

논문 2005-42SD-12-13

압전 및 자발 분극을 고려한 단채널 AlGaIn/GaN HEMT의 전류-전압 특성에 관한 해석적 모델

(An Analytical Model for the I-V Characteristics of a Short Channel AlGaIn/GaN HEMT with Piezoelectric and Spontaneous Polarizations)

오 영 해*, 지 순 구**, 서 정 하**

(Young-Hae Oh, Soon-Koo Ji, and Chung-Ha Suh)

요 약

본 논문에서는 압전 및 자발 분극 효과를 내포한 단채널 n-AlGaIn/GaN HEMT의 전류-전압 특성을 도출하고자 AlGaIn 및 GaN층 내에서 분극을 고려한 2차원 Poisson 방정식의 해법을 제안하였다. AlGaIn 및 GaN층에서의 2차원적 전위 변화를 채널전류의 연속조건과 컨시스턴트하게 도출하기 위해서 GaN영역에 형성된 양자 우물을 통해 흐르는 전자에 대한 전계-의존 이동도를 고려하였다. 도출된 표현식은 동작 전압 전 영역과 장/단채널 소자에 대하여 일괄적으로 적용될 수 있을 것으로 보이며, 계산 결과로부터 2차원 전위 분포 변화 효과를 고려하기 위한 파라미터 α 의 도입이 타당함을 보이고 있다. 이로써, 본 모델은 기존의 모델에 비해 드레인 전압의 증가에 따른 드레인 포화전류의 증가 및 문턱 전압의 감소 현상 등을 보다 적절히 설명할 수 있음을 보이고 있다.

Abstract

In this paper, in order to derive the current-voltage characteristics of n-AlGaIn/GaN HEMTs with the piezoelectric and spontaneous polarizations, we suggested analytical solutions for the two-dimensional Poisson equation in the AlGaIn and GaN regions by taking into account the longitudinal field variation, field-dependent mobility, and the continuity condition of the channel current flowing in the quantum well. Obtained expressions for long and short channel devices would be applicable to the entire operating regions in a unified manner. Simulation results show that the drain saturation current increases and the cutoff voltage decreases as drain voltage increases. Compared with the conventional models, the present model seems to provide more reasonable explanation for the drain-induced threshold voltage roll-off and the channel length modulation effect.

Keywords : GaN-based HEMT, short channel AlGaIn/GaN HEMT

I. 서 론

현대의 첨단 전자기술과 초고속 정보통신을 위한 반도체 소자는 높은 전자 이동도, 작은 기생 저항, 짧은

전자 주행시간, 그리고 저잡음 특성을 갖추어야 한다. 이러한 요건을 갖추고 있는 소자로서 HEMT(High Electron Mobility Transistor)가 크게 주목 받고 있다. HEMT는 MOCVD(Metal Organic Chemical Vapor Deposition), 또는 PIMBE(Plasma Induced Molecular Beam Epitaxy) 공정을 통해 제작되며, 수 십 GHz대의 차단 주파수를 갖는 submicron 길이의 단채널 소자로 구현된다^{[1], [2]}. 초기의 HEMT는 AlGaAs/GaAs 이중접합을 이용하였다. 이 소자는 준절연성의 GaAs 기판 위

* 학생회원, ** 정회원, 홍익대학교 전자전기공학부 (School of Electronic & Electrical Engineering, Hongik University)

※ 본 연구는 홍익대학교 2004년도 교내연구비에 의해 지원되었음.

접수일자: 2005년9월26일, 수정완료일: 2005년11월25일

에, MBE 공정 등에 의해 진성 GaAs층, 이 위에 GaAs와 격자 상수가 같으면서 GaAs보다 넓은 band-gap을 갖는 얇은 spacer층인 진성 AlGaAs층, 이어서 n-AlGaAs층을 형성시킬 수 있어서 이들 소자에 대한 연구가 활발히 진행되어 왔다^[3-6]. 그러나, AlGaAs/GaAs HEMT 소자는 다음 몇 가지 문제점을 갖고 있다^[7]. i) 채널 길이가 submicron대로 짧아지면 작은 드레인 전압의 인가에서도 GaAs 채널 내의 전자들은 크지 않은 $0.5 \times 10^7 \text{ cm/sec}$ 정도의 포화속도를 갖으며, ii) AlGaAs/GaAs 이종접합의 전도대 바닥 준위의 불연속치 ΔE_C 가 양자 우물 내에 만족할만한 크기의 면 전자 밀도를 형성하지 못하고, iii) GaAs의 절연 내력이 0.4 MV/cm 정도로 크지 않아 드레인 전압의 인가에 제한이 있으며, iv) GaAs 기판의 용점이 1238°C 로 비교적 낮으며 열전도도도 0.54 W/K-cm 정도로 불량하다. 이상의 지적은 특히, 고출력 microwave용 소자에서는 상당한 문제점이 되어 그 대안으로서 최근, AlGaIn/GaN HEMT 소자가 주목을 받고 있다^{[8], [9]}. GaN은 약 2 MV/cm 의 높은 절연 내력 및 2400°C 의 고용점의 물질이며 GaAs에서 보다 전자의 저전계 이동도는 작으나 포화속도는 4배 정도 큰 $2 \times 10^7 \text{ cm/sec}$ 정도의 값이다. 또한 AlGaIn/GaN 이종접합은 Al의 mole 비에 따라 다소 차이가 있지만 AlGaAs/GaAs보다 큰 ΔE_C 를 갖고 있다. AlGaIn 및 GaN은 대부분 wurtzite 결정 구조로서 내부에 자발 분극 및 AlGaIn과 GaN의 격자상수의 불일치로 인한 압전 분극이 발생하며, 이들 분극은 이종접합면에 면 전하밀도를 야기하여 양자 우물 내의 캐리어 밀도에 영향을 주게 된다^{[10], [11]}. AlGaIn/GaN HEMT의 기판 재료로서는 SiC 또는 sapphire가 쓰이고 있으나, SiC가 열전도도가 더 높아 소자 특성에 미치는 열적 feed-back 효과를 줄일 수 있어 보다 안정된 소자 제작이 가능하다^[12].

HEMT 소자의 특성 추출에는 정확도가 높은 것으로 평가되는 Monte Carlo 방법을 쓰고 있다. 이 방법은 계산 시간이 길게 소요되어 CAD에의 적용에는 부적합하여 신속한 모의실험이 가능한 해석적 모델에 대한 연구가 진행되어왔다. 그러나 현재까지 발표된 모델들은 채널 길이가 submicron대로 짧아지면 정확도가 저하된다^[13]. 특히, AlGaIn/GaN HEMT에서 수 십 V의 드레인 전압에서도 별다른 Early 효과를 나타내지 않는 것에 대한 설명이 미흡하다. 따라서 단 채널 HEMT 소자의 특성을 정확하며 간편하게 예측할 수 있는 해석적 모델

이 요구된다.

