

펨토초급 극초단 펄스레이저에 의해 가열된 실리콘 내의 열전달 특성에 관한 수치해석

이성혁* · 이준식† · 박승호** · 최영기***

(2002년 3월 28일 접수, 2002년 7월 9일 심사완료)

Numerical Analysis on Heat Transfer Characteristics in Silicon Heated by Picosecond-to-Femtosecond Ultra-Short Pulse Laser

Seong Hyuk Lee, Joon Sik Lee, Seungho Park and Young Ki Choi

Key Words : Ultra-Short Pulse(극초단 펄스), Micro-Scale Heat Transfer(미세열전달), Carrier(전달자), Lattice(격자), Non-Equilibrium(비평형), Auger Recombination(Auger 재결합)

Abstract

The main aim of the present article is numerically to investigate the micro-scale heat transfer phenomena in a silicon microstructure irradiated by picosecond-to-femtosecond ultra-short laser pulses. Carrier-lattice non-equilibrium phenomena are simulated with a self-consistent numerical model based on Boltzmann transport theory to obtain the spatial and temporal evolutions of the lattice temperature, the carrier number density and its temperature. Especially, an equilibration time, after which carrier and lattice are in equilibrium, is newly introduced to quantify the time duration of non-equilibrium state. Significant increase in carrier temperature is observed for a few picosecond pulse laser, while the lattice temperature rise is relatively small with decreasing laser pulse width. It is also found that the laser fluence significantly affects the N^3 decaying rate of Auger recombination, the carrier temperature exhibits two peaks as a function of time due to Auger heating as well as direct laser heating of the carriers, and finally both laser fluence and pulse width play an important role in controlling the duration time of non-equilibrium between carrier and lattice.

기호설명	
C : 단위체적 당 열용량 [$J/m^3 K$]	N_C : 전달자의 수밀도 [m^{-3}]
E_g : 밴드갭 에너지 [eV]	R : 반사율
F : 입자에 부여되는 힘 [N/m]	r : 위치 [m]
h : 플랑크 상수 ($= 6.6262 \times 10^{-34} [J \cdot s]$)	T_C, T_L : 전달자와 격자의 온도 [K]
J : 펄스 당 레이저 강도 [mJ/cm^2]	t : 시간 [s]
k_B : 볼츠만 상수 ($= 1.38066 \times 10^{-23} [J/K]$)	t_p : 펄스 지속시간 [s]
L : 실리콘 층의 두께 [m]	t_{Eq}^* : 무차원 평형도달시간 ($= t_{Eq} / t_p$)
* 회원, 서울대학교	t_{Eq} : 평형도달시간 [s]
† 책임저자, 회원, 서울대학교 기계항공공학부	α : 복사에너지 흡수율 [m^{-1}]
E-mail : jslee@gong.snu.ac.kr	α_1 : 광자 한 개의 밴드간 흡수 계수 [m^{-1}]
TEL : (02) 880-7117 FAX : (02) 883-0179	γ : Auger 재결합 계수 [$m^6 s^{-1}$]
** 회원, 홍익대학교 기계시스템 디자인 공학과	κ : 열전도 계수 [W/m K]
*** 회원, 중앙대학교 기계공학부	λ : 파장 길이 [m]
	ν : 광자 진동수 [s^{-1}]
	τ_C : 에너지 완화 시간 [s]

1. 서론

마이크로 스케일 열전달에 대한 연구가 요구되는 분야는 반도체 장비, 전자장비 냉각, MEMS, NEMS, 생명공학 및 환경공학 등으로 21 세기에 들어 세계적인 주목을 받고 있는 분야이다. 또한 마이크로 스케일에서 발생하는 현상은 기존의 연구들과는 매우 상이하기 때문에 물리적 현상을 이해하고자 하는 기초적 연구 노력이 요구되고 있다. 실제로 마이크로/나노 기술은 장치의 소형화와 고성능화 구현을 위한 새로운 연구방향을 제시하고 있으며 기존에 알려지지 않은 새로운 현상들이 계속적으로 보고되고 있다. 특히 1980년대 이후로 고출력 및 극초단 펄스레이저(*ultra-short pulse laser*)의 상용화가 가능하게 되면서 레이저를 이용한 기술은 담금질(*annealing*), 마이크로 시스템 제작 공정, 박막의 물성측정, 레이저에 의한 물질 합성 및 손상(*damage*) 등과 같은 다양한 분야에서 활발하게 적용되고 있으며 최근에는 극초단 펄스레이저를 이용한 미세 구조 표면의 오염 물질 제거 기술이 연구되고 있다.⁽¹⁻⁶⁾ 극초단 펄스레이저를 사용하는 경우 펄스지속시간(*pulse duration time*)과 에너지 전달에 참여하는 열전달자(*heat carrier*)들의 에너지 완화시간(*energy relaxation time*)간의 상호작용과 에너지 전달 메커니즘을 이해하는 것이 필수적이다.

극초단 펄스레이저에 의한 반도체내의 열전달 현상은 Fig. 1에서 볼 수 있듯이 광자(*photon*)에 의한 복사에너지가 전자에 흡수되면서 반도체 내에서 전자-정공쌍(*electron-hole pair*)의 전달자가 발생하고 반도체 격자(*lattice*)의 포논(*phonon*)으로 에너지가 전달된다.⁽¹⁾ 이 때 전자의 산란시간 스케일(*scattering time scale*)은 약 10 내지 50 펨토초(*femtosecond, fs* : 10^{-15} s)인 반면 전달자와 포논 사이의 에너지 완화시간은 실리콘의 경우 약 0.5 피코초(*picosecond, ps* : 10^{-12} s)이다.⁽⁷⁾ 따라서 극 초

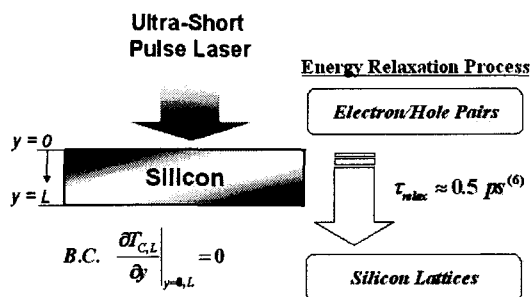


Fig. 1 Schematic of the computational domain and the energy flow diagram

단 시간 내에 많은 양의 복사에너지가 흡수되는 경우 전달자들 사이의 완화시간스케일의 차이로 인해 전달자의 온도는 격자온도에 비해 매우 높은 온도를 유지하게 되며 이로 인해 전달자와 격자 사이에 비평형(*non-equilibrium*) 현상이 발생한다.

