

論文96-33A-10-13

Monte-Carlo 방법과 일반화된 Ramo-Shockley 정리를 통한 FET 열잡음 이론의 검증

(Investigation of the existing thermal noise theories for field-effect transistors using the Monte-Carlo method and the generalized Ramo-Shockley theorem)

牟 耿 求 *, 閔 弘 植 *, 朴 榮 俊 *

(Kyung Goo Moh, Hong Shick Min, and Young June Park)

요 약

미시적인 양의 시간에 대한 변화를 직접 계산하는 Monte Carlo 방법은 반도체 소자의 잡음 분석에 유용한 방법이다. 2 차원 소자의 경우에 단자 전류를 수치 해석적으로 보다 정확하게 계산할 수 있는 방법으로 일반화된 Ramo-Shockley 정리를 이용하는 방법이 제안되었다. 이 방법을 이용하여 기존의 FET 열잡음 이론의 타당성을 검토하였다. 먼저 채널의 일차원적인 취급의 타당성을 검토하기 위해 일차원 Ramo-Shockley 정리를 주파수가 낮은 경우에는 이차원 소자에도 적용할 수 있음을 볼 수 있었다. 그리고, 서로 다른 전자간의 상호 작용이 무시될 수 있는지의 여부를 검증하고 채널 영역의 잡음의 위치에 따른 분포를 구하여 Van der Ziel 등에 의한 이론보다는 steady state Nyquist 정리가 올바른 이론임을 보였다.

Abstract

Monte Carlo method is especially a useful method for the analysis of thermal noise of semiconductor devices since the time dependence of microscopic details is simulated directly. Recently, a method for the calculation of the instantaneous currents of 2-dimensional devices, which is numerically more accurate than the conventional method, has been proposed using the generalized Ramo-Shockley theorem. Using this method we investigate the validity of the existing thermal noise theories of field-effect transistors. First, the 1-dimensional analysis of thermal noise using Ramo-Shockley theorem is shown to be applicable to 2 dimensional devices if the frequency of interest is low enough. The correlation between electrons in different regions of the channel is shown not to be negligible. And we also obtain the spatial map of the noise in the channel region. By doing so, we show that the steady state Nyquist theorem is the correct theory rather than the theory by Van der Ziel et. al.

Key words: Monte Carlo method, thermal noise, generalized Ramo-Shockley theorem, steady state Nyquist theorem.

I. 서 론

평형 상태에 가까운 반도체 소자의 잡음은 Nyquist 정리에 의해 저항 또는 전도도와 같은 거시적인 양으로 주어진다^{1),2)}. 그러나 비평형 상태의 경우 잡음의 주파수 전력 밀도는 미시적인 사항에 직접적으로 의존하므로 Nyquist 정리와 같은 일반적인 이론이 존재하

* 正會員, 서울大學校 電氣工學部 및 半導體 共同 研究所

(School of Elec. Eng. and Inter-Univ. Semiconductor Research Center, Seoul Nat'l Univ.)

接受日字: 1996年6月25日, 수정완료일: 1996年10月8日

지 않는다. FET 열잡음 이론 역시 완전히 확립되지 못하고 있다. Van der Ziel 등에 의한 FET의 잡음 이론^[3,4]에 의하면 채널의 소오스에 가까운 부분에서 주로 잡음이 발생한다. 그러나 H.S. Min의 steady state Nyquist 정리^[5-7]에 의하면 채널의 드레인에 가까운 부분에서 주로 발생한다. 두 이론은 채널을 1차원적으로 취급한다는 점에서는 공통점을 보이나 채널의 서로 다른 전자간의 상호 상관에 관한 가정에 있어서 차이를 보인다.

미시적인 사항의 시간적인 변화를 직접적으로 계산하는 Monte-Carlo 방법은 특히 서브마이크론 채널 소자의 잡음 특성 분석에 적합한 방법이 될 수 있다^[8]. Monte-Carlo 방법으로 반도체 소자의 잡음 전류를 직접 계산하는 경우 수치해석적인 오차가 실제의 잡음 전류의 크기보다 작아지지 않으면 의미있는 계산이 불가능하다^[9-13]. 잡음 전류의 계산에 적용될 수 있는 수치해석적으로 보다 정확한 단자 전류의 계산 방법으로 일반화된 Ramo-Shockley 정리를 이용하는 방법^[14-20]이 발표되어 2차원 소자의 열잡음을 보다 정확하게 계산할 수 있게 되었다. 본 논문에서는 Monte-Carlo 방법과 일반화된 Ramo-Shockley 정리를 GaAs MESFET에 적용하여 위에서 언급한 두가지 서로 다른 FET 열잡음 이론의 타당성을 검토해보기로 한다. 여기에서는 G-R 잡음 등은 생각하지 않으며 열잡음만을 고려의 대상으로 한다.

