《연구논문》 Hankook Kwanghak Hoeji, Volume 14, Number 1, February 2003

개구 크기에 따른 테라헤르츠 표면 발광 반도체 레이저의 광손실에 대한 연구

유영훈†

제주대학교 물리학과, 기초과학연구소

㉮ 690-756 제주도 제주시 아라1동 1번지

(2002년 7월 8일 받음, 2002년 12월 5일 수정본 받음)

공진기 내에 유전체 개구를 채용하고, a-Si/SiO_2를 브라그 거울로 이용하고, 발진 파장이 38 μm인 표면 발광 테라헤르츠 레이저의 브라그 거울의 반사율을 계산하여 공진기 내 개구에 의한 회절 손실을 계산하였다. 공진기 내 개구의 크기, 위치, 두께 모두 회절 광 손실에 영향을 주는 것을 알 수 있었다. 개구의 크기가 발진 파장의 5배 이상이면 개구의 두께가 회절 손실에 미치는 영향이 미미하나, 개구의 크기가 발진 파장보다 작은 경우에는 개구의 두께가 회절 광 손실에 많은 영향을 주는 것을 알 수 있었다. 이러한 회절 손실을 줄이고 충분한 반사율을 얻기 위해서는 레이저 개구의 두께가 3nm 경우에 개구의 크기는 적어도 1 λ 이상이 되어야 함을 알 수 있었다.

주제어 : VCSEL, Semiconductor laser.

I. 서 론

테라헤르츠파 광원은 일반적으로 0.1-10THz 정도의 주파수를 가진 전자파를 발생하며 이는 파장으로 3~300 μm, 에너지로는 0.4-40 meV에 해당하는 영역이다.[1] 따라서 테라헤르츠파는 빛(Photon)과 기존의 전자파 영역 중간에 위치한다. 특히 물질과의 상호작용 시에는 전자기파와 광자의 성질을 모두 갖는다. 이러한 테라헤르츠파는 초격자 양자구조를 이용하여 발진 할 수 있다는 연구결과가 최근에 보고 되고있다.[2-4] 그리고 테라헤르츠파는 대역폭이 매우 크기 때문에 기존의 통신 방법보다 매우 유리하며, 비 파괴 방식으로 물성을 좀더 정확하게 조사할 수 있고, 인체나 세포를 조사하는 의학, 생물 분야에서 분석 장치로 그 유용성이 매우 큰 것으로 알려져 있으며 기존의 전자파 보다 파장이 짧아 작은 수신 장치가 가능해지므로 고해상도의 레이다에도 응용될 수 있다.[5-11] 그리고 반도체 기술의 비약적인 발전으로 표면발광 다이오드레이저(VCSEL)의 제작이 가능하게 되었다. 이것은 레이저 빛의 발산각도가 매우 작고, 발진 문턱전류 값이 매우 작으며, 2차원 어레이 제작이 용이하고, 제작과정에서 테스트가 가능하다는 장점이 있어 많이 연구되고 있다. 특히 2차원 배열이 가능하고 문턱전류가 작기 때문에 병렬 통신에 매우 유리하다는 강점도 가지고 있다. 특히 레이저 출력쪽에 유전체 개구을 채용하면 전류구속이 잘 되고 광 손실이 작아져 발진 문턱 전류를 매우 작게 할 수 있다.[12-16]

그러나 현재 유전체 개구를 채용한 테라헤르츠파 표면발광 다이오드레이저에 대한 이론적 실험적 연구는 매우 미미하다. 본 연구에서는 유전체 개구를 채용한 테라헤르츠파 표면발광 다이오드레이저 공진기 내에서 간단한 주기적인 렌즈 도파로 모델을 이용하여 발진 모드의 빔 크기를 구하고, 이를 이용하여 발진 모드의 회절 손실을 계산하여 발진 모드의 공진기 내에서의 광 손실을 계산하였다.

