

高出力(25GW)글라스레이저시스템의 개발에 관한 연구

論 文
30 ~ 9 ~ 2

— 増幅파라미터의 測定과 Q-switching레이저의 増幅特性 —

A Study on Development of High Power(25GW) Glass Laser System

— Measurement of Amplification Parameters and Amplification
Properties of Q-Switching Laser —

姜 衡 富*
(Hyung-Boo Kang)

Abstract

The laser parameters such as a population inversion density, a stimulated emission cross section and loss factor in the glass laser amplifier medium were experimentally determined in order to analyse the properties of laser amplification.

Using these parameters, the rate equations were approximately solved and the properties of laser amplification were analysed.

An experiment of two-stage amplifier of Q-switching laser pulse was performed and the maximum output power was 1.1 GW, 33J.

The several problems such as a laser solarization and a laser coupling in laser amplification were resolved.

1. 緒 言

레이저에 의한 핵융합플라즈마의 연구⁽¹⁾⁻⁽³⁾를 비롯하여 高次의 非線形現象을 研究하기 위해서는 出力이 數 10GW~數 100GW의 大出力레이저가 必要하다. 그러나 이와 같은 巨大한 레이저出力을 Q-switching法으로 發生시키는 것은 레이저素子の 破壞 및 共振器의 構成으로 보아 不可能하다. 레이저素子の 表面破壞強度는 펄스幅 30nsec의 레이저光에 대하여 約 2 GW/cm²이다. 따라서 發振器의 出力側에 増幅器를 數段 設置하여, 그 増幅器의 레이저素子の 斷面積을 차차 增加시켜 레이저出力密度를 破壞限度內로 維持하면서 全出力을 増幅시킨다. 그러므로 必然의으로 増幅素子の 斷面積을 크게 할 必要가 있다. 루비素子の 母體는 結晶이므로 스펙트럼의으로 보면 글라스보다 훨씬 純度가

높지만 光學的으로 均一한 큰 斷面積의 素子を 만들기 가 매우 困難하다. 이에 비해 글라스는 스펙트럼의으로 보면 루비보다 純度가 떨어지지만 光學的으로 均一한 큰 斷面積의 素子を 쉽게 만들 수 있고 또한 價格도 루비에 비하면 훨씬 싸다는 등의 長點을 지니고 있다. 따라서 出力 1GW 정도까지는 루비레이저가 有利하지만 이 以上の 出力을 얻기 위해서는 글라스레이저가 有利하다.

著者は 核融合實驗用 25GW級 大出力 Nd³⁺ 글라스 레이저시스템을 製作하기 위하여 먼저 増幅機構를 解明하고 또한 效率的인 發振器와 増幅器의 設計, 増幅할 때 일어나는 여러가지 問題點, 예를 들면 글라스의 solarization, 發振器와 増幅器間 및 増幅器사이의 coupling의 問題, 増幅利得의 飽和, 글라스素子の 破壞 등의 問題를 解決하여 5段 増幅, 出力 25GW의 大出力 Nd³⁺ 글라스레이저를 製作하는데 必要한 基礎데이터를 얻었다.

本論文은 이에 관한 結果를 詳細히 叙述한 것이다.

* 正會員: 漢陽大 工大 電氣工學科 教授 · 工博
接受日字: 1981年 7月 13日

2. 增幅의 解析

2.1 增幅파라미터의 測定

增幅된 光펄스의 波形 및 出力은 入射레이저光에 對해서는 펄스強도와 二波形에 의해서 決定되며, 增幅器素子에 對해서는 媒質의 길이 l , 誘導放出斷面積 σ , 損失係數 γ , 反轉分布密度 n , 레이저의 terminal level의 壽命(4準位레이저의 경우) 등에 의해서 決定된다. 增幅特性的 解析에 必要한 이들의 파라미터를 出力 20~30MW/cm², 펄스幅 30nsec, risetime 15nsec의 글라스레이저를 使用하여 測定했다.

