

## 샘플링 광섬유 Bragg 격자를 이용한 광섬유 내의 유도 Brillouin 산란 억제

이호준<sup>†</sup>

호서대학교 전기정보통신공학부 정보통신공학전공 광통신연구실  
Ⓣ 336-795 충남 아산시 배방면 세출리165

(2005년 8월 16일 받음, 2005년 11월 20일 수정본 받음)

본 논문에서는 광섬유 내에서 유도 브릴루앙 산란을 억제하는 방법에 대하여 연구하였다. 광섬유 내에 샘플링 브라그 격자를 사용함에 의하여 강한 Q-스위치 펄스를 전송할 수 있도록 하였다. 격자는 유도 브릴루앙 산란으로 생성되는 스톡스 펄스의 스펙트럼이 모두 브라그 격자의 반사 대역에 오도록 설계된다. 1 m 내에 샘플링 광섬유 브라그 격자의 수가 결합계수 보다 유도 브릴루앙 산란의 억제에 직접적인 영향을 미친다는 것을 보였다. 이것은 후방 스톡스 파의 발생을 억제하며 유도 브릴루앙 산란의 악 영향을 감소시킨다. 본 연구 방법을 통하여 1 kW 최대 파워를 갖는 15 ns 펄스가 작은 에너지 손실을 발생시키며 전송될 수 있다는 것을 시뮬레이션을 통해 보였다.

주제어 : Gratings, Fiber optics components, Nonlinear optics, Fibers, Stimulated Brillouin scattering.

### I. 서 론

SBS(stimulated Brillouin scattering)는 광 파워가 상대적으로 낮을 때 발생하는 비선형 현상이다.<sup>[1]</sup> Brillouin 문턱치에 한번 도달하면 입력 파워의 대부분이 반대 방향으로 전파하는 Stokes 파동으로 변환되며 이 파동은 입사광의 주파수보다 음파 주파수(acoustic-wave frequency) 만큼 감소되는 것으로 알려졌다. SBS가 광통신시스템<sup>[2]</sup> 분야에서 많이 연구가 되었으나 고 출력 광섬유 레이저와 고 에너지를 갖는 Q-스위치 펄스를 발생시키기 위한 증폭기에 영향을 미친다.<sup>[3-5]</sup> 비록 광섬유 길이와 평균 파워가 대단히 크지 않더라도 Q-스위치 펄스의 피크 파워가 10 kW를 초과할 수 없다. 펄스 폭을 10-20 ns로 감소하여 SBS 문턱치를 증가시킬 수 있으나 이 문제를 완전히 해결 할 수 없다. 펄스 폭이 작은 경우 SBS의 과도현상이 증대하게 변화하며 3개의 연립 결합 비선형 방정식 (coupled nonlinear equations)을 풀어서 알아볼 수 있다<sup>[6-8]</sup>. 최근 고 에너지 Q-스위치 펄스에서 나타나는 SBS 현상을 억제하기 위하여 광민감성 광섬유 내에 광섬유 Bragg 격자(FBG)를 제작하는 방법이 보고되었다<sup>[9]</sup>. FBG는 전방으로 전송되는 광 펄스에게는 투명하며 SBS에 기인하여 발생하는 Stokes 펄스의 스펙트럼이 그것의 반사 대역내에 오도록 설계되었다. 결과적으로 레이저 펄스는 격자에 의해 영향을 받지 않으며 광섬유 내에서 발생된 후방 Stokes 방사는 FBG에 의해 전방으로 진행하기 위해 반사된다. 이러한 방향의 변경이 격자 내에서 발생하기 때문에 SBS 펄스는 발생되지 않는다. 또한 광섬유 격자 내에서 비선형 펄스에 대한 SBS의 영향이 보고되었으나, 이 경우 펄프 펄스 스펙트럼이 광섬유 격자의 반사 대역 내에 있으므로 SBS는 억제되지 않는다.<sup>[10]</sup>

본 연구에서는 1 m보다 긴 광섬유 격자를 제조하기가 어렵

기 때문에 몇 가지 짧은 격자 또는 샘플링 또는 superstructure 격자를 사용한 SBS의 억제 원리와 결합계수, 단일 격자의 길이를 변화 시켰을 때와 결합계수-격자길이 곱이 일정할 때 격자 길이의 변화에 따른 투과율 변화를 시뮬레이션 하였다. 그리고 샘플링 격자의 격자 간격과 전송율 사이의 관계에 대해 시뮬레이션하여 샘플링 격자를 사용한 SBS 억제에 대하여 어떤 파라미터가 전송율에 영향을 주는지 시뮬레이션하였으며 이유를 설명하였다. 몇 가지 다른 펄프 펄스의 최대 파워에 대해 수치 해석을 하였으며 이때 펄프 에너지의 전송이 향상되는 것을 보였다.

