

유한 차분법을 이용한 MODFET의 이차원적 해석

~~(Two-Dimensional Analysis of the Characteristics at Heterojunction of MODFET Using FDM)~~

鄭鶴起*,李文基*,金鳳烈*

(Hak Gi Jung, Moon Key Lee and Bong Ryul Kim)

要約

본 연구에서는 FDM (finite difference method) 을 이용한 수치적 방법을 사용하여 MODFET (Modulation doped FET) 의 전위 분포와 전자 밀도를 이차원적으로 해석하였다. 일차원적 해석 방법에서는 MODFET 의 게이트 부분만을 계산하는 반면, 이차원적 해석 방법은 소오스와 드레인 부분도 계산해줌으로써 일차원적 해석 방법에서 무시되는 기생 효과(parasitic effect) 를 고려하여 더 정확한 해석이 가능하였다.

결과로서 스페이스(spacer) 두께와 (n)AlGaAs 층의 도핑 농도의 변화에 따른 채널내에서 2DEG(2 dimensional electron gas) 의 단위 면적에 대한 밀도와의 관계를 정량적으로 제시하였으며 스페이스의 두께가 작아지거나 (n)AlGaAs 층의 도핑 농도가 커질수록 MODFET 채널 내의 전자 밀도가 증가함을 확인하였다.

Abstract

This paper describes a two-dimensional analysis of the potential distribution and electron concentration of the MODFET at channel using FDM. More exact analysis can be obtained by two-dimensional analysis which considers parasitic effects ignored in one-dimensional analysis. Using Poisson and Schrödinger equations, the potential distribution and the wave function are calculated within a constant error bound.

As a result, the relations between the thickness of spacer, doping concentration of (n) AlGaAs layer, and the sheet density of the 2DEG (2 Dimensional Electron Gas) of MODFET at channel are suggested quantitatively. The sheet density of the 2DEG is increased as the thickness of the spacer is decreased or the doping concentration of the (n)AlGaAs layer is lowered.

I. 서론

이종 접합(heterojunction) 을 이용한 MODFET

(modulation doped FET)는 초 고속 컴퓨터와 초고주파 통신에 응용하기 위해 개발되고 있는 화합물 반도체 소자들 중에서 속도와 전력 소비면에서 가장 우수한 특성을 갖는다.^[1~8]

이러한 장점에도 불구하고 이종 접합 소자의 개발에는 몇가지 어려운 문제가 있다. 특히 MODFET 의

*正會員, 延世大學校 電子工學科
(Dept. of Elec. Eng., Yonsei Univ.)
接受日字: 1988年 8月 10日

설계와 제작을 위해서는 정확한 문턱 전압(threshold voltage)의 조절과 신뢰할 수 있는 소자의 해석 방법이 필요하다. 문턱 전압의 조절은 결정 성장 기술과 소자 제작 기술의 발전에 따라 점차 개선되고 있는 반면 MODFET의 해석은 여러가지 방법으로 연구가 되었지만 아직 미흡한 점이 있다. MODFET의 해석 방법은 크게 나누어 해석적 방법(analytic method)과 수치적 방법(numerical method)으로 나누어진다. 해석적 방법은 1982년에 Delagebeaudeuf와 Lihn이 발표한 일차원 해석적 방법이 널리 쓰인다.⁽⁴⁾ 그러나 일차원 해석적 방법은 MODFET의 게이트에서의 깊이 방향만이 고려되므로 실제 소자에서 생기는 기생 효과(parasitic effect)가 무시되어 정확한 해석이 어렵다.⁽⁷⁾

따라서 보다 정확한 해석결과를 얻기 위해서는 2차원적 해석이 필요하다. 본 연구에서는 FDM (finite difference method)을 이용한 수치적 방법을 사용하여 MODFET의 전위 분포와 전자 밀도 분포를 이차원적으로 해석하였다.

