

반복률과 라만매질 압력에 따른 1.54 μm 전방, 후방 유도라만 및 1.06 μm Brillouin 산란광의 출력특성

최영수 · 전용근 · 김재기

국방과학연구소

(1998년 12월 11일 받음, 1999년 3월 24일 수정본 받음)

1.06 μm Nd:YAG 펄프레이저의 반복률 5 Hz 이하에서 라만매질 CH_4 의 압력변화에 따른 전방, 후방 1.54 μm 유도라만 산란광 및 후방 1.06 μm 유도 Brillouin 산란광의 출력특성을 분석하였다. 전방보다 후방 유도라만 산란광이 더 효율적이고, 후방 유도 Brillouin 산란광보다 전방과 후방 유도라만 산란광의 변환효율이 높게 나타났다. 이는 유도라만 산란광의 생성조건이 정상상태이나 Brillouin 산란광은 transient 상태이기 때문이다. 매질 CH_4 가 순환되지 않을 때, 반복률 5 Hz에서 후방 유도라만 산란광과 Brillouin 산란광의 출력에너지는 라만매질의 열발생으로 모두 약 47% 감소하였다. 그러나, 후방에 의한 펄프광의 소모가 감소하여 전방 유도라만 산란광은 오히려 8.5% 증가하였다. 이는 반복률에 따른 열발생이 후방 산란광 생성영역에서 강하게 발생함을 의미한다. 또, 메니스커스형 이색성 집속렌즈를 사용하여 인가에너지 40 mJ에서 유도라만 산란광은 37% 이상의 변환효율을 보였다.

I. 서 론

라만산란은 비탄성 산란으로, 강한 펄프레이저로 펄핑할 때 유도라만 산란광이 발생한다. 유도라만산란을 이용한 파장변환은 기존 고체레이저로부터 얻을 수 없는 새로운 파장의 레이저를 발생할 뿐 아니라, 파장 변환효율도 높아 응용성이 높다. 기체 라만매질 CH_4 , H_2 , D_2 분자의 진동모드에 의한 에너지 이동(Raman shift)은 각각 2914 cm^{-1} , 4155 cm^{-1} 및 2986 cm^{-1} 이다. 파장 1.06 μm Nd:YAG 레이저로 라만매질을 펄핑할 때 CH_4 는 파장 1.54 μm 로, D_2 는 파장 1.56 μm 로 파장변환이 일어나 눈에 대한 안전성이 매우 높다. 라만매질 CH_4 를 1.06 μm Nd:YAG 레이저로 펄핑하여 얻은 파장 1.54 μm 의 유도라만 산란광은 눈안전성이 매우 높고 대기 투과성도가 우수하다. 따라서 최근 대기중의 구름과 aerosol 연구를 위한 LIDAR 응용^[1]과 군사 훈련중 병사들의 눈을 보호하기 위한 눈안전 레이저 거리측정기에 활용되고 있다.^[2] 또한, 2차 Stokes에 의한 파장 2.8 μm 유도라만 산란광은 의료용으로 이용될 수 있다.^[3]

유도 Brillouin 산란광은 펄프광의 강한 집속에 따른 매질의 밀도 요동으로 발생한 조밀한 음파가 공진거울을 형성하여 펄프광이 후방으로 산란되는 현상에 의한 것이다. 같은 정상상태의 조건에서는 유도 Brillouin 산란광이 유도라만 산란광에 비해 높은 이득상수와 낮은 문턱에너지를 지닌다.^[4-7] 또, 유도 Brillouin 산란광은 펄프광에 대하여 매우 작은 주파수전이 특성을 지닌다.

높은 출력의 라만변환 효율을 얻기 위해 라만매질 CH_4 , H_2 , D_2 등의 압력에 따른 라만이득, 선폭, 산란단면적,^[8-10] 펄프광 문턱에너지와 펄프광 집속조건,^[11-13] 라만 레이저의 구조변화^[14-16] 등에 따른 많은 실험과 이론적 연구가 이루어졌다.^[17-19]

이와 더불어 유도라만 산란광의 생성과정에서 함께 나타나는 고차 Stokes, anti-Stokes, Brillouin 산란광 발생 등에 대한 여러 비선형 광학현상들이 비교 분석되었다.^[20-23]

전방, 후방 유도라만 산란광과 유도 Brillouin 산란광의 생성은 동시에 경쟁적으로 일어난다.^[24] 정상상태의 조건하에서 비교할 때 Brillouin 이득이 라만이득보다 크다. 특히, 높은 압력의 경우 정상상태의 Brillouin 이득은 매우 높다. 그러나 유도 Brillouin 산란광에 대한 음파포논(acoustical phonon) 수명이 유도라만 산란광에 대한 dephasing 시간보다 더 길다. 또, 압력이 증가할수록 라만선폭은 증가하나 Brillouin 선폭은 감소한다. 따라서, 유도라만 산란광과 유도 Brillouin 산란광의 생성 조건은 펄프광의 펄스폭에 따라 서로 달라질 수 있다. 예를 들면, 수 ns의 펄스폭을 지닌 펄프레이저에 대하여 유도라만 산란광은 정상상태이지만 유도 Brillouin 산란광은 transient 상태이므로 유도라만 산란광이 유도 Brillouin 산란광보다 효율적으로 발생한다.^[11, 25] 또, 정상상태에서 펄프광의 국부적 세기와 상호작용하는 전방보다 펄프광의 평균세기와 작용하는 후방 유도라만 산란광이 더 효율적이다. 그러나, 수십 ps 이하로 mode locking된 펄프광의 경우, transient 상태이므로 후방보다 전방 유도라만 산란광에서 보다 높은 라만이득이 주어진다. 이는 침투출력은 매우 높으나 펄스폭이 너무 짧아 후방으로 증폭이 충분히 일어나지 않기 때문이다.^[26]

