

## 스핀 주입에 대한 퍼짐 이론

이병찬\*

인하대학교 물리학과, 인천시 남구 용현동 253, 402-751

(2005년 12월 6일 받음, 2006년 4월 10일 최종수정본 받음)

자성체에서 비자성체로의 스핀주입(spin injection)을 설명하는 퍼짐이론(diffusion theory)에 대해서 살펴보았다. 먼저 기본 방정식을 유도하고, 그것을 강자성체/비자성체/강자성체 구조에 적용시켜, 스핀극나뉘짐과 자기저항을 구하였다. 주입된 스핀극나뉘짐 전류를 자기저항으로 검출하기 어려운 물리적 이유를 설명하고, 그 해결 방안에 대해서 논의하였다.

주제어 : 스핀주입, 퍼짐이론, 스핀극나뉘짐

### I. 서 론

최근 활발히 연구되고 있는 스핀트로닉스(spintronics)는 전자의 스핀을 여러 가지 장치에 활용해 보자는 것이다[1]. 그 중 대표적인 예라고 할 수 있는 것이 Datta와 Das[2]가 제안한 스핀 트랜지스터이다. 이것은 강자성체로부터 반도체에 스핀극나뉘짐 전자(spin-polarized electron)를 주입한 다음에, 게이트 전압을 이용한 스핀 제어를 통하여 장효과 트랜지스터(field effect transistor)를 구현하려는 것이다. 이러한 방식을 사용하면 기존의 장효과 트랜지스터가 가지는 여러 가지 한계를 극복할 수 있는 새로운 가능성이 있기에 큰 주목을 끌었다. 그러나, 그 동안의 많은 연구에도 불구하고 아직 이러한 스핀 트랜지스터는 실현되지 않고 있다.

반도체 기반의 스핀 트랜지스터 제작을 위해서는 반도체 내에서 스핀극나뉘짐 전자를 얻어야 한다. 다양한 방법이 제시되었지만, 그 중 하나는 위에서 이미 언급한대로 전류를 흘려서 강자성체에서 반도체로의 스핀 주입(spin injection), 즉 스핀극나뉘짐 전자를 주입하는 것이다. 처음에는 어려움이 있었지만, 현재까지 강자성체에서 비자성체로의 스핀 주입이 가능하다는 것이 여러 실험을 통하여 확인되었다[3-6]. 하지만 지금까지 성공적인 반도체로의 스핀주입 확인은 광학적 방법을 사용하여 이루어졌으며, 전기적 방법에 의한 실험은 그다지 성공적이지 못하였다[7]. 반도체로 주입된 스핀극나뉘짐 전자의 스핀을 제어하기에 앞서서, 그것을 자기저항과 같은 방법을 사용하여 전기적으로 검출하는 것은 스핀 트랜지스터 제작을 향한 중요한 과정이라 하겠다. 이와 같은 스핀 주입과 전기적 검출을 위해서는 실험 못지 않게 이론적 이해 또한 중요한 일인데, 지금까지 퍼짐(diffusion)에 기초를 둔 수송이론(transport theory)이 아주 효과적으로 사용되고 있다[8-17].

여기서는 스핀극나뉘짐 전류에 대한 퍼짐 이론을 살펴보고자 한다. 새로운 결과나 정확성보다는 이 분야에서 처음 공부를 시작하는 사람들을 위한 이론의 쉬운 설명에 초점을 맞추었다. 이 논문은 다음과 같이 이루어져 있다. II절에서는 퍼짐에 기초한 스핀극나뉘짐 수송에 대한 이론이 어떻게 유도되는지 설명하였다. III절에서는 스핀주입에서 중요한 매개변수인 전류의 스핀극나뉘짐의 여러 원인에 대해서 살펴보았다. IV절에서는 강자성체/비자성체/강자성체 구조를 다루어 스핀에 의존하는 수송 현상이 퍼짐 이론으로 어떻게 기술되는지 구체적인 예를 통하여 보여주었다. 더불어 스핀주입 현상을 전기적으로 검출하는 것이 왜 어려운 일인지 설명하고, 그것을 이룰 수 있는 조건에 대해서 논하였다. 끝으로 V절에 맺음말을 두었다.

### II. 이론적 모형

물질의 전도 현상을 미시적인 기본 법칙으로부터 시작하여 정량적으로 기술하기란 대단히 어려운 일이다. 이런 경우 옴의 법칙과 같이 현상학적으로 다루고, 대신에 비저항( $\rho$ ) 또는 전기 전도도( $1/\rho$ )와 같은 물리량은 실험적으로 측정하여 사용하는 것이 훨씬 쉬운 접근 방법이다. 스핀에 의존하는 전도 현상도 옴의 법칙을 좀 더 확장하여 기술하는 것이 편리하다. 이러한 이론을 스핀 퍼짐이론이라 할 수 있는데, 결과부터 먼저 이야기 하자면 다음의 세가지 식으로 정리할 수 있다.

$$\vec{J}_\sigma = \frac{1}{e\rho_\sigma} \vec{\nabla} \mu_\sigma, \tag{1}$$

$$\vec{\nabla} \cdot (\vec{J}_+ + \vec{J}_-) = 0, \tag{2}$$

$$\nabla^2 (\mu_+ - \mu_-) = \frac{\mu_+ - \mu_-}{\lambda^2}. \tag{3}$$

여기서  $\sigma$ 는 전자의 스핀(+는 위방향 스핀, -는 아래방향 스

\*Tel: (032) 860-7665, E-mail: chan@inha.ac.kr

**Table I.** Notations for the physical quantities used in this paper.

$\epsilon$	magnitude of electron charge (>0)
$\sigma$	electron spin
$\mu_\sigma$	electrochemical potential of electrons with spin $\sigma$
$\vec{E}$	electric field
$\phi$	electric potential
$\rho_\sigma$	resistivity for electrons with spin $\alpha$
$\rho$	resistivity
$J_\sigma$	electrical current density for electrons with spin $\sigma$
$\vec{J}$	total electrical current density
$P$	spin polarization of the electrical current
$\beta$	spin polarization of the electrical current in bulk magnetic material
$\gamma$	spin polarization for tunneling of electrons
$D_\sigma$	diffusion coefficient of electrons with spin $\sigma$
$\tau_\sigma$	spin relaxation time of electrons with spin $\sigma$
$\lambda$	spin diffusion length
$n_{tot, \sigma}$	total concentration of electrons with spin $\sigma$
$n_{0, \sigma}$	equilibrium total concentration of electrons with spin $\sigma$
$n_\sigma = n_{tot, \sigma} - n_{0, \sigma}$	deviation of electron concentration for spin $\sigma$ from equilibrium
$N_\sigma$	density of states of electrons with spin $\sigma$ at the Fermi level

핀),  $\mu_\sigma$ 는 전기화학퍼텐셜(electro-chemical potential),  $\lambda$ 는 스핀 퍼짐길이(spin diffusion length)이다. 이 논문에서 사용되는 여러 물리량의 기호에 대한 것은 Table I에 정리되어 있다. 위의 세가지 식으로부터  $\mu_\sigma$ 와  $\vec{J}_\sigma$ 를 구하여, 스핀에 의존하는 수송 현상을 기술할 수 있다.