†E-mail: yyhyoung@cheju.cheju.ac.kr

II. 렌즈모델

그림 1은 원통형인 표면발광 다이오드 레이저의 간단한 그림이다. 액티브는 GaAs/AlGaAs 초격자 구조로 되어있고 공진기의 길이는 L이고, 유전체 개구를 제외한 공진기 내에는 굴절율이 n_1인 물질이 채워져 있고, 유전체 개구의 두께는 t, 반지름은 a이고, 이 영역은 굴절율이 $n_2(n_2>n_1)$인 물질로 되어있다. 그리고 반사경은 파장이 38 μm에 맞추어진 브라그 거울로 되어있고, 유전체 개구의 위치는 브라그 거울로부터 d만큼 떨어져 있다. 파장 38 μm는 GaAs/AlGaAs 의 가전자대의 무거운 홀과 가벼운 홀의 에너지 차에 의한 발진 파장이다.[17]

공진기 내에는 정상파가 형성되고 유전체 개구의 위치에 따라 유전체 개구에 의한 위상변화가 다르다. 즉 유전체 개구가 공진기 내 발진파장의 정상파의 마루에 있는 경우와 골에 있는 경우에 개구의 두께가 같더라도 실제 광학적 두께가 다른 효과를 주어 위상변화가 다르다.[18] 유전체 개구의 위치에 따른 위상변화는 마치 유전체 개구의 두께(t)가 다른 것과 같은 효과를 주어실제 개구의 두께는 $t_{eq}=\zeta t$와 같이 나타낼 수 있으며 ζ는 (1)식과 같이 표현된다.[18]

$$\zeta=1+[2\cos^2(\beta_2 d)-1]\frac{\sin(\beta_1 t)}{\beta_1 t} \quad (1)$$

여기서 β_1, β_2는 각각 유전물질 n_1, n_2인 곳에서의 종 파수, d는 정상파 마루에서 개구까지의 거리이다. 위치와 두께에 따른 ζ의 변화는 그림 2와 같다.

그림 2로부터 개구의 위치가 정상파의 골에서 마루로 이동하면 개구의 두께에 따라 ζ 크기가 0~2까지 변함을 알 수 있다. 즉 3 nm의 개구가 공진기내 정상파의 마루에 위치하면 실

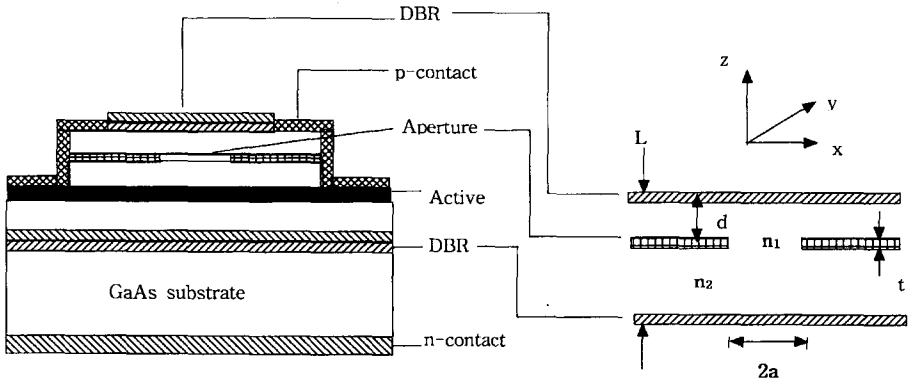

그림 1. 유전체 개구를 채용한 간단한 표면 발광 다이오드 레이저 도식도.

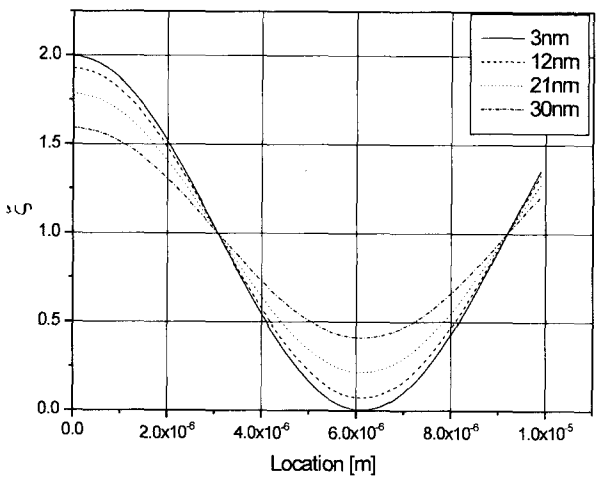

그림 2. 개구 위치와 두께에 따른 증대인자.

