

## 비선형 Loop Mirror 방식을 이용한 '8'자 고리형 Erbium 광섬유 레이저의 수동형 모드 록킹

박 희 갑

전북대학교 물리학과

박경현 · 이상수 · 주무정 · 심창섭

한국전자통신연구소

김 병 윤

한국과학기술원 물리학과

(1993년 7월 7일 받음)

Erbium이 첨가된 광섬유를 이득 매질로 하여 광섬유 loop mirror가 포함된 '8'자 형태의 고리형 광섬유 레이저를 구성하였다. Loop mirror내의 양방향으로 진행되는 두 광파간의 비선형적 위상차로 인하여 loop mirror의 투과율이 입사광 강도에 의존함으로써 수동형의 모드록킹이 가능하였으며, 외부 perturbation이나 변조소자의 도움없이도 공진기내의 편광조절기만의 조절에 의해 모드록킹을 시작시킬 수 있었다. 또한 모드록킹에 의한 펄스 출력 파형을 비선형 loop mirror의 투과특성과 관련하여 고찰하여 보았다.

### I. 서 론

종래에 수동적인 전송매체로서만 인식되어 오던 광섬유는 erbium이나 neodymium과 같은 희토류 물질이 첨가된 저손실 광섬유가 개발되면서부터 레이저 매질로서의 능동적 기능까지 가질 수 있게 되었다.<sup>[1,2]</sup>

이러한 능동광섬유를 이용한 소자의 응용은 크게 광증폭기와 레이저 분야로 나눌 수 있다. 광섬유 증폭 분야는 광송신기에서의 광출력 booster, 선형중계기, 수신부에서의 전치증폭기 등 광통신의 여러 용도로 사용하기 위한 연구가 진행되어 왔다.<sup>[3-6]</sup> 한편 광섬유 레이저 분야에서는 발진파장의 연속적 변화가 가능한 좁은 선폭의 단일모드 레이저를 구현함으로써 광 FDM 및 coherent 광통신에 활용하고자 하는 연구방향<sup>[7,9]</sup>과, 광섬유 레이저를 mode locking 시킴으로써 매우 짧은 폭의 광펄스를 만들어 광 soliton 전송방식의 광원으로 활용하고자 하는 방향<sup>[10-12]</sup>으로 나누어 볼 수 있다. 본 연구는 후자의 펄스레이저를 지향하고 있다.

펄스레이저 관점에서의 광섬유레이저를 살펴보면 광펄스의 생성, 증폭, 성형, 교환 등 여러 기능들이 광섬유를

떠나지 않은 채 이루어질 수 있는 장점이 있으며, 광섬유 상태의 광원은 전송용 광섬유와의 결합이 매우 용이하기 때문에 미래의 all-optical communication용 광원으로서 기대되는 바 크다. 또한 광섬유내의 비선형 효과를 이용하여 펄스를 압축 (compression) 시킴으로써 fs급의 초단 펄스를 얻을 수 있는데,<sup>[12]</sup> 이를 광통신에 응용하는 경우에 Terabit/sec 급의 큰 전송용량이 가능할 것이다. 특히 수동 (passive) 방식에 의한 mode locking은 변조소자를 사용하는 능동 (active) 방식과 비교하여 단순할 뿐 아니라 매질의 물성에 의해 주어지는 이론적 한계치에 거의 접근하는 극초단 펄스를 얻을 수 있다.

본 연구에서는 광섬유 레이저의 수동형 mode locking을 위하여 광섬유 loop mirror를 사용하였다. Erbium이 첨가된 광섬유를 레이저의 이득매질로 삼아 광섬유 loop mirror를 포함하는 '8'자 형태의 고리형 광섬유 레이저를 구성하였다. '8'자 형태의 고리 구조에서 고리의 절반을 이루는 광섬유 loop가 비선형 mirror로서 기능함으로써 수동형으로 mode locking이 이루어졌다. 즉, loop 내에서 서로 다른 방향으로 도는 두 광파간에 광강도 차이에 따라 비선형적인 위상차가 발생하여 loop

mirror의 투과율이 입사광 강도에 의존함으로써 self-mode-locking이 이루어져 주기적인 광펄스 출력을 얻을 수 있었으며, 출력 펄스의 형태를 비선형 mirror의 투과특성과 관련하여 고찰하였다.

## II. ‘8’자 고리형 공진기의 구조와 비선형 loop mirror

비선형 loop mirror를 사용한 ‘8’자 고리형 공진기의 기본 개념도를 그림 1에 나타내었다. 비선형 loop mirror만 제외하면 일반적인 고리형 레이저와 같은 구조로서 공진기내에 광증폭매질과 함께 광 isolator가 있어서 레이저광이 한 방향으로만 순환하도록 되어 있다. 비선형 loop mirror는 2×2 방향성 광섬유 결합기(directional fiber coupler)의 어느 한쪽의 두 단말을 묶은 Sagnac loop 형태로 되어 있는데, 방향성 광섬유 결합기는 광 power의 분배비율이 50:50이 아닌 unbalanced coupler를 사용한다.

