

# 광섬유 라만 레이저와 광섬유의 분산 특성 측정에의 응용 (Fiber Raman Laser and its Application to Measurement of Optical Fiber Dispersion Characteristics)

鄭 榮 哲\*, 申 相 永\*\*

(Young-Chul Chung and Sang-Yung Shin)

## 要 約

비선형 라만 산란현상을 이용하여 광섬유 라만 레이저를 실현함으로써 0.8-1.8 $\mu\text{m}$  파장 영역에서 200 ps의 펄스 폭을 갖는 광 펄스를 생성시켰다. 이 광섬유 라만 레이저는 모드 고정과 Q-스위치가 동시에 된 Nd-YAG 레이저를 펌프로 사용한다. 본 실험과정에서 관찰된 2파동의 합 주파수 생성(two-wave sum frequency generation) 현상도 보고한다.

구현된 광섬유 라만 레이저를 이용하여 단일 모드 광섬유의 장파장 영역 색분산 특성을 측정하였으며, 측정된 광섬유의 재료분산 특성을 산정하였다.

## Abstract

Subnanosecond optical pulses with 0.8-1.8 $\mu\text{m}$  wavelength are generated by experimentally realizing a single pass fiber Raman laser. This fiber Raman laser is pumped by a mode-locked and Q-switched Nd-YAG laser. Two wave sum frequency phenomenon is also observed in the course of the experimental work.

The fiber Raman laser is then used to measure dispersion characteristics of a single mode fiber in the long-wavelength region.

## I. 序 論

광섬유내에서는 파장변환이나 그 외의 다른 비선형 현상이 수 watt 정도의 광전력에서 나타남이 알려져 있다. 광섬유는 작은 단면적의 코어(core)내에 광전력을 국한시켜서 그 축에 따라 광전력을 도파시키는 유전체 도파관으로서, 코어내의 재료인 용융 석영의 비선형 효과는 다른 비선형 재료에 비해서 매우 작지만 저손실 광섬유에서는 상호 작용거리를 충분히 길게 할 수가 있어서 비선형 광학의 연구시 벌크 매디아에 비해 커다란 구조적 이점을 가지고 있다.<sup>[1]</sup>

또한 광섬유통신에서 SRS(stimulated Raman scattering) 현상과 SBS(stimulated Brillouin scattering) 현상은 광섬유의 광전력 처리능력 즉, 최대로 결합시킬 수 있는 신호전력에 제한을 주므로, 이에 대한 해석도 필요하게 된다.<sup>[2]</sup>

광섬유내에서의 SRS 현상은 고출력 레이저를 이용하여 여러 파장을 얻을 수 있는 광원을 실현하는데 많이 사용되고 있다.<sup>[3]</sup> 특히 1.06 $\mu\text{m}$ 의 파장을 가진 Nd:YAG 레이저를 펌프로 하는 경우, 대용량 광통신에서 중요한 파장영역인 1.1~1.8 $\mu\text{m}$ 대의 짧은 광펄스들을 얻을 수 있으므로, 이 영역에서 광섬유(특히 단일모드 광섬유)의 분산특성과 손실특성을 측정하는데 매우 유용하다.<sup>[4,5,6]</sup>

본 논문의 내용은 다음과 같다.

Mode-locking, Q-switching을<sup>[7]</sup> 동시에 한 Nd:YAG 레이저를 펌프로 하여 0.8~1.8 $\mu\text{m}$ 의 파장영역

\*正會員, 金星電線株式會社  
(Gold Star Cable Co., Ltd.)

\*\*正會員, 韓國科學技術院 電氣 및 電子工學科  
(Dept. of Electrical Science, KAIST)

接受日字: 1983年 9月 17日

에서 nanosecond 이하의 펄스를 발생시키는 광섬유 라만 레이저의 최대전력 스펙트럼 측정결과를 기술하였다. 이 실험과정에서 two wave sum frequency 현상<sup>11)</sup>도 관찰할 수 있었다.

광섬유 라만 레이저의 출력을 이용하여, 1.1~1.35  $\mu\text{m}$ 의 파장영역에서 단일모드 광섬유의 색 분산 특성을 측정된 결과와 그로부터 산정된 재료분산 특성을 기술하였다.

II. 광섬유내에서의 비선형 특성

광섬유내에서 주로 관찰되는 비선형 현상으로는 S-RS현상, SBS현상<sup>12)</sup>, four photon mixing 현상<sup>10)</sup>, two wave sum frequency 현상<sup>13)</sup>, optical Kerr effect<sup>11)</sup>와 이와 관련된 self phase modulation 현상<sup>12)</sup>과 soliton 전파현상<sup>13)</sup> 등이 있다.