### II. 이 론

그림 1은 SBS를 억제하기 위해 본 논문에서 사용된 두 종류의 광섬유 Bragg 격자이다. 격자(a)는 전체 광섬유 가운데에 단일 격자가 새겨진 모양이며 (b)는 진폭 샘플링 격자를 나타낸다. 두 경우 광섬유 길이를 따라 굴절을 변화는

$$n(z) = \bar{n} + 2n_1(z) \cos(2k_B z) + n_2 |E(z)|^2, \quad (1)$$

여기서  $\bar{n}$ 은 광섬유 모드의 평균 굴절률,  $n_1(z)$ 는 위치에 따른 굴절률 변화,  $n_2$ 는 비선형 Kerr 계수,  $k_B = \pi/\Lambda$ 는 Bragg 파수, 그리고  $\Lambda$ 는 격자 간격이다. 샘플링 격자의 경우  $n_1(z)$ 는 샘플링 주기  $\Lambda_s$ 를 갖는 주기 함수이다.

SBS와 Bragg현상 사이에 상호작용을 표현하기 위하여, 참고문헌<sup>[9]</sup> 사용하였다. 이 경우에 식 (1)에 나타난 광학장은

$$E(z, t) = \text{Re} \{ E_p(z, t) \exp[i(k_p z - \omega_p t)] + E_s^-(z, t) \exp[-i(k_s z + \omega_s t)] + E_s^+(z, t) \exp[i(k_s z - \omega_s t)] \} \quad (2)$$

<sup>†</sup>E-mail: hojoon@office.hoseo.ac.kr

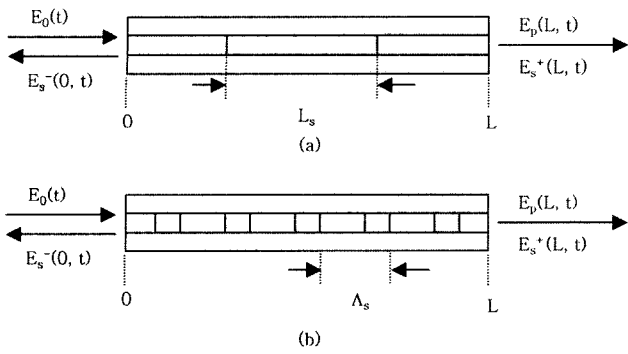


그림 1. (a) SBS 억제를 위하여 광섬유 가운데 단일 격자로 구성된 단일 샘플링 FBG와 (b) 주기  $\Lambda_s$ 를 갖는 다중 격자 샘플링 FBG의 구조.

이고, 전방으로 전송되는 펄프  $E_p$ 와 FBG에 의해 제공된 결합에 의한 전방과 후방으로 이동하는 Stokes파로 구성된다. 펄프는 다음과 같은 밀도 변화를 통하여 후방 Stokes파로 결합된다.

$$\rho(z, t) = \rho_0 + \text{Re} \{ \rho(z, t) \exp [ i(k_A z - \Omega_B t) ] \}. \quad (3)$$

세 종류의 주파수와 세 종류의 파동벡터는 에너지( $\omega_p = \omega_s + \Omega_B$ 와 모멘텀( $k_p = k_A - k_s$ ) 보존 법칙을 만족한다,<sup>[11]</sup> 여기서  $\omega_p$ 와  $\omega_s$ 는 각각 펄프와 Stokes 펄스 스펙트럼의 중심 주파수이다. Brillouin 천이는  $\Omega_B = 4\pi \bar{n}(v_A/\lambda_p) = 2\pi v_B$ 이고, 여기서  $v_A$ 는 광섬유 내에서 음파의 속도이다. 식 (1)-(3)을 이용하여 과도 SBS 과정은 다음과 같은 네 개의 비선형 방정식에 따른다.

