

섭동궤환방법을 이용한 구형 유전체도파로의 해석

正會員 강 영 진*, 손 동 희**, 김 선 업*

Analysis of Rectangular Dielectric Waveguide using Perturbation Feedback Method

Yung Jin Kang*, Dong Hee Shon**, Sun Youb Kim* *Regular Members*

요 약

집적광학에서 가장 기본적이고 필수적인 소자인 구형 유전체 도파로는 근사적인 해석방법에서부터 수치계산방법까지 여러가지 방법으로 연구되어왔다.

본 논문에서는 구형 유전체도파로의 해석을 위해 연속적인 섭동궤환방법을 이용하여 최적 등가도파로모델을 선택하고, 시뮬레이션을 통한 비교, 분석 결과, 섭동궤환방법을 이용해서 구한 전파상수가 다른 방법에 의해 얻어진 결과보다 더욱 정확한 값에 일치함으로써 최적의 근사치를 얻을 수 있음을 확인하였고, 또한 여기서 구한 전파상수를 이용하여 여러 가지 집적광학 소자의 설계에 유용한 필드특성을 표현하였다.

ABSTRACT

Rectangular dielectric waveguides, the most fundamental and indispensable elements in integrated optics, have been investigated by many researchers with various approaching methods including from the relatively approximate techniques to the numerical method.

In this paper, the optimum equivalent waveguide model is adopted which is determined by a perturbation feedback process for analyzing rectangular dielectric waveguide.

Comparing and analyzing the propagation constant by means of computer simulation, we have ascertained that the propagation constant from perturbation feedback method gives the best approximate value because it coincide with more exact value than obtained by other approximating methods. The technique also provides analytical expression for the modal field profile that should be useful in the design of various integrated optical devices.

*원광대학교 전자공학과

**군장공업전문대학 전자통신과

論文番號:97038-0128

接受日字:1997年 1月 28日

I. 서 론

박막 유전체 도파로는 집적광학에서 가장 기본적인 고 필수적인 소자이며, 이러한 도파로를 기초로 하여 이들을 다양하게 결합시키고 소자들을 집적하여 방향성 결합기, 분배기, TE/TM 모드 스플리터, 광 스위치등이 제안되었고, 실질적인 응용을 위해 개발되고 있다. 이러한 집적소자의 제조공정은 도파로 안에 한정된 광파의 전자계분포와 전파상수에 의해 결정되며 도파로는 도파로 안에 가두어진 광파를 만족시키는 고유치 방정식을 연구함으로써 해석될 수 있다.⁽¹⁾

본 논문에서는 구형 유전체 도파로의 해석을 간단히 하면서 구형도파로에서의 전파상수를 정확히 얻기 위하여 실제의 도파로와 등가도파로 사이에서 무시될 수 있는 굴절율차로 인한 1차 섭동을 연속적인 섭동 케환과정을 이용하였고, 여기에서 결정되는 최적 등가 도파로 모델을 선택, 등가 도파로 모델에서 구한 전파상수가 다른 근사해석 방법으로 구한 전파상수보다 더욱 정확함을 보였다.

II. 도파로의 해석

널리 사용되는 3차원 구형 도파로의 해석방법에 있어서는 Goell의 circular harmonic 해석⁽²⁾, 유한 요소 방법⁽³⁾과 같은 수치계산방법이 근사해석방법 보다는 좀 더 정확하게 도파로의 전자계 분포와 전파상수의 계산을 위해 사용되었으나 그 방법이 갖는 복잡성과 어려움때문에 보다 더 적용하기 쉽고 비교적 정확한 계산 방법이 요구되었다. 변수분리법에 기초를 둔 Marcattili 방법⁽⁴⁾은 구형 유전체 도파로를 해석하는 가장 간단한 방법 중의 하나로서, 광파가 적당한 필드분포를 갖을때는 도파로의 전파상수와 전자계분포를 계산할 수 있으나, 도파로의 모드가 차단영역 가까이에 있을 때에는 만족한 결과를 얻을 수 없다.

한편, 단지 전파상수만이 요구되고, 도파로가 큰 코어 중횡비를 갖는 경우에는 유효굴절율 방법(effective index method: EIM)⁽⁵⁾⁽⁶⁾을 이용 할 수 있으나, 도파로가 큰 중횡비를 갖지 않는 경우에는 전혀 다른 수치적 결과를 얻게 되므로 이러한 불확실성을 해소하기 위해 일반 유효 굴절율 방법(generalized effective index method: GEIM)⁽⁷⁾이 제안되었으나, 이 방법 역시 구형

도파로의 전자계 분포와 전파상수를 정확하게 구할 수 없었다. 이외의 다른 방법으로 현재의 근사화된 방법의 정확도를 높이기 위해 약간 수정된 방법이 보고되고 있으며, Marcattili의 방법으로 계산된 전파상수의 오차를 고정하기 위해 Kumar는 섭동고정기법을 제안하였고⁽⁸⁾ 이로써 정확치에 접근할 수 있었다. 그러나 이 방법 또한 Marcattili의 방법에 의해 제한된 것과 같은 전자계 분포의 문제를 여전히 가지고 있다.