제 광학적 거리는 6 nm($t_{eq}=\zeta t$)와 같다.

개구의 위치, 두께에 따라 위상변화가 달라지는 것과 마찬가지로 개구의 모양이 균일하지 않다면 개구 내에서도 위상변화가 달라질 것을 예측 할 수 있다. 그러므로 개구의 반지름도 두께와 마찬가지로 $a_{eq}=\zeta a$와 같이 표시할 수 있다.

개구 내에서의 위상변화는 (2) 식과 같다.

$$\varphi(x,y)=\beta_0\Delta n(x,y)L \tag{2}$$

여기서 β_0는 자유 공간에서의 파수이고, $\Delta n(x,y)=n_1-n_2$이다. 그러므로 개구의 형태(계단 모양과 렌즈모양)에 따라 위상이 달라질 수 있다(그림 3).

반경이 a인 개구인 경우 모양에 따라 위상 변화는 (3)식과 같이 표현할 수 있다.[19]

$$\text{계단모양} : \phi(x,y)=\begin{cases}\beta_0\Delta nL, & r<a\\ 0, & r\geq a\end{cases}$$

$$\text{렌즈모양} : \phi(x,y)=\beta_0\Delta nL\,(r/a)^2 \tag{3}$$

(3) 식과 같이 개구의 모양과 그에 따른 위상 변화가 주어지면 일반적인 렌즈 도파로 모델에 의하여 공진기 내의 빔의 최소 반지름을 구할 수 있다.[20]

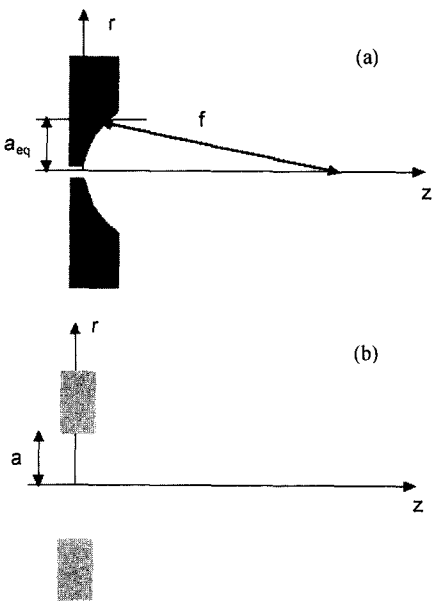

그림 3. 개구모양 (a) 렌즈모양의 개구, (b) 계단모양의 개구.

렌즈 모양의 개구를 채용한 공진기를 고려하면, 공진기 내에서 빛이 반복적으로 렌즈모양의 개구를 통하여 왕복 하게 되는데, 공진기 내 임의의 지점(z_1)으로부터 빛이 출발하여 단위 반복하는 경우를 고려하면 그림 4와 같이 나타낼 수 있다.[20]

이 경우 빛 전파 행렬은 (4)식과 같이 나타낼 수 있다.

$$T=\begin{vmatrix}1 & \frac{L}{2}+z_1\\ 0 & 1\end{vmatrix}\begin{vmatrix}1 & \frac{L}{2}-z_1\\ -\frac{1}{f} & \frac{\frac{L}{2}-z_1}{f}\end{vmatrix} \tag{4}$$

여기서 z_1은 빛이 출발하는 위치이고, L은 공진기 길이, f는 렌즈 모양 개구의 초점 거리로, $f=\frac{(n_2-n_1)}{n_2}\frac{1}{d_0}(d_0=\zeta t_{max}/2a_{eq}^2)$와 같이 주어진다.

빛이 거울로부터 출발하는 경우($z_1=0$), 빛 전파 ABCD법칙을 이용하면 빔의 최소크기 $\omega_0^2=(Lf)\left(1-\frac{L}{4f}\right)$와 같이 주어진다. f≫L인 경우에 ω_0^2는 (5) 식과 같이 주어진다.

