

석사학위논문

체적 반도체와 반도체 초격자에서의  
궤도자성과 열용량에 대한 연구



제주대학교 교육대학원

물리교육전공

김희정

2001년 월

체적 반도체와 반도체 초격자에서의  
궤도자성과 열용량에 대한 연구  
( Studies on Orbital Magnetism and Heat  
Capacity in Bulk Semiconductors and  
Semiconductor Superlattices )

지도교수 강 영 봉

이 논문을 교육학 석사학위 논문으로 제출함



2001년 6월 일

제주대학교 교육대학원 물리교육전공

제출자 김 희 정

김희정의 교육학 석사학위 논문을 인준함

2001年 7月 日

심사위원장 \_\_\_\_\_ 인

심사위원 \_\_\_\_\_ 인

심사위원 \_\_\_\_\_ 인

[국문초록]

체적 반도체와 반도체 초격자의 궤도자성과 열용량에 대한 연구  
( Studies on Orbital Magnetism and Heat Capacity in Bulk  
Semiconductors and Semiconductor Superlattices )

김 희 정

제주대학교 교육대학원 물리교육전공  
지도교수 강 영 봉

정준 앙상블 통계를 사용하여 체적 반도체와 반도체 초격자에 대한 궤도자성과 열용량을 얻고 분석한다. 본 연구의 결과에 의하면, 체적 반도체와 반도체 초격자의 자기 감수율이 특정한 자기장 하에서 온도에 따라 상자성에서 반자성으로 변한다는 사실을 알 수 있다. 이외에도 자기 감수율과 열용량의 자기장의 세기, 온도, 미니밴드 너비의 의존성을 상세히 조사하였다.

---

\* 본 논문은 2001년 8월 제주대학교 교육대학원 위원회에 제출된 석사학위 논문임.

# 차 례

국문초록 .....	i
I. 서론 .....	1
II. 체적 반도체와 반도체 초격자에 대한 모델 .....	4
III. Helmholtz 자유에너지와 열역학적성질 .....	14
IV. 수치적 결과 .....	18
V. 결 론 .....	25
참 고 문 헌 .....	27
Abstract .....	29

# I. 서론

최근 나노기술의 발달로 저차원 양자구조 제작이 가능하게 되었다[1]. 저차원 양자구조에 대한 전형적인 예는 양자우물(Quantum Well)[2]과 나노크기의 초격자 등[3,4]을 들 수 있다. 이러한 계의 크기는 전자의 평균 자유 행로보다도 작기 때문에 흥미로운 양자현상이 관측된다.

양자우물은 준 2차원 전자계로써 다른 에너지 갭을 갖는 이종 접합을 통해서 구성을 할 수 있다. 이 구조에서의 전자 운동은 헤테로 접합 계면의 수직방향으로는 거동을 할 수 없고, 단지 헤테로 계면 상에서만 거동을 할 수 있으므로, 전자의 상태밀도는 계단형태(Staircase Shape)로 주어지게 된다. 나노크기의 초격자는 이종 접합에 의해 형성된 준 2차원 전자계인 양자우물이 주기적으로 헤테로 계면의 수직 방향으로 형성[3]된 것으로 전자층만으로 형성된 구조를 제1종(type-I) 초격자, 전자층과 홀층이 교대로 형성된 구조를 제2종(type-II) 초격자 그리고 제2종에 interface 상태를 포함하는 구조를 제3종(type-III) 초격자로 구분되며, 이들 구조는 MBE나 MOVPE 방법 등으로 제작 가능하다.

이들 반도체 초격자 구조의 연구는 특히 전기장과 자기장의 존재유무에 따라 발생하는 물리현상을 소자로서의 응용 가능성으로 인하여 많은 관심을 갖게 되었다. 특히 자기장이 존재하는 경우는 고전적 관점에서 운반자들을 궤도반경(Cyclotron 반경)을 가지면서 계의 또 다른 자기적 구속을 주게 된다. 자기적 구속상태를 나타내는 궤도반경  $r_0$ 이 시료의 크기와 비슷하거나 큰 경우에 반도체 초격자의 전자구조는 전기적 구속과 자기적 구속이 복합적으로 일어나는 혼성 자기전기 양자화(hybrid-magnetoelectric quantization) 현상[5,6]이 나타난다. 지금까지 알려진 나노 양자구조의 열역학적인 성질과 양자수송 성질에서의 많은 진동현상이 이러한 전기적 구속과 자기적 구속에 의해서 나타나는 것으로 알려져 있다.

최근 계면과 경사진 방향으로 자기장이 가해지는 양자우물에 대한 관심이 증가되었다. 이러한 구조에 대한 자화 또는 자기 감수율과 비열에 대한 평형성질에 대

한 연구는 단지 최근에 이론적으로 관심을 갖게 되었다. 이러한 구조에서의 자화 연구를 살펴보면, Marx와 Kummel[7]은 사각형 우물에 대한 자화를 계산하였고, 자화가 화학퍼텐셜의 함수로써 진동을 한다는 것을 제시하였다. 이러한 연구결과는 분산 자유 스핀소자에 대한 토대로써 그 결과가 사용될 가능성을 열리게 되었다. 유사한 결과는 Si-MOSFET의 삼각형 우물에 대해서 Lee와 Park 등[8]에 의해서 제시되었고, 임 등[9]은 이러한 결과를 포물선 양자우물로 확장을 하였고, 그들의 해석적인 결과를 토대로 자화가 두 개의 복합 고유함수로 특징 지워지는 장 주기를 갖는 진동과 단 주기를 갖는 진동의 중첩으로 나타난다는 것을 제시하였다. Maksym과 Chakraborty[10]는 양자점의 자화에서 전자와 전자의 상호작용에 대한 효과를 조사하였고 자화에 대한 연구가 상호작용 효과를 관측할 수 있는 방법이라는 것을 제시하였다. 이러한 결과는 원 적외선 분석은 전자들의 질량중심을 단지 탐침할 수 있지만, 전자와 전자의 상호작용에 기인하는 효과를 보기에는 부적절하므로 많은 의미에 있어서 매우 중요하다. 이와 같이 저차원 양자 구조의 자화에 대한 현존하는 많은 이론은 많은 흥미로운 결과를 제시하고 있다. 그러나, 이러한 과제에 대한 실험적인 연구는 거의 전무한 상태이다. 이들 자화에 관련된 실험은 1985년 Eisenstein 등[11]에 의해서 이루어졌다. 그들은 높은 이동도를 가진 GaAs/AlGaAs 단층과 다층 헤테로 구조에서의 2차원 전자계에서의 자화가 진동을 한다는 것을 관측하였다. 그러나, 그들의 실험에서 사용된 기하학적인 구조, 즉, 자기장이 계면에 수직으로 걸리는 경우에 대한 실험은 혼성 자기양자화 효과를 관측하기에 불가능했다. 자화에 대한 실험이 부족한 이유는 고순도 시료와 민감성, 및 미세한 신호 감지가 요구되는 실험에서의 어려움에 기인하는 것으로 판단된다.

계의 전자구조를 반영하는 또 다른 물리량은 열용량이다. 그들의 값은 양자화에 대한 화학 퍼텐셜의 에너지 스펙트럼에 의존하기 때문이다. 이상적인 2차원 전자계에서 Zawadzki와 Lassnig[12]는 자기장이 수직으로 걸리는 경우의 열용량이 자기장의 함수로써 진동한다는 것을 보였고, 이는 준위간과 준위내 기여로 구성한다는 것을 보였다. 양자점에서는 전자의 비열은 그것이 전자들 사이에 상호작용 효과에 민감한 탐침을 제공하므로 매우 중요하게 된다. 이러한 연구는 오 등[13]에 의해서

상세히 설명되었다. 이와 같이 저차원 양자계에 대한 많은 열역학적인 물리량인 자화나 비열에 대한 연구는 주로 이론적인 측면에서 이루어졌고 실험적인 결과는 매우 미흡한 것으로 판단된다. 매우 흥미로운 점은 자화나 비열에 대한 거의 대부분의 이론적 결과는 화학 퍼텐셜이 일정한 대정준앙상블 통계를 기반으로 하고 있다는 점이다. 그러나 실제 실험의 관점에서 보게되면, 전자수가 일정한 정준앙상블 통계를 기반으로 해서 이루어진다는 점을 주목하여야 한다[14]. 따라서 실험과의 직접적인 비교를 하기 위해서는 정준앙상블 통계를 기반으로 자화나 비열을 설명하는 것이 보다 현실적이다.

본 연구에서는 강한 자기장이 존재하는 경우에 체적 반도체와 반도체 초격자의 캐리어 농도와 열용량의 열역학적인 성질을 정준앙상블 통계를 사용하여 이론적 접근을 하고자 한다.

본 논문의 구성은 다음과 같다. 2장에서는 강한 자기장하에서의 체적 반도체계와 반도체 초격자계의 모델을 기술하고, 3장에서는 2장에서 구한 에너지 스펙트럼과 상태밀도, 그리고 화학 퍼텐셜을 사용하여 체적 반도체계와 반도체 초격자계의 헬름홀츠 자유에너지를 계산하여 자화와 자기감수율, 그리고 열용량을 구한다. 4장에서는 온도와 자기장의 세기, 미니밴드 너비의 함수로 자화와 자기감수율, 그리고 열용량에 대한 수치적 결과를 제시하고, 5장에서는 결론을 맺는다.

