

論文
36-10-7

大出力 Gauss型 Nd:글라스 레이저 비임의 增幅特性에 관한 研究

A Study on the Amplification Characteristics of High-Power Gaussian Nd:Glass Laser Beam

姜 衡 富* · 張 龍 茂**
(Hyung-Boo Kang · Yong-Moo Chang)

ABSTRACT

The high-power Nd:glass laser system with five-stage amplifier was designed and its amplification characteristics was studied for developing high-power Nd:glass laser system as an energy driver of inertial confinement fusion(ICF). In order to study the amplification characteristics of temporal and spacial Gaussian laser beam, the dependence of them on pumping efficiency and rod loss were studied and discussed.

The output energy of this system using phosphate Nd³⁺ glass rod(LHG-7, LHG-8) and silicate Nd³⁺ glass rod(LSG-91H), respectively, was calculated by the computer simulation using Avizonis-Grotbeck and Frantz-Nodvik equations. As results of this simulation, it was found that the shorter the risetime of laser pulse, the larger the amplification factor and that the larger peak value of laser pulse, the lower the amplification factor.

The output energies of 179J, 344J, and 7J were obtained by the designed five-stage amplified high-power Nd:glass laser system using glass rods of LHG-7, LHG-8, and LSG-91H, respectively. From the results it was found that the laser system using the LHG-8 glass rod was the most excellent one among the systems and the cross section for stimulated emission or the gain coefficient was essentially important parameter for the amplification characteristics.

1. 서 론

대출력레이저를 핵融合反應에 이용하는 착상은 1964년 소련의 Basov 등에 의해 최초로 발표되었다.^{1),10)} 그들의 실험결과에 의하면 렌즈의焦點에 燃料타겟(target)을 놓고 그 표면에 레이저비임을 集中시키면 백만도 이상의 고온, 고밀도 플라즈마

를 발생시킬 수 있었다. 그후 레이저 출력이 현저하게 증대됨에 따라 핵融合 실험이 가능하게 되었으며, 1970년초에 프랑스의 Limeil 연구소와 일본의名古屋大學 플라즈마연구소에서 펄스幅 4~8 nsec, 출력 5~20 GW의 고출력 Nd³⁺ 글라스 레이저비임을 固体重水素에 照射함으로써 핵融合反應에 의한 中性子를 검출하였다.^{2),3)} 레이저에 의한 핵融合反應을 생각할 때 대출력(TW 급) 레이저의 개발이 필요하며 이 방면의 연구가 활발히 進行되어 왔다. 그 결과 현재 미국 LLNL:(Lawrence Livermore National Lab.)*, LASL:(Los Alamos Scientific Lab.** 과 일본 大阪大學)

*正 會 員: 漢陽大 工大 電氣工學科 教授 · 工博
**正 會 員: 漢陽大 工大 電氣工學科 博士課程
接受日字: 1987年 5月 7日
1次修正: 1987年 8月 30日

레이저核融合연구소에서는 TW 급 대출력 Nd³⁺글라스 레이저와 탄산가스 레이저가 개발, 설치되어 대출력 레이저에 의한 慣性密閉(inertial confinement) 방식의 核融合 연구와, 레이저와 플라즈마의 相互作用에 관한 연구가 활발히 진행되고 있다.^{2)~6)}

관성밀폐용 에너지 드라이버(energy driver)로서의 대출력 레이저의 개발목표 및 조건은 적절한 波長, 높은 출력밀도와 급준한 상승시간을 갖는 펄스의 발생, 펄스폭의 制御性, 양호한 集光 특성 및 매우 큰 S/N비등이다.

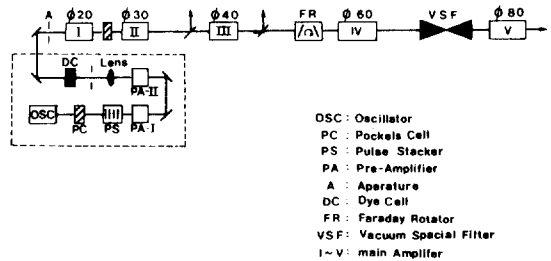
파장 1.06μm의 Nd³⁺글라스 레이저는 고효율(70~80%)⁴⁾의 高調波數 발생기술의 개발로 0.53μm, 0.35μm, 0.26μm 파장의 광을 발생할 수 있고 펄스폭도 쉽게 변화시킬 수 있어 에너지 드라이버로서 가장 완성도가 높다.