현재 가장 널리 쓰이는 이차원-수치적 방법은 Poisson 방정식과 연속 방정식을 이용한 것이다. 이 방법은 쉽게 C-V 및 I-V 관계를 얻을 수 있는 장점이 있다. 그러나 연속 방정식을 이용하기 위해서는 전자 이동도 모델이 사용되어야 하는데, MODFET는 채널에서의 전자 이동 메카니즘이 확실히 밝혀지지 않았기 때문에 curve-fitting 방법을 통한 전자 이동도 모델을 사용해야 하는 문제점이 있다. 따라서 본 연구에서는 Poisson 방정식과 Schrödinger 방정식을 사용하였으며 반복적인 계산을 하여 일정한 에러 범위내에 수렴하도록 하였다.

II. 계산방법 및 결과

1. 계산과정

MODET의 전위분포와 전자밀도는 Poisson 방정식과 Schrödinger 방정식으로 부터 구할 수 있다. Poisson 방정식과 Schrödinger 방정식은 각각 식(1), 식(2)와 같다.

$$\frac{\partial^2 \phi(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi(x, y)}{\partial y^2} = \frac{-q\rho(x, y)}{\epsilon} \quad (1)$$

여기서 $\phi(x, y)$ 는 전위 분포, $\rho(x, y)$ 는 전하밀도 분포를 나타낸다.

$$\frac{\partial^2 \psi(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi(x, y)}{\partial y^2} + (2m^* / \hbar^2) [E_n - V(x, y)] \psi(x, y) = 0 \quad (2)$$

여기서 $\psi(x, y)$ 는 파동함수, $V(x, y)$ 는 포텐셜에너지 분포함수, m^* 는 유효질량, E_n 은 n번째 에너지 준위이며 삼각 우물근사에 의하여 다음 식으로 표시할 수 있다.

$$E_n = (\hbar^2 / 2m^*)^{1/2} (3\pi q F_s / 2)^{1/2} (n + 3/4)^{2/3} \quad (3)$$

F_s : 포텐셜 우물에서의 전계

전하밀도 분포는 다음과 같이 표시되며

$$\rho(x, y) = \begin{cases} N_a^+ - n(x, y), & 0 \leq y < d_a \\ 0, & d_a \leq y < d_a + d_i \\ \sum_{i=0}^{\infty} N_i |\psi(x, y)|^2, & y \geq d_a + d_i \end{cases} \quad (4)$$

N_i : i-번째 에너지 준위에서의 전자밀도

d_a : n-AlGaAs의 두께

d_i : i-AlGaAs의 두께

여기서 N_a^+ 는 열적 평형상태에서의 이온화된 불순물의 밀도이며 다음과 같이 구할 수 있다.⁽⁸⁾

$$N_a^+ = \frac{N_a}{1 + g \exp(q(E_f - E_a) / kT)} \quad (5)$$

N_a : 전체 불순물의 밀도

g : 기저 상태에서의 degeneracy

E_f : 페르미 준위(Fermi level)

E_a : 도너 준위(donor level)

또한, $n(x, y)$ 는 (n) AlGaAs 층의 전자밀도이며 근사화된 Fermi-Dirac 분포함수 모델⁽⁹⁾을 사용하였다. 일반적으로 실리콘 소자의 경우에는 Boltzmann 분포함수 모델을 사용해도 오차가 크지 않지만 MODFET의 경우에는 큰 오차를 보인다.⁽⁹⁾ 근사화된 Fermi-Dirac 분포함수를 사용한 (n) AlGaAs 층의 전자밀도는 식(6)과 같다.

$$n(x, y) = N_c \frac{4}{1 + 4 \exp(q(E_c - E_{fn}) / kT)} \quad (6)$$

N_c : 전도대의 유효상태밀도

E_{fn} : 전자의 준 페르미 준위

E_c : 전도대의 에너지 준위

위 식의 $\phi(x, y)$, $\psi(x, y)$, $V(x, y)$, E_n 은 서로 종속적이므로 한 값을 설정한 후 반복적인 계산을 하였으며 빠른 계산을 위하여 해석적 방법⁽⁴⁾에서 구해진 값을 초기값 설정에 사용하였다. 이 계산 과정을 흐름도로 나타내면 그림(1)과 같다.

