

論文97-34D-7-7

HgCdTe 이종접합 광다이오드의 수치해석

(Numerical Analysis of HgCdTe Heterojunction Photodiodes)

趙南洪*, 郭桂達*

(Nam Hong Jo and Kae Dal Kwack)

요 약

성능개선을 위해 이종구조를 갖는 HgCdTe 광다이오드의 전기적 특성을 수치해석적인 방법을 통해 해석하였다. 이러한 작업을 위해 HgCdTe 이종구조를 해석할 수 있는 2차원 수치해석 시뮬레이터를 개발하였다. 밴드의 비포물선성과 캐리어의 축퇴, 이종계면에서의 밴드-오프셋의 영향을 캐리어 전송 모델에 고려하였다. 암전류의 온도 및 전계 의존성을 보다 효과적으로 설명하기 위해, 트랩을 통한 캐리어의 터널링 방출과 phonon-assisted 터널링을 동시에 고려할 수 있도록 통합된 생성-재결합 모델을 새롭게 도입하였다. 아울러, 조성비의 변화에 따른 광학적 생성율의 변화를 보다 정확히 계산하기 위해 ray-trace 알고리즘을 탑재하였다. 이를 이용하여, 평판형 이종접합 소자의 전기적 특성을 암상태, 신호입사, 표면상태와 같은 다양한 조건 하에서 조사하였고, 그 특성을 동종접합 소자의 결과와 비교하였다. 이러한 결과들은 성능 개선을 위한 마개 층의 역할을 잘 설명하고 있다.

Abstract

Electrical characteristics of HgCdTe photodiodes with a heterostructure to achieve high performance are analyzed numerically. A two-dimensional device simulator which can handle a HgCdTe heterostructure, was developed for this work. The effects of band nonparabolicity, carrier degeneracy, and band-offset of heterointerface are included in a carrier transport model. A unified generation-recombination model includes simultaneously phonon-assisted tunneling and pure tunneling of carriers via traps is newly employed for describing the electric field and temperature dependency of dark current effectively. Furthermore, to accurately predict the effect mole fraction variations on generation rates, ray-trace algorithm is incorporated in the our simulator. Under the various circumstances such as dark, illumination, and surface states, electrical properties of planar heterostructure photodiode are presented and those of homojunction are compared. These results serve as a explanation of cap layer's role on performance.

I. 서 론

HgCdTe 광다이오드는 전력소모가 적고 집적화에 유리하다는 장점으로 인해 적외선 화상 시스템을 위한

FPA(Focal Plane Arrays)에 가장 적합한 소자이다^[1]. 고성능 FPA를 위해서는 암상태 전류가 작고, 양자 효율이 높고, 동적저항이 큰 소자를 재현성 있게 얻을 수 있어야 한다. 그러나, 이는 공핍층과 벌크에서의 생성-재결합, 표면에서의 누설, 터널링 등과 같은 복합적인 요인들에 의해 제한되어 왔다. 이를 해결하기 위한 노력의 일환으로 이종구조의 개념이 도입되었고, 최근에는 메사타입이 가지는 문제점^[2]을 보완한 평판형

* 正會員, 漢陽大學校 電子工學科

(Dept. of Electronic Engineering, Hanyang Univ.)

接受日字:1997年1月15日, 수정완료일:1997年6月23日

이종구조 소자^[23]가 개발된 바 있다. 아울러, 다층구조를 갖는 2색 감지기^[4]가 개발되는 등, 이종구조를 통해 성능향상을 꾀하고 응용 범위를 확대하고자 하는 노력들이 활발히 진행되고 있다. 따라서, HgCdTe 이종구조에 대한 이론적인 해석은 더욱 절실히 요구되고 있다.

HgCdTe 다이오드의 특성해석 방법으로는 해석적인 방법^[5,6]과 1차원 수치해석법^[7,8,9,10]이 널리 사용되어 왔다. 날로 복잡해져 가는 소자구조와 보다 정확한 특성해석의 요구들을 수용하기 위해서는 다중적인 양상을 동시해 서술할 수 있는 수치해석법을 이용하는 것이 유리하다. 80년대 들어 이러한 노력이 본격화되면서 HgCdTe 소자 시뮬레이터로 알려진 HET^[7,8,9]가 개발된 바 있다. 그러나, HET는 1차원 해석이기 때문에 표면상태에 따른 부가적인 전류발생을 해석할 수 없을뿐 아니라 어레이의 집적도가 높아지면서 문제가 될 수 있는 크로스톡^[11]의 해석이 불가능하다는 구조적인 한계를 가진다. 따라서, 최근에는 2차원 상용 시뮬레이터인 Blaze, Semicad 등도 특성해석에 이용되고 있다^[12]. 상용 시뮬레이터나 HET가 갖는 공통의 문제점은 이들이 실리콘 소자를 위주로 개발되었거나 이를 토대로 수정된 것이므로 HgCdTe 고유의 물질특성에 기인한 전도대의 비포물선성과 축퇴, 이종계면에서의 밴드-오프셋과 같은 현상을 고려하는데 많은 문제가 발생된다. 따라서, 해석결과를 신뢰하기가 어렵다. 특히, HgCdTe에서 심각하게 발생되는 트랩을 경유한 캐리어의 터널링 현상을 서술할 수 있는 모델의 부재^[12]는 시뮬레이터가 비이상적인 전류의 기원 유추에 이용되는 것을 거의 불가능하게 만든다. 전류의 기원 유추는 설계의 최적화와 제작의 신뢰성을 높인데 반드시 필요한 부분이다. 아울러, 조성비 변화에 따른 광학적 생성율과 터널링 확률의 변화 등이 소자해석을 더욱 복잡하게 만든다. 이러한 이유들로 인해 HgCdTe의 수치해석은 대부분 열평형 상태의 밴드특성이나 확산-제한 조건과 같은 거의 이상적인 조건하에서의 특성해석에 그치고 있다. Kosai^[9]나 Rogalski^[10]에 의해 최근에 발표된 비평형 상태에서의 해석까지도 이러한 범주를 크게 벗어나지 못하고 있다.

본 논문의 목적은 위에서 열거한 문제점과 일련의 요구들을 해결 할 수 있는 2차원 수치해석 시뮬레이터를 개발하고, 이를 통해 이중접합 구조의 광전기적 특성을 조사하는데 있다. 이를 위해, 광전도형 소자용으

로 개발한 바 있는 시뮬레이터^[13]를 토대로 하여 이종구조 해석 능력을 추가하고자 한다. 일반적인 전송모델이나 물질파라미터, 시뮬레이터의 구현과정에 대한 논의는 문헌 [13]에서 이미 논의된 것이므로 본 논문에서는 주로 확장되거나 새롭게 도입된 부분에 대해서만 기술하고자 한다. 소자해석을 위해 사용한 이종구조 해석모델과 물리모델은 II에서 자세히 언급될 것이다. III에서는 다양한 조건하에서 얻어진 해석 결과들을 토대로 소자의 광전기적 특성이 논의될 것이다. 특히, 동종접합 소자와의 비교를 통해 이중접합 구조에서의 마개층의 역할을 집중적으로 조명해 보고자 한다. 이는 동종과 이종간의 선택의 갈림길에서 훌륭한 길잡이 역할을 할 것으로 기대된다.