강한 레이저광의 집속으로 인한 라만매질의 열발생은 H_2 보다 CH_4 에서 심하게 일어나므로 반복률을 크게 제한한다. 라만매질을 순환 시키지 않을 때 H_2 는 반복률이 수 십 Hz 이상에서도 열발생이 크지 않지만, CH_4 는 수 Hz에서도 심한 열발생으로 출력이 감소한다. 이는 H_2 의 열전도도가 CH_4 보다 더 크기 때문이다. 또, 반복률에 따른 변환효율 감소는 광집속에 의한 매질의 온도상승으로 주변 밀도가 감소하기 때문이

다. 따라서, 열발생을 줄이고 반복률을 높이기 위해서는 광집속 영역에서 1 m/sec 이상의 빠른 유속이 필요하고, 이 때 CH₄의 경우 수십 Hz 이상의 반복율이 가능해진다.^[27-29]

본 연구에서는 1.06 μm Nd:YAG 펄프레이저의 반복률, 인가에너지, 라만매질 CH₄의 압력변화에 따른 전후방 1.54 μm 유도라만 산란광 및 후방 1.06 μm 유도 Brillouin 산란광의 출력특성을 분석하였다. 또, 메니스커스형 이색성 집속렌즈를 사용하여 얻은 1.54 μm 라만변환 특성을 단일패스에 의한 결과와 비교하였다.

II. 이 론

정상상태에서 펄프광의 감소와 라만 산란광의 생성이 동시에 이루어질 때 펄프광과 라만 산란광에 대한 관계식은 식 (1), (2)와 같이 주어진다.^[30]

$$\frac{\partial E_p}{\partial z} = -\frac{\pi v_p}{c n_p} \text{Im} \chi_R^{(3)} |E_s|^2 E_p \quad (1)$$

$$\frac{\partial E_s}{\partial z} = -\frac{\pi v_s}{c n_s} \text{Im} \chi_R^{(3)} |E_p|^2 E_s \quad (2)$$

여기서 E_p, E_s, v_p, v_s, n_p, n_s는 각각 펄프광과 라만 산란광의 진폭, 주파수 그리고 매질의 굴절률, Im χ_R⁽³⁾는 감수율(susceptibility)의 허수부이고, c는 광속이다. 매질내에서 일어나는 상호작용 진행동안 라만산란광 생성으로 인하여 펄프광이 감소한다면 유도라만 산란광의 생성은 식 (2)로부터 다음과 같이 주어진다.

$$I_s(l) = I_s(0) \exp(g_R \int I_p(z) dz) \quad (3)$$

I_s(0)는 초기 라만산란광 신호, I_p는 펄프광 강도, g_R는 라만 이득 상수, 그리고 l은 라만 상호작용 길이이다.

라만이득 g_R는 매질의 반전밀도 ΔN, 산란단면적 dσ/dΩ 및 라만선폭 Δv에 주로 의존한다. 이 때 1.06 μm 펄프레이저에 대한 1.54 μm에서의 라만 산란단면적 dσ/dΩ는 7.3 × 10⁻³² cm²/sr,^[9] P_{am}은 라만매질의 압력으로 단위는 기압이고, 선폭의 단위는 cm⁻¹이다. 식 (4)와 (5)에서 볼 때, 라만이득은 매질의 밀도, 즉 압력에 비례하고 라만선폭에 반비례한다. 따라서, 낮은 압력에서는 라만이득이 압력에 따라 선형적으로 증가하나, 높은 압력에서는 라만선폭이 증가하여 라만이득이 포화 현상을 보인다. 펄프광과 후방 유도라만 산란광은 서로 역방향으로 진행하므로 후방의 선폭효과는 압력에 의한 라만선폭 Δv_R, 후방 도플러 선폭 Δv_D과 펄프광 선폭 Δv_p에 의존하지만, 전방에서는 전방 도플러 선폭이 매우 작아 압력에 의한 라만 선폭 Δv_R에 주로 영향을 받는다.^[31]

$$g_R = \frac{2 \lambda_s^2 \Delta N}{\pi c^2 h v_s \Delta v} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) \quad (4)$$

$$\Delta v_R = 0.32 + 0.012 P_{am} \quad (5)$$

전방 라만증폭은 같은 방향으로 동시에 진행되는 국부적 펄프광 세기와 작용하지만, 후방 라만증폭은 펄프광과 역방향

으로 진행하므로 펄스전체, 즉 펄프광의 평균세기와 상호작용한다. 다시 말하면, 전방과 후방 유도라만 산란광의 증폭에 작용하는 펄프광 세기는 서로 다르게 주어진다.^[17,32] 따라서, 수 ns로 Q-스위치된 펄프광 펄스폭 t_p가 유도라만 산란광에 대한 dephasing 시간 τ_R = (πc Δv_R)⁻¹ 보다 매우 긴 정상상태에서는 전방보다 후방 유도라만 산란광에서 라만이득이 더 효율적으로 나타난다.