II. Monte Carlo 방법과 일반화된 Ramo-Shockley 정리를 이용한 잡음 전류의 계산과 잡음 전력 밀도의 추정

Monte Carlo 방법은 미시적인 양의 시간에 대한 변화를 직접 계산하는 방법으로서 반도체 소자의 잡음 특성 분석에 유용한 방법이다. 그러나 1차원 구조의 소자에 대한 분석이 주로 이루어졌을 뿐 2차원 구조를 갖는 소자의 잡음 특성 분석은 거의 이루어지지 못했다^[9,10]. 그 이유는 1차원 구조의 소자에 대해서는 Ramo-Shockley 정리를 이용하여 잡음 전류를 비교적 정확히 계산할 수 있으나 2차원 이상의 소자에 대해서는 이에 대응하는 잡음 전류의 계산 방법이 최근에야 제시되었기 때문이다^[11,14-20]. 잡음 전류는 그 크기가 직류전류에 비해 작을 뿐 만 아니라 시간에 대해 무작위적인 변동을 계산해야 하므로 시간에 대한 평균

을 할 수 없다. 따라서 직류 전류의 계산시에는 문제가 되지 않는 수치해석적인 오차가 잡음 전류의 계산에는 큰 영향을 줄 수 있다. 2차원 또는 3차원 소자의 잡음 전류의 계산에 적용될 수 있는 수치해석적으로 보다 정확한 단자 전류의 계산 방법인 일반화된 Ramo-Shockley 정리를 이용한 방법은 참고 문헌^[14-20]에 자세히 설명되어 있으므로 여기에서는 간략하게 설명하기로 한다.

일반화된 Ramo-Shockley 정리에 의하면 모든 단자가 교류적으로 단락되어 있고 반도체 내부에서 이동하는 전하가 모두 전자라고 할 때 전자 j 의 속도를 \vec{v}_j , 위치를 \vec{r}_j 라하면 단자 α 의 단자 전류는 다음과 같이 주어진다^[14-20].

$$i_{\alpha}(t) = q \cdot \sum_j \vec{v}_j \cdot \nabla G_{\alpha}(\vec{r}_j) \quad (1)$$

여기에서 $G_{\alpha}(\vec{r})$ 은 반도체 내부에 전하가 없는 상태에서 전극 α 에는 1.0 V의 전위가 걸리고 그외의 전극은 접지되었을 때의 위치 \vec{r} 에서의 전위를 $G_{\alpha}(\vec{r})$ 라 할 때 $G_{\alpha}(\vec{r})/1.0V$ 로서 정규화된 전위로서 정의된다. 우리는 수치해석적인 이유에서 $Q_{\alpha}(t) \equiv \int_0^t i_{\alpha}(t') dt'$ 를 구하고 이를 미분하여 순간 전류를 얻는다^[17,19]. 시간 t 에서의 반도체 내부의 전자 수를 $N(t)$ 라 하면

$$Q_{\alpha}(t) = \sum_{j=1}^{M(t)} q G_{\alpha}(\vec{r}_j(t)) - \sum_{j=1}^{M(0)} q G_{\alpha}(\vec{r}_j(0)) - q \cdot n_{\alpha}^{+}(t) + q \cdot n_{\alpha}^{-}(t) \quad (2)$$

가 된다^[18,19]. 여기에서 $n_{\alpha}^{+}(t)$ 는 시간 간격 $[0, t]$ 사이에 전극 α 로부터 소자 내부로 주입된 전자의 수를 나타내며 $n_{\alpha}^{-}(t)$ 는 시간 간격 $[0, t]$ 사이에 전극 α 로 흡수된 전자의 수를 나타낸다. 이렇게 전류를 구할 경우 참고 문헌^[9, 17] 등에서 볼 수 있는 수치해석적인 문제가 생기지 않는다. 첫째로 전극 α 의 직류 전류 I_{α} 를 계산해보면

$$I_{\alpha} \equiv \overline{i_{\alpha}(t)} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{Q(T) - Q(0)}{T} = -q \cdot \frac{n_{\alpha}^{+}(T) - n_{\alpha}^{-}(T)}{T}$$

이 된다. 이것은 (2)식의 처음 두 항이 정상 상태에서 크기가 유한한 거의 일정한 양이기 때문이다. 따라서 직류전류가 콘택에서 입자수를 세는 방법인 particle counting 방법과 같아진다. 또한 $\sum_{\alpha} G_{\alpha}(\vec{r}) = 1.0$ 이므로 식 (1)로부터 자동적으로 Kirchhoff의 법칙

$\sum_i i_d(t) = 0$ 이 성립하는 것을 볼 수 있다. 일차원 소자에 적용되는 1 차원 Ramo-Shockley 정리는 식 (1) 의 특별한 경우로서 소자의 길이를 L 이라할 때

$$i(t) = \frac{q}{L} \cdot \sum_j v_j \quad (3)$$

와 같이 주어진다. 여기에서 v_j 는 j 번째 전자 속도의 길이 방향 성분이다.