II. 해석모델

1. 전송 방정식

이종구조는 위치에 따라 조성비가 변하기 때문에, 밴드갭, 밴드의 상태밀도, 전자친화력등이 위치의 함수가 되어 캐리어 전송에 영향을 미치게 된다. 따라서 동종구조에서 사용했던 모델들은 적절히 수정되어야 한다. 이종구조 해석을 위한 캐리어 전송 방정식^[13-15]은 다음과 같다.

$$\nabla \cdot \epsilon \nabla (\psi - \theta) = -q(p - n + N_D^+ - N_A^-) - \rho_s \quad (1)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \nabla \cdot \vec{J}_n + G_n - R_n \quad (2)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{q} \nabla \cdot \vec{J}_p + G_p - R_p \quad (3)$$

$$\vec{J}_n = -q\mu_n n \nabla \Phi_n, \quad \vec{J}_p = -q\mu_p p \nabla \Phi_p \quad (4)$$

사용된 각 수식의 의미와 기호의 정의는 문헌 [13-15]와 같다. 여기서, ϕ 는 밴드갭 E_g , 전자친화력 χ , 전도대 및 가전자대의 유효상태밀도 N_c, N_v 의 변화가 전위에 미치는 영향을 고려하기 위한 밴드파라미터로 전도대 하단과 진성 Fermi 준위간의 전위차와 χ 의 합으로 나타낸다^[14,15].

$$\theta = \chi + \frac{E_g}{2q} + \frac{kT}{2q} \ln \left(\frac{N_c}{N_v} \right) \quad (5)$$

HgCdTe는 전도대의 상태밀도가 가전자대에 비해 매우 작기 때문에 쉽게 축퇴되는 경향이 있고, 전도대의 비포물선성도 매우 강하게 나타나는 특징을 갖는다. 따

라서, 보다 정확한 소자해석을 위해서는 이러한 영향을 모두 고려하여야 한다^[16]. 이를 동시에 고려하는 전자농도의 계산모델은 다음과 같다^[17].

$$n = N_c \left\{ F_{1/2} \left(\frac{E_{fn} - E_c}{kT} \right) + 3.75 a F_{3/2} \left(\frac{E_{fn} - E_c}{kT} \right) \right\} \quad (6)$$

여기서 함수 F 는 Fermi 적분^[18]을, E_{fn} 및 E_c 는 전자의 Fermi 에너지와 전도대 에너지를, a 는 비포물선 계수를 나타낸다. a 의 계산 모델은 문헌 [19]에 제시되어 있다.

수치해석의 관점에서 볼 때 Fermi-Dirac 통계를 그대로 이용하는 것보다는 Yu^[14]에 의해 제시된 것처럼 Boltzmann 통계와 흡사한 형태의 모델식으로 축퇴를 기술하는 방법이 매우 편리하다. 이는 특히 연속방정식의 이산화에 간편한 Scharfetter-Gummel 방법을 그대로 적용할 수 있다는 장점을 가진다^[15]. 이는 축퇴인자를 도입함으로써 가능해진다. 비축퇴 상태에서의 전자농도 모델식은 밴드의 비포물선성을 고려할 때 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$n = N_c (1 + 3.75 a) \exp(\eta_c) = n_{ie} \exp \left(\frac{\psi - \phi_n}{kT/q} \right) \quad (7)$$

여기서 η_c 는 $(E_{fn} - E_c)/kT$ 를, n_{ie} 는 진성캐리어 농도를, ψ 는 전위를, ϕ_n 는 전자의 의사 Fermi 전위를 각각 나타낸다. (7)식의 관계식을 토대로 (6)식을 축퇴에서도 적용할 수 있는 Boltzmann 통계의 형태로 변환하면, 축퇴인자 γ_n 이 도입된 다음 식을 얻을 수 있다.

$$n = n_{ie} \gamma_n \exp \left(\frac{\psi - \phi_n}{kT/q} \right) \quad (8)$$

$$\gamma_n = \frac{F_{1/2}(\eta_c) + 3.75 a F_{3/2}(\eta_c)}{(1 + 3.75 a) \exp(\eta_c)} \quad (9)$$

식 (8)을 ϕ_n 에 대한 수식으로 전환하고 이를 (4)식에 대입하면 비포물선 밴드와 축퇴가 동시에 고려되는 전자전류 모델식을 얻을 수 있다.

$$\vec{J}_n = kT \mu_n \nabla n + q \mu_n n \left[-\nabla \left(\psi + \frac{kT}{q} \ln(n_{ie} \gamma_n) \right) \right] \quad (10)$$

정공전류 역시 축퇴인자 γ_p 에 비포물선 밴드의 영향을 고려할 필요가 없다는 점을 제외하곤 위와 동일한 과정을 통해 구할 수 있다.

$$\vec{J}_p = -kT \mu_p \nabla p + q \mu_p p \left[-\nabla \left(\psi - \frac{kT}{q} \ln(n_{ie} \gamma_p) \right) \right] \quad (11)$$

HgCdTe 이중구조의 정확한 해석을 위해 처리하여야 할 또 하나의 사항은 밴드-오프셋을 고려하는 것이다. HgCdTe의 경우는 전자친화력과 밴드갭에너지의 합이 조성비에 상관없이 일정하다는 Common Anion Rule (CAR)이 이중계면의 밴드특성을 서술하는데 주로 사용되어 왔다^[7,8]. 이는 가전자대에서의 전위장벽이 pn 동종접합처럼 오직 도핑에 의해서만 결정되는 결과를 초래한다. 그러나, 최근 가전자대의 밴드-오프셋 ΔE_c 의 존재여부가 실험결과를 통해 입증된 바 있으므로 이를 소자해석에 고려할 수 있도록 모델을 수정하여야 한다. 식 (5)는 기본적으로 전도대의 밴드-오프셋을 전자친화력의 차이로 규정한 것이므로 이를 실험에 의해 구해진 모델식으로 대처하고, 전도대의 비포물선성까지 고려하면 밴드파라미터는 다음과 같이 변환된다.

$$\theta = \frac{E_g}{2q} + \frac{kT}{2q} \ln \left(\frac{N_c (1 + 3.75 a)}{N_v} \right) + \Delta E_g - \Delta E_c \quad (12)$$

여기서 ΔE_g 는 밴드갭의 변화량을 나타낸다. ΔE_c 의 모델식은^[20] 다음과 같다.

$$\Delta E_v = \Delta x \cdot \Delta E_{vo} \quad (13)$$

Δx 는 조성비의 변화를 나타내며, ΔE_{vo} 는 HgTe와 CdTe간의 오프셋으로 0.35eV^[20]의 값이 보편적으로 사용된다.

