

## $\lambda=1.3, 1.55 \mu\text{m}$ 에서 저분산을 갖는 이중-클래드 광섬유의 설계\*

鄭哲元 · 金昌敏

서울시립대학교 전자공학과

(1994년 12월 9일 받음)

광섬유의 스칼라 파동방정식을 토대로 임의의 굴절율 분포를 갖는 광섬유의 분산특성을 해석하였다. 스칼라 파동방정식을 해석하기 위해서 2차 보간함수를 사용한 1차원 유한요소법(FEM)을 적용하였다. DC(Doubly-Clad)형 광섬유를 대상으로 하였으며, 총분산을 최소화할 수 있는 굴절율분포를 조사하였다.  $\lambda=1.3 \mu\text{m}$ ,  $1.55 \mu\text{m}$  두 파장에서 동시에 분산이 거의 0이 되는 설계치를 찾을 수 있었다. 그리고  $\lambda=1.4 \sim 1.7 \mu\text{m}$ 에 걸쳐서  $1.0 \text{ ps/km}\cdot\text{nm}$  이하의 평탄분산특성을 갖고  $\lambda=1.55 \mu\text{m}$ 에서  $0.65 \text{ ps/km}\cdot\text{nm}$ 의 분산을 갖는 설계치도 찾을 수 있었다.

### I. 서 론

단일모드 광섬유는 장거리 광통신을 위한 매체로서 훌륭한 역할을 해오고 있다. 무중계거리, 정보전송용량을 극대화하기 위하여 광통신 시스템은 저손실과 넓은 변조 대역폭을 갖는 광섬유를 계속 요구하고 있다. 광섬유의 저손실, 저분산 특성은 광통신의 무중계 전송거리를 결정짓는 직접적인 파라미터이며, 특히 분산특성은 변조 대역폭을 제한하는 가장 중요한 요인이다.<sup>[1]</sup>

최근 회로류가 첨가된 광섬유 증폭기의 출현으로 광도파로의 손실을 보상할 수 있어 중계기 없이 초장거리 광통신을 할 수 있는 조건이 마련되고 있다.<sup>[2]</sup> 동시에 저분산을 갖는 광섬유의 필요성이 높아지고 있으며, 균일 코어 광섬유(step-index fibers) 이외에  $\alpha$ -승 분포, DC(이중클래드)형<sup>[3]</sup> 등의 구조를 갖는 광섬유가 연구되어졌다.

단일 모드 광섬유 분산의 주요 요소는 재료분산(색분산)과 도파로분산(구조분산)이다. 총분산은 재료분산과 도파로분산의 합으로 나타낼 수 있다. 광섬유의 굴절율 분포를 적절히 조절함으로써 재료분산과 도파로분산이 서로 상쇄되도록 하여 원하는 파장 범위에서 총분산을 영으로 가져갈 수 있다. 이러한 생각으로 새로운 형태의 광섬유 즉, 천이분산 광섬유(dispersion-shifted fibers)와

평탄분산 광섬유(dispersion-flattened fibers)가 생겨나게 되었다.

광섬유에서의 파동을 기술할 수 있는 1차원 스칼라 파동방정식은 Maxwell 방정식으로부터 유도된다. 스칼라 파동방정식을 해석하기 위해서 2차 보간함수를 사용한 1차원 유한요소법(FEM: Finite Element Method)을 적용하였다. 유한요소법을 적용하면 스칼라 파동방정식은 행렬의 고유치문제로 바뀌어진다. 얻어진 고유치는 전파상수와 분산계수에 직접적으로 관련이 있다. 색분산은 전파상수를 파장에 대하여 2차 미분함으로써 구할 수 있다.

본 논문에서는 천이분산 또는 평탄분산 특성을 갖고 있는 DC형 광섬유를 해석하였다.  $\alpha$ -승 분포 광섬유나 DC형 광섬유에 대해서는 이미 많은 연구가 이루어져 왔다. 일반적으로 단일클래드  $\alpha$ -승 분포 광섬유는 한 파장에 대하여 영분산을 갖고 천이분산특성을 보인다. DC형 광섬유는 경우에 따라서는 두 파장에 대하여도 영분산을 보이며 천이분산 혹은 평탄분산특성을 보인다.

본 연구에서는 기존에 발표된 DC형 광섬유보다 훨씬 더 넓은 파장범위에서 낮은 분산을 갖는 설계 파라미터를 제안하고자 한다. 논문의 해석 결과 분산치가  $1.3, 1.55 \mu\text{m}$  두파장에서 총분산이 거의 0인 천이분산특성을 갖는 DC형 광섬유를 찾을 수 있었다. 또한  $\lambda=1.4 \sim 1.7 \mu\text{m}$  파장범위에서  $1.0 \text{ ps/km}\cdot\text{nm}$  이하의 낮고, 평탄한 분산 특성을 보이며,  $\lambda=1.55 \mu\text{m}$ 에서  $0.65 \text{ ps/km}\cdot\text{nm}$ 의 분산치를 갖는 평탄분산 광섬유 파라미터를 찾을 수 있었다.

\*본 연구는 1993년도 서울시립대학교 학술연구조성비의 지원에 의하여 이루어졌습니다.

## II. 원주좌표계에서의 스칼라 파동 방정식

광섬유에서 전계와 자계의 시간과  $z$ 방향 의존성을 다음과 같은 형태, 즉

$$\hat{E} = [\bar{E}_t(r, \phi) + \hat{z}E_z(r, \phi)]e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (1)$$

$$\hat{H} = [\bar{H}_t(r, \phi) + \hat{z}H_z(r, \phi)]e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (2)$$

로 가정하고 Maxwell 방정식에 대입하여 정리하면 전계, 자계의 성분은 축방향 성분의 함수로 다음 식과 같은 관계로 도출된다. 단,  $\beta$ 는 전파상수이다.

$$\bar{E}_t = -j \frac{\beta}{\omega^2 \mu_0 \epsilon - \beta^2} \left( \nabla E_z - \frac{\omega \mu_0}{\beta} \hat{z} \times (\nabla H_z) \right) \quad (3)$$

$$\bar{H}_t = -j \frac{\beta}{\omega^2 \mu_0 \epsilon - \beta^2} \left( \nabla H_z + \frac{\omega \epsilon}{\beta} \hat{z} \times (\nabla E_z) \right) \quad (4)$$

전계, 자계의  $\phi$ 방향 의존성을  $e^{i\psi_0}$ 로 가정하고, 원주 좌표계로 풀어서 전개하면 다음의  $E_z, H_z$ 에 관한 미분 방정식이 얻어진다.