구해진 단자의 잡음 전류에 수치 해석적인 오차가 없다 하더라도 Monte Carlo 방법은 많은 계산 시간을 요하는 방법이므로 실제로 유한한 길이의 데이터 얻을 수 있다. 따라서 잡음 전류 자체의 수치해석적인 오차에 더하여 데이터의 길이가 유한하여 생기는 통계적인 오차를 갖게 되므로 우리는 잡음 전력 밀도의 실제값이 아닌 추정값만을 얻을 수 있다^[21-23]. 잡음 전력 밀도의 추정 방법은 크게 전통적인 방법과 현대적인 방법으로 나눌 수 있으며 현대적인 방법은 적은 데이터로도 주파수 해상도가 높은 추정값을 주나 데이터에 대해 주어진 모델이 적용되는 것을 가정하므로 이 모델이 정확하지 않으면 조직적인 오차가 들어갈 수 있다^[21]. 여기에서는 충분히 많은 데이터를 얻은 후 전통적인 방법을 사용하여 잡음 전력 밀도를 추정하였다. 이에 대한 자세한 내용은 참고문헌^[21-23]에 있다.

III. 서로 다른 전자간의 상호 작용의 중요성에 대한 검증

Van der Ziel 등에 의하면 채널의 위치 x 에서의 단위 길이당의 전도도를 $g(x)$ 라하고 채널의 길이를 L 이라할 때 드레인 잡음 전류의 주파수 전력 밀도는 다음과 같은 형태로 주어진다^[3,4].

$$S_{i_d}(\omega=0) = \frac{4k_B T}{L^2} \cdot \int_0^L g(x) dx \quad (4)$$

여기에서 k_B 는 볼츠만 상수, ω 는 각주파수를 나타낸다. 그러나 steady state Nyquist 정리에 의하면 드레인 잡음은 다음과 같은 형태로 주어진다^[5-7].

$$S_{i_d}(\omega=0) = \frac{4k_B T}{\int_0^L \frac{1}{g(x)} dx} \quad (5)$$

Van der Ziel 등에 의한 FET 잡음 이론과 H. S.

Min 의 steady state Nyquist 정리의 공통점은 채널을 일차원적으로 취급한다는 것이다. 먼저 일차원적인 취급의 타당성을 검토하기 위해 그림 1 의 소자에 대해 일차원 Ramo-Shockley 정리에 의해 구해진 잡음 전류와 일반화된 Ramo-Shockley 정리에 의해 구해진 잡음 전류를 비교하여 보았다.

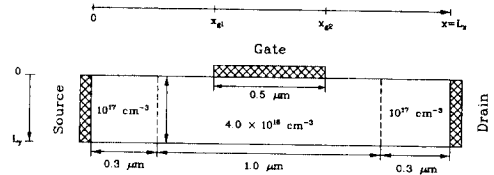


그림 1. 시뮬레이션에 사용된 짧은 채널 GaAs MESFET의 구조. 비교를 위해 참고문헌 [13] 과 같은 구조를 대상으로 시뮬레이션하였다. Fig. 1. The structure of the simulated short-channel GaAs MESFET. For comparison, the structure of the device is the same as in Ref. [13].

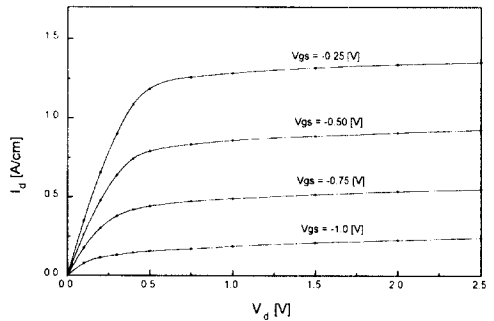


그림 2. 그림 1 의 소자의 전류 전압특성. 전류는 단위 두께 당의 값으로 주어졌으며 게이트 전압에는 쇼트키 장벽 전압이 포함되어 있다. Fig. 2. The drain current versus drain voltage characteristics of the MESFET in Fig. 1. The current value is given as the value per unit thickness. The gate-source voltage includes the built-in potential of the Schottky contact.