일반적으로 방향성 결합기에서 coupling될 때  $\pi/2$ 의 위상변화가 있으므로 loop의 양방향으로 돈 빛이 출력단에서 만날 때  $\pi$ 의 위상차가 있게 되며 입력단에서는 같은 위상으로 만나게 된다. 입사광 power가 작은 경

우에는 loop 내에서의 비선형 광학효과에 의한 위상차를 무시할 수 있으므로 이러한 loop 구조는 비교적 낮은 투과율을 가진 반사체로서 기능한다. 그러나 입사광 power가 크거나 loop의 길이가 긴 경우, 양 방향으로 진행하는 빛의 강도 차이로 인하여 비선형 광학 효과에 의해 양방향간에 추가적인 위상차가 발생하여 이 loop mirror의 투과율은 입사광 power에 따라 변화하게 된다.<sup>[13]</sup>

이 loop mirror의 비선형적인 투과특성을 좀더 살펴보기로 하자. 그림 1에서와 같이 loop mirror의 입력단으로 power  $P_m$ 인 빛이 입사하면 방향성 광섬유 결합기에서 나뉘어 각각 시계방향과 반시계방향으로 길이  $L$ 인 loop를 따라 진행한다. 광섬유내에서의 3차 비선형 광학효과에 의해 매질의 굴절율은 빛의 강도에 의존하게 되며 두 방향으로 도는 빛에 대한 매질의 굴절을 변화는 각각

$$\Delta n_{ccw} = n_2 \frac{P_{ccw}}{A_{eff}}$$

$$\Delta n_{cw} = n_2 \frac{P_{cw}}{A_{eff}} \quad (1)$$

이 된다. 위의 식에서  $n_2$ 는 self-focusing coefficient,  $A_{eff}$ 는 광섬유의 유효 코어면적,  $P_{cw}$ 와  $P_{ccw}$ 는 각각 시계방향과 반시계방향으로 도는 광 power를 의미한다. 여기서는 레이저가 펄스로 동작하는 경우를 상정하고 loop의 길이  $L$ 이 광펄스가 차지하는 길이에 비하여 충분히 긴 경우를 가정하여 양방향의 펄스가 겹치는 순간에 있을 수 있는 cross-phase modulation에 의한 영향을 무시하였다.

방향성 광섬유 결합기가 광 power의 분배비율이  $\alpha:1-\alpha$ ,  $\alpha \neq 0.5$ 인 unbalanced coupler인 경우에 두 방향의 광 power는 서로 다르므로 ( $P_{ccw} \neq P_{cw}$ ) 각 방향으로 loop를 일주한 후 다시 광섬유 결합기에서 만날 때까지의 비선형적 위상차  $\Delta\phi_{NL}$ 은

$$\Delta\phi_{NL} = \frac{2\pi}{\lambda} (\Delta n_{ccw} - \Delta n_{cw}) \cdot L$$

$$= \frac{2\pi n_2}{\lambda} \frac{(2\alpha - 1)}{A_{eff}} P_m \cdot L \quad (2)$$

이 된다. 여기서  $\lambda$ 는 빛의 파장이다. 방향성 결합기에서의 매 coupling시  $\pi/2$ 의 위상변화를 고려하면 양방향으로 돈 빛이 loop mirror의 출력단에서 만날 때  $\Delta\phi_{NL} + \pi$ 의 위상차가 생긴다. 이러한 위상차를 가진 두 광파가 출력단에서 간섭하므로 loop mirror의 투과율  $T$ 는 다음과

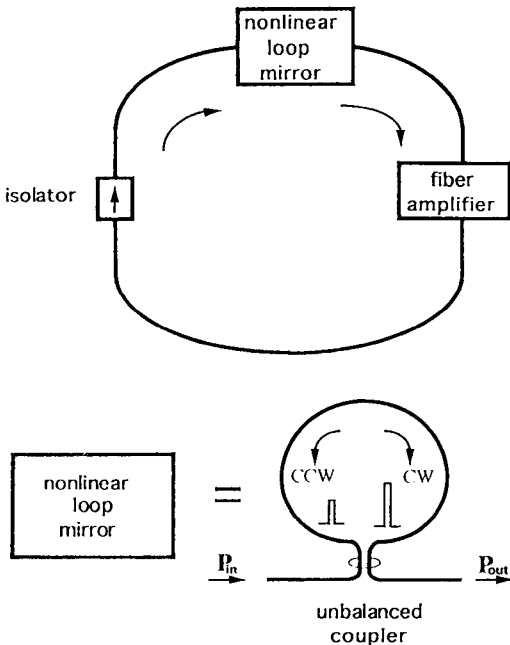


그림 1. 비선형 loop mirror 방식의 고리형 공진기의 개념도.