## II. 체적 반도체와 반도체 초격자에 대한 모델

체적 반도체와 반도체 초격자의 z-방향으로 균일한 자기장  $\vec{B}(\parallel \hat{z})$ 이 작용할 때, 벡터퍼텐셜에 대한 란다우 게이지  $\vec{A} = (-By, 0, 0)$ 를 사용하면, 단일 전자 해밀토니안  $h_e$ 은

$$h_e = \begin{cases} \frac{(\vec{p} - e\vec{A})^2}{2m^*} & (\text{체적}) \\ \frac{(p_x - eA_x)^2}{2m^*} + \frac{(p_y - eA_y)^2}{2m^*} + \frac{\Delta}{2} \left(1 - \cos \frac{p_z d}{\hbar}\right) & (\text{초격자}) \end{cases} \quad (1)$$

로 나타낼 수 있다. 여기서  $\vec{A}$ 은 벡터퍼텐셜이고,  $\vec{p}$ 은 운동량 연산자이며,  $m^*$ 은 유효질량이고,  $\Delta$ 와  $d$ 은 각각 밀접결합 근사를 했을 때의 반도체 초격자의 미니밴드 너비와 퍼텐셜 에너지의 주기를 의미한다. 여기서 주목할 것은 반도체 초격자인 경우에 체적 반도체와는 달리 주기적 퍼텐셜에너지에 의해서 미니밴드가 형성된다는 것이다. 벡터퍼텐셜에 대한 란다우 게이지  $\vec{A} = (-By, 0, 0)$ 를 사용하면 전자의 에너지 준위 ( $E_\lambda$ )는

$$E_\lambda \equiv \varepsilon_n(k_z) = \begin{cases} \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar \omega_c + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m^*} & (\text{체적}) \\ \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar \omega_c + \frac{\Delta}{2} (1 - \cos k_z d) & (\text{초격자}) \end{cases} \quad (2)$$

으로 각각 주어진다. 여기서  $n (= 0, 1, 2, \dots)$ 은 Landau 준위 지수를 나타내고,



$\hbar$ 은 플랑크 상수를  $2\pi$ 로 나눈 것이고,  $\omega_c (= eB/m^*)$ 은 사이클로트론 진동수이며,  $k_z$ 은  $z$  방향의 파수벡터 성분이다. 자화율과 같은 열역학적 성질을 이론적으로 조사하기 위하여서는 계의 전자의 수를 페르미-디랙 분포함수  $f(E)$ 를 도입하면 다음과 같이

$$N = \int_{-\infty}^{\infty} f(E) D(E) dE = \zeta \sum_{n, k_z} \frac{1}{1 + \exp[\beta(E_n(k_z) - \mu)]} \quad (3)$$

주어진다. 여기서  $\beta = 1/k_B T$ 으로  $k_B$ 는 볼츠만 상수이고,  $T$ 는 온도이고,  $\zeta (= m^* \omega_c L_x L_y / 2\pi \hbar)$ 은  $n$  및  $k_z$ 을 지정했을 때 나타나는 축퇴의 수로 축퇴도를 의미한다. 또한,  $\mu$ 는 화학퍼텐셜이고,  $D(E)$ 은 상태밀도이다. 식 (2)의 고유 에너지 스펙트럼을 사용하고 전자의 스핀에 의한 축퇴도(2)를 고려하면 상태밀도는 다음과 같이

$$D(E) = \begin{cases} 2 \frac{m^* \omega_c V}{2 \pi^2 \hbar} \sqrt{\frac{m^*}{2 \hbar^2}} \sum_n \frac{\theta(E - \epsilon_n)}{\sqrt{E - \epsilon_n}} \quad (\text{체적}) \\ 2 \frac{m^* \omega_c V}{2 \pi^2 \hbar d} \sum_n \frac{\theta(E - \epsilon_n) \theta(\epsilon_n + \Delta - E)}{\sqrt{(E - \epsilon_n)(\epsilon_n + \Delta - E)}} \quad (\text{초격자}) \end{cases} \quad (4)$$

로 주어진다. 여기서  $V (= L_x L_y L_z)$ 은 계의 체적이고,  $\epsilon_n = (n + 1/2) \hbar \omega_c$ 이며,  $\theta(x)$ 은  $x > 0$ 일 때  $\theta(x) = 1$ ,  $x < 0$ 일 때  $\theta(x) = 0$ 으로 정의되는 헤비사이드 계단함수이다.

그림 1는 체적반도체에 대한 식 (3)과 (4)에 주어진 에너지 스펙트럼과 상태밀도를 나타내었다. 그림 1(b)와 식 (4)에서 보이는 바와 같이, 체적 반도체의 상태밀도는 각 란다우 준위의 하단( $\epsilon_n$ )에서 특이점이 있음을 알 수 있다.

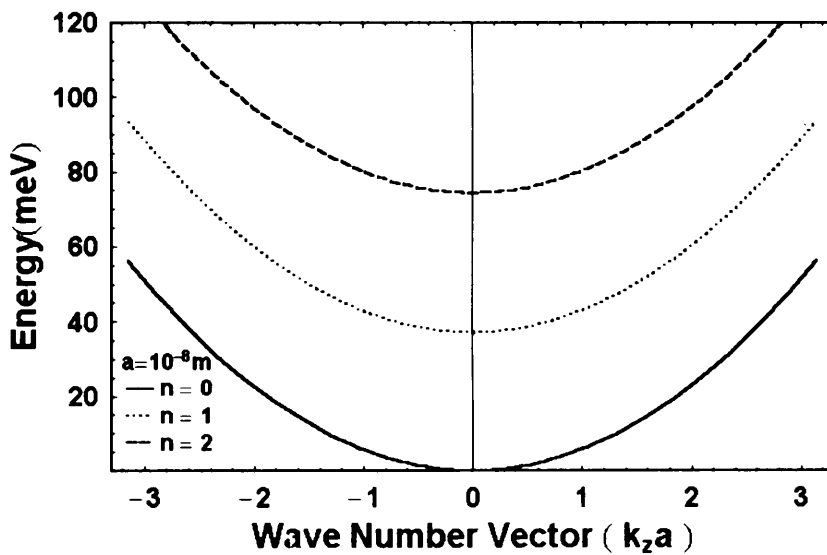


그림 1(a). 체적 반도체의 에너지 스펙트럼.

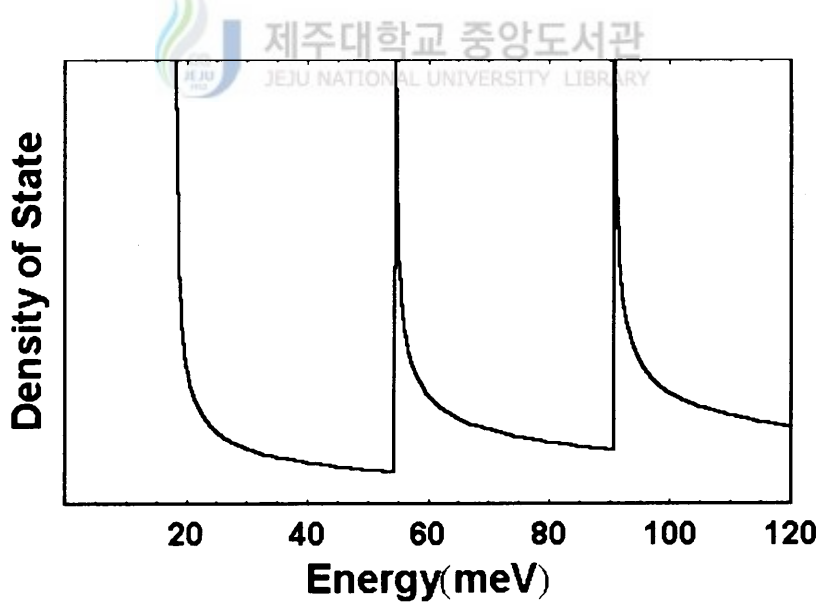


그림 1(b). 체적 반도체의 상태밀도.

