스트라입構造型 DH Laser Diode의 Lateral Guiding解析에 關한 硏究

(Study on the Theoretical Analysis of Lateral Guiding in Stripe Geometry DH Laser Diode)

金 恩 洙*, 朴 漢 奎**, 楊 仁 應**

(Kim, Eun Soo, Park, Han Kyu and Young, In Eung)

要 約

本 論文에서는 스트라입構造型 DH Laser Diode에서의 lateral guiding에 대한 理論的 解析이 試圖되었다.

解析過程에서 活性層內의 반송자密度를 스트라입폭函數로 모델링하고 攝動理論(Perturbation Theory)을 사용하여 새로이 전개된 모드理論으로부터 빔폭변화를 계산하여 Hakki의 理論値 및 Kirkby의 實驗値와 比較分析을 하였다.

Abstract

In this paper, the theoretical analysis of lateral guiding in stripe geometry DH laser diode is performed.

In the analysis, the carrier density profile is modeled as the function of stripe width and the beam width variations related to the stripe width are calculated using the perturbed mode theory.

Finally the results of this paper are compared and analyzed with the Hakki's calculated data & kirkby's experimental data.

I. 序 論

스트라입構造型 DH LD는 電流를 스트라입폭에 국한시켜 이전의 broad area LD에서 나타나는 높은 lasing 임계전류 및 filament 현상을 해결함으로써 안정된 기본모드 발진이 가능하고 CW 동작시 heat sink 문제도 쉽게 해결할 수 있어 현재 光通信分野에서 널리 사용되고 있다. 그런데 이러한 二重接合構造(Double Heterostructure : 약어로 DH 라함)의 레이져 다이오드(Laser Diode : 약어로 LD 라함)를 光通信등 實際分野에 使用하는 데 있어 가장 큰 問題는 LD의 I－L (current－light output) 커브 특성이 "kink"와 같은 非線形的인 현상[1]에 있어서 이로 인해 기본모드 발진의 불안정, 레이져－fiber coupling 효율 및 레이져 변조특성의 저하등의 결과가 나타난다. 따라서 이에 대한 理論的인 解決을 하고 나아가서 LD 內部의 物理的 動作原理를 理解하고자 레이져빔(beam)의 waveguiding에 대한 많은 硏究가 最近에 이루어졌다.

DH LD의 waveguiding 기구(mechanism)는 接合面에 수직방향(vertical)과 평행방향(lateral)으로 나누어 생각할 수 있으며 이중 접합면에 수직한 방향으로의 guiding 기구는 이중접합에 의해 형성된

*, ** 正會員, 延世大學校 工科大學 電子工學科
(Dept. of Electronis Engineering, Yonsei Univ.)
接受日字 : 1980年 4月 2日

slab-dielectric waveguide 로서 그 guiding 은 optical confinement factor Γ로서 特性지워질수 있으며 TE 기본모드 전송에 필요한 Γ_{max}[2]의 存在도 이미 發表된 바 있다.

그러나 接合面에 평행한 방향으로의 guiding 은 內在된 物理的 기구를 극히 最近에 와서 비로소 理解가 가능케 되었으므로 現在까지 만족할 만한 理論이 정립되지 못하고 있다.

1973년 F. R. Nash[3]는 처음으로 接合面에 평행한 방향으로의 guiding 을 解析한 이후 1975년 B. W. Hakki[4]는 carrier 의 diffusion-limited profile을 사용하여 빔폭을 계산하였고 D. D. Cook 와 F. R. Nash[5]는 利得과 미소한 屈折率變化에 의한 guiding 을 解析하고 반송자에 의한 antiguiding 의 實驗的 근거를 제시하였다.

그후 1977년 T. L. Paoli[6]는 처음으로 2차원적 모델을 제안하고 같은해 P. A. Kirkby[7]등은 具體的으로 narrow stripe와 wide stripe 에서의 guiding 기구를 제시하고 이를 實驗的으로 확인하였다.

이러한 硏究들의 結果로서 接合面에 평행한 方向으로의 guiding 기구는 스트라입폭에 따라 달라짐이 밝혀졌으며 10μm 이하의 스트라입에서는 antiguiding 이 큰 역할을 함도 이미 밝혀졌다.

