

# 3차원 FD-BPM을 이용한 측면 연마된 광섬유와 완전도체면 아래의 유전체 사이에서의 결합과 전파 특성의 해석

정회원 권 광희\*, 송 재원\*\*, 준회원 이 동호 \*\*\*

## The Analysis of Light Coupling and Propagation for The Composite Fiber-Dielectric Slab with a Conductor Cladding Using The Three Dimensional Finite Difference-Beam Propagating Method

Kwang-Hee Kwon\*, Jae-Won Song\*\* *Regular Members*  
Dong-Ho Lee\*\*\* *Associate Members*

### 요 약

3차원 FD-BPM 기법을 이용하여 완전도체면 아래의 유전체와 측면 연마된 광섬유의 소산장 결합 및 전파특성에 대한 해석 연구 결과를 나타내었다. 3차원 FD-BPM 기법을 사용하기 위한 해석 구조의 구성과 적용 방법을 설명 하였으며 완전 도체를 가지는 비대칭 무한 평면 도파로와 광섬유의 코어의 굴절률 차이에 따른 결합 특성 및 필드의 분포를 나타내었다. 그리고 일반적인 대칭 및 비대칭 무한 평면 도파로와 측면 연마된 광섬유와의 결합 및 전파 특성과 서로 비교 분석하여 그 특징을 나타내었다.

키워드 : FD-BPM, 측면연마, 소산장 결합

### ABSTRACT

The coupled and propagated property of the composite side-polished fiber and infinite planar waveguide with conductor cladding (PWGCC) is presented by using the 3-D finite difference beam propagating method (FD-BPM) in according to the variety of refractive indexes between the fiber and the infinite planar waveguide. It is also introduced for the technique to be applied at and consisted of the analysis domain of 3-D FD-BPM for the coupling between the side-polished fiber and PWG. It is also compared the properties of coupling between the side-polished fiber and PWGCC with them of the general symmetric and asymmetric PWG without perfect conductor (PEC), which has been investigated by many researcher.

\* 경북대학교 공과대학 전자공학과 박사, \*\* 경북대학교 공과대학 전자공학과 교수, \*\*\* 경북대학교 공과대학 전자공학과 박사과정  
논문번호 : 030034-0122, 접수일자 : 2003년 7월 12일

## I. 서론

측면 연마된 광섬유와 평면도파로의 결합특성을 이용한 소자는 주로 채널제거 필터, 편광기, 변조기 및 센서로서 다양하게 이용되고 있다. 또한 이에 대한 이론적인 해석 연구도 다양하게 이루어져 왔으며 최근 측면 연마된 광섬유와 진행방향에 대해 양쪽 측면에 임의의 완전도체를 두고 수직인 단면이 대칭[1] 및 비대칭[2]인 평면도파로 사이의 결합과 전파특성에 대한 해석이 이루어지고 있다. 또한 평면 도파로의 상부에 금속 막을 입혀 편광 특성 및 편광분리기[3]로써 사용되기도 하는데 평면 도파로가 완전도체와 함께 구성이 되어 있는 비대칭 구조에 대해서는 해석이 이루어지지 않고 있다. 그래서 본 논문에서는 완전도체 면 아래에 유전체가 있을 때 측면 연마된 광섬유와 결합 및 전파 특성을 3차원 FD-BPM 기법을 이용하여 수치 해석한 연구 결과를 나타내었다. FD-BPM 기법을 사용하여 본 논문에서 제시한 구조를 이론적으로 해석을 할 경우 빛이 광섬유를 통하여 전파되어 갈 때 진행 방향에 대하여 무한 평면 도파로의 양쪽 측면에 가상의 완전 도체를 두고 해석할 때와는 달리[4] 일정 간격에 완전 흡수체를 둬으로써 두 구조 사이에서 결합이 이루어졌을 때 무한 평면 도파로를 통하여  $E(x,y,z)$ 가 각 방향으로 해석 영역 경계면에서의 반사 없이 전파되어 진행하도록 하여 본 논문에서 제시한 3차원 구조에 대하여 해석한 결과를 나타내었다. 본 논문에서 사용한 일반 단일 모드 광섬유는 편광 방향에 관계없는  $LP_{01}$  모드를 사용하여 대칭 및 비대칭 그리고 완전 도체면 아래의 유전체 내에서의 결합 및 전파특성을 비교 분석하였다.

## II. 이론

### 2.1. FD-BPM 결합 모드 방정식의 유도

본 논문에서 다루고 있는 구조는 그림 1과 같으며 유전체의 상부는 완전도체가  $x$  축 상으로 무한히 존재하고 완전 도체 면 아래에 유전체가 존재할 때 측면 연마된 광섬유와의 결합 및 전파 특성을 다루었다. 그림 1에서 측면 연마된 광섬유와 유전체 사이에서의 결합 및 전파 특성은 간격  $s$  및 굴절률