Qui 와 Tien⁽⁴⁾ 은 볼츠만 (*Boltzmann*) 수송 방정식을 이용하여 전자전달 및 전자-격자의 상호작용을 해석하였고 볼츠만방정식의 산란 항을 양자역학적 해석을 통해 단순화 하였다. 그들은 전달자와 포논 사이의 비평형현상이 레이저펄스가 전자에너지 완화시간의 약 5 배 보다 작은 경우 발생되며 레이저펄스가 증가하는 경우에는 평형상태가 되어 격자의 온도가 크게 증가함을 보였다. Kuanr 등⁽³⁾ 은 갈륨비소의 $1.06 \mu\text{m}$ 의 Nd : glass 레이저에 의한 손상에 관한 실험 연구를 통해 표면 흡수를 증가시키고 광자에 의한 전달자들의 재결합(*recombination*) 속도를 높임으로써 표면 온도의 증가를 가속화하여 물질 손상의 임계값을 감소시킴을 보였다. Van Driel⁽⁷⁾ 은 1.06 와 $0.53 \mu\text{m}$ 의 피코초 펄스를 가진 레이저에 의해 가열된 실리콘내의 열전달 현상을 해석하였다. 그는 전달자 온도 분포가 두 개의 최대값을 가진 이중 피크(*two-peak*) 구조를 가짐을 보였고 이러한 구조가 레이저펄스에 의한 가열과 Auger 재결합에 의한 가열 때문이라고 설명하였다. 그의 연구는 주로 전달자의 수밀도와 온도간의 상호관계에 대한 결과를 제시하고 그 물리적 특성을 자세하게 언급하고 있는 반면 주로 20 피코초의 펄스를 가진 레이저의 경우에서만 해석을 하였기 때문에 펄스 길이 변화에 따른 열전달 특성에 대한 자료는 제공하지 않고 있다. 한편 Tien 등⁽²⁾ 은 펨토초 레이저펄스를 이용하여 실리콘 마이크로 구조물 표면의 오염물질 및 습기 제거가 가능함을 실험적으로 증명하였고 Fushinobu 등⁽⁶⁾ 은 수치해석을 통해 실험 결과⁽²⁾를 뒷받침하고 있다. Fushinobu 등⁽⁶⁾ 은 1 피코초 보다 작은 레이저펄스를 이용하는 경우, 전달자의 온도가 약 1700 K 정도로 증가하는 반면 격자의 온도 변화는 거의 나타나지 않음을 지적하고 다양한 파라미터 해석을 통해 마이크로 구조물의 습기 제거를 위한 최적 조건을 도출하고자 하였다. 그러나 전달자의 수밀도와 온도간의 상호 관계에 대한 정보가 부족하고 특히 Auger 재결합에 의한 전달자의 수밀도와 열전달 사이의 상호 관계를 명확하게 설명하지는 못하였다. 따라서 본 연구의 주 목적은 레이저에 의해 가열된 실리콘 미세구조물내의 열전달 현상을 볼츠만수송방정식을 이용하여 해석하고 레이저펄스 및 강도 변화에 따른 마이크로 열전달 특성에 대한 이론적 자료를 제공하는 것이

다. 특히 본 논문에서는 전달자 온도의 단일 피크 (one-peak) 및 이중 피크(two-peak) 구조에 대한 물리적 특성을 해석하고 발생 원인을 규명한다. 또한 전달자의 수밀도와 온도, 그리고 격자 온도 등의 공간분포 및 시간에 따른 변화에 대한 자료를 제공한다.

2. 지배 방정식

Figure 1 은 해석영역에 대한 개략도를 나타내며 본 연구에서는 1 차원 비정상 상태로 가정하여 해석하였다. 레이저를 이용한 마이크로 열전달 현상을 해석하기 위해서는 광자, 전자 및 포논과 같은 열전달자(heat carrier) 간의 상호작용을 이해하는 것이 필수적이다. 특히 극초단 펄스레이저를 이용한 반도체 가열 시 전달자의 온도는 격자의 온도에 비해 매우 크게 증가하므로⁽⁶⁻⁷⁾ 전달자와 격자 간의 비평형 특성을 모사할 수 있는 이론적 모델링이 요구된다. 실제로 입사되는 광자 에너지가 밴드 갭보다 큰 경우, 반도체 내에서 발생하는 전자-정공 쌍들은 광자 흡수에 중요한 역할을 한다.⁽⁷⁻⁸⁾ 따라서 본 연구에서는 전자와 정공간의 비평형 현상을 모사하는 대신 하나의 온도 즉 전달자의 온도를 통해 모사하며 이 경우 전달자는 전자와 정공이 된다.

