

# 실리콘 기반 플라즈마파 트랜지스터를 이용한 테라헤르츠 발진기 및 검출기

류민우 · 박종율 · 김경록

울산과학기술대학교

## I. 서 론

테라헤르츠(THz) 기술은 전자기파 스펙트럼에서 전자기술과 광학기술이 중첩되는 0.1~10 THz 대역을 지니는 THz 파를 이용한 기술로서, 의료, 보안, 근·장거리 통신 등 광범위한 산업 분야에 적용할 수 있다<sup>[1]</sup>. 현재까지 이 주파수 대역의 전체적인 개척수준은 미미하지만, 비교적 가까운 장래에 상용화가 기대되는 THz 파 발진기와 검출기를 이용한 이미징 시스템은 활발히 연구가 진행되고 있다. 기존에는 광공학적인 접근으로 고전력·대형 설비를 이용하여 THz 파를 발진·검출하였으나, 저전력·소형화의 전자공학 기술의 발전으로 전자소자의 성능향상에 초점을 맞춘 기술연구가 진행 중이다. 전자소자를 이용한 THz 파 발진·검출기는 전하수송입자 자체의 움직임에 이용한 transit-mode를 통하여 1 THz까지의 sub-THz 영역에 도달하였으나, 그 이상의 동작주파수 향상에는 한계에 직면한 상황이다. 하지만 plasma-mode, 즉, 전하 표류 속도의 10~100 배의 속도를 지니는 전하의 시공간 집단적 움직임인 플라즈마파(plasma-wave)를 이용한 플라즈마파 트랜지스터(Plasma-Wave Transistor, PWT)를 통하여 1 THz 이상의 동작주파수 영역에 도달 가능성이 밝혀졌다<sup>[2]</sup>.

이러한 plasma-mode 동작은 PWT 채널 경계에서 플라즈마파의 반복적인 반사로 인한 진폭의 증가를 이용하는 공진 모드(resonant mode)와, 플라즈마파가 채널 경계까지 도달 및 반사하기 전에 모두 감쇠하여 공진이 발생하지 않는 비공진 모드(non-resonant mode)로 구분된다<sup>[3]</sup>. PWT 소자구조를 이용한 THz 발진기의 경우, 전자기파의 발진을 위하여 채널 내부의 공진이 필수적이기 때문에, resonant PWT(R-PWT) 구조를 사용해야 하는 반면에, THz 검출기의 경우 외부로부터의 신호가 채널 내부의 플라즈마파로 변환되기 때문에 R-PWT와 non-resonant PWT(NR-PWT)의 두 소자구조 모두를 취할 수 있다.

또한 공진 모드 동작 시 공진을 발생시키기 위하여 높은 이동도와 짧은 채널길이를 요구하는 반면, 비공진 모드의 경우 상대적으로 낮은 이동도와 긴 채널길이에서도 구현이 가능하다. 따라서 R-PWT THz 발진기의 경우, 실리콘(silicon, Si) 대비 이동도가 상대적으로 높은 InGaAs와 같은 화합물 기반 HEMT 구조를 기반으로 연구결과가 발표되고 있다<sup>[4~6]</sup>. 반면 검출기의 경우, 상대적으로 낮은 이동도를 지니고 있지만, 고집적·저비용의 상용화 관점에서 유리한 Si 기반 NR-PWT THz 검출기 연구가 활발히 진행되어 왔다<sup>[7~9]</sup>.

본 논문에서는 이동도 향상을 기대할 수 있는 strained-Si (s-Si) 기반 R-PWT THz 발진기 구현에 대한 가능성을 최초로 밝힘과 동시에 본 연구그룹에서 개발한 세계 최고 성능의 반응도를 보이는 Si NR-PWT THz 검출기를 소개하고자 한다.

## II. 실리콘 R-PWT THz 발진기

R-PWT THz 발진기 이론은 1993년 채널 내부 전자의 집단적인 행동 양상을 플라즈마파로 정의하여 특정 경계조건 아래에서 소자로부터 THz 대역의 전자기파가 발진됨을 밝힌 M. I. Dyakonov와 M. Shur에 의하여 최초로 제시되었다<sup>[10]</sup>. 이후 다양한 모델에 대한 이론들이 발표되었는데, 각각 1998년과 2008년에 발표된 M. V. Cheremisin에 의한 1<sup>st</sup> order(N= 1)보다 훨씬 더 높은 order를 지니는 경우의 플라즈마파 증폭 모델과<sup>[11]</sup> PWT의 ungated 영역에 관한 모델<sup>[12]</sup>, 2008년에 발표된 M. I. Dyakonov에 의한 채널의 폭을 감안한 플라즈마파 증폭 모델<sup>[13]</sup>, 2013년에 발표된 O. Sydoruk에 의한 채널 내부 plasmonic fields를 고려한 모델이 있다<sup>[14]</sup>.

이러한 이론적인 배경을 바탕으로 소자 채널 내부 플라즈마파에 의한 THz 대역의 전자기파 발진을 세계 각국의 연구 그룹에 의하여 실험적으로 측정이 되었는데, 2006년 N. Dya-

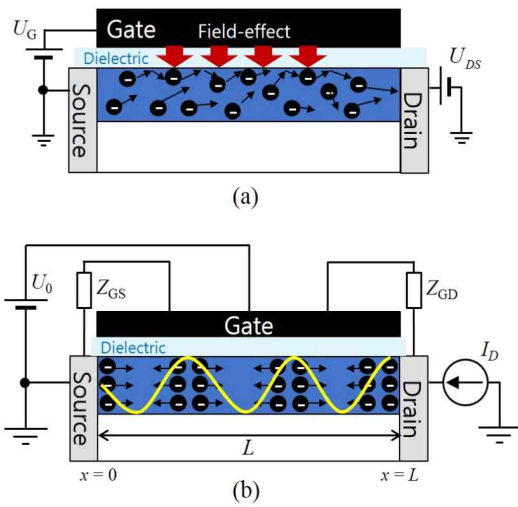
konova에 의하여 AlGaN HEMT 구조를 기반으로 2.1 THz의 전자기파 발진과<sup>[4]</sup> 함께 2010년 S. B. Tombet에 의하여 InGaAs HEMT 구조를 기반으로 3 THz의 발진소자가 보고되었으며<sup>[5]</sup>, 동년 T. Onishi에 의한 InGaAs HEMT 기반 R-PWT에서 1 μW 정도의 발진전력을 지니는 발진 소자가 보고되었다<sup>[6]</sup>.

이와 같이 이론·실험적 분석의 영역에서 R-PWT THz 발진기가 다루어져 왔지만, 특히 실험 측정에서는 고이동도 소자에 대하여서만 다루어졌었는데, 이는 이론적인 분석이 아직까지 비실용적인 분석들을 토대로 R-PWT의 기본 동작원리 및 거시적·한정적인 모델에 대하여서만 다루어져 왔기 때문이다.

이에 본 연구그룹에서는 기존 선행논문에서 다루어진 기본적인 물리적 분석에서부터 시작하여 채널 내부 플라즈마파의 정확한 행동 양상을 분석하고, 독자적인 design window를 제안하여 실리콘 기반 저이동도 R-PWT 소자에서도 충분히 THz 대역의 전자기파 발진이 가능함을 밝혔다.