2. 터널링을 포함한 생성-재결합 모델

HgCdTe의 생성-재결합 기구로는 SRH(Shockley Read Hall), Auger, 발광성 재결합, 터널링을 들 수 있다. 터널링을 제외한 나머지 모델은 이미 시뮬레이터^[13]에 탑재된 바 있고 Rogalski^[10]에 의해서도 여러차례 소개된 바 있다. 광다이오드는 저온에서 동작되며 접합을 이용한 소자이므로 터널링은 주요한 생성-재결합 기구가 된다. 터널링은 트랩을 경유한 간접터널링과 밴드간의 직접터널링으로 나누어 지는데, 이 중에서도 간접터널링은 관심의 초점이 되어왔고 해석적인 모델^[5,6,21]도 다수 발표된 바 있다. 이들은 에너지의 변화없이 전위장벽을 직접 터널링하는 Sah의 모델^[22]을 토대로 한 것이다. 최근에는, 실리콘 다이오드에서 발생하는 터널링 전류의 온도의존성을 설명하기 위해 제시된 phonon-assited 터널링 모델^[23]이 HgCdTe 다이오드 해석에 도입된 바 있다^[24]. 이는 Sah의 모델에 비해 상대적으로 전계가 낮은 곳에서의 전류증가를 설명하는데 적합한 모델이다. 본 논문에서는 이 두 가지 메카

니즘을 동시에 고려하고자 하며, 이를 위해 SRH 생성-재결합 모델을 수정하는 방법을 취하고자 한다. 이는 새로운 모델의 탑재없이 기존의 SRH 모델을 그대로 이용할 수 있기 때문에 수치해석에 매우 적합한 방법이다.

트랩을 경유한 전자와 정공의 일반적인 생성-재결합 모델은 다음과 같이 표현할 수 있다^[23].

$$R_{trap} = N_T \frac{c_n c_p n_i p_i - e_n e_p}{c_n n_i + c_p p_i + e_n + e_p} \quad (14)$$

N_T 는 트랩밀도를, n_i 와 p_i 는 포획률 c_n, c_p 를 갖는 전자와 정공의 밀도이다. e_n, e_p 는 각각 전자와 정공의 방출률을 나타낸다. 트랩준위 E_T 에서 전도대로의 방출 메카니즘은 그림 1에서 나타난 것 같이 열적천이외에 포논을 함유한 터널링(PAT; phonon-assisted tunneling)과 포논이 포함되지 않는 순수한 터널링(PT; pure tunneling)으로 나눌 수 있다.

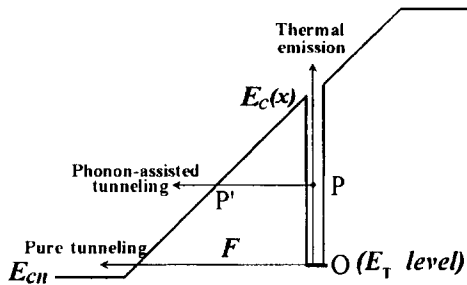


그림 1. 전자의 세가지 방출 메카니즘

Fig. 1. Three mechanisms of electron emission.

PAT는 트랩에 포획되어 있던 전자가 포논 에너지를 흡수함으로써 금지대내의 가상(virtual) 준위 P로 방출되고, 이와 동시에 P'로 터널링 천이하는 두 개의 과정으로 이루어져 있다. PAT에 의한 방출률 e_{PAT} 는 포논에 의한 이온화 에너지의 감소와 터널링 확률의 곱을 우물(well) 깊이에 따라 적분한 다음식을 통해 계산될 수 있다^[25].

$$e_{PAT} = e_{no} \int_0^{\Delta E_n/kT} \exp\left[z - z^{3/2} \frac{4(2m_e^*)^{1/2} kT^{3/2}}{3\hbar F}\right] dz \quad (15)$$

여기서 m_e^* 는 전자의 유효질량을, F 는 전계를 나타내며, e_{no} 는 전계가 존재하지 않을때의 방출률로 정의된다. ΔE_n 은 PAT의 적분구간으로 트랩준위 E_T 와 n형

중성영역에서의 전도대 준위 E_{cn} 의 위치에 따라 두 개의 구간으로 나누어 진다.

$$\begin{aligned} \Delta E_n(x) &= E_c(x) - E_T, & E_T > E_{cn} \\ &= E_c(x) - E_{cn}, & E_T \leq E_{cn} \end{aligned} \quad (16)$$

PT에 의한 방출률 e_{PT} 는 Sah의 모델을 수정한 다음의 모델식을 통해 계산할 수 있다.

$$e_{PT} = \frac{\pi^2 q F m_e^* |W_c|^2}{\hbar^3 (E_c - E_T)} \exp(-2\theta_c) \quad (17)$$

천이행렬 요소인 W_c 와 파동함수의 허수부분을 적분한 지수계수 θ_c 는 Anderson이 제시한 모델^[21]을 이용하여 계산하였다.

전자의 세가지 방출을 모두 합하고, 이를 e_{no} 의 증가율로 묶으면 증가인자 Γ_n^{PAT} 와 Γ_n^{PT} 를 쉽게 정의할 수 있다.

$$e_n = e_{no} + e_{PAT} + e_{PT} = e_{no}(1 + \Gamma_n^{PAT} + \Gamma_n^{PT}) \quad (18)$$

공핍층의 전위를 선형적이라 가정하면 전자농도 역시 전자방출률과 동일한 비율로 증가된다.

$$e_n/e_{no} = n_i/n = (1 + \Gamma_n^{PAT} + \Gamma_n^{PT}) \quad (19)$$

정공의 방출 역시 적분구간을 $E_c - E_T$ 에서 E_T 로, 전자의 유효질량을 경정공(light hole)의 유효질량으로 대체하는 것을 제외하면 위 식들과 동일하게 나타낼 수 있다. 이러한 결과식들을 식 (14)에 대입하고 detailed-balance, 즉 $e_{no} \approx c_n n_i$ 과 $e_{po} \approx c_p p_i$ 를 이용하여 수식을 정리하면 SRH 생성-재결합 모델과 동일한 형태를 갖는 모델식을 얻을 수 있다.

$$R_{trap} = \frac{pn - n_i p_i}{\frac{\tau_{po}(n + n_i)}{1 + \Gamma_p^{PAT} + \Gamma_p^{PT}} + \frac{\tau_{no}(p + p_i)}{1 + \Gamma_n^{PAT} + \Gamma_n^{PT}}} \quad (20)$$

τ_{no}, τ_{po} 는 전자와 정공의 수명시간으로 각각 $1/(N_T c_n), 1/(N_T c_p)$ 로 정의된다.

