

## 연마된 단일 모드 광섬유를 이용한 WDM 광 결합기에 관한 연구

正會員 尹 星 鉉\* 正會員 洪 昌 熹\*\*

### A Study on the WDM Optical Coupler Using Polished Single-Mode Optical Fiber

Sung Hyun YUN\*, Chang Hi HONG\*\* *Regular Members*

**要 約** 연마된 단일 모드 광 섬유로 구성된 광 결합기는 임의의 두 파장을 분리 할수 있다는 것은 잘 알려져 있다. 곡률 반경 R로 구부러진 광섬유로 만들어진 WDM 광 결합기의 파장 분리 구간  $\Delta\lambda$ 는 신호의 중심 파장과 두 코어 사이의 거리에 따라서 변한다. 본 논문에서는 광 섬유가 곡률 반경 R로 고정되어 있을 때 최소 파장분리 구간  $\Delta\lambda$ 를 얻을 수 있는 두 코어 사이의 거리를 제시한다. 또한 신호의 임의의 두 파장을 분리하기 위해서 필요한 최소 곡률 반경R를 제시한다.

**ABSTRACT** It is well known that optical coupler that is composed of the polished single-mode optical fiber can separate two arbitrary wave lengths.

Wavelength division ranges  $\Delta\lambda$  of the WDM optical coupler that is made of the bending fiber with radius R vary with the center wavelength of the signal and spacing between two cores.

In this paper, when optical fiber is fixed with the radius R, We proposed the spacing between two cores that can provide minimum division range  $\Delta\lambda$

Also, We proposed the minimum radius R necessary to separate two arbitrary wavelengths of the signal.

#### I. 서 론

최근 연마된 단일 모드 광 섬유를 이용하여

다양한 광소자가 제작된다.

그중에서도 WDM(Wavelength Division Multiplexing) 광 결합기<sup>(1)</sup>는 여러 파장을 하나의 광 섬유로 전송하고 분리 할 수 있으므로 선로를 증설하지 않더라도 정보 전송 용량을 증가시킬 수 있는 매우 유용한 광소자이다.

WDM 광 결합기를 연마된 광섬유로 만들수

\*慶南專門大學 電子通信科  
Dept. of Electronic Communication Engineering,  
Kyung Nam Junior College.

\*\*東亞大學校 電子工學科  
Dept. of Electronics Engineering Dong-A University  
論文番號 : 90-29(接受 1989. 6. 15)

있는 근거<sup>(2)</sup>는 광섬유를 통하여 전송되는 광 전력의 일부가 클래딩(cladding)에 분포되어 전송되어 evanescent field의 광섬유간의 결합을 이용한 것이다.

문헌(1)에 의하면 분리되는 두 파장의 구간은 두 코아(core)가 서로 붙어있을 때, 즉 두 광섬유의 클래딩을 완전히 제거하였을 때, 최소의 파장 분리 구간을 얻을 수 있다고 제시하였다.

또한 문헌(2)에서는 최소 파장 분리구간을 얻을 수 있는 두 코아 사이의 거리가 중심 파장(center wavelength)에 따라서 다르다는 것을 제시하였으나 두 광섬유가 평행하게 고정된 것으로 가정하였다.

그러나 본 논문에서는 문헌(1)과 같이 곡률 반경 R로 고정된 두 광섬유를 연마하여 WDM 광 결합기 제작시 최소파장 분리 구간을 얻을 수 있는 두 코아 사이의 거리가 중심 파장에 따라서 다르다는 것을 이론적으로 제시 하고자 한다.

## II. 광 결합기의 결합 계수.

코아의 반경  $a[\mu\text{m}]$  코아의 굴절율  $n_1$  클래딩의 굴절율  $n_2$ 인 계단형 광섬유에서  $n_1 \approx n_2$ 인 weakly guiding 광섬유인 경우 전파 모드<sup>(3)</sup>는 비교적 정확하게 구할 수 있으나 두 광섬유를 연마한후 겹쳐서 구성된 광 결합기의 전파모드는 굴절율의 변화때문에 구하기가 어렵다.

그러나 evanescent field가 두번째 광섬유의 코아 속으로 결합될때 굴절율의 변화는  $n_1 \approx n_2$  이므로 evanescent field가 받는 영향은 매우 적다.

따라서 교란이론<sup>(4)</sup> (perturbation theory)를 이용하면 분리된 광섬유의 전파모드의 중첩에 의해서 발생된 광 결합기의 전파 모드를 비교적 정확하게 구할 수 있다.

그림 1은 두개의 동일한 광섬유를 곡률 반경 R로 구부려서 연마하여 구성한 광 결합기의 측면을 보인다.