$$\begin{aligned} \frac{d^2 E_z}{dr^2} + \left( \frac{1}{r} + \frac{-\beta^2 \epsilon'}{(\omega^2 \mu_0 \epsilon - \beta^2) \epsilon} \right) \frac{d E_z}{dr} - \frac{v^2}{r^2} E_z \\ + (\omega^2 \mu_0 \epsilon - \beta^2) E_z \\ = j \frac{v \omega \mu_0 \beta \epsilon'}{(\omega^2 \mu_0 \epsilon - \beta^2) \epsilon} H_z \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2 H_z}{dr^2} + \left( \frac{1}{r} + \frac{-\omega^2 \mu_0 \epsilon'}{(\omega^2 \mu_0 \epsilon - \beta^2)} \right) \frac{d H_z}{dr} - \frac{v^2}{r^2} H_z \\ + (\omega^2 \mu_0 \epsilon - \beta^2) H_z \\ = -j \frac{v \omega \mu_0 \beta \epsilon'}{(\omega^2 \mu_0 \epsilon - \beta^2) r} E_z \end{aligned} \quad (6)$$

여기서  $\epsilon, E_z, H_z$ 는  $r$ 만의 함수이다.  $\epsilon'$ 은  $\epsilon$ 를  $r$ 에 대하여 1차 미분한 함수이다. 위 식들을 정규화하기 위해 다음의 파라미터들을 도입한다.

$$\epsilon(r) = \epsilon_0 n^2(r) = \epsilon_0 n_1^2 [1 - 2\Delta f(r)], \quad 0 \leq f(r) \leq 1 \quad (7)$$

$$u^2 = (k_0^2 n_1^2 - \beta^2) a^2 = a^2 k_0^2 (n_1^2 - N^2) \quad (8)$$

$$w^2 = (\beta^2 - k_0^2 n_2^2) a^2 = a^2 k_0^2 (N^2 - n_2^2) \quad (9)$$

$$v^2 = u^2 + w^2 = a^2 k_0^2 (n_1^2 - n_2^2) \quad (10)$$

여기서  $k_0 = \omega / \epsilon_0 \mu_0$ ,  $\beta = k_0 N$ ,  $a$ 는 코어 반경이다. 그리고  $N$ 은 mode index라하며,  $v$ 는 정규화 주파수(normalized frequency)라 한다.  $\Delta$ 는 코어와 클래드의 비굴절율차를 나타낸다. 즉,

$$\Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2} \left( \approx \frac{n_1 - n_2}{n_1} \right) \quad (11)$$

이다. 이상의 파라미터들을 이용하여 식(5), (6)을 정리하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \frac{d^2 E_z}{dr^2} + \left[ \frac{1}{r} + \frac{v^2 f'}{(u^2 - v^2 f)} \left( \frac{\beta}{kn(r)} \right)^2 \right] \frac{d E_z}{dr} \\ + \left[ \frac{(u^2 - v^2 f)}{a^2} - \frac{v^2}{r^2} \right] E_z \\ = -j \frac{v \omega \beta \epsilon'}{r \epsilon^2 (r) \omega \epsilon_0 (u^2 - v^2 f)} H_z \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2 H_z}{dr^2} + \left[ \frac{1}{r} + \frac{v^2 f'}{(u^2 - v^2 f)} \right] \frac{d H_z}{dr} + \left[ \frac{(u^2 - v^2 f)}{a^2} - \frac{v^2}{r^2} \right] H_z \\ = j \frac{v \omega \beta \epsilon'}{r \omega \mu_0 (u^2 - v^2 f)} E_z \end{aligned} \quad (13)$$

$E_z, H_z$ 를 다음과 같이 정의한다.

$$E_z = \left( \frac{1}{n_1} \right)^{1/2} \Phi(r) \quad (14)$$

$$H_z = -j \left( \frac{\epsilon_0 n_1}{\mu_0} \right)^{1/2} \Psi(r) \quad (15)$$

여기서  $\Phi(r), \Psi(r)$ 는 미지의 스칼라 함수이다. 이들 식을 식 (12), (13)에 대입한 후 약도파조건, 즉  $\Delta \ll 1$ 인 경우를 고려하면 다음의 연립 미방을 얻는다.

$$M\Phi = \Psi \quad (16a)$$

$$M\Psi = \Phi \quad (16b)$$

축방향 함수  $\Phi, \Psi$ 에 대한 연산자  $M$ 은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} M = -\frac{r(1-b-f)}{v^2} \left\{ \frac{d^2}{dr^2} + \left( \frac{1}{r} + \frac{f'}{(1-b-f)} \right) \frac{d}{dr} \right. \\ \left. + \left( \frac{v^2}{a^2}(1-b-f) - \frac{v^2}{r^2} \right) \right\} \end{aligned} \quad (17)$$

여기서

$$b = 1 - u^2/v^2 \quad (18)$$

이며  $b$ 는 정규화 전파상수(normalized propagation constant)라 부른다.

i)  $v=0$ , 즉 전자계 분포가 축대칭인 경우 식 (16a), (16b)는 독립된 미방이 된다.  $\Phi=0$  또는  $\Psi=0$ 에 따라 해는 TE모드 또는 TM모드로 분류되며 두 모드는 축

퇴관제에 있다. 단, 이는 약도파조건이 전제되어 있음을 유의할 필요가 있다.

ii)  $\nu \neq 0$ 인 혼성모드를 생각해 본다.

식 (16)의 해는 1)  $\Phi = \Psi = G_1$ , 2)  $\Phi = -\psi = G_2$ 의 두 경우로 나뉘어진다.  $G_1$ ,  $G_2$ 에 관한 지배방정식은 다음과 같이 표현된다.

$$G_m'' + \left[ \frac{1}{r} + \frac{f'}{(1-b-f)} \right] G_m' + \left[ \frac{v^2}{a^2}(1-b-f) - \frac{v^2}{r^2} \pm \frac{v^2}{r(1-b-f)} \right] G_m = 0 \quad (19)$$

여기서 위 부호는  $m=1$ (HE모드), 아래 부호는  $m=2$ (EH모드)에 대응된다.

