

## Analysis of Inversion Layer Quantization Effects in NMOSFETs

朴志宣\* · 申炯淳\*\*  
(Ji-Sun Park · Hyungsoon Shin)

**Abstract** - A new simulator which predicts the quantum effect in NMOSFET structure is developed. Using the self-consistent method by numerical method, this simulator accurately predicts the carrier distribution due to improved calculation precision of potential in the inversion layer. However, previous simulator uses analytical potential distribution or analytic function based fitting parameter. Using the developed simulator, threshold voltage increment and gate capacitance reduction due to the quantum effect are analyzed in NMOS. Especially, as oxide thickness and channel doping dependence of quantum effect is analyzed, and the property analysis for the next generation device is carried out.

**Key Words** : Quantum effect, Self-consistent method, Threshold voltage shift, Capacitance reduction, Effective oxide thickness

### 1. 서 론

동작속도와 집적도의 향상이 급격하게 이루어지고 있는 VLSI system에서 MOSFET 소자가 deep-submicron 영역으로 scaling 됨에 따라 현재 0.18 $\mu\text{m}$ 의 gate length를 갖는 소자가 양산되고 있으며 그 크기는 5년 이내에 0.1 $\mu\text{m}$  이하로 더욱 작아질 것으로 예측된다.[1] 또한 양산이 아닌 연구 차원에서는 0.025 $\mu\text{m}$ 의 유효 채널 길이를 갖는 MOSFET 소자에 관한 논문들이 발표되고 있다.[2] 이러한 deep-submicron MOSFET의 소자 특성에서 발생하는 short-channel 효과를 최소화하면서 전류 구동 능력( $I_{on}$ )을 최대화하기 위하여, 산화막의 두께( $T_{ox}$ )가 지속적으로 줄어들고, 기판의 도우핑 농도( $N_{sub}$ )는 증가하고 있다. 0.1 $\mu\text{m}$  이하의 gate length를 갖는 MOSFET의 경우 short-channel 효과를 최소화하기 위하여 2nm 이하의 얇은  $T_{ox}$ 와  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$  정도의 높은  $N_{sub}$ 가 사용되어야 한다.

이에 따라 실리콘/산화막 경계 근처에서 vertical electric field가 매우 커지게 되어 inversion layer 안에 있는 electron들이 경계면에서 급격히 변하는 포텐셜 우물(quantum well)에 속박되는 현상이 발생하게 된다. 이 경우, 고전 역학에 근거한 Poisson 방정식으로는 quantum well에 갇힌 electron들의 상태를 계산할 수 없으므로 양자 역학적인 환경에서 electron들의 상태를 계산할 수 있는 방법, 즉 Schrodinger 방정식을 계산하는 방법이 필요하다. 고전적 개념에서는 연속된 에너지의 모든 charge가 inversion charge가 될 수 있는

반면에, 양자 역학적 개념에서는 inversion layer에서 quantum well에 허락된 고유 에너지, 즉 discrete eigen energy의 charge들만이 양자화되어 존재할 수 있으며 따라서 minority carrier의 분포는 실리콘/산화막의 경계면에서 기판쪽으로 약간 떨어진 곳에서 최대값을 가지고 분포하게 된다. 높은 채널 농도를 갖는 MOSFET의 경우에 이러한 양자 효과 현상이 증가하게 되어 고전역학으로 계산된 threshold voltage보다 측정된 threshold voltage가 증가하게 된다. 또한  $T_{ox}$ 가 감소함에 따라 양자 역학적으로 계산된 carrier 분포의 평균 위치에 의한 유효 산화막 두께(effective  $T_{ox}$  :  $T_{eff,ox}$ ) 증가량이 실제 산화막 두께( $T_{phy,ox}$ )에 비하여 무시할 수 없게 되므로 측정되는 capacitance가 감소하는 현상을 보이게 된다.

기존의 소자 시뮬레이터에 양자효과를 고려하기 위한 방법으로는 Hansch model과 van Dort model이 사용되고 있다.[3][4] Hansch model은 inversion layer의 electron 분포를 fitting parameter를 이용하여 Ad Hoc형태의 analytical equation으로 모델링하여 양자효과를 고려하는 모델이다. 이 모델은 inversion layer의 electron 분포를 양자역학적인 형태로 구현한다는 장점이 있으나 fitting parameter가 surface electric field의 함수가 아닌 상수로 표현되므로 vertical electric field에 따른 양자화 변화를 고려하는데 어려움이 있으며 계산되는 threshold voltage가 실제 측정값에 비하여 작게 예측된다. Van Dort model은 band-gap energy를 surface electric field의 함수로 표현하여 양자 현상을 고려하는 모델이다. 이 경우 시뮬레이터로 계산되는 threshold voltage는 fitting parameter를 조정하여 실험값과 일치시키는 것이 가능하나 strong inversion에서의 capacitance값을 측정값에 비하여 크게 예측하는 현상을 보인다. 또한 채널의 minority carrier 분포는 기존의 classical한 분포를 유지하게 되므로 양자 현상을 정확하게 예측할 수 없는 단점이 있다.(그림 3참고)

\* 準 會 員 : 梨花女子大學校 情報通信學科 博士課程  
 \*\* 正 會 員 : 梨花女子大學校 情報通信學科 教授 · 工博  
 接受日字 : 2001年 11月 7日  
 最終完了 : 2001年 12月 22日

본 논문에서는 기존의 소자 시뮬레이터에서 사용되는 양자화 모델의 단점을 극복하고 양자 현상을 정확하게 분석하기 위하여, deep-submicron MOSFET에서 발생하는 양자 현상을 예측할 수 있는 Poisson-Shrodinger solver를 개발하고 그 정확도를 검증하기 위하여 시뮬레이션 결과값을 실험값 및 상용 시뮬레이터인 MEDICI의 결과와 비교하였다. 또한 양자 효과가 소자의 특성에 미치는 영향을 분석하기 위하여, 개발된 시뮬레이터를 이용하여  $T_{OX}$  및  $N_{sub}$ 의 변화에 따른 양자 효과의 변화를 threshold voltage 근처인 weak inversion (inversion charge :  $N_S=2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ) 및 strong inversion ( $N_S=1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ ) 영역으로 나누어 체계적으로 분석하였다.

2. 상보적 방법과 simulation 결과의 정확도 검증

2.1 상보적 방법 (Self-consistent method)

고전 역학에 의한 소자의 분석은 지금까지 Poisson 방정식의 해에 의한 potential과 Fermi-Dirac 분포에 의한 carrier 결과에 의존해왔다. 그러나 높은 채널 농도를 갖는 deep-submicron 소자들은 실리콘/산화막 경계면에서의 큰 vertical electric field에 의해 quantum well이 형성되므로 양자 역학적인 해석이 필요하게 된다. 양자 역학에 근거한 quantum well에서는 energy level이 연속으로 존재하지 않기 때문에 같은 값의  $V_g$ 에서 고전 역학에 의한 carrier에 비해 적은 값의 carrier를 가지며, 이에 의해 surface potential( $\Psi_s$ )의 값도 고전 역학에 근거한 값에 비해 증가하게 된다. 또한 양자 역학의 해석에 근거하여 Schrodinger 방정식을 계산한 결과 나타나는 wave function ( $\Psi_{ij}$ )에 의해 carrier의 분포 모양이 달라지게 되며, 이러한 carrier의 분포 모양에 의해 effective oxide 두께가 증가하여  $C_g$ 가 감소하게 된다.

본 연구에서는 고전 역학에 의한 Poisson 방정식과 양자 역학에서 사용되는 Schrodinger 방정식을 동시에 고려하는 상보적 방법을 사용하여 실리콘/산화막 근처에서 나타나는 quantum well에서의 정확한 potential과 carrier를 계산하였다.