본 논문에서는 광섬유내에서의 SRS현상을 주로 이용하게 되므로 SRS현상에 대하여 간단히 고찰하여 본다.<sup>13)</sup> 라만 상호작용을 그림 1에 보인 바와 같이 광 펄핑한 증폭기로 간단히 모델링한다. 여기서 약한 신호주파수  $\nu_s$ 가 정해진 펄프 주파수  $\nu_p$  주위에 맞추어져 있다고 가정한다. 손실과 표면에서의 반사를 무시하면 신호가 증폭되는 정도는 다음 식으로 주어진다.

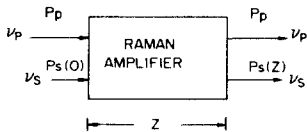


그림 1. 간단하게 모델링한 라만 증폭기  
Fig. 1. Schematic Raman amplifier.

$$P_s(l) = P_s(0) \cdot \exp[g(\Delta\nu)P_p l/a] \quad (1)$$

여기서,  $\Delta\nu = \nu_p - \nu_s > 0$ ,  $P_p/a$ 는 펄프의 강도이며,  $l$ 는 샘플의 길이이다. 이득상수  $g(\Delta\nu)$ 는 라만 상호작용의 척도이며, 용융 석영에 대한  $g(\Delta\nu)$ 를 그림 2에 그렸다.<sup>14)</sup>  $\Delta\nu < 0$ 이면  $g(\Delta\nu)$ 의 크기는 같지만 부호가 반대가 되며, 따라서 신호광은 증폭되지 못하고 흡수된다.<sup>15)</sup>

그림 2에서 보였듯이 용융석영에서의 라만 스펙트럼은 결정에 비해 약  $10^2$ 배 정도 넓기때문에, 광섬유에서는 광대역 tuning을 기대할 수 있다.

용융석영에서의 최대 이득은 가장 강한 라만산란 물질에 비하여  $10^2$ 배 이상 작지만, 상호 작용거리의 증가로 인하여 식(1)에서 보는 바와 같이 작은 라만단면적을 상쇄하고, 증폭(비선형현상)에 필요한 펄프 광전력을 낮추어 준다. 상호 작용거리와 펄프 전력간의 절

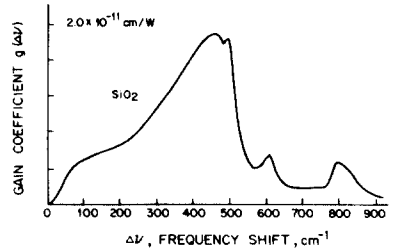


그림 2. Silica에 대한 라만 이득곡선  
Fig. 2. Raman gain curve for fused silica.

충이 사실상 비선형 광학의 주된 요점이며, SRS현상 외의 다른 비선형현상에 대해서도 마찬가지이다.

III. Nd:YAG 레이저를 펄프로 하는 광섬유 라만레이저

광섬유 라만레이저를 실험적으로 실현하고, 광섬유 라만 레이저의 출력측에서 과정에 따른 광펄스의 최대 출력을 측정하였다.<sup>16)</sup> 실험과정에서 SRS, four photon mixing(three wave mixing)외에 two wave sum frequency 현상도 관찰되었다. two wave sum frequency 현상의 관찰에 대해서는 부록에 기술하였다.

실험장치를 그림 3에 나타내었다. 실험에 사용한 Nd:YAG 레이저는 Quantronix 모델 114이며, M-L(mode-locking)된 펄스의 폭은 약 200ps이며, Q-S(Q-switching)된 펄스의 폭은 약  $1\mu\text{s}$ 이다. 레이저의 출력을 단일모드 광섬유에 효과적으로 결합시키기 위하여, 레이저빔을 6배 확장한 다음 초점거리가 7.5cm인 렌즈를 사용하였다. 이와같이 하여 약 25%의 결합 효율을 얻을 수 있었다.

실험에 사용한 라만 광섬유는 K. A. I. S. T. 연구부 응용광학실에서 제작됐으며, 코어내의 dopant 로서는

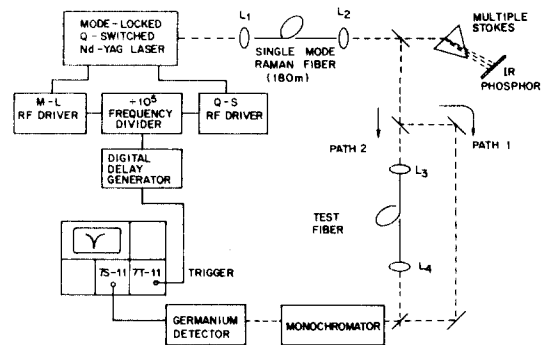


그림 3. 실험장치  
Fig. 3. Experimental arrangement.

GeO<sub>2</sub>를 사용하였다. 이 광섬유는 1.06μm의 파장에서 약 5dB/km의 손실을 보이며, 굴절율 차이는 약 0.002이고, 심의 직경은 약 10.7μm이며 cladding의 직경은 125μm이다.