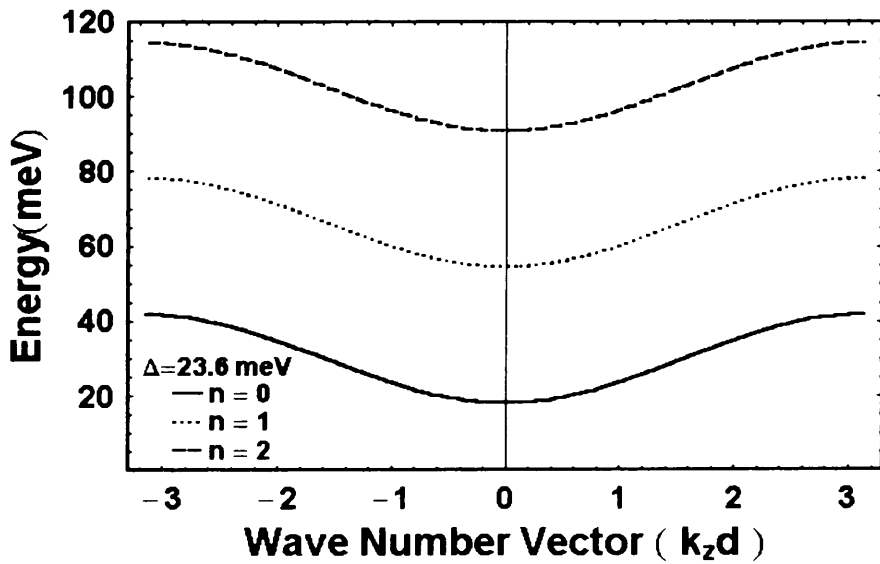


그림 2(a). 반도체 초격자의 에너지 스펙트럼.

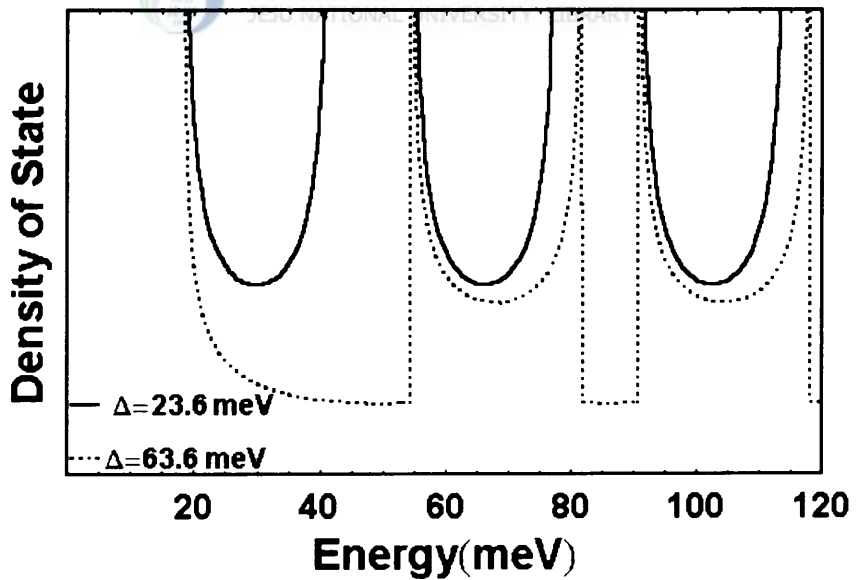


그림 2(b). 반도체 초격자의 상태밀도.

그림 2는 반도체 초격자에 대한 에너지 스펙트럼과 상태밀도를 나타낸 것이다. 그림 2(b)와 식 (4)에서 보이는 바와 같이, 체적 반도체의 상태밀도와는 달리 반도체 초격자의 상태밀도는 미니밴드의 하단( $\epsilon_n$ )과 상단( $\epsilon_n + \Delta$ )에서 특이점을 가지고 있고, 또한 반도체 초격자의 상태밀도는 미니밴드 너비  $\Delta$ 가 작은 경우에는 전자가 존재할 수 없는 금지대가 생성되지만, 미니밴드 너비  $\Delta$ 가 크면 금지대가 없어진다. 그림 1과 2에서 전자의 유효질량  $m^*$ 은  $0.067m_e$ , 격자상수  $a$ 는  $10^{-8}m$ , 샘플의 단면크기  $L_x, L_y$ 은 각각  $1\mu m$ ( $10^{-6} m$ ), 전자밀도  $n_e$ 는  $4 \times 10^{20}/m^3$ , 그리고 초격자의 주기  $d$ 는  $9.93 \times 10^{-9}m$ 로 취하였다. 앞으로의 수치계산에서는 이 값을 쓰기로 한다.

비축퇴 전자가스, 즉  $\beta(E - \mu) \gg 1$ 인 경우에는 페르미-디랙 분포함수는 근사적으로 맥스웰-볼츠만 분포함수  $f(E) \approx \exp[-\beta(E - \mu)]$ 가 된다. 비축퇴 전자가스인 경우, 계의 전자밀도  $n_e (= N/V)$ 는 식 (3)으로부터

$$n_e = \begin{cases} \sqrt{\frac{2\pi m^*}{\beta}} \frac{m^* \omega_c e^{\beta\mu}}{4\pi^2 \hbar^2 \sinh\left[\frac{\beta}{2} \hbar \omega_c\right]} & \text{(체적)} \\ \frac{m^* \omega_c e^{\beta\mu} e^{-\frac{\beta\Delta}{2}} I_0\left(\frac{\beta\Delta}{2}\right)}{2\pi \hbar d \sinh\left[\frac{\beta}{2} \hbar \omega_c\right]} & \text{(초격자)} \end{cases} \quad (5)$$

로 주어진다. 여기서  $I_0(x)$ 은

$$I_\nu = \sum_{s=0}^{\infty} \frac{1}{s!(s+\nu)!} \left(\frac{x}{2}\right)^{2s+\nu} \quad (6)$$

로 정의되는 베셀함수이다. 따라서 화학퍼텐셜  $\mu$ 은 식 (5)로부터 다음과 같이

$$\mu = \begin{cases} \frac{1}{\beta} \ln \left[ \sqrt{\frac{\beta}{2\pi m^*}} \frac{4\pi^2 n_e \hbar^2 \sinh\left(\frac{\beta}{2} \hbar \omega_c\right)}{m^* \omega_c} \right] & \text{(체적)} \\ \frac{1}{\beta} \ln \left[ \frac{2\pi \hbar n_e d e^{\frac{\beta A}{2}} \sinh\left(\frac{1}{2} \beta \hbar \omega_c\right)}{m^* \omega_c I_0\left(\frac{\beta A}{2}\right)} \right] & \text{(초격자)} \end{cases} \quad (7)$$

로 결정이 되며, 화학퍼텐셜은 일반적으로 온도, 자기장, 전자밀도, 미니밴드 너비, 그리고 초격자 주기에 의존함을 알 수 있다.

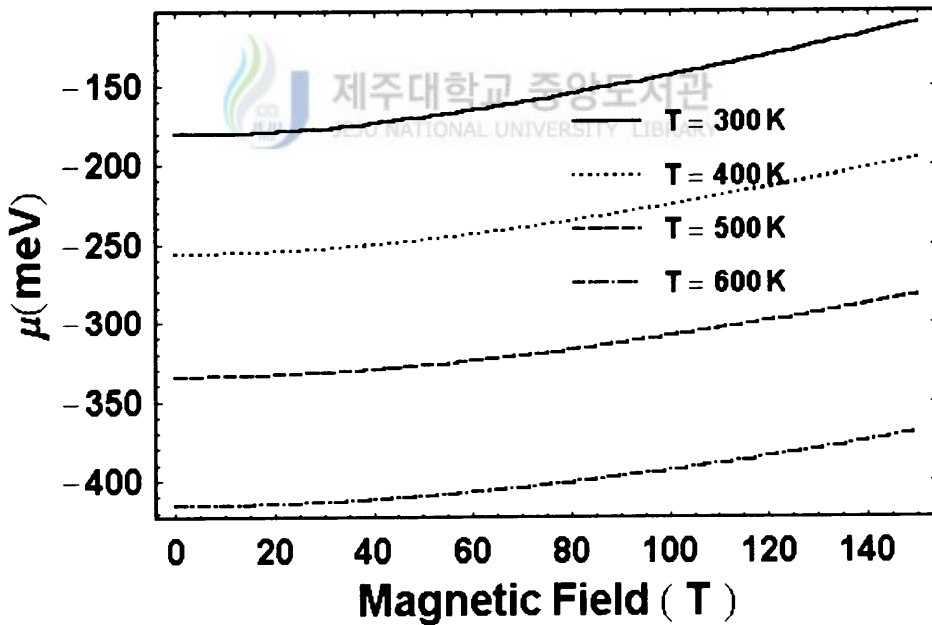


그림 3(a). 체적 반도체에서 온도에 따른 화학퍼텐셜의 자기장 의존성.

그림 3(a)는 체적반도체에서 화학퍼텐셜을 온도에 따른 자기장의 함수로 나타낸 것이고, 그림 3(b)는 화학퍼텐셜을 자기장의 세기에 따른 온도의 함수로 나타낸 것이다. 여기서 온도와 자기장의 세기에 따른 화학퍼텐셜의 거동을 조사하기 위하여 온도를 300K, 400K, 500K, 600K, 그리고 자기장의 세기를 20T, 40T, 60T, 80T에 대해서 고려하였다. 그림 3(a)와 3(b)에서 보는 바와 같이, 자기장의 세기를 증가시키면 화학퍼텐셜은 증가하고, 온도가 증가하면 화학퍼텐셜은 작아지고 있다.