### 2.1 채널 내부 플라즈마파 공진 분석

R-PWT THz 발진기는 기존의 FET 구조([그림 1] (a))에서 소스와 드레인에 각각  $Z_{GS} = 0$ 과  $Z_{GD} = \infty$ 의 경계조건을 부가하여 구현된다([그림 1] (b)). 해당 경계조건 아래에서 소스-채널 경계( $x = 0$ )의 전압은 dc gate overdrive voltage  $U_0$ 로 고정되며, 드레인-채널 경계( $x = L$ )에서 전류밀도는  $j_0$ 로 고정된



[그림 1] (a) 기존 FET 구조 (b) R-PWT 구조

다. 채널전자밀도  $n_0 \sim 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ 를 형성할 만큼의  $U_0$ 를 인가한 후 dc 드레인 전류원을 인가하였을 때, 전자는 집단적 움직임을 보이며 채널에서 플라즈마파를 형성하게 된다. 이때 플라즈마파의 양상을 분석하기 위하여 다음과 같은 hydrodynamic Euler equation과 continuity equation을 사용한다<sup>[10]</sup>.

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{e}{m} \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{v}{\tau_p} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial(Uv)}{\partial x} = 0 \quad (2)$$

여기서,  $e$ 는 전하량,  $m$ 은 전자 유효질량,  $\tau_p$ 는 운동량 완화시간이다. 자발적으로 발생한 채널 내부 진동성분을 감안하여  $U = U_0 + U_1(x)e^{-i\omega t}$ ,  $n = n_0 + n_1(x)e^{-i\omega t}$ ,  $v = v_0 + v_1(x)e^{-i\omega t}$ 을 가정하면 플라즈마파는 다음과 같은 각주파수 성분을 지니게 된다<sup>[10]</sup>.

$$\omega' = \frac{|s^2 - v_0^2|}{2Ls} (2N - 1)\pi \quad (3)$$

$$\omega'' = \frac{s^2 - v_0^2}{2Ls} \ln \left| \frac{s + v_0}{s - v_0} \right| - \frac{1}{2\tau_p} \quad (4)$$

여기서,  $s = (eU_0/m)^{1/2}$ 은 플라즈마파 속도,  $v_0$ 는 전자 표류 속도,  $N$ 은 정수,  $\tau_p$ 는 운동량 완화시간이다. 물리적인 분석을 위하여, 플라즈마파의 진동성분( $m_1$ )을 아래와 같이 각각의 파수( $k_{\pm}$ )를 지니는 입사파( $n_{1+}$ )와 반사파( $n_{1-}$ ) 성분으로 나눌 수 있다<sup>[15]</sup>.

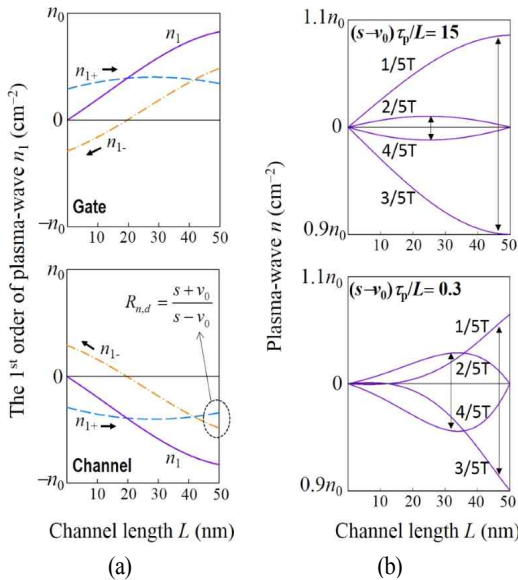
$$k_{\pm} = \frac{\omega'}{v_0 \pm s} + i \frac{\omega''}{v_0 \pm s} + i \frac{1}{2(v_0 \pm s)\tau_p} \quad (5)$$

$$n_{1+} + n_{1-} = (C_+ e^{ik_+x} + C_- e^{ik_-x}) e^{i\omega t} \quad (6)$$

여기서  $C_{\pm}$ 는 perturbation coefficient이다.  $Z_{GD} = \infty$ 의 경계조건이 실현될 때 드레인으로 향하는 입사파 신호는 모두 반사되어 소스로 향하게 된다. 이에 더하여 인가된 드레인 전

류원에 의하여 전자는  $v_0$ 의 속도로 드레인을 향하여 움직이게 되는데, 이는 플라즈마 입사파와 반사파의 속도를 다르게 한다. 결과적으로  $R_{n,d} = (s + v_0)/(s - v_0) > 1$ 의 드레인 반사 계수에 의하여  $\omega'' > 0$ 일 때 반복되는 반사를 통한 채널 내부 공진을 발생시킨다(그림 2) (a). 최종적으로 채널에서 발생한 플라즈마파 공진과 게이트에서의 거울 전하가 만드는 전기 쌍극자는 소스 외부로 THz 대역의 전자기파를 발진한다. 플라즈마파는 주기  $T$ 를 지나는 공진을 일으키면서 [그림 2] (b)에서 나타나듯이 coupled harmonic oscillator의 양상을 보임을 알 수 있다. 여기서  $2/5T$ 와  $4/5T$ 시점 사이에서 채널 중앙 부근에서 나타나는 새로운 공진은 broad emission spectra가 나타나는 원인이 된다. 이에 플라즈마파의 resonance quality를 판단하기 위하여 반사파의 파속과 관련된  $(s - v_0)\tau_p/L > 1$ 의 reflection condition을 정의하면,  $(s - v_0)\tau_p/L$ 의 값이 높아질수록 플라즈마파의 공진이 coupled harmonic oscillator에서 simple harmonic oscillator의 양상을 보임을 알 수 있다. 따라서 고성능의 R-PWT THz 발진기를 위하여서는 고이동도의 채널 물질과 가능한 짧은 채널길이를 확보하여야 한다.

2-2 Design Window



[그림 2] (a)  $N=1$  일 때 입사파와 반사파 성분으로 나눈 채널 내부 플라즈마파 양상, (b) Reflection condition에 따라 결정되는 resonance quality

지금까지 논의한 채널 내부 플라즈마파 양상에 대한 분석과 <표 1>에서 제시된 물리적 조건들을 이용하여, 드레인 전류원에 의하여 조정되는  $v_0$ 를  $x$ 축의 변수로 하고, 게이트 전압원에 의하여 조정되는  $s$ 를  $y$ 축으로 삼는 design window를 사용하면, 특정 채널 물질을 이용한 R-PWT가 발진기로서 동작이 가능한지 판별할 수 있다. 우선 <표 1>의 물리적 조건들로부터 아래와 같은 수식을 유도할 수 있다<sup>[15],[16]</sup>.

$$s = \frac{4L}{2\pi\tau_p|1-M^2|} \tag{7}$$

$$s = v_0 + \frac{L}{\tau_p} \tag{8}$$

$$s = L \left[ \tau_p |1-M^2| \ln \left| \frac{1+M}{1-M} \right| \right]^{-1} \tag{9}$$

