

고밀도 파장분할 다중화 전송방식(DWDM) 시스템을 위한 FBG 필터 설계에 관한 연구

A Comparative Study on the FBG Filter Design for Dense Wavelength Division Multiplexing Optical Fiber Transmission System

장우순* · 정진호**

Woo-Soon Jang* · Jin-Ho Jung**

요 약

본 논문은 광섬유 브래그 격자에서 형성된 굴절을 포락선 분포 변화에 따른 반사 스펙트럼을 컴퓨터 시뮬레이션을 통하여 분석하였다. 그 결과는 차세대 광통신 분야에서 다량의 정보를 전송하기 위해 필요한 DWDM용 FBG 협대역 필터 설계 데이터로 활용 및 응용할 수 있으며, 또한 자외선 영역의 엑시머 레이저를 조사하여 형성된 광섬유 브래그 격자내에서 굴절을 포락선 분포 변화에 따른 반사 스펙트럼을 컴퓨터 시뮬레이션 하였다. 광파장 분할 다중 방식용 광섬유 브래그 격자의 협대역 필터를 설계하는데 유용하다.

본 논문은 광섬유 브래그 격자내에 형성된 굴절을 포락선 분포를 갖는 세 가지 유형 첫째 Uniform, 둘째 Gaussian apodized, 셋째 Raised-cosine apodized에 따른 반사 스펙트럼을 비교 분석하였다.

Abstract

In this paper, when the current optical communication system is used for the DWDM, it raise the serious interference because an interval between the adjacent channels is narrow. The FBG filter for the DWDM is able to reduce the interferences between the adjacent channels. In this paper, therefore, we find the reflection spectrums for the three types of induced index changes, that is, uniform, Gaussian apodized, and raised-cosine apodized.

From the obtained result in this paper, we can see that uniform FBG does not fit, and that the smaller the maximum induced index change σ is and the larger the value of parameter C in the raised-cosine apodized FBG and G in the Gaussian apodized FBG are the fitter they are on the narrow filter for DWDM.

I. 서 론

차세대 광섬유 기술로 각광 받는 파장 분할 다중(WDM)은 빠르게 증가하고 있는 트래픽 양을 원활히 전송시키기 위해서는 데이터의 전송 속도를 급격히 향상시키고 있다. 이를 위해 선진국에서는 테라

비트급 광통신 시스템에 관한 연구가 활발히 진행되고 있다. 그러나 이러한 정보전송 속도의 향상은 기존의 시스템으로는 한계가 있기 때문에 광학적 방식 즉 전광통신(all optical communications)의 구현이 차세대 광통신시스템이 추구하여야 할 방향이다. 따라서, 이에 대한 개발이 급속도로 진전되고 있다. 이

* 호서전문대학교 정보통신학과(Dept. of Information & Communication Eng., Hoseo Computer Technical College)

** 호서대학교 전자공학과(Dept. of Electrical Eng., Hoseo University)

· 논문 번호 : 991213-117

· 수정완료일자 : 2000년 4월 4일

분야의 연구로는 현재 광섬유의 재료가 되는 무정형(amorphous) 형태의 4면체 구조를 갖는 순수 실리카(SiO₂)는 160 nm 근처에 흡수 대역을 가지고 있다. 실리카에 게르마늄(Ge)이 첨가되면 SiO₂와 같은 구조의 GeO₂로 존재하다가 모재(preform) 제작 시에 사용되는 GeO₂의 양에 따라 GeO(Oxygen deficient germanium) 결손(defect)이 형성된다. GeO 결손이 형성되면, Ge 원자는 세 개의 산소와 하나의 Ge 혹은 Si 원자와 결합한다. 이러한 GeO 결손은 중심과장이 240 nm이고 대역폭이 약 30 nm인 흡수대역을 갖고 있으며, Ge이 첨가된 광섬유에서 나타나는 광민감성(photosensitivity)은 240 nm 근처의 대역에서 관찰되거나 또는 이 240 nm에서 2-광자(two-photon) 흡수가 최대가 되는 가시영역(약 480 nm)에서 관찰된다. 따라서 광민감성에 대한 연구는 주로 GeO 결손(defect)에 의한 240 nm 흡수대역과 광섬유 코어의 굴절률 변화와의 관계에 대해 이루어진다. 최근 강한 자외선 조사 시 240 nm 주변에서 흡수 피크치가 소멸되는 것이 관측되었고^[1], Atkins는 자외선 조사에 의한 굴절률의 변화와 240 nm 흡수대역에서의 변화에 대한 상호 관계를 조사 발표하였다^{[2],[3]}.

광섬유 격자는 크게 두 가지의 방법으로 만들 수 있는데 하나는 간섭계를 이용한 방법이고 또 다른 하나는 위상마스크를 이용한 방법이 있다. 위상마스크를 이용하는 방법은 간섭계를 이용한 방법과 비교할 때 격자 형성용 자외선의 가간섭성 길이에 관계없이 광섬유 격자를 만들 수 있으므로 저가의 자외선 레이저를 사용할 수 있고, 단순히 하나의 광학소자를 사용하므로 시스템이 훨씬 간단해지며, 보다 안정적으로 광섬유 격자를 만들 수 있기 때문에 광섬유 격자를 대량으로 제작할 수 있다는 장점이 있다.

