

Self-Consistent 방법에 의한 GaInAs/InP 이종접합에서의 전자 부밴드 구조계산

(Self-Consistent Calculation of Electronic Subband Structure at GaInAs/InP Heterojunction)

孔駿鎭*, 朴成鎬*, 金忠源*, 韓百亨**

(Joon Jin Kong, Seong Ho Park, Choong Won Kim and Baik Hyung Han)

要 約

GaInAs/InP 이종접합(heterojunction)에서의 부밴드 구조(subband structure)를 self-consistent 방법으로 구하였다. GaInAs내의 background impurity와 장벽높이(barrier height 또는 밴드 불연속 : band discontinuity)가 에너지 준위(energy level), 페르미 준위(Fermi level)와 점유율(population) 등에 미치는 영향을 살펴보기 위하여, background impurity 농도의 경우 1.0×10^{14} , 1.0×10^{15} , 1.0×10^{16} [cm^{-3}], 장벽높이는 0.3, 0.53[eV]에 대하여 각각 살펴 보았다. Background impurity 농도가 증가함에 따라 에너지 값이 증가하며 페르미 준위 역시 증가한다. 아울러 첫번째와 두번째 에너지 준위의 차도 증가한다. 에너지 준위에 대한 전자의 점유율은 background impurity의 증가와 함께 큰 값을 나타내지만 두번째 에너지 준위에 대한 점유율은 거의 변하지 않는다. 장벽 높이가 커지면, 에너지 준위와 페르미 준위는 각각 증가하나 에너지 준위차는 거의 변화가 없다. 그런데, 장벽높이가 큰 경우 첫번째 에너지 준위에 대한 전자의 점유율은 감소하는 반면 두번째 준위에 대한 점유율이 다소 증가한다.

Abstract

Calculated results for subband structures of electrons in GaInAs/InP heterojunctions are presented, and their sensitivity to two parameters background impurity concentrations in the GaInAs, heterojunction barrier height-is examined. Energy levels, Fermi level and population of the ground energy level are increased with background impurity concentrations. The difference of the ground and first-excited energy levels is also increased with background impurity concentrations. But, population of the first-excited energy level is almost invariable.

Energy levels and Fermi level are increased with the increase of barrier height. However, the difference of the energy levels is almost invariable with barrier height. But, population of the ground energy level decreases, but that of the first-excited energy level shows a slight increase.

I. 서 론

1. 역사적 배경
MOCVD(metalorganic chemical vapor deposition) MBE(molecular beam epitaxy) 등과 같은 반도체 제작 기술의 발달은 새로운 2 차원 전자계(two-dimen-

*正會員, 漢陽大學校 電子工學科
(Dept. of Elec. Eng., Hanyang Univ.)

**正會員, 漢陽大學校 物理學科
(Dept. of Phys., Hanyang Univ.)

接受日字 : 1988年 6月 21日

sional electron system)에 대한 많은 관심을 불러 일으켰다. 그 대표적인 예가 GaAs/AlGaAs 이종접합 구조(heterostructure)이다. 여기에 변조도핑 기술(modulation doping technique)^[11]을 도입하면 매우 높은 이동도를 갖는 소자(HEMT: high electron mobility transistor)를 만들 수 있다. 변조도핑 기술이란, conduction channel내의 전자와 이온화 불순물 도우너(ionized impurity donor)를 의도적으로 도핑시키지 않은 반도체 층(unintentionally doped buffer layer: spacer)으로 분리시킴으로써 불순물 산란을 줄이는 방법이다. 이러한 기술을 사용하여 처음으로 만들어진 소자가 GaAs/AlGaAs MODFET(modulation doped FET)이다.^[2]이 소자에서는 전자 친화력의 차이에 의해 밴드 갭(band gap)이 큰 AlGaAs내에 있는 도우너로부터 밴드 갭이 작은 GaAs로 전자들이 이동하고, GaAs쪽에 만들어진 전위 우물(potential well)에 갇히게 되어 축퇴된 2차원 전자가스(degenerate two-dimensional electron gas)를 형성한다. 전자들이 spacer에 의해 하전된 도우너(charged donor)로부터 공간적으로 분리되기 때문에 불순물 산란이 상당히 감소되고 결국 이동도가 증가하게 된다. 그런데, GaAs/AlGaAs MODFET에서 Al의 몰분율(mole fraction)이 0.2이상으로 되면, 문턱전압 이동(threshold-voltage shift)이 커지고, 저온에서의 드레인 I-V 붕괴(drain I-V collapse) 등과 같은 DX-center와 관련된 문제들이 종종 발생한다.^[3,4] 이러한 문제들은 GaInAs/GaAs와 GaInAs/AlGaAs pseudomorphic MODFET를 사용하면 해결할 수 있다.^[5-9] 이 경우 GaInAs가 conduction channel로 작용하는데, 채널층(channel layer)에 In을 포함시키면 전도대내에서의 유효질량이 작아지기 때문에 전자 이동도(electron mobility)와 peak velocity가 증가하게 된다.^[6,11] 그러나 In의 몰분율이 증가하게 되면 GaAs 기판(substrate)과 격자변형(lattice strain)이 커지기 때문에 포화속도(saturation velocity)와 같은 전송특성이 나빠진다.^[12] 따라서 격자정합(lattice matching)이 새로운 문제로 제기되는데, 이는 GaAs 기판대신 InP를 사용하여 격자정합된 GaInAs/InP MODFET를 만듦으로써 해결할 수 있다. 따라서 GaInAs/InP MODFET의 경우 In의 양을 증가시키는 것이 가능하게 된다. In이 풍부하게 포함된 channel에서 전자 peak velocity)와 저전계 이동도(low field mobility)가 높기 때문에 소자의 속도를 높일 수 있게 된다. 게다가 GaIn/InP 이종접합에서는 GaAs/AlGaAs 이종접합에서보다 더 큰 전도대 불연속(conduction band discontinuity)을 얻을 수 있다는 장점이 있다. 이 특

