

원형으로 굽은 광도파로의 low bending loss를 위한 trench 구조설계: 원통좌표계 FD-BPM

한영진 · 김창민

서울시립대학교 전자공학과

(1995년 7월 4일 받음)

원통좌표계에서의 FD-BPM(finite difference-beam propagation method)을 이용하여 굽은 광도파로의 bending loss를 계산하였다. Bending loss를 최소화하기 위해 trench구조를 적용하였으며, 다음의 세가지 측면에서 해석하였다. 1) trench구조가 없을 때 곡률반경에 따른 bending loss, 2) 폭과 위치가 일정한 trench 구조가 있을 때 곡률반경과 굴절율차에 따른 bending loss, 3) trench의 위치가 일정할 때 trench의 폭에 따른 bending loss를 계산하였다.

I. 서 론

광집적회로(optical integrated circuit)에 있어서 회로를 구성하는 광소자의 크기는 매우 중요한 요소이다. 각 소자의 크기 외에도 각 소자와 소자를 연결하는 광도파로의 크기 또한 집적도에 많은 영향을 준다. 굽은(bent) 도파로는 광집적회로에서 광소자들을 연결하는데 많이 사용되는 도파로이다. 집적도를 높이기 위해서는 굽은 광도파로의 곡률반경(radius of curvature)을 작게 만들어야 하지만 그에 비례해서 bending loss가 증가하게 된다. Bending loss를 줄이기 위해서 곡률반경을 크게 만들면 집적도가 낮아지게 되기 때문에, 곡률반경과 bending loss의 관계에 대한 정확한 해석이 필요하다.

굽은 광도파로에서의 bending loss에 대한 연구는 수학적 해석과 더불어 수치해석을 이용하여 활발히 이루어지고 있다. Marcatili와 Marcuse는 각각 굽은 광도파로에 대하여 적당히 근사화된 Bessel방정식으로 해석하여 bending loss에 관한 공식을 발표했다.^[1,3] Marcatili의 방법이 약도파(weakly guiding) 구조에만 적용할 수 있는데 반해, Marcuse의 방법은 굴절율차가 큰 구조에 대해서도 적용할 수 있다는 차이점을 갖고 있다. Heiblum과 Harris는 등각상사법(conformal transformation)을 사용하여 굽은 도파로의 굴절률 분포를 등각적인 직선(straight) 도파로의 굴절률로 변환하여 bending loss를 해석하였다.^[4] 그리고 Ghatak과 Thayagarajan 등은 등각적인 굴절률에 matrix 방법을 적용하여 bending loss를 해석하였다.^[5] Yevick은 직각좌표계에서 FFT(fast four-

ier transformation)-BPM을 사용하여 굽은 광도파로를 해석하였다.^[6] 굽은 광도파로는 그 구조상 직각 좌표계보다 원통 좌표계에서의 해석이 정확하다. Jing-Song과 Hans 등은 원통 좌표계에서 Line 방법을 이용하여 굽은 rib 도파로의 전파특성을 해석하였다.^[7] 그리고 Rivera는 원통좌표계에서의 FD(finite difference)-BPM을 적용하여 굽은 도파로를 해석하였다.^[8]

위의 방법들은 굽은 광도파로의 곡률반경에 따른 bending loss를 계산하여 곡률반경과 bending loss사이의 관계를 해석한 것이다. 이에 반해 Pennings는 bending loss를 줄이기 위한 방법으로 trench구조를 제안했으며,^[9] Yamauchi 등은 여러 형태의 trench구조를 적용하여 bending loss를 해석하였다.^[10] 도파로의 제작에 있어 trench의 폭을 매우 크게 할 수 없으므로, 적당한 폭을 갖는 trench를 이용하여 bending loss를 최소화하는 일은 매우 중요하다.

본고에서는 원통좌표계에서의 FD-BPM을 사용하여 굽은 광도파로의 bending loss를 다음의 세가지 측면에서 해석하였다. 1) trench구조가 없을 때 곡률반경에 따른 굽은 광도파로의 bending loss를 계산하였다. 2) trench의 폭과 위치를 일정하게 한후 곡률반경과 굴절율 차이에 따른 bending loss를 계산하였다. 3) 곡률반경과 굴절률 그리고 trench의 위치를 일정하게 한후, trench의 폭에 따른 bending loss를 구하였다. 광집적회로의 설계에 있어서, 먼저 집적도를 고려한 곡률반경을 설정한후 최적의 trench구조를 도파로에 적용하면 최소의 bending loss를 만들 수 있다.

