

A Calculation of C-V Characteristics for Hg_{1-x}Cd_xTe MIS Device

李 相 敦* · 金 鳳 洽** · 姜 衝 富***
 (Sang-Don Lee · Bong-Heub Kim · Hyung-Boo Kang)

Abstract—The HgCdTe material, which is II-VI compound semiconductor, is important materials for the fabrication of the infrared detectors. To suggest the model of accurate MIS C-V calculation for narrow band gap semiconductors such as HgCdTe, non-parabolicity from $\kappa \cdot p$ theory and degeneracy effect are considered. And partially ionized effect and compensation effect which are material's properties are also considered. Especially, degenerated material C-V characteristics from Fermi-Dirac statistics and exact charge theory are presented to get more accurate analysis of the experimental results. Also the comparison with calculation results between the general MIS theory from Boltzmann approximation method and this model which is considered the narrow band gap semiconductor properties, show that this model is more useful theory to determination of accurate low and high frequency C-V characteristics.

Key Words : Hg_{1-x}Cd_xTe, Capacitance-Voltage Characteristics, Degeneracy.

1. 서 론

II-VI 화합물 반도체 물질중 Hg_{1-x}Cd_xTe 반도체 재료는 조성 x 를 변화시킴으로써 에너지 밴드 갭을 0eV에서 1.6eV까지 변화시킬 수 있다.[1] 또한 직접 천이 에너지 밴드 구조를 가지고 있어서 광(photon) 탐지소자로서의 적용이 가능하다. 그러므로 조성 x 를 0.3으로 조절하면 에너지 밴드 갭은 약 0.24eV로 되어서 3-5 μ m 영역의 적외선을 탐지할 수 있다.[2] 특히 전자의 유효질량이 매우 적어 그 이동도가 정공의 그것보다 100배 이상의 값을 가지며 적외선 영역을 탐지할 수 있는 다른 반도체 물질에 비해 비교적 적은 유전상수와 진성 캐리어 농도를 가지고 있으므로 RC 응답시간 및 열잡음이 작기 때문에 우수한 적외선 영역의 광 탐지소자(photon detec-

tor)로 많이 사용되고 있다.[2-3]

현재 외국에서는 1960년 부터 HgCdTe 재료에 대한 연구가 지속적으로 이루어져 재료에 대한 파라미터 및 특성분석과 재료성장에 관한 연구 결과가 많이 발표되고 있다.[4-6] 그러나 아직도 소자의 제작법, 소자구조 및 그 특성에 대한 분석을 위한 연구는 미비한 점이 많은 실정으로 계속적으로 연구가 진행되고 있다. 단소자(single element device)에 관한 연구는 많이 진전이 되어 적외선 영역을 탐지하는 광전압 소자(photo-voltaic device)와 광전도 소자(photo-conductive device)들은 현재 상용화에 이르고 있지만 재료 자체의 높은 Hg 증기압으로 인하여 표면의 Hg 농도 변화에 의한 전기적 성질 변화를 억제 할 수 있는 표면에 관한 처리기술(passivation)과 소자 표면에서 생성되는 터널링 전류(tunneling current) 및 누설 전류(leakage current)가 소자에 미치는 영향등 소자의 특성분석에 대한 연구가 아직도 미진하여, 소자를 제작한 후 소자성능 저하 및 열화 작용(degradation)을 감소시키기 위한 해결책이 남겨져 있다.[7-9] 이러한 표면 특성을 관찰하기 위해서는 MIS(metal-insulator-

*正 會 員 : 漢陽大 大學院 電氣工學科 博士課程 國防科學研究所 先任研究員

**正 會 員 : 漢陽大 工大 電氣工學科 名譽教授 · 工博

***正 會 員 : 漢陽大 工大 電氣工學科 教授 · 工博

接受日字 : 1993年 7月 5日

1 次修正 : 1993年 10月 4日

2 次修正 : 1993年 12月 18日

semiconductor) 소자를 제작하여 전기적 특성을 측정함으로써 그 결과를 유추할 수 있다. HgCdTe는 협대역(narrow band gap) 반도체 재료의 일반적인 특성인 비포물성과 축퇴 현상(degeneracy)을 고려해야 하고[10], 또한 HgCdTe의 잔류 도너 불순물(residual donor impurity)에 의한 보상 효과(compensation effect)도 포함된 이론적 연구[11]가 선행되어야 측정결과에 대한 정확한 분석이 이루어질 수 있다. 본 연구에서는 Kane의 밴드 모델 이론으로부터 비포물성[12]과 Fermi-Dirac 분포함수로부터 축퇴 현상 및 보상 효과를 고려한 이론적 모델링(modeling)에 의한 C-V 특성 결과와 기존의 일반적인 Maxwell-Boltzmann 분포함수를 이용한 approximation법의 C-V 특성 이론[13]을 적용한 결과와의 비교를 통하여 그 차이점을 해석적으로 구하였고 이상적인 정전 용량-전압 특성 곡선을 구하였다. 이러한 특성들을 고려하지 않은 이상적인 정전 용량-전압(ideal C-V) 특성 곡선을 이용한 측정결과 분석은 실제적으로 측정된 결과와 상당한 오차가 발생되게 된다.

2. 이 론

2.1 에너지 밴드 구조와 포아송 방정식의 유도

II-VI 화합물 반도체인 $Hg_{1-x}Cd_xTe$ 는 zinc-blende 구조를 가지고 있으며 공유결합과 이온성 결합이 공존하고 있으나 조성 x 에 의하여 어느 한쪽이 우세한 결합력으로 적용한다. 조성비가 $x = 0.3$ 부근에서는 그림 1과 같은 에너지 밴드 구조를 가지고 있으며 전도대는 비포물성 구조를 가지고 있고 가전자대는 heavy hole과 light hole 에너지 밴드로 나누어져 있으며 Γ_7 점으로부터 약 1.0eV 밑으로 split-off band가 존재하고 있다. 여기서 가전자대의 heavy hole 에너지 밴드 구조는 포물성(parabolic) 구조를 가지고 있다. Kane band model에 의한 비포물성 밴드 구조를 고려한 전도대의 에너지 E 와 wave vector κ 와의 관계식은 다음과 같이 보고되어 있다.[14, 15]

$$E(\kappa) - E_c = \frac{-E_G + [E_G^2 + (3/8\kappa^2)]^{1/2}}{2} \quad (1)$$

P : momentum matrix element

κ : wave vector

E_G : energy band gap

E_c : energy of conduction band edge

여기서 에너지 밴드 갭 E_G 는 현재까지도 실험식 Appendix A.의 식 (A.1)[22]으로 구하고 있으며 다른 여러가지 parameter들도 이론식보다 실험식에 의존하고 있는 실정으로 이들을 Appendix A에 열거하였다. 비포물성 밴드에서의 전자의 에너지 상태 밀도를 구하려면 $\kappa \cdot p$ 이론에 의하여 식 (1)을 κ 에 대하여 정리한 후 $E(\kappa)$ 에 대한 수식으로 만들어 다음 식에 대입하면 된다. [15]

$$dN(E) = \left(\frac{\kappa}{\pi}\right)^2 d\kappa$$

즉 윗식을 전도대의 밀단 E_c 로 부터 임의의 에너지 준위 E 까지 적분을 하면

$$N_c(E - E_c) = \frac{3}{4\pi^2} \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{1}{P^3} [E_G + 2(E - E_c)] \sqrt{(E - E_c)(E_G + E - E_c)} \quad (2)$$