국부적으로 열역학적인 비 평형 현상이 존재하는 경우, 기존의 운동학 이론(kinetic theory)에 근거한 해석 법은 적용될 수 없으므로 본 연구에서는 볼츠만수송방정식을 이용하였다. 완화시간(relaxation time) 가정에 근거한 볼츠만수송방정식은 다음과 같이 나타낸다.⁽¹⁾

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v \cdot \nabla f + F \cdot \frac{\partial f}{\partial p} = \frac{f_0 - f}{\tau(r, p)} \quad (1)$$

여기서 f 는 입자의 통계 분포 함수이고 위치 벡터 r 과 시간 t 그리고 운동량 벡터 p 의 함수이다. 한편 F 는 입자에 부여되는 힘을 나타내며 f_0 는 평형에 도달한 경우의 분포 함수이다. 따라서 $\tau(r, p)$ 은 비 평형상태에서 평형상태로 완화될 때까지 소요되는 시간을 나타낸다. 볼츠만수송방정식에 대한 모멘트를 취하면 식 (1)은 종속변수의 보존방정식 형태로 나타난다. 우선 전자-정공 쌍 전달자의 수밀도는 0 차 모멘트를 통해 다음과 같이 나타낸다.

$$\frac{\partial N_C}{\partial t} = \frac{\alpha_1 I}{h\nu} - \gamma N_C^3 \quad (2)$$

여기서 γ 는 Auger 재결합 계수를 나타낸다. 전달자의 수밀도는 광자 흡수를 통해 증가하고 Auger 재결합을 통해 감소한다. 특히 Auger 재결합은 이온화 된 주개(donor)들이 자유 전자들과 결합하며 결과적으로 수밀도를 감소시키고 전달자의 온도를 증가시키는 역할을 한다.⁽⁹⁾ 한편 전달자와 격자에 대한 에너지 수송방정식은 다음과 같이 1 차원적으로 나타낼 수 있다.

$$\frac{\partial U_C}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\kappa_C \frac{\partial T_C}{\partial y} \right) - \frac{3N_C k_B}{\tau_C} (T_C - T_L) + \alpha I \quad (3)$$

$$\frac{\partial U_L}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\kappa_L \frac{\partial T_L}{\partial y} \right) + \frac{3N_C k_B}{\tau_C} (T_C - T_L) \quad (4)$$

Table 1 Physical properties of a silicon layer

Property	Value
Heat capacity of the carriers [J/m ³ K] ⁽¹⁰⁾	$C_c = 3N_c k_B$
Heat capacity of the lattice [J/m ³ K] ⁽¹⁰⁾	$C_L = 2.07 \times 10^6$
Thermal conductivity of the carriers [W/mK] ⁽¹⁰⁾	$\kappa_c = -0.556 + 7.13 \times 10^{-3} T_c$
Thermal conductivity of the lattice [W/mK] ⁽⁷⁾	$\kappa_L = 1.585 \times 10^5 T_L^{-1.23}$
Energy relaxation time [s] ^(7,10)	$\tau_c = \tau_0 [1 + (N_c/N_{cr})^2]$ $\tau_0 = 0.5 \times 10^{-12}$, $N_{cr} = 2 \times 10^{27}$
Absorption coefficient [1/m] ⁽⁵⁾	$\alpha = \alpha_l + \sigma_{re} N_c$ $\sigma_{re} = 5.1 \times 10^{-23} [1.17/(h\nu)]^2 [T_L/300.]$
Auger recombination coefficient, [m ⁶ /s] ⁽⁷⁾	$\gamma = 3.8 \times 10^{-43}$
Reflectivity ⁽¹⁰⁾	$R = 0.32$
Band gap [eV] ⁽⁵⁾	$E_g = 1.167 - 0.0258 [T_L/300.] - 0.0198 [T_L/300.]^2$

한편 전달자와 격자의 내부에너지, 그리고 레이저 강도는 각각 다음과 같이 표현된다.

$$U_C = N_C E_g + C_C T_C \quad (5)$$

$$U_L = C_L T_L \quad (6)$$

$$I = \frac{0.782J(1-R)}{t_p} \exp\left(-\int_0^y \alpha dz\right) \exp\left(-\frac{2.773t^2}{t_p^2}\right) \quad (7)$$

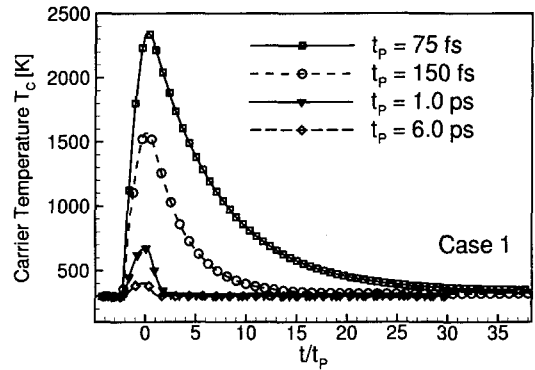
여기에서 t_p 는 펄스지속시간 (full-width at half-maximum; FWHM)을 나타내고 J 는 펄스 당 레이저 강도(fluence)를 그리고 R 은 반사율을 나타낸다. 본 연구에서 사용된 실리콘 물질들은 관련 문헌들은 Table 1 에 정리되어 있다.

3. 수치해석법 및 해석 조건

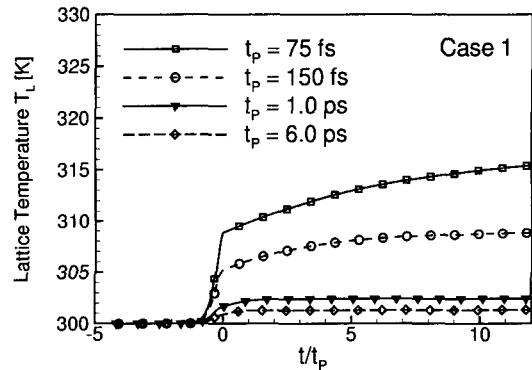
레이저에 의한 실리콘 가열 시 발생하는 마이크로스케일 열전달 현상을 해석하기 위해 앞서 언급한 식 (2) ~ (4)를 비정상적으로 해석한다. 본 연구에서는 비정상 항을 완전 암시 기법을 사용하였고 공간 차분의 경우 제어 체적내의 적분을 통해 차분 방정식을 유도하였다. 모든 계산의 초기조건은 $t_{ini} = -5t_p$ 로 고정하였고 이 때의 생성 항은 무시하였다. 초기 전달자와 격자의 온도들은 상온(300K)으로 처리하였고 초기 실리콘의 전달자 수밀도는 상온에서의 값인 10^{12} cm^{-3} 을 사용하였다. 공간에 대한 경계조건은 Fig. 1 에서와 같이 $y = 0$ 과 $y = L$ 에서 영(zero)의 구배를 갖도록 처리하였다⁽¹¹⁾. 각 시간 단계에 대해 반복계산을 통해 전달자와 격자 온도들의 해를 구하였고 수렴조건은 각 온도들의 상대적 변화율이 10^{-4} 보다 작고 에너지 방정식의 잔차(residual)들이 10^{-3} 보다 작은 경우로 간주하였다.

