

論文98-35D-2-6

몬테칼로 방법을 사용한 HgCdTe에서의 전자 전송 특성에 관한 연구

(A Study on the Electron Transport Properties in HgCdTe using Monte Carlo Method)

俞尙東*, 郭桂達*

(Sang-Dong Yoo and Kae-Dal Kwack)

요 약

N 형 HgCdTe에서의 전자 전송특성을 몬테칼로 모의실험을 통해 조사했다. HgCdTe는 저온 혹은 조금만 도핑을 해도 쉽게 축퇴되고, 또한 밴드갭이 작고 비포물선 계수가 매우 크다. 축퇴현상은 몬테칼로 모의 실험에서는 전자-전자간 산란과 파울리 배타원리를 고려함으로써 처리할 수 있다. 그러나, 기존의 전자-전자간 산란율은 포물선 밴드를 가정하여 유도 되었다. 본 논문에서는 비포물선 밴드와 중첩적분을 고려한 새로운 형태의 전자-전자간 산란율을 유도했다. 분포함수, 이온화계수, 전자온도, 표동속도, 전자에너지에 대한 전자-전자간 산란 효과들을 모의실험을 통해 구하였다.

Abstract

Electron transport properties are investigated by Monte Carlo simulation in n-HgCdTe. The material is easily degenerated at low temperature or being slightly doped, and is characterized by small band gap and large nonparabolic factor. The degeneracy is incorporated in the Monte Carlo simulation by taking into account the electron-electron scattering and the Pauli exclusion principle. In the conventional method, however, the electron-electron scattering rate was developed under the assumption of parabolic conduction band. A new formulation of the electron-electron scattering rate is developed considering the band nonparabolicity and overlap integral. The electron-electron scattering effects on the electron distribution, impact ionization coefficient, electron temperature, drift velocity and electron energy are presented.

I. 서 론

HgCdTe는 작은 유효질량과 밴드갭 조정의 용이성으로 전기적 광학적측면에서 많은 관심을 끌어왔다. 특히 Cd 조성비 0.2 혹은 0.3 에서는 적외선을 감지할 수 있는 밴드갭을 갖고있기에 적외선 감지 소자에 응용되었다.

HgCdTe 에서는 전자의 유효질량이 정공의 유효질

량에 비해 매우 작기에 진성 페르미 준위는 전도대쪽으로 많이 치우쳐있다. 따라서, 도핑이 조금만 되도 쉽게 축퇴된다. 또한, 온도가 감소함에 따라 밴드갭은 감소하고^[1] 이에비해 전자와 정공의 유효질량 비의 변화는 작기에 전도대는 쉽게 축퇴된다. 따라서, HgCdTe를 이용한 소자는 소자의 동작영역이 축퇴되어 있다고 할 수 있다. 축퇴되어 있는 물질의 전송특성 연구에는 전자-전자간 산란과 파울리 배타원리가 포함되어야한다. 전자-전자간 산란은 전자의 분포함수에 영향을 받고, 고전계에서는 분포함수에 영향을 주기도 한다.^[2] 이러한 분포함수에 대한 영향은 파울리 배타원리를 통해 다른 산란기구에도 영향을 미친다. 또한,

* 正會員, 漢陽大學校 電子工學科

(Dept. of Electronic Engineering, Hanyang University)

接受日字:1997年10月9日, 수정완료일:1998年2月6日

광여기로 전자의 농도가 증가했을 때 이산란은 전자의 전송에 큰 영향을 끼친다.^[3]

전송특성의 연구 방법에는 여러 가지가 있는데, 그 중에 몬테칼로 방법이 가장 정확한 방법으로 알려졌다. 그러나, 몬테칼로 방법에서 전자-전자간 산란은 다루기 힘든 산란기구인데, 그것은 전자-전자간 산란은 전자의 분포함수에 대한 정보가 필요하고 몬테칼로 방법은 볼츠만 전송 방정식의 해인 분포함수를 구하는 방법이기 때문이다. 따라서, self-consistent 한 해를 구하기 위해서는 매우 긴 모의실험 시간이 요구된다. 또한, 이 산란기구의 산란율은 포물선 밴드라는 가정하에 산란율을 구해왔다.^[45] 이것은 밴드갭이 큰물질(예를 들면, Si, GaAs 등)의 경우 에너지가 낮은 영역에서 전자-전자간 산란은 다른 포논 산란에 비해 크고, 또한 에너지가 낮은 영역에서는 비포물선 밴드 효과를 무시할 수 있기에 타당한 가정으로 여겨졌다. 그러나, HgCdTe는 비포물선 계수가 매우 크기에 낮은 에너지 영역에서도 그 효과가 나타난다. 또한 유도된 형태는 전자의 운동량에 의존하는 것으로 모의실험을 위해서는 3 방향의 운동량 공간에 대한 전자의 분포가 필요하다. 이로 인해 모의실험을 위해서는 매우 큰 기억공간이 요구된다.^[6]

몬테칼로 방법을 이용한 HgCdTe에서의 전송특성 연구는 몇몇 사람들에 의해 이루어졌다.^[78] 그러나, 전자-전자간 산란은 고려되지 않았다. 본 논문의 목적은 HgCdTe에서의 전자 전송특성을 관찰하는 것이다. 이것을 위해 우선 축퇴된 전도대와 비포물선 계수를 포함한 전자-전자간 산란율을 계산한다. 다음 장에서는 밴드와 물질 파라미터에 대해 간단히 언급하고 계속해서 고려된 산란기구와 산란율을 구한다. IV장에서는 몬테칼로 모의실험 방법에 대해 기술하고 모의실험 결과를 V장에서 보인다.

II. 밴드 구조와 물질 파라미터

전도대의 밴드는 Kane의 3 밴드 모델로부터 다음과 같은 에너지(E)-파동 벡터(k)식을 얻을 수 있다.

$$\chi(E) = E(1 + aE) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e} \quad (1)$$

여기서 a 와 m_e 는 비포물선 계수, 전도대 밑바닥에서의 전자 유효질량이고 \hbar 는 플랑크 상수를 2π 로

나눈 값이다.

$$\alpha = \left(1 - 2 \frac{m_e}{m_0}\right) \frac{1}{E_g} \left(1 - \frac{E_g \Delta}{3(E_g + \Delta)(E_g + \frac{2}{3} \Delta)}\right) \quad (2)$$

$$\frac{1}{m_e} = \frac{4P^2(\Delta + \frac{3}{2} E_g)}{3\hbar^2 E_g(\Delta + E_g)} \quad (3)$$

여기서, m_0 는 전자의 자유질량이고, 다른 물질 파라미터는 표 1 에 있다.