광섬유 격자의 종류는 주기에 따라 단주기(short period)와 장주기(long period) 격자로 나뉘어지며, 단주기 격자는 격자의 주기가 1 μm보다 작으며 코어의 기본 진행 모드와 반대방향으로 진행되는 기본 모드가 결합(coupling)하여 브래그 조건에 따라 특정 파장에서 강한 반사를 일으킨다. 일반적으로 이 단주기 격자를 브래그 격자라 한다. 장주기 격자는 격자의 주기가 100 μm 이상이며 코어내의 기본 모드와 같은 방향으로 진행되는 다수의 클래딩 모드들

간에 결합이 발생하게 된다. 광섬유 브래그 격자는 광섬유를 도파하는 빛 중 특정 파장만을 반사시키는 특성을 가지고 있으므로 필터를 설계하기에 유용하다. 기존 고밀도 파장분할 다중화 전송방식 DWDM(Dense Wavelength Division Multiplexing)에 이용할 경우 채널 사이 간격이 좁아 간섭이 발생할 여지가 있다. 따라서, 이 DWDM(1530~1565 nm)영역내에서 간섭을 일으키지 않는 협대역 투과 필터의 설계가 필요하며, 이를 위해 본 논문에서는 코어의 굴절률은 1.458이고 클래딩의 굴절률은 1.45로 비굴절률차가 낮으며, 코어의 반경은 2.625 μm, 클래딩의 반경은 62.5 μm인 단일모드 계단형 광섬유를 이용하여 광섬유 격자의 주기는 0.5335 μm, 격자의 길이는 25 cm인 경우에 대해 컴퓨터 시뮬레이션을 통해 반사 스펙트럼을 분석하였다.

본 논문에서는 단주기 격자에서 주로 사용되는 균일, 가우시안 apodized, dc 레벨이 0인 상승-코사인 형태를 갖는 경우에 대해 고찰하였다.

II. 광섬유 격자 이론

2-1 광파이버 격자에서의 전자파 전파

광파이버를 통해 전파되는 광 필드는 다음 식으로 주어지는 맥스웰 방정식(Maxwell's)에 의해 결정된다.

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (1-a)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (1-b)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad (1-c)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (1-d)$$

여기서, \mathbf{E} 와 \mathbf{H} 는 각각 전기장과 자기벡터이고, \mathbf{D} 와 \mathbf{B} 는 전속밀도와 자속 밀도이다. 전류밀도 \mathbf{J} 와 전하밀도 ρ 는 전자계에 대한 원천(source)를 나타낸다.

전속밀도 \mathbf{D} 와 자속밀도 \mathbf{B} 는 다음 식과 같이 매질 내에서 전파하는 전기장과 자기장에 의존한다.

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \quad (2-a)$$

$$\mathbf{B} = \epsilon_0 \mathbf{H} + \mathbf{M} \quad (2-b)$$

여기서, ϵ_0 는 진공 중의 유전율, μ_0 는 진공 중의 투자율이고, \mathbf{P} 와 \mathbf{M} 은 유도된 전계와 자계 분극이다. 광섬유와 같은 매질은 자성체가 아니기 때문에 $\mathbf{M} = 0$ 이므로, 식 (2-b)는 간단해진다.

광파이버에서 빛의 전파를 설명하기 위해 맥스웰 방정식으로부터 식 (1-a)에 curl를 취하고, 식 (1-b), (2-a), (2-b)를 사용하면 식 (3)과 같이 파동방정식이 얻어진다.

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} \quad (3)$$

여기서, 관계식 $\mu_0 \epsilon_0 = 1/c^2$ 이고, c 는 진공 중의 빛의 속도를 나타낸다. 식 (3)에서 유도된 분극 \mathbf{P} 와 전계 \mathbf{E} 사이의 관계식은 다음 식과 같다.

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 (\chi^{(1)} \cdot \mathbf{E} + \chi^{(2)} : \mathbf{E}\mathbf{E} + \chi^{(3)} : \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \dots) \quad (4)$$

여기서, $\chi^{(j)}$ ($j=1,2,\dots$)는 j 차 분극이다. 식 (4)는 다음 식과 같이 두개의 부분으로 구성된다.

$$\mathbf{P}(r, t) = \mathbf{P}_L(r, t) + \mathbf{P}_{NL}(r, t) \quad (5)$$

여기서, \mathbf{P}_L 과 \mathbf{P}_{NL} 은 각각 \mathbf{P} 의 선형과 비선형 부분이다. 식 (5)에서 비선형 분극 \mathbf{P}_{NL} 은 유도된 분극 \mathbf{P} 에 비해 작은 변동으로 작용하므로 \mathbf{P}_{NL} 은 거의 0으로 간주할 수 있다. 이것은 비선형 효과가 실리카 광섬유에서 상대적으로 약하기 때문이다. 따라서, 식 (3)은 \mathbf{E} 에 대해 선형이기 때문에 푸리에 영역에서 다음 식과 같이 간단한 형태로 표현된다.

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E}(r, \omega) + \epsilon(\omega) \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{E}(r, \omega) = 0 \quad (6)$$

여기서, $\mathbf{E}(r, \omega)$ 는 $\mathbf{E}(r, t)$ 의 푸리에 변환이며, $\epsilon(\omega)$ 는 주파수 의존 유전상수로 다음 식으로 정의된다.

$$\epsilon(\omega) = 1 + \chi^{(1)}(\omega) \quad (7)$$

여기서, $\chi^{(1)}(\omega)$ 는 $\chi^{(1)}(t)$ 의 푸리에 변환이며, $\chi^{(1)}(\omega)$ 는 일반적으로 복소수이므로 $\epsilon(\omega)$ 도 복

소수이다. 따라서, 식 (3)으로부터 다음 식이 얻어진다.

$$\nabla^2 \mathbf{E} + n^2(\omega) \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{E} = 0 \quad (8)$$

여기서, $k_0 = \omega/c$ 이고, $\epsilon(\omega) = n^2(\omega)$ 이다. 따라서, 광파이버를 통해 전파되는 광 필드는 식 (8)에 의해 좌우된다.