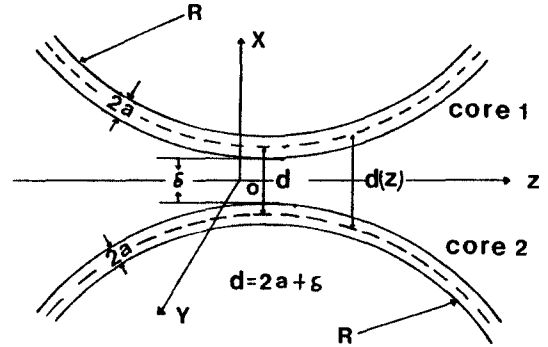


Fig.1 Lateral section of the optical coupler.

그림과 같이 광섬유를 구부린 이유는 연마시 광섬유의 끝부분의 부러짐을 방지하기 위한 것이다.

그림에서 a는 코아의 반경, R은 곡률 반경, d는 두 코아 사이의 거리  $\delta$ 는 코아와 클래딩의 경계면에서 두번째 광섬유의 경계면 까지의 거리를 나타낸다.

이와같이 연마된 광섬유로 구성된 광결합기의 결합계수<sup>(4)</sup>는

$$C = \frac{(2\Delta)^{\frac{1}{2}} \cdot u^2 \cdot k_0(w \cdot \frac{d}{a})}{a \cdot v^3 \cdot k_1^2(w)} \quad (1)$$

- a : 코아의 반경
- v : 정규화 주파수
- u : 코아에서의 모드 파라메타
- w : 클래딩에서의 모드 파라메타.
- d : 두 코아 사이의 거리
- $\Delta$  :  $(n_1 - n_2) / n_1$
- $k_n(x)$  : 변형된 베셀 2종 함수.

즉, 광 결합기의 결합계수는 광섬유의 제원과 신호의 파장이 주어지면 두 코아 사이의 거리  $d = 2a + \delta$ 에 의해서 결정된다.

그림2는 광섬유의 제원이  $a = 4.15 \mu\text{m}$   $n_1 = 1.46$   $n_2 = 1.456$  일때 파장과 두 코아사이의 거리 d에 따른 c를 보인다.

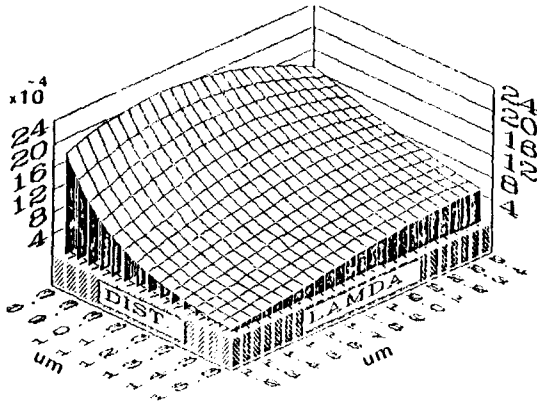


Fig.2 Coupling Coefficient of the optical coupler.

그림 2에서 결합 계수는 주어진 d에서, 신호의 파장에 따라서 변하며 결합 계수의 최대가 발생하는 파장이 존재한다.

또한 d가 증가함에 따라서 결합 계수의 최대가 되는 파장이 장 파장 쪽으로 이동 한다는 것을 알 수 있다.

이것은 파장이 커짐에 따라 V값이 작아지므로 evanescent field는 광 결합이 효율적으로 발생하도록 크래딩에 분포되지만 V값이 너무 작으면 즉 파장이 너무 크면 evanescent field는 광 결합을 일으키고도 주위의 크래딩에 광 범위하게 분포되므로 결합 계수가 작아지는 이유인 것이다.

그러므로 d값이 커짐에 따라서 최대결합 계수가 발생하는 파장이 장 파장 쪽으로 이동하는 것이다.

따라서 파장과 d에 의해서 결합 계수가 다르므로 결합 길이를 적당히 선택 하면 임의의 두 파장을 분리 할 수 있고, 최소 파장 분리 구간을 얻을 수 있는 두 코어 사이의 거리 d가 존재한다.

#### IV. 파장 분리 구간.

두 파장  $\lambda_1, \lambda_2$ 에서 결합 계수를  $c(\lambda_1), c(\lambda_2)$  결합 길이를  $L(\lambda_1), L(\lambda_2)$ 라 할때 두 파장  $\lambda_1, \lambda_2$ 를 분리 하기위한 조건은

$$\text{조건1 : } \sin^2 S_1 = 1 \text{ 혹은 } 0 \quad (2)$$

$$\text{조건2 : } S_2 - S_1 = \frac{\pi}{2} + p\pi (p=0.1.2\dots) \quad (3)$$

$$\text{단, } S_1 = c(\lambda_1) \cdot L(\lambda_1), S_2 = c(\lambda_2) \cdot L(\lambda_2)$$

즉,  $\lambda_1$ 에서  $\sin^2 S_1 = 1$  이고  $\lambda_2 = \lambda_1 + \Delta\lambda$  에서  $\sin^2 S_2 = 0$  이면  $\Delta\lambda$ 의 파장 구간 만큼 분리 시킬 수 있다.