그림 1 의 소자에서 소오스와 드레인을 참고 문헌^[13] 에서와 같이 일반적인 평면 구조 (planar geometry) 와 다르게 측면에 둔 이유는 다음과 같다. 첫째로, 이러한 구조에서 수치해석적인 오차가 보다 작아지며, 두 번째로, 1 차원 소자와의 비교가 쉽다. MESFET 의 잡음 특성은 주로 채널 영역에 의해 결정되므로 콘택의 위치에 따른 차이는 중요하지 않을 것으로 생각된

다. 그림 1의 소자의 전류 전압 특성은 그림 2와 같다. 이 소자에 대해서 1차원 Ramo-Shockley 정리를 적용한다는 것은 드레인 전류 $i_d(t)$ 를 다음 식과 같이 계산한다는 것을 의미한다.

$$i_d(t) = \frac{q}{L_x} \cdot \sum_j v_{x_j} \quad (3')$$

그림 3은 식 (2)의 일반화된 Ramo-Shockley 정리에 의한 드레인 잡음 전류와 식 (3')의 일차원 Ramo-Shockley 정리에 의해 계산된 드레인 잡음 전류의 주파수 전력 밀도 함수를 $V_{gs} = -0.75V$ 이고 $V_{ds} = 0.1V$ 일 때 비교한 그림이다. 낮은 주파수에서는 일차원 Ramo-Shockley 정리를 이용하여 계산해도 올바른 결과를 얻을 수 있음을 볼 수 있다. 여기에서는 선형영역에 대한 결과를 나타내었으나 포화 영역에서도 비슷한 결과를 얻는다. 그림 4는 $V_{ds} = 0.1V$ 일 때 V_{gs} 를 변화시키면서 $S_{i_d}(\omega=0)$ 와 steady state Nyquist 정리에서 얻어지는 $4kT \cdot \frac{I_d}{V_{ds}}$ 를 비교한 그림이다.

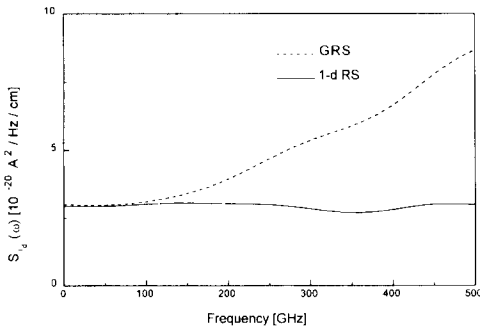


그림 3. $V_{gs} = -0.75V$, $V_{ds} = 0.1V$ 일 때의 드레인 전류의 단위 두께 당의 잡음 전력 밀도. GRS는 식 (2)에 의해 얻어진 값을 나타내며 1-d RS는 일차원 Ramo-Shockley 정리인 식 (3')에 의해 얻어진 값을 나타낸다.

Fig. 3. The Power spectral density of the drain noise current per unit thickness when $V_{gs} = -0.75V$ and $V_{ds} = 0.1V$. GRS represents the power spectral density obtained from the drain noise current by eq (2) and 1-d RS represents that obtained by eq (3').

그림 4를 보면 선형 영역에서 위의 두가지 전류 계산 방법으로 구한 결과가 $4kT \cdot \frac{I_d}{V_{ds}}$ 와 잘 맞음을 볼 수

있다. 주로 관심의 대상이 되는 양은 $\omega \rightarrow 0$ 일 때의 잡음의 주파수 전력 밀도이므로 1차원 Ramo-Shockley 정리가 2차원 소자에도 유용한 방법이 될 수 있음을 알 수 있다. 또 위의 결과는 일차원 소자에 대한 이론을 2차원 소자에도 적용하는 것이 $\omega \rightarrow 0$ 의 극한에서는 타당성이 있는 것임을 보여주는 결과이다.

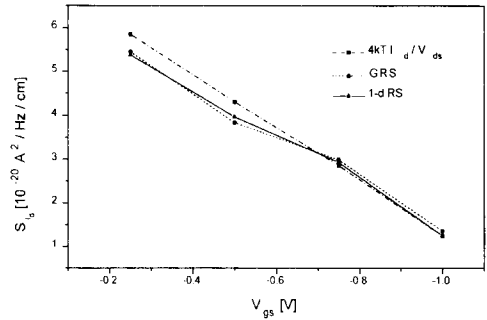


그림 4. 게이트 전압에 따른 드레인 전류의 주파수 0에서의 단위 두께 당의 잡음 전력밀도

Fig. 4. The Power spectral density of the drain noise current per unit thickness in the low frequency limit as a function of the gate potential when $V_{ds} = 0.1V$.

