

## 광폭 다이오우드 레이저의 주입-잠금에 대한 Fabry-Perot 모델\*

권진혁 · 박기수 · 남병호

영남대학교 물리학과

(1994년 1월 10일 받음)

Fabry-Perot 모델을 사용하여 광폭 다이오우드 레이저(broad-area diode laser; BLD)에 대한 주입-잠금을 분석하였다. 일반적인 단일띠 다이오우드 레이저의 경우와 다르게, 주입되는 광을 약간 경사지게 하는 BLD의 경우는 BLD가 하나의 포화 이득 증폭기로서 동작한다고 볼 수 있으며, BLD의 양면에서의 다중 반사에 의한 중첩으로써 출력된 광을 해석할 수 있다. 1차원 Gaussian 광의 중첩에 의한 근거리와 먼 거리 분포를 구하였다. 또한, 입사 광의 주파수가 변화될 때 출력 광의 각도 변화를 계산하여 대역폭 약 120 GHz에 0.022도/GHz 혹은 10.37도/nm의 값을 얻었다.

### I. 서 론

반도체 레이저는 최근 MOCVD(metalorganic chemical vapor deposition), MBE(molecular beam epitaxy) 등의 결정성장기술의 발전과 반도체 레이저의 내부 구조의 개선을 통하여 점차 출력이 증가하여 왔다.<sup>[1]</sup> 단일띠 다이오우드 레이저의 경우 열효과에 기인하는 출력 면의 파괴로 인하여 약 100 mW가 한계로 알려지고 있으며, 이것을 극복하기 위하여 단일띠 다이오우드 레이저를 약 10  $\mu\text{m}$  간격으로 나란히 배열하여 상호 결합에 의하여 가간섭적인 고풍출력을 얻는 방법(laser diode array; LDA)과 발진 영역의 폭을 넓게하여 출력을 향상하고자 하는 광폭 다이오우드 레이저(broad-area diode laser; BLD)를 개발하여 왔다. LDA의 경우, 이웃한 발진 띠 사이의 위상이  $\pi$ 가 되어 먼거리분포(far-field distribution)는 두 개의 광이 형성되며, BLD의 경우 넓은 발진 영역 속에서 증폭율의 불규칙한 분포나 필라멘트 현상 등에 의하여 근거리 분포와 먼거리 분포가 모두 불규칙하며 회절 한계(diffraction-limit)를 훨씬 상회하는 불량한 광의 분포를 보이게 된다. 이러한 공간 분포의 불량화 뿐 아니라, 다중 모드 발진으로 인하여 스펙트럼 분포도 좋지 않다. 따라서, LDA나 BLD는 단순히 출력이 높다는 장점을 제외하고는 레이저 광의 장점을 결여하고 있다.

이러한 문제를 해결하여 높은 출력과 우수한 광의

특성을 함께 지닌 다이오우드 레이저 광을 얻기 위하여 주입-잠금 방법이 흔히 사용되어 지고 있다. 주입-잠금(injection-locking)은 단일 종 모우드로 발진하는 안정화된 하나의 주 발진기(master laser; ML)에 하나 혹은 여러 개의 자유 동작 상태의 종 레이저(slave laser; SL)를 위상 동기 시키는 방법을 의미한다. 주입-잠금의 기술은 전기적 발진기(oscillator)에 대해서 Van der Pol, Adler에 의해서 일찍이 시작되었고,<sup>[2]</sup> 극초단파 발진기(microwave oscillator)의 주입-잠금은 Kurokawa에 의해서 보고된바 있다.<sup>[3]</sup> 한편, 레이저에서의 주입-잠금은 Stover와 Steier가 He-Ne 레이저를 이용하여 수행하였으며,<sup>[4]</sup> Buczek 등에 의해서 CO<sub>2</sub> 레이저를 사용하여 수행한 실험 결과가 보고되었다.<sup>[5]</sup> 반도체 레이저에서의 주입-잠금은 고속 디지털 광통신(high speed digital fiber transmission)이나 장래에 사용되어질 coherent transmission system, 또한 가간섭적 고풍출력 반도체 레이저 시스템에 이용될 수 있다는 점에서 최근 들어 관심을 끌고 있는 분야 중의 하나이다.<sup>[6,7]</sup>