본 연구에서 다루는 해석 경우들은 크게 3 가지로 나뉜다. 우선 case 1 은 레이저 파장 $\lambda = 790 \text{ nm}$ 인 Fushinobu 등⁽⁶⁾의 경우로서 펄스 지속시간 변화($t_p = 75 \text{ fs}, 150 \text{ fs}, 1 \text{ ps}, 6.0 \text{ ps}, 20 \text{ ps}, 50 \text{ ps}$)에 대한 변화를 해석한다. Case 2 는 $J = 50 \text{ mJ/cm}^2$ 로 증가되고 $\lambda = 530 \text{ nm}$ 인 van Driel 의 경우⁽⁷⁾로 펄스 지속시간 변화에 따른 영향을 조사하였다. 이 경우 펄스 지속시간은 10 ps 부터 70 ps 까지 변화시켰고 각 간격은 10 ps 으로 고정하였다. 마지막으로 case 3 은 case 2 와 동일한 조건에 대해서 펄스 지속시간과 레이저 강도 변화 ($J = 2, 10, 20, 30, 50 \text{ mJ/cm}^2$) 에 따른 열전달 메커니즘의 변화를 해석하였다. 각 경우에 대한

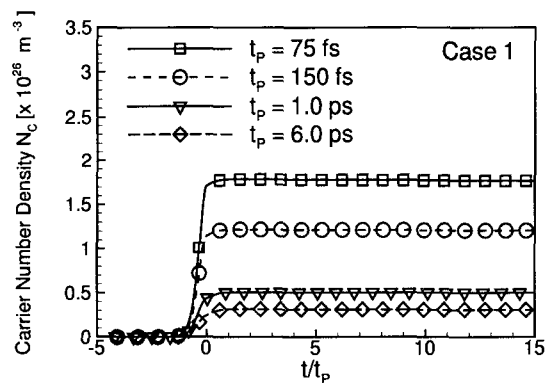
계산격자 및 시간 간격은 의존성 시험을 통해 결정되었다. 예를 들어 case 2 의 경우 $t_p = 20 \text{ ps}$ 일 때, 공간 간격과 시간 간격은 각각 25 nm 와 0.1 ps 으로 결정되었다.



(a) Carrier temperature



(b) Lattice temperature



(c) Carrier number density

Fig. 2 Influence of the laser pulse duration time on T_C , T_L and N_C at the silicon layer front surface when $\lambda = 790 \text{ nm}$ and $J = 3.82 \text{ mJ/cm}^2$

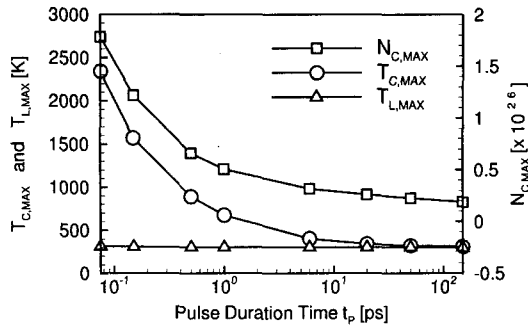
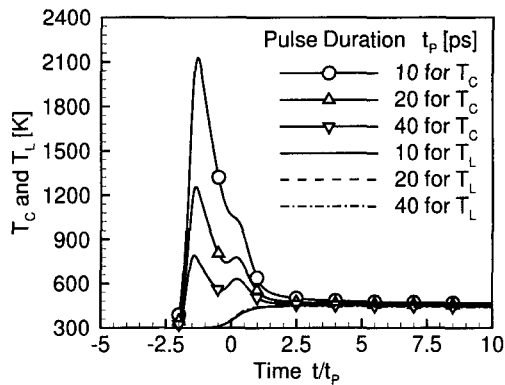
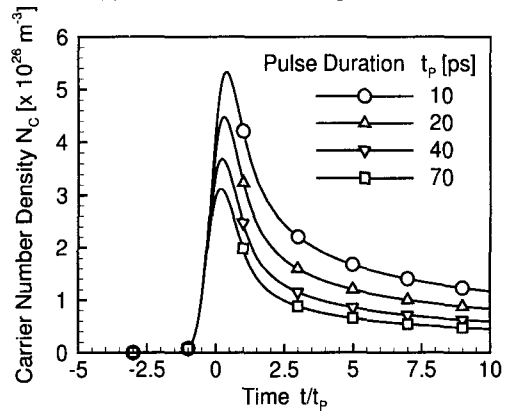


Fig. 3 Maximum values of T_C , T_L and N_C for different laser pulses when $\lambda = 790 \text{ nm}$ and $J = 3.82 \text{ mJ/cm}^2$: case 1



(a) Carrier and lattice temperature



(b) Carrier number density

Fig. 4 Temporal behaviors of T_C , T_L and N_C for different pulse duration times when $\lambda = 530 \text{ nm}$ and $J = 50 \text{ mJ/cm}^2$

4. 결과 및 고찰

Figure 2는 case 1의 결과로 레이저 강도가 3.82 mJ/cm^2 이고 파장 $\lambda = 790 \text{ nm}$ 인 경우 레이저펄스