이제 식 (1)-(3)이 어떻게 얻어지는지 살펴보기로 하자. 퍼짐 이론에 의한 스핀 주입은 두 개의 스핀채널(two spin-channel) 모형[18]에서 시작한다. 전자의 스핀( $\sigma$ )은 주어진 방향으로  $\hbar/2$ (위방향) 또는  $-\hbar/2$ (아래방향)의 값을 가진다. 전이금속 자성체의 자화(magnetization)는 한쪽 방향의 스핀을 가진 전자가 다른 방향의 스핀을 가진 전자보다 더 많기 때문에 생기는 현상으로 설명할 수 있다. 전자는 음의 전하량을 가지고 있기 때문에, 자성체가 자화되었을 때에 다수(majority) 스핀은 자화방향과 반대 방향을, 소수(minority) 스핀은 같은 방향을 가진다. 여기서 스핀 방향을 나타낼 때에 다수스핀은  $\uparrow$ 로, 소수스핀은  $\downarrow$ 로 나타낸다. 한편 자화방향에 관계없이 위 방향 스핀은  $+$ 로, 아래 방향 스핀은  $-$ 로 나타낸다. 두 개의 스핀채널 모형은 스핀  $\sigma$ 를 가진 전자에 의한 전류밀도를  $\vec{J}_\sigma$ 라 하면, 전체 전류밀도는  $\vec{J} = \vec{J}_+ + \vec{J}_-$ 로 주어진다 고 보는 것이다.

비자성체인 도체의 양끝에 전원을 연결하면, 도체의 내부에 전기장( $\vec{E} = -\vec{\nabla}\phi$ )이 걸리게 되고, 이것은 전하의 움직임 곧 전류로 연결된다. 이럴 때 생기는 전류밀도는 다음과 같이 음

의 법칙으로 기술된다.

$$\vec{J} = \frac{1}{\rho} \vec{E} = -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla}\phi. \tag{4}$$

여기서는 전도도로 비저항의 역수인  $1/\rho$ 를 쓴다. 위 식은 자성체 금속의 양쪽 끝에 전원을 연결하여도 성립하는 식이고, 이와 같이 생기는 전류를 유동전류(drift current)라 부른다. 한편, 도체를 부분적으로 가열한다든지, 반도체의  $pn$  접합을 만든다든지 하여, 전자의 농도가 평형 상태에서 벗어나 균일하지 않게 되는 경우에는, 부분적으로 농도가 높은 전자들은 농도가 낮은 쪽으로 퍼져 간다. 이렇게 퍼져가는 전자들도 전류에 기여하게 되고, 이것을 포함하기 위하여 음의 법칙을 확장하여

$$\vec{J} = \frac{1}{e\rho} \vec{\nabla}\mu. \tag{5}$$

로 기술한다. 여기서  $\mu$ 는 전기화학퍼텐셜(electro-chemical potential)이라고 불리는 양으로, 전자의 농도가 균일할 때에는 외부 전압에 의한 효과만 남아  $\mu = -e\phi$ 이 되어, 음의 법칙과 같게 된다. 식 (5)를 두 스핀채널 모형의 경우 각 스핀에 의한 전류밀도에 대해 기술한 것이 식 (1)이다. 비자성체 덩어리(bulk)의 경우라면 위스핀이나 아래스핀의 전자 수가 같고, 스핀에 따라 비저항이 달라질 요인이 없기 때문에,  $\vec{J}_+ = \vec{J}_- = (1/2)\vec{J}$ 로 주어지고,  $\rho_+ = \rho_- = 2\rho$ 가 된다. 이제 식 (1)과 (5)를 이해하기 위하여 전자의 농도가 평형상태에서 벗어나 생기게 되는 전자 퍼짐이 전류에 어떻게 기여하는지, 또  $\mu_\sigma$ 가 어떻게 주어지는지를 살펴보자. 예를 들어 자성체를 비자성체와 접합시킨 다음 외부 전원을 연결하여 전자가 비자성체 쪽으로 흘러 들어가는 경우를 생각해 보자. 많은 자성체의 경우 다수스핀 전자가 전류에 더 큰 기여를 하고, 비자성체의 경우는 스핀에 따른 전자수가 서로 같다. 따라서, 비자성체 입장에서는 다수스핀의 전자가 더 많이 자성체 쪽으로 부터 넘어오게 된다. 비자성체가 자성체로부터 다수스핀 전자를 더 많이 받는다 해도, 비자성체로 넘어오는 소수스핀과의 비율을 생각하면, 자성체 덩어리 내부에서의 비율보다는 낮다. 왜냐하면, 비자성체는 스핀에 따른 전자수가 같기 때문에, 자성체만큼 다수스핀 전자를 받아들일 수는 없기 때문이다. 그러므로, 일반적으로 자성체 쪽 계면에서는 다수 스핀을 가진 전자의 숫자가 평형상태보다 많아지고, 소수 스핀을 가지는 전자의 숫자는 평형상태보다 적어지게 된다. 한편, 비자성체 쪽 계면에서는 다수스핀을 가진 전자가 더 많이 넘어오게 되므로, 역시 다수스핀을 가진 전자의 숫자가 평형상태보다 많고 소수스핀을 가진 전자의 숫자는 평형상태보다 적게 된다. 이와 같이 계면에서 한쪽 스핀을 가진 전자는 더 많고, 다른

스핀을 가진 전자는 더 적게 되는 것을 스핀 축적(spin accumulation) 현상이라 부른다. 이와 같이 자성물질을 다른 물체와 접합시키면, 단순히 외부 전원을 연결하는 것만으로도 항상 계면에서 주어진 스핀을 가진 전자의 농도가 평형상태에서 벗어나게 된다. 스핀  $\sigma$ 를 가진 전자의 농도를  $n_{tot,\sigma}(\vec{r})$ , 스핀  $\sigma$ 를 가진 균일한 평형상태 전자의 농도를  $n_{0,\sigma}$ (=상수)라 놓자. 그러면, 스핀  $\sigma$ 를 가진 전자의 평형상태 농도에서 벗어난 양  $n_{\sigma}(\vec{r})$ 는  $n_{\sigma}=n_{tot,\sigma}-n_{0,\sigma}$ 가 된다. 전하 사이에 작용하는 쿨롱 힘은 아주 강하여 부분적으로도 총 전하는 늘 중성이 되어야 하므로  $n_++n_-=0$ 이다. 전자 농도가 평형상태에서 벗어나게 되면, 퍼짐 현상이 일어난다. 전자의 퍼짐 속도가 전자 농도의 위치에 대한 변화율( $-\vec{\nabla}n_{tot,\sigma}=-\vec{\nabla}n_{\sigma}$ )에 비례하므로, 전자의 퍼짐에 의한 흐름은 옴의 법칙 비슷하게  $-D_{\sigma}\vec{\nabla}n_{\sigma}$ 로 기술한다. 여기서  $D_{\sigma}$ 는 스핀  $\sigma$ 를 가진 전자의 퍼짐계수(diffusion coefficient)로 비저항과 마찬가지로 실험적으로 측정할 수 있는 양이다. 전자는  $-e$ 의 전하량을 가지고 있으므로 이와 같은 퍼짐에 의한 흐름은  $(-e)(-D_{\sigma}\vec{\nabla}n_{\sigma})$  만큼의 전류밀도를 만들어 낸다. 이를 외부 전기장에 의한 유동전류와 구별하여 퍼짐전류(diffusion current)라 부른다. 스핀  $\sigma$ 를 가진 전자에 의한 전류는 유동전류와 퍼짐전류를 합하여

$$\vec{J}_{\sigma}=\frac{1}{\rho_{\sigma}}\vec{E}+eD_{\sigma}\vec{\nabla}n_{\sigma}=\frac{1}{e\rho_{\sigma}}\vec{\nabla}(-e\phi+e^2\rho_{\sigma}D_{\sigma}n_{\sigma}) \quad (6)$$

가 되고, 스핀  $\sigma$ 에 대한 전자화확퍼텐셜을

$$\mu_{\sigma}=-e\phi+e^2\rho_{\sigma}D_{\sigma}n_{\sigma} \quad (7)$$

로 놓으면 식 (1)[더불어서 식 (5)]이 얻어진다.