표 1. 물질과 산란 파라미터^[9]

Table 1. Material and Scattering Parameter.

| 파라미터 | 단위 | 값 |
|-------------------------|--------------|---|
| 밴드갭 | eV | $E_g = -0.302 + 1.93x + 5.35 \times 10^4 T \times (1 - 2x) - 0.810x^2 + 0.832x^3$ |
| Momentum matrix element | 1/m | $P^2 = (18 + 3x)q\hbar^2/2m_0$ |
| 격자 상수 | Å | $a_0 = 6.4614 + 0.0084x + 0.0168x^2 - 0.0057x^3$ |
| Spin orbit splitting | eV | $\Delta = 0.893 + 0.165x$ |
| 정공의 유효질량 | m_0 | $m_h = 0.5$ |
| 유전 상수 | ϵ_0 | $\epsilon_s = 20.51 - 16.09x + 6.958x^2$ $\epsilon_\infty = 15.03 - 12.59x + 5.042x^2$ |
| 극광학 포논 에너지 | meV | $\hbar \omega_1 = 17.25 - x$ $\hbar \omega_2 = 19 + 2.25x$ |
| 합금 변형 준위 | eV | $\Delta E_{\text{alloy}} = E_g(\text{CdTe}) - E_g(\text{HgTe}) + 0.35$ |

차폐 거리(λ) 는 이온화 전위의 성질을 갖는 산란의 차폐 쿨롱 전위에 사용되는데 다음과 같이 나타낼 수 있다.^[10]

$$\frac{1}{\lambda^2} = \frac{q^2}{\epsilon_0 \epsilon_s k_B} \left(\frac{1}{T_e} \frac{dn}{dn_e} + \frac{1}{T_h} \frac{dp}{dp_h} + \frac{1}{T_i} \frac{N_a^0 N_a^-}{N_a} + \frac{1}{T_i} \frac{N_d^0 N_d^+}{N_d} \right) \quad (4)$$

여기서 q 는 단위 전하량, ϵ_0 은 자유 공간에서의 유전율, ϵ_s 는 정적 상대 유전율, k_B 는 볼츠만 상수이다. T_e, T_h, T_i 은 각각 전자, 정공, 격자 온도로 저전계에서는 세 온도가 T_i 값으로 같게 된다. N, N^0, N^+ 는 불순물의 총 농도, 중성, 이온화된 농도를 나타내며, 아래 첨자는 도너(d)와 억셉터(a)를 나타낸다. n_e, n_h 는 전자, 정공의 의사 페르미 준위 이다. 또한, n 과 p 는 각각 전자, 정공의 농도이다.

III. 산란율

본 논문에서는 이온화된 불순물 산란, 전자-정공간

산란, 합금 산란, 극광학 포논 산란, 전자-전자간 산란, 충돌 이온화를 산란기구로 고려했다. 음향 포논 산란, 압전 산란 혹은 중성 불순물 산란 같은 산란기구도 존재하지만, 이들의 영향은 매우 작기에 무시했다.

이온화된 불순물 산란의 계산에는 본 근사 (Born approximation)를 사용한 Conwell-Weisskopf (CW), Brooks-Herring (BH), Ridley 방법이 있다.^[11] CW, BH 산란은 널리 사용되고 있으나, 온도가 매우 낮을때와 불순물 농도가 높을 때는 two body 산란이라는 가정에서 벗어 날 수 있다는 단점이 있다. 또한, BH 방법은 전자의 에너지가 낮을때 지나치게 산란율이 크며, 특히 차폐 효과가 미약할 경우 산란율이 무한대가 될 수 있다. Ridley 는 기존의 방법을 개선하여 third body exclusion 방법을 제안 했다. 이것은 낮은 에너지에서는 CW 방법과 같은 효과를, 높은 에너지에서는 BH 방법과 같은 효과를 나타내어 BH에서의 지나치게 큰 산란율을 없애준다. 본 논문에서는 Ridley 모델을 사용하여 산란율을 구하였다. 전자-정공간의 산란은 광학 소자에서 매우 중요한 역할을 한다. 정공의 유효질량이 전자의 유효질량보다 매우 클 경우 정공을 고정된 불순물로 간주할 수 있고, 따라서 불순물 산란과 같은 형태가 된다. 다만 산란 센터가 정공 농도로 되고 차폐 거리의 계산에서 불순물에 의한 효과는 제외시킨다. 만약 불순물이 전부 이온화 된다면 불순물 산란에 쓰인 차폐 거리와 같게 된다. 이런 경우에는 이 산란 기구를 불순물 산란에 포함시킬 수 있다. 합금 산란과 극광학 포논 산란은 참고 문헌 [9] 에 있는 식들을 기초로하여 유도 했다. 전도대에 있는 전자들간의 쿨롱 전위에 의한 산란이 전자-전자간 산란이다. 축퇴효과를 제외한 산란율은 일반적으로 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$S_{ee}(E_1) = \sum_{k_2} f_{k_2} \sum_{k_1} \sum_{k_2'} \frac{2\pi}{\hbar} |M_{ee}|^2 \delta_k \delta_E \quad (5)$$

여기서, 1은 충돌 되는 전자, 2 는 충돌 상대 전자를 나타내고 ' 은 산란 후의 상태를 나타낸다. M은 행렬 요소를 나타내며 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$|M_{ee}|^2 = M_{12}^2 + M_{21}^2 + M_{12}M_{21} \quad (6)$$

본 논문에서는 M₁₂만 고려했고, 차폐 쿨롱 전위를 사용한 M₁₂는 다음과 같다.

$$|M_{12}|^2 = \left(\frac{q^2}{\epsilon_0 V} \right)^2 \left(\frac{1}{|\mathbf{k}_1' - \mathbf{k}_1|^2 + k_{TF}^2} \right)^2 G(k_1, k_1') G(k_2, k_2') \quad (7)$$

여기서, $k_{TF} = 1/\lambda$ 이고, G는 산란 전후의 전자 파동함수의 중첩적분을 나타내며 다음과 같이 표현 할 수 있다.

$$G(k_1, k_1') = a_1 + b_1 \cos \theta_1 + c_1 \cos^2 \theta_1 \quad (8)$$

$$G(k_2, k_2') = a_2 + b_2 \cos \theta_2 + c_2 \cos^2 \theta_2 \quad (9)$$

여기서, θ_1, θ_2 는 각각 전자 1 과 2 의 산란 전후 각도를 나타낸다. 밴드 갭이 큰 물질의 표현식과 형태는 같지만 계수가 다르게 표현된다.^[9]

δ_k, δ_E 는 각각 운동량과 에너지 보존을 나타내는 것으로 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\mathbf{k}_1' - \mathbf{k}_1 = \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_2' \quad (10)$$

$$E_1 + E_2 = E_1' + E_2' \quad (11)$$

비포물선 밴드에서 에너지는 운동량과 다음과 같은 관계가 있다.

$$E = \frac{-1 + \sqrt{1 + 4a\hbar^2 k^2 / 2m_e}}{2a} \quad (12)$$

또한 Σ 은 다음과 같이 변환될 수 있다.

$$\Sigma \rightarrow \frac{V}{8\pi^2} \int_0^{\pi} k^2 dk \sin \theta d\theta d\psi \rightarrow \frac{V}{\pi^2} \frac{1}{2} \left(\frac{2m_e}{\hbar^2} \right)^{3/2} \int_{E_0}^{\infty} \sqrt{\gamma(E)} (1 + 2aE) dE \sin \theta d\theta \quad (13)$$

여기서 m_d 는 유효 상태밀도 질량이다.

Σ_k 계산에서 E_2' 은 운동량, 에너지 보존법칙에 의해 다른 계산에 포함 될 수 있기에 실제적으로 계산되지 않는다. 이때, $G(k_2, k_2')$ 에 있는 θ_2 는 식(3.6), (3.7), (3.8)을 사용하여 θ_1 의 함수로 표현될 수 있다.

$$\cos \theta_2 = u + v \cos \theta_1 \quad (14)$$

$$u = \frac{\mu(\gamma(E_2) + \gamma(E_{2c}')) - \gamma(E_1') - \gamma(E_1)}{2\sqrt{\gamma(E_2)\gamma(E_{2c}')}} \quad (15)$$

$$v = \frac{\sqrt{\gamma(E_1')\gamma(E_1)}}{\sqrt{\gamma(E_{2c}')\gamma(E_2)}} \quad (16)$$

여기서, $\mu = \frac{m_2}{m_1}$ 이고, $E_{2c}' = E_1 + E_2 - E_1'$ 로 에너지 보존법칙을 만족하게 한다.