식 (3), (4)에 기술된 전계, 자계의 횡방향성분들을 약도파로 조건하에  $G_m$ 으로 표현하면 다음의 성분을 공통적으로 포함하고 있는 것을 알 수 있다.

$$R_m(r) = \frac{1}{(1-b-f)} \left[ \frac{dG_m}{dr} \pm \frac{vG_m}{r} \right] \quad (20)$$

$R_m(r)$ 을 ‘횡방향 함수(transverse field function)’라 하고, 이 함수를 한번 미분하여 식 (19)에 대입하면 다음과 같은  $G_m$  즉, ‘축방향 함수(axial field function)’와의 관계를 이끌어 낼 수 있다.

$$G_m = -\frac{a^2}{v^2} \left[ \frac{dR_m}{dr} \mp \frac{(v \mp 1)}{r} R_m \right] \quad (21)$$

식 (21)을 식 (20)에 대입하여 정리하면 다음과 같은 최종적인 광섬유 스칼라 파동방정식을 얻을 수 있다.

$$\frac{d^2 R_m}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dR_m}{dr} + \left[ \frac{v^2}{a^2}(1-b-f) - \frac{(v \mp 1)^2}{r^2} \right] R_m = 0 \quad (22)$$

위 식에서 위부호는  $HE_{\nu,\mu}$ 모드에, 아래부호는  $EH_{\nu,\mu}$ 모드에 해당한다.  $\nu$ 는 전자계의  $\phi$ 방향 양자수이고,  $\mu$ 는 고유방정식의  $\mu$ 번째 해임을 의미한다.

### III. 유한요소법(FEM)에 의한 파동방정식의 해석

앞에서 유도한 파동 방정식을 편의상 모드번호를 생략하고 다음과 같이 다시 쓴다.

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left( r \frac{dR}{dr} \right) + \left[ \frac{v^2}{a^2}(1-b-f) - \frac{(v \mp 1)^2}{r^2} \right] R = 0 \quad (23)$$

위의 파동 방정식은 1차원 2차미분 고유방정식의 형태

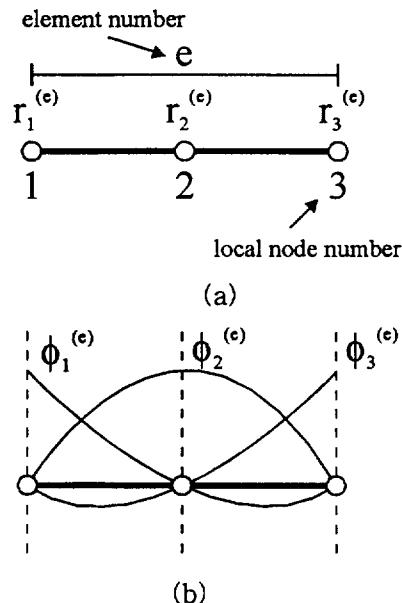


그림 1. (a) 2차 선요소, (b) 요소내 보간함수.

이므로 1차원 FEM을 적용할 수 있다. FEM을 적용하기 위해서는 경계에서의 경계조건을 정의해 주어야 한다. 일반적으로 even 모드에 대해서는  $r=0$ 에서 전계함수의 1차 도함수는 0이 되고, odd 모드에 대해서는  $r=0$ 에서 전계함수는 0이다. 그리고  $r=\infty$ 에서 일반적으로 전계함수의 크기는 무시할 수 있다. 이상을 수식으로 표현하면 다음과 같다. 즉

$$\begin{cases} \left. \frac{dR(r)}{dr} \right|_{r=0} = 0, & \text{even 모드} \\ R(0) = 0, & \text{odd 모드} \end{cases} \quad (24)$$

$$R(r)|_{r=\infty} = 0 \quad (25)$$

이다. 아래 그림 1에는 전영역  $\Omega$ 를 2차 선 요소로 분할하였으며 각 요소번호 및 절점번호를 표시해 놓았다.

미분가능한 시험함수  $\zeta$ 를 식 (23)에 곱하고 위 그림에서 요소분할 영역  $\Omega^e = [r_1^{(e)}, r_3^{(e)}]$ 에 대해서 적분하여 변분공식(variational formulation)을 이끌어 내면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} 0 &= \int_{\Omega^e} \zeta \left\{ \frac{d}{dr} \left( r \frac{dR}{dr} \right) + \left[ \frac{v^2}{a^2}(1-b-f) - \frac{(v \mp 1)^2}{r^2} \right] R \right\} dr \\ &= \int_{\Omega^e} \left\{ -r \frac{d\zeta}{dr} \frac{dR}{dr} + \left[ \frac{v^2}{a^2}(1-b-f) - \frac{(v \mp 1)^2}{r^2} \right] \zeta R \right\} dr \end{aligned}$$

$$+r\xi \frac{dR}{dr} \Big|_{r_3^{(e)}} -r\xi \frac{dR}{dr} \Big|_{r_1^{(e)}} \quad (26)$$

여기서 요소의 경계에서의  $dR/dr$ 의 값을 다음과 같이 치환한다.

$$r \frac{dR}{dr} \Big|_{r_1^{(e)}} \equiv c_1^{(e)}, \quad r \frac{dR}{dr} \Big|_{r_3^{(e)}} \equiv c_3^{(e)} \quad (28)$$

e번쨰 요소내에서 횡방향 함수  $R$ 은 요소내의 절점치  $R_j^{(e)}$  ( $j=1, 2, 3$ )와 보간함수  $\phi_j^{(e)}(r)$ 로 다음과 같이 표현된다.

$$R = \sum_{j=1}^3 R_j^{(e)} \phi_j^{(e)} \quad (28)$$

여기서  $\phi_j^{(e)}(r)$ 은 다음과 같이 표현하기로 한다.<sup>[4]</sup>

$$\phi_1^{(e)}(r) = \frac{(r-r_3^{(e)})(2r-r_1^{(e)}-r_3^{(e)})}{(r_3^{(e)}-r_1^{(e)})^2} \quad (29a)$$

$$\phi_2^{(e)}(r) = \frac{4(r-r_1^{(e)})(r_3^{(e)}-r)}{(r_3^{(e)}-r_1^{(e)})^2} \quad (29b)$$

$$\phi_3^{(e)}(r) = \frac{(r-r_1^{(e)})(2r-r_1^{(e)}-r_3^{(e)})}{(r_3^{(e)}-r_1^{(e)})^2} \quad (29c)$$

여기서  $r_j^{(e)}$ 는 선요소의 양끝, 즉  $j(j=1, 3)$ 에서의 좌표이다. 식 (29)로부터 각 보간함수는 자신의 절점에서는 1이고, 자신 이외의 절점에서는 0인 2차 함수가 된다는 것을 알 수 있다.