의 변화에 따른 실리콘 표면의 전달자와 격자 온도 분포를 나타낸다. Case 1의 경우 실리콘 층의 두께 $L = 2 \mu\text{m}$ 로 채택하였다.⁽⁶⁾ Figure 2(a)와 (b)를 비교할 때 전달자의 온도는 격자 온도에 비해 매우 크게 증가되었다. 이러한 비평형 현상이 발생하는 것은 전달자의 에너지 완화 시간과 펄스 지속시간이 서로 다르기 때문이며 전달자의 급격한 온도상승은 전달자의 열용량이 격자 열용량에 비해 매우 작기 때문이다.⁽⁶⁾ 실제로 전달자의 열용량 $C_C = 3N_C k_B$ 은 상온에서 약 $10^{-5} \text{ J/m}^3\text{-K}$ 정도의 오더를 가지는 반면 전달자의 수밀도에 비해하여 급속하게 증가한다. 일단 레이저에 의해 복사 에너지가 흡수되면 반도체 내의 전달자의 수가 급속히 증가하고 열용량이 증가한다. 이때 에너지 전달시간이 펄스에 비해 큰 경우, 전달자로 흡수된 에너지가 격자로 전달되지 않고 전달자 내에 축적되며 전달자 온도는 최대 값에 도달한다. 한편 일정 시간이 지나면 전달자의 에너지가 격자로 전달되면서 전달자의 온도는 감소하고 격자의 온도가 상승하여 결국 열적인 평형상태로 도달한다. 또한 Fig. 2(c)에서 볼 수 있듯이 레이저펄스가 작아질수록 전달자의 수밀도는 증가한다. 최대값은 약 $t/t_p = 0$ 근처 영역에서 발생하며 이후로 거의 일정한 수밀도를 유지한다. 일반적으로 전달자의 축적된 에너지는 Auger 재결합 현상에 의해 격자로 전달되어 격자의 온도를 상승시킨다. 그러나 case 1과 같이 레이저 강도가 작은 경우, Auger 재결합이 상대적으로 작게 나타나고 전달자 내의 에너지 축적이 오랫동안 지속되는 현상이 발생한다.⁽⁷⁾ 이후 언급 되겠지만 레이저 강도가 증가하여 수밀도가 증가하면 Auger 재결합에 의한 수밀도 감소율이 급격히 증가한다.

Figure 3에서 레이저펄스 변화에 따른 전달자의 수밀도와 온도 그리고 격자의 온도 등의 최대값의 변화를 볼 수 있다. 레이저펄스가 감소함에 따라 전달자의 온도와 수밀도는 급격하게 상승하고 있는 반면 격자의 온도는 펄스에 관계 없이 거의 변하지 않는다. 특히 약 1 ps 이하의 레이저펄스에서는 열적인 비평형 현상이 두드러지게 나타나며 Tien 등⁽²⁾과 Fushinobu 등⁽⁶⁾이 언급한 바와 같이 반도체 표면의 습기제거 등과 같은 응용분야에 적용될 수 있다. 그러나 레이저펄스가 10 ps 이상인 경우, 전달자의 온도와 격자의 온도는 거의 평형상태를 이루고 있다.

Figure 4(a)는 레이저 강도가 50 mJ/cm^2 로 증가하고 파장 $\lambda = 530 \text{ nm}$ 인 경우 전달자와 격자 온도를 나타낸다. 한편 case 2와 case 3의 경우, 실리콘

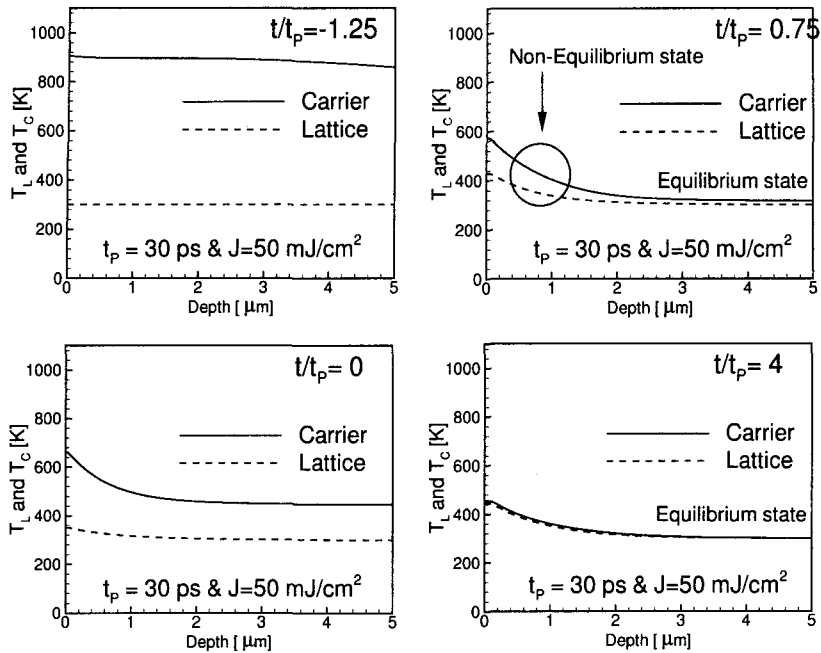


Fig. 5 Spatial distribution of carrier and lattice temperatures at different time locations when $\lambda = 530$ nm and $J = 50$ mJ/cm²; case 2