차이 그리고 유전체의 두께  $t$ 의 변화 등에 따라서

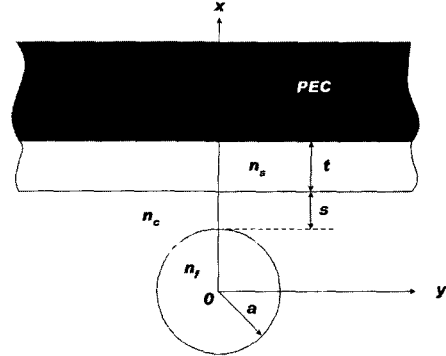


그림 1. 측면 연마된 광섬유와 완전도체면 아래 유전체와의 결합 구조

다양하게 변한다. 또한 결합이 일어나는 유전체 내에서 전파될 수 있는 단일 및 다중 모드에 대해서도 다른 결합 현상을 보이게 되며 일반적인 단일 모드 및 다중 모드의 방향성 결합기와 달리 광섬유와 평면 도파로에서 각 모드 사이에서 결합이 일어났을 때는 각각의 구조 내의 모드가 서로 직교 특성을 만족하지 않으므로 측면 연마된 광섬유를 통과하는  $LP_{01}$  모드는 평면 도파로에서의 모든 모드와 결합이 이루어지며 각 모드들은  $(y,z)$  평면에서 모든 방향으로 전파 되게 된다. 그리고 측면 연마된 광섬유에서의 입사 조건으로는 편광 특성이 없는  $LP_{01}$  모드만 입사되었으며 해석 영역에서의  $E(x,y,z)$ 는 측면 연마된 광섬유와 완전도체면 아래의 유전체에서의 각각 필드의 중첩으로 식(1)과 같이 표현할 수 있었다.

$$E(x,y,z) = a_0(z)F_0 e^{-j\beta_{f0}z} + \sum_n b_n(z)S_n e^{-j\beta_n z} \quad (1)$$

식(1)에서  $\{a_0(z), b_n(z)\} (n=0,1,2,\dots)$ 는 측면 연마된 광섬유와 완전 도체면 아래의 유전체 내에서 진행 방향  $z$ 축으로 전파되어 나가는 각 모드의 크기를 나타내었으며  $\beta_{f0}, \beta_n$ 은 결합이 일어나지 않았을 때 각 구조 내에서 전파되어 나가는 전파상수를 의미한다. 그리고  $F_0, S_n$ 은 각각 광섬유와 무한 평면 도파로 내에서  $(x,y)$  평면에서의 필드를 나타내며 광섬유에 입사되는 초기  $F_0$ 의 크기는 식(2)와 같이 Gaussian 함수로 나타내었다.

$$F_0(x_0, y_0, 0) = A_0 \cdot \exp\left\{-\left[\frac{x_0^2}{w_1^2} + \frac{y_0^2}{w_2^2}\right]\right\} \quad (2)$$

식(2)에서  $w_1$  와  $w_2$  는 입사되는 모드 필드의 지름(MFD)을 나타내며  $A_0$  는 정규화된 입사되는 필드의 크기를 나타낸다. 그림 2에서는 FD-BPM을 적용하기 위한 해석 구조를 나타낸 것이며 임의의 매질 내에서 필드의 전파 방정식은 식(3)에 나타내었다.

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = -j \frac{1}{2kn_0} \nabla^2 \phi - \alpha(x, y, z) \phi - j \frac{k}{2n_0} [n^2(x, y, z) - n_0^2] \phi \quad (3)$$

식(3)에서  $\phi$  는 해석영역의 내부에서의 임의의 필드를 나타내며  $\alpha(x, y, z)$  는 진행위치에서의 손실 및 이득을 나타낸다. 그리고  $n(x, y, z)$  는 해석 영역에서의 굴절률을 나타내며  $n_0$  는 해석 영역에서의 기준 굴절률을 의미한다.

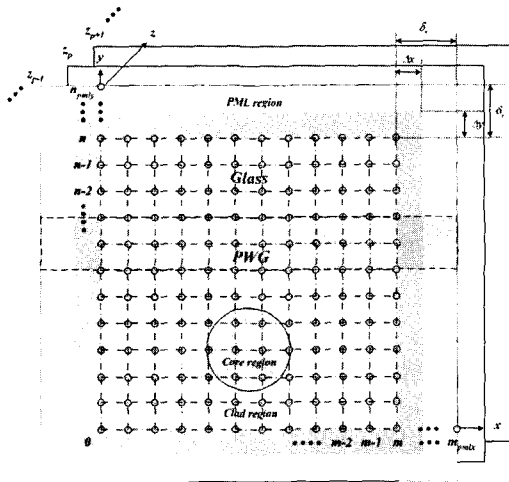


그림 2. 측면 연마와 완전도체면 아래의 무한 평면 도파로에 대한 FD-BPM 적용 해석 구조

그림 2 에서 FD-BPM을 이용한 측면 연마된 광섬유와 완전도체면 아래 유전체와의 해석 구조 FD-BPM을 적용하기 위해서 해석 영역을  $x = i\Delta x, y = l\Delta y, z = m\Delta z$  그리고  $\phi(x, y, z)$  는 식(4)와 같이 표현하여 해석 영역 내부에서의 각 위치

에 해당되는 임의의 필드를 표현하였다.

$$\phi(i\Delta x, l\Delta y, m\Delta z) = \phi_{i,l}^m \quad (4)$$

식(4)의 표현 방식을 이용하여 식(3)을 FD-BPM을 적용한 표현 방법으로 식(5)와 같이 표현할 수 있다.

