

# 광통신용 Ti:LiNbO<sub>3</sub> 외부 광변조기/스위치 설계

김 창 민\*, 정 석 원\*\*

(\* 서울시립대 전자공학과 부교수, \*\* 서울시립대 대학원 전자공학과 석사과정)

## 1. 머릿 말

집적광학분야는 과거 20년 이상 동안 활발한 연구가 이루어졌으며 특히 광스위치/변조기 분야에서의 발전은 과거 수년 동안 두드러진 바 있다. 집적광학 분야는 저손실, 큰 대역폭을 갖는 단일모우드 광섬유, 반도체 레이저의 급속한 발전에 힘입어 급속한 발전을 이룩하였다.

광통신에서 고속 변조기는 광파 반송자에 광대역의 전기적 신호를 실는데 필수적이다. 반도체 레이저의 직접변조는 저속변조에 효과적이기는 하지만 고속변조를 시도할 경우 이완발전, 주파수 혼합현상 등으로 제한을 안고 있다. 외부변조란 순수한 스펙트럼을 갖는 레이저로부터 변조기를 분리하고자 하는 것이며, 이는 가간섭성 광통신에서 고효율변조를 이루는데 필수적이다. 외부 변조/스위칭은 외부에서 전기장을 걸어 줌으로써 도파영역의 굴절률 변화를 일으키고, 결국 도파광모우드의 전파상수를 변화시킴으로써 이루어진다.

외부 광스위치/변조기로는 차단형(cut-off type)[1], 균일 방향성 결합기(uniform directional coupler)[2-4], Mach-Zehnder 간섭계(Mach-Zehnder interferometer)[5-7], 교번  $\Delta\beta$  방향성 결합기(alternation directional coupler)[8-9], 교차 결합기(crossed coupler)[10-11], Y-분기 방향성 결합기(Y-branch directional coupler)[12-14] 등의 여러 가지가 연구되어졌다.

본 논문에서는 위에서 열거한 여러 가지 광변조기를 해석, 설계하는데 기본이 되는 광결합 이론으로 normal mode 이론과 coupled mode 이론을 소개한다. 아울러 이러한 이론들을 이용하여 전송한 변조기 중 균일 방향성 결합기, Y-분기 방향성 결합기, Mach-Zehnder 간섭계의 광스위칭/변조 원리를 살펴 본다.

해석결과에 의하면 Y-분기 방향성 결합기는 균일 방향성 결합기보다 결합길이가 짧고 스위칭전압도 낮아 광대역 광변조기에 바람직하다. 한편 Mach-Zehnder 간섭계는 결합길이가 균일 방향성 결합기나 Y-분기 방향성 결합기보다 상당히 큰 단점을 갖고

있지만, 스위칭전압을 자유롭게 선택할 수 있다는 장점이 있다.

## 2. 광결합 이론

광도파로를 이해하는데 중요한 이론이 있는데 normal mode 이론과 coupled mode 이론이 그것이다. normal mode 이론은 여러 도파로 간의 파동을 각각 개별 도파로에서의 파를 기술하는 것이 아니라 여러 도파로를 하나의 도파로로 간주하고 해석한다. normal mode 이론은 개념적인 접근 방법이라 생각할 수 있다. 한편 coupled mode 이론은 각각의 도파로에서의 파동간의 섭동원리를 이용하여 도파로에서의 파의 움직임을 기술하므로, normal mode 이론과는 다른 접근방법이다. 이 두 이론은 방향성 결합기, Y-분기 방향성 결합기 등과 같은 여러 도파로가 혼합되어 있는 구조에 대하여 개념적, 수학적 해석을 가능케 해 줌으로, 도파로 해석에 있어서 아주 유용한 이론들이라 할 수 있다.

2.1절에서는 방향성 결합기를 예로 들어 normal mode 이론이 어떻게 적용되는 가를 살펴 보고, 2.2절에서는 coupled mode 이론의 유도과정을 소개하고, 구체적인 적용은 3장에서 다루겠다.

### 2.1 Normal Mode 이론

다음 그림1의 방향성 결합기에 normal mode 이론이 어떻게 적용되는지 살펴본다.

그림1의 방향성 결합기를 FDM(유한차분법)을 이용하여  $b-v$  그래프, 그리고 도파로에서의 기본모드와 1차모드를 그림2에 나타내었다.

그림1에서 한쪽 도파로에 입사된 광은  $z=0$ 인 지점에서 그림2(b)의 기본모드와 1차모드의 합으로 생각할 수 있다. 각각의 모드는 전파상수가 각각  $\beta_0$ 와  $\beta_1$ 로 서로 다른 속도로 도파로를 진행한다.  $z=L$ 인 지점에 이르렀을 때 두 파는

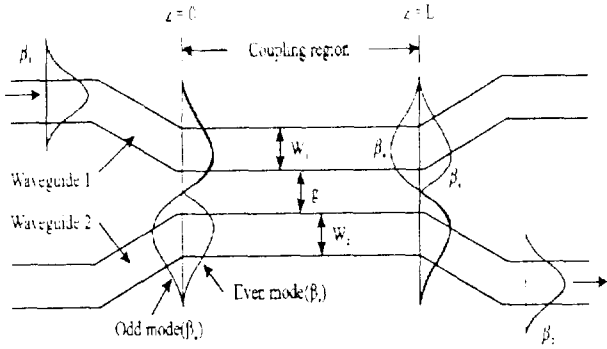


그림 1. Normal Mode (방향성 결합기)

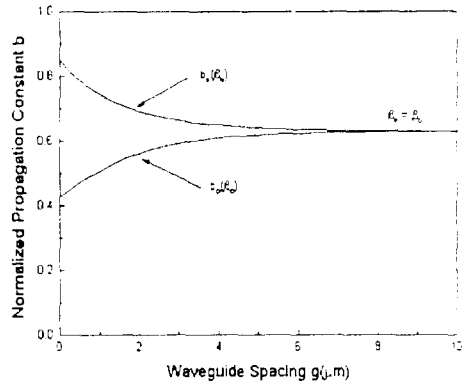
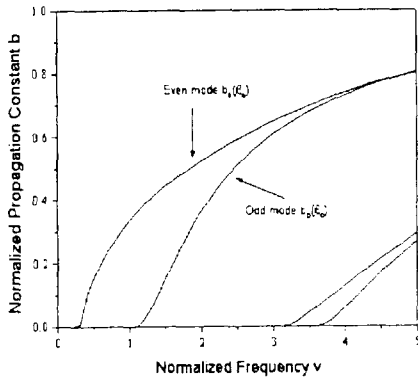
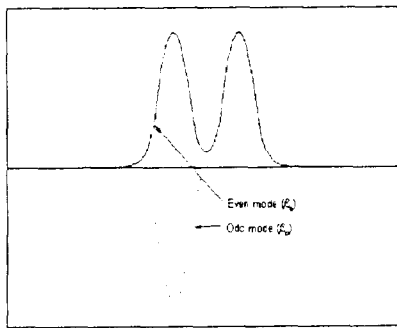


