

테라헤르츠 발광 반도체 다이오드의 열 저항에 대한 연구

유영훈, 김두철, 최치규

제주대학교 물리학과, 기초과학연구소, 제주 690-756

요 약

Green 함수를 이용하여 테라헤르츠 발광 다이오드 정적, 동적 액티브내의 열 흐름을 조사하였다. 전류가 공급되면 약 300 μ s이후에 온도 증가가 포화되는 것을 알 수 있었다. 또한 온도 분포가 공급되는 전류의 크기와 관계되며, 다이오드내 액티브의 위치에 관계되는 것을 알 수 있었다.

1. 서 론

최근 표면 발광 레이저(Vertical Surface Emitting Laser)가 에지 발광레이저 (edge emitting laser)에 비하여 여러 가지 장점을 가지고 있기 때문에 많은 연구가 진행되어 왔다[1-4]. 즉 표면 발광 레이저는 쪼개짐 (cleaving) 공정이 불필요하는 등 소자제작 공정이 간단하고, 웨이퍼상에서 테스트가 가능하고, 원형의 빛 출력이 가능하고, 발진문턱전류가 작고, 고 밀도 집적이 가능하며, 1차원 및 2차원 어레이 광원 제작이 가능하다는 장점이 있다.

또한 반도체 극미세 가공 기술의 비약적인 발전으로 에너지 밴드를 조절할 수 있게 되었고 이를 이용한 반도체 테라헤르츠 레이저에 대한 연구가 진행되고 있다[5,6]. 즉 테라헤르츠 레이저는 고해상도 레이다, 무선

근거리 통신망, 이동전화등에 이용할 수 있기 때문에 많은 연구가 진행되고 있다. 이러한 테라헤르츠 레이저는 아주 최근에 양자우물을 이용한 캐스케이드(cascade) 레이저가 개발되었고[7-9], 표면 발광 테라헤르츠 레이저에 대한 연구가 진행되고 있다[10,11].

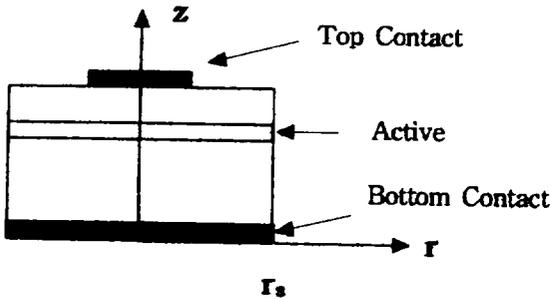
그러나 이러한 디바이스에서 빛을 발생시키는 효율은, 즉 전기 에너지를 빛 에너지로 전환시키는 효율은 디바이스내의 active 부분(전기 에너지를 빛 에너지로 전환시키는 부분)의 온도, 전자구속 및 저항에 의존한다. 특히 테라헤르츠 빛을 발생시키기 위해서는 양자우물의 부 준위간 전자 전이를 이용하여야 하며, 이 전자 전이는 온도에 매우 민감하게 의존하기 때문에 온도에 대한 정보를 정확히 아는 것이, 효율적으로 테라헤르츠 빛을 발생시키는데 매우 필요하다.

본 연구에서는 테라헤르츠 빛 발생 다

이오드내의 액티브 부분의 동적, 정적 온도 분포를 Green 함수를 이용하여 연구하였다.

2. 온도 분포 모델

본 연구에서 사용된 간단한 테라 헤르츠 발광 다이오드의 구조는 그림 1 과 같다.



1. 간단한 발광 다이오드의 구조

발광 다이오드 내의 열 흐름은 정적 열 전도 방정식에 의하여 주어진다[12].

$$\nabla \cdot [\lambda(T) \nabla T] = -g(r, z) \quad (1)$$

(1) 식에서 T 는 온도이고 λ 는 열전도도, $g(r, z)$ 는 위치에 따른 열 발생 소스이다. 경계 조건은 다음과 같이 주어진다.