참고 문헌 [7,16]에서 설명하는 바와 같이 채널을 일차원적으로 취급할 때 서로다른 전자간의 상호상관을 무시하면 식 (4)를 얻을 수 있다. 따라서 위의 형태의 차이는 채널영역의 서로 다른 전자들 간의 상호상관의 무시 여부에 있다고 할 수 있다 [16]. 일차원 소자에 대해서는 이미 참고 문헌 [25]와 [26]에서 서로 다른 전자들 간의 상호상관이 무시될 수 없음을 보인바 있다. 서로 다른 전자들 간의 상호상관을 무시할 수 있는지는 다음과 같은 계산으로 직접 검증될 수 있다. 그림 1의 소자에서는 짧은 채널 효과가 존재할 수 있으므로 그림 5의 소자에 대해서 생각하자. $2\mu m$ 의 채널을 8개의 $\Delta x = 0.25\mu m$ 크기의 구간으로 나누어보자. 이 때 전체 잡음 전류는 채널 아래의 전자들에 의해 거의 결정되므로, 이들 전자에 의한 전류를 $i(t)$ 라 하면 $i(t)$ 는 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$i(t) \equiv \frac{q}{L} \sum_{x_{j1} < x_j \leq x_{j2}} v_{x_j}(t) \quad (6)$$

$i(t)$ 를 다시 8개 구간에 있는 전자들에 의한 전류의 합으로 표시할 수 있다.

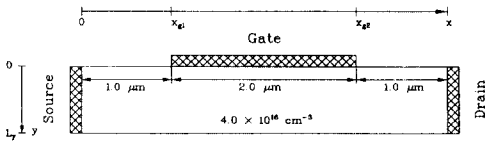


그림 5. 시뮬레이션에 사용된 긴 채널 GaAs MESFET의 구조. $L_y=0.2\mu m$ 이다.

Fig. 5. The structure of the simulated long-channel GaAs MESFET, $L_y=0.2\mu m$.

$$i'(t) = \sum_k i_k(t) \quad (k=1,2,3, \dots, 8) \quad (7)$$

이 때 k 번째 구간의 부분 전류 $i_k(t)$ 는 다음과 같다.

$$i_k(t) = \frac{q}{L} \sum_{(k-1)\Delta x < x, x_{ni} \leq k \cdot \Delta x} v_{x_i}(t) \quad (8)$$

식 (7)로부터 $i'(t)$ 의 잡음 전력밀도 $S_{i'}(\omega)$ 는

$$S_{i'}(\omega) = \sum_{k=1}^8 \sum_{l=1}^8 S_{i_k i_l}(\omega) \quad (9)$$

가 되며 전자들 간의 상호 상관이 무시될 수 있다면

$$S_{i'}(\omega) = \sum_{k=1}^8 S_{i_k}(\omega) \text{ 가 될 것이다.}$$

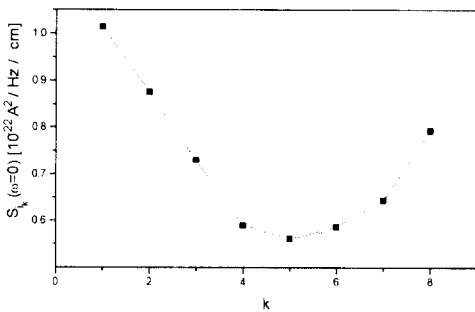


그림 6. 그림 5의 소자에서 채널 영역의 부분 전류의 낮은 주파수에서의 전력밀도

Fig. 6. Low frequency values of the power spectral densities of the partial currents in the channel region of the device in Fig. 5.

그림 6 은 $V_{gs} = -0.25 V$, $V_{ds} = 1.0 V$ 에서 $S_{i_k}(\omega=0)$ 의 k 에 따른 변화를 그린 것이다. $S_{i'}(\omega=0)$ 는 $4.446 \cdot 10^{-21} [A^2/Hz/cm]$ 인 반면에 $\sum_k S_{i_k}(\omega=0)$ 은 $5.787 \cdot 10^{-22} [A^2/Hz/cm]$ 이 되어 $S_{i'}(\omega=0)$ 보다 훨씬 작음을 알 수 있다. 이러한 차이는 전자들 간의 상호상관이 무시될 수 없음을 보여 준다. 따라서 식 (4) 의 결과는 옳지 않은 것으로 생각된다.

다. 그런데 선형 영역에서는 식 (4) 와 식 (5) 는 비슷한 결과를 준다^[7]. 선형 영역에서 두 식의 크기는 비슷하지만, 채널의 각 위치가 전체 잡음 크기에 기여하는 정도는 두 이론이 서로 다르다. 즉, 두 식의 차이는 내부적인 잡음의 위치에 따른 분포에 있다. 다음 절에서 잡음의 위치에 따른 분포를 분석해 보기로 한다.