콘 층의 두께 $L = 10 \mu\text{m}$ 로 채택하였다.⁽⁷⁾ 그림에서 볼 수 있듯이 레이저 강도가 고정된 경우 전달자의 온도 분포는 펄스 변화에 의해 현격한 변화를 일으킨다. 즉 펄스 시간이 증가할수록 전달자 온도의 최대 값이 두 부분에서 나타나는 이중 피크 (two-peak) 현상이 발생한다. 이러한 이중 피크 구조는 레이저펄스와 급속한 Auger 재결합 현상이 서로 다른 시간대에서 전달자의 온도를 상승시키기 때문이다.⁽⁷⁾ Figure 4(b)는 전달자의 수밀도 분포이다. Case 1 과 달리 수밀도의 최대값 발생 이후 급격한 수밀도 감소율을 보여준다. 이러한 차이는 레이저 강도가 증가하면서 전달자 내에 축적되는 에너지가 빠르게 격자로 전달되는 Auger 재결합 현상이 주로 발생되기 때문이다. Auger 재결합은 수밀도가 큰 경우에 지배적으로 나타나는 재결합 현상이며 전달자의 수밀도를 감소시키는 주된 역할을 한다. 또한 재결합 현상으로 방출된 에너지는 전달자 사이의 충돌에 의해 잔존하는 전달자로 전달되어 전달자의 온도 상승에 기여한다.⁽⁹⁾ 따라서 $t/t_p = 0$ 이후 2 차 최대 값이 발생하는 것은 Auger 재결합에 의해 전달자가 가열되기 때문이다. 한편 case 1 과 비교할 때 격자의 온도가 상대적으로 높게 나타나는 것은 입사 된 레이저의 강도가 약 13 배 정도 증가하였기 때문이다. 그러나 격자

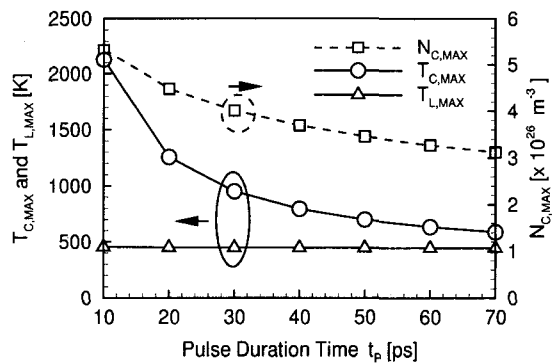


Fig. 6 Maximum values of T_C , T_L and N_C for different laser pulses when $\lambda = 530$ nm and $J = 50$ mJ/cm²; case 2

의 온도는 펄스와 관계없이 거의 일정한 값을 유지함을 볼 수 있다.

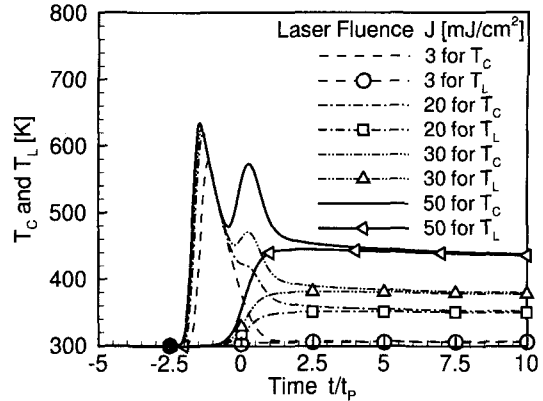
Figure 5 는 $t_p = 30$ ps 인 경우 시간에 따른 실리콘 층 내 전달자 및 격자 온도의 공간 분포이다. $t/t_p = -1.25$ 에서 전달자와 격자의 온도는 큰 차이를 보이지만 시간이 증가할수록 점차 열적 평형 상태에 도달하고 있다. 또한 열적 평형은 실리콘 층의 뒷면부터 진행되어 점차 레이저를 직접 흡수하는 앞면으로 전파되며 $t/t_p = 4.0$ 에서 격자와 전달

자 온도들은 열적 평형상태에 도달한다.

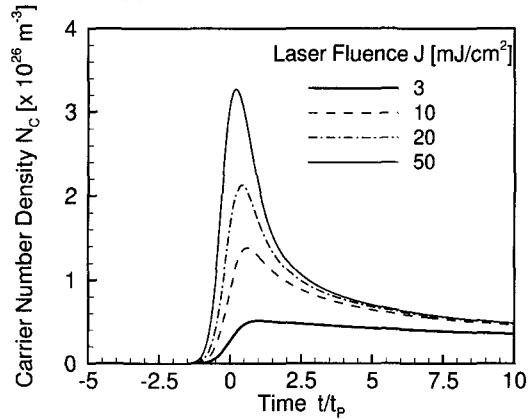
Figure 6은 전달자와 격자의 온도, 그리고 전달자의 수밀도 등의 최대 값을 레이저펄스에 대해 나타낸 것이다. Case 1과 비교할 때 유사한 경향을 보이며 상대적으로 높은 격자 온도를 가진다. 이것은 레이저 강도가 약 13 배정도 증가하였기 때문이지만 펄스 변화에는 거의 영향을 받지 않음을 알 수 있다. 또한 펄스가 감소할수록 전달자의 수밀도와 전달자의 온도가 모두 증가한다.

Figure 7(a)는 펄스 $t_p = 60$ ps인 경우 레이저 강도에 의한 전달자의 온도 분포이다. 1차 최대 값은 레이저 강도의 변화에 대해 크게 변하지 않는 반면, 레이저 강도가 증가할수록 이중 피크 현상이 보다 두드러지게 나타남을 볼 수 있다. 앞서 언급한 바와 같이 2차 최대값의 발생은 Auger 재결합에 의한 가열현상 때문이며 전달자의 수밀도는 레이저 강도가 증가할수록 급격한 변화가 일어난다. 이러한 경향은 전달자의 수밀도 분포를 나타낸 Fig. 7(b)에서 보다 명확히 나타난다. 즉 레이저 강도가 증가할수록 전달자의 수밀도는 증가하고 Auger 재결합에 의한 전달자의 수밀도 감소율 역시 급격히 증가한다. 특히 레이저의 강도가 작은 경우($J = 3$ mJ/cm²), Auger 재결합은 상대적으로 작게 나타나고 있으며 이로 인해 이중 피크 현상은 나타나지 않는다. 이와 같은 결과는 case 1에서 단일 피크 현상이 나타난 것과 같은 맥락에서 이해될 수 있다. 즉 Van Driel⁽⁷⁾의 주장에 의하면 상대적으로 레이저 강도가 작은 경우 Auger 재결합이 작게 나타나며 전달자 내의 에너지 축적이 상대적으로 오랫동안 지속된다. 본 연구에서 얻은 결과는 Van Driel⁽⁷⁾의 주장과 일치하는 것이며 레이저펄스가 일정한 경우, Auger 재결합으로 인한 N^3 감소율이 레이저 강도에 의해 큰 영향을 받을 수 있음을 보여준다. Figure 8은 레이저 강도 변화에 따른 전달자 온도, 격자 온도 그리고 수밀도의 최대값 변화를 보여준다. 레이저 강도가 증가할수록 전달자의 수밀도가 증가하며 특히 레이저 강도가 3 mJ/cm²에서 50 mJ/cm²으로 변화할 때 전달자의 온도 변화는 약 10.1%인 반면 격자의 온도는 약 44.5%의 변화율을 나타내어 전달자에 비해 높은 증가율을 보인다.

