

논문 2007-44SD-5-4

## 2차원 Poisson방정식 풀이에 의한 단 채널 InAlAs/InGaAs HEMT의 전류-전압 특성 도출에 관한 해석적 모델

( An Analytical Model for the Derivation of the I-V Characteristics of a Short Channel InAlAs/InGaAs HEMT by Solving Two-Dimensional Poisson's Equation )

오 영 해\*, 서 정 하\*\*

( Young-Hae Oh and Chung-Ha Suh )

### 요 약

본 논문에서는 2차원 Poisson 방정식의 풀이에 의한 submicron 급 단 채널 n-InAlAs/InGaAs HEMT의 전류-전압 특성 도출에 관한 해석적 모델을 제안하였다. InAlAs 및 InGaAs층 내에서 2차원 Poisson 방정식의 해법으로 2차원적 전위 변화를 채널 전류의 연속조건과 consistent하게 도출하기 위해서 InGaAs 영역에 형성된 양자우물 형태의 채널을 통해 흐르는 전자에 대한 전계-의존 이동도를 고려하였다. 도출된 표현식은 동작 전압 전 구간의 영역과 장/단 채널 소자에 대하여 일괄적으로 적용될 수 있을 것으로 보이며, 본 논문에서 제안한 단 채널 n-InAlAs/InGaAs HEMT의 2차원 전계 효과에 대한 해석적 모델은 기존의 모델에서 submicron 대의 짧은 채널 길이일 때 정확도가 저하되거나 Early 효과에 대한 설명이 미흡한 것에 비해 드레인 전압의 증가에 따른 드레인 포화 전류의 증가 및 문턱전압의 감소 현상 등을 보다 물리적으로 적절히 설명할 수 있음을 보이고 있다.

### Abstract

In this paper, in order to derive the two-dimensional field effect of n-InAlAs/InGaAs HEMTs, we suggested analytical model by solving the two-dimensional Poisson's equation in both InAlAs and InGaAs regions by taking into account the longitudinal field variation, field-dependent mobility, and the continuity condition of the channel current flowing within the quantum well shaped channel. Derived 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 threshold voltage decreases as drain voltage increases. Compared with the conventional model, the present model may offer more reasonable explanation for the drain-induced threshold voltage roll-off, the Early effect, and the channel length modulation effect. Furthermore, it is expected that the proposed model would provide more reasonable theoretical basis for analyzing various long and short channel InAlAs/InGaAs HEMT devices.

**Keywords :** HEMT Modeling, short channel HEMT, InAlAs/InGaAs HEMT, I-V Characteristics

### I. 서 론

현대의 첨단 전자기술과 초고속 정보통신을 위해서

는 초고주파 영역에서 동작하는 초고속, 저잡음 특성의 반도체 소자의 지속적인 개발이 요구되고 있으며, 이러한 요건을 충족하는 소자로서 HEMT(High Electron Mobility Transistor)가 주목 받고 있다<sup>[1],[2]</sup>. HEMT는 탁월한 전자 전송 특성과 우수한 잡음 특성, 그리고 높은 면전자농도 등의 장점으로 초고주파용 집적회로나 고속 디지털 집적회로, 광전 집적회로 등의 소자로 넓게 응용된다. 특히 InGaAs를 채널로 사용한

\* 학생회원, \*\* 정회원, 홍익대학교 전자전기공학부 (School of Electronic & Electrical Eng., Hongik Univ.)

※ 본 연구는 홍익대학교 2005년도 교내연구비에 의해 지원되었음.

접수일자: 2006년12월27일, 수정완료일: 2007년4월11일

InAlAs/InGaAs HEMT는 AlGaAs/GaAs HEMT와 비교하여 InGaAs 채널층에서의 캐리어 이동도와 포화속도가 더 높은 특성 때문에 고주파대에서 우수한 전력 이득과 저잡음 성능을 보인다<sup>[3-6]</sup>.

HEMT 소자의 최적 설계를 위해서는 HEMT의 물리적 해석에 관한 정확한 이해로부터 출발하여 모델 구성과 이를 검증할 수 있는 시뮬레이션 작업이 수행되어야 한다. HEMT 소자의 특성 추출에는 정확도가 높은 것으로 평가되는 Monte Carlo 방법을 쓰고 있으나 이 방법은 계산 시간이 길게 소요되어 CAD에 적용하기에는 부적합하여 신속한 모의 실험이 가능한 해석적 모델에 대한 연구가 진행되어 왔다.

CAD에의 적용이 용이한 HEMT 소자에 대한 기존의 해석적 모델은 InGaAs의 채널 영역의 전위분포를 삼각우물로 선형 근사하여 Schrödinger 방정식을 풀고 있다. 이 과정에서 Airy함수로 도출된 파동함수 및 sub energy band를 구해 2DEG 상태밀도를 구하고 이를 Fermi-Dirac 분포 함수를 고려하여 면 전하밀도  $n_s$ 를 구하고 있다<sup>[7-9]</sup>. 이 결과  $n_s$ 는 Fermi 준위  $E_F$ 에 대해 매우 복잡한 함수로 얻어져 이를 채널 전류식에 대입하여 전류-전압 특성식을 도출하기 위해서 부득이 fitting parameter를 도입하고 있다. 따라서 기존 모델은 상당히 복잡한 근사 과정을 거치게 되어 논리적 명료성 및 정확성이 떨어지는 단점을 갖고 있다.