식 (28)의  $R$ 과 시험함수  $\xi=\phi_i^{(e)}$ 를 식 (26)에 대입하면 다음과 같이 된다.

$$0 = \sum_{j=1}^3 \left[ \int_{\Omega} \left[ -r \frac{d\phi_j^{(e)}}{dr} \frac{d\phi_i^{(e)}}{dr} + r \left( \frac{v^2}{a^2} (1-b-f) - \frac{(\sqrt{-1})^2}{r^2} \right) \phi_j^{(e)} \phi_i^{(e)} \right] dr \right] R_j^{(e)} - c_1^{(e)} \phi_1^{(e)}(r_1) + c_3^{(e)} \phi_3^{(e)}(r_3), \quad i=1, 2, 3 \quad (30)$$

즉, 이것을 다시 행렬로 표현하면 다음과 같은 요소행렬식을 얻는다.

$$[K_{ij}^{(e)}] [R_j^{(e)}] - b[S_{ij}^{(e)}] [R_i^{(e)}] = \{F_i^{(e)}\} \quad (31)$$

여기서

$$K_{ij}^{(e)} = \int_{\Omega} \left[ -r \frac{d\phi_j^{(e)}}{dr} \frac{d\phi_i^{(e)}}{dr} + r \left( \frac{v^2}{a^2} (1-f) - \frac{(\sqrt{-1})^2}{r^2} \right) \phi_j^{(e)} \phi_i^{(e)} \right] dr \quad (32a)$$

$$S_{ij}^{(e)} = \int_{\Omega} r \left[ \frac{v^2}{a^2} \phi_j^{(e)} \phi_i^{(e)} \right] dr \quad (32b)$$

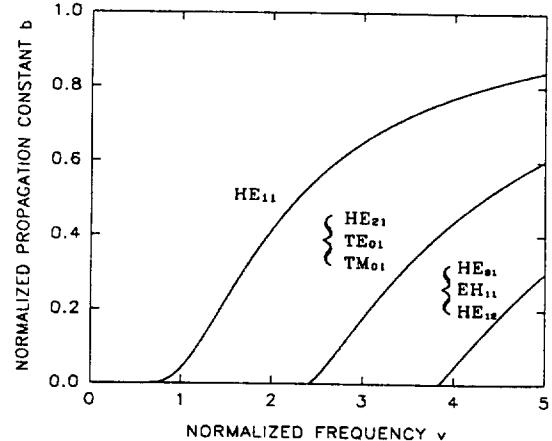


그림 2. 균일 코어 광섬유에 대한 b-v 곡선.

$$F_i^{(e)} = c_1^{(e)} \phi_1^{(e)}(r_1) - c_3^{(e)} \phi_3^{(e)}(r_3) \quad (32c)$$

이다. 식 (24), (25)의 경계조건을 적용하고 요소행렬식을 모든 요소에 걸쳐 합하면 다음과 같은 행렬식을 얻을 수 있다.

$$[K] [R] - b[S] [R] = \{0\} \quad (33)$$

여기서

$$[K] = \sum_{e=1}^N \left( \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 K_{ij}^{(e)} \right) \quad (34a)$$

$$[S] = \sum_{e=1}^N \left( \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 S_{ij}^{(e)} \right) \quad (34b)$$

이다. 식 (33)은 고유치문제의 형태이며, 그것의 고유치는  $b$ 에, 고유함수는  $R$ 에 해당한다.

그림 2는 FEM에 의하여 균일 코어 광섬유(step fiber)를 해석하여 b-v곡선을 그린 것이다.

#### IV. DC형 광섬유의 최적화

광신호는 광섬유를 따라 진행할수록 점점 더 왜곡된다. 이 왜곡은 광섬유에서의 분산의 결과이다. 단일모드 광섬유에서 총분산은 주로 두 요소로 구성되는데 재료분산 ( $D_{mat}$ )과 도파로분산( $D_{wg}$ )이다. 재료분산은 굴절율이 광파장의 함수로 변하기 때문에 발생한다. 재료분산은 다음 식으로 기술할 수 있다.<sup>[5]</sup>

$$D_{mat}(\lambda) = \frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \quad (34)$$

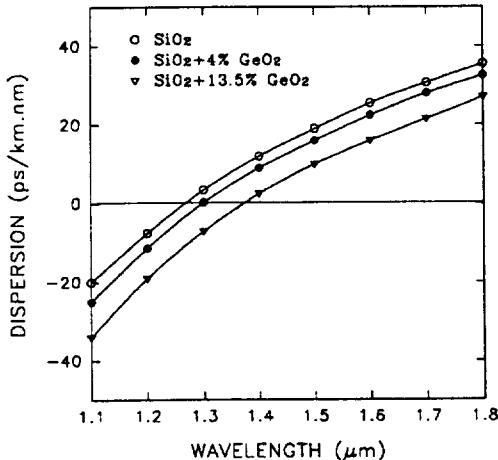


그림 3. 재료분산 곡선.

여기서  $c$ 는 광속이며  $n$ 은 파장  $\lambda$ 에서의 굴절율이다. 재료분산은 광섬유를 구성하는 재료에 의존한다. 전형적인 재료분산 곡선을 그림 3에 그려 놓았다. 본 논문에서 재료분산은 클래드 재료의 분산을 취하였다.

도파로분산이 발생하는 이유는 전파모드의 군속도가 빛의 주파수 또는 파장에 대하여 일정하지 않기 때문에 일어난다. 도파로분산은 다음식으로 기술할 수 있다.<sup>[5]</sup>

$$D_{wg} = -\frac{n_2 \Delta}{c \lambda} v \frac{d^2(vb)}{dv^2} \quad (35)$$

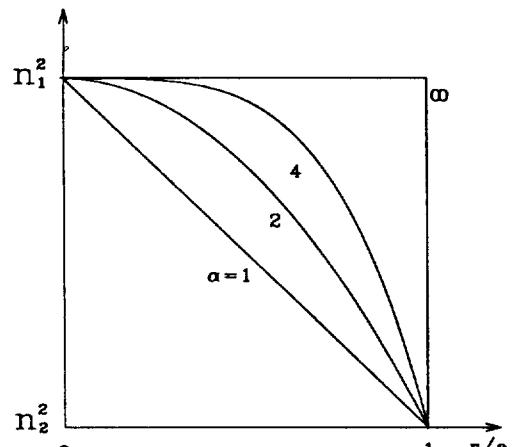
총분산은 다음과 같이 재료분산과 도파로분산의 합으로 나타낼 수 있다.

$$D_{tot} = D_{mat} + D_{wg} \quad (36)$$

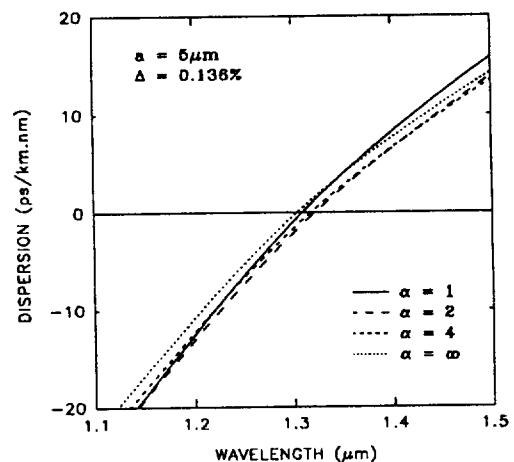
$D_{mat}$ 는 그림 3으로부터 얻을 수 있고, 본 논문에서는  $SiO_2$  재질을 대상으로 하여 분산특성을 살펴보기로 한다.  $D_{wg}$ 는 식 (35)의 2차 미분형태를 유한차분형태(Finite Difference)로 바꾸고, b-v곡선 데이터로부터 구할 수 있다.

