

BPM에 의한 방향성 결합기의 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 Directional Coupler by BPM

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

要 約

방향성 결합기같은 광의 결합현상을 이용한 집적광학 소자에서 결합거리는 소자의 특성을 결정할 수 있는 가장 중요한 요소이다. 또한 결합현상을 이용한 소자들의 연구시 결합거리의 계산은 가장 기본적인 특성 해석방법이 되고 있다. 지금까지 결합거리의 계산시에는 주로 모드결합이론을 사용하였는데 이때 결합계수를 계산하는 과정은 양쪽 도파로가 독립적으로 존재할때의 모드의 분포를 각각 계산한 후, 그 결과를 가지고 무한적분을 행하여야하는 어려움을 가지고 있었다. 따라서 본 연구에서는 Beam Propagation Method(BPM)를 이용하여 결합계수의 계산없이 결합거리를 계산할것을 제안하였다. 그리고 제안의 타당성을 입증하기 위해서 가장 기본적인 방향성 결합기 모델을 설정하고 모드결합이론과 BPM과의 결과를 비교 검토하였다.

ABSTRACT

The coupling length is very important factor for the study of directional coupler and other intergrated-optic devices. And the calculation of coupling length is the fundamental process of studing various types of intergrated optical devices. But the calculation of coupling length, requires coupling coefficient η , and the evaluation of coupling coefficient η is very tedious because it requires the calculation of overlap intergral of the two modes.

Because of above reason, we suggest the use of beam propagation method. We suggest the basic configuration of directional coupler, which has three different types of longitudinal to vertical ratio, and calculate the coupling length of sugested configuration by both coupled mode they and beam propagation method and compare the results of each method.

*金星中央研究所
**仁荷大學校 電子工學科
Dept. of Electronics Engineering, In Ha Univ.
論文番號 : 93-97

I. 서 론

최근에 정보 교환에 대한 수요의 급격한 증가에 따라 광대역, 저손실 특성을 가지는 통신 수단 필요

성이 절실하게 대두 되었고, 이를 충족시킬 수 있는 통신 수단인 광통신의 중요성이 더해지게 되었다. 특히 지금까지의 광-전, 전-광 변환을 통한 교환 기술은 이미 한계에 다다라 보다 광대역의 교환 기술을 필요로 하고 있으며, 따라서 전광통신(全光通信)을 실현시키기 위한 광교환 기술에 대한 많은 연구가 행하여졌다.^[1] 그러므로 광교환 시스템 구축의 기초가 되는 여러가지 집적광학 소자의 중요성이 더욱 증대되고 있다고 할 수 있겠다. 현재 광교환 소자로는 LiNbO₃ 나 GaAs를 이용한 변조기, switch, gate, phase selector, multiplexer 등^{[2][3][4][5]} 다양한 소자가 연구되고 있으며, 앞으로도 보다 나은 특성을 가지는 소자들이 계속 개발될 전망이다.^[1] 이러한 여러가지 집적광학 소자들중 가장 기본적인 소자로서는 방향성 결합기를 들 수 있다. 방향성 결합기는 근접한 도파로간의 광의 전력의 전달현상을 이용하는 소자로서 변조기, switch, high-pulse gate 등에^{[2][3]} 사용된다. 방향성 결합기에 대한 연구는 다른 소자들의 손실 연구나, 변조성능 연구, 특히 방향성 결합기형 변조기의 성능 연구에 기본이 되고있다. 이러한 방향성 결합기의 특성을 알아볼 수 있는 변수중 가장 중요한 것은 방향성 결합기의 결합 거리이며, 결합거리의 결정은 결합현상을 이용한 모든 소자들에 있어서도 그 소자의 특성을 알아볼 수 있는 중요한 지표가 되고있다. 결합거리는 지금까지는 주로 모드결합이론에 의하여 계산해 왔다.^{[8][9]} 모드결합이론에 의한 결합거리의 결정은 결합계수를 계산하여 완전전달조건에 따라 결합거리를 계산하게 되는데, 방향성 결합기의 두개의 도파로가 구조가 다른 경우나, 도파로가 taper구조를 이루는 경우, 도파로에 굴곡이 있는 경우등의 연구 등 양쪽 도파로 사이에 위상이 일치되지 않는 경우에는 모드결합이론에 의해서 결합거리를 계산한다는것은 결합계수에 대한 매우 까다로운 계산을 요하므로 한계가 있을 수 밖에 없었다. 더우기 모드 결합이론에 의한 결합거리의 계산은 양쪽 도파로의 위상이 일치하지않는 경우에는 정확한 결합거리의 계산이라는 성격을 가지는 것이 아니라 대략적인 결합거리의 예측이라는 성격을 가지므로,^[8] 보다 효과적이고, 다양한 경우에 일관되게 적용할 수 있는 계산방법을 찾는것이 필요한 시점이라고 할 수 있겠다. 지금까지의 연구 결과로 모드 결합이론을 대체할 수 있는 방법으로는 WKB method, scalar variational method, beam propagation method(BPM) 등을 들 수 있다. 이중 특히 BPM은 광 파이버나, 기타