정상상태에서 Brillouin 이득 g_B는 식 (6)과 같이 매질의 밀도 ρ, electrostriction 상수 γ^e = ρ (Δε/Δρ)_T 및 식 (7)의 Brillouin 선폭 Γ_B에 의존한다. 이 때 k = (2πv_B/v)는 음파 벡터의 크기, v_B = (2n/λ)v는 Brillouin 산란광의 전이 주파수, c는 광속, n은 매질의 굴절률 및 v는 음파의 속도이다. 또, ε는 유전체 상수, η_s와 η_v는 각각 shear 점성(viscosity)과 체적 점성, κ는 열전도율, γ는 비열(specific heat), C_p는 정압비열이다. Brillouin 선폭 Γ_B는 매질의 밀도, 점성계수 및 열전도에 의해 결정된다. 라만매질 CH₄의 압력이 증가하면 매질의 동적(kinematic) 점성 η/ρ와 열 확산도(diffusivity) κ/(ρC_p)가 감소하여 Brillouin 선폭이 감소하므로 Brillouin 이득이 증가한다.^[6]

$$g_B = \frac{4 \pi^2 v_B^2 (\gamma^e)^2}{c^3 n v \rho \Gamma_B} \quad (6)$$

$$\Gamma_B = \frac{k^2}{2} \left[\frac{1}{\rho} \left(\frac{4\eta_s}{3} + \eta_v \right) + \frac{\kappa}{\rho C_p} (\gamma - 1) \right] \quad (7)$$

$$I_B(t) \propto \exp \left(g_B I_p l \frac{t_p}{\tau_B} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (8)$$

$$P_{th} = \frac{30 A_{eff} P_{am}}{g_B l} \quad (9)$$

유도 Brillouin 산란광의 음파 포논수명 τ_B가 유도라만 산란광의 dephasing 시간보다 매우 길다. 또, 매질의 압력이 증가할수록 Brillouin 포논수명은 길어지고 유도라만 dephasing 시간은 짧아진다. 이 때, Brillouin 포논수명은 Brillouin 선폭에 반비례한다. 매질 CH₄의 압력이 350 psi일 때 Brillouin 선폭은 0.9 × 10⁹ rad/sec, 음파 포논수명은 1.1 ns이며, Brillouin 산란광의 전이 주파수는 0.054 cm⁻¹이다. 이 때, 라만선폭은 113 × 10⁹ rad/sec이고 dephasing 시간은 약 9 ps이다.^[6] 따라서, 펄프광의 펄스폭이 수 ns이면 유도라만 산란은 정상상태인 반면에 유도 Brillouin 산란은 transient 상태이므로 유도 Brillouin 산란광 I_B(t)의 생성은 식 (8)과 같이 표현될 수 있다.^[21] 이와 같은 transient 상태에서 정상상태와 같은 높은 변환효율을 얻기 위해서는 보다 강한 펄프광 세기가 요구된다. 식 (9)는 Brillouin 문턱이득값이 exp(30)이 되는 펄프광의 인가문턱출력 P_{th}과 Brillouin 이득과의 관계를 나타낸 것이다.^[5] 이 때, A_{eff} = l(λ_p + λ_b)/(4 tan⁻¹(l/b))는 집속에 의한 펄프광과 매질이 상호작용하는 유효면적,^[33] λ_p와 λ_b는 각각 펄프레이저와 산란광의 파장, 그리고 b는 confocal parameter이다.

III. 실험장치 및 방법

라만매질 CH₄의 압력변화에 따른 단일패스에 의한 전방, 후방 1.54 μm 유도라만 산란광과 후방 1.06 μm 유도 Brillouin 산란광의 출력에너지를 측정하기 위한 실험 장치도는 그림 1과 같다. 가우시안 형태의 TEM₀₀ 모드로 동작하는 1.06 μm Nd:YAG 펄프레이저(Quantel, Brilliant ω)의 최대 출력에너지가 350 mJ이고 펄스폭이 5 ns이므로 광학적 손상을 막기 위해 100 mJ이하로 감쇄시킨 후 사용하였다. 1.06 μm 편광분리기와 사분의 일 파장판(quarter wave plate)을 광차단기(isolator)로 설치하여 후방으로 생성되는 1.06 μm 유도 Brillouin 산란광이 펄프레이저로 주입되는 것을 방지하였다. 파장 1.54 μm에서 전반사이고 1.06 μm에서 무반사 코팅된 이색성 45° 반사 평면경으로 후방 유도라만 산란광의 출력에너지를 측정하였다. 고압 CH₄가 충전된 라만셀의 중심에 펄프레이저를 집속하기 위해 초점거리 145 mm이고 파장 1.54 μm와 1.06 μm에서 광대역 무반사 코팅된 집속렌즈를 라만셀과 광차단기 사이에 두었다. 또, 전방 유도라만 산란광의 출력에너지를 측정하기 위해 파장 1.54 μm와 1.06 μm에서 광대역 무반사 코팅된 시준렌즈와 1.06 μm에서 전반사이고 1.54 μm에서 무반사 코팅된 이색성 평면경을 광학필터로 사용하였다. 후방으로 생성되는 1.06 μm 유도 Brillouin 산란광은 광차단기로 사용된 1.06 μm 편광분리기를 통하여 측정하였다. 이 때, 파장 1.54 μm에서 전반사이고 1.06 μm에서 무반사 코팅된 이색성 평면경을 광학필터로 사용하였다. 라만셀에서 생성된 전방, 후방 1.54 μm 유도라만 산란광과 후방 Brillouin 산란광의 출력에너지는 pyroelectric 에너지미터(Laser Precision, RjP-734, Rj-7610)로 측정하고 출력파형은 InGaAs 광검출기(Newport, 818-BB-30)와 디지털 오실로스코프(Tektronix, TDS744A)를 이용하여 측정하였다. 사용된 라만셀의 크기는 단면이 52×52 mm, 길이 200 mm이고 내경이 12.7 mm로 제작되었다. 라만셀 내부의 고압 CH₄의 압력을 측정하기 위해 압력계를 부착하고 라만셀의 양단면의 창에는 직경 1 inch, 두께 10 mm의 fused silica를 사용하여 오링으로 밀폐하였다. 또, 매질 CH₄의 충전압력을 조절하기 위해 주입

