

몬테칼로 알고리즘을 이용한 MODFET소자의 전달특성분석 : 채널길이에 따른 특성분석

(Analysis of MODFET Transport using Monte-Carlo Algorithm ; Gate Length Dependent Characteristics)

鄭鶴起*

(Hak-Kee Jung)

要約

본 논문에서는 Monte-Carlo방법을 이용하여 게이트길이가 다른 MODFET 소자에 대하여 시뮬레이션 하였다. Monte-Carlo방법에서 대표입자의 수는 5000개로 하였으며 전계분포를 구하기 위하여 포아송 방정식을 풀었다. MODFET 소자의 구조는 n-AlGaAs/i-AlGaAs/i-GaAs로 n-AlGaAs의 도핑농도는 $1 \times 10^{17}/\text{cm}^3$, 두께는 500 Å 이며 i-AlGaAs는 50 Å으로 하였다. 게이트길이는 0.2 μm , 0.5 μm , 1.0 μm 의 세 소자에 대하여 시뮬레이션하였으며 전류-전압특성 및 전달특성을 구하였다. 전달특성을 구하기 위하여 전자우물내의 각 밴드 점유율, 채널내의 전자에너지 분포 및 전도에너지대역을 분석하였으며 각 바이어스하에서 소스-드레인간 전달된 입자의 수를 이용하여 전류-전압특성을 구하였다. 전류-전압특성을 게이트길이에 따라 비교한 결과, $L_g=0.2\mu\text{m}$ 일때 전류레벨이 가장 높았으며 이때 전달이득은 약 310mS/mm로 나타났다.

Abstract

In this paper, MODFET devices with various gate length are simulated using the Monte-Carlo method. The number of superparticle is 5000 and the Poisson equation is solved to obtain field distribution. The structure of MODFET is n-AlGaAs/i-AlGaAs/i-GaAs and doping concentration of n-AlGaAs layer is $1 \times 10^{17}/\text{cm}^3$ and the thickness is 500 Å, and the thickness of i-AlGaAs is 50 Å. The devices with gate length 0.2 μm , 0.5 μm , 1.0 μm respectively are simulated and the current-voltage curves and transport characteristics of that devices are obtained. Occupancy of each subband and electron energy distribution and conduction energy band in channel have been analyzed to obtain transport characteristics, and particles transposed from source to drain have been analyzed to current-voltage curves. Current level is highest for the device of $L_g=0.2\mu\text{m}$ and transconductance of this device is 310mS/mm.

1. 서론

* 正會員, 群山大學校 電子工學科

(Dept. of Elec. Eng., Kunsan Nat'l Univ.)

(* 이 논문은 1991년도 교육부지원 한국학술진흥재단의 자유공모(지방대육성 신진연구)과제 학술연구비에 의하여 연구되었음)

接受日字: 1992年 8月 23日

GaAs FET 중 가장 광범위하게 연구 응용되고 있는 MESFET는 도핑된 활성층을 채널로 사용하므로 쿨롱산란등에 의한 제한을 배제할 수 없다는 단점 때문에 동작속도에 한계를 보이고 있다. 이와같은 한계를 극복하기 위하여 고안, 개발되고 있는 소자가 바

로 MODFET이다. MODFET의 기본 구조인 변조 도핑에 대한 개념은 초격자구조에서 비롯되며 이는 1960년대말 Esaki와 Tsu에 의하여 처음 제시되었다.^[1] 1979년 Stomer는 이중접합 경계면에 소위 전자가스층(2DEG: Two-Dimensional Electron Gas)을 형성시키는 현상을 소자로 제작하여 확인하였다.^[2] 캐리어 역할을 하는 전자가스층의 밀도는 약 $10^{12}/\text{cm}^3$ 정도로 고밀도이며 이온화된 도너와 격리되어 있으므로 MESFET에서 문제가 되었던 쿨롱 산란이 감소하여 초고속의 특성을 보이며 77K에서는 격자산란까지도 줄일 수 있으므로 이 성질을 이용하여 수십 GHz 이상의 주파수를 갖는 소자까지도 개발 가능하게 되었다. 1981년 Daniel Delagebeaudeuf 등에 의하여 MODFET의 기본구조가 제안되면서^[3] 단일헤테로접합구조, 이중헤테로접합구조, 초격자형 구조와 최근에는 헤테로접합의 불규칙성을 이용한 pseudomorphic구조에까지 이르고 있다.^[4] MODFET 구조가 발전하면서 이에 대한 해석도 점점 발전하게 되었다. 1980년대 초에는 주로 게이트전압에 따른 채널내 전자밀도 제어에 대하여 게이트 아래의 일차원적 해석에 중점을 두었으나 이 방법은 풀기 어려운 Schrodinger 방정식을 해석하여야만 할뿐만 아니라 게이트와 소스, 게이트와 드레인사이에서 일어나는 현상을 해석하지 못하고 소자의 단편적인 면만을 고려하였기 때문에 실제 소자에서 발생하는 기생현상을 고려할 수 없다는 단점이 있었다. 이와같은 문제점을 해결하기 위하여 80년대 중반부터 유한차분법과 유한요소법을 이용한 이차원적 해석을 하게 되었다.^[5] 그러나 이 방법 또한 근사화하기 어려운 전류연속방정식을 풀어야만하고 이 때 발생하는 오차에 의한 문제점이 있었다. 최근에 AlGaAs와 GaAs, 그리고 2DEG의 산란 모델이 정확히 밝혀지고 각 물질의 에너지 밴드구조가 여러 실험에 의하여 구체화되면서부터 초고속컴퓨터를 이용한 입자시뮬레이션 (particle simulation 또는 Monte-Carlo simulation)방법이 각광을 받기 시작하였다. 방대한 처리시간을 요구하는 입자시뮬레이션방법은 이미 1960년대에 널리 알려진 방법이다. 그러나 그 당시 이 방법을 이용할만한 컴퓨터가 없었으며 대상도 흔치 않았으므로 60년대나 70년대에는 이 방법을 이용한 논문이 거의 발표되지 않았으나 최근 컴퓨터의 처리속도가 급격히 향상되고 쉽게 접근할 수 있기 때문에 이 방법을 이용하여 보다 정확한 모델을 설정하려 하고 있다.^[6]