여기서 조건1은 광 결합기의 블럭을 수평 이동 시킴으로써  $\lambda_1$ 의 신호를 100% 혹은 0%의 결합이 발생하도록 조정 하므로써 만족 시킬 수 있다.

또한 조건 2는  $p=0$ 일때  $S_2$ 를 Taylor 급수로  $\Delta\lambda$ 와  $S_1$ 의 탕으로 전개하면 분리되는 두 파장의 구간  $\Delta\lambda^{(n)}$

여기서  $\lambda$ 는 분리 하고자 하는 두 파장의 중심 파장  $\frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2}$  를 의미한다.

즉  $\Delta\lambda$ 는 중심 파장에서 결합 계수와 결합 길이, 그리고 각각의 변화율의 함수이다.

그러므로 파장 분리의 분해능을 향상시키기 위해서는 식(4)의 분모가 최대일때 발생한다.

우선  $(\frac{\partial c}{\partial \lambda})$ 를 얻기 위하여 V와 W의 선형적인 함수<sup>(6)</sup>

$$W \approx 1.1428 V - 0.996 \quad (5)$$

$$\text{과 } V = \frac{2\pi a}{\lambda} (n_1^2 - n_2^2)^{\frac{1}{2}} \quad (6)$$

$$V^2 = W^2 + U^2$$

의 관계를 이용하여 (1)식에 대입하여  $(\frac{\partial c}{\partial \lambda})$ 를 계산하면

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial c}{\partial \lambda}\right) &= \frac{\partial}{\partial \lambda} \left( \frac{k_0 \left(\frac{d}{a}\right)}{k_1^2(w)} \right) \cdot \left\{ -0.0487 \cdot \frac{\lambda}{a^2 \cdot n_1} \right. \\ &\quad \left. + 0.05765 \cdot \frac{\lambda^2}{a^3 \cdot n_1^2 \cdot (2\Delta)^{\frac{1}{2}}} - 4 \times 10^{-3} \right. \\ &\quad \left. - \frac{\lambda^3}{a^4 \cdot n_1^3 \cdot 2\Delta} \right\} + \left( \frac{k_0 \left(\frac{d}{a}\right)}{k_1^2(w)} \right) \cdot \left\{ -0.0487 \cdot \frac{1}{a^2 \cdot n_1} \right. \\ &\quad \left. + 0.1153 \cdot \frac{\lambda}{a^3 \cdot n_1^2 \cdot (2\Delta)^{\frac{1}{2}}} - 0.012 \cdot \frac{\lambda^2}{a^4 \cdot n_1^3 \cdot 2\Delta} \right\} \quad (7) \end{aligned}$$

여기서 베셀 함수의 미분 공식<sup>(6)</sup>을 이용하면

$$\frac{\partial}{\partial \lambda} \left( \frac{k_0 \left( w \frac{d}{a} \right)}{k_1^2(w)} \right) = \frac{7.18 \cdot a \cdot n_1 \cdot (2\Delta)^{\frac{1}{2}} \cdot \left\{ \frac{d}{a} k_1 \left( w \frac{d}{a} \right) \cdot k_1(w) - k_0 \left( w \frac{d}{a} \right) \cdot (2k_0(w) + \frac{2}{w} k_1(w)) \right\}}{\lambda^2 \cdot k_1^3(w)} \quad (8)$$

한편 광 결합기의 블럭은 그림1과 같이 곡률 반경 R로 구부러져 있기 때문에 균일한 두 코아 사이의 거리 d를 가지는 평균 결합 길이<sup>(7)</sup>는

$$L(\lambda) \simeq \sqrt{\pi R a / w} \quad (9)$$

따라서 (5)(6)식을 이용하면

$$\left( \frac{\partial L}{\partial \lambda} \right) = \frac{L}{W \lambda^2} (1.1428 \cdot \pi \cdot a \cdot n_1 \cdot (2\Delta)^{\frac{1}{2}}) \quad (10)$$

그러므로 중심 파장에 대해서  $\left( \frac{\partial C}{\partial \lambda} \right)$ ,  $\left( \frac{\partial L}{\partial \lambda} \right)$  L, C가 결정되면 분리되는 두 파장의 구간  $\Delta \lambda$ 는 (4)식에 의해서 결정되며, 분리되는 두 파장은  $\lambda_{1,2} = \bar{\lambda} \pm \frac{\Delta \lambda}{2}$  가 된다.