피이크 광전력이 매우 크고 펄스폭이 약 200ps로 매우 작게 해 주기위해서, Nd:YAG 레이저를 Q-S하고 M-L한다. 이와같이 Q-S, M-L을 동시에 한 Nd:YAG 레이저의 출력을 그림 3과 같이 라만 광섬유에 결합시키면, 피이크 전력이 매우 큰 펄프 광펄스가 단일 모드 광섬유내를 전파하면서 SRS현상에 의하여 첫번째 순서의 Stokes 광펄스를 만들고 펄프 광펄스는 점점 광전력이 떨어진다. 첫번째 순서의 Stokes 광 펄스가 증가하면서 이것이 펄프로 작용하여 두번째 순서의 Stokes 광펄스를 만들어 낸다. 이와같이 연쇄적인 작용에 의하여 여러 순서의 Stokes가 만들어지며 넓은 파장대역(1.1~1.8μm)에서 nanosecond 이하의 폭이 좁은 광펄스들을 얻을 수 있었다. 이 실험에서 라만 광섬유의 길이를 180m로 하였는데, 그 이유는 M-L된 펄스의 폭은 약 200ps 정도로서 약 180m 전파했을 때의 군속도(group velocity) 분산효과를 고려해 보면 펄프 펄스와 첫번째 순서의 Stokes 펄스는 서로 떨어지게 되므로, 이 이상의 길이는 SRS 현상에 기여하지 못하기 때문이다.

Nd:YAG 레이저에 Q-S와 M-L을 동시에 가하였을 때, Q-S 펄스 모락선의 최대값 부근의, 폭이 매우 짧은 펄스를 sampling oscilloscope에 안정되게 나타내기 위해서는, mode-locker에서 50MHz의 동기신호를 뽑아내어 10<sup>5</sup>배로 주파수를 낮추어서 나온 500Hz의 신호로 Q-S를 하고, 이를 지연시켜서 sampling oscilloscope의 trigger 입력에 인가하여야 한다. 여기서

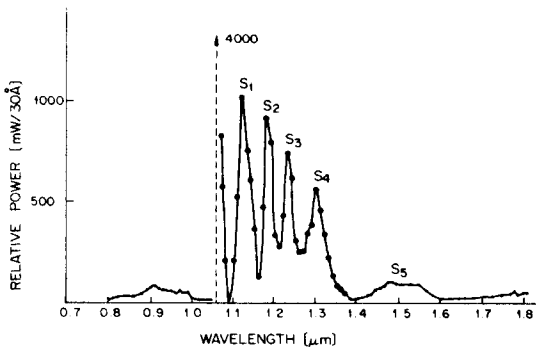


그림 4. 라만 광섬유 출력에서 측정된 피이크전력 스펙트럼

Fig. 4. Spectral emission curve measured at the output of Raman fiber.

500Hz로 Q-S를 하는 이유는 이 Q-S rate에서 최대의 효과, 즉 최대의 피이크 전력을 얻을 수 있기 때문이다.<sup>[17]</sup>

라만 광섬유의 출력에서 발생하는 여러 파장에 대한 피이크 광전력을 그림 3의 path 1을 통하여 측정하였고 그 결과를 그림 4에 보였다. 단일 파장만을 추출하는 필터로서 30Å의 분해능(resolution)을 가진 grating monochromator를 사용하였고, 광검출기로는 80ps 이하의 상승시간(rise time)을 가지는 고속의 Ge 광다이오드를 사용하였다.

그림 4를 보면 첫번째부터 네번째까지의 좁은 폭을 가지는 λ=1.12, 1.18, 1.24, 1.30μm의 Stokes line들은 각각 470cm<sup>-1</sup>, 450cm<sup>-1</sup>, 410cm<sup>-1</sup>, 370cm<sup>-1</sup>의 이득 주파수편이(Δν)에 해당하며, 계속되는 고차 Stokes는 1.8μm까지 quasi-continuum을 이루고 있다. 이득 주파수편이(gain frequency shift, Δν)와 라만 산란 단면적(δ)은 GeO<sub>2</sub> 또는 P<sub>2</sub>O<sub>5</sub>를 용융석영에 첨가시킴으로써 변화될 수 있다. 예를 들면 용융석영이 440cm<sup>-1</sup>의 이득 주파수편이를 가지는데 비해 유리질 GeO<sub>2</sub>는 420cm<sup>-1</sup>의 이득 주파수편이를 가지며, 또한 유리질 GeO<sub>2</sub>의 라만 산란 단면적(δ)은 순수 용융석영에 비해 거의 10배가 된다. 또한 유리질 P<sub>2</sub>O<sub>5</sub>는 약 1390cm<sup>-1</sup>의 이득 주파수편이를 보인다.<sup>[44]</sup> SiO<sub>2</sub>와 GeO<sub>2</sub>의 구조가 거의 같으며, 또한 두 물질의 이득 주파수편이가 비슷하므로, GeO<sub>2</sub>가 소량 첨가된 석영계 광섬유의 라만 이득 피이크는 순수 석영계 광섬유와 거의 비슷한 곳에서 나타나리라고 예상된다. 본 실험에 사용된 광섬유는 GeO<sub>2</sub>가 소량 첨가된 석영계 광섬유이며, 본 실험에서 관측된 라만 이득 피이크의 위치는 타당하다고 생각된다. 또한 quasi-continuum을 이루는 이유는 자체 위상 변조(self phase modulation)에 의하여 각 stokes line의 linewidth가 넓어지기 때문이다.<sup>[44]</sup> 그림 4를 보면 0.8~1.06μm의 파장 영역에서도 광펄스가 발생되는데 이는 four photon mixing에 의한 anti-Stokes 성분이다. 단순한 SRS 현상이 자체위상정합이 되는 반면, four photon mixing은 인위적으로 위상정합(phase matching)을 시켜 주어야 하므로, 단일 모드 광섬유에서는 four-photon mixing 현상이 미약하게 넓은 파장 영역에 걸쳐서 나타남은 알 수 있다.<sup>[17]</sup>