해석상의 용이함을 위하여 본고의 모든 해석은 2차원 구조를 대상으로 하였으며 TE모드를 적용하였다.

II. 원통좌표계에서의 FD-BPM

원통좌표계에서 $\partial/\partial z=0$ 즉, E field가 z 축에 대해 일정하다고 가정한다. 직교좌표계에서 파가 z 축을 따라 전파되는 것과는 달리, 원통좌표계에서는 (r, ϕ) 면상의 곡률반경이 R 인 원통형태의 도파로를 따라 파가 진행한다고 가정한다. 원통좌표계에서 광파의 벡터성질을 무시할 때 스칼라 Helmholtz 방정식은 다음과 같이 나타낼 수 있다^[8].

$$\frac{\partial^2 E}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E}{\partial \phi^2} + k^2 E = 0 \quad (1)$$

여기서

$$k(r, \phi) = k_0 n(r, \phi), \quad k_0 = \frac{\omega}{c} \quad (2)$$

이다. 기준 굴절율 n_s 를 이용하여 전계를 식 (3)과 같이 놓는다.

$$E(r, \phi) = \bar{E}(r, \phi) e^{-jk_s R \phi}, \quad k_s = \frac{\omega}{c} n_s \quad (3)$$

식 (3)을 식 (1)에 대입하면

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2}{\partial r^2} [\bar{E}(r, \phi) e^{-jk_s R \phi}] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [\bar{E}(r, \phi) e^{-jk_s R \phi}] \\ & + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} [\bar{E}(r, \phi) e^{-jk_s R \phi}] + k^2 \bar{E}(r, \phi) e^{-jk_s R \phi} = 0 \end{aligned} \quad (4)$$

이 된다. 식 (4)를 정리하면

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2 \bar{E}(r, \phi)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \bar{E}(r, \phi)}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \left[\frac{\partial^2 \bar{E}(r, \phi)}{\partial \phi^2} \right. \\ & \left. - j2k_s R \frac{\partial \bar{E}(r, \phi)}{\partial \phi} - k_s^2 R^2 \bar{E}(r, \phi) \right] + k^2 \bar{E}(r, \phi) = 0 \end{aligned} \quad (5)$$

이 되고, (종축 근사)를 윗 식에 적용하면

$$\begin{aligned} j2k_s R \frac{\partial \bar{E}(r, \phi)}{\partial \phi} & = r^2 \frac{\partial^2 \bar{E}(r, \phi)}{\partial r^2} + \frac{\partial \bar{E}(r, \phi)}{\partial r} \\ & + [k_0^2 r^2 n^2(r, \phi) - k_s^2 R^2] \bar{E}(r, \phi) \end{aligned} \quad (6)$$

이 된다.

$$\text{식 (6)을 유도하는데 있어서 } \frac{\partial^2 \bar{E}(r, \phi)}{\partial \phi^2} \approx 0 (\ll k_0^2 n_s^2 \bar{E})$$

는 무시되었다. 식 (6)은 종종 근축(paraxial) 파동방정식이라 불려진다. 식 (6)의 해는 다음과 같이 나타내어진다^[8].

$$\begin{aligned} \bar{E}(r, \phi + \Delta\phi) & = \exp \left[\frac{\Delta\phi}{j2k_s R} \left(r^2 \frac{\partial^2}{\partial r^2} + r \frac{\partial}{\partial r} \right. \right. \\ & \left. \left. + [k_0^2 r^2 n^2(r, \phi) - k_s^2 R^2] \right) \right] \bar{E}(r, \phi) \end{aligned} \quad (7)$$

윗 식은 Crank-Nicholson 법칙에 의해 다음과 같이 나타내어진다.^[11]

$$\begin{aligned} \bar{E}(r, \phi + \Delta\phi) & = \\ & \frac{1 + \frac{\Delta\phi}{j4k_s R} \left[\left(r^2 \frac{\partial^2}{\partial r^2} + r \frac{\partial}{\partial r} + [k_0^2 r^2 n^2(r, \phi) - k_s^2 R^2] \right) \right]}{1 - \frac{\Delta\phi}{j4k_s R} \left[\left(r^2 \frac{\partial^2}{\partial r^2} + r \frac{\partial}{\partial r} + [k_0^2 r^2 n^2(r, \phi) - k_s^2 R^2] \right) \right]} \\ & \times \bar{E}(r, \phi) \end{aligned} \quad (8)$$