성은 2차원 전자가스(2DEG)의 구속을 증가시킬 뿐만 아니라 2DEG channel에서 높은 sheet carrier density가 얻어지기 때문에 매우 바람직하다. 높은 전자속도와 결부된 높은 sheet carrier density는 높은 전류구동력(current driving capability)과 높은 transconductance를 나타내게 한다. 또한 InGaAs는 In의 몰분율이 0.53인 경우 InP와 격자 정합이 잘 될 뿐만 아니라, 1.44 μm 정도의 파장에 해당하는 에너지 갭^[13]을 가지므로 광통신에 유용한 재료이다.^[14]

GaInAs/InP 이종접합은 GaAs/AlGaAs 이종접합과 정성적인 특성이 비슷하지만 다음과 같은 몇 가지 차이점이 있다.

i) MBE에 의해 제작된 경우 의도적으로 불순물을 도핑시키지 않은 GaAs는 p-type인 반면 GaInAs는 n-type이 된다.

ii) GaInAs에서의 유효 질량은 GaAs에서보다 작다. 이는 GaInAs/InP 이종접합의 경우 전자 농도가 낮은 경우에도 두번째 부밴드에 전자가 채워지기 시작한다는 것을 의미한다.

iii) GaInAs/InP 이종접합의 경우 밴드 갭이 작은 물질은 ternary alloy인 GaInAs이므로, conduction channel이 GaAs인 GaAs/AlGaAs에서와 달리 alloy scattering이 이동도에 큰 영향을 미친다.^[15-19]

iv) GaInAs/InP 이종접합에서는 가전자대 에너지 불연속 E_v 가 전도대에너지불연속 E_c 보다 크다.

2. 연구내용 및 범위

MODFET는 좁은 conduction channel내에 구속된 전자들에 의해 전기적 특성이 결정되므로, 전위 우물에서의 전자분포 상태와 점유에너지를 정확히 알아야 될 필요가 있다. 본 연구에서는 self-consistent 방법으로 GaInAs/InP 이종접합에서의 전자상태를 구하였다. GaInAs내의 background impurity와 장벽 높이(V_b : barrier height)가 에너지준위(energy level) 페르미 준위(Fermi level)와 점유율(population) 등에 미치는 영향을 살펴보기 위하여 background impurity 농도가 1.0×10^{16} , 1.0×10^{15} , 1.0×10^{14} (cm^{-3}), 장벽 높이가 0.3, 0.53(eV)인 경우에 대하여 각각 에너지 준위와 점유율을 계산하였다.

여기서 구한 결과들을 이용하여 conduction channel 내에서의 이동도를 구할 수 있다.

II. 2차원 부밴드 구조

1. 기본 이론

전자 친화력이 다른 두 물질을 접합시키면 에너지 밴드의 불연속이 생기고 밴드가 휘어져 전자 친화력

이 작은 쪽에 좁은 전위 우물이 형성된다. 전자는 이 전위 우물에 구속되어 2DEG(two-dimensional electron Gas)를 형성한다.

전자의 분포는 Schrödinger 방정식의 해인 파동함수 $F_i(z)$ 에 의해 얻어지는데, 이 방정식은 BenDaniel-Duke²⁰⁾ 형태로 쓰면 다음과 같다.

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2} \frac{d}{dz} \left(\frac{1}{m_z^*(z)} \frac{d}{dz} \right) + V(z) \right] F_i(z) = E_i F_i(z) \quad (1)$$

여기에서 $m_z^*(z)$ 는 위치함수인 유효질량이고, E_i 는 i 번째 부밴드의 에너지이다. $V(z)$ 는 local exchange potential을 포함하는 위치 에너지로써 아래와 같이 주어진다.

$$V(z) = -e\phi(z) + V_{ex}(z) \quad (2)$$

전위 $\phi(z)$ 는 다음의 Poisson 방정식으로부터 구할 수 있다.

$$\frac{d^2\phi(z)}{dz^2} = e \sum_i N_i |F_i(z)|^2 - \rho_i(z) \quad (3)$$

여기에서 N_i 는 부밴드 i 에 있는 단위 면적당 전자 수이고 $\rho_i(z)$ 는 단위 면적당 불순물 전하밀도이다. GaInAs에서 $\rho_i(z) = e N_b = e(N_d - N_a)$ 로 N_b 는 GaInAs bulk내에서의 background impurity 농도로서 제작 방법에 따라 달라지는데, LPE(liquid phase epitaxy)를 사용했을 경우 약 $1.0 \times 10^{14} [\text{cm}^{-3}]$ ²¹⁾이며, MBE를 사용한 경우 약 1.0×10^{16} 이다. N_i 는 다음식으로 주어진다.

$$N_i = \frac{m_z^* kT}{\pi \hbar^2} \ln \left[1 + \exp \left(\frac{E_F - E_i}{kT} \right) \right] \quad (4)$$