소자의 해석시 도파모드와 방사모드를 통합하여 처리할 수 있는 해석 방법으로서, 광 파이버나 집적 광학 소자에 일관된 적용을 할 수 있는 방법이며, 광 파이버의 분산 특성, 손실 특성 등의 연구와 집적광학 분야의 grating, taper, Y-분기, 변조기등의 특성 연구에 사용되고 있다.^[12] 방향성 결합기에서 BPM을 사용하여 결합거리를 계산할 때의 예상되는 잇점은 결합계수를 계산하지 않아도 된다는 점과 결합거리를 계산하는 과정에서 결합거리 안에서의 광의 전계 분포에 대한 자세한 자료를 얻을 수 있다는 점을 들 수 있다. 또한 앞서 예들들은 대로 모드결합이론으로는 처리하기 어려운 각 경우에도 일관된 방법으로 결합거리를 계산해 낼수 있다는 장점을 가지고 있다. 결합거리 안에서의 광의 분포를 알 수 있다는 점은 외부에서 가해준 전계가 있을시 광의 전계와 외부에서 가해준 전계와의 겹침의 정도를 구할 수 있게 되므로 특히 변조기에서 외부에서 가해준 전계에 의해서 변조되는 깊이나, 그 정도를 알고자 하는데에도 적용될 수 있다.

따라서 본 연구에서는 BPM을 사용하여 결합거리를 계산할 것을 제안하였다. 그리고 이의 타당성을 입증하기 위하여 그림 1과 같은 두개의 동일한 형태의 도파로를 가지는 방향성 결합기를 설정하였다. 그리고 설정한 방향성 결합기에서부터 도파로의 크기를 변화시켜가며 유효굴절율법을 사용하여 slab형 도파로를 가지는 방향성 결합기로 근사 시키고, 근사화 시켜 얻은 slab형 방향성 결합기에서 도파로 사이의 거리를 변화시키며 BPM으로 결합거리를 계산 하였다. 이렇게 얻은 결과를 기존의 모드결합이론에 의한 결과와 비교, 검토하여 BPM을 결합거리 계산에 사용할 수 있음을 보였다.

II. 본 론

모드 결합 이론과 BPM에 대한 이론적근거를 알아본 후 각각의 결과를 구하여 비교해본다. 두가지 방법 모두 다음에 설명할 유효굴절율법을 사용해 근사화시킨 slab형 도파로를 사용해 결합거리를 계산 하였다.

1. 이론적 고찰

1) 유효굴절율법

대부분의 도파로는 3차원적인 구조를 가지고있기 때문에 이를 직접적으로 해석하기란 무척 어려운 일

이다. 따라서 여러가지의 해석적방법이 사용되고 있는데, 본 연구에서는 유효굴절율법^[10] 사용하였다.