이제  $\mu_{\sigma}$ 를 구할 수 있는 방법을 찾아 보도록 하자. 식 (7)에서  $n_{\sigma}$ 를 알면  $\mu_{\sigma}$ 를 구할 수 있지만, 이는 쉬운 일이 아니다. 그것보다는  $\mu_{\sigma}$ 를 구할 수 있는 방정식을 찾아보자 (결론적으로 말하면 이것이 바로 식 (1)~(3)이다). 전하는 보존되기 때문에 전체 전류밀도  $\vec{J}=\vec{J}_++\vec{J}_-$ 는 연속방정식을 만족시켜야 한다. 정상상태(steady state)에서는 시간에 따른 변화가 없어야 하므로, 연속방정식은 이미 제시한 식 (2)가 된다. 한편, 각 스핀에 대한 전류밀도  $J_{\sigma}$ 를 생각해보자. 전자의 스핀은 늘 바뀔 수 있으므로 스핀  $\sigma$ 를 가진 전하량은 보존되지 않는다. 스핀  $\sigma$ 를 가진 전자의 스핀 완화시간(spin relaxation time)을  $\tau_{\sigma}$ 라 하면,  $1/\tau_{\sigma}$ 는 스핀  $\sigma$ 를 가진 전자의 스핀이 단위시간 동안에 뒤집어질 확률에 해당된다. 따라서 주어진 위치에서 단위시간, 단위부피당  $n_{\sigma}(\vec{r})/\tau_{\sigma}$ 개 만큼, 스핀  $\sigma$ 를 가진 전자의 스핀이 반대방향으로 뒤집힌다. 한편 반대 방향의 스핀( $-\sigma$ )을 가진 전자들도 단위시간, 단위부피당  $n_{-\sigma}(\vec{r})/\tau_{-\sigma}$ 개 만큼 전자의 스핀이  $\sigma$ 로 뒤집힌다. 두 가지 스핀을 모두 고려하면, 스핀  $\sigma$ 를 가진 전자의 숫자의 최종변화는  $-n_{\sigma}/\tau_{\sigma}+n_{-\sigma}$

$\tau_{-\sigma}$ 이다. 이것을 반영하면,  $\vec{J}_{\sigma}$ 에 대한 연속방정식은

$$\vec{\nabla}\cdot\vec{J}_{\sigma}=(-e)\left(-\frac{n_{\sigma}}{\tau_{\sigma}}+\frac{n_{-\sigma}}{\tau_{-\sigma}}\right) \quad (8)$$

이 된다. 식 (1)의  $\vec{J}_{\sigma}$ 를 식 (8)에 대입한 것을 위방향 스핀에 대해 써보면,

$$\nabla^2\mu_+=-e^2\rho_+\left(-\frac{n_+}{\tau_+}+\frac{n_-}{\tau_-}\right)=e^2\rho_+\left(\frac{1}{\tau_+}+\frac{1}{\tau_-}\right)n_+ \quad (9)$$

이 된다. 마지막 단계에서는  $n_++n_-=0$ 를 사용하였다. 같은 방법으로  $\mu_-$ 에 대해서도 식 (9)와 비슷하게  $n_+$ 로 나타낼 수 있고, 이렇게 구한 식을 식 (9)에서 빼면

$$\nabla^2(\mu_+-\mu_-)=e^2(\rho_++\rho_-)\left(\frac{1}{\tau_+}+\frac{1}{\tau_-}\right)n_+ \quad (10)$$

이 된다. 이번에는 식 (7)을 각각의 스핀에 대해 적용한 다음에 서로 빼면

$$\mu_+-\mu_-=e^2(\rho_+D_++\rho_-D_-)n_+ \quad (11)$$

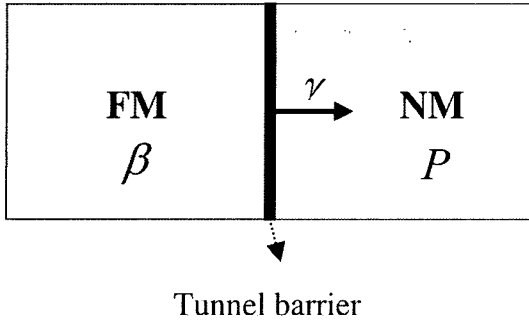
을 얻을 수 있다. 식 (11)에서  $n_+$ 를  $\mu_+-\mu_-$ 로 표현할 수 있으므로, 이것을 식 (10)에 대입하면 식 (3)이 된다. 단 여기서, 스핀 퍼짐길이  $\lambda$ 는  $D=(D_{\uparrow}\rho_{\uparrow}+D_{\downarrow}\rho_{\downarrow})/(\rho_{\uparrow}+\rho_{\downarrow})$ ,  $1/\tau=1/\tau_++1/\tau_-$ 라 할 때에,  $\lambda=\sqrt{D\tau}$ 임을 알 수 있다. 아인슈타인 관계  $1/\rho_{\sigma}=e^2N_{\sigma}D_{\sigma}$ [19]를 사용하면,  $D$ 를  $D=D_{\uparrow}D_{\downarrow}(N_{\uparrow}+N_{\downarrow})/(D_{\uparrow}N_{\uparrow}+D_{\downarrow}N_{\downarrow})$ 로 표현할 수도 있다. 스핀 퍼짐길이  $\lambda$ 는 실험을 통하여 구할 수 있는 값으로, 강자성체(ferromagnetic material)의 경우는 어렵잖아 ~50 nm 정도의 크기로 아주 짧고, 비자성 금속이나 반도체의 경우는 대략 ~1  $\mu$ m 정도의 길이로 제법 길다[14].

위에서 이미 언급한대로 스핀 주입 현상을 퍼짐이론으로 기술할 때에 필요한 것은 식 (1)~(3)이다. 한편, Valet와 Fert [10]는 고전역학적인 수송이론인 볼츠만 방정식으로부터 식 (1)~(3)을 유도하였다. 그 주요 결론은 스핀 확산길이  $\lambda$ 가 전자의 평균자유거리(mean free path)보다 훨씬 길 때에는 식 (1)~(3)이 잘 맞는다는 것이다.

### III. 스핀 극나뭇(spin polarization)

스핀 주입에 대해 조사하기 전에 중요한 매개변수인 스핀 극나뭇(spin polarization)  $P$ 에 대해 살펴보기로 하자. 스핀극나뭇은 전류의 스핀에 따른 비대칭성,

$$P=\frac{J_{\uparrow}-J_{\downarrow}}{J_{\uparrow}+J_{\downarrow}} \quad (12)$$



**Fig. 1.** Schematic of a ferromagnet/tunnel barrier/nonmagnet system.  $\beta$  is the spin polarization of bulk ferromagnet,  $\gamma$  is the spin polarization for tunneling, and  $P$  is the spin polarization of the current in the nonmagnetic layer due to the spin injection.