2-2 전파 모드에의 전파상수와 굴절률

이 절에서는 계단형 굴절률 분포를 가지며 코어-클래딩 굴절률 차가 낮은 단일모드 광섬유에서 전파 모드에 따른 유효굴절률과 전파상수에 대해 고찰하고자 한다.

그림 1은 광파이버의 단면 구조를 나타내며, n_1 은 코어의 굴절률, n_2 는 클래딩의 굴절율, n_3 는 클래딩 밖의 굴절률이고, a_1 , a_2 는 각각 코어와 클래딩의 반경을 나타낸다. 일반적으로, 격자를 형성시킬 때는 피복을 벗기어 코어와 클래딩에 자외선을 조사하므로, n_3 의 굴절률은 공기로써 그 값은 1이 된다.

광섬유 내에서 가이드 된 모드에 대해 정규화 된 주파수에 따른 정규화 된 전파상수는 참고문헌 [4]에서 볼 수 있다. 본 논문에서는 단일모드 광섬유에 대해 고려함으로 V 가 2.405보다 작아야 하고, 저차 모드인 LP_{01} 만을 가지므로 LP_{01} 모드에 대한 정규화

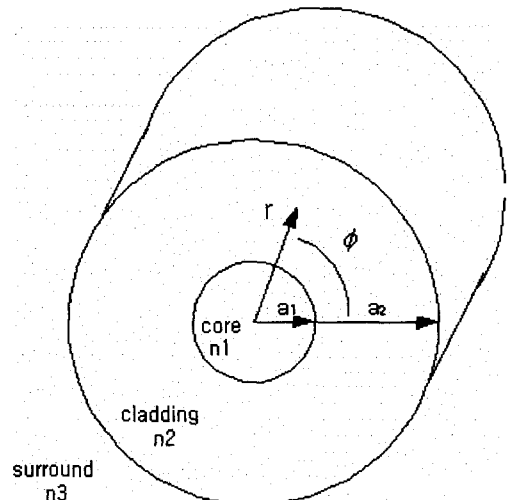


그림 1. 광 파이버의 단면

된 전파상수는 다음의 관계식으로부터 구해진다^[5].

$$W\sqrt{1-b} \frac{J_1(W\sqrt{1-b})}{J_0(W\sqrt{1-b})} = W\sqrt{b} \frac{K_1(W\sqrt{b})}{K_0(W\sqrt{b})} \quad (9)$$

여기서, J 는 1종 베셀함수이고, K 는 변형된 2종 베셀함수이다. 파장 λ 에서 광 파이버의 정규화 주파수 $V = (2\pi/\lambda)a_1\sqrt{n_1^2 - n_2^2}$ 이고, 정규화된 전

파상수는 $b = \frac{(n_{eff}^2 - n_2^2)}{(n_1^2 - n_2^2)}$ 이다.

위의 관계식에 의해 얻어진 정규화된 전파상수로부터 LP₀₁ 모드에 대한 유효굴절률은 아래 식으로 된다.

$$n_{eff} = \sqrt{n_2^2 + b(n_1^2 - n_2^2)} \quad (10)$$

여기서, 유효굴절률은 $n_2 < n_{eff} < n_1$ 의 범위를 가지며, LP₀₁ 모드에 대한 전파상수는 다음 식으로 주어진다.

$$\beta_{01} = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right) n_{eff} \quad (11)$$

선형 분극(LP) 근사는 광섬유 코어에 가이드된 모드를 설명하기에 충분함으로 식 (9)의 관계식에 의해 정규화된 전파상수를 구하고, 식 (10)으로부터 유효굴절률 n_{eff} 를 얻고 식 (11)에 의해 전파상수 β 를 얻을 수 있다.

2-3 광섬유 굴절률 분포

이 절에서는 광섬유에 격자를 새기는 방법과 광섬유에 코어에 새겨진 격자의 굴절률 분포에 대해 고찰한다. 광섬유에 격자를 새기는 방법에는 간섭계를 이용한 방법과 위상 마스크 방법을 이용한 방법이 있으며, 위상 마스크를 이용한 제작방법은 간섭계를 이용한 방법에 비해 간단하고 기계적으로 안정하며 낮은 코히어런스 레이저 광을 사용할 수 있는 장점을 가지고 있다^[6].

그림 2는 근래에 많이 사용되고 있는 위상마스크를 사용한 방법으로 자외선을 조사하여 위상 마스크를 통과한 빔 중 ± 1 차 회절 광에 의해 코어에 격자가 새겨진다. 위상 마스크의 격자주기가 Λ 라면 코

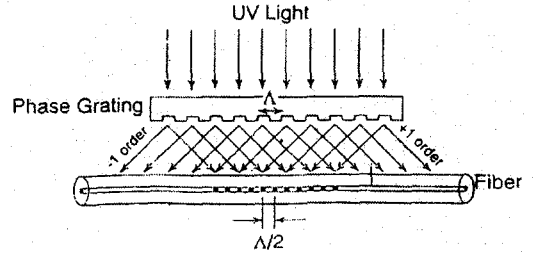


그림 2. 위상마스크를 이용한 방법

어에 새겨지는 격자의 주기는 위상마스크 격자주기의 1/2로 되며, 이때 광섬유에 새겨진 격자는 광섬유 코어에만 존재하여 광파이버 코어의 굴절률은 변화하지만 클래딩의 굴절률은 변화하지 않게 된다.

