

## 비 Gaussian 빛에 의한 자체집광을 이용한 $\chi^{(3)}$ 측정\*

이 범 구

서강대학교 이과대학 물리학과

(1993년 9월 22일 받음)

공간적으로 Gaussian mode인 Q-switched Nd:YAG 레이저의 제 2고조파 빛살을 일정한 반경의 pinhole로 중심부분만 통과시켜 집광렌즈로 집광시킨 후, 렌즈의 초점면에서 빛살모양을 관찰하여 본 결과 원형 대칭을 갖는 비Gaussian모양을 하고 있음을 확인할 수 있었다. 이 빛살의 집광영역내에서 두께 1 mm의 CS<sub>2</sub>를 이동(z-scan)하여 가며 자체집광효과에 의하여 변화되는 투과도특성을 조사하였다. 측정된 결과는 Fresnel 이론과 1.5% 이내의 오차 범위로 일치함을 알 수 있었고, 자체집광효율이 입사빛의 공간적 모양과 관계함을 확인할 수 있었다.

### I. 서 론

물질의 3차 비선형 광학계수  $\chi^{(3)}$ 는 물질내 빛의 통과시 빛세기에 비례하는 굴절을 변화를 유도하여 자체집광/퍼짐(Self-focusing/defocusing)현상<sup>[1]</sup>을 야기할 뿐 아니라, Fabry-Perot 공진기 구조내에서는 광학적 쌍안정성(bistability)현상<sup>[2]</sup>을 유발한다. 이와 같은 현상들은 광학적 limiter,<sup>[3,4]</sup> switching<sup>[5]</sup> 및 modulator<sup>[6]</sup> 소자개발에 응용할 수 있기 때문에 다양한 물질의  $\chi^{(3)}$ 의 정량적 이해는 대단히 중요하다.  $\chi^{(3)}$ 의 측정은 주로 비선형적 간섭무늬 변화감지,<sup>[7]</sup> 축퇴4광파합성<sup>[8,9]</sup> 및 자체집광/퍼짐에 의한 공간적 빛살모양변화의 직접적 관찰<sup>[10-12]</sup> 등의 방법으로 수행되어 왔다. 1989년에는 이와같은 기존의 측정법들에 비교하여, 실험장치 뿐 아니라 측정결과로부터  $\chi^{(3)}$ 값을 얻기 위한 분석과정이 간단하여  $\chi^{(3)}$ 값을 정확히 결정할 수 있는 장점을 갖고 있는 z-scan방법<sup>[13-14]</sup>이 개발되었다. 이 방법은 얇은 시료에 의한 자체집광/퍼짐분석법<sup>[15]</sup>을 발전시킨 것으로 최근에는 이 방법을 이용하여 반도체를 위시한 여러종류의 물질에 대하여  $\chi^{(3)}$  측정이 활발히 진행 되어 오고 있다.<sup>[16-18]</sup>

그러나 현재까지 z-scan방법은 Gaussian 빛에 대한 자체집광/퍼짐 경우만을 취급하고 있어, 아직 적용상 제약이 따른다. 따라서 본 연구에서는 z-scan방법을 비(非) Gaussian 빛에 의한 자체집광/퍼짐현상까지 확대 적용할 수 있도록 z-scan 이론을 일반화하고, Gaussian이 아닌

그러나 원형 대칭모양의 빛에 의한 z-scan 실험을 수행하여, 그 결과를 수치분석하여 물질의  $\chi^{(3)}$  를 측정할 수 있음을 보이고자 한다.

### II. Z-scan 이론의 일반화

z-scan 방법은 기본적으로 크기와 위상을 모두 알고 있는 빛을 초점거리  $f$ 인 집광렌즈로 집광시키고, 빛의 진행축(z-축)을 따라 초점 전후로 얇은 시료를 이동시킬 때 물질의 광학적 비선형성에 의한 자체집광/퍼짐으로 인하여 z-축상으로 비교적 멀리 떨어진 고정된 위치에서 시료를 통과하는 빛의 중심부분의 세기가 변하게 됨으로, 이 변화를 감지함으로써  $\chi^{(3)}$ 를 측정하고자 하는 것이다.