특정파장에 대한 펄스들을 그림 5에 보였다. 그림 5(b)에는 1.12μm와 1.18μm의 광펄스를 storage oscilloscope를 이용하여 같이 찍은 모양인데, 두 파장의 펄스사이의 시간지연을 확연히 볼 수가 있다. 그리고 프리즘으로 분산시킨 모양을 그림 6에 보였다. 또한 그림 7에 라만 광섬유에서 나오는 광펄스들의 파

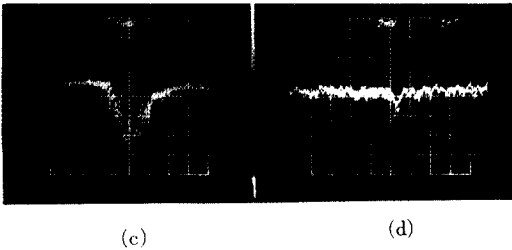
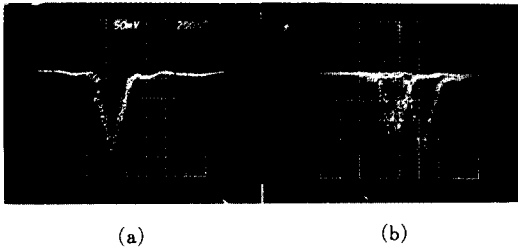


그림 5. 라만 광섬유에서 나오는 펄스들을 sampling oscilloscope에 나타낸 모습  
(a) 1.12 μm, (b) 앞의 펄스; 1.18 μm, 뒤의 펄스; 1.12 μm, (c) 1.53 μm, (d) 0.96 μm

Fig. 5. Examples of Stokes pulses with different wavelengths displayed on sampling oscilloscope.  
(a) 1.12 μm, (b) the front pulse; 1.18 μm the rear pulse; 1.12 μm, (c) 1.53 μm, (d) 0.96 μm.

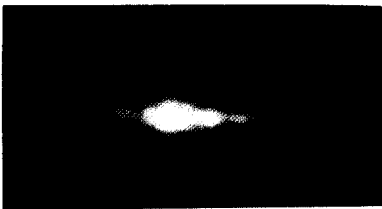


그림 6. 프리즘으로 분산시킨 모습  
Fig. 6. Several orders of Stokes dispersed by prism.

장에 따른 상대 지연시간을 나타내었다.

1.1~1.33 μm의 파장 영역에서는 수백 mW 이상의 피크 광전력을 가진 광펄스들을 얻을 수가 있었으나, 1.33 μm 이상에서는 광전력이 매우 떨어짐을 알 수 있었다. 이는 실험에 사용한 라만 광섬유의 손실이 크고, 1.4 μm 근처에서 OH<sup>-</sup> 이온에 의한 손실 스펙트럼의 피크 때문에 추정된다. 1.33 μm 이상에서도 광섬

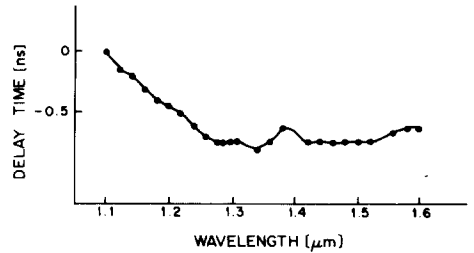


그림 7. 180m 라만 광섬유의 출력에서 관찰된 각 파장 성분에 대한 상대 지연시간 (1.10 μm를 기준으로 했다.)  
Fig. 7. Relative delay time for each wavelength component which leaves Raman fiber.  
(Referenced to 1.10 μm component.)

유의 특성 측정에 충분한 광전력을 얻기 위해서는 1 μm대의 파장에서 광손실이 매우 작고, OH<sup>-</sup> 이온을 충분히 제거한 광섬유를 사용하여야 한다.