2. FDM의 적용

FDM (finite Difference method)은 미분 방정식과 같은 continuum 문제를 디지털 컴퓨터로 풀기위한 수

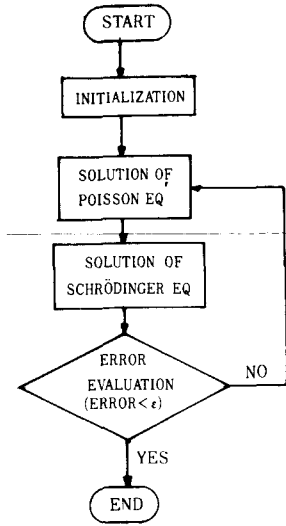


그림 1. 계산과정의 흐름도
Fig. 1. Flowchart of calculation.

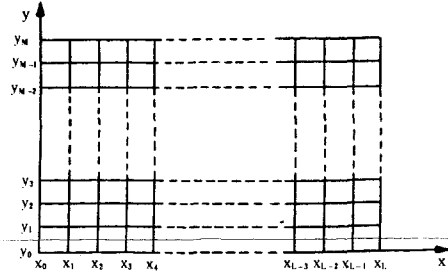


그림 2. 이차원 영역에 대한 유한 격자
Fig. 2. Two-dimensional finite meshes.

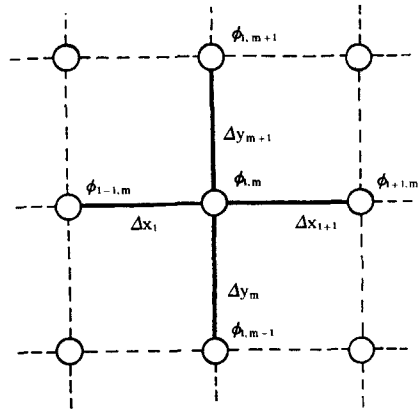


그림 3. 격자의 배치
Fig. 3. Mesh location.

칙적 계산방법이다. FDM을 이용하기 위하여 계산이 실행되는 영역을 여러 개의 분리된 영역으로 나누며 이를 유한격자 (finite grid)라 한다. 이차원 영역에 대하여 예를 들면 그림 2 와 같다.

그림 2의 영역에서 Poisson 방정식을 풀때 임의의 격자점 (x, y)에 대한 격자의 배치는 그림 3에 나타내었으며, Poisson 방정식을 FDM에 적용하기 위한 근사화 과정은 다음과 같다.

Taylor 정리에 의하여

$$\begin{aligned} \phi_{i+1,m} = & \phi_{i,m} + \Delta x_{i+1} \left. \frac{\partial \phi}{\partial x} \right|_{i,m} + \frac{\Delta x_{i+1}^2}{2} \left. \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} \right|_{i,m} \\ & + \frac{\Delta x_{i+1}^3}{\sigma} \left. \frac{\partial^3 \phi}{\partial x^3} \right|_{i+\theta_1,m} \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \phi_{i-1,m} = & \phi_{i,m} - \Delta x_i \left. \frac{\partial \phi}{\partial x} \right|_{i,m} + \frac{\Delta x_i^2}{2} \left. \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} \right|_{i,m} \\ & - \frac{\Delta x_i^3}{\sigma} \left. \frac{\partial^3 \phi}{\partial x^3} \right|_{i-\theta_2,m} \end{aligned} \quad (8)$$

식(7)과 (8)을 정리하면 다음과 같은 식을 얻을 수 있다.

$$\left. \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} \right|_{i,m} \approx \frac{\Delta x_i \phi_{i+1,m} - (\Delta x_i + \Delta x_{i+1}) \phi_{i,m} + \Delta x_{i+1} \phi_{i-1,m}}{\Delta x_i \Delta x_{i+1} (\Delta x_i + \Delta x_{i+1}) / 2} \quad (9)$$

같은 방법으로

$$\left. \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} \right|_{i,m} \approx \frac{\Delta y_m \phi_{i,m+1} - (\Delta y_m + \Delta y_{m+1}) \phi_{i,m} + \Delta y_{m+1} \phi_{i,m-1}}{\Delta y_m \Delta y_{m+1} (\Delta y_m + \Delta y_{m+1}) / 2} \quad (10)$$