1. 근사해석 방법.

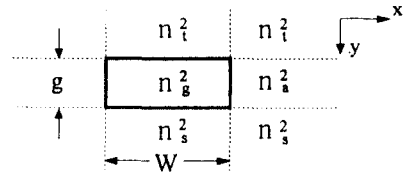


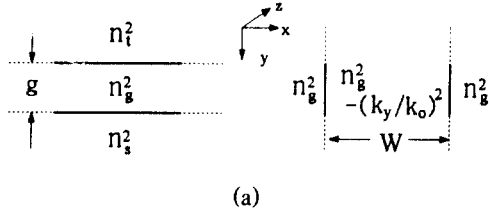
그림 1. 구형유전체도파로의 구조
Fig. 1 Schematic structure of a rectangular waveguide

그림 1은 집적광학에서 사용되는 구형 유전체 도파로의 구조로서 굴절율 분포는 식(1)과 같다.

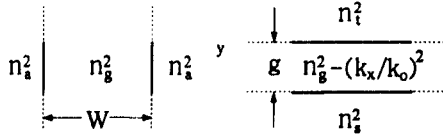
$$n^2(x, y) = \begin{cases} n_t^2 & y < -g/2 \\ n_g^2 & |y| < g/2, |x| < w/2 \\ n_a^2 & |y| < g/2, |x| > w/2 \\ n_s^2 & y > g/2 \end{cases} \quad (1)$$

여기서, w와 g는 도파로 코어의 폭과 두께이다.

먼저, 그림 1의 도파로에 대한 전파상수를 유효굴절율방법(effective index method: EIM)으로 구해보면 그림 2와 같다.⁽⁹⁾ 그림 2에서 (a)와 (b)는 유효굴절율방법에 의한 두가지의 다른 해석과정으로서, 먼저 그림 2(a)의 왼쪽은 그림 1의 도파로에서 코어 폭 w를 무한대로 확장시킨 x축 방향으로부터 해석을 시작할 슬랩 도파로(slab waveguide)이며 (x-z평면으로 확장), 이때 여기서 횡파수 k_y 는 수치적으로 계산되고, 그림 2(a)의 오른쪽(y-z평면으로 확장)에서 보인것과 같은 y축 방향의 슬랩 도파로를 정의하는데 이용된다.⁽¹⁰⁾ 이 y축 방향의 슬랩 도파로는 코어 두께 w를 갖으며, 유효굴절율 분포 $n^2(x)$ 는 식(2)와 같이 결정된다.



(a)



(b)

그림 2. EIM에 대한 등가 도파로 모델
Fig. 2 Equivalent slab guide model applied in effective index method

$$n^2(x) = \begin{cases} n_g^2 - (k_y/k_0)^2 & |x| < w/2 \\ n_a^2 & |x| > w/2 \end{cases} \quad (2)$$

여기서, k_0 는 자유공간에서의 파수.

결과적으로 그림 1 도파로의 전파상수는 y 축 방향으로 정의된 슬랩 도파로의 경우에서와 같이 $\beta^2 = n_g^2 k_0^2 - k_y^2$ 으로 결정된다.

그러나 같은 EIM에 의해서도 위와같은 해석과정을 그림 2(b)와 같이 역으로 해석 할 경우에는 그림 2(a)와는 다른 전파상수값이 얻어지게 된다.

따라서 전파상수 계산시의 이러한 모호성으로 인해 정규화된 유효굴절률 방법(generalized effective index method: GEIM)이 개발되었고, 이 방법은 위의 두가지 해석방법을 결합시킨것이다.⁽⁶⁾

처음 x 축 방향의 슬랩 도파로는 그림 2(a)에서 y 축 방향의 슬랩 도파로의 횡파수 k_x 가 계산된후 재배열되었고 이때의 도파로 굴절률 분포는 식(3)과 같다.

$$n^2(y) = \begin{cases} n_t^2 & y < -g/2 \\ n_g^2 - (k_x/k_0)^2 & |y| < g/2 \\ n_s^2 & y > g/2 \end{cases} \quad (3)$$

이렇게 교정된 x 축 방향의 도파로로부터 k_y 는 k_y' 로 다시 계산되며 이 때 교정된 y 축 방향으로의 슬랩 도

파로를 얻기 위해서 k_y' 를 식(2)에 대입한다. 계속적으로 k_x' 는 다시 계산되어지고 식(3)의 x 축 방향의 슬랩 도파로도 수정된다. 이러한 과정을 몇번 되풀이 하면 k_x 와 k_y 는 일정한 값에 도달하고 그림 1 도파로의 전파상수는 식(4)에 의해 결정된다.

$$\beta^2 = n_g^2 k_0^2 - k_x'^2 - k_y'^2 \quad (4)$$

여기서 식(4)로 부터 계산된 그림 1 도파로의 전파상수는 식(2)와 식(3)에 의해 정의된 x 축이나 y 축 방향의 슬랩 도파로로부터 얻어진 전파상수와 같다.