단일 종모우드로 동작하는 안정된 주 레이저(master laser; ML)의 광의 일부를 종 레이저(slave laser; SL) 역할을 하는 LDA나 BLD에 주입함으로써 SL의 스펙트럼과 먼거리 분포를 개선하여 단일 종모우드와 회절 한계에 접근하는 먼거리 분포를 얻는 것이 가능하다. 이득 유도(gain-guided) LDA의 경우 이웃한 발진 띠 사이 부분의 굴절율이 활성 영역의 것과 거의 동일하여 주입된 광이 이웃한 발진 띠를 쉽게 통과할 수 있으므로 주입-잠금에 있어서 LDA나 BLD는 비슷한 모델로 이해할 수

\* 본 연구는 1992년도 학술진흥재단의 지방대학 육성자금에 의하여 실행되었음.

있다.

주입된 광의 영향 아래서 LDA의 특성 변화는 array supermode의 중첩이나<sup>[8]</sup>, 반대 진행 평면파,<sup>[9,10]</sup> 혹은 self-consistent 수치해석 등의 방법<sup>[9,11]</sup>으로 설명되어져 왔다. G.L. Abbas 등의 측정에 의하면 BLD가 주입-잠금되었을 때, locked-oscillator보다는 포화 증폭기(saturated amplifier) 기능을 한다는 것이 보고되었다.<sup>[12]</sup> 특히, LDA나 BLD를 주입-잠금할 때 흔히 출력 면에 수직인 방향에서 약간의 경사각을 가지고 ML광을 주입하는 것이 일반적이 방법이므로 이러한 경우에는 포화 증폭기로 해석하는 것이 더 정확할 수가 있다.<sup>[12,13]</sup> 본 연구에서는 Fabry-Perot 모델을 사용하여 강한 주입의 경우에 유효한 해석을 시도하였다. Abbas 등은 단순한 Gaussian 광의 중첩을 사용하였으며, BLD의 가장자리에서 Gaussian 광이 잘려나가는 현상을 고려하지 못하였다. 그러나 실제로는 주입된 광이 BLD의 앞 뒷면 사이에서 왕복할 때, 발산도는 상당히 커서 상당한 부분이 잘려나가는 것을 알 수 있다. 이러한 현상은 근거리 분포와 먼거리 분포에 영향을 미치게 되며, 파장 변화에 따른 위치 변화에도 영향을 끼치게 된다. 본 연구에서는 BLD내부에서의 진폭 분포를 정확하게 고려하고, 회절적분법(diffraction integral)을 사용하여 정확한 먼거리 분포를 얻고자 하였다.

## II. 이 론

### 1. 타원 Gaussian 광의 진행

일반적으로 레이저 광의 전파를 기술할 때는 대부분 원형의 Gaussian 광을 가정한다. 즉,

$$E_{m,n} = E_0 \exp\left[-\frac{x^2 + y^2}{w^2(z)}\right] \quad (1)$$

여기서,  $r^2 = x^2 + y^2$ 가  $w^2(z)$ 와 같아지면, 진폭 세기가  $e^{-1}$ 로 떨어지고 이것을 광의 반경이라고 한다.

만약,  $x$  방향과  $y$  방향으로 광의 반경이 다르면, 타원이 되며 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$E_{m,n} = E_0 \exp\left[-\frac{x^2}{w_x^2} - \frac{y^2}{w_y^2}\right] \quad (2)$$

여기서,  $x$  방향과  $y$  방향의 광 반경은 다르다. 이러한 광을 타원 Gaussian 광이라고 한다. 이 광이 균일한 매질을 통과할 때의 전파 방정식은

$$E(x, y, z) = E_0 \frac{\sqrt{w_{0x}w_{0y}}}{\sqrt{w_x(z)w_y(z)}} \exp\{-i[kz - \eta(z)]$$

$$-x^2\left(\frac{1}{w_x^2(z)} + \frac{ik}{2R_x(z)}\right) - y^2\left(\frac{1}{w_y^2(z)} + \frac{ik}{2R_y(z)}\right)\} \quad (3)$$