이와같이 조건2의 일반식이 얻어지면 조건1이 조정되어야 한다.

조건1을 만족하기 위한 조정 방법은 그림1의 결합기 블럭을 y축 방향으로 수평 이동에 의해서 얻을 수 있다.

블럭의 수평 이동의 결과는 두 코아사이의 거리를 증가시키고, 두 코아 사이의 거리 증가는 그림2와 같이 결합계수의 감소를 야기하므로 주어진 결합길이에서 결합비(C · L)를 변화시킨다.

따라서 조건1을 만족하는 결합비를 얻을 수 있다.

그러나 블럭 이동에 의한 또다른 결과는

$\left( \frac{\partial C}{\partial \lambda} \right)$ 의 변화이다.

따라서 조건1을 만족시키기 위해서 결합기 블럭을 이동시키면 조건1을 만족시킬 수 있지만

$\left( \frac{\partial C}{\partial \lambda} \right)$ 의 변화에 의해서 조건2인  $\Delta \lambda$ 가 변한다.

그러므로 원하는 두 파장  $\lambda_1, \lambda_2$ 를 정확하게 분리할 수 없다.

그러나 식(1)과 식(7)(8)에서, 두 코아 사이의 거리에 따른 결합 계수의 변화와  $\left( \frac{\partial C}{\partial \lambda} \right)$ 의 변화의 크기를 임의의 파장에서 비교하면 결합 계수의 변화가  $\left( \frac{\partial C}{\partial \lambda} \right)$ 의 변화보다 훨씬 더 크다는 것을 알 수 있다.

예를들어 중심 파장이  $1.4 \mu\text{m}$ 일때, 두 코아 사이의 거리를 0에서  $2 \mu\text{m}$ 로 변화 시킬때 결합 계수의 변화율은 약  $0.5 \times 10^{-3}$  정도이고  $\left( \frac{\partial C}{\partial \lambda} \right)$ 의 변화율은 약  $0.18 \times 10^{-3}$  정도로 계산되었다.

따라서 본 연구에서는 블럭 이동에 의한 조건2의 변화를 무시하였다.

앞장의 광섬유 제원을 이용할때의 중심 파장에 따른 L과  $\frac{\partial C}{\partial \lambda}$ 를 그림3에서 보인다.

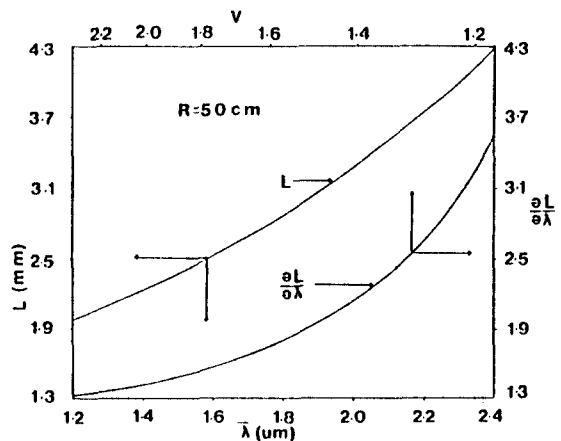


Fig.3 L and  $\frac{\partial C}{\partial \lambda}$  v · s various center-wavelengths

그림 3에서 주어진 곡률 반경 R 에서  $\lambda$ 가 커짐에 따라서 L과  $\frac{\partial C}{\partial \lambda}$  이 커지는 것을 보인다.

이것은  $\lambda$ 가 커짐에 따라서 (6)식에 의해서 W가 작아지고 (9)(10)에 의해서 L과  $\frac{\partial C}{\partial \lambda}$  이 커지기 때문이다.

그림 4,5는 식(4)의 분모 항인

$$DI = \left| \frac{\partial C(C \cdot L)}{\partial \lambda} \right|_{\lambda} = \left| \left( \frac{\partial C}{\partial \lambda} \right) \cdot L + \left( \frac{\partial C}{\partial \lambda} \right) \cdot C \right|_{\lambda} \quad (11)$$

의  $\delta$ 와  $\lambda$ 에 따른 변화를 보인다.