과 같이 전자의 에너지 상태 밀도를 구할 수 있

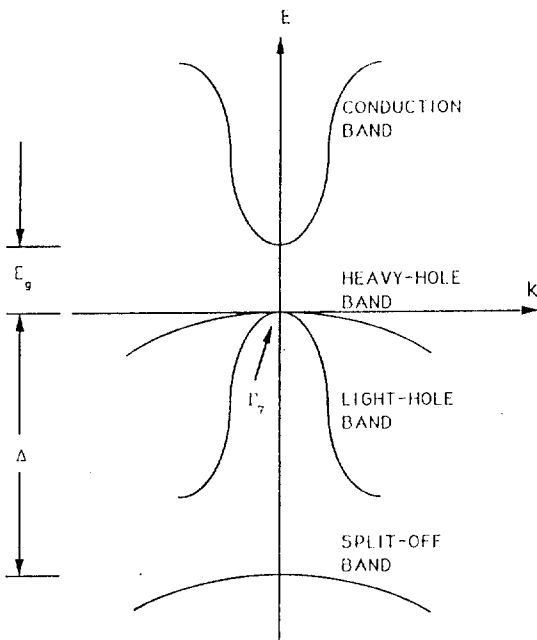


그림 1 HgCdTe 재료의 에너지 밴드 구조도

Fig. 1 Energy band structure in HgCdTe material

다.[16] 가전 자대의 정공의 에너지 상태 밀도는 포물성(parabolic) 밴드 구조 이므로[17]

$$Nv(Ev - E) = 4\pi(2m_p^*/h^2)^{3/2}(Ev - E)^{1/2} \quad (3)$$

으로 된다. 여기서 수식의 복잡함을 피하기 위하여 그림 2에서와 같이 에너지 밴드에서의 페르미 준위 $\varphi(x)$ 및 밴드벤딩(band bending) $\psi(x)$ 는 각각 $U=q\varphi/kT$ 와 $V=q\psi/kT$ 로 규격화(normalized)시켰으며, 에너지 준위 E_n 와 에너지 준위 E_n 와의 차는 $W_{AB}=(E_A-E_B)/kT$ 로 규격화하였다. $\varphi(x)$ 와 $\psi(x)$ 에 대한 각각의 정의와 경계조건을 Appendix B의 식(B.1)부터 식(B.4)에 수록하였다.

수식 (2)와 (3)을 이용하여 전자 및 정공의 농도를 구하기 위하여 페르미 통계를 이용하면 각각의 농도는

$$n = \int_{E_c}^{\infty} N_c(E - E_c) \frac{1}{1 + \exp[(E - E_F)/kT]} dE$$

$$= \frac{3}{4\pi^2} \left(\frac{kT}{qP}\right)^3 G(U - W_{c1}, W_{cv}) \quad (4)$$

$$P = \frac{4\pi}{h^3} (2m_p^* kT)^{3/2} F_{1/2}(W_{v1} - U) \quad (5)$$

- 단, k : Boltzmann's constant
- T : absolute temperature
- h : Planck's constant
- m_p^* : effective hole mass(Appendix A, 식(A.4))

가 된다. 여기서 $F_{1/2}(W_{v1} - U)$ 는 페르미 적분함수이고 $G(U - W_{c1}, W_{cv})$ 는 변형된 페르미 적분함

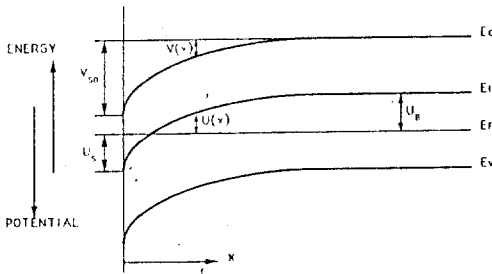


그림 2 에너지와 포텐셜을 고려한 에너지 밴드 구조도

Fig. 2 Energy band diagram with energy and potential

수로서 각각의 표현식은 Appendix B의 식(B.5)~식(B.8)에 나타내었다. 반도체에 밴드 갭내에 E_A, E_D 로 존재 할 때, 이온화 되지 않은 불순물 농도를 p_A, n_D 라고 하면 이온화된 각각의 불순물 농도는

$$N_A^- = N_A - p_A = N_A \left\{ 1 - \left[1 + q_p \exp\left(\frac{E_F - E_A}{kT}\right) \right] \right\}$$

$$N_A \left[1 + q_p \exp(W_{A1} - U) \right]^{-1} \quad (6)$$

$$N_D^+ = N_D - n_D = N_D \left[1 + g_n \exp(U - W_{D1}) \right]^{-1} \quad (7)$$

이 된다. 여기서 g_n, g_p 은 축퇴 상수로서 $g_n = g_p = 2$ 로 하였다.[15] 그러므로 전하의 중성 조건에 의하여 전하량은 $\rho(x) = (N_D - n_D - N_A + p_A + p - n)$ 이므로 포아송 방정식을 구하면 Appendix B의 식(B.10)에 의하여

$$\frac{d^2U}{dx^2} = -\frac{1}{2L_D^2} \left[\frac{N^D}{ni} \frac{1}{1 + 2\exp(U - W_{D1})} \right.$$

$$\left. - \frac{N^A}{ni} \frac{1}{1 + 2\exp(W_{A1} - U)} + \frac{F_{1/2}(W_{v1} - U)}{F_{1/2}(W_{v1})} \right.$$

$$\left. - \frac{G(U - W_{c1}, W_{cv})}{G(W_{c1}, W_{cv})} \right] \quad (8)$$

단, L_D : intrinsic Debye length $\left(= \sqrt{\frac{kT\epsilon_0\epsilon_s}{2q^2ni}} \right)$

ni : intrinsic carrier concentration
이 된다.

2.2 저주파 정전 용량-전압 관계식 유도

반도체 내부에서의 저주파 정전 용량은 소수 캐리어들이 게이트 전압 및 ac소신호에 의해서도 충분히 평형상태를 유지할 수 있는 주파수 영역에서 측정하는 것으로 정전 용량은 아래와 같이 정의된다.[13,17]

$$C_s, LF = -\frac{dQ_s}{d\varphi_s} = -\frac{q}{kT} \frac{dQ_s}{dU_s} \quad (9)$$

여기서 Q_s 및 φ_s 와 U_s 는 표면에서의 전하량 및 표면전위를 의미한다. 표면전하량 Q_s 를 구하기 위해서는 실전하 이론(exact charge theory) [13]을 이용하여 식(8)을 절연막층과 반도체 경계면에서 반도체 내부까지 적분함으로써 전제를 구하여야 한다. 그러므로 식(8)에서부터 (dU/dx) 를 구하면

$$\begin{aligned} \frac{dU}{dx} &= \frac{Sgn(U_B - U)}{L_D} \left\{ \ln \left[\frac{1 + 1/2 \exp(W_{DI}) - U}{1 + 1/2 \exp(W_{DI}) - U_B} \right] \right. \\ &+ \frac{N_A}{ni} \ln \left[\frac{1 + 1/2 \exp(U_B - W_{AI})}{1 + 1/2 \exp(U_B - W_{AI})} \right] \\ &\left. - \frac{2/3 F_{3/2}(W_{VI} - U_B) - 2/3 F_{3/2}(W_{VI} - U)}{F_{1/2}(W_{VI})} \right. \\ &\left. - \frac{H(U, U_B, W_{CI}, W_{CV})}{L_D} \right\} \\ &\equiv \frac{Sgn(U_B - U)}{L_D} F(U, U_B) \end{aligned} \quad (10)$$