이때, 광섬유 굴절률 분포에 관한 식은 다음 식과 같이 된다^[5].

$$n(r, z) = \begin{cases} n_1(z) = n_1 \left\{ 1 + \sigma(z) \left[1 + \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} z\right) \right] \right\} & r \leq a_1 \\ n_2 & a_1 < r \leq a_2 \end{cases} \quad (12)$$

식 (12)에서, $n_1(z)$ 는 z 방향에 따라 굴절률 분포를 나타내며, n_1 은 섭동이 없는 코어 굴절률(unperturbed core index)이고, Λ 는 위상 마스크의 코어에 새겨진 격자 주기, a_1 은 코어의 반경, a_2 는 클래딩의 반경을 나타낸다. 또한, $\sigma(z)$ 는 느리게 변화하는 격자의 포락선으로 그림 3에 포락선의 형태에 따른 광섬유의 격자의 굴절률 분포를 그림으로 나타내었다.

그림 3(a)는 격자의 굴절률 포락선 분포가 균일한 형태, 그림 3(b)는 가우시안 apodized 형태, 그림 3(c)는 dc 레벨이 0인 상승-코사인 apodized 형태, 그림 3(d)는 쥘 형태, 그림 3(e)는 굴절률 분포가 π 만큼 위상 이동한 형태이고, 그림 3(f)는 다중 구조의 굴절률 분포 변화를 갖는 형태이다^[7].

그림 3(a)는 균일한 굴절률 포락선 분포로써 $\sigma(z)$ 는 최대 값인 σ 값만을 가지는 균일한 형태이다.

그림 3(b)는 격자에 형성된 굴절률 포락선 분포가 가우시안 apodized한 경우를 갖는 광섬유 격자이다. 이때, 가우시안 분포는 참고문헌 [8]에서 볼 수 있다.

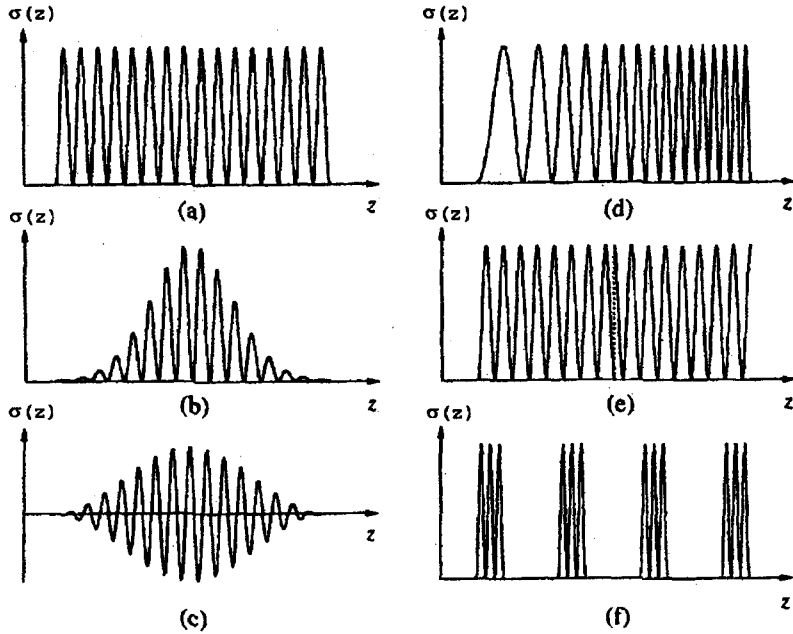


그림 3. 굴절률 포락선 분포의 여러 가지 유형

2-4 격자 회절 상의 공진 파장

이 절에서는 광섬유 격자에서 두 모드 사이의 결합과 이 두 모드간 결합에 의한 브래그 반사파장에 대해 고찰한다. 격자에 의한 빛의 회절은 그림 4에 나타나 있다. 광섬유 격자는 간단히 광학 회절 격자로써, 각 θ_1 으로 격자에 입사한 광은 아래의 격자 방정식(grating equation)으로 표현된다^[9].

만일, 두 모드가 동일하다면, 브래그 반사파장은 다음 식과 같이 간단히 된다.

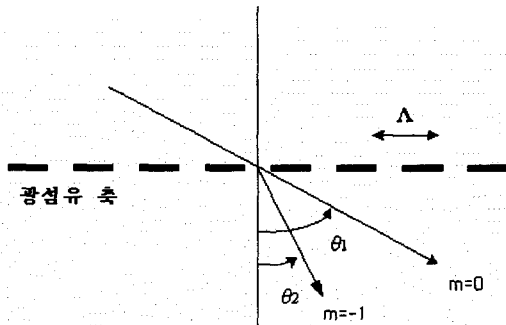


그림 4. 격자에 의한 빛의 회절

$$\lambda_B = 2n_{eff}\Lambda \tag{13}$$

식 (13)에 의해 광섬유 격자의 주기에 따라 반사 파장 영역을 결정할 수 있다.

2-5 브래그 격자내의 결합모드 이론

일반적으로 광섬유 브래그 격자는 단주기 광섬유 격자라 하며, 이 경우 코어에서 광섬유 축을 따라 가이드 되는 모드 중에서 진행 방향으로 진행하는 모드와 반대방향으로 진행하는 모드 사이에 결합이 일어나게 되며, 광섬유 브래그 격자에서 코어간 결합이 그림 5에 나타나 있다.