본 논문은 InAlAs/InGaAs HEMT 소자의 전류-전압 특성식을 Schrödinger 방정식 풀이에 의존하지 않고 2차원 Poisson 방정식의 풀이에 의한 InAlAs 영역의 전류 연속 조건과 consistent한 채널 방향의 전계를 도출하여 fitting parameter의 도입이나 기타 불명료한 근사 과정 없이 채널 전류를 도출하는 모델을 제안하였다. 모델링 결과를 simulation하여 HEMT 구조의 성능 개발을 위한 설계에 응용될 수 있는 모델로서의 타당성을 검증하였다.

## II. InAlAs/InGaAs HEMT의 2차원 해석적 모델

### 1. InAlAs 영역의 전위 분포

본 모델링에서 고려한 HEMT의 단면도는 그림 1과 같다. 여기서  $x$ 는 i-InAlAs와 i-InGaAs 이종접합 경계면으로부터 InP 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-InAlAs층과 i-InAlAs층(spacer영역)의 폭이며,  $d_2$ 는

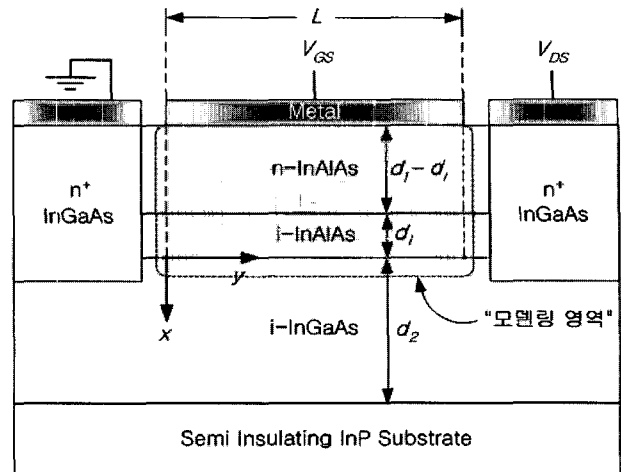


그림 1. 본 모델의 InAlAs/InGaAs HEMT 단면도  
Fig. 1. Cross-section of InAlAs/InGaAs HEMT to be modeled.

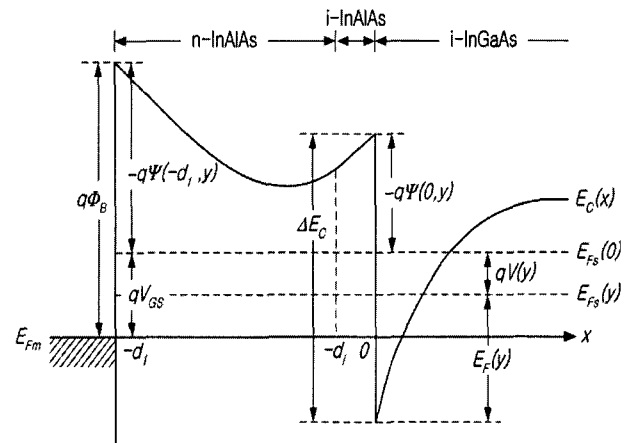


그림 2. n-InAlAs/InGaAs HEMT의 에너지밴드 다이어그램  
Fig. 2. Energy band diagram of n-InAlAs/InGaAs HEMT.

InGaAs층의 폭이다.  $V_{GS}$ 는 게이트-소스간의 전압,  $V_{DS}$ 는 드레인-소스간 전압이다.

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

게이트 전압이 적정 크기인 경우, InAlAs층이 300 nm 내외로 두껍지 않으므로 InAlAs층 전체 영역에서

공핍근사(depletion approximation)를 적용할 수 있다고 가정하면 다음의 2차원 Poisson 방정식을 고려할 수 있다<sup>[10]</sup>.

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} = -\frac{qN_d(x)}{\epsilon_1}, \quad -d_1 \leq x \leq 0, \quad (1)$$

단,  $q$ 는 전자의 전하량 크기이고,  $N_d(x)$ 는 InAlAs 내 위치  $x$ 에서의 도핑 농도로서  $x$ 의 함수로 변조되어 있다. 식 (1)은  $x = -d_1$ 에서 다음의 경계 조건을 만족한다.

$$\Psi(-d_1, y) = V_{GS} - \Phi_{MS} = V_{GS}' \quad (2)$$

단,  $\Phi_{MS}$ 는 게이트 전극과 InGaAs 반도체의 일함수 차이이다.

식 (1)의 해를 구하기 위해 먼저 GCA(gradual channel approximation)를 적용한 Poisson 방정식을 고려하면

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} = -\frac{qN_d(x)}{\epsilon_1} \quad (3)$$

식 (2)를 만족하는 식 (3)의 해는 다음과 같다.

$$\Psi(x, y) = V_{GS}' - \xi(y)(x + d_1) - \frac{q}{\epsilon_1} \int_{-d_1}^x \left[ \int_0^{x'} N_d(x') dx' \right] dx'' \quad (4)$$

단,  $\xi(y) = -\partial \Psi / \partial x|_{x=0}$ 이다. 식 (4)를  $y$ 에 대해 두 번 미분하면 다음이 얻어진다.

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} = -\frac{d^2 \xi}{dy^2}(x + d_1) \quad (5)$$

식 (5)를 식 (1)에 대입하면  $\partial^2 \Psi / \partial y^2$  항이 무시되지 않은 즉, GCA가 매우 완화된 Poisson 방정식이 얻어질 수 있다.