### 1. $\alpha$ -승 분포 광섬유

$\alpha$ -승 분포 광섬유는 식 (7)에서  $f(r) = (r/a)^\alpha$ 의 형태를 갖는 광섬유로  $a$ 에 따른 굴절율분포를 그림 4(a)에 그려놓았다. 각 분포에 대한 분산곡선은 그림 4(b)에 나타나 있다. 광섬유의 파라미터  $a$ ,  $\Delta$ 는 그림에서 볼 수 있듯이 파장  $1.3 \mu m$  근처에서 영분산이 일어나면서 단일 모드가 되도록 설정하였다.  $a$ 가 커짐에 따라 곡선의 기울기가 약간 완만해지는 것을 볼 수 있으나 그 특징이 뚜렷하지는 않다.



(a) 굴절율 분포



(b) 분산 곡선

그림 4.  $\alpha$ -승 분포 광섬유의 굴절율 분산특성.

일반적으로  $\alpha$ -승 분포 광섬유는 총분산이 오직 한 파장에서 영이 되며 기울기가 다소 가파른 것을 볼 수 있다. 그러므로  $\alpha$ -승 분포 광섬유는 재질을 적절히 선택함으로써, 총분산이 영이 되는 파장을 어느 정도 임의로 천이시킬 수 있는 천이분산특성을 가지고 있다. 그러나 영분산을 보이는 파장 근처에서 분산곡선의 기울기가 가파른 이유로 변조대역폭의 제한을 받게 된다.

이상의 해석결과로 볼 때 단일 클래드 광섬유의 경우, 굴절율 분포를 변화시킨다 하더라도 그 분산특성이 균일코어 광섬유에 비하여 별로 개선되지 않고 있음을 알 수 있다.

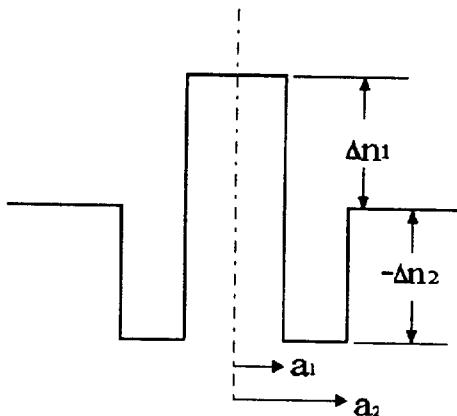


그림 5. DC형 광섬유의 굴절율 분포.

## 2. DC형 광섬유

다음에 나타나는 DC형 광섬유는  $\alpha$ -승 분포 광섬유와는 달리, 분산특성의 기울기를 평탄하게 할 수 있는 특징을 가지고 있다. 또한 두 파장에서 분산곡선이 영이 되므로 이러한 이유로 많은 연구의 대상이 되고 있다.

DC형 광섬유에 대한 굴절율 분포는 그림 5와 같다. 그림에서 보듯이 DC형 광섬유는 안쪽으로부터 코어와 1차 클래드, 외부 클래드로 구성되어 있으며, 결정해야 할 파라미터가 모두 4개이다. DC형 단일모드 광섬유의 분산특성은 설계 파라미터( $a_1, \Delta n_1, a_2, \Delta n_2$ )의 값에 의해 좌우되므로, 각 파라미터의 변화에 분산특성이 어떻게 변화하는 가를 아는 것이 중요하다.

해석대상 광섬유의 파라미터값을 표 1~4에 수록하였다. 아울러 각 광섬유 2차 모드의 차단파장( $\lambda c_2$ )을 구하여 수록하였다. 단일모드가 되기 위해서는 진행파의 파장이  $\lambda c_2$ 보다 커야 한다. 그림 6은 코어의 파라미터(즉,  $a_1$ 과  $\Delta n_1$ )를 변화, 그림 7은 1차 클래드의 파라미터(즉,  $a_2$ 와  $\Delta n_2$ )를 변화시켜 가면서 분산곡선을 그려본 것이다.

먼저 그림 6은 표 1과 같이  $\Delta n_1, \Delta n_2$ 를 임의의 값으로 고정시키고 코어의 반경( $a_1$ )을 변화시켰을 때의 분산곡선이다. 이때  $a_2$ 는  $a_1$ 과  $2 \mu\text{m}$ 의 간격을 유지하도록 하였다. 코어의 크기가 커짐에 따라 영분산을 만족하는 파장이 단파장 쪽으로 약간씩 이동해 가며 분산곡선의 기울기가 급해지는 것을 볼 수 있다. 그리고 코어의 반경이 커짐에 따라  $\lambda c_2$ 는  $1.18 \mu\text{m}$ 에서  $1.99 \mu\text{m}$ 로 이동해 간다.

위의 사실로부터 코어를 크게 할수록 1차 클래드의 효과가 다소 감소하면서 분산곡선은 균일 코어의 분산곡선과 같이 기울기가 급하게 변화됨을 알 수 있다. 또한  $\lambda c_2$ 가 장파장 쪽으로 옮겨감으로써  $\lambda=1.3, 1.55 \mu\text{m}$ 에서

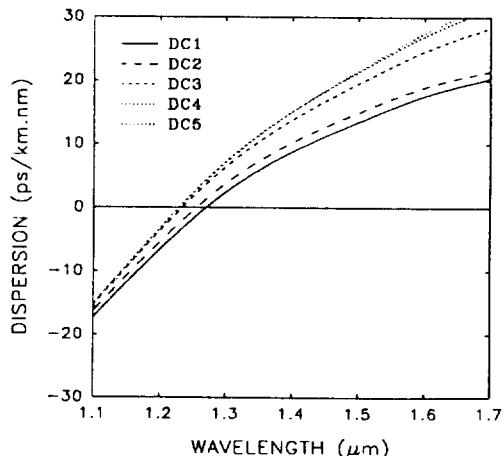


그림 6. DC1~DC5의 분산곡선.