이 z-scan 방법을 구체적으로 기술하기 위하여 필요한 3개의 면을 그림 1에 나타내었다. 첫째면은 빛의 진행 방향에 수직하게 렌즈가 놓여 있는 면(렌즈면)으로, 이 면상의 위치는 직각좌표계를 사용하여  $\eta$ 와  $\zeta$ 로 기술되며, z-scan 실험 결과분석의 초기조건으로 이 면상(렌즈통과 직전)에서 입사빛의 전장( $E_i$ )에 관한 모든 정보를 알고 있어야 한다. 둘째면은 렌즈의 초점근처에서 z-축에 수직하게 시료가 놓이는 면(시료면)으로, 이 면상의 위치는 직각좌표계를 사용하여  $x$ 와  $y$ 로 기술되며, 렌즈의 초점 위치를  $z=0$ 으로 정하였다. 셋째면은 관측을 기술하기 위한 z-축에 수직한 면(관측면)으로 이 면상의 위치는 직각좌표계를 사용하여  $x_a$ 와  $y_a$ 로 나타내었다. 또 세면의 반경은 렌즈면의 경우는  $\zeta$  시료-면의 경우는  $r$ , 관측면의

\* 본 연구는 1992년 교육부 주관 공동연구 지원에 의하여 수행하였음.

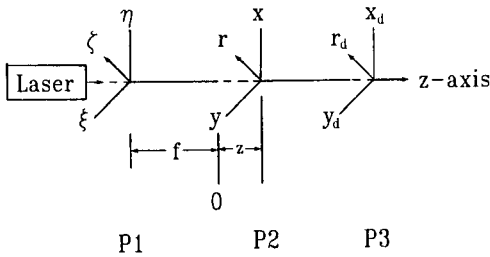


그림 1. z-scan방법의 기술에 필요한 세면의 좌표계. P 1; 렌즈면, P2; 시료면, P3; 관측면.

경우는  $r_d$ 로 각각 표시하였다.

초기조건으로 렌즈면에서 파장이  $\lambda$ 인 입사빛의 전장  $E_i$ 가 주위지면, 이 빛이 초점거리  $f$ 의 렌즈로 집광된 후 집광영역의 전기장,  $E(x, y, z)$ 는 Rayleigh-Sommerfeld 관계식을 이용하여 다음과 같이 구할 수 있다.<sup>[19]</sup>

$$E(x, y, z) = \frac{1}{\lambda} \int e^{-i \frac{kz}{2}} E_i(\eta, \zeta) \frac{e^{ikr_{12}}}{r_{12}} \cos(-\hat{z}, \hat{r}_{12}) d\eta d\zeta \quad (1)$$

여기서  $k = 2\pi/\lambda$ ,  $r_{12} = \sqrt{(x-\eta)^2 + (y-\zeta)^2 + (f+z)^2}$ ,  $\hat{z}$ 와  $\hat{r}_{12}$ 는 각각 빛의 진행방향과 점(x, y, f+z)에서 렌즈-면상의 점( $\eta, \zeta$ )을 연결하는 방향으로의 단위 vector이고,  $\cos(-\hat{z}, \hat{r}_{12})$ 는 두 단위 vector가 이루는 사이각의 cos값이며,  $e^{-i \frac{kz}{2}}$ 는 입사빛의 렌즈 통과로 인하여 변환되는 위상 보정항이다. 식 (1)로부터 계산되어지는 집광영역의 전기장은 원형 대칭성이 있는 경우에는 다음과 같이 간단한 형태로 나타낼 수 있다.

$$E(r, z) = E_0 [f_r(r, z) + i f_i(r, z)] \quad (2)$$

여기서  $f_r$ 과  $f_i$ 는 전기장의 실수부와 허수부를 나타내는 실수함수이며, 특히  $f_r$ 은 초점위치에서 1이 되도록 규격화한 함수이다. 이 전기장은 위치 z에 수직하게 놓여있는 선형굴절율이  $n_0$ 이고 선형흡수계수는  $\alpha$ 이며  $\chi^{(3)} = \chi_R^{(3)} + i\chi_I^{(3)}$ 인 얇은(L)의 시료를 통과함에 따라서 변화되며, 시료 투과 직후의 위치에서 전기장  $E_e$ 는 다음과 같이 바뀔 수 있다.<sup>[14]</sup>

$$E_e(r, z) = E_0 [f_r(r, z) + i f_i(r, z)] e^{-\alpha L} [1 + \beta I_0 F L_{eff}]^{i \left( \frac{k\gamma}{\beta} \cdot \frac{1}{2} \right)} \quad (3)$$