#### IV. 단일모드 광섬유의 분산 특성 측정

대용량 광통신 시스템을 위한 단일모드 광섬유를 설계하기 위해서는 1.1~1.7 μm 영역에서 분산특성을 측정하는 것이 중요한데 이에는 다음의 세 가지 방법이 알려져 있다.

- a. III장에 기술한 광섬유 라만 레이저를 이용하여 파장에 따른 광펄스의 상대지연시간을 측정하는 방법.<sup>(1),(2)</sup>
- b. Resonant Raman technique.<sup>(1)(3)</sup>
- c. III장에서 기술한 광섬유 라만 레이저를 이용하고 간섭현상을 이용하여 측정하는 방법.<sup>(1)(4)</sup>

a의 방법은 정확도(resolution)가 trigger source의 timing jitter를 얼마나 줄이느냐에 달려 있다. b의 방법은 a의 방법에 비해 정확도는 우수하나, 발진 임계전력이 작아질 수 있는, 심의 직경이 작고 굴절률차이(Δn)가 큰 단일모드 광섬유의 경우 사용하기에 유리하다.

c의 방법은 시험 광섬유의 길이가 수m 정도로 짧아도 되지만, 잘 측정된 기준 광섬유가 있어야 한다. 본 실험에서는 a의 방법을 이용하여 광섬유의 분산특성을 측정하였다.

단일모드 광섬유에서 분산 S는 근사적으로 다음과 같이 재료분산 S<sub>m</sub>과 도파로분산 S<sub>w</sub>의 합으로 나타낼 수 있다.

$$S \approx S_m + S_w \quad (2)$$

여기서 분산 S는 파장에 따른 지연시간의 변화율이다.<sup>(2)(5)</sup> 본 실험에서는 전체 색분산을 측정한 후 재료분산을 알아내기 위하여 다음의 절차를 따른다. 등가계

단형 광섬유(equivalent step index fiber)<sup>[21]</sup>를 가정하여 도파로분산을 계산하고 식(2)에 의하여 재료분산  $S_m$ 을 계산한다. 도파로 분산은 도파로 변수인 등가 코어반경  $a_e$ 와 등가 굴절률 차이  $\Delta n_e$ 에 의하여 계산되는데, 계산과정에서 세심한 주의가 필요하다. 단일 모드 광섬유는 표준화된 주파수(normalized frequency)  $v$ 의 값이 2.4 이하로 작으므로,  $v \cdot b$ 의 1차 미분과 2차 미분을 계산할 때 유의해야 한다. 여기서  $b$ 는 표준화된 전파상수(normalized propagation constant)이다. 본 논문에서는 Rudolph-Neumann approximation을 하여 이 미분값들을 수% 이내의 오차로 계산하였다.<sup>[22]</sup> 분산을 계산하기 위한 식은 부록 2에 제시하였다.

실험은 III장의 그림 3에 보인 장치대로 하였다. 즉, 180m 단일 모드 광섬유의 출력을 path 2로 진행시켜서 시험 광섬유에 결합시킨다. 시험 광섬유에 결합된 빛은 0.8~1.8 $\mu$ m의 파장을 모두 포함하고 있다. 이 여러 파장의 빛이 시험 광섬유를 통과한 뒤 monochromator를 통과하여 Ge 광다이오드에서 검출되어 sampling oscilloscope에 나타난다. sampling oscilloscope는 외부 동기되고 있으므로 각 파장에 따른 광펄스의 상대 지연시간을 측정할 수 있다. 측정하는 절차를 간단히 설명하면 다음과 같다. 처음에 monochromator에서 1.06 $\mu$ m의 펄프 광펄스만 나오도록 monochromator를 조정한다. 이때 sampling oscilloscope에 나타난 좁은 펄스의 피이크가 나타나는 시간적인 위치를 기억해 둔다. 그 다음에 monochromator를 조정하여 다른 파장의 광펄스들이 sampling oscilloscope에 나타나게 하여 처음의 펄프 광펄스의 피이크와 다른 파장의 광펄스의 피이크사이의 시간지연을 측정한다.

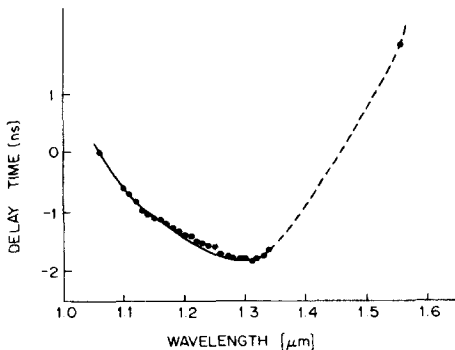


그림 8. 540m 시험 광섬유의 파장에 따른 상대지연시간 (1.06 $\mu$ m를 기준으로 측정하였다.)

Fig. 8. Relative delay time curve for 540m test optical fiber. (Referenced to 1.06 $\mu$ m.)

