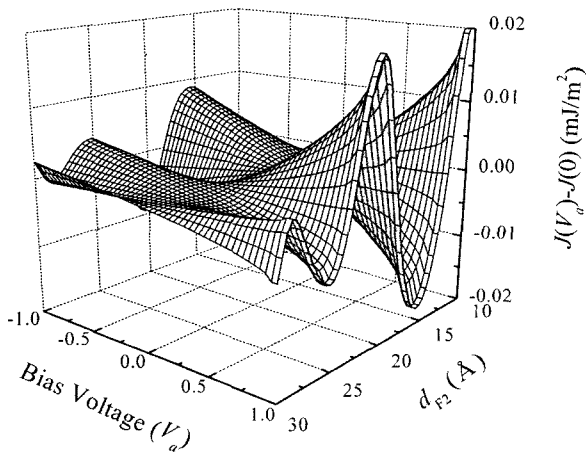
여기서 Fe/Cr 구조와 Co/Cu 구조의 y축의 scale이 다르다는 것을 주목할 필요가 있다. 이 계산에서 Fe/Cr 구조에 있어서 인가전압의 변화에 따른 교환상호작용 세기의 변화는 0.025 mJ/m<sup>2</sup>이고, 이는 Fe 층이 15 Å일 때 유효자기장으로 환산하면 195 Oe가 된다. 또, Co/Cu 구조에서의 전압 인가에 의한 층간교환상호작용 세기의 변화는 0.005 mJ/m<sup>2</sup>이고, 이는



**Fig. 6.** The interlayer exchange coupling energy as a function of bias voltage for (a) Fe/Cr system and (b) Co/Cu system with various  $n_d$  values ( $10^{22}\sim 10^{25} \text{ m}^{-3}$ ).

Co 층의 두께가 15 Å인 경우, 유효자기장으로 환산하면 47 Oe가 된다. 본 계산이 물질들의 실질적인 띠구조 등을 반영하지 않았기 때문에 층간교환상호작용 에너지의 절대값은 중요한 의미를 갖지 않는다. 하지만, 중요한 점은 유효자기장의 크기가 실험적인 관찰 또는 실질적인 응용에서 충분히 크다는 것을 확실히 보여주는 것이다.

지금까지 우리는 단지 강자성층의 두께가 15 Å로 고정된 경우만 고려했는데, 이번에는 강자성층의 두께에 따른 교환 상호작용 세기를 살펴보도록 하자. 외부에서 전압이 인가된 상황에서 층간교환상호작용 에너지는 강자성층의 두께와 관련 있기 때문에 첫 번째 강자성층의 두께는 고정시키고 두 번째 강자성층 두께를 10~30 Å로 변화시켜 계산하였으며, 그 결과는 Fig. 7에 나타내었다. Fig. 7은 Fe/Cr 구조에서의 Si 층의  $n_d=10^{25} \text{ m}^{-3}$ 일 때  $J(V_0)-J(V_{a=0})$  값을 그린 그래프이며, 이를 보면 층간 교환 상호작용 에너지의 전자의 광학적 특성



**Fig. 7.**  $J(V_0)-J(V_{a=0})$  as a function of the bias voltage  $V_0$  and  $d_{F2}$  with fixed  $d_{F1}=50 \text{ Å}$  for Fe/Cr model system with  $n_d=10^{25} \text{ m}^{-3}$ .

에 의해 두 번째 강자성층의 두께인  $d_{F2}$ 가 얇을수록 층간교환상호작용의 세기는 인가전압에 더욱 강하게 의존한다는 것을 알 수 있다. 게다가 유효자기장이  $d_{F2}$ 에 반비례하므로 실험적인 구현을 위해서는  $d_{F2}$ 가 얇을수록 더욱 효과적이라는 것도 알 수 있다.

