



저작자표시-비영리-변경금지 2.0 대한민국

이용자는 아래의 조건을 따르는 경우에 한하여 자유롭게

- 이 저작물을 복제, 배포, 전송, 전시, 공연 및 방송할 수 있습니다.

다음과 같은 조건을 따라야 합니다:



저작자표시. 귀하는 원저작자를 표시하여야 합니다.



비영리. 귀하는 이 저작물을 영리 목적으로 이용할 수 없습니다.



변경금지. 귀하는 이 저작물을 개작, 변형 또는 가공할 수 없습니다.

- 귀하는, 이 저작물의 재이용이나 배포의 경우, 이 저작물에 적용된 이용허락조건을 명확하게 나타내어야 합니다.
- 저작권자로부터 별도의 허가를 받으면 이러한 조건들은 적용되지 않습니다.

저작권법에 따른 이용자의 권리는 위의 내용에 의하여 영향을 받지 않습니다.

이것은 [이용허락규약\(Legal Code\)](#)을 이해하기 쉽게 요약한 것입니다.

[Disclaimer](#)

2010년 2월
석사학위논문

이터븀이 첨가된 광섬유 레이저 제작과 특성에 관한 연구

조선대학교 대학원

광기술훈학과

김한글

이터븀이 첨가된 광섬유 레이저 제작과 특성에 관한 연구

Study of the characteristics and fabrication of a Yb-doped
fiber laser

2010年 2月 25日

조선대학교 대학원

광 기술 공 학 과

김 한 글

이터븀이 첨가된 광섬유 레이저 제작과 특성에 관한 연구

지도교수 김 현 수

이 논문을 공학석사학위신청 논문으로 제출함

2009年 10月

조선대학교 대학원

광 기 술 공 학 과

김 한 글

김 한 글의 석사학위 논문을 인준함

심사위원장 한국광기술원 선임연구원 한 수 욱 印

심 사 위 원 조선대학교 교수 김 현 수 印

심 사 위 원 조선대학교 교수 안 태 정 印

2009년 11월

조선대학교 대학원

목 차

ABSTRACT

제 1 장 서론	1
제 2 장 이론	3
제 1 절 광섬유에 첨가된 이터븀 이온	3
제 2 절 율 방정식	6
제 3 절 이론적 해석	9
제 4 절 광섬유 브래그 격자	15
제 3 장 실험 방법 및 결과	21
제 1 절 광섬유 용착 접속	21
제 2 절 해석 함수를 이용한 출력 예상	26
제 3 절 1064 nm 광섬유 브래그 격자 제작 및 레이저 구성	29
제 4 절 1070 nm 광섬유 브래그 격자를 이용한 레이저 출력 특성	36
제 4 장 결론	45
【참고문헌】	46

표 목 차

표 3.1 용착 접속 조건	22
표 3.2 각도 처리된 광섬유 용착 접속 손실과 수직 절단된 광섬유의 용착 접속 손실 비교	23
표 3.3 이터븀이 첨가된 광섬유 레이저에 대한 파라미터	26
표 3.4 광섬유 브래그 격자 파장	30
표 3.5 연결된 3개의 광섬유 브래그 격자	31

그림 목 차

그림 2.1 이터븀이 첨가된 germanosilicate host 에 대한 흡수 및 방출 단면	4
그림 2.1 이터븀 레이저의 에너지 준위	4
그림 2.3 이중클래딩 이터븀이 첨가된 광섬유의 개략도	7
그림 2.5 광섬유 브래그 격자의 회절원리	15
그림 2.6 광섬유 브래그 격자의 투과 및 반사 특성	17
그림 2.6 선형 처핑된 광섬유 격자의 구조	18
그림 2.8 위상 마스크를 사용한 광섬유 격자 제작	19
그림 3.1 각도 처리된 광섬유 용착 손실과 수직 절단된 광섬유의 용착 손실 비교 개략도	21
그림 3.5 펌프 파장 915 nm과 발진 파장 1070 nm에서 흡수와 방출단면적	26
그림 3.6 레이저 산란 손실에 따른 출력변화	26
그림 3.7 반사도에 따른 출력 변화	27
그림 3.8 광섬유 브래그 격자 제작 실험 개략도	28
그림 3.9 광섬유 브래그 격자 스펙트럼	30
그림 3.10 3개의 고반사율 브래그 격자 차례로 연결한 후 측정된 스펙트럼	31
그림 3.11 56% 광섬유 브래그 격자	31
그림 3.12 광섬유 레이저 시스템 개략도	32
그림 3.13 광섬유 레이저 출력	34
그림 3.14 광섬유 레이저 발진 파장 스펙트럼	34
그림 3.15 광섬유 레이저 시스템 개략도	35
그림 3.16 Liekki 사에서 제공한 광섬유 브래그 격자 반사율 스펙트럼	36
그림 3.17 이터븀이 첨가된 광섬유 레이저의 발진 파장	37
그림 3.18 광섬유 레이저 출력 특성	37
그림 3.20 구부림 직경에 따른 출력 파워	38
그림 3.21 감긴 직경 30 cm일 때, 빔 특성	39

그림 3.22 감긴 직경 20 cm일 때, 빔 특성	40
그림 3.23 감긴 직경 10 cm일 때, 빔 특성	40
그림 3.24 코어 정렬 접속 조건으로 용착 접속	41
그림 3.25 클래딩 정렬 접속 결과	41
그림 3.26 길이에 따른 출력 파워	42
그림 3.27 온도에 따른 출력 파워	43

ABSTRACT

Study of the characteristics and fabrication of the Yb-doped Fiber Laser

Hangeul Kim

Advisor : Prof. Hyun-Su Kim, Ph.D.

Department of Photonic Engineering,

Graduate School of Chosun University

We have demonstrated all fiber laser consisting of Yb-doped fiber, fiber Bragg grating mirrors, a fiber bundle combiner and a pigtailed laser diode. The used fiber bundle combiner have branches of 7 fibers coupled with the pump LD of 8 W. The double cladding fiber have a core diameter of 10 μm and a cladding diameter of 125 μm . The shape of the inner cladding was designed to be octagonal to improve a pumping efficiency. Two Bragg reflectors have the reflectance of >99% and 5%, respectively. To get the optimum conditions for lasing the fiber laser, we investigated numerically the dependence of the output power on reflectance of Bragg mirrors and fiber length. Under the condition of the splice loss of 0 lendB, the optimum fiber length was 9 m at 5%- and 99%-reflectance of the Bragg mirrors. So we constructed a Yb-doped fiber laser with the length of 9 m. The designed laser had the output power of 12 W at the pump power of 25 W. The slope efficiency was 49%. We investigated

the bending effects of the fiber laser. We found that the designed laser have the decrease of the output power when the bending diameter became to be less than 20 cm.

제 1 장 서론

레이저 분야는 Maiman의 루비를 이용한 첫 번째 레이저 실험이 있었던 1960년부터 시작하여 비교적 짧은 역사를 가진다[1]. 첫 번째 광섬유 레이저는 1961년 Snitzer에 의해서 개발되었다[2]. 그 후에, 벌크 유리에 니오븀(Nd)을 첨가한 광섬유 레이저가 뒤이어 개발되었다[3]. 그러나 이 실험 시 사용한 펌핑 방식인 측면 펌핑(side pumping)은 효율이 매우 낮은 단점 때문에, 이것은 Burrus와 Stone에 의해서 보완된 종 펌핑(longitudinal pumping)으로 개선되었다[4].

어븀(Erbium)이 첨가된 광섬유 레이저(erbium-doped fiber amplifier, EDFA)는 1987년 Payne과 그의 동료들에 의해서 발명되었다[5]. 저비용이며 신뢰성 높은 장거리 광통신(long haul optical communication)분야에서 상업화한 EDFA와 광섬유는 광통신 시스템에서 표준이 되었다. 그러나 고출력 레이저가 필요한 상황에서 고출력 파워세기는 광섬유에 손상을 입히기 때문에 어븀이 첨가된 광섬유 증폭기를 이용해 더 나은 작업을 할 수 없었다. 더 높은 출력파워를 가지는 광원을 위해 니오븀이 첨가된 광섬유 레이저(Nd-doped fiber laser, NDFL)와 이터븀이 첨가된 광섬유 레이저(Ytterbium-doped fiber lasers, YDFL)는 광섬유 레이저의 출력 파워를 높이기 위해 개발되었다[11].

이터븀이 첨가된 광섬유 레이저는 Etzel, Grandy와 Ginther에 의해서 보고되었다[6]. 이터븀이 첨가된 광섬유 레이저는 니오븀이 첨가된 광섬유 레이저가 더 많은 장점을 가진 덕분에 처음에는 주목을 끌지 못했다. Nd^{3+} 는 4 준위 펌핑 구조의 이점을 가지고 있어서 낮은 문턱 값에서 쉽게 발진 할 수 있었던 반면에 Yb^{3+} 는 준 3 준위 시스템 구조를 가져 문턱값이 높다. 하지만 이터븀은 큰 출력 파워와 높은 변환 효율이라는 장점이 있기 때문에 활성 매질로써 주목되고 있다[11].

이중 클래딩 대형 모드 면적 (LMA : Large Mode Area) 광섬유로 단일 모드에서 연속파 레이저 2 kW 이상의 초고휘도 출력 레이저가 보고되었다[20]. 일반 광섬유에 펌프광을 집속시키기 위해서는 단일모드 레이저 다이오드를 사용해야한다. 하지만 단일 모드 레이저 다이오드의 출력은 매우 낮기 때문에 효율 높은 광섬유 레이저를 제작하기에 어려움이 따른다. 그래서 고출력 다중 모드 레이저 다이오드를 적용하기 위해 이중 클래딩 광섬유가 개발되었다. 이중 클래딩 광섬유의 내부

클래딩에 펌프 광을 집속시키면 내부 클래딩 안에서 일어나는 전반사와 코어의 활성매질과의 상호작용으로 레이저를 발진시킬 수 있다[11].

광섬유 레이저의 소형화를 위해 광섬유 브래그 격자(Fiber Bragg Grating, FBG)를 이용해 공진기를 구성한다. 광섬유 브래그 격자는 광섬유에 주기적인 굴절률 변화를 일으켜 특정한 파장을 반사시키는 기술로써 광섬유 레이저 공진기 구성을 위해 많이 사용되고 있다.

광섬유 레이저는 이러한 기술들을 응용하여 기존 레이저에서 단점으로 지적되었던 부분들을 보완해가며 새로운 레이저 시장을 열고 있다. 광섬유 레이저는 활성매질인 광섬유를 감을 수 있어 소형 경량화가 가능하여 장비 도입 비용을 저렴하게 할 수 있고, 설치 장소 결정이 유연하며, 이동이 편하다는 장점을 가지고 있다. 또한 유지 보수가 불필요하여 뛰어난 장기 안정성을 가지고 있다. 고체 레이저는 열과 관련된 현상을 제거하기 위해 냉각 방법 등을 신중히 고려해야 하지만 광섬유 레이저는 냉각 방법을 공랭 방식을 사용함으로써 열 문제 해결로부터 자유로울 수 있다. 또한 광섬유 레이저는 활성매질인 코어에 희토류 이온을 첨가한다. 희토류 이온이 첨가된 실리카 유리 광섬유는 광대역의 광증폭이 가능하다. 마지막으로 광섬유 레이저에서 출사하는 레이저의 NA가 작기 때문에 집광 직경을 작게하는 것이 쉽다. 그러므로 고출력 밀도화와 고분해능의 가공이 가능하다.

이 논문에서는 광섬유 레이저에 응용되는 기술을 이용하여 레이저를 구성하였다. 이터븀이 첨가된 광섬유에 대해서 설명하고, 이터븀이 첨가된 광섬유의 이론적 해석과 광섬유 이론에 대해서 설명하였다. 실험에 앞서, 이론적 해석을 통한 길이에 따른 광섬유 레이저 출력 특성과 반사도에 따른 출력 특성을 조사하였고, 1064 nm 광섬유 브래그 격자를 제작하여 특성을 알아보았다. 제작된 광섬유 브래그 격자를 이용하여 광섬유 레이저 구성한 후 출력 특성을 알아보았다. 손실 없는 고반사율 광섬유 브래그 격자를 제작할 수 없었기 때문에 구매한 광섬유 브래그 격자를 이용하여 레이저를 구성하였다. 레이저 출력 특성 및 발진 파장 특성과 감긴 직경에 따른 효율 변화를 연구하였으며, 길이와 온도에 따른 출력 특성도 연구하였다.

제 2 장 이론

제 1 절 광섬유에 첨가된 이터븀 이온

니오뎀과 이터븀 모두는 고출력 광섬유 레이저의 알맞은 첨가 물질이다. 니오뎀은 좋은 흡수율을 얻기 위해 808 nm 파장을 가지는 광원을 사용하고, 반면에 이터븀은 975 nm 파장을 가지는 광원을 사용할 수 있다. 이 물질 모두 약간 다른 에너지 전달 역학을 가지고 1060 nm 주변에서 방출된다. 니오뎀은 4 준위 시스템으로 1060 nm 영역에서 작동하고, 이것은 상대적으로 낮은 레이저 문턱값을 갖는다. 이터븀은 준 3준위 시스템으로 1060 nm에서 작동한다. 이터븀의 에너지 레벨 구조와 재흡수 효과는 상대적으로 높은 문턱 펌프파워를 만든다. 그러나 이터븀은 니오뎀이 가지고 있는 self-quenching effect가 없고, 더 높은 이온 농도를 가질 수 있다 [11]. 게다가 이터븀은 작은 양자 결함(small quantum defects) 때문에 더 좋은 효율을 가질 수 있다. 이러한 모든 장점들은 광섬유 레이저 시스템의 첨가 물질로서 이터븀이 니오뎀보다 더 매력적인 물질이다[11].

광섬유 레이저의 더 나은 예측을 위해, 활성매질(active medium)의 스펙트럼 특성은 이해할 필요가 있다. 희토류 이온이 첨가된 광섬유는 활성매질로 사용한다. Yb^{3+} 는 상대적으로 975 nm에서 좁은 흡수 밴드폭을 갖고, 1 μm 영역에서 넓은 방출 밴드폭을 갖는다. 이온은 상대적으로 긴 준안정 수명(meta-stable lifetime)과 높은 양자 효율을 가지고 있다[11].