따라서, $G(k_2, k_2')$ 는 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$G(k_2, k_2') = G(k, k') = a_3 + b_3 \cos \theta_1 + c_3 \cos^2 \theta_1 \quad (17)$$

$$a_3 = a_2 + b_2 u + c_2 u^2 \tag{18}$$

$$b_3 = b_2 v + 2c_2 uv \tag{19}$$

$$c_3 = c_2 v^2 \tag{20}$$

결국, θ_2 에 대한 적분은 다음과 같이 된다.

$$\int_0^\pi G(k_2, k_2') \sin \theta_2 d\theta_2 \delta_k \delta_E$$

$$= \frac{1}{2\mu\sqrt{\gamma(E_2)\gamma(E_{2c})}} \int_{-1}^{+1} G(k_2, k_2') \delta(\cos \theta_2 - u - v \cos \theta_1) d(\cos \theta_2) \tag{21}$$

$$= \frac{1}{2\mu\sqrt{\gamma(E_2)\gamma(E_{2c})}} G(k, k') \tag{22}$$

식(17), (22) 으로부터 산란율은 다음과 같이 된다.

$$S_{ee}(E_1) = C_{ee} \frac{1}{\gamma(E_1)} \int_0^\infty (1 + 2\alpha E_2) f(E_2)$$

$$\left(\int_0^{E_1 + E_2} \frac{(1 + 2\alpha E_1')}{\sqrt{\gamma(E_{2c}')\gamma(E_1')}} F_{ee} d(E_1') \right) dE_2 \tag{23}$$

여기서,

$$C_{ee} = \frac{q^4}{32\pi^3 \epsilon_s^2 \hbar^3} \frac{m_d^{3/2} m_d'^{3/2}}{m_1 m_2} \tag{24}$$

$$F_{ee} = \int_{\cos \theta_{\min}}^{\cos \theta_{\max}} \frac{G(k_1, k_1') G(k, k')}{(A - \cos \theta_1)^2} d(\cos \theta_1) \tag{25}$$

$$A = \frac{\gamma(E_1') + \gamma(E_1) + E_{TF}}{2\sqrt{\gamma(E_1')\gamma(E_1)}}, \quad E_{TF} = \frac{\hbar^2 k_{TF}^2}{2m_1} \tag{26}$$

산란율에 있는 적분은 해석적으로 구할 수 없기에 수치적분으로 구했다. 즉, 충돌 전자 1의 에너지 E_1 과 외부 적분 E_2 의 값을 가지고 E_1' 에 대한 내부 적분을 수행한다. 식 (25)의 $\cos \theta_1$ 의 범위는 식 (14)에 의해 제한된다. 즉, $-1 < \cos \theta_1, \cos \theta_2 < 1$ 의 범위를 갖고 있기에 다음과 같이 된다.

$$\cos \theta_{\min} = \begin{cases} -1 & \text{if } (-1-u)/v < -1 \\ (-1-u)/v & \text{otherwise} \end{cases} \tag{27}$$

$$\cos \theta_{\max} = \begin{cases} 1 & \text{if } (1-u)/v > 1 \\ (1-u)/v & \text{otherwise} \end{cases}$$

u 와 v 는 에너지들에 의해 결정되는 값인데, 만약 이 값들이 $-1 < \cos \theta_1, \cos \theta_2 < 1$ 를 만족시키지 않으면 산란율은 0이 된다.

유도된 수식은 전자의 에너지에 대한 함수로 나타냈

기에 상대 전자 2에 대해 운동량이 아닌 에너지만 있으면 된다. 이것은 기존의 방법에 비해 기억공간을 절약할 수 있게 해 준다. 더욱이 중첩적분과 비포물선 계수를 모두 포함하고 있다. 또한 GaAs와 같이 multivalley 반도체 뿐만 아니라 전자-정공 산란의 계산도 밴드 파라미터만 바꾸면 쉽게 구할 수 있는 일반적인 수식이다.

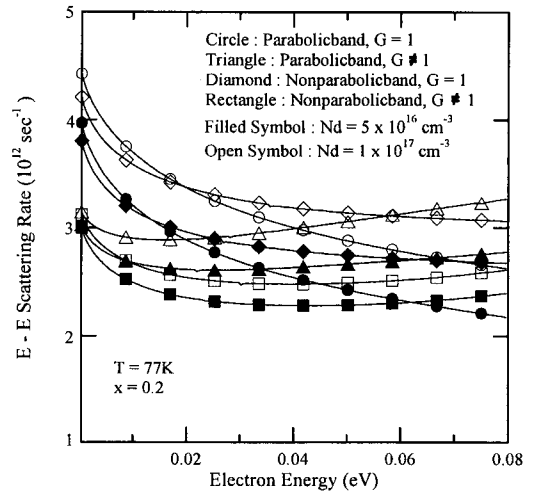


그림 1. 전도대와 중첩 적분에 대한 여러 가지 경우에 전자의 에너지에 따른 전자-전자간 산란율

Fig. 1. Electron-electron scattering rates as a function of the electron energy with various assumptions on the conduction band and overlap integral.

그림 1에 77K에서 $N_d = 5 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ 와 $N_d = 1 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ 일 때, 여러 가지 전도대 밴드모델을 사용했을 때의 전자에너지에 따른 전자-전자간 산란율을 나타냈다. 계산에 사용된 분포함수는 평형상태에서의 페르미-디랙 분포를 사용했다. 모델들 사이의 가장 큰 차이는 에너지 의존성이다. 중첩적분을 무시 즉, 1로 가정했을 때는 전도대 형태에 무관하게 산란율이 감소하는데, 포물선 밴드인 경우가 더 빨리 감소한다. 반면, 중첩적분을 고려하면 ($G \neq 1$), 낮은 에너지 영역에서는 점차 감소하다가 에너지가 증가하면 산란율도 증가한다. 이때 포물선 밴드의 경우에 더 낮은 에너지에서부터 증가가 시작된다. 도핑 농도가 증가하면 전자-전자간 산란이 증가하는데, 이는 보다 많은 전자가 높은 에너지 영역까지 분포하기 때문이다. 중첩적분이 1일 때는 일정한 비율로 산란율이 증가했지만, 중첩적

분이 1이 아닐때는 비포물선 밴드일때만 일정한 비율로 증가했고, 포물선 밴드에서는 에너지가 증가 할수록 산란율 차이가 심화됨을 알 수 있다. 기존의 모델, 즉 포물선 밴드이고 중첩적분이 1인 모델은 저에너지에서는 비포물선 밴드이고 중첩적분이 1이 아닐 때 보다 크고 전자의 에너지가 밴드갭 만큼의 에너지일때에는 점차 작아지게 된다.

전도대에 있는 전자가 밴드갭 보다 큰 에너지를 갖고 있을때 가전자대의 전자와 충돌하여 가전자대의 전자를 전도대로 천이시키는 과정이 충돌 이온화이다. 따라서, 고에너지에서의 전자 상태를 정확히 정의하는 것이 필수적 이기에 밴드구조의 정확한 고려가 요구된다. GaAs, Si의 경우에는 비포물선 $E-k$ 관계식으로 고에너지 부분을 설명할 수 없기에 수치해석 방법으로 밴드를 구하여 사용하거나, 이러한 계산으로부터 얻은 상태밀도를 피팅하여 얻은 $E-k$ 관계식을 사용한다. 그러나, HgCdTe의 경우와 같이 밴드 갭이 작은 물질에서는 비포물선 $E-k$ 관계식을 밴드갭 이상 까지도 그대로 사용할 수 있다. 산란율은 기본적으로 식 (5)와 같다. 단지 전자 2가 가전도대에 있다가 충돌 후 전도대에 있다는 사항이 위에서 유도한 전자-전자간 산란과 다른 점이다. N 형 HgCdTe 혹은 진성인 경우에도 페르미 준위가 전도대쪽에 있기에 $f_2 \sim 1$ 로 생각할 수 있다. 따라서, 전자-전자간 산란과는 달리 $\sum_{k_2} f_{k_2}$ 에 대한 계산은 운동량, 에너지 보존법칙을 사용하여 생략할 수 있다. 이 때, $G(k_2, k_2')$ 는 가전자대와 전도대의 전자의 파동함수 중첩을 나타내며, 이것의 계산에는 여러 가지 방법이 있다. 즉, 4 밴드 KP 방법, 15 밴드 KP 방법, f-sum 법칙을 사용한 방법이 있다. 4 밴드 KP 방법은 중정공 (heavy hole) 밴드를 잘 나타내지 못하기에 f-sum 법칙과 15 밴드 KP 방법이 좀더 정확하다. f-sum 법칙은 15 밴드 KP 방법보다 약 10배 정도 큰 것으로 나타났다.^[12] 그런데, 이 산란기구와 관련된 모의실험 결과인 충돌 이온화계수를 보면 큰 차이를 나타내지 않고 있다. 본 논문에서는 15 밴드 KP 방법보다 형태가 간단한 f-sum 법칙을 사용했다.^[11]