여기서  $\omega = \frac{k\chi_I^{(3)}}{n_0^2 \epsilon_0 c}$ ,  $\gamma = \frac{\chi_R^{(3)}}{2n_0^2 \epsilon_0 c}$ ,  $F = f_r^2 + f_i^2$ ,  $L_{eff} = (1 - e^{-\alpha L})/\alpha$ 이며  $c$ 와  $\epsilon_0$ 는 진공에서의 유전율이며,  $I_0$ 는 초점에서의 빛세기이다. 다시 식 (3)을 비선형효과가 작은 조건(즉  $|\beta I_0 L_{eff}| \ll 1$ )으로 근사시켜, 실수부와 허수부를 분리하여 표현하면 다음과 같이 됨을 알 수 있다.

$$E_e(r, z) = E_0 \{ f_r(-\Delta\Psi f_r, -\Delta\Phi f_r) + i f_i(-\Delta\Psi f_i, -\Delta\Phi f_i) \} \quad (4)$$

여기서  $E_a = E_0 e^{-\alpha L/2}$ ,  $\Delta\Psi = \frac{\beta}{2} I_0 L_{eff}$  또  $\Delta\Phi = k\gamma I_0 L_{eff}$ 이다.

렌즈면에서 초점거리  $f$ 에 비하여 대단히 먼 거리  $d + f$  ( $d \gg f$ )만큼 떨어져 위치해 있는 관측면의 전기장,  $E_d(r_d)$ ,  $E_e$ 의 Fraunhofer 적분으로 구할 수 있으며 다음과 같다.<sup>[19]</sup>

$$E_d(r_d) = \frac{1}{\lambda d} \int E_e(r, z) \exp\left(-i \frac{k}{d}(x x_d + y y_d)\right) dA \quad (5)$$

여기서  $dA = dx dy$ 이다. 특히 검지기앞에 pinhole을 놓고 그것의 반경을 충분히 작게하여 z-축상의 빛세기만을 관측한다면 실험적으로 측정되는 빛의 세기  $I_d(0)$ 는 다음과 같이 간단히 표현된다.

$$I_d(0) \propto |E_d(r_d=0)|^2 = (1/\lambda d)^2 \left| \int E_e(r, z) dA \right|^2 \quad (6)$$

식 (4)를 식 (6)에 대입하고,  $\Delta\Phi \ll 1$  및  $\Delta\Psi \ll 1$ 의 조건하에서  $\Delta\Phi$ 와  $\Delta\Psi$ 에 대하여 1차항만을 취한 후, 비선형효과가 없을 경우( $\Delta\Phi = \Delta\Psi = 0$ )의 z-축상의 검지기의 빛세기  $I_d(0)$ ; ( $\Delta\Phi = \Delta\Psi = 0$ )로 나눈 표준화된 투과율  $T(z)$ 를 구하여 보면 다음과 같음을 증명할 수 있다.

$$T(z) = 1 + \frac{2 \left\{ \int f_r dA \int f_r F dA - \int f_r dA \int f_i F dA \right\} \Delta\Phi}{\left( \int f_r dA \right)^2 + \left( \int f_i dA \right)^2} - \frac{2 \left\{ \int f_r dA \int f_i F dA - \int f_i dA \int f_r F dA \right\} \Delta\Psi}{\left( \int f_r dA \right)^2 + \left( \int f_i dA \right)^2} \quad (7)$$

이와같이 유도된 식 (7)의 투과율은 물질의 자체집광/퍼짐에 의한 투과특성을 기술하는 일반적 관계식이지만, 본 연구에서는  $\chi^{(3)}$ 가 실수이며 입사빛의 공간적 모양은 원형대칭인 경우로 제한하여 시료위치 이동에 따른 투과율의 변화를 관측하고, 그 결과를 식 (7)과 비교하고자

한다. 특히  $\chi^{(3)}$ 가 실수인 경우에는  $\Delta\Psi=0$ 이므로,  $\Delta\Phi$ 를 고정시키면 투과율의 최대값  $T_p$ 와 최소값  $T_v$ 의 차( $\Delta T_p$ )는  $\Delta T_{p,v}=S_i\Delta\Phi$ 의 형태로 나타낼 수 있다. 여기서  $S_i$ 는 자체집광/퍼짐의 효율을 나타내는 계수로 집광영역의 전장의 공간적 모양함수  $f_i$ 과  $f_i$ 에 의하여 전적으로 결정됨을 알 수 있으며, Gaussian입사빛의 경우  $S_i=0.406$ 으로 해석적 적분으로 계산된다.<sup>[14]</sup>

### III. 실험방법 및 결과

본 연구에서는 실험결과의 정량적 분석을 위하여 원형대칭을 갖는 비Gaussian 모양의 빛은 Gaussian모드로 발진되는 레이저 빛을 적당한 반경의 pinhole로 차단하여 만들었고, 시료로는 비선형 광학실험에  $\chi^{(3)}$ 측정에 기준으로 널리 이용되고 있는 CS<sub>2</sub>를 1mm두께의 Quartz cell에 담가 사용하였다.