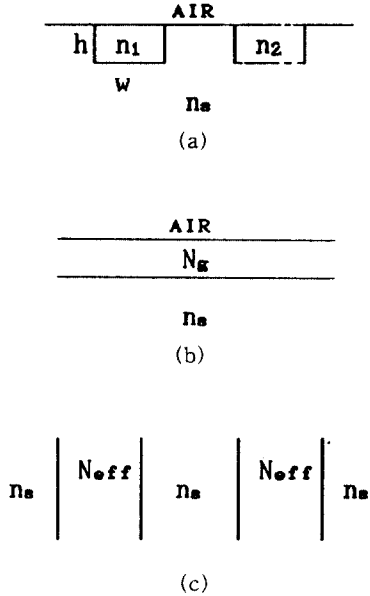


그림 2. 유효굴절율법

n_1, n_2 도파로의 실제굴절율, n_s 기판의 굴절율, N_g 깊이 방향의 굴절율 변화만을 고려하여 얻은 유효굴절율, N_{eff} 최종적으로 구한 유효굴절율

Fig 2. Effective index method

n_1, n_2 Real refractive index of waveguide, n_s refractive index of substrate, N_g effective refractive index

그림 2의 (a)와 같은 두개의 근접한 도파로를 각각 하나씩 도파로로 생각하여 (b)와 같이 표면에서부터 수직 방향으로의 굴절율변화에 대하여 해석한 후, 다시 그림의 (c)와같은 표면과 수평방향의 평판형 도파로 구조를 갖도록 근사화하여 결합거리 계산에 사용하였다. 이를 다시 수식적으로 설명하면 4단계로 나누어 볼수 있는데 다음과 같다.^[7]

1) 각각의 도파로 구조를 그림 2의 (b)와 같이 근사화 시키기 위하여 깊이 방향의 규격화 도파로폭을 결정한다.

$$V_g = kh\sqrt{n_g^2 - n_s^2} \quad (1)$$

2) 규격화 도파로폭 V_g 에 따른 규격화 굴절율 b_g 를

결정한 후(단, 이경우의 α 는 0이라고 가정) 이에 따른 유효굴절율을 계산한다.

$$N_g^2 = n_s^2 + b_g(n_g^2 + n_s^2) \quad (2)$$

3) 그림의 (c)와 같은 N_{eff} 를 결정하기 위해서 표면에 수평한 방향의 규격화 도파로폭을 결정한다.

$$V_{eq} = kw\sqrt{N_g^2 - n_s^2} \quad (3)$$

4) 앞에서 구한 V_{eq} 에서 $\alpha=0$ 인 경우의 b_{eq} 를 구한 다음 최종적으로 구하고자 하는 유효굴절율 N_{eff} 를 결정한다.

$$N_{eff} = n_s^2 + b_{eq}(N_g^2 - n_s^2) \quad (4)$$

이와 같은 방법으로 도파로의 굴절율을 N_g 가 2.207, 2.208, 2.209, 2.209, 2.1인 네가지 경우에 대하여 도파로의 가로와 세로의 비를 0.2에서 2까지 변화 시키며 얻은 유효굴절율의 값을 그림 3에 나타냈다.

2) 모드 결합 이론

그림 1과같은 근접한 두 도파로 사이의 모드결합에 의한 상호간의 전력의 전달현상을 방향성 결합(directional coupling)이라고 하는데 이러한 현상을 이용한 도파로형 방향성 결합기는 전력 분배기, 변조기, 주파수 선택기, 편파 선택기, 등으로 이용될 수 있다.^[8]

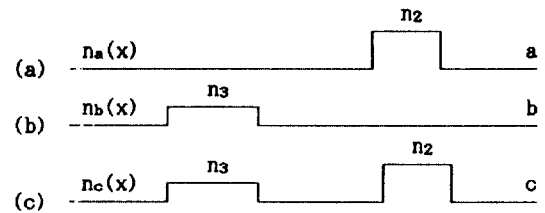


그림 4. 일반적인 방향성 결합기의 굴절율 분포

Fig 4. Refractive index distribution of common directional coupler

그림 4와 같은 두개의 근접한 도파로 a, b 각각의 굴절율의 분포를 $n_a(X), n_b(X)$ 라 할때 굴절율분포가 $n_a(X)$ 인 도파로 a만 존재한다고 가정했을 때의 전체

분포를 $\epsilon_a(X)$, 굴절율분포가 $n_b(X)$ 인 도파로 b만이 존재한다고 가정했을 때의 전계분포를 $\epsilon_b(X)$ 라 한다 면, 각각의 전파정수는 β_a, β_b 가 된다.