본 연구에서는 레이저 흡수 후 반도체가 열적 평형에 도달하는 시간 즉 평형도달시간(equilibration time)의 특성을 해석한다. 평형도달시간은 주어진 레이저펄스에 대한 열적 평형에 도달하는 시간의 비(ratio)를 나타낸다. 본 연구에서는 레이저를 흡수하는 순간부터 전달자와 격자 사이의 최대



(a) Carrier and lattice temperature



(b) Carrier number density

Fig. 7 Transient behaviors of T_C , T_L and N_C for different laser fluences when $\lambda = 530$ nm and $t_p = 60$ ps

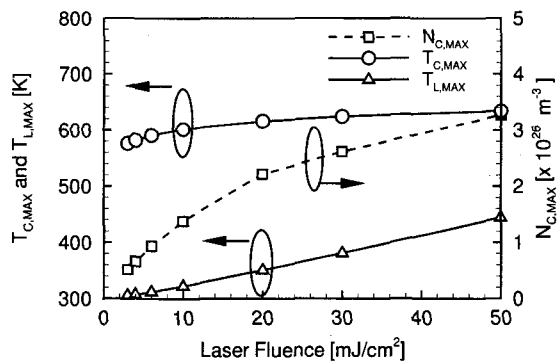


Fig. 8 Maximum values of T_C , T_L and N_C for different laser fluences when $\lambda = 530$ nm and $t_p = 60$ ps

온도차이가 1% 이내 일 때까지의 시간을 평형도

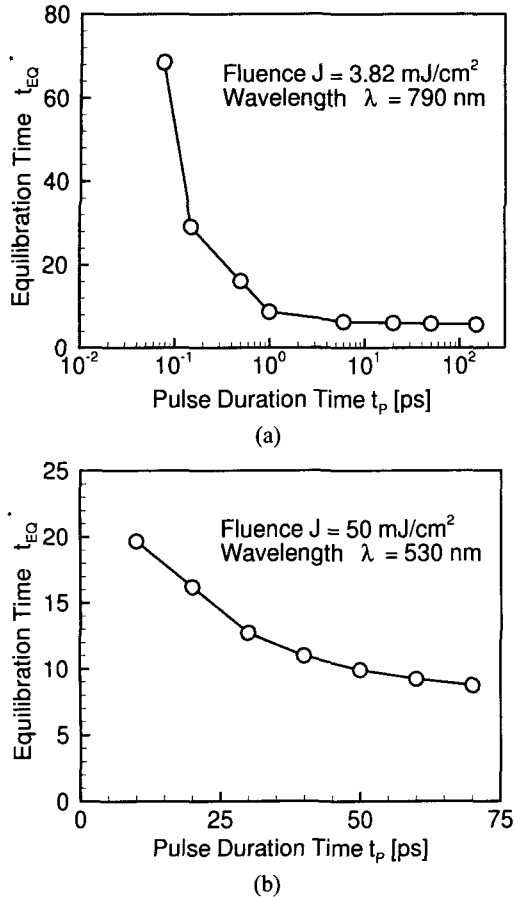


Fig. 9 Calculated equilibration time for different pulse duration times (a) Case 1, (b) Case 2

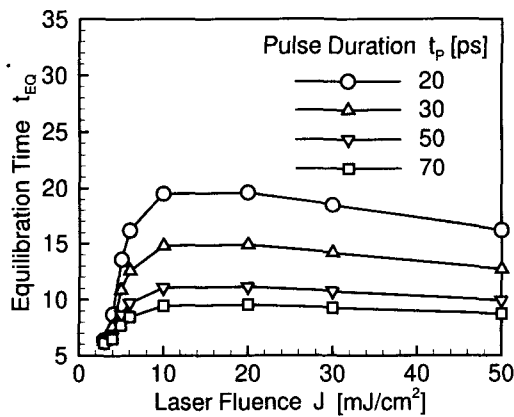


Fig. 10 Influence of the laser fluence on an equilibration time for different laser pulses when $\lambda = 530$ nm

달시간으로 정의하였고 다음과 같이 무차원의 형태로 나타낼 수 있다.

$$t_{Eq}^* = t_{Eq} / t_p \quad \text{when} \quad \left(\frac{T_C - T_L}{T_C} \right)_{\max} \leq 1\% \quad (8)$$

Figure 9는 case 1 과 case 2 의 경우 레이저펄스에 대한 평형도달시간을 보여준다. 두 경우 모두 레이저펄스가 증가할수록 평형도달시간이 감소함을 나타낸다. 특히 case 1 의 경우 1 ps 보다 작은 레이저펄스에 대해서는 매우 급격한 비평형성이 나타나며 주어진 펄스와 비교할 때 매우 오랫동안 비평형성이 유지된다. 그러나 1 ps 이상에서는 상대적으로 큰 변화 없이 점차 감소한다.

