

BPM에 의한 Monolithic Laser-Waveguide Coupler의 특성 연구

正會員 張 志 豪* 正會員 崔 泰 一** 正會員 崔 炳 河**

A Study on the Characteristics of Monolithic Laser-Waveguide Coupler by BPM

Chi Ho Chang*, Tae Il Choi**, Byung Ha Choi** *Regular Members*

요 약

본 연구에서는 효율적인 광원과 광도파로간의 결합방법으로서 많은 연구가 진행중인 monolithic laser-waveguide coupler 특성해석에 beam propagation method를 도입하여 기존의 방법과 비교검토한 결과 타당성을 입증할 수 있었으며, 또한 결합효율을 향상시키기 위하여 taper 구조를 가진 monolithic laser-waveguide coupler를 제시하였다.

monolithic laser-waveguide coupler는 능동소자인 laser의 특성과 수동소자인 waveguide의 특성을 동시에 가지고 있으므로 고려하여야할 요소가 매우 많고, 또 각 요소들의 변화에 따라 결합기의 성능이 크게 좌우되므로 그 특성 연구가 많은 어려움이 있었다. 때문에 본 연구에서는 방향성 결합기를 사용한 모델을 제시하고, 이를 통하여 monolithic laser-waveguide coupler의 특성을 해석하였다. 제시된 모델을 해석하는 방법으로 기존의 coupled mode 이론을 사용할 수도 있겠으나, 본 연구에서와 같이 많은 변수를 가지는 경우의 해석에는 적용하기 어렵다는 단점 때문에 beam propagation method를 사용한 해석을 시도하였다. 또한 해석에 있어서 가장 기본이 되는 초기전계의 계산에서도 종래의 연구에서와 달리 근사식을 이용해 전계를 계산하지 않고, 주어진 구조에 대하여 직접 finite difference method를 적용하여 초기전계를 구하였다. 이러한 새로운 시도들이 가지는 잇점을 방법과 비교하여 알아 보았으며, 새로운 방법의 적용을 통하여 보다 많은 변수를 고려하여 monolithic laser-waveguide coupler의 특성을 연구할 수 있었다.

이러한 과정을 통하여 결합기의 특성을 파악하고 그 결과로 monolithic laser-waveguide coupler의 특성중 가장 중요한 결합특성을 향상 시키기 위해서 taper영역을 가지는 monolithic laser-waveguide coupler를 제안하였다. 본 연구에서 제안한 구조에 대하여 특성을 조사해본 결과 79%정도의 좋은 결합효율을 얻을 수 있었다.

Abstract

In this paper, we present a new analysis of monolithic laser-waveguide coupling structure employing the beam propagation method. Monolithic laser-waveguide coupler has both passive and

*金星中央研究所
**仁荷大學校 電子工學科
論文番號: 94 11

active components It has too many parameters to consider for an analysis. So we present proper model of coupler by use of directional coupler. We employ the beam propagation method to analyze the proposed structure, we could employ the coupled mode theory but we thought in the case of this paper the beam propagation method is more appropriate than coupled mode theory because a number of variables which to consider is too many for the coupled mode theory. Also we use finite difference method to calculate trial field which is a starting point of beam propagation analysis. Through this approach, we can consider more parameters. And we propose a new structure of monolithic laser-waveguide coupler which has taper structure between the distance in which coupling is taking place and passive waveguide. We can obtain 79% high coupling efficiency from our structure.

I. 서 론

근래에 B-ISDN 등의 상용화와 G4 Fax, 화상전화 등 새로운 통신수단의 등장에 따라 광통신의 중요성이 날로 더해가고 있으며, 그러한 가운데 광통신 시스템의 소형화, 집적화를 통해 전반적인 시스템 성능의 향상을 이루려하는 많은 연구가 이루어지고 있다. 그러한 많은 연구중의 하나가 광원과 도파로간의 결합방법에 관한 것으로서, 이는 광통신 뿐만이 아니라 광응용 시스템에서 해결해야할 가장 중요한 과제이다.[1]

현재까지 보고된 결합방법으로는 prism coupling, grating coupling, butt-coupling, monolithic laser-waveguide coupling [2]등이 있고 각기 응용분야에 따라 선택적으로 사용되고 있다. 표 1에 나타낸 것과 같이 prism coupling이나 grating coupling은 주로 표면 전파(surface propagation)에 사용되며, 도파로 전파(waveguide propagation)에는 butt-coupling, monolithic laser-waveguide coupling이 사용된다. 각각의 결합방법에서 가장 중요한 요소는 그 방법을 사용했을 때의 결합효율인데, 표 1에 각 방법을 구현했을 때 얻을 수 있는 결합효율을 나타냈다.

실제로 광파이버나 광소자는 도파로 구조를 기본으로 이루어져 있으므로 butt-coupling 방법과 monolithic laser-waveguide coupling 방법을 사용해 laser의 출력광을 결합시키게 된다. 이러한 두가지 결합방법의 예를 그림 1에 나타냈다. butt coupling 방법은 제작 및 구성에 어려움이 덜한 반면 효율적인 결합을 이루기 어렵고, monolithic laser-waveguide coupling 방법은 제작하는데 어려움이 따르지만 비교적 효율적인 결합을 얻을 수 있는 장점이 있다. 이러한 장점은 second harmonic generation을 이용한 단파장 laser

제작등과 같이 높은 결합효율이 필요한 응용분야에 특히 유용할 수 있는데, 이러한 구조의 결합 효율은 표 1에서 보는 바와 같이 laser의 active region과 도파로 사이에 위상이 일치된다면 70-90% 정도의 높은 결합효율을 얻을 수 있지만 위상이 일치하지 않는 경우에는 최근의 Ribot [3]등의 연구결과도 20-50% 정도의 결합 효율밖에 얻지 못하고 있다. 그런데 결합 방법을 사용하는 경우에 위상을 일치시켜 높은 결합 효율을 얻으려면, active 영역과 같은 굴절율과 같은 두께와 폭을 가지는 도파로에 laser cavity length를 완전히행거리 정도가 되도록 제작하여야 하는데 이는 현실적으로 매우 어려운 문제이다. 이러한 문제를 해결하여 좋은 결합성능을 가지는 구조를 설계하려면 monolithic laser-waveguide coupling structure에서의 광전력 전달과정에 대한 연구가 필요하다. 그러나 전체적인 결합기에 대한 직접적인 해석은 매우 많은 변수들을 모두 고려해야 하므로 거의 불가능하며 이를 효과적으로 모델링하는 것이 필요하다. 따라서 본 연구에서는 보다 향상된 결합성능을 가지는 monolithic laser-waveguide coupling structure를 제시하기 위해 laser로부터 도파로로의 결합과정을 단위전력을 갖는 laser 출력광과 도파로 사이의 결합으로 단순화시켜 모델링하고, 제시한 모델에서 특성에 크게 영향을 미치는 주요한 parameter들을 변화시키며 전력전달비와 결합거리를 beam propagation method(BPM)를 사용하여 해석 하였다. 제시된 모델을 해석하는 방법으로서 기존의 coupled mode 이론을 사용할 수도 있겠으나, 본 연구에서와 같이 많은 변수를 가지는 경우의 해석에는 적용하기 어렵다는 단점 때문에 beam propagation method를 사용한 해석을 시도하였다. 또한 해석에 있어서 가장 기본이 되는 초기전계의 계산에서도 종래의 연구에서와 달