다. 이와 같은 측정을 우리가 관심을 가지는 모든 파장에 대해서 반복한다. 540m 시험 광섬유의 상대 지연시간은, (180m+540m)의 전체 상대 지연시간을 측정한다. 여기서 180m 라만 광섬유에서 발생하는 광펄스들의 상대 지연시간(그림 7)을 빼서 구한다. 이렇게 해서 구한 540m 시험 광섬유의 상대 지연시간 곡선을 그림 8에 나타내었다.

그림 8을 보면 1.34 $\mu$ m이상의 파장에서는 상대 지연시간의 측정이 잘 되지 않았는데, 그 이유는 1.34 $\mu$ m 이상에서는 라만 광섬유에서 나오는 광펄스의 피이크 전력이 작기 때문이다. 본 실험에서 만족스럽지는 못하지만 분산이 영이 되는 파장을 구할 정도는 되었다.

그림 8의 점으로 표시된 상대지연시간을 그대로 데이터로 사용하면 각 파장에서의 기울기 즉 분산의 데이터가 적절치 못하므로, 그림 8에 나타냈듯이 실선으로 매끄러운 곡선으로 연결하여 작성한 지연시간 데이터를 얻어서 이를 사용하여 색분산을 계산한다. 본 실험에서 시험 광섬유는 라만 광섬유와 같은 특성을 갖는 광섬유로서 도파로 분산 계산시 등가 계단형 광섬유를 가정하였으며, 등가 코어반경  $a_e$ 와, 등가 굴절률 차이  $\Delta n_e$ 는 다음으로 주어진다.

$$\Delta n_e = 0.002 \text{ (preform data)}$$

$$a_e = 5 \sim 6 \mu\text{m} \text{ (} 5.4 \mu\text{m, full width at } \frac{1}{4} \text{ maximum)}$$

도파로 분산의 계산시 코어의 굴절률은 전파장에 걸쳐서  $n = 1.448$  ( $\lambda = 1.2 \mu\text{m}$ 에서의 굴절률)로 일정하다고 가정하였다. 계산에 사용한 식은 부록 2에 제시하였다.

$\Delta n_e = 0.002$ ,  $a_e = 5.4 \mu\text{m}$ 로 하여 도파로 분산을 계산하고 이로부터 재료분산을 추정하여 그림 9에 보였다.  $a_e$ 가 5 $\mu$ m에서 6 $\mu$ m 사이의 값을 가질 때 도파로 분산의 계산값 및 재료분산의 계산값의 범위를 표시하였다. 그림 9를 보면 재료분산이 영이 되는 파장은 1.3 $\mu$ m 근처임을 알 수 있다. 이는 GeO<sub>2</sub>를 dopant로 하는 용융석영에 대한 재료분산의 측정결과와 일치한다.<sup>[23]</sup> 단일 모드 광섬유의 재료분산을 알아내면, 도파로 변수, 즉  $a_e$ 와  $\Delta n_e$ 를 변화시킴으로써 전체 색분산이 영이 되는 파장을 변화시킬 수 있다.

상대 지연시간 측정시 측정의 resolution을 감소시키는 가장 큰 요인은 triggering source에서 발생하는 timing jitter이며, 상대 지연시간을 더 정확히 측정하기 위해서는 timing jitter를 줄여야 한다. 또한 Q-S된 광펄스의 안정도도 문제가 되며, Q-S 광펄스를 안정시키기 위하여 Q-S 변조펄스의 폭과 Q-S 구동 R-F 전력을 적절히 조정해야 한다. 도파로 분산을 정확히 계산하기 위해서는  $a_e$ ,  $\Delta n_e$ 를 정확히 측정하는 것이 중요하다.<sup>[21]</sup>

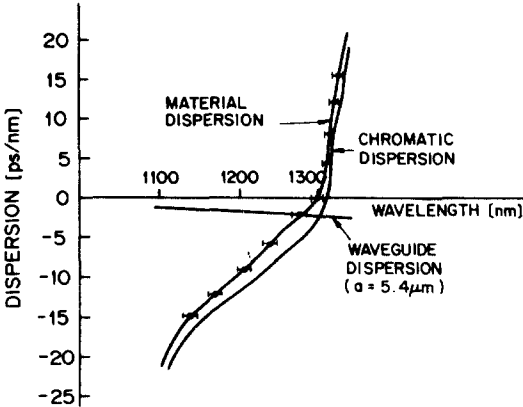


그림 9. 파장에 따른 단일 모드 광섬유의 분산 (1 km에 대한 분산)

Fig. 9. Dispersion of single mode optical fiber. (dispersion for 1km)

V. 結 論

Q-S하고 M-L한 Nd:YAG 레이저를 펌프로 하여 광섬유 라만 레이저 (single pass)를 실현하여, 0.8~1.8 $\mu\text{m}$ 의 파장영역에서 nanosecond 이하의 폭이 짧은 광펄스들을 얻을 수 있었다. 이 실험과정에서 two wave sum frequency 현상도 관찰되었다.