같이 계산된다.

$$T = 1 - 2\alpha(1 - \alpha)(1 + \cos\Delta\phi_{NL}) \quad (3)$$

즉, loop mirror의 투과율은 입력광 power ( $P_{in}$ )와 loop 길이 ( $L$ )의 곱에 비례하는 위상차에 대하여 주기적으로 변화함을 알 수 있다. 이러한 비선형 loop mirror의 투과율을  $\Delta\phi_{NL} = 0.63$ 인 경우의 예를 들어 그림 2에 나타내었다. 입력광 power가 0으로부터 증가함에 따라 비선형 loop mirror의 투과율도 증가하며  $\Delta\phi_{NL} = \pi$ 가 되는 power에서는 100%의 투과율에 이른다.

이러한 소자가 고리형 레이저 공진기내에 포함되는 경우에 낮은 광 power level의 dc 성분은 감쇠되고 noise spike와 같이 peak power가 큰 펄스의 peak 부분은 선택적으로 투과하여 공진기를 순환할 수 있다. 따라서 이 레이저는 펄스발진 하게 되며 또한 펄스폭이 줄어드는 효과가 있게 된다. 투과율이 입력광 power에 의존함으로써 발생하는 이와같은 현상은 포화흡수체 (saturable absorber)를 사용하는 mode locking이나 anti-resonant ring resonator를 이용한 mode locking의 원리와 매우 유사하다.<sup>[14]</sup>

실제의 광섬유 loop에는 복굴절이 존재하며, 이 경우 loop mirror의 투과율 곡선은 그림 2와 차이가 있게 된다. 따라서 이를 보상해 주기 위하여 비선형 loop내에 광섬유 편광조절기를 두어 복굴절 상태를 조절해 줌으로써 펄스의 peak power에서 최대의 투과율을 가지고 또한 펄스의 순간 power 변화시 변조깊이가 최대가 되도록 해결 필요가 있다. 또한 이 경우에 loop mirror의 투과율은 입사광의 편광상태에도 의존하므로 비선형 loop 외부의

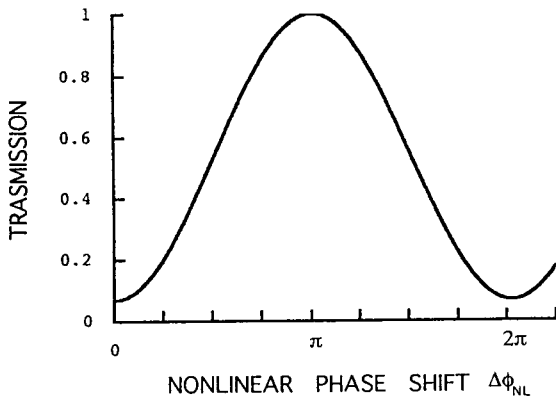


그림 2. 양방향으로 진행하는 두 광파간의 비선형적 위상차  $\Delta\phi_{NL}$ 에 따른 loop mirror에 투과율 ( $\alpha=0.63$ 인 경우).

공진기내에도 편광조절기를 두어 loop mirror에의 입사 편광상태를 조절해 주어야 한다. 이렇게 함으로써 레이저를 발진 초기의 noise spike로부터 출발하여 정상상태의 mode locking에 이르도록 유도할 수 있다.

### III. 실험

제작된 erbium 광섬유 레이저의 구성도는 그림 3과 같다. 그림 3의 '8'자 고리모양 중에서 윗부분의 loop가 비선형 loop mirror에 해당하는 부분으로 비선형 loop는 약 930 m 길이의 dispersion-shifted fiber (영분산파장  $\approx 1.55 \mu\text{m}$ )로 구성하였다. Loop 내에 복굴절 상태 변화를 위하여 편광조절기를 두었다. 비선형 loop의 매듭 부분에 위치한 방향성 광섬유 결합기는  $1.55 \mu\text{m}$  파장에서 광 power의 분배비율이 63 : 37 ( $\alpha=0.63$ )의 것을 사용하였다.

비선형 loop 외부의 공진기내에 편광조절기를 두어 공진기내의 고유 편광상태를 조절할 수 있도록 하였으며 광섬유 pig-tail이 달린 광 isolator를 두어 비선형 loop의 투과광이 공진기내에서 한 방향으로만 순환하도록 하였다. 비선형 loop를 포함한 광섬유 공진기의 전체길이는 약 960 m 였다.