표 1. DC1~DC5의 파라미터 값

$$a_2 = (a_1 + 2)\mu\text{m}, \Delta n_1 = 0.010, \Delta n_2 = 0.005$$

Fiber	DC1	DC2	DC3	DC4	DC5
$a_1(\mu\text{m})$	3.0	3.5	4.0	4.5	5.0
$\lambda c_2(\mu\text{m})$	1.18	1.33	1.57	1.74	1.99

단일모드를 이루는데 제한을 받게 된다. 따라서 분산곡선이 평탄함과 동시에 단일모드를 만족시키기 위해서는 코어의 크기를 적절히 선택해야 함을 알 수 있다.

그림 7은 그림 6에서 단일모드를 만족시키면서 분산곡선이 가장 평탄한 DC1 광섬유로부터 코어의 굴절율만을 변화시킨 것이다. 표 2에 코어굴절율의 변화와 이에 따른 2차 모드 차단파장  $\lambda c_2$ 가 기술되어 있다. 그림 7로부터 코어의 굴절율을 감소시킴에 따라 1차 클래드의 영향이 조금씩 나타나 분산곡선이 점점 평탄해지고, 영분산을 보이는 파장이 장파장으로 이동해 가는 것을 볼 수 있다. 또한 표 2로부터  $\Delta n_1$ 이 감소함에 따라  $\lambda c_2$ 가  $1.18 \mu\text{m}$ 에서  $0.87 \mu\text{m}$ 로 즉, 단파장 쪽으로 이동함을 알 수 있다. 이상에서 코어의 반경과 굴절율이 너무 크면 분산특성은 1차 클래드의 영향보다는 코어 자체의 영향이 지배적이 되고,  $\lambda c_2$ 의 변화가 심한 것을 살펴볼 수 있다.

광섬유 DC6~DC10에서는 코어의 반경을  $3 \mu\text{m}$ 로 고정시키고 해석을 진행하였다. 해석결과로부터 우리는 코어의 굴절율 즉,  $\Delta n_1$ 을 낮출수록  $\lambda c_2$ 가 감소하므로 그림 6에서 코어의 크기가  $3.5 \mu\text{m}$ 이고, 파장  $1.3 \mu\text{m}$ 에서 단일모드가 불가능했던 광섬유 DC2도 코어의 굴절율을 낮춤으로써  $1.3 \mu\text{m}$ 에서 단일모드가 가능함을 예측할 수

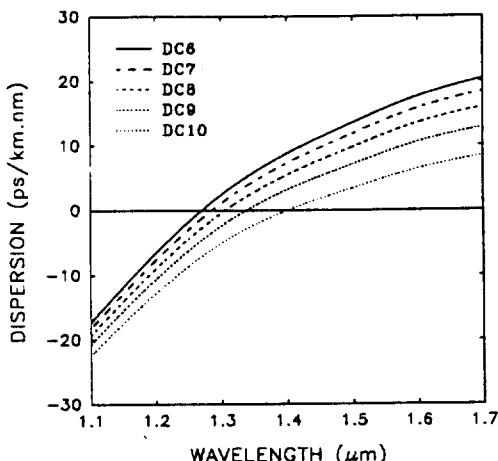


그림 7. DC6~DC10의 분산곡선.

표 2. DC6~DC10의 파라미터 값  
 $a_1=3 \mu\text{m}$ ,  $a_2=(a_1+2)\mu\text{m}$ ,  $\Delta n_2=0.005$

Fiber	DC6	DC7	DC8	DC9	DC10
$\Delta n_1$	0.010	0.009	0.008	0.007	0.006
$\lambda c_2(\mu\text{m})$	1.18	1.10	1.03	0.95	0.87

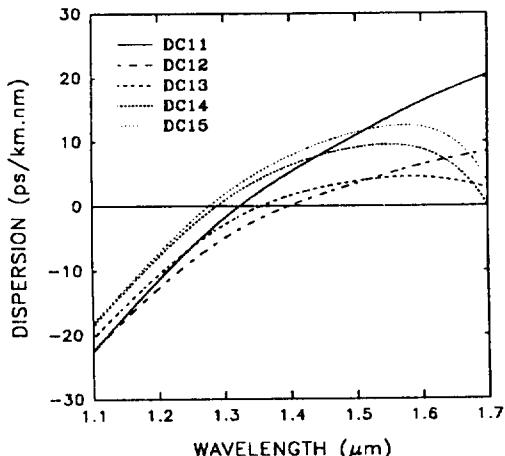


그림 8. DC11~DC15의 분산곡선.

표 3. DC11~DC15의 파라미터 값  
 $a_1=3.5 \mu\text{m}$ ,  $\Delta n_1=0.006$ ,  $\Delta n_2=0.005$

Fiber	DC11	DC12	DC13	DC14	DC15
$a_2-a_1(\mu\text{m})$	0.0	1.0	2.0	3.0	4.0
$\lambda c_2(\mu\text{m})$	1.21	1.03	0.98	0.97	0.97

있었다. 이 후 진행되는 해석은 클래드의 파라미터를 변화시켜 가며 분산특성을 살펴 보는 것이다. 수 많은 경우의 해석결과, 코어의 반경이  $3 \mu\text{m}$ 일 때보다는  $3.5 \mu\text{m}$ 일 때 더욱 바람직한 분산특성이 얻어짐을 알 수 있었다. 따라서 이하의 해석에서는 코어의 반경을  $3.5 \mu\text{m}$ 로 놓고 해석을 진행한다.

그림 8은 표 3과 같이 1차 클래드의 반경( $a_2$ ) 만을 변화시켰을 때의 분산곡선이다. 그림 8에 의하면  $a_2$ 가  $a_1$ 보다  $2 \mu\text{m}$  이상 커짐에 따라 분산곡선이 장파장대에서 아래로 굽어지는 것을 볼 수 있다. 분산은 두파장에서 영이 되며, 분산곡선의 봉우리가 서서히 뾰족해지기 시작하며, 분산곡선이 이전의 균일코어 광섬유보다 훨씬 평坦한 것을 볼 수 있다. 한편  $\lambda c_2$ 는  $a_2$ 의 증가에 따라 약간씩 단파장 쪽으로 이동하는 것을 볼 수 있지만 그 변화는 코어의 파라미터를 변화시켰을 때처럼 심하지 않다.