또한 위와같은 GEIM 방법의 응용 가능성과 효율성을 검증하고 해석방법이 갖는 결점을 살펴보기 위해서 Kumar등에 의해서 제안되었던 의사도파로 모델을 고려하자.⁽⁸⁾⁽¹¹⁾

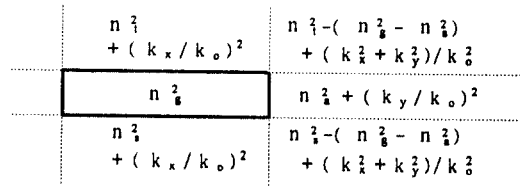


그림 3. GEIM에 대한 의사도파로 모델
Fig. 3 Pseudo waveguide model investigated by the GEIM

그림 3의 도파로에 대한 굴절률 분포는 식(5)와 같다.

$$n_1^2(x, y) = n_1^2(x) + n_1^2(y) - n_g^2 \quad (5)$$

여기서,

$$n_1^2(x) = \begin{cases} n_g^2 & |x| < w/2 \\ n_s^2 + (k_y/k_0)^2 & |x| > w/2 \end{cases} \quad (6)$$

$$n_1^2(y) = \begin{cases} n_t^2 + (k_x/k_0)^2 & y < -g/2 \\ n_g^2 & |y| < g/2 \\ n_s^2 + (k_x/k_0)^2 & y > g/2 \end{cases} \quad (7)$$

식(6), (7)에서 k_x 와 k_y 는 GEIM에 의해 규정된 식(2)와 식(3)에서의 슬랩 도파로의 수정된 횡파수와 같으며 또한 의사도파로 모델의 코어 폭과 두께는 그림 1 도파로의 경우와 같다.

식(5)의 굴절을 분포로 부터 그림 3의 도파로 모델에 국한된 전자계 분포를 $\Psi(x, y) = f_1(x) f_2(y)$ 로 가정하고 이 전자계 분포를 만족하는 스칼라 Helmholtz 방정식을 구하면 식(8)과 같다.

$$\frac{1}{f_1(x)} \frac{d^2 f_1(x)}{dx^2} + \frac{1}{f_2(y)} \frac{d^2 f_2(y)}{dy^2} + n_1^2(x, y) k_0^2 - \beta_1^2 = 0 \quad (8)$$

식(8)에 그림 3의 굴절을 분포인 식(5)를 대입하면 식(8)은 다음 세 방정식으로 나눌 수 있다.

$$\frac{1}{f_1(x)} \cdot \frac{d^2 f_1(x)}{dx^2} + n_1^2(x) k_0^2 - k_x^2 - \beta_1^2 = 0 \quad (9)$$

$$\frac{1}{f_2(y)} \frac{d^2 f_2(y)}{dy^2} + n_1^2(y) k_0^2 - k_y^2 - \beta_1^2 = 0 \quad (10)$$

$$\beta_1^2 = k_x^2 + \beta_x^2 + k_y^2 + \beta_y^2 - n_g^2 k_0^2 \quad (11)$$

여기서 식(9)는 전파상수가 β_x 이고 $n_1^2(x) - (k_y/k_0)^2$ 으로 표현되는 굴절을 분포를 갖는 식(2)의 y축 방향으로의 슬랩 도파로 모델에 의해 만족되는 Helmholtz 방정식이며, 식(10)은 전파상수가 β_y 이고 식(3)으로 표현되는 $n_1^2(y) - (k_x/k_0)^2$ 과 같은 굴절을 분포를 갖는 x축 방향의 슬랩 도파로를 만족하는 Helmholtz 방정식이며, 식(4)와 전술한 바에 의해 $\beta_x^2 = \beta_y^2 = \beta^2$ 이고 이를 식(11)에 적용하면 $\beta_1^2 = \beta^2$ 이 된다. 따라서 그림 3의 의사도파로 모델은 GEIM에 의해 해석된 실제적인 도파로인 그림 1의 등가 도파로 모델이라고 결론지을 수 있다.

이러한 의사도파로 모델의 개념은 다른 근사 해석 방법에도 적용할 수 있는데 앞에서의 EIM은 GEIM의 특수한 경우로서 x축 방향으로부터 해석이 시작되면 이때의 y축 방향의 슬랩 도파로는 그림 3에서 $k_x = 0$ 으로 하는 그림 4(a)에 대응되고 y축 방향으로부터 해석을 시작한 경우에는 $k_y = 0$ 으로 하는 그림 4(b)에 대응된다.