이때 결합이 일어날 수 있는 도파로 구조는 a와 b를 함께 생각한 $n_c(X)$ 가 되고 이때의 전계분포는 각각의 전계의 합으로 생각할 수 있으므로 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$E_y = A(z)\epsilon_a(X)\exp[j(\omega t - \beta_a z)] + B(z)\epsilon_b(X)\exp[j(\omega t - \beta_b z)] \quad (5)$$

위의 식에서 각 도파로 사이에 결합이 있을때, 복소 진폭 $A(z)$ 와 $B(z)$ 는 각각 다음의 식으로 나타낼 수 있다.

$$dA/dz = j - k_{ab}B\exp\{-j(\beta_a - \beta_b)z\} - jM_a A \quad (6-a)$$

$$dB/dz = -jk_{ba}A\exp\{j(\beta_a - \beta_b)z\} - jM_b B \quad (6-b)$$

여기서

$$k_{ab} = \frac{\omega\epsilon_0}{4} \int_{-\infty}^{\infty} [n_c^2(x) - n_b^2(x)]\epsilon_a(x)\epsilon_b(x)dx \quad (7-a)$$

$$M_a = \frac{\omega\epsilon_0}{4} \int_{-\infty}^{\infty} [n_c^2(x) - n_a^2(x)](\epsilon_a(x))^2 dx \quad (7-b)$$

$$k_{ba} = \frac{\omega\epsilon_0}{4} \int_{-\infty}^{\infty} [n_c^2(x) - n_a^2(x)]\epsilon_a(x)\epsilon_b(x)dx \quad (7-c)$$

$$M_b = \frac{\omega\epsilon_0}{4} \int_{-\infty}^{\infty} [n_c^2(x) - n_b^2(x)](\epsilon_b(x))^2 dx \quad (7-d)$$

M_a 와 M_b 는 두개의 도파로가 존재함에 따른 전파 상수 β_a 와 β_b 의 보정치이다. 따라서 (6)식의 표현을 따라 (5)식을 다시 다음과 같이 표시할 수 있다.

$$E_y = A(z)\epsilon_a(x)\exp[j(\omega t - \beta_a z + M_a)] + B(z)\epsilon_b(x)\exp[j(\omega t - \beta_b z + M_b)] \quad (8)$$

또한 (6)식은 다시

$$dA/dz = jk_{ab}B\exp(-j2\delta z) \quad (9-a)$$

$$dB/dz = jk_{ba}A\exp(-j2\delta z) \quad (9-b)$$

여기서 $2\delta = (\beta_a + M_a) - (\beta_b + M_b)$

위의 (9)식에 초기조건(예를들면 $B(0) = B_0, A(0) = 0$)을 대입하면 전력전달에의한 결합거리를 구

할 수 있게 된다.

3) Beam Propagation Method

단일주파수인 광의 도파로내의 진행은 다음의 Scalar Helmholtz 방정식으로 나타낼 수 있다.

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} + \frac{\omega^2}{c^2} n^2(\omega, x, y)E(\omega, x, y, z) = 0 \quad (10)$$

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 (10)식에서 $z=0$ 에서의 해를 $E(x, y, z=0)$ 라고 한다면, $z = \Delta z$ 만큼 진행한 후의 전계는 다음과같이 나타낼수 있다.

$$E(x, y, \Delta z) = \exp[\pm j\Delta z(\nabla_t^2 + \omega^2 n^2/c^2)^{1/2}]E(x, y, 0) \quad (11)$$

여기서 $\nabla_t^2 = (\partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2)$ 와 같이 쓸수 있다.