그림 3. 도파로 간격에 따른 normal 모드들의 정규화 전파상수의 변화  
( $W_1 = W_2 = 5 \mu\text{m}$ ,  $v = 3.0$ 일 때)



(a)



(b)

그림 2. 방향성 결합기

(a) b-v 그래프, (b) 기본모드와 1차 모드  
( $W_1 = W_2 = g = 5 \mu\text{m}$ ,  $n_1 = 2.205$ ,  $n_2 = 2.2$ 일 때, 코어 : 계단형 굴절률분포)

서로 180°의 위상차를 갖게 된다. 즉

$$L = \frac{\pi}{(\beta_e - \beta_o)} \quad (1)$$

이다. 이때 두 파는 그림에서와 같이 도파로1에서는 서로 상쇄되고 도파로2에서는 광이 합해져, 처음 도파로1에 입사된 파는 도파로2로 옮겨 간다.

그림3은 방향성 결합기에 대해서 두 도파로 간격이 변함에 따라 기본모드와 1차모드의 정규화 전파상수  $b$ 가 어떻게 변화하는가를 보여 준다. 이것은 그림 2에서  $v = 3$ 일 때, 즉 기본모드와 1차모드만이 도파가능할 때 두 도파로의 폭  $W_1$ 과  $W_2$ 를  $4 \mu\text{m}$ 로 하고, 두 도파로의 간격을 점점 증가시켰다. 그림을 보면 두 도파로의 간격이 벌어질수록 두 모드의 전파상수는 점점 같아지게 되는데, 이것은 두 도파로 간의 coupling이 일어나지 않는다는 것을 의미한다. 즉 식(1)에서  $\beta_e = \beta_o$ 이므로 완전한 coupling이 일어나기 위한  $L$ 은 무한대가 되므로 coupling이 없다고 볼 수 있다. 이러한 사실로부터 방향성 결합기가 두 도파로 간의 coupling을 위한 소자이니 만큼 두 도파로의 간격은 coupling이 일어나기 적당한 거리, 그림에서 약  $8 \mu\text{m}$ 이하를 유지해야 한다는 것을 알 수 있다. 그러나 두 도파로 간격이 작으면 전파상수의 차이가 커져서 식(1)에서 coupling length가 짧아지는 장점은 있지만 기본모드와 1차모드가 그림 2(b)처럼 완전히 겹치지 못하므로 입사파를 표현하는데 한계를 가지며, 더 이상 normal mode 이론에 의한 해석이 어려워진다.

### 2.2 Coupled Mode 이론

방향성 결합기처럼 두 인접한 도파로 사이의 방향성 결합에 대한 공식은 아래와 같이 Maxwell의 파동 방정식으로부터 유도할 수 있다.

$$\begin{aligned} \nabla^2 E(r, t) &= \mu \frac{\partial^2}{\partial t^2} [\epsilon(r, t) E(r, t)] \\ &= \mu \frac{\partial^2}{\partial t^2} [\epsilon_0 E(r, t) + P(r, t)] \end{aligned} \quad (2)$$

여기서

$$P(r, t) = P_0(r, t) + \Delta P_0(r, t) \quad (3a)$$

$$P_0(r, t) = [\epsilon(r) - \epsilon_0] E(r, t) \quad (3b)$$

$$\Delta P_0(r, t) = \Delta \epsilon(r) E(r, t) = \Delta n^2(r) \epsilon_0 E(r, t) \quad (3c)$$

이다. 여기서  $P_0(r, t)$ 와  $P(r, t)$ 는 각각 도파구조에서의 비섭동 분극항과 섭동분극항이다.

횡단면의 전계  $E(r, t)$ 는 직각 좌표계에서의 세 개의 성분 중의 하나이고  $P(r, t)$ 는 그와 동일한 극성의 성분이다. 식(3)을 식(2)에 대입하면

$$\nabla^2 E(r, t) - \mu \epsilon(r) \frac{\partial^2}{\partial t^2} E(r, t) = \mu \frac{\partial^2}{\partial t^2} [\Delta P_0(r, t)] \quad (4)$$

$y$  방향으로 굴절율의 변화가 없다는 가정하에서 ( $d/dy = 0$ ) 섭동상태의 도파로의 전체 전계를 집중 mode들의 중첩으로 전개할 수 있다.

$$E(r, t) = \sum_m C_m(z) E_m(x) e^{j(\omega t - \beta_m z)} \quad (5)$$

여기서  $E_m(x)$ 는

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} - \beta_m^2 \right) E_m(x) + \omega^2 \mu \epsilon(r) E_m(x) = 0 \quad (6)$$

식(5)를 식(4)에 대입하면

$$\begin{aligned} e^{j\omega t} \sum_m \left[ C_m(z) \left[ \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} - \beta_m^2 \right) E_m(x) + \omega^2 \mu \epsilon(r) E_m(x) \right] \right. \\ \left. + \left[ -j2\beta_m \frac{d}{dz} C_m(z) + \frac{d^2}{dz^2} C_m(z) \right] E_m(x) \right] e^{-j\beta_m z} \\ = \mu \frac{\partial^2}{\partial t^2} [\Delta P_0(r, t)] \end{aligned} \quad (7)$$

식(6)을 고려하면 식(7)의 앞의 세 개항의 합은 0이 됨을 알 수 있다.  $|\partial^2 C/\partial z^2| \ll \partial C/\partial z$ 이라면, 식(7)은 근사적인 형태로 아래와 같이 줄어든다.

$$\begin{aligned} - \sum_m j2\beta_m \frac{d}{dz} C_m(z) E_m(x) e^{j(\omega t - \beta_m z)} \\ = \mu \frac{\partial^2}{\partial t^2} [\Delta P_0(r, t)] \end{aligned} \quad (8)$$