Nd³⁺글라스 레이저 시스템에서 얻을 수 있는 최대에너지는 출력과 글라스 레이저 소자단면의 표면파손 임계치(=수집 J/cm²)와 레이저 소자를 일정한 여기상태로 유지하는 펌핑방식등에 의해 결정⁵⁾되는데 레이저 발진기만으로는 核融合反應에 필요한 에너지를 얻을 수 없으므로 발진기에 여러개의 증폭기를 연결시킴으로써 1개의 연결시스템을 구성하고(이것을 1-chain이라한다.) 이 시스템을 병렬로 多數를 동시에 동작시켜 다단증폭된 多重빔(multi-chain beam)으로 함으로써 TW 급의 높은 에너지를 얻을 수 있다.

본 연구에서는 다단증폭, 다중연결시스템의 대출력 Nd³⁺글라스 레이저 시스템의 설계를 위하여 1-chain 증폭시스템에 대한 Gaussian 레이저빔의 증폭특성을 연구하였다. 특히 종래에 사용되었던 규산염 Nd³⁺글라스보다 증폭특성이 우수하고 새로 개발된 인산염 Nd³⁺글라스 레이저 로드를 사용한 1-chain 5단증폭 시스템을 가상설계하여 각 증폭단의 飽和에너지와 펌핑효율 등에 따른 출력특성과 로드단면에 대하여 Gauss형의 空間強度分布를 갖는 레이저빔의 에너지증폭특성은 Avizonis-Grotbeck 방정식을 Runge-Kutta법을 사용하여 컴퓨터로 수치해석하고 Gauss형의 펄스를 가정하였을 때의 레이저 출력의 증폭특성은 Frantz-Nodvik 방정식을 Newton-Raphson법을 사용하여 수치해석하여 그 결과를 고찰함으로써 실제 대출력 글라스 레이저 시스템을 설계하는데 필요한 기초데이터를 얻었다.

2. 컴퓨터 수치해석을 위한 대출력 글라스 레이저 시스템의 가상설계

서론에서 이미 언급한 바와 같이 레이저 核融合 연구에는 TW급의 출력과 kJ급의 에너지를 갖는 레이저가 필요하다. 이와 같은 거대한 출력과 에너지는 1-chain의 레이저 증폭시스템만으로는 얻을 수 없으므로 다중 chain 시스템을 구성해야 한다. 예를 들면 미국 LNL에서 가동 중인 "Shiva" 시스템은 20-chain(10 kJ)으로 구성되어 있고, 일본 大阪大學의 "Gekko" 시스템은 12-chain(10 kJ)으로 구성되어 있다. 그러나 1-chain의 증폭시스템에 대한 레이저빔의 증폭특성은 동일하므로 본 연구에서는 단일증폭시스템을 구성하여 그 증폭특성을 연구·고찰한다. 그림 1은 컴퓨터 수치해석을 위해 가상설계한 1-chain 대출력 글라스 레이저 시스템으로써 발진기와 前置증폭기로 이루어진 전치증폭단(preamplifier stage)과 主增幅段(main amplifier stage) 및 기타 광학소자로 구성되어 있다.



- OSC : Oscillator
- PC : Pockels Cell
- PS : Pulae Stacker
- PA : Pre-Amplifier
- A : Aperture
- DC : Dye Cell
- FR : Faraday Rotator
- VSF : Vacuum Special Filter
- I-V : main Amplifier

그림 1. 5단 증폭 레이저 시스템의 개략도
Fig.1. Diagram of 5-stage laser system

레이저 증폭기 소자로서는 규산염 글라스(LSG-91 H : HOYA)와 이보다 非線形 屈折率이 적고, 특히 동등한 펌핑에너지가 주어질 때 규산염 글라스보다 거의 두배의 증폭율을 갖는⁷⁾ 인산염 글라스(LHG-7, LHG-8 : HOYA)⁸⁾를 채택하였다. 증폭기의 소자(글라스로드)규격은 요구되는 이득(gain), 글라스로드의 파괴 및 빔의 발산등에 의해 결정되는데 1, 2단에는 l(길이)=300 mm, ϕ(直径)이 각각 20 mm, 30 mm이고 3단에는 l=350 mm, ϕ=40 mm, 4단과 5단에는 l=350 mm에 각각 ϕ=60 mm, 80 mm인 로드를 가정하였다. 글라스 레이저 시스템에서는 출력이 증대하면 글라스로드의 破壞가 문제시 된다. 레이저 출력은 이로드의 파괴한도에 의해 제한된다.로드의 파괴에는 내부불순물에 의한 내부파괴,