따라서 GEIM의 의사도파로 모델인 그림 3과 EIM의 의사도파로 모델인 그림 4를 실제 도파로인 그림 1과 비교하면 두개의 의사도파로 모델의 크래드 영역에서 실제 도파로보다 굴절율이 크고 구석영역에서는 실제 도파로보다 작음을 알 수 있고, 실제 광의 파워(power)는 구석부분보다는 코어의 인접영역에서

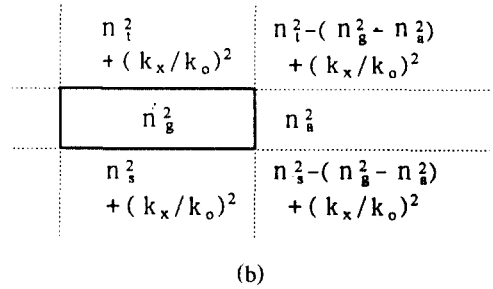
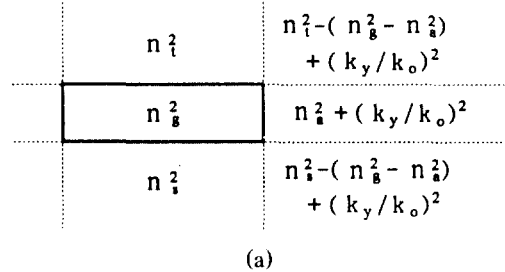


그림 4. EIM에 대한 의사도파로 모델
Fig. 4 Pseudo waveguide model investigated by the EIM

훨씬 크기 때문에 그림 3과 그림 4의 의사도파로 모델과 실제 도파로인 그림 1 사이의 굴절율 편차에 의한 효과는 GEIM이나 EIM에 의해 계산된 전파상수가 실제보다 크게 계산됨을 알 수 있고, 이는 시뮬레이션에서 수치적으로 증명된다.

Marcattili의 방법 또한 의사도파로모델을 적용하여 이 방법에 대한 효율성을 설명할 수 있는데 이는 GEIM의 가장 간단한 상황이라 할 수 있다. 그림 5와 같이 Marcattili의 방법에 대한 의사도파로모델은 그림 3의 의사도파로모델에서 k_x 와 k_y 를 0으로 놓음으로써 얻어질 수 있다. Marcattili의 방법에 의한 의사도파로모델의 굴절을 분포는 식(12)와 같이 주어진다.

$$n_2^2(x, y) = n_2^2(x) + n_2^2(y) - n_g^2 \quad (12)$$

여기서,

$$n_2^2(x) = \begin{cases} n_g^2 & |x| < w/2 \\ n_2^2 & |x| > w/2 \end{cases} \quad (13)$$

$$n_2^2(y) = \begin{cases} n_1^2 & y < -g/2 \\ n_g^2 & |y| < g/2 \\ n_s^2 & y > g/2 \end{cases} \quad (14)$$

따라서 Marcatili의 방법도 식(13), (14)로 표현된 두개의 슬랩도파로로 해석 할 수 있으며, 이때 도파로의 전파상수는 식(15)와 같다.

$$\beta_2^2 = n_g^2 k_0^2 - k_x^2 - k_y^2 \quad (15)$$

여기서 k_x 와 k_y 는 y 축 방향의 슬랩도파로 식(13)과 x 축 방향의 슬랩도파로 식(14)의 횡파수이다.

그림 5와 그림 1의 도파로를 비교함으로써 그림 5의 4개의 구석영역에서 굴절율이 그림 1의 도파로보다 작다는 것을 알 수 있으며, 이러한 불일치가 Marcatili의 방법에 의해 정의된 전파상수가 항상 실제로 작게 계산됨을 설명해 준다.

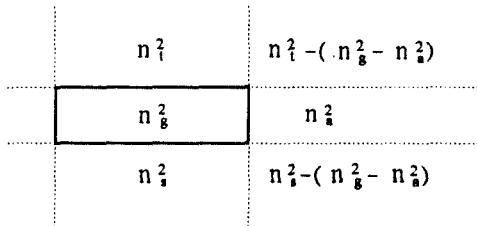


그림 5. Marcatili의 방법에 대한 의사도파로 모델
Fig. 5 Pseudo waveguide model investigated by the Marcatili's method

2. 섭동계환방법

Kumar는 Marcatili의 방법을 이용하여 계산한 전파상수에 포함된 편차를 교정하기 위해서 1차 섭동이론을 이용하는 섭동교정접근법을 발표하였다.⁽⁸⁾⁽¹²⁾

그림 5의 의사도파로 모델과 그림 1의 도파로 사이의 굴절율 차를 식(16)과 같은 1차섭동을 이용하여 의사도파로의 전자계분포에 가중시킴으로써 그림 1 도파로의 전파상수는 $\beta_0^2 = \beta_2^2 + \Delta p^2$ 같이 수정되며, Δp^2 은 아래와 같다.

$$\begin{aligned} \Delta p^2 &= \frac{k_0^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |\Psi(x, y)|^2 \delta n^2 dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |\Psi(x, y)|^2 dx dy} \quad (16) \\ &= \left[1 + \left(\frac{k_0^2 (n_1^2 - n_2^2)}{k_x^2} - 1 \right)^{1/2} \left(\frac{k_x g \pm \sin k_x g}{1 \pm \cos k_x g} \right) \right]^{-1} \\ &\quad * \left[1 + \left(\frac{k_0^2 (n_1^2 - n_2^2)}{k_y^2} - 1 \right)^{1/2} \left(\frac{k_y W \pm \sin k_y W}{1 \pm \cos k_y W} \right) \right]^{-1} \end{aligned}$$

식(16)에서 δn^2 은 그림 1의 도파로와 그림 5의 의사도파로사이의 굴절율차를 나타내며, $\Psi(x, y)$ 는 의사도파로모델에 국한된 전자계분포를 나타낸다.