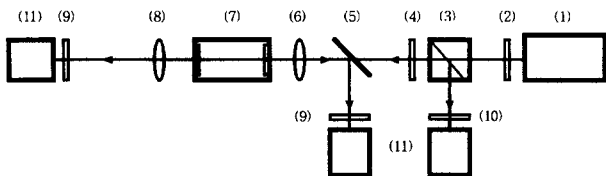


그림 1. 전방, 후방 유도라만 및 Brillouin 산란광 측정을 위한 실험 장치도. (1) 1.06 μm Nd:YAG 레이저, (2) 1.06 μm 감쇄기, (3) 1.06 μm 편광분리기, (4) 1.06 μm 사분의 일 파장판, (5) 이색성 45° 반사거울(파장 1.54 μm HR과 1.06 μm AR), (6) 이색성 집속렌즈(파장 1.54 μm HR과 1.06 μm AR), (7) 라만셀, (8) 광대역 무반사 코팅된 시준렌즈(파장 1.54 μm와 1.06 μm AR), (9) 파장 1.06 μm 차단용 이색성 광학필터(파장 1.54 μm AR과 1.06 μm HR), (10) 파장 1.54 μm 차단용 이색성 광학필터(파장 1.06 μm AR과 1.54 μm HR), (11) 에너지미터.

구와 배출구를 두었다. 효율적인 라만변환 효율을 얻기 위해 이색성 집속렌즈를 이용하여 후방 유도라만 산란광을 전방으로 되반사 시켜 라만셀로 재주입되도록 공진기를 구성하였다. 이 때 사용된 이색성 집속렌즈는 파장 1.06 μm에서 무반사이고 파장 1.54 μm에서 전반사 코팅된 초점거리가 120 mm인 매니스커스 형태이다.^[15]

IV. 실험결과 및 분석

그림 2와 3은 CH₄에 입사되는 1.06 μm Nd:YAG 펄프레이저의 인가에너지와 CH₄의 압력 증가에 따른 단일패스에 의한 전방과 후방 1.54 μm 유도라만 산란광의 출력에너지 관계를 보인 것이다. 사용된 펄프레이저 인가에너지는 100 mJ 이하이고 CH₄의 압력은 200에서 1600 psi 범위이다. 낮은 압력에서 전방과 후방 유도라만 산란광의 출력에너지는 선형적으로 증가하나, 높은 압력에서 전후방 유도라만 산란광은 포화현상을 보인다. 이는 낮은 압력에서 라만이득이 압력에 선형적으로 증가하나 높은 압력에서는 라만이득이 포화되기 때문이다. 펄프레이저 인가에너지의 증가에 따라 전방과 후방 유도라만 산란광의 발진 임계압력은 약 350 psi에서 250 psi로 감소함을 보였다. CH₄의 압력이 1200 psi(약 80기압)일 때 펄프레이저 인가에너지에 대한 전방과 후방 라만변환 효율은 표

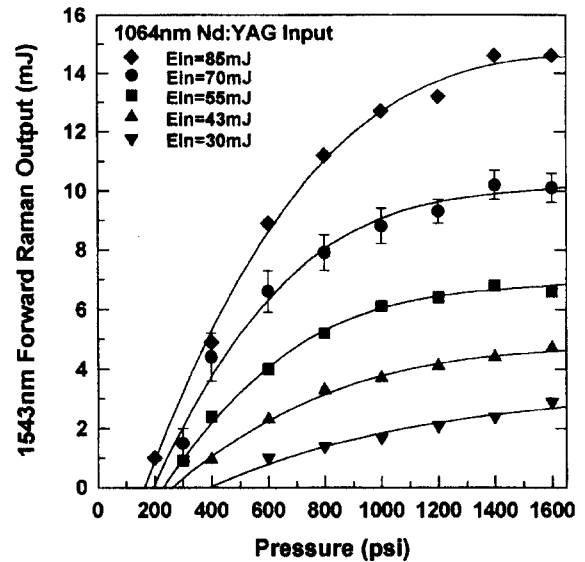


그림 2. 라만매질 CH₄ 압력과 펄프레이저 인가에너지 변화에 따른 1.54 μm 전방 유도라만 산란광의 출력에너지 특성.

표 1. 펄프레이저 인가에너지에 대한 전방과 후방 라만변환 효율 비교 (라만 매질 CH₄ 압력 : 1200 psi)

펄프레이저 인가에너지	전방 라만변환효율	후방 라만변환효율
85 mJ	18%	29%
70 mJ	15.5%	28%
55 mJ	12.3%	25%
43 mJ	10.9%	24%
30 mJ	9.7%	21%

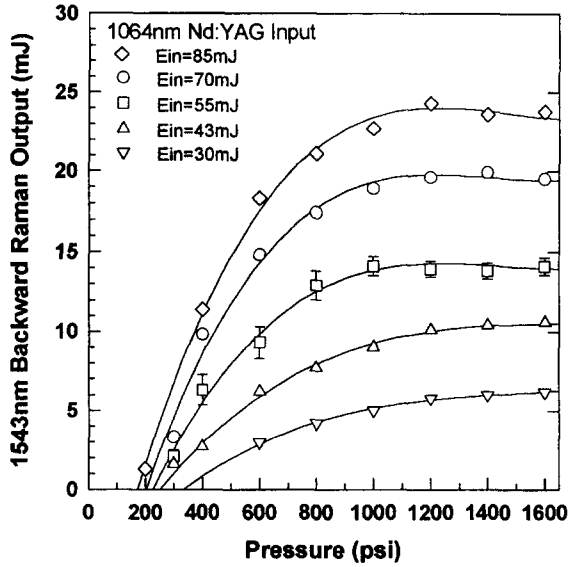


그림 3. 라만매질 CH₄ 압력과 펄프레이저 인가에너지 변화에 따른 1.54 μm 후방 유도라만 산란광의 출력에너지 특성.