로 주어진다. 하지만 스핀극나뉘는 원인은 상황에 따라 다르다. 예를 들어 Fig. 1과 같이 자성체와 비자성체가 터널장벽을 사이에 두고 접촉하고 있는 경우를 생각해 보자. 자성체 안에서도 터널접합에서 멀리 떨어져 있는 곳에서는 덩어리의 성질을 그대로 보여주게 된다. 강자성체 덩어리에서는 각 스핀의 전자 농도가 평형상태이므로, 전류는 유동전류에 의한 것으로  $\vec{J}_\sigma = (1/\rho_\sigma)\vec{E}$ 로 주어진다. 이 논문에서는 강자성체 덩어리의 스핀극나뉘는  $P = \beta$ 로 표기하고,

$$\beta = \frac{1/\rho_\uparrow - 1/\rho_\downarrow}{1/\rho_\uparrow + 1/\rho_\downarrow} \quad (13)$$

로 주어지게 된다. 이 값도 실험적으로 구할 수 있는데, Co에 대해서는 0.46 정도의 값을 가지는 것으로 알려져 있다[20].

한편 계면에서 비자성체로 터널링하는 전자를 생각해 보자. 터널 장벽을 통과하는 전자의 터널링에 대한 스핀극나뉘는 상수는  $\gamma$ 로 나타내자. 전자가 터널링할 확률은 터널 장벽 양쪽 두 물체의 상태밀도 곱에 비례한다고 간단하게 모형화 할 수 있다[21]. 비자성체에서의 상태밀도는 스핀에 무관하다. 따라서 강자성체에서 비자성체로의 터널링에 의한 전류밀도  $J_\sigma$ 는 스핀  $\sigma$ 인 전자의 페르미 준위에서의 강자성체에 대한 상태밀도  $N_\sigma$ 에 비례한다고 볼 수 있다. 이 경우 터널링에 대한 스핀극나뉘는 상수는

$$\gamma = \frac{N_\uparrow - N_\downarrow}{N_\uparrow + N_\downarrow} \quad (14)$$

로 주어진다. 이것은 아주 단순화된 모형이고, 실제로  $\gamma$ 는 터널 장벽의 물질과 두께에 따라 달라진다. 즉,  $N_\sigma$ 를 자성물질 그 자체의 상태밀도라기 보다는, 터널 장벽을 통과한 직후의 상태밀도라고 보면 좀더 실제와 가깝게 된다.  $\gamma$ 의 값은 저온에서 강자성체/터널장벽/초전도체 구조를 사용하여 구할 수 있는데,  $\text{AlO}_x$ 를 장벽으로 쓴 경우, Fe는 0.44, Co는 0.34의

값을 갖는 것으로 알려져 있다[22].

지금까지의 결과를 정리하면,  $\gamma$ 는 상태밀도와 큰 관련이 있고,  $\beta$ 는 비저항에 의해 결정된다. 따라서, 계면에서 비자성체로 주입되는 전류의 스핀극나뉘는 상수  $\gamma$ 가 자성체 내에서의 전류의 스핀극나뉘는  $\beta$ 와는 다른 값을 가지게 되고, 심지어는 부호가 바뀔 수도 있다. 두 가지 경우 모두 전도에 기여하는 전자는 페르미 준위 근처의 에너지를 가진 것들이다. 마지막으로 비자성체에서의 스핀극나뉘는 스핀 주입의 결과이다. 스핀 주입의 결과로 계면 근처에서 스핀축적 현상이 일어나고, 이것이 스핀에 따른 확산 전류를 주어서, 전류의 스핀극나뉘는 생기는 것이다. 비자성체의 경우 비저항은 스핀에 의존하는 값이 아니다. 따라서 Fig. 1과 같이 전류가 흐르는  $z$ 방향이 방향이라 하면, 스핀극나뉘는

$$P = \frac{\frac{\partial \mu_+}{\partial z} - \frac{\partial \mu_-}{\partial z}}{\frac{\partial \mu_+}{\partial z} + \frac{\partial \mu_-}{\partial z}} \quad (15)$$

로 주어진다. 다음 절에서 다루겠지만, 계면에서 멀어질수록 퍼짐 현상 때문에 스핀극나뉘는 그 크기가 점점 지수 함수로 감소하게 된다.

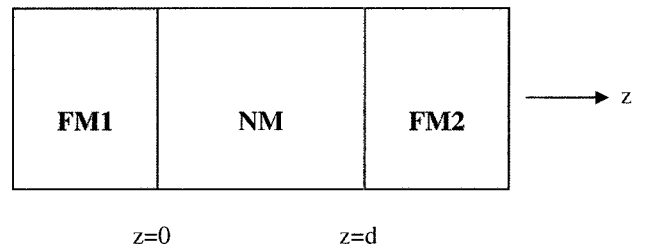
#### IV. 강자성체/비자성체/강자성체 구조

Fig. 2와 같은 강자성체(FM1)/비자성체(NM)/강자성체(FM2) 구조를 생각해 보자. 여기서 자성체는 각각 한없이 두껍다고 가정한다. 그림과 같은 구조는 1차원처럼 다룰 수 있으므로 스핀 퍼짐이론의 식 (1)~(3)은

$$J_\sigma = \frac{1}{e\rho_\sigma} \frac{\partial \mu_\sigma}{\partial z}, \quad (16)$$

$$J_+ + J_- = J, \quad (17)$$

$$\frac{\partial^2 (\mu_+ - \mu_-)}{\partial z^2} = \frac{\mu_+ - \mu_-}{\lambda^2}, \quad (18)$$



**Fig. 2.** Schematic of a ferromagnet (FM1)/nonmagnet (NM)/ferromagnet (FM2) system. At  $z=0$  and  $z=d$  interfaces, existence of tunnel barriers is assumed for the general case.

로 나타낼 수 있다. 식 (16)-(18)을 풀어서  $\mu_0$ ,  $J_0$ 를 구하게 된다. 두 강자성체 덩어리의 스핀극나침을 각각  $\beta_1$ ,  $\beta_2$ 라 표기하자. 두 강자성체는 같은 물질을 사용한다고 하고, 강자성체의 비저항을  $\rho_F$ , 스핀퍼짐길이를  $\lambda_F$ , 스핀극나침을 식 (13)처럼  $\beta$ 로 놓는다. 왼쪽 강자성체(FM1)의 자화방향을 위방향으로 고정시키면,  $\beta_1$ 은 늘  $\beta_1=\beta$ 이 된다. 반면에 오른쪽 강자성체(FM2)의 자화방향은 외부 자기장으로 반전시킬 수 있게 한다면, 자화방향이 위방향일 때에는  $\beta_2=\beta$ 이고, 아래방향일 때에는  $\beta_2=-\beta$ 가 된다. 그러면, 스핀  $\pm$ 인 전자에 대한 비저항은 FM1에 대해서는  $2\rho_F/(1\pm\beta)$ 가 되고, FM2에 대해서는  $2\rho_F/(1\pm\beta_2)$ ( $\beta_2$ 는 자화방향에 따라  $\beta$  또는  $-\beta$ )이 된다. 한편 비자성체(NM)의 비저항을  $\rho_N$ , 스핀퍼짐길이를  $\lambda_N$ 이라 놓으면, 비자성체 덩어리의 스핀극나침은 0 이므로, 주어진 스핀에 대한 비저항은 스핀 방향에 상관없이  $2\rho_N$ 이 된다. 여기서는 주로 참고문헌[14]의 방법을 따르기로 한다.