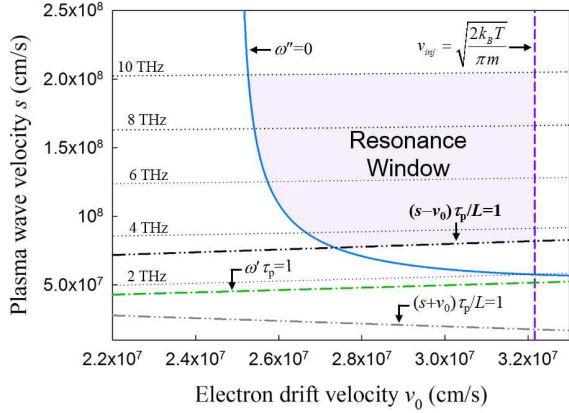
$$s = f \frac{4L}{|1-M^2|} \tag{10}$$

여기서  $M = v_0/s$ 는 Mach number이며, 각각 수식 (7)~(10)은 underdamped, reflection, increment, frequency condition들로부터 유도된 것이다. Instability condition  $v_0 < v_{inj} < s$ 는 전자 표류 속도가 플라즈마파의 속도와 소스전자주입속도  $v_{inj} = (2k_B T/m\hbar)$ 를 넘을 수 없음을 의미하며,  $M < 1$ 을 만족하여야 함을 의미한다.

[그림 3]은 각 물리적 조건들로부터 유도된 수식을 이용하여 design window 상에 나타난 resonance window를 나타낸다. 만약 플라즈마파와 전자의 속도가 해당 resonance window

<표 1> R-PWT에 대한 물리적 조건

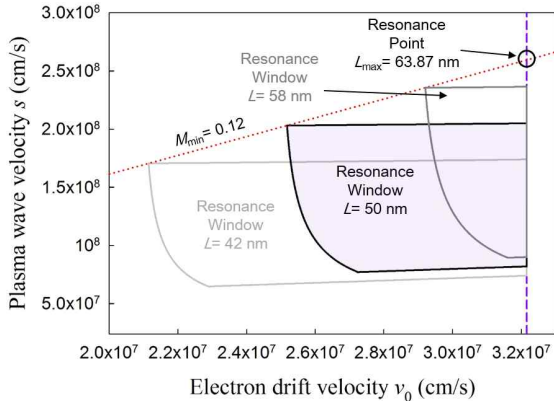
물리적 조건	기준
Underdamped	$\omega\tau_p > 1$
Reflection	$(s - v_0)\tau_p/L > 1$
Instability	$v_0 < v_{inj} < s$
Increment	$\omega'' > 0$
Frequency	$f > 10$ THz



[그림 3]  $L = 50 \text{ nm}$ ,  $\tau_p = 100 \text{ fs}$ 을 가정한 R-PWT의 design window

의 범위안의 값을 지니면 플라즈마파는 채널 내부에서 공진을 일으켜 소자 외부로 특정 THz 대역의 전자기파를 발진하게 된다. 플라즈마파가 채널 내부를 진행하면서 이동도  $\mu = e\tau_p/m$ 에 따라서 감쇠가 발생하기 때문에, 채널 길이에 따라서 resonance window의 크기와 필요한  $s$ 와  $v_0$ 가 변한다. 이에 [그림 4]와 같이 채널이 길어지게 될수록 resonance window의 범위가 좁아지게 됨을 확인할 수 있다. 이에 따라 R-PWT가 THz 발진기로서 작동할 수 있는 최대채널길이  $L_{\max}$ 를 아래와 같이 유도할 수 있다<sup>[16]</sup>.

$$L_{\max} = \frac{s_{\max} |1 - M_{\min}^2|}{4 \times 10^{13}} \quad (11)$$

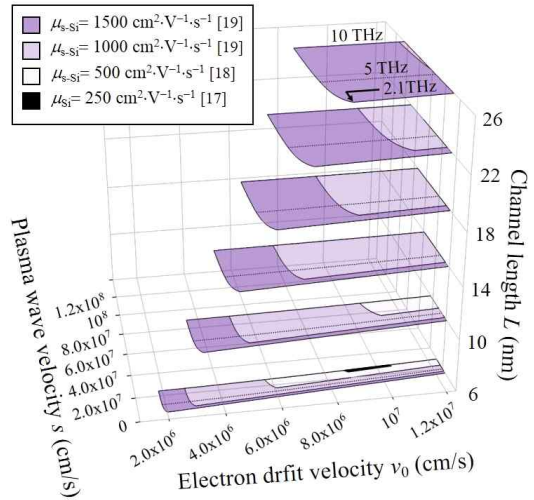


[그림 4] 다양한 채널길이  $L$ 에 대한 resonance window 면적의 변화

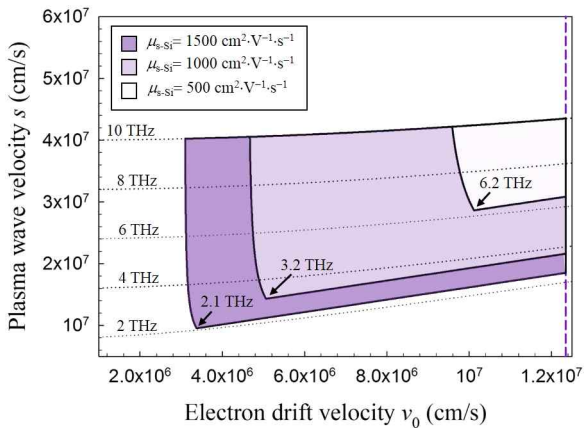
$$M_{\min} = \frac{\exp[4\tau_p \times 10^{13}] - 1}{\exp[4\tau_p \times 10^{13}] + 1} \quad (12)$$

이에 다양한 채널 물질에 대하여 R-PWT THz 발진기의 동작 범위 및 성능을 확인할 수 있는데, [그림 5]에서 현재까지 보고된 다양한 s-Si 이동도를 토대로 resonance window를 분석할 수 있다. 기존 실리콘 채널 이동도로 보고된  $\mu_{s\text{-Si}} = 250 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ 를 R-PWT의 채널 물질<sup>[17]</sup>로 이용하게 되면  $L_{\max} = 7.2 \text{ nm}$ 가 되어 현재의 소자 공정 기술로는 제작이 불가능한 수준이지만, strained Si 기술을 이용하여 보고된  $\mu_{s\text{-Si}} = 500 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ 의 채널 물질<sup>[18]</sup>을 사용한다면  $L_{\max} = 12.9 \text{ nm}$ 가 되어 도전적이지만 공정이 가능한 수준까지 올라가게 된다.