MESFET의 경우는 이 방법을 이용하여 소자내 전류-전압특성을 구하였으나^[7] MODFET는 아직 전달

특성을 조사, 발전시키는 기초 단계에 머물러있다. MODFET의 제작및 응용을 위해서는 MODFET소자의 공정파라메타와 소자파라메타에 따른 물리적, 전기적 특성을 정확히 이해하며 최종적으로는 전류-전압 관계와 캐패시턴스-전압관계등을 이용하여 MODFET회로의 시뮬레이션에 응용되어야한다. 위와같은 취지에서 본 논문에서는 입자시뮬레이션방법을 이용하여 MODFET의 채널길이에 따른 전달특성을 조사, 분석하였다.^[8] 시뮬레이션 대상으로는 가장 연구가 많이 진척되고 있는 n-AlGaAs/i-AlGaAs/i-GaAs를 사용하였으며 각물질의 물리적특성은 타 논문에서 발표된 값 중에서 가장 보편 타당성이 있는 값을 사용하였다.^{[9] [10] [11]}

II. MODFET 및 Monte-Carlo시뮬레이션

1. MODFET의 특성

시뮬레이션에 사용된 AlGaAs/GaAs MODFET의 구조를 그림 1에 나타내었다. n-AlGaAs와 GaAs는 전자 친화력의 차이에 의하여 n-AlGaAs층의 전자가 GaAs의 경계면으로 이동하게 되고 이 전자들은 경계면에 이차원 전자 가스층(2DEG)을 형성하게 된다. 이 전자 가스층은 n-AlGaAs층의 이온화된 불순물과의 격리로 인하여 쿨롱 산란이 감소하며 이 효과를 증대시키기 위하여 도핑되지 않은 AlGaAs를 삽입시켜 이온화된 도너와 캐리어로 작용하는 전자사이에 상호 산란을 더욱 감소시킨다.

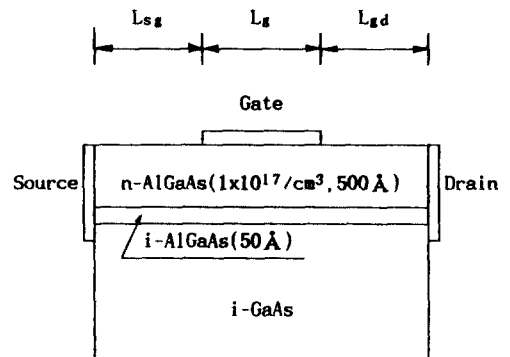


그림 1. MODFET구조

Fig. 1. Structure of MODFET.

그러나 이와 같은 산란에 의한 효과를 줄이기 위하여 i-AlGaAs의 두께를 매우 크게하면 n-AlGaAs의 자유 전자들이 이 격리막(spacer)을 통과하기에는 많은 에너지를 필요로 하게 되어 상대적으로 가스층의 전

자 밀도가 감소하게 되며 결과적으로 전류의 크기가 감소하게 된다. 그러므로 전자 가스층의 밀도와 쿨롱 산란에 의한 이동도간의 보완관계 때문에 i-AlGaAs는 최적의 두께를 구하여 최대의 효과를 얻어야만 한다.^[12]

AlGaAs는 n형으로 도핑시켰으며 도핑농도는 $1 \times 10^{17}/\text{cm}^3$ 이다. 완충 영역인 GaAs층은 제작시 도핑되지않은 순수 반도체이지만 결과적으로는 저농도의 p-형으로 도핑되는 것으로 알려져 있다. 이는 불순물에 의한 효과로 시뮬레이션에서는 $1 \times 10^{14}/\text{cm}^3$ 을 사용하였다. AlGaAs층과 GaAs층에서 Γ, L, X 밸리를 고려하였다. n-AlGaAs는 500 Å으로 결핍형 MODFET에 대하여 시뮬레이션하였으며 게이트-소스 간격과 게이트-드레인 간격은 $L_{sg}=L_g=L_{gd}$ 이며 해당 소자값은 0.2, 0.5, 1 μm를 사용하였다. 특히 AlGaAs에 n형 도판트로 주로 사용되고 있는 실리콘은 shallow 도너 레벨이외에도 몇개의 deep 도너 레벨이 존재하는 것으로 알려져 있으므로 도판트가 완전히 이온화 되지는 않는 것으로 고려하였다.^[13] Al의 구성비에 따라 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 로 표기되는 AlGaAs층은 x값에따른 deep 도너 레벨의 변화에 대해서는 아직 확실한 메커니즘이 밝혀지지 않았으나 실험에서 가장 많이 사용하고있는 $x = 0.3$ 일때의 에너지 레벨값과 각 점유율을 이용하여 페르미-디락(Fermi-Dirac) 분포에의하여 이온화된 전자 밀도를 구하였다.

2DEG는 그림 1에서와 같이 헤테로접합의 경계면에 존재하는 포텐셜 우물안에서 다수의 불연속적인 준위를 갖는 것으로 알려져 있으며 그 중 대다수의 전자가 E_0 의 에너지 준위를 갖는 기저 상태(ground state)와 E_1 의 에너지 준위를 갖는 제일서브밴드 상태(first subband)에 존재하는 것으로 알려져 있으므로 본 시뮬레이션에서는 E_0 와 E_1 만 고려하였다.^[14]

2DEG의 밀도는 게이트 전압에 따라 변화함으로 시뮬레이션시 이를 미리 구하여 사용하였으며 전파 상수 k 와 에너지 E의 관계는 nonparabolic 모델을 사용하였다.^[14]

산란에는 크게 결함 산란(defect scattering), 격자 산란(lattice scattering) 과 입자간 산란(carrier-carrier scattering)으로 나누어진다. 결함에 의한 산란은 격자의 결함이나 불순물 또는 합금에 의하여 발생하는 산란으로서 도핑이나 합금 제작시 발생하게 된다. 격자 산란은 절대 온도 0°K 이상에서는 항상 존재하는 산란으로서 주로 열자(phonon)에 의한 산란이 대부분을 차지하며 크게는 계곡내 산란(intravalley scattering)과 계곡간 산란

(intervalley scattering)으로 구분되며 이에 는 음향 산란(acoustic scattering), 광자 산란(optical scattering), 극성 산란(polar scattering), 비극성 산란(nonpolar scattering)등이 있다.^[15] 입자간 산란은 저농도 도핑시에는 주로 무시하며 고농도의 불순물 첨가시 발생하는 산란으로서 특히 MODFET와 같이 전자 가스층에 고밀집되어 있는 전자들간의 산란은 소자 시뮬레이션시 무시할 수 없는 요소로 작용하게 된다. 본 논문에서는 위의 산란을 모두 고려하였다.