에너지 레벨 그림은 높은 양자 효율과 큰 출력 파워가 왜 Yb^{3+} 를 이용해서 얻을 수 있는지를 보여준다. Yb^{3+} 의 에너지 레벨 그림은 두 개의 manifold로 구성된다 : 그라운드 에너지의 manifold는 $^2\text{F}_{7/2}$ 이고 여기 에너지 manifold는 $^2\text{F}_{5/2}$ 이다. Stark effect는 3개의 준위로 쪼개진 여기 manifold를 만들고, 아래 4개 레벨로 그라운드 manifold로 쪼개진다. 그림 2.1에서 볼 수 있듯이, 펌프 또는 레이저 파장이 여기 상태 흡수(excited state absorption, ESA)가 없다고 볼 수 있다. 게다가 그라운드 manifold와 여기 manifold 사이의 큰 에너지 차이 때문에 여기 manifold에서 다광자 방출 가능성이 있다. 이와 같이 실리카의 이터븀에서는 소멸 집중(concentration quenching)거의 일어나지 않는다[11].

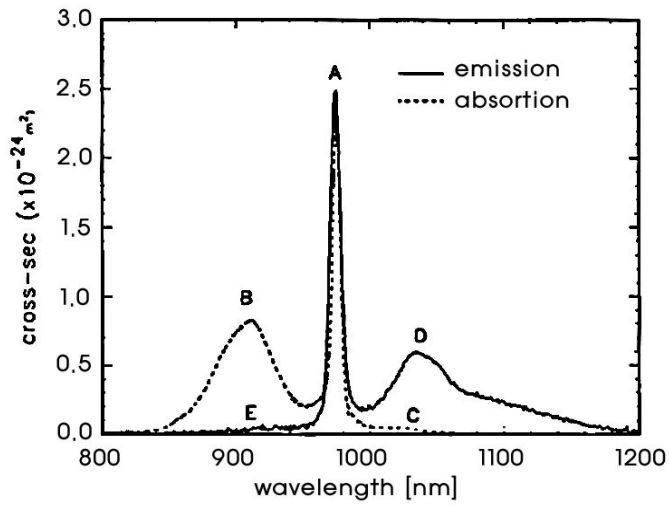


그림 2.1 이터븀이 첨가된 germanosilicate host 에 대한 흡수 및 방출 단면[8].

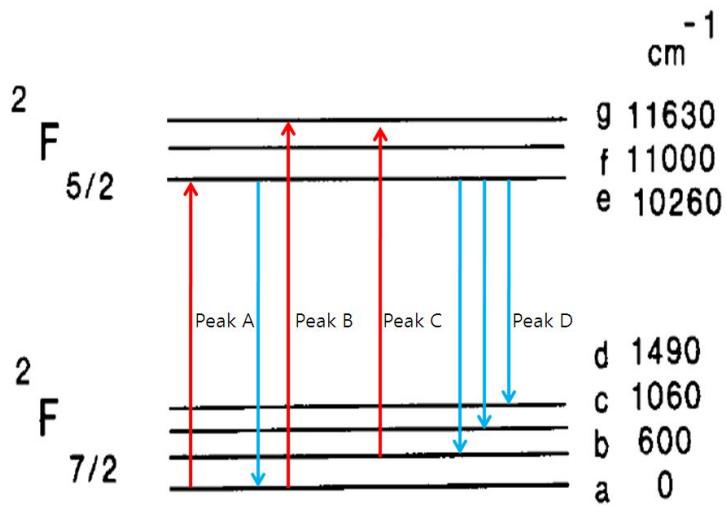


그림 2.1 이터븀 레이저의 에너지 준위.[8]

Yb^{3+} 의 넓은 흡수 스펙트럼은 펌프 광원 구성하기가 쉽다. silica host에서 펌프 파장은 800 nm에서 1060 nm까지 넓게 뻗어 있다. 이 범위 내에서 펌프 파장을 선택함으로써 특정 응용 실험에 사용할 수 있다. 레이저 방출 파장은 광섬유 브래그 격자와 같은 파장 조절 기술을 사용함으로써 970 nm에서 1200 nm까지 넓힐 수 있다[10]. 에너지 레벨 그림에서 흡수와 방출 라인이 겹칠 수도 있다. 그림 2.2에서 보면, Peak A는 975 nm 파장으로 그라운드 상태와 여기 상태의 버금 준위들 중 가장 낮은 준위들 간의 전이에 해당한다. Peak B는 보다 짧은 파장에서 흡수로 기저상태 준위 a에서 들뜬 상태 준위 f와 g로 전이에 해당한다. Peak C는 흡수단면적 스펙트럼의 장파장 영역으로 b 준위로부터 전이에 해당한다. 이 준위는 상온에서 약 6%의 열적 밀도 분포를 가지기 때문에 흡수단면적이 매우 작다. 그러나 약한 흡수도에도 불구하고 중요한 역할을 한다. 첫째, 1064 nm 나 1074 nm 파장을 이용한 펌프 수단이고, 둘째는 방출 스펙트럼의 우묵한 지점에 해당하는 파장에서의 레이저 발진시 발진 임계값에 심각한 영향을 미치는 재흡수 손실의 원인이 된다. 975 nm 에서의 레이저 발진은 순수한 3준위 특성을 나타낸다. Peak D는 e 준위에서 b, c, d 준위로의 전이로서 1200 nm까지 넓은 대역의 발진을 가능하게 한다. 이러한 준위들 간의 전이에 의한 레이저 발진은 4준위 레이저에 해당한다.

일반적으로 특정 파장의 레이저 동작이 요구되는 경우 이러한 넓은 흡수 스펙트럼은 이터븀 첨가 광섬유 레이저의 펌프 광원의 파장 다양성(800 ~ 1060 nm)을 나타내고 있기에 유리하다. 그러나 이러한 펌프 광원의 다양성보다 먼저 고려할 점이 몇 가지 있다. 첫째 펌프광보다 긴 파장의 레이저 동작이 가능하다는 점이고, 둘째는 975 nm에서의 펌핑은 가장 큰 흡수단면적을 가지며 따라서 단일 주파수 레이저와 같이 가장 짧은 광섬유 길이를 요구하는 경우에 특별히 적합하다는 점이며, 또한 이 경우 ASE(amplified spontaneous emission) 효과를 고려해야 한다.

제 2 절 을 방정식

강한 펌프 파워를 가지는 레이저 다이오드와 분산된 브래그 반사경(distributed Bragg reflector, DBR)으로 구성된 이터븀이 첨가된 고출력 광섬유 레이저는 좁은 스펙트럼을 가진다. 이터븀 이온은 준 3 준위 시스템으로써, 펌프 파워에 영향을

출 수 있는 여기 상태 흡수 (Excited state absorption, ESA)를 피할 수 있다. 강한 펌핑 조건은 이득 물질을 충분히 포화시키고, 자발 방출을 억제할 만큼 강해야 한다고 가정한다. 그리고 펌프광과 발진되는 레이저 모두에서 산란 손실(scattering loss)가 있다고 고려한다. 연속파 레이저 steady-state rate 방정식은 다음과 같다 [12].

$$\frac{N_2(z)}{N} = \frac{\frac{(P_p^+(z) + P_p^-(z))\sigma_{ap}\Gamma_p}{h\nu_p A} + \frac{\Gamma_s\sigma - as(P_s^+(z) + P_s^-(z))}{h\nu_s A}}{\frac{(P_p^+(z) + P_p^-(z))(\sigma_{ap} + \sigma_{ep})\Gamma_p}{h\nu_p A} + \frac{1}{\tau} + \frac{\Gamma_s(\sigma_{es} + \sigma_{as})(P_s^+(z) + P_s^-(z))}{h\nu_s A}} \quad (2.1)$$

$$\pm \frac{dP_p^\pm(z)}{dz} = -\Gamma_p [\sigma_{ap}N - (\sigma_{ap} + \sigma_{ep})N_2(z)]P_p^\pm(z) - \alpha_p P_p^\pm(z) \quad (2.2)$$

$$\pm \frac{dP_s^\pm(z)}{dz} = \Gamma_s [(\sigma_{es} + \sigma_{as})N_2(z) - \sigma_{as}N]P_s^\pm(z) - \alpha_s P_s^\pm(z). \quad (2.3)$$

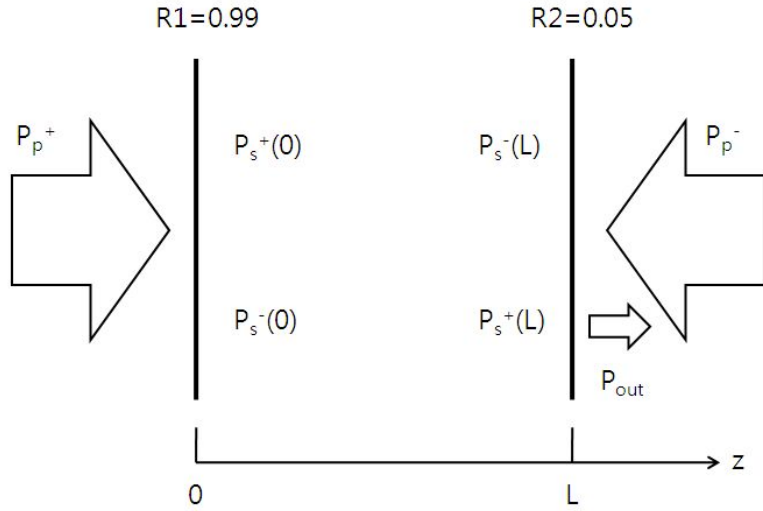


그림 2.3 이중클래딩 이터븀이 첨가된 광섬유의 개략도

식 (2.1)은 광섬유 길이의 위치 z 에서 앞 방향 펌프 파워와 뒷 방향 펌프 파워 $P_p^+(z)$, $P_p^-(z)$, 앞 방향으로 진행하는 레이저 파워와 뒷 방향으로 진행하는 레이저 파워 $P_s^+(z)$, $P_s^-(z)$ 가 어떻게 변하는지를 보여주는 식이다. 식 (2.2)와 식 (2.3)은 상위 준위 이터븀 밀도와 앞 방향, 뒷 방향 펌프 파워, 레이저 파워의 관계를 나타낸다. 여기서 N 은 광섬유 코어에 면적 A 에 따르는 이터븀 이온의 첨가된 양(dopant concentration)이고, $N_2(z)$ 는 광섬유 위치에 따른 상위 준위에서의 이온의 양이다; Γ_p , Γ_s 는 파워 채움인자(filling factors)이다. Γ_p 는 활성 코어에서 실제로 결합되는 펌프 파워의 양이다. Γ_p 는 내부 클래딩 모양이 D자 형태나 직사각형 모양과 같이 원형이 아닐 때, 내부 클래딩의 면적과 코어 면적의 비율로 표현할 수 있다[13, 14]. Γ_s 는 코어에서 레이저 파워가 채워진 정도를 나타낸다. σ_{ep} 와 σ_{ap} 는 펌프 파워의 방출과 흡수 단면적이고 σ_{es} 와 σ_{as} 는 레이저의 방출과 흡수 단면적이다. ν_p 는 펌프의 주파수, ν_s 는 레이저의 주파수이다. 그리고 τ 는 자발 방출 수명이다. h 는 플랑크 상수, α_p 와 α_s 는 위치에 따라서 불변이며, 펌프와 레이저 산란 손실을 나타낸다.

제 3 절 이론적 해석

이중 클래딩 광섬유 레이저는 공진기 내의 높은 펌프 파워로 인해서 $N_2(z) \ll N$ 과 $\sigma_{as} \ll \sigma_{es}$ [12] 이러한 특징을 갖는다. 이러한 특징은 광섬유 레이저의 해석적 근사를 하는데 있어 유용하다[15].

식 (2.2)에서, 앞 방향 펌프 파워와 뒷 방향 펌프파워를 계산하기 위해 근사적으로 적분하고, $N_2(z)$ 는 $N_2(z) \ll N$ 이기 때문에 무시한다[15].

$$P_p^+(z) = P_p^+(0) \exp[-(\Gamma_p \sigma_{ap} N + \alpha_p)z], \quad (2.4)$$

$$P_p^-(z) = P_p^-(L) \exp[(\Gamma_p \sigma_{ap} N + \alpha_p)(z - L)]. \quad (2.5)$$

$P_s^+(z)P_s^-(z)$ 는 경계 조건으로 인하여 반사율 R_1 과 R_2 와 관계가 있다[15].

$$P_s^+(0) = R_1 P_s^-(0), \quad (2.6)$$

$$P_s^-(L) = R_2 P_s^+(L). \quad (2.7)$$

식 (2.3)으로부터, 우리는 다음과 같이 변환 조건(conservation condition)을 찾을 수 있다.

$$P_s^+(z)P_s^-(z) = P_s^+(L)P_s^-(L) = P_s^+(0)P_s^-(0). \quad (2.8)$$

광섬유 레이저의 이득은 식 (2.3)에서 유도될 수 있다.

$$G_s(z) = \int_0^z \frac{dP_s^+(z)}{P_s^+(z)} = (\sigma_{as} + \sigma_{es})\Gamma_s \int_0^z N_2(z)dz - (\sigma_{as}\Gamma_s N + \alpha_s)z. \quad (2.9)$$

식 (2.1)은 다시 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\frac{N_2(z)}{N} = \frac{\frac{P_p^+(z)+P_p^-(z)}{P_{p,sat}} \cdot \frac{\sigma_{ap}}{\sigma_{ap}+\sigma_{ep}} + \frac{P_s^+(z)+P_s^-(z)}{P_{s,sat}} \cdot \frac{\sigma_{as}}{\sigma_{as}+\sigma_{es}}}{\frac{P_p^+(z)+P_p^-(z)}{P_{p,sat}} + 1 + \frac{P_s^+(z)+P_s^-(z)}{P_{s,sat}}}, \quad (2.10)$$

여기서

$$P_{p,sat} = \frac{h\nu_p A}{\Gamma_p(\sigma_{ep} + \sigma_{ap})\tau}, \quad (2.11 \text{ a})$$

$$P_{s,sat} = \frac{h\nu_s A}{\Gamma_s(\sigma_{es} + \sigma_{as})\tau}. \quad (2.11 \text{ b})$$

식 (2.10)에서 우리는 다음을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} & \frac{P_s^+(z)+P_s^-(z)}{P_{s,sat}} \cdot \frac{N_2(z)(\sigma_{as} + \sigma_{es}) - N\sigma_{as}}{N(\sigma_{as} + \sigma_{es})} \\ &= -\frac{N_2(z)}{N} + \frac{P_p^+(z)+P_p^-(z)}{P_{p,sat}} \cdot \frac{N\sigma_{ap} - N_2(z)(\sigma_{ap} + \sigma_{ep})}{N(\sigma_{ap} + \sigma_{ep})}. \end{aligned} \quad (2.12)$$