따라서 거리에 따른 전자의 분포는 다음과 같이 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} n(z) &= \sum_i N_i |F_i(z)|^2 \\ &= \frac{m_z^* kT}{\pi \hbar^2} \ln \{ 1 + \exp \{ (E_F - E_i)/kT \} \} |F_i(z)|^2 \end{aligned} \quad (5)$$

Exchange potential $V_{ex}(z)$ 은 일반적으로 식(3)의 우변의 첫번째 항으로 주어지는 전자 농도 $n(z)$ 의 미지의 functional이다. 그러나 local density-functional 근사를 쓰면 간단히 $V_{ex}(z)$ 를 유도할 수 있다. 여러가지 형태의 근사식 중에서 Hedin과 Lundqvist가 제안한 간단한 해석적 모델²²⁾을 사용한다.

$$\begin{aligned} V_{ex}(z) &= -[1 + 0.773 \times \ln(1 + x^{-1})] \\ &\quad (2/\pi a_{ex} \gamma_s) R_y^* \end{aligned} \quad (6)$$

여기에서 $a_{ex} = (4/9\pi)^{1/3}$, $x = x(z) = \gamma_s/21$

$$\gamma_s = \gamma_s(z) = [4\pi a^* n(z)/3]^{-1/3} \quad (7)$$

$$a^* = 4\pi \epsilon_s \epsilon_0 \hbar^2 / m_z^* e^2 \quad (8)$$

ϵ_s 는 유전상수이고, $R_y^* = e^2/8\pi \epsilon_s \epsilon_0 a^*$ 로 유효 Rydberg에너지, a 는 유효 Bohr 반경이다. 에너지 준위, 점유율, 페르미 준위와 2차원 전자가스 밀도 관계를 다음 경계조건하에서 계산하였다. GaInAs쪽으로 계면에서 충분히 멀리 떨어진 점에서는 열평형 상태로 가정하였고, 계면에서의 전계는 Si/SiO₂ 계면에서의 전자상태 계산과 마찬가지로 2차원 전자 가스 밀도와 불순물 전하 밀도로부터 구한다.²³⁾ 파동함수 $F_i(z)$ 에 대해서는 $F_i(0) = 0$ 와 $F_i(\infty) = 0$ 의 경계조건을 주었다. GaInAs/InP의 경우 계면에서의 전위장벽은 잘 알려져 있지 않은데, 본 논문에서는 0.53, 0.3[eV]의 두가지 경우에 대하여 생각하였다.^{19,24,25)} 또한 계면에 수직한 방향으로의 전류가 흐르지 않으므로 페르미 에너지를 일정하게 놓았다.

2. Self-consistent 계산

식(1)과 (3)은 서로 결합되어 있으므로 반복적으로 해를 구한다. Schrödinger 방정식의 에너지 고유값 E_i 의 초기값은 삼각 우물 근사로부터 구한 것을 사용했다.

$$\begin{aligned} E_i &= (\hbar^2/2m_z^*)^{1/3} [1.5\pi f_e F_s (i-0.25)]^{2/3} \\ &\quad (i=1, 2, 3, \dots) \end{aligned} \quad (9)$$

$$F_i(z) = A_i(z') \quad (10)$$

$$z' = (2m_z^* f_e E_s / \hbar^2)^{1/3} (z - E_i / eF_s) \quad (11)$$

여기서 F_s 는 전계를 나타내며 다음 식으로 표현된다.

$$|F_s| = e(N_s + N_{dep}) / \epsilon_s \epsilon_0 \quad (12)$$

여기서, N_{dep} 는 공핍 전하밀도(depletion charge density)로 다음식으로부터 구할 수 있다.

$$N_{dep} = N_b \cdot Z_d = (N_d - N_a) Z_d \quad (13)$$

Z_d 는 최대 공핍층 폭으로써 아래와 같이 주어진다.

$$Z_d = (2\epsilon_s \epsilon_0 \phi_s / e N_b)^{1/2} \quad (14)$$

위 식에서 ϕ_s 는 강한 반전이 생기는데 필요한 공핍층에 걸리는 최소 전위차이며 다음식과 같다.

$$\phi_s = (2kT/e) \ln(N_b/n_i) \quad (15)$$

$V(z)$ 의 초기 추정값은 변분법으로부터 얻을 수 있다. 가장 낮은 부밴드에 전자가 모두 점유되어 있는

EQL (electric quantum limit)에서 변분법은 상당히 정확한 에너지 준위값을 준다. Stern과 Howard²⁴⁾가 사용한 시행함수 (trial eigenfunction)

$$F_1(z) = (b^2/2)^{1/2} z \exp(-bz/2) \quad (16)$$

을 이용하면 $V(z)$ 를 얻을 수 있다. b 는 에너지를 최소가 되게 하는 값으로 다음처럼 주어진다.²⁷⁾

$$b = (12m_z^* e^2 N^*/\epsilon_s \epsilon_0 \hbar^2) + 4N_b/3N^* \quad (17)$$

$$N^* = N_{dep} + 11N_s/32 \quad (18)$$

전자의 농도는 $|F_1(z)|^2$ 에 비례하므로 초기 위치 에너지 $V(z)$ 는 다음식으로 주어진다.

$$V(z) = e F_s z + \frac{e^2 N_b}{2\epsilon_s \epsilon_0} z^2 - \frac{e^2 N_s}{\epsilon_s \epsilon_0} \left[\left(\frac{b}{2} z^2 + 2z + \frac{3}{b} \right) \exp(-bz) + \left(z - \frac{3}{b} \right) \right] \quad (19)$$

이 초기값을 이용하여 (1)식을 풀면 E_i 와 $F_i(z)$ 를 얻을 수 있고, 이것을 식(3)에 대입하면 개선된 $V(z)$ 를 구할 수 있다. 이 과정을 self-consistent 해가 얻어질 때까지 반복한다. Schrödinger 방정식은 Numerov 적분법^{28,29)}을 써서 풀었고, 에너지에 대한 수렴 조건은 $|\Delta E/E| < 1.0 \times 10^{-6} Ry^*$ 로 취했다. 그림 1에 본 계산 과정에 대한 순서도를 나타냈다.