$$G(k_2, k_2') = \frac{\hbar^2}{2E_g} \left(\frac{1}{m_0} + \frac{1}{m_h} \right) |k_2 - k_2'|^2 \quad (28)$$

전자-전자간 산란과 같은 방법으로 산란율을 계산하면 다음과 같이 된다.

$$S_{im}(E) = C_{im} \int_0^{E-E_i} \sqrt{\chi(E')} (1+2\alpha E') \sqrt{\chi(E_{2c'})} (1+2\alpha E_{2c'}) F_{im} dE' \quad (29)$$

여기서,

$$F_{im} = \int_0^\pi \frac{|k-k'|^2}{\left[|k-k'|^2 + \frac{1}{\lambda^2} \right]^2} G(k, k') \sin \theta d\theta \quad (30)$$

$$C_{im} = \frac{\sqrt{2} m_e^{3/2} q^4}{16\pi^3 \epsilon_s^2 \hbar^2 E_g} \left(\frac{1}{m_0} + \frac{1}{m_h} \right) \quad (31)$$

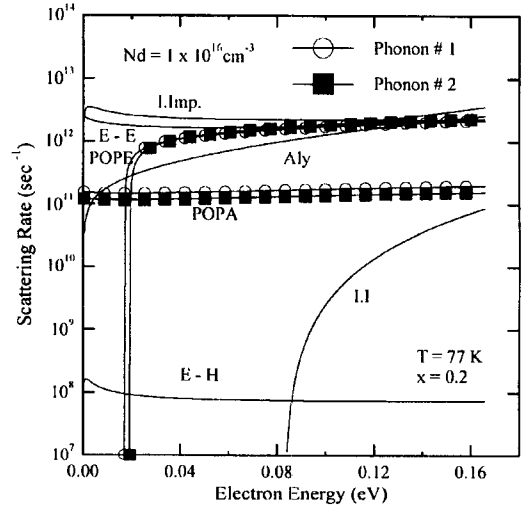


그림 2. 전자 에너지에 따른 여러 산란 기구의 산란율 : I.Imp (이온화된 불순물), E-H (전자-정공), POPA(극광학 포논 산란 흡수 과정), POPE(극광학 포논 산란 방출과정), Aly (합금 산란), E-E (전자-전자간 산란), II (충돌 이온화)

Fig. 2. Scattering rates as a function of the electron energy according to various scattering mechanisms : I.Imp (Ionized Impurity), E-H (Electron-Hole), POPA (Polar optical phonon absorption), POPE (Polar optical phonon emission), Aly (Alloy), E-E (Electron-Electron), and II (Impact Ionization).

그림 2에는 에너지에 따른 고려된 산란기구의 산란율을 나타냈다. 계산에 사용된 조건은 온도가 77K, 조성비 0.2, $N_d = 1. \times 10^{16} cm^{-3}$ 이다. 저에너지에서는 이온화된 불순물 산란, 전자-전자간 산란이 주요한 산란기구이고, 고에너지에서는 극광학 포논 산란과 합금 산란도 주요한 기구로 작용한다. 따라서, 전자-전자간 산란은 고에너지에서 극광학 포논 산란 만큼 주요한 에너지 변화 요인이 될 수 있다.

IV. 몬테칼로 모의실험

정상상태 특성을 구하는 방법은 참고 문헌 [6] 에 잘 설명되어 있다. 모의실험 시작부에 산란율을 계산하여 산란율표를 만든다. 전자-전자간 산란을 포함한 산란율표의 작성은 참고문헌 [13] 의 방법을 사용하였다. 이것은 앙상블 몬테칼로(Ensemble Monte Carlo) 방법에서 주로 사용하는 것으로 운동량 공간을 작게 나누고 이 공간상의 전자들간의 산란율을 계산한다. 그러나, 이것은 계산시 많은 공간을 요구하기에 본 논문에서는 앞 장에서 유도된 바와 같이 에너지 공간에서 계산하였다. 이러한 계산을 위해 충돌 상대방 전자의 분포함수에 관한 적분을 다음과 같이 에너지 공간에서의 합으로 표시하여 구하였다.

$$S_{ee}(E_1) = C_{ee} \frac{1}{\gamma(E_1)} \sum_{j=1}^{j_{max}} (1 + 2\alpha E_j) f(E_j) \left(\int_0^{E_1+E_j} \frac{(1+2\alpha E_1')}{\sqrt{\gamma(E_{2c}')}\gamma(E_1')} F_{ee} dE_1' \right) \Delta E \quad (32)$$

기존에는 산란율표 작성시 자기산란 (self-scattering) 을 전자-전자간 산란에도 도입시켜 작성했지만, 본 논문에서는 산란율식으로부터 명확하게 산란율을 계산할 수 있기에 전자-전자간 산란에 자기산란을 도입하지 않았다. *i* 번째 에너지 간격에 있는 전자에 대한 산란율표를 그림 3에 나타냈다. 여기서, *j*는 충돌 상대 전자가 있는 에너지 구간을 나타낸다.

전자-전자간 산란율은 우선 페르미-디락 통계를 사용하여 계산하고 모의실험중 분포함수를 b-앙상블 방법을 사용하여 구한다. 충분한 모의실험 후 얻어진 분포함수를 사용하여 산란율을 다시 계산한다. 이때 산란율표의 에너지 간격은 분포함수를 잘 표현할 수 있을 만큼의 작은 에너지로 되어야 한다. 그러나, 에너지 간격이 작으면 작을수록 전자-전자간 산란율의 계산에 많은 시간이 소요되는 단점도 있다. 본 장에서는 축퇴현상의고려, 전자-전자간 산란, 그리고 충돌 이온화의 산란각도에 대해 언급한다. 또한, 차폐거리를 계산하는 방법에대해 설명한다.

1. 축퇴효과

몬테칼로 방법에서 축퇴현상의 고려는 참고문헌 [14] 의 방법을 사용해왔다. 즉, 산란율의 계산에는 포함시키지 않고, 모의실험중 산란 후의 에너지를 결정한 후 난수와 분포함수를 사용하여 산란의 진위여부를

i : energy segment of collision electron
j : energy segment of partner electron

$$i_{max} = j_{max}$$

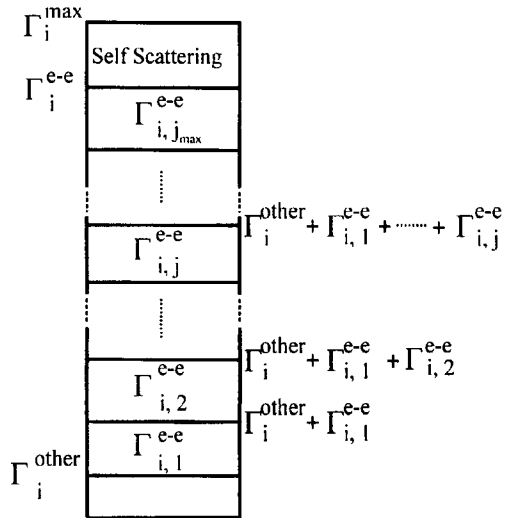


그림 3. *i* 번째 에너지 구간에서의 산란율 표에 대한 모식도

Fig. 3. Histogram of the various scattering rates in the *i*-th energy segment of scattering table.