이때 (11)식의 우변의 큰괄호 안의 제곱근항은 다시 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\begin{aligned} & (\nabla_t^2 + \frac{\omega^2}{c^2} n^2)^{1/2} \\ &= \frac{\nabla_t^2}{(\nabla_t^2 + \omega^2 n^2/c^2)^{1/2} + (\omega/c)n} + (\omega/c)n \quad (12) \end{aligned}$$

(12)식에서 도파로의 기관 부분의 굴절율을 n_s 로 놓고, 이 값을 기준치로 삼아 도파로 부분의 굴절율 n 와의 차이가 $n - n_s \ll 1$ 인 약도파로 근사조건을 만족시킨다고 가정하면 (12)식은 다시 (13)식과 같이 나타낼 수 있다.

$$\begin{aligned} & (\nabla_t^2 + \frac{\omega^2}{c^2} n^2)^{1/2} \\ & \cong \frac{\nabla_t^2}{(\nabla_t^2 + k^2)^{1/2} + k} k + k[n/n_s - 1] \quad (13) \end{aligned}$$

여기서 $k = (n_s\omega)/c$

여기서 다시 z 의 양의 방향으로 진행하는 전계에 대하여, 전계의 시간적 변화율을 $\exp(j\omega t)$ 로 나타낼 수 있다면, 즉 전계가 정현파적으로 변화하는 경우에는, 결국 전계 E 는 다음과 같이 나타낼 수 있으므로

$$E(x, y, z) = \epsilon(x, y, z)\exp(-jkz) \quad (14)$$

위의 (14)식을 다시 (11)식에 대입하고 +Z 방향으로 진행하는 성분만을 고려하면 (11)식은 결국 (15)식과 같이 나타낼 수 있게 된다.

$$\epsilon(x, y, \Delta z) = \exp\left[-j\Delta z \left[\frac{\nabla^2}{(\nabla^2 + k^2)^{1/2} + k} + \chi \right]\right] \epsilon(x, y, 0) \quad (15)$$

여기서 $\chi = [(n/n_s) - 1]$ 이다.

위식은 다시 분리된 두개의 대칭형 오퍼레이터를 갖는 형태의 (16)식으로 표현할 수 있으며, (16)식에서 두개의 오퍼레이터항이 갖는 유니터리성 때문에 안정된 해를 얻을 수 있다.^[11] 단 (16)식에서 오차는 ∇^2 과 χ 사이의 non-commuting 특성에 의해서 발생되며 $(\Delta z)^2$ 의 범위에 한해서 정확성을 유지하게 된다.^[12]

$$\epsilon(x, y, \Delta z) = \exp\left[-\frac{j\Delta z}{2} \left(\frac{\nabla^2}{\nabla^2 + k^2} \right)\right] \exp(-j\chi\Delta z) \exp\left[-\frac{j\Delta z}{2} \left(\frac{\nabla^2}{(\nabla^2 + k^2)^{1/2} + k} \right)\right] \epsilon(x, y, 0) + O(\Delta z)^3 \quad (16)$$

이때 ∇^2 이 k^2 에 비해서 무시 할 수 있게 작다면, 우리는 Parabolic 혹은 Fresnel 근사를 사용하여 위의 식을 다시 보다 적용하기 쉬운 식으로 변형할 수도 있는데 이때 (12)식은 다시 아래와 같이 표현 할 수 있다.^[6]

$$E(x, \Delta z) = \exp(-jkn_s\Delta z) \exp\left[-j \frac{\Delta z}{4kn_s} \frac{\partial^2}{\partial x^2}\right] \exp\left[-j \frac{kn_s \Delta z}{2} \left(\frac{n^2(x, \Delta z/2)}{n_s^2} - 1 \right)\right] \exp\left[-j \frac{\Delta z}{4kn_s} \frac{\partial^2}{\partial x^2}\right] E(x, z) + O(\Delta z)^3 \quad (17)$$

위 식에서 $E(x, y)$ 는 x방향의 변화만 고려한 전계이고, ∇^2 는 x방향의 전계의 변화만 고려하므로 $\partial^2/\partial x^2$ 과 같이 쓸 수 있다. 이렇게 일차원적인 전계의 변화만을 고려해 주어도 되는 이유는 앞에서 설명한 유효굴절률법을 이용하여 도파로의 구조를 평판형으로 단순시켜서 생각하기 때문이다.