리 근사식을 이용해 전계를 계산하지 않고, 주어진 구조에 대하여 직접 finite difference method를 사용하여 초기전계를 구하였다. 그리고 이러한 새로운 시도들이 가지는 잇점을 종래의 방법과 비교하여 알아 보았으며, 이를 위해서 composite-Simpson method를 이용한 결합계수식을 유도 하였다. 이렇게 새로운 해석 방법의 적용을 통하여 보다 많은 parameter를 고려하여 monolithic laser waveguide 결합기의 특성을 연구할 수 있었다. 이러한 해석 과정을 통하여 얻은 결과를 토대로 monolithic laser waveguide coupler가 개선된 성능을 나타낼 수 있는 구조로서 active 영역과 도파로 부분의 mismatch에서 오는 문제를 해결하기 위하여 taper 구조를 사용할 것을 제안하였고, 이를 BPM을 사용하여 결합효율을 평가 하였다.

표 1. 광원과 도파로간의 결합방법과 성능 비교
Table 1. Coupling methods of light source to waveguide and performance comparison

결합 방법	결합 구조	안정도	결합 효율
butt coupling	3차원 도파로	시스템 불안정	50~60%
monolithic laser-waveguide coupling	3차원 도파로	시스템 안정	20~50%
prism coupling	2차원 도파로	시스템 불안정	80~90%
grating coupling	2차원 도파로	시스템 불안정	60~70%

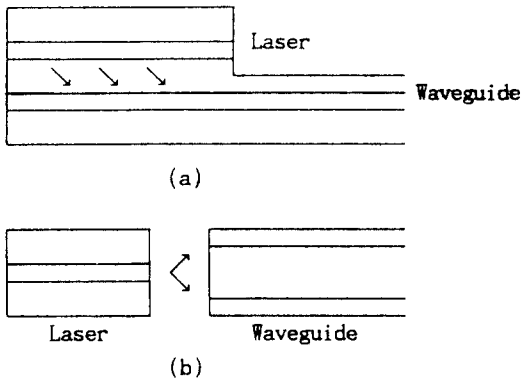


Fig 1. schematic of laser to waveguide coupling
(a) monolithic laser-waveguide coupling
(b) butt coupling

II. 본 론

본문에서는 본 연구에서 사용한 해석방법인 beam propagation method(BPM)에 대한 이론적 배경에 대하여 알아본 후, BPM과 후에 언급할 coupled-mode 이론에서 사용할 초기 전계를 finite difference method(FDM)로 구하고, BPM에 의한 결과와 기존의 연구 결과를 비교하기 위해서 FDM으로 구한 초기전계를 사용한 coupled mode 이론의 수식들을 보였다.

1. Beam propagation method

단일수파수인 광의 도파로내의 진행은 다음의 scalar Helmholtz 방정식으로 나타낼 수 있다.[10]

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} + \frac{\omega^2}{c^2} n^2(\omega, x, y)E(\omega, x, y, z) = 0 \quad (1)$$

여기서 $E(\omega, x, y, z)$ 는 전계이고, ω 는 광의 각주파수, c 는 광속이며, 굴절율 $n(\omega, x, y, z)$ 는 진행 방향에 수직성분인 x, y 에 대하여만 변화하고, 광의 진행방향인 z 방향으로는 일정하다고 생각하자. 위의 (1)식에서 $z=0$ 에서의 해를 $E(x, y, z=0)$ 라고 한다면, $z=\Delta z$ 만큼 진행한 후의 전계는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$E(x, y, \Delta z) = \exp\left[\pm j\Delta z \left(\nabla_{\perp}^2 + \omega^2 n^2/c^2\right)^{1/2}\right] E(x, y, 0) \quad (2)$$

여기서 ∇_{\perp}^2 는 진행방향으로는 전계의 변화가 없으므로, 진행방향에 수직인 성분의 변화만을 고려한다면, $\nabla_{\perp}^2 = (\partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2)$ 와 같이 나타낼수 있으며, 이때 (2)식의 우변의 큰괄호 안의 제곱근항은 다시 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\left(\nabla_{\perp}^2 + \frac{\omega^2}{c^2} n^2\right)^{1/2} = \frac{\nabla_{\perp}^2}{\left(\nabla_{\perp}^2 + \omega^2 n^2/c^2\right)^{1/2}} + (\omega/c)n \quad (3)$$

(3)식에서 도파로의 기관 부분의 굴절율을 n_0 로 놓고, 이 값을 기준치로 삼아 도파로 부분의 굴절율 n 와의 차이가 $n-n_0 \ll 1$ 인 약도파로 근사조건을 만족시킨다고 가정하면 (3)식은 다시 (4)식과 같이 나타낼 수 있다.

$$\left(\nabla_{\perp}^2 + \frac{\omega^2}{c^2} n^2\right)^{1/2}$$

$$\cong \frac{\nabla_t^2}{(\nabla_t^2 + k^2)^{1/2} + k} + k + k[(n/n_s) - 1] \quad (4)$$

여기서 $k = (n_s \omega)/c$ 이고, 전계의 시간적 변화율을 $\exp(j\omega t)$ 로 나타낼 수 있다면, 즉 전계가 정현파적으로 변화하는 경우에는, 결국 전계 E는 (5)식과 같이 표현할 수 있으며

$$E(x, y, z) = \epsilon(x, y, z) \exp(-jkz) \quad (5)$$

위의 (5)식을 다시 (2)식에 대입하고 +Z 방향으로 진행하는 성분만을 고려하면 (2)식은 결국 (6)식과 같이 나타낼 수 있게 된다.

$$\epsilon(x, y, \Delta z) = \exp\left[-j\Delta z \left(\frac{\nabla_t^2}{(\nabla_t^2 + k^2)^{1/2} + k} + \chi\right)\right] \epsilon(x, y, 0) \quad (6)$$