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} = -\frac{qN_d(x)}{\epsilon_1} + \frac{d^2 \xi}{dy^2}(x + d_1) \quad (6)$$

식 (6)의 해는

$$\Psi(x, y) = V_{GS}' - \xi(y)(x + d_1) - \frac{q}{\epsilon_1} \int_{-d_1}^x \left[ \int_0^{x'} N_d(x') dx' \right] dx'' + \frac{d^2 \xi}{dy^2} \left[ \frac{1}{6}(x + d_1)^3 - \frac{1}{2}d_1^2(x + d_1) \right] \quad (7)$$

이므로 식 (7)에  $x = 0$ 을 대입하면 다음이 도출된다.

$$\xi(y) = \frac{1}{d_1} \left[ V_{GS}' - V(y) - \frac{1}{3}d_1^3 \frac{d^2 \xi}{dy^2} + V_p \right] \quad (8)$$

단,  $V(y) = \Psi(0, y)$ 이고  $V_p$ 는 다음과 같이 정의된다.

$$V_p = -\frac{q}{\epsilon_1} \int_{-d_1}^0 \left[ \int_0^{x''} N_d(x') dx' \right] dx'' \quad (9)$$

통상 InAlAs층의 변조 도핑은 n-InAlAs 영역에는 균일한 값  $N_D$ 로 하며, spacer 영역에는 의도적인 도핑은 없으나 결정의 defect들이 도너로 작용하여 현재의 공정에서 잔존 도너 농도  $N_{Dc}$ 가  $2 \times 10^{16} [cm^{-3}]$  정도로 있다고 보고되고 있다<sup>[11]</sup>. Spacer 영역의 잔존 doping을 고려할 때, 식(9)의 적분은 다음과 같다.

$$V_p = \frac{qN_D}{2\epsilon_1}(d_1 - d_i)^2 - \frac{qN_{Dc}}{2\epsilon_1}d_i^2 + \frac{qN_{Dc}}{\epsilon_1}d_1d_i \quad (10)$$

식 (5)에  $x = 0$ 를 대입한 결과를 이용하면 식 (8)은 근사적으로 다음의 형태로 쓸 수 있다.

$$\xi(y) = \frac{1}{d_1} [V_{GS}'' - V(y) + \alpha F'(y)] \quad (11)$$

단,  $V_{GS}'' = V_{GS}' + V_p$ ,  $F'(y) = d^2 V / dy^2$ 이며  $\alpha$ 는

$$\alpha = \frac{1}{3}d_1^2 \quad (12)$$

이다. 식(11)을  $y$ 에 대해 미분하면 다음을 얻는다.

$$\frac{d\xi}{dy} = -\frac{1}{d_1} [F(y) - \alpha F''(y)] \quad (13)$$

단,  $F(y) = dV/dy$  및  $F''(y) = d^3 V / dy^3$ 이다.

## 2. InGaAs 영역의 전위 분포

Intrinsic InGaAs 내의 전위 분포는 다음의 Poisson 방정식을 고려하여 구할 수 있을 것이다.

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} = \frac{q}{\epsilon_2} n(x, y) \quad (14)$$

단,  $n(x, y)$ 는 InGaAs 내의 전자밀도이며  $\epsilon_2$ 는 InGaAs의 유전율이다. 식 (14)에서 정공 밀도는 무시하였다. InGaAs 내에서 전자에 의한 전류가 대부분  $y$ 방향(채널 방향)으로 흐른다면  $n(x, y)$ 는 다음과 같이 표현될 수 있을 것이다.

$$n(x, y) = n_{i2} e^{\beta \Psi(x, y) - \beta \phi_n(y)} \quad (15)$$

단,  $n_{i2}$ 는 InGaAs의 진성 캐리어밀도,  $\beta = q/(kT)$ , 그리고  $\phi_n(y)$ 는 전자의 quasi-Fermi 전위이다. 식 (14)에 대한 경계 조건으로 다음을 고려할 수 있다.

$$\Psi(0^+, y) = \Psi(0^-, y) = V(y) \quad (16)$$

$$\epsilon_2 \frac{\partial \Psi}{\partial x} \text{RIGHT} \Big|_{x=0^+} = \epsilon_1 \frac{\partial \Psi}{\partial x} \text{RIGHT} \Big|_{x=0^-} = -\epsilon_1 \xi(y) \quad (17)$$

$$\frac{\partial \Psi}{\partial x} \text{RIGHT} \Big|_{x=d_2} = 0 \quad (18)$$

InGaAs 내에서  $x$  방향으로의 전계 변화가 매우 가파르다고 가정하면 GCA를 적용할 수 있다고 보자. GCA를 적용한 식 (14)를  $x$ 에 대해  $x=0$ 에서  $x=d_2$ 까지 적분하고 식 (17) 및 (18)을 고려하면 면 전자밀도  $n_s(y)$ 는 다음과 같이 표현된다.

$$n_s(y) \equiv \int_0^{d_2} n(x, y) dx = \frac{\epsilon_1}{q} \xi(y) \quad (19)$$

식 (15)를 식 (14)에 대입한 후  $x$ 에 대해 적분하면 다음을 얻게 된다.

$$\frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{2\gamma(y)}{d_2} \sqrt{e^{u(x, y)} - 1} \quad (20)$$

단,

$$u(x, y) = \beta \Psi(x, y) - \beta \Psi(d_2, y) \quad (21)$$

$$\gamma(y) = d_2 \sqrt{\frac{\beta q n_{i2}}{2\epsilon_2} e^{\beta \Psi(d_2, y) - \beta \phi_n(y)}} \quad (22)$$