0.8~1.8 $\mu\text{m}$ 의 파장을 가지며 폭이 약 200ps인 짧은 광펄스를 이용하여 단일 모드 광섬유의 분산 특성을 측정하였고, 이로부터 분산이 영이 되는 파장을 산정하였으며 재료 분산 특성도 산정하였다. 이들 측정 및 산정 결과들은 다른 저자의 결과<sup>4,5,6</sup>와 일치하였다.

1.33 $\mu\text{m}$  이상의 파장에서는 라만 광섬유의 출력이 광섬유의 특성 측정에 미흡하였는데, 개선을 위해서 1 $\mu\text{m}$ ~1.8 $\mu\text{m}$ 의 모든 파장에서 손실이 충분히 작도록 잘 제작된 단일 모드 광섬유를 사용해야 한다.

본 실험에 사용한 단일 모드 광섬유를 제공하여 주신 한국과학기술원 응용 광학실 최상삼 박사님께 감사한다.

附 錄

1. Two Wave Sum Frequency 현상

그림 3의 장치에서 라만 광섬유에서 나오는 빛을 보면, 백색의 가시광선이 발생됨을 볼 수 있다. 이를 프리즘으로 분산시켰을 때 그림A-1에 보인 것처럼 클래딩 모드와 관련된 가시광선의 스펙트럼과 그 가운데 도파 모드와 관련된 빨간 점을 관찰할 수 있었다. 이 현상은 단순한 SRS나 four photon mixing 만으로는



그림 A-1.

설명이 되지 않으며 phase matched two wave sum frequency 현상<sup>11</sup>으로 이해될 수 밖에 없다.

빨간 빛으로 나온 도파모드에 관하여 분석하여 보면 다음과 같다. 빨간 빛의 파장은 grating으로 측정하여 본 결과 0.67 $\mu\text{m}$ 이며, 이 파장에서 실험에 사용한 단일 모드 광섬유가 도파시키는 모드는 LP<sub>01</sub>, LP<sub>11</sub> 모드이다. 0.67 $\mu\text{m}$ 를 발생시키기 위하여 1.06 $\mu\text{m}$  펌프가 서로 작용하여야 하는 파장은 1.82 $\mu\text{m}$ 이다. 이들 파장에 대한 LP<sub>01</sub>, LP<sub>11</sub> 모드의 전파상수 값을 다음에 제시하였다.

$\lambda[\mu\text{m}]$	$\beta(\times 10^6 \text{ m}^{-1})$	
	LP <sub>01</sub>	LP <sub>11</sub>
1.06	8.60	
1.82	4.97	
0.67		13.60

위의 표에 의하면  $\beta_{01}(1.06) + \beta_{01}(1.82) \approx \beta_{11}(0.67)$ 의 관계를 만족함을 알 수 있다. 즉, 0.67 $\mu\text{m}$  파장의 빛이 LP<sub>11</sub> 모드로 도파되면서 위상정합이 되고 sum frequency 현상이 나타나고 있다고 결론지을 수 있다.

클래딩 모드와 관련된 가시광선의 스펙트럼도 위에서 설명한 것과 비슷한 이유로 발생되며, 거의 연속적인 스펙트럼을 가지는 것은 클래딩 모드의 전파상수는 거의 연속적인 값을 가질 수 있기 때문이라고 생각된다. 이 클래딩 모드와 관련된 가시광선 영역의 스펙트럼에 대해서는 더 연구해야 한다.

2. 단일 모드 광섬유의 도파로 분산 계산식

재료분산 S<sub>m</sub>과 도파로 분산 S<sub>w</sub>는 다음 식으로 주어진다.<sup>120</sup>

$$S_m = - \left[ \frac{\lambda L}{c} \frac{d^2 n_{m,ax}}{d\lambda^2} H(\nu) + (1-H(\nu)) \frac{\lambda L}{c} \frac{d^2 n_{clad}}{d\lambda^2} \right]$$

$$S_w = - \frac{n_{clad}}{c\lambda} \frac{L\Delta}{\lambda} G(\nu)$$

$$F(\nu) = \frac{d(\nu b)}{d\nu}$$

$$G(\nu) = \nu \frac{d^2(\nu b)}{d\nu^2}$$

$$H(\nu) = (F(\nu) + b) / 2$$

$n_{max}$ : 코어내에서의 굴절율의 최대값

$n_{clad}$ : 클래딩의 굴절율

$$\Delta = (n_{max}^2 - n_{clad}^2) / 2n_{clad}^2$$

$\nu$ : normalized frequency

$b$ : normalized propagation constant

단일 모드 광섬유에서  $\nu$ 는 2.4 이하의 작은 값을 가지므로  $F(\nu)$ ,  $G(\nu)$ 의 값을 구하는데 주의를 기울여야 한다.  $F(\nu)$ ,  $G(\nu)$ 의 값은 다음 식에 의하여 구한다.