2. Monte-Carlo 시뮬레이션

입자 시뮬레이션은 난수를 이용하는 확률론적 과정(stochastic process)으로써 전자의 흐름을 대표 입자(super particle)의 흐름으로 전체 소자내의 입자운동을 해석하는 방법이다. 이 방법은 전자의 흐름을 시간마다 관찰할 수 있으며 그에 따른 물리적, 전기적 특성을 해석하여 정확히 소자의 특성을 고찰할 수 있다는 장점이 있다. 특히 물리적 특성을 입력으로 하고 산란에 대한 정확한 모델이 사용되었다면 실험치에 가장 근사한 시뮬레이션값을 얻을 수 있다. 이 방법을 적용하기 위하여 프로그래밍하여야만하는 주요 과정은 다음과 같다.

1) 자유 비행시간 결정

소자내 입자는 자유비행 중에 임의의 산란에 의하여 순간적으로 멈추게 된다. 이때까지 비행한 시간을 자유 비행 시간(free flight time)이라고 한다. 이는 임의의 시간 t에서 산란이 발생할 확률밀도를 $P(t)$ 라 하면 난수를 이용하여 결정될 수 있다. 즉,

$$r = \int_0^t P(t)dt / \int P(t)dt \quad (1)$$

이다. 그러나 식(1)에서 자유 비행 시간 t_f 를 결정하는 것은 매우 어려울 뿐만아니라 상당한 시간이 소요되므로 자기 산란(self-scattering)개념을 이용하여 t_f 를 간단히 구할 수 있다. 자기산란을 이용한 실제 자유비행시간 t_f 는

$$t_f = \ln(r) / \Gamma \quad (2)$$

이며 자기 산란 과정을 사용할 때는 위에서 알 수 있듯이 총산란율 Γ 가 자유 비행 시간중에 상수이어야 함으로 적당한 Γ 값을 찾기위하여 Γ -탐색(searching) 알고리즘을 사용하여야 한다.^[16]

2. 입자의 위치결정

입자가 자유 비행 시간까지 비행한 위치를 결정하기 위하여 먼저 식(3)에 의하여 전파 상수의 변화를 계산하여야 한다.

$$\begin{aligned} k_x &= k_{x0} + eF_x t / \hbar \\ k_y &= k_{y0} \\ k_z &= k_{z0} + eF_z t / \hbar \end{aligned} \quad (3)$$

여기서 전계는 Z방향과 X방향만을 고려하였으며 첨자 0는 전 상태를 나타낸다. 식(3)에서 구한 전파 상수를 이용하여 식(4)에서 각 입자의 위치를 결정한다.

$$\begin{aligned} x &= x_0 + eF_x t^2 / 2m^* (1+2\alpha) + \hbar k_x t / m^* (1+2\alpha) \\ y &= y_0 \\ z &= z_0 + eF_z t^2 / 2m^* (1+2\alpha) + \hbar k_z t / m^* (1+2\alpha) \end{aligned} \quad (4)$$

그러나 MODFET의 경우는 MESFET와는 달리 AlGaAs와 GaAs가 헤테로 접합을 하고 있기 때문에 GaAs층에서 AlGaAs층으로 입자가 천이하기 위해서는 임계 에너지가 요구된다. 즉, 입자가 층간 천이되었다면 임계에너지만큼의 에너지변화가 일어나고 이 에너지는 전도대의 차 ΔE_c 로 주어지며 이는 Al의 불분율에 따라 변화한다. 본 논문에서는 J. Batey et. al.에 의하여 실험적으로 밝혀진 $0.6 \Delta E_g$ 에 해당하는 식(5)를 이용하여 시뮬레이션하였다.^[17]

$$\Delta E_c = 0.831x \text{ [eV]} \quad (5)$$

입자의 에너지가 임계에너지보다 작을때 층의 변화가 발생하는 경우는 무시하도록 프로그래밍하였다. 또한 금속 접촉을 하고 있는 게이트, 소스, 드레인을 제외한 영역으로 입자가 소자밖으로 이동하였을 경우는 영상 효과(image effect)에 의하여 입자의 위치를 수정하였다.

3. 산란후 에너지 변화

산란의 종류가 결정되면 이에 해당하는 에너지 변화가 생기게 된다. 음향 산란과 이온화된 불순물 산란의 경우는 에너지변화가 일어나지 않으며 타 밸리간 산란 및 밴드간 산란의 경우는 각각 밸리천이와 밴드 천이가 발생하므로 사용해야하는 총산란율도 변화되어야 한다. 에너지 변화가 결정되면 식(6)과 식(7)에 의하여 산란후 에너지와 전파 상수를 구할 수 있다.

$$E' = E + \Delta E \quad (6)$$

$$\hbar k'^2 / 2m^* = E' (1 + \alpha E') \quad (7)$$

4. 산란후 전파 상수의 성분 결정^[18]

산란후 입자의 산란각도를 결정하는데에는 산란의 각도 의존도를 나타내는 각 분포밀도함수(angular distribution density function) $P(\theta)$ 가 사용된다. 즉,

$$P(\theta) d\theta \propto P(k, k') \cos\theta d\theta$$

와 같은 관계를 가지며

$$\begin{aligned} r_x &= \int P(\theta) d\theta \\ \phi &= 2\pi r_y \end{aligned}$$

에서 난수 r_x 와 r_y 를 이용하여 θ 와 ϕ 를 구한다.

L 밸리와 X 밸리에서 음향 산란과 밸리간 산란, 불순물산란, 합금산란, 압전산란등의 경우는 k 와 k' 사이의 각에 무관하므로 산란후 진행각도는 하나의 난수를 이용하여 구할 수 있다. 즉, 난수를 이용하여 구한 θ 값으로 $k_z = |k' \cos\theta|$, $k_x = |k' \sin\theta|$ 와 같이 각 방향 성분을 구할 수 있다.

그이외의 산란의 경우는 ϕ 는 간단히 결정되지만 θ 를 결정하기는 용이치 않으므로 각분포밀도함수 $P(\theta)$ 와 난수를 이용하는 리젝션(Rejection)방법을 사용하였다. $P(\cos\theta) = P(\theta) / \sin\theta$ 라 하면 $P(\cos\theta)$ 는 $\cos\theta = 1$ 일때 최대값을 갖는다.