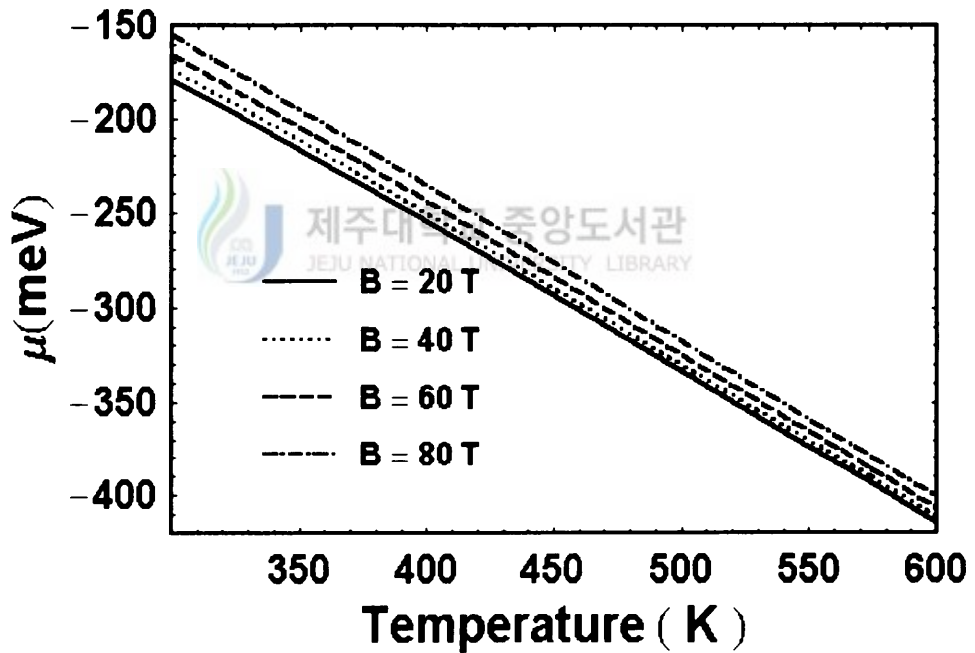


그림 3(b). 체적 반도체에서 자기장의 세기에 따른 화학퍼텐셜의 온도 의존성.

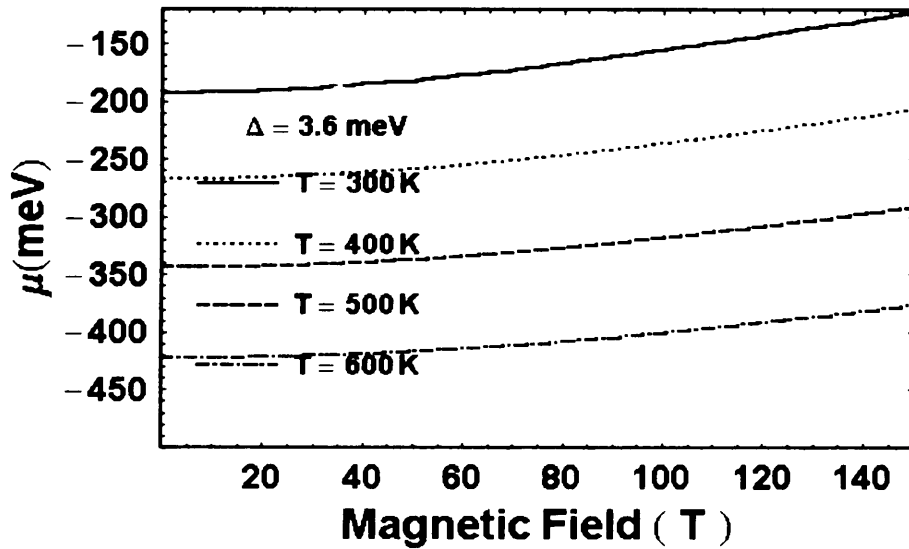


그림 4(a). 반도체 초격자에서 온도에 따른 화학퍼텐셜의 자기장 의존성.

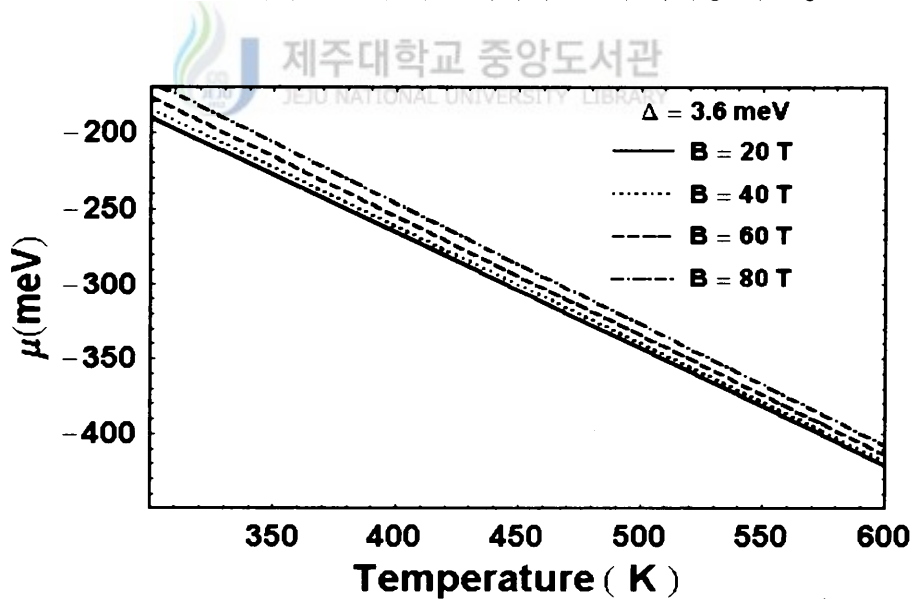


그림 4(b). 반도체 초격자에서 자기장의 세기에 따른 화학퍼텐셜의 온도의존성.

그림 4(a)는 미니밴드 너비가 3.6 meV인 반도체 초격자에서 화학퍼텐셜을 온도에 따른 자기장의 함수로, 그림 4(b)는 자기장의 세기에 따른 온도의 함수로 나타내었다. 그림 4(a)-4(b)에서 보는 바와 같이, 체적 반도체와 같이 자기장의 세기를 증가시키면 화학퍼텐셜은 증가하고, 온도가 증가하면 화학퍼텐셜은 작아지고 있다.

그림 5(a)는 온도가 300 K인 반도체 초격자에서 화학퍼텐셜을 미니밴드 너비에 따른 자기장의 함수로, 그림 5(b)에서는 자기장의 세기가 30T인 반도체 초격자에서 화학퍼텐셜을 미니밴드 너비에 따른 온도의 함수로 나타내었다. 그림 5(a)-5(b)에서 보는 바와 같이, 자기장의 세기와 미니밴드 너비가 증가할수록 그리고 온도가 감소할수록 화학퍼텐셜은 증가함을 알 수 있다.

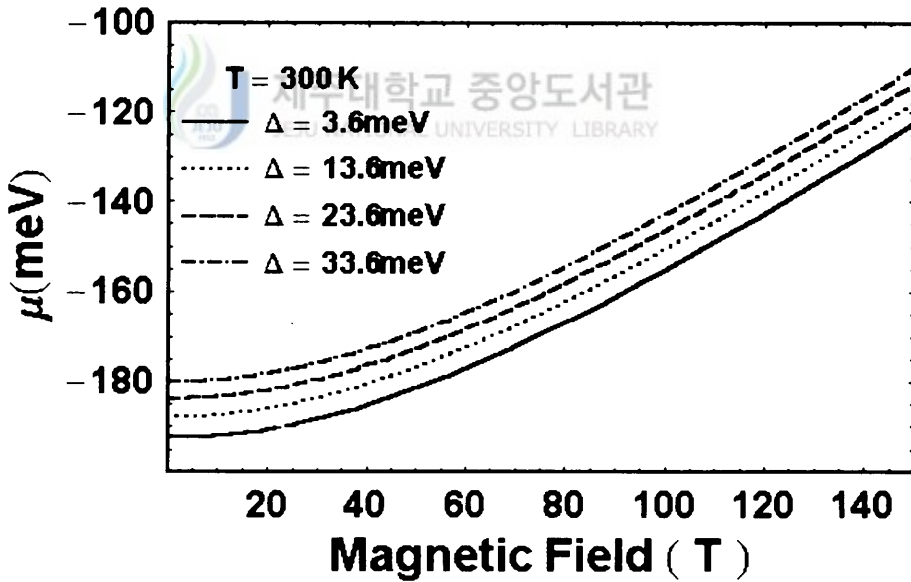


그림 5(a). 반도체 초격자에서 미니밴드 너비에 따른 화학퍼텐셜의 자기장 의존성.