(17)식의 2차 미분항은 Fast Fourier Transform (FFT) 알고리즘을 이용하여 해결할 수 있다. 이때 연속적인 값을 갖는 전계를 유한개의 값으로 sampling 하기 위한 sampling points를 정하는것이 매우 중요한데, 본 연구에서는 기판폭을 $80\mu\text{m}$ 로 놓고 sapling points의 갯수 N을 256개로 잡아 각 point간

의 거리를 $0.315\mu\text{m}$ 로 유지시켰으며 이는 다른 연구에 비교할때 충분한 정도의 조밀도라 할 수 있다.^[6]^[12]

따라서 우리는 초기의 전계조건, 즉 $E(x, z=0)$ 을 계산해내면 식(17)을 이용하여 Δz 만큼 진행한후의 전계 $E(x, z=\Delta z)$ 를 구할 수 있고, 다시 그 결과를 (17)식 우변의 전계항에 대입하면 그 다음 구간을 진행한후의 전계를 구할 수 있으므로 결국 도파로내를 진행하는 광의 변화를 알수 있게 된다. 본 연구에서 광의 초기전계는 유효굴절률법으로 구한 평판형 도파로 구조에서의 scalar 파동방정식을 finite difference method(FDM)를 이용하여 계산하여 사용하였다.

2. 결합거리의 계산

1) 모드 결합 이론에 의한 결합거리의 계산

앞의 (8)식과 (9)식에서 부터 각각의 도파로를 진행하는 광의 전력은 $P_a = AA^*$, $P_b = BB^*$ 인 관계에 의해서 다음과 같이 주어진다.^[8]

$$P_a(z) = P_o \frac{k^2}{k^2 + \delta^2} \sin[k^2 + \delta^2]^{1/2} z \quad (18-a)$$

$$P_b(z) = P_o - P_a(z) \quad (18-b)$$

여기서 $P_o = |B(0)|^2$ 이다. 그러므로 완전결합거리는 $\delta=0$ 일때 $L = \pi/2k$ 가 됨을 알 수 있다. 따라서 결합계수 k 를 알면 결합거리 L 은 쉽게 구할 수 있다. 결합계수 k 는 (3)식을 사용해서 구할 수 있는데 그림 5, 그림 6, 그림 7, 그림 8은 도파로의 폭 w 와, 깊이 h 를 모두 $4.0\mu\text{m}$ 로 놓고, 양쪽 도파로 사이의 거리 g 를 0, 2, 5, $10\mu\text{m}$ 로 증가시키며 전계의 겹침이 변하는 정도를 알아보기 위해 구한 그림으로서, 도파로 사이의 간격이 변함에 따라 전계의 겹쳐지는 정도가 급격히 변함을 보여준다. 따라서 결합계수 k 는 도파로 사이의 거리 g 에 크게 의존함을 알수 있다.

(7)식에서 TE모드인 경우에 양쪽의 도파로의 구조가 동일하다고 가정하면 다음의 식을 얻는다.

$$k = \frac{2h^2 p e^{-Ps}}{\beta(w+2/p)(h^2+p^2)} \quad (19)$$

여기서 $h = (n_g^2 k_o^2 - \beta^2)^{1/2}$, $q = (\beta^2 - n_s^2 k_o^2)^{1/2}$, $p = (\beta^2 - n_s^2 k_o^2)^{1/2}$, $k_o = \omega/c$, $w =$ 도파로의 폭, $g =$ 도파로 사이의 거리, $k_o n_s < \beta < k_o n_g$

위의 관계식에서 부터 도파로의 폭 $w=4.0\mu\text{m}$ 일 때, $w/h=0.4$, $w/h=1.0$, $w/h=1.6$ 인 세가지 경우에 대하여 도파로 사이의 거리 g 를 $0\mu\text{m}$ 에서 $10\mu\text{m}$ 까지 변환시키며 계산한 결합거리를 그림 9, 그림 10, 그림 11에 보였다. 이때 도파로의 굴절율값으로는 $w/h=0.4$ 일때 $n=2.2070$, $w/h=1.0$ 일때 $n=2.2063$, $w/h=1.6$ 일때 $n=2.2045$ 를 사용하고, 기판의 굴절율값으로는 2.2를 사용하여 각 경우에 모두 $n-n_s \ll 1$ 인 약도파로조건을 만족하도록 고려하였다. 이때 유효굴절율법으로 각 굴절율값을 계산하기전의 원래의 도파로의 굴절율값은 2.21을 사용하였다.