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} V(z) = \frac{q}{\epsilon_{si}} [n(z) - p(z) + N_a^-(z) - N_d^+(z)] \quad (1)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \Psi_{ij} + V(z)\Psi_{ij} = E_{ij}\Psi_{ij} \quad (2)$$

여기에서 사용되는 parameter는 표1과 같다.[5][6][7] 상보적 방법은 가정된 초기 전압 분포  $V_1(z)$ 을 가지고 Schrodinger 방정식을 계산하여  $\Psi_{ij}$ 와  $E_{ij}$ 를 구하여 carrier 분포를 계산하고, 이 값들로부터 Poisson 방정식을 계산하여 새로운 전압 분포  $V_2(z)$ 를 얻는다. Poisson 방정식으로부터 얻어진 potential  $V_2(z)$ 와 Schrodinger 방정식을 계산하기 위하여 사용된 potential  $V_1(z)$  사이의 차이  $\Delta V=(V_1(z)-V_2(z))$ 가 어느 정도(본 연구에서는  $10^{-4} \sim 10^{-5}$  사용) 수렴될 때까지 계산을 반복한다.

표 1 시뮬레이터에 사용되는 parameter [5][6][7]  
Table 1 Parameter used for simulation

기호	의미	값
q	전자의 전하량	$1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$
k	볼츠만 상수	$8.617 \times 10^{-5} \text{ eV/K}$
$\epsilon_0$	진공에서의 유전율	$8.854 \times 10^{-12} \text{ F/m}$
$\epsilon_{OX}$	oxide의 상대 유전율	3.9
$\epsilon_{si}$	silicon에서의 상대 유전율	11.8
T	절대 온도	300K
h	플랑크 상수	$6.626 \times 10^{-34} \text{ J-s}$
i	valley	0 (transverse valley) 1 (longitudinal valley)
j	Eigen energy level	
$m_0$	자유 전자의 질량	$9.11 \times 10^{-31} \text{ Kg}$
$m_t$	transverse valley의 유효 질량	$0.916m_0$
$m_l$	longitudinal valley의 유효 질량	$0.190m_0$
$m_t^{DOS}$	transverse valley의 density of state 유효 질량	$m_l = 0.190m_0$
$m_l^{DOS}$	longitudinal valley의 density of state 유효 질량	$\sqrt{m_t m_l} = 0.407m_0$
$g_t$	transverse valley의 degeneracy	2
$g_l$	longitudinal valley의 degeneracy	4
$\Psi_{ij}$	i번째 valley, j번째 energy level의 wave function	
$E_{ij}$	i번째 valley, j번째 energy level의 eigen energy	

양자 역학을 고려한 경우, minority carrier인 electron의 계산은 Schrodinger 방정식에서 얻은  $\Psi_{ij}$ 와  $E_{ij}$ 를 가지고 2D 전자 밀도를 이용하여 얻는다.

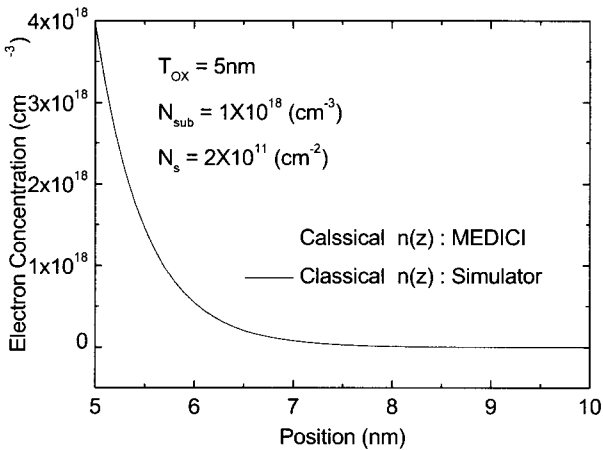
$$n_{3D}(z) = \sum_i \sum_j n_{2D} \times |\Psi_{ij}(z)|^2 \quad (3)$$

$$n_{2D} = \int_{-\infty}^{\infty} f(E)N(E) dE \quad (4)$$

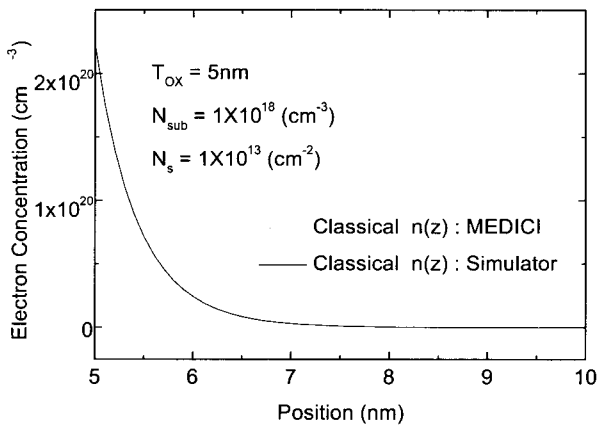
$$= \frac{m^*kT}{\pi\hbar^2} \ln[\exp(\frac{E_f - E}{kT}) + 1]$$

Electron을 제외한 나머지 carrier의 계산은 Fermi-Dirac statistics, band-gap narrowing, incomplete ionization을 고려하여 계산한다.[5] 시뮬레이터에 사용된 parameter는 표 1과 같다.[5][6][7]

2.2 Simulation 결과의 정확도 검증



(a)



(b)

그림 1 고전 역학을 고려한 경우의 MEDICI와 시뮬레이터의 electron 분포 (a)  $N_s = 2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  (b)  $N_s = 1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  ( $N_s$  : carrier concentration per unit area)

Fig. 1 Comparison of electron distribution for MEDICI and simulator in Classical mechanics at (a)  $N_s = 2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  (b)  $N_s = 1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  ( $N_s$  : carrier concentration per unit area)

개발된 시뮬레이터는 양자 역학에 의한 소자 특성 변화를 고전 역학의 경우와 비교하기 위하여 양자 역학을 적용한 경우뿐만 아니라, 고전 역학만을 적용한 경우의 결과도 simulation할 수 있도록 구성하였다. 고전 역학을 고려하는

경우에는 minority carrier인 electron의 계산에 식 (2) 대신 Fermi-Dirac statistics를 적용하였다. 먼저 고전 역학에 근거한 MEDICI 결과와 본 연구에서 개발한 시뮬레이터의 고전 역학 결과를 비교하면 그림 1에서 볼 수 있듯이 electron 분포가 threshold voltage( $N_s=2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ )와 strong inversion ( $N_s=1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ )에서 각각 일치함을 알 수 있다. 그림 1에서 보듯이 고전 역학에 의한 electron의 분포는 실리콘/산화막 경계에서 최대값을 가지고 감소하는 지수 함수의 분포를 가진다. 본 연구에서 사용한 시뮬레이터가 상용화되고 있는 MEDICI의 simulation 결과와 같은 결과를 보이고 있으므로 고전 역학만을 고려한 시뮬레이터의 정확도가 보장된다고 볼 수 있다.