레이저 비임의 自己集束(非線形効果)에 의한 내부파괴 및 표면파괴가 있다. 불순물에 의한 내부파괴는 글라스 제조법의 발달로 인해 큰 문제점은 없으나 레이저비임의 自己集束에 의한 파괴는 비임의 직경을 확대하여 그 강도를 작게함으로써 억제할 수 있다. 표면파괴는 레이저비임의 TEM₀₀ 모드 즉 Gauss형인 경우 레이저 에너지밀도를 ~30 J/cm² 이하로 하면 큰 문제점이 없으나 레이저 비임의 공간강도분포에 어떤 불규칙한 ripple이 있으면 自己集束現象을 유지시키므로⁶⁾¹⁰⁾ 본 연구에서는 로드의 가장자리(edge)에서의 回折効果와 로드의 非線형性이 없다고 가정함으로써 비임의 공간강도분포에는 ripple이 없다고 생각했다. 따라서 각 증폭단의 레이저 로드표면의 레이저 에너지밀도를 표면파괴임계치(30 J/cm²) 이하로 하기위해 로드의 직경을 위에서 언급한 것과 같이 1단에서 5단까지 단계적으로 크게하였다.

시스템에서의 prelasing에 의한 레이저 에너지손실과 레이저 核融合실험을 할 때 연료타겟에 입사된 레이저비임의 타겟으로부터의 반사에 의한 소자의 손상을 방지하기 위해 pockell-cell 스위치와 Faraday 回轉子(각각 前방향투과율 80%, 後방향투과율 0.005% 이하로 가정함)를 채택하였다. 또한 실제 레이저 시스템에서 일어나는 비임의 강도요동(ripple)을 제거하고 비임 직경을 적절하게 확장하여 평행광을 만들고 비임波面을 균일하게 만들기 위한 空間濾波器(spatial filter, 前방향투과율 80%로 가정함)를 두었다.

3. Gauss형 레이저비임의 증폭특성의 수치 해석법

원동좌표계에서 TEM₀₀ 모드(radial nodes p , angular nodes l) 레이저비임의 半径방향에 대한 강도분포 I_{pl} 은

$$I_{pl}(r, \phi, z) = I(t) \rho^l [L_p^l(\rho)]^2 \cos^2(l\phi) \exp(-\rho) \quad (1)$$

로 나타내어진다.⁶⁾ 여기서 ρ 는 $\rho = 2r^2(\hat{z})/w^2(\hat{z})$, z 는 비임의 진행방향, (r, ϕ) 는 비임의 단면의 원동좌표이다. $w(\hat{z})$ 는 Gauss형 비임의 spotsize로서 TEM₀₀모드의 강도가 最高値의 e^{-2} 배 되는 점의 半径으로 정의된다. 그러므로 $p=l=0$ 일 때 Laguerre 다항식($=L_p(0)$)은 1이 되므로 TEM₀₀ 모드인 Gauss형 비임의 강도분포 $I(t, r)$ 은

$$I = I(t) \exp\left(-\frac{2r^2}{w^2}\right) \quad (2)$$

가 된다. 단, $I(t)$ 는 비임의 시간에 대한 펄스 파형이다.

레이저 증폭기에서는 글라스 로드 및 광학소자들의 純度, 缺陷 및 散乱등으로 인한 선형손실이 있어 飽和領域에서의 에너지증폭을 제한한다. 결국 출력에너지는 증폭기특에 따라 증대되지만 동시에 指數的인 손실을 수반한다. 에너지밀도 $E(\text{J/cm}^2)$ 는 $E = \int I(t) dt$ 로 주어지므로 레이저비임이 증폭기내를 z 방향으로 진행할 때 에너지밀도 E 는 다음 식으로 주어지는 Avizonis-Grotbeck 방정식¹¹⁾에 따라 증폭된다.

$$\frac{\partial E}{\partial z} = g_0 E_s \{1 - \exp(-E/E_s)\} - \gamma E \quad (3)$$

식(3)의 미분방정식을 Runge-Kutta법으로 수치해석함으로써 증폭기의 출력에너지를 구할 수 있다. 식(3)에서 g_0 는 小信號利得係數, γ 는 단위길이당 손실계수이다. 또 $g_0 = (\text{誘導放出斷面積 } \sigma) \times (\text{反轉分布密度 } n)$ 이며, E_s 는 $E_s = 0.5 h\nu/\sigma$ 로 주어지는 飽和에너지밀도이다. 단, h 는 Planck定數, ν 는 레이저 주파수이다. 식(3)을 수치해석하기 위한 초기 입력 에너지펄스는 공간(반경방향)에 대해 Gauss형 분포를 갖는다.