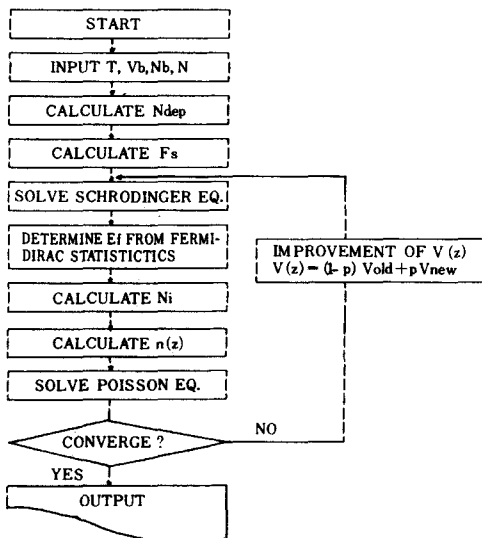


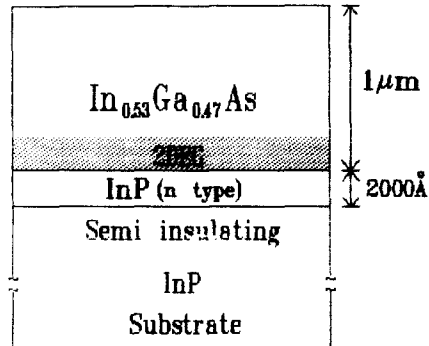
그림 1. Self-consistent 방법의 순서도
Fig. 1. Flow chart for self-consistent calculation.

III. 결과 및 고찰

그림 2에 GaInAs/InP 이종접합 구조를 나타냈다. InP에서의 도핑 농도는 $1.0 \times 10^{18} [cm^{-3}]$ 이다.

표 1에 본 계산에서 사용된 변수들을 제시하였다. GaInAs에서의 유효질량은 전도대의 non-parabolicity를 고려하여 $0.043m_0$ ^{24,30)}로 택했다.

그림 3은 $T=77K$, $N_b=1.0 \times 10^{18} [cm^{-3}]$, $V_b=0.3 [eV]$ 일 경우의 N_s 에 따른 에너지의 변화를 나타낸다. 첫번째 에너지 준위 (ground energy level)와 두번째 에너지 준위 (first-excited energy level)의 차는 $N_s=8.0 \times 10^{11} [cm^{-2}]$ 일 때 약 $31 [meV]$ 로 U. Ekenberg³¹⁾의 결과와 잘 일치한다. 하지만, S. Yamada³²⁾의 결과인 $21 [meV]$ 와는 상당한 차이를 보인다. 그림 3(b)에서 세번째 에너지 준위에도 전자가 점유되는 것을 볼 수 있다. 그림 4에서는, $T=77K$, $N_b=1.0 \times 10^{18} [cm^{-2}]$, $V_b=0.53 [eV]$ 일 때의 에너지와 점유율이 N_s 에 따라 어떻게 변하는가를 보인다. 그림 5와 그림 6은 $T=300K$, $N_b=1.0 \times 10^{18} [cm^{-3}]$ 일 때, 각각 $V_b=0.3, 0.53 [eV]$ 로 택하여 계산한 결과이다.

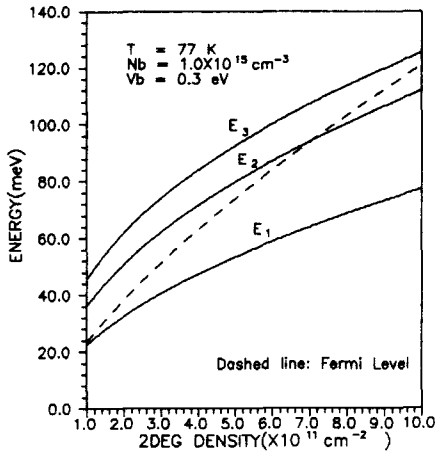


GaInAs/InP Heterostructure

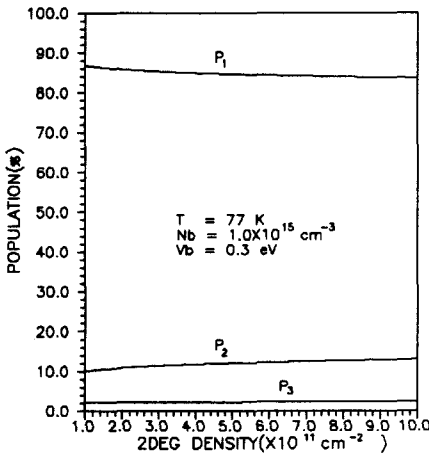
그림 2. GaInAs/InP 이종접합 구조
Fig. 2. GaInAs/InP heterostructure.

표 1. 계산에 사용된 변수들
Table 1. Parameters used in the calculations.