$$\frac{\partial E_p}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial E_p}{\partial t} = -g_B^* E_s^- Q + i\Gamma (|E_p|^2 + 2|E_s^+|^2 + 2|E_s^-|^2) E_p \quad (4)$$

$$-\frac{\partial E_s^-}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial E_s^-}{\partial t} = g_B^* E_p Q^* + i\delta E_s^- + i\kappa^* E_s^+ + i\Gamma (|E_s^-|^2 + 2|E_p|^2 + 2|E_s^+|^2) E_s^- \quad (5)$$

$$\frac{\partial E_s^+}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial E_s^+}{\partial t} = i\delta E_s^+ + i\kappa E_s^- + i\Gamma (|E_s^+|^2 + 2|E_p|^2 + 2|E_s^-|^2) E_s^+ \quad (6)$$

$$\tau_A \frac{\partial Q}{\partial t} + Q = E_p E_s^* + Q_0. \quad (7)$$

여기서  $v_g = c/\bar{n}$ 는 군속도이고, 결합계수  $\kappa$ , 비선형 파라미터  $\Gamma$ , 그리고 detuning 파라미터  $\delta$ 는 다음과 같이 정의된다.

$$\kappa(z) = \frac{\pi n_1}{\lambda}, \quad \Gamma = \frac{2\pi}{\lambda} n_2, \quad \delta = k_s - k_B. \quad (8)$$

식 (4)-(7)에서 SBS 과정은 광자-음자(phonon) 결합  $g_B^* = \tau_{AG} g_2$  계수에 의해 지배되며, 여기서  $g_1 = \pi n_0^3 b_{12}/2\lambda\rho_0$ 와  $g_2 = \pi n_0^5 p_{12} \epsilon_0 / \lambda v_A$ , 여기서  $n_0$ 는 코어 굴절률,  $\rho_0$ 는 평균 밀도,  $p_{12} = 0.286$ 은 실리카 광섬유의 longitudinal 탄성-광학 계수,  $\tau_A$ 는 음자 수명,  $Q = \rho/(ig_2 \tau_A)$ 는 음파의 정규화 된 진폭, 그

리고  $Q_0 = f(z, t)/(ig_2)$ 는 SBS를 이끄는 열 변동을 표시한다. Langevin 잡음원  $f(z, t)$ 는 다음과 같은 Markovian Gaussian 랜덤 프로세스 라고 가정한다.

$$\langle f(z, t) \rangle = 0, \quad \langle f(z, t) f^*(z', t') \rangle = F \delta(z - z') \delta(t - t'). \quad (9)$$

확산계수  $F$ 는  $F = 2kT\rho_0/(\tau_A v_A^2 A_{eff})$ 로 표현되는 열역학 인수로 부터 발견된 랜덤 과정과 관련된다. 여기서  $k$ 는 Boltzmann 상수,  $T$ 는 절대온도, 그리고  $A_{eff} = 50 \mu\text{m}^2$ 는 광섬유 코어의 실효 면적이다.<sup>[11]</sup> 음파에 대한 Bragg 격자의 영향은 단순화를 위하여 식 (4)-(7)에서 무시되며 본 논문에서 요구되는 격자가 상대적으로 약하기 때문에 실제로 타당하다.

비선형 FBG 내에서 펄스의 전송을 연구하기 위하여 유한 차분 방법을 사용하여 수치적으로 식 (4)-(7)을 풀었다.<sup>[12]</sup> 이 방법은 식(4)-(6)과 관련된 지수를 사용하며 격자 점에서 결과를 합하면서 implicit fourth-order Runge-Kutta 방식을 사용하여 2차원 격자에 대한 값을 구 해야 한다. 그림 1의 구조를 갖는 광섬유에서 진폭  $E_0(t)$  를 갖는  $\lambda_p = 1.06 \mu\text{m}$ 의 단일 펄프 펄스는  $z=0$ 에서 입사된다. 이 경우에 경계조건은  $E_p(0, t) = E_0(t)$ ,  $E_s^-(L, t) = 0$ , 그리고  $E_s^+(0, t) = 0$ 이며, 여기서  $L$ 는 광섬유 길이이다. 수치 해석을 위하여  $\bar{n} = 1.45$ ,  $n_2 = 2.6 \times 10^{-20} \text{m}^2/\text{W}$ ,  $v_A = 5.96 \text{ km/s}$ , 그리고  $g_B = 4Z_0 g_B^e / \bar{n} = 4.9 \times 10^{-11} \text{ m/W}$ 가 사용되었고, 이들 파라미터 들은 전형적인 실리카 광섬유가 갖는 값이다. Kerr 비선형성이 SBS 과정에 영향을 미치기 때문에 본 논문의 해석에서 FBG 내의 그 영향을 추가하였다.