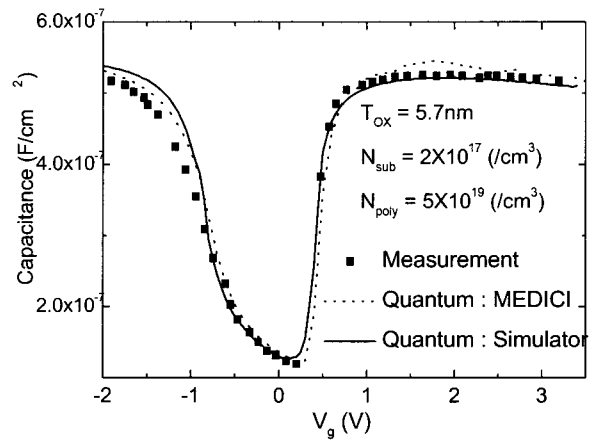


그림 2 Quantum effect와 poly-depletion effect를 고려한 경우에 측정값, MEDICI, simulator의 C-V 결과 비교  
Fig. 2 C-V comparison of measurement, MEDICI, and simulator result with quantum effect and poly-depletion effect

그림 2는 발표된 논문에서 제시한 실험값[8]과 상용 시뮬레이터인 MEDICI 결과를 본 연구의 simulation 결과와 비교한 것이다. 개발된 시뮬레이터는 quantum effect뿐만 아니라 poly-depletion effect도 고려할 수 있도록 구성하였다. 그림에서 볼 수 있듯이 threshold voltage와 strong inversion 영역에서 개발된 시뮬레이터의 결과가 실험값과 일치함에 비하여 MEDICI 결과는 threshold voltage를 크게 예측하고 strong inversion의 capacitance를 크게 예측한다. 반면에 accumulation 영역에서는 MEDICI나 시뮬레이터 결과가 모두 측정값보다 capacitance를 크게 예측한다. 이는 개발된 시뮬레이터가 accumulation 영역에서 양자 효과를 고려하지 않기 때문이다. 그러나 NMOSFET가 실제로 동작하는 영역인  $V_g \geq 0$ 에서는 개발된 시뮬레이터가 MEDICI에 비하여 실험값을 더 정확하게 예측하므로 양자 역학을 고려한 경우에도 시뮬레이터의 정확도가 보장된다고 볼 수 있다.

위의 소자에서의 minority carrier인 electron의 분포는 그림 3과 같이 나타난다. 고전 역학을 기반으로 한 electron 계산 결과는 surface에서 최대값을 가지고 exponential하게 감소하는 분포를 가지지만, 양자 역학에 의한 electron의 분포는 wave function의 영향으로 Gauss 함수의 모양을 가지고

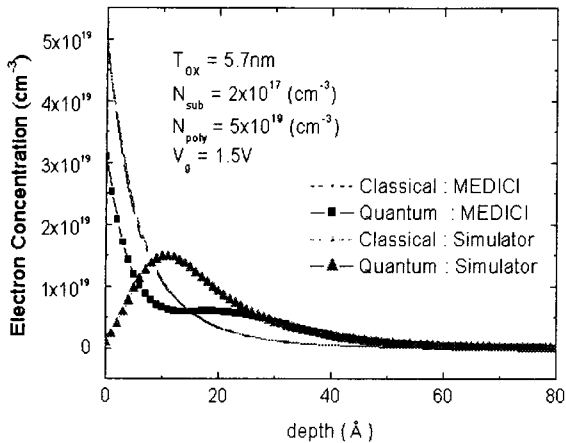


그림 3 Quantum effect와 poly-depletion effect를 고려하거나/고려하지 않은 경우에 MEDICI와 simulator의 electron 분포

Fig. 3 Electron distribution of MEDICI and simulator result with/without quantum effect and poly-depletion effect

surface에서 약간 떨어진 곳(수 Å)에서 peak를 가진다. 또한 동일한  $V_g$ 를 걸어주었을 때, inversion charge는 양자 역학을 고려한 경우에 discrete eigen energy level에 의해 고전 역학에 의한 inversion charge의 양보다 작게 된다. MEDICI에서도 양자 효과를 고려한 model(QM.PHIL, QM.NORP, QM.EFIEL, QM.METHO)이 존재한다.[5] 하지만 그림 3에서와 같이 양자 효과를 고려한 경우의 MEDICI에서의 electron 분포는 정확한 양자 역학을 계산하는 것이 아니라 fitting parameter를 사용하여 실리콘/산화막 경계에서의 electron의 수를 감소시킨다. 따라서 MEDICI는  $V_{th}$ 가 증가하는 양자 효과 특성을 볼 수 있지만, minority carrier의 분포의 영향으로 나타나는 effective oxide 두께의 증가에 의한 capacitance의 감소 특성은 볼 수 없다. 따라서 본 논문에서 제시한 시뮬레이터는 실험값과의 비교에 의한 정확도와 potential과 carrier의 정확한 계산에 의해 다른 상용 시뮬레이터에 비해 정확도가 향상되었음을 알 수 있다.

### 3. Simulation Result

개발된 시뮬레이터가 poly-depletion 효과를 고려할 수 있도록 option이 구성되어 있으나, 본 절에서는 실리콘에서 발생하는 양자 효과를 효과적으로 분석하기 위하여 poly-depletion을 고려하지 않고 simulation하였다.

#### 3.1 양자 효과

일반적으로 양자 역학에 의한 소자의 특성 변화는 threshold voltage 증가, minority carrier 분포의 변화,  $T_{eff,OX}$ 의 증가로 인한 inversion layer capacitance( $C_{inv}$ )의 감소와 total capacitance 감소 등이 있다.

양자 효과에 의한 소자의 특성 변화 중 threshold voltage의 증가는 다음과 같이 설명할 수 있다. 먼저  $V_{FB}$ 는 양자 효과의 영향을 받지 않으므로, 식 (5)에서 보는 바와 같이 양자 효과에 의한 threshold voltage 변화( $\Delta V_{th}$ )는 surface potential 변화량( $\Delta \psi_s$ )과 oxide potential 변화량( $\Delta V_{OX}$ )으로 나누어 생각할 수 있다.

$$V_{th}(QM) - V_{th}(Classical) = \Delta V_{th} = \Delta \psi_s + \Delta V_{OX} \quad (5)$$

$T_{OX}$ 의 값이 5nm이고,  $N_{sub}$ 의 값이  $1 \times 10^{18} (cm^{-3})$ 인 경우에 개발된 시뮬레이터를 이용하여 고전 역학의 경우와 양자 역학을 적용한 경우의 threshold voltage을 계산하고 각 성분을 분석하면 표 2와 같이 나타난다. 양자 효과에 의한  $\Delta V_{th}$ 의 물리적 해석은  $\Delta \psi_s$ 와  $\Delta V_{OX}$ 의 측면에서 다음과 같이 설명된다. 양자 역학에 의한 electron 분포 변화에 의해 inversion layer 내의 inversion carrier( $N_s$ ) 양이 감소하므로 양자 역학을 고려하는 경우, 고전 역학만을 고려한 경우와 같은 양의  $N_s$ 를 만들기 위하여  $\psi_s$ 가 증가한다. 또한 실리콘/산화막 경계에서의  $\psi_s$ 의 증가에 따라 vertical electric field가 증가하여  $V_{OX}$ 도 증가하게 된다. 따라서 양자 역학을 고려한 경우, 고전 역학만을 고려한 경우에 비해  $\psi_s$ 와  $V_{OX}$ 의 양이 각각 증가하여  $V_{th}$ 의 값이 증가하게 된다.

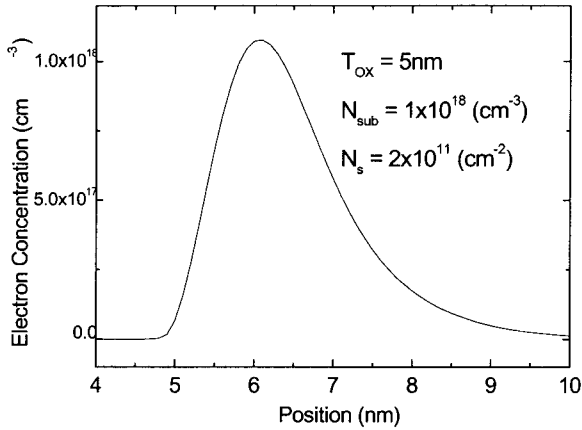
표 2 Quantum effect에 의한 threshold voltage 증가 ( $N_s = 2 \times 10^{11} cm^{-2}$ )

Table 2 Threshold voltage increment by quantum effect ( $N_s = 2 \times 10^{11} cm^{-2}$ )