우리는 식 (2.12) 왼쪽 식이 $N_2(z)$ 에서 레이저 효과 인자(laser effect factor)를 나타내고, 오른쪽에서 두 번째 식은 $N_2(z)$ 의 펌프빔에 대한 것을 나타낸다. $N_2(z) \ll N$ 과 $\sigma_{as} \ll \sigma_{es}$ 특징으로부터 우리는 오른쪽의 첫 번째 식, $N_2(z)/N$ 가 다른 항과 비교해 아주 작은 값을 가지며, 다른 항에 비해 변화율도 아주 작음을 알았다. 그래서 오른쪽 첫 번째 $N_2(z)/N$ 을 상수로 놓고 풀어도 식 (2.12)에 큰 영향이 없을 것이다. 식 (2.1), 식 (2.2), 식 (2.3)은 이와 같은 근사로 증명한다. 식 (2.12)의 오른쪽 첫 번째 항을 상수로 만들면, 식 (2.12)는 다음과 같이 쓸 수 있다[15].

$$\begin{aligned} & \frac{P_s^+(z) + P_s^-(z)}{P_{s,sat}} \cdot \frac{N_2(z)(\sigma_{as} + \sigma_{es}) - N\sigma_{as}}{N(\sigma_{as} + \sigma_{es})} = \\ & -\frac{K}{N} + \frac{P_p^+(z) + P_p^-(z)}{P_{p,sat}} \cdot \frac{N\sigma_{ap} - N_2(z)(\sigma_{ap} + \sigma_{ep})}{N(\sigma_{ap} + \sigma_{ep})}, \end{aligned} \quad (2.13)$$

여기서 K 는 상수이다. 우리는 $N_2(z)$ 를 평균화해서 K 값을 구할 수 있었다. 광섬유 선형 공진기 레이저 발생에 대해, 일정하게 발생시키는 조건은 다음과 같고,

$$R_1 R_2 \exp[2G_s(L)] = 1. \quad (2.14)$$

식 (2.9)와 식 (2.14)로부터 우리는 다음 식을 얻을 수 있다.

$$\int_0^L N_2(z) dz = \frac{\ln\left(\frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}}\right) + (\sigma_{as} \Gamma_s N + \alpha_s) L}{(\sigma_{es} + \sigma_{as}) \Gamma_s} \quad (2.15)$$

그러므로 우리는 다음을 가진다.

$$K = \frac{\ln\left(\frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}}\right) \frac{1}{L} + (\sigma_{as} \Gamma_s N + \alpha_s)}{(\sigma_{es} + \sigma_{as}) \Gamma_s}. \quad (2.16)$$

식 (2.2), 식 (2.3)과 식 (2.13)으로부터 우리는 다음 식을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} & \frac{\tau}{h\nu_s A} \left[\frac{dP_s^+(z)}{dz} - \frac{dP_s^-(z)}{dz} + \alpha_s [P_s^+(z) + P_s^-(z)] \right] \\ & + \frac{\tau}{h\nu_p A} \left[\frac{dP_p^+(z)}{dz} - \frac{dP_p^-(z)}{dz} + \alpha_p [P_p^+(z) + P_p^-(z)] \right] + K = 0. \end{aligned} \quad (2.17)$$

식 (2.17)은 $\alpha_s=0$ 일 때, 분석적으로 적분할 수 있다. 식 (2.6), 식 (2.7), 식 (2.8)을 결합함으로써 우리는 식 (2.17)을 적분하고 다음 식을 얻는다.

$$P_s^+(z)^2 + [P_s^-(0)(1 - R_1) + \frac{\nu_s}{\nu_p} [P_p^+(0)\exp(-\alpha z) + P_p^-(L)\exp(-\alpha z)]] \times \exp(1 - \frac{\alpha_p}{\alpha}) [1 - \exp(\alpha z)] + \frac{h\nu_s A}{\tau} Kz] P_s^+(z) - R_1 P_s^-(0)^2 = 0, \quad (2.18)$$

여기서

$$\alpha \equiv \Gamma_p \sigma_{ap} N + \alpha_p. \quad (2.19)$$

더 간소화하기 위해 우리는 다음을 B 로 정의했다.

$$B = P_s^-(0)(1 - R_1) + \frac{\nu_s}{\nu_p} [P_p^+(0)\exp(-\alpha z) + P_p^-(L)\exp(-\alpha L)] (1 - \frac{\alpha_p}{\alpha}) (1 - \exp(\alpha z)) + \frac{h\nu_s A}{\tau} Kz. \quad (2.20)$$

식 (2.20)을 풀면 두 개의 근의 값을 구할 수 있다.

$$P_s^+(z) = \frac{-B \pm \sqrt{B^2 + 4R_1 P_s^-(0)^2}}{2}. \quad (2.21)$$

여기서 음의 근의 값은 맞지 않으므로 음의 근의 값을 없이 다음과 같이 쓴다.

$$P_s^+(z) = \frac{-B + \sqrt{B^2 + 4R_1 P_s^-(0)^2}}{2}. \quad (2.22)$$

여기서 음의 근의 절대 값은 $P_s^+(z)P_s^-(z) = R_1 P_s^-(0)^2$ 과 같기 때문에 뒤쪽 펌핑 파워 $P_s^-(z)$ 와 같다.

$$P_s^-(z) = \frac{B + \sqrt{B^2 + 4R_1 P_s^-(0)^2}}{2}. \quad (2.23)$$

식(2.6)-(2.8)과 (2.22)로부터 우리는 다음 식을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} P_s^+(L) &= \frac{\sqrt{R_1} \cdot P_{s,sat}}{(1-R_1)\sqrt{R_2} + (1-R_2)\sqrt{R_1}} \\ &\times \left[\frac{\nu_s}{\nu_p} \left(1 - \frac{\alpha_p}{\alpha}\right) [1 - \exp(-\alpha z)] \frac{P_p^+(0) + P_p^-(L)}{P_{s,sat}} - (NT_s \sigma_{as} + \alpha_p)L - \ln\left(\frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}}\right) \right], \end{aligned} \quad (2.24)$$

$$\begin{aligned} P_s^-(0) &= \frac{\sqrt{R_2} \cdot P_{s,sat}}{(1-R_1)\sqrt{R_2} + (1-R_2)\sqrt{R_1}} \\ &\times \left[\frac{\nu_s}{\nu_p} \left(1 - \frac{\alpha_p}{\alpha}\right) [1 - \exp(-\alpha z)] \frac{P_p^+(0) + P_p^-(L)}{P_{s,sat}} - (NT_s \sigma_{as} + \alpha_p)L - \ln\left(\frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}}\right) \right] \end{aligned} \quad (2.25)$$

출력 파워 P_{out} 은 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$P_{out} = (1-R_2)P_s^+(L). \quad (2.26)$$

식 (2.22)와 식 (2.23)은 펌프 빛의 산란 손실($\alpha_p \neq 0$)이 있고, 레이저 산란 손실($\alpha_s = 0$)이 없을 때, 전체 광섬유에 분포되어 있는 레이저 파워의 해석함수이다. $P_p^-(L)=0$ 일 때, 식 (2.22)와 식 (2.23)은 앞쪽 펌핑이고, $P_p^+(0)=0$ 일 때, 뒤쪽 펌핑이다. 레이저 산란 손실은 실제 레이저 시스템에서 무시될 수 없기 때문에 우리는 해석 함수에 레이저 산란 손실 효과를 고려했다. 식 (2.17)에서, 우리는 식 (2.18)과 비슷한 2차 방정식을 얻을 수 있었다. 함수의 변수(variable)가 펌프와 레이저 산란 손실을 가지는 분산된 앞쪽 펌핑 레이저 파워를 나타내는 $P_{ss}^+(z)$ 라는 점이 차이점이고, B 는 B_s 로 나타낸다.

$$B_s = P_s^-(0)(1 - R_1) + \frac{\nu_s}{\nu_p} [P_p^+(0)\exp(-\alpha z) + P_p^-(L)\exp(-\alpha L)] \left(1 - \frac{\alpha_p}{\alpha}\right) (1 - \exp(\alpha z)) + \frac{h\nu_s A}{\tau} Kz + A_s(z), \quad (2.27)$$

$$A_s(z) = \int_0^z \Delta P(z) dz = \frac{\alpha_s}{2} B \sqrt{B^2 + 4R_1 P_s^-(0)^2} + 2\alpha_s R_1 P_s^-(0)^2 \ln [B + \sqrt{B^2 + 4R_1 P_s^-(0)^2}] - \frac{\alpha_s}{2} P_s^-(0)^2 (1 - R_1^2) - 2\alpha_s R_1 P_s^-(0)^2 \ln [2P_s^-(0)] \quad (2.28)$$

여기서 $\Delta P(z)$ 는 분산된 레이저 파워 밀도이다.

$$\Delta P(z) = \alpha_s [P_{ss}^+(z) + P_{ss}^-(z)] \cong \alpha_s [P_s^+(z) + P_s^-(z)] = \alpha_s \sqrt{B^2 + 4R_1 P_s^-(0)^2}. \quad (2.29)$$

레이저 출력 반사경의 반사계수와 레이저 산란 손실이 아주 작기 때문에 산란 손실은 광섬유를 따른 레이저 출력에 영향을 주지않는다. 식 (2.29)에서 근사값은 타당하고, 근사적 해석 결과는 수학적으로 산출한 결과와 일치하였다[15].

이와같이 펌프 빛과 레이저 산란 손실을 가지는 광섬유를 따른 분산된 레이저 파워는 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$P_{ss}^+(z) = \frac{-[B + A_s(z)] - \sqrt{[B + A_s(z)]^2 + 4R_1 P_s^-(0)^2}}{2}, \quad (2.30)$$

$$P_{ss}^-(z) = \frac{[B + A_s(z)] - \sqrt{[B + A_s(z)]^2 + 4R_1 P_s^-(0)^2}}{2}. \quad (2.31)$$

식 (2.30)과 식 (2.31)은 강하게 펌핑된 이터븀이 첨가된 이중 클래딩 광섬유 레이저에서 펌프와 레이저 산란 손실이 무시되는 것 없이 전체 광섬유를 따른 분산된 레이저의 근사 해석 함수이다[15].

제 4 절 광섬유 브라그 격자

가. 광섬유의 광민감성

광섬유에 굴절률의 변화 패턴인 격자를 새길 수 있다는 것을 발견한 것은 1978년 Hill 등의 의해서였다[16]. 현재 이용되는 대부분의 광섬유 격자는 게르마늄이 높게 도핑된 광섬유에 자외선(ultraviolet: UV) 빛을 쬐여 굴절률을 변화시켜 얻는다[17].

광섬유의 코어에 게르마늄이 첨가되면, 게르마늄 원자의 결합으로 흡수파장이 변한다. 광섬유의 광민감성을 설명하는 또 하나의 이론을 예로 들면, 광섬유가 빛을 흡수함으로써 생기는 스트레스의 변화가 굴절률 변화를 유도한다는 것이다. 이것을 광섬유에 자외선을 쬐여주면 광섬유의 코어에서 흡수된 자외선이 광섬유의 결합이나 분자구조를 붕괴시킴으로써 광섬유를 압축할 수 있기 때문에 굴절률이 변화한다는 것이다. 광섬유의 밀도와 굴절률 사이에는 선형적으로 비례하는 관계가 있기 때문에 그에 따라 굴절률도 증가하게 된다[18].

나. 광섬유 브래그 격자

광섬유 브래그 격자는 격자 주기 Λ 가 충분히 작아서 ($< 1 \mu\text{m}$, 약 500 nm) 어느 한 쪽 방향으로 진행하는 빛을 그 진행 방향의 반대쪽으로 회절(혹은 반사)시키는 작용을 하는 것이다. 그림 2.5는 이러한 광섬유 브래그 격자의 회절 원리를 설명한 것이다. 평면 격자에 경사지게 입사하여 회절하는 빛을 생각할 때, 그 격자의 주기가 Λ 이면 입사된 빛의 전파상수 k_1 과 회절된 빛의 전파상수 k_2 사이에는 다음과 같은 관계가 있다[18].

$$k_2 = k_1 + m \frac{2\pi}{\Lambda}. \quad (2.32)$$

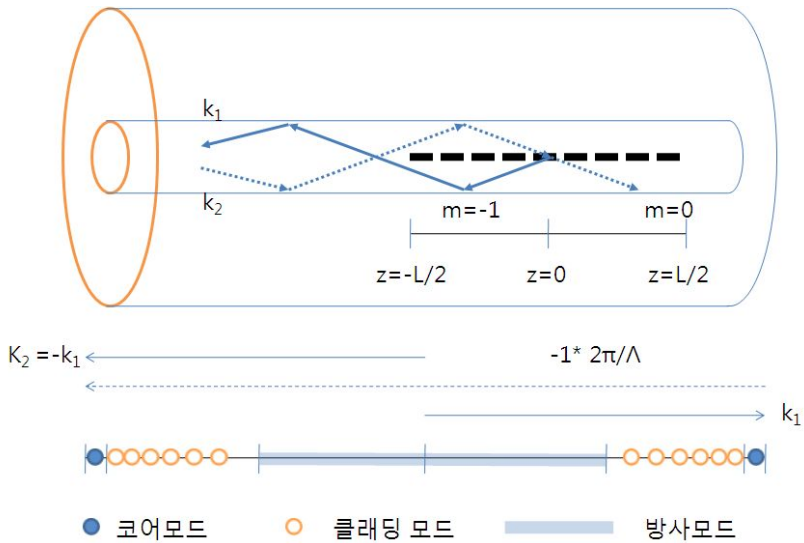


그림 2.5 광섬유 브래그 격자의 회절원리

여기서 m 은 정수값을 갖는데, 특히 단일 모드 광섬유 내의 브라그 격자에서는 $m=-1$ 일 때 가장 지배적인 회절이 일어나게 되며, 이것이 브라그 반사이다. 즉, 앞으로 진행하던 코어 모드로부터 뒤로 진행하는 코어 모드로 결합이 일어나게 된다. 이는 물질적으로 다음과 같이 생각할 수 있다. 앞으로 진행하던 빛이 부분적으로 각 굴절률 변화 부위에서 반사되는데, 이것이 특정 조건을 만족시키는 파장에 대해서만 반대 방향으로 상보적으로 합쳐져 반사파를 만들어 내게 되고, 그렇지 않은 파장 성분에 대해서는 반사되는 위상들이 종합적으로 상쇄 된다. 따라서 빛은 반사되지 못하고 앞으로 진행한다[18].