식(8)의 양변에  $E_n(x)$ 를 곱하면

$$\begin{aligned} - \sum_m j2\beta_m \frac{d}{dz} C_m(z) E_m(x) E_n(x) e^{j(\omega t - \beta_m z)} \\ = \mu \frac{\partial^2}{\partial t^2} [\Delta P_0(r, t) E_n(x)] \end{aligned} \quad (9)$$

mode간의 직교성에 의하여

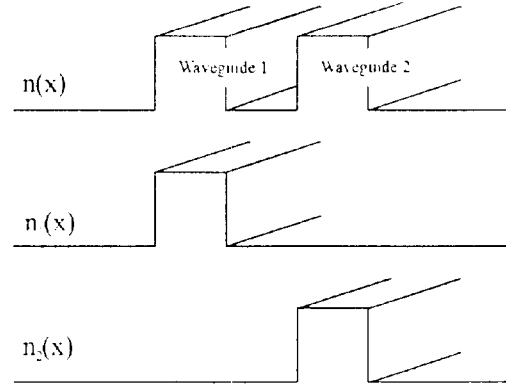


그림 4. 방향성 결합기의 도파로의 굴절율 분포

$$\frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} E_m(x) H_n^*(x) dx = \frac{\beta}{2\omega\mu} \int_{-\infty}^{\infty} E_m(x) E_n(x) dx = \delta_{mn} \quad (10)$$

이다. 여기서  $\delta_{mn}$ 은 Kronecker delta이며, 식(9)를  $-\infty$ 에서  $\infty$ 까지 적분하면

$$\begin{aligned} \frac{d}{dz} C_n(z) e^{j(\omega t - \beta_n z)} - \frac{d}{dz} C_{-n}(z) e^{j(\omega t + \beta_n z)} \\ = \frac{j}{4\omega} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_{-\infty}^{\infty} \Delta P_0(r, t) E_n(x) dx \end{aligned} \quad (11)$$

여기서 전방으로 진행하는 동일 방향의 상호 작용하는 경우만을 다룬다. 그러면 식(11)은

$$\frac{d}{dz} C_n(z) e^{j(\omega t - \beta_n z)} = \frac{j}{4\omega} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_{-\infty}^{\infty} \Delta P_0(r, t) E_n(x) dx \quad (12)$$

가 된다.

그림4에 나타난 두 개의 평판 도파로의 경우를 고려해 보자. 결합이 존재하지 않는 각 도파로의 굴절율 분포는  $n_1(x)$ 와  $n_2(x)$ 로 주어진다. 각각에 대응하는 전계는 다음식과 같이 나타내어 진다.

$$E_1(r, t) = A(z) E_1(x) \exp[j(\omega t - \beta_1 z)] \quad (13)$$

$$E_2(r, t) = B(z) E_2(x) \exp[j(\omega t - \beta_2 z)] \quad (14)$$

여기서  $A(z)$ 와  $B(z)$ 는 각각 도파로 1과 2의 전계의 정규화된 mode진폭이고  $\beta$ 는 그 mode의 전파상수이다. 그리고 이미 앞에서  $y$ 방향으로의 굴절율변화를 무시했으므로 식(13), (14)에서  $y$ 좌표계는 생략했다. 각 도파로의 모드 진폭  $A(z)$ 와  $B(z)$ 는  $z$ 방향에 따라서 변하는 함수이다. 대부분의 경우에 섭동은 작고, 도파구조 전체에 걸친 전계는 두 개별

도파로 각각의 normal mode인  $E_1(x)$ 와  $E_2(x)$ 의 결합된 전계로서 표현될 수 있다.

$$E(x) = A(z)E_1(x)e^{j(\omega t - \beta_1 z)} + B(z)E_2(x)e^{j(\omega t - \beta_2 z)} \quad (15)$$

여기서  $\beta_1, \beta_2$ 는 각 도파로의 전파상수이다.

결합에 의한 섭동분극은 식(15)를 식(3c)에 대입함으로써 계산되고 그 결과는

$$\begin{aligned} \Delta P_0 = e^{j\omega t} \epsilon_0 [ & A(z)E_1(x) [ n^2(x) - n_1^2(x) ] e^{-j\beta_1 z} \\ & + B(z)E_2(x) [ n^2(x) - n_2^2(x) ] e^{-j\beta_2 z} ] \end{aligned} \quad (16)$$

가 된다.

식(12)의  $E_n(x)$ 를  $E_1(x)$ 와  $E_2(x)$ 로 대체시키면 각 경우에 대해

$$\frac{d}{dz} A(z)e^{j(\omega t - \beta_1 z)} = \frac{j}{4\omega} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_{-\infty}^{\infty} \Delta P_0(x, t) E_1(x) dx \quad (17a)$$

$$\frac{d}{dz} B(z)e^{j(\omega t - \beta_2 z)} = \frac{j}{4\omega} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_{-\infty}^{\infty} \Delta P_0(x, t) E_2(x) dx \quad (17b)$$

와 같이 두 개의 식이 된다.

식(17)이 유도되는 과정에서 식(12)의  $C_n(z)$ 가 복소 진폭  $A(z)$ 와  $B(z)$ 로 대체 되었음에 주의해야 한다.  $\partial/\partial t = j\omega$ 를 가정하고 식(16)을 식(17)에 대입하면

$$\frac{d}{dz} A(z) = -j\kappa_{12} B(z)e^{j(\beta_1 - \beta_2)z} - jM_1 A(z) \quad (18a)$$

$$\frac{d}{dz} B(z) = -j\kappa_{21} A(z)e^{j(\beta_2 - \beta_1)z} - jM_2 B(z) \quad (18b)$$

을 얻는다. 여기서

$$\kappa_{12} = \frac{\omega \epsilon_0}{4} \int_{-\infty}^{\infty} [ n^2(x) - n_2^2(x) ] E_1(x) E_2(x) dx \quad (19a)$$

$$\kappa_{21} = \frac{\omega \epsilon_0}{4} \int_{-\infty}^{\infty} [ n^2(x) - n_1^2(x) ] E_1(x) E_2(x) dx \quad (19b)$$

$$M_1 = \frac{\omega \epsilon_0}{4} \int_{-\infty}^{\infty} [ n^2(x) - n_1^2(x) ] [ E_1(x) ]^2 dx \quad (19c)$$

$$M_2 = \frac{\omega \epsilon_0}{4} \int_{-\infty}^{\infty} [ n^2(x) - n_2^2(x) ] [ E_2(x) ]^2 dx \quad (19d)$$

섭동이 작은 경우 즉, 광결합이 작은 경우를 취급하므로  $M_1$ 과  $M_2$ 는 거의 무시할 수 있다.  $M_1$ 과  $M_2$ 를 무시하면 최종적으로

$$\frac{d}{dz} A(z) = -j\kappa_{12} B(z)e^{j(\beta_1 - \beta_2)z} \quad (20a)$$

$$\frac{d}{dz} B(z) = -j\kappa_{21} A(z)e^{j(\beta_2 - \beta_1)z} \quad (20b)$$

을 얻을 수 있다. 여기서

$$\delta = \frac{(\beta_2 - \beta_1)}{2} = \frac{\Delta\beta}{2} \quad (20c)$$

라 정의한다. 여기서  $\Delta\beta = \beta_2 - \beta_1$ 이다.