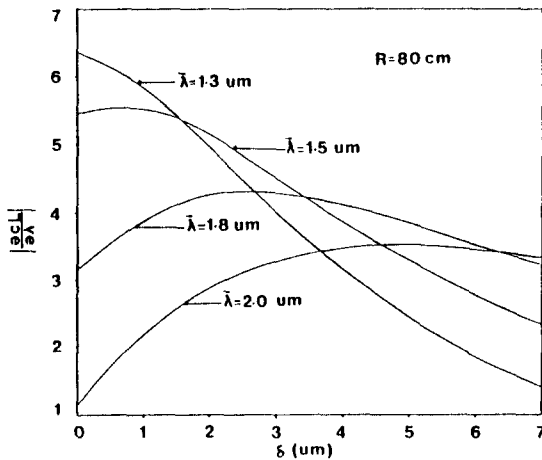


Fig.4  $\left| \frac{\partial C(C \cdot L)}{\partial \lambda} \right|$  v · s various center-wavelengths

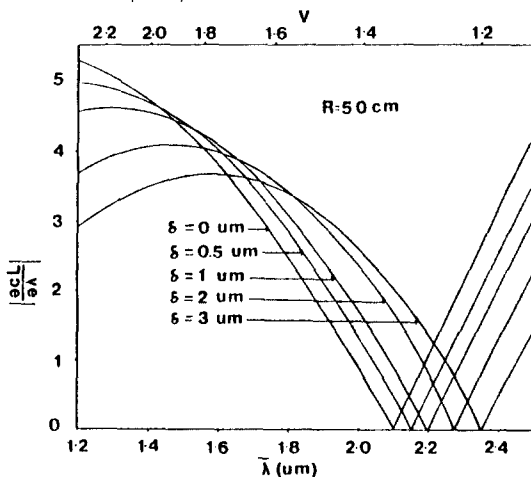


Fig.5  $\left| \frac{\partial C(C \cdot L)}{\partial \lambda} \right|$  v · s various core-spacings.

그림 4에서 V값이 약 2.4에서 2.0이 되는 중심 파장의 범위 일때는  $\delta=0$ 에서 DI의 최대가 되고, V값이 2.0에서 1.3 사이에서는  $\delta>0$ 에서 DI의 최대가 된다는 것을 알수 있다.

또한 그림 5에서는 중심 파장에 따라서 DI의 최대가 되는  $\delta$ 가 다르다는 것을 보여준다.

문헌(1)에서는 DI의 최대가 되기 위해서는  $\delta=0$  즉 코아와 크래딩의 경계면까지 광섬유를 연마 해야 한다고 했다.

그러나 본 연구에서는 그림 4,5와 같이  $\delta=0$ 에서 항상 DI의 최대가 발생하는 것이 아니라 중심 파장에 따라서 DI의 최대가 되는  $\delta$ 가 변한다는 것을 알수 있었다.

또한 식(4)를 이용하면 임의의 두 파장을 분리하고자 할때 필요한 결합길이를 구하면

$$L = \frac{\pi/2}{\Delta \lambda \cdot \left| \left( \frac{\partial C}{\partial \lambda} \right) + C \cdot (1.1428\pi n_1 \cdot (2\Delta)^{1/2} / (w \cdot \lambda^2) \right|_{\lambda=\bar{\lambda}}} \quad (12)$$

따라서 필요한 곡률 반경 R은 식(9)에 의해서

$$R = \left( \frac{w \cdot L^2}{a \cdot \pi} \right)_{\lambda=\bar{\lambda}} \quad (13)$$

그림 6.7은 주어진 중심 파장에서  $\Delta \lambda$ 에 필요한 L와 R를 보인다.

그림 6에서 임의의 중심 파장에서 같은  $\Delta \lambda$ 를 얻기 위해서 필요한 L이  $\delta$ 에 따라서 변하며 최소의 L을 얻을 수 있는  $\delta$ 가 중심 파장에 따라서 다르다는 것을 보인다.

그림 7은 로그(log)-로그(log) 눈금으로 표시한 것으로써,  $\Delta \lambda$ 가 작을수록 결합길이 L을 크게 해야하며, L을 크게 하기 위해서는 R을 크게 해야 한다는 것을 보인다.

따라서 연마된 광섬유로 구성된 WDM광 결합기의 분해능을 좋게하기 위해서 곡률 반경 R을

대단히 크게 한다는 것은 제작상의 반점을 야기한다.

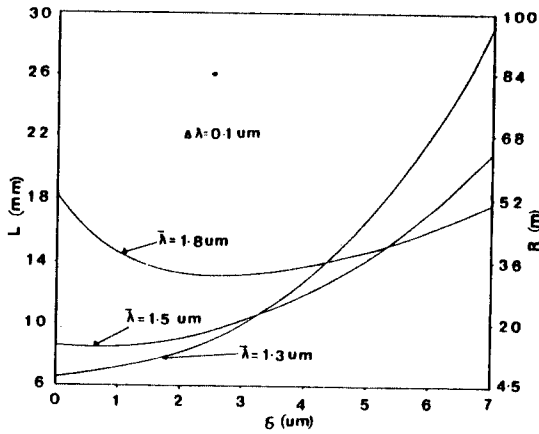


Fig.6 L and R v · s various core-spacings.