식 (20)에  $x=0$ 을 대입한 결과에 식 (17)을 고려하면

$$\Psi(d_2, y) = V(y) - \frac{1}{\beta} \ln \left\{ 1 + \left[ \frac{\beta \epsilon_1 d_2 \xi(y)}{2\epsilon_2 \gamma(y)} \right]^2 \right\} \quad (23)$$

을 얻는다. 변수 변환

$$e^{u(x, y)} = \cosh^2 \nu(x, y) \quad (24)$$

을 이용하면, 식 (20)은  $x$ 에 대해 다음과 같이 적분된다.

$$u(x, y) = \ln \left\{ \sec^2 \left[ \gamma(y) \left( 1 - \frac{x}{d_2} \right) \right] \right\} \quad (25)$$

식 (25)에  $x=0$ 을 대입한 결과와 식 (23)을 연립하면

$$\xi(y) = \frac{2\epsilon_2}{\beta \epsilon_1 d_2} \gamma(y) \tan \gamma(y) \quad (26)$$

$$\Psi(d_2, y) = V(y) - \frac{2}{\beta} \ln [\sec \gamma(y)] \quad (27)$$

을 얻는다. 식 (27)을 식 (22)에 대입하면 다음을 얻는다.

$$\phi_n(y) = V(y) - \frac{1}{\beta} \ln \left[ \frac{2\epsilon_2 \gamma^2(y) \sec^2 \gamma(y)}{\beta q n_{i2} d_2^2} \right] \quad (28)$$

식 (28)을  $y$ 에 대해 미분하면 다음을 얻는다.

$$\frac{d\phi_n}{dy} = F(y) - \frac{2}{\beta} \left[ \tan \gamma(y) + \frac{1}{\gamma(y)} \right] \frac{d\gamma}{dy} \quad (29)$$

식 (26)을  $y$ 에 대해 미분하면

$$\frac{d\xi}{dy} = \frac{2\epsilon_2}{\beta \epsilon_1 d_2} [\tan \gamma(y) + \gamma(y) \sec^2 \gamma(y)] \frac{d\gamma}{dy} \quad (30)$$

을 얻고, 이를 식 (13)과 연립하면 다음을 얻게 된다.

$$\frac{d\gamma}{dy} = -\frac{\beta C_1}{2 C_2} \frac{F(y) - \alpha F''(y)}{\tan \gamma(y) + \gamma(y) \sec^2 \gamma(y)} \quad (31)$$

단,  $C_1 = \epsilon_1/d_1$  및  $C_2 = \epsilon_2/d_2$ 이다.

### 3. 드레인 전류의 표현식

InGaAs 내에서 채널 방향으로의 전류 밀도  $J_n(x, y)$ 는 드리프트와 확산 전류를 합쳐 다음과 같이 표현될 수 있다.

$$\begin{aligned} J_n(x, y) &= q\mu_n(x, y) \left[ n(x, y) \frac{\partial \Psi}{\partial y} - \frac{1}{\beta} \frac{\partial n}{\partial y} \right] \\ &= q\mu_n(x, y) n(x, y) \frac{d\phi_n}{dy} \end{aligned} \quad (32)$$

단,  $\mu_n(x, y)$ 는 InGaAs 내 점  $(x, y)$ 에서 전자의 이동도이다.  $\mu_n(x, y)$ 의  $x$  의존성이  $n(x, y)$ 의  $x$  의존성에 비해 무시 가능하다고 가정하면, 식 (32)를  $x$ 에 대해  $x=0$ 에서  $x=d_2$ 까지 적분하고 식 (19)를 이용하여 채널 위치  $y$ 에서의 드레인 전류  $I_D(y)$ 를 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$I_D(y) = Z\epsilon_1 \mu_n(y) \xi(y) \frac{d\phi_n}{dy} \quad (33)$$

식 (33)에 식 (11) 및 (29), 그리고 식 (26)과 (30)을 연립하여 얻어지는

$$\begin{aligned} \xi(y) &\left[ \tan \gamma(y) + \frac{1}{\gamma(y)} \right] \frac{d\gamma}{dy} \\ &= \frac{d}{dy} \left[ \xi(y) - \frac{\epsilon_2}{\beta \epsilon_1 d_2} \gamma^2(y) \right] \end{aligned} \quad (34)$$

을 이용하면 다음을 얻는다.

$$\frac{I_D(y)}{ZC_1\mu_n(y)} = [V_{GS}'' - V(y) + \alpha F'(y)] F(y) + \frac{2}{\beta} \frac{d}{dy} \left[ V(y) - \alpha F'(y) + \frac{C_2}{\beta C_1} \gamma^2(y) \right] \quad (35)$$

식 (35)를  $y=0$ 에서  $y$ 까지 적분하고  $I_D(y)$ 가  $y$ 에 무관한 전류 연속 조건을 고려하면 다음을 얻는다.

$$\frac{I_D}{ZC_1} \int_0^y \frac{dy}{\mu_n(y)} = \left( V_{GS}'' + \frac{2}{\beta} \right) [V(y) - V_0] - \frac{1}{2} [V^2(y) - V_0^2] + \frac{\alpha}{2} [F^2(y) - F_0^2] - \frac{2\alpha}{\beta} [F'(y) - F_0'] + \frac{2C_2}{\beta^2 C_1} [\gamma^2(y) - \gamma_0^2] \quad (36)$$