여기서 $\chi = k[n/n_s - 1]$ 이다. (6)식은 다시 분리된 두개의 대칭형 오퍼레이터를 갖는 형태의 (7) 식으로 표현할 수 있으며, 우리는 (7)식에서 두개의 오퍼레이터항이 갖는 유니타리성 때문에 안정된 해를 얻을 수 있다. 단 (7)식에서 오차는 ∇_t^2 과 χ 사이의 non-commuting 특성에 의해서 발생되며 $(\Delta z)^2$ 의 범위에 한해서 정확성을 유지하게 된다.[10]

$$\epsilon(x, y, \Delta z) = \exp\left[-\frac{j\Delta z}{2} \left(\frac{\nabla_t^2}{(\nabla_t^2 + k^2)^{1/2} + k}\right)\right] \exp(-j\chi\Delta z) \exp\left[-\frac{j\Delta z}{2} \left(\frac{\nabla_t^2}{(\nabla_t^2 + k^2)^{1/2} + k}\right)\right] \epsilon(x, y, 0) + O(\Delta z)^3 \quad (7)$$

이때 ∇_t^2 이 k^2 에 비해서 무시할 수 있게 작다면, 우리는 Parabolic 혹은 Fresnel 근사를 사용하여 위의 식을 다시 보다 적용하기 쉬운 식으로 변형할 수도 있는데 이때 (3)식은 다시 아래와 같이 표현할 수 있다.

$$E(x, z + \Delta z) = \exp(-jkn_s\Delta z) \exp\left[-j\frac{\Delta z}{4kn_s} \frac{\partial^2}{\partial x^2}\right] \exp\left[-j\frac{kn_s\Delta z}{2} \left(\frac{n^2(x, \Delta z/2)}{n_s^2} - 1\right)\right] \exp\left[-j\frac{\Delta z}{4kns} \frac{\partial^2}{\partial x^2}\right] E(x, z) + O(\Delta z)^3 \quad (8)$$

(8)식에서 $E(x, z)$ 는 x방향의 변화만 고려한 전계이고, ∇_t^2 는 x방향의 전계의 변화만 고려하므로 ∂^2/∂

x^2 과 같이 쓸 수 있다. 이렇게 일차원적인 전계의 변화만을 고려해 주어도 되는 이유는 도파로의 구조를 slab형으로 단순화시켜서 생각하기 때문이다.

(8)식의 2차 미분항은 fast Fourier transform(FFT) 알고리즘을 이용하여 해결할 수 있다. 이때 연속적인 값을 갖는 전계를 유한개의 값으로 sampling 하기 위한 sampling points를 정하는 것이 매우 중요한데, 본 연구에서는 sampling points의 갯수 N을 256개로 잡아 point간의 조밀도를 충분히 유지했다. 결국 우리가 초기의 전계조건, 즉 $E(x, z=0)$ 를 계산해내면 (8)식을 이용하여 Δz 만큼 진행한후의 전계 $E(x, z=\Delta z)$ 를 구할 수 있고, 다시 그 결과를 (8)식 우변의 전계항에 대입하면 그 다음 구간을 진행한 후의 전계를 구할 수 있으므로 결국 도파로내를 진행하는 광의 변화를 알 수 있게 된다. 본 연구에서 광의 초기전계는 다음에 설명할 finite difference method(FDM)를 이용하여 계산하여 사용하였다.

2. Linear finite difference method에 의한 초기전계의 계산

도파로내의 전계의 분포는 다음의 파동방정식으로 부터 얻을 수 있다.

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)E(x, y) + [k_0^2 n^2(x) - \beta^2]E(x, y) = 0 \quad (9)$$

(9) 식에서부터 slab형 도파로일때는 $\partial/\partial y = 0$ 이므로 다시 (10)식과 같이 쓸 수 있다.

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}\right)E(x) + [k_0^2 n^2(x) - \beta^2]E(x) = 0 \quad (10)$$

이제 (4) 식에서 초기전계를 구하기 위해서 slab형 도파로를 충분히 작은 구간 Δx 를 갖도록 잘게 나누면 그때의 E' 값과 E'' 값은 다음의 (11)식과 같이 나타낼 수 있으므로

$$E'(i+1/2) = \frac{E(i+1) - E(i)}{\Delta x} \quad (11 a)$$

$$E'(i-1/2) = \frac{E(i) - E(i-1)}{\Delta x} \quad (11 b)$$

$$E''(i) = \frac{E'(i+1/2) - E'(i-1/2)}{\Delta x^2} = \frac{E'(i+1) - E'(i-1) - 2E'(i)}{\Delta x^2} \quad (11 c)$$

$i = 0, 1, 2, \dots, N$

따라서 (10)식은 (12)식과 같이 나타낼 수 있다.

$$\frac{1}{\Delta x^2} E(i+1) + (k_0^2 n^2(i) - \frac{2}{\Delta x^2}) E(i) + \frac{1}{\Delta x^2} E(i-1) = \beta^2 E(i) \quad (12)$$

이제 (12)식에서 $i = 1, 2, \dots, N$ 을 대입하면

$$\begin{aligned} i=1, & \frac{1}{\Delta x^2} E(2) + (k_0^2 n^2(1) - \frac{2}{\Delta x^2}) E(1) + \frac{1}{\Delta x^2} E(0) = \beta^2 E(1) \\ i=2, & \frac{1}{\Delta x^2} E(3) + (k_0^2 n^2(2) - \frac{2}{\Delta x^2}) E(2) + \frac{1}{\Delta x^2} E(1) = \beta^2 E(2) \\ & \vdots \\ i=N, & \frac{1}{\Delta x^2} E(N+1) + (k_0^2 n^2(N) - \frac{2}{\Delta x^2}) E(N) + \frac{1}{\Delta x^2} E(N-1) = \beta^2 E(N) \end{aligned} \quad (13)$$

다시 (13)식을 행렬식으로 표현하면 (14)식과 같이 나타낼 수 있고, 이때 $E(0) = E(N+1) = 0$ 으로 놓았다.

$$\begin{bmatrix} (k_0^2 n^2(1) - \frac{2}{\Delta x^2}) \frac{1}{\Delta x^2} & 0 & \dots & 0 \\ \frac{1}{\Delta x^2} & (k_0^2 n^2(2) - \frac{2}{\Delta x^2}) \frac{1}{\Delta x^2} & & \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & \dots & \frac{1}{\Delta x^2} & (k_0^2 n^2(N) - \frac{2}{\Delta x^2}) \frac{1}{\Delta x^2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E(1) \\ E(2) \\ \vdots \\ E(N) \end{bmatrix} = \beta^2 \begin{bmatrix} E(1) \\ E(2) \\ \vdots \\ E(N) \end{bmatrix} \quad (14)$$

이제 (14)식에서 행렬의 고유벡터와 고유치를 구하면 초기전에 $E(x, z=0)$ 와 전파정수 β 값을 얻을 수 있다.[11][12] 본 연구에서는 BPM의 초기전계를 (14)식을 이용하여 구하였으며 그 결과를 그림 10에 보였다.[11][12]

3. Monolithic laser-waveguide coupling structure의 modeling

다음으로 본 연구에서는 monolithic laser-waveguide

coupler의 결합과정에 대한 연구를 위해서 다음과 같은 비대칭 방향성 결합기 모델을 제시하였다. 이때 모델링 환경은 다음과 같다.