IV. 잡음의 위치에 따른 분포의 분석

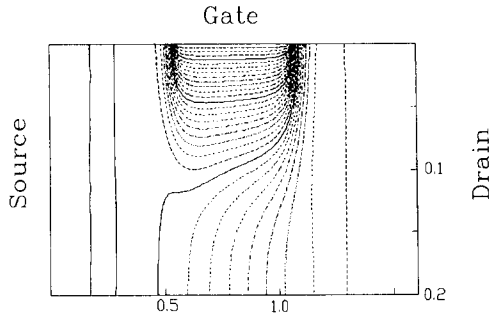
식 (4) 에 의하면 잡음이 전도도가 큰 부분에서 주로 생기고 식 (5) 에 의하면 잡음이 전도도가 작은 부분에서 주로 발생한다. 잡음 전류는 연속적이므로 위치에 대한 분석에 부적합하다. 잡음을 위치에 대해 분석하려면 드레인이 개방 단자 조건에 있을 때의 위치에 따른 잡음 전압의 크기를 볼 필요가 있다. 일반적으로 단자 a 의 전체 전류는 단자의 전위 변화와 관련된 성분과 단자의 전위 변화와 관련되지 않은 성분으로 나누어지며 단자의 전위가 고정되어 있지 않은 경우에는 전류는 다음과 같이 주어진다^[16].

$$i_a(t) = q \cdot \sum_j \vec{v}_j \cdot \vec{\nabla} G_a(r_j) + \frac{dV_a}{dt} \cdot C_a \quad (10)$$

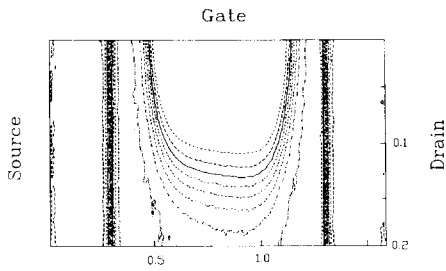
여기에서 C_a 는 전극 a 에서의 표면적분 $C_a = \epsilon_s \int_{S_a} \vec{\nabla} G_a(\vec{r}) \cdot \hat{n}$ 로서 주어진다. 전극 a 가 교류적으로 개방되어 $i_a(t) = I_a$ 인 경우 식 (10) 으로부터

$$V_a(t) = V_a(0) + \frac{1}{C_a} \int_0^t [I_a - q \cdot \sum_j \vec{v}_j \cdot \vec{\nabla} G_a(r_j)] \cdot dt \quad (11)$$

가 된다. 그림 1 의 소자에 대해 $V_{GS} = -0.5V$ 로 일정한 때 드레인 단자가 교류적으로 개방된 경우의 잡음 전압의 위치에 따른 분포를 계산해 보았다. 그림 7 (a) 와 (b) 는 $\overline{V_{ds}} = 0.471V$ 일 때의 등전위선과 등전자 농도선을 그린 것이다. 이들 그림에서 채널 영역에서는 전위분포가 거의 일차원적임을 볼 수 있다. 따라서 $y = L_y$ 에서의 전위분포만을 관찰하여, 잡음 전압의 위치에 따른 변화를 구하였다. 소자를 $y = L_y$ 선을 따라 x 축 상에서 $\Delta x = L_x/16$ 인 16 개의 구간으로 나누어 k 번째 구간의 전압 $\Delta V_k = V(x = k \cdot \Delta x) - V(x = (k-1) \cdot \Delta x)$ ($k = 1, 2, 3, \dots, 16$) 에 대한 잡음 전압 전력 밀도 $S_{\Delta V_k}(\omega=0)$ 를 구하였다.



(a)



(b)

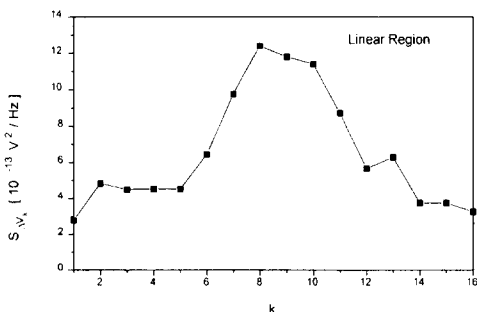
그림 7. (a) 그림 1의 소자에서 $V_{ds}=0.185V$ 이고 $V_g=-0.5V$ 일 때의 등전위 분포

(b) (a)와 동일한 바이어스 조건에서의 등 전자 농도선

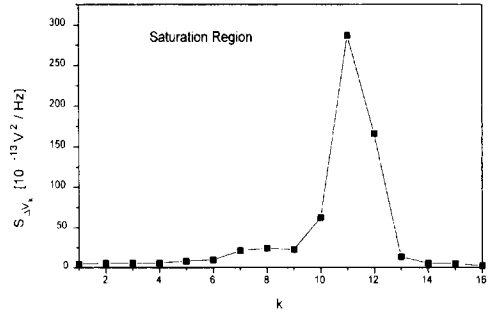
Fig. 7. (a) The equipotential lines of the device in Fig. 1 when $V_{ds}=0.185V$ and $V_g=-0.5V$.