Parameters	GaInAs/InP
Electron effective mass	0.043 m_0
Relative dielectric constant.	13.96
Intrinsic carrier concn. at 300 K ($[cm^{-3}]$)	2.155×10^{11}



(a)

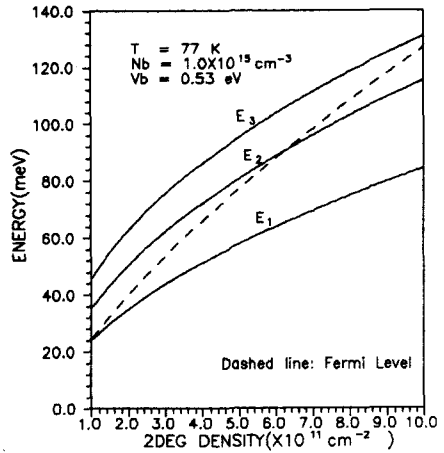


(b)

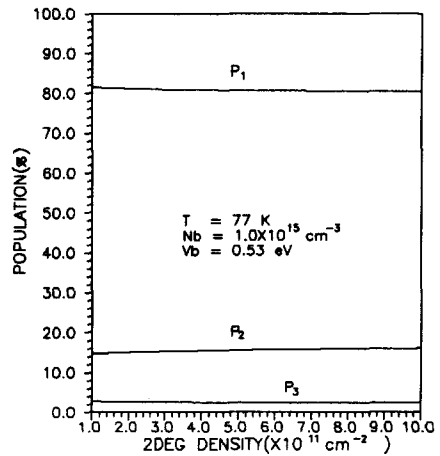
그림 3. (a) N_b 에 따른 에너지 준위의 변화
(b) 점유율의 N_b 의존성

Fig. 3. (a) Energy levels vs N_b .
(b) Dependence of population on N_b .

Background impurity 농도가 에너지 준위와 점유율에 미치는 영향을 그림 7 과 8 에 보였다. 그림 7 (a)와 8(a)에서 실선은 $N_b = 1.0 \times 10^{15}$ 일 경우의 첫번째와 두번째 에너지 준위이고 점선중 짧은 쪽은 $N_b = 1.0 \times 10^{15}$ 일 경우, 긴 쪽은 $N_b = 1.0 \times 10^{16}$ 일 경우의 에너지 준위 값이다. 이들로부터, N_b 가 증가함에 따라 에너지 준위차가 커짐을 알 수 있다. 각각의 에너지 준위에 대한 전자의 점유율을 나타낸 그림 7(b), 8(b)로부터, 첫번째 에너지 준위에 대한 점유율은 N_b 의 값이 커짐에 따라 높은 값을 갖는 반면 두번째 준위에 대한 점유율은 다소 감소함을 알 수 있다.



(a)

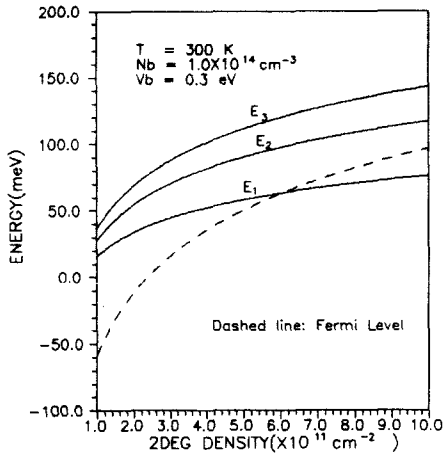


(b)

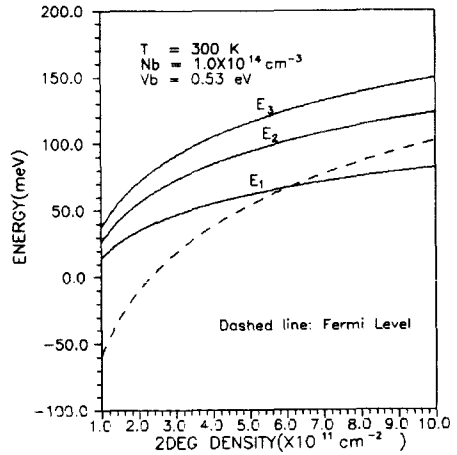
그림 4. (a) N_b 에 따른 에너지 준위의 변화
(b) 점유율의 N_b 의존성

Fig. 4. (a) Energy levels vs N_b .
(b) Dependence of population on N_b .

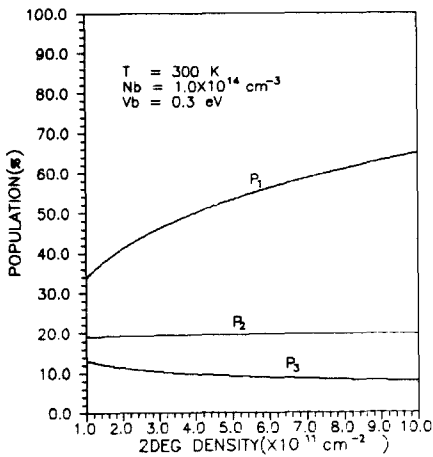
그림 9(a)는 온도와 background impurity 농도가 일정할 때 장벽높이가 에너지 준위와 페르미 준위에 미치는 영향을 나타내는데, 장벽 높이가 클 경우 에너지와 페르미 준위가 큰 값을 갖는다는 것을 알 수 있다. 하지만 에너지 차는 거의 변화가 없음을 보인다. 그림 9(b)는 $N_b = 1.0 \times 10^{15} \text{ (cm}^{-3}\text{)}$, $T = 77\text{K}$ 일 경우의 첫번째 에너지 준위와 두번째 에너지 준위에 대한 전자 점유율을 나타낸다. 장벽높이가 클 경우 첫번째 에너지 준위에 대한 점유율은 감소하였고 두번째 에너지 준위에 대한 점유율은 오히려 증가 하였다. 이는 장벽높이가 큰 값을 가질수록 더 높은 에너지를