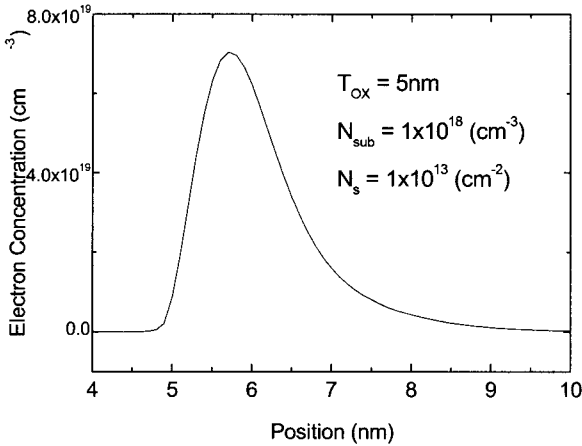
	Classical	with quantum effect
$V_{th}$ (V)	0.77	0.87
$\Delta V_{th}$ (mV)	100	
$\psi_s$ (V)	0.91	0.98
$\Delta \psi_s$ (mV)	70	
$V_{OX}$ (V)	0.83	0.86
$\Delta V_{OX}$ (V)	30	

그림 4는 양자 효과에 의한 electron의 분포를 나타낸 것이다. 이러한 electron의 분포는 식 (3)과 (4)에 의해 계산된다. 표 1에서와 같이 transverse valley의 유효 질량이 longitudinal valley의 유효 질량보다 무겁기 때문에 longitudinal valley의 첫 번째  $E_{ij}$ 보다 transverse valley의 첫 번째  $E_{ij}$ 이 아래쪽에 위치하게 된다. 이러한 현상에 의해 electron의 분포는 transverse valley의 첫 번째  $E_{ij}$ 의  $\psi_s$ 에 영향을 가장 많이 받게 되며, 그림 4와 같이 실리콘/산화막에서 떨어진 곳에서 최대값을 가지게 된다. 또한 그림 4(a)는 weak inversion인 경우로 그림 4(b)와 같은 strong inversion의 경우에 비해 electron 분포의 최대값이 실리콘/산화막 경계에서 더 멀리 떨어져 있음을 볼 수 있다. 이는 weak inversion이 strong inversion에 비해 적은 값의  $\psi_s$ 를 가지게 되어 weak inversion에서의 transverse valley의 첫 번째  $E_{ij}$ 가 strong inversion인 경우에 비해 큰 값을 갖기 때문이다.

또한 기판에서의 potential 분포도 strong inversion인 경우에 비해 weak inversion인 경우에 넓고 완만하게 분포하기 때문에,  $\psi_{ij}$ 도 넓게 분포하게 된다. 따라서 transverse valley의 첫 번째  $E_{ij}$ 와  $\psi_{ij}$ 에 영향을 받는 electron의 분포는 weak inversion인 경우 strong inversion인 경우에 비해 실리콘/산화막 경계에서 멀리 떨어진 곳에서 최대값을 가지게 된다.



(a)



(b)

그림 4 양자 역학을 고려한 경우, (a)  $N_s = 2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  (b)  $N_s = 1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ 에서 시뮬레이터로 계산된 electron 분포

Fig. 4 Electron distribution from simulator with Quantum mechanics (a)  $N_s = 2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  (b)  $N_s = 1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$

그림 4와 같이 양자 효과에 의해 electron의 분포가 실리콘/산화막 경계에서 떨어진 곳에 최대값을 가지므로 결과적으로 effective oxide 두께( $T_{eff,OX}$ )가 증가하는 현상을 보이고 그림 5와 같이 strong inversion에서는 capacitance가 감소하게 된다.

$$T_{eff,OX} = T_{phy,OX} + \frac{\epsilon_{OX}}{\epsilon_{si}} T_{inv} \quad (6)$$

여기에서  $T_{inv}$ 은 채널의 carrier 분포에 의한 inversion 영역의 유효 두께이다.

### 3.2 $T_{OX}$ 변화에 따른 양자 효과

앞에서 설명한 바와 같이 양자 효과에 의해  $V_{th}$ 가 증가하고 capacitance가 감소한다.  $T_{OX}$ 의 변화에 따른 양자 효과 현상 변화를 분석하기 위하여 개발된 시뮬레이터를 이용하여  $N_{sub}$ 는 고정된 상태에서( $N_{sub}=1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) 다양한  $T_{OX}$ 를 갖는 경우에 대하여( $T_{OX}=3 \sim 17 \text{ nm}$ ) 고전 역학으로 계산한 경우에 비하여 양자 역학으로 계산한 경우의  $V_{th}$  증가량을 계산하였다. 그림 6(a)는  $T_{OX}$ 가 증가함에 따라  $\Delta V_{th}$ 가 증가하는 것을 보이는데, 이는 위의 식 (5)에서 설명한 바와 같이  $\Delta \psi_s$ 와  $\Delta V_{OX}$ 에 기인한다. 그림 6(a)에서 보는 바와 같이  $\Delta \psi_s$ 는  $T_{OX}$ 의 변화에 상관없이 동일한 값을 유지하지만,  $\Delta V_{OX}$ 는  $T_{OX}$ 에 비례하여 증가하게 된다. 이것은  $T_{OX}$ 의 값이 변화하여도 같은 양의  $N_s$ 가 형성되는 조건에서는 양자 역학에 의한  $\Delta \psi_s$ 가 일정하고 또한 oxide field의 변화량( $\Delta E_{OX}$ )도 일정한 값을 가지기 때문에,  $\Delta V_{OX}(=\Delta E_{OX} \times T_{OX})$ 는  $T_{OX}$ 의 값에 비례하여 증가하는 것이다. 따라서  $T_{OX}$ 가 증가함에 따라  $\Delta V_{th}$ 가 증가하게 되는 것은  $\Delta \psi_s$ 의 영향은 존재하지 않고  $E_{OX}$ 와  $T_{OX}$ 의 곱으로 나타나는  $\Delta V_{OX}$ 의 영향만이 존재한다.

$T_{OX}$ 의 변화에 상관없이 electron의 분포는 그림 7과 같이 동일한 값의  $N_s$ 에서 일치한다. 따라서  $T_{OX}$ 의 변화에 상관없이 양자 효과에 의한  $T_{eff,OX}$ 가 같고, 이러한 결과로 인하여 inversion capacitance( $C_{inv}$ )의 값은  $T_{OX}$ 의 변화에 상관없이 같은  $N_s$ 인 경우에 일치하게 된다.