여기서 Sgn(U_B-U)는 U_B>U인 경우 양의 값을 나타내고 F(U, U_B)는 임의의 거리 x에서의 무차원(dimensionless) 전계를 나타내는 식이다. 따라서 표면에서의 전계 E_s는 식 (10)에서 U=U_s를 대입함으로써 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} E_s &= -\frac{kT}{q} \frac{dU}{dx} \Big|_{u=U_s} \\ &= \frac{Sgn(U_s - U_B) kT}{L_D q} F(U_s, U_B) \end{aligned} \quad (11)$$

또한 표면 전하량 Q_s

$$\begin{aligned} Q_s &= -\epsilon_0 \epsilon_s E_s \\ &= -Sgn(U_s - U_B) \frac{\epsilon_0 \epsilon_s kT}{L_D q} F(U_s, U_B) \end{aligned} \quad (12)$$

가 된다. 그러므로 반도체에서의 저주파 정전 용량 C_{s,LF}는

$$\begin{aligned} C_{s,LF} &= -Sgn(U_B - U_s) \frac{\epsilon_0 \epsilon_s}{L_D} \frac{\partial}{\partial U_s} F(U_s - U_B) \\ &= Sgn(U_B - U_s) \frac{\epsilon_0 \epsilon_s}{2L_D} \left[\frac{N_D}{ni} \frac{1}{1 + 2 \exp(U_s - W_{DI})} \right. \\ &\quad - \frac{N_A}{ni} \frac{1}{1 + 2 \exp(W_{AI} - U_s)} + \frac{F_{1/2}(W_{VI} - U_s)}{F_{1/2}(W_{VI})} \\ &\quad \left. - \frac{G(U_s - W_{CI}, W_{CV})}{G(W_{CI}, W_{CV})} \right] / F(U_s, U_B) \end{aligned} \quad (13)$$

2.3 고주파 정전 용량-전압 관계식 유도

저주파 정전 용량에 대한 정성적 고찰을 통하여 반도체 표면 정전 용량은 자유 전하들(free carriers)이 게이트 전압과 소신호 전압 모두에 따른다는 가정하에 표면전위 변화로부터 구할 수 있었다. 그러나 ω ≪ τ_r⁻¹인 경우의 고주파 영역에서는 반도체내의 소수 캐리어들이 게이트 전압에 의해서는 변화하지만 소신호 전압에서는

변화하지 않게 되어 결국 소수캐리어의 숫자는 게이트 전압에 의한 공핍층폭에 의해 결정되게 된다.[13.15]

다수 캐리어의 거동은 게이트 전압과 소신호 전압 양쪽 모두에 의하여 반응을 하므로 반도체 내부의 페르미 준위 즉 벌크 포텐셜(bulk potential) U_B는 일정하게 된다. 그러므로 소수 캐리어들의 거동 현상에 소신호 전압에 의한 비평형 상태를 고려하여 총 전하량을 구해보면 다음과 같이 된다. 즉 반도체가 P형이고 소신호 전압의 주파수가 소수 캐리어들의 재결합 시간보다 클 때 소수 캐리어들의 페르미 준위 U_{1n}는

$$U_{Fn} = U_B + \delta U_{Fn} \quad (14)$$

그리고 밴드 밴딩 V_s는

$$V_s = V_{so} + \delta V_s \quad (15)$$

이 된다. 여기서 δU_{Fn}과 δV_s는 각각 소신호 전압에 의해서 생성된 것이고 V_{so}는 게이트 전압에 의해서 밴드가 밴딩된 것을 의미한다. 그러므로 식 (8) 중의 소수 캐리어에 해당되는 표면전위에 식 (14), (15)를 대입하면 고주파수에서의 총 전하량은

$$\begin{aligned} \frac{d^2V}{dx^2} &= -\frac{1}{2L_D^2} \left\{ \frac{N_D}{ni} \frac{1}{1 + 2 \exp(V + U_{Fn} - W_{DI})} \right. \\ &\quad - \frac{N_A}{ni} \frac{1}{1 + 2 \exp(W_{AI} - U_B - V)} + \frac{F_{1/2}(W_{VI} - V - U_B)}{F_{1/2}(W_{VI})} \\ &\quad \left. - \frac{G(V + U_{Fn} - W_{CI}, W_{CV})}{G(W_{CI}, W_{CV})} \right\} \end{aligned} \quad (16)$$

을 유도할 수 있다. 이 때 고주파 영역에서의 반도체 내부에서의 소수 캐리어들은 게이트 전압에 의하여 설정되어 지지지만 소신호에 의한 공핍층폭의 변화에 따르기 위하여 총 수량에는 변함이 없고 반전영역의 폭이 약간 늘어나거나 작아지게 됨으로써 공간적으로 전하들의 재배치가 이루어지게 된다. 이러한 현상을 전하들의 공간적 재배치 혹은 반전층의 분극(polarization)이라고 부르는데 이를 수식으로 표현하면[13]

$$\int_0^\infty dx \{ [n(x, U_{Fn}) - n(\infty, U_{Fn})] - [N_D^+(x, U_{Fn}) - N_D^+(\infty, U_{Fn})] \}$$

$$= \int_0^\infty dx [n(x, U_B) - n(\infty, U_B)] - [N_D^+(x, U_B) - N_D^+(\infty, U_B)] \quad (17)$$

이 되고 이러한 소수 캐리어들의 재배열은 결국 정전 용량에 영향을 미치게 된다. 또한 식 (16)로부터 고주파 영역에서의 유기되는 실 전하 이론에 의한 표면 전하량 Q_s 는 소수 캐리어들의 표면전위 U_s 대신에 소신호 전압을 고려한 $V_{so} + \delta V_s$ 를 대입하면 된다.

$$Q_s = -Sgn(-V_s) \frac{\epsilon_0 \epsilon_s kT}{LD} \left\{ \frac{N_D}{ni} \ln \left[\frac{1 + 1/2 \exp(W_{DI} - U_{Fn} - V_s)}{1 + 1/2 \exp(W_{DI} - U_{Fn})} \right] + \frac{N_A}{ni} \ln \left[\frac{1 + 1/2 \exp(V_s + U_B - W_{AI})}{1 + 1/2 \exp(U_B - W_{AI})} \right] - \frac{2/3 F_{3/2}(W_{VI} - U_B) - 2/3 F_{3/2}(W_{VI} - U_B - V_s)}{F_{1/2}(W_{VI})} - \frac{H(V_s + U_{Fn}, U_{Fn}, W_{CI}, W_{CV})}{G(W_{IC}, W_{CV})} \right\}^{1/2} \\ = -Sgn(-V_s) \frac{\epsilon_0 \epsilon_s kT}{LD} F(V_s, U_{Fn}, U_B) \quad (18)$$

로 된다. 식 (12)와 비교할 때 dimensionless 전계의 식에 소신호 전압에 소수 캐리어들을 고려한 결과를 얻을 수 있다. 이식을 이용하여 고주파 정전 용량 $C_{s, HF}$ 다음과 같이 구할 수 있다.