위에서 특정 조건이라고 한 것은 식 (2.32)에서 $m=-1$ 인 것을 뜻하는데, 결합하는 두 모드는 단일 모드 광섬유에서 앞으로 진행하는 코어 모드와 뒤로 진행하는 코어 모드이므로, $k_2=-k_1$ 이고 k_1 의 크기 k 는

$$k = \frac{2\pi n_{eff}}{\lambda}, \quad (2.33)$$

이므로(λ 는 진공에서의 파장, n_{eff} 는 코어 모드의 유효 굴절률, 식 (2.32)는 다음과 같이 표기 된다.

$$\lambda_B = 2n_{eff}\Lambda. \quad (2.34)$$

위에서 λ_B 를 브라그 파장이라고 한다. 여기서 λ 에는 브라그 파장을 의미하는 아래 첨자 B 을 붙였다. 그림 2.5에서는 광섬유의 코어의 중심에만 평면적으로 굴절률 패턴이 있는 것처럼 표시되었으나 이는 수식에 이해를 돕기 위한 것이고, 실제로는 코어 내에서 그 단면 방향으로 거의 균일하게 굴절률 변화가 나타난다[18].

이상에서 설명한 바와 같이 광섬유 브라그 격자는 브라그 조건을 만족시키는, 즉 식 (2.34)으로 주어지는 파장의 빛만을 뒤로 반사시킨다. 따라서 그림 2.6과 같이

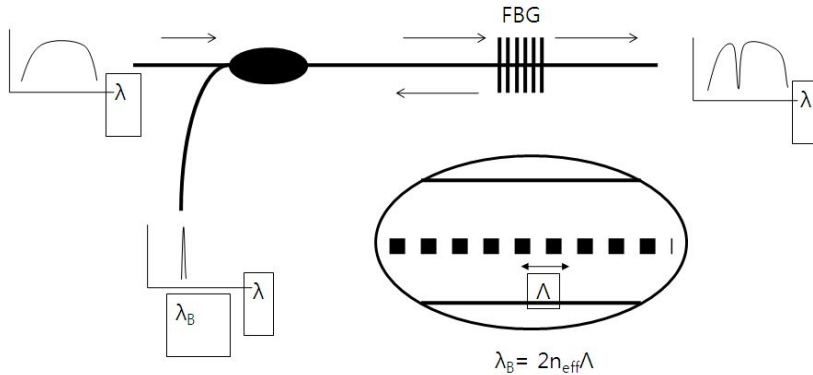


그림 2.6 광섬유 브라그 격자의 투과 및 반사 특성

넓은 스펙트럼을 갖는 광을 광섬유 브라그 격자에 입사시킨다면 λ_B 파장의 좁은 선폭의 광만이 반사되고 다른 주파수 성분들은 투과된다.

단파장 쪽에 작은 손실 리플들이 존재할 수 있는데 이것은 앞으로 진행하는 코어 모드와 뒤로 진행하는 클래딩 모드와의 결합으로 인한 손실로써 광섬유 브라그 격자에서 일반적으로 나타나는 문제점이다[18].

다. 처핑된 광섬유 격자(Chirped Fiber Bragg Grating)

처핑된 광섬유 격자는 위치에 따라 광섬유 격자의 간격이 다른 소자를 말한다. 그림 2.7에서와 같이 위치에 따라 격자 간격이 선형적으로 변하는 소자를 선형 처핑된 광섬유 격자라고 한다. 이러한 구조는 브라그 파장이 서로 다른 광섬유 브라그 격자를 직렬로 연결한 것과 비슷한 효과를 가져온다. 즉 격자의 다른 위치에서 각기 다른 파장이 반사되므로 선형 처핑된 광섬유 격자 스펙트럼에서는 비교적 넓은 영역의 반사가 일어나게 된다. 처핑된 광섬유 격자는 여러 가지 목적으로 사용될 수 있는데 특히 빛의 파장에 따라 반사되는 위치가 달라 그 시간 지연이 달라지게 되므로 색분산 보상 소자로 이용되고 있다[18].

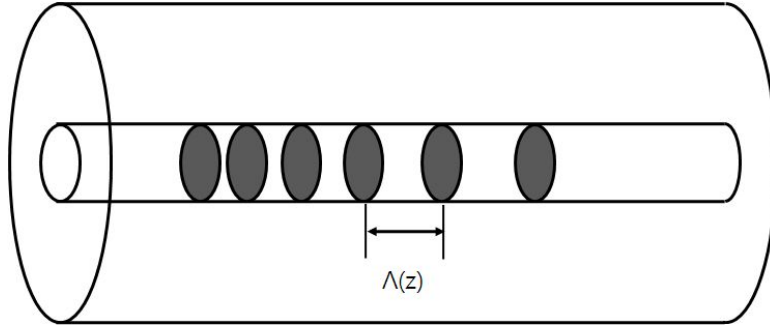


그림 2.6 선형 처핑된 광섬유 격자의 구조

라. 위상 마스크를 이용한 광섬유 브래그 격자 제작 방법

위상 마스크는 일종의 회절 소자로서, 입사된 자외선 레이저를 0차 ± 1 차 등으로 회절 시킨다. 이 때 0차 회절 효율이 아주 작도록 위상 마스크를 제작해야 하는데 이는 마스크의 골과 마루를 지나는 광의 위상차를 π 로 조절함으로써 구현할 수 있다. 잘 만들어진 위상 마스크에서 입사된 빛이 주로 ± 1 차로 회절되는데, 이렇게 회절된 두 빛이 광섬유 코어에서 간섭을 일으켜 브래그 격자를 형성하게 된다. 이때 형성되는 격자의 주기 Λ 와 마스크 패턴간격 Λ_{PM} , 그리고 브래그 파장 λ_B 간에는 다음과 같은 관계가 있다[18].

$$\Lambda_{PM} = 2\Lambda \quad \Rightarrow \quad \lambda_B = n_{eff}\Lambda_{PM}. \quad (2.35)$$

위상 마스크 방법은 가간섭 길이가 비교적 짧은 레이저를 사용하여도 되며, 제작이 용이하고 주위의 환경에 덜 민감한 장점이 있지만, 여러 파장의 브래그 격자를 제작하기 위해서는 각각에 맞는 위상 마스크를 제작해야 하는 단점이 있다. 이 외에도 연속파 레이저를 블록 렌즈로 초점을 맞춘 후, 이를 음향 광학 편향기 등을 사용하여 on-off 하면서 레이저 빔 또는 광섬유를 반복하여 움직이는 단계 반복법이 있다. 고분해능의 이동 스테이지를 조정하는 것이 문제이나 길이가 긴 광섬유 격자를 제작할 수 있으며 용도에 맞춘 다양한 광섬유 격자를 제작하는 것이 용이하게 된다[18].

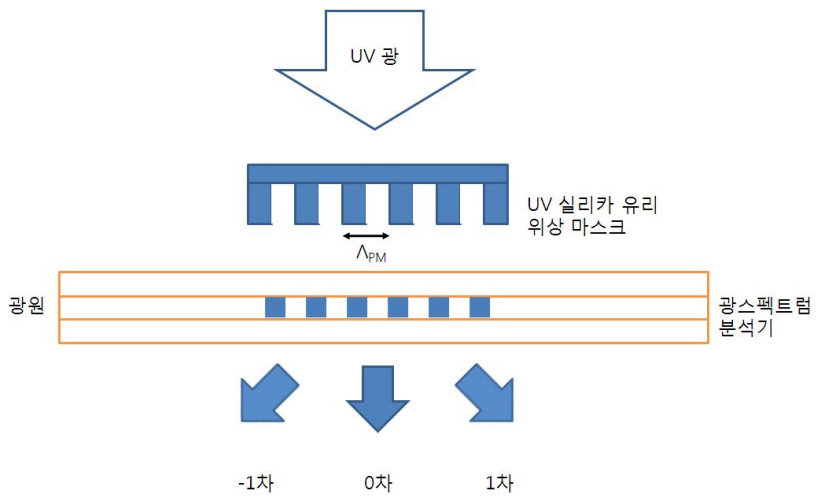


그림 2.8 위상 마스크를 사용한 광섬유 격자 제작

제 3 장 실험 방법 및 결과

제 1 절 광섬유 용착 접속

광섬유 용착 접속 방법은 전기 아크를 이용하는 방법으로 빠른 접속 속도와 안정적인 접속이 가능한 접속법이다. 광섬유 용착 접속법을 이용함으로써 이론적 귀환 손실을 줄일 수 있다. 그리고 빠르게 접속할 수 있어 기계식 접속 방법에 비해 시간을 절약할 수 있는 장점을 가진다. 또한 컴퓨터를 이용하여 정밀한 절차를 거치기 때문에 예상되는 손실 값을 바로 확인 할 수 있다.

광섬유 레이저 제작에 있어 bulk 형태의 결합이 아닌 광섬유 용착 접속 방식을 사용하여 구성하는 이유는 레이저 시스템의 복잡성과 레이저 출력 불안정성을 줄이기 위함이다. 그러므로 광섬유 용착 접속 방법을 이용하여 레이저 시스템을 모두 광섬유로 구성하는 방법은 좋은 빔 질을 가진 레이저를 쉽게 얻을 수 있어 관심이 증가하고 있다.

가. 각도 절단 용착 손실과 수직 절단 용착 손실 비교

이터븀이 첨가된 광섬유 레이저의 펌프 광원은 Lumics co. Ltd. 사의 레이저 다이오드 모듈이다. 이 레이저 다이오드 모듈은 8 W 레이저 다이오드 7개를 펌프 컴바이너와 용착 접속시켜 최대 50 W(주입전류 10 A 일 때) 출력을 갖는다. 레이저 다이오드 펌프 파장은 레이저 모듈의 표면온도가 25 °C일 때, 919 nm 이고, 온도특성에 따라 910 ~ 922 nm의 범위를 갖는다. 반치폭 (Full width at half maximum: FWHM)은 4.2 nm이다. 이 레이저 다이오드 모듈은 pigtail 광섬유를 가지는 레이저 다이오드 7개와 7 x 1 컴바이너로 구성되어 7개 레이저 다이오드 출력을 한 개의 광섬유로 출력한다. 레이저 다이오드 펌프는 직경이 125 μm (NA=0.46)인 광섬유를 이용해 각각의 레이저 다이오드 빔을 모두 더 해 출력한다.

펌프 빛을 전달하는 광섬유와 Passive double-clad fiber (수동 이중 클래딩 광섬유)는 구조가 다르기 때문에 용착 접속 손실이 발생한다. 또한 서로 광섬유 굴절률이 다르기 때문에 용착 접속 부분에서 반사가 일어난다. 두 광섬유의 용착된 부

분에서 발생한 반사된 빛이 레이저 다이오드를 손상시킬 수 있다. 용착 접속 부위에서 일어날 수 있는 반사를 줄이기 위해 각각의 광섬유의 끝 단을 수직되게 절단하는 것이 아니라 각도를 주어 절단하는 방법을 고안하였다. 하지만 각을 주어 잘린 광섬유끼리 용착 접속후 발생한 손실은 수직 처리된 용착 접속 손실보다 더 컸다. 그림 3.1은 각도 처리된 광섬유의 용착 손실과 수직 절단된 광섬유의 용착 손실 실험 개략도를 나타낸다.

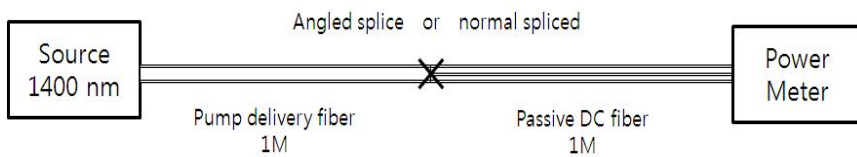


그림 3.1 각도 처리된 광섬유 용착 손실과 수직 절단된 광섬유의 용착 손실 비교 개략도

두 광섬유를 용착 접속시 사용한 용착 접속기는 Fujikura FSM-40 PM 모델이고, 용착 접속 조건은 표 3.1에 보인다.

표 3.1 용착 접속 조건

Fujikura FSM - 40 PM	
Align Type	Clad
Arc Power [bit]	30
Arc Time [ms]	2000

레이저 다이오드 펌프의 빛이 진행하는 코어의 크기가 수동 이중 클래딩 광섬유의 내부 클래딩 직경과 비슷하기 때문에 코어 접속 방법이 아닌 클래딩 접속을

하였다. Arc power는 30 bit로 설정하였다. 20 bit power 일 때, 용착접속이 잘 안 되고 끊어지는 경우가 종종 있었고, 40 bit power 일 때, 파워가 너무 강해 광섬유 끝이 녹아 용착되지 않음을 확인했다. Arc time은 arc power 30 bit 일 때, 1000 ms에서 용착이 잘 되지 않았고, 2000 ms, 3000 ms, 4000 ms에서는 별다른 차이를 발견할 수 없었기 때문에 전력 소모를 줄이기 위해 2000 ms로 결정하였다.

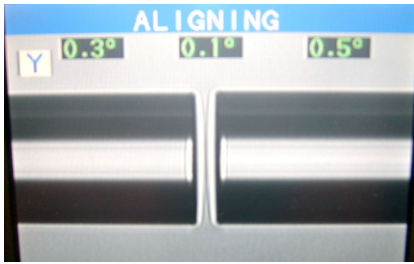
각을 주어 잘린 광섬유의 용착 손실과 수직 절단된 광섬유의 용착 접속 손실을 비교하기 위해 사용된 광원은 1400 nm 파장을 가지는 Agilent 사의 81640B 모델을 사용하였다. 표 3.2는 각도 처리된 광섬유 용착 접속 손실과 수직 절단된 광섬유의 용착 접속 손실 비교를 보인다.

표 3.2 각도 처리된 광섬유 용착 접속 손실과 수직 절단된 광섬유의 용착 접속 손실 비교

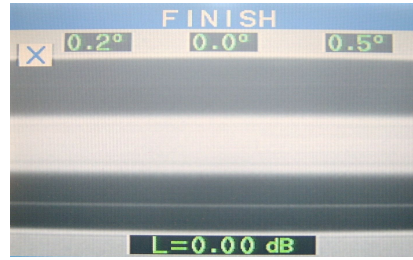
	Normal Splice	Angled Splice
Average Angle [°]	0.00	5.60
Average Input Power [dBm]	-10.00	-10.04
Average Output Power [dBm]	-10.12	-10.36
Splice Loss [dB]	-0.12	-0.32

수직 용착 접속 손실과 각도 처리된 용착 접속 손실은 약 0.12 dB 와 0.32 dB 로써 각도 처리된 용착 접속 방법이 더 많은 손실값을 보였다. 용착 접속 부분으로부터 발생한 손실은 그 부분에서 산란 및 반사가 일어난다고 생각할 수 있다. 수직 절단 용착 접속으로부터 발생한 손실은 약 0.12 dB로 반사 및 산란된 빔은 약 3 % 이다. 그리고 각도 처리된 용착 접속으로부터 발생한 손실은 0.32 dB로 반사 및 산란된 빔은 약 8 %이다. 이러한 결과로부터, 각도 처리된 용착 접속 방법이 수직 처리된 광섬유 용착 접속 방법보다 레이저 다이오드 펌프를 손상시킬 가능성이 더 크다는 것을 말해준다.