(b) The equi-electron density lines of the device at the same bias as in (a).

그림 8 (a) 는 선형 영역인 $V_{ds}=0.185V$ 에서의 결과를 그림 8 (b) 는 포화 영역인 $V_{ds}=0.471V$ 에서의 결과를 각각 나타낸 그림이다. 그림 8 (a) 와 (b) 의 결과를 보면 steady state 정리에서와 같이 잡음이 전도도가 작은 부분에서 주로 발생하는 것을 볼 수 있다.



(a)



(b)

그림 8. (a) 선형영역인 $V_{ds}=0.185V, V_{gs}=-0.5V$ 일 때의 각 구간 잡음 전압의 전력밀도

(b) 포화영역인 $V_{ds}=0.471V, V_{gs}=-0.5V$ 일 때의 위치에 따른 잡음 전압의 전력밀도

Fig. 8. (a) The spatial map of the low frequency value of the power spectral density of the voltage fluctuations in each section when $V_{ds}=0.185V$ and $V_{gs}=-0.5V$. At this bias the device is in the linear region.

(b) The spatial map of the low frequency value of the power spectral density of the voltage fluctuations when $V_{ds}=0.471V$ and $V_{gs}=-0.5V$. At this bias the device is in the saturation region.

위의 결과를 볼 때 Van der Ziel 등의 이론보다는 Steady Nyquist 정리가 올바른 이론임을 알 수 있다.

V. 결론

Van der Ziel 등에 의한 잡음 이론에 의하면 MESFET 의 잡음이 채널의 소스에 가까운 부분에서 주로 발생한다. 그러나 steady state Nyquist 정리에 의하면 잡음이 채널의 드레인에 가까운 부분에서 주로 발생한다. 두 이론의 차이는 서로 다른 전자 사이의 상호 작용을 무시할 수 있느냐의 여부에 있다. 본 논문에서는 먼저 서로 다른 전자 사이의 상호 작용이 무시될 수 없음을 보였다. 또한 일반화된 Ramo-Shockley 정리를 이용하여 드레인이 교류적으로 개방된 조건에서 잡음의 위치에 따른 분포가 steady state Nyquist 정리와 부합함을 보였다. 이상에서 Van der Ziel 등에 의한 잡음 이론보다는 steady state Nyquist 정리가 보다 옳은 잡음 이론임을 알 수 있다.

기존의 잡음 이론은 주로 선형 영역에서 성립하는 이론이다. 그런데 저잡음 증폭기 등에서는 저잡음 증폭

소자가 주로 포화 영역에서 동작된다. Monte Carlo 방법과 일반화된 Ramo-Shockley 정리를 이용하는 방법은 바이어스 조건에 관계없이 적용될 수 있는 방법이므로 포화 영역에서의 잡음 메카니즘에 대한 분석에 유용한 방법이 될 수 있을 것으로 생각된다.

감사의 글

※ 본 연구는 한국과학재단 특정 기초 연구과제 (95-0100-09-01-3) 에 의해 수행 되었음.