본 연구에서는 정확한 전파상수를 구하기 위하여 앞에서 설명한 것처럼 그림 3과 그림 4의 의사도파로 모델은 항상 정확치보다 큰 전파상수를 갖고, 반면에 그림 5의 의사도파로모델은 정확치보다 작은 전파상수를 갖는데 이러한 두개의 도파로 구조를 검토함으로써 어느정도 적절한 등가도파로모델이 존재할 수 있음을 예측할 수 있었고, 또한 이 적절한 등가도파로모델을 결정하기 위한 일시적인 도파로모델의 굴절율 분포는 두 모델사이에 있으며 연속적인 섭동계환과정을 통해서 식(17)과 같이 결정되며, 섭동계환방법에 대한 최적의 등가도파로모델은 그림 6과 같다고 가정하였다.

$$n_3^2(x, y) = n_3^2(x) + n_3^2(y) - n_g^2 \quad (17)$$

여기서,

$$n_3^2(x) = \begin{cases} n_g^2 & |x| < W/2 \\ n_a^2 + \Delta n_x^2 & |x| > W/2 \end{cases} \quad (18)$$

$$n_3^2(y) = \begin{cases} n_1^2 + \Delta n_x^2 & y < -g/2 \\ n_g^2 & |y| < g/2 \\ n_s^2 + \Delta n_x^2 & y > g/2 \end{cases} \quad (19)$$

그림 6에서 주위 매질의 굴절율 교정항인 Δn_x^2 와 Δn_y^2 은 서로 보정되고, 이들의 전체 효과는 무시될 수 있는 항에 의해 야기되는 1차 섭동을 이용하여 그림 7과 같이 구할 수 있다.

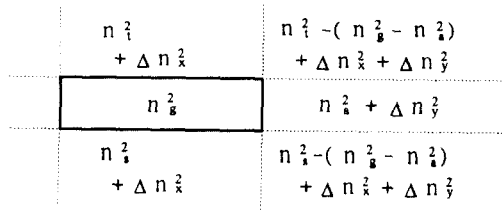


그림 6. 섭동계환방법에 대한 등가 도파로모델
Fig. 6 Equivalent guide model determined by a perturbation feedback method

그림 7에서 처럼 처음에 그림 1과 같은 구조를 갖는 구형도파로로부터 해석을 시작하며 GEIM을 적용하여 얻어진 k_{x1} 과 k_{y1} 은 $\Delta n_{x1} = (k_{x1}/k_0)^2$ 과 $\Delta n_{y1} = (k_{y1}/k_0)^2$ 의 첫번째 근사값을 얻는데 사용된다. 이때 그림 6과 같은 등가도파로모델이 얻어지며, 또한 변수분리방법에 의해 전자계분포는 해석된다. 이 전자계분포에 그림 6의 등가도파로모델과 그림 1의 도파로의 굴절율 차에 의한 1차 섭동을 식(16)을 이용하여 계산하여 이를 전자계분포에 가중시킨다.

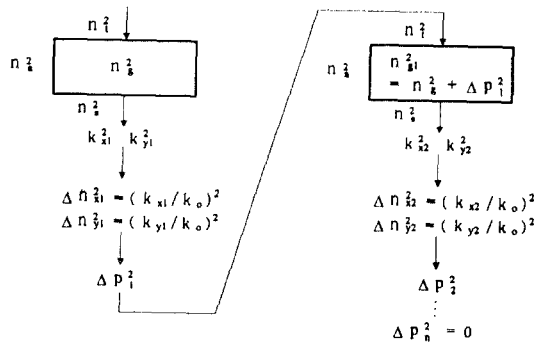


그림 7. 섭동계환방법에서 등가 도파로 모델을 결정하는 과정
Fig. 7 A process of determining the equivalent guide model used in perturbation feed back method

이 섭동은 대계 부의 값을 갖게 되고, 그림 1의 도파로의 코어에 직접 케환되어 일시적인 도파로가 정의되며 이 도파로 모델은 코어의 굴절율이 작아지는 것을 제외하고는 그림 1의 도파로와 같은 구조를 갖는다. 일시적인 도파로를 다시 GEIM에 의해 해석하