그림 9는 그림 8의 광섬유 DC13에서 1차 클래드의 굴절율( $\Delta n_2$ )을 변화시켰을 때의 분산곡선이다. 표 4에  $\Delta n_2$ 의 변화와 이에 대응되는  $\lambda c_2$ 가 계산되어 있다. 그림 9에서  $\Delta n_2$ 의 증가에 따라 분산곡선은 점점 뾰족해지면서 오른쪽의 영분산 파장이 점점 단파장 쪽으로 이동하는

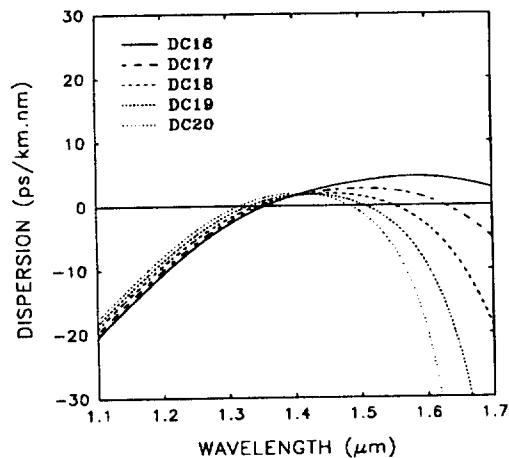


그림 9. DC16~DC20의 분산곡선.

표 4. DC16~DC20의 파라미터 값  
 $a_1=3.5 \mu\text{m}$ ,  $a_2=a_1+2 \mu\text{m}$ ,  $\Delta n_1=0.006$

Fiber	DC16	DC17	DC18	DC19	DC20
$\Delta n_2$	0.005	0.006	0.007	0.008	0.009
$\lambda c_2(\mu\text{m})$	0.98	0.96	0.95	0.94	0.93

표 5. 최적화된 DC형 광섬유의 파라미터 값

	$a_1(\mu\text{m})$	$\Delta n_1$	$a_2(\mu\text{m})$	$\Delta n_2$	$\lambda c_2(\mu\text{m})$
Optimized DC Fiber #1	3.5	0.006	5.5	0.008	0.94
Optimized DC Fiber #2	3.5	0.006	4.5	0.007	0.98

것을 볼 수 있다. 그리고  $\lambda c_2$ 는 서서히 단파장 쪽으로 이동하나 역시 변화는 코어 파라미터를 변화시켰을 때 만큼 심하지 않다. 그럼 9에서 광섬유 DC19의 경우 영분산 파장은 각각  $1.3 \mu\text{m}$ 와  $1.55 \mu\text{m}$  근처이며 분산곡선의 모양도 매우 평탄함을 볼 수 있다.

지금까지 DC형 광섬유의 각 파라미터를 변화시키면서 분산곡선의 변화 모습을 살펴보았다. 지금까지의 결과로부터 우리는 DC형 광섬유에서 코어 파라미터의 변화가 분산곡선의 변화보다는  $\lambda c_2$ 에 많은 영향을 주며, 분산의 모양을 평탄하게 만들어주는 역할은 주로 1차 클래드가 한다는 사실을 알 수 있었다.

그림 9에서 우리는 최적 파라미터를 찾을 수 있었는데 광섬유 DC19가 그것이다. 또한 그림 8의 광섬유 DC12에서 1차 클래드의 굴절율차  $\Delta n_2$ 를 증가시켜서 우리는 또 다른 하나의 최적 파라미터를 찾을 수 있었다. 최적 파라미터는 표 5에, 그에 대한 분산곡선을 그림 10에 나타내었다.

그림 10에서 최적화된 DC형 광섬유(Optimized DC Fiber) #1의 경우  $\lambda c_2$ 가  $0.94 \mu\text{m}$ 로 파장  $1.3 \mu\text{m}$ 와  $1.55 \mu\text{m}$ 에서 모두 단일모드 조건을 만족한다. 분산의 크기는  $\lambda=1.3 \sim 1.55 \mu\text{m}$ 에서  $3 \text{ ps/km.nm}$  이하로 낮고 평탄한 분산을 보이고 있으며, 파장  $1.3 \mu\text{m}$ 과  $1.55 \mu\text{m}$  근처에서 동시에 영분산을 보이고 있다. 따라서  $\lambda=1.3 \mu\text{m}$ 과  $1.55 \mu\text{m}$ 에서 천이분산 광섬유로 적합한 경우에 해당된다.

한편 최적화된 DC형 광섬유 #2는 #1 보다도 훨씬 넓은 파장범위에서 더욱 낮고 평탄한 분산특성을 보인다. 특징은 파장범위  $1.4 \sim 1.7 \mu\text{m}$ 에서 분산치가  $1.0 \text{ ps/km.nm}$ 로 앞의 것보다 훨씬 넓은 범위에서 훨씬 낮은 분산치를 보이고 있다. 특히  $\lambda=1.55 \mu\text{m}$ 에서는 분산치가  $0.65 \text{ ps/km.nm}$  정도이다.  $\lambda=1.55 \mu\text{m}$ 를 중심으로 평탄한 분산 광섬유로서 적합한 경우에 해당됨을 알 수 있다.

특정  $\lambda$ 에서 분산이 0이 되도록 조정된 광섬유를 천이분산 광섬유라 부른다. 광섬유 #1은 우연히도 두 파장에서 동시에 분산이 0에 가까운 천이분산 특성을 갖는 경우에 해당되며, 두 파장을 혼용하는 광통신 응용에서 중요한 역할을 할 것이다. 광섬유 #2는  $\lambda=1.55 \mu\text{m}$ 에서

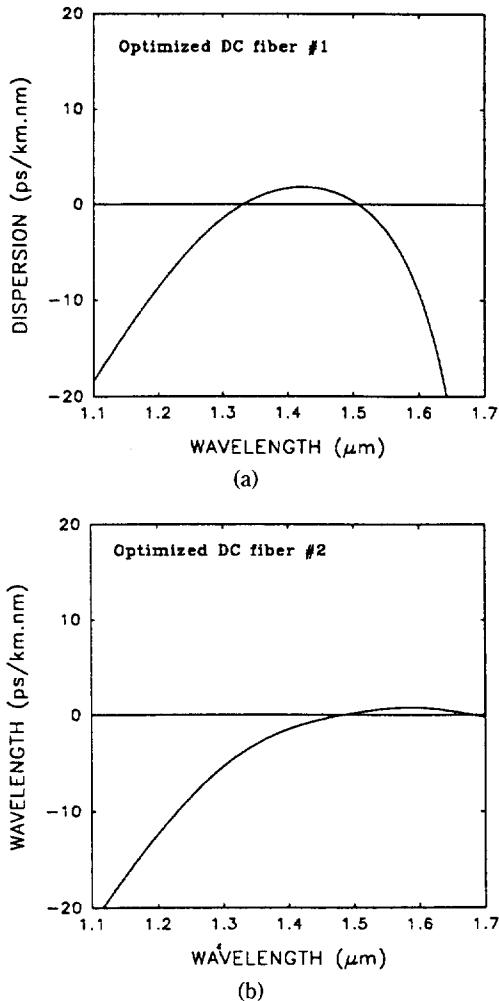


그림 10. 최적화된 DC형 광섬유의 분산곡선.