$$E(r) = E_0 \exp\left(-\frac{2r^2}{w^2}\right) \quad (4)$$

를 채택했다. 단, E_0 는 Gauss형 분포의 최대치, r 은 비임의 반경, w 는 로드의 반경($\phi/2$)의 90%로 하여 로드의 가장자리 부분의 에너지밀도가 최대치의 -10 dB가 되도록 하였다. Gauss형 레이저비임의 에너지 증폭특성을 해석하기 위하여 비임 및 로드의 단면을 각각 반경에 대해 10등분하여 10개의 環狀形을 이루게하고, 각 환상帶에서의 에너지밀도는 균일하며, 또한 廻折効果와 각 영역사이의 상호작용은 없다고 가정했다. 또 레이저비임의 진행방향에 대한 積分區間幅은 $\Delta z = 1 \text{ cm}$ 로 하였다.

본 시스템에 적용된 로드형 소자는 제작 및 보수 유지가 용이한 반면 로드의 직경이 커짐에 따라 중심부분보다 가장자리에서의 펄핑효율이 높아지는 비균일성이 생긴다. 그리고 反轉분포밀도 n 에 의한 貯藏에너지밀도 E_{st} 는

$$E_{st} = nh\nu \quad (5)$$

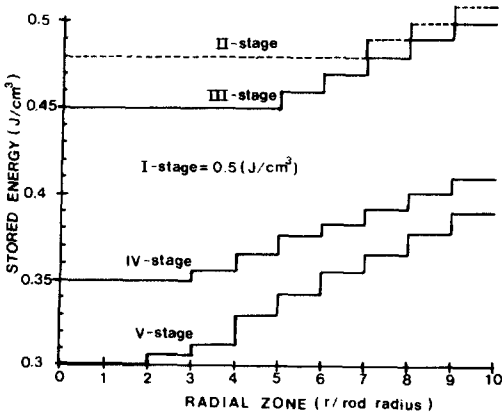


그림 2. 반경에 대한 저장에너지 분포
Fig. 2. Variation of stored energy to radius

로 되므로⁶⁾ 펌핑효율의 차등에 의한 n 의 분포는 E_{st} 의 분포로 나타낼 수 있다. 여기서 로드의 반경이 10 mm 일때까지는 균일한 反轉분포밀도를 갖고 10 mm 이상부터는 로드중심에서 반경방향으로 점차 높은 貯藏에너지밀도를 갖게되므로 貯藏에너지밀도를 그림 2와 같이 가정하였다.^{6), 7), 14)}

다음에 레이저 펄스의 증폭특성을 Frantz-Nodvik rate 방정식에 의하여 계산하는데 4準位 레이저 모델에 관한 레이저 rate 방정식^{8) 15)}은 다음과 같다.

$$\frac{\partial I}{\partial t} + c \frac{\partial I}{\partial z} = c[\gamma(N_2 - N_1) - \gamma]I \quad (6)$$

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = -\sigma(N_2 - N_1)I \quad (7)$$

$$\frac{\partial N_1}{\partial t} = \sigma(N_2 - N_1)I - \frac{N_1}{\tau_1} \quad (8)$$

- c : 매질(로드)중의 광속도
- σ : 誘導放出斷面積
- z : 매질의 축방향 위치
- N_2, N_1 : 레이저 상하준위의 Nd^{3+} 원자밀도
- $N_2 - N_1 = n$: 反轉분포밀도

펄스가 로드를 통과하는 시간은 매우 짧으므로 그 사이에 자연방출에 의한 감쇠와 펌핑이 없다고 가정하여 反轉분포밀도의 초기치는 일정하다고 보고 또한 식(8)의 N_1/τ_1 항을 무시하며⁸⁾, 또 현재 소자 손실은 거의 무시될만큼¹⁷⁾ 발달되었고 동시에 일반해를 용이하게 구하기 위해 식(6)의 γ 를 무시한다. 이와 같은 가정하에서 길이 l 인 로드에서 증폭되는 레이저비임의 출력은 Frantz-Nodvik¹⁵⁾ 방정식으로

부터 다음과 같이 구해진다.

$$I(l, \tau) = I_{in}(\tau) \left\{ 1 - [1 - \exp(-g_0 l)] \exp \left[-E_s^{-1} \int_{-\infty}^{\tau} I_{in}(\tau') d\tau' \right] \right\}^{-1} \quad (9)$$