단, 이 결과는 레이저 다이오드 펌프 모듈(915 nm)을 이용하여 측정했을 때와 약간 다른 특성을 보일 것으로 예상된다. 그 이유는 각 파장 영역에 따라 광섬유 내에서 손실이 다르기 때문이다.



(a)



(b)

그림 3.2 수직 절단된 광섬유 용착 접속, (a) 용착 접속 전의 수직 절단된 광섬유 끝단의 각도 (b) 수직 절단된 광섬유의 용착 접속 후



(a)



(b)

그림 3.3 각도 처리 절단된 광섬유 용착 접속, (a) 용착 접속 전의 각도 처리되어 절단된 광섬유 끝단의 각도 (b) 각도 처리되어 절단된 광섬유의 용착 접속 후

나. 수동 이중 클래딩 광섬유와 이터븀 첨가 광섬유의 용착 접속

이득 매질인 이터븀 첨가 광섬유는 수동 이중 클래딩 광섬유와 마찬가지로 이중 클래딩 구조를 가지고 있다. 하지만 내부 클래딩이 원형인 수동 이중 클래딩 광섬유와 달리 이터븀이 첨가된 이중 클래딩 광섬유는 내부 클래딩의 8각형 모양을 가진다. 내부 클래딩이 원형이 아닌 8각형 모양을 가지는 이유는 코어가 센터에 위치할 때, 원형 클래딩에서 보다 내부 전반사 된 빛이 중앙에 있는 코어와 더 많이 상호작용하기 위해서이다.

수동 이중 클래딩 광섬유의 코어와 클래딩의 직경은 10 μm (NA=0.07), 125 μm (NA=0.46) 이고, 이터븀이 첨가된 광섬유의 코어와 클래딩의 직경은 10 μm (NA=0.08), 125 μm (NA=0.46)으로 두 광섬유의 내부 클래딩의 구조가 약간 다를 뿐 거의 비슷하다. 내부 클래딩의 구조가 원형과 팔각형으로 서로 다르지만 용착 접속 장치를 이용해 접속하는데 별다른 어려움은 없었다. 그림 3.4는 수동 이중 클래딩 광섬유와 이터븀 첨가 이중 클래딩 광섬유의 용착 접속 정렬 중인 사진과 접속 후 사진이다.

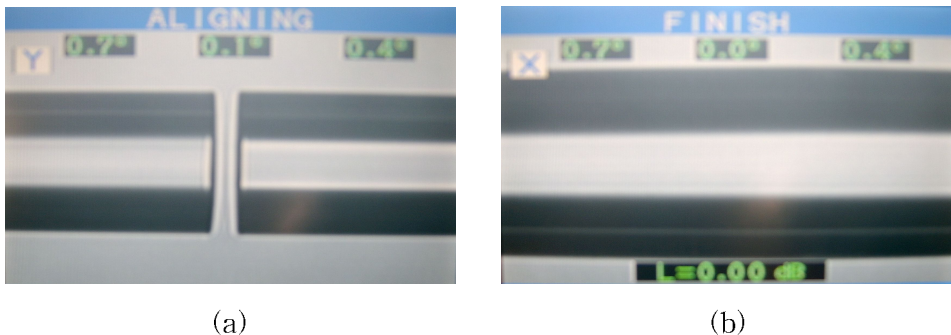


그림 3.4 수동 이중 클래딩 광섬유와 이터븀 첨가 광섬유 용착 접속

(a) 용착 접속 전, (b) 용착 접속 후

두 광섬유의 용착 접속 조건은 앞에서 설명했던 펌프 다이오드 레이저저의 광섬유와 수동 이중 클래딩 광섬유 용착 접속 조건과 동일하다.

제 2 절 해석 함수를 이용한 출력 예상

Limin Xiao가 근사적으로 해석한 이중 클래딩 광섬유 레이저 함수를 이용하여 길이 당 펌프 파워와 출력경 반사율에 따른 파워 변화를 계산하였다[11]. 이론에서 소개된 해석적 함수의 해는 수학적으로 계산된 해와 비교하여 거의 동일함을 보였다. 이 해석적 함수를 이용하면 광섬유 레이저 설계를 정확하게 할 수 있다. 제작할 광섬유 레이저 소자들이 가지고 있는 파라미터를 알고 있으면 예상 출력과 최적 길이, 최적 반사율을 찾을 수 있을 것이다. 계산을 위해 사용된 파라미터들은 표 3.3에 있다.

표 3.3 이터븀이 첨가된 광섬유 레이저에 대한 파라미터

Parameter		Value
Wavelength(pump)	λ_p	915 nm
Wavelength(signal)	λ_s	1070 nm
Absorption cross sections(pump)	σ_{ap}	$6.73 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$
Emission cross section(pump)	σ_{ep}	$0.22 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$
Absorption cross sections(signal)	σ_{as}	$0.00929 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$
Emission cross section(signal)	σ_{es}	$2.31 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$
Scattering loss(Pump)	α_p	0.44dB/900 cm
Scattering loss(Signal)	α_s	0.44dB/900 cm
DC fiber Length	L	10 m
Dopant concentration	N	$9 \times 10^{19} \text{ ion/cm}^3$
Cross-Section of Core	A	$7.8 \times 10^{-7} \text{ cm}^2$
Rear Reflectivity	R_1	0.99
Output coupler Reflectivity	R_2	0.05
Power filling factor(pump)	Γ_p	0.0064
Power filling factor(signal)	Γ_s	0.82
Pump Power	$P_p(0)$	25 W

펌프의 흡수, 방출 단면적과 레이저의 흡수, 방출 단면적은 그림 3.5와 이터븀이 첨가된 이중 클래딩 광섬유 제작사의 데이터를 참고 하였으며, 펌프의 산란 손실과 레이저의 산란 손실은 용착 접속 손실과 광섬유 내부손실의 합이다. 실험으로 얻어진 용착 접속 손실은 0.22 dB였다. 용착 접속 손실을 통해 산란 손실을 0.44 dB/900 cm로 정하였다. 산란 손실이 없을 때($\alpha_s=0$), 이론 식 (2.24)와 산란 손실이 있을 때($\alpha_s \neq 0$), 이론 식 (2.30)을 이용하여 광섬유 길이 당 출력 파워를 측정하였

다. 레이저 손실이 있을 때, 손실이 있을 때보다 출력이 감소한 모습을 보였으며, 각각 약 10 m 길이에서 출력이 높은 특성을 보였고, 그 이상 길이가 증가할수록 조금씩 감소하는 모습을 보였다. 레이저 산란 손실의 증가함에 따라 레이저 출력은 줄어드는 것을 그림 3.6으로부터 알 수 있다.

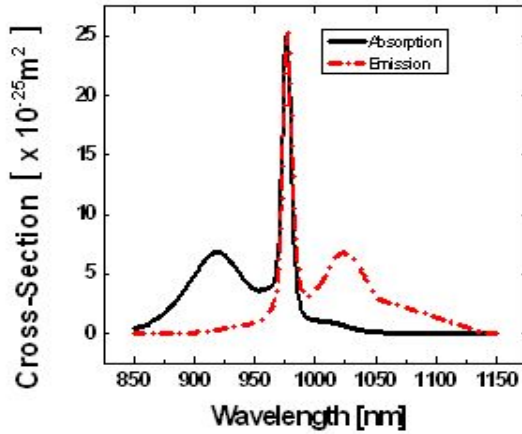


그림 3.5 펌프 파장 915 nm와 발진파장 1070 nm에서 흡수와 방출단면적

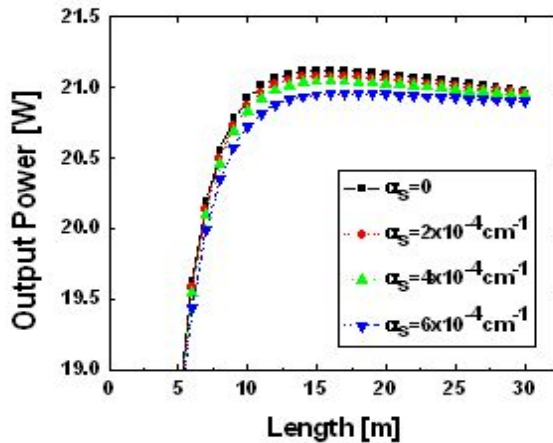


그림 3.6 레이저 산란 손실에 따른 출력변화

이론 식 (2.30)식을 이용하여 반사도에 따른 출력 변화를 계산하였다. 반사도는 0.01%에서 99%까지 변화를 주었으며, 레이저 산란 손실($\alpha \neq 0$)이 있다고 계산하였다. 반사도가 높아질수록 출력은 감소하다가 90%이상인 곳에서부터 급격히 줄어드는 모습을 보였다. 이러한 특징을 보이는 이유는 광섬유가 손실을 가지고 있기 때문이다. 손실이 있는 광섬유에 높은 반사도를 가지는 반사경을 사용하면, 광섬유 내에서 발진되는 빛이 왕복하는 거리가 증가하게 되고, 그 결과로 높은 손실을 갖는다. 그러므로 출력 파워는 출력 반사도와 함께 감소되고, 고풍력 이중 클래딩 광섬유레이저는 낮은 반사도를 가져야한다. 다음 그림 3.7은 반사도에 따른 출력 변화를 보여주고 그림 3.7 안의 그림은 반사도 5%에서 최대 출력임을 보인다.

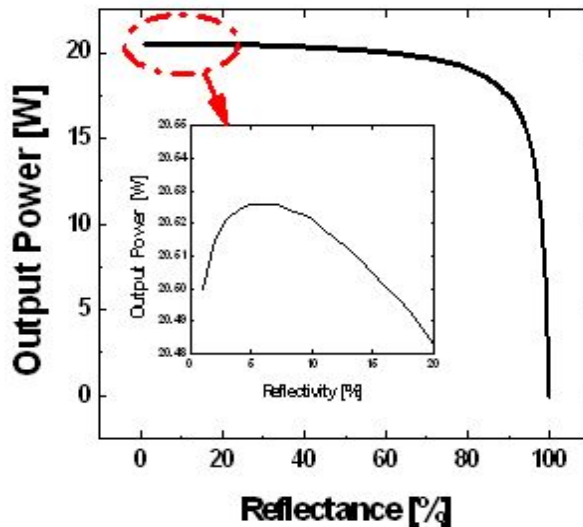


그림 3.7 반사도에 따른 출력 변화

제 3 절 1064 nm 광섬유 브래그 격자 제작 및 레이저 구성

가. 실험 구성 및 방법

All-fiber 레이저 시스템에서 반사경 역할을 하는 장치는 광섬유 브래그 격자이다. 광섬유 브래그 격자는 위상 마스크를 이용하는 방법으로 제작하였다. 레이저 시스템에서 공진기 구성을 위해서는 고반사율 반사경과 출력 커플러 반사경이 필요하다. 이번 실험에서 사용한 위상마스크는 격자간격이 일정하기 때문에 밴드폭이 넓은 고반사율 광섬유 브래그 격자를 제작하기에 어려움을 가진다. 고반사율 광섬유 브래그 격자의 밴드폭은 출력경으로 사용된 저반사율 광섬유 브래그 격자에서 반사되어 되돌아오는 빛의 파장을 충분히 커버해야하기 때문이다. 밴드폭이 넓은 광섬유 브래그 격자를 제작하기 위해서 광섬유 내부 격자가 광섬유 길이를 따라 선형적으로 변하게 새길 수 있는 위상마스크가 필요하다. 이 실험에서는 그러한 위상마스크가 구비되지 않았기 때문에 다른 방법을 이용한 고반사율 광섬유 브래그 격자를 제작하였다. 파장이 서로 다른 -20 dB 이하 브래그 격자 3개를 용착 접속하여 밴드폭 0.3 nm을 가지는 고반사율 광섬유 브래그 격자를 제작하였다.

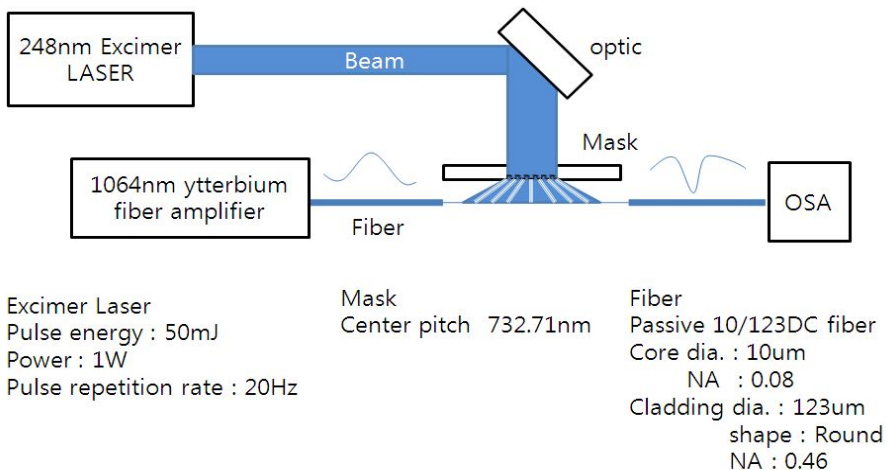


그림 3.8 광섬유 브래그 격자 제작 실험 개략도

Ibsen사에서 제작한 위상마스크는 Center pitch 값이 732.71 nm 이다. 광원은 264 nm 자외선 파장을 가지는 Excimer 레이저를 사용하였다. all-fiber 레이저 시스템을 구성하기 위해 광섬유 브래그 격자를 새길 광섬유는 수동 이중 클래딩 광섬유이고, 광섬유의 코어 직경은 10 μm , 클래딩 직경은 125 μm 이다. 각각의 NA는 0.08, 0.46이다. 광섬유 브래그 격자가 새겨지는 것을 확인하기 위해 1050 ~ 1080 nm 파장 영역을 갖는 이터븀이 첨가된 광섬유 증폭기를 사용하였다.

수동 이중 클래딩 광섬유의 유효 굴절률을 증가시키기 위해 수소 로딩을 1주일 간 하였다. 브래그 격자를 새길 위치에 수동 이중 클래딩 광섬유의 코팅을 벗기고 위상 마스크 격자와의 간격이 거의 없이 밀착시킨 후 엑시머 레이저로 노광시켰다. 엑시머 레이저의 펄스 에너지는 50 mJ, 파워는 1 W, 펄스 반복률은 20 Hz로 설정하였다.