본 논문은 HEMT 소자 중 최근 주목받고 있는 n-AlGaIn/GaN HEMT 소자의 전류-전압 특성식을 얻기 위해 분극 효과를 포함하여 AlGaIn 영역의 전위분포를 2차원적으로 모델링하고 여러 가지 변수 조건하에서 시뮬레이션하여 단채널 효과를 비롯한 몇 가지 결과들을 검토 분석하여 HEMT 구조의 성능 개발을 위한 설계에 응용될 수 있는 모델로서의 타당성을 검증하고자 한다.

II. 본 론

1. AlGaIn/GaN HEMT 내의 2차원 전위 분포

본 모델링에서 고려한 HEMT의 단면도는 그림 1과 같다. 여기서 x 는 i-AlGaIn과 i-GaN 이종접합경계면으로부터 SiC 기판으로 향하는 좌표이며, y 는 소스로부터 드레인으로 향하는 좌표를 나타낸다. L 과 Z 는 각각 채널 길이와 폭이다. $d_1 - d_i$ 와 d_i 는 각각 n-AlGaIn 층과 i-AlGaIn층(spacer영역)의 폭이며, d_2 는 GaN층의 폭이다. V_{GS} 는 게이트-소스간의 전압, V_{DS} 는 드레인-소스간 전압이다. Al mole비가 ν 인 $\text{Al}_\nu\text{Ga}_{1-\nu}\text{N}$ 의 유전율 ϵ_1 , 금지대폭 E_G , 그리고 $\text{Al}_\nu\text{Ga}_{1-\nu}\text{N}/\text{GaN}$ 이종접합면의 ΔE_C 는 다음과 같이 ν 의 함수로 표시된다^[14].

$$\epsilon_1(\nu) = (9.5 - 0.5\nu) \cdot 8.85 \times 10^{-14} [F/cm] \quad (1)$$

$$E_G(\nu) = 3.42 + 1.71\nu + 1.0\nu^2 [eV] \quad (2)$$

$$\Delta E_C(\nu) = 0.7(1.71\nu + 1.0\nu^2) [eV] \quad (3)$$

그림 2는 그림 1의 HEMT 구조에 대한 에너지 대역도로서, $-d_1 \leq x \leq -d_i$ 는 n-AlGaIn 영역, $-d_i \leq x \leq 0$ 의 구간은 i-AlGaIn 영역, $x > 0$ 의 구간은 i-GaN 영역과 SiC 기판 영역이다. ϕ_B 는 게이트 전극과 AlGaIn 경계면의 전위장벽, E_{Fm} 는 게이트 전극의 페르미 준위, $E_F(y)$ 는 GaN 내 위치 y 에서의 전자에 대한 의사 페르미 준위이며, $E_C(x, y)$ 는 점 (x, y) 에서 전도대 바닥 준위, ΔE_C 는 AlGaIn/GaN 이종접합면에 존재하는 전도대 바닥 준위의 불연속 값이다.

물질 내에서 전계외의 요인에 의한 압전 분극과 자발 분극이 존재하는 경우, 전위 $\psi(x, y, z)$ 는 다음 방정식

을 만족하게 된다.

$$\nabla \cdot (-\epsilon \nabla \Psi + \vec{P}) = \rho(x, y, z) \quad (4)$$

단, ϵ 은 물질의 유전율, $\vec{P}(x, y, z)$ 는 압전 분극과 자발 분극을 합한 분극 벡터이고, $\rho(x, y, z)$ 는 공간전하밀도이다. 유전율이 균일하며 좌표 z 에는 무관한 2차원 문제이며, 분극 \vec{P} 가 x 성분 P_x 만을 갖는 경우, 식(4)는 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\epsilon \left[\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} \right] = -\rho(x, y) + \frac{\partial P_x}{\partial x} \quad (5)$$

또한 $x \leq 0$ 에서 유전율이 ϵ_1 이고 $x \geq 0$ 에서 유전율이 ϵ_2 인 경우, 식(5)를 x 에 대해 $x = 0^-$ 에서 $x = 0^+$ 까지 적분하면 다음 식을 얻게 된다.

$$\epsilon_2 \frac{\partial \Psi}{\partial x} \Big|_{x=0^+} = \epsilon_1 \frac{\partial \Psi}{\partial x} \Big|_{x=0^-} - P \quad (6)$$

단,

$$P = P_x(0^-) - P_x(0^+) \quad (7)$$

AlGaIn/GaN 이중접합면 $x = 0$ 에서 $P(0^+)$ 는 GaN의 분극 밀도이고 $P(0^-)$ 는 AlGaIn의 분극 밀도이다. 이들 값은 결정 층의 성장 공정, 특히 결정 층의 성장 순서에 크게 의존한다. 통상 SiC나 sapphire를 기판으로 하여 wurtzite 구조의 GaN을 c -축 방향 (0001)으로 성장시킨 후 Ga-face의 면에서부터 AlGaIn을 성장시킨 경우에는 자발 분극과 압전 분극을 합한 분극 P 는 AlGaIn의 Al mole비 ν 의 함수로 대략 다음과 같이 표현된다^[15].

$$P(\nu) = 5.2\nu - 3.2\nu^2 + 1.9\nu^3 [\mu C/cm^2] \quad (8)$$

식(8)에서 $P > 0$ 인 점이 주목되는데, 이는 식(6)으로부터 $x = 0^-$ 에서의 $\partial \Psi / \partial x$ 이 0 또는 얼마간의 양의 값에서도 $x = 0^+$ 에서의 $\partial \Psi / \partial x$ 이 음의 값이 될 수 있어 양자 우물이 형성될 수 있음을 시사한다.

게이트 전압이 적정 크기인 경우, AlGaIn층이 300 Å 내외로 두껍지 않으므로 AlGaIn층 전체 영역에서 공핍 근사(depletion approximation)를 적용할 수 있다고 가정하면 다음의 2차원 Poisson 방정식이 성립하게 된다.