Figure 10 은 레이저 강도와 평형도달시간과의 상호 관계를 나타내며 앞서 언급한 바와 같이 펄스시간이 감소할수록 평형도달시간이 증가함을 알 수 있다. 이것은 짧은 펄스를 가진 레이저를 사용할 때 비평형 상태가 상대적으로 오래 지속됨을 의미한다. 레이저 강도가 10 mJ/cm² 보다 작은 영역에서는 레이저 강도가 증가할수록 비평형 유지시간이 증가하며 10 mJ/cm² 내지 20 mJ/cm² 근처 영역에서 최대값을 보인다. 그러나 20 mJ/cm² 근처 영역 이후부터는 오히려 레이저 강도가 증가할수록 평형도달시간이 감소함을 볼 수 있다. 이와 같은 현상은 Fig. 8 에서 볼 수 있듯이 레이저 강도가 증가할수록 전달자와 격자 사이의 온도차이가 감소하기 때문이다. 따라서 평형에 도달하는 시간은 레이저펄스 뿐만 아니라 레이저 강도에 의해 결정될 수 있음을 알 수 있다.

5. 결론

본 연구에서는 극초단 펄스레이저에 의해 가열된 실리콘 층 내의 마이크로스케일 열전달 현상을 볼츠만방정식으로부터 유도된 1 차원 비정상 방정식들을 이용하여 해석하고 레이저 강도와 펄스 지속시간에 대한 영향을 고찰하였다. 다음은 본 연구로부터 얻어진 결론이다.

(1) 에너지 완화 시간과 펄스 지속시간과의 상이성으로 인해 열적 비평형 현상이 나타나며 시간이 지남에 따라 점차 전달자와 격자 온도는 열적 평형을 이룬다. 특히 case 1 에서 150 fs 이하의 펄스를 사용하는 경우 전달자의 온도는 약 1600 K 이상으로 증가한 반면 격자의 온도는 상대적으로 거의 증가하지 않았다. 그러나 점차 펄스 지속시간을 증가시키면 펄스에 대한 평형도달시간은 크게 감소하였고 전달자의 최대 온도 역시 크게 감소하였다. 극초단 펄스레이저를 이용하여 반도체 표면의 습기 제거가 가능함을 확인하였고 case 1

의 경우 약 1 ps 이하의 레이저펄스를 가질 때 높은 전달자 온도가 나타남을 알 수 있었다.

(2) 상대적으로 높은 강도를 가진 레이저가 수 피코초 범위 내의 레이저펄스를 가지고 반도체 표면으로 입사하는 경우(case 2), 펄스가 증가하면 전달자 온도가 감소하고 점차 이중 피크 구조가 나타났다. 또한 펄스가 증가하면 전달자의 수밀도와 온도가 감소한 반면 격자 온도는 약 400 K 정도로 거의 변화가 없었다. 한편 case 3 의 경우, 레이저 강도가 감소할수록 전달자의 온도분포는 이중 피크 구조에서 단일 피크 구조로 전환되었다. 이러한 이중 피크 구조의 발생은 Auger 재결합과 레이저펄스가 전달자 온도 변화에 영향을 미치기 때문이다.

(3) 레이저펄스가 증가할수록 평형도달시간은 감소한다. 그러나 레이저 강도 약 10 mJ/cm² 보다 작은 영역에서는 레이저 강도가 증가할수록 비평형 유지시간이 급격히 증가하였다. 그러나 10 내지 20 mJ/cm² 근처 영역에서 평형도달시간의 최대 값이 존재하였으며 최대 값 이후 평형도달시간은 레이저 강도 증가에 따라 점차 감소하는 경향을 갖는다.

후 기

본 연구는 한국과학재단에서 지원하는 마이크로 열시스템 연구센터 연구사업에 의해 수행되었으며 또한 특정기초연구 (R01-1999-000250-0)의 부분적인 지원을 받았습니다.

참고문헌

- (1) Tien, C.L., Majumdar, A. and Gerner, F.M., 1998, *Micro-scale Energy Transport*, Taylor & Francis.
- (2) Tien, C.L., Jeong, S., Phinney, L.M., Fushinobu, K. and Bokor, J., 1996, "Surface Adhesion Reduction in Silicon Microstructures Using Femtosecond Laser Pulses," *Applied Physical Letter*, Vol. 68, No. 2, pp. 197~199.
- (3) Kuanr, A.V., Bansal, S.K. and Srivastava, G.P., 1996, "Laser Induced Damage in GaAs at 1.06 μm Wavelength: Surface Effects," *Optics and Laser Technology*, Vol. 28, No. 1, pp. 25~34.
- (4) Qiu, T.Q. and Tien, C.L., 1993, "Heat Transfer Mechanisms During Short-Pulse Laser Heating of Metals," *ASME Journal of Heat Transfer*, Vol. 115, pp. 835~841.
- (5) Meyer, J.R., Kruer, M.R. and Bartoli, F.J., 1980, "Optical Heating in Semiconductors: Laser Damage in Ge, Si, InSb and GaAs," *Journal of Applied Physics*, Vol. 51, No. 10, pp.5513~5522.
- (6) Fushinobu, K., Phinney, L.M., Kurosaki, Y. and Tien, C.L., 1999, "Optimization of Laser Parameters for Ultrashort-Pulse Laser Recovery of Stiction-Failed Microstructures," *Numerical Heat Transfer, Part A*, Vol. 36, pp. 345~357.
- (7) van Driel, H.M., 1987, "Kinetics of High-Density Plasmas Generated in Si by 1.06-and 0.53 μm Picosecond Laser Pulses," *Physical Review B*, Vol. 35, pp. 8166~8176.
- (8) Seeger, K., 1991, *Semiconductor Physics : An Introduction*, 5th edition, Springer, New York.
- (9) Pierret, R.F., 1983, *Advanced Semiconductor Fundamentals*, Modular Series on Solid State Device Volume 6, Addison-Wesley Publishing Company.
- (10) Agassi, D., 1984, "Phenomenological Model for Picosecond Pulse Laser Annealing of Semiconductors," *Journal of Applied Physics*, Vol. 55, pp. 4376~4383.
- (11) Qiu, T.Q. and Tien, C.L., 1993, "Femtosecond Laser Heating of Multi-Layer Metals - I. Analysis," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 37, No. 17, pp. 2789~2797.