1) 다이오드 톱 콘택(top-contact) 과 다이오드 옆면을 통한 열 흐름은 다이오드내의 열발생과 비교하여 무시 할 수 있다고 가정한다.

$$\frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=h} = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=r_l} = 0$$

2) 다이오드 구조가 $z=0$ 을 기준으로 대칭으로 생각한다.

$$\frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0$$

3) 다이오드 히트 싱크(heat sink) 는 주변 온도(T_A)와 같다고 가정한다.

$$T(z=0) = T_A$$

(1)식은 온도에 의존하는 열전도도($\lambda(T)$)를 포함하고 있기 때문에 비선형 방정식이다. GaAs 반도체의 경우 열 전도도는 (2)식과 같이 표현된다[13].

$$\lambda(T) = 47 \left(\frac{300}{T} \right)^{5/4}, \text{ W/mK} \quad (2)$$

Kirchhoff 전환을 이용하면 열전도도와 온도의 관계는 (3)식과 같이 주어진다.

$$\theta = T_A + \frac{1}{\lambda_A} \int_{T_A}^T \lambda(T) dT \quad (3)$$

여기서 λ_A 는 $\lambda_A = \lambda(T=T_A)$ 이다. (3)식을 이용하여 비 선형방정식 (1)을 다시 표현하면 (4)식과 같은 선형방정식으로 표현할 수 있다.

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \theta}{\partial r} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} = -\frac{g(r, z)}{\lambda_A} \quad (4)$$

그리고 실제 온도 T 와 θ 의 관계는 $T = T_A$

$\left(\frac{5T_A - \theta}{4T_A} \right)^{-4}$ 와 같다 (4)식과 경계조건을 이용하면 온도 분포의 해는 다음과 같이 주어진다.

$$\theta(r,z) = T_A + \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} A_{nm} J(L_n r) \sin(K_m z) \quad \beta = e/m_e k_b T \quad (8)$$

$$A_{nm} = \frac{4[\cos(K_m a) - \cos(K_m b)]}{r_s^2 h \lambda_A J_0^2(L_n r_s) K_m (K_m^2 + L_n^2)} \int_0^{r_s} g_A(r) J_0(L_n r) dr \quad (5)$$

여기서 J_0 는 베셀함수이고, $g_A(r)$ 은 액티브 내의 열 발생 소스, b, a 는 액티브의 위치이다. 그리고 h 는 다이오드의 높이, r_s 는 다이오드의 반지름,

$$K_m = \frac{(2m-1)\pi}{2h}, \quad m=1,2,3,\dots$$

이고, L_n 은 (6)식을 만족하는 해이다.

$$J_0(L_n r_s) = 0, \quad n=1,2,3,\dots \quad (6)$$

3. 열 소스, 전류 및 전압 분포

3-1 : 열 소스

액티브 내의 열 소스 $g(r,z)$ 는 액티브 영역의 두께가 전체 다이오드의 두께에 비하여 매우 작으므로 z 방향으로 균일하다고 가정한다. 이 경우 액티브내의 열 소스 $g(r,z)$ 는 (7)식과 같이 표현할 수 있다.

$$g(r,z) = \frac{j(r)U(r)(1-\eta)}{b-a} \equiv g_A, \quad \text{for } a < z < b \\ -0, \text{ elsewhere} \quad (7)$$

여기서 η 는 액티브 매질의 내부 양자효율이다. 그리고 $j(r), U(r)$ 은 각각 액티브 내의 전자밀도 분포 및 전압강하 분포이다. 이 분포들은 다이오드 구조에 의존한다. 그리고 $j(r)$ 과 $U(r)$ 의 관계는 $j(r) = j_s \exp(\beta U(r))$ 와 같다. j_s 는 p-n 접합부의 포화 전류이고 β 는

과 같이 주어지고, 여기서 e 는 전자의 전하량, k_b 는 볼츠만 상수, m_e 는 전류와 전압의 관계에 의해서 주어지는 값으로 보통 $m_e \approx 2$ 이다.

3-2 : 전류분포 및 전압

일반적으로 전류 분포는 다이오드에서 전류를 구속하는 구조에 따라 변화한다. 정확한 전류 분포는 셀프 콘지시트(self-consist) 방법에 의해서 결정된다. 그러나 이번 연구에서는 계산을 간단히 하기 위하여 전류 분포가 (9)식과 같다고 가정한다[14].

$$J(r) = J_0, \quad r < r_c \\ = j_0 \exp[-(r-r_c)/r_0], \quad r > r_c \quad (9)$$

여기서 r_c 는 전극의 반지름이고 r_0 는 전극 외 지역의 전류 분포를 결정하는 상수이다. 그리고 전압 분포는 위에서 언급한 것과 같이 (10)식과 같이 주어진다.

$$U(r) = \frac{1}{\beta} \ln \frac{j_0}{j_s}, \quad r < r_c \quad (10) \\ = \frac{1}{\beta} \left(\ln \frac{j_0}{j_s} - \frac{r-r_c}{r_0} \right), \quad r > r_c$$

4. 결과 및 논의

본 연구에서 사용한 다이오드의 변수는 표 1과 같다.