[그림 6]은 향상된 s-Si 채널이동도에 따라서 넓어지는 resonance window의 크기를 나타내고 있다. 이동도의 향상에 의하여 채널 내부를 진행하는 플라즈마파의 감쇠가 더디게 되는데, 이에 따라 우선  $L_{\max}$ 가 늘어나 공정의 난이도가 줄어드는 것과 함께, 동일한 채널 길이에서 조정 가능한 전자표류속도의 범위가 늘어나게 되면서 발진 가능한 THz 대역의 범위가 증가한다. 따라서 늘어난  $L_{\max}$ 보다 낮은 채널 길이에서 공정을 하게 되면, 넓어진 resonance window로부터



[그림 5] Si 기반 R-PWT THz 발진기의 다양한 채널 이동도에 대한 3D-design window. 여기서 참고문헌 [19]는 MOSFET 구조에서, 참고문헌 [17], [18]은 HEMT 구조에서 보고된 채널이동도이다.



[그림 6] 다양한 이동도에 대한 s-Si R-PWT THz 발전기 design window

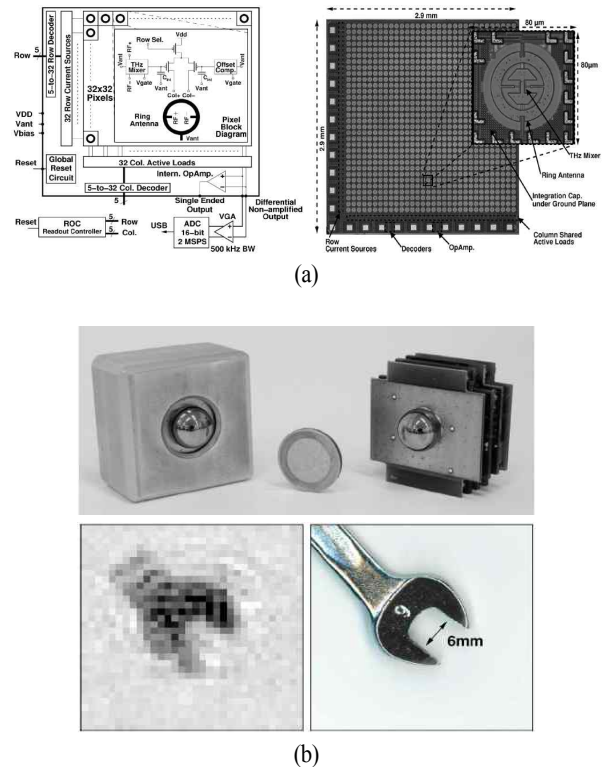
터 가능한 높은 reflection condition  $(s - v_0)\tau_p/L > 1$ 을 달성할 수 있게 되어 resonance quality를 향상시킬 수 있다. 따라서 현재 보고된 s-Si 채널 이동도로도 R-PWT THz 발전기의 구현이 가능하지만, 보다 고성능의 소자를 확보하기 위해서는 s-Si 기술의 발전도 동시에 이루어져야 한다.

### III. 고성능 실리콘 NR-PWT THz 검출기

THz 파 검출기 연구는 동작 원리상 bolometric, photonic, plasmonic 방식 등 크게 세 가지로 구분되는데, 이 중 bolometric 방식은 THz 대역의 상대적으로 작은 photon energy로 인해 주로 저온에서 동작하는 제약이 있으며, 양자-우물(Quantum-well) 기반의 photonic 방식 또한 2차원전자가스(2-dimensional electron gas, 2DEG)에서의 자유전자 흡수 현상으로 감도가 떨어지는 제약이 있다. 한편, 상대적으로 낮은 1990년대 중반에 이론적으로 제시된 개념인 plasmonic 방식은 게이트, 소스, 드레인 을 갖는 FET를 기반으로 게이트와 소스 사이에 인가되는 THz 파의 AC 신호에 대해 집단적 2DEG 광반응(photoresponse)이 드레인의 DC 전압의 형태로 검출되는 방식이다<sup>[20]</sup>. 이는 기본적으로 THz power detection 메커니즘으로서 입력 주파수가 THz 대역으로 증가함에 따라 오히려 DC 전압으로 나타나는 광반응이 증가하는 장점과 함께, 고풍력의 THz 입력 power에 대해 상대적으로 안정적인 동작을 보인다는 장점으로 인해 현재 가장 주목을 받고 있다.

기존의 정형화된 “안테나-FET-증폭기”라는 THz 검출기의 프레임 을 기반으로, 가장 최근에는 Si CMOS 32x32 FPA (focal plane array) 1 k-픽셀 카메라 시스템에 대한 연구<sup>[21]</sup>가 진행되어 고해상도의 실시간 영상 시스템의 가능성을 보이고 있지만(그림 7), 안테나-FET로 구성된 소자 단계에서의 성능이 개선되지 않는 한 각 행/열의 파이프라인식 증폭기 회로 구성이 불가피하고, 이에 따른 신호처리 시스템의 부하로 인해 32x32 FPA 수준 이상의 다중 픽셀 배열 확장 및 실질적인 대면적 실시간 THz 카메라 시스템 구현에는 근본적인 한계가 있다.

THz 검출기 연구에서는 핵심 소자인 FET에 대한 심도 있는 연구 없이 기존 파운드리 업체에서 제공하는 nano-CMOS를 기반으로 하기 때문에, THz 파의 서브-밀리미터 파장 대비 매우 작은 FET 채널 면적으로 인한 입력단의 상대적으로 매우 큰 사이즈의 안테나가 필요하게 되고, 따라서 기본적으로 낮은 임피던스의 안테나와 높은 임피던스의 nano-CMOS

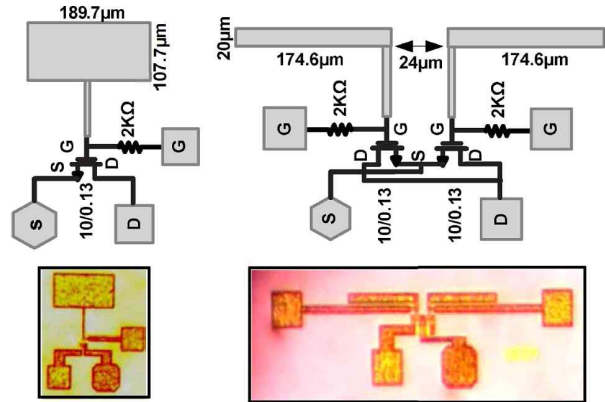


[그림 7] (a) 32x32 FPA의 THz 파 검출기 블록도와 칩사진 (b) THz 카메라 모듈 및 0.65 THz 이미징 결과

간 임피던스 부정합으로 인한 THz power 전달 손실이 필연적으로 발생한다. 이에 따라 FET의 출력 전압이 마이크로볼트( $\mu\text{V}$ ) 또는 밀리볼트( $\text{mV}$ ) 수준으로 매우 작게 발생하기 때문에, 미소 출력전압을 증폭하기 위한 수십 dB의 큰 이득을 갖는 증폭기 회로를 반드시 포함하게 된다. 이러한 회로적인 부가 증폭단은 검출기 시스템 전체의 잡음을 증가시킴과 동시에 [그림 7]의 예에서와 같이 실시간/대면적 이미징을 위한 다중-픽셀 배열 확장의 근본적인 한계를 가져온다는 문제점이 있다.