결정한다. 이 때 가장 중요한 것이 분포함수를 구하는 것 즉, 분포함수의 정규화이다. 모의실험을 통해 구할 수 있는 것은 에너지 혹은 운동량 공간에서의 농도 분포이다. 그러나, 축퇴현상을 고려하기 위해서는 분포함수 즉, 전자 한 개의 존재확률을 구해야한다. 본 논문에서는 에너지 공간에서의 전자 분포를 구했기에 다음과 같은 수식으로 부터 분포함수를 구했다.

$$D(E_i) f(E_i) \Delta E = n f(E_i) N \quad (33)$$

여기서 $D(E_i)$ 는 *i* 번째 에너지 구간에서의 상태밀도로 $\sqrt{\gamma(E_i)} (1 + 2\alpha E_i)$ 이고, $f(E_i)$ 는 전자의 분포함수, ΔE 는 에너지 간격이다. $n f(E_i)$ 는 모의실험을 통해 얻어진 양으로 *i* 번째 에너지 구간에 전자가 머무른 횟수이다. 식의 왼쪽은 전자 분포에대한 물리적인 표현식이다. *N*은 정규화 상수로 전체 에너지 구간에서 양변을 각각 더하면 전자 농도 *n* 이 되어한다는 것으로 부터 구해진다.

$$N = \frac{n}{\sum_i n f(E_i)} \frac{1}{\pi} \frac{1}{2} \left(\frac{2m_d}{\hbar^2} \right)^{3/2} \quad (34)$$

따라서, 구하려는 분포함수는 다음과 같이 된다.

$$f(E_i) = \frac{N n_i(E_i)}{D(E_i) \Delta E_i} \quad (35)$$

모의실험중 산란기구를 선택하면 산란 후의 에너지를 알 수 있다. 이로 부터 에너지 구간 i 와 이에 해당하는 $f(E_i)$ 를 알 수 있다. 난수 r 를 사용하여 만약 $r > f(E_i)$ 면 산란은 자기산란으로 간주 된다. 만약 산란의 종류가 전자-전자간 산란 혹은 충돌 이온화 산란이라면 충돌 상대인 전자 2 의 산란 후 상태에 대해서도 이러한 시험을 한다.

2. 전자-전자간 산란의 산란각 결정

전자-전자간 산란의 산란각은 식(23)으로부터 결정된다. 이것은 적어도 3개의 에너지를 알고 있어야 가능하다. 따라서 우선 3개의 에너지를 결정해야 한다. 전자 1은 추적되어온 전자이기에 이것의 에너지는 알고 있는 값이고, 산란을 표의 작성시 상대방 전자의 에너지에 대한 정보가 있기에 산란기구의 선택에서 충돌 상대인 전자 2의 에너지도 알 수 있다. 기존의 몬테칼로 방법에서 E_1' 의 값은 임의의 값으로 선정하여 왔다. 그러나, E_1' 의 값은 산란율의 유도에서 나타난 분포함수를 이용하여 다음 식으로부터 구할 수 있다.

$$r = \frac{\int_0^{E_1'} \frac{1+2aE_1'}{\sqrt{\gamma(E_2')\gamma(E_1')}} F_{ee} dE_1}{\int_0^{E_1+E_2} \frac{1+2aE_1}{\sqrt{\gamma(E_2')\gamma(E_1')}} F_{ee} dE_1} \quad (36)$$

이러한 3개의 에너지를 사용하여 나머지 에너지 E_2' 를 에너지 보존법칙으로부터 계산한다. 또다른 난수 r 과 식 (25)을 사용하면 산란 각을 계산할 수 있다.

3. 충돌 이온화 후 에너지 결정과 산란각 결정

기존 방법들은 $0 \sim E_1 - E_g$ 사이의 임의의 값을 난수를 사용하여 산란 후 에너지를 결정 했다. 그러나, E_1' 은 $0 \sim E_1 - E_g$ 의 값을 가지며 식 (29)의 분포를 가진다. 따라서, 난수 r 을 사용하여 다음과 같이 구했다.

$$r = \frac{\int_0^{E_1'} \sqrt{\gamma(E_1')(1+2aE_1)} \sqrt{\gamma(E_{2c})(1+2aE_{2c})} F_{im} dE_1}{\int_0^{E_1-E_g} \sqrt{\gamma(E_1)(1+2aE_1)} \sqrt{\gamma(E_{2c})(1+2aE_{2c})} F_{im} dE_1} \quad (37)$$

이렇게 얻어진 에너지 E_1' 를 사용하여 또 다른 난수 r 과 식 (30)를 사용하여 산란 각을 구했다.

4. 차폐거리 계산

전계가 증가하면 전자의 에너지는 증가하게 되고 차폐거리도 바뀌게 된다. 참고 문헌 [15]에서는 모의실험에서 얻어지는 분포함수를 이용하여 차폐거리를 구할 수 있는 형태를 제시하였다. 간단히 전자에 대해서만 살펴보면 다음과 같이 된다.

$$\frac{1}{\lambda^2} = \frac{q^2}{\epsilon_0 \epsilon_s} \frac{n}{\sum n_i f(E_i)} \sum_{i=1}^{i=i_{max}} n_i(E_i) B(E_i) \quad (38)$$

여기서,

$$B(E_i) = \frac{2a}{1+2aE_i} + \frac{1+2aE_i}{2E_i(1+aE_i)} \quad (39)$$

이 형태는 차폐거리에 대한 운반자들의 영향을 구할 수 있지만, 도판트가 완전히 이온화되지 않았을 경우의 도판트 영향은 고려하지 못하고 있다. 즉, 참고 문헌 [15]의 방법은 엄밀히 말하면 전자-전자간 산란에 사용되는 차폐거리의 계산에는 사용될 수 있지만, 다른 산란기구에 사용되는 차폐거리의 계산에는 사용할 수 없다. 또한 이 형태는 에너지 간격에 대해 민감하다. 이것은 한 에너지 구간에서 $n_i(E_i)B(E_i)$ 혹은 $(-\frac{\partial f_i}{\partial E})D(E)$ 가 선형적일 때 오차가 줄게 된다. 따라서, 오차를 줄이기 위해서는 에너지 간격을 매우 작게 해야하는데 이것은 보다 큰 기억 용량과 전자-전자간 산란 계산시간을 매우 길게 한다.