나. 광섬유 브래그 격자 특성

그림 3.9는 제작된 광섬유 브래그 격자의 반사하는 파장을 보인다. 제작된 3개의 -30 dB 광섬유 브래그 격자의 파장은 각각 1063.865 nm, 1063.925 nm, 1063.665 nm이다. 모두 99.9% 반사율을 가진다. -30 dB 반사율을 갖는 광섬유 브래그 격자를 제작하는데 소요된 시간은 평균 15분이다.

표 3.4 광섬유 브래그 격자 파장

High Reflector	Wavelength	Reflectance
HR1	1063.865 nm	30 dB (~99.9%)
HR2	1063.925 nm	30 dB (~99.9%)
HR3	1063.665 nm	30 dB (~99.9%)

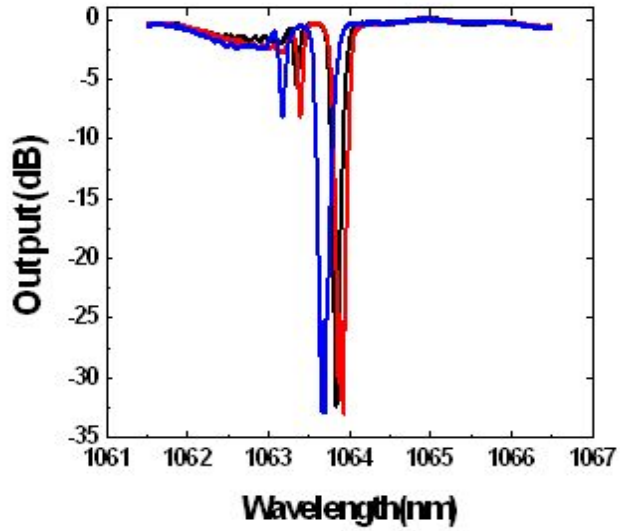


그림 3.9 광섬유 브라그 격자 스펙트럼

제작된 3개의 광섬유를 용착 접속하여 밴드폭이 0.355 nm를 가지는 99.9% 광섬유 브라그 격자를 제작하였다. 그림 3.10은 용착 접속된 광섬유 브라그 격자의 반사율 스펙트럼을 보인다.

표 3.5 연결된 3개의 광섬유 브라그 격자

HR1+HR2+HR3	
Center wavelength	1063.74 nm
Reflectance	30 dB, ~99.9 %
Bandwidth	0.355 nm

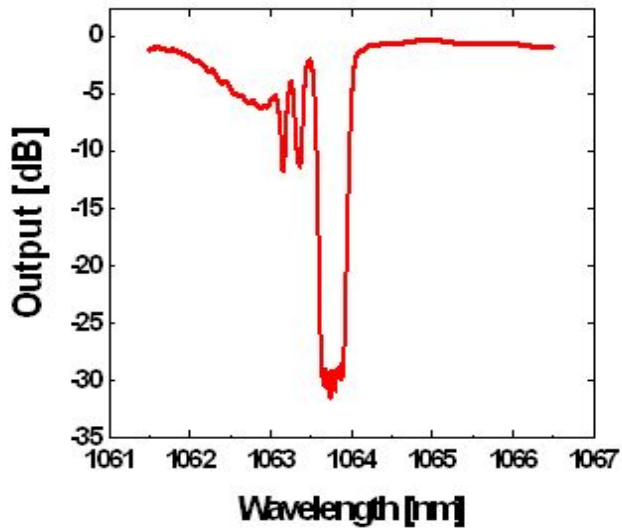


그림 3.10 3개의 고반사율 브라그 격자 차례로 연결한 후 측정된 스펙트럼

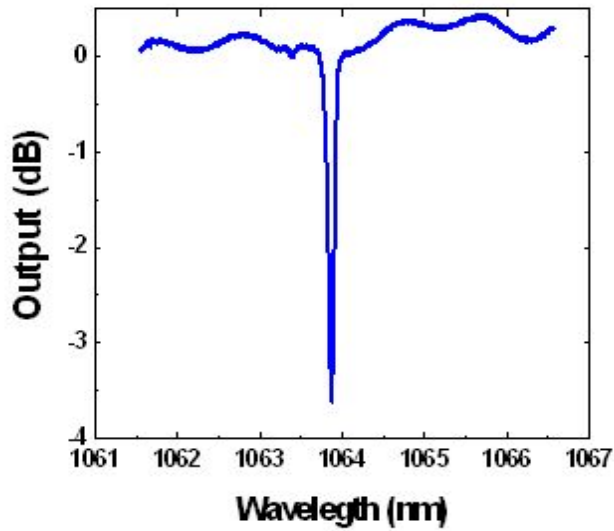


그림 3.11 56% 광손유 브라그 격자

56% 반사율을 가지는 광섬유 브래그 격자를 새기는데 소요된 시간은 약 3분이었다. 반사율이 낮을수록 격자를 새기는 시간은 줄어든다. 그림 3.11은 반사율 56%를 가지는 광섬유 브래그 격자의 스펙트럼이다. 이때 peak 파장은 1063.74 nm 이다.

다. 광섬유 브래그 격자를 이용한 레이저 공진기 구성

제작된 광섬유 브래그 격자를 이용하여 레이저 공진기를 구성하였다. 그림 3.12는 간략한 개략도를 보인다. 레이저 공진기는 이득 매질인 이터븀이 첨가된 광섬유 10 m, 제작된 광섬유 브래그 격자 쌍, 레이저 다이오드 펌프 모듈로 구성되었다. 레이저 시스템은 all-fiber 구조로써 각 부분마다 용착 접속을 하였다. 레이저 다이오드 펌프 모듈의 펌프 빔 전달 광섬유는 직경이 125 μm (NA=0.22)이다. 광섬유 브래그 격자가 새겨진 수동 이중 클래딩 광섬유는 코어와 클래딩 직경이 각각 10 μm (NA=0.07), 125 μm (NA=0.46)이다. 이득 매질로 사용된 이터븀이 첨가된 광섬유의 코어와 클래딩의 직경은 10 μm (NA=0.08), 125 μm (NA=0.46)을 갖는다.

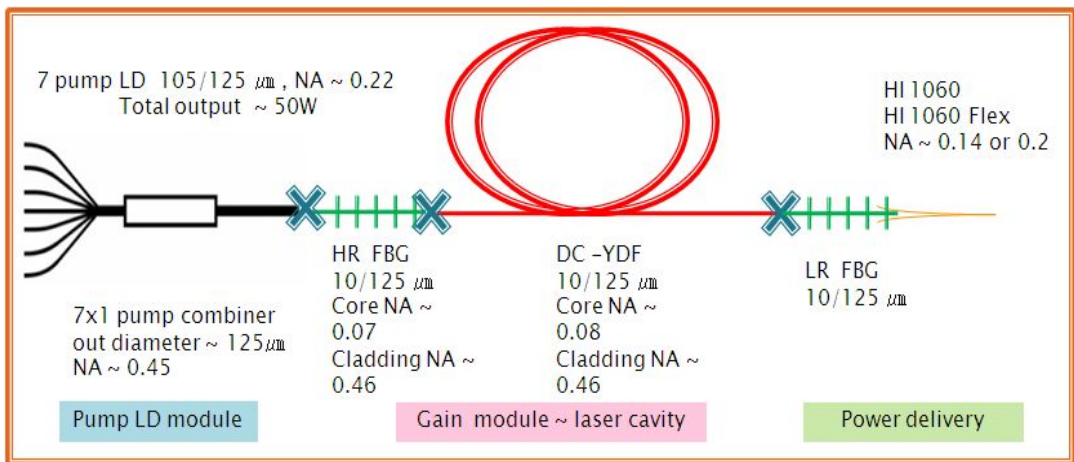


그림 3.12 광섬유 레이저 시스템 개략도

각 광섬유 마다 서로 다른 광섬유 구조를 가지고 있어 각각 다른 용착 접속 방법

을 사용해야한다. 펌프 광 전달 광섬유와 수동 이중 클래딩 광섬유의 용착 접속 조건은 클래딩 접속과 arc 시간과 파워는 2000 ms와 30 bit로 설정하였다. 각 광섬유의 용착 손실 값은 1400 nm 광원을 이용해 측정했을 때 약 0.12 dB 손실을 보였다. 이 손실 값은 각각의 광섬유를 평행하게 자른 후 측정한 값이다.

그림 3.13은 제작된 광섬유 브래그 격자를 이용한 레이저 시스템의 출력 그래프이다. 펌프 출력 1 W 일 때, 출력 파워는 89 mW로 기울기 효율(slope efficiency)가 11.19 %이다. 효율이 낮은 이유는 고반사율 광섬유 브래그 제작시 발생한 용착 손실과 출력경의 높은 반사율 때문이다. 출력경 광섬유 브래그 격자의 반사도가 높으면 공진기 내부에서 발생한 광을 그만큼 출력하지 못해 출력이 줄어든다. 그리고 출력경의 반사율이 증가하면 발진된 빛이 광섬유를 왕복하는 길이도 증가하게 되는데 왕복길이가 증가하면 용착 접속 부위에 대한 손실도 그만큼 증가하기 때문에 기울기 효율이 감소한다.

그림 3.14는 발진 파장 스펙트럼이 1063.74 nm 있음을 보인다. 반치폭은 0.21 nm 이고 Agilent 사의 86140B 스펙트럼 분석기(Optical Spectrum Analysis)로 측정하였다. 분해능은 0.06 nm 이고 감도는 -85 dBm으로 설정하였다.

레이저 출력 효율을 높이기 위해 용착 손실을 줄인 고반사율 광섬유 브래그 격자 제작과 더 낮은 반사율을 가지는 출력경 광섬유 브래그 격자를 제작하여 실험할 필요가 있다. 출력경의 반사율이 낮아질수록 광섬유 레이저 출력은 증가하는데 그 이유는 광섬유의 손실 때문이다. 손실이 없는 광섬유는 반사도의 증가에 따라서 거의 일정한 출력을 보인다. 하지만 광섬유의 손실이 있을 경우, 출력경의 반사율이 커질수록 발진되는 빛이 광섬유를 왕복하는 길이가 증가하게 되고, 그 결과 높은 손실을 가지기 때문이다[19].

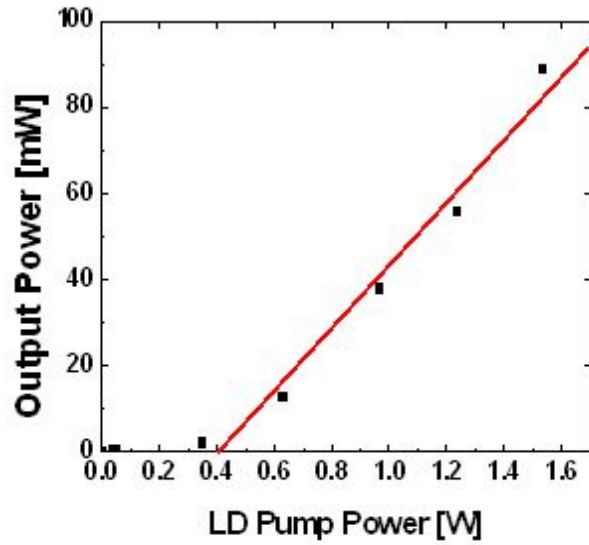


그림 3.13 광섬유 레이저 출력

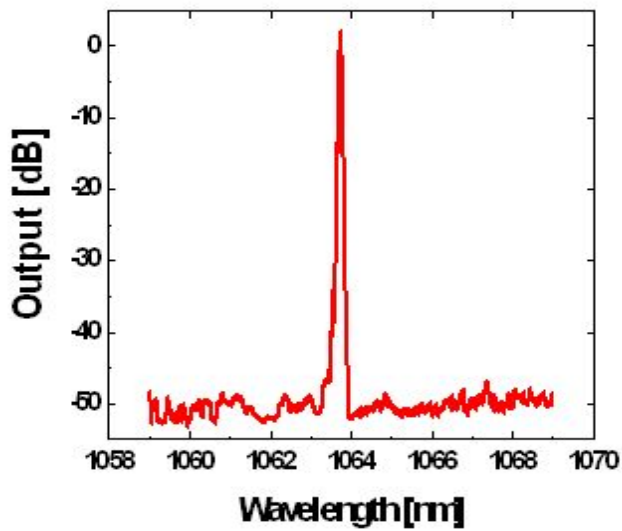


그림 3.14 광섬유 레이저 발진 파장 스펙트럼
(@ 800 mW 출력)

제 4 절 1070 nm 광섬유 브래그 격자를 이용한 레이저 출력 특성

가. 실험구성

실험 구조는 그림 3.15에서 간략하게 나타냈다. 이터븀이 첨가된 광섬유 레이저의 펌프 광원으로 최대 50 W 출력을 가지는 레이저 다이오드 모듈을 사용하였다. 이 레이저 다이오드 모듈은 중심파장이 915 nm 이고, 온도에 따라서 916 ~ 922 nm에서 작동되는 7개의 레이저 다이오드가 사용되었다. 레이저 다이오드의 최대 출력은 8 W 이며, 펌프의 반치폭(FWHM)은 약 4.2 nm이다. 이 레이저 다이오드 모듈은 각 레이저 다이오드의 광섬유 pigtail을 이오드 모듈방법을 사용하여 한 개의 다중모드 광섬유로 출력22 n다이오드 레이저의 광섬유 pigtail은 NA가 0.22이고, 직경이 400 μm 를 가지며, 7개의 광섬유 pigtail을 이오드 모하여 한 개의 다중 모드 광섬유는 NA가 0.45이고, 광섬유 직경이 125 μm 이다.