가 된다.<sup>[14]</sup> 여기서  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ 이며,  $w_{0x}$ 와  $w_{0y}$ 는 광 허리 (beam waist)에서의 광반경(spot radius)이다. 또한,

$$w_x^2(z) = w_{0x}^2 \left[1 + \left(\frac{\lambda(z-z_x)}{\pi w_{0x}^2 n}\right)^2\right] \quad (4a)$$

$$R_x(z) = z \left[1 + \left(\frac{\pi w_{0x}^2 n}{\lambda(z-z_x)}\right)^2\right] \quad (4b)$$

$$\eta(z) = \frac{1}{2} \tan^{-1}\left(\frac{\lambda(z-z_x)}{\pi w_{0x}^2 n}\right) + \frac{1}{2} \tan^{-1}\left(\frac{\lambda(z-z_y)}{\pi w_{0y}^2 n}\right) \quad (4c)$$

의 관계가 주어진다. 여기서  $n$ 은 굴절율이며,  $z_x$ 와  $z_y$ 는 각각  $x$ - $z$ 와  $y$ - $z$ 면의 광 허리의 위치이다.  $y$ 방향의 표현도  $x$ 를  $y$ 와 치환하면 동일하다. 이 결과를 보면, 원형 Gaussian 광의 성질들이 각각  $x$ - $z$ ,  $y$ - $z$ 면에서의 타원 Gaussian 광과 일치한다는 것을 알 수 있다. 즉, 타원 Gaussian 광은 서로 독립적인 2개의 광이 진행하는 것으로 해석할 수 있으며,  $x$  혹은  $y$  방향의 광 허리의 위치 또한 일치할 필요는 없다.

보통, LDA나 BLD의 활성 영역(active region)의 크기는 높이  $1 \mu\text{m}$ , 폭  $100 \mu\text{m}$ , 길이  $200 \sim 300 \mu\text{m}$  정도이므로 주입-잠금의 입사 광의 모양을 타원으로 정형하고 장축의 방향을 LDA의 폭 방향과 일치시킨다. 이렇게 함으로써 결합 효율(coupling efficiency)을 높일 수 있고 활성 영역 내에서의 광발산도(beam divergence)를 축소할 수 있다. 특히, LDA나 BLD의 구조에 있어서 높이 방향으로의 상하에 굴절율 층(refractive index barrier)이 형성되어 있어서 광 구속(beam confinement)이 강하게 일어나는 반면에, 폭 방향으로의 균일하여 광의 진행이 자유롭다. 따라서, 비록, LDA나 BLD의 출력 면에 입사하는 ML광이 타원형이어도 일단 활성 영역 안으로 굴절해 들어가면 폭 방향만으로 진행이 가능하므로 타원 Gaussian 광에서 1차원 Gaussian 광으로 된다. 따라서 출력광의  $y$  방향 회절각은 활성 영역의 두께에 의하여 결정되며 모두 동일하다. 1차원 Gaussian 광은 앞의 식에서  $y=0$ ,  $w_{0y}=w_y(z)$ 로 놓으면 된다. 그리고  $z_x=0$ ,  $w_0=w_{0x}$ ,  $w(z)=w_x(z)$ ,  $R(z)=R_x(z)$ 로 두면

$$E(x, z) = E_0 \sqrt{\frac{w_0}{w(z)}} \exp\left\{-i[kz - \eta(z)] - x^2\left[\frac{1}{w^2(z)} + \frac{ik}{2R(z)}\right]\right\} \quad (5)$$

여기서,

$$w^2(z) = w_0^2 \left[ 1 + \left( \frac{z}{z_0} \right)^2 \right] \quad (6a)$$

$$\eta(z) = \frac{1}{2} \tan^{-1} \left( \frac{z}{z_0} \right) \quad (6b)$$

$$R(z) = z \left[ 1 + \left( \frac{z_0}{z} \right)^2 \right] \quad (6c)$$

$$z_0 = \frac{mw_0^2 n}{\lambda} \quad (6d)$$

이다. 좌표의 기준점은 그림 1에 나타나 있듯이 주입되는 방향의 활성영역의 가장자리가  $x=0$ 이며, 활성 영역의 바깥 수직 방향이  $z$  축이다.