#### IV. 결 론

강자성체/비자성 금속/강자성체 구조에서 두 강자성층 사이의 층간 교환 상호작용 에너지는 비자성 금속과 강자성층 계면에서의 스핀 의존 전자 반사율의 차이에 의해서 결정된다는 것은 이미 알려진 사실이다. 이러한 사실에 근거하여 본 연구에서는, 강자성층/반도체층 계면에 생기는 Schottky 장벽의 특성이 인가전압에 대한 함수이며, 전자의 반사율은 장벽의 특성에 의존되기 때문에 강자성체/비자성 금속/강자성체/반도체 구조에 전압을 인가함으로써 층간 교환 상호작용 에너지를 조절할 수 있음을 일차원 자유 전자 모델[8]을 도입하여 이론적으로 보였다. 또한, 전자 반사율은 두 번째 강자성층의 두께에도 의존하기 때문에 실험적인 구현에 있어서 두 번째 강자성층의 두께가 얇을수록 효과적이라는 사실도 알 수 있었다. 반도체층의 도핑농도가  $10^{25} \text{ m}^{-3}$ 인 4층막 구조에 인가전압을 -1 V에서 1 V까지 변화시켰을 때, 층간교환상호작용 에너지는  $0.025 \text{ mJ/m}^2$ 의 변화가 있었으며, 그에 대응되는 유효자기장의 크기가 195 Oe임을 얻어내었고, 전압을 인가하여 자화방향을 제어하는 방식이 실험적인 관찰이나 실질적인 적용에 대해 충분한 가능성이 있다고 판단할 수 있었다. 그러나 실험으로 구현하고자 할 때, 반도체/강자성체의 계면에 dead-layer가 생기면 계면의 강자성체는 자성을 잃어버리고 스핀 정보가 유지되기 어렵다[23]. 그러므로 외부 인가 전압에 의해 스핀에 의존하는 에너지 차이에서 기인하는 층간교환 결합세기 변화를 얻어 내기 어려우므로, 실험에 있어 중요한 고려 사항 중의 하나이다.

본 연구의 여러 결과들로서, 강자성층 두께가 얇고 반도체층의 도핑 농도가 높은 조건의 강자성체/비자성 금속/강자성체/반도체 구조에 전압을 인가하여 층간교환 상호작용 에너지를 조절할 수 있고, 이를 통해 외부 인가전압으로 자화방향을 제어하는 스핀트로닉스 소자로서의 가능성을 제시하는 바이다.

#### 감사의 글

이 논문은 2004년도 한국학술진흥재단 신진교수과제의 지원에 의하여 연구되었음(KRF-2004-003-C00068).