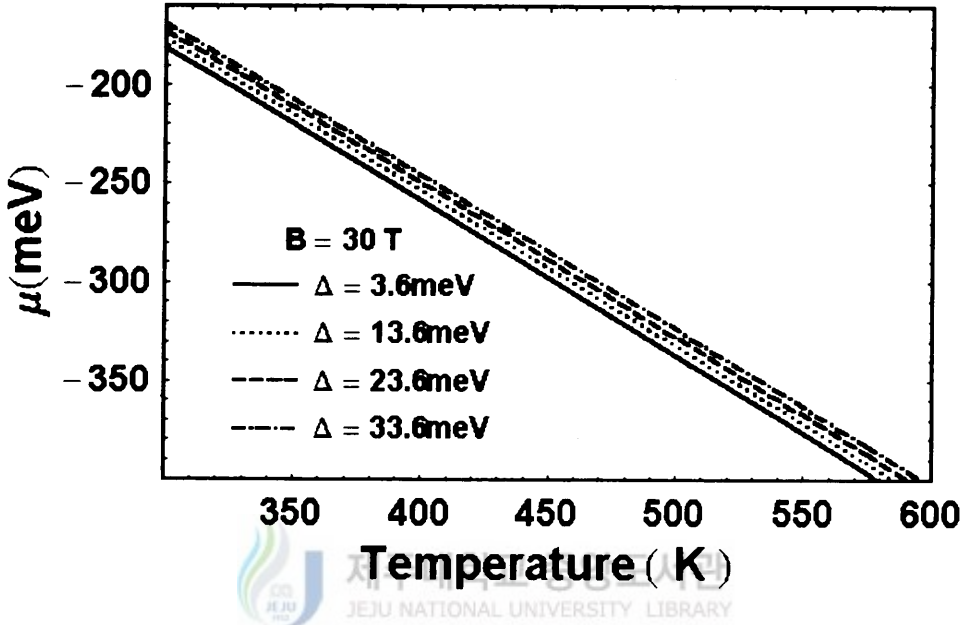


그림 5(b). 반도체 초격자에서 미니밴드 너비에 따른 화학퍼텐셜의 온도의존성.

### III. Helmholtz 자유에너지와 열역학적성질

자화, 자기감수율, 그리고 열용량과 같은 열역학적 성질을 이론적으로 다루기 위해서는 계의 Helmholtz 자유에너지를 알아야 한다. 계의 자화는 자기장에 대하여 Helmholtz 자유에너지를 한 번 미분하면 얻을 수 있다. 여기서, 유한 온도  $T$ 에서 Helmholtz 자유에너지  $F$ 는 일반적으로 다음과 같이

$$F = N\mu - k_B T \sum_{n, k_z} \ln[1 + \exp[\mu - E_n(k_z)]] \quad (8)$$

로 정의 된다. 이때  $z$  방향의 자화율  $M$ 은

$$M = - \left( \frac{\partial F}{\partial B} \right)_{N, V, T} \quad (9)$$

로 주어진다.

고온인 비축퇴 전자가스인 경우, 앞 장에서 구한 단일 전자의 고유에너지 스펙트럼과 화학퍼텐셜을 식 (8)에 대입하여 자기장에 대하여 Helmholtz 자유에너지를 한 번 미분하면, 체적 반도체와 반도체 초격자의 자화는 각각 다음과 같이

$$M_{bulk} \approx -2 \mu_B N k_B T \left[ \frac{\coth \left[ \frac{\hbar \omega_c}{2 k_B T} \right]}{2 k_B T} - \frac{1}{\hbar \omega_c} + \frac{\pi \hbar}{m^* L_x L_y \omega_c^2} \right] \quad (10)$$

$$M_{sl} \approx -2 \mu_B N k_B T \left[ \frac{\coth \left[ \frac{\hbar \omega_c}{2 k_B T} \right]}{2 k_B T} - \frac{1}{\hbar \omega_c} + \frac{\pi \hbar}{m^* L_x L_y \omega_c^2} \right] \quad (11)$$

로 구할 수 있다. 여기서  $\mu_B (= e\hbar/2m^*)$ 은 보어 마그네톤이다. 식 (10)과 (11)에서 보는 바와 같이 체적 반도체와 반도체 초격자의 자화는 고온이고 비축퇴 전

자 가스인 경우에는 같음을 알 수 있다. 약한 자기장과 고온 근사일 때,  
 $\hbar \omega_c / 2 k_B T < 1$  이므로 자화에 있는

$$\coth(\hbar \omega_c / 2 k_B T) \approx 2k_B T / \hbar \omega_c + \hbar \omega_c / 6k_B T \quad (12)$$

로 근사 할 수 있고, 자화는

$$M_{bulk} = M_{sl} \simeq - \frac{N \mu_B^2 B}{3k_B T} \quad (13)$$

로 근사적으로 얻을 수 있다. 식 (12)은 3차원 전자가스의 란다우 반자성과 같은 결과로서 온도의 역수  $1/T$ 에 비례하는 Curie 법칙을 만족한다.

$T$ 에서의 자기감수율  $\chi$ 은 자화율을 자기장에 대하여 한 번 미분하므로써 정의되므로 Helmholtz 자유에너지로부터 다음과 같이

$$\chi = \left( \frac{\partial M}{\partial B} \right)_{N, V, T} = - \left( \frac{\partial^2 F}{\partial B^2} \right)_{N, V, T}, \quad (14)$$

로 정의 된다. 고온인 비축퇴 전자가스인 경우, 체적 반도체와 반도체 초격자의 자기감수율은 위 정의로부터 다음과 같이

$$\chi \approx N (2 \mu_B)^2 k_B T \left[ \frac{1}{4 (k_B T)^2 \sinh^2 \left[ \frac{\hbar \omega_c}{2 k_B T} \right]} - \frac{1}{\hbar^2 \omega_c^2} + \frac{2\pi \hbar}{m^* A \omega_c^3} \right] \quad (15)$$

로 구할 수 있다.  $\hbar \omega_c / 2 k_B T < 1$ 인 고온이고 약한 자기장이 작용할 때, 자

기감수율에 있는


$$\sinh^{-2}\left[\frac{\hbar \omega_c}{2k_B T}\right] \approx -\frac{1}{3} + \frac{4k_B^2 T^2}{\hbar^2 \omega_c^2} \quad (16)$$

로 근사적으로 구할 수 있고, 자기감수율을 계산하면

$$\chi \simeq -\frac{N \mu_B^2}{3k_B T} \quad (17)$$

로 주어진다. 이 결과는 란다우 반자성에 대한 3차원 전자가스의 자기감수율과 같음을 볼 수 있다.

열용량  $C_V$ 은 Helmholtz 자유에너지를 온도  $T$ 에 대하여 두 번 미분하면 얻을 수 있다.



제주대학교 중앙도서관  
JEJU NATIONAL UNIVERSITY LIBRARY

$$C_V = -T \left( \frac{\partial^2 F}{\partial T^2} \right)_{N, V} \quad (18)$$

과 같이 얻을 수 있다.

고온인 비축퇴 전자가스인 경우, 체적 반도체와 반도체 초격자의 열용량  $C_V$ 은 위 정의로부터 각각 다음과 같이

$$C_V^{bulk} \approx \frac{3}{2} N k_B \left( \frac{1}{3} + \frac{\hbar^2 \omega_c^2}{6k_B^2 T^2 \sinh^2\left(\frac{\hbar \omega_c}{2k_B T}\right)} \right) \quad (19)$$

$$C_V^{sl} = \frac{3}{2} N k_B \left( \frac{\hbar^2 \omega_c^2}{6k_B^2 T^2 \sinh^2\left(\frac{\hbar \omega_c}{2k_B T}\right)} - \frac{2I_0''\left(\frac{\Delta}{2k_B T}\right)}{3I_0\left(\frac{\Delta}{2k_B T}\right)} - \frac{\Delta I_0'\left(\frac{\Delta}{2k_B T}\right)}{3k_B T I_0\left(\frac{\Delta}{2k_B T}\right)} \right) \quad (20)$$

주어진다. 여기서 prime은 온도  $T$ 에 대한 미분을 의미한다. 약한 자기장과 고온 근사일 때,  $\hbar \omega_c / 2 k_B T < 1$  이므로 체적 반도체와 반도체 초격자의 열용량은

$$C_V^{bulk} \approx \frac{3}{2} N k_B - \frac{N k_B \hbar^2 \omega_c^2}{12k_B^2 T^2} \quad (21)$$

$$C_V^{sl} \approx \frac{1}{2} N k_B - \frac{N k_B \hbar^2 \omega_c^2}{12k_B^2 T^2} + \frac{N k_B \Delta^4}{8k_B^4 T^4} \quad (22)$$

로 근사적으로 주어진다. 자기장이 없을 때는 체적 반도체의 열용량은 고온 근사일 때의 금속의 열용량  $3N k_B / 2$  와 같음을 알 수 있다. 또한, 자기장이 작고, 미니밴드의 너비가 아주 작을 때 반도체 초격자의 열용량은  $N k_B / 2$ 이고, 체적 반도체와 반도체 초격자의 열용량의 차  $C_V^{bulk} - C_V^{sl} \approx N k_B$  임을 알 수 있다. 고온 근사일 때, 체적 반도체와 반도체 초격자의 열용량은 자기장이 증가할수록 감소함을 볼 수 있다. 또한, 반도체 초격자의 열용량은 미니밴드의 너비에 거의 의존하지 않음을 알 수 있다.