이러한 악순환의 연결고리를 끊고 진정한 실시간/대면적 THz 파 검출기 구현을 위해서는, zero-base에서 FET기반 PWT에 대한 체계적인 연구를 기반으로 안테나와 FET로 구성된 소자 단계에서의 출력이 증폭기가 필요 없는 수준으로 향상되어야 할 것으로 전망한다. 이와 관련하여, 미국, 유럽, 일본 등의 선도 연구 그룹에서도 THz 대역에서의 안테나와 FET 간의 임피던스 정합성 및 THz power 전달 효율 개선을 PWT THz 검출기에서의 중요한 핵심 과제로 인식하고 있음을 최근 관련 학회의 동향을 통해 알 수 있다<sup>[22],[23]</sup>. 기존 THz 검출기에 적용되는 안테나 연구는 기본적으로 마이크로파 및 밀리미터파 영역에서 사용되어온 안테나 구조를 서브-밀리미터파의 THz 대역에 적합하도록 scaling down하여 적용되어 왔는데, 그 형태와 연결 방식이 [그림 7]과 [그림 8]을 통해 알 수 있듯이 slot, bow-tie, patch, dipole 등으로 매우 다양하게 연구가 진행되고 있다. 최근 화합물 GaAs HEMT에 다양한 안테나가 집적된 PWT THz 검출기 성능 연구<sup>[24]</sup>가 보고된 바 있지만, [그림 8]과 같은 FET 사이즈에서 단순히 안테나 type에 따른 검출 성능 변화 결과로서, 임피던스 정합 등을 고려한 안테나-FET 간 수신-전달 시스템의 상세 설계에 대한 연구는 미흡한 상황으로, THz 대역에서의 FET와 안테나 간의 임피던스를 정확히 예측하고, 안테나와 FET의 임피던스를 독립적으로 조절하여 최적의 효율을 구현한 예는 아직까지 진행된 바가 없다. THz 검출기의 경우, 출력을 극대화하는 설계가 특히 중요하기 때문에 임피던스 정합 설계기법의 개발이 더욱 필요한 실정으로, 다양한 FET 구조와 안테나 구조에 따른 임피던스 정합성에 대한 체계적인 연구가 필요함을 시사한다.

이를 위해 정형화된 기존 프레임에서 벗어나 진정한 THz



[그림 8] Patch와 dipole type 안테나가 집적된 THz 검출기(FET size: width/gate length)

이미징 응용을 위한 Si 전자소자 기반 성능향상 기술 구현 연구로서, 최종적으로 소자의 극대화된 비대칭과 안테나와의 임피던스 정합을 통하여 증폭기가 필요 없는 고감도/극저잡음 전력 NR-PWT THz 검출기 개발을 목표로 한다.

### 3-1 NR-PWT에 기반한 THz 검출 향상 기술

상용화가 유리한 Si FET기반의 THz 검출기는 비교적 큰 사이즈( $L$ )와 낮은 이동도에 의해 비공진 모드( $\omega\tau \gg 1$ )로 동작한다. 이는 THz 파에 의한 소스와 드레인의 경계조건에 의해 소자 내 THz 파의 비대칭 유입으로 전하 비대칭이 발생하며, 이로 인한 DC 전압( $\Delta u$ )을 통해 THz 파 검출이 가능한 원리이다. 이때 소스 가장자리에서 THz 파의 주기를 가지는 전하 진동(2DEG)이 발생하며, 드레인 방향으로 감쇠 특성을 가지는 전파길이( $l = s\tau$ )를 가진다<sup>[3]</sup>. 비공진 모드의 경우  $L \gg l$ 이며, 게이트 길이 대비 100 nm 이하의 전하분포를 가진 2DEG의 감쇠전파길이에 소스와 드레인의 전위 차이가 크게 의존하며,  $L$ 의 증가에 따른 검출성능 향상이 연구된 바 있다<sup>[25]</sup>. 그 관계에 대한  $\Delta u$ 는 다음 식 (13)으로 표현된다.

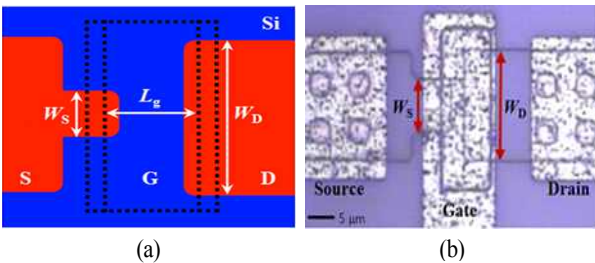
$$\Delta u = \frac{U_a^2}{4(V_g - V_{th})} \left[ \exp\left(\frac{-2x}{l}\right) \right] \quad (13)$$

여기서,  $U_a$ 는 THz 파의 진폭,  $V_{th}$ 는 Si FET의 문턱전압,  $x$ 는 채널길이이다. THz 파의 파워가 클수록,  $l$ 이 짧을수록 강

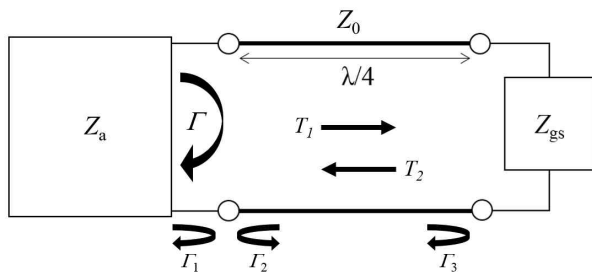
화된 2DEG에 의해 소스와 드레인의 전하 비대칭이 극대화되어 때문에 높은  $\Delta\mu$ 를 얻을 수 있다.

소스와 드레인의 비대칭을 위한 기존의 부가적인 소자 구성과 달리 [그림 9]와 같이 FET 자체의 게이트와 오버랩되는 소스영역과 드레인영역의 구조적 비대칭을 이용하여 채널 내의 소스 가장자리에 2DEG를 강화시킬 수 있다. 이는 오버랩되는 면적에 의한 FET 내부 임피던스에 의해 소스와 드레인의 비대칭 THz 파 유입을 유도할 수 있으며, 구조적 비대칭을( $n_a = W_D/W_S$ )을 조절하여 비대칭에 의한 출력전압의 극대화를 기대할 수 있다. 본 연구그룹은 Si 기반 비대칭 FET를 제작하여  $n_a = 10$ 일 때, 최대 30배 이상의 성능향상을 실험적으로 입증하였다<sup>[26]</sup>.

또한, FET기반 NR-PWT에 유입되는 THz 파의 효율을 높이기 위해 안테나가 집적된다. 안테나는 feeding 라인을 이용하여 구성되며, 이는 안테나의 본 구조와 FET의 전송선 역할을 한다. [그림 10]을 통해 본 바, Quater-파 transformer 등가 회로에서 반사계수를 유도할 수 있으며, 안테나의 임피던스( $Z_a$ )와 FET의 임피던스( $Z_{gs}$ )의 관계를 통하여 식 (14), (15)와 같이 표현된다.