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} = -\frac{qN_d(x)}{\epsilon_1}, \quad -d_1 \leq x \leq 0, \quad (9)$$

단, q 는 전자의 전하량 크기이고, $N_d(x)$ 는 AlGaIn 내

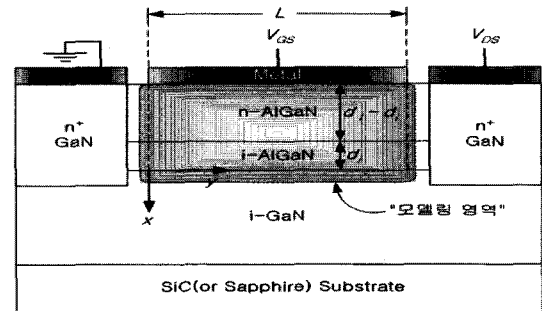


그림 1. 본 모델의 n-AlGaIn/GaN HEMT 단면도
Fig. 1. Cross-section of n-AlGaIn/GaN HEMT to be modeled.

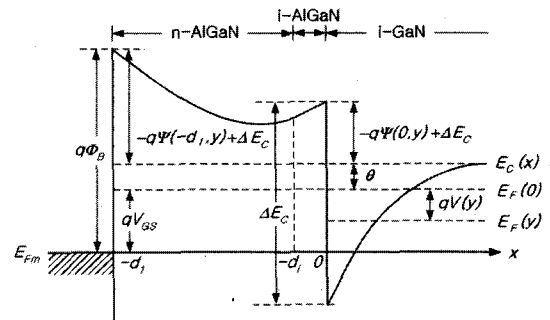


그림 2. n-AlGaIn/GaN HEMT의 에너지밴드 다이어그램
Fig. 2. Energy band diagram of n-AlGaIn/GaN HEMT.

위치 x 에서의 도핑 농도로서 x 의 함수로 변조되어 있다. 식(9)는 $x = -d_1$ 에서 다음의 경계 조건을 만족한다.

$$\Psi(-d_1, y) = V_{GS} - \Phi_{MS} = V_{GS}' \quad (10)$$

단, Φ_{MS} 는 게이트 전극과 GaN의 일함수 차로써

$$\Phi_{MS} = \Phi_B - (\Delta E_C + \theta)/q \quad (11)$$

이다. 단, θ 는 기판과 접한 GaN 내의 $E_C - E_F$ 이다.

식(9)의 해를 구하기 위해 먼저 GCA(gradual channel approximation)를 적용한 Poisson 방정식을 고려하자.

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} = -\frac{qN_d(x)}{\epsilon_1} \quad (12)$$

식(10)을 만족하는 식(12)의 해는 다음과 같다.

$$\Psi(x, y) = V_{GS}' - \xi(y)(x + d_1) - \frac{q}{\epsilon_1} \int_{-d_1}^x \left[\int_0^{x'} N_d(x'') dx'' \right] dx \quad (13)$$

단, $\xi(y)$ 는 $x = 0^-$ 에서 x 방향의 전계이다. 식(13)을 y 에 대해 두 번 미분하면 다음이 얻어진다.

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} = -\frac{d^2 \xi}{dy^2} (x + d_1) \quad (14)$$

식(14)를 식(9)에 대입하여 $\partial^2 \Psi / \partial y^2$ 항이 무시되지 않은 Poisson 방정식을 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} = -\frac{qN_d(x)}{\epsilon_1} + \frac{d^2 \xi}{dy^2} (x + d_1) \quad (15)$$

식(15)의 해는 다음과 같이 구해진다.

$$\begin{aligned} \Psi(x, y) = & V_{GS}' - \xi(y) (x + d_1) \\ & + \frac{d^2 \xi}{dy^2} \left[\frac{1}{6} (x + d_1)^3 - \frac{1}{2} d_1^2 (x + d_1) \right] \\ & - \frac{q}{\epsilon_1} \int_{-d_1}^x \int_0^{x''} N_d(x') dx' dx'' \end{aligned} \quad (16)$$

식(16)에 $x = 0^-$ 을 대입하면 다음이 도출된다.

$$\begin{aligned} \xi(y) = & \frac{1}{d_1} \left[V_{GS}' - \Psi(0, y) - \frac{1}{3} d_1^3 \frac{d^2 \xi}{dy^2} \right. \\ & \left. - \frac{q}{\epsilon_1} \int_{-d_1}^0 \int_0^{x''} N_d(x') dx' dx'' \right] \end{aligned} \quad (17)$$

통상 AlGaIn층의 변조 도핑은 n-AlGaIn 영역에는 균일한 값 N_D 로 i-AlGaIn 영역, 또는 spacer 영역에는 의도적인 도핑이 없도록 한다. spacer 영역에는 의도적인 도핑이 없더라도 N원자의 빈자리(vacancy)등에 의한 결정의 defect들이 도너로 작용하게 되어 현존의 공정에서 대체로 $10^{15} \sim 10^{16} [cm^{-3}]$ 의 잔존 도너 농도가 있게 된다^[16]. 따라서 spacer 영역의 도핑 농도를 0이 아닌 N_{Di} 로 놓기로 하자. 이 경우, 식(17)은 다음과 같이 표현된다.

$$\begin{aligned} \xi(y) = & \frac{1}{d_1} \left[V_{GS}' - \Psi_0(y) - \frac{1}{3} d_1^3 \frac{d^2 \xi}{dy^2} \right. \\ & \left. + V_p - V_p' + \frac{qN_{Di}}{\epsilon_1} d_1 d_i \right] \end{aligned} \quad (18)$$

단, $\Psi_0(y) = \Psi(0, y)$, $V_p = (qN_D/2\epsilon_1)(d_1 - d_i)^2$, 그리고 $V_p' = (qN_{Di}/2\epsilon_1)d_i^2$ 이다.

이제 GaN 내에서 다음의 Poisson 방정식을 고려하자.