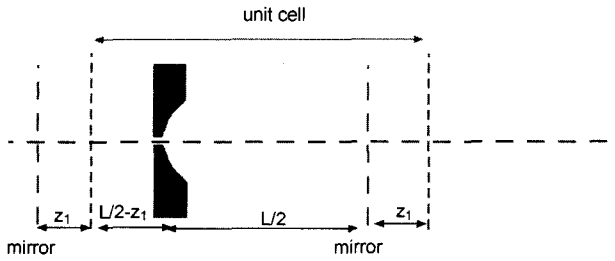

그림 4. 주기적 렌즈 도파로 모델. L: 공진기 길이, z_1: 빛이 출발하는 위치.

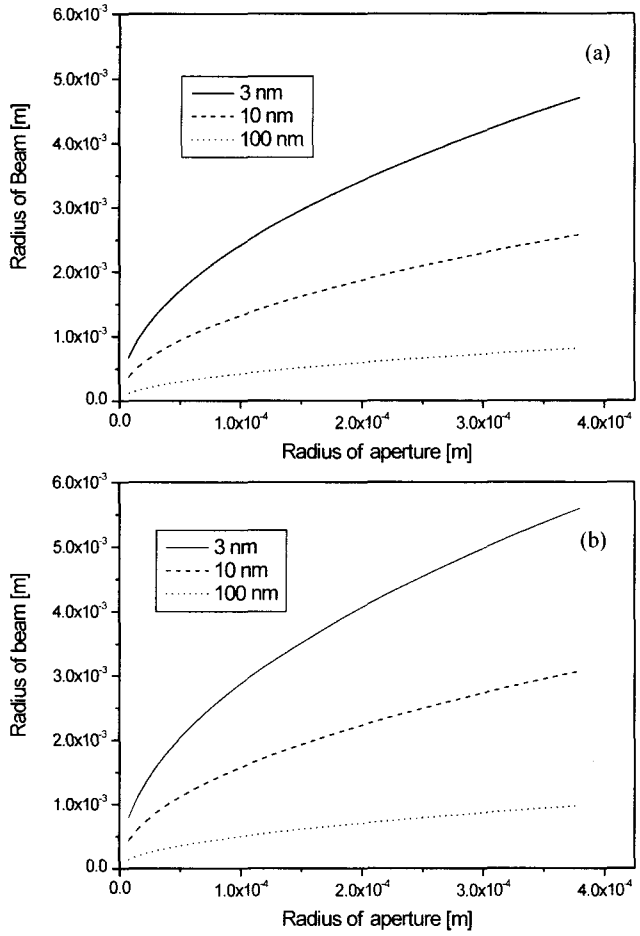

그림 5. 개구 모양과 두께에 따른 최소 빔의 크기 (a) 렌즈모양 개구 (b) 계단모양 개구.

$$\omega_0^2 \approx (Lf)^{1/2} = \frac{\lambda}{\pi n_2}\left(\frac{La_{eq}^2}{\zeta t}\frac{n_2}{n_2 - n_1}\right) \tag{5}$$

빔의 최소 크기가 물질의 굴절율차(n_2=3.4;a-Si, n_1=1.55; *AlO*), 개구 두께와 개구 위치에 반비례하고 공진기 길이와 개구 크기에 비례함을 알 수 있다. 렌즈 모양, 계단 모양의 개구는 각각 $a_{eq}=a/\sqrt{2}$, $a_{eq}=a$이다. 그림 5는 개구 모양에 따라, 개구가 공진기 내의 정상파 마루에 있을 때 개구의 두께와 개구의 크기에 따른 빔 크기의 변화를 보여 주고 있다.

그림 5(a), (b)는 각각 개구가 렌즈 모양,계단 모양인 경우이다. 개구의 크기와 두께에 따라 최소 빔의 크기가 다름을 알 수 있으며, 이로부터 개구 모양과 두께에 따라 회절 손실이 달라질 것을 예상할 수 있다.