1과 같다. 전방보다 후방 라만변환 효율이 더 높게 나타났고, 이는 전방보다 후방 라만이득이 더 크다는 것을 의미한다. 또, 펄프레이저의 인가에너지가 증가할수록 라만변환 효율은 증가하나 후방 대 전방 라만변환 효율비는 감소한다. 이는 펄프레이저의 인가에너지가 클수록 후방 유도 Brillouin 산란광이 강하게 나타나기 때문이다. 그림 3에서 인가에너지가 55 mJ 이상일 때 후방 유도 라만산란광이 포화 후 감소하는 경향을 보이는 것은 압력 증가에 따른 라만매질이 이온화되는 광분해(optical breakdown) 현상이 후방의 초점지역에서 발생하기 때문이라 판단된다.^[10, 34, 35] 그림에서 나타난 실선들은 측정값에 대하여 다항식을 이용한 최소자승법을 적용하여 나타낸 것이며, 오차범위는 표준편차를 의미한다.

후방 유도라만 산란광은 펄프광과 서로 역방향으로 진행하므로 펄프광의 평균강도와 상호작용을 갖는다. 그러나, 전방 유도라만 산란광은 펄프광과 같은 방향으로 동시에 진행하므로 국부적 펄프광 세기와 상호작용할 때 라만증폭 동안에 펄프광 손실이 일어난다.^[32] 후방 라만이득은 압력에 의한 라만 선평, 후방 도플러 선평 및 펄프레이저의 선평에 반비례한다. 후방 도플러 선평은 펄프광과 진행방향이 서로 달라 $v_p + v_s$ 에 비례하여 약 0.05 cm^{-1} 이고, 사용한 펄프레이저의 선평은 0.7 cm^{-1} 이다. 전방 도플러 선평은 $v_R = 2914 \text{ cm}^{-1}$ 에 비례하며 약 0.01 cm^{-1} 로 매우 작아 전방 라만이득은 주로 압력에 의한 라만선평에 의존한다. 따라서, 선평효과만 고려한다면 전방 라만이득이 후방보다 더 높게 나타날 것이다. 그러나, 같은 펄프레이저의 인가에너지에 대하여 라만증폭 동안에 전방으로는 국부적 펄프광과 상호작용하나, 후방은 펄프광의 평균강도와 상호작용하기 때문에 전방보다 후방 라만이득이 더 높게 나타났다. 따라서, 전방과 후방 라만이득의 비대칭성은 전후방 라만산란광과 함께 나타나는 여러 비선형 광학현상들과 진행방향에 따른 선평효과의 차이보다는 전방과 후방 유도라만 산란광에 작용하는 펄프광의 상대적 강도 차이 때

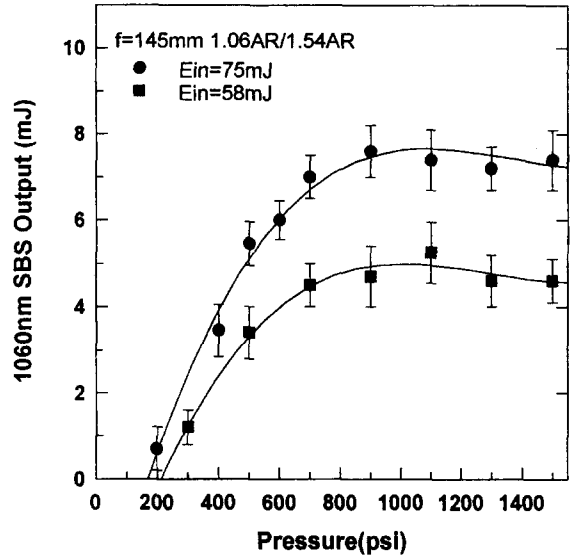


그림 4. 라만매질 CH₄ 압력 변화에 따른 1.06 μm 후방 유도 Brillouin 산란광의 출력에너지 특성.

문이다.

CH₄의 압력이 400 psi일 때 전방과 후방 라만이득은 각각 0.12 cm/GW 와 0.14 cm/GW 이며, 압력이 증가할수록 후방 대 전방 라만이득비는 증가하였다. CH₄의 압력이 1200 psi 이상에서는 후방 대 전방 라만이득비가 약 1.4배를 유지하였다. CH₄의 압력 1400 psi에서 측정된 전방과 후방 라만이득은 각각 0.23 cm/GW 와 0.32 cm/GW 이다. 높은 압력에서 후방대 전방 라만이득비가 증가하는 것은 라만매질의 압력 증가로 매질의 밀도가 증가하여 라만증폭으로 나타나는 펄프광 손실의 상대적 차이가 커지기 때문이라 판단된다.

그림 4는 펄프레이저의 인가에너지가 75 mJ와 58 mJ일 때 라만매질 CH₄ 압력변화에 따른 후방 Brillouin 산란광의 출력 에너지 특성을 측정한 것이다. 이는 펄프레이저 입력에너지가 크고 압력이 높을수록 1.06 μm 후방 유도 Brillouin 산란광이 증가하나, 1000 psi 영역에서 최대 출력에너지를 보인 후 감소하는 경향을 보여 주고 있다. 압력 500 psi와 1100 psi에서 후방 유도 Brillouin 산란광의 인가문턱에너지는 각각 약 32 mJ과 12 mJ이고, 식 (9)로부터 구한 Brillouin 이득은 약 0.006 cm/MW 와 0.035 cm/MW 이다. 압력 1300 psi에서는 인가문턱에너지가 약 32 mJ이고, Brillouin 이득은 약 0.02 cm/MW 로 낮아졌다. 전후방 라만이득계수에 비해 Brillouin 이득계수가 더 크지만, 후방 유도 Brillouin 산란광보다 전방과 후방 유도라만 산란광의 변환이 더 효율적으로 일어났다.^[15] 이는 음파포논의 수명이 라만산란광의 dephasing 시간보다 매우 길어서, 수 ns의 펄스폭을 지닌 펄프레이저의 경우 유도라만 산란광의 생성 과정은 정상상태이지만 Brillouin 산란광은 transient 상태이기 때문이다. 따라서 보다 효율적 유도 Brillouin 산란광을 얻기 위해서는 정상상태가 되도록 서로 다른 매질을 혼합시켜 음파포논 수명을 짧게 하거나, 보다 긴 펄스폭을 지닌 펄프레이저가 필요하다.^[6, 11] 그림 4에서 매질의 압력이 증가할수록 후방 유도 Brillouin 산란광이 포화 후 감소