이때 첫번째 난수 r_1 ($-1 < r_1 < 1$)을 이용하여 $P(r_1)$ 을 구하고 $0 < r_2 < P(1)$ 의 두번째 난수를 발생하여 $P(r_1)$ 과 r_2 의 크기를 비교한다. r_2 가 $P(r_1)$ 보다 작으면 $r_1 = \cos\theta$ 에서 θ 를 구하여 사용하나 r_2 가 $P(r_1)$ 보다 크다면 다시 다른 r_1 과 r_2 쌍을 이용하여 이 과정을 반복한다. 이와같이 구한 θ , ϕ 를 이용하여 그 림 2에서 k' 의 방향 요소를 식(8)과 같이 구할 수 있다.

$$\begin{aligned} k_z &= k' \cos\theta_k \\ k_y &= k' \sin\theta_k \cos\phi_k \\ k_x &= k' \sin\theta_k \sin\phi_k \end{aligned} \quad (8)$$

5. 입자의 분포

대표 입자는 5000개를 사용하였으며 바이어스상태에 따라 20fs-50fs동안 자유 비행한 입자들의 위치변화에 의하여 포텐셜 에너지의 변화를 일으키며 포텐셜 에너지의 재배열을 위하여 포아슨 방정식을 풀어준다.

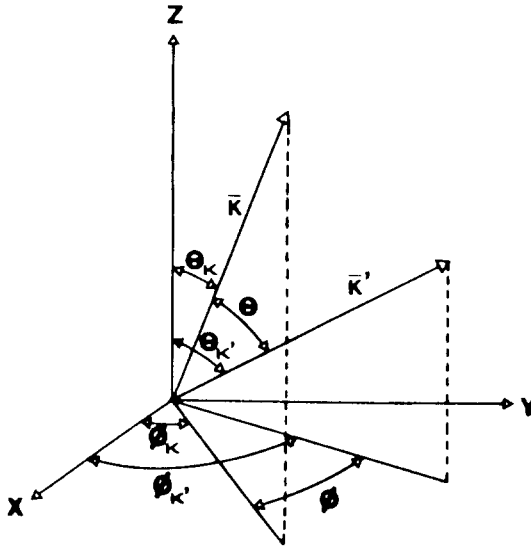


그림 2 산란 각도의 관계
Fig. 2. Relation of scattering angle.

포아슨 방정식은 50 x 50개의 요소로 나누어 유한 차분법에 의하여 계산하였다. 이때 각 노드 점의 전하 밀도는 Cloud-In-Cell(CIC)방식을 이용하였다.^[19] 포아슨 방정식을 풀때 소자의 경계에서는 해당 경계 조건을 만족하도록 풀어야한다. 미분 방정식을 풀기 위한 경계조건은 Dirichlet 경계조건과 Neumann 경계조건을 이용하였다.

소자에서 게이트 금속 접합면은 쇼트키 접촉을 하고 있으므로 게이트 전압과 쇼트키 장벽 전위가 적용 되고 드레인과 소스영역은 음 접촉을 하고 있으므로 인가된 전압이 적용되도록 하는 Dirichlet 경계조건 영역이다. 금속 접합면을 제외한 부분은 Neumann 경계조건을 이용하여 전류의 입출력이 없도록 포텐셜과 농도의 변화량을 0 으로 한다. 쇼트키 장벽은 식 (2-9)과 같이 AlGaAs의 Al 물분율 x에 따라 변화 하는 T.W.Hickmott et.al.의 실험값을 사용하였다.^[20]

$$\phi_s = 0.92 + 0.32x \text{ [eV]} \quad (9)$$

전계를 입자의 흐름에 따라 재배치하기 위하여 풀어주는 포아슨 방정식은 SOR(successive over-relaxation)방법을 이용하여 반복계산하였다. 이때 오차의 한계는 $\epsilon = 10^{-6}$ 으로 하였으며 가중치(weighting factor)는 $\omega = 1.25$ 로 하였다.

프로그램의 구성은 메인 루틴과 41개의 서브루틴 그리고 전술한 바와같이 각 층마다 산란율을 계산하는 프로그램으로 구성되어 있다.

위의 과정을 그림 3에 흐름도로 나타내었다.

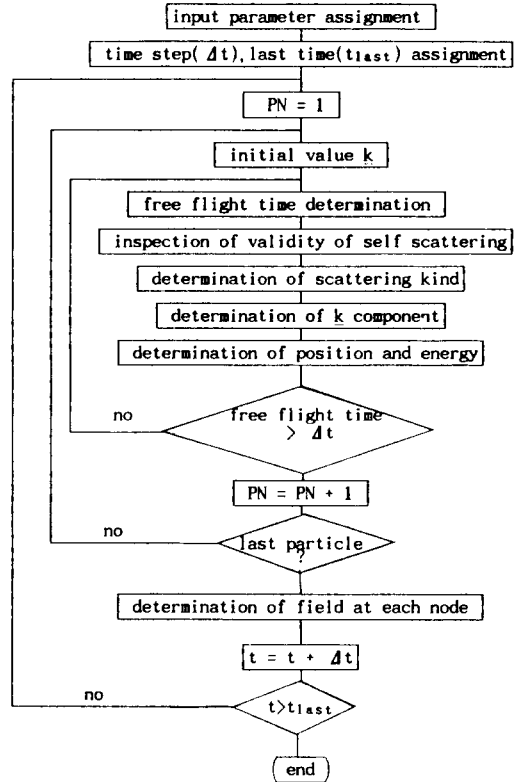


그림 3. 입자 시뮬레이션의 흐름도
Fig. 3. Flowchart of particle simulation.

Ⅲ. 시뮬레이션 결과 및 고찰

1. 2DEG 영역내의 전자 점유율
정해진 전압이 t=0에서 V_{gs} 와 V_{ds} 에 인가된 후, 10psec까지의 결과를 유도하였다. 대표입자들은 대부분 전자우물내에 존재하므로 이 영역에서의 각 밴드 점유율은 전달특성에 큰 영향을 미친다. 그림 4는 시간에 대한 전자우물내의 기저밴드(S_0)와 제일서브밴드(S_1)에서의 점유율을 나타낸 것이다. 그림에서 알 수 있듯이 약 1psec 후, 정상상태에 도달하며 정상상태 도달 이후를 비교하면 $L_g=1.0 \mu m$ 일때 상대적으로 긴 채널을 입자가 통과하므로 S_0 보다 산란율이 큰 S_1 으로 천이하는 입자수가 증가함을 알 수 있으며 이는 $L_g=1.0 \mu m$ 일때 전달특성이 다른 소자에 비하여 떨어