$$A(\phi_{i,l}^{m+1} - \phi_{i,l}^m) = \frac{\phi_{i-1,l}^m - 2\phi_{i,l}^m + \phi_{i+1,l}^m + \phi_{i,l-1}^{m+1} - 2\phi_{i,l}^{m+1} + \phi_{i,l+1}^{m+1}}{2(\Delta x)^2} + \frac{\phi_{i,l-1}^m - 2\phi_{i,l}^m + \phi_{i,l+1}^m + \phi_{i,l-1}^{m+1} - 2\phi_{i,l}^{m+1} + \phi_{i,l+1}^{m+1}}{2(\Delta x)^2} + B(\phi_{i,l}^{m+1} + \phi_{i,l}^m) \quad (5)$$

식(5)에서

$$A = \frac{j2kn_0}{\Delta z},$$

$$B = -jkn_0 \alpha\left(i, l, m + \frac{1}{2}\right) + \frac{k^2}{2} \left[ n^2\left(i, l, m + \frac{1}{2}\right) - n_0^2 \right]$$

를 나타낸다. 그리고 식(5)를 ADIFDM[5] 방법을 사용하여  $m, m + 1/2, m + 1$ 의 위치에서 임의의 필드를 식(6), (7)으로 나타낼 수 있었다.

$$-\phi_{i-1,l}^{m+1/2} + s_{i,j}^m \phi_{i,j}^{m+1/2} - \phi_{i+1,l}^{m+1/2} = \frac{(\Delta x)^2}{(\Delta y)^2} (\phi_{i,j-1}^m + q_{i,j}^m \phi_{i,j}^m + \phi_{i,j+1}^m) \equiv d_{i,j}^m \quad (6)$$

$$-\phi_{i,l-1}^{m+1} + t_{i,j}^m \phi_{i,j}^{m+1} - \phi_{i,l+1}^{m+1} = \frac{(\Delta y)^2}{(\Delta x)^2} (\phi_{i-1,l}^{m+1/2} + p_{i,j}^m \phi_{i,j}^{m+1/2} + \phi_{i+1,l}^{m+1/2}) \equiv h_{i,l}^{m+1/2} \quad (7)$$

식(6),(7)에서  $s_{i,j}^m, t_{i,j}^m, q_{i,j}^m$  와  $p_{i,j}^m$  은 각각 식(8)-(11)으로 나타내었다.

$$s_{i,j}^m = \left\{ 2 - \frac{k^2 (\Delta y)^2}{(\Delta x)^2} \left[ n^2(i, l, m + \frac{1}{2}) - n_0^2 \right] \right\} + j \left\{ \frac{4km^2 (\Delta y)^2}{(\Delta x)^2} + km^2 (\Delta x)^2 \alpha(i, l, m + \frac{1}{2}) \right\} \quad (8)$$

$$t_{i,j}^m = \left\{ -2 + \frac{k^2 (\Delta y)^2}{(\Delta x)^2} \left[ n^2(i, l, m + \frac{1}{2}) - n_0^2 \right] \right\} + j \left\{ \frac{4km^2 (\Delta y)^2}{(\Delta x)^2} - km^2 (\Delta x)^2 \alpha(i, l, m + \frac{1}{2}) \right\} \quad (9)$$

$$r_{ij} = \left\{ 2 - \frac{k^2 (\Delta y)^2}{2} \left[ n^2 \left( i, l, m + \frac{1}{2} \right) - n_0^2 \right] \right\} + j \left\{ \frac{4kn_0 (\Delta y)^2}{\Delta z} + kn_0 (\Delta y)^2 \alpha \left( i, l, m + \frac{1}{2} \right) \right\} \quad (10)$$

$$p_{ij} = \left\{ -2 + \frac{k^2 (\Delta x)^2}{2} \left[ n^2 \left( i, l, m + \frac{1}{2} \right) - n_0^2 \right] \right\} + j \left\{ \frac{4kn_0 (\Delta x)^2}{\Delta z} - kn_0 (\Delta x)^2 \alpha \left( i, l, m + \frac{1}{2} \right) \right\} \quad (11)$$

그리고 일반적으로 해석 영역 내부에서 전파되어 가는 임의의 필드는 무한대의 위치로 전파되어 진행하여 나가는 복사 조건을 만족해야만 하므로 유한한 FD-BPM의 해석 영역의 경계면에서는 내부로 반사되어 전파되어 나오는 임의의 필드를 없애기 위해 경계조건을 만족시켜 주어야만 하였다.[6] 그래서 본 논문에서 제시한 구조를 해석하기 위해서 해석 영역의 경계면에 임의 두께의 완전 흡수체를 두었으며 완전 흡수체 내부에는  $(\sigma_x, \sigma_x^*, 0, 0)$  와  $(0, 0, \sigma_y, \sigma_y^*)$ 를 두어 완전 흡수체 내부에서의 필드가 반사 없이 감소하도록 하였다. 완전 흡수체의 내부에서 임의의 필드 전달함수는 식(12)와 같이 두었으며 경계면에서의 반사 계수는 식(13)과 같이 두어 허용 반사 계수를 자유롭게 설정하도록 하였다.