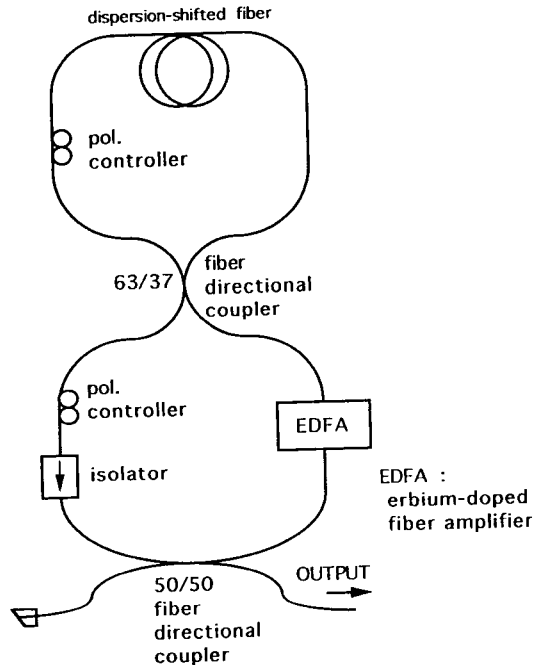


그림 3. '8'자 고리형 Erbium 광섬유 레이저의 구성도.

레이저의 이득매체로서 erbium 광섬유 증폭기를 사용하였다. 실험에 사용한 광섬유증폭기는 한국전자통신연구소에서 구성한 실험용 시제품과 AT&T사 제품의 두 종류를 각기 사용하였다. 두 종류 모두 2개의 1.48  $\mu\text{m}$  파장 고출력 반도체로써 erbium 광섬유의 양방향으로부터 펌핑하는 방식이며 소신호이득이 약 20~26dB인 수준에서 실험하였다.

광섬유레이저의 출력은 50:50의 방향성 광섬유결합기로써 뽑아내었으며, 출력용 광섬유결합기의 사용되지 않는 단말은 끝단면이 경사지게 연마된 광섬유 코드와 용착 접속하여 단면 반사광이 공진기내로 역류하지 않도록 하였다.

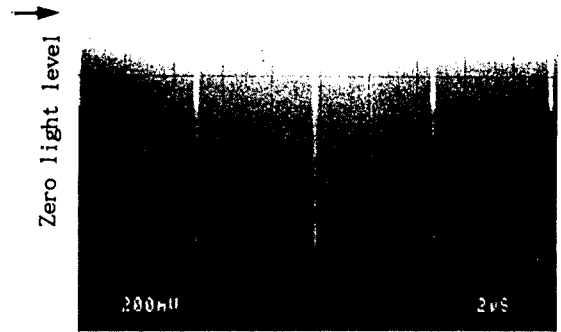
#### IV. 실험결과 및 고찰

광섬유레이저가 연속발전하는 상태에서 두개의 편광 조절기를 조절하여 주면 레이저가 불규칙적으로 pulsation하게 되며 이를 미세조정하면 안정적으로 mode locking된 주기적인 펄스출력을 얻을 수 있었다. 이때 레이저의 평균출력이 약 2 mW 이상인 경우에 mode locking이 시작될 수 있었다. 이러한 mode locking은 공진기내에 어떠한 변조 소자도 필요로 하지 않는 수동형의 self-mode-locking으로서 편광조절기만의 조절에 의하여 self-starting이 가능하였다.

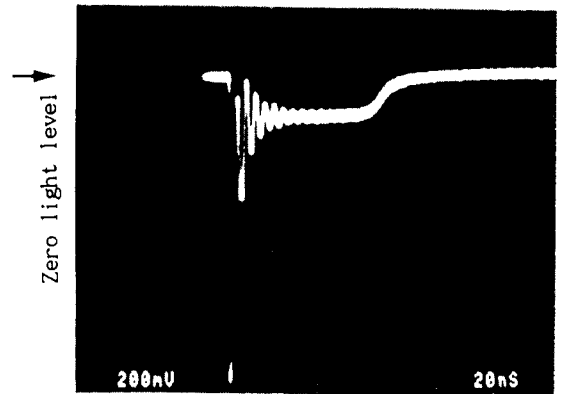
Mode locking된 레이저의 출력을 InGaAs-pin photodiode로써 검출하여 oscilloscope로 파형을 관찰한 결과를 그림 4에 나타내었다. (Oscilloscope 화면사진에서 광펄스의 peak는 아래쪽을 향하고 있다.) 그림 4(a)는 4.8  $\mu\text{s}$ 의 주기로 반복되는 펄스 출력임을 보여주고 있는데 이는 고리형 광섬유 공진기의 전체길이가 약 960 m이므로 공진기의 일주시간과 일치하는 값이다.

그림 4(b)는 개개 펄스의 파형을 나타낸 것인데 특징적인 펄스 형태를 가지고 있음을 알 수 있다. 즉, 펄스의 앞부분에 짧고 강한 spike와 같은 것이 나타나며 이어서 상대적으로 긴 'square' 펄스가 따르고 있다. 그림 4(b)의 화면상에서 나타나는 짧은 주기의 oscillation은 레이저의 relaxation oscillation이 아니며 광검출기 회로상의 특성으로 인한 ringing으로서 실제 광펄스의 파형과는 무관한 것으로 확인되었다.