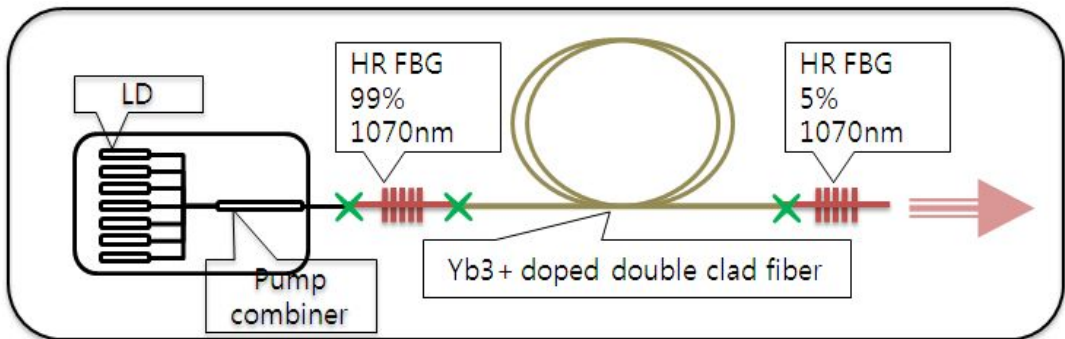


그림 3.15 광섬유 레이저 시스템 개략도

펌프로 사용된 레이저 다이오드 모듈과 공진기 구성을 위해 거울 역할을 하는 광섬유 브래그 격자가 새겨진 광섬유를 용착 접속 방법으로 연결하였다. 용착 접속에 사용된 용착 접속기는 Fujikura 사의 FSM-40PM 기종이다. 광섬유 브래그 격자가 새겨진 광섬유는 코어 직경이 10 μm , 클래딩이 125 μm 을 가진 이중 클래딩 광섬유이며, 각각의 NA는 0.07과 0.46이다. 이 광섬유의 클래딩의 모양은 원형이다. 레이저 다이오드 모듈의 출력 광섬유는 브래그 격자가 새겨진 광섬유의 구조가 다르

기 때문에 용착 접속 시 용착 접속 손실이 발생한다. 수직 절단 용착 접속하였을 때 발생한 손실은 약 0.12 dB (1400 nm 광원 사용했을 때)였다.

이 레이저 시스템에서, 이득 매질로 사용된 8각형 내부 클래딩 이터븀이 첨가된 광섬유 양 쪽을 브라그 격자가 새겨진 원형 내부 클래딩 광섬유와 용착 접속하였다. 이터븀이 첨가된 이중 클래딩 광섬유는 코어 직경이 10 μm , 클래딩 직경이 125 μm 이다.

이 레이저 시스템의 공진기는 1070 nm 파장 대역에서 0.6 nm 밴드폭을 가지는 >99% 고반사율 광섬유 브라그 격자와 출력경 역할을 하는 5% 반사율을 가지는 저반사율 광섬유 브라그 격자를 사용하였다. 저반사율 광섬유 브라그 격자의 밴드폭은 <0.4 nm 이다. 다음 3.17그림은 1070 nm 파장 대역에서의 광섬유 브라그 격자 스펙트럼 측정 데이터이다.

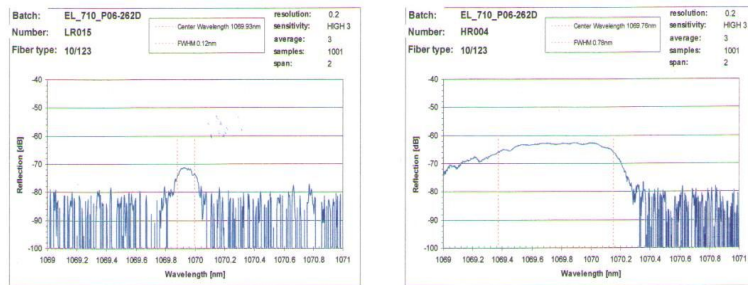


그림 3.16 Liekki 사에서 제공한 광섬유 브라그 격자 반사율 스펙트럼

그림 3.18은 펌프 모듈과 광섬유 브라그 격자 그리고 이득 매질인 이터븀이 첨가된 광섬유를 용착 접속한 후 측정한 레이저 출력 파워이다. 레이저 다이오드 모듈의 파워를 25 W까지 증가 시켰을 때, 1070 nm 파장에서 최대 12 W 까지 측정할 수 있었다. 발진된 출력 파워는 선형적으로 증가하는 모습을 보였다. 기울기 효율은 49%이고, 문턱값은 770 mW이다. 이 때, 이터븀이 첨가된 광섬유의 구부린 직경은 약 13 cm 이다. 발진된 파장은 그림 3.17에서 볼 수 있다.

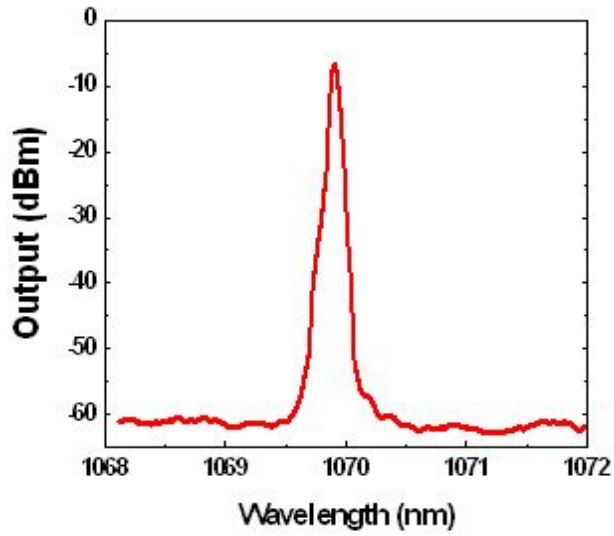


그림 3.17 이터븀이 첨가된 광섬유 레이저의 발진 파장 (@ 1 W 출력)

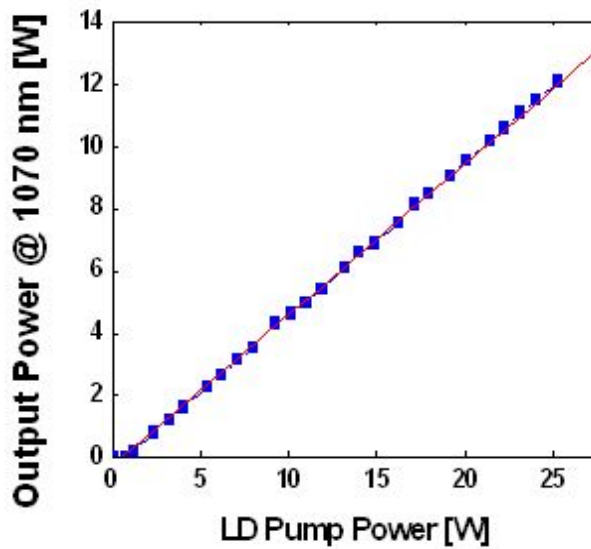
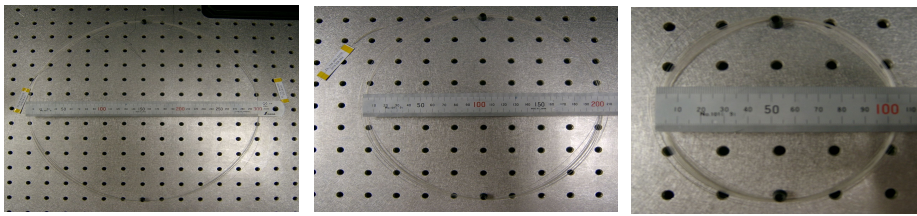


그림 3.18 광섬유 레이저 출력 특성

나. 감긴 직경에 따른 출력 변화 및 빔질 변화

레이저의 효율을 증가시키기 위해, 이터븀이 첨가된 광섬유의 구부린 직경을 증가시켜 측정하였다. 광섬유는 구부린 직경에 따라 구부림 손실이 달라지기 때문이다. 다음 그림 3.20은 구부림 직경에 따라 변하는 출력 파워이다.



(a) (b) (c)

그림 3.19 광섬유 레이저에 적용한 각각의 구부림 직경, (a) 감긴직경, 30 cm, (b) 감긴직경 20 cm, (c) 감긴직경 10 cm

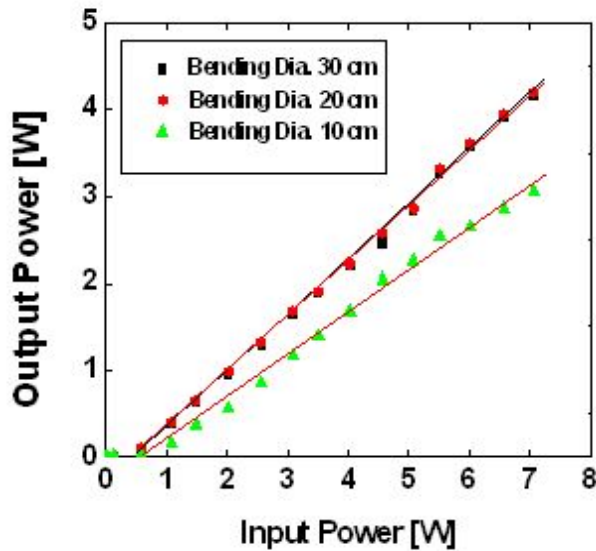


그림 3.20 구부림 직경에 따른 출력 파워

구부림 직경 20 cm, 30 cm 일 때, 측정된 출력 파워는 비슷한 모습을 보였지만, 구부림 직경을 10 cm 로 하였을 때는 출력 파워가 줄어드는 것을 확인할 수 있었다. 이것은 감긴 직경의 크기가 작아질수록 내부 클래딩을 지나는 펌프광의 손실이 커지기 때문이고, 손실된 펌프광만큼 코어와 상호작용도 줄어들기 때문에 발진 출력 파워가 감소한다. 적절한 구부림 직경은 10 cm에서 20 cm 일 것으로 추정되고, 1 cm 간격으로 추가적인 측정을 하여 찾을 필요가 있다. 구부림 직경에 따른 기울기 효율은 30 cm, 20 cm, 10 cm 일 때, 각각 약 61%, 61%, 44%이다. 입력 펌프 파워가 7 W 일 때, 각각의 출력된 파워는 4.1 W, 4.1 W, 3.0 W 이다.

하지만 감긴 직경의 작아질수록 출력되어 나오는 빔의 다중모드 성분들이 줄어들기 때문에 더 좋은 빔 질을 가질 수 있다. 이러한 이유로 감긴 직경에 따른 빔 질에 대해서 측정하였다. 빔 질 측정에 사용한 빔 측정기는 Spiricon사의 SP620U 를 이용하여 측정하였다. 감긴 직경이 각각 10 cm, 20 cm, 30 cm일 때, 빔 허리는 734 μm , 738.9 μm , 739.8 μm 이고, M^2 값은 4.1, 3.9, 4.0이다. 이와 같은 결과로부터, 감긴 직경에 따른 빔 질의 변화는 확인할 수 없었다.

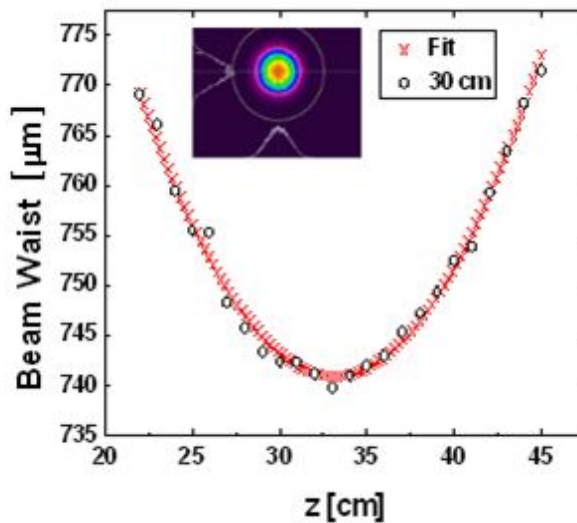


그림 3.21 감긴 직경 30 cm일 때, 빔 특성

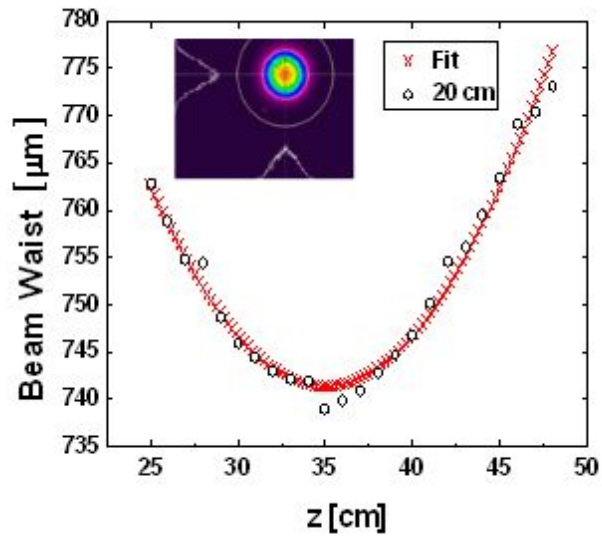


그림 3.22 감긴 직경 20 cm일 때, 빔 특성

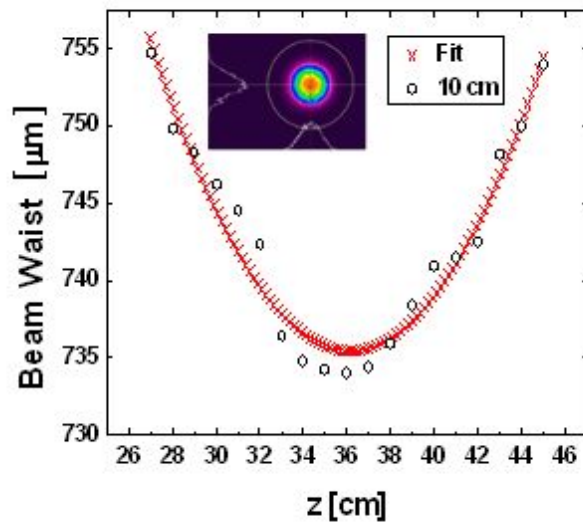


그림 3.23 감긴 직경 10 cm일 때, 빔 특성

다. 광섬유 길이와 온도에 따른 출력 변화

광섬유 길이에 따른 출력을 알아보기 위해, 이터븀이 첨가된 광섬유 길이 9 m 와 18 m를 이용하여 출력 파워를 측정하였다. 18 m 이터븀 광섬유는 9 m 이터븀이 첨가된 광섬유 2개를 용착 접속시켰다. 두 광섬유 모두 동일한 광섬유이기 때문에 코어 정렬 방법을 이용하여 용착 접속하였다. 하지만 위에서 언급했듯이 이터븀이 첨가된 광섬유의 내부 클래딩이 8각 형태를 가지고 있어, 용착 접속기가 내부 클래딩의 모서리와 코어를 구분을 못하였다. 그림 3.24는 코어 정렬 시 오류창이 나타나는 모습이다.



그림 3.24 코어 정렬 접속 조건으로 용착 접속, (a) 용착 접속 전의 광섬유 (b) 용착 접속 오류 발생



그림 3.25 클래딩 정렬 접속 결과

그래서 용착 접속 오류가 발생하기 때문에 코어 정렬 방식이 아닌 클래딩 정렬 방식을 사용하였다. 그림 3.25에 볼 수 있듯이 클래딩 접속 방식으로는 문제가 없었다. 이터븀이 첨가된 광섬유를 용착 접속 하면, 내부 클래딩의 모서리 부분이 꼬여있는 듯한 모습을 보인다. 완벽하게 8각 모서리 모두가 정렬되어 용착 접속할 수는 없었기 때문으로 생각된다.