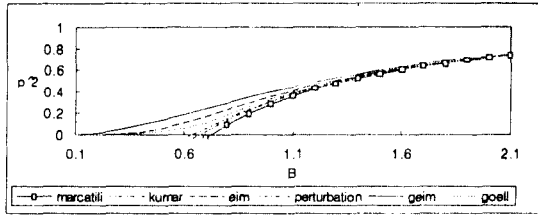
여 k_{x2} 와 k_{y2} 를 구하면 이 값들은 일시적인 도파로의 코어 굴절율이 낮아지기 때문에 이전값보다 작은 값을 갖는다. 또한 그림 6에 보인 도파로의 크래드에 대한 굴절율도 교정이 되고 도파로 모델에 대한 전파상수와 필드분포는 다시 계산되며 섭동 또한 다시 계산된다. 이 섭동은 일시적인 도파로에 다시 케환되고 그 결과 일시적인 도파로의 코어 굴절율은 더 작아진다. 계속해서 수정된 일시적인 도파로에 의한 k_{x3} 와 k_{y3} 은 더 작은 값을 갖게 되며, 이러한 과정을 되풀이하면 그림 1의 도파로와 그림 6의 의사도파로모델 사이의 굴절율차에 의한 섭동은 무시될 수 있을 정도로 감소하게 되고 의사도파로모델의 전파상수는 안정된 값을 갖게 되며 더 이상의 섭동계환에 의해서도 거의 변화하지 않게 된다. 본 연구에서는 섭동 $|\Delta p^2|$ 이 10^{-4} 보다 작아질때까지 위의 과정을 반복하였다.

III. 시뮬레이션 결과 및 고찰

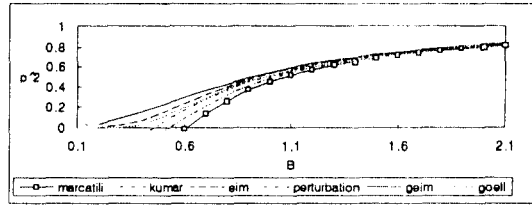
구형 유전체 도파로의 해석을 위해 본 논문에서 채택한 섭동계환방법의 계산된 결과를 전파상수의 정확한 값과 비교하였다. 여기서 전파상수의 정확치는 Goell의 circular harmonic 해석⁽²⁾에서 인용하였으며 그 결과를 현재 사용되는 다른 여러 가지 근사 해석방법에 의해 산출된 결과와 비교하였다.

도파로에서 도파모드의 전파특성은 p^2 과 B의 관계에 의해 판단되며 그림 8에 도파로의 파라메타로써 계산된 전파상수를 보였다. 도파로는 그림 1과 같은 구조를 갖으며 (a)는 코어의 중횡비가 $R = w/g = 1$ 인 경우이고 (b)는 $R = w/g = 2$ 인 경우이다. 또한 코어의 굴절율은 $1.31\mu\text{m}$ 의 파장에서 $n_g = 1.50$ 이고 크래드에 대한 굴절율은 $n_c = n_s = n_a = 1.45$ 이며 $\Delta n_r = (n_g/n_c - 1) = 0.034$ 로서 코어와 크래드의 굴절율 차가 작은 경우이다.

정규화된 전파상수 $p^2 = ((\beta/k_0)^2 - n_1^2)/(n_g^2 - n_1^2)$ 이며 정규화된 파장 $B = (gk_0/\pi)\sqrt{n_g^2 - n_1^2}$ 이다. 그림 8에 Goell의 방법에 의해 얻어진 정확한 전파상수와 함께 여러 가지 근사해석방법으로 구한 전파상수값을 나타내었는데 Marcatili의 방법으로 구한 전파상수가 가장 작게 계산되었고 GEIM에 의해 얻어진 결과가 정확한 값에 가장 큰 편차를 보였으며 섭동계환방법이 다른 근사해석방법들에 의해 얻어진 전파상수보다 훨씬



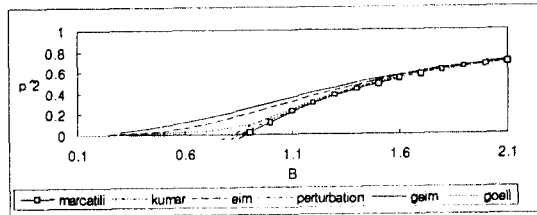
(a)



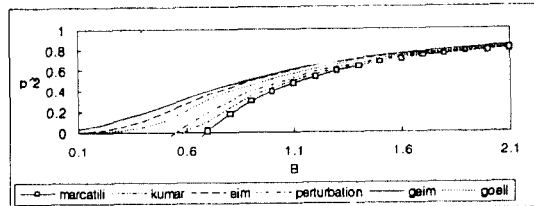
(b)

그림 8. 정규화된 파장 B에 대한 정규화된 전파상수 p^2
Fig. 8 Normalized propagation constant p^2 varies with normalized B

더 최적의 근사치를 제공함을 알 수 있었고 이는 채택된 등가도파로모델이 합리적임을 보이고 있다. 그러나 섭동계환방법은 모두가 매우 약하게 제한된 영역에 다다를 때 차단점을 갖음을 알 수 있다.