그러나 지금까지의 分析모델의 問題點은 DH LD 의 活性層(active layer)에서의 利得이나 屈折率의 變化가 非活性層(passive layer)에서도 나타난다고 가정해야만 모드방정식을 유도해 낼 수 있는데 있으며 따라서 미소한 屈折率變化에 의한 guiding 을 獨立的으로 解析할 수 있어야만 스트라입폭의 변화에 따른 빔폭의 변화를 예측할 수 있기 때문에 本論文에서는 注入된 반송자 분포식을 스트라입폭의 函數로[8] 모델링하고 攝動理論(Perturbation Theory)를 使用하여 새로이 전개된 모드理論을 기술하고 그 結果에 대해 논하고자 한다.

Ⅱ. Perturbed Mode Theory

DH LD의 構造를 그림 1과 같이 생각할 때 活性層의 두께 d는 스트라입폭 S에 비해 매우 작으므로 전달되는 모드의 傳送係數 β는 接合面에 수직방향으로의 guiding structure에 의해 決定된다.

따라서 lateral 方向으로의 利得이나 屈折率의 變化는 우선 vertical structure 에 의해 규정된 모드의 성질을 약간 變化시킨 것으로 예측할 수 있으며 이것이 본 理論의 바탕이 되고 있다.

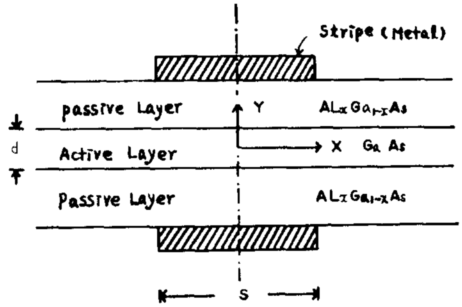


그림 1. 스트라입構造型 DH LD의 cross section
Fig. 1. Cross section of stripe geometry DH LD.

lateral 方向으로의 變化가 없을 때의 電磁波의 電界 E_x는 다음식으로 計算된다.

$$\nabla^2 E_x = \mu\varepsilon \frac{\partial^2}{\partial t^2} E_x \quad \cdots\cdots (2-1)$$

이 때 모드는 vertical structure의 屈折率변화에 의해 決定되며 이때 電界 E_x는 각 모드로서 Fourier 전개가 가능하며 다음식으로 表現될 수 있는데 DH LD에서 나타나는 guiding 모드는 TE 모드이며 noise인 spontaneous emission 은 TM 모드이다.

$$E_x = \sum_l \frac{Al}{2} E_x(y) e^{i(\omega t - \beta_l z)} + c.c. \cdots (2-2)$$

여기서 l은 모드 number이며 Al은 모드의 크기이며 βl은 l번째의 모드의 전송계수를 뜻한다.

lateral 方向으로의 利得과 屈折率 변화가 있을 때 이러한 변화를 polarization perturbation $P_{pert}(x, t)$로 대치하면 아래의 perturbed wave equation 이 얻어진다.

$$\nabla^2 E_x = \mu\varepsilon \frac{\partial^2}{\partial t^2} E_x + \mu \frac{\partial^2}{\partial t^2} [P_{pert}(x, t)]_x \quad \cdots\cdots (2-3)$$

이러한 perturbation이 存在할 때 모드方程式은 (2-2)식에서 Fourier 급수전개에 係數로 使用된 Al의 미분방정식으로 나타난다. 여기서 Al은 모드 expansion coefficient로 모드간의 상호상관계수를 의미한다. 따라서 Al의 성질을 다음과 같이 규정하기로 한다.

$$Al \begin{cases} \text{unperturbed} : P_{pert} = 0 \quad Al = \text{const.} \\ \text{perturbed} : P_{pert} \neq 0 \quad Al = Al(x, z) \end{cases} \quad \cdots\cdots (2-4)$$

(2-2)식을 (2-3)식에 代入하고 (2-1) 식을 使用하여 first-order perturbation theory를 쓰면 (2-5)식을 구할 수 있다.