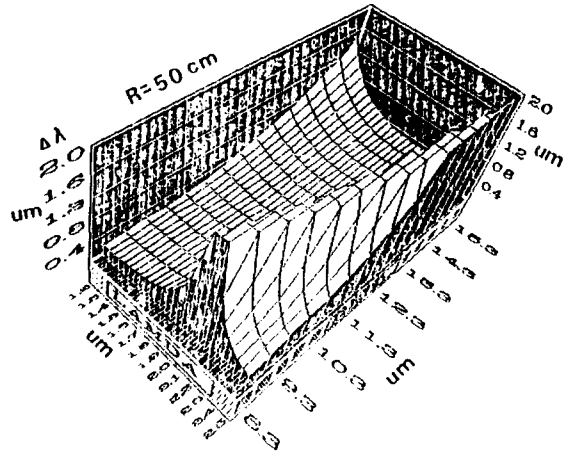


Fig.8  $\Delta\lambda$  v · s various  $d$  and  $\bar{\lambda}$

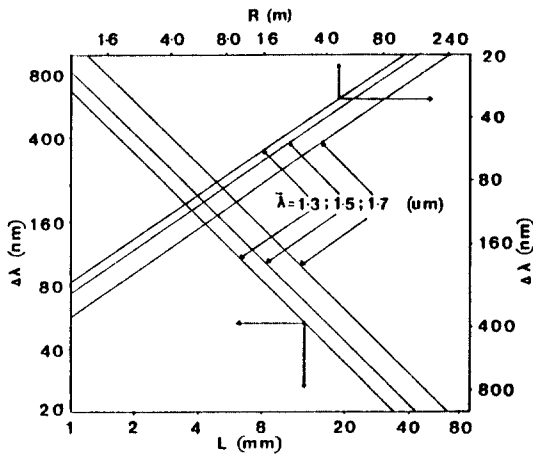


Fig.7 Coupling length and bending radius v · s various  $\Delta\lambda$

그러므로 곡률 반경R을 가지는 WDM광 결합기는 분할 하고자 하는 파장의 폭이 비교적 큰 두 파장을 분리할때 유용하며, 이때 본 논문에서 제시한 이론식을 이용하면 효율적으로 L,R,d를 결정 할수 있다. 그럼 8은 d와  $\lambda$ 에 따른  $\Delta\lambda$ 를 보인다.

그림8에서 주어진 곡률 반경에서  $\Delta\lambda$ 의 최소가 되는 두 코아 사이의 거리d가 중심 파장에 따라서 다르다는 것을 보인다.

또한 중심 파장 선택시  $L \cdot \left(\frac{\partial C}{\partial \lambda}\right)$ 의  $C \cdot \left(\frac{\partial C}{\partial \lambda}\right)$ 가 합이 영(zero)이 되는 즉,  $DI=0$ 가 되는  $\lambda$ 를 선택하면 (4)식에 의해서  $\Delta\lambda$ 는 무한대가 되어 파장을 선택시 주의의 해야 한다는 것을 보인다.

그러나  $DI=0$ 가 되는  $\lambda$ 는 d에 따라서 장 파장 쪽으로 이동 하므로 d값을 적당히 선택하면 분리하고자 하는 두 파장의 중심 파장에서  $DI=0$ 가 되는 것을 피할수 있으므로 파장 분리 구간의 선택 범위를 증가 시킬수도 있다.

#### IV. 크래딩 두께의 최적화

앞장에서 V값의 범위가  $2.0 < V < 1.3$ 일때 DI의 최대는  $\delta > 0$ 에서 발생된다는 것을 알았다.

또한 식(7)(8)은  $\delta$ 의 함수이지만 식(9)(10)은  $\delta$ 와 무관한 함수이므로  $\delta > 0$ 에서 DI의 최대가 되는  $\lambda$ 의 범위에서

$$\frac{\partial}{\partial d} \left( \left| \frac{\partial(C \cdot L)}{\partial \lambda} \right| \right) = \left| \frac{\partial}{\partial d} \left( \frac{\partial C}{\partial \lambda} \right) \cdot L + \left( \frac{\partial C}{\partial \lambda} \right) \cdot \left( \frac{\partial L}{\partial \lambda} \right) \right| = 0 \quad (14)$$

(14)식이 만족되는  $d=2a+\delta$ 에서 DI는 최대가 되며 이때의 조건이  $\Delta\lambda$ 를 최소화 할수 있다.