그림 2에 z-scan 실험의 장치도를 나타내었다. 광원으로는 공간적으로 Gaussian모드로 발진되는 Q-스위칭 시킨 Nd:YAG 레이저출력을 KTP결정에 입사시켜 발생된 제 2고조파만을 filter F로 선택하여 z-scan실험에 사용하였다. 제 2고조파의 펄스폭은 7.5 ns이었으며 펄스반복율은 초당 10번이었다. 또 렌즈면 위치에서 선형배열된 감지기를 사용하여 공간적 모양을 측정해 본 결과 Gaussian임을 확인할 수 있었고 Gaussian빛의 반경  $w_0^i=9225 \pm 25 \mu\text{m}$ 로 측정되었다.

모든 빛세기의 측정에 있어 모든 신호는 KTP결정과 집광렌즈 사이에 빛살가르개(9:1)를 삽입하여 분리된 제 2고조파의 작은 세기의 출력과 동시에 두개의 photo-

diode(그림 2에서 PD1과 PD2)와 최고치검지기(Peak Detector) 회로를 사용하여 읽고, 레이저 출력세기가 정해진 평균값에 1% 범위내의 신호만을 택하여 결과를 취하였다.

빛의 집광은 촛점거리가 15 cm인 볼록렌즈로 하였다. Gaussian과 다른 원형대칭모양의 빛은 두께가 0.39 mm인 stainless판에 직경 3/32 inch(해당되는 반경; 1.19 mm)와 직경 5/64 inch(해당되는 반경; 0.992 mm)의 두 가지 원형구멍을 뚫어 만든 Pinhole을 Gaussian빛의 중심과 pinhole의 중심을 일치시켜 렌즈앞 1 mm 떨어진 곳에 위치하여 Gaussian빛을 차단함으로써 만들 수 있었다. 본 논문에서는 편의상 직경 3/32 inch와 직경 5/64 inch의 pinhole로 차단시킨 빛을 각각 차단빛A와 차단 빛B로 명명하기로 한다.

실제로 촛점면상에서 Gaussian빛, 차단빛A 및 차단빛B의 공간적 모양의 차이를 직접 확인하기 위하여 반경 1의 pinhole을 photodiode에 부착하여 촛점을 기준으로 y-축으로 2씩 이동하며 빛의 세기변화를 측정하였으며 그 결과를 그림 3에 나타내었다. 그림 3에서 입사빛이 Gaussian인 경우는 원형으로 표시 하였으며 촛점면에서 반경이 좁아진 또 다른 Gaussian임을 확인할 수 있었다. 차단빛A의 경우는 별 표시으로, 또 차단빛B의 경우는 사각형으로 나타내었다. 차단빛의 입사경우에는 pinhole의 반경이 작어 질수록 촛점에서의 빛세기가 작아지며 빛살의 반치전폭이 커짐이 관찰되었을 뿐아니라, Gaussian함수와 최고치 부분을 일치 시키면 빛의 세기가 낮은 영역에서는 Gaussian에 비해 빠르게 감소함을 알 수 있었다. 이로부터 차단빛의 경우 공간적 모양이 Gaus-

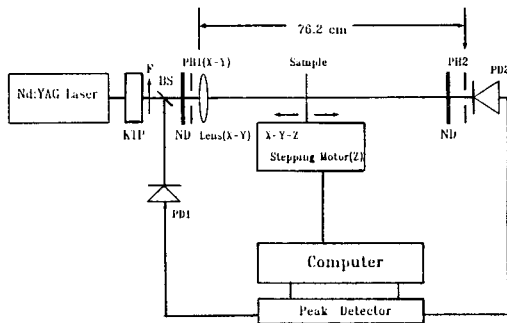


그림 2. z-scan 실험 장치도.  
KTP; 제 2고조파 합성 결정, F; 제 2고조파만을 통과시키는 Filter, BS; 빛살 가르개, ND; Neutral Density Filter, PD; Photodiode, PH; Pinhole.