### III. 시뮬레이션 결과

샘플링 광섬유 격자는 균일한 결합계수  $\kappa$ 를 갖는 긴 격자 만큼 효율적이지 못하다. 그러나 본 연구에서는 1 m보다 긴 광섬유 격자를 제조하기가 어렵기 때문에 몇 가지 종류의 샘플링 격자에 대하여 연구하였다.

먼저 1 m의 광섬유 가운데 결합계수  $\kappa$ 가  $0.3 \text{ cm}^{-1}$ 인 단일 FBG의 길이  $L_s$ 를 10에서 60 cm까지 변화 시켰을때를 고려한다. Bragg 파장은 정확히 Stokes 파의 반사 대역의 중심( $\delta = 0$ )에 오도록, 즉  $1.06 \mu\text{m}$ 에서 Brillouin 천이  $v_B = 16.3 \text{ GHz}$  만큼 작은 주파수를 갖는다. 펄프 펄스는 FWHM(full width at half maximum)이 15 ns이고 최대 파워가 1 kW인 Gaussian 형태이다. 그림 2(a)는 펄프와 전방 Stokes를 나타내었으며 후방 Stokes는 그림 2(b)에 나타내었다. 격자의 길이가 10 cm인 경우 가는 선으로 표시하였으며 단지 36%의 입력 에너지만이 광섬유 출력으로 전달되며 나머지 에너지는 Stokes 펄스들로 변화된다. 그러나 격자의 길이가 60cm인 경우에는 72%의 펄프 펄스 에너지가 광섬유 출력으로 전달된다. 이 경우 SBS는 격자에 의해 약간 억제되며 펄프 펄스 에너지를 두 배로 향상시킨다. Stokes 펄스는 후방으로 펄프 에너지의 28%정도 전달하며 전방으로 약 1%의 에너지를 전달한다.

그림 3은 광섬유 격자의 길이에 대한 투과율을 나타내며 그림 안의 그림은 각각의 FBG의 길이와 결합계수  $\kappa$ 를 나타내며, o는 펌프 펄스의 투과율이고 x는 Stokes파의 반사율이고 v는 Stokes파의 투과율이다. FBG의 길이가 길어질수록 투과율은 0.36에서 0.72로 증가함을 알 수 있으나 광섬유의 80% 이상에 FBG를 새기지 않는 한 투과율을 90% 이상 증대시킬 수 없다.

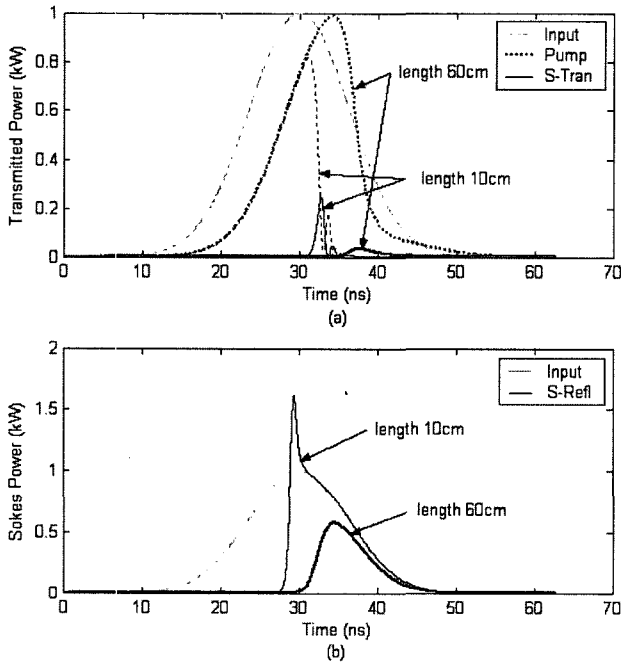


그림 2. 최대 파워가 1 kW이고, 펄스 폭이 15 ns인 입력 펌프 펄스가 각각 10과 60 cm 길이의 광섬유 격자가 새겨진 1 m의 광섬유로 입사 되었을 때, 광섬유 출력에서 펌프와 전방 Stokes(S-Tran) 펄스(a)와 광섬유 입력에서 후방 Stokes(S-Ref) 펄스 (b).