## V. 수치적 결과

이 장에서는 앞 장에서 구한 자화, 자기감수율, 그리고 열용량을 n형 GaAs와 AlGaAs/GaAs 초격자에 적용하여 수치계산을 하기로 한다.

그림 6과 7은 체적 반도체와 반도체 초격자에서의 온도와 자기장의 세기에 따른 자화와 자기감수율을 각각 자기장의 세기와 온도의 함수로 나타낸 그림이다. 그림 6(a)에서 보는 바와 같이, 자기장의 세기 변화에 대하여 체적 반도체와 반도체 초격자의 자화는 음의 값을 보이고 있다. 작용한 특정 자기장의 세기까지는 자화는 감소하고 온도가 증가할수록 자화는 더 큼을 볼 수 있지만, 자기장이 특정 자기장의 세기보다 더 증가하면 자화는 증가하고 온도가 증가할수록 자화는 작아짐을 알 수 있다.

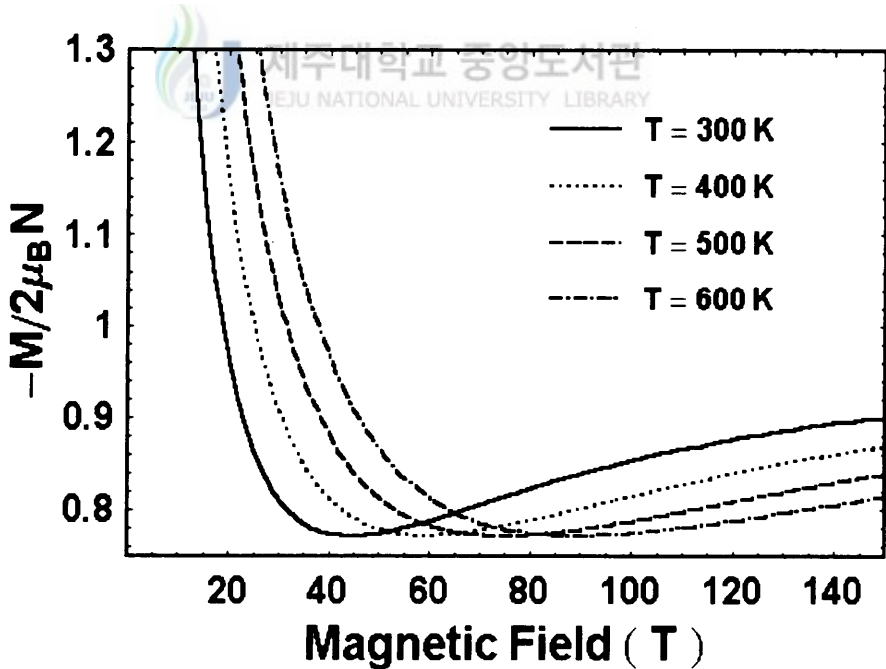


그림 6(a). 체적 반도체와 반도체 초격자에서의 온도에 따른 자화의 자기장 의존성.

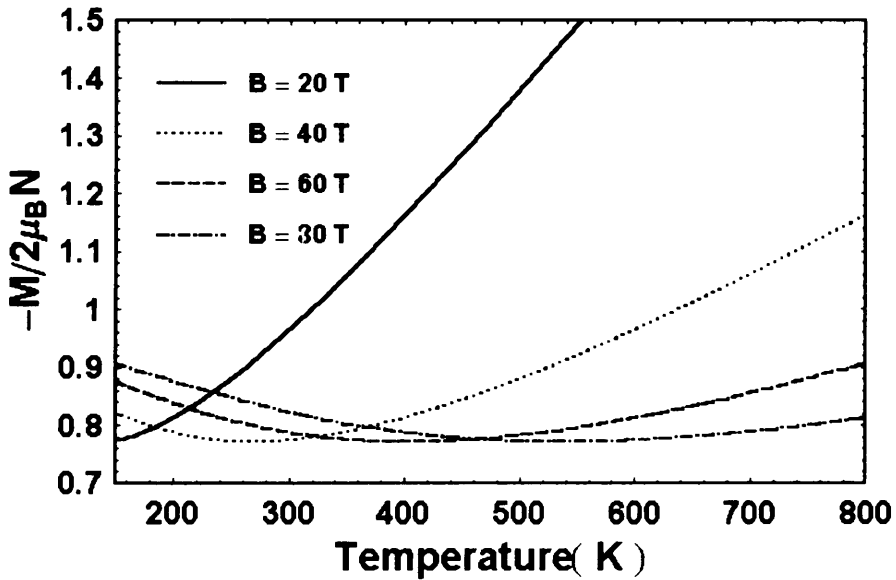


그림 6(b). 체적 반도체와 반도체 초격자에서의 자기장의 세기에 따른 자화의 온도 의존성.

그림 6(b)에서는, 작용한 특정 온도까지는 자화는 감소하고 자기장의 세기가 증가할수록 자화는 더 큼을 볼 수 있지만, 온도가 특정 온도 이상이 되면 자화는 증가하고 자기장의 세기가 증가할수록 자화는 더 작아짐을 볼 수 있다.

그림 7는 특이한 것은 자기장의 세기 변화와 온도 변화에 대하여 체적 반도체와 반도체 초격자는 반자성에서 상자성으로 변하고 있음을 보이고 있다. 그림 7(a)에서 보는 바와 같이, 작용한 자기장의 세기가 증가함에 따라 자기감수율은 계속 감소하여 반자성에서 상자성으로 전이하고 특정 자기장의 세기에서 자기감수율은 최소값에 이른 다음 자기장의 세기가 더 증가하면 자기감수율은 다시 증가하여 상자성에서 반자성으로 전이하고 있음에 주목하여야 한다. 또한, 온도가 높을수록 어떤 자기장까지는 자기감수율은 더 크지만 자기장의 세기가 더 큰 영역에서는 온도가 작을수록 자기감수율은 더 큼을 볼 수 있다. 그림 7(b)에서 보는 바와 같이, 자기장의 세기가 20 T와 40 T인 경우에는 특정 온도에서 상자성에서 반자성

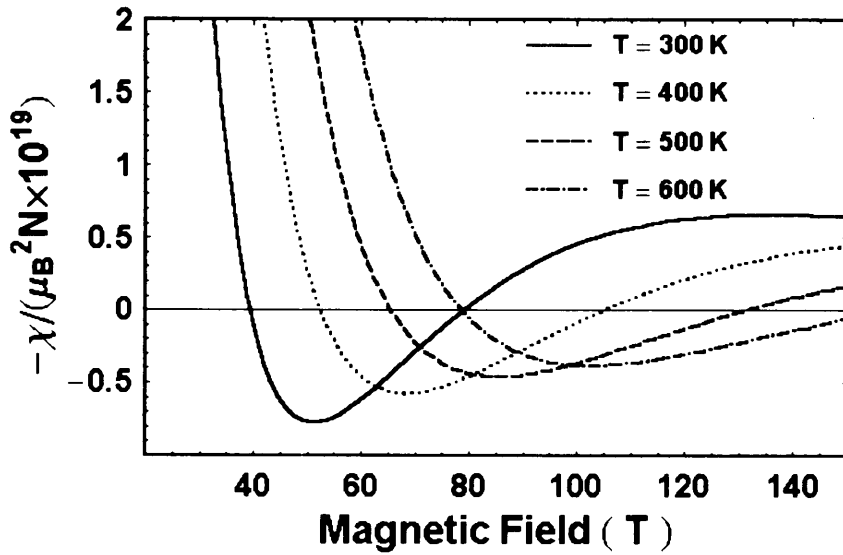


그림 7(a). 체적 반도체와 반도체 초격자의 온도에 따른 자기감수율의 자기장 의존성

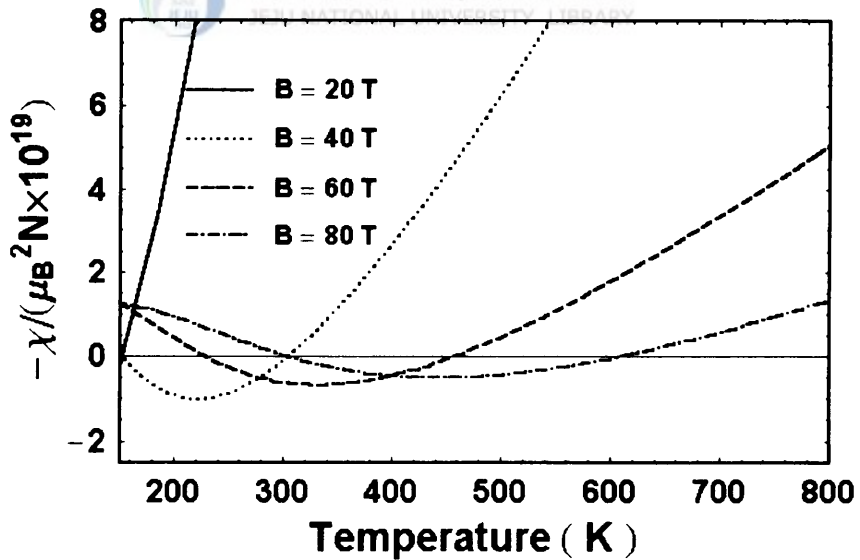


그림 7(b). 체적 반도체와 반도체 초격자에서의 자기장의 세기에 따른 자기 감수율의 온도 의존성.