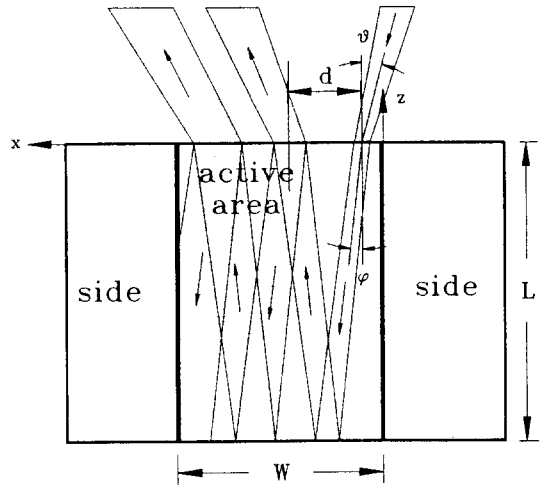


그림 1. 광폭 다이오우드 레이저의 주입-잠금에 대한 Fabry-Perot 모델.

2. BLD 주입-잠금의 모델화

바로 앞에서 타원 Gaussian 광과 1-차원 Gaussian 광의 전파에 대하여 정리하였다. 여기서는 앞의 결과를 응용하여 LDA 혹은 BLD의 주입-잠금의 수학적 모델을 찾아본다.

G.R. Abbas는 BLD의 앞 뒷면에서 반사되면서 옆으로 일정한 간격으로 떨어진 여러 개의 Gaussian 광의 중첩에 의하여 먼 거리 모양을 구하였다. 즉, 전체 전기장은

$$E_T = \sum_{i=1}^N E_i(x, z) \quad (7)$$

으로 주어진다. 여기서  $E_i$ 는 개개의 1차원 Gaussian 광의 먼 거리 모양이다.

본 연구에서는 개개의 Gaussian 광의 중첩을 사용하지 않고, BLD의 출력 면에서의 진폭과 위상 분포를 구하여 그것으로부터 Fraunhofer diffraction을 얻어낸 다음 개개의 광에 대하여 중첩하였다. 이렇게 함으로써, 활성 영역의 가장자리에서 잘리는 부분을 정확하게 도입할 수 있어서 정밀한 해석이 가능하게 된다.

그림 1에서, 활성 영역의 폭을  $W$ , 길이를  $L$ 이라고 하면, 활성 영역내의 광의 일회 왕복거리  $L_p$ 는  $2L \tan \phi$ 가 된다.  $\theta$ 는 입사각,  $\phi$ 는 굴절각이며  $\sin \theta = n \sin \phi$ 의 관계이다. 그리고 이웃한 출력광 사이의 거리는  $d = L_p \sin \theta / n$ 이다.  $m$ 번째 출력 광을  $E_m$ 이라고 하면,

$$E_m(x, z) = E_0 \sqrt{\frac{w_0}{w_m(z_a)}} \times$$

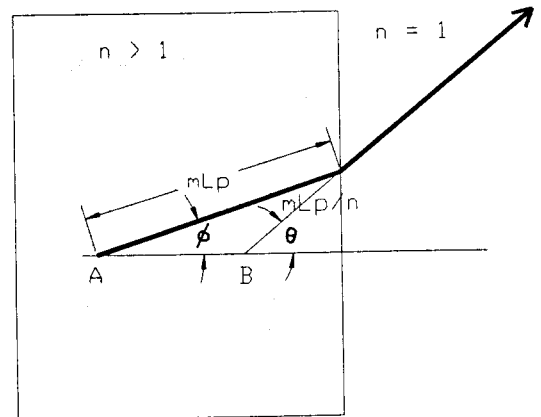


그림 2. 굴절율  $n > 1$ 인 매질 내에서의  $n = 1$  매질로의 광의 전파.

$$\exp \left\{ -i(kz_p - \eta(z_a)) - (x - x_{m0})^2 \left[ \frac{1}{w^2(z_a)} + \frac{ik}{2R(z_a)} \right] \right\} \quad (8)$$