다음의 치환[15]을 사용하여

$$A = R \exp(-j\delta z), \quad B = S \exp(j\delta z) \quad (21)$$

라 놓으면 식(20)은 다음과 같이 된다.

$$\frac{dR}{dz} - j\delta R = -j\kappa_{12} S \quad (22a)$$

$$\frac{dS}{dz} + j\delta S = -j\kappa_{21} R \quad (22b)$$

$RR^* = AA^*$  이고  $SS^* = BB^*$ 임에 유의해야 한다. 임의의 입력  $R_0$ 와  $S_0$ 에 대한 식(22)의 해를 구하면

$$\begin{bmatrix} R \\ S \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \kappa' z + j \frac{\delta}{\kappa'} \sin \kappa' z & -j \frac{\kappa_{12}}{\kappa'} \sin \kappa' z \\ -j \frac{\kappa_{21}}{\kappa'} \sin \kappa' z & \cos \kappa' z - j \frac{\delta}{\kappa'} \sin \kappa' z \end{bmatrix} \begin{bmatrix} R_0 \\ S_0 \end{bmatrix} \quad (23)$$

이고, 여기서  $\delta^2 + \kappa_{12}\kappa_{21} = \kappa'^2$ 로 치환하였다. 위 식의 행렬의 determinant는 1임을 유의할 필요가 있다. 일반적으로 coupled mode 방정식을 적용하는 도파로 구조는 쌍둥이인 경우가 많다. 앞으로 3장에서 보게 될 균일 방향성 결합기나 Y-분기 방향성 결합기는 모두 도파로가 쌍둥이이다. 그럴 경우 식(19a), (19b)의  $\kappa_{12}, \kappa_{21}$ 은 같은 값을 가진다. 즉

$$\kappa_{12} = \kappa_{21} = \kappa \quad (24)$$

여기서  $\kappa'^2 = \delta^2 + \kappa^2$ 가 된다. 그러면 쌍둥이 도파로의 경우에 대해서 식(23)은 다음과 같이 된다.

$$\begin{bmatrix} R \\ S \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \kappa' z + j \frac{\delta}{\kappa'} \sin \kappa' z & -j \frac{\kappa}{\kappa'} \sin \kappa' z \\ -j \frac{\kappa}{\kappa'} \sin \kappa' z & \cos \kappa' z - j \frac{\delta}{\kappa'} \sin \kappa' z \end{bmatrix} \begin{bmatrix} R_0 \\ S_0 \end{bmatrix} \quad (25)$$

$\kappa$ 는 나중에 결합길이(coupling length)와 직접적으로 관련 되기 때문에 결합계수(coupling coefficient)라 부른다.

### 3. 광스위칭 현상

2.2절에서 식(25)의 coupled mode 방정식을 유도하였다. 3.1절과 3.2절에서는 이 식을 이용하여 방향성 결합기와 Y-분기형 방향성 결합기를 해석해 보고, 3.3절에서는 coupled mode 방정식과는 별개로 최근 광대역 고속 광변조기에 많이 채택되고 있는 Mach-Zehnder 간섭계를 해석한다.

#### 3.1 균일 방향성 결합기 (Uniform Directional Coupler)

그림5(a)에 균일 방향성 결합기의 개략적인 구조를 보였다. S입력으로 광을 조사한 것을 가정하면, 즉  $R_0 = 0, S_0 = 1$ 에 대해 식(25)를 풀면

$$R(z)R^*(z) = \left(\frac{\kappa}{\kappa'}\right)^2 \sin^2 \kappa' z, \quad (26)$$

$$S(z)S^*(z) = 1 - R(z)R^*(z)$$

다음의 조건을 만족시킬 때 완전한 에너지의 스위칭이 처음으로 이루어진다.

$$\kappa = \kappa'(\delta=0) \text{ 이 때, } z = l_c = \pi/2\kappa \quad (\kappa = \pi/2l_c) \quad (27)$$

$l_c$ 는 대칭 구조 균일 방향성 결합기의 광 결합길이(coupling length)이다.

이제 다음과 같은 변수를 도입하기로 한다.

$$x = (\Delta\beta)L/\pi, \quad y = L/l_c, \quad \text{그리고 } r^2 = x^2 + y^2 \quad (28)$$

여기서는 식(20c)처럼 정의했지만 균일 방향성 결합기에서 전극을 통하여 아무 전계도 가해지지 않으면  $\beta_1$ 과  $\beta_2$ 는 같은 값을 갖게 되고  $\Delta\beta = 0$ 이다. 그러나 전계가 가해지면 각 도파로의 전파상수는 서로 다른 변화를 한다. 각각의 도파로에서의 전파상수의 변화를  $\Delta\beta_1, \Delta\beta_2$ 라 하면  $\Delta\beta$ 는 다음과 같이 다시 정의할 수 있다.

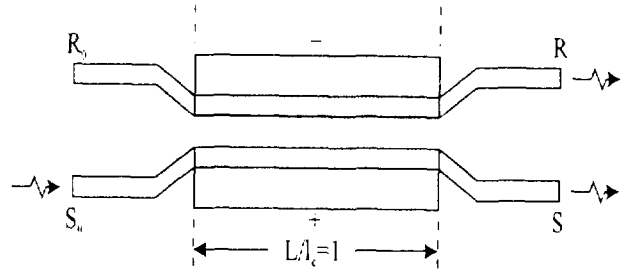
$$\Delta\beta = |\beta_1 - \beta_2| = |\Delta\beta_1 - \Delta\beta_2| \quad (29)$$

식(28)에서  $y$ 와  $x$ 는 각각 정규화 결합길이와 정규화전압이라 불리운다. 그러면 다음과 같은 관계가 있다.