단, $\tau = t - l/c$, $I_{in}(\tau)$ 는 입력레이저 펄스의 강도 (W/cm^2), g_0 는 小信號利得계수, E_s 는 $E_s = 0.5h\nu/\sigma$ 로 주어지는 飽和에너지밀도이다 본 해석에서는 입력레이저강도 $I_{in}(\tau, t)$ 의 시간에 대한 펄스형을 다음 식과 같은 Gauss형을 가정하였다.

$$I_{in}(r, t) = I(r) \exp\left(-\frac{t^2}{T^2}\right) \quad (10)$$

여기서 T 는 펄스의 Gauss폭이며 半值幅(FWHM)은 $(FWHM) = 2\sqrt{\ln 2} T$ 가 되고^{10), 16)} $I(r)$ 은 반경에 대한 분포를 나타낸다. 또 반경에 대해 10등분한 각 환상대에서의 시간펄스형도 역시 Gauss형이라 하면 각 띠에서 펄스의 에너지밀도 $E(r)$ 은 $E(r) = \int_{-\infty}^{\infty} I_{in}(r, t) dt$ 로부터 $E(r) = T\sqrt{\pi} I(r)$ 로 되어, $t = \tau$ 에서 에너지밀도 $E(r, \tau)$ 는 Error Function으로 나타낼 수 있다.

$$E(r, \tau) = T\sqrt{\pi} I(r) [1 + S \operatorname{erf}(\tau/T)]/2 \quad (11)$$

단, S 는 τ 의 부호이며 τ 는 레이저펄스의 피이크를 중심으로 $-1.5 \text{ nsec} \leq \tau \leq 1.5 \text{ nsec}$ 라 한다. 식(11)로부터 식(9)의 적분항을 풀 수 있다. 그러므로 식(11)과 식(9)를 이용하여 Avizonis-Grotbeck 방정식으로 부터 구한 출력에너지의 시간에 관한 펄스파형을 얻어 낼 수 있다.

4. 수치해석 결과 및 고찰

본 연구에서는 Gauss형 공간분포를 갖는 1(mJ)의 입력에너지를 제 1단 증폭기에 입사시켰을때, LHG-7, LHG-8인산염 Nd^{3+} 글라스와 LSG-91H 규산염 Nd^{3+} 글라스를 사용한 시스템의 각 증폭단에서의 반경에 대한 에너지밀도분포와 에너지출력을 Avizonis-Grotbeck 방정식을 컴퓨터로 수치해석함으로써 구하였다. 한편, 반경에 대한 에너지밀도분포는 그림 3 및 4에 나타내었고 각 증폭단에서의 에너지출력과 증폭도는 표 2에 나타내었다.

한편 그림 3, 4에서 보는 바와 같이 처음에 Gauss형 공간분포를 갖는 입력에너지가 증폭단을 지남에 따라 점차적으로 균일한 공간분포로 변형되

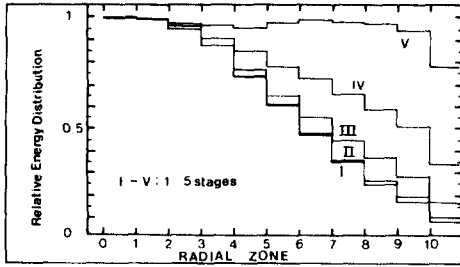


그림 3. LHG-7 글라스 로드에 대한 각 증폭단의 出力 공간분포

Fig. 3. Spatial output distribution of each amplifier for LHG-7 glass rod

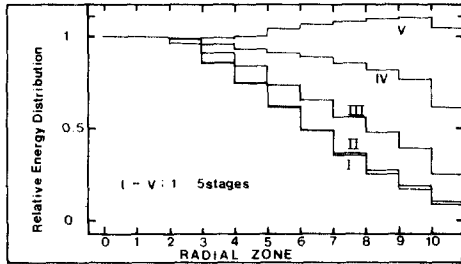


그림 4. LHG-8 글라스 로드에 대한 각 증폭단의 出力 공간분포

Fig. 4. Spatial output distribution of each amplifier for LHG-8 glass rod

어간다. 이는 그림 2에서 나타낸 바와 같이 글라스 로드의 반경에 대한 反轉분포의 비균일성에 의해 로드단면의 가장자리부분이 중심부분보다 높은 이득을 갖기 때문이다. 또 반경에 대한 이득분포는 글라스 로드에서 Nd doping의 함수¹⁰⁾이기 때문에 Nd원자의 doping분포를 적절히 제어하고 勵起光 (pumping light)을 적절히 제어함으로써 균일한 높은 이득을 얻을 수 있을 뿐만 아니라 출력이 있어서 의도하는 에너지밀도분포를 만들어 낼수 있다. 한편 표 2에서 보는 바와 같이 LHG-7인산염글라스 로드를 사용할 경우 5단증폭에 의해 약 179J, LHG-8인산염글라스 로드에는 약 344J, LSG-91H 규산염글라스 로드에는 약 7J의 출력에너지를 얻었으며 특히 LHG-8인산염글라스 로드가 매우 우수한 소자임을 알 수 있다.