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} = \frac{qn(x, y)}{\epsilon_2} \quad (19)$$

단, $n(x, y)$ 는 GaN 내의 전자밀도이고 ϵ_2 는 GaN의 유전율로서 식(1)에 $\nu = 0$ 를 대입한 값이다. 식(19)에서 GaN 내의 의도적이지 않은 도핑 농도는 무시하였다. 식(19)는 GaN/기판 경계면 $x = d_2$ 에서는 이곳의 분극 효과

를 무시하면 다음의 경계 조건이 만족될 것이다.

$$\left. \frac{\partial \Psi}{\partial x} \right|_{x=d_2} = 0 \quad (20)$$

이종 접합면에서 $+x$ 방향으로 전위 변화가 급하므로 전자는 양자 우물에 갇힌 2차원 전자 가스(2-DEG)로 존재하며^[17], 우물 내에서 GCA가 대체로 성립할 것이다. 식(19)에 GCA를 적용한 후, x 에 대해 $x = 0^+$ 에서 $x = d_2$ 까지 적분하고 경계 조건식(6) 및 (20)을 고려하면 2-DEG의 면 밀도 $n_s(y)$ 는 다음과 같이 도출된다.

$$n_s(y) = -\frac{\epsilon_2}{q} \left. \frac{\partial \Psi}{\partial x} \right|_{x=0^+} = \frac{\epsilon_1}{q} \xi(y) + \frac{P}{q} \quad (21)$$

식(21)에 식(18)을 대입하고

$$\frac{d^2 \xi}{dy^2} = \frac{q}{\epsilon_1} \frac{d^2 n_s}{dy^2} \quad (22)$$

를 이용하면 다음이 얻어진다.

$$n_s(y) = \frac{\epsilon_1}{qd_1} \left[V_{GS}' - V_{FB} - \Psi_0(y) - \frac{qd_1^3}{3\epsilon_1} \frac{d^2 n_s}{dy^2} \right] \quad (23)$$

단,

$$V_{FB} = \Phi_{MS} - V_p + V_p' - \frac{d_1}{\epsilon_1} (P + qN_{Di}d_i) \quad (24)$$

2. 드레인 전류 표현식 도출

양자 우물 내에서 전자의 이동도 $\mu_n(x, y)$ 이 x 에 거의 무관하여 $\mu_n(x, y) \approx \mu_n(y)$ 이면 HEMT의 채널 전류 $I_D(y)$ 는 다음 식으로 표현될 수 있다^[18].

$$I_D(y) = Zq\mu_n(y)n_s(y)\frac{dV}{dy} \quad (25)$$

단, $V(y)$ 는 채널 전위이다. 그림 2의 에너지 대역도로부터 다음 관계를 얻을 수 있다.

$$\Psi_0(y) = V(y) + \frac{1}{q} [\theta + E_F(y)] \quad (26)$$

또한 삼각 양자 우물 근사를 Schrödinger 방정식에 적용하면 $n_s(y)$ 를 다음과 같이 도출될 수 있다^[16].

$$n_s(y) = Dk_B T \sum_{i=0}^{\infty} \ln \left[1 + \exp \left[\frac{E_F(y) - E_i(y)}{k_B T} \right] \right] \quad (27)$$

단,

$$D = \frac{m_n}{\pi \hbar^2} \quad (28)$$

$$E_i = \left(\frac{q^2 \hbar^2}{2m_n} \right)^{1/3} \left[\frac{3q\pi}{2\varepsilon_2} \left(i + \frac{3}{4} \right) n_s \right]^{2/3} \quad (29)$$

식(29)를 식(27)에 대입하고 정리하면

$$E_F(y) = k_B T \ln \left\{ -\frac{1}{2} [e^{E_0'(y)} + e^{E_1'(y)}] + \sqrt{\frac{1}{4} [e^{E_1'(y)} - e^{E_0'(y)}]^2 + e^{n_s'(y) + E_0'(y) + E_1'(y)}} \right\} \quad (30)$$

단, $E_0'(y) = E_0(y)/(k_B T)$, $E_1'(y) = E_1(y)/(k_B T)$, 및 $n_s'(y) = n_s(y)/(D k_B T)$ 이다. 그러나 식(30)을 소자 모델링에 적용하기에는 너무 복잡하므로 AlGaAs/GaAs HEMT에서와 유사하게^[19] fitting 파라미터 ΔE_{F0} 와 a 를 도입하여 다음과 같이 단순화하기로 하자.

$$E_F(y) \approx \Delta E_{F0} + q a n_s(y) \quad (31)$$

식(26) 및 (31)를 식(23)에 대입하면 다음이 도출된다.

$$n_s(y) = \frac{C_1}{q} \left[V_{GS} - V_{off} - V(y) - \frac{q d_1^{\beta}}{3 \varepsilon_1} \frac{d^2 n_s}{dy^2} \right] \quad (32)$$

단,

$$C_1 = \frac{\varepsilon_1}{d_1 + \Delta d} \quad (33)$$

$$\Delta d = \frac{\varepsilon_1 a}{q} \quad (34)$$

$$V_{off} = V_{FB} + \frac{1}{q} (\theta + \Delta E_{F0}) = \Phi_B - \frac{\Delta E_C}{q} + \frac{\Delta E_{F0}}{q} - V_b + V_b' - \frac{d_1}{\varepsilon_1} (P + q N_{Di} d_i) \quad (35)$$

GaN의 ε_2 및 m_n 을 고려하여 $T = 300 K$ 에서 $n_s - E_F$ 관계를 그림 3에 도시하였다. 이 그림으로부터 ΔE_{F0} 및 a 는 다음과 같이 얻어질 수 있다.

$$\Delta E_{F0} \approx 0 [eV] \quad (36)$$

$$a \approx 2.5 \times 10^{-18} [eV \cdot m^2] \quad (37)$$

따라서 Al mole 비 $\nu = 0.3$ 인 경우, Δd 는 대략 다음과 같이 도출된다.

$$\Delta d \approx 13 [\text{\AA}] \quad (38)$$

이 값은 AlGaAs/GaAs HEMT에서 도출된^[19] 약 80 \AA 에 비해 매우 작다. 식(32)를 y 에 대해 두 번 미분하고

$$\frac{d^2 V}{dy^2} \gg \left| \frac{q d_1^{\beta}}{3 \varepsilon_1} \frac{d^4 n_s}{dy^4} \right| \quad (39)$$

를 가정하면 다음을 얻을 수 있다.

$$\frac{d^2 n_s}{dy^2} \approx -\frac{\varepsilon_1}{q(d_1 + \Delta d)} \frac{d^2 V}{dy^2} \quad (40)$$

따라서, 식(25)는 근사적으로 다음과 같게 된다.

$$I_D(y) \approx Z C_1 \mu_n(y) [V_{GS} - V_{off} - V(y) + a F'(y)] F(y) \quad (41)$$

단, $F(y) = dV/dy$, $F'(y) = d^2V/dy^2$, 그리고

$$a = \frac{d_1^{\beta}}{3(d_1 + \Delta d)} \quad (42)$$

식(41)의 양변을 $\mu_n(y)$ 으로 나눈 후 $y=0$ 에서 $y=L$ 까지 적분하고 전류 연속 조건을 고려하고, 다음과 같이 정의된 유효이동도 $\bar{\mu}_n$

$$\bar{\mu}_n = \left[\frac{1}{L} \int_0^L \frac{dy}{\mu_n(y)} \right]^{-1} \quad (43)$$

을 이용하면, 채널 위치 y 에 무관하게 표현되는 드레인 전류 식을 다음과 같이 얻을 수 있다.

$$I_D = \frac{Z C_1 \bar{\mu}_n}{L} \left[V_{GS}'' (V_L - V_0) - \frac{1}{2} (V_L^2 - V_0^2) + \frac{a}{2} (F_L^2 - F_0^2) \right] \quad (44)$$

단, $V_{GS}'' = V_{GS} - V_{off}$, $F_0 = F(0)$, $F_L = F(L)$ 이다.