(단, $0 < \theta_1, \theta_2 < \Delta l$)

따라서 식(1)의 Poisson 방정식은 식(9)과 (10)을 이용하여 다음과 같이 변환된다.

$$\begin{aligned} & \frac{2\phi_{i+1,m}}{\Delta x_{i+1} (\Delta x_i + \Delta x_{i+1})} + \frac{2\phi_{i-1,m}}{\Delta x_i (\Delta x_i + \Delta x_{i+1})} + \\ & \frac{2\phi_{i,m+1}}{\Delta y_{m+1} (\Delta y_m + \Delta y_{m+1})} + \frac{2\phi_{i,m-1}}{\Delta y_m (\Delta y_m + \Delta y_{m+1})} \\ & - \left[\frac{2}{\Delta x_i \Delta x_{i+1}} + \frac{2}{\Delta y_m \Delta y_{m+1}} \right] \phi_{i,m} = -\frac{q}{\epsilon} \rho_{i,m} \end{aligned} \quad (11)$$

그림 2의 각 격자점에 대하여 식(11)을 적용하면 이차원 영역에 대한 Poisson 방정식의 계산이 끝난다. Schrödinger 방정식에 대한 계산도 같은 방법으로 할 수 있다.

3. MODFET의 유한 격자와 경계조건

FDM을 이용하여 MODFET를 해석하기 위하여 본 연구에서 정의 해준 소자의 유한 격자를 그림 4에 나타내었다. AlGaAs층과 GaAs층의 포텐셜 에너지가 불연속적이므로, 두 층에 대한 계산을 따로 해주어야 한다.

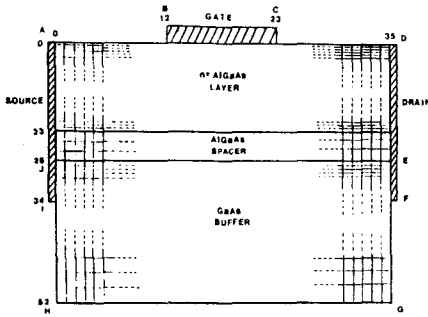


그림 4. MODFET의 유한 격자
Fig. 4. Finite meshes of MODFET.

미분 방정식을 풀기 위한 경계조건은 Dirichlet 경계조건과 Neumann 경계조건이 있다. Dirichlet 경계조건은 구하고자 하는 함수의 값으로 표현이 되며 Neumann 경계조건은 구하고자 하는 함수의 미분값으로 표현된다.^[10]

즉, Γ 가 경계를 나타낸다고 할때

$$\text{Dirichlet 경계조건: } \phi - \bar{\phi} = 0 \quad \text{on } \Gamma\phi$$

$$\text{Neumann 경계조건: } \frac{\partial \phi}{\partial n} - \bar{q} = 0 \quad \text{on } \Gamma q$$

(단, $\bar{\phi}$, \bar{q} 는 상수)

헤테로 접합점에서는 GaAs와 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 의 컨덕션 에너지 밴드차이 즉, ΔE_c 를 경계조건으로 사용하였다.

$$\Delta E_c = 0.831x \text{ (eV)} \quad (12)$$

이때 x 는 Al의 몰분율이다.

Schrödinger 방정식을 풀때 경계조건은 헤테로 접합과 GaAs 벌크에서 0으로 하였다.

위의 두 경계조건을 소자 모델링에 적용하면, 금속 접촉의 경우는 Dirichlet 경계조건이며 그외에는 Neumann 경계조건이다.

그림 4의 각 경계조건에 대한 분류를 표 1에 나타내었다.

표 1의 경계조건을 이용하여 Poisson 방정식과 Schrödinger 방정식을 FDM으로 계산하였다. 각각의 계산은 SOR (successive over relaxation)을 사용하였으며 가중치(weighting factor)는 1.25로 계산하였다.

각 격자점의 매트릭스 배열순서는 좌표 변환을 쉽게 하기 위하여 컬럼에 대한 natural ordering을 사용하였다.