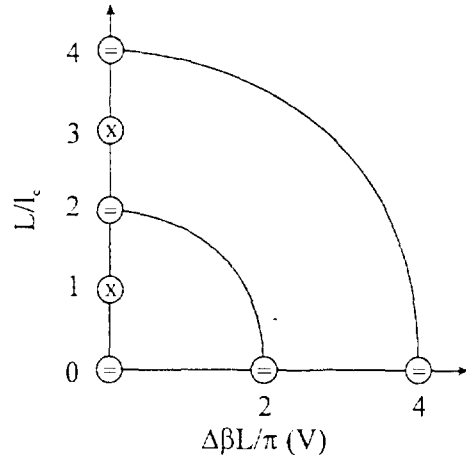
$$\kappa = \pi/2l_c = (L/l_c)(\pi/2L) = y(\pi/2L) \quad (30a)$$

$$\delta = \Delta\beta/2 = (\Delta\beta L/2)(\pi/2L) = x(\pi/2L) \quad (30b)$$

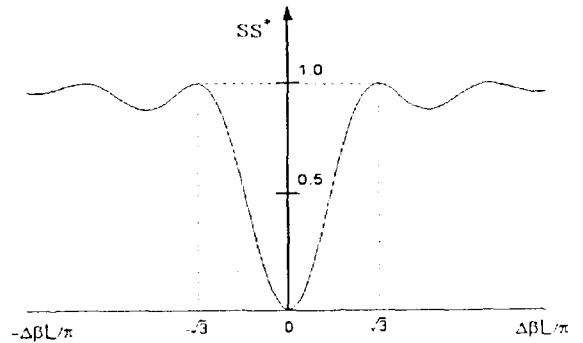
$$\text{그리고 } \kappa' = r(\pi/2L)$$



(a)



(b)



(c)

그림 5. (a)방향성 결합기, (b)스위칭 다이어그램, (c) $L=l_c$ 일 때의 출력 전력  $SS^*$

여기서  $L$ 은 제작된 소자의 광결합길이이다.

식(25)는 정규화된 행렬의 형태로 바꿔 줄 수 있으며  $z =$

L일 때

$$\begin{bmatrix} R \\ S \end{bmatrix} = [M] \begin{bmatrix} R_0 \\ S_0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a & b \\ b & a^* \end{bmatrix} \begin{bmatrix} R_0 \\ S_0 \end{bmatrix} \quad (31)$$

가 된다. [M]은 전달행렬이라 한다. 그리고 행렬인자 a, b는 다음과 같다.

$$a = \cos\left(\frac{\pi}{2} r\right) + j\frac{x}{r} \sin\left(\frac{\pi}{2} r\right), \quad b = -j\frac{y}{r} \sin\left(\frac{\pi}{2} r\right)$$

R<sub>0</sub> = 0, S<sub>0</sub> = 1 (z = L)일 때

$$RR^* = bb^* = \left(\frac{y}{r}\right)^2 \sin^2\left(\frac{\pi}{2} r\right) \quad (32a)$$

$$SS^* = aa^* = 1 - bb^* = 1 - \left(\frac{y}{r}\right)^2 \sin^2\left(\frac{\pi}{2} r\right) \quad (32b)$$

광이 한 도파로에서 다른 도파로로 완전히 전달되었을 때, 즉 스위칭 상태를 'x'로 나타내고, 동일한 도파로에서의 출력단에서 광이 검출되는 상태를 '='로 나타내기로 한다. 식(32)로부터 스위칭조건은

$$'x': |b| = 1 \quad (33a)$$

$$'=': |b| = 0 \quad (33b)$$

달리 표현하면

$$'x': x=0, r=y \text{ and } r=2N+1 \quad (N=0, 1, 2, \dots) \quad (34a)$$

$$'=': x^2+y^2=r^2 \text{ and } r=2N \quad (N=1, 2, 3, \dots) \quad (34b)$$

스위칭 다이어그램을 그림5(b)에 보였다. 그림으로부터 y = 1의 상태가 'x'상태와 '='상태 사이를 공유할 수 있는 최적의 조건임을 알 수 있다. y = 1 (L = l<sub>c</sub>)일 때 식(32b)로부터 광출력 SS\*는

$$SS^* = 1 - \frac{1}{x^2+1} \sin^2\left[\frac{\pi}{2}(x^2+1)^{1/2}\right] \quad (35)$$

그림5(c)에 y를 매개변수로 가지고 있는 정규화 인가전압의 함수로서 SS\*를 보였다.

결합길이(coupling length) l<sub>c</sub>는 2장의 normal mode 이론식(1)의 결합길이 L과 같아야 하므로 식(27a)에서 미지수인 x는 다음식으로도 구할 수 있다. 즉

$$\kappa = \frac{\pi}{2l_c} = \frac{1}{2}(\beta_e - \beta_o) \quad (36)$$

이 식을 사용하면 식(20c)와 식(19a), (19b)를 이용하여 x를

구하는 대신 그림2a의 b-v 그래프로부터 단순히 β<sub>e</sub>, β<sub>o</sub>값을 이용하면 되므로 간편하다.

### 3.2 Y-분기 방향성 결합기 (Y-branch Directional Coupler)

그림6(a)에 Y-분기 방향성 결합기를 보였다. Y-분기 방향성 결합기의 결합영역이 정확히 균일 방향성 결합기의 그것과 동일한 기하학적 구조를 갖는다고 가정하면 결합영역의 대칭성 때문에 조사된 광전계는 대칭적으로 나뉘어질 것이다.

R<sub>0</sub> = S<sub>0</sub> = 1/√2인 경우 식(31)은

$$RR^* = \frac{1}{2} \left[ 1 - \left(\frac{2xy}{r^2}\right) \sin^2\left(\frac{\pi}{2} r\right) \right] \quad (37a)$$

$$SS^* = \frac{1}{2} \left[ 1 + \left(\frac{2xy}{r^2}\right) \sin^2\left(\frac{\pi}{2} r\right) \right] \quad (37b)$$

으로 된다. 여기서 x = (Δβ/π)L, y = L/l<sub>c</sub>, r<sup>2</sup> = x<sup>2</sup> + y<sup>2</sup>이다.

광에너지의 스위칭은 x = y = 1/√2 (혹은 δ = π/2l<sub>c</sub> = κ, κ' = √2κ)일 때 최초로 나타난다. 이는 다음과 같이 표현된다.

$$RR^* = 0 \text{ at } L = l_y = \frac{1}{2\sqrt{2}\kappa} = \frac{l_c}{\sqrt{2}} \quad (38)$$

l<sub>y</sub>는 l<sub>c</sub>를 √2로 나눈 값이므로 더 작은 값을 갖는 것에 주의해야 한다. Y-분기 방향성 결합기에 있어 이 중요한 결과는 고속변조 즉, 광대역을 실현하는 중요한 요소의 하나이다. Y-분기 방향성 결합기에서는 하나의 입력에 대한 두 종류의 교차 상태가 나타난다. 출력광이 모두 위쪽 가지에서 나타나는 경우를 '↑'상태로 정의하고, 출력광이 모두 아래쪽 가지에서 나타나는 경우를 '↓'상태로 정의하기로 한다.