(a)



(b)

그림 9. 정규화된 파장 B에 대한 정규화된 전파상수 p^2
Fig. 9 Normalized propagation constant p^2 varies with normalized B

그림 9는 $n_g = 1.50$ 과 $n_t = n_s = n_a = 1.0$ 으로서 코어와 크래드의 굴절율 차가 $\Delta n_r = 0.5$ 로서 클때이며 정규화된 파장에 대한 정규화된 전파상수의 변화를 보였으며, 여기서 (a)는 코어의 종횡비가 $R = w/g = 1$, (b)는 $R = w/g = 2$ 인 경우이다. 그림 9에 나타난 것처럼 역시 이러한 상황에서도 도파로의 전파상수의 최적의 근사치는 섭동계환 방법에 의해서 산출됨을 알 수 있다.

그림 10은 본 연구에서 사용한 섭동계환방법과 GEIM, Marcatili의 방법을 토대로 구형도파로에서의 필드분포를 나타내었다. 그림 10의 (a)는 $n_g = 1.50$ 과 $n_t = n_s = n_a = 1.0$ 이고 코어의 종횡비 $R = w/g = 1$ 인 경우에 대한 x축 방향에 대한 필드분포이고, (b)는 코어의 종횡비 $R = w/g = 1$ 인 경우에 대한 y축 방향에 대한 필드분포이며, (c)는 굴절율 분포는 위와같고 코어의 종횡비가 $R = w/g = 2$ 인 경우에 대한 x축 방향에 대한 필드분포이며 (d)는 코어의 종횡비가 $R = w/g = 2$ 인 경우에 대한 y축 방향에 대한 필드분포이다. Marcatilia 방법에 의한 필드분포는 구석영역에서 실제 도파로보다 더 낮은 굴절율을 갖기 때문에 필드의 제한이 느슨하게 나타나 있고, 반대로 GEIM에 의한 필드분포는 크래딩속으로 넓게 퍼져 있다. 이것은 그림 3과 그림 5의 의사도파로 모델에 의해서 설명된다. 따라서 본 논문에서 사용한 섭동계환방법에 의해서 구해진 필드분포는 아주 합리적이라고 생각된다.

IV. 결론

본 논문에서는 집적광학에서 사용되는 구형 유전체 도파로의 해석을 간단히 하면서 도파로의 전파상수를 정확히 계산하기 위해 섭동계환 방법을 사용하였고 연속적인 섭동계환에 의해 최적의 등가도파로 모델을 선택하였으며, 이 등가도파로모델로부터 계산된 전파상수가 GEIM이나 Marcatili의 방법에 의한 것 보다 정확한 값을 보이는 Goell 해석결과에 더욱 일치함을 비교, 검증하였고, 도파로에서의 필드분포 또한 이상적으로 시뮬레이션됨을 보였다.

따라서 도파로의 특성을 비교적 간단하고 정확하게 해석이 가능함으로써 구형 유전체 도파로를 기본으로 하는 방향성 결합기, 분배기, TE/TM 모드 스플리터, 광 스위치등의 실질적인 설계에 활용할 수 있을 것