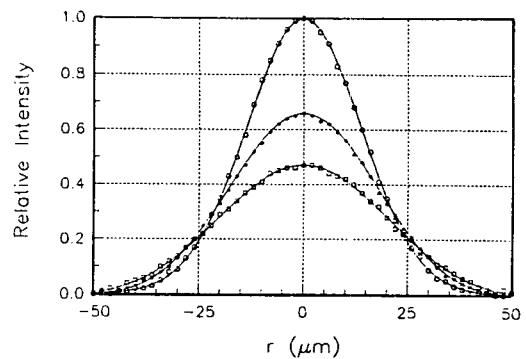


그림 3. 촛점면상의 빛세기의 공간적 모양.  
원(O); Gaussian, 별(\*); 차단빛A, 사각형(□); 차단빛B, 실선; 각 실험값에 최소편차를 주는 이론곡선.

sian과는 다름을 확인하였다.

비선형실험에서는 시료의 통과에 따른 자체집광/퍼짐이 수반된 투과빛(신호)을 Fraunhofer조건으로 감지하기 위하여 렌즈로부터 76.2 cm 떨어진 곳에 photodiode (PD 2)를 위치하였고, 이 PD2 앞에 반경이 500  $\mu\text{m}$ 의 pinhole (PH2)을 그 중심이 z-축에 일치하게 설치하여 투과빛 중 z-축상의 빛세기만을 측정하도록하여 얻어진 실험결과를 식 (7)과 직접 비교할 수 있도록 하였다. 시료의 z-scan범위는 초점을 중심으로  $z = -1 \text{ cm}$ 에서 1 cm까지 2 cm의 범위로 한정하였으며, 이 범위내를 0.5 mm 간격으로 시료를 이동하며 투과신호를 측정하였다. 우선적으로 Gaussian입사빛으로 z-scan 실험을 수행하였으며 z위치 변화에 따른 투과율의 측정결과를 그림4에 원으로 표시 하였다. 이 결과에서  $\Delta T_{p,v} = 0.16 \pm 0.01$ 이며, 사실 이값은  $\Delta T_{p,v}$ 가 입사빛의 에너지에 따라 좌우되므로 빛살 가르개와 렌즈사이에 놓여있는 Neutral Density Filter (ND)를 이용하여  $\Delta T_{p,v} = 0.16$ 이 되도록 특정한 입사 에너지를 선택적으로 정한 것이다. 차단된 입사빛에 의한 z-scan실험도 Gaussian빛의 입사에 의한 z-scan실험결과와 상대적으로 비교하기 위하여 앞서 정해진 입사 에너지와 동일한 조건으로 수행하였다. 차단빛에 대한 실험결과로 차단빛A의 경우는 별표식으로, 차단빛B의 경우는 사각형으로 그림 4에 각각 나타내었다. 서로 다른 모양의 세입사 빛의 경우에서 모두 투과율의 최소(valley)는  $-z$ 영역에서 또 투과율의 최대(peak)는  $+z$ 영역에서 일어남(자체집광)을 알 수 있으며, 이는  $\text{CS}_2$ 의  $\chi^{(3)}$ 가 양의 부호임을 확인시켜 주고 있다. 또 차단반경이 작아질수록 투과율의 최대위치  $z_p$ 와 최소위치  $z_v$  사이의 거리  $\Delta z_{p,v}$ 가 길어짐도 알 수 있다.

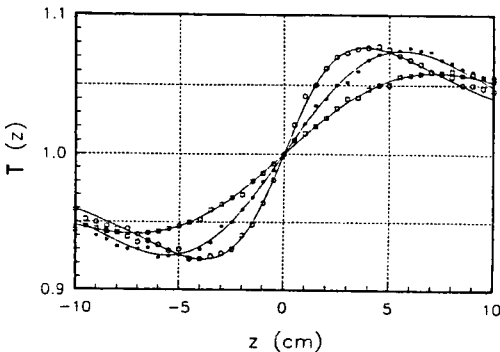


그림 4. 입사빛조건에 따른  $\text{CS}_2$ 의 투과도특성. 원(O); Gaussian, 별(\*); 차단빛A, 사각형( $\square$ ); 차단빛B, 실선; 각 실험값에 최소편차를 주는 이론곡선.