증가인자 Γ_{PAT} 와 Γ_{PT} 를 계산할때 고려하여야 할 또 하나의 사항은 축퇴의 영향이다. 축퇴가 된 경우에는 E_{fn} 준위 아래에 위치해 있는 트랩으로부터는 터널링이 발생하지 않게 되므로 터널링 판단 기준을 E_{cn}, E_{vp} 에서 E_{fn}, E_{fp} 으로 전환하여야 한다. Williams는

제로 바이어스에서도 암전류가 크게 나타나며 심지어는 순방향 바이어스에서도 역방향 전류가 나타나는 오류가 자주 발생된다고 토로한 바 있다. 또한, 직접터널링 전류의 계산값이 실험치에 비해 상당히 크게 나타난다고 보고하고 있다^[12]. 이러한 결과들은 우리의 경험을 비추어 볼 때 전송모델의 문제라기 보다는 생성-재결합 전류 계산시 터널링 경로와 축퇴의 영향을 고려하지 못한 결과로 생각된다.

밴드간 직접 터널링 모델로는 문헌 [26]에서 제시된 모델식을 이용하였으며, 직접터널링의 허용기준은 축퇴를 고려하기 위해 다음과 같이 설정하였다.

$$E_v(x) \geq E_{cn} + \max[0, (E_{fn} - E_{cn})] \quad (21)$$

3. 조성비 변화를 고려한 광학적 생성율의 계산
일반적인 광학적 생성율 G 의 계산 모델^[13,15]은 다음과 같다.

$$G = [1 - R(\lambda)] \phi(\alpha(\lambda)) e^{-\alpha(\lambda)y} \quad (22)$$

여기서 ϕ 는 입사 플럭스, y 는 입사표면으로부터의 거리를, $R(\lambda)$ 와 $\alpha(\lambda)$ 는 반사계수와 흡수계수를 각각 나타낸다. $R(\lambda)$ 와 $\alpha(\lambda)$ 의 계산은 Finkman의 모델^[27,28]을 이용하였다. 식 (22)을 이중구조에 그대로 적용할 경우에는 조성비의 변화에 상관없이 무조건 입사표면으로부터 지수함수적으로 감쇄하는 프로파일을 만들게 된다. 이러한 오류는 이중접합 소자, 특히 다층구조를 갖는 소자 해석에 치명적인 문제를 유발한다. 이를 해결하기 위해 본 논문에서는 ray-trace 개념^[15]을 도입하고자 한다. 그림 2는 이 개념을 간단히 나타낸 예다. 그림에서 보듯이 먼저, 입사표면에서 소자내로 전달되는 전달량 T_0 을 계산한다. 그리고 조성비가 다른 계면과 만날때까지 입사방향을 따라 ray를 진행시키면서 각 위치에서의 광학적 생성율을 계산한다. 그리고 난 뒤, 계면에서 새롭게 정의된 전달량 T_1 을 가지고 다시 ray를 진행시키면서 계산을 반복한다. 만약 포톤의 에너지보다 큰 밴드갭을 만날 경우에는 전달량이 다음 계면에 그대로 전달되게 한다.

그림 3은 ray-trace 알고리즘의 검증을 위해 실선과 같은 조성비 프로파일을 갖는 임의의 소자에 대해 광학적 생성율을 계산한 것이다. 입사광장은 $8.0\mu\text{m}$ 로 가정하였다. 따라서, 0.3과 0.4의 조성비 영역에서는 광학적 흡수가 일어나지 않게 되며 오직 0.225의 영역에서만 흡수되어 거리에 지수함수적으로 감쇄하는 프로파일을

갖게 된다. 전방입사의 경우가 후방입사에 비해 최대 생성율이 다소 큰 이유는 높은 조성비로 인해 표면에서의 반사율이 낮아졌기 때문이다. 그림 3의 결과에 비추어 볼 때, 본 논문에서 구현한 광학적 생성율의 계산법은 조성비가 소자내에서 어떠한 프로파일을 갖더라도 광학적 생성율을 계산하는데 아무런 문제가 없다는 것을 알 수 있다.

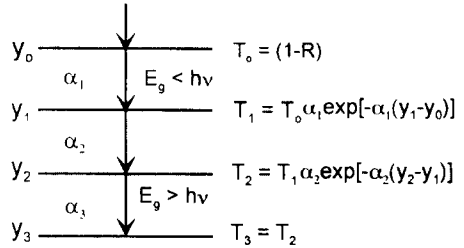


그림 2. Ray-trace 알고리즘을 설명하기 위한 모식도
Fig. 2. Schematic representation of ray-trace algorithm.

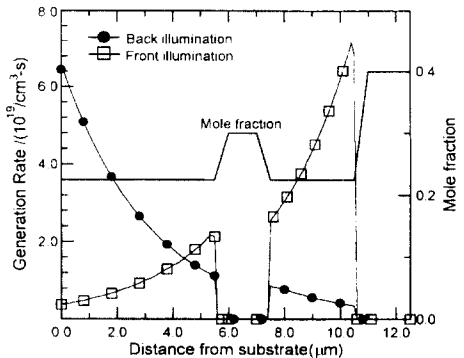


그림 3. 조성비 프로파일에 따른 광학적 생성율의 분포
Fig. 3. Distributions of optical generation rate with mole fraction profile.

III. 시뮬레이션 결과 및 토의

본 장에서는 암상태와 신호입사 조건하에서 이중접합 소자와 동중접합 소자를 각각 시뮬레이션 하고 그 특성을 비교함으로써 이중구조의 장점과 마개층의 역할에 대해 토의하고자 한다. 시뮬레이션에 사용된 광다이오드의 기본구조는 평판형 이중접합 구조^[23]를 사용하였다. 이 구조는 n형 베이스 위에 마개층이 존재하는 P'-on-n 구조이다. 베이스의 조성비, 두께, 도핑농도는 각각 0.225, $9\mu\text{m}$ ^[3], $3 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ ^[23]으로 하였

다. 마개층의 조성비와 두께는 각각 0.3, $1\mu\text{m}$ ^[3]로 조성비의 경사길이는 $0.3\mu\text{m}$ 로 가정하였다. P⁺층의 이온도즈량은 $1 \times 10^{14} \text{cm}^{-2}$ ^[23]로, 표준편차는 0.21를 사용하였다. 소자의 기본 동작온도는 77K로 가정하였다.

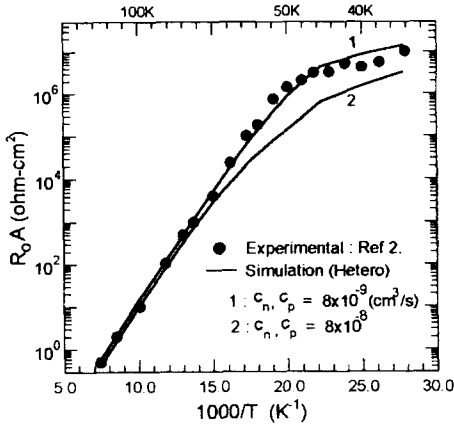


그림 4. $R_D A$ 의 온도 의존성
Fig. 4. $R_D A$ dependence on temperature.