다른 한 방법은 전자온도와 의사 페르미 준위를 구하여 식(4)를 이용하는 것이다. 여기서 전자온도는 고전계가 인가 됐을 때 도입되는 일종의 피팅 파라미터로 물리적인 의미가 없다. 따라서 이것은 분포함수의 정의에 따라 달리 표현될 수 있다.^[16] 단지, 분포함수가 볼츠만 통계시에는 모두 같은 형태가 된다. 결국 전자온도는 전자의 분포함수를 가정하고 이것을 모의실험 결과와 맞게 조정함으로써 구할 수 있다. HgCdTe는 축퇴가 잘되기에 본 논문에서는 분포함수를 페르미-디락 형태로 가정하였고, 다음과 같은 두 조건을 사용하여 의사 페르미 준위와 전자온도를 계산했다. 첫 번째는 가정된 분포함수로부터 전자 에너지를 계산하고 그 결과와 모의실험에서 구한 전자의 평균에너지와 같아야 한다는 것이다. Homogeneous이고 정상상태라는 가정하에서 항상 전하 중성조건이 만족해야 한다는 것이 두 번째 조건이다. 이 두 조건을 만족하는 의사 페르미 준위와 전자온도를 사용하여 분포함수를 구하면, 식 (4)를 사용하여 차폐거리를 구

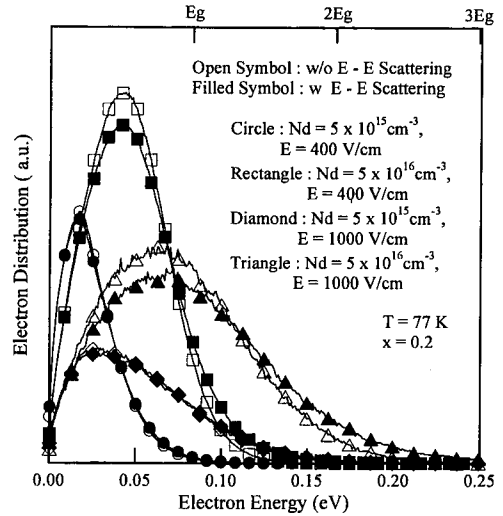
할 수 있다. 최근에 저전계에서의 전송 특성을 연구하는데 이러한 방법을 사용하기도 했다.^[17] 본 논문에서는 두 번째 방법을 사용하여 차폐거리를 계산한 후 산란율을 계산하여 산란율 표를 다시 만들었다.

V. 결과

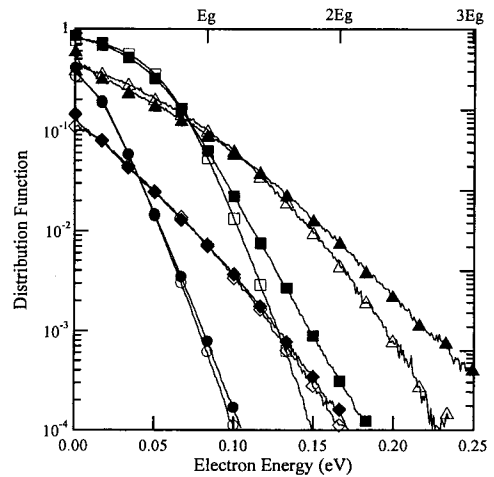
제안된 전자-전자간 산란율 모델과 모의실험 방법을 사용하여, $Hg_{0.8}Cd_{0.2}Te$ 에서 전자의 전송특성에 관한 결과를 몬테칼로 모의실험을 통해 얻었다. 그림 4에서는 77K에서 $N_d = 5 \times 10^{16} cm^{-3}$, $N_d = 1 \times 10^{17} cm^{-3}$ 이고 전계가 700 V/cm, 2000 V/cm 일 때의 전자 분포함수를 전자-전자간 산란을 포함했을때와 제외시켰을때 각각에 대해 나타냈다. 그림 4 (a)는 전자의 존재 확률을 나타낸것이고, 그림 4 (b)는 전자의 분포를 나타낸 것이다. 모의실험은 다른 물리량은 수렴이 되었다더라도 전자의 존재확률이 1 보다 크지않을 때까지 수행하였다. 이것은 매우 긴 모의실험 시간을 요구한다. 도핑 준위가 낮으면, 즉 페르미 준위가 극광학 포논 에너지 보다 낮을때에 전자-전자간 산란을 포함시키면 극광학 포논 에너지 근방의 kink현상이 없어지게 된다. 그러나, 도핑이 높아 페르미 준위가 극광학 포논 에너지 보다 클 때에는 극광학 포논 방출에 의한 kink현상은 파울리 배타원리와 다른 산란에 의해 전자-전자간 산란 없이도 일어나지 않고 있다. 농도가 증가하면 전자의 존재확률은 증가하고 전자 분포의 정점의 위치는 높은 에너지 쪽으로 이동한다. 전계가 증가하면 넓은 범위에 걸쳐 전자가 분포하며 정점의 위치는 높은 에너지쪽으로 이동한다. 기대한 대로 전자-전자간 산란은 전계로부터 얻은 에너지를 서로 교환하여 전자 분포를 넓게한다. 전자-전자간 산란 효과는 분포함수의 높은 에너지 영역에서 두드러지게 나타나고, 고전계에서는 에너지가 아주 낮은 영역에서도 나타난다. 저에너지와 고에너지에서 분포함수가 높고 중간영역에서 낮은 것은 중간영역 정도의 에너지를 갖은 전자가 비슷한 에너지의 전자와 산란하여 큰 에너지차가 나는 곳으로 천이하는 과정이 생기기 때문이다.^[18]

¹ 여러 도핑 수준과 전계에서 분포함수에 대한 전자-전자간 산란의 영향은 그 크기에서 뿐아니라 기울기에서도 나타난다. 이 기울기는 전자온도의 역수에 관련이 있다. 즉, 전자의 온도는 분포함수에서 높은 에너지 영역에서의 기울기로 생각할 수 있다. 그러나 앞에서

도 언급했듯이 정량적인 값은 계산과정때마다 다른 값을 나타낼 수 있기에 단지 정성적인 관점에서만 보면, 전자-전자간 산란을 포함시켰을 때는 기울기가 완만해지므로 전자온도는 상승하게 된다. 이것은 농도가 높



(a)



(b)

그림 4. 전자 에너지에 따른 (a) 전자 분포, (b) 전자의 존재확률. 채워지지 않은 표시는 전자-전자간 산란을 고려하지 않은 경우이고, 채워져 있는 표시는 전자-전자간 산란을 고려한 경우이다.

Fig. 4. Electron distribution function of (a) the electron population and (b) the occupation probability as a function of energy. The open symbol represents the distribution obtained from simulation without (w/o) e-e scattering, and filled symbol with (w) e-e scattering.

을수록 더 높은 에너지영역에 전자가 분포한다는 것을 의미한다. 전계가 증가하면 농도가 높을수록 전자온도도 증가했다. HgCdTe의 경우 탄성 산란인 이온화된 불순물 산란이 다른 산란에 비해 고전계에서도 크게 나타난다. 결국 전자는 에너지를 잃어버리는 과정이 상대적으로 줄기에 전자는 더 넓게 퍼질 수 있게 된다.

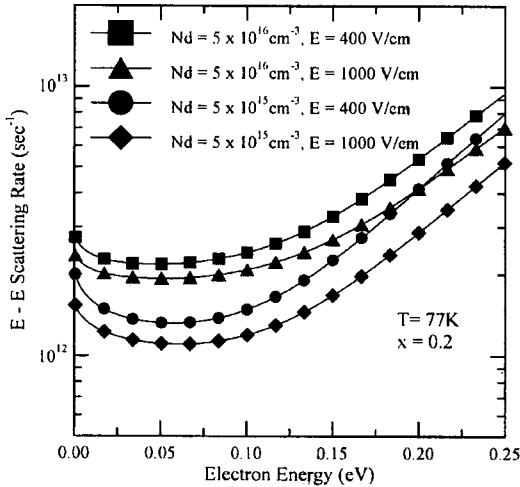


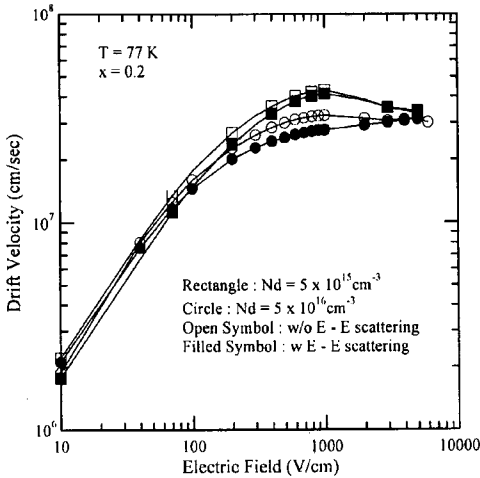
그림 5. 모의 실험 결과로부터 계산된 전자-전자간 산란율

Fig. 5. Electron-electron scattering rates using the results obtained from simulation.