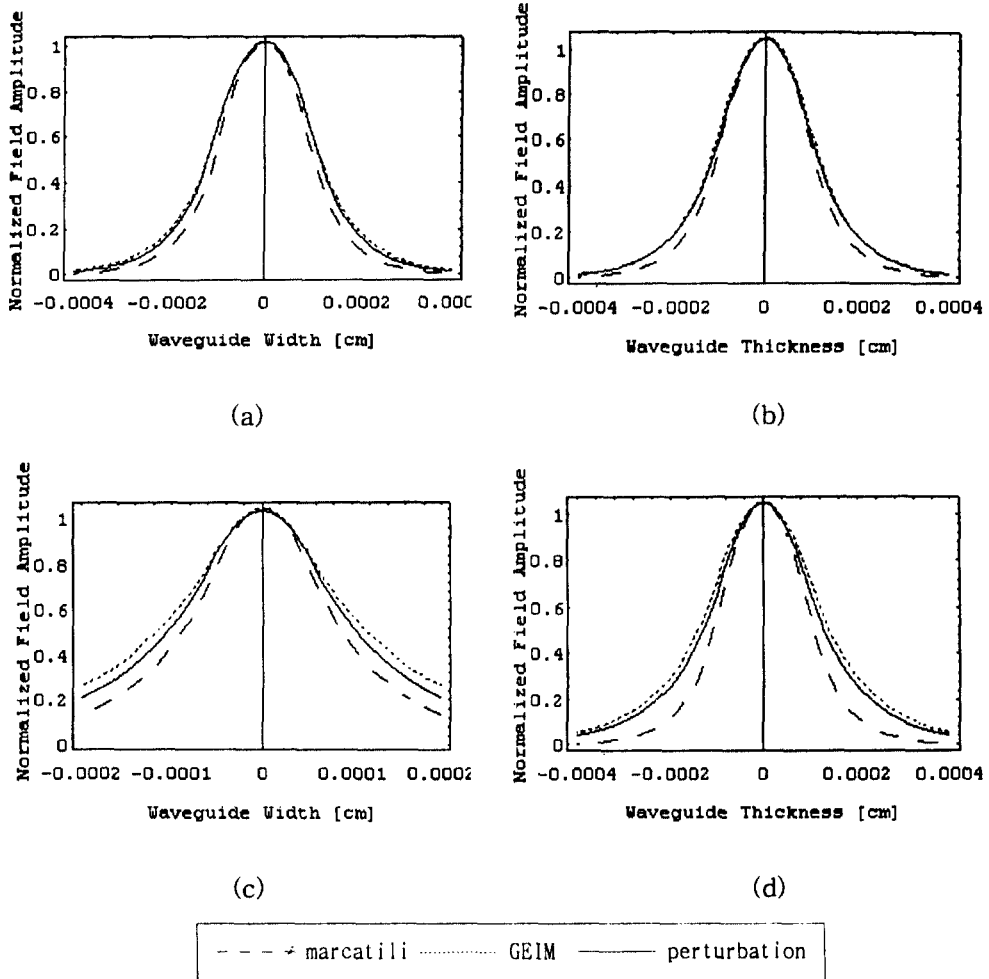


그림 10. 구형도파로에서의 필드분포
Fig. 10 Field distribution in a rectangular waveguide

로 기대된다.

참고 문헌

1. H. Nishihara, M. Harumi and T. Shara, "Optical Integrated Circuits", Ohmsha, Chap.2, 1985.
2. J. E. Goell, "A Circular-Harmonic Computer Analysis of Rectangular Dielectric Waveguides", Bell Syst. Tech. J. Vol. 48, No. 7, pp. 2133-2160, 1969.
3. C. yeh, K. Ha, S. B. Dong, and W. P. Brown, "Single mode optical waveguides", Appl. Opt., Vol. 18, pp. 1490-1504, May, 1979.
4. E. A. J. Marcatili, "Dielectric Rectangular Waveguide and Directional Coupler for Integrated Optics", Bell Syst. Tech. J. Vol. 48, No. 7, pp. 2071-2102, 1969.
5. R. M. Knox and P. P. Tulios, "Integrated circuits for the millimeter optical frequency range", in Proc. Symp. Submillimeter Waves. Brooklyn, NY: Polytechnic Press, pp. 497-516, 1970.

6. K. S. Chiang, "Dual effective-index method for the analysis of rectangular dielectric waveguides", *Applied Optics*, Vol. 25, No. 13, pp. 2169-2174, 1986.
7. T. Trinh and R. Mittra, "Coupling Characteristics of Planar Dielectric Waveguides of Rectangular Cross Section", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol. MTT-29, No. 9, pp. 875-880, 1981.
8. A. Kumar, K. Thyagarajan and A. K. Ghatak, "Analysis of Rectangular-Core Dielectric Waveguide: an Accurate Perturbation Approach", *Opt. Lett.*, Vol. 8, No. 1, pp. 63-65, 1983.
9. A. Sharma, P. K. Mishra and A. K. Ghatak, "Single-Mode Optical Waveguides and Directional Couplers with Rectangular Cross Section: A Simple and Accurate Method of Analysis", *J. Lightwave Technol.*, Vol. LT-6, No. 6, pp. 1119-1125, June, 1988.
10. A. Kumar, D. F. Clark, and B. Culshaw, "Explanation of errors inherent in the effective-index method for analyzing rectangular-core waveguides", *Opt. Lett.*, Vol. 13, No. 12, pp. 1129-1131, 1988.
11. R. K. Varshney and A. Kumar, "A simple and accurate modal analysis of striploded optical waveguides with various index profiles", *J. Lightwave Technol.*, Vol. LT-6, No. 4, pp. 601-606, 1988.
12. M. S. Sodha and A. K. Ghatak, "Inhomogeneous Optical Waveguides", Plenum, New York, Chap.6, 1977.



姜 英 鎮(Yung Jin Kang) 정희원
 1974년 2월: 광운대학교 무선통신공학과 공학사
 1980년 2월: 건국대학교 전자공학과 공학석사
 1990년 2월: 건국대학교 전자공학과 공학박사
 1993년 1월~1994년 1월: 일본 동

경공업대학 객원연구원
 1981년 3월~현재: 원광대학교 전자공학과 교수
 ※주관심분야: 광 집적소자, 광 통신시스템



손 동 희(Dong Hee Shon) 정희원
 1989년 2월: 원광대학교 전자공학과 공학사
 1991년 2월: 원광대학교 전자공학과 공학석사
 1996년 2월: 원광대학교 전자공학과 박사과정수료
 1995년 3월~현재: 군장공업전문

대학 전자통신과 조교수
 ※주관심분야: 광 집적소자, 광통신시스템, FEM, FDM, BPM 등 수치해석



김 선 엽(Sun Youb Kim) 정희원
 1993년 2월: 원광대학교 전자공학과 공학사
 1995년 2월: 원광대학교 전자공학과 공학석사
 1995년 3월~현재: 원광대학교 전자공학과 박사과정재학중

※주관심분야: 광 집적소자, 광통신시스템, FEM, FDM, BPM 등 수치해석