침을 알 수 있다. $L_g=0.2 \mu\text{m}$ 일때는 S_0 의 입자수가 S_1 의 입자수에 비하여 약 2배의 점유율을 보이며 S_0 에서는 산란율이 적으므로 고속의 입자전달을 보일 것으로 추측 할 수 있다. $L_g=0.5 \mu\text{m}$ 일때의 결과는 $L_g=0.2 \mu\text{m}$ 와 $L_g=1.0 \mu\text{m}$ 일때의 중간 정도 특성을 보임을 알 수 있다. 또한 스위칭속도에 영향을 미치는 정상상태 도달시간도 $L_g=0.2 \mu\text{m}$ 일때 가장 빠름을 알 수 있다. 위와같이 밴드간 천이가 발생하는 위치를 알아보기 위하여 소자내 위치에 따른 점유율을 그림 5에 이차함수로 근사하여 도시하였다. 대부분의 천이는 소스의 게이트 모서리에서 발생하며 게이트-드레인간에서는 $L_g=0.2 \mu\text{m}$ 를 제외하면 S_1 의 점유율이 S_0 의 점유율보다 크게 됨을 알 수 있다. 이는 대부분의 전기장이 형성되는 게이트-드레인 영역에서 보다 많은 에너지를 흡수하여 상위 레벨로 천이함을 알 수 있다. 그러나 $L_g=0.2 \mu\text{m}$ 일때는 상대적으로 게이트-드레인간의 길이가 적어 S_1 으로 천이하는 입자보다 드레인 영역으로 전달되는 입자의 수가 많기 때문에 그림 5에서 보듯이 거의 일정한 점유율을 갖게 된다. GaAs 벌크영역에서의 점유율은 매우 적기 때문에 각 그래프에서 무시하였다.

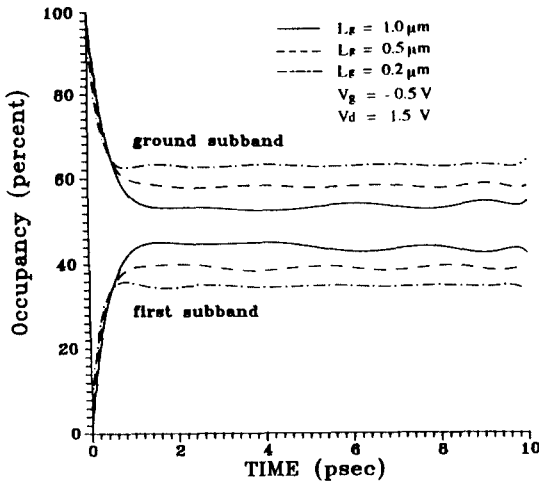


그림 4. 게이트길이에 따른 시간에 대한 점유율의 변화

Fig. 4. Occupancy to time according to gate length.

2. 전자에너지 분포 및 전도에너지대역

소스에서 드레인까지 드리프트하는 입자들은 산란 및 전기장에 의하여 에너지의 변화를 일으킨다. 최초

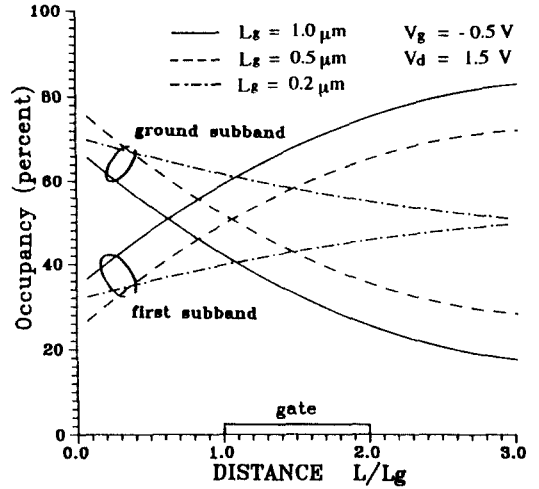


그림 5. 게이트길이에 따른 위치에 대한 점유율의 변화

Fig. 5. Occupancy to distance according to gate length.

입자들은 상온에 의한 열에너지 정도만을 갖고며 드레인으로 진행할수록 에너지를 흡수하여 드레인 콘택에서는 매우 큰 에너지를 갖게 된다. 그림 6에 소자내 위치에 따른 에너지분포를 각 게이트 길이를 변수로 하여 사차함수로 근사하여 도시하였다. 또한 소자내 전기장의 분포를 그림 7에 도시하였다. 에너지의 변화율은 게이트영역에서는 거의 일정하며 게이트-드레인 영역에서 전기장에 의하여 크게 증가함을 알 수 있다. 3-1절에서 언급한 바와같이 S_1 밴드 점유율이 큰 $L_g=1.0 \mu\text{m}$ 소자의 에너지가 가장 크나 증가율은 게이트-드레인간에서 전기장이 가장 넓게 분포하고 있는 $L_g=0.2 \mu\text{m}$ 일때 가장 큼을 알 수 있다. 그림 6과 그림 7에서 알 수 있듯이 소스-게이트간의 에너지 증가는 주로 산란에 의한 것이며 게이트-드레인간의 에너지증가는 전기장에 의한 것임을 알 수 있다.

게이트전압을 -0.5V , 드레인전압을 1.5V 로 고정시키고 게이트길이에 따라 MODFET내의 전도에너지대역도를 이차원선도로 그림 8에 도시하였다. 각 분포선의 간격은 0.4eV 이며 소스-드레인간의 길이는 $L_g=1 \mu\text{m}$ 일때를 기준으로 $0.5 \mu\text{m}$, $0.2 \mu\text{m}$ 의 결과를 확대하여 표시하였다. 그림에서 알 수 있듯이 드레인쪽의 게이트모서리에서 분포가 가장 조밀하며 여기서 발생하는 전기장에 의하여 입자들이 드리프트함을 알 수 있다. 게이트영역에서는 게이트인가전압 및 쇼트키장벽전위에 의한 분포를 보인다. 채널길이에 따라 게이

트-드레인간의 분포를 비교할때 비슷한 간격으로 보이나 0.5 μ m, 0.2 μ m은 확대한 그래프이므로 그림 7와 비교하면 게이트-드레인간의 전기장이 임계값 이상을 나타내는 영역은 실제 $L_g=0.2\mu$ m일때 가장 적다. 또한 소스에서 게이트까지는 거의 무시할 정도의 전계 분포를 보임으로 이 영역에서의 입자전달은 산란에 의한 것임을 확인할 수 있다.