한편 광검출기의 출력을 RF spectrum analyzer로써 관찰한 결과를 그림 5에 나타내었다. 그림 5에서 왼쪽 끝의 큰 peak는 dc 성분을 나타내며 많은 수의 종모드들이 약 210 kHz의 주파수 간격으로 거의 같은 세기로 나타남을 볼 수 있는데 이로써 종모드들이 일정한 진폭과



(a)



(b)

그림 4. 모드록킹에 의한 펄스출력 파형

(a) 주기적인 반복펄스 (수평축: 2  $\mu\text{s}/\text{div}$ )

(b) 단일펄스 파형 (수평축: 20 ns/div.)

위상관계로 locking 되었음을 알 수 있다.

또한 mode-locking된 광섬유 레이저의 출력광의 spectrum을 optical spectrum analyzer로써 측정한 결과를 그림 6에 나타내었다. Mode locking된 레이저 출력의 중심 발진파장은 1565 nm이며 파장선폭이 약 4 nm로 측정되었다. 4 nm의 파장폭은 1.5  $\mu\text{m}$  파장대역에서 약 500 GHz의 주파수 대역폭에 해당한다. 만일 발진하는 모든 모드의 위상과 진폭이 locking 되는 경우를 가정한다면 transform-limit에서의 펄스폭이 2 ps로서 매우 짧은 펄스를 얻을 수 있을 것이다. Mode locking된 주기적 출력 파형, RF 및 optical spectrum의 data로부터 이 광섬유레이저는 매우 안정적으로 mode locking되고 있음을 확인할 수 있다.

한편 mode locking된 펄스파형이 가지는 특징적 형

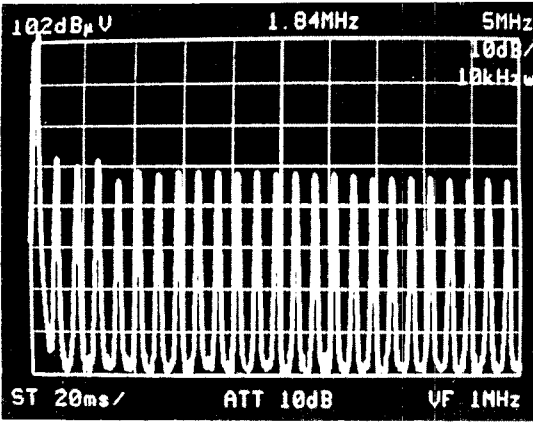
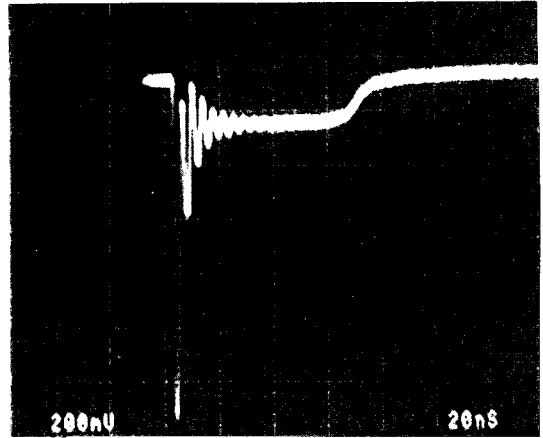


그림 5. 광검출기 출력의 RF spectrum.



(a)

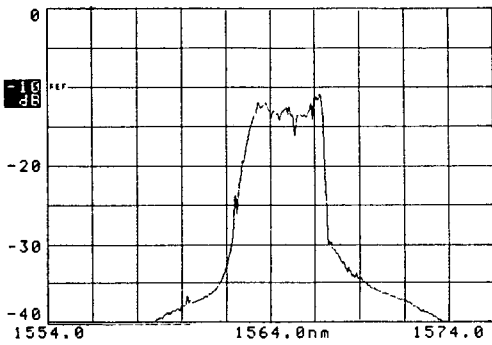
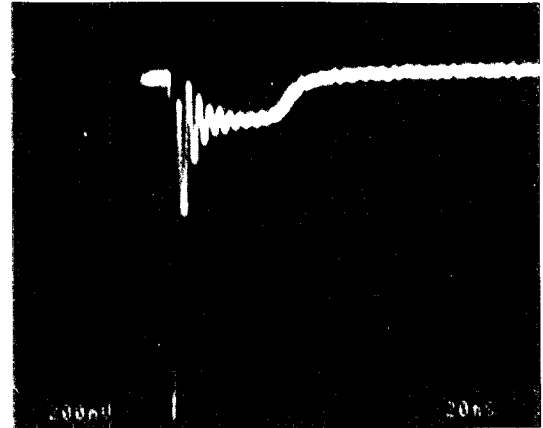