먼저  $z \rightarrow -\infty$ 인 경우를 생각해 보자. FM1 층의 스핀극나침은 덩어리 값  $\beta$ 가 되어야 하고, 전체 전류밀도는 어디에서나  $J$  이므로,  $z \rightarrow -\infty$ 일 때에 스핀에 따른 전류밀도는  $J_+=(1/2)(1+\beta)J$ ,  $J_-=(1/2)(1-\beta)J$ 이어야 한다. 이것으로부터 전기화합퍼텐셜을 식 (16)으로부터 구하면,  $z \rightarrow -\infty$ 일 때에  $\mu_{1\pm}=e\rho_F Jz$ 가 된다(덩어리 상태에서는 당연히  $\mu_+=\mu_-$ 이다). 한편 식 (18)의 해는  $(\mu_+-\mu_-)e^{\pm z/\lambda}$ 이다 (이식은  $(\mu_+-\mu_-)$ 가  $e^{\pm z/\lambda}$ 의 상수배임을 의미한다). 그런데,  $z \rightarrow -\infty$ 일 때에  $(\mu_+-\mu_-) \rightarrow 0$ 이어야 하므로,  $z < 0$ 인 경우에 대해서는  $(\mu_+-\mu_-)e^{\pm z/\lambda}$ 만 가능한 해가 된다. 이것의 양변을 미분하면,  $(\partial\mu_+/\partial z - \partial\mu_-/\partial z) \propto e^{\pm z/\lambda}$ 를 얻고, 여기서 약간의 계산을 해보면 역시  $(J_+-J_-) \propto e^{\pm z/\lambda}$ 가 되는 것을 알 수 있다.  $J_++J_-$ 는 항상  $J$ 로 일정해야 하므로,  $z < 0$ 에 대한 일반해는

$$J_{1\pm} = \frac{1\pm\beta}{2} J_{\mp} \frac{B}{2\rho_F \lambda_F} e^{\pm z/\lambda_F}, \quad (19)$$

$$\mu_{1\pm} = e\rho_F Jz \mp \frac{eB}{1\pm\beta} e^{\pm z/\lambda_F} + eC \quad (20)$$

로 쓸 수 있다.  $J_{1\pm}$ 의 경우  $e^{\pm z/\lambda_F}$ 의 계수를 복잡한 꼴로 쓴 것은 나중 계산에서 간단한 모양을 얻기 위함이다. 중간에 있는 비자성층에 대해서는  $0 < z < d$  이므로, 식 (18)의 해로  $(\mu_{N+}-\mu_{N-})e^{\pm z/\lambda_N}$ 가 모두 가능하다. 강자성층 FM1의 경우와 같은 방법으로

$$J_{N\pm} = \frac{1}{2} J_{\mp} \frac{E}{2\rho_N \lambda_N} e^{\pm z/\lambda_N} \pm \frac{F}{2\rho_N \lambda_N} e^{-z/\lambda_N}, \quad (21)$$

$$\mu_{N\pm} = e\rho_N Jz \mp eDe^{\pm z/\lambda_N} \mp eFe^{-z/\lambda_N}. \quad (22)$$

또 같은 방법으로 강자성층2( $z > d$ )에 대한 해는

$$J_{2\pm} = \frac{1\pm\beta_2}{2} J_{\mp} \frac{G}{2\rho_F \lambda_F} e^{-z/\lambda_F}, \quad (23)$$

$$\mu_{2\pm} = e\rho_F Jz \mp \frac{eG}{1\pm\beta_2} e^{-z/\lambda_F} + eH \quad (24)$$

로 쓸 수 있다. 위의 해 중에서 6개의 계수  $B, C, D, F, G, H$ 는 경계조건으로부터 구할 수 있다. 계면에서 접촉 저항이 없는 경우 경계조건은  $\mu_{\pm}$ 와  $J_{\pm}$ 가 연속적인 것이다. 두 개의 계면에 대해서 이 조건을 적용시키면 모두 8개의 경계조건이 나오는데, 이미  $J_++J_-$ 는 항상  $J$ 로 일정하다는 조건이 사용되었으므로, 두 개의 조건이 제외되어, 모두 6개의 조건이 남아, 6개의 계수를 정할 수 있다. 한편 보다 일반적으로 계면에 접촉 저항(contact resistance)이 있는 경우를 생각해 보자. 인위적으로 터널장벽을 넣지 않는다고 해도, 서로 다른 금속이 접촉하는 경우에는 그 전자구조가 다른 것만으로도 접촉 저항이 있을 수 있다. 계면에서의 단위 면적당 접촉 저항을 각각  $r_{11}, r_{12}$ 라 하자. 접촉 저항이 있을 때에는,  $\mu_{\pm}$ 는 계면에서 불연속적으로 변하게 되고, 계면에서의 전류밀도  $J_{\pm}(0), J_{\pm}(d)$ 는 각각 다음과 같이 주어지게 된다.

$$\mu_{N\pm}(0) - \mu_{1\pm}(0) = er_{11} J_{\pm}(0) \quad (25)$$

$$\mu_{2\pm}(d) - \mu_{N\pm}(d) = er_{12} J_{\pm}(d) \quad (26)$$

여기서  $r_{11\pm}, r_{12\pm}$ 는 각각 계면  $z=0$ 과  $z=d$ 에서의 위스핀(+ )과 아래스핀(-)에 대한 접촉저항이다. 터널링에 대한 스핀극나침 상수를 각각  $\gamma_1, \gamma_2$ 라 하면,  $r_{11(2)\pm} = 2r_{11(2)}/(1\pm\gamma_{1(2)})$ 라 표현할 수 있다. 이미 가정한 대로 FM1과 FM2가 같은 물질이고, 식 (14)와 같이 터널링에 대한 스핀극나침이 상태밀도로만 결정된다고 하자. 그러면, FM1의 자화방향은 고정시켰으므로  $\gamma_1=\gamma$ 이고,  $\gamma_2$ 는 FM2의 자화방향이 위방향일 때에는  $\gamma_2=\gamma$ , 아래방향일 때에는  $\gamma_2=-\gamma$ 로 놓을 수 있다. 위와 같이 접촉저항이 있는 경우의 경계조건은 계면에서 전류밀도가 연속적이어야 한다는 것이고, 이것을 수식으로 나타내면  $J_{\pm}(0)=J_{N\pm}(0)=J_{\pm}(0)$ 와  $J_{N\pm}(d)=J_{2\pm}(d)=J_{\pm}(d)$ 이 된다. 여기서도  $J_{1+}+J_{1-}=J$ ,  $J_{N+}+J_{N-}=J$ ,  $J_{2+}+J_{2-}=J$ 는 이미 사용되었으므로, 실질적인 관계식은  $J_+(0)+J_-(0)=J$ ,  $J_+(d)+J_-(d)=J$ 와  $J_+(0)-J_-(0)=J_{1+}(0)-J_{1-}(0)=J_{N+}(0)-J_{N-}(0)$ ,  $J_+(d)-J_-(d)=J_{N+}(d)-J_{N-}(d)=J_{2+}(d)-J_{2-}(d)$ 로 모두 6개가 된다. 이 6개의 1차 연립방정식을 풀면 계수  $B, C, D, F, G, H$ 를 구할 수 있다.