단,  $V_0 = V(0)$ ,  $F_0 = F(0)$ ,  $F_0' = F'(0)$ ,  $\gamma_0 = \gamma(0)$ 이다. 식 (36)에  $y=0$ 을 대입하고, 다음과 같이 정의되는 유효이동도  $\tilde{\mu}_n$

$$\tilde{\mu}_n = \frac{L}{\int_0^L \frac{dy}{\mu_n(y)}} \quad (37)$$

을 이용하면 채널 위치  $y$ 에 무관하게 표현되는 드레인 전류 식은 다음과 같이 얻어진다.

$$I_D = \frac{ZC_1\tilde{\mu}_n}{L} \left[ V_{GS}'' (V_L - V_0) - \frac{1}{2} (V_L^2 - V_0^2) + \frac{\alpha}{2} (F_L^2 - F_0^2) + \frac{2}{\beta} (V_L - V_0) - \frac{2\alpha}{\beta} (F_L' - F_0') - \frac{2C_2}{\beta^2 C_1} (\gamma_0^2 - \gamma_L^2) \right] \quad (38)$$

단,  $V_L = V(L)$ ,  $F_L = F(L)$ ,  $F_L' = F'(L)$ , 그리고  $\gamma_L = \gamma(L)$ 이다. 소오스 및 드레인의 기생 저항,  $R_S$ 와  $R_D$ 를 고려하면  $V_0$ 와  $V_L$ 는 다음과 같이 표현된다.

$$V_0 = R_S I_D \quad (39)$$

$$V_L = V_{DS} - R_D I_D \quad (40)$$

자체 정렬 또는 recessed gate 구조로 제작된 소자의 경우,  $R_S$ 와  $R_D$ 는 소오스 및 드레인 전극의 오음성 접촉 저항이 주된 값이며 양호한 공정에 의해 제작된 소자의 경우, 그 값이 작다고 보아, 본 논문에서는  $R_S \approx R_D \approx 0$ , 즉  $V_0 \approx 0$  및  $V_L \approx V_{DS}$ 로 취급하기로 한다.

한편,  $\mu_n(y)$ 의 전계 의존성은 여러 형태로 제안되고 있으나 비교적 간단한 다음의 식을 이용하자.

$$\mu_n(y) \approx \frac{\mu_o}{1 + \frac{\mu_o}{v_{sat}} F(y)} \quad (41)$$

단,  $\mu_o$ 와  $v_{sat}$ 는 각각 InGaAs 내에서 전자의 저 전계 이동도 및 포화속도이다. 식 (41)을 식 (37)에 대입하여 다음을 얻게 된다.

$$\tilde{\mu}_n = \frac{\mu_o}{1 + \frac{V_{DS}}{L F_C}} \quad (42)$$

단,  $F_C = v_{sat}/\mu_o$ 이다. 식 (41) 및  $V_0 \approx 0$ 를 식 (36)에 대입하면

$$i_D [F_C y + V(y)] = \left( V_{GS}'' + \frac{2}{\beta} \right) V(y) - \frac{1}{2} V^2(y) + \frac{\alpha}{2} [F^2(y) - F_0^2] - \frac{2\alpha}{\beta} [F'(y) - F_0'] + \frac{2C_2}{\beta^2 C_1} [\gamma^2(y) - \gamma_0^2] \quad (43)$$

단,  $i_D = I_D/(ZC_1\mu_o F_C)$ 이다. 다음의 근사식을 이용할 수 있다고 가정하자.

$$F^2(y) \approx F_0^2 + 2F_0' V(y) + \eta V^2(y) \quad (44)$$

$$F'(y) \approx F_0' + \eta V(y) \quad (45)$$

$$\gamma^2(y) \approx \gamma_0^2 - 2\gamma_0 \zeta V(y) \quad (46)$$

단,

$$\eta = \frac{F_L' - F_0'}{V_{DS}} \quad (47)$$

$$\zeta = \frac{-1}{F_0} \frac{d\gamma}{dy} \Big|_{y=0} = \frac{\beta C_1 (1 - \alpha \eta)}{2 C_2 (\tan \gamma_0 + \gamma_0 \sec^2 \gamma_0)} \quad (48)$$

식 (44), (45), 및 (46)을 이용하면 식 (38)은 다음과 같이 근사화된다.

$$I_D \approx \frac{ZC_1\tilde{\mu}_n}{L} \left[ (V_{GS} - V_T) V_{DS} - \frac{1 - \alpha \eta}{2} V_{DS}^2 \right] \quad (49)$$

단,  $V_T$ 는 문턱 전압으로서 다음과 같이 도출된다.

$$V_T = \Phi_{MS} - V_p - \alpha F_0' - \frac{2(1 - \alpha \eta)}{\beta} + \frac{2\gamma_0(1 - \alpha \eta)}{\beta(\tan \gamma_0 + \gamma_0 \sec^2 \gamma_0)} \quad (50)$$

또한, 식 (44), (45), 및 (46)을 식 (43)에 대입하면 다음을 얻는다.

$$V(y) = \frac{V_G - V_T - i_D}{1 - \alpha\eta} - \frac{\sqrt{(V_G - V_T - i_D)^2 - 2(1 - \alpha\eta)F_C i_D y}}{1 - \alpha\eta} \quad (51)$$

식 (51)을 이용하면 다음을 얻을 수 있다.

$$F(y) = \frac{F_C i_D}{\sqrt{(V_G - V_T - i_D)^2 - 2(1 - \alpha\eta)F_C i_D y}} \quad (52)$$

$$F'(y) = \frac{1 - \alpha\eta}{F_C i_D} F^3(y) \quad (53)$$

식 (53)을  $y=0$  및  $y=L$ 을 대입한 결과를 식 (47)에 대입하고 정리하면

$$\eta = \frac{F_L^3 - F_0^3}{F_C i_D V_{DS} + \alpha(F_L^3 - F_0^3)} \quad (54)$$

따라서 식 (38), (52), (53), 및 (54)를 연립하면  $F_0$ ,  $F_L$ ,  $F_0'$ ,  $F_L'$ ,  $\eta$ , 및  $i_D$ 를 반복법(iteration method)을 통해  $V_{DS}$ 의 함수로 구해진다.  $\gamma_0$ 와  $\gamma_L$ 는 식 (11) 및 (26)을 이용하여  $V_{GS}$  및  $V_{DS}$ 의 함수로 구한다.