$$'↑': -x = y = r/\sqrt{2}, r = 2N+1 \quad (N=0, 1, 2, 3, \dots) \quad (39a)$$

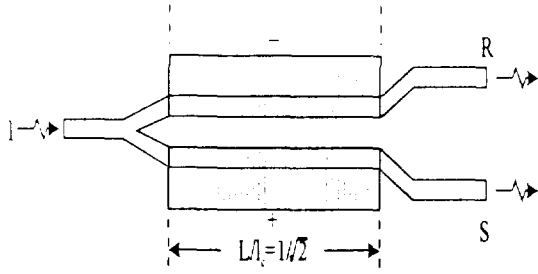
$$'↓': x = y = r/\sqrt{2}, r = 2N+1 \quad (N=0, 1, 2, 3, \dots) \quad (39b)$$

그림6(b)에 스위칭 다이어그램을 보였다. 그림에서 보는 바와 같이 y = 1/√2일 때 가장 짧은 광결합길이 뿐만 아니라 가장 낮은 인가 전압을 얻을 수 있다. 이 경우

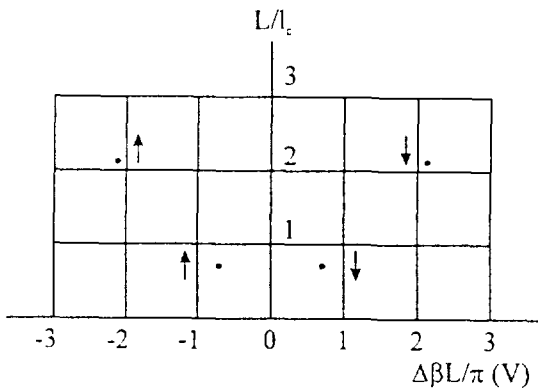
$$L = l_y = l_c/\sqrt{2}, \quad \Delta\beta = \pi/(\sqrt{2}l_c) = \pi/l_c \quad (40)$$

이다. y = 1/√2에 대해 광출력 RR\*은 식(37a)로부터

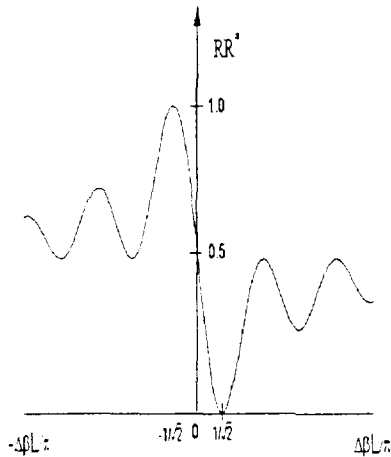
$$RR^* = \frac{1}{2} \left[ 1 - \frac{\sqrt{2}x}{x^2+1/2} \sin^2\left(\frac{\pi}{2}\left(x^2+\frac{1}{2}\right)^{1/2}\right) \right] \quad (41)$$



(a)



(b)



(c)

그림 6. (a)Y-분기 방향성 결합기, (b)스위칭 다이어그램, (c) $L=\lambda_c/2$ 일 때의 출력 전력  $RR'$

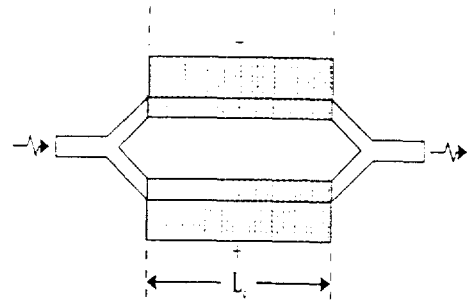


그림 7. Mach-Zehnder 간섭계

을 얻을 수 있다. 그림6(c)에 에너지 출력을 보였다.

### 3.3 Mach-Zehnder 간섭계

그림7은 지금까지 광대역 광변조기에 가장 널리 채택되는 Mach-Zehnder 간섭계의 구조이다. 단일 방향성 결합기나 Y-분기 방향성 결합기에서 두 가지 도파로 간의 coupling을 이용하는 점과는 달리 Mach-Zehnder 간섭계는 두 가지 도파로 간의 직접적인 coupling이 없다는 점이 특징이다. 두 도파로는 동일한 구조를 갖는다고 가정한다.

Mach-Zehnder 간섭계의 동작원리는 다음과 같다. 그림7에서 전극에 전압이 인가되지 않으면 입사된 광은 두 가지(branch) 도파로로 갈라져 들어가고, 똑같은 거리만큼 진행한 뒤 두 도파로가 다시 만나는 지점에서 두 파는 위상차가 없으므로 서로 합해져 출력된다. 한편 전극에 전압을 인가하면 push-pull작용(전기광학효과에 의해 한쪽 도파로의 굴절율이 증가하고, 다른쪽 도파로는 반대로 굴절율이 감소하는 현상)으로 말미암아 진행되는 광파는 굴절율이 서로 다른 도파로를 각각 진행하게 된다. 임의의 거리 만큼 진행했을 때 두 진행파의 위상은  $180^\circ$  차이가 나며, 두 도파로가 다시 만나는 지점에서 두 파는 서로 소멸되고 만다. 이것이 Mach-Zehnder간섭계의 동작원리이다.

대칭구조를 갖는 Mach-Zehnder간섭계에서 스위칭이 일어나기 위한 조건은

$$|\Delta\beta_1 - \Delta\beta_2| \cdot L = p \tag{42}$$

이며, 결합길이는 이 식으로부터 결정된다.

## 4. 광 변 조

본 장에서는 앞에서 알아본 각 종류별 결합기가 광변조

를 일으키기 위해서 요구되는 스위칭전압과 결합길이 간의 관계를 구해 보고, 각 결합기를 비교 검토한다.

4.1 결합길이와 스위칭전압의 결정

전극에 가해진 외부전계에 의해 각 도파로에서의 전파상수의 변화가 생겨 각 도파로를 진행하는 파는 각기 다른 속도로 진행한다. 이때 양도파로 간의 전파상수차이( $\Delta\beta$ )는 인가된 스위칭 전압  $V_{sw}$ 로 나타낼 수 있다. 식(29)의  $\Delta\beta$ 를 다시 써 보면

$$\Delta\beta = |\Delta\beta_1 - \Delta\beta_2| = \frac{2\pi}{\lambda} \left[ \frac{1}{2} n^3 r_{33} (\Gamma_1 + \Gamma_2) \frac{V_{sw}}{S} \right] \quad (43)$$

여기서

$$\Delta\beta_{1,2} = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n = \frac{2\pi}{\lambda} \left( \frac{1}{2} n^3 r_{33} \Gamma_{1,2} \frac{V_{sw}}{S} \right) \quad (44)$$