그림 5에서 θ_1 은 광섬유 축을 따라 진행하는 LP₀₁ 모드의 각이며, θ_2 는 이 모드와 반대방향으로 진행하는 모드의 각을 나타낸다.

광섬유 격자의 경우, 전진파와 후진파가 포함되므로 식 (8)의 전계 E 는 아래의 형태로 표현된다.

$$E(r) = F(x, y) [A_f \exp(i\beta_g z) + A_b \exp(-i\beta_g z)] \tag{14}$$

반대방향으로 전파하는 두 전자파의 횡방향 변화

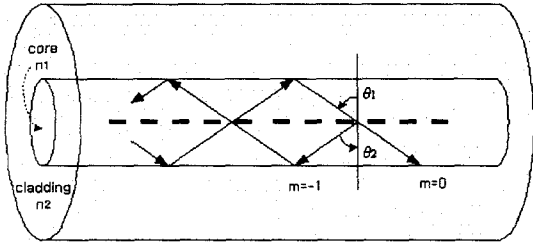


그림 5. 광섬유 브래그 격자에서 코어 모드간 결합

는 동일한 모드 분포(modal distribution) $F(x, y)$ 를 가지고, $\beta_g = m\pi/\Lambda$ 는 격자 파수를 나타내며, 여기서 m 은 정수이다.

식 (8)에 식 (14)를 대입함으로써 결합모드 방정식(coupled mode equation)은 다음 식과 같이 된다.

$$\frac{\partial A_f}{\partial z} = i[\beta(\omega) - \beta_g]A_f + ixA_b \quad (15-1)$$

$$\frac{\partial A_b}{\partial z} = -i(\beta(\omega) - \beta_0)A_b - ixA_f \quad (15-2)$$

여기서, 결합계수(coupling coefficient)는 다음 식과 같다.

$$x = \frac{k_0 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \sigma(z) |F(x, y)|^2 dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^2 dx dy} \quad (16)$$

일반적으로, 결합계수 x 는 광에 의해 형성된 굴절을 변화가 코어영역에서 균일하지 않을 때 발생하는 굴절을 포락선 분포 $\sigma(z)$ 를 포함한다.

표 1. 시뮬레이션을 위한 FBG 변수들

설계 변수	설계 값
코어 반경	2.625 μm
클래딩 반경	62.5 μm
코어 굴절율	1.458
클래딩 굴절율	1.45
비굴절율 차	0.0055
격자 길이	25 nm
격자 주기	0.5335 μm

III. 시뮬레이션 결과 및 고찰

이 절에서는 DWDM용 협대역 필터를 설계하기 위해 광섬유 브래그 격자의 설계조건을 표 1처럼 설정하였으며, 식 (17)을 이용하여 반사 스펙트럼을 고찰한다.

$$R = \left| \frac{ix \sin(qL)}{q \cos(qL) - i\delta\beta \sin(qL)} \right|^2 \quad (17)$$

여기서, $\delta\beta = \beta(\omega) - \beta_g$ 는 ω 에 대한 동조(detuning)이고, x 는 식 (16)으로부터 얻어지고, q 는 $q = \pm[(\delta\beta)^2 - x^2]^{1/2}$ 을 이용한다.

3-1 격자의 굴절률 포락선 분포가 균일한 경우

이 절에서는 그림 3(a)와 같이, 광섬유 코어 내 격자의 굴절률 포락선 분포가 균일한 경우에 대한 스펙트럼을 구하였다.

이를 위해 식 (17)을 dB의 값으로 아래 식과 같이 변형하여 시뮬레이션 하였으며, 그 결과가 그림 6에 나타나 있다.

그림 6의 시뮬레이션 결과에서 실선은 σ 가 1×10^{-3} , 점선은 7.5×10^{-4} , 일점쇄선은 5×10^{-4} 이다. 그림 6의 결과로부터 σ 가 1×10^{-3} 일 때 최대 반사스펙트럼은 1548.6~1550.7[nm], σ 가 7.5×10^{-4} 일 때 최대 반사스펙트럼은 1548.9~1550.4[nm]의 파장영역에

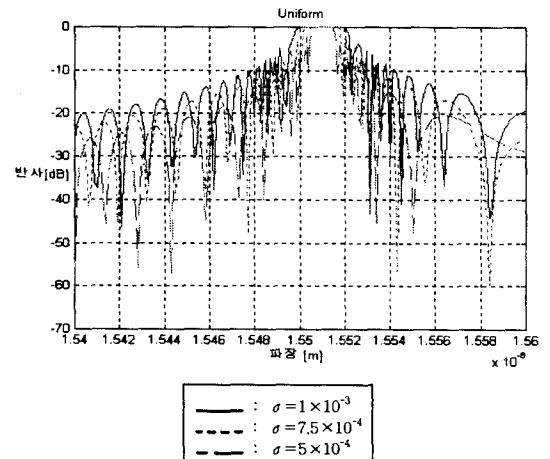


그림 6. 균일한 경우의 반사 스펙트럼

서, σ 가 5×10^{-4} 일 때 최대반사스펙트럼은 1549.2~1550.1[nm]의 파장영역에서 측정됨을 알 수 있다. 각각의 세 가지 결과들로부터 이 절에서 논의한 광섬유 브래그 격자는 DWDM용 협대역 필터로써는 부적합하고 사이드로브(sidelobe)도 높은 값을 가짐을 볼 수 있다.