[그림 9] (a) 소스와 드레인의 비대칭 구조, (b) 구조적 비대칭을 적용한 FET 공정



[그림 10] Quater-파 transformer 등가회로

$$\Gamma = \Gamma_1 - T_1 T_2 \Gamma_3 \sum_{n=0}^{\infty} (-\Gamma_2 \Gamma_3)^n \quad (14)$$

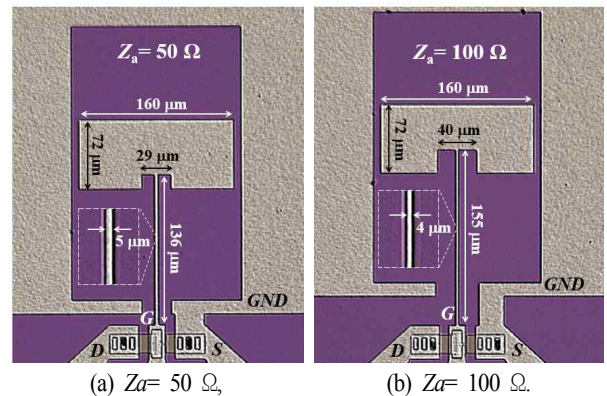
$$|\Gamma| = \left| \frac{Z_{gs} - Z_a}{Z_{gs} + Z_a} \right| \quad (15)$$

이는 전송선의 특성임피던스( $Z_0$ )와  $Z_a$ 가 같을 때,  $Z_{gs}$ 가  $Z_0$ 에 가까워질수록 안테나와 FET의 임피던스정합에 의한 최소화된  $|\Gamma|$ 를 가지므로 높은 전달효율을 가질 수 있음을 의미한다<sup>[27]</sup>. Quasi-static RF 분석을 통하여 비교적 큰 소자 임피던스가 높은 THz 파 검출반응을 얻을 수 있음이 보고된 바 있지만<sup>[28]</sup>, 이상적인 임피던스 정합을 위한 안테나 디자인은 높은 입력임피던스를 위해 점점 좁아지는 feeding 라인으로 인한 낮은 공정오차 허용범위를 가진다<sup>[29]</sup>. 즉, 낮은 실시간/대면적의 고성능 검출환경을 구현하기 위해서 광대역/다중 픽셀을 위한 낮은 임피던스의 FET 디자인의 필요성이 대두되고 있다.

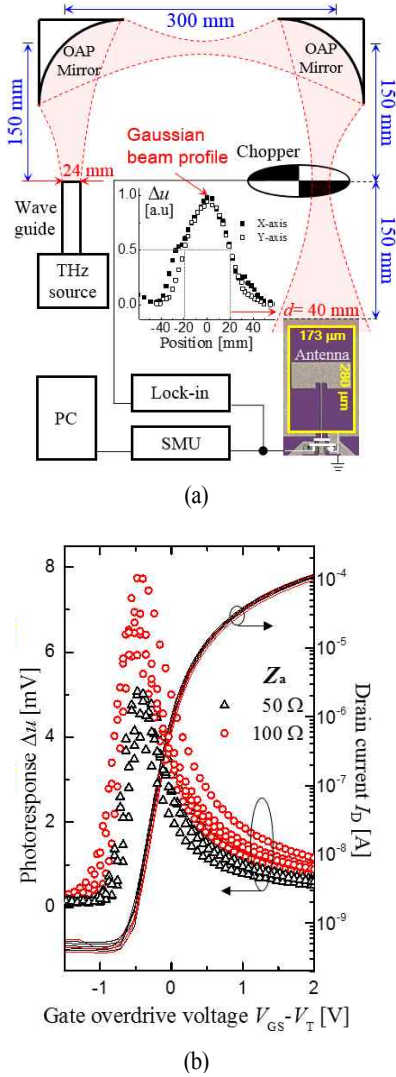
### 3-2 고광반응/저잡음전력 THz 검출 실험

본 연구그룹은 [그림 11]과 같이 feeding 라인의 길이와 너비에 따른 낮은 영역의 두 임피던스를 가진 patch 타입의 안테나를 디자인하였다. 이를 통해 동일한 FET 기반 NR-PWT에서 임피던스에 따른 THz 파 전달효율의 실험적 입증에 기대할 수 있다.

본 실험연구를 위해 [그림 12] (a)와 같이 Gaussian beam profile을 가진 0.2 THz source를 이용하였으며, 광학장치를 이



[그림 11] FET 기반 NR-PWT에 집적된 patch 타입의 안테나



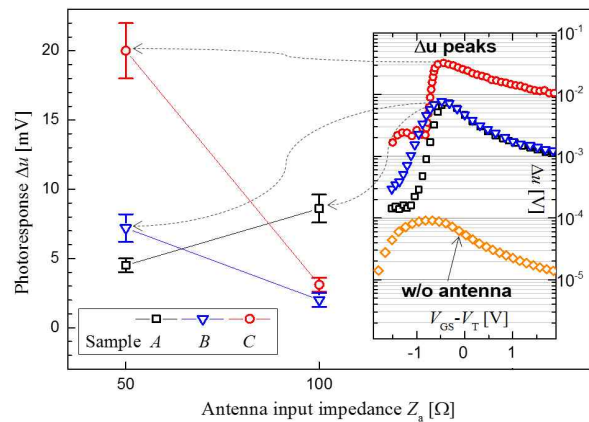
[그림 12] THz 검출기 실험 및 결과

용하여 직경 40 mm의 면적을 가진 THz-beam과 노이즈제거를 위한 lock-in amplifier 시스템을 구성하여 제작된 Si 기반 NR-PWT THz 검출기에 반응 실험을 하였다. [그림 12] (b)와 같이 low- $Z_{gs}$ 의 FET에 대한 광반응 결과를 통하여, NR-PWT의 THz 검출 이론과 같이 게이트 구동전압에 따른 광반응 결과에서 최대 정점이 문턱전압 아래에서 관측되며<sup>[20]</sup>, 다수 표본으로부터 비교적 균일한 결과를 얻었다.  $Z_a$ 가 50 Ω과 100 Ω인 두 그룹으로 명백하게 구별되어 얻은 결과에서  $Z_a=100$  Ω일 때 향상된 검출성능을 가짐으로 제작된 FET의  $Z_{gs}$ 는 50 Ω보다 크며 100 Ω에 가까움을 알 수 있다.