$$\sum_{l} \frac{E_x^{(l)}}{2} e^{i(\omega t-\beta l z)} \frac{\partial^2 Al}{\partial^2 Al} - \sum_{\ell} j\beta l\, E_x^{(l)} \frac{\partial Al}{\partial z} e^{i(\omega t-\beta l z)} = \mu \frac{\partial^2}{\partial t^2}[P_{pert}(x,t)]_x \quad \cdots\cdots (2-5)$$

2次元的인 guiding 効果를 고려하고 (2-1) 식에서 구해진 모드들의 orthogonality를 使用키위해 (2-5)식의 양변에 $E_x^{(m)}$을 곱하고 y축에 대해 적분을 취하면 (2-6)식과 같다.

$$\sum_{l} \frac{1}{2} e^{i(\omega t-\beta l z)} \frac{\partial^2 Al}{\partial x^2} \int_{-\infty}^{\infty} E_x^{(l)} E_x^{(m)}\, dy - \sum_{l} j\beta l \frac{\partial Al}{\partial z} e^{i(\omega t-\beta l z)} \int_{-\infty}^{\infty} E_x^{(l)} E_x^{(m)}\, dy = \mu \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_{-\infty}^{\infty} [P_{pert}(x,t)]_x\, E_x^{(m)}\, dy \quad \cdots\cdots (2-6)$$

또한 orthogonality 조건은

$$\int_{-\infty}^{\infty} E_x^{(m)} E_x^{(l)}\, dy = \frac{2\omega\mu}{\beta l} \delta_{m,l} \quad \cdots (2-7)$$

이므로 (2-6)식은 다음과 같이 된다.

$$\frac{1}{2} e^{i(\omega t-\beta_m z)} \frac{\partial^2 A_m}{\partial x^2} \frac{2\omega\mu}{\beta_m} - j\beta \frac{\partial \mathbf{A}_m}{\partial z} e^{i(\omega t-\beta_m z)} \frac{2\omega\mu}{\beta_m} = \mu \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_{-\infty}^{\infty} [P_{pert}(x,t)]_x\, E_x^{(m)}\, dy \quad \cdots\cdots (2-8)$$

이 식이 DH LD에서의 perturbed guidance를 解析하기 위한 새로운 식으로 스트라입 방식에 관계없이 모든 형태의 DH LD의 guiding 해석에 적용될 수 있는 커다란 장점을 갖는데 식을 음미하면 lateral 방향의 빔폭등의 변화는 Al을 (2-8)식을 풀어 구하면 얻어질 수 있고 또한 lateral 방향의 이득이나 굴절율의 변화는 단지 $[P_{pert}]_x$ 항에 포함되어 있으므로 독립적으로 두 物理的 현상을 해석할 수 있음도 알 수 있다.

또한 y축에 대해 적분을 하여 생긴 (2-8) 식의 우변은 DH LD의 전송모드가 2차원적인 효과에 의해 決定됨을 보여주는 것으로서 이전의 모델들이 가정했던 非活性層에서의 利得이나 屈折率의 변화는 本 理論에서는 제거되어 정확한 예측을 할 수 있음도 입증하고 있다.

그러므로 스트라입에서 注入된 반송자에 의한 lateral 方向에서의 waveguiding의 모든 物理的 現象은 perturbed wave equation에서 polarization perturbation P_{pert}를 決定함으로서 解析될 수 있다.

Ⅲ. Gain／Refractive index guiding[8]

(1). 반송자 밀도분포(carrier density profile)

DH LD에서 lateral guiding 기구를 決定하는 活性層에서의 利得과 屈折率의 변화는 스트라입에서 注入된 반송자分布와 직접 연관되며 그 分布는 연속방정식(continuity equation)과 반송자 확산방정식(carrier diffusion equation)으로 부터 구할 수 있다. 즉,

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G_n - U_n + \frac{1}{e} \nabla \cdot J_n \quad \cdots\cdots (3-1)$$

$G_n = \frac{J_n}{ed}$: 電子의 generation rate

$U_n = \frac{n}{\tau_s}$: 電子의 recombination rate

$$J_n = e\mu_n n\mathbf{E} + eD_n \frac{\partial n}{\partial x} \quad \cdots\cdots (3-2)$$

이고 e는 電荷, d는 活性層의 두께이며 τ_s는 반송자의 spontaneous lifetime을 의미한다.