한편, $\mu_n(y)$ 의 전계 의존성은 여러 형태로 제안되고 있으나 비교적 간단한 다음의 식[20]을 이용하자.

$$\mu_n(y) \approx \begin{cases} \frac{\mu_o}{1 + \frac{1}{F_C} F(y)}, & F(y) \leq F_C \\ \frac{v_{sat}}{F(y)}, & F(y) \geq F_C \end{cases} \quad (45)$$

단, μ_o 와 v_{sat} 는 각각 GaN 내에서 전자의 저전계 이동

도 및 포화속도이고, $F_C = 2v_{sat}/\mu_o$ 이다. 채널 전 영역에서 $F(y) \leq F_C$ 가 성립하는 경우, 식(45)의 상단을 식(43)에 대입하여 다음을 얻게 된다.

$$\bar{\mu}_n = \frac{\mu_o}{1 + \frac{V_L - V_0}{LF_C}} \quad (46)$$

식(45)의 상단을 식(41)에 대입하면 다음이 얻어진다.

$$F(y) = \frac{F_C i_D}{V_{GS}'' - V(y) + aF'(y) - i_D} \quad (47)$$

단, $i_D = I_D / (ZC_1 \mu_o F_C)$ 로서 식(44) 및 (46)을 이용하면 아래와 같이 표현된다.

$$i_D = \frac{1}{LF_C + V_L - V_0} \left[V_{GS}''(V_L - V_0) - \frac{1}{2}(V_L^2 - V_0^2) + \frac{a}{2}(F_L^2 - F_0^2) \right] \quad (48)$$

식(47)을 y 에 대해 미분하면 다음이 얻어진다.

$$F'(y) = \frac{[1 - a\lambda(y)]F^3(y)}{F_C i_D} \quad (49)$$

단, $\lambda(y) = dF'/dV$ 이다. 모델의 단순화를 위해 다음을

$$\frac{dF'}{dV} \cong \lambda = \frac{F_L' - F_0'}{V_L - V_0} \quad (50)$$

가정하자. 단, $F_0' = F'(0)$ 및 $F_L' = F'(L)$ 이다. 식(49)에 $y=0$ 및 $y=L$ 을 대입한 식들과 식(50)을 연결하여 풀면 다음을 얻게 된다.

$$F_0' = \frac{F_0^3(V_L - V_0)}{F_C i_D (V_L - V_0) + a(F_L^3 - F_0^3)} \quad (51)$$

$$F_L' = \frac{F_L^3(V_L - V_0)}{F_C i_D (V_L - V_0) + a(F_L^3 - F_0^3)} \quad (52)$$

식(47)에 $y=0$ 을 대입한 식에 식(51)을 대입하고, 식(47)에 $y=L$ 을 대입한 식에 식(52)를 대입하면, 반복법(iterative method)을 통해 F_0 와 F_L 을 구할 수 있다.

드레인 전압 V_{DS} 이 크지 않으면 다음을 가정할 수 있다.

$$F_L^2 \cong F_0^2 + \frac{dF^2}{dV} \Big|_{v=v_0} \cdot (V_L - V_0) \quad (53)$$

$$\frac{dF^2}{dV} \Big|_{v=v_0} = 2F_0' \quad (54)$$

그러면, 식(44)는

$$I_D \cong \frac{ZC_1 \bar{\mu}_n}{L} \left[(V_{GS} - V_T)(V_L - V_0) - \frac{1}{2}(V_L - V_0)^2 \right] \quad (55)$$

로 되며, 문턱 전압 V_T 는 다음과 같이 도출된다.

$$V_T = V_{off} + V_0 - aF_0' \quad (56)$$

따라서 문턱 전압 저하(roll-off)는 $\Delta V_T = aF_0'$ 이다.

드레인 전압이 증가하여 선형 영역을 벗어나면 드레인 전류는 포화 영역에 이르게 된다. 이에 대한 채널 길이 변조(channel length modulation) 모델은 $V_{DS} = V_{DS,sat}$ 에서 $y=L$ 에서 채널이 pinch-off, 즉 $n_s(L) = 0$ 이고, $V_{DS} \geq V_{DS,sat}$ 에서는 $L' \leq y \leq L$ 의 영역이 pinch-off, 즉 $n_s(y) = 0$ 로 취급하여, 캐리어 밀도가 0이면서 전류가 흐르는 물리적으로 수용하기에 힘든 점을 내포하고 있다. 또한 기존 모델에서의 수식 도출 과정도 불분명한 점이 있어, 보다 명료한 수식 도출을 위해 전자 속도가 포화되는 영역에서 식(41)을 다음과 같이 쓰자.

$$I_D(y) = ZC_1 v_{sat} [V_{GS}'' - V(y) + aF'(y)] \quad (57)$$

식(57)에 전류의 연속 조건을 고려하면

$$V(y) - aF'(y) = V(L') - aF'(L') \quad (58)$$

이 $L' \leq y \leq L$ 영역에서 성립된다. 식(58)은 $y=L'$ 에서 다음의 조건을 만족할 것이다.

$$F(L') = F_C \quad (59)$$

$$F'(L') = \beta = \frac{F_C^3(V_L - V_0)}{F_C i_D (V_L - V_0) + a(F_C^3 - F_0^3)} \quad (60)$$

$$V_L = V_0 + \frac{L' F_C (V_{GS}''' + a\beta) - a(F_C^2 - F_0^2)}{L' F_C + V_{GS}''' - a\beta} \quad (61)$$

단, $V_L = V(L')$ 및 $V_{GS}''' = V_{GS}'' - V_0$ 이다. 식(61)은 식(47)에 $y=L'$ 을 대입하여 얻어지는 다음 식

$$2i_D = V_{GS}'' - V_L + a\beta \quad (62)$$

과 식(48)에서 L , V_L , 및 F_L 을 각각 L' , V_L , F_C 로 대체한 식을 고려하여 도출한 것이다. 식(58)의 해는

$$V(y) = V(L') + \sqrt{\alpha} F_C \sinh\left(\frac{y-L'}{\sqrt{\alpha}}\right) + \alpha \beta \left[\cosh\left(\frac{y-L'}{\sqrt{\alpha}}\right) - 1 \right] \quad (63)$$