표 1. 다이오드의 매개변수

변 소	표 시	값	단 위
윗 전극의 반지름	r_c	25	μm
다이오드 반지름	r_s	100	μm
다이오드 밑면에서 액티브 아래 부분까지의 거리	a	95	μm
액티브 아래면에서 위면까지의 거리	b	97	μm
문턱 전류	j_{th}	5	kA/cm^2
thermal diffusivity	κ	0.27	m^2/s
내부 양자 효율	η	0.5	
열 전도도	λ_A	47	W/mK

4-1 : 정적 연구

그림 2는 r_0 에 따른 액티브 내의 전류 및 전압 분포이다.

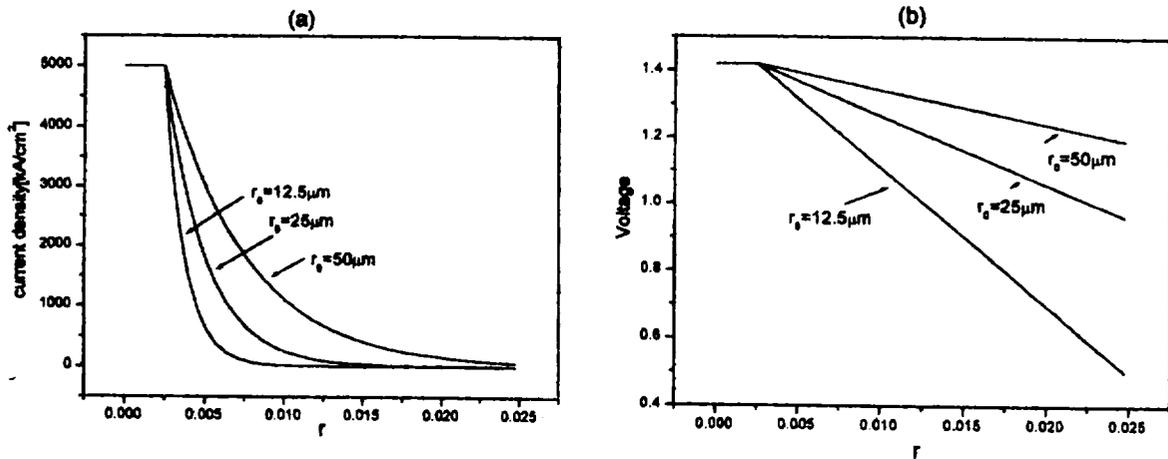


그림 2. 전류 분산 변수(r_0)에 따른 전류밀도 분포 및 전압강하 (a) 전류밀도 분포 (b) 전압강하 분포

r_0 에 따라 전류 분포가 달라지는 것을 그림 2(a)에서 볼 수 있다. r_0 값이 다르다는 의미는 구속전류를 만들어 주는 다이오드의 저항 값이 다르다는 것을 의미한다. 즉 전극 부위에서 다이오드 액티브로 전류를 공급할 때, 구속전류를 만들어주는 다이오드부분의 저항값이 상대적으로 작으면 전류가 퍼지는

정도가 작다. 즉 r_0 값이 작다는 것은 공급해주는 전류의 대부분이 액티브 내로 공급된다는 것을 의미한다. 이러한 경우 액티브의 중심부위가 액티브의 외각 쪽 보다 온도가 많이 증가 될 것을 예상할 수 있다. 반대로 r_0 값이 크면 전류가 액티브 내로 넓게 퍼져서 공급되기 때문에 공급되는 전류밀도가 상

대적으로 작으로 중심부와 외각부의 온도 증가 차이가 r_0 값이 작은 경우보다 작을 것을 예상할 수 있다. 그러나 공급되는 전류 밀도가 작기 때문에 광 에너지로 전환되는

도의 2배인 경우이다. 공급해주는 전류 밀도가 증가 할 수록 액티브의 중심부의 온도가 증가하는 것을 볼 수 있다. 또한 중심부위와 외각 부분의 온도차이가 커지는 것을 볼 수