$$C_{s, HF} = -\frac{q}{kT} \frac{\partial Q_s}{\partial V_s} \\ = \frac{\epsilon_0 \epsilon_s}{2LD} \left\{ \frac{N_D}{ni} \frac{1}{1 + 2 \exp(V_s + U_{Fn} - W_{DI})} - \frac{N_A}{ni} \frac{1}{1 + 2 \exp(W_{AI} + V_s - U_B)} + \frac{F_{1/2}(W_{VI} - U_B - V_s)}{F_{1/2}(W_{VI})} - \frac{G(V_s + U_{Fn} - W_{CI}, W_{CV})}{G(W_{IC}, W_{CV})} + \left[\frac{N_D}{ni} \left(\frac{1}{1 + 2 \exp(V_s + U_{Fn} - W_{DI})} - \frac{1}{1 + 2 \exp(U_{Fn} - W_{DI})} \right) - \frac{G(V_s + U_{Fn} - W_{CI}, W_{CV}) - G(U_{Fn} - W_{CI}, W_{CV})}{G(W_{IC}, W_{CV})} \right] \frac{\delta U_{Fn}}{\delta V_s} \right\} / F(V_s, U_{Fn}, U_B) \quad (19)$$

식 (19)에서 $\delta U_{Fn} / \delta V_s$ 항에 있는 수식들은 저주파 정전 용량의 식 (13)과 비교할 때 반전영역에서 전하량의 일정함과 공간 재배열을 나타내는 항이다. [13] 여기서 $\frac{\delta U_{Fn}}{\delta V_s}$ 을 구하기 위해서는 식

(16)의 소수 캐리어항을 이용하여 식 (17)을 $\frac{\partial}{\partial U_{Fn}}$ 으로 양변 미분하면 다음과 같이 된다.

$$\frac{\delta U_{Fn}}{\delta V_s} = \frac{-1}{F(V_s, U_{Fn}, U_B)} \left[\frac{G(V_s + U_{Fn}, W_{CI}, W_{CV}) - G(U_{Fn} - W_{CI}, W_{CV})}{G(W_{IC}, W_{CV})} + \frac{N_D}{ni} \frac{1}{1 + 2 \exp(U_{Fn} - W_{DI})} - \frac{N_D}{ni} \frac{1}{1 + 2 \exp(V_s + U_{Fn} - W_{DI})} \right] \times \int_0^{V_{so}} dV \left\{ \frac{1}{F(V, U_{Fn}, U_B)} \left[\frac{I(V + U_{Fn} - W_{CI}, W_{CV}) - I(U_{Fn} - W_{CI}, W_{CV})}{G(W_{IC}, W_{CV})} - \frac{N_D}{ni} \frac{2 \exp(U_{Fn} - W_{DI})}{[1 + 2 \exp(U_{Fn} - W_{DI})]^2} + \frac{N_D}{ni} \frac{2 \exp(V + U_{Fn} - W_{DI})}{[1 + 2 \exp(V + U_{Fn} - W_{DI})]^2} \right] - \frac{1}{2F(V, U_{Fn}, U_B)^3} \left[\frac{G(V + U_{Fn} - W_{CI}, W_{CV}) - G(U_{Fn} - W_{CI}, W_{CV})}{G(W_{IC}, W_{CV})} + \frac{N_D}{ni} \frac{1}{1 + 2 \exp(U_{Fn} - W_{DI})} - \frac{N_D}{ni} \frac{1}{1 + 2 \exp(V + U_{Fn} - W_{DI})} \right] \right\}^{-1} \quad (20)$$

결과적으로 식(19)을 식 (20)에 대입하면 실제 전하량 분석법을 이용한 이상적인 고주파 정전 용량을 얻을 수 있다.

$$C_{s, HF} = -\frac{q}{kT} \frac{\partial Q_s}{\partial V_s} \Big|_{U_{Fn}=U_V, V_s=V_{so}} \quad (21)$$

따라서 MIS 구조에서의 총 고주파 정전 용량은

$$C_{Total, HF} = \frac{C_{ox} C_{s, HF}}{C_{s, HF} + C_{ox}} \quad (22)$$

단, C_{ox} 는 절연체막의 정전 용량이다. 로 구할 수 있다. 식 (13)와 식 (19)에서 정전 용량과 게이트 전압과의 관계는 다음과 같이 된다.

$$V_G = V_{so} + \frac{Q_s}{C_{ox}} \quad (23)$$

여기서 금속과 반도체의 일함수 차이 및 절연막내의 전하와 계면전하는 고려하지 않았다.

이에 대한 고찰은 실제적인 MIS 소자에 적용시켜 해석할 때는 필요하나 본 연구에서의 이론적 고찰 및 관계식의 유도는 이상적인 모델에 한하기로 하였다. 또한 이론적인 해석을 비교하기 위하여 일반적인 반도체 해석에 사용되는 Maxwell-Boltzmann approximation[13]에 의한 수식을 계산한 결과들과 비교하였다.

3. 계산 결과 및 고찰

이론식의 계산을 위해서는 수치적분이 필요하게 되는데 오차의 한계를 줄이기 위하여 Gauss-Legendre 구적분법($n=96$)과 Gauss-Laguerre 구적분법($n=15$)를 사용하였다.[18]

특히 페르미 적분함수는 근사식[19]을 이용하여 계산을 수행시키게 되면 페르미 적분함수에서 이중적분을 풀 때 $|n|$ 값이 10보다 큰 경우 상당한 오차를 갖게 되어 근사식을 이용하지 않고 모든 적분함수들은 수치적분을 이용하여 각 경우마다 구적분법으로 직접 계산을 수행토록 하였다. 협대역 반도체에서의 고려해야 되는 비포물성 및 축퇴 현상과 HgCdTe 반도체 재료의 물질특성인 보상 효과 및 저온에서의 불순물의 부분적인 이온화에 의한 농도를 에너지 준위에 의하여 변화되는 현상을 고찰해 보았다. 이때 금속의 일함수 차이와 절연막내에 존재하는 전하에 의한 영향은 없는 것으로 가정함으로써 플랫폼(flat band) 전압은 0V로 하였으며 절연막의 정전 용량은 $1 \times 10^{-7} \text{F/cm}^2$ 으로 하였다.

현재까지 HgCdTe MIS 소자에 대한 연구 보고된 문헌은 주로 native oxide를 성장시키거나 ZnS 혹은 CdTe를 이용하여 MIS를 만든 것에 국한되어 있었다.[9] 또한 아직도 oxide를 성장

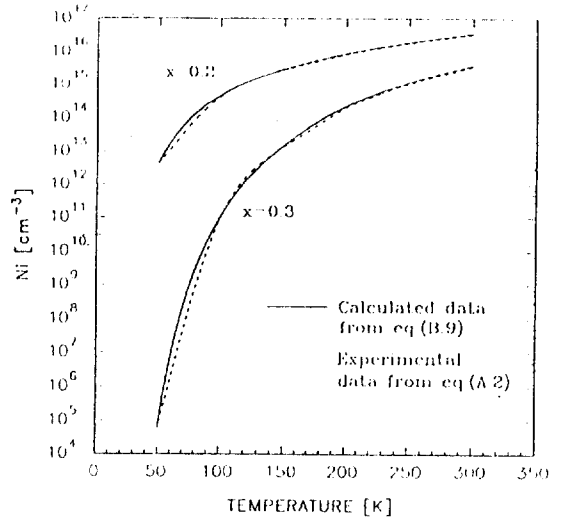


그림 3 온도 변화에 따른 진성 캐리어 농도의 이론적 계산치와 실험값의 비교

Fig. 3 Calculated temperature dependence of the intrinsic carrier concentration

시키는 기술은 음극산화법에 의한 anodic oxide 혹은 anodic sulfide 막막으로서 전기적으로 절연특성이 우수하지 않기 때문에 ZnS 등의 물질과 이중 절연막을 이용하고 있다.[20] 국내에서도 HgCdTe MIS 소자 제작에 대하여 연구를 계속