으로 전이가 일어나고, 자기장의 세기가 60 T와 80 T인 경우에는 온도 변화에 따라 반자성에서 상자성으로 그리고 반자성으로 자기감수율이 변하는 특이한 거동이 있다.

그림 8과 9는 체적 반도체와 반도체 초격자에서의 온도와 자기장의 세기에 따른 열용량을 각각 자기장의 세기와 온도의 함수로 나타낸 그림이다. 여기서 반도체 초격자의 미니밴드 너비는 3.6 meV를 사용하였다. 그림 8(a)와 9(a)에서 보는 바와 같이, 자기장의 세기가 증가할수록 체적 반도체와 반도체 초격자의 열용량은 감소하고 온도가 높을수록 열용량은 더 큼을 볼 수 있다. 그림 8(b)와 9(b)을 보면, 온도가 높을수록 체적 반도체와 반도체 초격자의 열용량은 증가하고 자기장의 세기가 클수록 열용량은 더 작음을 알 수 있다.

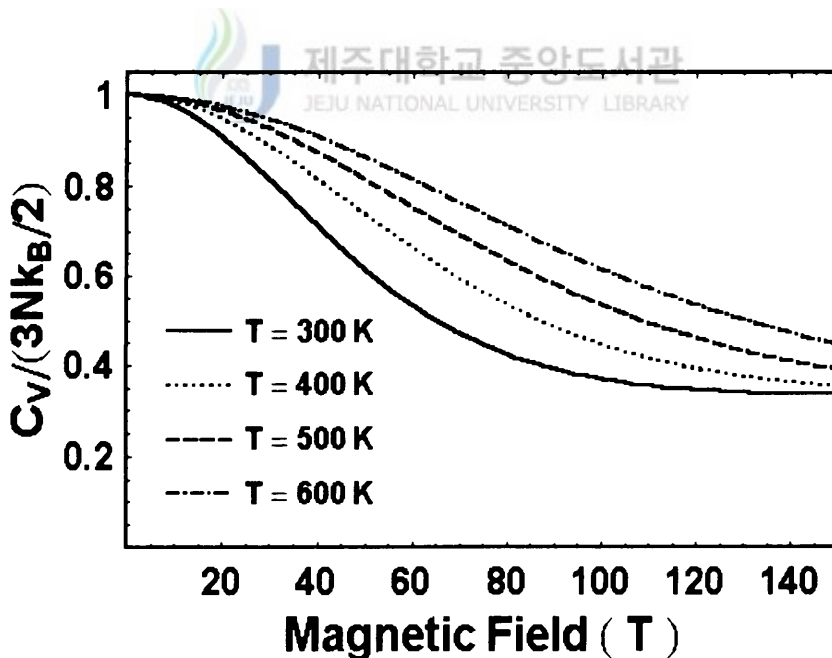


그림 8(a). 체적 반도체의 온도에 따른 열용량의 자기장 의존성.

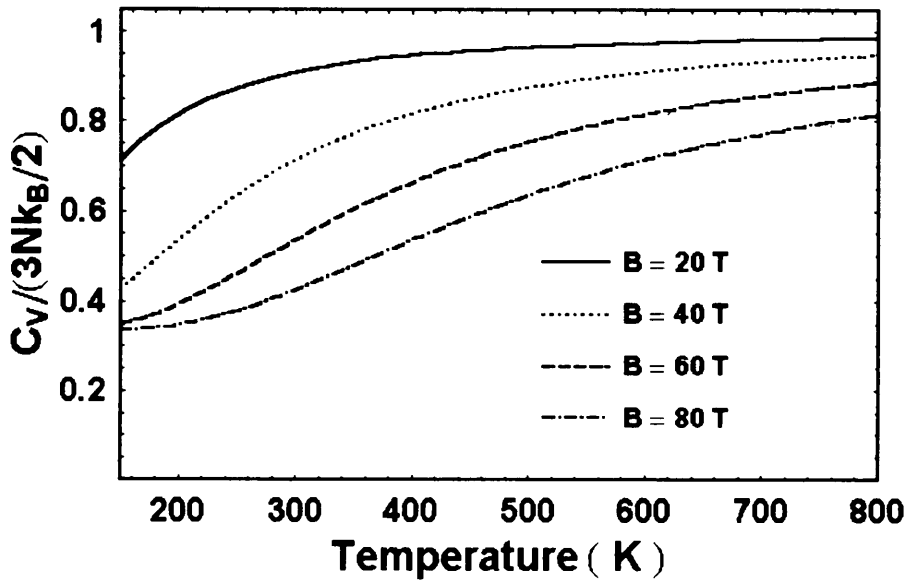


그림 8(b). 체적 반도체의 온도에 따른 열용량의 온도 의존성.

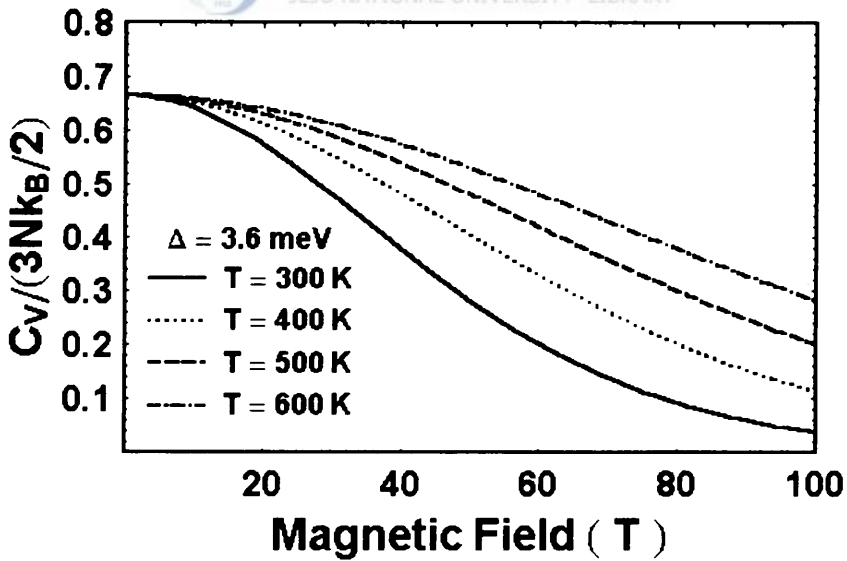


그림 9(a). 반도체 초격자의 온도에 따른 열용량의 자기장 의존성.

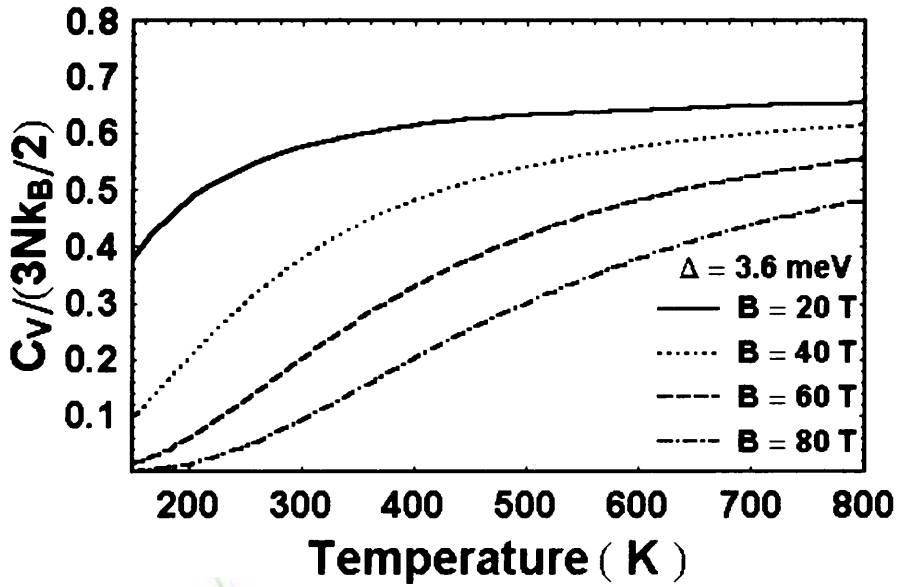


그림 9(b). 반도체 초격자의 자기장의 세기에 따른 열용량의 온도 의존성.