참 고 문 헌

- [1] H. Nyquist, "Thermal agitation of electric charge in conductors," *Phys. Rev.*, vol. 32, p. 110, 1928.
- [2] H. B. Callen and T. A. Welton, "Irreversibility and generalized noise," *Phys. Rev.*, vol. 83, p. 34, 1951.
- [3] F. M. Klaasen and J. Prins, "Thermal noise of MOS transistors," *Philips Res. Rep.*, vol. 22, p. 505, 1967.
- [4] A. van der Ziel, *Noise in Solid State Devices and Circuits*, New York: John Wiley and Sons, 1986.
- [5] H. S. Min, "Steady-state Nyquist theorem for nondegenerate semiconductors," *J. Appl. Phys.*, vol. 64, p. 6339, 1988.
- [6] J. B. Lee, H. S. Min, and Y. J. Park, "Steady-state Nyquist theorem for multi-terminal nondegenerate semiconductor devices," *J. Appl. Phys.*, vol. 75, p. 8182, 1994.
- [7] 송 두현, "High Frequency Noise in MOSFETS," 서울대학교 전자공학과 박사학위 논문, 1996
- [8] C. Jacoboni and P. Lugli, *The Monte Carlo Method for Semiconductor Device Simulation*. Vienna: Springer-Verlag, 1989.
- [9] M. B. Patil and U. Ravaioli, "Transient simulation of semiconductor devices using the Monte-Carlo method," *Solid-State Electron.*, vol. 34, no. 10, p. 1029, 1991.
- [10] C. Moglestue, "A Monte Carlo particle study of the intrinsic noise figure in GaAs MESFET's," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 32, p. 1029, 1991.
- [11] V. Gruzinskis, S. Kersulis, and A. Reklaitis, "An efficient Monte Carlo particle technique for two-dimensional transistor modeling," *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 6, p. 602, 1991.
- [12] T. Gonzalez and D. Pardo, "Monte Carlo Determination of the intrinsic Small-Signal Equivalent Circuit of MESFET's," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 42, no. 4, 1995.
- [13] T. Gonzales, D. Pardo, L. Varani, and L. Reggiani, "Monte Carlo analysis of the behavior and spatial origin of electronic noise in GaAs MESFET's," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 42, no. 3, p. 991, 1995.
- [14] P. De Visschere, "The validity of the Ramo's theorem," *Solid-State Electron.*, vol. 33, no. 4, p. 455, 1990.
- [15] H. S. Kim, H. S. Min, T. W. Tang, and Y. J. Park, "An extended proof of the Ramo-Shockley theorem," *Solid-State Electron.*, vol. 34, p. 1251, 1991.
- [16] 김 현석, "반도체 소자의 잡음 계산 방법에 관한 연구," 서울대학교 전자공학과 석사학위 논문, 1991
- [17] G. Y. Jin, Y. J. Park, and H. S. Min, "An application of the Ramo-Shockley theorem for calculation of the terminal currents of a MESFET by the particle simulation," International Workshop on VLSI Process and Device Modeling 1991: 1991 VPAD. pp. 52-53, 1991, Osio, Japan.
- [18] 모 경구, 민 흥식, 박 영준, "Two dimensional simulation for high frequency noise of a GaAs MESFET using the generalized Ramo-Shockley theorem and the Monte-Carlo method," 제 1 회 한국 반도체 학술대회, p. 279, 1994.
- [19] K. G. Moh, J. Y. Ihm, H. S. Min, and Y. J. Park, "calculation of high frequency noise of semiconductor devices using the generalized Ramo-Shockley theorem and the Monte-Carlo method," *Proceedings of the 13th Int'l Conf. on Noise in Physical Systems and 1/f Fluctuations*, p.375, World

- Scientific, 1995.
- [20] 임 재용, "일반화된 Ramo-Shockley 정리와 Monte-Carlo 방법을 이용한 반도체 소자의 고주파 잡음 계산에 관한 연구," 서울대학교 전자공학과 석사학위 논문, 1995.
- [21] S. M. Kay, *Modern Spectral Estimation*, Prentice Hall, 1988.
- [22] R. O. Grondin, P. A. Blakey, J. R. EAST, and E. D. Rothman, "Monte Carlo Estimation of Hot Carrier Noise at Millimeter- and Submillimeter-Wave Frequencies," *IEEE trans. Electron Devices*, vol. ED-32, no. 8, p. 914, 1981.
- [23] K. Y. Lee, H. S. Min and Y. J. Park, "Estimation of noise power spectral densities from the Monte-Carlo simulated terminal currents in semiconductor devices," *Solid-State Electron.*, vol. 36, p. 1563, 1993.
- [24] M. J. Buckingham, *Noise in Electronic Devices and Systems*, Ellis Horwood limited, 1983.
- [25] T. Gonzales, Daniel Pardo, L. Varani, and L. Reggiani, "Monte Carlo analysis of noise spectra in Schottky-barrier diodes," *Appl. Phys. Lett.*, 63 (22), p. 3040, 1993.
- [26] L. Varani, T. Kuhn, and L. Reggiani, "Current and Number Fluctuations in Submicron n⁺nn⁺ structures," *Solid State Electron.*, vol. 36, no. 2, p. 251, 1993.

 저 자 소 개

牟耿求(正會員) 第30卷第8號 參照
현재 서울대학교 전자공학과 박사
과정

閔弘植(正會員)
1966년 서울대학교 전자공학과 졸업. 1969년 미국 미네소타 대학교 석사. 1971년 동 대학 박사. 1973년 ~ 1976년 고려대학교 전자공학과 교수. 1976년 ~ 현재 서울대학교 전자공학과 교수. 1989년 ~ 1991년 서울대학교 반도체 공동연구소 소장. 주관심분야는 반도체 소자의 잡음 이론임

朴榮俊(正會員)
1975년과 1977년 서울대학교 전기공학과 학사 및 석사. 1983년 미국 Massachusetts 대학교 박사. 1983년 ~ 1985년 IBM, East Fishkill, NY 연구원. 1985년 ~ 1988년 주식회사 금성 연구원. 1988년 ~ 현재 서울대학교 전자공학과 교수. 1995년 ~ 현재 서울대학교 반도체 공동연구소 소장. 주관심분야는 반도체 소자의 구조와 물리해석임