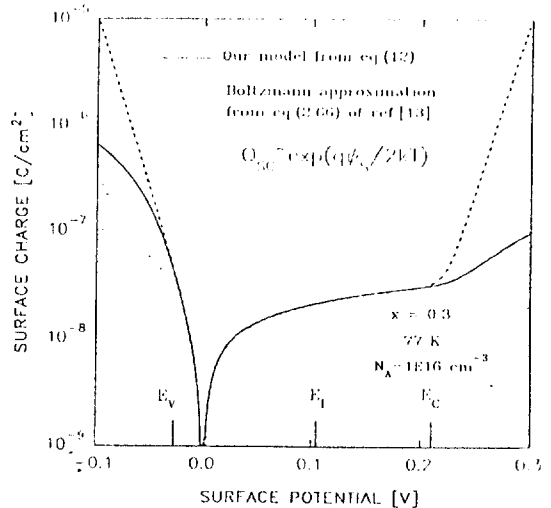


그림 4 p-HgCdTe MIS 소자의 표면 전위 변화에 따른 표면 전하의 계산결과

Fig. 4 Calculated dependence of surface charge on the surface potential for p-HgCdTe MIS device

해 왔으나 만족할만한 실험 결과는 없는 실정이다. 그러나 본논문의 이론적 연구는 MIS 소자를 제작한 후 특성을 측정하여 분석하는 경우 제시한 model로부터 이상적인 MIS C-V 계산 결과를 얻을 수 있음으로서 실험 결과를 정확히 측정 분석할 수 있다고 사료된다.

그림 3은 본 model의 정확성을 검토하기 위하여 조성비 $x=0.2$ 와 $x=0.3$ 인 경우 온도 50K부터 300K까지의 진성 캐리어 농도를 실험식인 식(A.2)[21]로 부터 구한 값과 식(B.9)에서 $U(x)=0$ 인 조건을 대입하여 얻은 계산된 이론값과 비교를 하였다. 계산된 이론값은 그림에서와 같이 저온 부근에서의 약간의 오차를 제외하고는 거의 일치하고 있음을 알 수 있다.

또한 그림 4는 표면 전위에 의한 표면 전하량의 관계를 나타낸 것으로 일반적으로 반전 영역에서 표면 전하는 $Q_s \propto \exp(\phi_2/2kT)$ 에 비례하지만[13] 비포물성을 고려한 식(11)의 계산 결과는 벗어나는 것을 보여주고 있다. 이것은 축퇴된 전하들에 의하여 표면 전하량이 속박되어 증가량이 둔화되고 있음을 알 수 있다. 그림 5는 게이트 전압과 표면 전위의 변화를 참고문헌 [13]의 식(3.36)을 이용한 Maxwell-Boltzmann approximation(이하 일반적인 이론이라 함)에 의한 계산 결과(점선)와 식(B.4), 식(21)을 이용한 본 모델의 이론값(실선)과의 계산 결과들을 도시한 것으로 이때의 조건으로는 Hg_{1-x}Cd_xTe의 조성비 $x=0.3$ 이고 p-형 반도체로서 억셉터 농도는 $1 \times$

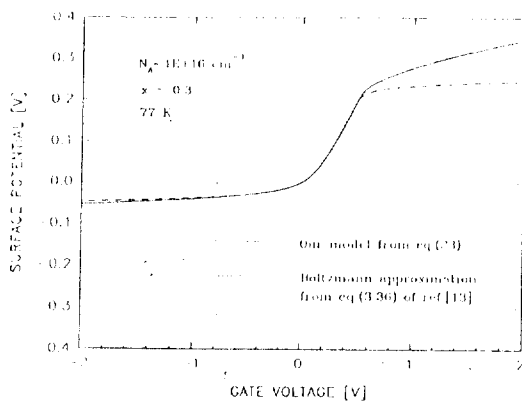


그림 5 p-HgCdTe MIS 소자에서 게이트 전압에 의한 표면 전위와의 관계

Fig. 5 The dependence of the surface potential upon gate voltage p-HgCdTe MIS device

10^{16}cm^{-3} 인 경우이다. 이때 표면전위는 일반적인 이론의 경우 반전영역에서 $2\phi_B$ 로 수렴하지만 이론값에 의한 계산 결과는 계속 증가하는 것을 보여주고 있다. 이것은 전도대의 전자상태 밀도가 작기 때문에 인가되는 전압에 의하여 생성되는 반전층 전하가 축퇴되어 전도대 위로 페르미 준위가 올라가는 것으로 해석할 수 있다. 또한 그림 6은 식(B.10)을 사용하여 n, p형 Hg_{1-x}Cd_xTe에서 불순물 농도에 대한 페르미 준위를 계산한 것으로 조성비 $x=0.3$ 에서 n형인 경우 약 $2.5 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$, p형인 경우는 약 $3 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ 이상의 농도에서는 물질 자체가 축퇴되는 결과를 보여 준다. 따라서 HgCdTe를 이용한 소자 제작 시에는 $x=0.3$ 인 경우 도너 불순물 농도 N_D 를 $0.5 - 1 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ 범위로 제어해야 하며 그림에는 도시하지 않았지만 $x=0.2$ 인 경우는 그 농도를 $1 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ 이하로 낮추어야 한다. 그림 7은 일반적인 MIS 이론과 협대역 반도체 특성을 고려한 싯전하 이론(exact charge theory)으로부터 얻은 식(12)의 low frequency capacitance-voltage 계산 결과를 도시한 것으로, 조성비가 $x=0.3$ 이고 n형 HgCdTe에 대하여 도너 농도를 $5 \times 10^{15} - 5 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ 의 범위에서 변화 시켰을 때의 주저파 영역의 capacitance 변화를 나타낸 것이다. 그림에서와 같이 축적 영역에서의 정전 용량이 일반적인

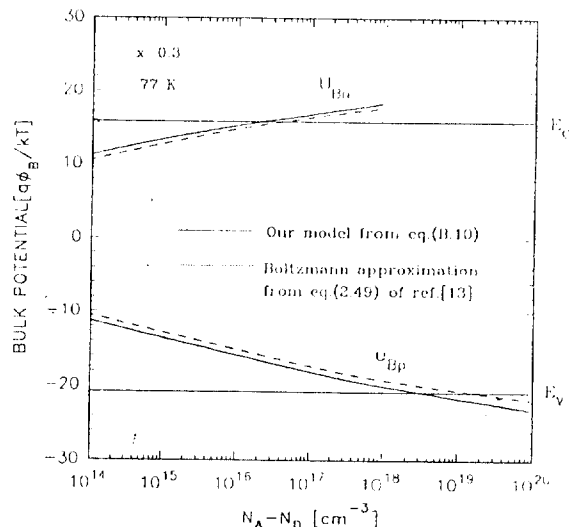


그림 6 77K 불순물 농도에 따른 벌크 전위의 계산치

Fig. 6 Bulk potential positioning HgCdTe at 77K as a function of the doping concentration

표 1 본 모델에 의한 저주파 정전 용량 최저 값 및 게이트 전압과 Boltzmann approximation에 의한 계산 결과 비교.