$$\phi(\rho) = \phi(0) \cdot \exp\{- (\sigma \cdot \cos \theta / \epsilon_0 c) \rho\} \quad (12)$$

$$R(\theta) = \exp\{- 2(\sigma \cos \theta / \epsilon_0 c) \delta\} \quad (13)$$

식(12)에서  $\phi(\rho)$ 는 완전 흡수체 내부로 전파되어 가는 임의의 필드를 나타내며  $\rho$ 는 완전 흡수체의 두께를 나타낸다. 그리고  $\theta$ 는 완전 흡수체의 경계면에 입사되는 입사각을 의미하며  $\delta$ 는 완전 흡수체의 두께를 나타낸다. 완전 흡수체의 두께가 두꺼울수록 완전 흡수체의 경계면에서의 반사 영향을 효과적으로 크게 줄일 수 있지만 메모리의 증가 및 수행 속도를 늦추는 장단점이 발생하므로 적절히 조절을 하여야만 했다. 그리고 완전 흡수체 내부에서의 손실 변수  $\sigma$ 의 함수는 식(14)와 같이 나타내었다.[7]

$$\sigma(\rho) = \sigma_m \left( \frac{\rho}{\delta} \right)^n \quad (14)$$

그리고 식(6)과 식(12)을 이용하여 정리하면 식(15)와 같이 간략화 할 수 있었으며 식(15)에서 각각  $a_i, b_i$  그리고  $c_i$ 는 완전 흡수체의 경계 조건을 이용하여 식(16)-(18)로 나타낼 수 있었다.

$$-a_i \phi_{i-1}^{m+1} + b_i \phi_i^{m+1} - c_i \phi_{i+1}^{m+1} = d_i^m \quad (i=1 \text{ \textcircled{ } } N-1) \quad (15)$$

$$a_i = 0, \quad b_i = s_i^m - \phi(0) \cdot \exp\{- (\sigma \cdot \cos \theta / \epsilon_0 c) \rho\}, \quad c_i = 1 \quad (16)$$

$$a_i = 1, \quad b_i = s_i^m, \quad c_i = 1 \quad (i=2 \text{ \textcircled{ } } N-2) \quad (17)$$

$$a_{N-1} = 1, \quad b_{N-1} = s_{N-1}^m - \phi(0) \cdot \exp\{- (\sigma \cdot \cos \theta / \epsilon_0 c) \rho\}, \quad c_{N-1} = 0 \quad (18)$$

그리고 각 필드의 위치의 함수를 이용하여 식(19)와 같이 표현할 수 있었으며 초기 입사되는 필드의 크기를 이용하여 식(20)과 같이 각 위치에서의 상수  $\alpha, \beta$ 를 구하여 필드 크기를 표현하였다.

$$\phi_i^{m+1} = \frac{c_i}{b_i - a_i \alpha_{i-1}} \phi_{i+1}^{m+1} + \frac{d_i^m + a_i \beta_{i-1}}{b_i - a_i \alpha_{i-1}} \quad (19)$$

식 (19)에서

$$\alpha_i = \frac{c_i}{b_i - a_i \alpha_{i-1}} \quad (i=1 \text{ \textcircled{ } } N-1),$$

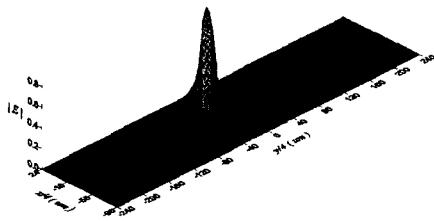
$$\beta_i = \frac{d_i^m + a_i \beta_{i-1}}{b_i - a_i \alpha_{i-1}} \quad (i=1 \text{ \textcircled{ } } N-1) \quad (20)$$

그리고 식(6)을 이용하여 진행 거리  $\Delta z/2$ 에서의 필드 크기를 구한 다음 동일한 방법으로 식(7)를 이용하여 진행 거리  $\Delta z$ 에서의 필드를 구하였다.

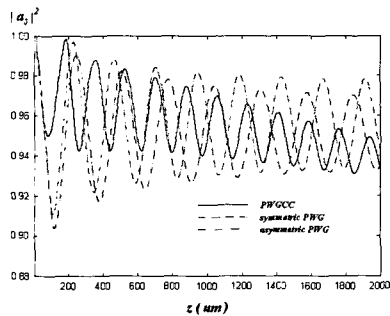
### III. 수치 해석 결과

본 논문에서는 3차원 FD-BPM 방법을 사용하여 대칭 및 비대칭 그리고 완전도체를 가지고 있을 때의 무한 평면 도파로와 측면 연마된 광섬유와의 결합 및 전파 특성을 측면 연마된 광섬유의 굴절률 변화에 따라 나타내었다. 그리고 대칭인 경우의 무한 평면 도파로는 클래드 굴절률을 광섬유 내부의 클래드