이다. 따라서 $\Delta L = L - L'$ 은 다음과 같이 구해진다.

$$\Delta L = \sqrt{\alpha} \sinh^{-1} \left[\frac{F_C(\Delta V + \alpha \beta)}{\sqrt{\alpha}(F_C^2 - \alpha \beta^2)} - \frac{\beta \sqrt{\alpha F_C^2 + (\Delta V)^2 + 2\alpha \beta \Delta V}}{F_C^2 - \alpha \beta^2} \right] \quad (64)$$

단, $\Delta V = V(L) - V(L')$ 이다. 식(63)을 y 에 대해 미분하고 $y = L$ 을 대입하면 다음을 얻는다.

$$F(L) = F_C \cosh\left(\frac{\Delta L}{\sqrt{\alpha}}\right) + \sqrt{\alpha} \beta \sinh\left(\frac{\Delta L}{\sqrt{\alpha}}\right) \quad (65)$$

끝으로, 소스 및 드레인의 기생 저항, R_S 와 R_D 를 고려하면, V_0 와 V_L 는 다음과 같이 표현된다.

$$V_0 = R_S I_D, \quad V_L = V_{DS} - R_D I_D \quad (66)$$

자체 정렬 또는 recessed gate 구조로 제작된 소자의 경우, R_S 와 R_D 는 소스 및 드레인 전극의 오염성 접촉 저항이 주된 값이며 그 값이 그리 크지 않다고 보아, 본 논문에서는 $R_S \approx R_D \approx 0$ 로 간주하기로 한다.

3. 시뮬레이션 및 결과

표 1은 본 모델의 n-AlGaIn/GaN HEMT의 특성 도출 시뮬레이션에 사용된 파라미터 값을 나타낸다. 특성 도출에 θ 값은 불필요하여 표 1에서 제외하였다. 그림 4와 5에는 각각 $1\mu m$ 의 장 채널과 $0.1\mu m$ 의 단 채널 소자에 대한 모의 실험된 I-V 특성을 보이고 있다. 전자의 이동도를 간단한 식(45)로 표현한 결과로 열적 feedback에 주로 기인한 드레인 포화전류의 degradation 현상은 나타나지 않았다. 그림 6은 여러 가지의 n-AlGaIn 층의 도핑 농도에 대해 AlGaIn층의 폭 d_1 에 따른 V_T 값의 변화를 보이고 있으며, d_1 값이 클수록 그 변화가 큼을 보인다. 그림 7은 여러 가지 AlGaIn층의 폭 d_1 에 대한 ΔV_T -채널 길이간의 특성 결과이다. 그림 8은 여러 가지 게이트 전압 V_{GS} 에 대한 $\Delta V_T - V_{DS}$ 특성을 나타내고 있다. 전체적으로 이들 결과는 AlGaAs/GaAs HEMT의 결과에 비해, 드레인 전압에 기인하는 ΔV_T 및 ΔL 이 적게 됨을 보이고 있다.

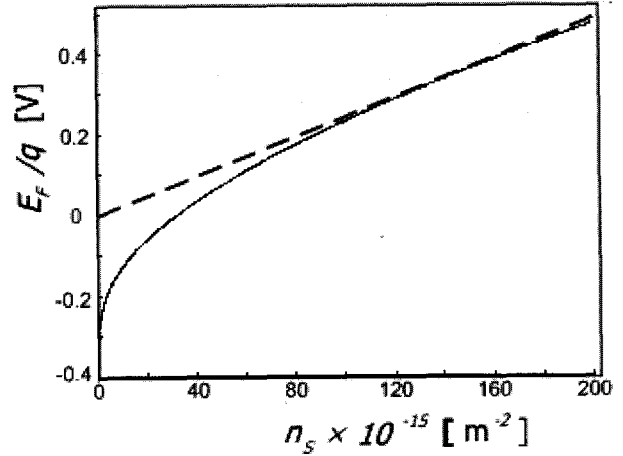


그림 3. n-AlGaIn/GaN HEMT의 300 °K에서 $n_s - E_F$ 관계도

Fig. 3. n_s versus E_F relation of n-AlGaIn/GaN HEMT at 300 °K.

표 1. 시뮬레이션에 이용된 파라미터 값
Table 1. Parameter values used for simulation.

Parameter	Value	Dimension
게이트 장벽 ϕ_B	1.2	V
n-AlGaIn 층 두께 $d_1 - d_i$	250	Å
i-AlGaIn 층 두께 d_i	50	Å
AlGaIn ($\nu=0.3$)의 유전율 ϵ_1	$12.2 \epsilon_0$	F/cm
n-AlGaIn 도핑농도 N_D	5×10^{16}	cm^{-3}
i-AlGaIn 잔존 도핑농도 N_{Di}	1×10^{15}	cm^{-3}
이종접합면의 ΔE_C ($\nu=0.3$)	0.4221	eV
분극 P ($\nu=0.3$)	1.32×10^{-6}	C/cm ²
GaN의 유전율 ϵ_2	$9.5 \epsilon_0$	F/cm
GaN 내 전자의 저전계 이동도 μ_0	1100	cm ² /(V·s)
GaN 내 전자의 포화속도 v_{sat}	2.5×10^7	cm/s
채널길이 L (단 채널/장 채널)	0.1 / 1	μm

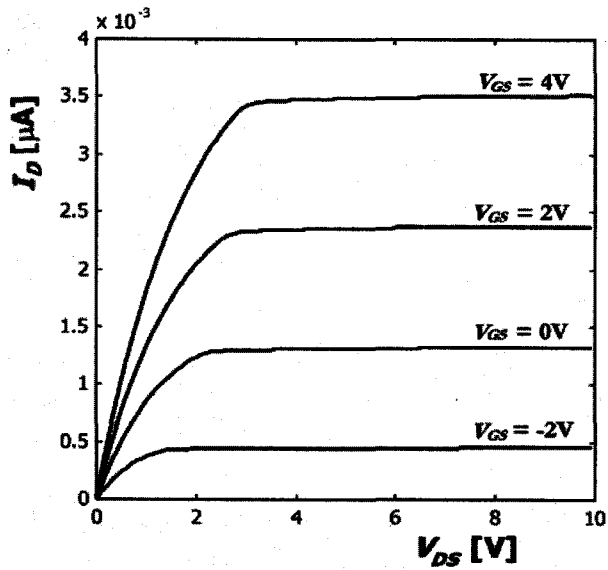


그림 4. 장채널 n-AlGaIn/GaN HEMT의 여러 가지 V_{GS} 값에 대한 $I_D - V_{DS}$ 특성
 Fig. 4. Long-channel drain current-drain voltage characteristics of n-AlGaIn/GaN HEMT for various values of V_{GS} .
 ($L = 1 \mu m, d_1 = 300 \text{ \AA}, N_D = 5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$)