1. 암상태 특성

먼저, 본 논문에서 사용한 수학적 모델과 시뮬레이터의 타당성을 검증하기 위해 그림 4는 문헌 [2]에서 제시된 $R_D A$ 성능지수의 온도 의존성을 시뮬레이션 결과와 비교한 것이다. 사용한 파라미터 값은 문헌 [2]와 동일하다. 트랩과 관련된 파라미터가 언급되지 않음에 따라 트랩밀도는 $1 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$ 로 트랩준위는 $0.6E_g$ 로, 캐리어의 포획률은 $8 \times 10^{-9} \text{cm}^3/\text{s}$ 로 가정하였다. 실선 1은 50K 정도의 낮은 온도 범위까지 확산-제한 조건을 만족하다가 갑자기 온도의존성이 현저히 줄어드는 간접터널링 전류특성을 보이고 있는것까지 실험치와 일치하고 있다. 실선 2는 1에 비해 10배 큰 포획률을 가정한 것이다. 따라서, 약 77K 정도에서부터 약 45K 정도까지 넓은 범위에 걸쳐 SRH 메카니즘에 의해 전류가 제한되는 SRH 제한 특성을 보이고 있다. 그러나, 약 52K에서 45K 정도에서는 SRH 제한특성이 갖는 선형적인 기울기에 비해 다소 낮은 기울기를 나타내고 있는데 이는 phonon-assisted 터널링의 영향으로 여겨진다. 조성비가 커지거나 포획률이 증가할 경우 이러한 영향은 더욱 뚜렷이 나타날 것이다. 여기서 생각해 보아야 할 또 하나의 것은 간접터널링이 주도적으로 나타나는 지점이 포획률에 상관없이 약 45K 정도로 일치한다는 것이다. 이는 암전류와 $R_D A$ 의 크기는 트랩관

련 파라미터에 의해 좌우되지만, 간접터널링이 주도적으로 일어나는 온도영역은 주로 접합에서의 전계분포에 의해 좌우되기 때문에 나타나는 현상으로 풀이된다. 이러한 경향성은 접합형성의 재현성을 판단하는 방법으로도 응용될 수 있을 것이다. 결론적으로 우리의 시뮬레이터는 암전류 메카니즘인 확산, 생성-재결합 전류, 터널링의 온도 의존성을 거의 모든 온도범위에서 잘 나타내고 있다.

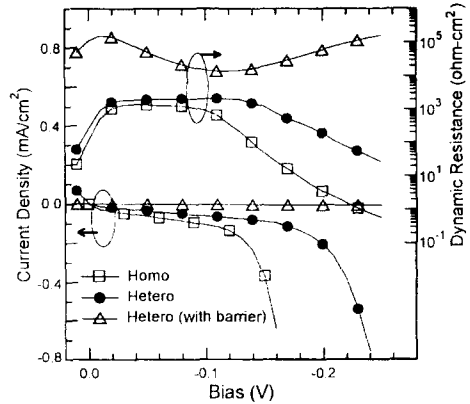


그림 5. 동종접합, 이종접합, 전위장벽을 갖는 이종접합 소자에 대해 계산된 전류-전압 및 동적저항 특성
Fig. 5. Calculated current-voltage and dynamic resistance characteristics for homojunction, barrier free heterojunction, and heterojunction with a barrier.

그림 5는 암상태하에서 전류와 동적저항 $R_D A$ 의 바이어스 의존성을 계산한 것으로, 동종접합, 이종접합, 장벽을 갖는 이종접합의 경우를 각각 비교하고 있다(이 후부터는 편의를 위해 각각을 A, B, C 조건으로 명기한다). p형에 대해서는 트랩과 관련된 파라미터들이 다수 제시^[29]되어 있으나 n형에 대해서는 발표된 데이터가 없기에 트랩밀도는 $1 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$ 로, 포획률은 $2 \times 10^{-8} \text{cm}^3/\text{s}$ 로 가정하였다. 그림 5를 살펴보면 A는 약 -60mV 정도까지, B는 약 -100mV 정도까지 $R_D A$ 값이 거의 일정하게 나타난다. SRH 전류가 이 영역에서의 주된 생성 메카니즘이라면 동적저항은 전압의 제공근에 비례하여 증가하게 될 것이다. 따라서, 일정한 $R_D A$ 는 SRH와 간접터널링이 복합적으로 나타나고 있다는 것을 의미한다. 바이어스가 점차 커지게 되면 전계의 상승과 밴드의 오버랩이 더욱 심화되기 때문에 트랩을 통한 간접터널링과 밴드간 직접터널링이 주된 누설전

류 메카니즘으로 나타나고, 이로인해 R_{pA} 가 감소하게 된다. 정량적인 측면에서 보면, A와 B의 R_{pA} 는 각각 104, 245로 약 2.35배의 차이가 나며, 간접터널링이 주된 바이어스 영역에서는 저항의 차이가 약 10배 정도에 이른다. 직접터널링이 나타나는 항복전압 또한, A에 비해 약 60mV 정도 개선된 결과를 보이고 있다. 이 값은 조성비 0.3과 0.225의 밴드갭 차이의 약 절반에 해당하는 양이다. B가 상대적으로 우수한 성능을 보이는 이유는 마개층의 높은 조성비로 인해 터널링 장벽이 높아지고 진성캐리어 농도가 낮아졌기 때문이다. C는 pn 접합의 계면이 광대역 쪽에서 형성됨에 따라 가전자대역쪽에서 전위장벽이 형성된 경우이다. 전위장벽에 의해 p형 영역으로의 정공주입이 제한되기 때문에 암상태 전류가 매우 작다. 그러나, 이는 광학적으로 생성된 과잉 캐리어의 전송을 가로막기 때문에 결코 바람직하지 않은 아니다. 이에대한 언급은 다음 절에서 설명될 것이다.

그림 6은 억셉터 도핑농도에 따른 R_{pA} 의 변화를 A와 B에 대해 조사한 것이다. 확산에 의해 전류가 제한되도록 공핍층에서의 생성-재결합은 고려하지 않았다. 그림 6은 2가지 측면에서 논의될 수 있다. 첫째는 확산-제한 조건에서도 이종접합 구조는 동종접합에 비해 높은 R_{pA} 값을 가진다는 것이다. 그 원인을 알아보기 위해 전자전류와 정공전류를 비교해 본 결과, 이종접합의 경우는 p 영역의 낮은 진성캐리어 농도로 인해 전자전류가 거의 나타나지 않는데 반해, 동종접합은 전자전류가 상대적으로 크게 나타난다는 것을 알 수 있었다. 동종접합의 경우, 고도핑을 통해 전자전류를 줄일 수는 있으나 이종구조에 버금가는 성능을 얻기 어려운 이유는 전자의 이동도가 크고, 짧은 p영역의 길이로 인해 확산 기율이 급증하기 나타나기 때문에 진성캐리어 농도가 매우 작지 않은 이상 전자전류를 무시할 수 없기 때문이다. 따라서, 소자를 해석할때 종종 고도핑 영역에서의 소수캐리어 전류를 무시하고 계산하는 경우가 많은데, 이는 축퇴가 강하게 일어나는 n^+p 구조에서만 성립되는 가정으로 여겨진다. 두번째는 이종접합 구조는 동종접합과는 달리 R_{pA} 의 억셉터 도핑농도의 의존성이 거의 나타나지 않는다는 것이다. 이는 어레이에서 가장 중요시 되는 균일성이라는 측면에서 매우 유리하다. 결국, 동종접합의 경우는 성능향상과 균일성을 위해 더욱 높은 도핑량이 요구된다. 그러나, 이러한 고도핑의 요구는 이온주입에 의한 소자의 손상을 더욱 가중시키고 접합면의 전계상승으로 인해 터널링 전류

를 더욱 증가시킬 수 있다는 현실적인 제한을 갖게 된다. 이와 같은 측면에서 볼 때, 이종구조는 확산전류가 지배적인 조건하에서도 동종접합에서 비해 우수한 성능을 가진다는 것을 알 수 있다.