Table 1 A comparison of the results of minimum capacitance low frequency C-V characteristics and gate voltage from our model and Boltzmann approximation.

불순물 농도 [cm ⁻³]	실 실험 이론에 의한 모델		Boltzmann approximation	
	최소정전용량 [nF/cm ²]	게이트 전압 [V]	최소정전용량 [nF/cm ²]	게이트 전압 [V]
1 × 10 ¹⁶	22.2599	0.23702	22.4754	0.22628
5 × 10 ¹⁶	37.6247	0.36797	36.2296	-0.33782
1 × 10 ¹⁷	45.5073	0.46475	42.5363	0.41214
5 × 10 ¹⁷	64.1855	0.85458	55.9000	0.63153
1 × 10 ¹⁸	71.4074	1.15259	60.8596	0.75443
5 × 10 ¹⁷	84.4112	2.39801	70.5941	-1.12827
1 × 10 ¹⁸	88.3295	3.32770	74.1132	1.33901

MIS 이론의 정전 용량(점선) 보다 적어진 계산 결과를 얻을 수 있는데 이는 축퇴현상에 의한 것으로 알려져 있다.[13] 문턱 전압을 비교해 보면 낮은 농도일 때는 일반적인 MIS이론과 일치하나 농도가 높아져 재료 자체가 축퇴가 된 경우 계산 값과는 문턱 전압의 차이가 있는 것을 알 수 있다. 또한 식 (12)로부터 농도 변화에 따

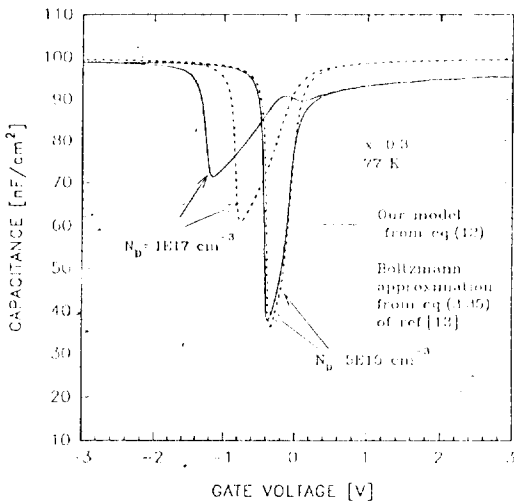


그림 7 불순물 농도에 따른 저주파 정전 용량의 계산 결과

Fig. 7 Calculated low frequency capacitance-voltage characteristics as a function of the doping concentration

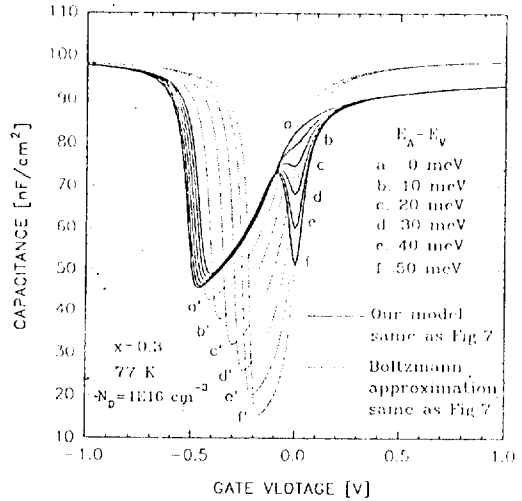


그림 8 p-HgCdTe MIS 소자의 벌크의 deep level의 영향에 따른 저주파 C-V 특성

Fig. 8 The effect of deep bulk level on the low frequency C-V characteristics of a p-HgCdTe MIS device

른 최저 정전 용량과 그때의 게이트 전압을 구하여 Boltzmann approximation에 의한 일반적인 MIS이론(참고문헌[13]의 식(3.35)참조)으로부터 구한 계산 결과들과 표 1에 정리 하였다.

표 1에서와 같이 계산 결과의 차이는 실험 결과를 해석할 때 오류를 범할 수 있는 중요한 변수로 작용될 수 있는 것으로서 일반적인 MIS이론에 의한 문턱 전압을 이용하면 실험 결과 분석이 부정확할 수 있다는 것을 알 수 있다. 또한 농도가 높아질수록 0V 부근에서 변곡점이 나타나는 결과는 플랫폼(flat band) 상태에서 공핍(depletion) 상태로 변환할 때 축퇴된 전도대의 전자들에 의한 표면 전하량이 늘어나다 더욱 공핍상태가 증가함에 따라 전하량이 감소함으로써 변곡상태가 나타나게 된다. 그림 8은 식(6), 식(7)의 부분적 이온화 현상을 고려하여 식 (12)로부터 얻은 결과로서 그림 7에서 $N_D = 1 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ 인 경우 불순물의 트랩 에너지 준위의 변화에 의한 정전 용량의 변화를 고찰한 것으로 트랩 에너지가 벌크 내부에 깊게 있을수록 플랫폼에서 전하량의 감소로 capacitance가 낮아지는 것을 알 수 있다. p형 HgCdTe 반도체를 그림 7, 8의 조건으로 계산을 수행한 결과 전도대에서 축퇴에 의해서 정전 용량이 작아지는 현상 외에는 일반적인 방법에 의한 계산결과와 커다란 차

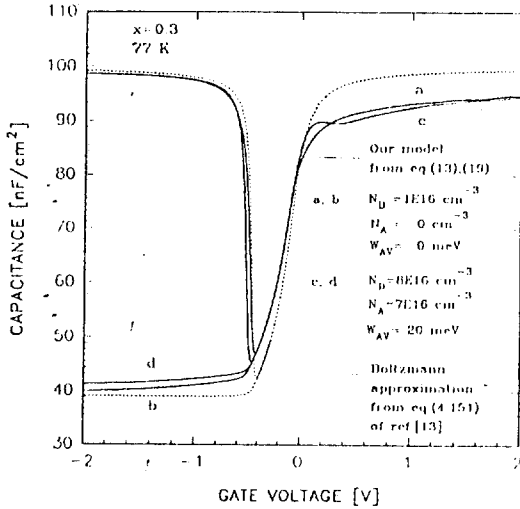


그림 9 n형 HgCdTe 재료의 보상 효과에 따른 MIS 소자의 고주파 및 저주파 C-V 특성 계산

Fig. 9 Calculated high and low frequency C-V characteristics for a MIS device in compensated and uncompensated n-type HgCdTe material

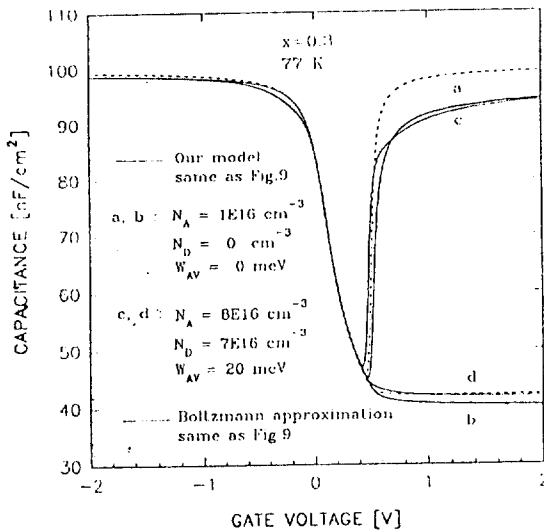


그림 10 p형 HgCdTe 재료의 보상 효과에 따른 MIS 소자의 고주파 및 저주파 C-V 특성 계산

Fig. 10 Calculated high and low frequency C-V characteristics for a MIS device in compensated and uncompensated p-type HgCdTe material