$$C_{inv} = q \frac{dN_s}{d\psi_s} = \frac{\epsilon_{si}}{T_{inv}} \quad (7)$$

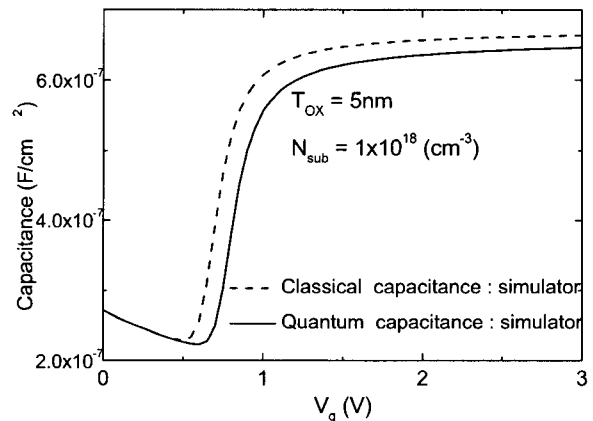


그림 5 양자 효과를 고려한 경우와 고전 역학만을 고려한 경우에 simulator로 계산된 C-V 비교

Fig. 5 Comparison of C-V from simulator with and without quantum effect

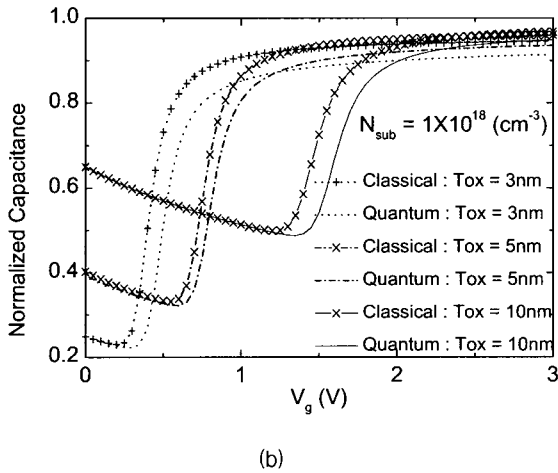
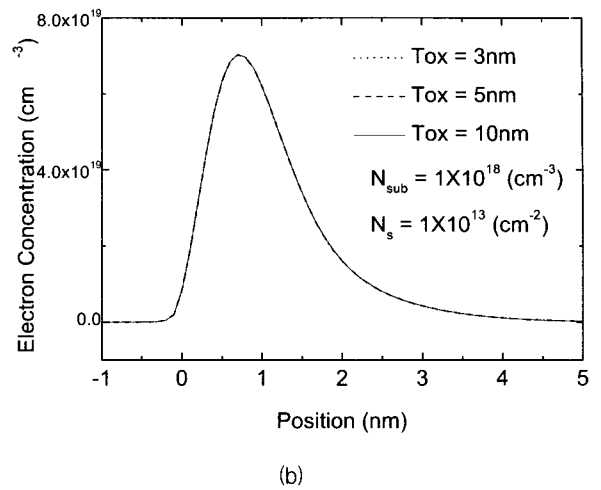
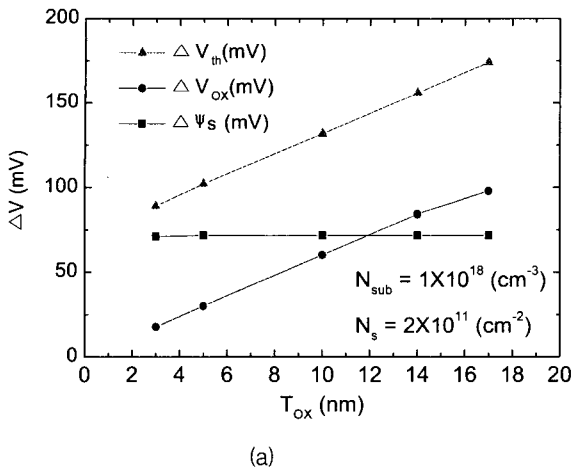


그림 7  $T_{OX}$  변화에 따른 (a)  $N_s = 2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  (b)  $N_s = 1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ 에서 양자 효과에 의한 electron 분포  
 Fig. 7 Electron distribution due to quantum effect in various oxide thickness (a)  $N_s = 2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  (b)  $N_s = 1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$

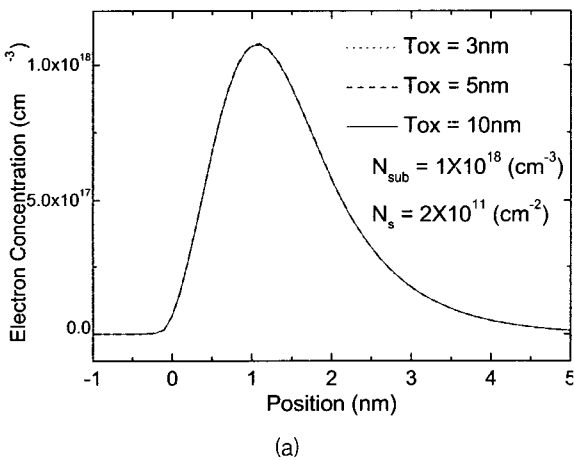
따라서 양자 효과에 의하여 strong inversion 영역에서의 normalized capacitance 다음 식에서 보는 바와 같이  $T_{phy,OX}$ 가 감소함에 따라 감소하게 된다.

$$\frac{C_{OX}(QM)}{C_{OX}} = \frac{T_{phy,OX}}{T_{eff,OX}} = \frac{T_{phy,OX}}{T_{phy,OX} + \frac{\epsilon_{OX}}{\epsilon_{si}} T_{inv}} \quad (8)$$

그림 6  $T_{OX}$ 에 따른 양자 효과에 의한 (a)  $\Delta V_{th}$ ,  $\Delta V_{ox}$ ,  $\Delta \psi_s$  변화 (b) normalized C-V  
 Fig. 6 (a)  $\Delta V_{th}$ ,  $\Delta V_{ox}$ , and  $\Delta \psi_s$  (b) normalized C-V due to quantum effect for various oxide thickness

그림 6(b)는  $T_{OX}$ 의 변화에 따른 capacitance를  $C_{OX}(= \frac{\epsilon_{OX} \epsilon_0}{T_{OX}})$ 로 나누어 normalized한 것으로 양자 효과를 고려한 경우 strong inversion에서의 normalized capacitance의 값은  $T_{OX}$ 가 감소함에 따라 식 (8)과 같이 증가함을 알 수 있다.

결론적으로 소자의 크기가 미세화되면서  $T_{OX}$ 는 감소하게 되고 이에 따라 그림 6(a)에서 보는 바와 같이  $\Delta V_{th}$ 는 감소하여 양자 효과에 의한 current drivability 저하 정도가 감소하고, 그림 6(b)와 식 (8)에서 보는 바와 같이 normalized capacitance는 감소하여 Source/Drain과 Gate의 overlap capacitance도 감소하므로 양자 효과에 의한 회로의 동작 speed 저하 정도를 감소시키는 효과를 가져오게 된다. 그러나 식 (8)에서와 같이  $T_{phy,OX}$ 가 감소함에 따라  $T_{inv}$ 의 영향이 커지게 되어 양자 효과에 의한 capacitance의 감소율이 증가하게 된다.



3.3  $N_{sub}$  변화에 따른 양자 효과

$N_{sub}$  변화에 따른 양자 효과를 변화를 분석하기 위하여  $T_{ox}=5nm$ 로 고정된 상태에서 다양한  $N_{sub}(2 \times 10^{17} \sim 1 \times 10^{18} cm^{-3})$ 에 대하여 시뮬레이션을 수행하였다. 그림 8에서 보는 바와 같이  $T_{ox}$ 의 경우와는 다르게  $N_{sub}$ 가 증가함에 따라  $\Delta\psi_s$ 과  $\Delta V_{ox}$ 의 값이 모두 증가하는 현상을 나타낸다.  $\Delta\psi_s$ 과  $\Delta V_{ox}$ 의 증가를 물리적으로 설명하면 다음과 같다.  $N_{sub}$ 가 증가함에 따라 일정한 값의  $N_s$ 를 만들기 위해 필요한 depletion charge( $Q_b$ )의 값이 증가하므로  $\Delta\psi_s$ 이 증가하게 된다. 또한  $\Delta\psi_s$ 의 증가에 의해 electric field가 증가하여  $\Delta V_{ox}$ 도 증가하게 된다.

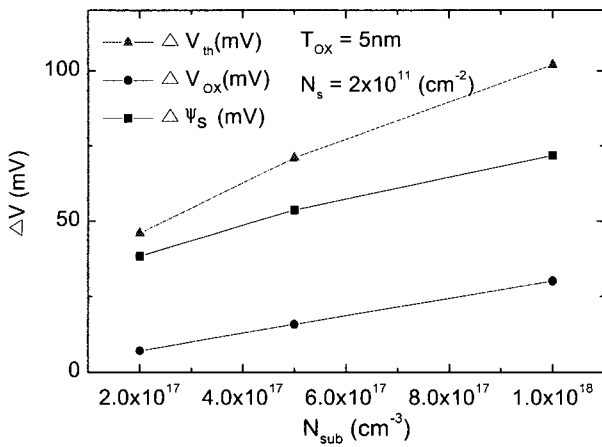


그림 8  $N_{sub}$ 의 변화에 따른 양자 효과에 의한  $\Delta V_{th}$ ,  $\Delta V_{ox}$ ,  $\Delta\psi_s$  변화

Fig. 8  $\Delta V_{th}$ ,  $\Delta V_{ox}$ , and  $\Delta\psi_s$  due to quantum effect for various channel doping.