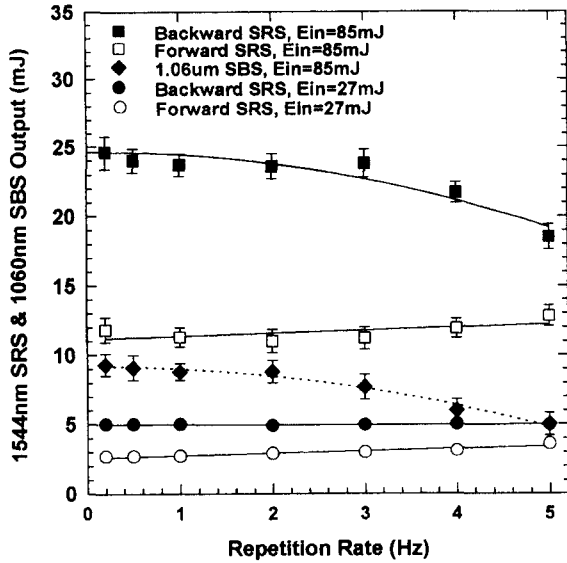


그림 5. 반복률에 따른 1.54 μm 전방, 후방 유도라만 산란광과 1.06 μm 후방 유도 Brillouin 산란광의 출력에너지 특성.

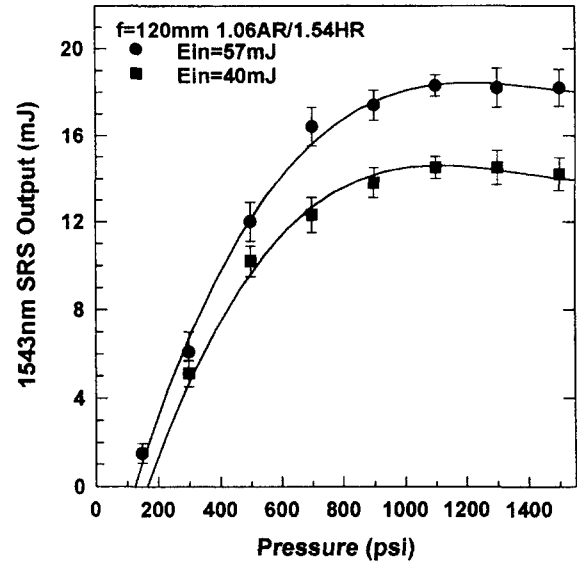


그림 6. 이색성 집속렌즈를 이용한 1.54 μm 유도라만 산란광의 출력에너지 특성.

하는 경향을 보이는 것은 그림 3에서 나타난 것과 같이 광분해 현상이 나타나기 때문이라 판단된다.

펌프레이저의 인가에너지가 85 mJ과 27 mJ에서 펌프레이저의 반복률이 0.1 Hz에서 5 Hz까지 변화시켰을 때 측정된 전방과 후방 1.54 μm 유도라만 산란광 및 1.06 μm 후방 유도 Brillouin 산란광의 출력특성은 그림 5와 같다. 이 때 매질 CH_4 의 압력은 1200 psi이다. 펌프레이저의 인가에너지가 낮을 때에는 반복률 증가에 따른 전후방 유도라만 산란광의 출력에너지는 거의 변화없이 일정하게 나타났다. 그러나, 펌프레이저의 인가에너지가 높아지면 반복률 변화에 따른 후방 유도라만 산란광과 Brillouin 산란광은 라만매질의 열발생으로 3 Hz이상에서 출력에너지의 감소가 크게 일어났다. 펌프레이저의 인가에너지가 85 mJ일 때, 반복률 4 Hz와 5 Hz에서 라만매질의 열발생으로 후방 유도라만 산란광 출력에너지는 각각 약 12%와 24% 감소하였다. 또, 후방 유도 Brillouin 산란광에서 열발생으로 인한 출력에너지의 감소는 반복률 4 Hz와 5 Hz에서 각각 약 35%와 47%로 후방 유도라만 산란광보다 비교적 크게 나타났다. 그러나, 전방 유도라만 산란광의 경우 반복률 5 Hz에서 출력에너지가 오히려 약 8.5% 증가하였다. 이는 펌프레이저의 인가에너지가 열적문제로 인한 주변의 분자밀도 감소로 후방 유도라만 산란광의 증폭에 사용되지 못하고 전방 유도라만 산란광의 생성에 이용되었기 문이라 판단된다. 반복률에 따른 열발생은 주로 집속된 펌프레이저의 평균강도와 상호작용하는 후방 유도라만 산란광에서 일어나며, 열발생으로 펌프광의 집속지역의 온도가 상승하고 주변의 분자밀도가 낮아져 출력에너지의 감소가 일어난다. 반면, 전방 유도라만 산란광은 국부적 펌프광과 상호작용하므로 열적문제가 상대적으로 매우 약하게 발생할 뿐 아니라, 오히려 손실되지 않은 여분의 증가된 펌프레이저와 상호작용하므로 전방 유도라만 산란광의 출력에너지가 증가하게 된다. 강한 펌프레이저의 집속으로 인한 매질 CH_4 의 열발생은

주로 후방 유도라만 산란광의 발생영역에서 일어나 주변 밀도감소로 후방 라만이득과 Brillouin 이득을 크게 감소시킨다.