그러나, 그림 6의 결과로부터 σ 값이 작을수록 좁은 반사 스펙트럼을 가질 수 있고 사이드로브도 낮은 값을 가짐을 알 수 있다.

3-2 격자의 굴절을 포락선 분포가 가우시안 apodized한 경우

이 절에서는 그림 3(b)와 같이 광섬유 코어내 격자의 굴절을 포락선 분포가 가우시안 apodized한 경우에 대한 스펙트럼을 시뮬레이션 하였다. 가우시안 apodized한 경우 격자에 형성된 굴절을 변화는 가우시안 파라미터 G 에 따른 시뮬레이션 결과가 그림 7, 8, 9에 나타나 있다.

그림 7의 시뮬레이션 결과는 $G=2$ 로 한 경우이다. 이 결과에서 실선은 σ 가 1×10^{-3} 을 나타내며, 1549.1~1550.2[nm]에서 최대 반사 스펙트럼을 갖는다. σ 1549.2~1550.1[nm]가 7.5×10^{-4} 일 때의 파장영역에서 최대 반사 스펙트럼이 측정되었고, σ 가 5×10^{-4} 일 때 최대 반사 스펙트럼 1549.4~1549.9

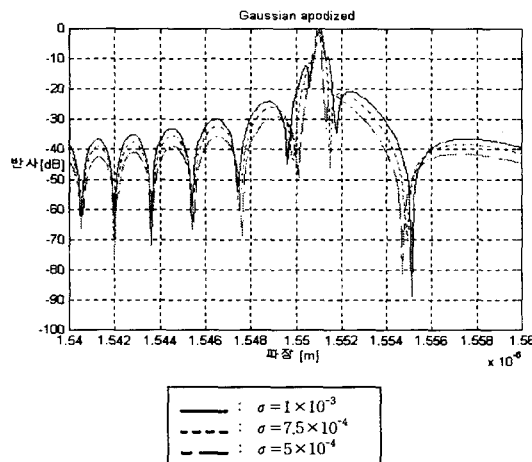


그림 7. $G=2$ 로 가우시안 apodized한 경우의 반사 스펙트럼

[nm]의 파장영역에서 측정되었다. 얻어진 결과들로부터 σ 가 작을수록 협대역 필터로써 적합해짐을 알 수 있다. 사이드로브도 그림 6의 균일한 형태보다 낮은 값을 가짐을 알 수 있다.

그림 8은 $G=5$ 로 apodized한 정도를 높인 경우로써 σ 가 1×10^{-3} 에서 최대반사스펙트럼은 1549.4~1549.9 [nm]의 파장영역에서 측정되었으며, σ 가 1549.5~1549.8[nm]가 7.5×10^{-4} 일 때의 파장영역에서 최대 반사 스펙트럼이 측정되었고 σ 가 5×10^{-4} 일 때는 최대 반사 스펙트럼 1549.6~1549.7 [nm]의

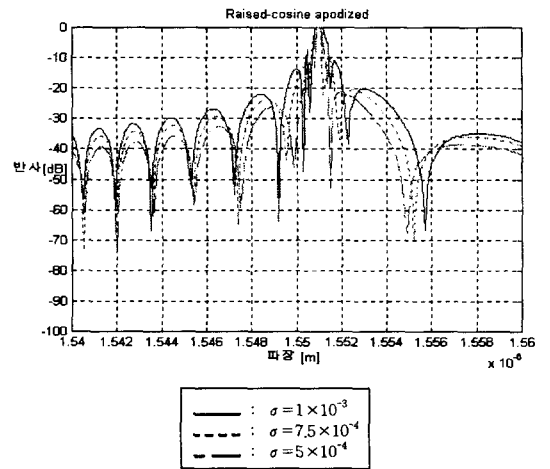


그림 8. $G=5$ 로 가우시안 apodized한 경우의 반사 스펙트럼

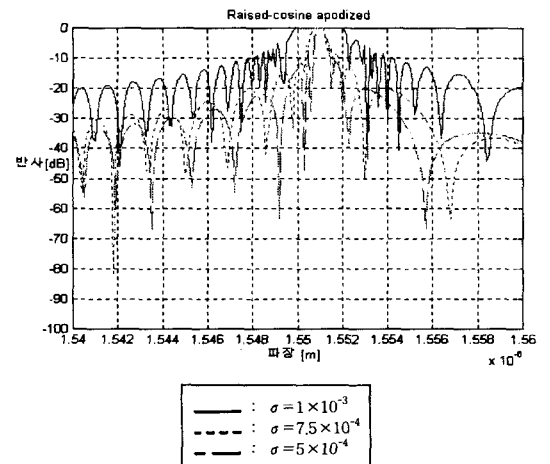


그림 9. $G=10$ 로 가우시안 apodized한 경우의 반사 스펙트럼

파장영역에서 측정되었다. 그림 8에서 보다 최대 반사 파장영역이 좁아지는 것을 알 수 있고, 사이드로브도 더 낮은 값을 가짐을 알 수 있다. 그림 9에서 특별히 σ 값을 5×10^{-4} , G 값을 10으로 설정하였을 경우 최대 반사 스펙트럼이 99.89%로 낮아짐을 알 수 있다.

G 값을 크게 하여 apodized한 정도를 높여 최대 반사대역을 좁히고 사이드로브의 값을 낮출 수 있지만, σ 값이 5×10^{-4} 이고 가우시안 파라미터인 G 값을 10 이상으로 하였을 경우는 최대 반사 스펙트럼이 100%에 도달하지 못하므로 G 값과 σ 값을 적절히 선택하여야 DWDM에 적합한 협대역 필터를 설계할 수 있음을 알 수 있다.