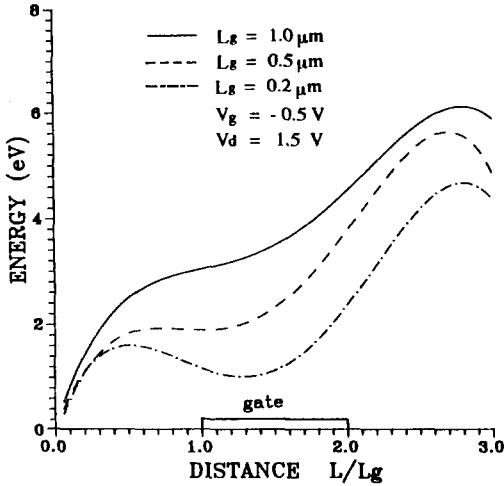


그림 6. 게이트길이에 따른 위치에 대한 에너지변화
Fig. 6. Energy to distance according to gate length.

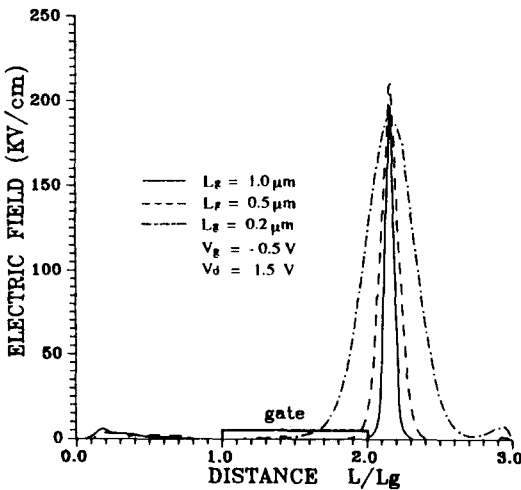


그림 7. 게이트길이에 따른 전기장의 분포
Fig. 7. Electric field distribution according to gate length.

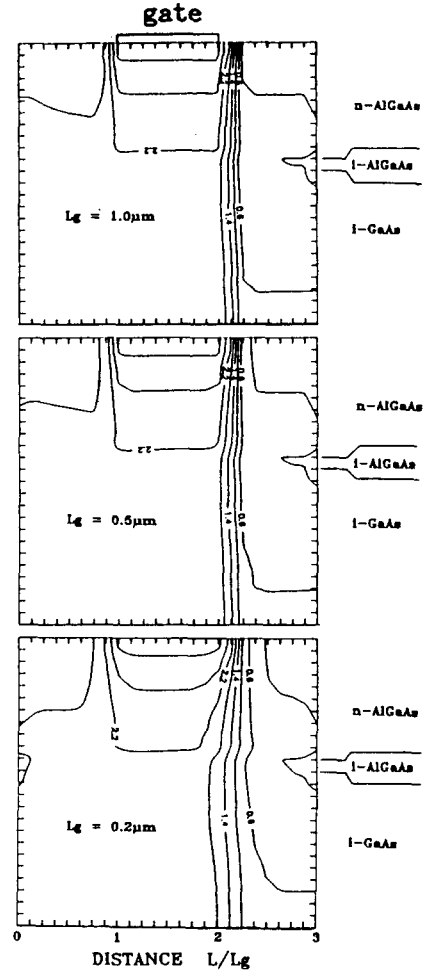


그림 8. 에너지대역도의 이차원선도($V_g=-0.5V$, $V_d=1.5V$)

Fig. 8. Two dimensional diagram of conduction energy band.

3. 채널길이에 따른 전류-전압특성

드레인에 전달된 입자 즉, 대표입자들은 입자당 해당 전하량을 갖게 되며 이 입자의 흐름은 전류로 표현될 수 있다. 게이트전압 및 드레인전압의 변화에 따라 전달된 입자의 수는 변화하였으며 이는 전류의 변화로 나타났다. 이와같이 시뮬레이션하여 구하여진 전달된 입자의 수를 이용하여 각 해당 소자의 전류-전압특성을 구하였다.

$V_g=-0.5V$ 일때 V_d 값을 변화시키면서 I_d 값을 구하여 그림 9에 도시하였다. 결과에서 알 수 있듯이 $L_g=0.2\mu$ m일때 short-channel효과에 의하여 포화영역에서 드레인 컨덕턴스가 증가함을 알 수 있다. 포화전류는

L_g 가 감소할수록 증가하며 증가율은 비선형적임을 알 수 있다. 이는 L_g 의 감소에 따라 다른 디자인요소들은 일정하게 유지시켰으므로 정확히 스케일링되지 않았기 때문이다. 또한 $L_g=0.2\mu\text{m}$ 일 때는 $L_g=0.5\mu\text{m}$ 일 때보다 급격히 전류레벨이 증가함을 알 수 있는데 이는 앞절에서 언급한 바와같이 $L_g=0.2\mu\text{m}$ 일 때는 S_1 보다 S_0 에 보다 많은 입자가 존재함으로 소스에서 드레인간 입자의 전달이 빠르며 결과적으로 전류레벨의 증가로 나타나기 때문이다.

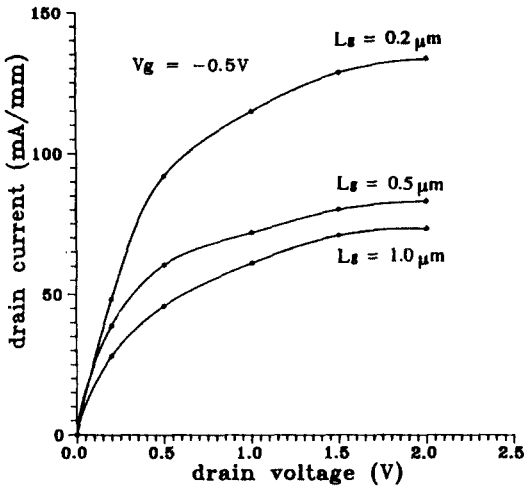


그림 9. 게이트길이에 따른 전류-전압특성 곡선
Fig. 9. Current-voltage curve according to gate length.

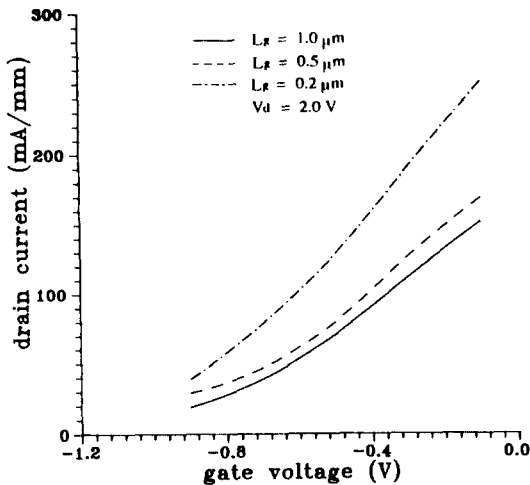


그림 10. 드레인전류 대 게이트전압과의 관계
Fig. 10. Drain current vs. gate voltage relation.