그림 9는 threshold voltage에서  $N_{sub}$ 의 변화에 따른 electron 및 potential 분포를 나타낸 것이다. 그림에서 보는 바와 같이  $N_{sub}$ 가 증가함에 따라 electron의 최대값의 위치가 실리콘/산화막 근처로 이동하게 된다. 이는 그림 9(b)의 potential의 분포에서 볼 수 있듯이  $N_{sub}$ 가 증가함에 따라 depletion width가 감소하고 quantum well의 정도가 심해지기 때문에 transverse valley의 첫 번째  $E_{ij}$ 와  $\psi_{ij}$ 에 영향을 받는 electron의 분포가 실리콘/산화막 경계면쪽으로 접근하기 때문이다.

반면에 strong inversion의 경우에는 그림 10에서 보는 바와 같이  $N_{sub}$  변화에 따른 electron 분포의 변화가 weak inversion의 경우에 비하여 매우 감소한 것을 알 수 있는데, 이는 그림 10(b)와 같이 strong inversion의 경우 실리콘/산화막 경계면 근처에서의 potential 분포가  $N_{sub}$ 에 무관하게 거의 일정한 분포를 유지하기 때문이다.

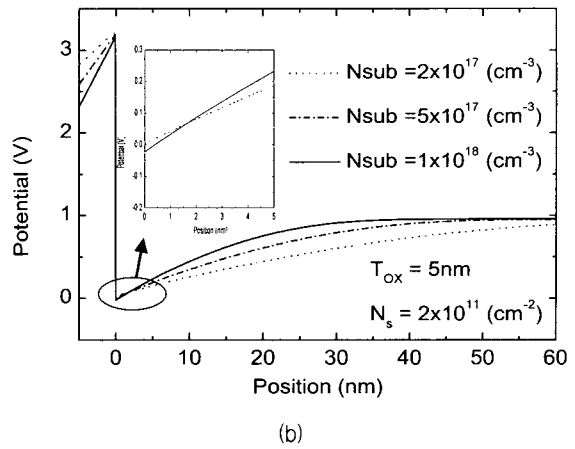
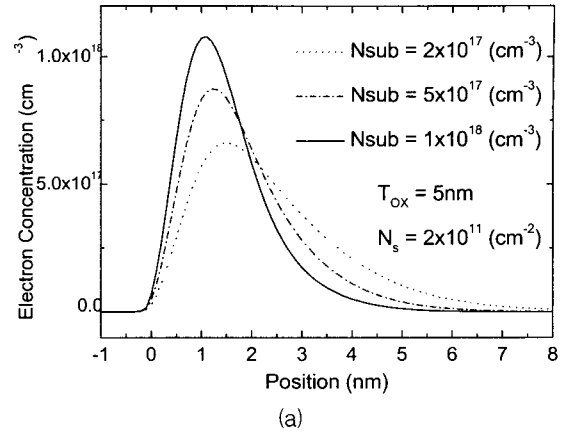
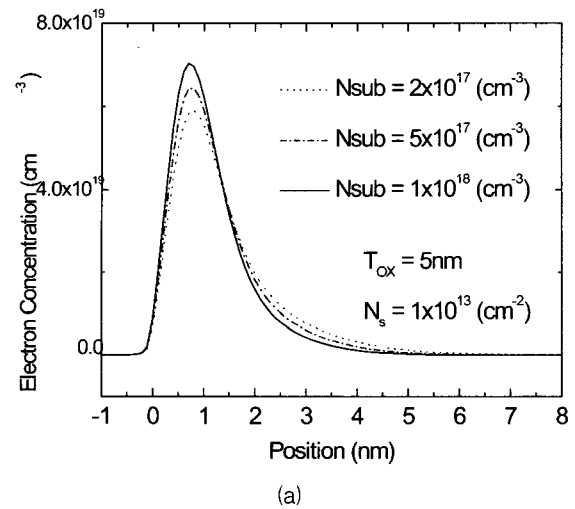


그림 9 Threshold voltage에서  $N_{sub}$ 의 변화에 따른 (a) electron 분포 (b) potential 분포 ( $N_s = 2 \times 10^{11} cm^{-2}$ )

Fig. 9 (a) Electron distribution and (b) potential distribution at  $V_{th}$  for various channel doping ( $N_s = 2 \times 10^{11} cm^{-2}$ )



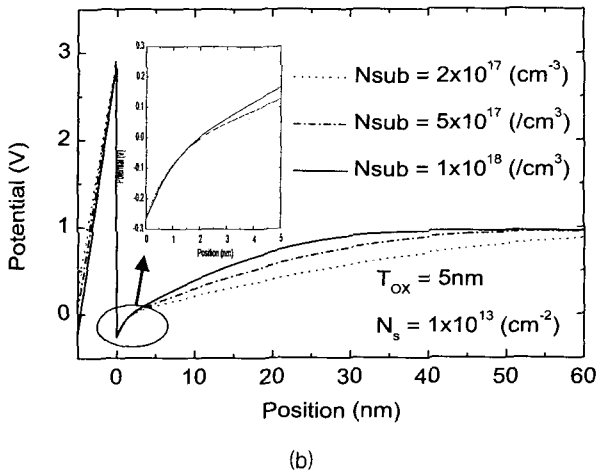


그림 10 Strong inversion에서 Nsub의 변화에 따른 (a) electron 분포 (b) potential 분포 (Ns = 1 × 10<sup>13</sup> cm<sup>-2</sup>)  
 Fig. 10 (a) Electron distribution and (b) potential distribution at strong inversion for various channel doping (Ns = 1 × 10<sup>13</sup> cm<sup>-2</sup>)

각 영역에서의 inversion layer 두께를 비교하기 위하여 다음의 식을 이용하여 Tinv를 계산하였다.

$$\langle T_{inv} \rangle = \frac{\int n(z) \times z \, dz}{\int n(z) \, dz} \quad (9)$$

식 9를 이용하여 계산된 Tinv 값을 표 3에 보이고 있으며, 표에서 보는 바와 같이 weak inversion 영역에서는 Nsub 변화에 따른 Tinv의 변화가 크지만 strong inversion 영역에서는 작은 것을 알 수 있다. 따라서 strong inversion시 양자역학에 의한 ΔC는 Nsub가 변화하여도 거의 같은 값을 가지게 된다.

표 3 채널 doping에 따른 inversion layer 두께  
 Table 3 Thickness of inversion layer for various channel doping

	weak inversion (Ns = 2 × 10 <sup>11</sup> cm <sup>-2</sup> )			strong inversion (Ns = 1 × 10 <sup>13</sup> cm <sup>-2</sup> )		
	2 × 10 <sup>11</sup>	5 × 10 <sup>11</sup>	1 × 10 <sup>12</sup>	2 × 10 <sup>11</sup>	5 × 10 <sup>11</sup>	1 × 10 <sup>12</sup>
Doping (cm <sup>-3</sup> )	2 × 10 <sup>11</sup>	5 × 10 <sup>11</sup>	1 × 10 <sup>12</sup>	2 × 10 <sup>11</sup>	5 × 10 <sup>11</sup>	1 × 10 <sup>12</sup>
peak point (Å)	15	12	11	8	8	7
Tinv (Å)	23.8	18.1	14.6	13.7	12.1	10.8

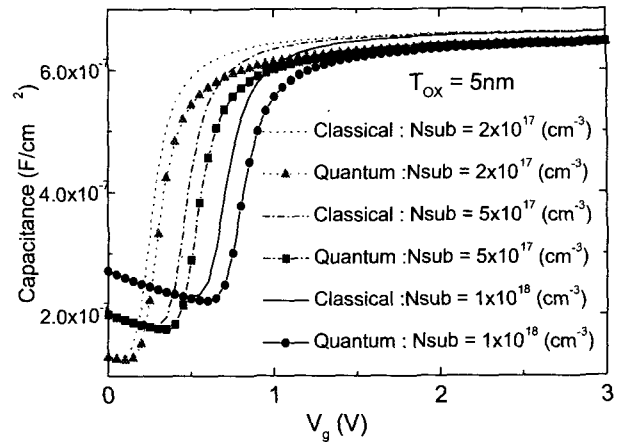


그림 11 다양한 Nsub에 대한 고전 역학과 양자 역학에 의한 C-V 비교  
 Fig. 11 C-V comparison for various channel doping with and without quantum effect

결론적으로 그림 11에서 보는 바와 같이 Nsub가 증가하는 경우 양자 효과에 의한 ΔVth는 증가하는 반면에 strong inversion에서의 ΔC는 거의 변화가 없는 현상을 보인다. 따라서 소자의 크기가 미세화되면서 short-channel effect를 감소시키기 위하여 Nsub를 증가시키게 되면, 양자 효과에 의한 Vth 증가가 증대되고 capacitance의 감소는 거의 변화가 없으므로 회로의 동작 속도가 감소하게 된다.