그러므로 위의 두식으로 부터

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{J_n}{ed} - \frac{n}{\tau_s} + \frac{1}{e} \frac{\partial}{\partial x}\left(eD_n \frac{\partial n}{\partial x}\right) \quad \cdots\cdots (3-3)$$

을 구할 수 있으며, 정상상태인 경우 $\frac{\partial n}{\partial t} = 0$이며 $n_0 = \frac{1}{ed}\int_0^{\tau_s} J_n\, dt$ 인 time average로 본다면 다음과 같은 미분방정식을 얻을 수 있다.

$$n - L_D^2 \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} = n_0 \quad \cdots\cdots (3-4)$$

고로 윗식의 解는 다음과 같다.

$$n(x) = n_0 \left(1 - A_1 \cosh \frac{x}{L_D}\right) \quad \cdots\cdots (3-5)$$

$A_1 = e^{-s/2L_D}$
n_0 = 유효 반송자 농도
L_D = 전자의 확산거리

한편 活性層에서의 반송자 分布形態는 waveguiding과 밀접한 관계가 있기 때문에 DH LD의 내재된 物理的 現象을 說明하기 위해 그림 2와 같이 스트라입폭을 $x<0$, $x>0$ 와 같이 대칭형으로 나눈 후 각각의 스트라입을 반송자 注入源으로 보고 새로

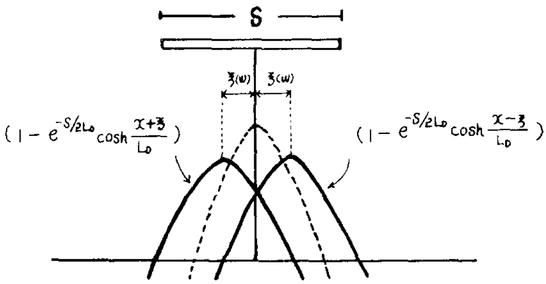


그림 2. 반송자밀도 profile의 모델도
Fig. 2. Modeled profile of carrier density.

운 반송자 分布式을 구하면 (3-6)식과 같다.

$$n(x)=\frac{n_0}{2}\{2-e^{-s/2L_D}(\cosh\frac{x+\xi(s)}{L_D}+\cosh\frac{x-\xi(s)}{L_D})\} \quad \cdots\cdots (3\text{-}6)$$

윗식은 반송자농도 分布를 스트라입폭函數로 모델링한 式이며 $\xi(s)$는 스트라입폭에 따른 반송자分布 및 guiding기구변화의 유연성을 갖는 변수다.

(2) 利得分布(gain profile)

Junction 電流密度函數로서 mode gain을 實驗的으로 測定한 結果 利得의 반송자密度 의존도는 lightly doping된 活性層에서 다음과 같은 線形的 關係[9,10]를 가짐이 밝혀졌다.

$$g(x)=an(x)-b \quad \cdots\cdots (3\text{-}7)$$

윗식에서 a, b는 常數로서 Hakki와 Paoli는[11] proton-bombard된 스트라입構造型 DH LD에서 spectrum 測定을 한 結果 $a=(1.08\pm 0.06\times 10^{-16}$ cm^{-1}, $b=146\ cm^{-1}$)을 얻었다.