- ① 결합구조는 전체적으로 다섯층으로 이루어진다.
- ② 각층은 slab형 구조를 갖는다고 생각한다.
- ③ active layer 안에서 광의 손실이나 이득은 없다. 그러므로 발진한 단위전력을 갖는 광은 +Z 방향으로 도파로안에서의 진행과 동일하게 진행한다.
- ④ +Z 방향으로 진행하는 광만을 고려한다. 또한 단면에서의 반사는 고려하지 않는다.
- ⑤ active layer의 dimension과 도파로의 dimension 모두 단일모드 조건을 만족한다. 본 연구에서는 laser에서 가장 dominant한 mode인 TE₀ 모드만 고려한다.
- ⑥ 광의 전력 |E|²은 1로 정규화 되었다고 생각한다.

이상의 모델링 환경은 pulse 구동하의 laser에서 +Z 방향으로 진행하는 광만을 고려하여 생각하는 경우에 상당히 적합하며, monolithic laser waveguide coupling structure의 특성을 알아보는데 좋은 모델을 제공해 준다.

본 연구에서는 제시한 모델에 대하여 전송한 바와 같이 BPM으로 해석한후 그 결과를 coupled-mode 이론에 의한 결과와 비교하였다. 이때 BPM에서는 초기전계를 얻기 위하여 FDM을 사용하므로 본 연구에서 시도한 BPM에 의한 해석과 기존의 해석방법의 비교가 좀더 정확성과 타당성을 가지게 하기 위해서 coupled-mode 이론으로 결합구조를 해석할때 필요한 결합계수를 근사전계를 사용하지 않고 BPM에서 사용한 초기전계로부터 composite Simpson method를 이용해서 직접 계산해 냈다. 이러한 방법은 본 연구와 같은 경우 뿐만 아니라, 여러가지 구조의 도파로 해석에도 유용하리라 생각한다.

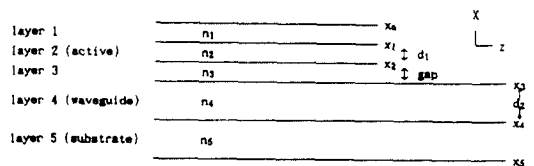


그림 2. Monolithic laser-waveguide coupling structure의 모델

Fig 2. Model of monolithic laser-waveguide coupling structure

3.1 coupled-mode 이론

그림 2와 같은 구조에서 각 active층과 도파로 사이에 결합이 있을때, active layer와 도파로의 복소진폭 $A(z)$ 와 $B(z)$ 는 (15)식으로 나타낼 수 있다.[14]

$$\frac{dA}{dz} = -j\kappa_{12}B e^{-j(\beta_1 - \beta_2)z} - jM_1A \quad (15-a)$$

$$\frac{dB}{dz} = -j\kappa_{21}A e^{j(\beta_1 - \beta_2)z} - jM_2B \quad (15-b)$$

여기서 첨자 1은 active layer를 첨자 2는 도파로층을 각각 나타내고 있다.

$$\kappa_{12} = \frac{\omega\epsilon_0}{4} \int_{-x}^x (n_{05}(x) - n_{34}(x)) E_1(x)E_2(x) dx \quad (16-a)$$

$$\kappa_{21} = \frac{\omega\epsilon_0}{4} \int_{-x}^x (n_{05}(x) - n_{12}(x)) E_1(x)E_2(x) dx \quad (16-b)$$

$$M_1 = \frac{\omega\epsilon_0}{4} \int_{-x}^x (n_{05}(x) - n_{12}(x)) (E_1(x)E_2(x))^2 dx \quad (17-a)$$

$$M_2 = \frac{\omega\epsilon_0}{4} \int_{-x}^x (n_{05}(x) - n_{34}(x)) (E_2(x))^2 dx \quad (17-b)$$

M_1 과 M_2 는 두개의 β_1 와 β_2 의 보정치이고, 굴절률함수 $n(x)$ 의 첨자는 x 의 시작위치와 마지막위치를 나타내고 있다. 따라서 (17)식을 이용하면 (15)식은 다시 (18)식으로 표현할 수 있다.

$$\frac{dA}{dz} = j\kappa_{12}B e^{-j2\delta z} \quad (18-a)$$

$$\frac{dB}{dz} = j\kappa_{21}A e^{j2\delta z} \quad (18-b)$$

여기서 $2\delta = (\beta_1 + M_1) - (\beta_2 + M_2)$ 이며, 결국 결합거리 L 은 식(19)와 같이 나타낼 수 있다.[14]

$$L = \frac{\pi}{2(\kappa_{12}\kappa_{21} + \delta_2)^{1/2}} \quad (19)$$

또한 최대 결합 전력은 식(20)에 의해서 얻을 수 있다.

$$P_{max} = \frac{\kappa_{12}^2}{\kappa_{12}\kappa_{21} + \delta_2} P_{in} \quad (20)$$

그러므로 κ_{12} , κ_{21} , M_1 , M_2 를 알면 결합거리와 최대 결합 전력을 구할 수 있다. 진술한 바와 같이 본 연구에서는 κ_{12} , κ_{21} , M_1 , M_2 를 FDM으로 구한 초기전계로부터 직접 구하기 위하여 composite-Simpson method를 이용한 결합계수식을 유도하였다.

3.2 composite-Simpson method를 이용한

결합계수식

식(16)과 (17)의 적분항에 대해서 active layer와 도파로가 각각 독립적으로 존재한다고 가정하고 FDM으로 구한 전계 $E_1(x, z=0)$, $E_2(x, z=0)$ 를 적용하여 다시 정리하면 식(21)을 얻게 되는데,

$$\int_{x_n}^{x_0} E_1(x)E_2(x) dx = \frac{h}{3} \left[E_1(x_0)E_2(x_0) + 2(E_1(x_0)E_2(x_0) + E_1(x_n)E_2(x_n) + \dots + E_1(x_{n-1})E_2(x_{n-1})) + 4\left(\frac{E_1(x_0)E_2(x_0) + E_1(x_n)E_2(x_n)}{2} + \dots + \frac{E_1(x_0)E_2(x_0) + E_1(x_n)E_2(x_n)}{2}\right) + E_1(x_n)E_2(x_n) \right] \quad (21)$$