3-3 격자의 굴절을 포락선 분포가 상승-코사인 apodized한 경우

이 절에서는 그림 3(c)에 처럼 광섬유 코어 내 격자의 굴절을 포락선 분포가 상승-코사인 apodized한 경우에 대한 스펙트럼을 시뮬레이션 하였다. 이때 C 파라미터는 G 와 같은 값으로 C 값을 2, 5, 10 세 가지 경우에 대해 시뮬레이션 하였으며 그 결과가 그림 10, 11, 12에 나타나 있다.

그림 10은 $C=2$ 로 한 경우이다. 이때 σ 가 1×10^{-3} 이면 최대 반사 스펙트럼은 1549.2~1550.1[nm]의 파장영역에서 측정되고, σ 가 7.5×10^{-4} 일 때 최

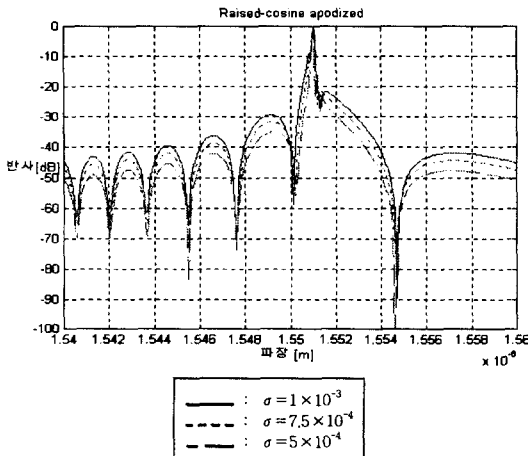


그림 10. $C=2$ 로 상승-코사인 apodized한 경우의 반사 스펙트럼

대 반사 스펙트럼은 1549.3~1550.0[nm]의 파장영역에서 측정되었다. σ 가 5×10^{-4} 일 때는 1549.4~1549.9[nm]의 파장영역에서 최대 반사 스펙트럼이 측정되었다. 그림 11에서도 σ 값이 커질수록 최대 반사 스펙트럼은 좁아지고 사이드로브도 낮은 값을 가짐을 알 수 있다. 그러나, 가우시안 파라미터 G 값이 5와 10일 때보다는 좋은 특성을 보이지 못했다. 그림 11은 $C=5$ 로 한 경우이다. σ 가 1×10^{-3} 일 때 최대 반사 스펙트럼은 1549.5~1549.8[nm]의 영역에서 측정되었고, 7.5×10^{-4} 인 1549.5~1549.7[nm]에서 측정되었으며, 5×10^{-4} 일 때는 최대 반사 스펙

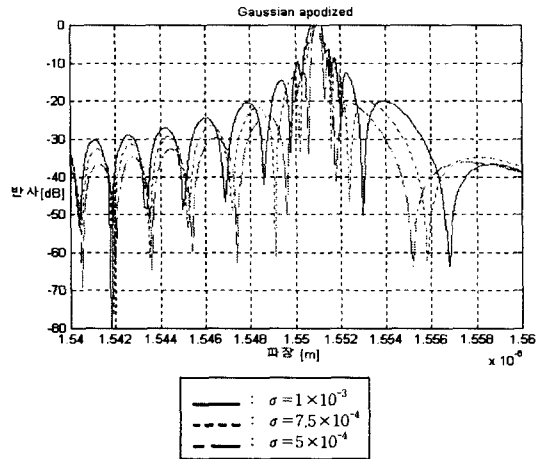


그림 11. $C=5$ 로 상승-코사인 apodized한 경우의 반사 스펙트럼

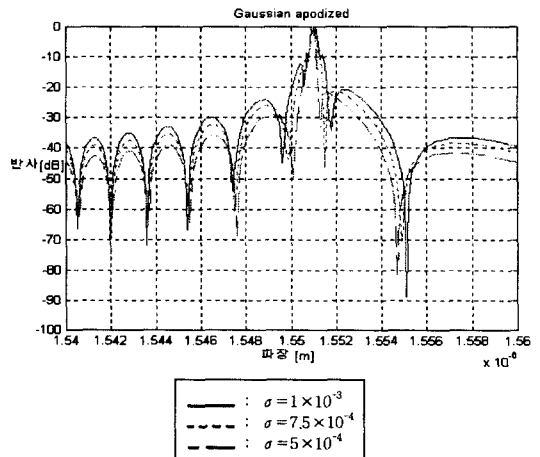


그림 12. $C=10$ 로 상승-코사인 apodized한 경우의 반사 스펙트럼

표 2. 굴절을 포락선 분포에 따른 최대 반사 스펙트럼 파장

굴절을 분포		σ		
		$1 \sim 10^{-3}$	$7.5 \sim 10^{-4}$	5×10^{-4}
Uniform		1548.6~1550.7[nm]	1548.9~1550.4[nm]	1549.2~1550.1[nm]
Guassina apodized	G=2	1549.1~1550.2[nm]	1549.2~1550.1[nm]	1549.4~1549.9[nm]
	G=5	1549.4~1549.9[nm]	1549.5~1549.8[nm]	1549.6~1549.7[nm]
	G=10	1549.6~1549.7[nm]	1549.6~1549.7[nm]	1549.6[nm]
Raised - cosine apodized	C=2	1549.2~1550.1[nm]	1549.3~1550.0[nm]	1549.4~1549.9[nm]
	C=5	1549.5~1549.8[nm]	1549.5~1549.7[nm]	1549.6~1549.7[nm]
	C=10	1549.6~1549.7[nm]	1549.6~1549.7[nm]	1549.6[nm]

트럼이 1549.6~1549.7[nm]에서 측정되었다. 이 경우는 가우시안 파라미터 G 값이 5일 때보다는 양호한 특성을 보이지만, G 값이 10일 때보다는 양호한 특성을 보이지 못했다.