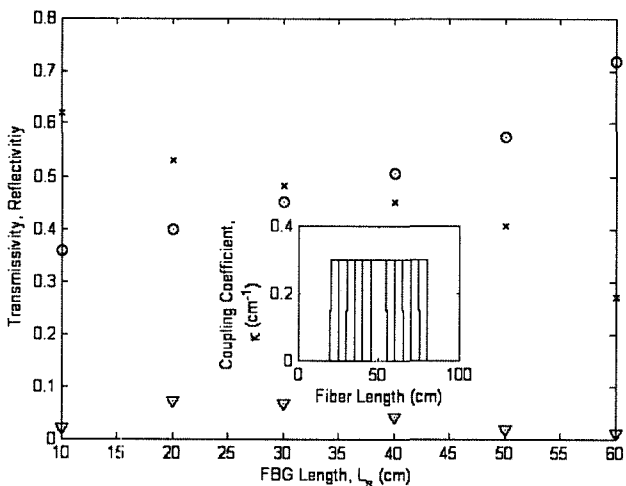


그림 3. 광섬유 격자의 길이에 대한 펌프 펄스(o)와 전방 Stokes(v)의 투과율과 후방 Stokes의 반사율(x). 그림 안의 그림은 광섬유 위치와 격자의 결합계수

다음에는 1 m의 광섬유 가운데  $\kappa L = 30$ 인 단일 FBG의 길이  $L_s$ 를 10에서 60 cm까지 변화 시켰을때를 고려한다. 그림 4는 펌프와 전방 Stokes의 투과율은 o와 v로 나타내었으며 후방 Stokes의 반사율은 x로 나타내었다. 격자의 길이가 10 cm인 경우 단지 38%의 입력 에너지만이 광섬유 출력으로 전달되며 나머지 에너지는 Stokes 펄스 에너지들로 변화된다. 그리고 격자의 길이가 60cm인 경우에는 76%의 펌프 펄스 에너지가 전달된다.

일반적으로 격자는 SBS를 억제하기 위한 최소  $\kappa$ 가 존재하며 이 값은 펌프 피크 파워에 따라 증가된다. 그러나 그림 4의 결과는 그림 3과 비슷하며 FBG의 길이가 10 cm일 때  $\kappa$ 가 10배 증가하였으나 투과율의 변화는 거의 없음을 알 수 있다.

그림 5는 격자길이가 4 cm이고 결합계수가  $\kappa = 0.5 \text{ cm}^{-1}$ 인 광섬유 격자의 1 m내의 수를 3에서 10까지 변화시켰을 때의 모양을 타타내고 있으며 이것에 따른 펌프 펄스(o)와 전방 Stokes(v)의 투과율과 후방 Stokes의 반사율(x)을 나타낸다. 격자 수가 3일 때 펌프 펄스의 투과율이 39%정도 되지만 격자 수가 10일 때 펌프 펄스의 투과율이 98%에 달하는 것을 볼 수 있다. 따라서 투과율을 증가시키기 위해서 격자 길이나 결합계수 증가보다 격자 간격을 감소시키는 것이 더 효과적임을 알 수 있다.

FBG를 전체 광섬유에 새겼을 때(a), 격자 간격  $\Lambda_s$ 를 조밀하게 하였을 때(b) 그리고 격자 간격을 크게하였을 때(c) 광섬유 위치에 따른 후방 SBS 파워의 변화를 그림 6에 나타내었다. 그림 6(a)의 경우에 SBS 파워는 FBG에 의해 모두 전방으로 반사되므로 매우 작다. 그림 6(b)의 경우에 광섬유 내의 Stokes 파워를 나타내며 3개의 광섬유 격자에 의해 나누어지는 4개 부분에서 강도가 증가한다. 각각의 광섬유

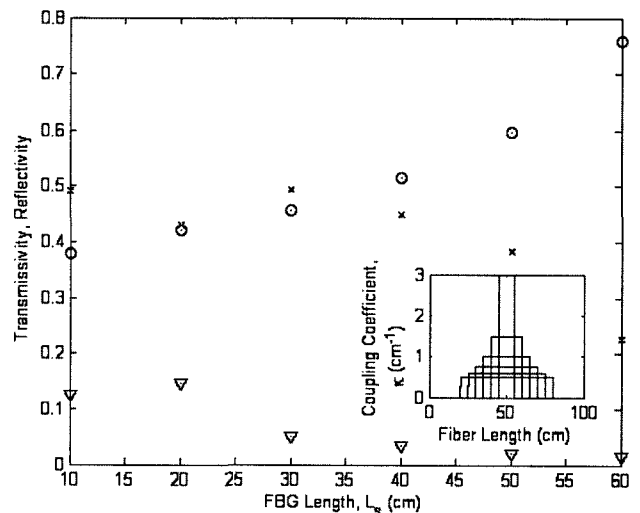


그림 4. 광섬유 격자의 길이  $L_s$ 변화에 대한 펌프 펄스(o)와 전방 Stokes(v)의 투과율과 후방 Stokes의 반사율(x). 그림 안의 그림은 광섬유 위치와 격자의 결합 계수 (1 m의 광섬유 가운데  $\kappa L_s = 30$ 인 단일 FBG의 길이  $L_s$ 를 10에서 60 cm까지 변화 시켰을때).