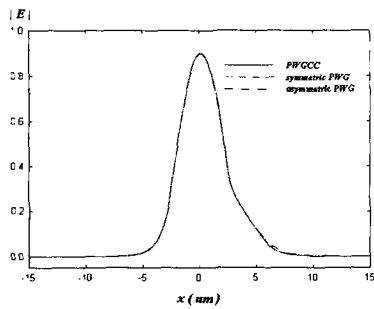
영역에서의 굴절률(  $n_{clad} = 1.460$  )과 동일하게 두었으며 비대칭인 경우는 클래드 영역의 굴절률보다 약간 높게(  $n_{air} = 1.465$  ) 두어 완전도체가 측면에 있는 무한 평면 도파로의 결합 및 전파특성과 서로 비교하여 나타내었다. 그림 4는 3차원 FD-BPM을 이용하여 진행 거리 광섬유의 굴절률이  $\Delta_f = 0.015$  일 때  $z = 2000 \mu m$  에서의  $x, y$  그리고  $z$  축을 따라 각각  $|E|$ 의 크기를 나타내었다. 그림 4-(a)는 3차원 FD-BPM을 적용하여 구한 해석 영역에서의  $|E|$ 의 모습을 나타냈으며 측면 연마된 광섬유의  $LP_{01}$  모드가 결합에 의한 변형은 크게 나타나지 않고 있다.



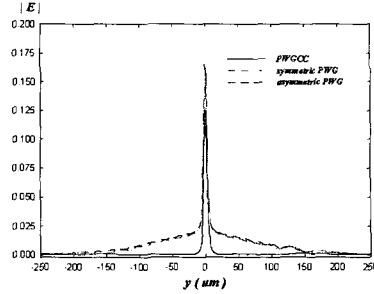
4-(a)



4-(b)



4-(c)



4-(d)

그림 4.  $\Delta_f = 0.015$  일 때  $z = 2000 \mu m$  에서의  $|E|$ 의 크기

그리고 그림 4-(b)에서는 진행거리  $z$ 에 따라  $|E|$ 의 결합 상태를 나타낸 것이며 광섬유의 굴절률이 무한 평면 도파로의 굴절률보다 높을 때 진행 거리에 따라서 결합이 잘 일어나지 않아 광섬유 내부에 대부분의 에너지가 그대로 남아 있음을 나타내고 있다. 그리고 그림 4-(c)에서는  $x$  축을 따라서  $|E|$ 의 크기를 나타내었으며 그림 4-(b)에서의 결과처럼 무한 평면 도파로로 결합에 의하여 전달되는 에너지는 매우 적다는 것을 알 수 있다. 비록 결합에 의해 일어나는 에너지 전달은 매우 적지만 결합에 의한 영향으로 광섬유 내에서의 필드 분포는 비대칭 형태로 되는 것을 알 수 있다. 그림 4-(d)는  $y$  축을 따라서  $|E|$ 의 크기를 나타내었으며 광섬유와 무한 평면 도파로가 결합이 미세하게 일어나더라도 광섬유가 위치하고 있는  $y = 0$  축 상에서 크기가 작은  $|E|$ 가 모여 있으며 ridge 모드의 형태는 광섬유의 굴절률이 무한 평면 도파로의 굴절률보다 클 때에도 잘 유지되고 있다는 것을 알 수 있다. 그리고 완전 도체면 아래의 무한 평면 도파로에서의 ridge 모드는 대칭 및 비대칭 무한 평면 도파로에서의 ridge 모드가  $y$  축을 따라  $|E|$ 가 퍼지지 않고  $y = 0$  인 부근에 모여 있는 것을 보여 주고 있다.

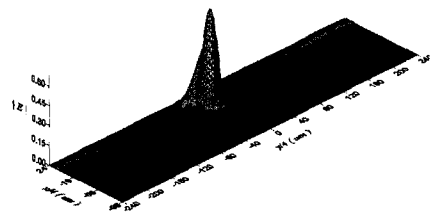


그림 5-(a)

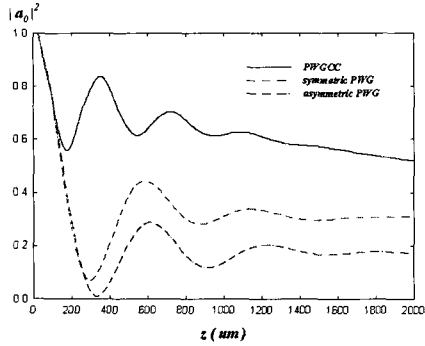


그림 5-(b)

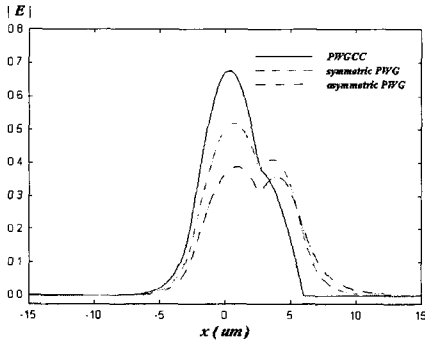


그림 5-(c)

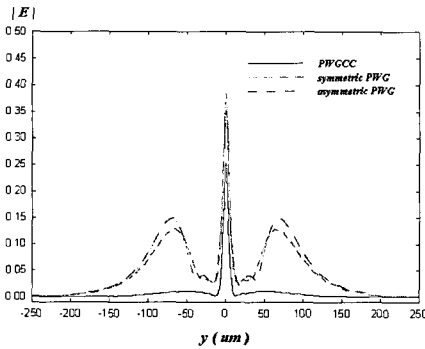


그림 5-(d)