라고 쓸 수 있다. 여기서  $x_{m0}$ 는  $m$ 번째 출력광의 중심의  $x$ 좌표이며  $md$ 로 주어진다. 그림 2에 나타난 바와 같이 굴절율  $n > 1$ 인 매질 내에서 Gaussian 광이 진행할 때, 발산하는 광의 발산도는 줄어들고, 위상 전파 거리(phase propagation length)는 늘어난다.  $m$ 번째 광은 굴절율  $n$ 인 매질 내에서 기하학적인 거리  $mL_p$ 를 진행한다. 그러나 발산도는  $\frac{mL_p}{n}$  만큼 진행한 효과를 갖게 되고 위상은

$nmL_p$ 를 진행한 효과가 있다. BLD를 나와서 자유공간을 진행한 거리를  $z$ 라고 하면, 진폭 전파거리(amplitude propagation length)  $z_a$ 는

$$z_a = \frac{mL_p}{n} + z \quad (9)$$

이 된다. 따라서,

$$z_p = nmL_p + z \quad (10)$$

이 된다. 따라서,

$$w^2(z) = w_0^2 \left[ 1 + \left( \frac{z_a}{z_0} \right)^2 \right] \quad (11a)$$

$$\eta(z) = \frac{1}{2} \tan^{-1} \left( \frac{z_a}{z_0} \right) \quad (11b)$$

$$R(z) = z \left[ 1 + \left( \frac{z_0}{z_a} \right)^2 \right] \quad (11c)$$

$$z_0 = \frac{mw_0^2 n}{\lambda} \quad (11d)$$

이다. 다만, 위상 변화는  $kz_p$ 로 주어진다.

식 (8)은 Gaussian 광 분포를 나타내지만, 실제로는 주입된 광이 활성 영역 내에서 왕복하면서 광 반경이 커져서 BLD의 활성 영역의 폭보다 커지는 경우가 발생한다. 따라서 회절 적분에서 활성 영역 밖으로 나가는 부분은 제거된다. 특히, GaAs의 경우 전자 이동도가 매우 커서 이득이 없는 영역으로 광파가 들어갈 때 흡수 계수는 약  $7.8 \times 10^3 \text{ cm}^{-1}$ 로서 흡수 깊이(skin depth)는 약  $1.3 \mu\text{m}$ 으로서 거의 파장 근처의 크기이다. 즉, 활성 영역의 앞 뒤 면 사이를 왕복하면서 활성 영역을 벗어나면 파장 정도의 흡수 깊이를 지나는 감쇄를 하게 된다. 따라서 활성 영역 밖에서의 진폭 세기를 영으로 두어도 무방하다.

출력 면에서  $m$ 번째 광의 진폭 분포를  $E_m$ 이라고 하면, 이것의 먼 거리 분포는

$$U_m(\alpha) = \int_0^W E_m \exp(ikr) dx \\ = \int_0^W E_m \exp(ikr_0) \exp(-ikx \sin \alpha) dx \quad (12)$$

가 된다. 여기서  $r_0$ 는 기준 거리,  $\alpha$ 는  $z$ 축으로부터의 각도,  $x$ 는 BLD의 앞 면에서 폭 방향의 거리이다. 적분 영역을 0에서  $W$ 로 제한하여 활성 영역을 벗어나서 흡수되는 부분을 제거하였다.

전체 먼 거리 분포는

$$U_T(\alpha) = \sum_{m=0}^{m=N} U_m(\alpha) \quad (13)$$

이며 강도 분포는

$$I_T(\alpha) = |U_T(\alpha)|^2 \quad (14)$$

가 된다. 여기서 출력 광의 개수  $N$ 은 입사 각도에 의해 결정되며  $W/d$ 의 정수값에 해당한다.

### III. 포화 이득 증폭기에 대한 Fabry-Perot 모델의 수치 해석

식 (8)에서 (14)를 사용하여 수치 해석을 하였다. 활성 영역은 포화 증폭기로서 동작한다고 가정하였으며 따라서 출력 면에서의 최고 세기가 동일하다고 보았다. 입사광파가 표면에서 반사한 광의 세기는 증폭된 광의 세기에 비교해서 무시할 만큼 작다고 보고 고려하지 않았다. 입사광은 BLD의 출력 면에 집중되어 여기에 광 허리가 있는 것으로 가정하였다. 활성 영역의 크기는 폭  $W = 100 \mu\text{m}$ , 길이는  $L = 300 \mu\text{m}$ 로 주었으며 입사 광의 중심 파장은  $800 \text{ nm}$ , 입사 광은 활성 영역의 가장자리에서  $2w_0$ 의 위치에 입사하는 것으로 지정하였다. 변화 시킨 인자는 입사각, 입사 광의 광 허리  $w_0$ , 그리고 파장이다.