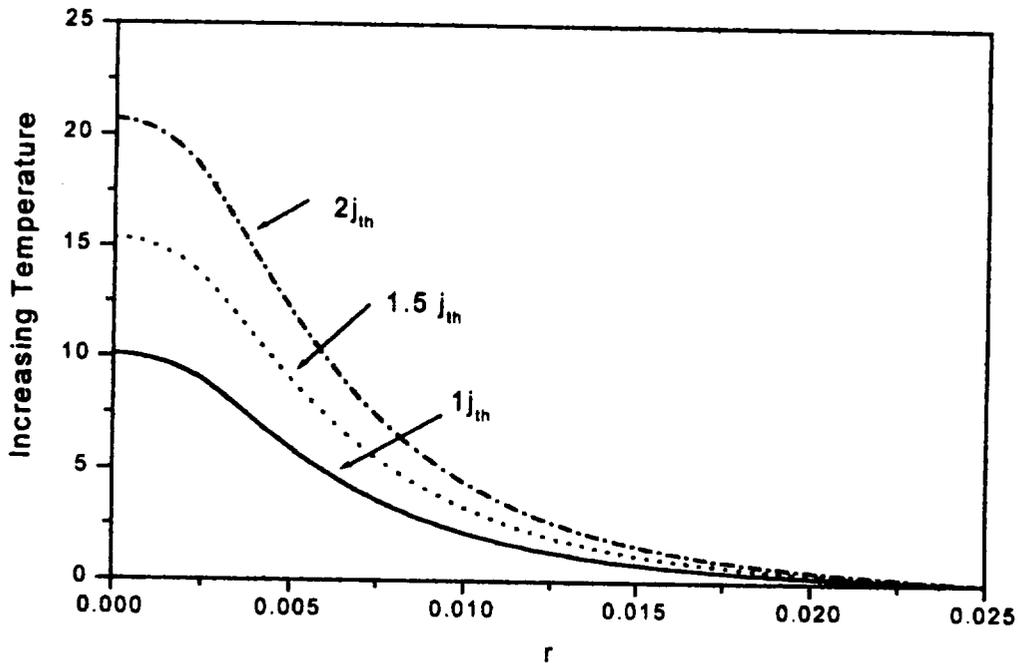


그림 3. 공급되는 전류 밀도에 따른 액티브내의 온도증가 분포

효율은 상대적으로 작을 것을 예상할 수 있다.

그림3은 다이오드에 공급해주는 총 전류에 따른 액티브 내의 증가한 온도분포이다.

그림 3에서 실선은 공급해 준 전류밀도가 문턱전류 밀도와 같은 경우이고, 점선은 문턱전류 밀도의 1.5배, 대쉬선은 문턱전류 밀

있다. 또한 총 전류 공급 양이 증가할수록 상대적으로 액티브 중심부로 구속되는 전류의 양이 많아져 액티브 중심부의 온도가 증가하는 것이다.

그림 4는 다이오드 내 액티브 위치에 따른 액티브 내의 온도분포이다. 인가되는 전류 밀도는 문턱 전압과 같고, r_0 는 $25\mu\text{m}$ 이다.