그림 5는 로드에 입사되는 레이저의 최대출력밀도를 변화시켰을때 1단증폭기에 의해 증폭되는 레이저 펄스의 출력파형을 나타낸 것으로 입력의 pe-

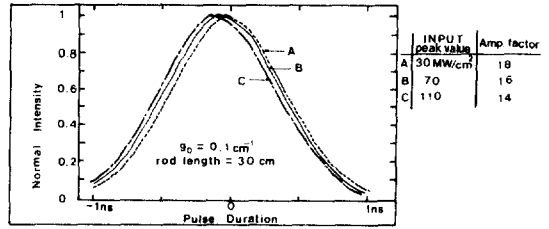


그림 5. 入力 peak power 변화에 따른 出力

Fig. 5. Output for variation of input peak power

ak 값이 증가됨에 따라 출력의 peak 값이 빠른 시간 쪽으로 이동됨을 알 수 있다. 이 결과에 의해 I~V 단증폭기에 의한 레이저 펄스의 risetime은 상당히 개선됨을 알 수 있다. 그러나 입력 peak power가 30, 70, 110 MW/cm²으로 증대함에 따라 각각의 입력에 대해 출력의 증폭도는 각각 18배, 15.9배, 13.9배로써 오히려 증폭도가 낮아졌다.

다음에 펄스의 risetime이 증폭도에 미치는 영향을 알아보기 위하여 파형은 거의 Gauss형과 비슷하나 해석이 간편한 Lorentian 펄스 ($I=I(r)/(1+(t/T_L)^2)$, (FWHM)= $2T_L$ ¹⁰⁾를 입력파형으로 가정하였다. 또 시간의 원점은 초기 입력파형의 peak값에 두었으며 시간분할폭 Δt 는 30psec로 반치폭은 1nsec 펄스폭은 $-1.5nsec \leq \tau \leq 1.5nsec$ 로 하였다. LHG-7 소자를 사용한 1단증폭기에서 최대출력 밀도가 30 MW/cm²인 Lorentian파형의 레이저 펄스를 입력으로 했을때 입력레이저 펄스의 risetime의 변화에 따른 출력파형을 그림 6에 나타내었다. 그림에서 보는 바와 같이 risetime이 빨라짐에 따라 peak 값의 이동이 적어지고, 증폭도는 현저히 커짐을 알 수 있다. 이들 결과에 의해 증폭기의 증폭작용이 출력펄

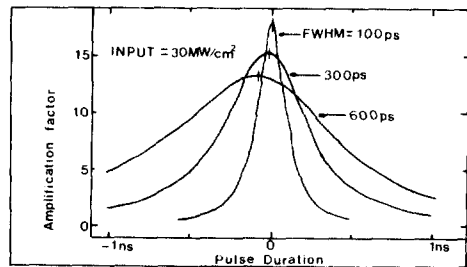


그림 6. 펄스폭 변화에 의한 出力波形

Fig. 6. Output pulse shape by variation of pulse duration time.

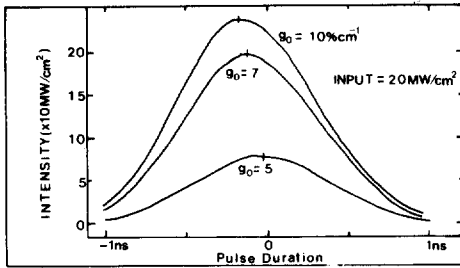


그림 7. $g_0 = \sigma n$ 의 변화에 따른 出力 형태

Fig. 7. Output by variation of $g_0 = \sigma n$

스의 peak 값을 빠른쪽으로 이동시켜 출력펄스의 rise time을 개선시키며, 또한 risetime이 빠를수록 증폭율이 크므로 고출력 power 밀도를 얻기 위해서는 짧은 펄스폭을 가진 레이저광의 선택이 필요불가결하다. 이러한 빠른 risetime의 레이저파형은 발진기의 레이저출력을 적당한 방법 (pulse shaping method)으로 제어함으로써 얻을 수 있다.