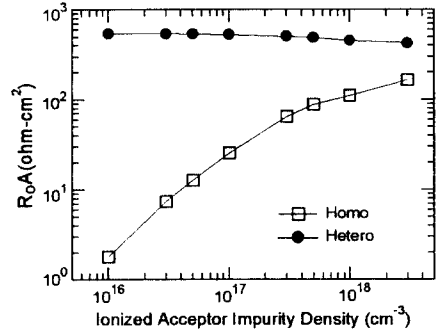


그림 6. 동종 및 이종접합 광다이오드에 대한 R_{pA} 의 억셉터 불순물 농도 의존성
Fig. 6. R_{pA} dependence on acceptor impurity density for homo and heterojunction photodiodes.

HgCdTe는 협대역 반도체이므로 공정중의 오염으로 인해 계면에서의 고정전하와 트랩, 절연체 트랩이 과도하게 유발되기 쉽고, 이로 인해 표면의 에너지 밴드가 쉽게 변한다는 문제점을 가진다. 이로 인해 발생하는 누설전류의 증가는 종종 소자성능에 치명적인 영향을 미친다. 그림 7은 HgCdTe와 표면보호층인 CdTe 계면에 존재하는 고정전하량에 따른 누설전류의 변화를 구조별로 비교한 것이다. 인가전압은 -20mV로 하였고 이외의 파라미터 조건은 그림 5와 같다. 먼저 양전하에 따른 영향을 살펴보자. 양전하량이 증가하게 되면 표면에서의 전자축적으로 인해 접합면에서의 공핍층폭은 점차 감소하게 된다. 따라서, SRH 전류는 줄어들고 트랩을 경유한 간접터널링 전류는 커지게 된다. 직접터널링이 일어날 정도의 높은 전하량을 제외한 대부분의 영역에서는 SRH와 간접터널링 전류 중 어느것이 더 주된 전류 메카니즘인가에 따라 누설전류가 줄어들거나, 증가되는 등 다양한 양상을 가질 수 있다. 물론 그림의 결과와 같이 거의 일정한 전류를 보일 수도 있다. 이종구조는 누설전류의 절대량이 매우 작을 뿐 아니라 $10^4 cm/s$ 의 표면재결합속도에도 누설전류가 증가되지 않는 우수한 성능을 보이고 있다. 항복이 나타나는 전하량도 약 10배 정도 높아지는데, 이 역시 마개층의 높은 조성비에 기인한 결과이다. 음전하에 의해 표면이

공핍된 경우에는 트랩을 통한 열적생성 메커니즘이 주된 전류원이 된다. 따라서, 전하량 증가에 따라 전류는 조금씩 증가하게 된다. 전하량이 전계에 의해 접합이 새로이 유기될 정도로 커지게 되면 터널링이 발생되어 전류는 급격하게 증가한다. 표면재결합이 고려된 동종접합의 경우, 약 $-6 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ 이전까지는 전류가 조금씩 증가하다가 이후로 다시 전류가 감소하는 독특한 양상을 보이고 있다. 이는 캐리어 반전으로 인해 표면에서의 캐리어 생성이 오히려 억제되었기 때문에 발생한 현상이다. 이 결과는 Rosbeck^[30]의 실험결과와도 잘 일치하고 있다. 결론적으로, 이중접합은 터널링 확률이 상대적으로 낮고 표면의 진성캐리어 농도가 낮기 때문에 표면상태에 따른 누설전류의 발생을 억제하는데 유용하다. 이는 표면보호의 어려움을 줄이는데 결정적인 역할을 하게 될 것이다.

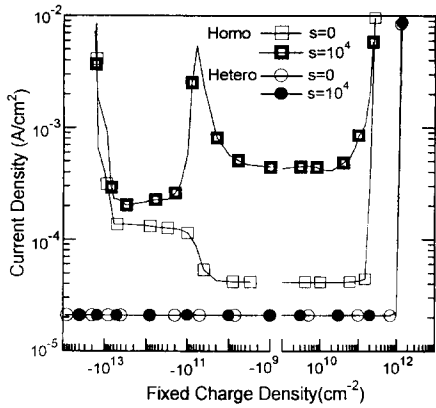


그림 7. 고정전하량에 따른 누설전류 밀도
Fig. 7. Leakage current density as a function of fixed charge density.

2. 신호입사 조건에서의 특성

그림 8은 양자효율과 입사의존 병렬-저항 $R_{\Delta A}$ 의 바이어스 의존성을 계산한 결과이다. 입사조건과 양자효율의 계산법은 문헌 [9]과 동일하며, 입사의존 병렬-저항은 다음과 같은 정의를 이용하여 계산하였다.

$$R_{\Delta A} = \frac{\Delta V}{\Delta J_p} \tag{23}$$

여기서 ΔV 는 전압의 변화량을, ΔJ_p 는 광전류밀도의 변화량을 나타낸다.

C는 그림 5에서도 설명하였듯이 pn 접합의 위치가 광대역쪽에서 형성됨에 따라 생성된 전위장벽에 의해

정공의 전송이 제한되는 경우이므로 바이어스 전압이 낮은 경우에 양자효율이 거의 영에 가깝게 나타난다. 그러나, 역 바이어스 증가로 인해 공핍층이 조성비의 전이영역쪽으로 확대되게 되면 전위장벽은 점점 낮아지게 된다. 따라서, 양자효율은 바이어스 증가에 따라 조금씩 증가하게 된다. 조성비의 전이영역이 공핍층내에 완전히 존재할 정도로 전압이 커지게 되면 전위장벽은 완전히 사라지게 되므로 일반적인 접합과 거의 동일한 양자효율을 나타낸다. 이러한 이유로 인해 $R_{\Delta A}$ 값은 급속히 감소되었다가 급속히 증가하는 형태를 가진다. 이러한 양자효율 특성은 제작된 이중소자에서 전위장벽이 존재하는지의 여부를 판단하는데 이용될 수 있을 것이다. A와 B에 비해 C는 암전류가 작지만 양자효율이 매우 낮기 때문에 상대적으로 낮은 감지도를 갖는다. 따라서, 협대역 쪽에서 접합이 형성되거나, 조성비의 전이영역이 공핍층내에 존재할 수 있도록 제작시 각별한 주의가 요망된다.