그림 5.  $\Delta_f = 0.01077$  일 때  $z = 2000 \text{ um}$  에서의  $|E|$  의 크기

그림 5는 FD-BPM을 이용하여 광섬유의 굴절률이 ... 일때 진행 거리 ... 에서의

$x, y$  그리고  $z$  축을 따라 각각  $|E|$ 의 크기를 나타내었다. 그림 5-(a)에서는 FD-BPM을 적용한  $|E|$ 의 크기를 나타내었으며 측면 연마된 광섬유의  $LP_{01}$  모드가 완전도체면 아래의 무한 평면 도파로로 약간의 변형이 생기고 있다. 그림 5-(b)에서는 진행거리  $z$ 에 따라  $|E|$ 의 결합 상태를 나타낸 것이다. 광섬유의 굴절률이 무한 평면 도파로의 굴절률에 비해 약간 높을 때 진행 거리에 따라서 결합이 훨씬 잘 일어나는 것을 볼 수 있으며 대칭 및 비대칭 무한 평면도파로보다는 결합 상태가 잘 일어나지 않아 광섬유 내부에 에너지가 상대적으로 많이 남아 전파되고 있음을 볼 수 있다. 그리고 그림 5-(c)에서는  $x$  축을 따라서  $|E|$ 의 크기를 나타내었으며 그림 5-(b)에서와와 결과처럼 무한 평면 도파로로 결합에 의하여 전달되는 에너지는 상당히 많은 양이 전달되고 있음을 볼 수 있지만 완전도체면 아래의 무한 평면 도파로에서는 광섬유 내부의 에너지의 상당한 양이 전달되지 못한 반면 대칭 및 비대칭 무한 평면 도파로인 경우 에너지의 절반 정도가 전달되었음을 볼 수 있다. 그림 5-(d)는  $y$  축을 따라서  $|E|$ 의 크기를 나타내었으며 광섬유와 무한 평면 도파로가 결합이 어느 정도 일어났을 때 무한 평면 도파로로 전달된 에너지는 대칭 및 비대칭 무한 평면 도파로의 경우 상대적으로 완전도체면 아래의 무한 평면 도파로로 전달된 에너지보다 크지만  $y$  축 상으로  $|E|$ 로 전파되어 나가고 있음을 볼 수 있다. 그와 반면에 완전도체면 아래의 무한 평면 도파로는 크기는 약간 작지만 광섬유가 있는  $y=0$ 인 축 상에  $|E|$ 가 흩어지지 않고 ridge 모드의 형태를 유지하고 있음을 볼 수 있다.

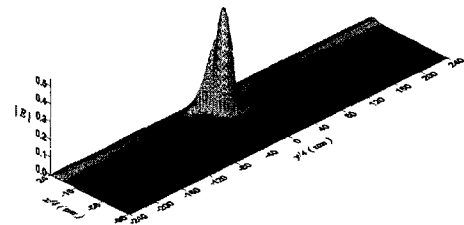


그림 6-(a)

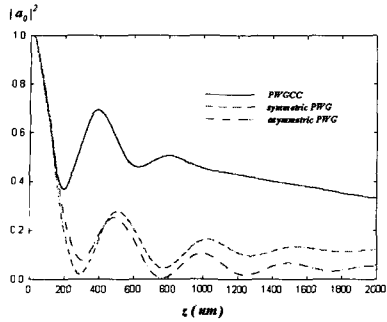


그림 6-(b)

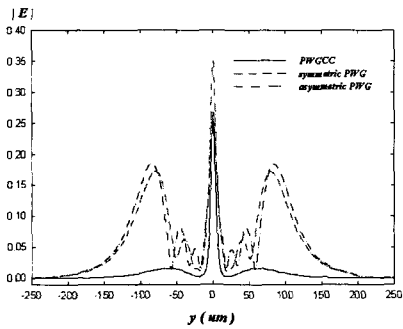


그림 6-(c)

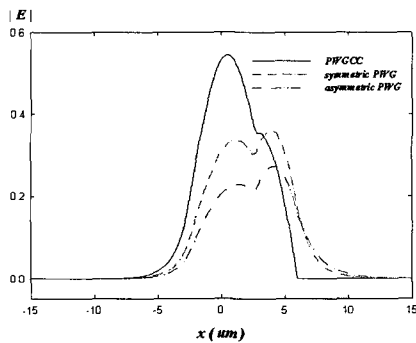


그림 6-(d)

그림 6.  $\Delta_f = 0.01$  일 때  $z = 2000 \text{ um}$  에서의  $|E|$ 의 크기

그림 6은 FD-BPM을 이용하여 광섬유의 굴절률이  $\Delta_f = 0.01$  일 때 진행 거리  $z = 2000 \text{ um}$  에서의  $x, y$  그리고  $z$ 를 따라 각각  $|E|$ 의 크기를 나타내었다. 그림 6(a)에서는 FD-BPM을 적용한  $|E|$ 의