글라스로드의 誘導放出斷面積 σ 가 레이저의 증폭에 있어서 매우 중요한 값이 된다는 사실은 그림 7에서 알 수 있다. 小信號利得계수 g_0 는 $g_0 = n\sigma$ 로 현되므로 동일한 펌핑하에서는 g_0 의 변화는 σ 의 변화로 볼 수 있으며 그림 7에서 보듯이 σ 가 커짐에 따라 증폭도가 현저히 크게되며 동시에 출력power의 peak 값이 빠른시간폭으로 상당히 이동하여 risetime도 개선된다는 것을 알 수 있다. 또 이 그림의 결과는 σ 가 큰 인산염 Nd^{3+} 글라스와 σ 가 작은 규산염 Nd^{3+} 글라스를 각각 사용한 시스템에 대한 에너지증폭에 관한 수치해석 결과인 표 2와도 잘 일치

표 2. 5단 증폭레이저 시스템의 수치해석 결과치

Table 1. Results of simulation for 5-stage amplifier laser system

STAGE		I	II	III	IV	V
ROD DIMENSION (ϕ mm \times 1 mm)		20 \times 300	30 \times 300	40 \times 350	60 \times 350	80 \times 350
Stored energy of central zone (J/cm ³)		.5	.48	.45	.35	.25
Small-signal gain coeff. of central zone (cm ⁻¹) / Total gain	LHG-7	.001/22	.097/18.1	.091/23.1	.071/15.8	.05/7.7
	LHG-8	.11/32	.107/23.5	.1/48.6	.078/12.7	.056/4.6
	LSG-91H	.072/10	.069/7.7	.065/10.2	.05/8.3	.043/6.9
Total energy (J) ; Input / Output	LHG-7	.001/.022	.0222/.4	.2/4.61	1.84/29.09	23.27/179.18
	LHG-8	.001/.032	.032/.752	.376/18.272	7.31/92.7	74.16/344.02
	LSG-91H	.001/.01	.01/.077	.038/.327	.155/1.282	1.026/7.06
Energy density of central zone (J/cm ²)	LHG-7	.001/.02	.009/.149	.042/.812	.144/1.655	.775/3.145
	LHG-8	.001/.27	.012/.273	.157/2.692	.479/4.044	1.82/5.52
	LSG-91H	.001/.008	.004/.029	.008/.076	.014/.097	.044/.231

된다. 표 2에서는 각 글라스소자에 대해 동일한 貯藏에너지밀도를 가정했을때의 시스템의 출력결과를 나타낸 것인데 표 1에서 보는바와 같이 같은 反轉분포밀도를 가정했을때 LHG-8의 g_0 는 LSG-91H의 g_0 보다 1.55배정도이나 5단증폭에 의한 에너지증폭도에는 엄청난 차이가 있음을 알 수 있으며 따라서 대출력레이저 시스템의 글라스로드로서 LHG-8의 사용이 필수불가결하다.

마지막으로 본 연구에서는 모든 증폭단에 로드형 글라스소자를 생각하였으나 대출력을 얻기 위해서는 로드의 부피를 크게하면 로드의 냉각이 어려울 뿐 아니라 로드의 직경이 커짐에 따라 여기광이 로드표면에서 대부분 흡수되어 反轉분포밀도의 차가 심해져서 균일한 反轉분포밀도를 얻기가 어려워지므로 균일한 反轉분포밀도를 얻기 위해서는 Nd이온의 dopi-

표 1. 레이저 글라스소자의 물리적 특성

Table 1. Physical characteristics of laser glass.

	LHG-7	LHG-8	LSG-91H
glass type	phosphate	phosphate	silicate
Nb ion concentration (10 ¹⁹ ions/cm ³)	3.1	3.1	3.0
Cross section for stimulated emission (10 ⁻²² cm ²)	3.8	4.2	2.7
Laser wavelength (nm)	1054	1054	1062
Loss coeff. at laser wavelength (m ⁻¹)	0.131	0.1	0.1
Refractive index at laser wavelength	1.50415	1.52005	1.5498
Density (g/cm ³)	2.60	2.83	2.81

ng 밀도를 줄여야 하는 등¹³⁾의 문제점이 발생한다. 현재 선진 각국의 대출력 레이저 시스템에서는 이러한 문제점을 보완함과 동시에 출력을 높이기 위해 로드형 소자보다 圓板型 소자를 더욱 많이 사용하고 있기 때문에 이에 관한 연구가 앞으로의 과제로 남아있다.

5. 결 론

Gauss형 레이저비임의 증폭특성을 수치해석한 결과 다음과 같은 결론을 얻을 수 있었다.