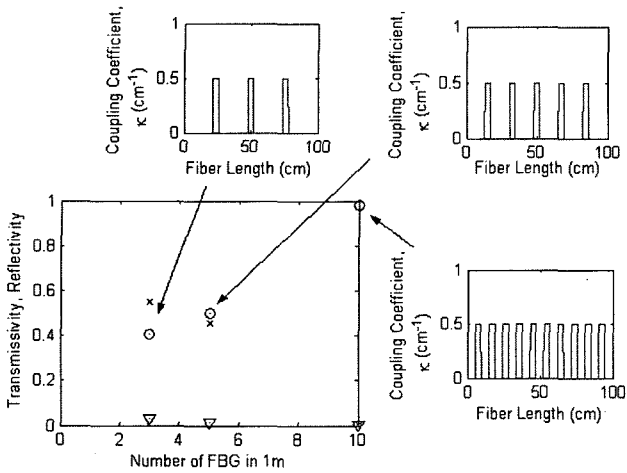


그림 5. 1 m 광섬유 내의 격자 수에 따른 펌프 펄스(o)와 전방 Stokes(v)의 투과율과 후방 Stokes의 반사율(x). 그림 밖의 그림은 광섬유 위치와 격자의 결합계수 ( $\kappa = 0.5 \text{ cm}^{-1}$ 인 FBG의 간격  $L_g$ 를 10에서 30 cm까지 변화시켰을 때).

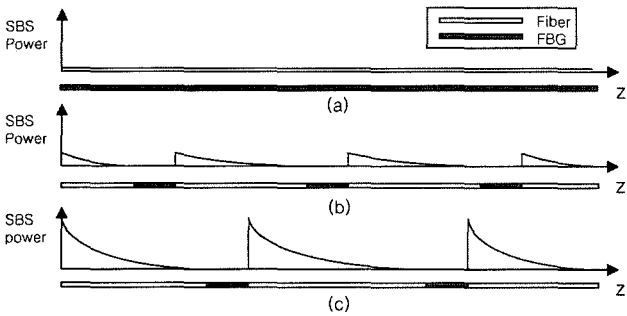
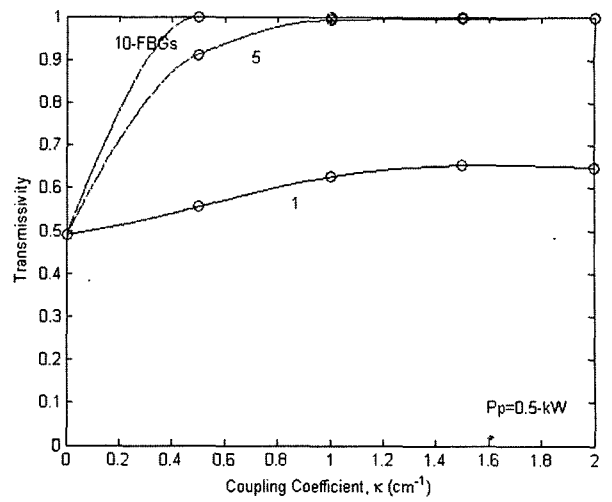


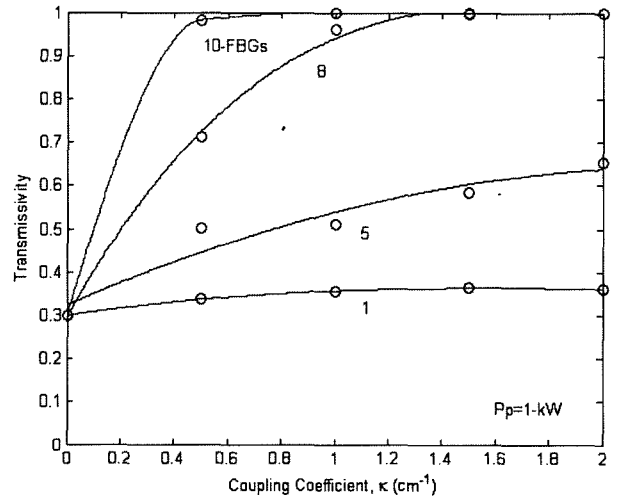
그림 6. (a) FBG를 전체 광섬유에 새겼을 때, (b) 격자 간격  $L_g$ 를 조밀하게 하였을 때 그리고 (c) 격자 간격을 크게 하였을 때, 광섬유 위치에 따른 후방 SBS 파워의 변화