이는 생기지 않았다. 그림 9와 그림 10은 n형과 p형 HgCdTe의 고주파 capacitance-voltage 특성 곡선으로서 보상 효과에 의한 캐리어 농도와 trap 에너지의 변화를 식(19), 식(20)로부터 얻은 계산 결과를 보여주고 있다. 그림 9, 10에서 보상 효과에 의하여 서로 같은 불순물 농도를 갖고 있지만 고주파 정전 용량 특성곡선인 b와 d는 서로 차이가 있음을 보여 주고 있다. 또한 각 그림에서 a와 c는 트랩 에너지 준위가 전도대에 전자가 충전(p형은 반전상태, n형은 축적상태)하게 되는 경우에 그 영향이 나타나는 것을 보여 주고 있으며 전도대의 축퇴 현상에 의하여 정전 용량이 감소되는 결과를 보여주고 있다.

4. 결론

이상에서 협대역 반도체 특성을 고려한 실전 하 이론에 의한 정전 용량과 전압과의 관계를 구하였다. 계산된 결과의 고찰로부터 기존의 일반적인 이론의 결과와는 커다란 차이를 보이고 있음을 알 수 있었다. 이러한 C-V 특성을 구하기 위해서 본 연구에서는 다음과 같은 사항을 고려하였다.

- 1) 협대역 반도체에서 고려해야 하는 비포물성 에너지 관계로부터 전자와 정공의 에너지 밀도를 구하였다.
- 2) 축퇴 현상을 고려하기 위하여 페르미-디랙(Fermi-Dirac)통계에 의한 전자, 정공의 농도를 구하였다.
- 3) HgCdTe 물질 특성인 보상 효과(compensation) 및 트랩 에너지 준위와 저온에서의 부분적 이온화 효과에 의한 전하의 농도 변화도 고려하였다.

협대역 반도체 특성을 고려한 이론적 model의 제시와 그 계산 결과로부터 다음과 같은 사항을 얻었다.

- 1) n형 HgCdTe는 $x=0.3$ 인 경우 $3 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ 의 도너 농도에서 축퇴 되는 것을 알 수 있었다.
- 2) 일반적인 MIS 이론과 본 연구의 이론적 모델에 의한 계산결과의 비교로부터 전도대의 축퇴 현상에 의하여 정전 용량이 작아짐을 알 수 있었다.
- 3) 또한 농도가 높아질수록 문턱 전압이 차이는 것을 알 수 있었으며, 트랩 에너지에 의한 정전 용량의 변화를 얻을 수 있었다.
- 4) 고주파 영역의 C-V 특성에서는 반전 영역에

서 비교적 일반적인 MIS 이론과 비슷한 결과를 얻을 수 있었으나 compensation 효과와 트랩 에너지 준위에 의한 효과가 최저 및 플랫 밴드 정전 용량에 영향을 주고 있음을 알 수 있었다.

계산 결과의 고찰로부터 HgCdTe에 적용할 수 있는 협대역 반도체 특성과 물질특성을 고려한 이론적 model을 유도할 수 있었으며 이러한 model로부터 이상적 C-V 특성 곡선을 계산하여 실험의 측정 분석에 정확성을 부여할 수 있는 이론식을 제시하였다.

APPENDIX A.

HgCdTe에서의 여러가지 파라미터에 관한 실험식[3, 21, 22]

○ 에너지 갭(eV)

$$E_G(\mathbf{x}, T) = -0.302 + 1.93\mathbf{x} + 5.35 \times 10^{-4}T(1 - 2\mathbf{x}) + 0.81\mathbf{x}^2 + 0.832\mathbf{x}^3 \dots\dots\dots(A.1)$$

○ 진성 캐리어 농도[cm⁻³]

$$ni(\mathbf{x}, T) = (5.585 - 3,820\mathbf{x} + 1.753 \times 10^{-3}T - 1.36 \times 10^{-3}\mathbf{x}T) \times 10^{20} \times E_G^{3/4} T^{3/2} \times \exp(-E_G/2kT) \dots\dots\dots(A.2)$$

○ 유효질량

$$\text{전자 } m_0/m_c^* = 1 + (2m_0P^2/3h^2)[2/E_G + 1/(E_G + \Delta)] \dots\dots\dots(A.3)$$

$$\text{정공 } m_0/m_{hh}^* = 1 - 4m_0^2P^2/3h^2E_G \dots\dots\dots(A.4)$$

$$m_0/m_{hh}^* = 0.44m_0 \sim 0.6m_0 \dots\dots\dots(A.5)$$

단, $m_{lh}m_{hh}^*$: light and heavy hole effective mass, respectively

- m_0 : free electron mass
- \hbar : reduced Plank's constant
- Δ : spin-orbit splitting

○ 이동도[m²/V·s]

$$\mu_c = 1.46 \times 10^5 S/T^{2r} \dots\dots\dots(A.6)$$

$$S = (0.14/\mathbf{x})^{7.5}, r = (0.14)^{0.6}$$

○ 유전상수

$$\epsilon_s = 20.5 - 15.5\mathbf{x} + 5.7\mathbf{x}^2 \dots\dots\dots(A.7)$$

APPENDIX B.

○ 표면전위

그림 2에서 진성 에너지 준위 E_i 는 계면에서 벌크까지 거리의 함수 $E_i(x)$ 로 표시되므로 표면전위 $\phi(x)$ 는

$$\frac{q\phi(x)}{kT} = \frac{E_f - E_i(x)}{kT} = U(x) \dots\dots\dots(B.1)$$

라고 하면

$$x \rightarrow \infty \quad U(x) \rightarrow U_b$$

$$x \rightarrow 0 \quad U(x) \rightarrow U_s$$

로 된다. 또한 band bending $\phi(x)$ 는

$$\phi(x) = \phi(x) - \phi_b \dots\dots\dots(B.2)$$

의 관계가 있으므로 표면에서의 전하장벽 ψ_s 는

$$\psi_s = \phi_s - \phi_b \dots\dots\dots(B.3)$$

이 되고 위 식을 normalize하면

$$V_s = U_s - U_b \left(\text{단, } \frac{q}{xT} \phi(x) = V(x) \right) \dots\dots(B.4)$$

가 된다. 또한 normalize된 $U(x)$ 와 $V(x)$ 를 이용하여 페르미 적분함수 및 변형 페르미 적분함수는 다음과 같다.