그러므로 (1)절에서 구한 반송자分布式을 (3-7)식에 넣어 정리하면 다음과 같은 利得分布式을 구할 수 있다.

$$g(x)=\frac{n_0 a}{2}\{2-e^{-s/2L_D}(\cosh\frac{x+\xi}{L_D}+\cosh\frac{x-\xi}{L_D})\}-b \quad \cdots\cdots (3\text{-}8)$$

(3) 屈折率分布(refractive index profile)

活性層의 屈折率分布는 一般的으로 온도의 공간변화와 注入된 自由電子에 의존하게 된다. 여기서 온도에 의한 변화는 무시하고 自由電子에 의한 것만 고려하면 屈折率은 다음과 같이 표시될 수 있다.

$$n=\bar{n}+\delta\bar{n}_{fc} \quad \cdots\cdots (3\text{-}9)$$

$\bar{n}$: free carrier 주입전의 활성층의 굴절율
$\delta\bar{n}_{fc}$: free carrier에 의한 굴절율의 미세변화량

윗식에서 $\delta\bar{n}_{fc}$는 Kramers-Kronig[3][12] 관계식으로부터 구할 수 있다.

즉,

$$\delta\bar{n}_{fc}=-\frac{\bar{n}\ e^2\ \bar{n}(x)}{2\ m_n\omega^2\varepsilon_r\varepsilon_0} \quad \cdots\cdots (3\text{-}10)$$

이며 e는 전하, m_n은 電子의 質量, ω는 lasing 주파수를 意味하며 n(x)는 반송자밀도식이다.

그러므로 (1)절에서 구한 반송자분포식을 代入함으로서 다음과 같은 屈折率分布式을 구할 수 있다.

$$n=\bar{n}+\delta\bar{n}_{fc}=\bar{n}\left[1-\frac{e^2}{2\ m_n\omega^2\varepsilon_r\varepsilon_0}\cdot\frac{n_0}{2}\left\{2-e^{-s/2L_D}(\cosh\frac{x+\xi}{L_D}+\cosh\frac{x-\xi}{L_D})\right\}\right] \quad \cdots\cdots (3\text{-}11)$$

Ⅳ. 빔폭(Beam width)의 계산

(1) Polarization perturbation의 決定

이미 Ⅱ장에서 구한 perturbed wave equation 중 P_{pert} 항은 DH LD의 lateral 方向에서의 perturbed waveguiding을 포함하는 것으로

$$P_{pert}=\varepsilon_0\Delta\varepsilon_r E_x+j\varepsilon_0\Delta\varepsilon_i E_x \quad \cdots\cdots (4\text{-}1)$$

와 같이 표시되며 유전율의 실수항은 refractive index guiding, 허수항은 gain induced guiding을 意味하게 된다.

P_{pert}를 決定하기 위해

$$\varepsilon=n^2$$
$$n=\bar{n}+\delta\bar{n}_{fc}-j\bar{k} \quad \cdots\cdots (4\text{-}2)$$

($\bar{k}$: extinction coefficient)

와 같은 굴절율과 유전율관계식으로 부터 (4-3)식과 같은 結果를 얻을 수 있다.

$$\begin{cases} \varepsilon_r = (\bar{n})^2 \\ \Delta\varepsilon_r = 2\bar{n}\delta\bar{n}_{fc} \\ \Delta\varepsilon_i = -2\bar{n}\bar{k} \end{cases} \qquad (4-3)$$

일반적으로 전송계수중[13] 흡수계수 α는

$$\bar{k} = \frac{\lambda_o}{2\pi}\alpha = \frac{\lambda_o}{2\pi}(-g) \qquad (4-4)$$

임으로 (4−3)식과 (4−4)을 (4−1)식에 대입하면

$$P_{pert} = \varepsilon_\sigma(2\bar{n}\delta\bar{n}_{fc})E_x - j\varepsilon_o(2\bar{n})(-\frac{\lambda_o}{2\pi}g)E_x \qquad (4-5)$$

이 되며 g와 $\delta\bar{n}_{fc}$는 Ⅲ장에서 구한 利得分布와 屈折率變化를 意味하는 것으로 각각의 식을 (4−5) 식에 넣어 정리하면 다음과 같다.

$$P_{pert} = -\varepsilon_o R\bar{n}_o\Psi(x)E_x + j\varepsilon_o I(\frac{n_o a}{2}\Psi(x) - b)E_x \qquad (4-6)$$

$$\begin{cases} R = \dfrac{e^2\bar{n}^2}{2m_n\omega^2\varepsilon_r\varepsilon_o} \\ I = \dfrac{\lambda_o}{2\pi}\cdot 2\bar{n} \\ \Psi(x) = 2 - e^{-S/2L_D}(\cosh\dfrac{x+\xi}{L_D} + \cosh\dfrac{x-\xi}{L_D}) \end{cases}$$