격자에서 후방 Stokes 파를 반사시켜 후방 Stokes파의 누적을 중지시킴으로 그 강도를 억제한다. 이때 FBG간의 간격이 좁기 때문에 SBS 파워가 문턱치 아래에 있어 후방 SBS가 크게 증가하지 않는다. 그러나 그림 6(c)의 경우에 격자 사이의 거리가 Brillouin seed를 증폭하기에 충분히 길어 후방 SBS는 문턱치 보다 커지기 때문에 후방 SBS가 크게 증가한다. 따라서 Stokes 파워의 증가를 억제하기 위하여 후방 SBS가 문턱치를 초과 하지 않도록 격자의 간격을 충분히 좁게 하여야 한다.

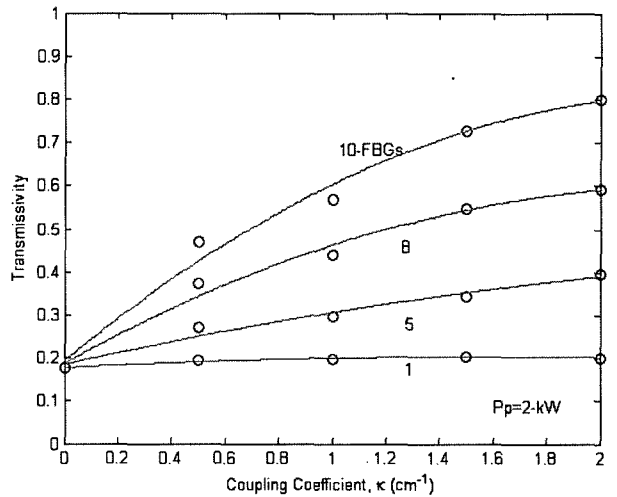
그림 7은 1 m 광섬유 내의 격자 개수가 1, 5, 8 그리고 10개일 때 결합계수에 따른 펌프 펄스의 투과율을 나타낸다. 이 그림은 입력 펌프 펄스의 최대 파워가 (a) 0.5 kW, (b) 1 kW 그리고 (c) 2 kW일 때를 나타낸다. 최대 파워가 증가할수록 투과율이 감소하는 것을 볼 수 있다. 또한 결합계수가 증가함에 따라 투과율이 증가하나 격자 개수에 따라 제한된 값에 포화 되는 것을 볼 수 있고, 격자의 수를 증가시키면 따라 투과율을 증가시킬 수 있다.  $P_0 = 1 \text{ kW}$ 이고  $\kappa = 0.5 \text{ cm}^{-1}$ 를 갖는 10개의 격자를 사용하였을 때 거의 100%의 펄스 에너지가 전달된다.



(a)



(b)



(c)

그림 7. 1 m 광섬유 내의 격자 개수가 1, 5, 8 그리고 10개일 때 결합계수에 따른 펌프 펄스의 투과율. 입력 펌프 펄스의 최대 파워가 (a) 0.5-kW, (b) 1-kW 그리고 (c) 2-kW.

#### IV. 결 론

긴 광섬유에 격자를 새기는 것 보다 샘플 광섬유 격자의 제작이 쉽기 때문에 본 연구에서는 샘플 광섬유 격자를 이용한 SBS 억제에 대하여 연구하였다. 몇 가지 샘플링 격자를 사용한 SBS의 억제 원리와 결합계수, 단일 격자의 길이를 변화 시켰을 때와 결합계수-격자길이 곱이 일정할 때 격자 길이를 변화에 따른 투과율 변화를 시뮬레이션 하였다. 그리고 샘플링 격자의 1 m내의 격자수와 전송율 사이의 관계에 대해 시뮬레이션하여 격자를 사용한 SBS 억제에 대하여 연구하였다. 1 m길이의 광섬유에서 1 kW의 최대 파우어와 15 ns의 펄스폭을 갖는 펄프 펄스를 10 cm간격을 가지며 어떤 결합계수 값을 초과하는 샘플링 광섬유 격자로 구성된 광섬유를 이용하여 전송할 수 있다. 제안된 기술은 10 μJ 또는 그 이상의 에너지를 갖는 고 파우어 광섬유 레이저와 Q-스위치 펄스의 발생에 유용하게 사용될 수 있다.