FD-BPM은 식 (8)에 유한차분법을 이용하여 도파방향 축상의 두평면에서의 전개분포에 대한 관계식을 구하는 방법이다. 식 (8)에 유한 차분법을 적용하면

$$\begin{aligned} 4a\bar{E}(r_{i-1}, \phi + \Delta\phi) + b\bar{E}(r_i, \phi + \Delta\phi) + c\bar{E}(r_{i+1}, \phi + \Delta\phi) \\ = d\bar{E}(r_{i-1}, \phi) + e\bar{E}(r_i, \phi) + f\bar{E}(r_{i+1}, \phi) \end{aligned}$$

이 되며, 여기서

$$a = -\Delta\phi \left[\frac{r_i^2}{\Delta r^2} - \frac{r_i}{2\Delta r} \right]$$

$$c = -\Delta\phi \left[\frac{r_i^2}{\Delta r^2} + \frac{r_i}{2\Delta r} \right]$$

$$\begin{aligned} b = -\Delta\phi \left[-\frac{2r_i}{\Delta r^2} + (k_0^2 n^2(r_i, \phi + \Delta\phi) r_i^2 - k_s^2 R^2) \right] \\ + j4k_s R \end{aligned}$$

$$d = -\Delta\phi \left[\frac{r_i^2}{\Delta r^2} - \frac{r_i}{2\Delta r} \right]$$

$$f = -\Delta\phi \left[\frac{r_i^2}{\Delta r^2} + \frac{r_i}{2\Delta r} \right]$$

$$e = \Delta\phi \left[-\frac{2r_i}{\Delta r^2} + (k_0^2 n^2(r_i, \phi) r_i^2 - k_s^2 R^2) \right] + j4k_s R$$

이 된다. 식 (9)는 행렬의 형태로 구성되며 수치해석을

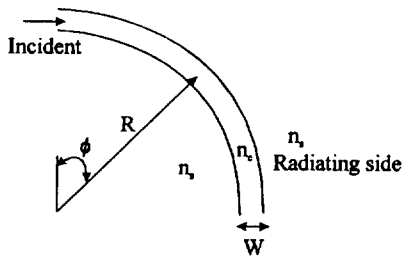


그림 1. 굽은 광도파로.

사용하여 쉽게 해를 구할 수 있다. FD-BPM은 FFT-BPM에 비해 정확도와 계산속도면에서 더 많은 이점을 갖고 있으며 비균일 mesh를 적용할 수 있다는 장점을 가지고 있다.^[12,13]

한편, 해석영역의 양단 끝에서 방사되는 전계가 되돌아오는 것을 방지하기 위해 TBC(transparent boundary condition)를 적용하였다^[14]. 해석영역의 경계에서 전계의 형태를 고려하면, 횡축상에서 인접한 두 지점(i 번째와 $i+1$ 번째) 사이의 다음과 같은 관계식을 얻을 수 있다.

$$\bar{E}(r_i, \phi) / \bar{E}(r_{i-1}, \phi) = e^{ik_r \Delta r} \quad (10)$$

위의 식에서 k_r 의 실수값과 허수값은 각각 경계에서 인접해 있는 두 지점사이의 상대적인 위상과 크기를 나타낸다^[14].

식 (10)의 두 지점사이의 관계식을 다음과 같이 양단의 경계지점에 적용하면 방사 전계의 반사를 방지할 수 있다^[8,14].

$$\bar{E}(r_i, \phi) / \bar{E}(r_{i-1}, \phi) = \bar{E}(r_{end}, \phi) / \bar{E}(r_{end-1}, \phi) \quad (11)$$

III. 수치해석

원통 좌표계의 FD-BPM을 사용하여 그림 1의 굽은 광도파로의 bending loss를 해석하였다. 도파로의 파라미터는 기본모드만을 도파하도록 설정하였다.

1. 원통좌표계 FD-BPM의 타당성 검증

굽은 도파로의 곡률반경을 변화시키면서 그에 따른 bending loss를 계산하였으며, 그 결과를 그림 2에 나타내었다. 원통좌표계 BPM의 타당성을 검증하기 위해 Marcuse의 수학적 계산결과와 비교하였다.