여기서 $x_n = x_0 + nh$ 이며 해석하려는 영역의 sampling point를 나타낸다. 이때 도파로의 외부에서는 굴절률차가 0이 되므로 우리는 도파로 내부에 대해서만 적분값을 구하면 된다. 따라서 적분구간은 x_{12} 일때 $x_0 = x_1$, $x_n = x_2$ 이고 x_{21} 일때 $x_0 = x_n$, $x_n = x_1$ 이다. 또한 식 (17)은 같은 방법으로 (22)식과 같이 정리할 수 있다.

$$\int_{x_n}^{x_0} (E_1(x))^2 dx = \frac{h}{3} \left[(E_1(x_0))^2 + (E_1(x_n))^2 + 2((E_1(x_0))^2 + (E_1(x_1))^2 + \dots + (E_1(x_n)) + (E_1(x_{n-1}))^2) + 4\left(\frac{(E_1(x_0))^2 + (E_1(x_1))^2}{2} + \dots + \frac{(E_1(x_{n-1}))^2 + (E_1(x_1))^2}{2}\right) \right] \quad (22)$$

여기서 적분구간은 M_1 을 구하려 할때는 $x_0 = x_n$, $x_n = x_1$ 이고, M_2 를 구하려 할때 $x_0 = x_1$, $x_n = x_2$ 이다. 앞에서 얻은 초기전계를 식 (21), (22)에 대입하면 κ_{12} , κ_{21} , M_1 , M_2 를 구할 수 있으므로 따라서 식(19)에 의해서 coupled mode이론에 의한 결합거리를 구할 수 있다.

III. 결과 및 검토

monolithic laser-waveguide coupling structure의 모델로 제시한 구조에 대해서 beam propagation method(BPM)을 사용하여 특성을 알아 보았다. 또한 그 결과와 coupled-mode 이론에 의한 결과의 차

이점을 알아보기 위하여 (19)와 (27)을 사용하여 특성을 해석하고 그 결과를 비교해 보았다. 그리고 광의 파장과 active layer와 도파로의 굴절율을 변화시키며 결합특성의 변화를 알아 보았다.

그림 3은 파장 $\lambda = 1.5\mu\text{m}$, 굴절율 $n_1 = n_3 = n_5 = 2.2$, $n_2 = 2.25$, $n_4 = 2.22$, active layer의 두께 d_1 이 $1.0\mu\text{m}$ 이고, 도파로의 두께 d_2 가 $3.0, 6.0\mu\text{m}$ 이며, 기관의 폭 $W = 30\mu\text{m}$, z방향 층분 $\Delta z = 0.1\mu\text{m}$, x방향 sampling point의 간격 $\Delta x = 0.1172\mu\text{m}$ 일때 BPM과 coupled mode 이론에 의한 결합거리를 구한 결과이다. 그림에서 gap이 파장보다 작을 때는 BPM에 의한 해석과 coupled-mode 이론에 의한 결과가 일치하였지만, gap이 파장보다 클때는 coupled-mode 이론에 의한 해석이 길게 나타나는 차이를 보이고 있다.

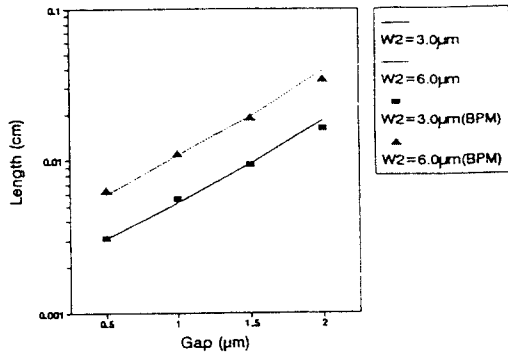


그림 3. BPM과 coupled-mode 이론으로 해석한 결과 $\lambda = 1.5, n_2 = 2.25, n_4 = 2.22, n_1 = n_3 = 2.2$ 이고 $d_1 = 1.0\mu\text{m}, d_2 = 3.0, 6.0\mu\text{m}$ 이다.

Fig 3. Results of BPM and coupled mode theory for our model

$\lambda = 1.5, n_2 = 2.25, n_4 = 2.22, n_1 = n_3 = 2.2$ 이고 $d_1 = 1.0\mu\text{m}, d_2 = 3.0, 6.0\mu\text{m}$

이러한 차이의 원인을 알아보기 위해서 gap의 증가에 대한 최대 전달 전력의 변화를 그림5에 보였다. 그림 5에서 최대 전달전력은 gap이 파장보다 작을때는 천천히 감소하다가 $1.5\mu\text{m}$ 이상에서는 급격하게 감소하는 것을 볼 수 있다. 따라서 도파로 내의 전력의 변화를 관찰하여 결합거리를 결정하는 BPM에 의한 해석이 gap이 커짐에 따라 coupled-mode 이론에 의한 해석보다 약간 작은 결합거리를 나타내게 되는 것이라 생각된다. 이러한 생각은 결합되는 전력의 비

가 일정한 대칭형 방향성 결합기에서는 BPM에 의한 해석과 coupled-mode 이론에 의한 해석이 일치함을 여러 연구에서[8][18] 입증하였으므로 타당하다고 생각한다. 이러한 해석에 의해서 양쪽 도파로쪽의 비대칭정도에 비례적으로 결합거리가 늘어남을 알 수 있었다. $d_2 = 3\mu\text{m}$, gap이 $1.5\mu\text{m}$ 일때의 BPM simulation 결과를 그림 5에 보였다. 이때 완전결합은 나타나지 않고 약 43% 정도의 결합을 보였다.

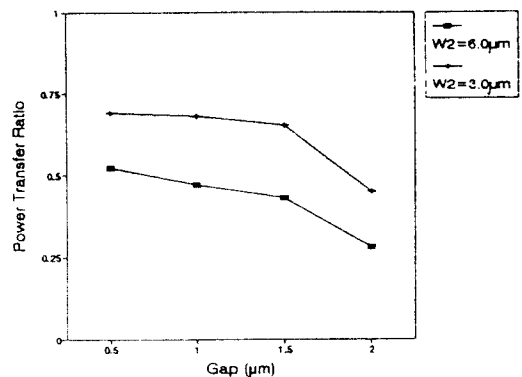


그림 4. 전력전달비의 변화

Fig 4. Variation of power transfer ratio

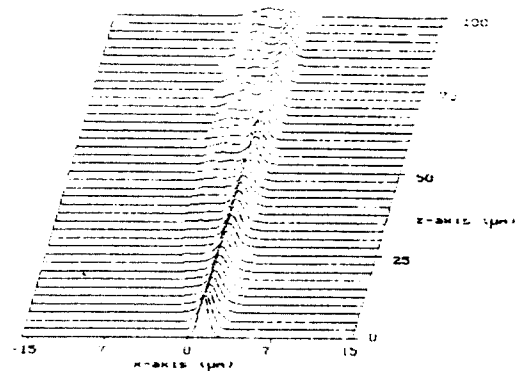


그림 5. $d_2 = 3.0\mu\text{m}$, gap = $1.5\mu\text{m}$ 일때의 BPM 결과

Fig 5. BPM simulation result for $d_2 = 3.0\mu\text{m}$, gap = $1.5\mu\text{m}$

다음으로서는 monolithic laser-waveguide coupling structure에서 파장의 변화에 따른 결합거리의 변화 추세를 살피기 위해서 본연구에서 제시한 모델에서 기관의 굴절율 $n_1 = n_3 = n_5 = 2.2$ 이고 $n_2 = 2.205, n_4$