(2) 빔폭계산

Ⅱ장에서 구한 perturbed wave equation인 (2−8)식과 Ⅳ장 (1)절에서 구한 P_{pert}인 (4−6)식으로 부터

$$\frac{1}{2}\frac{\partial^2 A}{\partial x^2} - j\beta\frac{\partial A}{\partial z} = -\omega^2\mu\varepsilon_o\frac{A}{2}\left\{-Rn_o\Psi(x) + jI(\frac{n_o a}{2}\Psi(x) - b)\right\}\Gamma \quad (4-7)$$

을 구할 수 있으며 윗식에서 $\Gamma = \int_{-\frac{d}{2}}^{\frac{d}{2}} E_x^2\,dy$로서 confinement factor이다.

이미 Ⅱ장에서 說明했듯이 mode amplitude A는 lateral 방향으로 perturbation이 생겼을 경우 常數가 아니며 x와 z의 函數가 된다. 그러므로 파동방정식을 풀기 위해 變數分離法과 分離常數(α^2)을 사용하면

$$\frac{1}{B}\frac{\partial^2 B}{\partial x^2} + \omega^2\mu\varepsilon_o\left\{-Rn_o\Psi(x) + jI(\frac{n_o}{2}a\Psi(x) - b)\right\}\Gamma = -\alpha^2 \qquad (4-8)$$

$$-2j\beta\frac{\partial G}{\partial Z}\cdot\frac{1}{G} = \alpha^2 \qquad (4-9)$$

$$(A(x,z) = B(x)G(z))$$

을 구할 수 있다.

(4−9)식의 해는

$$G \approx e^{j\frac{\alpha^2}{2\beta}\cdot z} \qquad (4-10)$$

이며 빔폭변화를 구하기 위해 (4−8)식은 다음과 같이 정리된다.

$$\frac{\partial^2 B}{\partial x^2} + (f - \eta\cosh\frac{x}{L_D})B = 0 \qquad (4-11)$$

$$\begin{cases} \Gamma\omega^2\mu\varepsilon_o = r \\ -Rn_o Pr + \dfrac{jIn_o aPr}{2} = \eta \\ -2Rn_o r + jIn_o ar - jIbr + \alpha^2 = f \\ e^{-S/2L_D}(e^{-\frac{\xi}{L_D}} + e^{\frac{\xi}{L_D}}) = p \end{cases}$$

(4−11)식에 $\cosh\frac{x}{L_D} \cong \frac{1}{2}(\frac{x}{L_D})^2 + 1$의 series expansion을 代入하면

$$\frac{\partial^2 B}{\partial x^2} + \left\{D - \frac{\eta}{2}(\frac{x}{L_D})^2\right\}B = 0 \qquad (4-12)$$

$$(D = f - \eta)$$

이므로 미분방정식의 해를 구하면 다음과 같다.

$$B(x) = e^{-\frac{1}{2L_D}\sqrt{\frac{\eta}{2}}x^2}\cdot H_n\left(4\sqrt{\frac{\eta}{2L_D^2}}x\right) \qquad (4-13)$$

즉, DH LD의 lasing beam은 Hermite−Gaussian[14] 형태로 주어짐을 알 수 있으며 빔폭을 계산하기 위해 η를 실수와 허수로 分離하여 mode size를 구하면