보다 실용적이고 효율적인 라만변환 효율을 얻기 위해, 파장 1.06 μm 에 대한 무반사와 파장 1.54 μm 에 대한 전반사 코팅된 이색성 집속렌즈를 이용하고 후방 유도라만 산란광을 라만셀로 재주입하여 전방으로만 유도라만 산란광이 발생하도록 구성하였다. 그림 6은 메니스커스 형태의 이색성 집속렌즈를 사용하여 CH_4 의 압력에 따른 1.54 μm 유도라만 산란광의 출력에너지 관계를 나타낸 것이다. 그림 2와 3에서 보여준 전방과 후방 유도라만 산란광 각각에 대한 결과와 비교하면, CH_4 의 압력 증가에 따른 출력에너지의 특성은 거의 같은 경향을 보였다. 또, 펌프레이저의 인가에너지 57 mJ과 40 mJ에서 CH_4 의 압력이 1100 psi일 때 라만변환 효율은 각각 32%와 37%이다. 초점거리 145 mm를 사용한 그림 2와 3의 전방과 후방 유도라만 산란광 출력에너지의 라만변환 효율을 합한 것보다 그림 6에서 펌프레이저의 인가에너지 40 mJ일 때 나타난 변환효율이 다소 높고, 인가에너지 57 mJ에서의 변환효율은 낮은 압력에서 거의 같으나 높은 압력에서는 다소 낮다. 이는 사용된 이색성 집속렌즈의 confocal parameter가 달라져 변환과정에서 함께 나타나는 유도 Brillouin 산란광, 고차 Stokes 및 anti-Stokes 발생의 차이 때문이라 판단된다.^[12, 36] 또, 짧은 초점거리로 인한 광집속도의 증가로 그림 3에서 보다 더 낮은 인가에너지에서도 광분해 현상이 나타날 뿐 아니라, 높은 압력에서는 여러 비선형 광학현상들이 증가하여 1200 psi 이상에서 유도라만 산란광의 출력에너지가 감소함을 보인다. 파장 1.06 μm 에서 무반사이고 파장 1.54 μm 에서 전반사 코팅된 이색성 집속렌즈와 파장 1.54 μm 에서 무반사이고 파장 1.06 μm 에서 전반사 코팅된 이색성 시준렌즈를 사용한다면, 보다 효율적 라만변환 효율을 얻을 수 있다고 판단된다. 이는 투과된 여분의 펌프광을 시준렌즈로 재집속시킬 수 있기 때문이다.

5. 결 론

본 연구에서는 Q-스위치된 1.06 μm Nd:YAG 펄프레이저의 반복률을 5 Hz까지 변화시키고, 펄프레이저의 인가에너지와 라만매질 CH_4 의 압력변화에 따른 전방, 후방 1.54 μm 유도라만 산란광 및 후방 Brillouin 산란광의 출력특성을 분석하였다. 전방보다 후방 유도라만 산란광에서 보다 효율적인 라만효율을 보였다. 이는 전방 유도라만 산란광은 펄프광의 국부적 세기와 작용할 뿐 아니라, 같은 방향으로 동시에 진행하므로 라만증폭으로 인한 펄프광 세기의 손실효과가 크기 때문이다. 반면에, 진행방향이 서로 다른 후방 유도라만 산란광은 펄프광의 평균세기와 상호작용하고 정상상태이므로 충분한 증폭이 가능하여 더 효율적으로 발생한다.^[37] 전방과 후방 유도라만 산란광 출력의 비대칭성은 선폭효과의 차이보다 펄프광 세기의 차이와 국부적 펄프광에 의한 전방의 transient 효과가 주원인으로 판단된다. 또, 후방 유도 Brillouin 산란광보다 전방과 후방 유도라만 산란광이 더 효율적으로 나타났다. 이는 음파포논의 수명이 매우 길어서 수 ns의 펄스폭을 지닌 펄프레이저에 대하여 유도라만 산란광의 생성조건은 정상상태이지만, Brillouin 산란광은 transient 상태이기 때문이다. 반복률에 따른 매질 CH_4 의 열발생이 주로 펄프광 평균세기와 상호작용하는 후방 유도 산란광의 발생영역에서 일어나서 라만이득과 Brillouin 이득을 크게 저해하였다. 이는 CH_4 의 열발생으로 온도가 상승하여 주변 밀도가 크게 감소하기 때문이다. 매질 CH_4 가 순환되지 않을 때, 반복률 5 Hz에서 후방 1.54 μm 유도라만 산란광의 출력에너지는 매질의 열발생으로 약 47% 감소하였고, 전방 1.54 μm 유도라만 산란광의 출력에너지는 오히려 8.5% 증가함을 보였다. 이는 후방 유도라만 산란광이 펄프광의 평균세기와 상호작용하여 열발생이 강하게 나타나지만, 전방 유도라만 산란광은 국부적 펄프광과 상호작용하므로 열발생이 상대적으로 매우 약하기 때문이다. 또, 후방 유도라만 산란광에 의한 펄프광의 소모가 상대적으로 줄어 전방 유도라만 산란광과 상호작용할 수 있는 여분의 펄프광이 증가하였기 때문이라 판단된다. 후방 1.06 μm Brillouin 산란광의 출력에너지도 약 47%로 감소하였다. 이색성 집속렌즈를 이용하여 전방과 후방 유도라만 산란광을 동시에 같은 방향으로 출력하여 얻은 최대 라만변환 효율은 약 37% 이상이었다.

참고문헌

[1] E. M. Patterson, D. W. Roberts, and G. G. Gimmestad, *Appl. Opt.* **28**, 4978 (1989).
 [2] R. D. Stultz, D. E. Nieuwsma, and E. Gregor, *SPIE* **1419**, 64 (1991).
 [3] C. Gunterman, V. S. Gathen, and F. F. Dobebe, *Appl. Opt.* **28**, 135 (1989).
 [4] M. J. Damzen, M. H. R. Hutchinson, and W. A. Schroeder, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-23**, 328 (1987).
 [5] I. D. Carr, and D. C. Hanna, *Appl. Phys. B* **36**, 83 (1985).