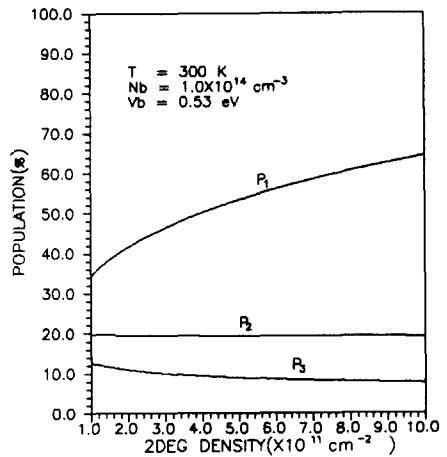
(a)



(a)



(b)



(b)

그림 5. (a) N_s 에 따른 에너지 준위의 변화
(b) 점유율의 N_s 의존성

Fig. 5. (a) Energy levels vs N_s .
(b) Dependence of population on N_s .

그림 6. N_s 에 따른 에너지 준위의 변화
(b) 점유율의 N_s 의존성

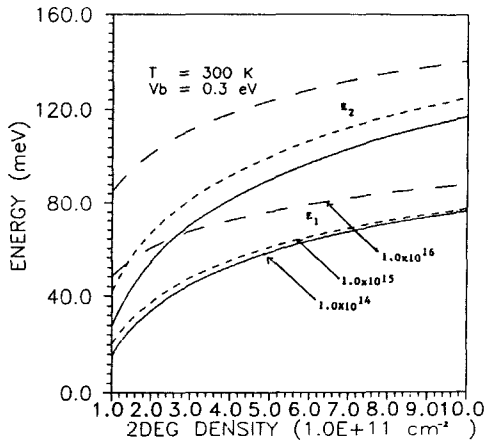
Fig. 6. (a) Energy levels vs N_s .
(b) Dependence of population on N_s .

갖는 전자들이 증가한다는 것을 말해주는 것이다.

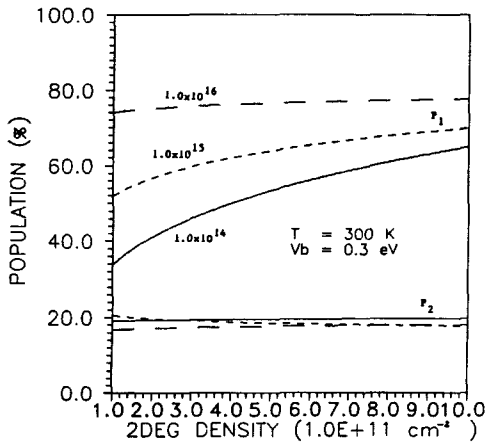
IV. 결 론

본 논문에서는, GaInAs/InP 이중접합에서의 부밴드 구조를 self-consistent 방법으로 구하였다. 또한 GaInAs 내의 background impurity와 장벽높이가 에너지 준위, 페르미 준위와 점유율등에 미치는 영향을 살펴보았다. Background impurity 농도가 증가함에 따

라 첫번째와 두번째 에너지 준위와의 차이가 증가한다. 첫번째 에너지 준위에 대한 전자의 점유율은 background impurity 증가와 함께 큰 값을 나타내지만 두번째 에너지 준위에 대한 점유율은 거의 변하지 않는다. 장벽높이가 커지면, 에너지 준위와 페르미 준위는 각각 증가하나 에너지 차는 거의 변화가 없다. 그런데, 장벽높이가 큰 경우 첫번째 에너지 준위에 대한 전자의 점유율은 감소하는 반면 두번째 에너지 준위에 대한 점유율은 다소 증가한다. 이로부터, 장벽높이가



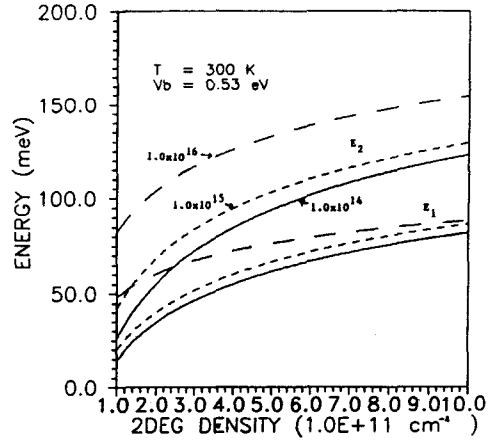
(a)



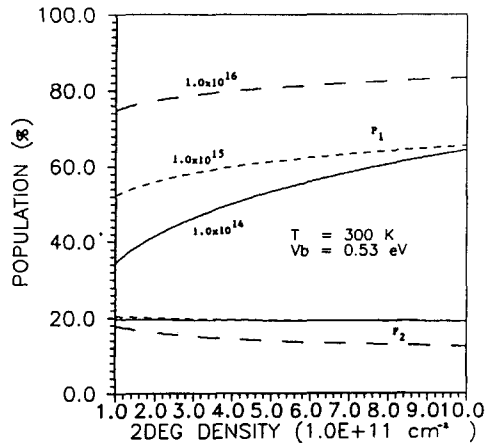
(b)

그림 7. (a) 에너지에 대한 background impurity의 영향($N_b = 1.0 \times 10^{14}$, 1.0×10^{15} , 1.0×10^{16})
 (b) 점유율에 대한 background impurity의 영향($N_b = 1.0 \times 10^{14}$, 1.0×10^{15} , 1.0×10^{16})

Fig. 7. (a) Background impurity effects on energy.
 (b) Background impurity effects on population.