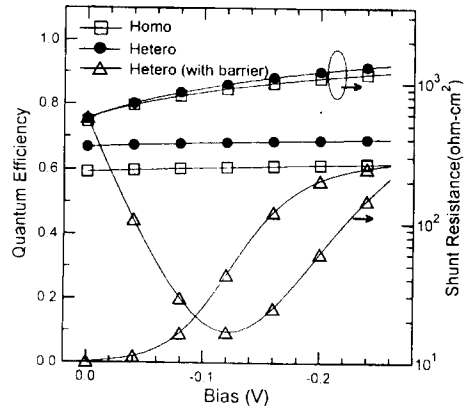


그림 8. 바이어스에 따른 양자효율과 입사-의존 동적 저항의 변화
Fig. 8. Quantum efficiency and illuminated-dependent shunt resistance versus bias voltage.

B는 p 영역에서의 Auger 재결합 확률이 A에 비해 상대적으로 작기 때문에 양자효율이 약간 높게 나타나지만, 동일한 베이스 조건을 가지므로 그 차이가 크지는 않다. 그러나, 표면에서의 결함이 존재할 경우에는 얘기가 달라지게 된다. 그림 9는 표면재결합 속도에 따른 양자효율의 변화를 구조별로 비교한 것이다. 동종접합의 경우는 표면근처에서 생성된 과잉 캐리어, 혹은 표면근처로 확산되어온 캐리어가 표면근처의 트랩에

포획됨에 따라 양자효율이 감소하게 된다. 그러나, 이종 구조의 경우는 마개층의 높은 조성비로 인해 표면 근처에서 생성되는 과잉 캐리어의 수가 적을 뿐만 아니라, 그림 10에서 보여지는 전위장벽(n형 베이스와 N형 마개층간의 접합에 기인)으로 인해 광학적으로 생성된 정공이 표면 근처로 유입되지 않고 대부분 pn 접합으로 집속되기 때문에 표면상태 변화에 거의 독립적인 양자 효율을 가진다.

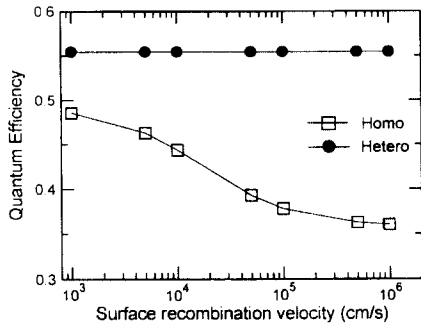


그림 9. 동종 및 이종접합 광다이오드에서의 표면재결합 속도에 따른 양자효율의 변화

Fig. 9. Quantum efficiency versus surface recombination velocity for homo and hetero-junction photodiode.

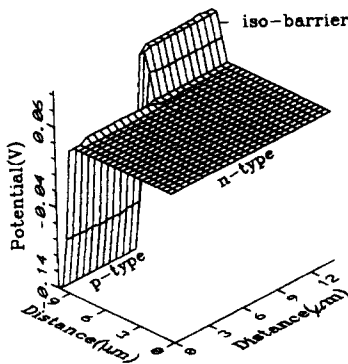


그림 10. 평판형 이종접합 다이오드의 전위분포

Fig. 10. Potential distributions in planar hetero-junction photodiode.

IV. 결론

본 논문에서는 HgCdTe 이종구조를 해석할 수 있는 2차원 수치해석 시뮬레이터를 개발하였다. 소자의 성능 향상과 제작의 신뢰성 및 재현성을 확보한다는 관점에서 소자 시뮬레이터는 이상적인 상태에서의 특성해석

뿐만 아니라 비이상적인 전류의 기원 유추, 성능 극대화를 위한 구조 모색 등에 이용될 수 있어야 한다. 이를 위해 본 논문에서는 일반적인 이종 해석모델외에도 HgCdTe 고유의 물질특성, 즉 밴드의 비포물선성과 캐리어의 축퇴, 이종계면에서의 밴드-오프셋의 영향을 고려할 수 있도록 전송모델을 수정하였다. 특히, 트랩을 통한 캐리어의 다양한 방출메커니즘을 수치해석에 적합한 SRH 모델의 형태로 도입함으로써 암전류의 생성 기원과 파라미터 의존성에 대한 이론적인 고찰이 가능하게 되었다. 이외의 암전류의 생성 메커니즘으로 직접 터널링 현상이 탑재되었고, 표면상태에 따른 특성변화가 고려되었다. 아울러, 조성비 변화에 따른 광학적 생성율의 변화를 보다 정확히 계산하기 위해 ray-trace 알고리즘을 도입하였다. 이러한 능력을 갖는 시뮬레이터를 통해 이종구조와 동종구조의 특성을 다양한 조건 하에서 비교한 결과 다음과 같은 결과들을 얻을 수 있었다.

첫번째는 이종구조는 마개층이 갖는 높은 조성비로 인해 동종구조에 비해 터널링전류가 작고, 표면상태에 의한 암전류의 변동량이 적을뿐 아니라, 확산-제한 조건에서도 우수한 성능을 보인다는 것이다. 본 논문에서 취한 구조와 파라미터를 기준으로 할 때, 확산-제한 조건에서는 억셉터 도핑량에 따라 약 2.5에서 250정도 높은 R_0A 값을, 터널링 제한의 경우는 약 10배 이상의 R_0A 를, 직접터널링에 기인한 항복전압은 약 60mV 정도 개선된 결과를 얻을 수 있었다. 아울러, 표면상태에 따른 특성 비교를 통해 이종구조를 채택할 경우에는 허용할 수 있는 고정전하의 범위가 약 10배 이상 늘어나며, 계면트랩에 의한 영향도 거의 나타나지 않는다는 것을 알 수 있었다. 두번째는 신호 입사시 이종구조는 n-N 접합에 의한 전위장벽의 도움으로 동종접합 소자 외는 달리 표면상태에 거의 독립적인 양자효율을 얻을 수 있다는 것이다. 이러한 결과들은 이종구조의 장점과 성능개선을 위한 마개층의 역할을 잘 나타내고 있으며, 이종구조를 통한 성능개선의 정도를 현실적인 프로세스 기술에 감안하여 가늠할 수 있다는 점에서 의의를 갖는다. 결과의 타당성은 실험치와 다른 문헌에서 보여진 경향성과의 비교를 통해 확인할 수 있었다.

결론적으로 본 논문에서 제시한 수치해석 시뮬레이터는 HgCdTe 광다이오드의 비이상적인 전류의 기원 유추, 성능개선의 정량적인 평가와 모색 등에 적극적으로 이용될 수 있으며, 나아가 다층구조를 갖는 2색 감

지기, 광 트랜지스터, MIS 와 같은 다른 HgCdTe 소자의 특성해석에도 유용할 것으로 기대된다.