#### 감사의 글

“이 논문은 2004년도 호서대학교 학술연구조성비에 의하여 연구되었음.”

#### 참고문헌

[1] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 3<sup>rd</sup> ed. (Academic Press, San Diego, 2001), Chap. 9.  
 [2] G. P. Agrawal, *Fiber-Optic Communication Systems*, 3<sup>rd</sup> ed. (Wiley, New York, 2002), Chap. 2.  
 [3] M. Salhi, A. Hideur, T. Chartier, M. Brunel, G. Martel, C. Ozkul, and F. Sanchez, “Evidence of Brillouin scattering in an ytterbium-doped double-clad fiber laser”, *Opt. Lett.*,

vol. 27, pp. 1294-1296, 2002.  
 [4] N. A. Brilliant, “Stimulated Brillouin scattering in a dual-clad fiber amplifier”, *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 19, pp. 2551-2557, 2002.  
 [5] A. F. El-Sherif and T. A. King, “High-peak-power operation of a Q-switched Tm<sup>3+</sup>-doped silica fiber laser operating near 2 μm”, *Opt. Lett.*, vol. 28, pp. 22-24, 2003.  
 [6] A. Höök and A. Bolle, “Transient dynamics of stimulated Brillouin scattering in optical communication systems”, *J. Lightwave Technol.*, vol. 10, pp. 493-502, 1992.  
 [7] H. Li and K. Ogusu, “Dynamic behavior of stimulated Brillouin scattering in a single-mode optical fiber”, *Jpn. J. Appl. Phys.*, Part 1, vol. 38, pp. 6309-6315, 1999.  
 [8] M. Sjöberg, M. L. Quiroga-Teixeiro, S. Galt, and S. Hard, “Dependence of stimulated Brillouin scattering in multi-mode fibers on beam quality, pulse duration, and coherence length”, *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 20, pp. 434-442, 2003.  
 [9] Hojoon Lee, Govind P. Agrawal, “Suppression of stimulated Brillouin scattering in optical fibers using fiber Bragg gratings”, *Optical Express*, vol. 11, no. 25, pp. 3467-3472, 2003.  
 [10] K. Ogusu, “Effect of stimulated Brillouin scattering on nonlinear pulse propagation in fiber Bragg gratings”, *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 17, pp. 769-774, 2000.  
 [11] R. W. Boyd and K. Rzoewski, “Noise initiation of stimulated Brillouin scattering”, *Phys. Rev. A*, vol. 42, pp. 5514-5521, 1990.  
 [12] B. J. Eggleton and C.M. de Sterke, “Nonlinear pulse propagation in Bragg grating”, *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 14, pp. 2980-2993, 1997.  
 [13] J. Brennan III and D. LaBrake, “Realization of >10-m-long chirped fiber Bragg gratings”, in *Proc. Bragg Gratings, Photosensitivity, and Poling*, OSA, 1999, pp. 35-37.

### Suppression of Stimulated Brillouin Scattering in Optical Fiber using Sampled-Fiber Bragg Grating

Hojoon Lee<sup>†</sup>

*Dept. of Information and Communication, Hoseo Univ., 165 Sechul-ri, Baebang-myun, Asan, 136-795, KOREA*

<sup>†</sup>*E-mail: Hojoon@office.hoseo.ac.kr*

(Received August 16, 2005, Revised manuscript November 20, 2005)

I have investigated a scheme for suppressing stimulated Brillouin scattering in optical fibers. The scheme makes use of a sampled Bragg grating fabricated within the fiber used for transmitting intense Q-switched pulses. The grating is designed such that the spectrum of the Stokes pulse generated through stimulated Brillouin scattering falls entirely within its stop band. I show numerically that the number of sampled fiber Bragg gratings in 1 m is applied directly to suppressing stimulated Brillouin scattering rather than the coupling coefficient. This prevents the build up of the backward-propagating Stokes wave and mitigates the deleterious effects of stimulated Brillouin scattering. The simulation shows that 15 ns pulses with 1 kW peak power can be transmitted though a 1 m-long fiber with little energy loss using this scheme.

OCIS Codes : 050.2770. 060.2340. 190.4370. 190.5890.