### III. 계산 및 결과

Simulation을 위해 기판과 접한 InGaAs에서의  $E_C - E_F$  값으로 정의된  $\theta$ 는  $\theta = kT \ln(N_C/n_{i2})$ 로, 게이트 전극과 InGaAs의 일함수 차  $\Phi_{MS}$ 는  $\Phi_{MS} = \Phi_B - (\Delta E_C + \theta)/q$ 으로 계산하였다. 표 1은 본 모델의 n-InAlAs/InGaAs HEMT의 특성 도출 simulation에 사용된 파라미터 값을 나타낸다. 그림 4와 그림 5는 각각  $N_D = 2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ,  $d_1 = 350 \text{ nm}$ 로 고정하고  $3 \mu\text{m}$ 의 장 채널과  $0.25 \mu\text{m}$ 의 단 채널 소자에 대해 모의 실험하여 얻어진 기존 모델<sup>[8],[12]</sup>과 본 모델의 I-V 특성이다. 그림 6은 단 채널에서 여러 가지의 n-InAlAs층의 도핑 농도에 대해 InAlAs 층의 폭  $d_1$ 에 따른  $V_T$  값의 변화를 보이고 있으며,  $d_1$  값이 클수록 2차원 전계 효과가 두드러져 그 변화가 큼을 보이고 있다. 본 연구에서의  $V_T$ 는 통상의 extrapolated value가 아니고 식(50)으로 정의된  $V_{DS}$  및  $V_{GS}$ 에 의존하는 값이다. 그림 7은 여러 가지 게이트 전압  $V_{GS}$ 에 대한  $V_T - V_{DS}$  특성을 나타내고 있다.  $V_T$ 는  $V_{GS}$  및  $V_{DS}$ 에 따라 변화하

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

Parameter	Value	Dimension
게이트 장벽 $\Phi_B$	0.4	eV
InAlAs 층의 두께 $d_1$	350	nm
i-InAlAs 층 두께 $d_i$	50	nm
InAlAs의 유전율 $\epsilon_1$	$12.46\epsilon_0$	F/cm
InGaAs의 유전율 $\epsilon_2$	$13.1\epsilon_0$	F/cm
n-InAlAs 도핑농도 $N_D$	$2 \times 10^{17}$	$\text{cm}^{-3}$
i-InAlAs 잔존 도핑농도 $N_{Di}$	$2 \times 10^{16}$	$\text{cm}^{-3}$
이종접합 면의 전도대 바닥 준위 불연속 값 $\Delta E_C$	0.5	eV
InGaAs 내 전자의 저 전계 이동도 $\mu_0$	10000	$\text{cm}^2 / (\text{V} \cdot \text{s})$
InGaAs 내 전자의 포화속도 $v_{sat}$	$2.7 \times 10^7$	cm/s
(단 / 장) 채널 길이 $L$	0.25 / 3	$\mu\text{m}$
채널 폭 $Z$	50	$\mu\text{m}$
InGaAs의 진성 캐리어 밀도 $n_{i2}$	$1 \times 10^{15}$	$\text{cm}^{-3}$
InGaAs의 전도대 유효 상태 밀도 $N_C$	$3.3 \times 10^{17}$	$eV^{-1} \cdot \text{cm}^{-3}$

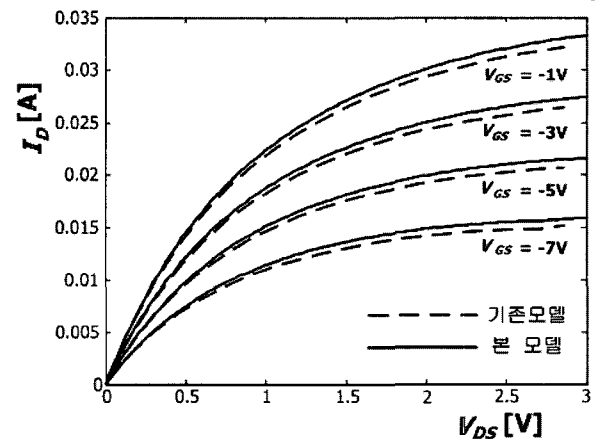


그림 3. 장 채널 n-InAlAs/InGaAs HEMT의 여러 가지  $V_{GS}$  값에 대한  $I_D - V_{DS}$  특성

Fig. 3.  $I_D - V_{DS}$  characteristics of long-channel n-InAlAs/InGaAs HEMT for various values of  $V_{GS}$ . ( $L = 3 \mu\text{m}$ ,  $Z = 50 \mu\text{m}$ ,  $d_1 = 350 \text{ nm}$ ,  $N_D = 2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ )

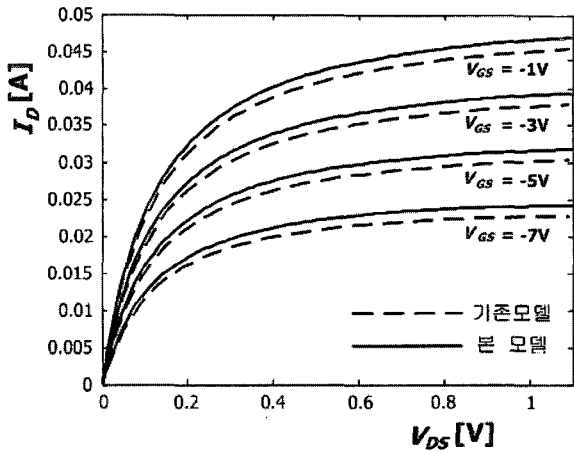


그림 4. 단 채널 n-InAlAs/InGaAs HEMT의 여러 가지  $V_{GS}$  값에 대한  $I_D - V_{DS}$  특성  
 Fig. 4.  $I_D - V_{DS}$  characteristics of short-channel n-InAlAs/InGaAs HEMT for various values of  $V_{GS}$ . ( $L = 0.25 \mu m$ ,  $Z = 50 \mu m$ ,  $d_1 = 350 nm$ ,  $N_D = 2 \times 10^{17} cm^{-3}$ )

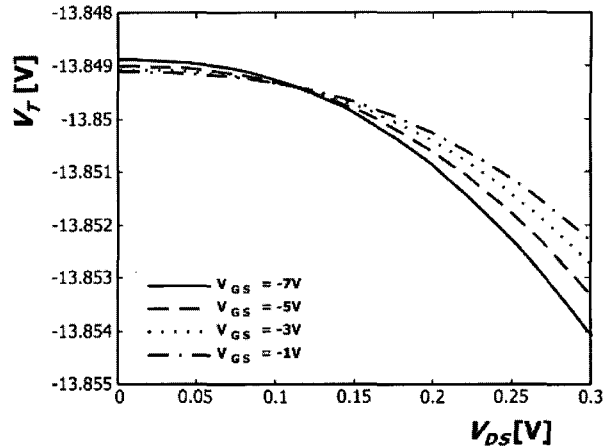


그림 6. 단 채널 n-InAlAs/InGaAs HEMT의 여러 가지  $V_{GS}$  값에 대한  $V_T - V_{DS}$  특성  
 Fig. 6.  $V_T - V_{DS}$  relation of short-channel n-InAlAs/InGaAs HEMT for various values of  $V_{GS}$ . ( $L = 0.25 \mu m$ ,  $d_1 = 350 nm$ ,  $N_D = 2 \times 10^{17} cm^{-3}$ )

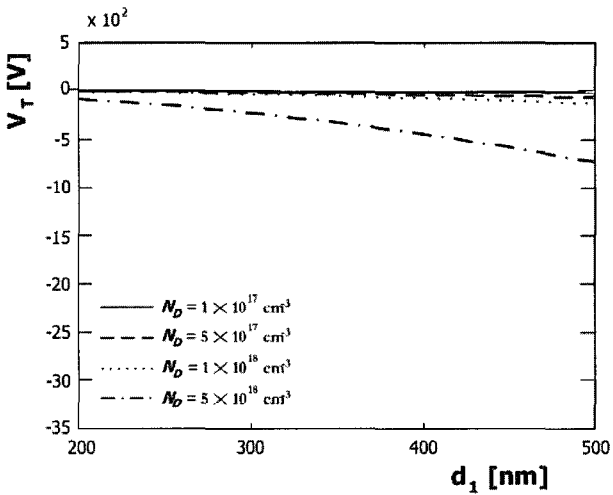


그림 5. 단 채널 n-InAlAs/InGaAs HEMT의 InAlAs의 여러 가지 도핑 농도에 대한  $V_T - d_1$  특성  
 Fig. 5.  $V_T - d_1$  relation of short-channel n-InAlAs/InGaAs HEMT for various values of  $N_D$ . ( $L = 0.25 \mu m$ ,  $V_{DS} = 1 V$ ,  $V_{GS} = -1 V$ )

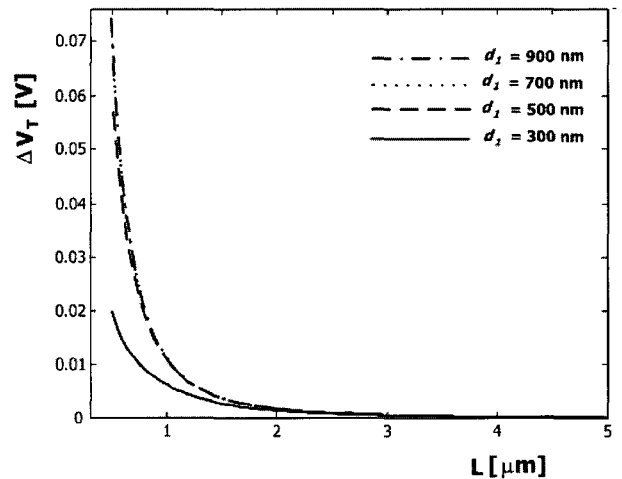


그림 7. n-InAlAs/InGaAs HEMT의 여러 가지  $d_1$  값에 대한  $\Delta V_T - L$  특성  
 Fig. 7.  $\Delta V_T - L$  relation of n-InAlAs/InGaAs HEMT for various values of  $L$ . ( $V_{DS} = 1 V$ ,  $V_{GS} = -1 V$ ,  $N_D = 2 \times 10^{17} cm^{-3}$ )

며 특히 단 채널 소자에서  $V_{DS}$  증가에 따라  $V_T$  값이 감소하는 drain induced roll-off가 그림 7에 잘 보이고 있다. 그림 8은 여러 가지 InAlAs 층의 폭  $d_1$ 에 대한  $\Delta V_T$ -채널 길이  $L$  간의 특성 결과이다.  $d_1$ 의 두께 변화에 따라 차이가 발생하는 이유는  $d_1$ 이 두꺼워질수록 2차원 전계 효과가 커지기 때문으로 이해될 수 있다.