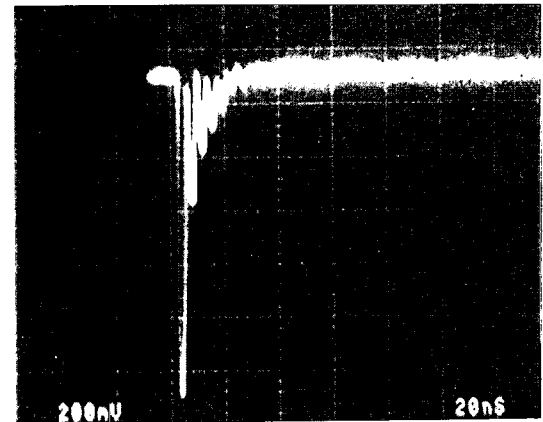
그림 6. 모드 록킹된 광섬유 레이저 출력의 optical spectrum  
(수평축 : 2 nm/div., resolution : 0.1 nm)



(b)

태에 대하여 조사해 보았다. 그림 4(b)에 나타나는 square 펄스의 폭은 비선형 loop내의 편광조절기를 조절하거나 광섬유 증폭기의 펌핑 강도를 변화시킴에 따라 변화함을 관찰할 수 있었다. 광섬유 증폭기의 펌핑강도는 erbium 광섬유 펌핑용 1.48  $\mu\text{m}$  반도체 레이저에의 주입전류로써 조절하는데 펌핑의 변화에 따른 출력 파형의 변화를 그림 7에 나타내었다. 우선 평균출력이 2 mW 수준이 되도록 펌핑을 충분히 크게 한 상태에서의 펄스파형은 그림 7(a)와 같으며 펌핑을 감소시킴에 따라 (b), (c)의 순으로 변화하였다. 즉 펌핑이 감소함에 따라 square 펄스의 폭은 감소되되 square 펄스의 높이는 변함이 없음을 볼 수 있다. 그 뿐만 아니라 펄스 앞단의 짧고 강한 spike의 높이도 펌핑의 변화에 대하여 거의 변화가 없었다.

펌핑을 감소시킴으로써 square 펄스가 완전히 제거되



(c)

그림 7. 펌프 power 변화에 따른 출력펄스 파형의 변화. 펌프 power 감소시킴에 따라 (a) (b) (c) 순으로 변화함. (수평축 : 20ns/div.)

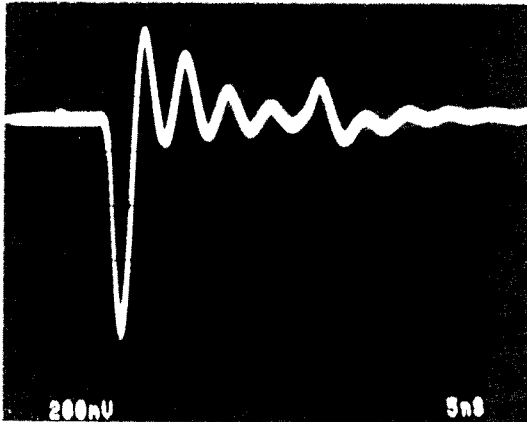


그림 8. Square 펄스가 없어지도록 조절한 경우의 펄스 파형. (나타난 펄스폭은 oscilloscope 대역폭에 의해 제한되고 있는 상태임. 수평축: 5ns/div.)

어 앞단의 짧은 펄스만 남도록 할 수도 있는데, square 펄스와 함께 존재하는 경우에 비하여 상대적으로 불안정한 상태로서 관찰되며 그 oscilloscope 파형은 그림 8과 같다. 그림 8의 화면상 펄스의 폭은 약 1.5 ns 정도로 나타나 있는데 이는 oscilloscope의 대역폭에 의해 제한된 결과로서 실제의 펄스폭은 이보다 훨씬 짧은 것으로 추측된다. Square 펄스가 제거되고 앞단의 짧은 펄스만 남은 상태에서 펌핑을 더욱 감소시키면 불안정하나마 존재하던 짧은 펄스마저 사라지고 레이저의 출력파형은 random mode beating에 의해 매우 fluctuation한다.

특징적인 것은 앞단의 짧은 펄스가 존재하는 경우에 그 펄스의 높이는 펌핑에 무관하게 일정하게 유지되고 펌핑이 일정치 이하가 되면 아예 펄스가 사라지게 된다는 점이다.

이상과 같은 펄스파형에 관한 실험결과를 이해하기 위하여 그림 9와 같이 임의 형태의 펄스가 비선형 loop mirror에 입사하는 경우를 생각해 보자. 그림 9에서  $P_s$ 는 비선형 loop mirror의 투과율이 100%가 되는 switching power인데 이는 그림 2의 곡선에서  $\Delta\phi_{NL} = \pi$ 에 해당하는다. 입력 펄스의 순간 power가  $P_s$ 에 못미치거나 그 이상인 경우에 비선형 mirror의 투과율이 100%에 미치지 못하므로 그림 9에서의 빗금부분에 해당하는 에너지의 손실을 겪게 되며 투과 후에 square 펄스를 담아가게 된다. 펄스가 공진기를 순환하면서 비선형 loop mirror를 통과하는 과정을 거듭하면 결국 펄스의 순간 power가  $P_s$ 에 고정되어 유지되는 square 펄스 형태가 된다. 즉, 이러한 square 펄스 이외의 다른 형태의 펄스(soliton

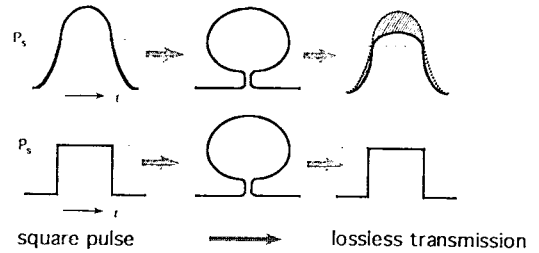


그림 9. 비선형 loop mirror에 의한 펄스 성형 (pulse shaping).