이다.  $n^3 r_{33}$ 은 기판의 전기광학계수이며, 광변조기에 많이 사용되는 LiNbO<sub>3</sub> 기판의 경우  $n^3 r_{33} = 3.06 \times 10^{-4} \mu\text{m/V}$ 이다.  $\Gamma_{1,2}$ 는 각 도파로에서의 M/W 전계와 광의 중첩인자로 0.3 정도의 값을 갖는 것으로 알려져 있으며[16], S는 두 도파로 간의 간격(또는 전극간의 간격)이다.

a) 균일 방향성 결합기에서 광변조가 일어나기 위한 조건은

$$\text{'x' 상태} : \Delta\beta = 0, \quad L = l_c \quad (45a)$$

$$\text{'=' 상태} : \Delta\beta L/\pi = |\Delta\beta_1 - \Delta\beta_2| L/\pi = \sqrt{3} \quad (45b)$$

이 때 식(45b)와 (43)으로부터 광스위칭전압( $V_{sw}$ )은 다음과 같이 표현되며

$$V_{sw} = \sqrt{3} \cdot \frac{\lambda \cdot S}{n^3 r_{33} (\Gamma_1 + \Gamma_2) l_c} \quad (46)$$

b) Y-분기 방향성 결합기에서 광변조가 일어나기 위한 조건은

$$\text{'↓' 상태} : L = l_y (= l_c/\sqrt{2}),$$

$$\Delta\beta L/\pi = |\Delta\beta_1 - \Delta\beta_2| L/\pi = 1/\sqrt{2} \quad (47)$$

한편 스위칭전압은 식(47)과 (43)으로부터 다음과 같이 표현된다.

$$V_{sw} = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \frac{\lambda \cdot S}{n^3 r_{33} (\Gamma_1 + \Gamma_2) l_y} = \frac{\lambda \cdot S}{n^3 r_{33} (\Gamma_1 + \Gamma_2) l_c} \quad (48)$$

이 값은 동일한 구조를 갖는 균일 방향성 결합기 스위칭전압에 비하여  $\sqrt{3}$ 배 작다.

c) Mach-Zehnder 간섭계의 광변조가 일어나기 위한 조건식

(42)를 다시 써 보면

$$\Delta\beta \cdot L = |\Delta\beta_1 - \Delta\beta_2| \cdot L = \pi \quad (49)$$

스위칭전압은 식(49)와 (43)으로부터 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$V_{sw} = \frac{\lambda \cdot S}{n^3 r_{33} (\Gamma_1 + \Gamma_2) L} \quad (50)$$

균일 방향성 결합기나 Y-분기 방향성 결합기에서는 무인가전압이 상태에서 광결합길이  $l_c$ ,  $l_y$ 가 결합기의 도파구조로부터 결정된 다음, 식(46)이나 (48)에 의해 스위칭전압이 결정된다. 한편 Mach-Zehnder 간섭계에서는 결합길이나 스위칭전압 두 변수 중의 하나를 임의로 결정짓고 나머지 변수는 식(50)을 이용해 구할 수 있다.

4.2 각 변조기별 비교

앞에서 알아본 각 결합기별로 결합길이와 광스위칭전압을 구해 보자. 균일 방향성 결합기의 설계파라미터를 표1에 수록하였다. LiNbO<sub>3</sub>기판에 Ti를 확산시킨 도파로는 원래 경사형 굴절을 분포를 한다. 그러나 본 논문에서는 편의상 계단형 굴절율의 도파로를 가정한다.

균일 방향성 결합기의 결합길이는 식(27)과 식(36)으로부터 구할 수 있는데, 식(36)의  $\beta_c$ 와  $\beta_c$ 는 그림 2(a)의 b-u로부터 구할 수 있다. 위의 파라미터로 설계했을 때 식(36)으로부터 결합계수( $\kappa$ )는  $3.3823 \times 10^{-4} (\mu\text{m}^{-1})$ 이며, 결합길이( $l_c$ )는  $4644 \mu\text{m}$ 이다.  $l_c$ 를 식(46)에 대입하여 스위칭전압을 구하면  $V_{sw} = 13.2\text{V}$ 이다.

Y-분기 방향성 결합기의 설계 파라미터는 표 1과 동일하며 입력단이 Y-분기형 도파로라는 점이 균일 방향성 결합기와 다른 점이다. Y-분기 방향성 결합기의 결합길이( $l_y$ )는 식(38)에서 이미 살펴본 바와 같이 균일 방향성 결합기의  $1/\sqrt{2}$ 배이다. 그러므로  $l_y = 3298 \mu\text{m}$ 이다. 식(48)로부터 스위칭전압을 구하면  $V_{sw} = 7.6\text{V}$ 이다. 이 값은 균일 방향성 결합기의 스위칭전압에 정확히  $1/\sqrt{3}$  배에 해당된다.

Mach-Zehnder 간섭계는 도파로 간의 직접 coupling이 일어나지 않아야 하기 때문에 도파로 사이의 간격을  $15 \mu\text{m}$ 로 하였다. 식(50)에서 스위칭전압의 결정은 전적으로 결합길이(L)에 달려 있음을 알 수 있다.  $\Gamma_{1,2}=0.3$ 으로 가정하고

표 1. 균일 또는 Y-분기 방향성 결합기와 설계 파라미터

파장( $\lambda$ )	1.3 $\mu\text{m}$	도파로사이의 간격( $g$ )	5 $\mu\text{m}$
도파로1의 폭( $W_1$ )	5 $\mu\text{m}$	기판의 굴절율	2.2
도파로2의 폭( $W_2$ )	5 $\mu\text{m}$	도파로 코어의 굴절율	2.205



표 2. 각 변조기의 결합길이와 스위칭전압 비교

결합기의 종류	결합길이	스위칭전압( $V_{sw}$ )
균일 방향성 결합기	4664 $\mu m(l_c)$	13.2V
Y-분기 방향성 결합기	3298 $\mu m(l_c)$	7.6V
Mach-Zehnder 간섭계	4664 $\mu m$	22.8V
	21242 $\mu m$	5V

결합길이를 균일 방향성 결합기의 결합길이( $l_c$ )로 택했을 때  $V_{sw} = 22.8V$ 이다. 이것은 방향성 결합기의 스위칭전압보다 상당히 큰 값이다.

표 2에 각 결합기별로 결합길이와 스위칭전압을 비교하였다. 위 표에서 특기할 만한 사실은 균일 방향성 결합기보다는 Y-분기 방향성 결합기가 결합길이라도 작을 뿐더러 스위칭전압도 작다는 것이다.