(a)



(b)

그림 8. (a) 에너지에 대한 background impurity의 영향($N_b = 1.0 \times 10^{14}$, 1.0×10^{15} , 1.0×10^{16})
 (b) 점유율에 대한 background impurity의 영향($N_b = 1.0 \times 10^{14}$, 1.0×10^{15} , 1.0×10^{16})

Fig. 8. (a) Background impurity effects on energy.
 (b) Background impurity effects on population.

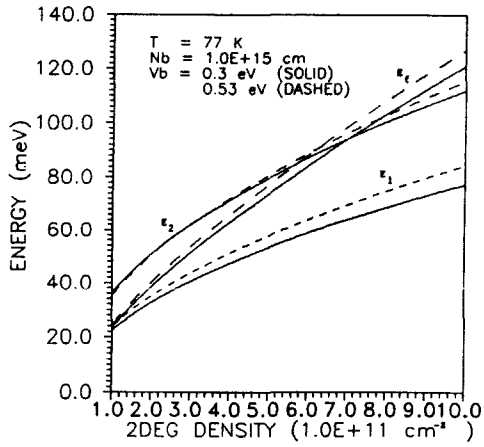
크면 전자들이 더 큰 에너지 준위로 이동한다고 생각할 수 있다.

参 考 文 献

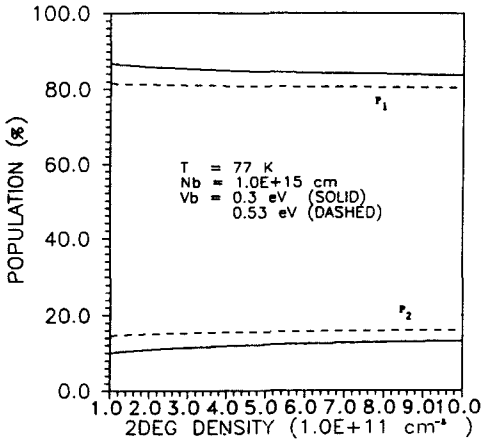
[1] L. Esaki and R. Tsu, "Superlattice and

negative conductivity in semiconductors," IBM Res. Rep. RC-2418, 1969.

[2] R. Dingle, H.L. Stormer, A.C. Gossard and W. Wiegmann, "Electron mobilities in modulation-doped semiconductor heterojunction superlattices," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 33, no. 7, pp. 665-667, 1978.



(a)



(b)

그림 9. (a) 에너지에 대한 장벽높이의 영향
(b) 점유율에 대한 장벽높이의 영향

Fig. 9. (a) Barrier height effects on energy.
(b) Barrier height effects on population.

[3] T.J. Drummond, W. Kopp, R. Fisher, H. Morkoc, R.E. Thorne, and A.Y. Cho, "Photoconductivity effects in extremely high mobility modulation-doped (Al, Ga) As/GaAs heterostructures," *J. Appl. Phys.*, vol. 53, pp. 1238-1240, 1982.

[4] R. Fisher, T.J. Drummond, J.W. Kopp, T.S. Henderson, D. Perrachione, and H. Morkoc, "On the collapse of drain I-V characteristics in modulation-doped FET's at cryogenic temperature," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. ED-31, pp. 1028-1032, 1984.

[5] J.J. Rosenberg, M. Benlamri, P.D. Kirchner,

J.M. Woodall, and G.D. Pettit, "An $In_{0.15}Ga_{0.85}As/GaAs$ pseudomorphic single quantum well HEMT," *IEEE Electron Device Lett.*, vol. EDL-6, pp. 491-493, 1985.

[6] T.E. Zipperian and T.J. Drummond, "Strained-quantumwell modulation-doped, field-effect transistor," *Electron. Lett.*, vol. 21, pp. 823-824, 1985.

[7] A. Ketterson, M. Moloney, W.T. Masselink, C.K. Peng, R. Fisher, W. Kopp, and H. Morkoc, "High transconductance InGaAs/AlGaAs pseudomorphic modulation-doped field-effect transistors," *IEEE Electron Device Lett.*, vol. EDL-6, no: 12, pp. 628-630, 1985.

[8] A. Ketterson, W.T. Masselink, J.S. Gedymin, J. Klem, C.K. Peng, W.F. Kopp, H. Morkoc, and K.R. Gleason, "Characterization of InGaAs/AlGaAs pseudomorphic modulation-doped field-effect transistors," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. ED-33, no. 5, pp. 564-571, 1986.

[9] H. Morkoc, T. Henderson, W. Kopp, and C.K. Peng, *Electron Lett.*, vol. 22, pp. 578-580, 1986.

[10] D. Chattopadhyay, S.K. Sutradhar, and B.R. Nag, *J. Phys. C: Solid State Phys.*, vol. 14, pp. 891-908, 1981.