=2.205 일때 active layer의 두께가 $d_2=3\mu\text{m}$ 라고 했을때 도파로의 폭 d_1 가 4, 5, $6\mu\text{m}$ 인 세가지 경우에 대해서 각각 λ 를 $0.8\sim 1.6\mu\text{m}$ 까지 변화시키며 BPM으로 얻은 결합 거리를 그림 6에 나타내었다. 이때의 $W=80\mu\text{m}$, $\Delta z=0.1\mu\text{m}$, $\Delta x=0.3125\mu\text{m}$ 이다. 이 경우 Rottman등의[16] 결과와 동일하게 λ 의 변화에 대해서 결합거리가 $1/\lambda^2$ 정도의 변화를 보였다. 또한 그림 6을 보면 파장이 $1.3\mu\text{m}$ 이상에서는 거의 동일하게 작은 결합거리를 나타내고 있어서 이러한 파장대를 사용하는 것이 효과적임을 예측할 수 있는데, 이러한 결과는 이러한 $1.3\mu\text{m}$ 이상의 파장장대가 광통신용으로도 적합한 것이 이미 밝혀져 있으므로 바람직한 결과로 할 수 있다.

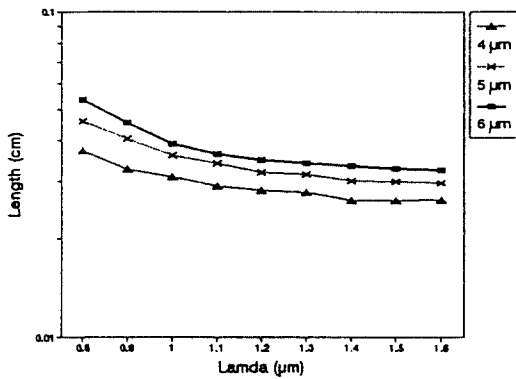
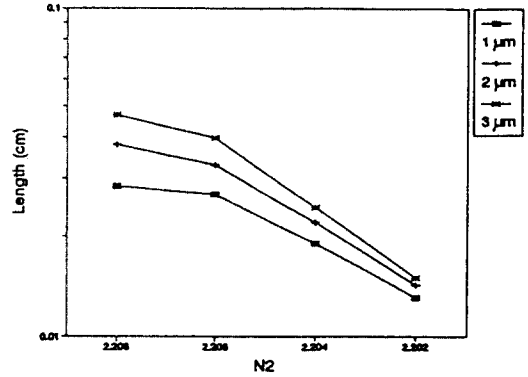


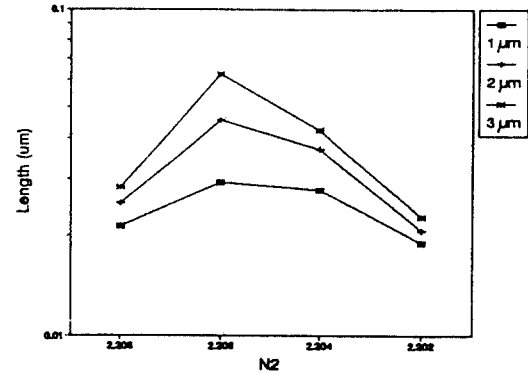
그림 6. $\lambda=1.5\mu\text{m}$, $n_2=2.205$, $n_1=2.205$, $d_1=3.0\mu\text{m}$ 이고 d_2 가 4, 5, $6\mu\text{m}$ 일때 BPM으로 구한 파장의 변화에 따른 결합거리의 변화

Fig 6. Variation of coupling length to wavelength by BPM $\lambda=1.5\mu\text{m}$, $n_2=2.205$, $n_1=2.205$, $d_1=3.0\mu\text{m}$ and $d_2=4, 5, 6\mu\text{m}$

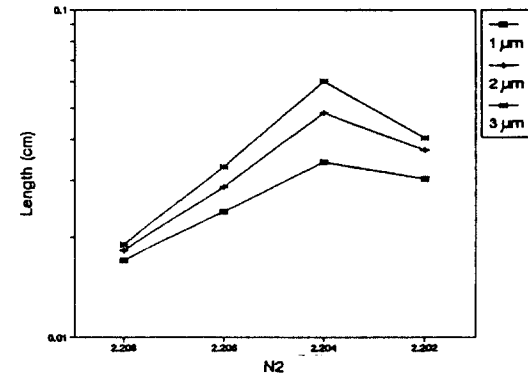
그림 7-(a), (b), (c)에서는 n_2 가 2.208, 2.206, 2.204인 세가지 경우에 gap을 1, 2, $3\mu\text{m}$ 로 변화시키며 BPM으로 얻은 결합 거리다. 이 경우에 $d_1=3\mu\text{m}$, $d_2=3\mu\text{m}$ 이고 $W=80\mu\text{m}$, $\Delta z=0.1$, $\Delta x=0.3125\mu\text{m}$ 이다. 이때 양쪽 도파로의 굴절율차 $\Delta n=|n_2-n_1|$ 가 클수록 작은 결합거리를 나타내었다. 이러한 결과는 지금까지의 여러가지 연구에서 일반적으로 대칭형 방향성 결합기가 비대칭형 방향성 결합기 보다 긴 결합거리를 나타내는 것이 입증 되었으므로 타당한 결과라 할 수 있다. 또한 전력전달은 Δn 이 작을수록 커



(a) $n_1=2.208$, $d_1=3\mu\text{m}$, $d_2=5\mu\text{m}$



(b) $n_1=2.206$, $d_1=3\mu\text{m}$, $d_2=5\mu\text{m}$



(c) $n_1=2.204$, $d_1=3\mu\text{m}$, $d_2=5\mu\text{m}$

그림 7. 양쪽 도파로 사이의 굴절율차 Δn 을 변화시킬때의 BPM에 의한 결합거리의 변화($\lambda=1.5\mu\text{m}$)

Fig 7. Variation of coupling length to index difference of two waveguides by BPM (for $\lambda=1.5\mu\text{m}$)

저서 $\Delta n = 0$ 일때 최대의 전력 전달을 보였다.