그림 12에서 σ 가 5×10^{-4} 이고 C 가 10일 경우는 최대 반사 스펙트럼이 100%에 이르지 못하고 99.36%로 낮아짐을 알 수 있었으며, 이는 파라미터 C 를 적절히 선택하여 협대역 필터를 설계하여야 된다는 것을 보여준다.

표 2는 III장에서 시뮬레이션 결과로부터 최대 반사도를 갖는 대역을 표시한 것으로 표 안에 짙은 색으로 표시한 부분은 좁은 반사대역을 갖고 사이드 로브도 작기 때문에 DWDM용 필터 설계시 가장 양호한 부분으로 관찰되었다.

IV. 결 론

본 논문에서는 각기 형태가 다른 굴절을 포락선 분포를 갖는 광섬유 격자에 대해 반사 스펙트럼을 시뮬레이션 하여 고찰하였다. 여러 가지 σ 값과 파라미터 G 와 C 값을 변화시킴으로써 그림 7~12에서 보듯이 사용자가 원하는 형태의 필터를 제작할 수 있음을 알 수 있다. 먼저, 필터를 설계하려면 반사대역의 중심 파장을 알아야 하며, 인접 채널간 누화에 의한 잡음을 줄이고자 한다면 사이드 로브가 작은 반사 스펙트럼을 얻을 수 있어야 한다.

시뮬레이션 결과로부터 굴절을 포락선 분포가 균일한 격자에서 σ 값의 변화시 σ 값이 작을수록 반

사대역의 스펙트럼은 좁아지고 사이드 로브도 작아짐을 알 수 있었고, DWDM용 협대역 필터로 부적합함을 알 수 있다.

가우시안 형태의 함수를 갖는 격자에서 σ 값과 가우시안 윈도우 파라미터 G 값을 변화하여 반사 스펙트럼을 고찰한 결과 σ 값은 작을수록 G 값은 클수록 최대 반사 대역이 좁아지며 사이드 로브도 작아지는 장점을 가지므로, 이 방법은 DWDM용 협대역 필터를 설계하는데 적합하다고 사료된다.

굴절을 포락선 분포가 상승-코사인 apodized한 격자에서 σ 값과 C 파라미터를 변화하여 얻은 결과들은 가우시안 형태와는 크게 다른 점은 없으나 가우시안 형태보다는 좀더 낮은 사이드 로브를 얻을 수 있어 인접 채널간의 누화를 줄일 수 있음을 알 수 있었다.

그러나, 파라미터 G 와 C 는 10이상으로 설정하였을 경우 최대 반사 스펙트럼이 100%에 이르지 못하는 것을 알 수 있었다.

참 고 문 헌

- [1] D. L. Williams, S. T. Davey, R. Kashyap, J. R. Armitage, and B. J. Ainslie, "Direct observation of UV induced bleaching of 240nm absorption band in photosensitive germanosilicate glass fibers, *Electron. Lett.* vol. 28, pp. 369, 1992.
- [2] R. M. Atkins, Measurement of the ultraviolet

- absorption spectrum of optical fibers, *Opt. Lett.*, vol. 17, pp. 469, 1992
- [3] R. M. Atkins, and V. Mizrahi, "Observation of changes in UV absorption bands of singlemode germanosilicate core optical fibers on writing and thermally erasing refractive index gratings, *Electron. Lett.*, vol. 28, pp. 1743, 1992.
- [4] A. Yariv, *Optical Electronics in Modern Communications*, New York : Oxford University Press, Chap. 3, p. 95, 1997.
- [5] T. Erdogan, "Cladding-mode resonances in short- and long- period fiber gratings filters", *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 14, no. 8, August, 1997.
- [6] M. G. Moharam and T. K. Gaylord, "Diffraction analysis of dielectric surface-relief gratings", *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 72, pp. 1385-1392, 1982.
- [7] T. Erdogan, "Fiber Grating Spectra", *J. Lightwave Tech.*, vol. 15, no. 8, August, 1997.
- [8] 임종환, 이경식, "광섬유 격자소자를 이용한 현대역 투과 필터의 설계", 전자공학회논문지, 제 35권, D편, 제 8호, 1998.
- [9] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*. New York: Pergamon, 1987, sec. 8.6.1, eq. (8).

장 우 순



1992년: 호서대학교 전자공학과(공학사)

1994년: 중앙대학교 정보통신공학과(공학석사)

1999년~현재: 호서대학교 전자공학과(박사과정)

1997년 2월~2000년 2월: 신성대학, 동아방송대학, 호서대학교(겸임전임교수)

1992년 2월~2000년 2월: 무림정보산업(주) 네트워크 사업본부 실장

2000년 2월~현재: 호서대학교 부설 호서전산전문학교 정보통신학과 교수

[주 관심분야] 광파통신, 광인터넷 및 멀티미디어통신

정 진 호

1989년: 건국대학교 전자공학과(공학박사)

1988년~현재: 호서대학교 제1공학부(전기전자제어) 교수

[주 관심분야] 광파통신, Integrated Optics