그림 3은  $w_0 = 5 \mu\text{m}$ 의 광이 입사각 5도로 들어왔을 때, 6개의 Gaussian 광이 출력면에서 서로 간섭하여 형성하는 근거리 분포를 나타낸다.

그림 4(a)에서 그림 4(d)는  $w_0$ 가  $5 \mu\text{m}$ 일 때, 입사각에 따른 먼 거리에서의 강도 분포를 보여준다. 입사각이 2도이면 출력 광의 수는  $N = 15$ 이며, 15도이면  $N = 2$ 가

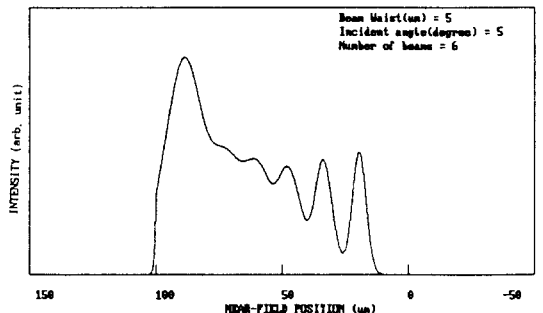


그림 3.  $w_0 = 5 \mu\text{m}$ , 입사각 5도에 대한 6개의 출력빔의 합성에 의한 근거리 모양.

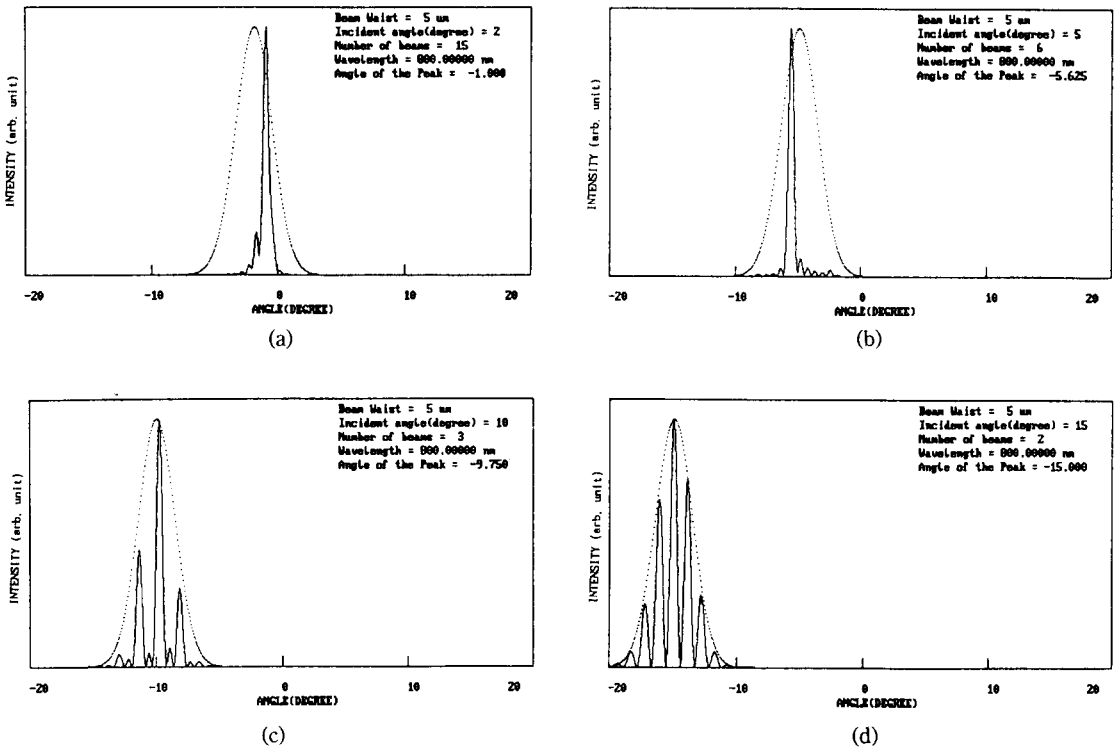


그림 4. 입사각에 따른 합성빔의 먼거리 회절 모양( $\omega_0=5 \mu\text{m}$ ,  $\lambda=800 \text{ nm}$ ), 점선은 단일 빔의 먼거리 회절 모양. (a) 입사각 2도,  $N=15$ , (b) 입사각 5도,  $N=6$ , (c) 입사각 10도,  $N=3$ , (d) 입사각 15도,  $N=2$ .