1차 연립방정식이라도 계수가 6개이기 때문에 계산 과정은 다소 복잡하다. 계산 과정 중에  $R_F = \rho_F \lambda_F / (1-\beta^2)$ ,  $R_N = \rho_N \lambda_N$ ,  $R_{11(2)} = r_{11(2)} / (1-\gamma^2)$ 과 같은 변수를 사용하면, 표현식이 좀 더 간단해진다.  $R_F, R_N, R_{11,2}$ 는 단위면적에 대한 저항에 해당되며,  $\Omega m^2$ 의 단위를 가진다. 한편 FM2의 자화방향이 위방향이거

나 아래방향이거나 늘  $\beta_2 = \beta^2$ 이다. 중요한 물리량 중의 하나인  $z=0$ 인 계면에서의 전류의 스핀극나뉘  $P(0) = (J_{N+}(0) - J_N(0))/J$ 를 구하면,

$$P(0) = \frac{(\beta R_F + \gamma R_{I1}) \left( \cosh \frac{d}{\lambda_N} + \frac{R_F + R_{I2}}{R_N} \sinh \frac{d}{\lambda_N} \right) + \beta_2 R_F + \gamma_2 R_{I2}}{(2R_F + R_{I1} + R_{I2}) \cosh \frac{d}{\lambda_N} + \left[ R_N + \frac{(R_F + R_{I1})(R_F + R_{I2})}{R_N} \right] \sinh \frac{d}{\lambda_N}} \quad (27)$$

이 된다. 한 극한의 경우로  $d \rightarrow \infty$ 일 때를 생각해 보자. 이렇게 되면, Fig. 1과 같이 강자성체/비자성체 구조가 되고, 계면에서의 스핀극나뉘는 이미 잘 알려진 대로 [13, 14]

$$P(0) = \frac{\beta R_F + \gamma R_{I1}}{R_F + R_{I1} + R_N} \quad (28)$$

이 된다. 식 (28)에서 특히 접촉저항이 없을 때에는 ( $R_{I1} = 0$ ),

$$P(0) = \frac{\beta R_F}{R_F + R_N} = \frac{\beta \rho_F \lambda_F}{\rho_F \lambda_F + (1 - \beta^2) \rho_N \lambda_N} \quad (29)$$

인데, 비자성체가 반도체인 경우는  $R_N \gg R_F$ 가 되어, 스핀극나뉘 값이 아주 작다. 이를 “conductance mismatch” 문제라 부르며, 자성체를 이용하여 반도체에 스핀주입을 하기 어려운 근본적인 원인이 된다 [12]. 위에서  $R_F$ 의 정의를 보면,  $\beta$ 가 1에 근접할 때에  $R_F$ 의 값이 한 없이 발산하는 것을 알 수 있다. 이를 보고, 반금속(half metal)을 쓴다든지 하여 자성물질의 스핀극나뉘  $\beta$ 를 증가시키면 스핀주입의 효율을 증가시킬 수 있다고 생각할 수도 있는데, 실제로는 그렇지 않다. Fig. 3은 식 (29)에서  $\rho_N \lambda_N / \rho_F \lambda_F \sim 10^4$  (통상적인 값은  $\sim 10^6$ 이다)으로

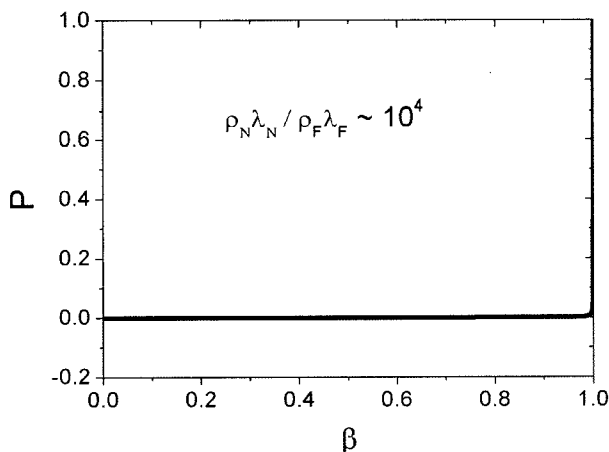


Fig. 3. Spin polarization of electrical current injected from a ferromagnet into semiconductor as a function of spin polarization of the ferromagnet.

놓고  $\beta$ 의 함수로 스핀주입된 전류의 스핀극나뉘  $P$ 를 구한 것이다. 그래프에서 보듯이  $\beta=1$  근처를 제외하고는  $P$ 가 거의 0이어서,  $\beta$ 를 증가시켜서 실질적인 스핀극나뉘를 얻는 것은 거의 불가능에 가깝다는 것을 알 수 있다. 이와 같은 그래프는 보통  $P$ 를 로그자(logarithmic scale)로 그리는 것이 보통이지만, 바로  $\beta=1$  근처에서만  $P$ 가 의미 있는 값을 가진다는 것을 강조하기 위하여 Fig. 3과 같이 나타내었다.  $\beta=0.99$ 인 경우에도 스핀극나뉘는 1% 정도(이 값은 보다 실제적인 값  $\rho_N \lambda_N / \rho_F \lambda_F \sim 10^6$ 을 쓰면 더 작아질 것이다)에 불과하다. 반금속을 사용한다 하더라도 계면에서 생기는 변화를 고려하면 100%되는  $\beta$ 를 얻기가 아주 어렵다. 따라서, 이 방법보다는 이미 참고문헌 [13, 14]에서 제기된 대로 식 (28)에서 적절한 터널장벽을 사용하는 것이다. 이 문제에 대해서는 뒤에 다시 논하기로 한다. 참고문헌 [4-6]에서 보듯이 반도체로의 성공적인 스핀주입은 계면에서 쇼트키(Schottky) 장벽이나  $\text{AlO}_x$ 를 장벽을 사용하여 이루어졌다.

이제 주입된 스핀을 전기적으로 검출하는 방법을 생각해 보자. 참고문헌 [3]과 같이 비국소적인(nonlocal) 방법으로 검출할 수도 있겠지만, 가장 쉽게 떠올릴 수 있는 방법은 Fig. 2 처럼 강자성체/비자성체/강자성체 구조에서 자기저항을 측정하는 것이다. Fig. 2에서 자성체의 두께가 각각 무한대라면, 단위면적당 저항도 무한대가 된다. 이것을 피하기 위하여 자성체의 두께가 각각  $L_1, L_2$ 인 경우에 단위면적당 저항  $R$ 을 구하여 보자.  $L_{1,2} \gg \lambda_F$ 라 가정하면 ( $\lambda_F$ 는 짧으니 이 조건은 쉽게 충족될 것이다),  $\mu_1 = \mu_{1+} = \mu_{1-}$ 와  $\mu_2 = \mu_{2+} = \mu_{2-}$ 로 놓을 수 있고,

$$R = \frac{\mu_2(d+L_2) - \mu_1(-L_1)}{eJ} = \frac{H-C}{J} + \rho_F(d+L_1+L_2) \quad (30)$$

이 된다.  $(\mu_2(d+L_2) - \mu_1(-L_1))/e$ 는 옴의 법칙과 비교하면 전압에 해당된다. 이것을 계산하여 표현하는 방법은 여러 가지가 있겠지만, 여기서는 중간 계산 과정은 생략하고 다음과 같은 결과를 사용하고자 한다.

$$R = \rho_F(L_1+L_2) + \rho_N d + r_{I1} + r_{I2} + 2\beta^2 R_F + \gamma^2 (r_{I1} + r_{I2}) - (\beta R_F + \gamma_1 R_{I1}) P(0) - (\beta_2 R_F + \gamma_2 R_{I2}) P(d) \quad (31)$$

여기서  $P(0)$ 는 식 (27)에 주어진  $z=0$ 인 계면에서의 전류의 스핀극나뉘이고,  $P(d)$ 는  $z=d$ 인 계면에서의 전류의 스핀극나뉘므로 식 (27)에서 아래첨자 1과 2를 서로 바꾼 형태이다 (이 경우 식 (27)의  $\beta$ 가  $\beta_2$ 로 바뀔을 유의하라).  $P(0)$ 와  $P(d)$ 는 스핀극나뉘이므로 0과 1 사이의 값을 가진다. 식 (31)에서  $\rho_F L_1, \rho_F L_2, \rho_N d, r_{I1}, r_{I2}$ 는 각각 강자성층1, 강자성층2, 비자성층, 터널장벽1, 터널장벽2가 독립적으로 있을 때의 단위면적당 저항이다. 따라서 식 (31)에서 이런 항을 제외한 나머지