Bending loss는 Marcuse의 계산방법과 동일하게 회귀점(turning point, r_t)까지의 전계만 도파되고, 회귀점을 넘어선 전계는 방사손실이 된다고 가정하여 계산하였다^[1,2,8]. Marcuse의 Power 정의에 의한 손실 power의

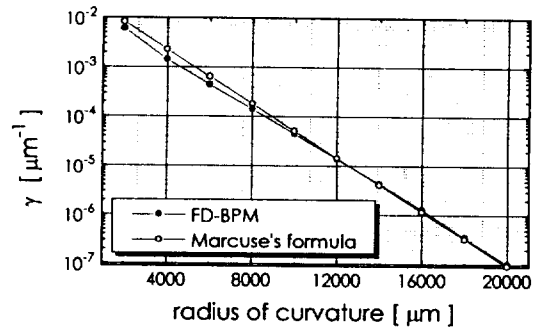


그림 2. FD-BPM과 Marcuse에 의한 해석결과 (90° bent, $n_c=1.503$, $n_s=1.500$, $\lambda=1.0 \mu\text{m}$, $W=4.0 \mu\text{m}$)

계산방법은 다음과 같다.

$$P(R\phi) = P(0)e^{-\gamma R\phi} = \int_{-\infty}^{\infty} |\bar{E}(r, \phi')|^2 dr \quad (12)$$

$$P_{loss}(R\phi) = 1 - P(R\phi) \quad (13)$$

여기서 r_t 는 전계가 지수함수적 감소에서 진동함수의 형태로 변화되는 횡축상의 회귀점을 나타낸다. r_t 는 다음과 같은 근사식을 통해 얻어진다^[15].

$$r_t \approx (n_c - n_s) \frac{R}{n_s} \quad (14)$$

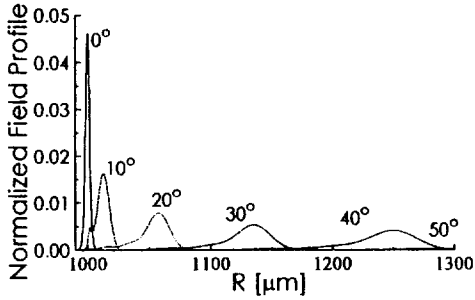
식 (12)의 γ 는 power 감쇠상수(attenuation coefficient)이고, $E(r, \phi')$ 는 입력단에서 1로 정규화되어 입사되었을 때 도파로를 ϕ' 만큼 도파한 후의 파형이다. 그리고 bending loss는 다음과 같이 감쇠상수 γ 로 표현할 수 있다.

$$\gamma = \frac{-1}{R\phi'} \ln\left(\frac{1 - P_{loss}(R\phi')}{P(0)}\right) = \frac{-1}{R\phi'} \ln\left(\frac{P(R\phi')}{P(0)}\right) \quad (15)$$

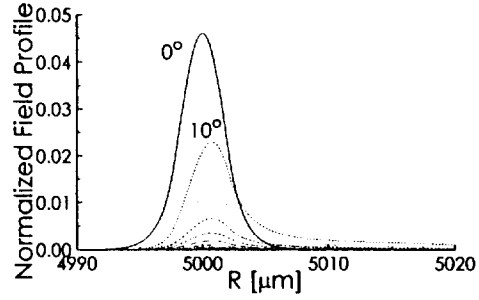
그림 2에 두 해석결과를 비교하여 나타내었다. FD-BPM의 해석결과는 Marcuse의 수학적 공식에 따른 결과와 비교할때 곡률반경 20000 μm 이하에서는 다소 차이를 보이나 그 이상에서는 거의 일치하였다.

2. Trench 구조가 없는 굽은 광도파로

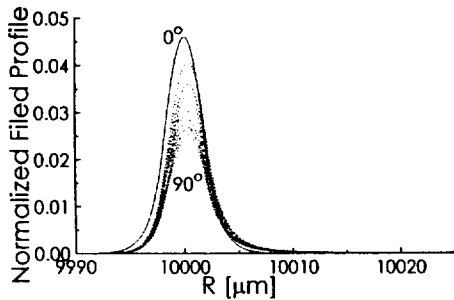
작은 곡률반경을 갖는 bent구조에서 전계는 모드의 형태를 잃어버리게 되며, 회귀점의 정의가 불가능하게 된다. 그러므로 bending loss는 보다 물리적인 의미를 갖는 중첩적분(overlap integral)으로부터 정의되어야 한다. 전계가 임의의 거리를 도파한 후에도 방사되지 않고 계속해서 도파모드에 포함되는 전계의 power는 다음의