$$F(\nu) = \frac{d(\nu b)}{d\nu} - 1 - \frac{\nu^2}{u^2} (1 - 2\hat{K})$$

$$G(\nu) = \nu \frac{d^2(\nu b)}{d\nu^2} \\ = 2 \frac{\nu^2}{u^2} \hat{K} \left\{ 1 - 2\hat{K} + \left( \frac{2}{w} - \frac{2}{\hat{K}^2} - 2\hat{K}^{\frac{1}{2}} \right) \left( w + \frac{\nu^2 \hat{K}}{w} \right) \right\}$$

$\nu$ : transverse phase parameter in the core

$w$ : transverse attenuation parameter in the cladding

$$\hat{K} = K_0^2(w) / K_1^2(w)$$

$K_l(w)$ :  $l$ th order modified Bessel function of 2nd kind

이 단계에서  $F(\nu)$ ,  $G(\nu)$ 의 값을 수 % 이내의 오차로 구하기 위하여, Rudolph neumann approximation 을 한다.<sup>[22]</sup>

Rudolph Neumann approximation 은  $w = P\nu + q$  ( $P = 1.1428$ ,  $q = -0.996$ )의 근사를 취하는 것으로서, 그 근사의 결과  $F(\nu)$ ,  $G(\nu)$ 의 값을 수 % 이내의 오차로 계산할 수 있다는 것이 알려져 있다. 따라서, 실제 계산에서  $\nu = (2\pi/\lambda) a_p (n_{max}^2 - n_{clad}^2)^{1/2}$ 는 제IV절에 준 값들을 사용하여 파장  $\lambda$ 에 따라 구하고, 이  $\nu$  값들로부터 Rudolf - Neumann 식으로  $w$ 를 산정하며  $u = \sqrt{\nu^2 - w^2}$ 를 사용한다.

### 参 考 文 献

- [1] E.P. Ippen, "Nonlinear effects in optical fibers", *Laser Applications to Optics and Spectroscopy* Reading Mass.: Addison-Wesley, pp.213, 1975.
- [2] R.G. Smith, *Appl. Opt.*, 11, 2489, 1972.
- [3] R.H. Stolen, *Fiber and Integrated Optics*, 3, 21, 1980.
- [4] L.G. Cohen and C. Lin, *IEEE J. Quantum*

*Electron.*, QE-14, 855, 1978.

- [5] K. Kitagama, Y. Kata, S. Seikei and M. Tateta, *Appl. Opt.*, 20, 2428, 1981.
- [6] L.G. Cohen and C. Lin, *Appl. Opt.* 16, 3136, 1977.
- [7] A. Yariv, *Quantum Electronics. 2nd ed.* pp. 248, 1975.
- [8] Y. Ohmori and Y. Sasaki, *IEEE J.Q.E.*, QE-18, 758, 1982.
- [9] E.P. Ippen and R.H. Stolen, *Appl. Phys. Lett.* 21, 539, 1972.
- [10] R.H. Stolen and J.E. Bjorkholm, *IEEE J.Q.E.* QE-18, 1062, 1973.
- [11] R.H. Stolen and A. Ashkin, *Appl. Phys. Lett.*, 22, 294, 1973.
- [12] R.H. Stolen and C. Lin, *Phys. Rev. A* 17, 1448, 1978.
- [13] A. Hasegawa and Y. Kodama, *Proc IEEE* 69, 1145, 1981.
- [14] R.H. Stolen, E.P. Ippen, and A.R. Tynes, *Appl. Phys. Lett.*, 20, 62, 1972.: R.H. Stolen and E.P. Ippen, *Appl. Phys. Lett.*, 22, 276, 1973.
- [15] N. Bloembergen, *Am. J. Phys.*, 35, 989, 1967.
- [16] 정영철, 신상영, 전자공학회 추계 전파전파 및 통신분과 학술발표논문집, 1982.
- [17] 정영철, 한국과학기술원 1983년 석사학위논문.
- [18] D. Marcuse, *Principles of Optical Fiber Measurements*, Acad. Press, 1981.
- [19] L.G. Cohen and J. Stone, *Electronics Lett.*, 18, 564, 1982.
- [20] A. Sugimura, K. Daikoku, N. Imoto, and T. Miya, *IEEE J.Q.E.*, QE-16, 215, 1980.
- [21] R. Yamauchi, M. Miyamoto, and K. Inada, *Elect. Lett.*, 18, 550, 1982.
- [22] H. Hung-Chia and W. Zi-Hua, *Elec. Lett.*, 17, 202, 1981.
- [23] 강민호, 신상영, 광섬유 통신 개론, OHM사, 서울, pp. 31.
- [24] F.L. Galeener, J.C. Mikkelsen, Jr., R.H. Geils, and W.J. Mosby, *Appl. Phys. Lett.*, 32, 34, 1978. \*