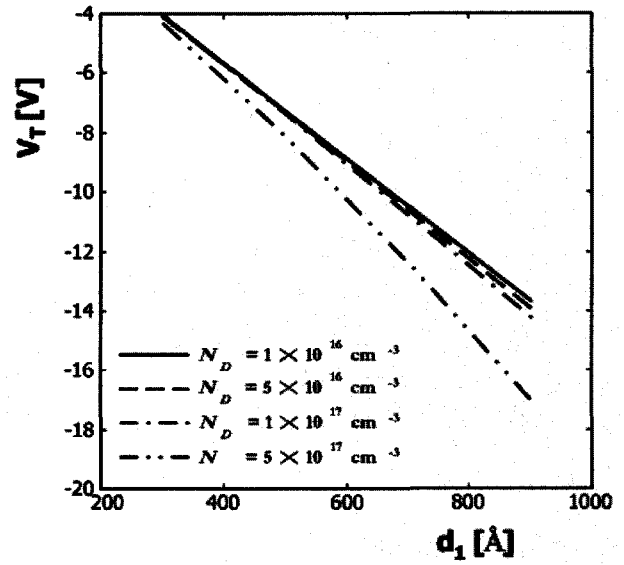


그림 6. n-AlGaIn/GaN HEMT의 AlGaIn의 여러 가지 도핑 농도에 대한 $V_T - d_1$ 특성
 Fig. 6. $V_T - d_1$ relation of n-AlGaIn/GaN HEMT for various values of N_D .
 ($L = 0.1 \mu m, V_{GS} = -2 V, V_{DS} = 1 V$)

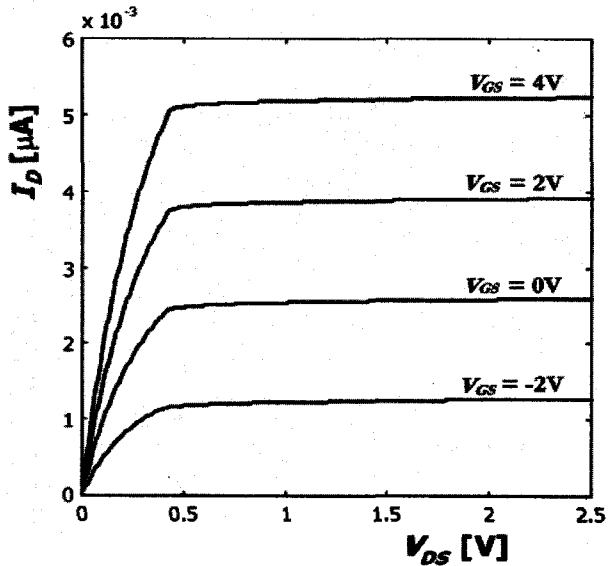


그림 5. 단채널 n-AlGaIn/GaN HEMT의 여러 가지 V_{GS} 값에 대한 $I_D - V_{DS}$ 특성
 Fig. 5. short-channel $I_D - V_{DS}$ characteristics of n-AlGaIn/GaN HEMT for various values of V_{GS} .
 ($L = 0.1 \mu m, d_1 = 300 \text{ \AA}, N_D = 5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$)

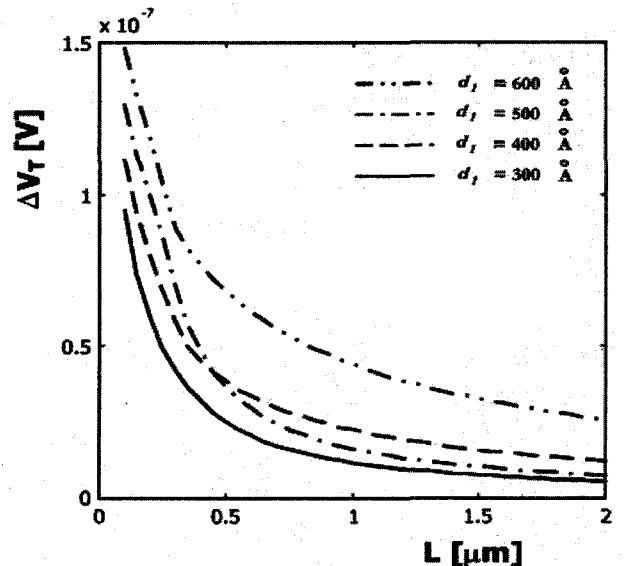


그림 7. n-AlGaIn/GaN HEMT의 여러 가지 d_1 값에 대한 $\Delta V_T - L$ 특성
 Fig. 7. $\Delta V_T - L$ relation of n-AlGaIn/GaN HEMT for various values of d_1 .
 ($V_{GS} = -2 V, V_{DS} = 1 V, N_D = 5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$)

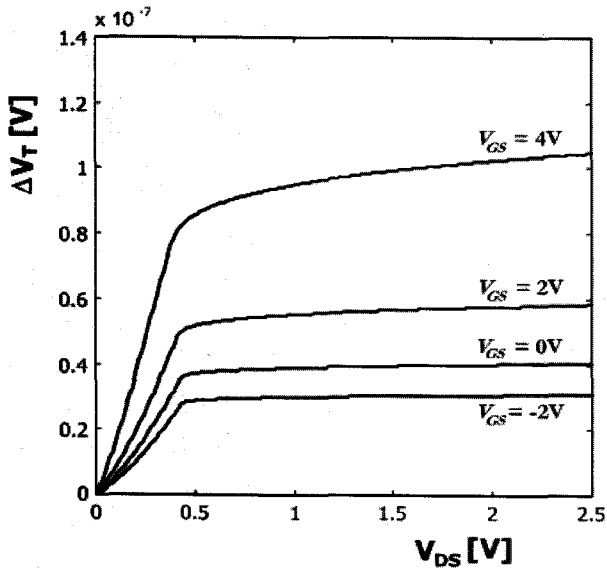


그림 8. n-AlGaIn/GaN HEMT의 여러 가지 V_{GS} 값에 대한 $\Delta V_T - V_{DS}$ 특성

Fig. 8. $\Delta V_T - V_{DS}$ relation of n-AlGaIn/GaN HEMT for various values of V_{GS} .