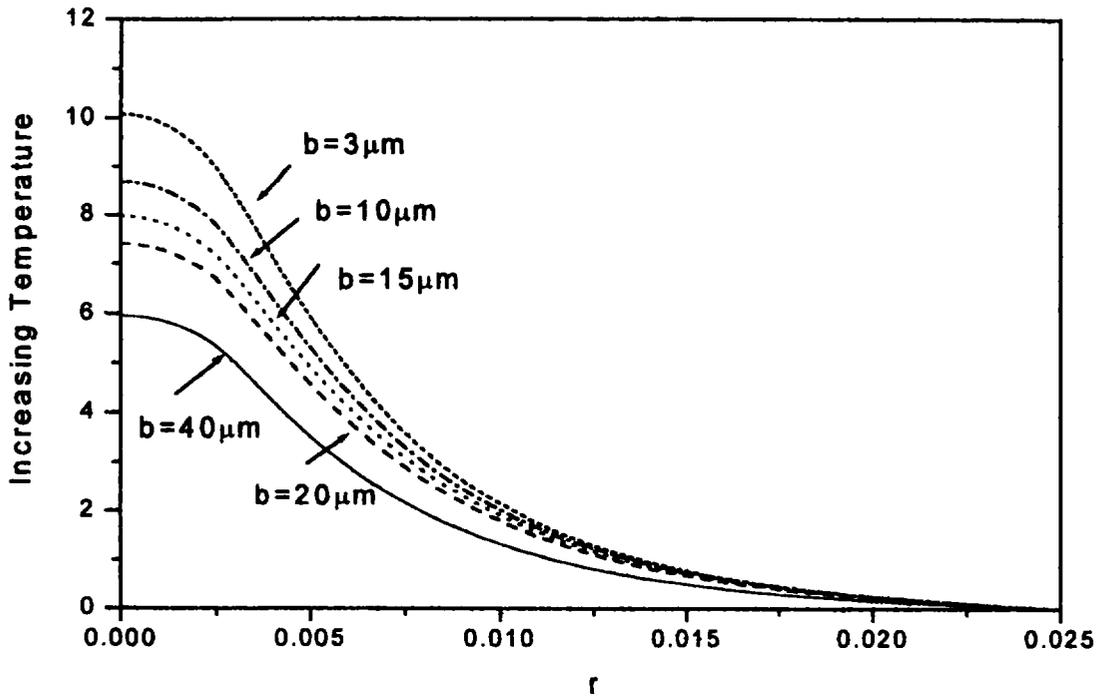


그림 4. 액티브 위치에 따른 액티브내의 온도증가 분포

그림 4에서 다이오드에서 액티브 위치에 따라 액티브 온도 증가가 달라지는 것을 볼 수 있다. 실선은 액티브가 위 전극에서 40 μm 떨어진 경우, 대쉬 도트선은 3 μm 떨어진 경우의 온도증가 분포이다. 위 전극에서 액티브가 멀어질수록 온도 증가가 감소하는 것을 볼 수 있다. 이는 위 전극에서 액티브까지 거리가 멀어질수록 저항 값이 증가하게 되어 액티브 내에 전달되는 전류값이 감소하는 것을 의미한다. 그러므로 전류 밀도가 작아져 온도 증가분이 감소하게 되는 것이다. 실제 디바이스에서 액티브가 공급해주는 전류를 빛으로 보다 효과적으로 전환시키기 위해서는 공급해주는 전류가 모두 액티브내

로 전달 되어야한다. 그러기 위해서는 되도록이면 액티브가 위쪽 전극에 가깝게 위치하는 것이 유리하다.

4-2 : 동적 연구

동적 연구를 위해 동적 열 전도 방정식과 kirchhoff 변환을 이용하면 (11)식을 얻을 수 있다.

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \theta}{\partial r} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} = \frac{1}{x} \frac{\partial \theta}{\partial t} - \frac{g(r,z)}{\lambda_A} \quad (11)$$

경계조건 1) -3)을 이용하면 (11)식의 해는 (12)식과 같이 주어진다.

$$\theta(r, z) - T_A + \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} A_{nm} J_0(L_n r) \sin(K_m z) [1 - \text{Exp}(-xt(K_m^2 + L_n^2))] \quad (12)$$

할 수 있다.

5. 결 론

$$A_{nm} = \frac{4[\cos(K_m a) - \cos(K_m b)]}{r_s^2 h \lambda_A J_0^2(L_n r_s) K_m (K_m^2 + L_n^2)} \int_0^{r_s} g_A(r) r J_0(L_n r) dr$$