$$X = \sqrt{\frac{2\sqrt{2}L_D}{R_2(\sqrt{\eta})}}$$

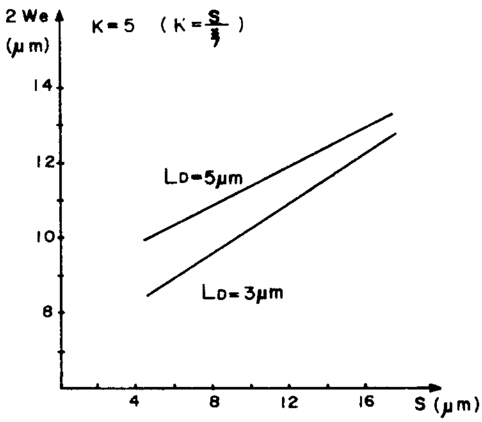
이며 빔폭은 mode size의 두배임으로

$$We = 2\sqrt{\frac{2\sqrt{2}L_D}{R_e(\sqrt{\eta})}}$$

V. 結果 및 分析

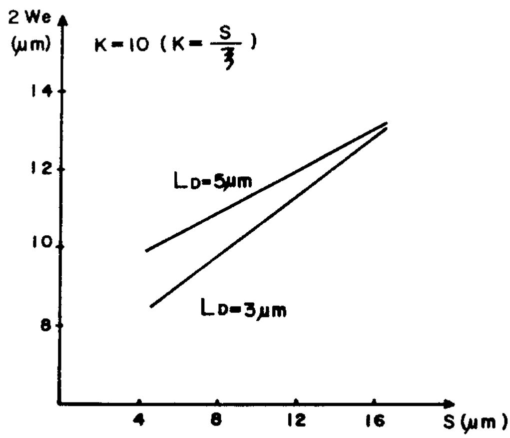
Ⅳ장에서 구한 빔폭식에 상수값을 代入하여 콤퓨터 프로그램을 통해 구한 결과가 그래프에 도시되었다.

그래프 1은 k=5일때 이며 그래프 2는 k=10일 때의 결과다.



그래프 1. k = 5 일때의 빔폭변화

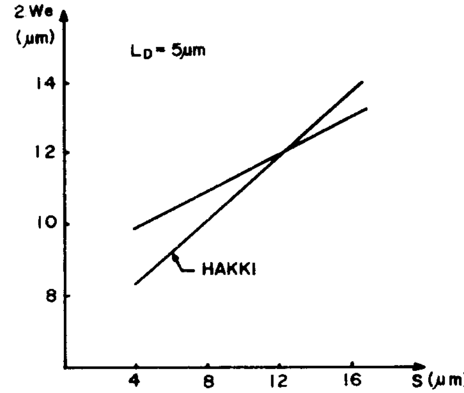
Graph 1. Beam width variation at k=5.



그래프 2. k=10 일때의 변화

Graph 2. Beam width variation at k=10.

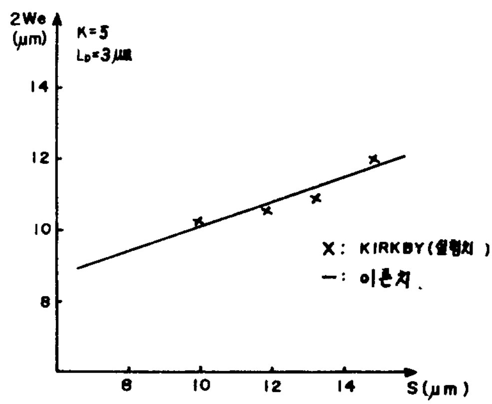
그래프의 결과를 分析하면 10μm 부근에서 빔폭과 스트라입폭은 거의 비슷하며 10μm 이하에서는 스트라입폭에 비해 빔폭이 더 크게 나타나는데 이는 스트라입폭이 좁아짐에 따라 강한 anti-guiding 현상이 나타나기 때문인데 이러한 anti-guiding 효과는 활성층에 반송자가 주입됨에 따라 활성층 굴절율의 실수항값이 비활성층것 보다 낮게 되어 나타난다. 스트라입폭이 15μm 이상에서는 빔폭이 스트라입폭과 반송자 확산거리에 거의 영향을 받지 않으며 일정한 값으로 접근하는 self-focusing 현상이 나타난다. 이는 스트라입폭이 증가함에 따라 lasing 임계전류가 증가하여 빔폭도 증가하지만 스트라입폭이 어느정도 (>15μm)이상되면 guiding은 스트라입폭에 관계없이 material에 의해 결정되는 maximum gain constant 값에 의해 이루어져 빔폭도 일정한 값으로 접근하게 되는데 본 논문에서는 이것을 고려하지 않았다.