표 1. MODFET의 경계 조건
Table 1. Boundary condition of MODFET.

cond. / eq.	POISSON EQUATION	SCHRÖDINGER EQUATION
Dirichlet condition	B - C, D - F, A - I, J - E	J - E, F - G, G - H, H - I
Neumann condition	A - B, C - D, F - G, G - H, H - I	E - F, I - J

4. 결과 및 고찰

프로그램의 수행 경과를 그림 5, 그림 9에 나타내었다. 그림 5와 그림 6은 (n)AlGaAs층의 도핑 농도가 $1.2 \times 10^{18}/\text{cm}^3$, (n)AlGaAs층의 두께가 800Å , 스페이서의 두께가 50Å 인 MODFET의 전위분포를 나타낸 투시도이다. 외부 조건은 게이트 전압과 드레인 전압이 소오스 단자에 대하여 각각 -0.2V , 0.5V 이고 온도는 300°K 이다. 그림 5에서 보는데와 같이 게이트 부분이 Schottky 접촉으로 인하여 높은 포텐셜 에너지를 갖게되며, 드레인 부분은 가해진 전압만큼 낮은 포텐셜 에너지를 갖는다. AlGaAs/GaAs 이종 접합에서의 포텐셜 에너지의 급격한 변화도 볼 수 있다. GaAs층에서 채널부분에서의 깊이 방향에 대한 기울기가 소오스에서 드레인으로 갈수록 커지는데 이는 소오스와 드레인 단자에 가해진 전압의 차에 의한 결과이다. 따라서 식(3)에 의하여 소

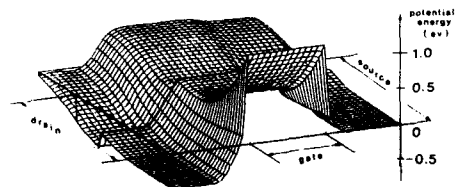


그림 5. MODFET의 포텐셜 에너지
Fig. 5. Potential distribution of MODFET.

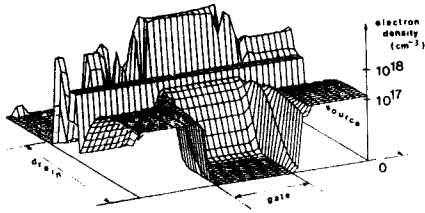


그림 6. MODFET의 전자 밀도
Fig. 6. Electron distribution of MODFET.

오스쪽의 전자의 에너지 준위가 더 낮으며 전자밀도는 더 높다. 그림 6의 전자 밀도 분포로부터 게이트 부분은 Schottky 접촉으로 인한 공핍층(depletion layer) 때문에 전자밀도가 낮게 나타나며, 채널 부분의 전자밀도가 가장 높게 나타나는 것을 알 수 있다. 또한 채널부분의 전자밀도는 드레인쪽의 전자밀도가 낮게 나타나는데 이는 드레인 쪽에 걸린 전압 때문에 유효 게이트 전압이 낮기 때문이다.

그림 7은 (n)AlGaAs층의 도핑농도가 $1.0 \times 10^{18} / \text{cm}^3$, (n)AlGaAs층의 두께가 1000 \AA , 스페이서의 두께가 50 \AA 인 MODFET에서 채널에서의 깊이 방향에 대한 전계의 세기를 나타낸 그림이다. 외부조건은 게이트 전압이 0.0 V , 드레인 전압이 1.0 V 이고 온도는 300° K 이다. 그림 5에서 설명한 바와 같이 소오스쪽의 전계의 세기가 작게 나타남을 알 수 있다.

그림 8은 (n)AlGaAs의 도핑 농도가 $1.0 \times 10^{18} / \text{cm}^3$, (n)AlGaAs층의 두께가 1000 \AA 인 MODFET에서 스페이서 두께 변화에 따른 채널에서의 단위 면적당 전자밀도의 값을 나타낸 것이다. 외부 조건은 게이트 전압이 0.0 V , 드레인 전압이 1.0 V 이고 온도는 300° K 이다. 그림으로부터 스페이서의 두께가 두꺼울수록 채널에서의 전자밀도가 감소함을 알 수 있다. 이는 (n)AlGaAs층으로부터 채널로 넘어가는 전자의 수

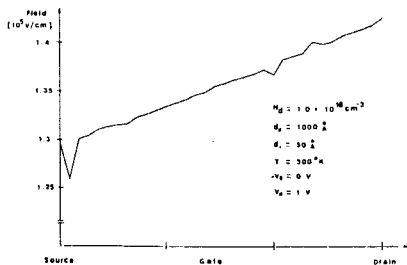


그림 7. 채널에서의 전계의 세기
Fig. 7. Channel electric field.