#### IV. 결 론

본 논문에서는 InP계 HEMT 인 n-InAlAs/InGaAs HEMT에 대해 2차원 Poisson 방정식의 풀이를 이용하여 2차원 전계 효과를 고려한 단 채널 n-InAlAs/InGaAs HEMT의 전류-전압 특성을 도출하였다. 채널 전류의 연속 조건과 consistent하게 InAlAs층의 2차원적 전위 분포를 도출하기 위해서 InGaAs 영역에 형성된 양자우물을 통해서 흐르는 전자에 대한 전계-의존

이동도를 함께 고려하였다. 이와 같이 도출된 표현식들은 동작 전압의 전 구간에 걸쳐 장/단 채널 소자에 대하여 적용 가능함을 보이고 있다. Simulation 결과로부터, 본 모델은 채널 pinch-off 개념을 도입한 기존의 삼각 양자우물 모델 및 채널 길이 변조 모델에 비해 보다 합리적으로 선형영역 및 포화영역에서의 드레인 전류를 비교적 정확하게 도출함을 보이고 있다.

참 고 문 헌

[1] M. Castillo, and H. Valenzuela, "The Role of Micro-wave Technologies in the Wireless Revolution," *Microwave J.*, vol. 41, no. 9, 1998.  
 [2] K. Danehy and M. Wolf, "mm-wave Microelectronics Manufacturing," *Microwave J.*, vol. 41, no. 9, 1998.  
 [3] J. J. Rosenburg, M. Benlami, P. D. Kirchner, J. M. Woodall, and G. D. Pettit, "An In<sub>0.15</sub>Ga<sub>0.85</sub>As/GaAs Pseudomorphic Single Quantum Well HEMT," *IEEE Electron Device Lett.*, vol. EDL-6, no. 10, pp.491-493, 1985.  
 [4] A. A. Ketterson, J. Laskar, T. L. Brock, I. Adesida, J. Kolodzey, O. A. Aina, H. Hier, "DC and RF Characterization of Short-Gate-Length InGaAs/InAlAs MODFET's," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 36, no. 10, pp.2361-2363, 1989.  
 [5] T. Henderson, M. I. Aksun, C. K. Peng, H. Morkoc, P. C. Chao, P. M. Smith, K. -H. G. Duh, and L. F. Lester, "Microwave Performance of a Quarter-Micro meter Gate Low-Noise Pseudomorphic InGaAs/AlGaAs Modulation-Doped Field Effect Transistor," *IEEE Electron Device Lett.*, vol. EDL-7, no. 12, pp.649-651, 1986.

[6] L. D. Nguyen, D. C. Radulescu, P. J. Tasker, W. J. Schaff, and L. F. Eastman, "0.2- $\mu$ m Gate-Length Atomic- Planar Doped Pseudomorphic Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As/In<sub>0.25</sub>Ga<sub>0.75</sub>As MODFET's with fT over 120 GHz," *IEEE Electron Device Lett.*, vol. EDL-9, no. 8, pp.374-376, 1988.  
 [7] D. Delagebeaudeuf and N. T. Linh, "Metal-(n)AlGaAs-GaAs Two-Dimensional Electron Gas FET", *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. ED-29, no. 6, pp. 955-960, 1982.  
 [8] T. J. Drummond, H. Morkoc, K. Lee, and M. Shur, "Model for Modulation Doped Field Effect Transistor," *IEEE Electron Device Lett.*, vol. EDL-3, no. 11, pp. 338-341, 1982.  
 [9] An-Jui. Shey and Walter H. Ku, "an Analytical Current-Voltage Characteristics Model for High Electron Mobility Transistors Based on Nonlinear Charge-Control Formulation", *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. ED-36, no. 10, pp. 2299-2305, 1989.  
 [10] 오영해, 지순구, 서정하, "압전 및 자발 분극을 고려한 단채널 AlGaIn/GaN HEMT의 전류-전압 특성에 관한 해석적 모델", *대한전자공학회*, vol. 42, no. SD-12,  
 [11] Jau-Wen Chen, Mohan Thurairaj, and Mukunda B. Das, "Optimization of Gate-to-Drain Separation in Submicron Gate-Length Modulation Doped FET's for Maximum Power Gain Performance", *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. ED-41, no. 4, pp. 465-475, 1994..  
 [12] D. Hoyniak, E. Nowak, R. L. Anderson, "Channel Electron Mobility Dependence on Lateral Electric Field in Field-Effect Transistors," *J. Appl. Phys.*, vol. 87, no. 2, 2000.

저 자 소 개



오 영 해(학생회원)  
 2007년 홍익대학교 대학원 전자정보통신공학과 졸업 (공학석사).  
 2007년 현재 홍익대학교 대학원 전자정보통신공학과 박사 과정.

<주관심분야: 반도체 소자 설계, PRAM>



서 정 하(정회원)  
 제41권 SD편 제3호 참조