그래프 3. Hakki 결과와 비교도

Graph 3. Comparison with Hakki's results.

그래프 3은 Hakki[4]의 理論値와 비교한 것으로 스트라입폭이 12μm 이하에서 1~2μm의 빔폭차이를 볼 수 있는데 이는 Hakki의 分析모델에서는 lateral guiding mechanism중 굴절율차에 의한 anti-guiding을 고려하지 않으므로 나타난 결과다.



그래프 4. Kirkby 실험치와 비교도

Graph 4. Comparison with kirkby's experimental data.

마지막으로 그래프 4는 本 論文의 理論値와 Kirkby[7]의 實驗値를 비교한 것으로 거의 일치함을 볼 수 있다.

Ⅵ. 結 論

本 論文에서는 반송자농도를 스트라입폭函數로 모델링하여 利得과 屈折率變化를 決定하였으며 각각의 guiding 效果를 하나의 分析的 函數로 표시하였다.

또한 lateral guiding기구를 解析하기 위해 per-turbed mode theory를 사용함으로서 완전한 2차원적 解析을 이루었으며 guiding과 antiguiding 效果를 동시에 分析함으로서 스트라입폭에 따른 빔폭을 계산한 결과 Kirkby의 실험치를 정확하게 설명됨이 입증되었다.

參 考 文 獻

1. N.Chinone, "Nonlinearity in power output-current characteristics of stripe geometry injection lassers" J. Appl. Phys. vol. 48, No. 8, 1977. pp. 3237~3243.
2. 朴漢奎, 權寧機, "DH LD의 optical confinement factor 와 peak field intensity" 1979 년도 회로 및 시스템, 전자재료, 응용전자연구회 합동심포지움, 대한전자공학회 1979.
3. F.R. Nash, "Mode guidence parallel to the junction plane of DH GaAs lasers" J. Appl. Phys. vol 44, No. 10, pp. 4696~4707, 1973.
4. B.W. Hakki, "Striped GaAs lasers mode size and efficiency" J. Appl. Phys. vol. 46, No. 6, pp. 2723~2730, June 1975.
5. D.D. Cook, F.R. Nash, "Gain induced guiding and astigmatic output beam of GaAs lasers" J. Appl. Phys. vol. 46, No. 4, pp. 1660~1672. April, 1975.
6. T.L. Paoli, "Below-threshold waveguiding in a stripe geometry injection laser" J. Appl. Phys. vol. 48, No. 3, pp. 1361~1363, March 1977.
7. P.A. Kirkby, et al, "Observations of self-focusing in stripe geometry semiconductor lasers and the development of a comprehensive model of their operation," IEEE J. Quan. Elect. vol. QE-13. No. 8 pp. 705~719. Aug. 1977.
8. 朴漢奎, 金恩洙, "DH laser diode 內에서의 利得과 屈折率에 關한 解析" 1979年度通信, 電子交換, 마이크로波, 및 電波傳播研究會合同심포지움, 대한전자공학회, 1979.
9. B.W. Hakki, "Carrier and gain spatial profile in GaAs stripe geometry lasers" J. Appl. Phys. vol. 44, No. 11, nov., 1973. pp. 5021~5028.
10. W.T. Tsang, "The effects of lateral current spreading, carrier outdiffusion, and optical modes losses on the threshold current density of GaAs-$Al_xGa_{1-x}As$ stripe geometry DH lasers" J. Appl. Phys vol 49, No. 3, March, pp. 1031~1044, 1978.
11. B.W. Hakki and T.L. Paoli, "Gain spectra in GaAs DH injection lasers" J. Appl. Phys. vol 46, pp. 1299~1306, Mar. 1975.
12. C. Kittel, "Lntroduction to solid state physics" 5th edition, John Wiley & Sons, pp. 287~295, 1976.
13. H.C. Casey, M.B. Panish, "Heterostructure lasers" Academic Press, New York pp. 20~31, 1978.
14. Henry Kressel, J.K. Butler, "Semiconductor lasers and heterojunction LEDs" Academic Press, New york, 1977, pp. 168~172.