된다.  $N=5$  이상이면 먼거리 분포는 각도폭이 좁은 하나의 최고치를 형성하여 폭  $W$ 의 개구의 회절 한계에 접근함을 알 수 있다. 그림 4(d)에서 보듯이  $N=2$ 이면 단순한 2개의 광파의 간섭 무늬를 보여준다. 점선은 단일 광의 먼거리 분포를 보여준다. 여러 개의 광파의 간섭의 결과 최대 값이 나타나는 위치는 반드시 단일광파의 중심에 일치하지는 않는다. 그림 4(c)에 보듯이 ( $N=3$ ) 광파의 수가 줄어들면, 즉 이웃한 광 사이의 거리  $d$ 가 증가하면, 먼거리 진폭 분포의 각도폭도 커지지만 두번째 최고치(secondary peak)가 상당히 커지는 것을 볼 수 있다. 이는 Abbas의 측정 결과에서도 나타나는 현상이며 동시에 포화 이득 Fabry-Perot 모델이 타당하다는 증거로 볼 수 있다. 입사광의 광허리 크기를  $3 \mu\text{m}$ 에서  $10 \mu\text{m}$ 까지 변화시켜 보았으며 광허리 크기의 차이에 기인하는 차이가 있을 뿐 기본적인 성격은 거의 동일하였다.

그림 5는 주입광의 주파수 변화에 따른 최고치 각도의 변화를 나타낸 것이다. 먼거리 모양은 거의 형태를 그대로 유지하면서 최고치의 각도 위치만 이동한다. 그러나 단일광의 먼거리 분포 각도의 반치폭(FWHM)을 벗어나

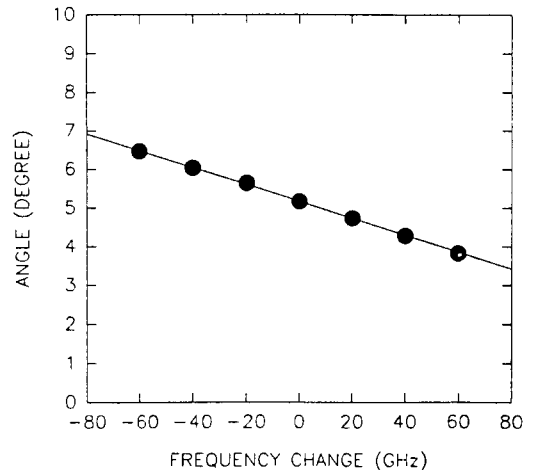


그림 5. 주입광의 주파수 변화에 대한 최고치 각도의 변화.

면 합성광의 먼거리 분포는 좌우에 두 개 혹은 그 이상의 최고치를 나타내게 되고 주입-잠금에 의한 먼거리 분포

모양의 개선 효과가 사라지게 된다. 대역폭 내에서는 주파수 변화에 따라 각도 위치가 거의 선형적으로 변화하는 것을 볼 수 있으며, 120 GHz의 변화에 해당하는 각도 변화는 약 2.66도로서 기울기는 0.022도/GHz 혹은 10.37도/nm이다. 반도체 레이저의 경우 주입 전류를 변화시킴으로써 주파수를 변화시키는 것이 가능하므로 전류 변화를 통한 각도 조정이 가능하게 된다.