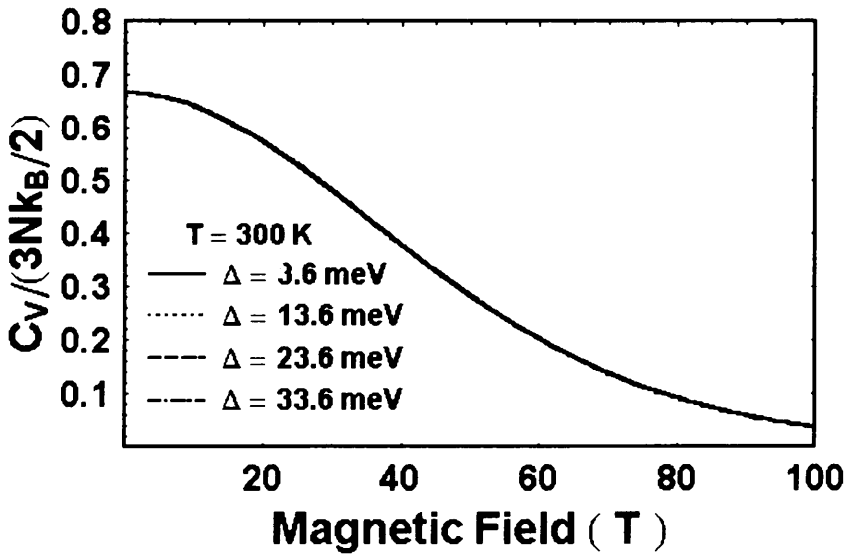


그림 10(a). 반도체 초격자의 미니밴드 너비에 따른 열용량의 자기장 의존성.

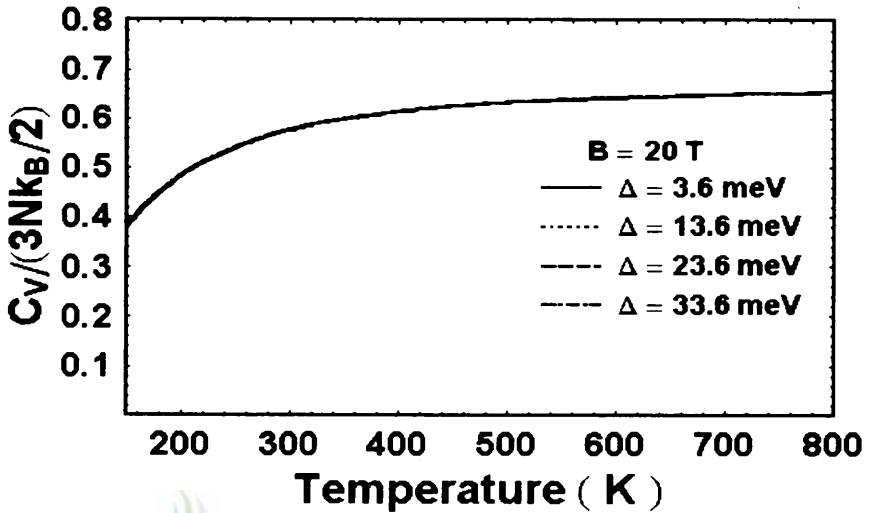


그림 10(b). 반도체 초격자의 미니밴드 너비에 따른 열용량의 온도 의존성.

그림 10은 체적 반도체와 반도체 초격자에서의 미니밴드 너비에 따른 열용량을 자기장의 세기와 온도의 함수로 나타낸 그림이다. 여기서 반도체 초격자의 온도는 300 K이다. 그림 보는 바와 같이, 반도체 초격자의 열용량은 미니밴드 너비에 무관함을 알 수 있다.

## V. 결 론

지금까지 본 논문에서 정준 앙상블 통계를 기반으로 하여 자화와 자기감수율 그리고 열용량같은 열역학적 성질을 강한 자기장과 고온에서의 체적 반도체와 양자 우물이 주기적으로 배열된 반도체 초격자에 적용하여 이론적으로 조사하였다.

체적 반도체와는 달리 반도체 초격자의 상태밀도는 미니밴드의 하단( $\epsilon_n$ )과 상단( $\epsilon_n + \Delta$ )에서 특이점을 가지고 있고, 미니밴드 너비  $\Delta$ 가 작은 경우에는 전자가 존재할 수 없는 금지대가 생기고 미니밴드 너비  $\Delta$ 가 크면는 금지대가 없어진다. 또한, 체적 반도체와 반도체 초격자의 화학퍼텐셜은 자기장의 세기와 미니밴드 너비가 증가할수록 그리고 온도가 낮을수록 증가함을 알 수 있다.

체적 반도체와 반도체 초격자의 자화는 고온이고 비축퇴 전자 가스인 경우에는 같고, 약한 자기장과 고온 근사, 즉  $\hbar\omega_c/2k_B T \ll 1$  일 때, 자기감수율은  $\chi_{bulk} = \chi_{sl} \simeq -N\mu_B^2/(3k_B T)$ 로 3차원 자유전자 가스의 란다우 반자성과 같은 결과로서 온도의 역수  $1/T$ 에 비례하는 Curie 법칙을 만족한다.

약한 자기장과 고온 근사일 때, 체적반도체와 반도체 초격자의 열용량은 식(21)과 (22)로 근사적으로 주어진다. 자기장이 없을 때는 체적 반도체의 열용량은 고온 근사일 때의 금속의 열용량  $3Nk_B/2$ 와 같고, 자기장이 약하고 미니밴드의 너비가 아주 작을 때 반도체 초격자의 열용량은  $Nk_B/2$ 로, 체적 반도체와 반도체 초격자의 열용량의 차  $C_V^{bulk} - C_V^{sl} \approx Nk_B$  임을 알 수 있다. 또한, 반도체 초격자의 열용량은 미니밴드의 너비에 거의 의존하지 않는다.

체적 반도체와 반도체 초격자의 자화는 작용한 특정 자기장의 세기까지는 자화는 감소하고 온도가 높을수록 자화는 더 크다가, 자기장이 특정 자기장의 세기보다 강하면 자화는 다시 증가하고 온도가 높을수록 자화는 작아진다. 특이한 것은 자기장의 세기 변화와 온도 변화에 따라 체적 반도체와 반도체 초격자의 자기감수율이

반자성에서 상자성으로 상자성에서 반자성으로 전이가 있다는 이론적 예측이다.

자기장의 세기가 증가할수록 체적 반도체와 반도체 초격자의 열용량은 감소하고 온도가 높을수록 열용량은 더 크고, 반도체 초격자의 열용량은 미니밴드 너비에 무관함을 알 수 있었다.



## 참 고 문 헌

- [1]. L. Esaki and R. Tsui, IBM Res. Note, RC-2418, Mar. (1969).  
L. Esaki and R. Tsu, IBM J. Res. Dev. 14 ,61 (1970).
- [2]. T. Ando, A. B. Fowler, and F. Stern, Rev. Mod. Phys. 53, 437 (1982).
- [3]. H. Noguchi, J. P. Leburton, and H. Sakaki, Phys. Rev. B47, 15593 (1993).
- [4]. H. Noguchi, H. Sakaki, T. Takamasu, and N. Miura, Phys. Rev. B45, 12148 (1992).
- [5]. J. C. Man, in Two Dimensional Systems, Heterostructures, and Superlattices, edited by G. Bauer, F. Kuchar, and H. Heinrich (Springer-Verlag, Berlin, 1984), p. 183
- [6] W. Zawadzki, in High Magnetic Fields in Semiconductor Physics II, edited by G. Landwehr (Springer-Verlag, Berlin 1989), p. 221.
- [7] G. Marx and R. Kummel, J. Phys. C3, 8237 (1991).
- [8] S. J. Lee, M. J. Park, G. Ihm, M. L. Falk, S. K. Noh, T. W. Kim, and B. D. Choe, Physica B184, 318 (1993).
- [9] G. Ihm, M. L. Falk, S. K. Noh, S. J. Lee, and T. W. Kim, Phys. Rev. B46, 15270 (1992); Phys. Rev. B46, 15530 (1992).
- [10] P. A. Maksym and T. Chakraborty, Phys. REv. B45, 1947 (1992).
- [11] J. P. Eisenstein, H. L. Stormer, V. Narayanamurti, A. Y. Cho, A. C. Gossard, and C. W. Tu, Phys. Rev. Lett. 5, 875 (1985).
- [12] W. Zawadzki and R. Lassning, Solid State Commun. 50, 537 (1984).

[13] J. H. Oh, 1996년 한국과기원 학위논문.

[14] J. X. Zhu and Z. D. Wang, Physics Lett. A203, 144 (1995).





[Abstract]

**Studies on Orbital Magnetism and Heat Capacity in Bulk Semiconductors and Semiconductor Superlattices**

**Kim, Hee Jung**

*Physics Education Major*

*Graduate School of Education, Cheju National University*

*Cheju, Korea*

*Supervised by Professor Kang, Young-Bong*



We obtain analytically the orbital magnetism and the heat capacity for bulk semiconductors and semiconductor superlattices, on the basis of canonical ensemble statistics and analyze them numerically. Our results show that the magnetic susceptibility of the bulk semiconductors and the semiconductor superlattices for a specific strength of applied magnetic field is changing from paramagnetic to diamagnetic, depending on the finite temperatures. In addition, the dependence of magnetic susceptibility and heat capacity on the temperature and the strength of applied magnetic field, the miniband width is explicitly shown.

---

\* A thesis submitted to the Committee of the Graduate School of Education, Cheju National University in partial fulfillment of the requirements for the degree of master of Education in August, 2001.