펄스 제외)는 비선형 loop mirror내에서 반드시 에너지 손실을 겪으며 펄스 파형이 변화하게 되고 square 펄스만이 정상상태에서 공진기를 손실없이 (펄스 형태 변화 없이) 순환할 수 있다. 펌핑을 증가시키는 경우에도 square 펄스의 power는  $P_s$ 보다 더 커질 수 없으므로 펄스폭만이 증가함으로써 펄스 전체의 에너지가 증가하는 것으로 이해할 수 있다. 본 실험에서의 parameter들을 (2)식에 대입하여  $P_s$ 를 계산하여 보면,  $n_2 = 3.2 \times 10^{16} \text{ cm}^2/\text{W}$ ,  $\lambda = 1.565 \mu\text{m}$ ,  $\alpha = 0.63$ ,  $L = 0.93 \text{ km}$ , 그리고 유효 코어반경을  $3.5 \mu\text{m}$ 로 취하여  $A_{eff} = 38.5 \mu\text{m}^2$ 라 할 때  $P_s \approx 3.9\text{W}$ 가 된다.

한편, square 펄스 앞부분의 짧고 강한 펄스를 분석하기 위해서는 그 펄스폭과 형태가 정확히 추정되어야 하겠으나 본 실험결과로부터 미루어 볼 때 soliton 펄스일 가능성을 배제할 수 없다. Blow 등의 계산결과에 의하면 soliton 펄스의 경우에 보통 펄스와는 달리 펄스 envelope 전체가 하나의 characteristic phase (soliton phase)로서 진행되는 특징을 가지므로 비선형 loop를 양방향으로 돌던 soliton 펄스가 loop의 출력단에서 만날 때 양방향 간의 soliton phase의 차이가  $\pi$ 가 되면 pulse envelope 전체가 에너지 손실없이 100% 투과가 가능하다.<sup>[15]</sup> 따라서 soliton 펄스는 square 펄스와 함께 비선형 loop가 포함된 공진기를 손실없이 순환할 수 있는 펄스 형태인 것이다.

본 실험에서 비선형 loop로서 사용된 광섬유에서 군속도 분산(group velocity dispersion)이 0이 되는 파장은  $1.55 \mu\text{m}$ 이고 레이저의 발진파장은  $1.565 \mu\text{m}$ 이므로 레이저 파장에서 광섬유는 음의 군속도분산을 나타낸다. 따라서 분산효과와 자기위상변조 (self-phase modulation)와의 균형에 의해 광섬유 loop내에서 soliton 펄스 생성이 가능하다.<sup>[16]</sup> 비선형 loop의 parameter가 주어지면 이 loop mirror를 손실없이 투과할 수 있는 soliton 펄스의 peak power (또는 펄스에너지)가 일의적으로 결정된다.

[15] 따라서 만일 그림 7에서의 앞단의 짧고 강한 펄스가 soliton 펄스인 것으로 가정한다면 펄핑이 변화하더라도 soliton 펄스의 peak power는 soliton 펄스가 존재하는 한 거의 변화할 수 없으며 이는 본 실험결과와 일치한다. 본 실험의 결과에서 펄핑의 변화에도 불구하고 soliton 펄스가 안정적으로 존재할 수 있는 이유로서, soliton 펄스를 만들고도 남은 여분의 펄핑에너지는 square 펄스의 에너지 증가(펄스폭 증가)로 흡수되므로 soliton 펄스가 펄핑에 관계없이 일정 크기로 유지되는 것으로 이해해 볼 수 있다. 보다 정확한 분석을 위해서는 정밀한 펄스폭 측정이 이루어져야 할 것이나, 짧은 펄스와 함께 긴 square 펄스가 이어지는 독특한 펄스형태로 인하여 기존의 autocorrelation 방식의 적용이 곤란하므로 별도의 측정방법이 강구되어야 할 것이다.