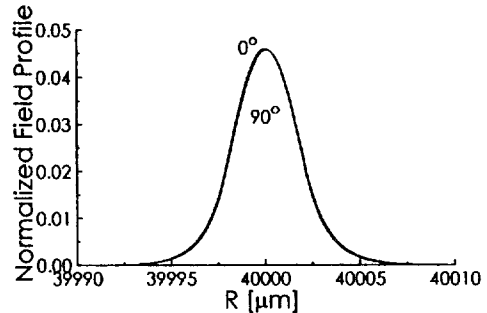
(a) radius of curvature = 1000 μm



(b) radius of curvature = 5000 μm



(c) radius of curvature = 10000 μm



(d) radius of curvature = 40000 μm

그림 3. 각 곡률반경(radius)에 대해서 빔이 ϕ만큼 진행한 후의 전계 profile (90° bent)

- (a) radius of curvature=1000 μm, (b) radius of curvature=5000 μm, (c) radius of curvature=10000 μm,
- (d) radius of curvature=40000 μm

중첩적분에 의하여 계산할 수 있다. 중첩적분에 의한 power의 계산은 다음과 같다^[16].

$$P(R, \phi) = P(0) e^{-\gamma R \phi} = \left| \int_{-\infty}^{\infty} \bar{E}^*(r, \phi) \bar{E}_{eigen}(r, \phi) dr \right|^2 \quad (16)$$

식 (16)에서 $E(r, 0)$ 가 $\phi=0$ 일 입력단에서 power가 1로 정규화된 입사파의 고유모드라면, $E(r, \phi)$ 는 전계가 도파로를 따라 ϕ 만큼의 거리를 진행한 후의 파형을 나타낸다. 그리고 $E_{eigen}(r, \phi)$ 는 ϕ 에서 도파로를 균일도파로로 가정할 때 power가 1로 정규화된 고유모드의 파형이다. 단, 현재 우리가 다루고 있는 굽은 광도파로에서는 도파로의 형태가 $\phi=0$ 일 때의 형태를 그대로 유지하므로 $E(r, 0) = E_{eigen}(r, \phi)$ 이다. 이후의 모든 bending loss는 식 (16)의 중첩적분에 의해 계산하였다.

그림 3에는 여러개의 곡률반경에 대해 진행거리(파라미터 ϕ)에 따른 파의 형태를 나타내었다. 곡률반경 R 이 1000 μm로 매우 작을 때에는 파가 전파되면서 모드 형태를 거의 잃어버리는 것을 알 수 있다. 그러나 5000 μm 이상에서는 비교적 모드의 형태를 유지하는 것을 볼 수 있다.

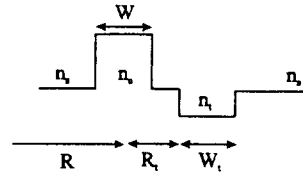


그림 4. Trench 구조.

그림 2와 3에서 알 수 있듯이 곡률반경이 클수록 bending loss가 작게된다. 하지만 광집적회로의 집적도를 높이기 위해서는 곡률반경을 작게 해야 하므로 bending loss를 줄이기 위한 새로운 방법이 필요하다.

3. Trench 구조를 갖는 굽은 광도파로

Bending loss를 줄이기 위해 제안된 방법으로는 그림 4와 같은 trench구조를 이용하여 굴절률차를 변화시키는 방법과 코어(core)의 폭을 증가시켜 파를 코어에 집중되도록 하는 방법이 있다.

Trench구조는 도파로 제작시에 굴절률의 분포에 차이를 두어 코어와 광이 방사되는 클래드(clad)의 굴절률

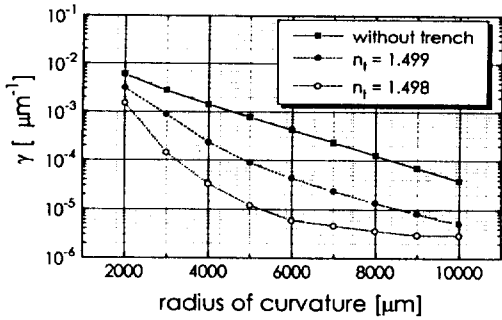


그림 5. Trench 구조가 있을때의 bending loss (90° bent, $R_i=2 \mu\text{m}$, $W_i=8 \mu\text{m}$)