(1) 처음에 Gauss형 공간분포를 갖는 레이저비임의 에너지분포는 글라스 로드의 펄핑효율의 비균일성으로 인하여 점차 증폭됨에 따라 평평한 공간분포를 갖게 됨을 알 수 있다. 이 결과는 펄핑에너지의 利用度의 관점에서 생각할때 바람직한 것이라 할 수 있다.

(2) 가장 고성능인 인산염Nd³⁺글라스(LHG-8)를 사용한 5단증폭 시스템에 의해 340 J의 출력을 얻을 수 있으나 규산염Nd³⁺글라스(LSG-91H)로서는 약 7J정도의 출력밖에 얻을 수 없었으며 따라서 대출력 레이저 시스템을 구성하는데는 인산염Nd³⁺글라스의 사용이 필수불가결함을 알 수 있다.

(3) (2)의 결론과 관련하여 레이저 글라스소자의 誘導放出斷面積 σ 즉 利得係數 g_0 가 레이저 증폭 특성에는 결정적으로 중요한 파라미터임을 입증했다.

(4) 입력 레이저 펄스의 risetime이 빠를수록 높은 증폭율을 얻을 수 있었으며 따라서 대출력 레이저 펄스를 얻기 위해서는 빠른 risetime을 갖는 즉 펄스폭이 짧은 레이저비임을 입사시켜야 한다.

(5) 인산염Nd³⁺글라스(LHG-8)를 사용한 5단 증폭 시스템을 1-chain으로 하고 이와같은 성능의 시스템을 20-chain 동시에 동작시키는 다중비임 시스템을 생각할 때 약 7kJ의 출력에너지를 얻을 수 있으며 이 결과는 미국에서 가동중인 20비임, 10kJ의 성능을 갖는 "Shiva"시스템과 거의 비슷한 출력이다.

끝으로 본 연구는 1985년도 한국과학재단 연구조성비로 이루어진 것임을 부언하며 사의를 표하는 바입니다.

REFERENCE

1) Stephen F. Jacobs, Murray Sargent III, and Marlan

O. Scully, High Energy Lasers and Their Application, Massachusetts: Addison-Wesley Publishing Co., 1974.
 2) F. Floux et. al., "Nuclear Fusion Reactions in Solid-Deuterium Laser-Produced Plasma," *Phy. Rev. A*, Vol. 1, No. 3, p. 821, 1970.
 3) C. Yamanaka, T. Yamanaka, H. B. Kang et. al., "Anormalous Heating of a Plasma by a Laser," *Phy. Rev. A*, Vol. 6, No. p. 2335, 1972.
 4) T. J. Johnson, "Inertial Confinement Fusion: Review and Perspective," *Proc. IEEE*, Vol. 72, No. 5, p. 548, 1984.
 5) M. J. Lubin, J. M. Soures, and L. M. Goldman, "Large-Aperture Nd-Glass laser Amplification for High-Peak-Power Application," *J. Appl. Phys.*, Vol. 44, No. 1, p. 347k, 1973.
 6) W. Koechner, Solid-State Laser Engineering, N. Y.: Springer-Verlag, 1976.
 7) Annual Progress Rept. on Laser Fusion Program : Inst. Laser Eng. Osaka Univ., 1976.
 8) H. B. Kang and B. T. Kim, "A Study on the Amplification Characteristics of Laser of Phosphate Nd³⁺ Glass and Silicate Nd³⁺ Glass," *J. KIEE*, Vol. 33, No. 1, p. 28, 1984.
 9) HOYA OPICS, Co.: "Properties of HOYA Laser Glasses," 1982.
 10) The Laser Society of Japan, Laser Handbook, Ohmsha, 1982.
 11) P. V. Avizonis and R. L. Grotbeck, "Experimental and Theoretical Ruby Laser Amplifier Dynamics," *J. Appl. Phys.*, Vol. 37, No. 2, p. 687, 1966.
 12) NRL Report 7838: Naval Research Lab., 1974.
 13) Annual Progress Rept. on Laser Fusion Program: Inst. Laser Eng. Osaka Univ., 1979.
 14) Phillip N. Mace and Robert L. Tanner, "High-Energy Amplifiers for the LASL Glass-Laser System," *IEEE J. Quantum Electronics*, Vol. QE-10, No. 2, p. 267, 1974.
 15) L. M. Frantz and J. S. Nodvik, "Theory of Pulse Propagation in a Laser Amplifier," *J. Appl. Phys.*, Vol. 34, No. 8, p. 2346, 1963.
 16) Laser Program Ann. Rep., 1976: Lawrence Livermore Nat. Lab., Rep. UCRL-50021-76, 1977.
 17) Y. M. Chang, Hanyang Univ MSEE thesis, 1985.