한편 Mach-Zehnder 간섭계의 경우는 결합길이가 균일 방향성 결합기나 Y-분기 방향성 결합기의 결합길이 범위에서 스위칭전압은 비교적 큰 값을 가진다. 그러나 Mach-Zehnder 간섭계의 장점은 결합길이를 조절하여 스위칭전압을 자유롭게 조절할 수 있다는 데 있다. 균일 방향성 결합기나 Y-분기 방향성 결합기의 결합길이는 맘대로 정할 수 있는 것이 아니라 결합기의 도파구조, 다시 말해서 식(19)나 식(35)의 조건에 의해서 결정되고, 스위칭전압도 이 결합길이에 의존하여 결정된다는 점에서 Mach-Zehnder 간섭계와 구별된다.

### 5. 맺 음 말

normal mode 이론과 coupled mode 이론을 살펴보고 이들이 광스위치/변조기에 어떻게 적용되는지 살펴보았다. 광변조기에 많이 채택되는 균일 방향성 결합기, Y-분기 방향성 결합기, 그리고 Mach-Zehnder 간섭계의 스위칭현상과 변조원리를 살펴보았다. 각 변조기의 결합길이와 스위칭전압을 비교 검토하였다.

균일 방향성 결합기보다는 Y-분기 방향성 결합기가 결합길이라도 짧고 스위칭전압도 낮으므로 바람직하다. 한편 Mach-Zehnder 간섭계는 결합길이와 스위칭전압을 자유롭게 선택할 수 있다는 장점으로 많은 광변조기에 채택되고 있다.

지금까지 광대역 외부 광변조기를 제작하기 위한 많은 연구가 이루어져 왔다. 최근 1.5 $\mu m$ 파장, 5V 동작 대역폭이 75GHz나 되는 Ti:LiNbO<sub>3</sub> Mach-Zehnder 광변조기가 개발되었다[17]. 그러나 국내에서는 이렇다 할만한 성과가 아직 나오지 않은 실정이다. 앞으로 초고속 정보통신시대에 대응하기 위해서 이 분야에서도 꾸준한 연구와 성과가 있어야 하리라 생각한다.

### 참 고 문 헌

- [1] A. Neyer, W. Sohler, "High-speed cutoff modulator using a Ti-diffused LiNbO<sub>3</sub> channel waveguide," Appl. Phys. Lett., Vol. 35, No. 3, p. 256, Aug. 1979.
- [2] S. K. Korotky, G. Eisenstein, R. S. Tucker, J. J. Veselka, G. Raybon, "Optical intensity modulation to 40GHz using a waveguide electro-optic switch," App. Phys. Lett., Vol. 50, No.23, p. 1631, June 1987.
- [3] K. Kubota, J. Noda, O. Mikami, "Traveling-wave optical modulator using a directional coupler LiNbO<sub>3</sub> waveguide," IEEE J. Quantum Electron., Vol. QE-16, No. 7, p. 754, July 1980.
- [4] R. C. Alferness, C. H. Joyner, L. L. Buhl, S. K. Korotky, "High-speed traveling-wave directional coupler switch/modulator for  $\lambda=1.32\mu m$ ," IEEE J. Quantum Electron., Vol. QE-19, No. 9, p.1339, Sep. 1983.
- [5] R. V. Ramaswamy, M. D. Davino, R. D. Stanley, "Balanced bridge modulator switch using Ti-diffused LiNbO<sub>3</sub> strip waveguides, Appl. Phys. Lett., Vol. 32, No. 10, p. 644, May 1978.
- [6] F. Auracher, R. Keil, "Design considerations and performance of Mach-Zehnder waveguide modulator," Wave Electron., Vol. 4, p. 129, 1980.
- [7] D. W. Dolfi, "Traveling-wave 1.3 $\mu m$  interferometer modulator with high bandwidth, low driver power, and low loss, Appl. Optics, Vol. 25, No. 15, p. 2479, Aug. 1986.
- [8] R. V. Schmit, H. Kigelnik, "Electro-optically switched coupler with stepped reversal using Ti-diffused LiNbO<sub>3</sub> waveguides," Appl. Phys. Lett., Vol. 28, No. 9, p. 503, May 1976.
- [9] H. Kogelnik, R. V. Schmidt, "Switched directional couplers with alternating," IEEE J. Quantum Electron., Vol QE-12, No. 7, p. 396, July 1976.
- [10] A. Neyer, "Electro-optic x-switch using single mode Ti:LiNbO<sub>3</sub> channel waveguides," Electron. Lett., Vol. 19, No. 14, p. 553, 1983.
- [11] K. Goel, E. Wooten, W. S. C. Chang, "Design considerations for low switching voltage crossing channel switch," IEEE J. Lightwave Technol., Vol. Lt-6, No. 6, p. 881, June 1988.
- [12] S. Thaniyavarn, "Modified 1 $\times$ 2 directional coupler waveguide modulator," Electron. Lett., Vol. 22, No. 18, p.941, Aug. 1986.
- [13] S. Thaniyavarn, "Modulation diagrams of coupled

-waveguide interferometers and directional couplers," SPIE Vol. 835, Integrated Optical Circuit Eng. V, p. 197, 1987.

- [14] M. M. Howerton, C. H. Bulmer, W. K. Burns, "Characteristics of a self biased linear 12 directional coupler, SPIE Vol. 835, Integrated Optical Circuit Eng. V, p. 126, 1987.
- [15] T. Tamir, Topics in Applied Physics : Integrated optics. Berlin : Springer-Verlag, 1979.
- [16] C. M. Kim, R. V. Ramaswamy, "Overlap integral factors in integrated optic modulators," IEEE J. Lightwave Technol., Vol. LT-7, No. 7, p. 1063, July 1989.
- [17] K. Noguchi, O. Mitomi, H. Miyazawa, S. Seki, "A broadband Ti:LiNbO<sub>3</sub> optical modulator with a ridge structure," IEEE J. Lightwave Technol., Vol. 13, No. 6, pp. 1164-1168, June 1995.

## 저 자 소 개



### 김창민(金昌敏)

1950년 4월 10일생. 1975년 2월 서울대 공대 전자공학과 졸업. 1982년 2월 동 대학원 전자공학과 졸업(석사). 1989년 8월 University of Florida Dept. of EE 공학박사. 1983년 5월 - 현재 서울시립대학교 전자공학과/반도체공학과 부교수. 주관심분야:도파/집적광학, 진행파전극/고속 광변조기, 저분산 광섬유, 광통신 시스템, FDM, FEM, BPM, SOR등 수치해석



### 정석원(鄭哲元)

1970년 11월 25일생. 1994년 2월 서울시립대 전자공학과 졸업. 1994년 - 현재 동 대학원 전자공학과 석사과정 재학중. 주관심분야:광통신, 집적광학, 저분산 광섬유, 고속광변조기, 수치해석(FDM, FEM, BPM, SOR등)