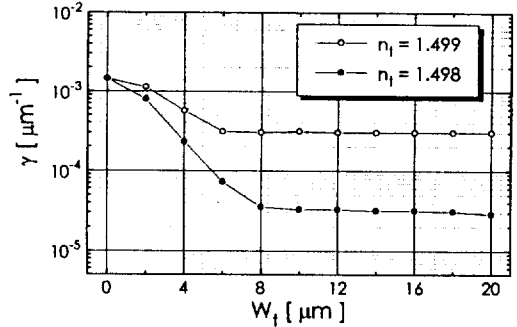
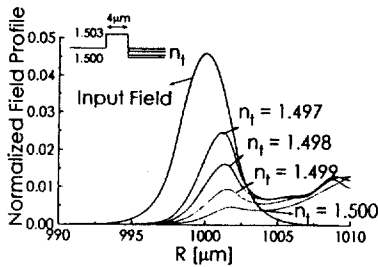
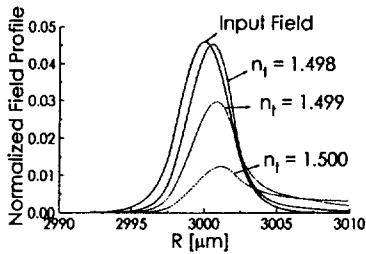


그림 7. Trench의 폭(W_i)에 따른 bending loss ($R_i=2 \mu\text{m}$, 90° bent, $R=4000 \mu\text{m}$)



(a) radius of curvature = 1000 μm



(b) radius of curvature = 3000 μm

그림 6. $W_i=8 \mu\text{m}$ 인 trench 구조에서의 field profile ($R_i=2 \mu\text{m}$, $\lambda=1.0 \mu\text{m}$, 10° bent)
(a) radius of curvature=1000 μm , (b) radius of curvature=3000 μm

차를 증가시키는 방법이다. 굴절률차가 커지면 광은 코어에 더 강하게 모이게 되며 bending loss가 감소된다. 그러나 trench의 폭은 무한히 크게 할 수 없으므로 일정한 폭에 대한 최적의 조건을 찾는 것은 매우 중요한 일이다.

Trench구조를 갖는 굽은 광도파로에 대하여 FD-BPM에 의한 bending loss를 그림 5에 나타내었다. 그림 5에 의하면 trench와 코어의 굴절률차가 클수록 bending loss가 더 크게 줄어드는 것을 알 수 있다.

그림 6에는 trench구조에서 곡률반경에 따른 파의 형

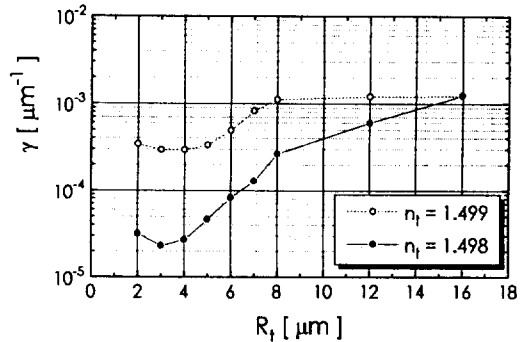


그림 8. Trench의 위치(R_i)에 따른 bending loss ($W_i=20 \mu\text{m}$, 90° bent, $R=4000 \mu\text{m}$)

태를 나타내었다. 그림 6에 의하면 파의 형태는 trench가 없을 때보다 trench구조에서 코어로 모이는 것을 알 수 있다. trench의 굴절률이 작을수록 bending loss는 줄어들게 되지만 제작상 최적의 조건을 만들어야 한다. 그러나 굴절률이 0.001만 변화해도 곡률반경 1000 μm 의 bending loss가 매우 많이 줄어들게 된다.

그림 7에서는 trench의 위치(R_i)가 2 μm 로 일정할 때, trench의 폭에 따른 bending loss를 계산하여 나타내었다.

Trench의 굴절률이 1.499일 때는 trench의 폭이 8 μm 이상일 때, 굴절률이 1.498일 때는 10 μm 이상일 때 최소의 bending loss를 보이고 있다. Trench의 폭이 각각 8 μm 와 10 μm 이상에서는 bending loss가 수렴하고 있음을 알 수 있었다.