III. 회절 한계영역에서의 반사율

공진기 내에 개구가 있는 경우 빔의 최소 크기를 알면 개구에 의한 회절 손실을 계산 할 수 있다. $z=0$인 지점에서의 빔 패턴이 $f(\rho)$로 알려져 있으면 임의 지점 z 에서의 빔의 패턴은 프레넬 변환에 의하여 다음과 같이 주어진다.[21]

$$T(z)f(\vec{\rho}) = \frac{k}{i2\pi z}\int d^2\rho' f(\vec{\rho}')\exp(ikz + ik|\vec{\rho} - \vec{\rho}'|^2/2z) \tag{6}$$

여기서 k는 $k = n_i\omega/c$로 주어지는 파 벡터이다.

그리고 $f(\rho)$를 공간 주파수로 표현하면 다음과 같이 주어진다.[22]

$$F(\vec{k_p}) = \int d^2\rho f(\vec{\rho})\exp(-i\vec{k_\rho}\cdot\vec{\rho}) \tag{7}$$

마찬가지로 프레즈넬 변환식도 공간 주파수로 표현하면 다음과 같이 주어진다.

$$T(z) = exp\left(ikz - i\frac{k_\rho^2 z}{2k}\right) \tag{8}$$

여기서 k_ρ는 횡(transverse)파 벡터의 퓨리에 변환이다.

반사율이 $r_h = r_0\exp(i\rho_0)$인 거울이 액티브로부터 $\lambda/2$ 만큼 떨어져 있는 경우를 고려해 보자. 여기서 r_0는 반사 계수이다. 이 경우 $z=0$인 지점에서 원래 입사파와 반사파를 계산하여 (9)식과 같은 적분을 시행하면 결합 계수(coupling coefficient)를 계산할 수 있고, $1-\kappa\kappa^*$로부터 반사에 의한 손실을 계산할 수 있다.

$$\kappa = \frac{\int d_\rho^2 f_R(\vec{\rho})f^*(\vec{\rho})}{d_\rho^2 f_R(\vec{\rho})f^*(\vec{\rho})} \tag{9}$$

여기서 $f_R(\vec{\rho})$는 반사빛의 패턴이다.

(9)식을 Parseval의 이론을 이용하여 공간 주파수에서 표현하면 (10)식과 같이 표현할 수 있다.[22]

$$\kappa = Ar_h\exp(ikz)\int d^2k_\rho\left|F(\vec{k_\rho})\right|^2\exp(-ik_\rho^2 z/2k)$$

$$A^{-1} = \int d^2k_\rho\left|F(\vec{k_\rho})\right|^2 \tag{10}$$

수직으로 입사하는 평면파의 경우 $\vec{k_\rho}=0$ 인 경우를 제외하고는 $F(\vec{k_\rho})=0$ 이다. 그리고 $r_h=1$인 경우 결합계수는 위상항($\exp(ikz)$)과 (11)식의 곱으로 쓸 수 있다.

$$\kappa_0(\chi) = \int d^2k_\rho\left|F(\vec{k_\rho})\right|^2\exp(-ik_\rho^2\chi/4\pi) \tag{11}$$

여기서 $\chi = \lambda z/n$이며, n은 빛이 진행하는 물질의 굴절율, λ는 자유 공간에서의 빛의 파장이다. 그러므로 반사에 의한 손실은 $1-\kappa\kappa^*$로부터 알 수 있다.

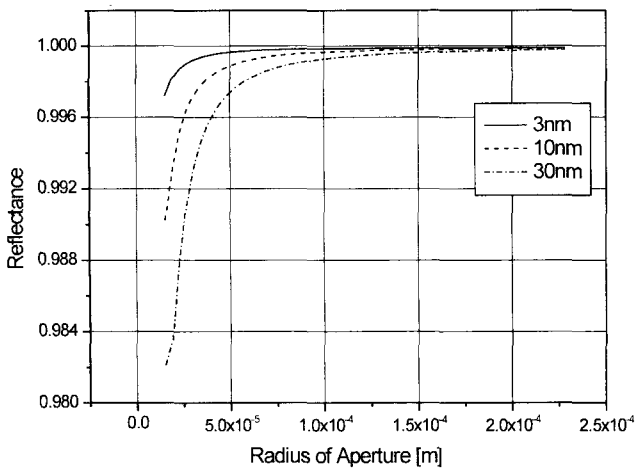

그림 6. 렌즈모양 개구에서 개구크기와 두께에 따른 TEM_{00} 모드의 반사율.