이상의 해석에 의해서 monolithic laser waveguide coupling structure의 결합거리와 파장의 변화에 따라 $1/\lambda^2$ 정도의 변화를 보이고, 양쪽 도파로의 굴절률차 Δn 이 작을수록 결합거리가 길어지지만 큰 전력 전달비를 얻을 수 있음을 알았다. 또한 도파로쪽의 비대칭 정도에 대해 결합거리가 비례적으로 늘어남을 알 수 있었다. 따라서 우리가 원하는, 비교적 작은 결합거리를 안에서 큰 전력 전달비를 가지는 monolithic laser-waveguide coupling structure를 만들기 위해서는 첫째로 1.3 μm 이상의 장파장대의 laser를 사용함이 바람직하고, 둘째 laser의 active layer와 직접 접해있는 실제로 광전력 전달이 일어나는 부분의 도파로의 두께를 늘수 있는대로 active layer와 비슷한 정도의 두께를 지녀야 하며, 셋째 active layer와 도파로 사이의 간격이 작을 수록 좋고, 넷째 active layer와 도파로간의 굴절률차가 작을것이 결합거리는 증가하지만 전력 전달의 측면에서는 효과가 없을 것이다. 그러나 지금까지 연구된 구조들은 active layer와 도파로 사이의 굴절률이나 두께등의 비대칭 정도를 어느 한계 이하로 줄여줄 수 없으며, 따라서 작은 결합거리 안에서 큰 결합효율을 갖게 하는것이 어려움이 있다. 그런데 laser는 active layer의 두께나 cavity의 길이등의 spec에 많은 융통성을 줄수 없으므로, 따라서 본 연구에서는 monolithic laser waveguide coupler를 제안하게 되었다. 이러한 구조를 사용하면 active layer와 직접 결합되는 부분에서의 비대칭 정도를 크게 줄일 수 있게 되어서 효율적인 결합을 이룰 수 있으면서도, 나머지 도파로 부분의 크기나 굴절률등에는 영향을 미치지 않게 할수 있으므로 원하는 만큼의 성능 형상을 기대할 수 있게 된다. 본 연구에서 제안한 monolithic laser waveguide coupling structure는 그림 8에 나타내었다. 이때 active layer의 굴절률이 2.25 두께 d_1 이 $1.0\mu\text{m}$, 도파로의 굴절률이 2.21 두께 d_2 가 $1.5\mu\text{m}$ gap이 $2.0\mu\text{m}$ 결합거리가 $115\mu\text{m}$ 인 결합기에서 도파로의 실제적인 두께가 $3\mu\text{m}$ 가 된다는 가정을 하여 길이 $485\mu\text{m}$ 인 taper 구조를 검토해 하였다. 이러한 구조에서 BPM simulation에 의한 결과 79% 결합효율을 얻을 수 있었다. 이때의 BPM simulation 결과를 그림 9에 나타냈다. 그림 9로부터 이러한 구조를 가지는 결합기의 결합손실은 주로 taper 부분에서 일어남을 알 수 있었다. 앞으로 더욱 개선된 성능을 가지는 결합기 개발을 위해서는 taper 부분의 손실을 최소화 시킬 수

있는 연구가 필요하고, 기존의 연구에서 결합성능 향상을 위해서 사용한 방법과 본 연구에서 제안한 방법과의 병용에 의한 결합방법도 고려할 필요가 있다고 생각한다. 또한 보다 많은 변수를 고려한 포괄적인 경우에 대해서 더욱 자세한 연구가 행하여져야 하리라 생각한다.

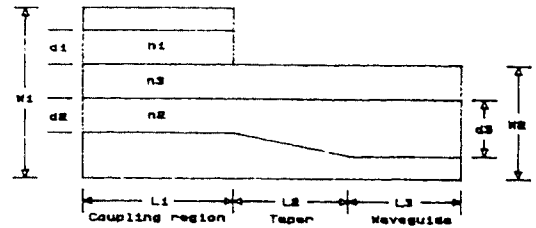


그림 8. 본 연구에서 제안한 monolithic laser waveguide coupler의 구조 laser와 직접 결합되는 부분인 L1과 도파로 영역인 L3 사이에 taper 부분 L2를 두어서 결합되는 부분과 laser cavity와의 비대칭 정도를 줄였다.

Fig. 8. Schematic of proposed monolithic laser-waveguide coupling structure. We use taper part L2 between coupling part L1 and passive waveguide L3 to reduce asymmetry.