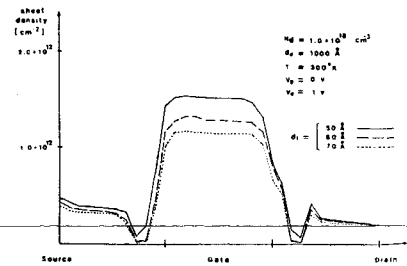


그림 8. 스페이서 두께의 변화에 따른 채널에서의 전자 밀도 분포

Fig. 8. Channel electron density distribution as a function of spacer thickness.

가 두꺼운 스페이서층 때문에 적어짐을 의미한다. 반면에 (n)AlGaAs층의 이온화된 불순물과 채널내의 전자와의 거리가 멀어짐에 따라 전자 이동도는 증가한다. 따라서 실제소자의 설계 및 제작에서는 스페이서층의 두께에 따른 전자밀도와 전하이동도간의 trade-off를 고려하여 가장 적합한 값을 찾아내어야 한다.

그림 9는 (n)AlGaAs의 두께가 1000 \AA , 스페이서의 두께가 50 \AA 인 MODFET에서 (n)AlGaAs의 도핑 농도의 변화에 따른 채널에서의 단위 면적당 전자밀도의 값을 나타낸 것이다. 외부 조건은 게이트 전압이 0.0 V , 드레인 전압이 1.0 V 이고 온도는 300° K 이다. 그림으로부터 (n)AlGaAs층의 도핑농도가 높을수록 채널에서의 전자밀도가 증가함을 알 수 있다. 이것은 (n)AlGaAs층의 도핑 농도가 높으면 채널로 넘어가는 전자의 수가 많아진다는 것을 의미한다. 실제 소자의 제작에서는 이것을 이용하여 normally-on type과 normally-off type을 결정한다. 즉, (n)AlGaAs

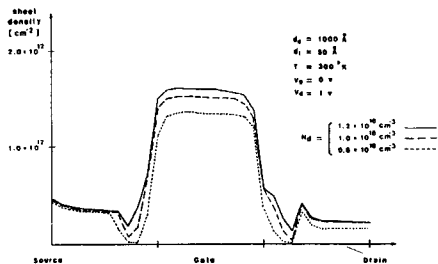


그림 9. (n)AlGaAs 층의 도핑 농도 변화에 따른 채널에서의 전자 밀도 분포

Fig. 9. Channel electron density distribution as a function of n-AlGaAs doping concentration.

층을 MBE (molecular Beam Epitaxy) 나 MOCVD (metal Organic Chemical Vapor Epitaxy) 를 이용하여 (n) AlGaAs 층을 성장시킨후 메사에칭 (mesa etching) 을 이용하여 두께를 조절한다.

IV. 결 론

본 연구에서는 수치계산 방법인 유한 차분법을 사용하여 (n) AlGaAs/GaAs 이종접합을 이용한 MODFET의 전위분포 및 전자밀도 분포를 이차원적으로 계산하였다. 계산과정은 Poisson 방정식과 Schrödinger 방정식을 반복적으로 계산하였으며 선형 방정식의 계산은 SOR 을 사용하였다.