본 연구그룹은 TCAD device 전산모사를 통해 소자 파라미터에 의해 예상된  $Z_{gs}$ 를 가진 FET 표본을 <표 2>와 같이 제작하여 50 Ω과 100 Ω의  $Z_a$ 를 가진 안테나와 각각 집적하여 [그림 13]과 같이 실험적으로 입증하였다. 0.2 THz 실험 환경에서 표본 A는  $Z_a = 100$  Ω일 때 표본 B보다 높은  $\Delta u$ 를 보이지만  $Z_a = 50$  Ω일 때 낮은 결과를 가지는데, 이는 동일한 게이트 산화막 두께( $t_{ox}$ )와 채널 내의 plasmonic 전하분포를 가지지만 FET의  $Z_{gs}$ 와 안테나의  $Z_a$ 의 정합에 따른 THz 파 전달효율에 따라 표본 A는 50 Ω 이상의  $Z_{gs}$ 를 가지며 표본 B는 50 Ω 이하의  $Z_{gs}$ 를 가진다는 것을 의미한다. 안테나가 없이 제작된 FET<sup>[26]</sup>와 비교하여  $Z_a = 50$  Ω일 때 약 300배 이상으로 가장 높은 검출반응을 보이는 표본 C는 표본 B와 비교하여 동일한 영역의  $Z_{gs}$ 를 통한 임피던스 정합에 의해 THz 파 전달효율은 동일하지만,  $t_{ox}$  scaling에 따른 채널 내의 plasmonic 전하농도 변조의 증가로부터 기인한다. 이는 THz 파 검출성능의 다른 기준인 Noise-equivalent-power(NEP) 향상에 도 크게 영향을 미친다. 채널 내의 소스와 드레인의 관계가

<표 2> Low- $Z_{gs}$  기반의 Si FET 표본의 파라미터

표본	$t_{ox}$ [nm]	$X_f$ [nm]	예상된 $Z_{gs}$
A	50	250	< 1 kΩ
B	50	750	< 100 Ω
C	10	300	< 100 Ω



[그림 13] 임피던스 정합에 의한 비대칭 FET 기반 THz 검출기의 성능 향상



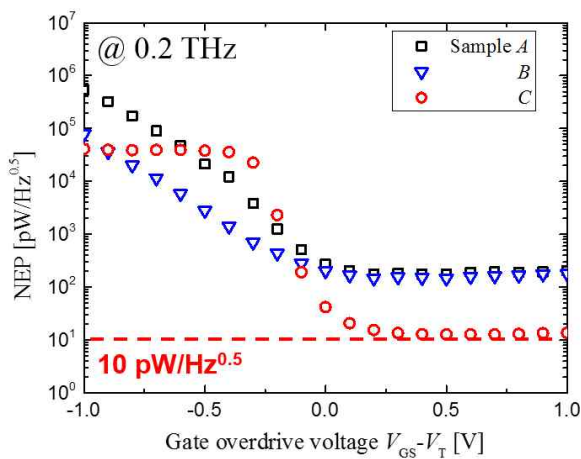
open 등가회로의 특성을 가지는 NR-PWT THz 검출기에는 thermal 노이즈가 지배적이므로 식 (16)과 같이 계산되어 얻을 수 있다.

$$NEP = \frac{N}{R_v} = \frac{\sqrt{4k_B T R_{ch}}}{\Delta u \cdot P_a} \quad (16)$$

여기서,  $R_{ch}$ 는 채널저항,  $P_a$ 는 FET에 유입되는 THz 파의 유효전력을 나타내며, [그림 14]와 같이  $t_{ox}$  scaling에 의한 게이트 normal-field 향상으로  $R_{ch}$ 가 낮아져 높은 성능(표본 B의 경우 약 10 pW/Hz<sup>0.5</sup>)의 NEP를 얻을 수 있다. 이를 통해 외부적 low- $Z_a$ 에 의한 임피던스 정합과 내부적으로 강화된 plasmonic 전하분포변조가 동시에 고려되어 Si FET 기반의 THz 파 검출기를 통하여 세계적 수준의 고평반응/극저잡음 전력 성능을 확보하였다.

#### IV. 결 론

THz 기술을 보다 다양한 산업분야에 적용하기 위하여 저 전력 · 저비용 · 소형화가 가능한 전자공학적인 접근으로 표준공정이 용이한 Si 기반 THz 발진 · 검출기를 개발하는 것이 필수적이다. 이에 본 논문에서는 plasma-mode를 이용한 Si 기반 R-PWT THz 발진기와 NR-plasmonic THz 검출기를 살펴보았다.



[그림 14] 각 실험 표본의 NEP(=N/R<sub>v</sub>)

우선 Si 본연의 낮은 이동도로 인하여 타 연구그룹에서 다루어지지 않았던 Si 기반 R-PWT THz 발진기는, 본 연구그룹에서 기존의 이론을 기반으로 독자적으로 제한한 design window를 통하여 실험적으로 보고된  $\mu = 500 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$  이상의 채널이동도를 지니는 s-Si를 이용하였을 때, 현재 FET 공정기술로도 충분히 THz 발진기를 구현할 수 있음을 밝혔다.

또한 기존에 활발한 연구가 진행되어온 Si 기반 NR-PWT THz 검출기는 안테나-FET-증폭기의 구조 상 실시간/대면적을 위한 다중-픽셀 구성이 곤란하다는 한계가 있다. 이에 본 연구그룹의 독자적인 소스와 드레인의 비대칭 구조를 이용함과 함께 안테나-FET 간의 임피던스 정합을 통하여 세계 최고 수준의 반응도와 극저잡음 전력을 보고하였다.

#### 참 고 문 헌

- [1] P. H. Siegel, "Terahertz technology", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, 50(3), pp. 910-928, Mar. 2002.
- [2] V. Ryzhii, M. S. Shur, "Plasma wave electronics devices", *Semiconductor Device Research Symposium*, pp. 200-201, Dec. 2004.
- [3] W. Knap, M. Dyakonov and T. Otsuji, "Field effect transistors for terahertz detection: Physics and first imaging applications", *J. Infrared Millimeter Terahertz Waves*, 30, p. 1319, 2009.
- [4] N. Dyakonova, A. El Fatimy, J. Usakowski, W. Knap, M. I. Dyakonov, M. -A. Poisson, E. Morvan, S. Bollaert, A. Schepetov, Y. Roelens, Ch. Gaquiere, D. Theron and A. Cappy, "Room-temperature terahertz emission from nanometer field-effect transistors", *Appl. Phys. Lett.*, 88, pp. 141906-1-141906-3, 2006.
- [5] S. Boubanga-Tombet, F. Teppe, J. Torres, A. El Moutaouakil, D. Coquillat, N. Dyakonova, C. Consejo, P. Arcade, P. Nouvel, H. Marinchio, T. Laurent, C. Palermo, A. Penarier, T. Otsuji, L. Varani and W. Knap, "Room temperature coherent and voltage tunable terahertz emission from nanometer-sized field effect transistors", *Appl. Phys. Lett.*, 97, 2010, Art. ID 262108.