베셀 함수의 미분 공식<sup>(6)</sup>을 이용하면

$$\frac{\partial}{\partial d} \left( \frac{\partial c}{\partial \lambda} \right) \cdot L = \sqrt{\frac{\pi R a}{w}} \left[ k_2 \left( w \frac{d}{a} \right) \cdot d \cdot \left\{ E \cdot G \cdot \frac{w^2}{2a^2} (k_0(w) + k_2(w)) - F \cdot \frac{w^2}{2a^2} \cdot \frac{1}{k_1^2(w)} \right\} - k_0 \left( w \frac{d}{a} \right) \cdot d \cdot \frac{w}{a^2} \cdot k_1(w) \cdot E \cdot G + E \cdot G \cdot \frac{w^2}{2a^2} (k_0(w) + k_2(w)) - F \cdot \frac{w^2}{2a^2} \cdot \frac{1}{k_1^2(w)} \right] \quad (15)$$

$$\left( \frac{\partial c}{\partial d} \right) \left( \frac{\partial L}{\partial \lambda} \right) = -\sqrt{\frac{\pi R a}{w}} \cdot 1.1428 \cdot \frac{\pi}{a \cdot \lambda^2} \cdot \frac{u^2}{v^3} \cdot \frac{k_1 \left( w \frac{d}{a} \right)}{k_1^2(w)} \cdot (2\Delta) \cdot n_1 \quad (16)$$

식(15)(16)을 식(14)에 대입하면

$$k_1 \left( w \cdot \frac{d}{a} \right) = \frac{w \cdot d}{2a} (H-1) \cdot k_0 \left( w \cdot \frac{d}{a} \right) \quad (17)$$

여기서

$$H = \frac{2 \cdot G \cdot E \cdot k_1(w) + G \cdot E \cdot W \cdot (2k_0(w) + \frac{2}{w} k_1(w)) - F \cdot w \cdot \frac{1}{k_1^2(w)} - M}{G \cdot E \cdot w \cdot (2k_0(w) + \frac{2}{w} k_1(w)) - F \cdot W \cdot \frac{1}{k_1^2(w)} - M}$$

$$E = A\lambda + B\lambda^2 + D\lambda^3 \quad F = A + 2B\lambda + 3D\lambda^2$$

$$G = 7.18 \cdot \frac{a \cdot n_1 \cdot (2\Delta)^{\frac{1}{2}}}{\lambda^2 \cdot k_1^3(w)}$$

$$M = 1.1428 \pi n_1 \cdot (2\Delta) \cdot \frac{u^2}{v^3} \cdot \frac{1}{k_1^2(w)} \cdot \frac{1}{\lambda^2}$$

$$A = -0.0487 \cdot \frac{1}{a^2 \cdot n_1}$$

$$B = 0.0576 \cdot \frac{1}{a^3 \cdot n_1^2 \cdot (2\Delta)^{\frac{1}{2}}}$$

$$D = -4 \times 10^{-3} \cdot \frac{1}{a^4 \cdot n_1^3 \cdot (2\Delta)}$$

즉 H는 중심 파장과 광섬유 제원에 의해서 결정되는 상수이다.

따라서 H가 주어진 중심 파장에 대해서 결정 되면 (17)식을 만족하는  $d=2a+\delta$ 에서 DI의 최대가 되며  $\Delta\lambda$ 의 최소가 얻어진다.

한편 (17)식을 변형하면

$$k_2 \left( w \cdot \frac{d}{a} \right) = H \cdot k_0 \left( w \frac{d}{a} \right) \quad (18)$$

$k_0(x)$ ,  $k_2(x)$ 를 급수 전개식으로 표현하고 3차항 이상을 무시하여 이차 방정식의 z의 공식을 이용하면

$$d = \frac{a \cdot \{1.6406 - 0.1406H\}}{w \cdot \{-(1.875 + 0.125H) + \sqrt{0.2344 + 4.03115H - 0.2656H^2}\}} \quad (19)$$

그림9는 앞장의 광섬유 제원에서 중심 파장에 의한 H를 보이고 그림10은 중심 파장에 따른  $\Delta\lambda$ 의 최소가 발생되는  $\delta$ 를 보인다.