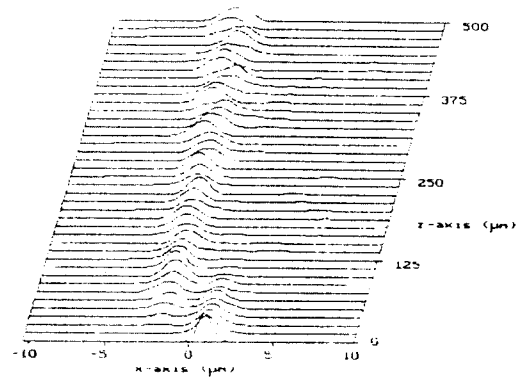


그림 9. 본 연구에서 제안한 monolithic laser waveguide coupler의 BPM simulation 결과

Fig. 9. BPM simulation result of proposed monolithic laser-waveguide coupler

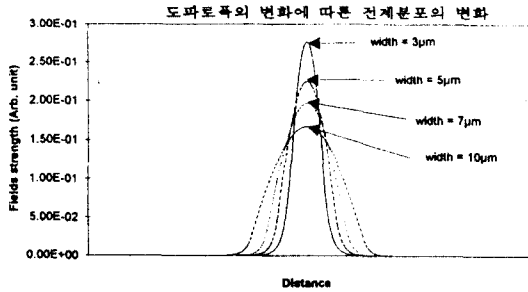


그림 10. Finite difference method로 구한 도파로 내의 전계분포

Fig 10. Fields distribution of waveguides by finite difference method

IV. 결 론

Monolithic laser-waveguide coupling structure의 특성 연구를 위하여 단위 전력을 갖는 laser 출력광파도파로 사이의 결합에 대한 모델을 제안 하였다. 제안한 모델의 특성을 beam propagation method(BPM)로 해석하여 active layer와 도파로 두께의 비대칭 정도를 변화 시키며 결합거리의 변화와 전력전달비의 변화를 알아 보았다. 본 연구에서 얻은 결과와 기존의 연구에 의한 결과를 비교하여 본 연구에서 사용한 해석 방법의 잇점을 보이기 위하여 finite difference method(FDM)로 구한 초기전계를 사용하여 결합계수를 구할 수 있는 수식을 제시 하였다. 또한 laser에서 가장 중요한 변수중의 하나인 파장의 변화에 대한 결합 거리의 변화와 laser cavity와 도파로간의 굴절율차의 변화에 따른 결합거리의 변화를 BPM으로 해석하였다. 이상의 해석으로 monolithic laser-waveguide coupling structure의 결합 거리는 파장의 변화에 따라 $1/\lambda^2$ 에 비례하여 변화 하고, 도파로 사이의 gap이 작을수록 짧은 결합기리를 나타냈으며, 양쪽 도파로의 굴절율차가 작을수록 결합 거리는 증가하지만 큰 전력전달비를 얻을 수 있었고, 또한 active layer 도파로 두께폭의 비대칭정도에 비례적 결합거리가 증가함을 알았다. 따라서 결합효율을 높이기 위해서는 $1.3 \mu\text{m}$ 이상의 파장을 사용하고, active layer와 도파로간의 dimension의 비대칭정도가 작고, 도파로 사이의 gap이 작아야하고, laser cavity와 도파로 사이의 굴절율차도 작아야 함을 알았다. 그러나 일반적으로 도파로와 active layer간의 비대칭정도를 직접

적으로 줄여 주는 데에는 한계가 있다. 따라서 본 연구에서는 active layer와 결합을 이루는 도파로 부분과 나머지 도파로 부분 사이에 taper 구조를 사용할 것을 제안하게 되었다. 이러한 구조를 사용하게 되면 도파로의 폭이나 굴절율에 상관없이 laser cavity와 결합되는 부분만 조절하여 비대칭 정도를 현저하게 줄일 수 있게 된다. 따라서 이러한 구조를 가지는 monolithic laser-waveguide 결합기에서는 좋은 결합효율을 얻을 수 있음을 예상할 수 있다. 실제로 본 연구에서는 제시한 구조의 결합효율을 BPM으로 해석하여 79%의 높은 결합 효율을 얻을 수 있었다. 앞으로 더욱 개선된 성능을 가지는 결합기의 개발을 위해서는 taper 부분에서는 손실을 최소화 시킬 수 있는 연구가 필요하고, 기존의 연구에서 결합성능 향상을 위해서 사용한 방법과 본 연구에서 제안한 방법과의 결합에 의한 개선 방안도 고려할 필요가 있다고 생각한다.

참 고 문 헌

1. Rod C. Alferness, "Guidel-Wave Devices for Optical Communication," IEEE J. of Quantum Electronics, VOL. QE-17, no. 6, 946-959, 1981
2. T. Tamir, "Integrated Optics," Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 1975
3. H. Ribot, P. Sansonetti, A. Carencio, "Improved Design for the Monolithic Intergration of a Laser and an Optical Waveguide Coupled by an Evanescent Field," IEEE J. of Quantum Electronis, VOL 26, no. 11, 1930-1941, 1990
4. Amnon Yariv, "Coupled-Mode Theory for Guided-Wave Optics," IEEE J. of Quantum Electronics, VOL. QE-9, no. 9, 919-933, 1973
5. William K. Burns, "Normal Mode Analysis of Waveguide Devices. Part I:Theory," J. of Lightwave Technology, VOL. LT-6, no. 6, 1051-1057, 1988
6. Chang Min Kim, R. V. Ramaswamy, "WKB Analysis of Asymmetric Directional Couplers and Its Application to Optical Switches," J. of Lightwave Technology, VOL. LT-6, no. 6, 1109-1118, 1988
7. Pushpa Bindal, Anurag Sharma, "Modeling of Ti:LiNbO3 Waveguide Directional Couplers,"

- IEEE Photonics Technology Letters, VOL.4, no. 7, 728-731, 1992
8. Dietrich Marcuse, "Theory of Dielectric Optical Waveguides," Academic Press, 1991
 9. M. D. Feit, J. A. Flect, Jr., "Computation in Graded Index Optical Fibers by The Propagation Beam Method." Appl. Optics, Vol 19, no.13, 2240-2246, 1980
 10. P. Danielson, "Two Dimensional Propagation Beam Method Analysis of an Electrooptic Waveguide Modulator," IEEE J. of Quantum Electronics, QE-20, 1093-1097, 1984.
 11. Chang Min Kim, R. V. Ramaswamy, "Modeling of Graded Index Channel Waveguides Using Nonuniform Finite Difference Method," J. of lightwave Technology, VOL. LT7, no. 10, 1581-1589, 1989
 12. R. L. Burden, J.D. Faires, "Numerical Analysis," PWS-KENT BOSTON, 1989
 13. P. Danielson, David Yevick, "Propagation Beam Analysis of Bent Optical Waveguides," J. of Opt. Communication, 3, 94-98, 1983
 14. Amnon Yariv, "Introduction to Optical Electronics," Holt, Rinehart Winston, 1976
 15. D. Marcuse, "Directional Couplers Made of Nonidentical Asymmetric Slabs. Part II: Grating-Assisted Couplers," J. of Lightwave Technology, VOL. LT5, no. 2, 286-273, 1987
 16. F. Rottman, A. Neyer, W. Mevenkamp, E. Voges, "Integrated Optic Multiplexers on Lithium Niobate Based on Two Mode Interference," J. of Lightwave Technology, Vol 6, No 6, 946-952, 1988
 17. W. P. Huang, H. Haus, "Power Exchange in Grating Assisted Coupler," J. of Lightwave Technology, VOL. 7, NO. 6, 920-924, 1989

본 연구는 1992년도 인하대학교 연구비 지원에 의하여 수행되었음.



張志豪(Chi Ho Chang) 正會員
1967年 3月 28日生
1990年 2月:仁荷大學校 電子工學
科 卒業
1993年 2月:仁荷大學校 大學院 電
子工學科 卒業(工學碩士)

現在:金星中央研究所 研究員

※主關心分野:光電子工學, 光通信工學



崔泰一(Tae Il Choi) 正會員
1957年 7月 5日生
1985年 2月:仁荷大學校 電子工學
科 卒業
1988年 8月:仁荷大學校 大學院 電
子工學科 卒業(工學碩士)

1991年 8月:仁荷大學校 大學院 電
子工學科 卒業 博士課程 修了

現在:仁荷大學校 電子工學科 助教

※主關心分野:光電子工學, 電子場 理論



崔炳河(Byung Ha Choi) 正會員
1936年 12月 31日生
1960年 2月:仁荷大學校 電機工學
科 卒業
1962年 2月:仁荷大學校 大學院 電
機工學科 卒業(工學碩士)

1975年 2月:仁荷大學校 大學院 電
機工學科 卒業(工學博士)

現在:仁荷大學校 電子工學科 教授

※主關心分野:電子場理論, 光電子工學, 光通信工學