크기를 나타내었으며 측면 연마된 광섬유의  $LP_{01}$  모드가 완전도체면 아래의 무한 평면 도파로로 변형이 점차 커지고 있다. 그림 6-(b)는 진행거리  $z$  축에 따라  $|E|$ 의 결합 상태를 나타낸 것이다. 광섬유의 굴절률이 무한 평면 도파로의 굴절률과 동일할 때도 역시 진행 거리에 따라서 완전 도체면 아래의 무한 평면 도파로와의 결합은 점점 더 크게 일어나는 것을 볼 수 있으나 대칭 및 비대칭 무한 평면 도파로보다 결합 상태가 잘 일어나지 않아 광섬유 내부 에너지가 상대적으로 많이 남아 진행되고 있음을 역시 볼 수 있다. 그리고 그림 6-(c)에서는  $x$  축을 따라서  $|E|$ 의 크기를 나타내었으며 그림 6-(b)에서는 무한 평면 도파로로 결합에 의하여 전달되는 에너지는 상당히 많은 양이 무한 평면 도파로로 전달되었음을 볼 수 있지만 현재까지 광섬유 내부의 에너지의 상당한 양이 전달되지 못한 반면 대칭 비대칭 무한 평면 도파로인 경우 에너지의 절반 이상이 전달되었음을 볼 수 있다. 그림 6-(d)는  $y$  축에 따른  $|E|$ 의 크기를 나타내었으며 광섬유와 무한 평면 도파로의 결합이 어느 정도 일어났을 때 역시 무한 평면 도파로로 전달된 에너지는 대칭 및 비대칭 무한 평면 도파로인 경우에는 상대적으로 완전도체면 아래의 무한 평면 도파로로 전달된 에너지보다 크지만  $y$  축 상으로  $|E|$ 가 크게 전파되어 나가고 있음을 볼 수 있으며 또한 완전도체면 아래의 무한 평면 도파로에서는 대칭 및 비대칭 무한 평면 도파로로 전달된 에너지양도 적지만  $y$  축상으로는 상대적으로 적은 양의 에너지가 전파되어 가는 것을 볼 수 있다. 하지만 광섬유가 있는  $y = 0$  축 상에  $|E|$ 가 전체적으로 ridge 모드의 형태를 유지하고 있음을 볼 수 있다

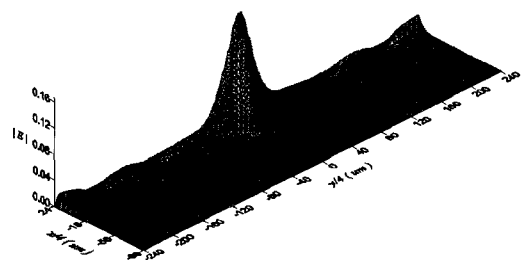


그림 7-(a)

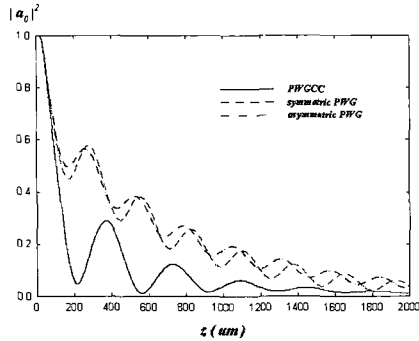


그림 7-(b)

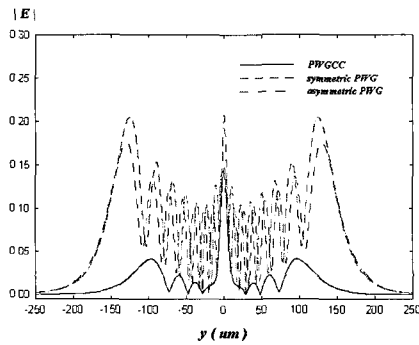


그림 7-(c)

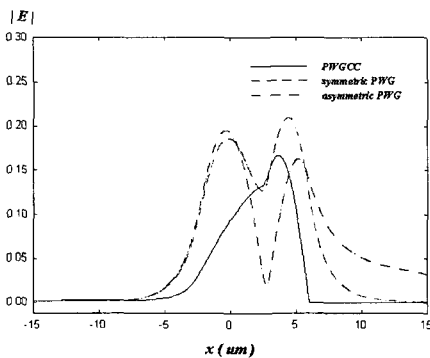


그림 7-(d)

그림 7.  $\Delta_f = 0.0075$  일 때  $z = 2000 \text{ um}$ 에서의  $|E|$ 의 크기

그림 7은 FD-BPM을 이용하여 광섬유의 굴절률이  $\Delta_f = 0.0075$  일때 진행 거리  $z = 2000 \text{ um}$ 에서의