#### IV. 수치분석

이와같이 얻어진 그림 3과 그림 4의 실험결과 중 Gaussian 입사빛에 의한 결과와는 달리 차단된 빛의 입사에 의한 결과들은 식 (1)과 식 (7)을 이용하여 수치 해석적으로 분석해야 함으로, Gaussian의 경우를 먼저 논의한 다음에 차단된 빛의 결과들을 Gaussian경우와 비교하도록 한다. Gaussian빛의 입사경우 그림3의 원으로 나타낸 초점면에서 관찰된 공간적 빛세기의 모양은 Gaussian반경  $w_0 = 27.5 \pm 1 \mu\text{m}$ 의 Gaussian함수(그림 3의 실선)와 최소편차를 갖고 있음을 알 수 있었으며, 이는 Gaussian빛에 대한 이론적 관계식  $w_0 = \lambda f / (\pi w_0^i)$ 로부터 계산되는 27.5  $\mu\text{m}$ 와 일치하였다. 이로부터 집광된 Gaussian 빛의 diffraction length  $z_0 = 4.48 \text{ mm}$ 임을 결정할 수 있었다.

또 Gaussian의 경우 시료의 z위치변화에 따른 투과도특성은 다음과 같이 표현된다.<sup>[14]</sup>

$$T(z) = 1 - \frac{2\Delta\Phi\kappa}{(1 - \kappa^2)(9 + \kappa^2)} \quad (8)$$

여기서  $\kappa = z/z_0$ 이다. 이 함수를 이용하여 그림 4에서 원으로 표시한 Gaussian입사빛에 의한 투과율값과 최소편차를 주는 곡선을 계산하여 실선으로 나타내었으며, 이때  $\Delta\Phi = 0.39 \pm 0.02$ 이다. 한편 실험적으로 결정되는 자체집광에 의한 투과율의 최대나 최소가 일어나는 위치사이의 거리  $\Delta z_{p,v}$ 값과  $\Delta z_{p,v}$ 와  $z_0$  사이의 관계식  $\Delta z_{p,v} = 1.7 z_0$ 에 앞서 결정된  $z_0 = 4.48 \text{ mm}$ 를 대입하여 얻은  $\Delta z_{p,v} = 7.6 \text{ mm}$ 와는 서로 5%내의 오차범위로 일치함도 알 수 있었다.

Gaussian이 아닌 차단된 빛의 입사에 대한 실험적 z-scan 투과도특성을 정량적으로 기술하기 위하여서 우선적으로 집광영역의 E를 식 (1)을 사용하여 계산해야 되는 바, 본 연구에서는 실험이  $w_0^i$ 나 시료의 z-scan상 이동거리( $\pm 1 \text{ cm}$ )가 f에 비해 아주 작은 조건하에서 수행된 것을 감안하여 Fresnel근사를 적용하여 1차원 적분으로 E를 구할 수 있는 다음의 Born-Wolf 식을 사용하였다.<sup>[20]</sup>

$$E(r, z) = \left( \frac{2\pi\alpha^2}{\lambda f} \right) \int_0^{\rho_0} E_i(\zeta = a\rho) J_0(v\rho) e^{-i(u/2)\rho^2} \rho d\rho \quad (9)$$

여기서 a는 렌즈면상의 반지름방향으로 실험조건에 편리하게 임의로 정할 수 있는 단위길이이며,  $v = k(a/f)r$ ,  $u = \kappa(a/f)^2 z$ , 또  $\rho_0$ 는 적분의 상한값을 뜻한다. 이제 본 실험여건을 식 (9)에 적용해 보면  $a = w_0^i$ 로 정하는 것이 편리하며,  $E_i = E_0 e^{-\rho^2}$ 이 된다. 따라서 본실험의 세개의

서로 다른 빛의 입사조건에 따른 전기장의 차이는 식 (9)에서  $\rho_u$ 의 다름에 기인한다. 즉 Gaussian입사빛의 경우  $\rho_u$ 가 무한값인 경우이며, 차단빛A와 차단빛B의 경우 해당하는  $\rho_u$ 는 각 1.2906과 1.075이다.