본 연구에서는 전기장의 모양이 Hermitte-Gaussian인 경우를 고려 하였고, 공진기 길이는 $\lambda_n(38\,\mu m/n_2)$, 액티브는 공진기 중심에 위치해 있고, 위층과 아래층의 브라그 거울은 10층의 a-Si/SiO_2로 이루어져있으며, 평면파가 입사하는 경우 반사율은 99.99%이다. TEM_{00} 모드의 전기장 형태는 (12)식과 같다.

$$E(x,y,z)=\mathrm{Exp}\left[\frac{x^2+y^2}{\omega_0^2}\right] \tag{12}$$

ω_0^2는 개구 크기가 주어졌을 때 (5) 식과 같이 주어지는 공진기 내의 빔의 최소 크기이다.

(11), (12)식과 렌즈모양의 개구를 이용하여 파장이 38 μm인 TEM_{00} 모드의 반사율을 계산 것이 그림6이다.

그림 6에서 나타낸 바와 같이 개구의 크기가 작으면 회절 손실에 의하여, 반사율이 현격히 줄어드는 것을 볼 수 있다. 개구의 크기가 발진파장(38 μm)보다 작은 경우에는 개구의 두께가 클수록 반사율이 현격히 줄어드는 것을 볼 수 있다. 이것은 그림 5에서 본 것과 같이 두께가 커지면 최소 빔의 크기가 작아져 회절 손실이 커지기 때문이다. 그러므로 개구의 두께와 크기에 상관없이 충분한 반사율을 얻기 위해서는 레이저의 개구 크기가 적어도 5 λ(~150 μm) 이상은 되어야 함을 알 수 있다. 그러나 개구의 두께가 3 nm인 경우에는 개구의 크기가 1 λ 이상이면 광손실을 매우 작게 할 수 있다. 이러한 결과는 GaAs/AlGaAs 구조의 DBR를 이용한 1 μm와 1.3 μm 표면 발광 레이저에서 개구의 크기에 따른 반사율의 변화와 매우 비슷한 결과이다.[23]

IV. 결 론

본 연구에서는 공진기 내에 유전체 개구를 채용하고, 발진파장이 38 μm이고, a-Si/SiO_2를 브라그 거울로 이용한 표면 발광 테라헤르츠 레이저의 브라그 거울의 반사율을 계산하여, 공진기 내의 개구에 의한 회절 광 손실을 계산하였다. 렌즈모양의 개구를 채용한 공진기에서 빛 전파법칙을 이용하여 브라그 거울의 반사율 변화를 계산해본 결과, 개구의 크기, 위치, 두께 모두 회절 손실에 영향을 주는 것을 알 수 있었다. 개구의 크기가 발진파장(38 μm)의 약 5배(150 μm)이상이면 개구의 두께가 회절 광 손실에 미치는 영향이 미미하나, 개구의 크기가 발진 파장보다 작은 경우에는 개구의 두께가 회절 손실에 많은 영향을 주는 것을 알 수 있었다. 표면 발광 레이저의 구조 특징상 레이저 발진 전류를 낮추기 위해서는 반사율이 매우 높아야 되나 레이저 개구 크기가 작으면 회절 손실이 매우 커서 원하는 반사율을 얻을 수 없다. 레이저 개구의 두께가 얇은 경우(3 nm)에는 개구의 크기가 1 λ 이상이면 회절에 의한 광 손실을 매우 작게 할 수 있다.