$x, y$  그리고  $z$  축을 따라 각각  $|E|$ 의 크기를 나타내었다. 그림 7-(a)에서는 FD-BPM을 적용한  $|E|$ 의 크기를 나타내었으며 측면 연마된 광섬유의  $LP_{01}$  모드가 완전도체면 아래의 무한 평면 도파로로 변형이 상당히 크게 나타나고 있음을 볼 수 있다. 그림 7-(b)는 진행거리  $z$ 에 따라  $|E|$ 의 결합 상태를 나타낸 것이다. 광섬유의 굴절률이 무한 평면 도파로의 굴절률보다 적을 때 진행 거리에 따라서 완전 도체면 아래에서의 무한 평면 도파로와의 결합은 상당히 잘 일어나는 것을 볼 수 있으며 대칭 및 비대칭 무한 평면도파로보다 결합 상태가 잘 일어나서 광섬유 내부에 에너지의 대부분이 다 전달되었음을 볼 수 있다. 그리고 그림 7-(c)에서는  $x$  축을 따라서  $|E|$ 의 크기를 나타내었으며 완전도체면 아래의 무한 평면 도파로로 결합에 의하여 전달되는 에너지는 대칭 및 비대칭 평면 도파로로 전달된 에너지보다 훨씬 많이 전부 전달되었음을 볼 수 있다. 그림 7-(d)는  $y$  축을 따라서  $|E|$ 의 크기를 나타내었으며 광섬유와 무한 평면 도파로가 결합이 일어났을 때 역시 무한 평면 도파로로 전달된 에너지는 대칭 및 비대칭 무한 평면 도파로인 경우에는 상대적으로 완전도체면 아래의 무한 평면 도파로로 전달된 에너지보다 크지만  $y$  축 상으로 매우 크게  $|E|$ 로 전파되어 나가고 있음을 볼 수 있으며 또한 완전도체면 아래의 무한 평면 도파로도  $y$  축 상으로 상당한 양의 에너지가 전파되어 가는 것을 볼 수 있다. 광섬유가 있는  $y=0$  축 상에  $|E|$ 가 ridge 모드의 형태가 많이 일그러져 있음을 볼 수 있다.

#### IV. 결 론

본 논문에서는 측면 연마된 광섬유와 완전 도체면 아래의 유전체와의 결합 및 전파 현상을 3차원 FD-BPM을 사용하여 해석한 연구 결과를 나타내었다. 실제 구조와 동일하게 해석 구조를 구현하여 대칭 및 비대칭 그리고 완전 도체면 아래의 무한 평면 도파로에 대하여 광섬유와의 결합과 각 영역의 필드의 크기 및 전파 현상을 서로 비교하여 나타내었다. 측면 연마된 광섬유와 각각의 무한 평면 도파로에서의 굴절률 차이에 측면 연마된 광섬유에 입사한  $LP_{01}$  모드와 유전체에서의 각 모드와의 결합



은 서로 다르게 나타나는 해석 연구 결과를 나타내었다. 측면 연마된 광섬유와 완전 도체면 아래의 유전체의 굴절률이 비슷하거나 작아질 때 결합은 크게 일어나며 측면 연마된 광섬유 및 유전체와의 각 변수에 대해서도 결합 특성을 다양하게 나타낸다는 것을 예상할 수 있었으며 일반적으로 평면 도파로의 한쪽 측면에 금속 막을 입혀 편광 특성에 대한 연구를 관찰하는데 본 논문은 유용하게 사용될 수 있으리라고 추측된다.

참 고 문 헌

[1] D. MARCUSE, "Investigation of Coupling Between a Fiber and an Infinite Slab," IEEE J. of Lightwave Tech., vol. 7, no.1, pp.122-130, 1989.

[2] Shu Zheng, Le N, Binh, and George P. Simon, "Light Coupling and Propagation in Composite Optical Fiber-Slab Waveguides," IEEE J. of Lightwave Tech., vol. 13, no.2, pp.244-251, 1995.

[3] 김광택, 황보승, "금속층이 포함된 측면 연마 광섬유 결합기의 편광 분리 특성," 한국광학회지 13권 3호, pp. 228-233, 2003.

[4]. 권광희, 윤기홍, 김정훈, 송재원, 박의돈, 손석우, "측면연마된 광섬유와 완전도체면 아래의 유전체 사이에서의 결합과 전파특성의 해석," 한국통신학회지 제 28권 제 2A호, pp. 70-79, 2003.

[5]. Press, W. H., B. P. Flannery, S. A. Teukolsky, and W. T. Vettering. 1986. Numerical Recipes: The Art of Scientific Computing. New York: Cambridge University Press.

[6]. G. R. Hadly, "Transparent boundary conditions for the beam propagation method," Opt. Lett., vol. 16, no.9, pp.624-626, 1991.

[7]. J. Berenger, "A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves, " J. Computational Phys., vol. 114, no.1, pp.185-200, 1994.

권 광 희(Kwang-Hee Kwon)

정회원



1995년 2월 : 경북대학교 전자공학과(공학사)  
1997년 2월 : 경북대학교 전자공학과(공학석사)  
1997년3월~현재 : 경북대학교 전자공학과 박사과정

<주관심분야> 광소자 및 통신 시스템, 광파 및 전자파 수치해석

송 재 원(Jae-Woon Song)

정회원

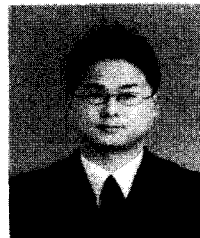


1978년 2월 : 경북대학교 전자공학과(공학사)  
1980년 2월 : 한국과학기술원 전기 및 전자공학과(공학석사)  
1984년 2월 : 한국과학기술원 전기 및 전자공학과(공학박사)  
1984년 8월~현재 : 현재 경북대학교 전자전기공학부 교수

<주관심분야> 광소자 제작, 이드넷 네트워크 및 통신 시스템, 광파 및 전자파 수치해석

이 동 호(Dong-Ho Lee)

준회원



1997년 2월 : 경북대학교 전자공학과(공학사)  
1999년 3월 : 경북대학교 전자공학과(공학석사)  
2002년3월~현재: 경북대학교 전자전기컴퓨터학부 박사과정

<주관심분야> 광소자 및 통신시스템, 광파 및 전자파 수치해석