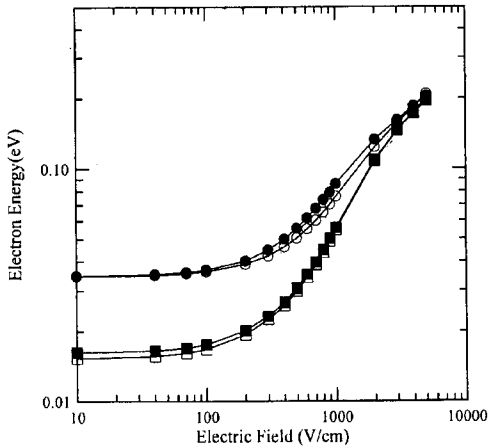
모의실험에서 얻은 분포함수와 차폐거리로부터 전자-전자간 산란율을 계산하여 그림 5에 나타냈다. 전자 에너지가 약 밴드갭 절반 정도에서부터 산란율이 증가하는데 이것은 산란 후 존재할 수 있는 상태가 증가하기 때문이다. 전계가 증가하면 분포함수가 그림 4에서와 같이 넓게 분포하고 낮은 에너지영역에서의 값은 줄어든다. 따라서, 전계의 증가는 전자의 평균에너지 부근에서의 전자-전자간 산란율을 낮추고 있다. 반면, 전자-전자간 산란은 차폐거리의 함수이기도 하다. 차폐거리는 전자온도에 비례하고 전자 농도에 반비례한다. 저전계에서 농도가 증가하면 전자 분포함수가 증가 되어 비록 차폐거리가 줄어 들었어도 산란율은 증가한다. 전계가 증가할수록 전자온도가 상승하여 차폐거리가 늘어난다. 이것은 산란율을 증가시키는 작용을 한다. 따라서, 전계가 증가하면 분포함수의 크기는 감소하지만 차폐거리가 늘어나기에 산란율은 크게 줄어들지 않는다.

전송특성에 관한것중 전자의 평균 표동속도와 에너지를 그림 6에 나타냈다. 이러한 물리량들에 대한 결과는 물질에 따라 다른 결과를 나타내고 있다. 참고 문헌 [2]에서는 GaAs의 경우에 대해 전자-전자간 산란의 영향은 속도에는 영향을 미치지 못하고 에너지에만 영향이 나타난다고 했고, 참고 문헌 [18]에서는 Si에서 이와는 반대로 에너지에는 큰 영향이 없고 속도에만 영향을 미친다라고 했다. 이들의 결과는 고려된 산란기구들의 산란율이 각각 다르고 조건이 틀리기에 비교될 수는 없다. 왜냐하면, 전자-전자산란은 일반적으로 직접적으로 속도에는 영향을 미치지 못하고 간접적으로 영향을 미치기 때문이다. HgCdTe에서는 우선 표동속도의 경우 도핑이 $N_d = 5 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ 인 경우 저전계에서는 전자-전자간 산란에의해 속도가 감소했지만 $N_d = 5 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ 일때는 속도에는 차이를 나타내지 않고 다만 기울기에 있어서만 차이를 나타내고 있다. 농도가 증가하거나 전자-전자간 산란이 고려되면 기울기가 감소하고 이동도도 작게 된다. 전계가 증가하면서 농도의 증가와 전자-전자간 산란의 고려는 속도를 감소하게 한다. 고전계에서 농도가 비교적 낮은 $N_d = 5 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ 에서는 속도가 감소하고 있는 현상을 보이고 있다. 이것은 비포물선계수에 의해 고에너지에서의 유효질량 증가로 설명될 수 있다. 이러한 부저항 현상은 GaAs에서는 밸리간 산란으로 전자의 유효질량 변화로 설명되지만 HgCdTe의 경우 위성 밸리차가 약 1eV정도 되기에 밸리간 산란은 그림에 나타난 전계에서는 일어나지 않는다. 전자-전자간 산란의 고려가 속도를 감소시키는 이유는 전자-전자간 산란으로 인해 저에너지와 높은 에너지에서의 전자 존재확율이 높아졌기 때문이다. 저에너지에서는 이온화된 불순물이 주요한 산란기구인데 이 산란은 저 에너지영역에서는 randomize 산란이기에 속도를 감소시키며, 고에너지에서는 유효질량의 증가로 군속도를 감소시키기에 전체 속도는 전자-전자 산란을 고려하지 않았을 때 보다 속도가 낮게 된다. 에너지를 보면, 축퇴되었을때 농도가 증가하면 전자의 평균 에너지도 증가하는데, 이것은 전자에너지가 페르미 에너지에 비례하기 때문이다. 이러한 에너지의 증가는 그림 4 (b)에서 분포 함수에서 정점의 위치를 보면 알 수 있다. 또한 전자-전자 산란을 포함 시켰을 경우에는 $N_d = 5 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ 에서는 에너지차가 나타나지 않지만,

$N_d = 5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ 에서는 고에너지쪽에 전자가 더 많이 분포하는 비대칭 모양으로 되기에 평균에너지는 증가한다. 전계가 더욱 증가하면 이러한 영향들이 사라지기 시작한다.



(a)



(b)

그림 6. 전계에 따른 전자의 평균 (a) 표동속도 (b) 에너지

Fig. 6. Average transport properties of (a) the drift velocity and (b) the energy of electron as a function of electric field.

위의 결과들로 부터 알 수 있는 것은 전자-전자간 산란은 분포함수의 고에너지 영역에 크게 영향을 끼친다는 것이다. 그 영향에 가장 민감하게 작용하는 것이 이온화계수인데 이것을 그림 7에 나타냈다. 전계가 증가 할수록 전자의 에너지는 상승하고 따라서 충돌이온

화의 확률이 높아진다. 전계가 약 800 V/cm 정도되면 전자의 에너지가 에너지갭 근처의 값이 되기에 이온화 계수가 급격히 상승한다. 전자-전자간 산란이 고려 되었을 때는 전자의 에너지가 더 낮은 전계에서 임계 에너지에 도달하고 에너지도 더 높기에 충돌 이온화 확률이 더 증가되므로 이온화계수 값이 더 크다. 그러나, 이러한 설명은 충돌 이온화가 전자의 에너지에 관련시켜 설명한 것인데, 농도가 $N_d = 5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ 일 경우에는 맞질 않는다. 그림 6 (b)에서 알 수 있듯이 전자-전자간 산란의 첨가는 전자의 에너지에 큰 변화를 일으키지 못한다. 그러나, 이온화계수는 더 큰 값을 나타내고 있다. 이러한 것은 전자의 평균 자유행정 거리로 설명된다. 전자의 에너지가 거의 변화가 없기에 충돌이온화 확률은 거의 같다. 그러나, 전자-전자간 산란의 고려는 전자의 평균 자유행정 거리를 감소시킨다. 결국 단위 거리당 충돌 이온화가 일어날 확률은 증가하게 된다. 전계가 이 임계 전계 이상이되면 전자-전자간 산란이 그림 5의 경향과 같이 줄어 이 산란이 없는 결과에 접근하게된다. 이러한 경향은 속도와 에너지에서도 나타나고 있다. 따라서, 전계에대한 충돌 이온화의 기울기가 점차 감소하고 있다.