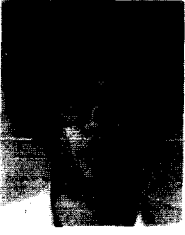
계산결과, 여러가지의 파라메터 값의 변화에 따른 MODFET의 전위분포 및 전자밀도 분포를 구할수 있었다. 특히 일차원적 해석 방법에서는 구할 수 없는 소오스-게이트, 게이트-드레인 사이의 전위분포와 전자밀도 분포를 구하였다. 또한 정상적으로 예측할 수 있는 스페이서 두께의 변화에 따른 채널에서의 전자밀도와 (n) AlGaAs 층의 도핑농도의 변화에 따른 채널에서의 전자 밀도를 정량적으로 구하였으며, 결과로서 스페이서 (spacer) 두께와 (n) AlGaAs 층의 도핑 농도의 변화에 따른 채널내에서 2DEG (2 dimensional electron gas) 의 단위 면적에 대한 밀도와 의 관계를 구하여 스페이서의 두께가 작아지거나 (n) AlGaAs 층의 도핑 농도가 커질수록 MODFET 채널 내의 전자 밀도가 증가함을 확인하였다.

정확한 소자 모델링을 위해서는 채널내에서의 전자 밀도 외에도 정확한 전자 이동도 모델이 필요하다. 그러나 이종 접합에서는 전자의 운동이 \vec{k} 공간에서 2차원적으로만 일어나고 3차원 (깊이 방향) 으로는 에너지 상태간의 천이를 제외하고는 존재하지 않으므로 격자와의 충돌 확률이 3차원의 경우와는 다르게 된다. 따라서 2차원 \vec{k} 공간에서의 전자 이동에 대한 연구가 필요하다.

參 考 文 獻

- [1] H. Morkoc, and P.M. Solomon, "The HEMT: A superfast transistor," *IEEE spectrum*, vol. 21, pp. 28-35, 1984.
- [2] J.V. Dilorenzo, R. Dingle et al, "Material and Device consideration for selectively doped heterojunction transistors," *IEEE IEDM Tech. Dig.*, pp. 578-581, 1982.
- [3] S. Hiyamizu, J. Saito, K. Nanbu, and T. Ishikawa, "Improved electron mobimobility higher than 10 cm/V-s in selectively doped GaAs/N-AlGaAs heterostructures grown by MBE," *Japan J. Appl. Phys.*, vol. 22, pp. L606-L611, 1983.
- [4] N. Sato, H. Kato, and S. Chika, "Temperature dependence of transport properties in selectively doped GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As heterostructures grown by MBE," *Solid State Commun.*, vol. 49, pp. 123-125, 1984.
- [5] C.P. Lee, D. Hou, S.J. Lee, D.L. Miller, and R.J. Anderson, "Ultra high speed digital integrated circuits using GaAs/AlGaAs high electron mobility transistors," *in Proc. IEEE GaAs IC Symp.*, pp. 162-165, 1983.
- [6] D. Delagebeaudeuf, and N.T. Lihn, "Metal-(n) AlGaAs-GaAs Two-Dimensional Electron Gas FET," *IEEE Trans. Electron Dev.*, ED-29, no. 6, pp. 955-960, 1982.
- [7] J.Y. Tang, "Two-Dimensional Simulation of MODFET and GaAs junction FET's," *IEEE Trans. Electron Dev.*, ED-32, no. 9, pp. 1817-1823, 1985.
- [8] S.M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, John Wiley & Sons, Inc.
- [9] S. Selberherr, *Analysis and Simulation of Semiconductor Devices*, Springer-Verlag.
- [10] M.S. Mock, *Analysis of Mathematical Models of Semiconductor Devices*, Boole Press. *

 著 者 紹 介


 鄭 鶴 起 (正會員)

1961年 2月 20日生. 1983年 2月
아주대학교 전자공학과 졸업. 1985
年 2月 연세대학교 대학원 전자
공학 공학석사학위 취득. 1985
年 3月 ~ 현재 연세대학교 대학원
전자공학과 박사과정 재학중. 주관

심분야는 GaAs Process, Device Modeling 및 Simulation 등임.

金 鳳 烈 (正會員)

1932年 3月 24日生. 1958年 연세
대학교 전기공학과 공학사취득.
1960年 연세대학교 전기공학과 공
학석사학위 취득. 1974年 연세대
학교 전자공학과 공학박사학위 취
득. 1974年 3月 ~ 현재 연세대학
교 전자공학과 교수.

●

李 文 基 (正會員) 第25卷 第9號 參照

현재 연세대학교 전자공학과
교수