Green 함수를 이용하여 테라헤르츠 발광

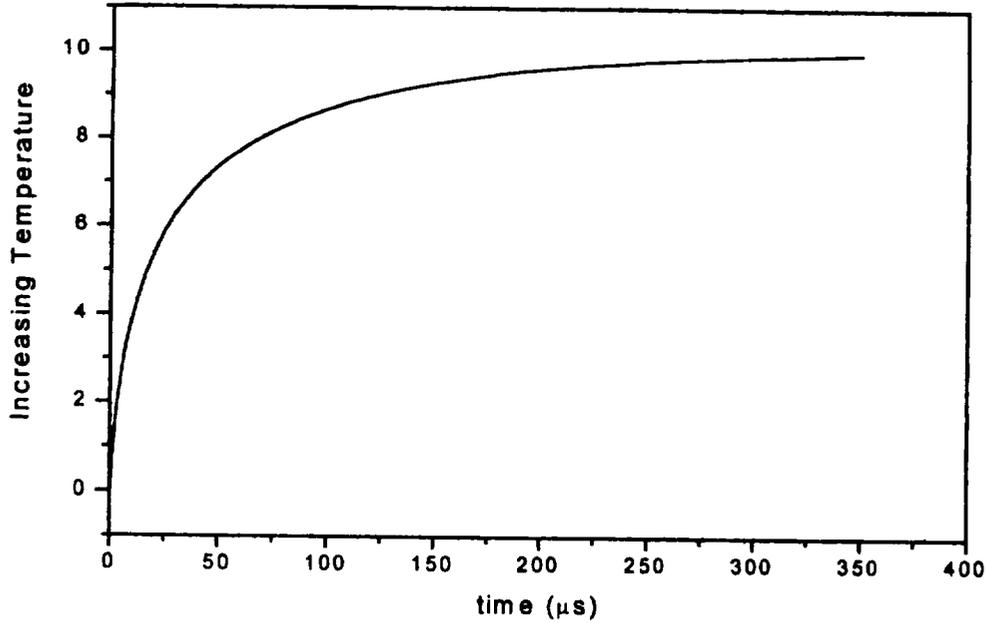


그림 5. 시간에 따른 액티브내의 온도증가

그림 5는 전류를 공급한 후 액티브내 중심부의 온도증가를 시간에 따라 변화하는 것을 계산한 결과이다. 인가되는 전류 밀도는 문턱 전압과 같고, r_0 는 $25\mu\text{m}$ 이다.

그림 5에서 알 수 있듯, 전류 공급 즉시 온도가 증가하다가 약 $300\mu\text{s}$ 후 온도증가가 포화되는 것을 알 수 있다. 이 계산 결과는 다이오드를 변조용으로 사용할 때, 즉 전류 공급을 on-off 할 때 효과적으로 다이오드를 이용하기 위한 변조시간을 결정하는데 이용

다이오드 정적, 동적 액티브내의 열 흐름을 조사하였다. 전류가 공급되면 약 $300\mu\text{s}$ 이후에 온도 증가가 포화되는 것을 알 수 있었다. 또한 온도 분포가 공급되는 전류의 크기와 관계되며, 다이오드내 액티브의 위치에 관계되는 것을 알 수 있었다. 또한 전류 공급이 증가하면 상대적으로 액티브 중심부로 공급되는 전류 양이 증가하여 상대적으로 중심부의 온도가 더 많이 증가된다.

참 고 문 헌

- [1] T. Tadokoro, H. Okamoto, Y. Kohama, T. Kawakami and T. Kurokawa, IEEE Photon. Technol. Lett., V4, pp409 (1992)
- [2] J. K. Kim, E. Hall, O. Sjolund, G. Almu-
neau and L. A. Coldren, Electron Lett. V35, pp1084 (1999)
- [3] D. G. Deppe, D. L. Hufflaker, T. Oh, H. Deng and Q. Deng, IEEE J. Selected Topics in QE, V3, pp893 (1997)
- [4] W. W. Bewley, C. L. Felix, I. Vurgftman, E. H. Aifer, J. R. Meyer, L. Goldberg, J. R. Lindle, D. H. Chow and E. Selvig, IEEE Photon. Technol. V10, pp660 (1998)
- [5] J. Faist, F. Capasso, D. L. Sivco, C. Sirtori, A. Y. Cho, Science 264, pp553 (1994)
- [6] P. Kinsler, P. Harrison, R. W. Kelsall, Phys. Rev. B58, pp4771 (1998)
- [7] C. Gmachl, F. Capasso, A. Tredicucci, S. N. George Chu and A. Y. Cho, Appl. Phys. Lett. V73, pp3830 (1998)
- [8] A. Muller, M. Beck, U. Oesterle, M. Heegems and J. Faist, Appl. Phys. Lett. V75, pp1509 (1999)
- [9] P. Harrison and R. W. Kelsall, J. Appl. Phys. V81, pp7135 (1997)
- [10] D. J. Paul, Physics World V13, pp27 (2000), Snu, Lu, Khrugin, Phys. Lett. V72, pp1481 (1998), T. Fromherz, E. Koppensteiner, M. Helm, G. Bauer and G. Abstretier, Phys. Rev. B15, pp15073 (1994)
- [11] D. J. Paul, Advanced Material V11, pp 191 (1999)
- [12] M. Necati Ozisik, 'Boundary Value Problems of Heat Conduction', International Textbook Co.(1968)
- [13] J. S. Blakemore, J. Appl. Phys., V138, pp.R123(1982)
- [14] Y-G. Zao and J. M. McInerney, IEEE J. QE31, pp1668 (1995)

Study on the Thermal Resistance of TeraHertz Light Emitting Diode

YoungHun Yu, DooChul Kim, Chikyu Choi

Abstract

A detailed analysis of the dynamic and static heat flow in a terahertz light emitting diode is carried out by Green function. The results show that the temperature rises very quickly in initial transient, and after $\sim 300\mu\text{m}$ it saturates. And the distribution of increasing temperature depends on the current density and location of active layer.