전달특성을 조사하기 위하여 게이트전압에 대한 드레인전류의 변화를 시뮬레이션하였다. 드레인전압이 2.0V일때 각 채널길이에 대하여 게이트전압을 -0.9V에서 -0.1V까지 변화시키고 이때의 드레인 전류 값을 그림 10에 도시하였다. 이 그림에서는 AlGaAs 내의 입자전달은 무시하였다. 그림에서 알 수 있듯이 $L_g=1.0\mu\text{m}$ 와 $L_g=0.5\mu\text{m}$ 일 때는 I_d 가 V_g 에 거의 자승에 비례하나 $L_g=0.2\mu\text{m}$ 일 때는 선형적인 특성을 보인다. 이는 게이트길이가 적을때 포화속도가 포화전류에 큰 영향을 미치며 게이트길이가 길어질수록 전류는 입자 산란에 의한 이동도에 영향을 받기 때문이다. 각 그래프를 외삽하여 구한 문턱전압은 약 -1.1V에서 -1.2V정도이며 short-channel 효과에 의하여 게이트길이가 짧을수록 문턱전압 근처에서 보다 많은 전류가 흐르는 것을 알 수 있다.

4. 채널길이에 따른 전달이득

I_d 와 V_g 관계를 이용하여 각 소자에 해당하는 전달이득(G_m)을 구하여 그림 11에 도시하였다. $L_g=1.0\mu\text{m}$ 일때 최대전달이득은 -0.4V일때 약 205mS/mm 정도이며 $L_g=0.5\mu\text{m}$ 일때는 240mS/mm정도로 증가한다. $L_g=0.2\mu\text{m}$ 일때는 최대전달이득이 더욱 증가하여 약 310mS/mm정도이다. 그림 11의 그래프를 보면 문턱전압에서 급격히 증가하며 게이트전압이 0.0V에서 급격히 감소함을 알 수 있다. 본 시뮬레이션의 결과는 AlGaAs내의 입자전달은 고려하지 않았기 때문에 0.0V의 게이트전압에서 전달이득이 급격히 감소하는 결과는 소스-게이트간의 입자속도에 의한 전류제한 때문인 것으로 생각할 수 있다.

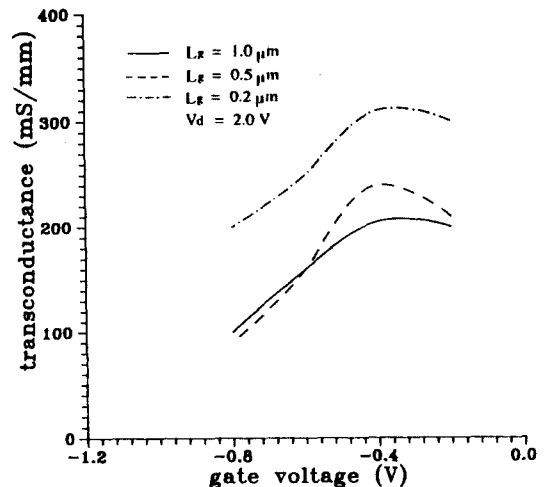


그림 11. 게이트전압에 대한 전달이득의 변화
Fig. 11. Transconductance to gate voltage.

그림 11을 이용하여 게이트길이에 따른 최대전달이득의 변화를 보간법에 의하여 이차함수로 근사화하여 그림 12에 도시하였다. $L_g=1.0\mu\text{m}$ 이상의 소자에서는 계속 최대전달이득이 감소하는 경향을 보일 것으로 추측되며 $L_g=0.5\mu\text{m}$ 이하의 소자에서는 급격히 최대전달이득이 증가하여 $L_g=0.1\mu\text{m}$ 정도의 미세소자의 경우는 최대전달이득이 350mS/mm 로 예측할 수 있다.

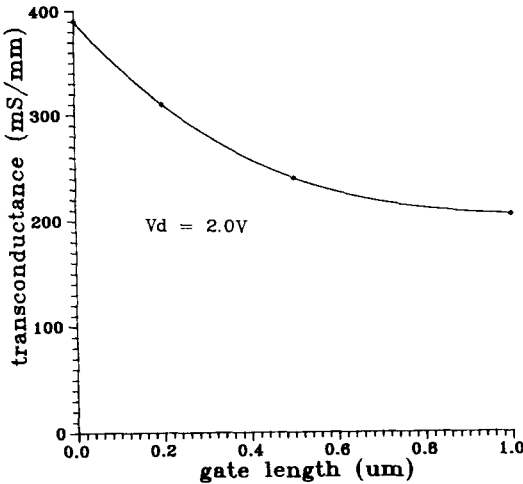


그림 12. 게이트길이에 따른 전달이득의 변화
Fig. 12. Transconductance to gate length.

IV. 결론

본 논문에서는 최근 주목되고 있는 MODFET소자를 보다 정확히 해석하기 위하여 입자시물레이션하였으며 이를 위하여 입자시물레이션 알고리즘을 연구하여 프로그래밍하였다. 이 프로그램은 16MIPS 속도의 마이크로컴퓨터를 이용하여 실행되었으며 시물레이션결과가 유도되었다. 궁극적으로 채널길이에 따른 전류-전압특성 및 전달특성을 유도하기 위하여 각 밴드 점유율, 입자에너지 및 포텐셜에너지등을 분석하였다. 이는 MODFET와 같이 이종 접합구조를 갖고 공정상 제작하기 어려운 구조에서는 실제 소자제작전에 미리 예측하여야만하는 소자의 물리적인 특성들이다. 난수성을 이용하는 확률·통계적방법이므로 타시물레이션방법에서는 얻을 수 없는 물리적특성을 얻을 수 있으나 전류-전압특성의 한점을 얻기위하여 방대한 시물레이션시간이 요구된다는 단점도 있다. 그러나 이 단점은 보다 초고속의 컴퓨터를 사용한다면 충분히 해결될 수 있으리라 생각된다.