[6] D. C. Jones, M. S. Mangir, D. A. Rockwell, and J. O. White, *Opt. Soc. Am. B* **7**, 2090 (1990).
 [7] A. A. Filippo, and M. R. Perrone, *IEEE J. Quantum Electron.* **28**, 1859 (1992).
 [8] J. J. Ottusch, and D. A. Rockwell, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-24**, 2076 (1988).
 [9] D. C. Hann, J. Pointer and D. J. Pratt, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-22**, 332 (1986).
 [10] Laurent de Schouepnikoff, et. al., *Appl. Opt.* **36**, 5026 (1997).
 [11] R. J. Heeman, and H. P. Godfried, *IEEE J. Quantum Electron.* **31**, 358 (1995).
 [12] D. J. Brink, H. P. Burgetr, T. N. de Kock, J. A. Strauss, and D. R. Preussler, *J. Phys. D* **19**, 1421 (1986).
 [13] J. C. van den Heuvel, F. J. M. van Putten, and R. J. L. Lerou, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-29**, 2267 (1993).
 [14] C. G. Parazzoli, W.W. Bauchman, and R. D. Stultz, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-24**, 872 (1988).
 [15] H. J. Kong, Y. G. Jeon, and J. K. Kim, *Appl. Opt.* **34**, 993 (1995).
 [16] Y. B. Band, J. R. Ackerhalt, J. S. Krasinski, and D. F. Heller, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-25**, 208 (1989).
 [17] G. I. Kachen, and W. H. Lowdermilk, *Phy. Rev. A* **16**, 1657 (1977).
 [18] E. Margalith, and G. W. Sutton, *J. Appl. Phys.* **59**, 327 (1986).
 [19] Y. R. Shen, and N. Bloembergen, *Phy. Rev.* **137**, A1787 (1965).
 [20] V. Simeonov, V. Mitev, H. van den Bergh, and B. Calpini, *Appl. Opt.* **37**, 7112 (1998).
 [21] D. von der Linde, M. Maier, and W. Kaiser, *Phy. Rev.* **178**, 11 (1969).
 [22] D. Cotter, and D. C. Hanna, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-14**, 184 (1978).
 [23] Z. Chu, U. N. Singh, and T. D. Wilkerson, *Appl. Opt.* **30**, 4530 (1991).
 [24] R. W. Minck, E. E. Hagenlocker, and W. G. Rado, *J. of Appl. Phys.* **38**, 2254 (1967).
 [25] K. Sentrayan, and V. Kushawaha, *J. Phys. D* **26**, 1554 (1993).
 [26] D. C. Hanna, and D. J. Pointer, *Opt. Commun.* **60**, 187 (1986).
 [27] D. G. Bruns, H. W. Bruesselbach, H. D. Stovall, and D. A. Rockwell, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-18**, 1246 (1982).
 [28] V. Yu. Baranov, et al., *Sov. J. Quantum Electron.* **18**, 1272 (1988).
 [29] Q. Lou, T. Yagi, and H. Salto, *J. Appl. Phys.* **67**, 6591 (1990).
 [30] K. Sentrayan, L. Major, A. Michael, and V. Kushawaha, *Appl. Phys. B* **55**, 311 (1992).
 [31] K. Sentrayan, A. Michael, and V. Kushawaha, *Appl. Opt.* **32**, 930 (1993).
 [32] J. R. Murray, J. Goldhar, D. Eimerl, and A. Szoke, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-15**, 342 (1979).
 [33] D. C. Mac Pherson, R. C. Swanson, and J. L. Carlsten, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-25**, 1741 (1989).

- [34] C. G. “Morgan, Laser induced Electrical Breakdown of Gases”, in *Electrical Breakdown of Gases*, J. M. Meek and J. D. Craggs. eds., (Wiley, NewYork, 1978), ch 9.
- [35] 권오성, 혼합기체의 라만 이득 및 광분해율 측정, 석사학위논문, 서울대학교 (1997).
- [36] Z. Chu, U. N. Singh, and T. D. Wilkerson, *Opt. Commun.* **75**, 187 (1986).
- [37] 최영수, 고해석, 강응철, “라만매질 CH_4 의 전후방 1.54 μm 유도라만 산란광의 비대칭적 발생”, *한국광학회지*, **10**(2), 게재 예정(1999 4월).

Stimulated Raman scattering at 1.54 μm and Brillouin scattering at 1.06 μm in CH_4 under 5 Hz repetition rate

Young Soo Choi, Yong Geun Jeon and Jai Ki Kim
Agency for Defense Development, Taejon 305-600, Korea

(Received December 11, 1998, Revised manuscript received March 24, 1999)

We have studied the 1.54 μm forward and backward stimulated Raman scattering (SRS) and stimulated Brillouin scattering (SBS) for various CH_4 pressures by 1.06 μm Q-switched Nd:YAG laser pumping under a repetition rate of 5 Hz in single pass. We obtained that the output of backward SRS was more efficient than that of the forward SRS. The output energy and conversion efficiency of forward and backward SRS were higher than those of SBS since SRS is a steady state, but SBS is a transient state. In a CH_4 gas uncirculating system, the output energy of the backward SRS and SBS were reduced the about 47% due to a thermal heating of CH_4 medium in a focusing region for a repetition rate of 5 Hz. But, the output energy of forward SRS was slightly enhanced by about 8.5% due to the increase of the undepleted pump beam in the backward SRS generation. In the Raman half resonator using a dichromatic focusing lens, the conversion efficiency of SRS was more than 37% for a input pump laser energy of 40 mJ.