감사의 글

※ 저자들은 본 연구에 지대한 관심을 갖고 아낌없이 지원해 주신 한국전자(주)의 한석룡 박사님과 국방과학연구소의 김재목 박사님께 감사를 드립니다.

참 고 문 헌

- [1] R. Balcerak and L. Brown, "Mercury cadmium telluride material requirements for infrared systems," J. Vac. Sci. Technol., vol. B10, no. 4, pp. 1353-1358, 1992.
- [2] J. M. Arias, J. G. Pasko, M. Zandian, and S. H. Shin, G. M. Williams, L. O. Bubulac, "Planar p-on-n HgCdTe heterostructure photovoltaic detectors," Appl. Phys. Lett., vol. 62, no. 9, pp. 976-978, 1993.
- [3] J. Bajaj et al, "Molecular beam epitaxial HgCdTe material characteristics and device performance: Reproducibility status," J. Electron. Materials, vol. 29, no. 9, pp. 1067-1076, 1995.
- [4] M. R. Reine et al, "Independently accessed back-to-back HgCdTe photodiodes: A new dual-band infrared detector," J. Electron. Materials, vol. 24, no. 5, pp. 669-679, 1995.
- [5] D. Rosenfield and G. Bahir, "A model for trap-assisted tunneling mechanism in diffused n-p and implanted n⁺-p HgCdTe photodiodes," IEEE Electron Devices, vol. 39, no. 7 pp. 1638-1645, 1992.
- [6] Y. Nemirovsky, R. Fastow, M. Meyassed, and A. Unikovsky, "Trapping effects in HgCdTe," J. Vac. Sci. Technol. vol. B9., no. 3, pp. 1829-1839, 1991.
- [7] P. R. Bratt and T. N. Casselman, "Potential barriers in HgCdTe heterojunction," J. Vac. Sci. Technol. vol. A3, no. 1, pp.238-245, 1985.
- [8] F. L. Madarasz and F. Szmulowicz, "Barrier formation in graded HgCdTe heterojunctions," J. Appl. Phys., vol. 62. no. 8, pp. 3267-3277, 1987.
- [9] K. Kosai and A. Radford, "Influence of barriers on charge transport across HgCdTe heterojunctions," J. Vac. Sci. Technol., vol. A8, no. 2, pp. 1254-1259, 1990.
- [10] A. Rogalski and R. Ciupa, "Long-wavelength HgCdTe photodiodes: n⁺-on-p versus p-on-n structures," J. Appl. Phys., vol. 77, no. 7 pp. 3505-3512, 1995.
- [11] I. Bloom and Y. Nemirovsky, "Quantum efficiency and crosstalk of an improved backside illuminated antimonide focal plane array," IEEE Trans. Electron Devices, vol. 38, no. 8 pp.1792-1796, 1991.
- [12] G. M. Williams and R. E. Dewames, "Numerical simulation of HgCdTe detector characteristics," J. Electron. Materials, vol. 24, no. 9, pp. 1239-1248, 1995.
- [13] 조남홍, 광계달, "자기신호처리 적외선 감지소자의 2차원 수치해석," 대한전자공학회 논문지, 제 32권, A편 제 11호, pp. 52-62, 1995
- [14] Z. Yu and R. W. Dutton, SEDAN III - A generalized electronic material device analysis program, Techinal report, stanford univ., 1985.
- [15] T. M. A. MEDICI manual, Technology Modeling Associates, Inc., 1994.
- [16] V. Ariel and G. Bahir, "Description of HgCdTe materials and devices using an approximated $k \cdot p$ model," 1996 US workshop on the physics and chemistry of II-VI materials, pp. 43-46, 1996.
- [17] H. Barry and C. R. Ratliff, "Numerical tabulation of integral of fermi functions using $\vec{k} \cdot \vec{p}$ density of state," J. Appl. Phys., vol. 42, no. 8, pp.3189-3194, 1971.
- [18] W. B. Joyce and R. W. Dutton, "Analytic approximation for the fermi energy of an ideal fermi gas," Appl. Phys. Lett., vol. 31, pp. 354-356, 1977.
- [19] D. Chattopadhyay and B. R. Nag, "Scatering mechanisms in Hg_{1-x}Cd_xTe," Physical Review B, vol. 12, no. 12, pp.5676-5681, 1975.
- [20] E. A. Kraut, "The effect of a valence-band offset on potential and current distributions in HgCdTe heterostructures," J. Vac. Sci. Technol. vol. A7, no. 2, pp. 420-423, 1989.
- [21] W. W. Anderson and H. J. Hoffman, "Field

- inonization of deep levels in semiconductors with applications to HgCdTe p-n junction," J. Appl. Phys., vol. 53, no. 12, pp. 9130-9145, 1982.
- [22] C. T. Sah, "Electronic processes and excess currents in gold-doped narrow silicon junctions," Phys. Review, vol. 123, no. 5, pp. 1594-1621, 1961.
- [23] G. A. Hurkx, D. B. Klassen, and M. P. G. Knuvers, "A new recombination model for device simulation including tunneling." IEEE. Electron Devices, vol. 39, no. 2, pp. 331-338, 1992.
- [24] H. Yuan, F. Tong, and D. Tang, "Contribution of field enhanced generation-recombination to Hg_{1-x}Cd_xTe photodiode characteristics," Infrared Phys., vol. 31, no. 5, pp. 451-458, 1991.
- [25] G. Vincent, A. Chantre, and D. Bois, "Electric field effect on the thermal emission of traps in semiconductor junctions," J. Appl. Phys., vol. 50, no. 8, pp. 5484-5487, 1979.
- [26] P. K. Chakraborty and J. C. Biawas, "Theory of interband tunneling in semiconductor," Solid State Electronics, vol. 28, no. 5, pp. 493-497, 1985.
- [27] E. Finkmann and Y. Nemirowsky, "Infrared optical absorption band tail of Hg_{1-x}Cd_xTe," J. Appl. Phys., vol. 50, pp. 4356-4361, 1984.
- [28] E. Finkmann and Y. Nemirowsky, "The exponential optical absorption band tail of Hg_{1-x}Cd_xTe," J. Appl. Phys., vol. 56, pp. 2896-2900, 1984.
- [29] S. C. Barton, P. Capper, C. L. Jones, N. Metcalfe and D. Dutton, "Determination of Shockley-Read trap parameters in n- and p-type epitaxial Cd_xHg_{1-x}Te," Semicond. Sci. Technol., no. 11, pp. 1163-1167, 1996.
- [30] J. P. Rosbeck and E. R. Blazejewski, "Investigation of generation process at the SiO₂/HgCdTe interface by gate controlled diodes," J. Vac. Sci. Technol., vol. A3, no. 1, pp. 280-284, 1985.

 저 자 소 개

趙南洪(正會員) 第31卷 A編 第1號 參照

현재 한양대학교 전자공학과 박사
과정

郭桂達(正會員) 第27卷 第7號 參照

현재 한양대학교 전자공학과 교수