특히 초점 ( $z=0, v=0$ )에서의 전기장의 크기는 식 (9)로부터 직접 적분하여 구할 수 있으며 다음과 같다.

$$E(z=0, v=0) = \frac{\pi(w_0^i)^2}{\lambda f} E_0(1 - e^{-\rho^2}) \quad (10)$$

식 (10)으로부터 차단빛A와 차단빛B의 경우 초점에서의 빛의 세기  $I_0(A)$ 와  $I_0(B)$ 는 Gaussian 경우의 해당하는 빛세기  $I_0(G)$ 에 대하여 상대적으로 비값을 결정할 수 있으며 각각 다음과 같다.

$$I_0(A)/I_0(G) = 0.658, I_0(B)/I_0(G) = 0.470. \quad (11)$$

이와 같이 계산된 비값들은 그림 3에서  $r=0$  위치에서 실험적으로 결정되는 빛의 세기의 비값과 1.5%의 오차 범위 내에서 일치함을 알 수 있었고, 식 (9)를 이용하여 초점면상에서 차단빛A와 차단빛B에 대한  $E$ 를 구하여 실험치와 최소편차를 주는 빛세기의 공간분포를 계산하여 그 결과를 실선으로 해당하는 실험치와 함께 그림 3에 나타내었다.

이와같은 초점에서의 빛세기의 차이는 자체집광특성을 기술하는데 중요한 변수중 하나인  $\Delta\Phi$ 도 동일한 입사 에너지 조건하에서는 Gaussian경우와 비교해 차단된 빛의 경우가 같은 비로 작아짐을 뜻한다. 따라서 식 (11)의 비값으로 결정된 차단빛에 해당하는  $\Delta\Phi$  값과 식 (9)의 적분을 통하여 계산된  $f_s$ 과  $f_r$ 를 식 (7)에 대입하여 구한 투과곡선을 그림 4에 실선으로 해당하는 차단빛에 대한 실험값과 동시에 나타내었으며, 두 차단빛의 모든 경우에서 해당하는 계산곡선과 실험치는 서로 1.5%의 오차 범위내로 일치함을 알 수 있었다. 이와같이 정량적으로 이해된 z-scan의 투과도 특성으로부터, Gaussian경우의  $\Delta T_{pv}(G)$ 에 대한 차단빛A의  $\Delta T_{pv}(A)$ 와 차단빛B의  $\Delta T_{pv}(B)$ 의 상대적 비값을 결정할 수 있으며 다음과 같다.

$$\frac{\Delta T_{pv}(A)}{\Delta T_{pv}(G)} = 0.98 \pm 0.09, \frac{\Delta T_{pv}(B)}{\Delta T_{pv}(G)} = 0.81 \pm 0.08. \quad (12)$$

따라서 식 (11)과 식 (12)의 값들을  $\Delta T_{pv} = S_i \Delta\Phi$ 의 관계식에 대입하여 차단빛A와 차단빛B에 대한 자체집광/퍼짐의 민감도  $S_i(B)$ 와  $S_i(A)$  값을 Gaussian의  $S_i(G)$ 에 대한 비로 구해보면 다음과 같다.

$$\frac{S_i(A)}{S_i(G)} = 1.5 \pm 0.02, \frac{S_i(B)}{S_i(G)} = 1.71 \pm 0.02. \quad (13)$$

이 결과는 Gaussian입사빛의 경우에 비해 차단된 빛의 입사조건에서  $S_i$ 가 클뿐아니라, 차단pinhole의 반경이 작아질수록  $S_i$ 가 더 커짐을 뜻한다. 이점은 강한 빛의 입사에 의해 쉽게 파괴되는 물질의  $\chi^{(3)}$  측정에 효과적으로 응용될 수 있다고 생각된다. 또 Gaussian이나 차단빛A 및 차단빛B의 모든 경우에  $\Delta T_{pv}$ 를 레이저의 입사에너지의 함수로 측정하였으며  $\Delta T_{pv}$ 가 0.3 이하에서는  $\Delta T_{pv}$ 와 레이저의 입사에너지 사이에 선형적 관계가 유지함도 알 수 있었다.

### V. 결 론

본 연구에서는 빛살반경  $w_0^i = 9225 \mu$ 의 Gaussian빛을 일정한 반경을 갖는 원형pinhole로 차단시켜 Gaussian 빛의 중심부분만을 통과시켜 집광렌즈로 집광시킴으로써, 원형대칭을 갖는 비 Gaussian빛을 만들 수 있었다. 이와같이 비Gaussian모양으로 변형된 빛살의 집광영역에서 얇은 시료조건으로  $CS_2$ 를 z-축으로 이동함에 따라 자체집광효과에 의하여 변화하는 투과도를 측정하였으며, Gaussian빛살의 입사경우와 같이 초점을 중심으로 초점전에서는 투과도의 valley가, 또 초점 후에서 투과도의 peak가 대칭으로 나타나는 자체집광특성을 관찰하였다. 빛차단을 위한 pinhole의 반경이 작을수록  $\Delta Z_{pv}$ 가 길어지며, 초점에서의 같은 빛세기조건에서 자체집광효율이 더커짐도 알 수 있었다. 얻어진 결과는 Fresnel이론으로 1.5%이내의 오차범위로 일치하게 설명할 수 있었다.