[11] S. Krishnamurthy, A. Sher, and A.B. Chen, "Velocity-field characteristics of III-V semiconductor alloys: band structure influences," *J. Appl. Phys.*, vol. 61, pp. 1475-1479, 1987.

[12] T.S. Henderson, W.T. Masselink, W. Kopp, and H. Morkoc, "Determination of carrier saturation velocity in high-performance $In_yGa_{1-y}As/Al_xGa_{1-x}As$ modulation-doped field-effect transistors ($0 \leq y \leq 0.2$)," *IEEE Electron Device Lett.*, vol. EDL-7, no. 5, pp. 288-290, 1986.

[13] H.C. Casey, JR. M.B. Panish Ed., *Heterostructure Lasers*, Chap. 5, Academic Press, New York, 1978.

[14] J.A. Barnard, Ph.D. Thesis, Cornell University, 1981.

[15] P.K. Basu and B.R. Nag, "Estimation of alloy scattering potential in ternaries from the study of two-dimensional electron transport," *App. Phys. Lett.* 43(7), pp. 689-691, 1983.

- [16] P.K. Basu and B.R. Nag, "Alloy scattering limited mobility of two-dimensional electron gas formed in $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$," *Surf. Sci.*, 142, pp. 256-259, 1984.
- [17] G. Bastard, "Energy levels and alloy scattering in InP-In(Ga)As heterojunctions," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 43, pp. 591-593, 1983.
- [18] G. Bastard, "Self-consistent variational calculations and alloy scattering in semiconductor heterojunctions," *Surf. Sci.*, 142, pp. 284-289, 1984.
- [19] W. Walukiewicz, H.E. Ruda, J. Lagowski, and H.C. Gatos, "Electron mobility in modulation-doped heterostructures," *Phys. Rev. B*, vol. 30, no. 8, pp. 4571-4582, 1984.
- [20] D.J. Bendaniel and C.B. Duke, *Phys. Rev.*, vol. 152, p. 683, 1966.
- [21] J.W. Ku, Ph.D. Thesis, Oregon State University, 1982.
- [22] L. Hedin and B.I. Ludqvist, "Explicit local exchange correlation potentials," *J. Phys. C*, vol. 4, p. 2064, 1971
- [23] 김충원, 한백형, "이온 주입시킨 n형 실리콘 반전층에 대한 전자상태의 self-consistent 계산" 대한전자공학회 논문지, 제25권 제2호, pp. 70-77, 1988.
- [24] K.S. Yoon, G.B. Stringfellow, and R.J. Huber, "Monte Carlo calculation of velocity-field characteristics in GaInAs/InP and GaInAs/AlInAs single-well heterostructures," *J. Appl. Phys.* 62(5), pp. 1931-1936, 1987.
- [25] Y. Guldner, J.P. Vieren, P. Voisin, M. Voos, M. Razeghi, and M.A. Poisson, "Two-dimensional electron gas in a $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As-InP}$ heterojunction grown by metalorganic vapor deposition," *Appl. Phys. Lett.* 40, p. 877, 1982.
- [26] F. Stern and W.E. Howard, "Properties of semiconductor surface inversion layers in the electric quantum limit," *Phys. Rev.*, vol. 163, pp. 816-835, 1967.
- [27] F. Stern, "Self-consistent results for n-type Si inversion layers," *Phys. Rev. B*, vol. 5, no. 12, pp. 4891-4899, 1972.
- [28] P.C. Chow, "Computer solutions to the schrodinger equation," *AJP.*, vol. 40, pp. 730-734, 1972.
- [29] F. Herman and S. Skillman, *Atomic Structure Calculations*, Prentice-Hall, New Jersey, 1963.
- [30] C.K. Sarkar, R.J. Nicholas, J.C. Portal, M. Razeghi, J. Chevrier and J. Massies, "Effective masses and non-parabolicity in $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$," *J. Phys. C: Solid State Phys.* 18, pp. 2667-2676, 1985.
- [31] U. Ekenberg, "Sub-band structure for electrons and holes in inversion and accumulation layers at the InGaAs-InP interface," *Semicond. Sci. Technol.* 2, pp. 802-908, 1987.
- [32] S. Yamada, A. Taguchi and A. Sugimura, "Characteristic features of two-dimensional electronic structure in GaInAs/InP heterojunctions," *Surf. Sci.*, 170, pp. 480-485, 1986. *

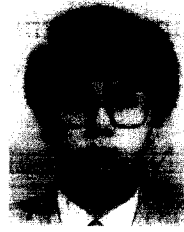
 著 者 紹 介

金 忠 源 (正會員) 第25卷 第10號 參照
 현재 한양대학교 전자공학과
 공학박사학위 취득예정

韓 百 亨 (正會員) 第25卷 第10號 參照
 현재 한양대학교 물리학과
 교수

孔 駿 鎭(正會員)

1964年 8月 20日生. 1984年 2月
한양대학교 전자공학과 졸업. 1988
年 8月 한양대학교 대학원 전자
공학과 졸업 공학석사학위 취득.
주관심분야는 III - V compound
semiconductor device modelling임.



朴 成 鎭(正會員)

1962年 2月 5日生. 1984年 2月
아주대학교 전자공학과 졸업. 1986
年 8月 한양대학교 대학원 전자
공학과 졸업 석사학위 취득. 현재
한양대학교 대학원 전자공학과 박
사과정 재학중. 주관심분야는 Hot-

carrier transport 및 Submicron device simulation
등임.