#### 4. Discussion

본 절에서는 self-consistent method를 사용하여 양자 효과를 분석한 논문들[10][11]과 본 논문의 차이점을 설명하고자 한다. 위의 논문들에서 볼 수 있듯이 Tox가 감소함에 따라 ΔVth는 감소하고, Nsub가 증가함에 따라 ΔVth가 증가하는 것을 알 수 있다.[9][10][11] 그러나 본 연구와 참고 문헌 [10]과[11]의 다른 점은 Schrodinger 방정식을 계산할 때이다. Potential을 계산할 때 위의 논문들은 depletion이나 weak inversion 영역에서 triangular well approximation을 사용하여 eigen energy Eij를 analytical 함수로 구하거나 Airy 함수를 사용하여 계산한다. 그러나 moderate 또는 strong inversion에서는 inversion layer charge에 의한 potential perturbation에 의해 ground state Eij를 Airy 함수로 계산하지 못하고 참고 문헌 [6]과 같이 계산해야 하며 fitting parameter도 필요하다. 따라서 self-consistent 방법을 numerical method를 사용하여 계산하는 본 논문은 위에서 제시한 방법들보다 임의의 영역에서 정확하게 potential을 계산하고 carrier를 얻을 수 있다는 장점이 있다. 또한 본 논문에서 제시한 시뮬레이터는 poly-depletion 효과도 예측할 수 있다는 장점이 있다. 양자 효과를 고려하지 않는 경우에도 gate의 doping이 변화함에 strong inversion에서 capacitance가 감소하고 Vth가 증가하는 것을 그림 12에서 볼 수 있다. 그림 12에서와 같이 gate의 doping이 감소함에 따라 gate에서의



poly-depletion 효과에 의해 gate capacitance 감소가 심해지고 effective oxide 두께가 증가하는 현상이 나타난다. 또한 inversion 영역에서의  $V_g$ 가 증가함에 따라 gate의 depletion 영역이 증가하여 capacitance가 감소하다가, 큰 값의  $V_g$ 가 gate에 인가되면 gate/SiO<sub>2</sub> 경계 부분의 poly silicon이 depletion에서 inversion으로 바뀌게 되어 다시 capacitance가 증가하는 것을 볼 수 있다. 따라서 본 시뮬레이터는 approximation을 사용한 다른 self-consistent 방법들에 비해 정확한 potential과 carrier를 계산할 수 있으며, poly-depletion 효과와 동시에 양자 효과를 고려하므로 실험값에 보다 근접한 결과를 얻을 수 있다.

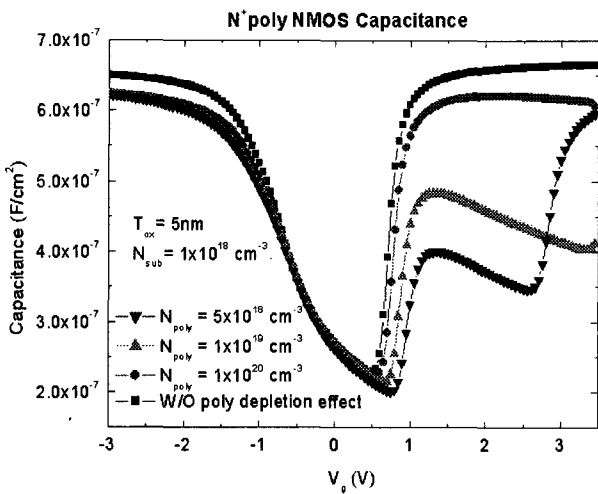


그림 12 다양한 Npoly에서 poly-depletion 효과에 의한 C-V 비교  
 Fig. 12 C-V comparison for various gate doping with poly-depletion effect

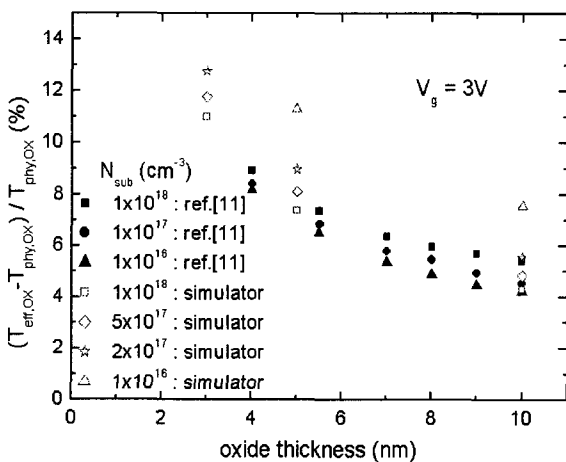
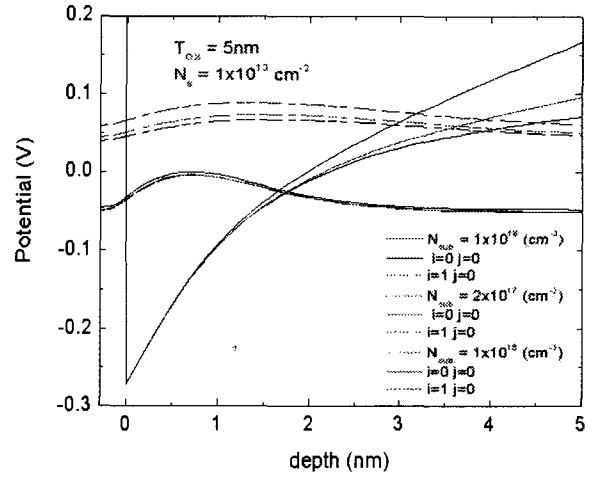


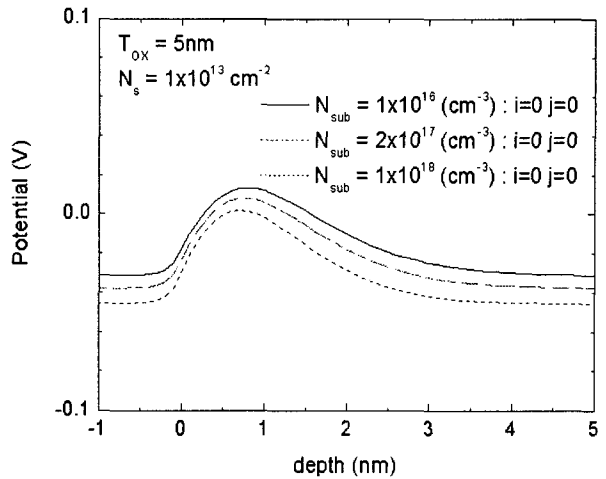
그림 13 논문 [11]과 simulator 결과에서 양자 효과에 의한 effective oxide 두께와 physical 두께의 차이  
 Fig. 13 Relative error between quantum mechanically simulated effective oxide thickness and the physical oxide thickness of reference [11] and simulator