$$F_1(\eta) = \int_1^\infty \frac{y^j}{1 + \exp(y - \eta)} dy \dots\dots\dots(B.5)$$

$$G(U - W_{cl}, W_{cv}) = \int_0^\infty \frac{\sqrt{y(Y + W_{cv})} (2y + W_{cv})}{1 + \exp(y - U + W_{cl})} dy \dots\dots\dots(B.6)$$

$$H(U_s, U_b, W_{cl}, W_{cv}) = - \int_{U_s}^{U_b} G(U - W_{cl}, W_{cv}) dU = \int_1^\infty \frac{\sqrt{y(y + W_{cv})} (2y + W_{cv})}{1 + \exp(y - U + W_{cl})} dy \dots\dots\dots(B.7)$$

$$\ln \left[\frac{1 + \exp(U_b - W_{cl} - y)}{1 + \exp(y - U + W_{cl})} \right] \dots\dots\dots(B.7)$$

$$I(U - W_{cl}, W_{cv}) = \int_0^\infty \frac{\sqrt{y(y + W_{cv})} (2y + W_{cv}) \exp(y - U + W_{cl})}{[1 + \exp(y - U + W_{cl})]^2} dy \equiv - \frac{\delta}{\delta \eta} G(\eta, W_{cv}) \dots\dots\dots(B.8)$$

○ 전하량 유도

본문에서 식 (4)와 식 (5)를 이용하여 진성 캐리어 농도를 구하면 표면전위 함수 $U(x)$ 가 반도체 내부에서 $U(x)=0$ 이 되는 지점에서의 농도이다. 즉

$$ni \equiv \frac{4\pi}{h^3} (2m^* p kT)^{3/2} F_{1/2}(W_{V1})$$

$$= \frac{3}{4\pi^2} \sqrt{\frac{3}{2}} \left(\frac{kT}{qP} \right) G(W_{IC}, W_{CV}) \dots\dots(B.9)$$

따라서 본문의 식 (4), (5), (6)과 (7)을 이용하여

$$\frac{P - N_A^- - n + N_D^+}{ni} = \frac{F_{1/2}(W_{V1} - U)}{F_{1/2}(W_{V1})} \frac{N_A}{ni}$$

$$\frac{1}{1 + 2\exp(W_{A1} - U)} \frac{G(U - W_{C1}, W_{CV})}{G(W_{IC}, W_{CV})}$$

$$+ \frac{N_D}{ni} \frac{1}{1 + 2\exp(U - W_{D1})} \dots\dots(B.10)$$

또한 수식 (B.4)로부터 $x \rightarrow \infty$ 이면 $\rho(x) \rightarrow 0$ 가 되므로 벌크 포텐셜 ϕ_b 를 구할 수 있다.

참 고 문 헌

[1] J.L.Schmit and E.L.Stelzer, "Temperature and alloy compositional dependences of the energy gap of HgCdTe", J.Appl. Phys., Vol. 40, No. 12, pp4865-4869, 1969

[2] K. Vural, "Mercury Cadmium Telluride short and medium wavelength infrared staring focal plane arrays", Optical Engineering, Vol. 26, pp 201-208, 1987

[3] J.Piotrowski, W.Galus and M. Grudzien, "REVIEW: Near room-temperature IR photo-detectors", Infrared Phys. Vol. 31, pp 1-48, 1991

[4] M. A. Kinch, "Electronic properties of HgCdTe", J. Vac. Sci. Technol., Vol. 21 pp 215-219, 1982

[5] Y.Nemirovsky, S.Margalit, E.Finkman, Y.S. Diamand and J.Kidron, "Growth and properties of HgCdTe epitaxial layers", J.Elec. Materials, Vol.11, pp 133-153, 1982

[6] C.D.Chiang and T.B.Wu, "Low temperature LPE of HgCdTe from Te rich solution and its effect", J.Crystal Growth, Vol. 94, pp 499-506, 1989

[7] W.E.Spicer, J.A.Silberman, P.M.orgen and I. Lindau, "Surface and interfaces of HgCdTe. What can we learn from 3-5'2? What is unique with HgCdTe?"

J.Crystal Growth, Vol. 94, pp 499-506, 1989

[8] P.H.Zimmermann, M.B.Reine, K.Maschhoff, and J.Schirripa, "Surface passivation of HgCdTe photodiodes", J.Vac. Sci. Technol., Vol. A8, pp 1182-1184, 1990

[9] Y.Nemirovski and G. Bahir, "Passivation of mercury cadmium telluride surfaces", J.Vac. Sci. Technol., Vol. A7, pp 450-459, 1989

[10] M. Cardona, "Band parameters of semiconductors with zinblende, wurtzite, and germanium", J.Phys. Chem. Solids, Vol. 24, pp 1543-1555, 1963

[11] J.Tregilgas, J.Beck, and B. Gnade, "Type conversion of (Hg, Cd)Te induced by the redistribution of residual acceptor impurities", J.Vac. Sci. Technol., Vol. A3, pp 150-152, 1985

[12] R.L.Bowers and G.D.Mahan, "k·p calculation of effective masses in zinblende semiconductors", Physical Review, Vol. 185, pp 1074-1078, 1969

[13] E.H.Nicollian and J.R.Brews, MOS Physics and Technology, John Wiley, 1982 pp 26-175

[14] R. Dornhaus and g.Nimtz, Narrow Gap Semiconductors, Springer-Verlag. 1983 pp 141-201

[15] I. Bloom and Y.Nemirovsky, "Bulk levels and interface calculations for narrow band gap semiconductors", Solid State Electronics, Vol. 31, pp 17-25 1988

[16] D.J.Chadi and M.L.Cohen, "Electronic structure of HgCdTe alloys and charge density calculations using representative k points", Physical Review B, Vol. 7, pp 692-699, 1973

[17] R.F.Pierret, Modular Series on Solid State Devices, Vol. IV, Addison-Wesley 1983, pp 21-80

[18] M.A.Abramowitz and I.A.Stegun, Handbook of Mathematical Functions, Dover 1964, pp 885-924

[19] J.S.Blakmore, "REVIEW PAPER: Approximations for Fermi-Dirac integrals, especially the function $F_{1/2}(\eta)$ used to describe electron density in a semiconductor.", Solid-Stat Electronics, Vol. 25, pp 1067-1076, 1982

[20] Y.nemirovsky, "Passivation with II-VI com-

pounds", J. Vac. Sci. Technol., Vol. A8, pp 1185-1187, 1990

[21] G.L.Hansen and J.L.Schmit, "Calculation of intrinsic carrier concentration in HgCdTe", J.Appl. Phys., Vol. 54, pp 1639-

1640, 1983

[22] G.L.Hansen, J.L.Schmit, and T.N. Casselman, "Energy gap versus alloy composition and temperature in HgCdTe", J.Appl. Phys., Vol. 53, pp 7099-7101, 1982

저 자 소개



이상돈(李相敦)

1958년 6월 14일생. 1981년 한양대 공대 전기공학과 졸업. 1987년 동 대학원 전기공학과 졸업(석사). 1988년 동 대학원 전기공학과 박사 과정중. 현재 국방과학연구소 전자재료실 선임 연구원.



김봉흡(金鳳洽)

1922년 10월 26일생. 1943년 경성관립 고등공업학교 전기공학과 졸업. 1964년 미국 미시간 대학원 졸업. 1952~66년 전북대 공대 전기공학과 교수. 1973년 벨지움 Univ. LIBRE de BRUXELLE대학원(공학). 현재 한양대 공대 전기공학과 명예교수. 당학회 평의원.



강형부(姜衡富)

1937년 8월 29일생. 1962년 일본국립대판대학 공학부 전기공학과 졸업. 1969년 일본 대판대학 대학원 전기공학과 졸업(공학). 현재 한양대 공대 전기공학과 교수(공학). 당학회 평의원.