($L=0.1\mu m, V_{GS}=-2V, N_D=5\times 10^{16} cm^{-3}$)

III. 결 론

본 논문에서는 전형적 HEMT인 n-AlGaIn/GaN HEMT 구조에 대해 단채널 HEMT의 2차원적 해석에 의한 전류-전압 특성에 관한 해석적 모델을 제안하였다. 채널 전류의 연속조건과 컨시스턴트하게 AlGaIn층의 2차원적 전위 분포를 도출하기 위해서 2차원 전계효과를 효율적으로 고려할 수 있는 파라미터 α 를 도입하였으며 GaN 영역에 형성된 양자 우물을 통해서 흐르는 전자에 대한 전계-이온 이동도를 함께 고려하였다. 이와 같이 도출된 표현식들은 동작 전압의 전 구간에 걸쳐 장/단 채널 소자에 대하여 적용 가능성을 보이고 있다. 계산 결과로부터 파라미터 α 의 도입이 2차원 전계효과를 타당하게 보이고 있으며, 채널 pinch-off 개념을 도입한 기존의 채널 길이 변조 모델에 비해 보다 합리적으로 포화 드레인 전류를 도출함을 보이고 있다. 또한 시뮬레이션 결과는 AlGaIn/GaN HEMT특성이 AlGaAs/GaAs HEMT특성에 비해, 보다 작은 Δd 를 가지므로 전달 컨덕턴스(전류 구동 능력) 저하가 적으며 단채널 소자에서 비교적 큰 드레인 전압에서도 드레인 전압에 기인하는 문턱 전압 저하(roll-off) 및 채널 길이 감소 ΔL 이 적게 되어 고효율 microwave용 송신기에

탑재하기가 용이함을 이론적으로 설명할 수 있음을 보이고 있다.

참 고 문 헌

- [1] E. A. Lee and D. G. Messerschmitt, "Digital Communication," 2nd Edition, KAP, Boston, 1994.
- [2] U. Mishra et al., "MBE Grown GaAs MEDFETs with Ultra High gm and f_t ," IEDM Tech Dig. pp. 829, 1986.
- [3] H. Inomata et al, "Improved Transconductance of AlGaAs/GaAs Hetrostructure FET with Si-doped channel," Jpn. J. Appl. Phys. Vol. 25, pp. L731, 1986.
- [4] C. W. Tu et al., "Properties of Selectively Doped Heterostructure Transistors Incorporating a Superlattice Donor Layer," IEEE Electron Dev. Lett. EDL-7, pp. 552, 1986.
- [5] E. F. Schibert et al., "The Delta-doped Field Effect Transistors," IEEE Trans. Electron. Dev. ED-33, pp. 625, 1986.
- [6] K. Inoue, "MBE Growth and Properties of AlGaAs/GaAs/AlGaAs Selectively Doped Double Hetrostructure with Very High Conductivity," Jpn. J. Appl. Phys. 23, L767, 1984.
- [7] J. J. Rosenburg, M. Benlami, 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, no. 10, pp. 491-493, 1985.
- [8] B. Monemar, "III-V nitrides-important future electronic materials," J. Mater. Sci. 10. pp. 227-254, 1999.
- [9] S. C. Binari, K. Doverspike, G. Kelner, H. B.Dietrich, and A. E. Wickenden, "GaIn FETs for microwave and high-temperature applications," Solid-State Electronics 41. pp. 177-180, 1997.
- [10] O.Ambacher et al., "Two-dimensional electron gases by spontaneous and piezoelectric polarization in N- and Ga-face AlGaIn/GaN heterostructures," J. Appl. Phys., Vol. 85, pp. 3222, 1999.

- [11] F. Bernardini and V. Fiorentini, and D. Vanderbilt, "Spontaneous polarization and piezoelectric constants of III-V nitrides," *Phys. Rev. B*, Vol. 56, pp. R10024-R10027, 1997.
- [12] R. Gaska, J. Yang, A. Osinsky, M. A. Khan and M. S. Shur, *IEDM Tech. Dig.*, pp. 565-568, 1997.
- [13] R. Quay, K. Hess, R. Reuter, M. Schlechtweg, T. Grave, V. Palankovski, and S. Selberherr, "Nonlinear Electronic Transport and Device Performance of HEMTs," *IEEE Trans. Electron. Dev.* vol. 48, No. 2, pp. 210-217, 2001.
- [14] O. Ambacher et al., "Two-dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization in doped AlGaIn/GaN heterostructures," *J. Appl. Phys.* vol. 87, no. 1, pp. 334-344, 2000.
- [15] U. K. Mishra, P. Parikh, Y. F. Wu, "AlGaIn/GaN HEMTs : An overview of device operation and applications," *Univ. of California, Santa Barbara*, pp. 5
- [16] Fabio Sacconi, Aldo Di Carlo, P. Lugli, and Hadis Morkoc, "Spontaneous and Piezoelectric Polarization Effects on the Output Characteristics of AlGaIn/GaN Heterojunction Modulation Doped FETs.," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 48, pp. 451, 2001.
- [17] Claude Weisbuch, Borge Vinter, "Quantum Semiconductor Structures," *Academic Press*, 1991.
- [18] R. Gaska et al., "The influence of the deformation on the two-dimensional electron-gas density in GaN/AlGaIn heterostructure," *Appl. Phys.*, vol. 72, pp. 64, 1998.
- [19] T. J. Drummond, H. Morkoc, K. Lee, and M. S. Shur, "Model for modulation doped field effect transistor," *IEEE Electron Dev. Lett.* EDL-3(11), pp. 338-341, 1981.
- [20] Jasprit Singh, "Physics of Semiconductors and Their Heterostructures," *McGraw-Hill*, 1996.

 저자 소개



오 영 해 (학생회원)
 2005년 홍익대학교
 전자전기공학부 졸업.
 현 재 홍익대학교 대학원
 전자정보통신공학과
 석사과정.
 <주관심분야: 반도체, OLED>



지 순 구 (정회원)
 2000년 홍익대학교 대학원
 전자공학과 졸업
 (공학석사).
 현 재 홍익대학교 대학원
 전자공학과 박사과정.
 <주관심분야: 반도체 소자 설계>

서 정 하 (정회원)

- 제41권 SD편 제3호 참조