항은 스핀축적 때문에 생기는 저항이라 할 수 있다. 이제 식 (31)로부터 자기저항을 구하여보자. 먼저 강자성층1과 강자성층2의 자화방향이 평행(P)일 때와 반평행(AP)일 때의 저항차를  $\Delta R=R^{AP}-R^P$ 이라 하면, 식 (31)로부터

$$\Delta R=(\beta R_F+\gamma R_{I1})(P(0)^P-P(0)^{AP})+(\beta R_F+\gamma R_{I2})(P(d)^P+P(d)^{AP}) \quad (32)$$

이 된다. 평행일 때에는  $\beta_2=\beta$ ,  $\gamma_2=\gamma$ , 반평행일 때에는  $\beta_2=-\beta$ ,  $\gamma_2=-\gamma$ 가 되는 것을 사용하였다. 식 (32)에 식 (27)의 결과를 대입하면

$$\Delta R=\frac{4(\beta R_F+\gamma R_{I1})(\beta R_F+\gamma R_{I2})}{(2R_F+R_{I1}+R_{I2})\cosh\frac{d}{\lambda_N}+\left[R_N+\frac{(R_F+R_{I1})(R_F+R_{I2})}{R_N}\right]\sinh\frac{d}{\lambda_N}} \quad (33)$$

를 얻는다. 이 결과는  $r_{I1}=r_{I2}$ 일 때는 참고문헌[14]에 주어진 식 (23)과 같게 된다.

물리적인 상황을 이해하기 위해  $r_{I1}=r_{I2}=r_I$ 인 경우,  $r_I$ 에 대해서 어떻게 달라지는지 살펴보자. 자성체로 Co를 가정해서

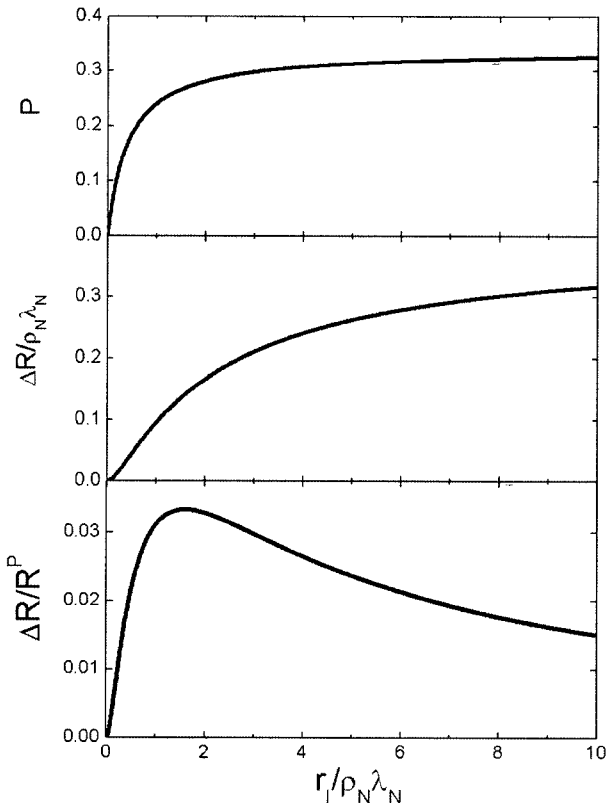


Fig. 4. Spin polarization ( $P$ ), resistance difference between parallel and antiparallel magnetizations ( $\Delta R$ ), and magnetoresistance ( $\Delta R/R$ ) as functions of the contact resistance ( $r_I$ ) at the interface for a ferromagnet/semiconductor/ferromagnet system.

$\beta=0.46$ 으로 놓고,  $\text{AlO}_x$ 를 장벽으로 하여  $\gamma=0.34$ , 그리고  $\rho_N\lambda_N/\rho_F\lambda_F\sim 10^4$ 를 사용하였다. 비자성층의 두께는  $d=\lambda_N$  ( $\sim 1\ \mu\text{m}$ ), 강자성층의 두께는  $L_1=L_2=\lambda_F$  ( $\sim 50\ \text{nm}$ )를 사용하였다. Fig. 4는 터널장벽의 저항에 따른  $z=0$ 인 계면에서의 스핀극나뉘  $P(0)$ (식 (27)), 자화방향에 따른 시료의 저항차  $\Delta R$ (식 (33)), 그리고 자기저항  $\Delta R/R^P$ ( $R^P$ 는 식 (31))를 나타낸 것이다.  $P(0)$ 와  $\Delta R$  모두 터널장벽의 저항의 함수로 서서히 증가하다가,  $r_I \gg \rho_N\lambda_N$ 일 때의 값  $P(0)\cong \gamma$ 와  $\Delta R\sim 4\gamma^2\rho_N\lambda_N/\sinh(d/\lambda_N)$ 로 포화되는 것을 알 수 있다. 여기서 나타낸 터널장벽 저항  $r_I$ 에 대한  $P(0)$ 의 변화는 식 (28)에 주어진 자성체/비자성체 구조의 경우와 아주 비슷하다. 높은 스핀극나뉘를 얻으려면 터널장벽의 저항이 충분히 크지만 하면 된다. 그러나,  $\Delta R$ 은 터널장벽의 저항이 증가함에 따라 포화되기 때문에, Fig. 4에 보여준 것처럼 자기저항  $\Delta R/R^P$ 는 처음에는 증가하다가 나중에는 감소하게 된다. 자기저항은  $R^P\sim\rho_N\lambda_N$  근처에서 최대가 되고 이후로 감소하다가 0으로 수렴한다. 실제로  $R^P$ 를  $r_I$ 의 함수로 그려보면,  $r_I=0$ 일 때에는 대략  $\rho_N d$  정도가 되고, 선형적으로 증가하는 그래프가 나온다. 이것은 전체 저항이 시료를 이루는 자성층, 터널장벽, 비자성층 등의 각 저항값이 직렬연결 되었을 때와 같다는 것을 의미한다. 특히 식 (31)에서  $r_I \gg \rho_N\lambda_N$ 일 때  $R^P\cong 2r_I$ 이 된다. 이것은 터널장벽의 저항이 커지면 시료의 전체 저항은 두 개의 터널장벽을 병렬 연결한 저항과 같게 된다는 것으로 당연한 이야기이다. 이것을 보면  $r_I$ 가 증가함에 따라  $\Delta R$ 이 계속 증가하는 대신 포화되는 이유를 이해할 수 있다.  $\Delta R$ 은 스핀축적의 결과로 생기는 것으로, 터널장벽의 저항  $r_I$ 는  $\Delta R$ 에 거의 기여하지 않는다. 즉, 항상  $r_I^P\approx r_I^{AP}$ 이어서  $\Delta r_I\approx r_I^{AP}-r_I^P\approx 0$ 이라는 뜻이다. 자기터널접합(magnetic tunnel junction)[23]에서 잘 알려진 것처럼 Julliere 모형[21]에 따르면 터널장벽의 저항은 터널장벽 양쪽의 물질의 상태밀도의 곱에 비례하는 것으로 주어지기 때문이다. 스핀주입이 잘 된다 해도 비자성층의 상태밀도 자체가 변하는 것은 아니다. 따라서 Fig. 2에서 FM2의 자화방향이 어느 쪽이던지 비자성층의 상태밀도에는 변화가 없으므로  $r_{I1}$ 는 자화방향을 받지 않는다(주입된 전류의 스핀극나뉘가 1에 아주 가까울 때에는 스핀에 따라 전자화학퍼텐셜이 크게 달라져  $r_I$ 가 크게 변할 수도 있다). 같은 이유로  $r_{I2}$ 도 자화방향을 받지 않는다. 이런 이유로  $\Delta r_I\approx 0$ 이 되기 때문에  $r_I$ 가 증가함에 따라  $\Delta R$ 는 포화되고, 자기저항은  $\Delta R/2r_I$ 로 주어지기 때문에 감소하게 된다. 만일 시료의 비자성층만의 저항을 택하여 자기저항을 측정할 수 있다면,  $R\sim\rho_N d$ 이기 때문에  $r_I$ 가 증가함에 따라 포화되는 자기저항 값을 얻을 수 있을 것이다. 한편, 광학적인 방법으로 스핀 주입을 검출할 때에는, 주입된 전자의 스핀극나뉘를 바로 측정하는 것이므로, 터널장벽의 저항이 한없이 커진다 해도,  $r_I \gg \rho_N\lambda_N$ 일 때의  $R(0)$ , 즉  $\gamma$ 를 얻