## V. 결 론

Erbium이 첨가된 광섬유를 이득매질로 하여 '8'자 형태의 고리형 광섬유 레이저를 구성하고 mode locking 실험을 하였다. 고리형 광섬유 공진기내의 930 m 길이의 광섬유 loop가 비선형 mirror의 역할을 함으로써 안정적인 mode locking이 이루어졌다. 4.8  $\mu$ s의 주기로 mode locking된 펄스의 폭은 oscilloscope의 대역폭에 의해 제한되는 상태에서 1.5 ns 정도로 측정되었는데 실제로는 그 이하일 것으로 추정된다. 이러한 mode locking 방식은 공진기내에 능동변조 소자 없이도 가능한 수동(passive) 방식이며 외부로부터의 perturbation 없이도 공진기내의 두개의 편광조절기만을 조절함으로써 mode locking의 self-starting이 가능하였다. Mode locking된 레이저의 출력 파형으로서 짧고 강한 펄스에 이어지는 긴 폭의 square 펄스를 관찰할 수 있었는데 이들 파형에 관하여 비선형 loop mirror의 투과 특성과 관련하여 정성적으로 설명할 수 있었다. 비선형 loop mirror를 손실없이 투과할 수 있는 펄스 형태가 square 펄스와 soliton 펄스 뿐임을 고려할 때 짧은 펄스는 soliton 펄스일 가능성이 있으며 실험결과도 이를 부분적으로 뒷받침하였다. 광섬유 레이저로부터 초단펄스를 얻기 위해서는 soliton 효과에 의해 펄스 압축이 공진기내에서 효율적으로 이루어져야 하므로 비선형 loop의 parameter, 방향성 광섬유 결합기의 분배비율 그리고 공진기내 광 power 등을 복합적으로 최적화하면 transform-limit에 이르는 초단펄스를 얻을 수 있을 것으로 생각된다.

## 감사의 글

본 연구에 도움을 주신 ETRI의 이재승 박사와 KAIST의 신상영 교수님께 감사를 드립니다. 아울러 본 연구는 1992년도 한국통신과 한국전자통신연구소에서 지원한 기초연구사업의 일환으로 수행되었음을 밝힙니다.

## 참 고 문 헌

- [1] S. B. Poole, D. N. Payne, and M. E. Fermann, *Electron. Lett.* **21**, 737 (1985).
- [2] R. J. Mears, L. Reekie, I. M. Jauncey, and D. N. Payne, *Electron. Lett.* **23**, 1026 (1987).
- [3] P. Urquhart, *IEEE Proc.* **135**, 385 (1988).
- [4] S. Shimada, *Optics and Photonics News* **1**, 6 (1990).
- [5] K. Nakagawa, S. Nishi, K. Aida, and E. Yoneda, *IEEE J. Lightwave Technol.* **9**, 198 (1991).
- [6] S. Saito, M. Murakami, A. Naka, Y. Fukada, T. Imai, M. Aiki, and T. Ito, *IEEE J. Lightwave Technol.* **10**, 1117 (1992).
- [7] G. A. Ball and W. W. Morey, *Opt. Lett.* **17**, 420 (1992).
- [8] C. R. Cochlain and R. J. Mears, *Electron. Lett.* **28**, 124 (1992).
- [9] G. J. Cowle, D. N. Payne, and D. Reid, *Electron. Lett.* **27**, 229 (1991).
- [10] J. D. Kafka, T. Baer, and D. W. Hall, *Opt. Lett.* **14**, 1269 (1989).
- [11] K. Smith, J. R. Armatage, R. Wyatt, N. J. Doran, and S. M. J. Kelly, *Electron. Lett.* **26**, 1149 (1990).
- [12] D. J. Richardson, V. V. Afanasjev, A. B. Grudinin, and D. N. Payne, *Opt. Lett.* **17**, 1596 (1992).
- [13] N. J. Doran and D. Wood, *Opt. Lett.* **13**, 56 (1988).
- [14] J. F. Carruthers and I. N. Duling III, *Opt. Lett.* **15**, 804 (1990).
- [15] K. J. Blow, N. J. Doran, and B. K. Nayar, *Opt. Lett.* **14**, 754 (1989).
- [16] L. F. Mollenauer and R. H. Stolen, *Opt. Lett.* **9**, 13 (1984).

**Passive Mode Locking of Figure '8' Type Erbium-doped  
Fiber Ring Laser Using Nonlinear Loop Mirror**

Hee Gap Park

*Department of Physics, Chonbuk National University, Chonju 560-756, Korea*

Kyung Hyun Park, Sang Soo Lee, Moo Jeong Chu, and Chang Sup Shim

*Electronics and Telecommunications Research Institute, Taejon 305-350, Korea*

Byung Yoon Kim

*Department of Physics, Korea Advanced Institute of Science and Technology, Taejon 305-701, Korea*

(Received: July 7, 1993)

Figure '8' type, passively-mode-locked erbium-doped-fiber ring laser was developed, incorporating a nonlinear loop mirror. Transmittance of the loop mirror was found to be dependent on the incident light intensity due to the non-reciprocal nonlinear phase shift, which enables the passive mode locking of the laser. Self-starting of stable mode locking was possible with only controlling the polarization controllers inside the cavity without any help of external perturbation or modulation. The mode-locked output pulse shape was discussed in relation with the transmission characteristics of nonlinear loop mirror.