(a)  $\lambda=1.3 \mu\text{m}, 1.55 \mu\text{m}$ 에서 0분산을 보이는 천이분산형, (b)  $\lambda=1.55 \mu\text{m}$ 에서 저분산을 보이는 평탄분산형

낮고, 평탄한 분산특성을 보이고 있으며 이는 평탄분산 경우에 해당된다.  $1.55 \mu\text{m}$ 에서 분산치가  $0.65 \text{ ps/km.nm}$  정도로 낮기 때문에 비교적 넓은 대역폭을 제공할 수 있게 해준다.

Ainslie가 제시한 DC형 광섬유 중에서 그림 10(a)와 거의 유사한 특성을 갖는 경우가 있었다.<sup>[3]</sup> 설계파라미터는  $a_1=3.4 \mu\text{m}$ ,  $a_2=5.64 \mu\text{m}$ ,  $\Delta n_1=0.006$ ,  $\Delta n_2=0.008$  이었다.  $\lambda=1.36 \mu\text{m}$ 와  $1.52 \mu\text{m}$ 에서 동시에 거의 0분산을 보이는 천이분산형이었으며, 분산특성이 거의 유사하였다. 그림 10(b)와 같이  $\lambda=1.55 \mu\text{m}$ 에서 평탄분산특성을

보이는 광섬유의 설계치는 Okamoto에 의하여 제시된 바 있으며<sup>[6]</sup>  $\lambda=1.35 \mu\text{m} \sim 1.65 \mu\text{m}$ 에서  $3.0 \text{ ps/km.nm}$  이하의 분산치와 특히  $\lambda=1.55 \mu\text{m}$ 에서는 분산치가  $2.5 \text{ ps/km.nm}$ 의 분산치를 보였다. 그러나 본 논문에서 제시하는 설계치에 의하면  $\lambda=1.4 \mu\text{m} \sim 1.7 \mu\text{m}$ 에서  $1.0 \text{ ps/km.nm}$  이하의 분산치를 보이며, 이는 Okamoto에 비하여 현저히 개선된 분산치를 보여주고 있음을 알 수 있다.

## V. 결 론

광섬유에 대한 1차원 스칼라 파동방정식을 풀기 위해서 1차원 유한요소법을 도입하였다. 총분산이 영이 되는 최적의 광섬유 굴절율 분포를 얻기 위하여 몇 가지 형태의 광섬유를 해석하여 보았다.  $\alpha$ -승 분포 광섬유에서 총분산은 분산곡선이 다소 가파르고 단일 파장에서 영이 되는 천이분산 특성을 보이고 있음을 알 수 있었다. 그러나 DC형 광섬유에서는 경우에 따라서는 두 파장에서 총분산이 0이 되며, 평탄분산 특성을 나타내는 것을 확인하였다.

DC형 광섬유에서는 분산이 두 파장에서 0이 가능하다. 이러한 특성 때문에 DC형 광섬유는 넓은 파장 범위에서 평탄한 분산을 얻을 수 있으므로 적당한 설계에 의하여 분산을 최적화할 수 있다. 본 연구의 해석결과 1)  $\lambda=1.3 \mu\text{m}$ ,  $1.55 \mu\text{m}$  각 파장에서 동시에 분산이 거의 0이 되는 천이분산 특성을 갖는 광섬유 설계 파라미터를 찾을 수 있었으며, 2)  $\lambda=1.4 \sim 1.7 \mu\text{m}$  파장에 걸쳐서 낮고, 평탄한 분산특성을 갖는,  $1.55 \mu\text{m}$  근처에서 평탄분산 특성을 보여주는 광섬유 설계 파라미터를 찾을 수 있었다.

QC(Quadruply-Clad)형 광섬유에서는 클래드가 4층 구조를 갖기 때문에 더욱 많은 설계 파라미터를 갖는다. 경우의 수가 대단히 많아 최적 파라미터를 얻기 위해서는 상당히 많은 시간이 소요되지만, 설계의 자유도가 용이한 만큼 원하는 분산특성을 갖는 광섬유의 설계가 가능하므로 추후 QC형 광섬유에 관한 연구가 요망된다.

## 참 고 문 헌

- [1] Richard L. Lachance and Pierre-Andre Belanger, "Modes in Divergent Parabolic Graded-Index Optical Fibers," IEEE J. Lightwave Technology, vol. 9, No. 11, pp. 1425-1430(1991).
- [2] Anurag Sharma and Swagata Banerjee, "Chromatic Dispersion in Single Mode Fibers With Arbitrary Index Profiles: A Simple Method for Exact Numerical Evaluation," IEEE J. Lightwave Technoloby, vol. 7, No. 12, pp. 1919-1923(1989).
- [3] B. James Ainslie and Clive R. Day, "A Review of Single-Mode Fibers with Modified Dispersion Characteristics," IEEE J. Lightwave Technology, vol. LT-4, No. 8, pp. 967-979(1986).
- [4] J. N. Reddy, *An Introduction to the Finite Element Method*(McGRAW-HILL, 1985).
- [5] G. Keiser, *Optical Fiber Communications*(McGRAW-HILL, 1991) pp. 97-107.
- [6] K. Okamoto, T. Edahiro, A. Kawana, and T. Mija, "Dispersion minimisation in single mode fibres over a wide spectral range," Electron. Lett., vol. 15, pp. 729-731(1979)

## Design of Doubly-Clad Optical Fibers with Low Dispersion for $\lambda=1.3, 1.55 \mu\text{m}$

Suk-Won Jung, Chang-Min Kim

Department of Electronics Eng., Seoul City Univ., Seoul, 130-743, Korea

(Received: December 9, 1994)

Based on the scalar wave equation of optical fibers, the dispersion characteristics of arbitrarily profiled fibers were analyzed. We used the 1-D FEM employing quadratic interpolation fuctions to solve the scalar wave equation. We simulated the DC optical fibers as objects, and searched for the refractive index distribution to minimize the total dispersion. In DC fibers, we found the design parameters for which the total dispersion was almost zero at  $\lambda=1.3 \mu\text{m}$  and  $1.55 \mu\text{m}$  simultaneously. We also found the design parameters where the dispersion was flattened, less than  $1.0 \text{ ps/km.nm}$  for  $\lambda=1.4 \sim 1.7 \mu\text{m}$ , and the dispersion was as low as  $0.65 \text{ ps/km.nm}$  at  $\lambda=1.55 \mu\text{m}$ .