2) BPM에 의한 결합거리의 계산

BPM에 의한 해석은 앞서 설명한대로 (17)식의 반복적인 적용에 입력 도파로의 전력이 근접한 도파로로 완전히 이동했을 때의 거리를 계산함으로써 구할 수 있다. 실제적으로 simulation시 사용한 굴절율이나 도파로 사이의 거리등의 변수들은 기본적으로 모두 앞서 설명한 바와같고, 아울러 BPM simulation시 사용한 변수를 설명하면 $\Delta z=0.01\mu\text{m}$, sampling points $N=256$ 등이다. 특히 Δz 는 작으면 작을수록 정확한 해를 얻을 수 있지만($\Delta z \rightarrow 0$ 면 엄밀해를 얻는다) 그렇게 되면 계산시간이 매우 많이 걸리므로, 계산의 정확도와 계산에 걸리는 시간 사이의 절충점을 찾아야 할것이다. 도파로의 형태가 각각 $w/h=0.4$, $w/h=1.0$, $w/h=1.6$ 이고 도파로 사이의 거리가 $3\mu\text{m}$ 인 경우의 결과를 그림 12, 그림 13, 그림 14에 보였다. 그림에서 입력 도파로로 입력된 광의 전력이 근접한 도파로로 이동해감을 볼 수 있다. 이렇게 계산하여 구한 결과를 앞에서 구한 모드 결합 이론으로 구한 결과와 비교하기 위하여 그림 9, 그림 10, 그림 11에 역시 나타냈다.

III. 결과 및 검토

방향성 결합기의 결합계를 모드 결합 이론과 BPM에 의해서 계산하기 위해서 먼저 도파로의 형태가 변할 때의 유효굴절율 값을 그림 3에 나타냈다. 그림 3에서 도파로의 굴절율의 크기가 큰 경우가 큰 유효굴절율 값을 나타냈고, 같은 굴절율 값에서는 w/h 가 큰 경우가 작은 굴절율 값을 가져서 결국 짧은 결합거리를 나타냈다. 그림 5, 그림 6, 그림 7, 그림 8은 도파로 사이의 거리가 증가함에 따른 양쪽 도파로의 전계의 겹침의 변화를 FDM를 이용해 구해 보았는데,

이 결과로 부터 결합거리가 도파로 사이의 거리에 크게 의존됨을 알 수 있으며, 본 연구에서 제안한 구조의 방향성 결합기에서는 도파로 사이의 거리가 $5\mu\text{m}$ 이상이 되면 매우 큰 결합거리를 가지게 되리라는 것을 예측할 수 있다. 또한 이러한 방법을 다른 구조의 방향성 결합기에 적용하면, 도파로 사이의 거리가 변함에 따른 결합거리의 대략적인 변화를 알 수 있다.

다음으로 BPM에 의한 계산과 모드결합이론에 의한 계산의 결과를 그림 9, 그림 10, 그림 11에 보였다. 두가지 방법에 의한 계산 결과는 $w/h=0.4$, $w/h=1.0$, $w/h=1.6$ 인 각 경우에 모두 큰 변화없이 $10^{-4} \sim 10^{-3}(\text{cm})$ 정도의 차이만을 나타냈다. 이러한 차이는 본 연구에서 가정한 구조가 모드결합이론으로 거의 정확한 결합거리를 구할 수 있는 구조이기 때문에 BPM에 의한 해석이 가지는 오차라고 생각할 수도 있다. 왜냐하면 BPM에 의한 해석은 앞에서 설명한대로 x축상에서의 sampling point의 조밀도와 진행방향인 Z축 방향으로의 증분의 크기에 의존하기 때문이다. 하지만 결합거리를 실측한다고 하여도 측정시 발생할 수 있는 오차가 수 μm 정도는 될것이기 때문에 이 정도의 차이는 오차의 한계 이하의 값으로 보아도 무방할것이라고 생각한다. 따라서 BPM에 의한 해석도 큰 오차없이 결합거리를 계산해 낸다고 생각할 수 있다.