### 참고문헌

- [1] S. A. Wolf, et al. Science, **294**, 1488(2001).
- [2] J. F. Gregg, I. Petej, E. Jouguelet, J. Phys. D. Appl. Phys. **35**, R121(2002).
- [3] S. Tehrani, J. M. Slaughter, M. Deherrera, B. N. Engel, N. D. Rizzo, J. Salter, M. Durlam, R. W. Dave, J. Janesky, B. Butcher, K. Smith, and G. Grynkewich, Proc. of the IEEE, **91**, 703(2003).
- [4] E. B. Myers, D. C. Ralph, J. A. Katine, R. N. Louie, and R. A. Buhrman, Science **285**, 867(1999); M. Tsoi, A. G. M. Jansen, J. Bass, W.-C. Chiang, M. Seck, V. Tsoi, and P. Wyder, Phys. Rev. Lett. **80**, 4281(1998); J. Z. Sun, J. Magn. Magn. Mater. **202**, 157 (1999); J. A. Katine, F. J. Albert, and R. A. Buhrman, Appl. Phys. Lett. **76**, 354(1999).
- [5] C.-Y. You and S. D. Bader, J. Magn. Magn. Mater. **195**, 488(1999).
- [6] N. F. Schwabe, R. J. Elliott, and N. S. Wingreen, Phys. Rev. B **54**, 12953(1996).
- [7] L. Y. Gorelik et al. Phys. Rev. Lett. **91**, 088301(2003).
- [8] P. Bruno, Phys. Rev. B. **52**, 411(1995).
- [9] P. Bruno, J. Magn. Magn. Mater. **164**, 27(1996).
- [10] P. J. H. Bloemen et al. Phys. Rev. Lett. **72**, 764(1994).
- [11] S. N. Okuno and K. Inomata, Phys. Rev. Lett. **72**, 1553(1994); S. N. Okuno and K. Inomata, J. of Phys. Soc. of Japan. **64**, 3631(1995).
- [12] J. J. de Vries et al. Phys. Rev. Lett. **75**, 4306(1995).
- [13] J. Kudrnovsky, V. Drchal, P. Bruno, I. Turek, and P. Weinberger, Phys. Rev. B. **56**, 8919(1997).
- [14] J. Kudrnovsky, V. Drchal, P. Bruno, I. Turek, and P. Weinberger, Comp. Mater. Sci. **10**, 188(1998).
- [15] M. Zwierzycki and S. Krompiewski, Phys. Rev. B. **57**, 5036(1998).
- [16] K. Bessho and Y. Iwasaki, US Patent 6,480,412 (2002), Japan Patent P2001-19661A (2001).
- [17] S. M. Sze, "Physics of semiconductor devices," John Wiley & Sons, (1981).
- [18] J. W. Conley, C. B. Duke, G. D. Mahan, and J. J. Tiemann, Phys. Rev. **150**, 466 (1966).
- [19] M. S. de Bianchi and M. Di Ventra, Eur. J. Phys. **16**, 260(1995); M. Di Ventra and C. J. Fall, Comp. in Phys. **12**, 248(1998).
- [20] C.-Y. You, C. H. Sowers, A. Inomata, J. S. Jiang, S. D. Bader and D. D. Koelling, J. Appl. Phys. **85**, 5889(1999) and reference therein.
- [21] M. D. Stiles, Phys. Rev. B. **54**, 14679 (1996); M. D. Stiles, J. Magn. Magn. Mater. **200**, 322(1999).
- [22] D. A. Papaconstantopoulos, "Handbook of the band structure of elemental solids", Plenum Press (1986).
- [23] Y. B. Xu, E. T. M. Kernohan, D. J. Freeland, A. Ercole, M. Tselepi, and J. T. C. Bland, Phys. Rev. B. **58**, 890 (1998)

## Tunable Interlayer Exchange Coupling Energy

Seung-Seok Ha and Chun-Yeol You\*

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

(Received 23 December 2005, in final form 7 April 2006)

We theoretically demonstrate that the interlayer exchange coupling (IEC) energy can be manipulated by means of an external bias voltage in a  $F_1/NM/F_2/S$  ( $F_1$ : ferromagnetic, NM: nonmagnetic metallic,  $F_2$ : ferromagnetic, S: semiconductor layers) four-layer system. It is well known that the IEC energy between two ferromagnetic layers separated by nanometer thick nonmagnetic layer depends on the spin-dependence of reflectivity to the  $F_1/NM/F_2/S$  four-layer system, where the reflectivities at the interface in  $NM/F_2$  interface also depends on  $F_2/S$  interface due to the multiple reflection of an electron-like optics. Finally, the IEC energy depends on the spin-dependent electron reflectivity not only at the interfaces of  $F_1/NM/F_2$ , but also at the interface of  $F_2/S$ . Naturally the Schottky barrier is formed at the interface between metallic ferromagnetic layer and semiconductor, the Schottky barrier height and thickness can be tailored by an external bias voltage, which causes the change of the spin-dependent reflectivity at  $F_2/S$  interface. We show that the IEC energy between two ferromagnetic layers can be controlled by an external bias voltage due to the electron-optics nature using a simple free-electron-like one-dimensional model.

**Key words** : schottky barrier, interlayer exchange coupling, spintronics, magnetic switching