이와같은 비 Gaussian빛에 의한 자체집광연구로부터 원형대칭을 갖는 어떤 모양의 빛살에 의한 z-scan실험을 통하여 물질의  $\chi^{(3)}$ 를 측정할 수 있음을 확인 하였고, 아울러  $\chi^{(3)}$ 측정의 측정효율을 결정하는 자체집광/퍼짐효율계수가 입사빛의 공간적 모양에 관계함을 밝혔다.

### 참 고 문 헌

- [1] P. L. Kelley, Phys. Rev. Lett. **15**, 1005(1965).
- [2] H. M. Gibbs, S. L. McCall, and T. N. C. Venkatesan, Phys. Rev. Lett. **36**, 1135(1976).
- [3] M. J. Soileau, W. E. Williams, E. W. Van Stryland, IEEE J. Quantum Electron. **QE-19**, 731(1983).
- [4] J. A. Hermann, J. Opt. Soc. Am. **B1**, 729 (1984).

- [5] H. M. Gibbs, *Optical Bistability: Controlling Light with Light* (Academic, New York, 1985).
- [6] R. R. Alfano and S. L. Shapiro, *Phys. Rev. Lett.* **24**, 592 (1970).
- [7] M. J. Moran, C. -Y. She, and R.L. Carman, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-11**, 259(1975).
- [8] R. G. Caro and M. C. Gower, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-18**, 1376(1982).
- [9] E. J. Canto-Said, D. J. Hagan, J. Young, and E.W. Van Stryland, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-27**, 2274 (1991).
- [10] D. Grischkowsky, *Phys. Rev. Lett.* **24**, 866(1970).
- [11] P. Bernard, P. Galarneau and S. L. Chin, *Opt. Lett.* **6**, 139(1981).
- [12] S. Guha, E. W. Van Stryland, and M. J. Soileau, *Opt. Lett.* **10**, 285(1985).
- [13] M. Sheik-Bahae, A. A. Said, and E. W. Van Stryland, *Opt. Lett.* **14**, 955(1989).
- [14] M. Sheik-Bahae, A. A. Said, T. -H. Wei, D. J. Hagan, and E.W. Van Stryland, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-26**, 760(1990).
- [15] D. Weaire, B. S. Wherrett, D. A. B. Miller and S. D. Smith, *Opt. Lett.* **4**, 331(1979).
- [16] A. A. Said, M. Sheik-Bahae, D. J. Hagan, T. H. Wei, J. Wang, J. Young and E. W. Van Stryland, *J. Opt. Soc. Am.* **B9**, 405(1992).
- [17] L. Yang, R. Dorsinville, Q. Z. Wang, P. X. Ye, R. R. Alfano, R. Zamboni and C. Taliani, *Opt. Lett.* **17**, 323(1992).
- [18] T. H. Wei, D. J. Hagan, M. J. Sence, E. W. Van Stryland, J.W. Perry and D. R. Coulter, *Appl. Phys.* **B54**, 46(1992).
- [19] J. W. Goodman, *Introduction to Fourier Optics* (McGraw-Hill Book Company, New York, 1968).
- [20] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*, Sect. 8.8., 6th Ed., (Pergamon Press, Oxford, 1980).

### $\chi^{(3)}$ Measurement through Self-focusing with Non-gaussian Beam

Bum Ku Rhee

*Department of Physics, Sogang University, Seoul 121-742, Korea*

(Received: September 22, 1993)

The second harmonic of Q-switched Nd:YAG laser beam with gaussian mode is cut off by pinhole of a certain radius and its central portion passed through pinhole is focused by converging lens. It is confirmed that the shape of this beam in focal region is central symmetric but non-gaussian. Change of transmittance due to self-focusing is investigated by scanning (z-scan) CS<sub>2</sub> of 1 mm thickness in the focal region. It is found that the observed results can be consistently explained by Fresnel theory within 1.5% accuracy and efficiency of self-focusing depends on spatial shape of incident beam.