BPM에 의한 결과는 그림 12, 그림 13, 그림 14에 나타냈다.

IV. 결 론

방향성 결합기의 결합거리를 모드 결합이론과 BPM에 의해서 각각 계산하고 결과치를 비교하였다. 각각의 경우에 대해서 도파로의 가로, 세로의 비를 변화시키며 결과를 얻어 도파로 형태에 따른 결합길이의 변화추세를 알 수 있게 하였다. 두가지 방법으로 계산한 결과는 서로 거의 동일한 결과를 나타내었으며, 모드결합이론에 의한 결과와 BPM에 의한 결과는 서로 $10^{-4} \sim 10^{-3}(\text{cm})$ 정도의 차이만을 보여 예측했던대로 방향성 결합기등의 소자에게 결합거리를 계산 하는데 사용될 수 있음을 알았다. 도파로의 형태에 대한 결과로부터 가로의 길이보다 세로의 길이가 긴 경우가, 즉 작은 유효 굴절율을 가지는 경우가 작은 결합거리를 나타냄을 알 수 있었다.

이상의 결과로부터 BPM을 방향성 결합기나 결합현상을 이용한 다른 소자의 결합거리를 해석하는데

사용할 수 있음을 증명했다.

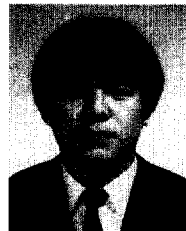
참 고 문 헌

1. E. Voges, A. Neyer, "Intergrated-Optic Device on LiNbO₃ for Optical Communi cations," *J. of Lightwave Technology*, LT-5, no.9, 1299-1238, 1987
2. R.C.Alferness, N.P.EconomulL.L.Buhl, "Fast compact Optical waveguide switch modulator," *Appl.Phys.Lett*, 38(4), 214-217, 1981
3. Katsutoshi Kubota, Junichi Noda, Osamu Mikami, "Traveling Wave Optical Modulator usig a Directional Coupler LiNbO₃ waveguide," *IEEE J.of Quantum Electronics*, QE-16, no.7, 754-760, 1980
4. R.C.Alferness, "Waveguide Electrooptic Modulators," *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, MTT-30, no.8, 1121-1137, 1982
5. H.Kogelink, R.V.Schmidt, "Switched Directional Coupler with Alternating $\Delta\beta$," *IEEE J.of Quantum Electronics*, QE-12, no.7, 396-401, 1976
6. P.Danielson, "Two Dimensional Propagation Beam Method Analysis of Electrooptic Waveguide Modulator," *IEEE J.of Quantum Electronics*, QE-20, 1093-1097, 1984
7. T.Tamir, "Guided Wave Optoelectronics," *Springer-Verlag*, 1990
8. A.Yariv, "Introduction to Optical Electronics," *Holt Rinehart and Winston*, 1976
9. A.Yariv, "Coupled-Modé Theory for guidewave optics," *IEEE J.of Quantum Electronics*, QE-9, no.9, 1973
10. E.Maron, O.G.Ramer, S.Ruschin, "Relation Between Normal Mode and Coupled-mode Analysis of Parallel waveguides," *IEEE J. of Quantum Electronics*, QE-20, no.12, 1311-1319, 1984
11. M.D.Feit, J.A.Fleck, Jr., "Computation in Graded Index Optical Fibers by The Propagation Beam Method," *Appl. Optics*, Vol 19, no.13, 2240-2246
12. L.Thyren, "The Beam Propagation Method : An Analysis of Its Applicability," *Optical and Quantum Electronics*, Vol 15, 433-439, 1983



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
 程受了.

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3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.