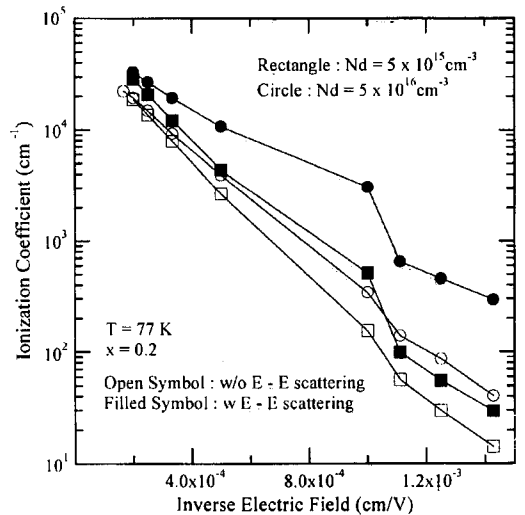


그림 7. 전자-전자간 산란을 고려 했을 때와 고려하지 않았을 때의 전계의 역수에 따른 이온화 계수

Fig. 7. Ionization coefficient as a function of inverse electric field both with and without electron-electron scattering taking into account.

VI. 결 론

본 논문에서는 HgCdTe 에서 정상상태의 전자 전송특성을 몬테칼로 방법을 사용하여 조사하였다. HgCdTe는 축퇴되기 쉬운 물질이기에 우선 밴드 특성, 즉 큰 비포물선 전도대역과 중첩적분을 모두 고려한 전자-전자간 산란을 유도했다. 이 산란율은 기존에 가정됐던 포물선 밴드와 중첩적분을 무시하고 구한 산란율보다 저에너지에서는 낮고, 고에너지에서는 높은 값을 나타냈다. 이 산란율은 어떠한 가정도 도입되지 않았기에 모든 물질에 적용될 수 있는 형태이다. 또한 모의실험 방법에 있어서는 기존의 방법이 전자-전자간 산란과 충돌 이온화 산란에서 충돌 상대 전자를 임의로 선택한데 반해 산란율에 근거한 좀더 정확한 선택 방법을 택하였다. 이러한 산란율과 방법을 사용하여 축퇴가 심한 두 도핑 농도에서 전자의 분포함수 속도, 에너지, 이온화계수에대해 그 영향을 살펴 보았다. 분포함수에 있어서는 일반적인 경향과 같이 분포함수를 넓게 퍼지게 하였다. 그러나, 속도와 에너지에 있어서는 다른 물질과는 조금 다른 경향을 나타냈다. 즉, 약하게 축퇴 되었을 경우에는 속도에서만 전자-전자간 산란의 영향이 나타났고 축퇴가 심할 경우에는 속도와 에너지 모두에 있어서 전자-전자간 산란의 영향이 나타났다.(속도는 감소하고, 에너지는 증가했다.) 더욱이, 이온화계수에 있어서는 더욱 큰영향을 나타내어 충돌 이온화가 일어나는 임계 전계에서는 약 10배정도, 3000 V/cm 에서는 3배정도 크게하게 하였다. 축퇴가 심하지 않을 경우에는 전자-전자간 산란은 에너지에는 영향을 끼치지 못하고 단지 자유행정 거리를 감소시켜 이온화계수를 증가하게 하였다.

참 고 문 헌

[1] G. L. Hansen, J. L. Schmit and T. N. Casselman. "Energy gap versus alloy composition and temperature in $Hg_{1-x}Cd_xTe$ " J. Appl. Phys. vol. 53. no. 10. pp. 7099-7101. 1982.

[2] M. Inoue and J. Frey. "Electron-electron interaction and screening effects in hot electron transport in GaAs." J. Appl. Phys. vol. 51. no. 8. pp. 4234-4239. 1980.

[3] S. M. Goodnick and P. Lugli. "Electron-

electron scattering during femtosecond photoexcitation in quantum wells." Solid-State Electronics. vol. 31. no. 3 pp. 463-466. 1988.

- [4] P. Lugli and D. K. Ferry. "Electron-electron interaction and high field transport in Si." Appl. Phys. Lett. vol. 46. no. 6. pp. 594-596.
- [5] M. Mosko and A. Moskova. "Ensemble Monte Carlo simulation of electron-electron scattering: Improvements of conventional methods." Phys. Rev. B vol. 44. no. 19. pp. 10794-10803. 1991.
- [6] C. Jacoboni and P. Lugli. *The Monte Carlo Method for Semiconductor Device Simulation*. Spinger-Verlag Wien New York. pp. 129. 1989.
- [7] D. Chattopadhyay. "Hot electron drift velocity in $Hg_{1-x}Cd_xTe$ ($x=0.205$)." Phys. Lett. vol. 81A. no. 4. pp. 241-242. 1981.
- [8] B. Gelmont, B. Lund, K-S Kim, G. U. Jensen, M. Shur and T. A. Fjeldly. "Monte Carlo simulation of electron transport in mercury cadmium telluride." J. Appl. Phys. vol. 71. no. 10. pp. 4977-4982. 1992.
- [9] S. D. Yoo and K. D. Kwack. "Theoretical calculation of electron mobility in HgCdTe." J. Appl. Phys. vol. 81. no. 2. pp. 719-725. 1997.
- [10] C. M. Wolfe, N. Holonyak Jr., and G. E. Stillman. *Physical Properties of Semiconductor*. Prentice-Hall NJ. pp. 187. 1989.
- [11] B. K. Ridely. *Quantum processes in semiconductor*. Oxford University Press. Oxford. pp. 138. 1982.
- [12] M. G. Burt, S. Brand, C. Smith and R. A. Abram. "Overlap integrals for Auger recombination in direct-bandgap semiconductors: calculations for conduction and heavy-hole bands in GaAs and InP." J. Phys. C:Solid State Phys. vol. 17. pp. 6385-6401. 1984.
- [13] S. M. Goodnick and P. Lugli. "Effect of electron-electron scattering on nonequili-

- brium transport in quantum-well systems." Phys. Rev. B vol. 37. no. 5. pp. 2578-2588. 1988.
- [14] S. Bosi and C. Jacoboni. "Monte Carlo high-field transport in degenerate GaAs." J. Phys. C:Solid State Phys. vol. 9. pp. 315-319. 1976.
- [15] M. A. Osman and D. K. Ferry. "Electron-hole interaction and high-field transport of photoexcited electrons in GaAs." J. Appl. Phys. vol. 61. no. 12. pp. 5330-5336. 1987.
- [16] H. M. J. Boots. "Electron-temperature concept at very high electric fields: A Monte Carlo study." Phys. Rev. B vol. 46. no. 15. pp. 9428-9433. 1992.
- [17] J. M. M. Pantoja and J. L. S. Franco. "Monte Carlo Simulation of Electron Velocity in Degenerate GaAs." IEEE Electron Device Letts. vol. 18. no. 6. pp.258-260. 1997.
- [18] A. Abramo, R. Brunetti, C. Jacoboni, F. Venturi and E. Sangiorgi. "A multiband Monte Carlo approach to Coulomb interaction for device analysis." J. Appl. Phys. vol. 76. no. 10. pp. 5786-5794. 1994.

 저 자 소 개



俞 尙 東(正會員)

1965년 12월 20일생. 1988년 2월 한양대학교 전자공학과 졸업(공학사). 1990년 8월 한양대학교 대학원 전자공학과 졸업(공학석사). 1992년 3월 ~ 현재 한양대학교 대학원 전자공학과 박사과정 재학. 주관심분야는 반도체 소자 물성, 이동도 모델링 및 Monte Carlo simulation 등임

郭 桂 達(正會員) 第 34卷 第 7號 D編參 照

현재 한양대학교 전자공학과 교수