논문 [11]과 본 연구에서 개발한 시뮬레이터를 이용하여 계산한 strong inversion 영역에서의 effective oxide 두께의 증가율은 그림 13와 같다. 그림 13의 effective oxide 두께는 다음과 같은 식으로 표현된다.

$$T_{eff,OX} = T_{phy,OX} + \frac{\epsilon_{OX}}{\epsilon_{si}} \Delta z \quad (10)$$



(a)



(b)

그림 14 Strong inversion에서 Nsub의 변화에 따른 (a) potential 분포와 (b) 첫 번째 eigen energy와 wave function  
 Fig. 14 (a) potential distribution and (b) first eigen energy and wave function at strong inversion for various channel doping

여기에서  $\Delta z$ 는 실리콘/산화막 경계면으로부터 떨어진 electron의 peak point이다. 이 값은  $T_{OX}$ 와  $N_{sub}$ ,  $V_g$ 의 영향에

따라 변한다. 여기에서는 strong inversion 영역에서의 값을 계산하므로 앞에서 설명한 바와 같이 시뮬레이터의 결과는  $T_{OX}$ 가 감소함에 따라 그림 13과 같이 effective oxide 두께의 증가율은 증가하게 된다.

반면에 그림 13에서  $N_{sub}$ 가 변화하는 경우에는 논문 [11]과 본 연구의 결과가 다르게 나타난다. 논문 [11]에서는  $N_{sub}$ 가 증가함에 따라 effective oxide 두께가 증가하지만, 시뮬레이터의 결과에서의 effective oxide 두께는  $N_{sub}$ 가 증가함에 따라 감소한다. 또한 표 3에서와 같이 strong inversion 영역에서  $N_{sub}$ 가 증가함에 따라 electron 분포의 peak point는 거의 변하지 않지만 식 9와 같이 계산된  $T_{inv}$ 의 값은 감소한다. 이는 potential 분포와 Schrodinger 방정식의 해인 eigen energy와 wave function으로 설명할 수 있다. 그림 14는  $N_{sub}$ 가 다른 소자들의 strong inversion 영역에서의 potential과 wave function, eigen energy level을 보여준다. 그림 14에서

와 같이  $N_{sub}$ 가 증가함에 따라 depletion width가 줄어들고 potential well이 더 심해지고 이에 따라 첫 번째 eigen energy level이 낮아지는 것을 볼 수 있다. 앞에서 설명한 것과 같이 strong inversion에서 electron 분포는 첫 번째 eigen energy level의 영향을 가장 많이 받게되므로 결과적으로  $N_{sub}$ 가 증가할수록 첫 번째 eigen energy level이 낮게 위치하고 wave function의 peak가 경계면에 가깝게 위치하여 effective oxide 두께는 감소한다. 표 3에서와 같이 electron의 peak point는 strong inversion에서 거의 변화가 없지만 depletion width에 영향을 받는 wave function에 의해  $N_{sub}$ 가 증가할수록 depletion width가 줄어들면서 wave function은 좁게 분포하고  $T_{inv}$ 의 값이 감소하게 된다. 따라서 그림 13과 같이  $N_{sub}$ 가 증가할수록 effective oxide 두께가 감소하게 된다.

### 5. 결 론

본 논문에서는 양자 효과의 특성을 분석하기 위해서 기존에 사용된 Airy function이나 fitting parameter와 같은 approximation을 사용하지 않고 Poisson 방정식과 Schrodinger 방정식을 동시에 고려하는 상보적 방법을 이용한 시뮬레이터를 개발하고 이를 이용하여 양자 효과에 의한 소자의 특성 변화를 분석하였다.

시뮬레이션 결과에 의하여  $T_{OX}$ 가 변화하는 경우 양자 효과에 의해 나타나는  $\Delta V_{th}$ 의 증가는  $T_{OX}$ 에 따른  $\Delta V_{OX}$ 에 의한 차이 외에는 없으며, electron의 분포는  $T_{OX}$  변화에 영향을 받지 않는 것을 알 수 있다. 따라서  $T_{OX}$ 가 감소함에 따라 양자 효과에 의한  $\Delta V_{th}$ 는 감소하며  $\Delta C$ 는 증가하는 현상을 보인다.  $N_{sub}$ 가 변화하는 경우에는 양자 효과에 의하여 weak inversion시  $\Delta V_{OX}$  뿐만 아니라  $\Delta \Psi_s$ 도 변화하는 현상을 확인하였다. 반면에 strong inversion에서는  $N_{sub}$ 에 의한 electron 분포 변화가 감소하여 양자 효과에 의한  $\Delta C$ 가 거의 일정함을 알 수 있다. 따라서 소자가 미세화되면서 발생하는 short channel effect를 감소시키기 위해  $T_{OX}$ 와  $N_{sub}$ 를 scaling함에 있어서 양자 효과를 고려하는 경우  $N_{sub}$ 의 증가보다는  $T_{OX}$ 의 감소에 중점을 두어 소자 구조를 최적화하는 것이 소자의 동작 특성 향상에 도움이 된다.

### 감사의 글

본 연구는 2000년도 한국 학술진흥재단의 지원에 의하여 연구되었음. (KRF-2000-041-E00195)

### 참 고 문 헌

- [1] International Technology Roadmap for Semiconductor, 2000.
- [2] X. Hyuang et al., "Sub 50-nm FinFET:PMOS", IEDM, pp. 67, 1999.
- [3] W. Hansch et al., "Carrier Transport near the Si/SiO<sub>2</sub> Interface of a MOSFET", Solid-State Electronics, vol. 32, pp. 839, 1989.
- [4] M.J. van Dort et al., "Influence of High Substrate Doping Level on the Threshold Voltage and the Mobility of Deep-Submicron MOSFET's", IEEE Trans. on Elect. Dev., vol. 39, pp. 932., 1992.
- [5] MEDICI Manual (version 4.0.0)
- [6] Frank Stern, "Self-consistent results for n-type Si inversion layers", Phys. Rev. B, vol. 5, no. 12, pp. 4891, 1972.
- [7] Charles Kittel, "Introduction of Solid State Physics," Wiley, 1996.
- [8] Ya-Chin King, Chenming Hu, "Small Signal Electron charge centroid model for quantization of inversion layer in a metal-on-insulator field-effect transistor," Appl. Phys. Lett., vol. 72, no. 26, pp. 3476, 1988.
- [9] Brian K. Ip, John R. Brews, "Quantum Effects upon Drain Current in a Biased MOSFET," IEEE Trans. on Elect. Dev., vol. 45, no. 10, pp. 2213., 1998.
- [10] Tomasz Janik, Bgdan Majkusiak, "Analysis of the MOS Transistor Based on the Self-consistent Solution to the Schrodinger and Poisson Equations and on the Local Mobility Model," IEEE Trans. on Elect. Dev., vol. 45, no. 6, pp.1263., 1998.
- [11] Scott A. Hareland et al., "A Computationally Efficient Model for Inversion Layer Quantization Effects in Deep Submicron N-Channel MOSFET's," IEEE Trans. on Elect. Dev., vol. 43, no. 1, pp. 90., 1996.

## 저 자 소 개



### 박 지 선 (朴志宣)

1999년 2월 이화여자대학교 전자공학과 졸업 (학사). 2002년 2월 이화여자대학교 정보통신학과 졸업(석사). 2002년~현재 이화여자대학교 과학기술대학원 정보통신학과 박사과정.



### 신 형 순 (申炯淳)

1982년 2월 서울대학교 전자공학과 졸업 (학사). 1984년 12월 미국 University of Texas at Austin 졸업 (석사). 1990년 5월 미국 University of Texas at Austin 졸업 (박사). 1990년~1994년 LG 반도체 근무. 1995년~현재 이화여자대학교 공과대학 전자공학과 근무. 현재 교수. 관심분야는 반도체 소자구조, 모델링, RF CMOS.