참고문헌

[1] R. Koler, Nature, vol. 417, pp. 156-159, 2002.
[2] J. R. Meyer, C. A. Hoffman, and F. J. Bartoli, *Appl. Phys. Lett.* vol. 67, pp. 757-759, 1995.
[3] C. Gmachi, F. Cappasso, A. Tredicucci, and A. Y. Cho, *Appl. Phys. Lett.* vol. 73, pp. 3830-3832, 1998.
[4] A. Muller, M. Beck, U. Oesterle, and J. Faist, *Appl. Phys. Lett.* vol. 75, pp. 1509-1511, 1999.
[5] M. C. Gaidus, H. M. Pickett, P. H. Siegel. C. D. Smith, and S. C. Martin, IEEE 6th International Conference on Terahertz Electronics Proceedings, pp. 13, 1998.
[6] Y. Takimoto, IEEE NTC'95-The Microwave Conference on Terahertz Electronics Proceedings, pp. 176. 1998.
[7] Q. Wu. Lu, T. D. Hewitt, and X-C Zhang, *Appl. Phys. Lett.* vol. 69, pp. 1026-1028, 1996.
[8] D. M. Mittleman, R. H. Jacobsen, and M. C. Nuss, *J. Sel. Top. Quantum Electron.* vol. 2, pp. 679-692, 1996.
[9] C. Collins, R. E. Miles, G. M. Pankhurst, and R. D. Pollard, IEEE 6th International Conference on Terahertz Electronics Proceedings, pp. 176, 1998.
[10] J. M. Chamberlain and R. E. Miles, *New Directions in Terahertz Technology* (Kluwer, Amsterdam, 1997).
[11] S. Hadjiloucas, *Measurement Science and Technology*, vol. 12 pp. 1606-1607, 2001.
[12] D. L. Huffaker, L. A. Graham, and D. G. Deppe, *IEEE Photon Technol. Lett.* vol. 8, pp. 596-597, 1988.
[13] K. Iga, F. Koyama, and S. Kinoshita, *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 24, pp. 1845-1855, 1998.
[14] K. L. Lear, A. Mark, K. D. Choquette, S. P. Kilcoyne, R. P. Schneider, and K. M. Geib, *Electron Lett.* vol. 32, pp. 457-459, 1996.
[15] U. Fiedler, G. Reiner, P. Schnitzer, and K.J. Ebeling, *IEEE Photon Technol.*, vol. 8, pp. 746-747, 1996.
[16] W. W. Bewley, C. L. Felix, I. Vurgftman, E. H. Aifer, J. R. Meyer, L. Goldberg, and D. H. Chow, *IEEE Photon Technol.* vol. 10, pp. 660-661, 1998.
[17] P. Harrison, R. W. Kelsall, K. Donovan, and P. Kinsler, *IEEE Transcation on Microwave Theory and Techniques*, vol. 48, pp. 645-652, 2000.
[18] S. W. Corzine, R. S. Geels, J. W. Scott, and L. A. Coldren, *J. Quantum Electron.* vol. 25, pp. 1513-1525, 1989.
[19] E. R. Hegblom, D. I. Babic, B. J. Thibeault, and L. A. Coldren, *Appl. Phys. Lett.* vol. 68, pp. 1757-1759, 1996.

[20] J. T. Verdeyen, *Laser Electronics, 3rd ed.* (Prentice Hall, New Jersey, 1995), Ch4-5.
[21] H. Haus, *Waves and Fields in Optoelectrics* (Englewood Cliffs, NJU, 1984.) K. Kojima and S. Yamaguchi, *Japan J. Appl. Phys.*, vol.14, pp. 1799-1805, 1975.
[22] J. W. Goodman, *Introduction to Fourier Optics*, (McGraw Hill, 1968).
[23] D. G. Deppe, D. L. Huffaker, H. Deng, T. H. Oh, H. Deng and Q. Deng, *J. Sel. Top. Quantum Electron.* vol. 3, pp 893-904, 1997.

Estimation of optical losses in dielectric apertured terahertz vertical cavity lasers

YoungHun Yu†
Department of Physics, Cheju National University, Cheju 690-756, KOREA
†E-mail: yyhyoung@cheju.cheju.ac.kr

(Received July 8, 2002, Revised manuscript December 5, 2002)

Dielectric apertures in vertical cavity laser have been used for improved device performance. Numerical analysis is used to estimate the optical losses as the aperture diameter is reduced. The optical losses depend on the aperture size, thickness and location. The optical loss strongly depend on the aperture size and thickness when the aperture size is similar or smaller than the emitted wavelength. The optical loss is negligible and not depend on the aperture thickness when the aperture size is larger than 5 times emitted wavelength.

Classification Code : LO.080.