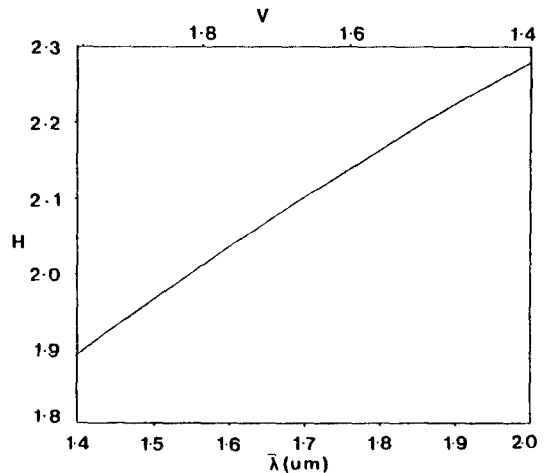


Fig.9 H value v.s various center-wavelengths

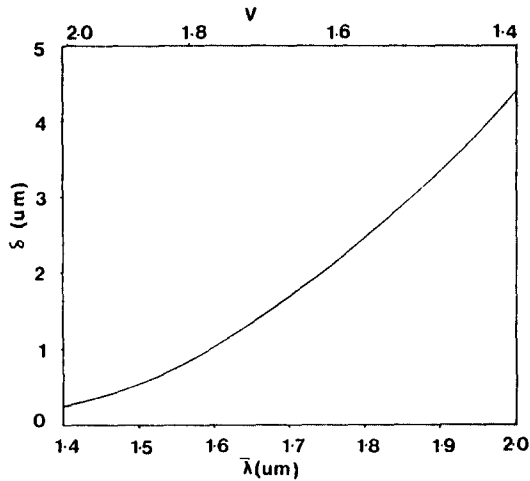


Fig.10 Optimum-core spacings  $v \cdot s$  various center-wavelengths.

### V. 결 론

본 논문에서는 곡률 반경 R로 구부러진 단일 모드 광섬유를 연마하여 구성한 WDM 광 결합기에서 최소 파장분리 구간을 얻을 수 있는 두 코어 사이의 거리  $d=2a+\delta$ 를 제시 하였다.

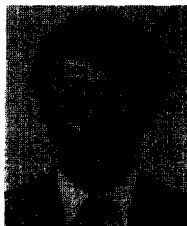
V값이 2.0에서 2.4가 되는 중심 파장의 범위에서는  $\delta=0$ 에서  $\Delta\lambda$ 의 최소가 발생되었다.

그러나 V값이  $2.0 < V < 1.3$ 의 범위가 되는 중심 파장의 범위에서는  $\delta > 0$ 에서  $\Delta\lambda$ 의 최소가 발생하였다.

따라서  $2.0 < V < 1.3$  범위의 파장 분리시 본 연구에서 제시한 이론식을 이용하여 최적 거리  $d=2a+\delta$ 를 결정하면  $\Delta\lambda$ 의 최소를 얻을 수 있으므로 분해능을 향상시킬 수 있고, 임의의 두 파장 분리시 필요한 최소 곡률 반경을 얻을 수 있다.

### 참 고 문 헌

1. Michel Dignonnet, "H.J.Shaw Wavelength multiplexing in single-mode fiber couplers", Applied optics. vol.22, No.3, pp.484-491, 1983.
2. 윤성현, 정만영 파장 분할 광결합기의 최적화에 관한 연구 한국통신학회 논문지, 제14권 제2호, pp. 177-187, 1989.
3. Dietrich Marcuse, "Theory of dielectric optical waveguides", Academic press. pp.60-94, 1974.
4. A.W.snyder, J.D.Love, "optical waveguide theory", London, U.K. Chapman and Hall, pp.374-406, 1983.
5. H.D.Rudolph, E.G.Neumann, "Approximation for the eigenvalues of the fundamental mode of step index glass fiber waveguide", Nachr. tech. zeitschr 29. pp.328-329, 1976.
6. M.Abramowitz, I.E.Stegun, "Handbook of mathematical functions", National Bureau of standards, pp. 358-388, 1972.
7. Michel Dignonnet, H.J.shaw, "Analysis of a tunable single mode optical fiber coupler", IEEE J.Quantum Electronics. Vol.QE-18, No.4, pp.746-754, 1982.



尹 星 鉉(Sung Hyun YUN) 正會員  
 1958年 6月 8日生  
 1984年 2月 : 東亞大學校 電子工學科 卒業(工學士)  
 1986年 2月 : 東亞大學校 電子工學科 大學院 卒業(工學碩士)  
 1990年 2月 : 東亞大學校 電子工學科 大學院 博士 課程修了  
 1989年 9月 ~ 現在 : 慶南 專門大學 電子通信科 專任講師



洪 昌 翬(Chang Hi HONG) 正會員  
 1939年 10月 11日生  
 1964年 2月 : 漢陽大學校 電氣工學科 卒業(工學士)  
 1971年 2月 : 漢陽大學校 電氣工學科 大學院 卒業(工學碩士)  
 1983年 2月 : 漢陽大學校 電氣工學科 大學院 卒業(工學博士)  
 1972年 ~ 現在 : 東亞大學校 電子工學科 教授