- [6] T. Onishi, T. Tanigawa and S. Takigawa, "High power terahertz emission from a single gate AlGaIn/GaN field effect transistor with periodic Ohmic contacts for plasmon coupling", *Appl. Phys. Lett.*, 97, pp. 092117-1-092117-3, 2010.
- [7] F. Schuster, D. Coquillat, H. Videliere, M. Sakowicz, F. Teppé, L. Dussopt, B. Giffard, T. Skotnicki and W. Knap, "Broadband terahertz imaging with highly sensitive silicon CMOS detectors", *Opt. Express*, 19(8), pp. 7827-7832, Apr. 2011.
- [8] A. Lisauskas, S. Boppel, J. Matukas, V. Palenskis, L. Minkevičius, G. Valušis, P. Haring-Bolívar and H. G. Roskos, "Terahertz responsivity and low-frequency noise in biased silicon field-effect transistors", *Appl. Phys. Lett.*, 102(15), pp. 153505-1-153505-4, Apr. 2013.
- [9] M. W. Ryu, K. S. Kim, K. Park, J. -R. Yang, S. -T. Han and K. R. Kim, "Performance enhancement of plasmonic sub-terahertz detector based on antenna integrated low-impedance silicon MOSFET", *IEEE Electron Devices Lett.*, 36(3), pp. 220-222, Mar. 2015.
- [10] M. Dyakonov, M. Shur, "Shallow water analogy for a ballistic field effect transistor: New mechanism of plasma wave generation by DC current", *Phys. Rev. Lett.*, 71(15), pp. 2465-2468, Oct. 1993.
- [11] M. V. Cheremisin, M. I. Dyakonov, M. S. Shur and G. Samsonidze, "Influence of electron scattering on current instability in field effect transistors", *Solid-State Electron.*, 42(9), pp. 1737 - 1742, 1998.
- [12] M. V. Cheremisin, G. G. Samsonidze, "Current instability and single-mode THz generation in ungated two-dimensional electron gas", *Solid-State Electron.: Short Communication*, 52, pp. 338-340, 2008.
- [13] M. I. Dyakonov, "Boundary instability of a two-dimensional electron fluid", *Semicond.*, 42, pp. 984-988, 2008.
- [14] O. Sydoruk, "Drifting plasmons in open two-dimensional channels: Modal analysis", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 46, pp. 135103-1-135103-8, 2013.
- [15] J. Y. Park, S. -H. Kim, S. -M. Hong and K. R. Kim, "Physical analysis and design of resonant plasma-wave transistors for terahertz emitters", *IEEE Trans. THz Sci. Technol.*, 5(2), pp. 1-7, Mar. 2015.
- [16] J. Y. Park, S.-H. Kim, Y.-K. Choi, S. Hong, S.-G. Lee and K. R. Kim, "Possibility and design of resonant terahertz emitters based on nanoscale strained silicon plasma wave transistors with enhanced mobility", *Jpn. J. Appl. Phys.*, 53, 2014. Art. ID 06JE08.
- [17] S. Takagi, A. Toriumi, M. Iwase and H. Tango, "On the universality of inversion layer mobility in Si MOSFET's: Part II-effects of surface orientation", *IEEE Trans. Electron Devices*, 41(12), pp. 2363-2368, Dec. 1994.
- [18] W. Xiong, C. R. Cleavelin, P. Kohli, C. Huffman, T. Schulz, K. Schrufer, G. Gebara, K. Mathews, P. Patruno, Y. M. L. Vaillant, I. Cayrefourcq, M. Kennard, K. Shin and T. J. K. Liu, "Impact of strained silicon-on-insulator (sSOI) substrate on FinFET mobility", *IEEE Electron Device Lett.*, 27(7), pp. 612-614, Jul. 2006.
- [19] F. Schäffler, "High-mobility Si and Ge structures", *Semicond. Sci. Technol.*, 12, pp. 1515-1549, Aug. 1997.
- [20] M. Dyakonov, M. Shur, "Detection, mixing, and frequency multiplication of terahertz radiation by two-dimensional electronic fluid", *IEEE Trans. Electron. Devices*, 43(3), pp. 380-387, Mar. 1996.
- [21] R. Al. Hadi, H. Sherry, J. Grzyb, Y. Zhao, W. Förster, H. M. Keller, A. Cathelin, A. Kaiser and U. R. Pfeiffer, "A 1 k-pixel video camera for 0.7-1.1 terahertz imaging applications in 65-nm CMOS", *IEEE J. Solid-State Circuits*, 42(12), pp. 2999-3012, Dec. 2012.
- [22] S. Domingues, D. Perenzoni, V. Giliberti, A. Di. Gaspare, M. Ortolani, M. Perenzoni and D. Stoppa, "Analysis of CMOS 0.13 mm test structures for 0.6 to 1.5 THz imaging", *IRMMW-THz2013*, pp. 1-2, Sep. 2013.
- [23] S. M. Rahman, Z. Jiang, Y. Xie, H. Xing, P. Fay and L. Liu, "Terahertz focal plane arrays employing heterostructure backward diodes integrated with folded dipole antennas", *IEEE MTT-S int. Microw. Symp. Dig.*, pp. 1-4, Jun. 2013.

- [24] S. Nahar, A. Gutin, A. Muraviev, I. Wilke, M. Shur and M. Hella, "Terahertz detection using on chip patch and dipole antenna-coupled GaAs high electron mobility transistors", *IEEE MTT-S Int. Microw. Symp. Dig.*, pp. 1-4, Jun. 2014.
- [25] R. Tauk, F. Teppe, S. Boubanga, D. Coquillat and W. Knap, "Plasma wave detection of terahertz radiation by silicon field effects transistors: Responsivity and noise equivalent power", *Appl. Phys. Lett.*, 89, 253511, 2006.
- [26] M. W. Ryu, J. S. Lee, K. Park, W.-K. Park, S.-T. Han and K. R. Kim, "Photoresponse enhancement of plasmonic terahertz wave detector based on asymmetric silicon MOSFETs with antenna integration", *Jpn. J. Appl. Phys.*, 53(4S), pp. 04EJ05-1-04EJ05-4, Apr. 2014.
- [27] D. M. Pozar, *Microwave Engineering*, Wiley, 2005, pp. 73-79.
- [28] E. Öjefors, U. R. Pfeiffer, A. Lisauskas and H. G. Roskos, "A 0.65 THz focal-plane array in a quarter-micron CMOS process technology", *IEEE J. Solid-State Circuits*, 44(7), pp.1968-1976, Jul. 2009.
- [29] U. R. Pfeiffer, J. Grzyb, H. Sherry, A. Cathelin and A. Kaiser, "Toward low-NEP room-temperature THz MOSFET direct detectors in CMOS technology", *IRMMW-THz 2013*, pp. 1-2, Sep. 2013.

≡ 필자소개 ≡

류 민 우



2011년 2월: 숭실대학교 정보통신전자공학부 (공학사)  
 2011년 2월~현재: 울산과학기술대학교 전기및전자공학과 박사과정  
 [주 관심분야] THz Technology, Non-Resonant Plasmonic THz Detector

박 증 울



2013년 2월: 세종대학교 물리학과 (이학사)  
 2013년 2월~현재: 울산과학기술대학교 전기및전자공학과 박사과정  
 [주 관심분야] THz Technology, THz Plasma-Wave Devices

김 경 록



1999년: 서울대학교 전기정보공학부 (공학사)  
 2001년: 서울대학교 전기정보공학부 (공학석사)  
 2004년: 서울대학교 전기정보공학부 (공학박사)  
 2006년: Stanford University, TCAD group  
 2006년~2010년: Samsung Semiconductor Research Center Senior Engineer  
 2010년~현재: 울산과학기술대학교 전기및전자공학과 부교수

[주 관심분야] Nanoelectronic Emerging Devices and Circuits, Future CMOS and Memory Devices, Low-Power Nanoscale ICs, and Si Quantum-Effect Devices, Neuromorphic Devices and Circuits, THz Detector System, THz Plasma-Wave Devices, Physical Modeling Based on the TCAD Platform