게 된다.

지금까지의 결과를 종합하여 자기저항을 이용하여 스핀주입을 검출하는 방법에 대해서 요약해 보자. 강자성금속/반도체/강자성금속 구조는 conductance mismatch 때문에 실질적인 자기저항을 얻기가 아주 어렵다. (이를 피하는 방법 중의 하나는 묽은자성반도체(diluted magnetic semiconductor)를 사용하는 것이다.) 강자성체의 스핀극나뉘름을 향상시키는 것은 별 도움이 안된다는 것을 Fig. 3를 통해서 알 수 있었다. 그렇다면 오직 가능한 방법은 터널장벽을 쓰는 것이다. 이것은 쇼트키 장벽이나 다른 인위적인 장벽을 쓰면 된다. 이 경우에도 Fig. 4에서 알 수 있듯이 높은 스핀극나뉘름을 얻기는 상대적으로 수월하나, 큰 자기저항을 얻기는 어렵다. 큰 자기저항을 얻기 위해서는 터널장벽의 저항이 반도체층의 저항과 비슷해야만 한다. 터널장벽의 저항은 약간의 두께 변화에도 크게 변하므로 측정가능한 자기저항을 얻으려면 터널장벽을 조절할 수 있는 방법이 필요하다.

### V. 맺음말

이 논문에서는 스핀극나뉘름 수송 현상을 설명할 수 있는 퍼짐이론에 대해서 살펴보았다. 이것은 음의 법칙을 확장하여 계면에서의 스핀 축적에 의한 효과를 포함한 것이다. 스핀에 따른 전기화학퍼텐셜과 연속방정식이 우리가 필요로 하는 중요한 정보를 가지고 있는 물리량인데, 이것을 구할 수 있는 세 개의 연립방정식의 유도 과정을 살펴보았다. 실제로 강자성체/비자성체/강자성체 구조에 이 식을 적용하여 문제를 풀어 보았다. 그 결과 비자성체에 주입되는 전류의 스핀극나뉘름과 자화방향에 따른 전체저항의 차이는 터널장벽 저항의 함수로 서서히 증가하다가 포화되고, 자기저항은 처음에는 증가하다가 나중에는 감소하여 0으로 수렴하는 것을 알 수 있었다. 그 가장 큰 이유는 터널장벽의 저항은 상태밀도와 관련이 깊어서 강자성층의 자화방향에는 별 영향을 받지 않기 때문이다. 실질적으로 관측 가능한 자기저항을 구하기 위해서는 터널장벽의 저항을 반도체층의 저항크기에 맞추어야만 가능하다는 것을 알 수 있었다.

### 감사의 글

이 논문은 인하대학교의 지원에 의하여 연구되었음.

### 참고문헌

- [1] I. Zutic, J. Fabian, and S. Das Sarma, *Rev. Mod. Phys.* **76**, 323(2004).
- [2] S. Datta and B. Das, *Appl. Phys. Lett.* **56**, 665(1990).
- [3] F. J. Jedema, A. Filip, and B. J. van Wees, *Nature (London)* **410**, 345(2001).
- [4] H. J. Zhu, M. Ramsteiner, H. Kostial, M. Wassermeier, H.-P. Schonherr, and K. H. Ploog, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 016601(2001).
- [5] A. T. Hanbicki, B. T. Jonker, G. Itskos, G. Kioseoglou, and A. Petrou, *Appl. Phys. Lett.* **80**, 1240(2002).
- [6] V. F. Motsnyi, J. De Boeck, J. Das, W. Van Roy, G. Borghs, E. Goovaerts, and V. I. Safarov, *Appl. Phys. Lett.* **81**, 265(2002).
- [7] P. R. Hammar and M. Johnson, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 066806(2002).
- [8] M. Johnson and R. H. Silsbee, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 1790(1985); *Phys. Rev. B* **35**, 4959(1987); *ibid.* **37**, 5312(1988).
- [9] P. van Son, H. van Kampen, and P. Wyder, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2271(1987).
- [10] T. Valet and A. Fert, *Phys. Rev. B* **48**, 7099(1993).
- [11] S. Hershfield and H. L. Zhao, *Phys. Rev. B* **56**, 3296(1997).
- [12] G. Schmidt, D. Ferrand, L. W. Molenkamp, A. T. Filip, and B. J. van Wees, *Phys. Rev. B* **62**, R4790(2000).
- [13] E. Rashba, *Phys. Rev. B* **62**, R16 267(2000); *Eur. Phys. J. B* **29**, 513(2002).
- [14] A. Fert and H. Jaffres, *Phys. Rev. B* **64**, 184420(2001).
- [15] D. L. Smith and R. N. Silver, *Phys. Rev. B* **64**, 045323(2001).
- [16] J. D. Albrecht and D. L. Smith, *Phys. Rev. B* **66**, 113303(2002); *ibid.* **68**, 035340(2003).
- [17] S. Takahashi and S. Maekawa, *Phys. Rev. B* **67**, 052409(2003).
- [18] I. A. Campbell and A. Fert: "Transport Properties in Ferromagnets", in *Ferromagnetic Materials*, ed. by E. P. Wohlfarth, North Holland, Amsterdam(1982) p.769.
- [19] C. Kittel and H. Kroemer, *Thermal Physics*, second ed., W. H. Freeman and Company, San Francisco(1980) p. 391.
- [20] J. Bass and W. P. Pratt, Jr., *J. Magn. Magn. Mater.* **200**, 274(1999).
- [21] M. Julliere, *Phys. Lett. A* **54**, 225(1975).
- [22] R. Meservey and P. M. Tedrow, *Phys. Rev. B.* **7**, 318(1973).
- [23] E. Y. Tsymlal, O. N. Mryasov, and P. R. LeClair, *J. Phys.: Condens. Matter* **15**, R109(2003).



## Diffusion Theory of Spin Injection

**B. C. Lee\***

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

(Received 6 December 2005, in final form 10 April 2006)

The diffusion theory for spin injection from magnetic layer into nonmagnetic layer was reviewed. Basic equations were derived and applied to a ferromagnet/semiconductor/ferromagnet system. The spin polarization and magnetoresistance were calculated. The reason for difficulty in detecting spin injection with magnetoresistance was explained, and a possible solution was discussed.

**Key words** : spin injection, diffusion theory, spin polarization