9 m와 18 m를 이용한 광섬유 레이저 출력 특성은 구부림 직경 30 cm로 하였다. 그림 3.26은 각각의 출력 파워 비교를 보인다. 광섬유에 첨가된 이터븀 이온의 농도가 높기 때문에 길이를 증가 시킬수록 재흡수가 증가하기 때문에 출력 파워가 줄어들 것으로 예상하였으나 9 m와 18 m 광섬유 간의 뚜렷한 차이는 없었다.

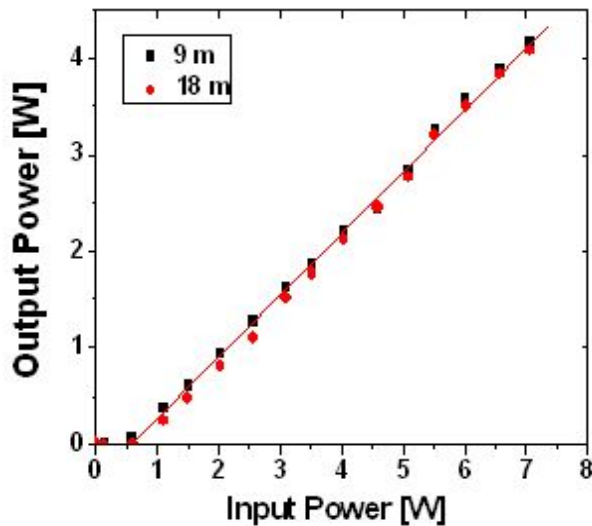


그림 3.26 길이에 따른 출력 파워

이터븀이 첨가된 광섬유의 온도에 따른 출력 변화를 실험하였다. 이터븀이 첨가된 광섬유를 온도 변환이 가능한 챔버에 넣고 이터븀이 첨가된 광섬유의 온도를 측정하였다. 광섬유 길이는 9 m를 사용하였고, 30 cm 직경으로 감아서 측정하였다. 온도 범위는 $-40^{\circ}\text{C} \sim 40^{\circ}\text{C}$ 로 정하였다. 온도에 따른 출력 특성은 그림 3.27에 있다. 챔버의 온도가 가장 낮은 -40°C 도에서 입력 펌프 7 W일 때, 4.17 W 출력을 보였지만 상온에서 측정한 값과 큰 차이를 보이지 않았다. 다만 온도를 40°C 까지 올려 측정했을 때 점차 줄어드는 것처럼 보였지만 그 차이는 아주 미미하여 온도에 의해 감소되었는지 측정 오차인지 구별하기 어려웠다.

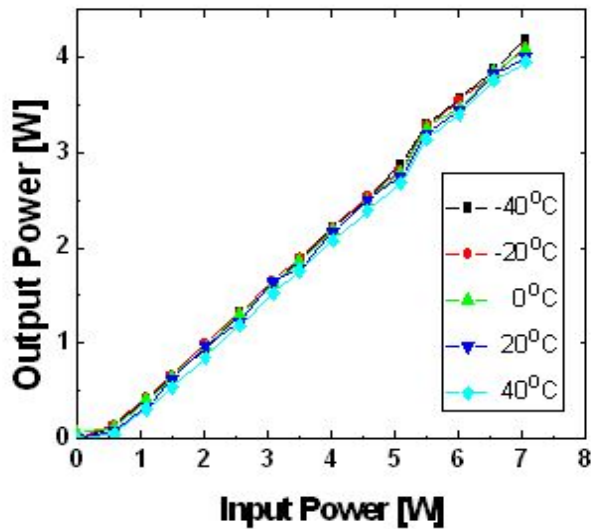


그림 3.27 온도에 따른 출력 파워

제 4 장 결론

End-Pumping 방식으로 광섬유 브래그 격자를 이용하여 all-fiber 형태로 레이저 시스템을 구성하였다. 용착 접속 부위에서의 뒤로 반사되는 빛을 줄이기 위해 광섬유 끝단을 수직 절단하여 용착 접속시 발생한 손실과 각도를 주어 절단 후 용착 접속시 발생한 손실을 비교하였을 때, 각도를 준 후 용착 접속한 광섬유에서 손실이 더 많았다. 용착 접속 손실을 줄이기 위해 all-fiber 레이저 구성할 때 모두 수직 절단 용착 접속을 하였다.

레이저 제작에 앞서, 해석함수를 이용해서 이터븀이 첨가된 광섬유 레이저의 출력을 예상했다. 파라미터 조건으로부터, 10여 미터의 길이에서 출력이 높았고 길이가 증가할수록 조금씩 감소했으며, 출력경의 광섬유 브래그 격자의 반사도는 낮을수록 높은 출력을 얻을 수 있다.

위상 마스크를 이용한 방법을 사용하여 광섬유 브래그 격자를 제작하였다. 1064 nm 파장을 가진 99.9% 고반사율 광섬유 브래그 격자와 56% 반사율을 가지는 저반사율 광섬유 브래그 격자를 제작하였다. 레이저 공진기 구성을 위해서는 반사경의 파장이 일치해야한다. 하지만 일반적으로 제작된 고반사율, 저반사율 광섬유 브래그 격자의 중심 파장을 정확히 일치하게 제작하기 어렵다. 본 연구에서는 저반사율 광섬유 브래그 격자의 중심 파장을 커버할 수 있는 고반사율 브래그 격자 3개를 용착 접속하여 넓은 범위의 선폭을 갖는 고반사율 광섬유 브래그 격자를 제작하였다. 제작된 광섬유 브래그 격자를 이용하여 레이저를 구성하여 출력특성을 알아보았다.

고반사율 광섬유 브래그 격자와 저반사율 브래그 격자의 파장이 일치하는 광섬유 브래그 격자를 구매하여 광섬유 레이저를 구성하고 출력 특성을 알아보았다. 입력 파워 25 W에서 최대 출력 12 W를 얻었고, 이 때 기울기 효율은 49%이다. 활성매질인 이터븀이 첨가된 광섬유의 감긴 직경을 변화시켜 가면서 효율변화 및 빔 질 변화 측정을 하였다. 감긴 직경이 10 cm, 20 cm, 30 cm이었을 때, 기울기 효율은 48%, 63%, 63%이다. 그리고 이터븀이 첨가된 광섬유의 길이에 따른 출력 변화와 온도에 따른 출력을 측정하였다. 9 m와 18 m일 때, 출력변화는 거의 없었으며, $-40\text{ }^{\circ}\text{C} \sim 40\text{ }^{\circ}\text{C}$ 의 온도 범위에서도 큰 변화가 없었다.

【참고문헌】

1. T. H. Mainman, "Optical and microwave optical experiments in Ruby," *Physical Review Letters* **4**, 564-566, (1960).
2. E. Snitzer, "Proposed Fiber Cavities for optical masers," *Journal of Applied Physics*, **32**, 36-39, (1961).
3. E. Snitzer, "Optical maser action in Nd^{3+} in a Barium crown glass," *Physical Review Letters*, **7**, 444-446, (1961).
4. C. A. Burrus, J. Stone, " Nd^{3+} doped SiO_2 lasers in an end-pumped fiber geometry," *Applied Physics Letters*, **23**, 388-389, (1973).
5. R. J. Mears, L. Reekie, I. M. Juancey, D. N. Payne, "Low-noise Erbium-doped fiber amplifier operating at $1.54\mu\text{m}$ ", *Electronics Letters*, **23**, 1026-1028, (1987).
6. H. W. Etzel, H. W. Gandy, R. J. Ginther, "Stimulated emission of infrared radiation from Ytterbium-activated silica glass," *Applied Optics*, **1**, 534-536, (1962).
7. A. E. Siegman, "Defining and measuring laser beam quality," in *Solid State Lasers: New Developments and Applications*, M. Inguscio and R. Wallenstein Eds., Plenum Press, USA (1993).
9. R. Oron, D. Bunimovich, L. Nagli, A. Katzir, A. A. Hardy, "Design considerations for rare earth doped silver halide fiber amplifiers," *Opt. Eng.* **8** 1516-1520, (2001).
10. T. Erdogan, "Fiber Grating Spectra," *Journal of Lightwave Technology*, **15**, 1277-1294, (1997).
11. W. Guan, "High Power Fiber Laser: Recent Advances" University of Rochester, New York, USA (2005)
12. I. Kelson, A. Hardy, "Strongly pumped fiber lasers" *IEEE J. Quantum Electron.* **34** 1570-1577, (1998).
13. P. Leproux, S. Fevrier, "Modeling and Optimization of Double-Clad Fiber

Amplifiers Using Chaotic Propagation of the Pump”, *Opt. Fiber Technol.* **6**, 324-339, (2001).

14. V. Doya, O. Legrand, F. Mortessagne, “Optimized absorption in a chaotic double-clad fiber amplifier” *Opt. Lett.* **26**, 824-874 (2001).

15. L. Xioao, P. Yan, M. Gong, W. Wei, P. Ou, “An approximate analytic solution of strongly pumped Yb-doped double-clad fiber lasers without neglecting the scattering loss” *Opt. Commun.* **230**, 401-410 (2004)

16. K. O. Hill, Y. Fujii, D. C. Johnson, and B. S. Kawasaki, “Photosensitivity in optical fiber waveguides: application to reflecti refilter fabrication” *Applied Physics Letter*, **32**, 647-649, (1978)

17. A. Othonos and K. Kalli, “Fiber bragg grating-Fundamentals and application in telecommunications and sensing”, ArtechHouse, Boston, MA, USA, (1999)

18. FBG 김창민, 원용협, 정지채, 정영철, 박상규, *광통신 시스템 및 네트워크*, 범한 서적주식회사, (2006)

19. N. S. KIM, T. Hamada, M. Prabhu ea al. “Numerical analysis and experimental results of output performance for Nd-doped double-clad fiber lasers” *Opt. Commun.* **180** 329-337 (2000)

20. V.P. Gapontsev, D.V. Gapontsev, N.S. Platonov, et al., “2 kW CW ytterbium fiber laser with record diffraction limited brightness”, in: *CLEO Europe*, paper CJ1-1-THU (2005)

감사의 글

석사 2년 동안 저에게 많은 도움을 주신 여러분들께 감사의 인사를 드립니다. 지난 2년이 어떻게 흘러갔는지 모르게 순식간에 지나가 버렸다는 생각에 많은 아쉬움이 있지만 이 논문을 쓰면서 모자란 부분을 조금이나마 채우게 된 것 같아 아주 약간의 뿌듯함을 느낍니다. 먼저 대학 졸업 후 대학원 진학을 흔쾌히 허락해 주시고 2년간 뒤에서 큰 힘이 되어주신 부모님께 깊은 감사의 말을 올립니다. 그리고 많이 부족한 저에게 옆에서 많은 가르침을 주신 김현수 교수님께 감사의 인사를 드립니다. 교수님께서 가르쳐주신 만큼 하지 못한 것 같아 죄송한 마음입니다. 앞으로 교수님께서 말씀하신 것들을 잘 새겨서 더 발전하도록 노력하겠습니다. 그리고 광기술원에서 실험할 수 있도록 도와주시고 광섬유 레이저에 대한 기본적인 것들을 많이 가르쳐 주신 한수욱 박사님께 감사의 인사를 올립니다. 또한 제 옆에서 광섬유 레이저에 대해 아무것도 모르는 저에게 이것, 저것 세세한 것까지 알려주신 임영은 박사님께도 감사의 말을 드립니다. 준비도 부족했고, 발표도 잘하지 못한 졸업 논문을 심사해 주신 안태정 교수님께 감사의 말을 드립니다. 그리고 광기술원에서 같이 석사과정을 하면서 힘이 되어주었던 재훈이, 현행이, 학석이 너희들한테도 고맙다는 말을 하고 싶다. 또, 학과 일과 실험실 일을 많이 도와주지 못한 정문이에게 늘 미안하고 고마웠다. 선배가 돼서 많이 챙겨주지 못한 철용이한테도 고맙고, 언제나 광기술공학과와 함께 노릇하고 있는 호 형한테도, 나랑 같이 토요일마다 야구 하면서 스트레스를 날렸던 창진이, 성민이, 준희, 경태, 석현이형, 현성이, 동석이, 훈국이, 회석이 대용이, 성국이, 막내 형진이, 해준이, 대진이, 선이, 민희한테도 고맙다는 말을 전한다. 그리고 일은 달랐지만 같은 광기술원 실험실에서 일했던 수용이 형, 형식이 형에게도 고마움을 전합니다. 끝으로 저에게 알게 모르게 도움을 주신 여러 모든 분들께 다시 한 번 감사의 인사를 드립니다.

저작물 이용 허락서

학 과	광기술공학과	학번	20087135	과정	석사
성 명	한글 김 한 글	한문	쑤 한 글	영문	KIM Hangeul
주 소	광주광역시 광산구 월계동 동아 아파트 109동 302호				
연락처	E-mail : hangrinet@naver.com				
논문제목	한글 이터븀이 첨가된 광섬유 레이저 제작과 특성에 관한 연구				
	영문 Study of the characteristics and fabrication of a Yb-doped fiber laser				

본인이 저작한 위의 저작물에 대하여 다음과 같은 조건 아래 조선대학교가 저작물을 이용할 수 있도록 허락하고 동의합니다.

- 다 음 -

1. 저작물의 DB구축 및 인터넷을 포함한 정보통신망에의 공개를 위한 저작물의 복제, 기억장치에의 저장, 전송 등을 허락함.
2. 위의 목적을 위하여 필요한 범위 내에서의 편집과 형식상의 변경을 허락함. 다만, 저작물의 내용변경은 금지함.
3. 배포·전송된 저작물의 영리적 목적을 위한 복제, 저장, 전송 등은 금지함.
4. 저작물에 대한 이용기간은 5년으로 하고, 기간종료 3개월 이내에 별도의 의사 표시가 없을 경우에는 저작물의 이용기간을 계속 연장함.
5. 해당 저작물의 저작권을 타인에게 양도하거나 출판을 허락을 하였을 경우에는 1개월 이내에 대학에 이를 통보함.
6. 조선대학교는 저작물 이용의 허락 이후 해당 저작물로 인하여 발생하는 타인에 의한 권리 침해에 대하여 일체의 법적 책임을 지지 않음.
7. 소속 대학의 협정기관에 저작물의 제공 및 인터넷 등 정보통신망을 이용한 저작물의 전송·출력을 허락함.

동의여부 : 동의(0) 반대()

2009년 10월

저작자: 김 한 글 (인)

조선대학교 총장 귀하