#### IV. 결 론

광역 다이오우드 레이저의 주입-잠금 현상을 Fabry-Perot 모델을 사용하여 해석을 시도하였다. 이 모델은 주입되는 주 레이저 광의 세기가 강하고 입사각이 경사져 있을 때에 더욱 적절한 것으로 판단된다. 회절 한계를 훨씬 능가하는 불량한 먼거리 진폭 분포가 주입-잠금에 의하여 회절한계에 접근하는 것이 확인되었다. 활성 영역의 가장 자리에서 차단되는 효과를 고려하였으며, 회절 적분법을 사용하여 정확한 해석을 시도하였다. 단일 광의 먼거리 분포의 최고치와 합성광의 최고치의 위치가 반드시 일치하지는 않음을 알 수 있었다. 입사각의 크기가 충분히 커서, 출력 광의 수가  $N=2$ 가 되면 먼거리 분포는 단순히 두 개의 광의 간섭 모양을 이룬다. 특히, 입사각을 고정된 상태에서, 주파수가 변화되면 먼 거리 분포의 최고치의 위치가 이동하며(angle-steering) 이 때의 대역폭은 약 120 GHz이고 2.66도의 변화가 가능함을 보였다. 주파수 변화에 대한 각도 변화의율은 0.022도/GHz 혹은 10.37도/nm이다.

#### 참 고 문 헌

[1] M. Sakamoto, D. F. Welch, D. L. Harnagel, W. Streifer, H. Kung and D. R. Scifres, "Ultra-high power 38W CW monolithic laser diode array," Appl. Phys. Lett., **52**, 27(1988).  
 [2] R. Alder, A Study of Locking Phenomena in Os-

cillators, Proc. IRE, **34**, 351(1946).  
 [3] K. Kurokawa, "Injection-locking of microwave solid-state oscillators," Proc. IEEE, **61**, 1368(1973).  
 [4] H. L. Stover and W. H. Steier, "Locking of laser oscillator by light injection," Appl. Phys. Lett., **8**, 91(1966).  
 [5] C. Z. Buczek and R. J. Freiberg, "Hybrid injection-locking of high power CO<sub>2</sub> lasers," IEEE J of Quantum Electron., **QE-8**, 64(1972).  
 [6] 김도훈, 권진혁, "주입 전류에 대한 주입-잠금된 반도체 레이저 광파의 위상 의존성," 새물리 **5**, 383 (1992).  
 [7] Jin, H. Kwon, Ja H. Lee and M.D. Williams, "Far-field pattern of a coherently combined beam from large-scale laser diode arrays," J. Appl. Phys., **69**, 1177(1991).  
 [8] L. Goldberg, H. F. Taylor, J. F. Weller, and D. R. Scifres, "Injection-locking of coupled-stripe diode laser arrays," Appl. Phys. Lett., **46**, 236 (1985).  
 [9] G. R. Hadley, A. Owyong, and J. P. Hohimer, "Modelling of injection-locking phenomena in diode laser arrays," Opt. Lett., **11**, 144(1986).  
 [10] J. P. Hohimer, G. R. Hadley, and A. Owyong, "Interelement coupling in gain-guided diode laser arrays," Appl. Phys. Lett., **48**, 1504(1986).  
 [11] G. R. Hadley, J. P. Hohimer, and A. Owyong, "High-order (>10) eigenmodes in ten-stripe gain-guided diode laser arrays," Appl. Phys. Lett., **49**, 684(1987).  
 [12] G. L. Abbas, S. Yang, V. W. S. Chan, and J. G. Fujimoto, "Injection behavior and modelling of 100 mW broad area diode lasers," IEEE J. Quantum Electron., **QE-24**, 609(1988).  
 [13] J. R. Andrews, "Traveling-wave amplifier made from a laser diode array," Appl. Phys. Lett., **48**, 1331(1986).  
 [14] A. Yariv, *Quantum Electronics*, 3rd ed. Ch. 6 (John Wiley & Sons, 1989).

## **Fabry-Perot Modeling of Injection-Locking of the Broad-Area Diode Laser**

J. H. Kwon, K. S. Park and B. H. Nam

*Department of Physics, Yeungnam University, Gyongsan 712-749, Korea*

(Received: January 10, 1994)

The injection-locking of the broad-area diode laser was analysed by using the Fabry-Perot model. The far-field pattern of the output beam was able to be treated by superposing the individual beams emitted from the front facet due to the multiple reflections between the front and rear facets, and the exact near and far field patterns were obtained. The angle-steering effect according to change of the incident frequency was changed was calculated and found to be 0.022 degree/GHz with a bandwidth of 120 GHz.