여러 형태의 MODFET가 존재하지만 본 시물레이션에서는 가장 간단한 단일 이종접합구조를 대상으로 하였으며 이는 이종접합구조 및 최근 새로운 구조로 각광받는 pseudomorphic 구조를 해석하는데도 큰 도움이 될 것이며 보다 개선된 MODFET구조를 제안하는데도 기초가 될 것이다. 또한 MODFET소자는 상당히 작은 전압에서 동작함을 알 수 있으며 이는 최근 고집적화되고 있는 소자들의 전력소비면에서 큰 이점이 될 것이다. 동작특성을 보면 $L_g=0.2\mu\text{m}$ 에서 약 310mS/mm 의 높은 전달이득특성을 보이는 것을 알 수 있는데 이는 위성통신분야 등 초고주파가 요구되는 통신분야소자로 기대가 되며 특히 MMIC의 활성소자로 사용하기에 적당할 것이다.^[8] 앞으로 입자 시물레이션할때 시물레이션시간을 줄이기 위한 알고리즘을 연구하여 보다 신속히 결과를 얻어냄으로써 시물레이션의 효용가치를 높여야 하겠으며 또한 다양한 소자구조와 도핑농도에 따른 입력변수 값을 데이터베이스화하여 어떠한 구조라도 시물레이션할 수 있도록 하여야할 것이다.

參考文獻

- [1] L. Esaki and K. Tsu, "Superlattice and negative conductivity in Semiconductor," IBM Res. Rep. RC-2418, 1969.
- [2] H.L.Stormer, R. Dingle and A.C. Gossard, "Two-dimensional electron gas at differentially doped GaAs-Al_xGa_{1-x}As heterojunction interface," *J. Vac. Sci. Tech.*, vol.16, 1979, pp.1517-1519.
- [3] Daniel Delagebeaudeuf and Nuyen T. Linh, "Charge Control of Heterojunction Two-Dimensional Electron Gas for MESFET Application," *IEEE Trans. on Electron Devices*, vol.ED-28, no.7, 1981, pp.790-795.
- [4] Duke H. Park and Kevin F. Brennan, "Theoretical Analysis of an Al_{0.15}Ga_{0.85}As/In_{0.15}Ga_{0.85}As Pseudomorphic HEMT Using an Ensemble Monte-Carlo Simulation," *IEEE Trans. on Electron Devices*, vol.ED-36, no.7, 1989, pp. 1254-1263.
- [5] David J. Widiger, I.C.Kizily, Karl Hess and James J. Coleman, "Two-Dimensional Transient Simulation of an

- Idealized High Electron Mobility Transistor," *IEEE Trans. on Electron Devices*, vol.ED-32, no.6, 1985, pp. 1092-1102.
- [6] Supriyo Bandyopadhyay, Martin E. Klausmeier Brown, Christine M. Maziar, Supriyo Datta, Mark S. Lundstrom, "A Rigorous Technique to Couple Monte-Carlo and Drift-Diffusion Model for Computationally Efficient Devices Simulation," *IEEE Trans. on Electron Devices*, vol.ED-34, no.2, 1987, pp.392-399.
- [7] Akira Yoshii, Masaaki Tomizawa and Kiyoyuki Yokoyama, "Accurate Modeling for Submicrometer Gate Si and GaAs MESFET's Using Two-Dimensional Particle Simulation," *IEEE Trans. on Electron Devices*, vol. ED-30, no.10, 1983, pp.1376-1380.
- [8] Loi D. Nguyen, Lawrence E. Larson, et. al., "Ultra-High-Speed Modulation Doped Field-Effect Transistor: A Tutorial Review," *Proc. of IEEE*, vol. 80, no.4, 1992, pp.494-518.
- [9] Karl Hess, "Advanced Theory of Semiconductor Devices," Prentice-Hall International, 1988.
- [10] H.J.Lee, L.Y.Juraval and J.C. Wooley, "Electron transport and band structure of $Ga_{1-x}Al_xAs$ alloys," *Physical Review B*, vol.21, no.2, 1980, pp.659-669.
- [11] Ashok K. Saxena, "Electron mobility in $Ga_{1-x}Al_xAs$ alloys," *Physical Review B*, vol.24, no.6, 1981, pp.3295-3302
- [12] Kwiro Lee and Michael Shur, "Electron Density of the two-dimensional electron gas in modulation doped layers," *J. Appl. Phys.*, vol.54, no.4, 1983, pp.2093-2096.
- [13] P.A. Martin, K.Hess, M.Emanuel, J.J. Coleman, "Deep-level transient spectroscopy studies of defects in GaAs-AlGaAs superlattices," *J. Appl. Phys.*, Vol.60, No.8, 1986, pp. 2882-2885.
- [14] 김봉열, 이문기, 정학기, 염기수, "수치해석을 이용한 AlGaAs-GaAs 이종접합에서의 전자밀도 분석," *전기재료, 반도체및CAD 학술대회 논문집*, 논문 87-1-28, 1987, pp.118-121.
- [15] B. R. Nag, "Electron Transport in Compound Semiconductors," Springer-Verlag, 1980.
- [16] P. I. Rockett, "Simple technique to improve the computational efficiency of Monte-Carlo carrier transport simulations in semiconductor," *IEE Proc.*, vol.134, pt-1, no.3, 1987, pp.101-104.
- [17] J. Batey, S. L. Wrigut and D. J. Dimaria, "Energy bandgap discontinuities GaAs: (Al,Ga)As heterojunctions," *J. Appl. Phys.*, vol. 57, no.2, 1985, pp.484-487.
- [18] 김봉열, 정학기, 남승현, "Monte-Carlo 방법에 의한 AlGaAs/GaAs 계면의 전자전달특성 분석," *전자공학회 논문지*, vol.26, no.11, 1989, pp.94-101.
- [19] W. L. Engl, "Process and Devices Modeling," *Advanced in CAD for VLSI*, vol.1, North-Holland, 1986.
- [20] T.W. Hickmott and P. M. Solomon, "Negative charge, Barrier heights and the conduction-band discontinuity in $Al_xGa_{1-x}As$ capacitors," *J. Appl. Phys.*, vol.57, no.8, 1985, pp.2844-2853.

著者紹介



鄭鶴起 (正會員)

1961年 2月 20日生. 1983年 2月 아주대학교 전자 공학과 졸업. 1985年 2月 연세대학교 전자공학과 석사. 1990年 8月 동대학원 전자공학과 박사. 1990年 3月 ~ 1992年 3月 군산대학교 전자공학과 전임강사. 1992年 4月 ~ 현재 군산대학교 전자공학과 조교수. 주관심분야는 화합물반도체 소자 및 공정 모델링임.