그림 8에서는 폭이 20 μm 인 trench의 위치를 변화시키면서 그에 따른 bending loss를 계산하였다. 그림 8에 의하면 $R_i=3 \mu\text{m}$ 부근에서 bending loss가 가장 적음을 알 수 있다.

V. 결 론

광도파로의 형태와 크기는 광집적회로의 집적도에 많은 영향을 준다. 특히 굽은 광도파로는 광소자의 연결에 있어 많이 사용되지만 그 특성상 bending loss를 발생하게 된다. 집적도와 bending loss사이의 관계를 해석하기 위해 많은 연구가 이루어져 왔다.

본고에서는 원통좌표계에서의 FD-BPM을 이용하여 굽은 광도파로의 bending loss를 해석한 후 수학적 이론식과 비교하였다. BPM의 해석 결과는 Marcuse의 수학적 해석과 거의 동일함을 보였다. 또한 bending loss를 최소화하기 위해 제안된 trench구조에 대해서도 BPM을 사용하여 해석하였으며 trench와 코어의 굴절율차에 따른 bending loss를 계산하였다. 그리고 trench의 폭을 변화시키면서 그에 따른 bending loss를 계산하였다.

해석결과에 의하면 trench구조는 bending loss를 줄이는 방법으로 매우 효율적임을 알 수 있다.최소의 bending loss를 갖는 trench의 폭은 trench의 굴절율에 따라 일정한 값에서 수렴하며, trench의 위치 R_0 가 약 $3\mu\text{m}$ 일 때 bending loss가 가장 적음을 알 수 있다.

도파로의 구조에 따라 적당한 trench구조를 도파로에 적용하면 집적도와 bending loss간의 최적의 조건을 만들 수 있음을 보였다.

참 고 문 헌

[1] E. A. Marcatili, "Bends in optical dielectric guides," Bell Syst. Tech. J., 2103 (1969).
 [2] D. Marcuse, *Light Transmission Optics*, (Van No-

strand Reinhold, 1982).
 [3] D. Marcuse, "Bending losses in the asymmetric slab waveguide", Bell syst. Tech. J., **50**, 2551 (1971).
 [4] M. Heiblum and J. H. Harris, IEEE J. Quantum Electron. **QE-11**, 75 (1975).
 [5] Thayagarajan K., Shenoy M. R., and Ghatak A. K., Opt. Lett. **12**, 296 (1989).
 [6] J. Saijonmaa and D. Yevick, J. Opt. Soc. Am., 1785 (1983).
 [7] Jing-song G., P. A. Besse, and H. Melckior, IEEE J. Quantum Electron. **QE-27**, 531 (1991).
 [8] M. Rivera, IEEE J. Lightwave Technol. **LT-13**, 233 (1995).
 [9] E. C. M. Pennings, R. J. Deri, and R. J. Hawkins, IEEE Proc. Part J, **139**, 101 (1992).
 [10] J. Yamauchi, T. Ando, M. Ikegaya, and H. Nakano, IEICE, **E77-C**, 319 (1994).
 [11] C. F. Gerald and P. O. Wheatley, *Applied Numerical Method*, Chap. 8, (Addison-Wesley Publishing Company, Inc., 4th ED, 1992).
 [12] Y. C. Chung and N. Dagli, IEEE J. Quantum Electron. **QE-26**, 1335 (1990).
 [13] Y. C. Chung and N. Dagli, IEEE J. Quantum Electron. **QE-27**, 2296 (1991).
 [14] G. R. Hadley, IEEE J. Quantum Electron. **QE-28**, 363 (1992).
 [15] I. C. Goyal, R. L. Gallawa and A. K. Ghatak, IEEE J. Lightwave Technol. **LT-8**, 768 (1990).
 [16] A. K Ghatak and K Thyagarajan, *Optical Electronics*, Chap. 11, (Cambridge University Press, 1st ED, 1989)

A Trench Structure for Low Bending Loss of Bent Optical Waveguides

Young Jin Han and Chang Min Kim

Department of Electronic Engineering, Seoul City University, Seoul 130-743, Korea

(Received: July 4, 1995)

Bending losses of bent optical waveguides are calculated by virtue of the finite difference-beam propagation method in the cylindrical coordinate system. In order to minimize the radiating losses of bent optical waveguides, we apply the trench structure to the bent waveguides and perform the analysis to keep track of: 1) the influence of curvature radius on the bending loss without the trench, 2) the influence of curvature radius and refractive index difference on the bending loss with the trench, 3) the influence of the trench width on the bending loss.