2.1.1 誘導放出斷面積 σ

σ 의 값은 波長 1.06 μ m 附近에서의 素子の 吸收스펙트럼曲線⁽⁴⁾으로부터 구했다. 實際로 使用하는 레이저素子는 Nd₂O₃ 濃도가 1.5~3wt%로 낮으므로, 같은 材質의 Nd₂O₃ 濃도가 18wt%, 長이가 150mm인 素子를 使用했다. 그림 1은 글라스내의 Nd³⁺ 이온의 에너지準位圖이다. 1.06 μ m의 遷位에 寄與하는 準位 2의 이온數는 다음 式으로 주어진다.⁽⁵⁾

$$n_2 = n_1 \exp\{-(E_2 - E_1)/kT\} \quad (1)$$

단, E_1 , E_2 는 各자 1準位, 2準位の 基底準位에 對한

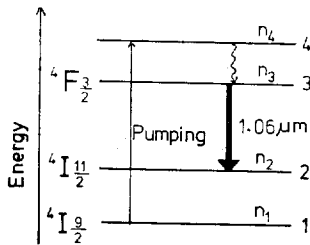


그림 1. 글라스레이저의 에너지準位圖
Fig. 1. Energy diagram of glass laser

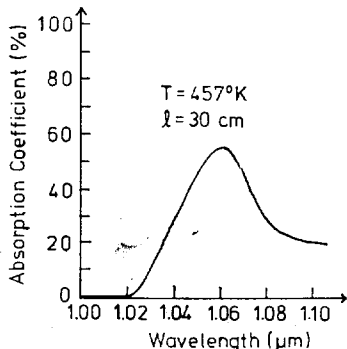


그림 2. 1.06 μ m 附近에서의 실리케이트 글라스의 吸收스펙트럼
Fig. 2. Absorption spectrum of silicate glass about 1.06 μ m

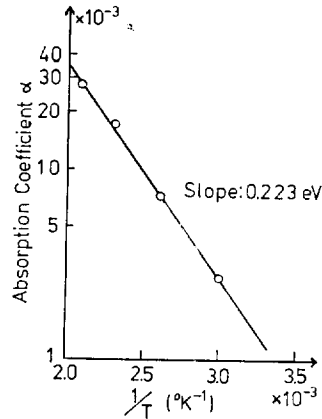


그림 3. 溫度에 對한 吸收係數의 變化
Fig. 3. Dependence of absorption coefficient on temperature

에너지차이며, T 는 素子の 溫度, k 는 Boltzmann定數이다.

吸收係數 α 는 準位 2의 이온數 n_2 와 2準位이온에 對한 誘導吸收斷面積 (= 誘導放出斷面積) σ 와의 곱으로 주어지므로 (1)式으로부터 다음과 같이 된다.

$$\begin{aligned} \alpha &= n_2 \sigma = n_1 \sigma \exp\{-(E_2 - E_1)/kT\} \\ &\cong n_0 \sigma \exp\{-(E_2 - E_1)/kT\} \end{aligned} \quad (2)$$

다만, n_0 는 素子の Na³⁺이온密度이며 Na₂O₃ 濃度 18wt%의 sodalime silicate 글라스에서는 $n_0 \sim 8.75 \times 10^{20}$ cm⁻³이 된다. (2)式으로부터

$$\sigma \cong \alpha/n_0 \exp\{(E_2 - E_1)/kT\} \quad (3)$$

吸收係數 α 는 monochrometer에 의하여 分光된 스펙트럼幅 16Å의 텅스텐램프光을 試料中에 두번 通過시켜 測定했다. 그림 2에 1.06 μ m 附近에서의 吸收曲線을 나타낸다. 여기서 素子の 溫度는 457°K이다. 溫度에 對한 吸收係數의 變化를 그림 3에 表示한다. 그림 3으로부터 準位 1, 2間의 에너지差 $E_2 - E_1 = 0.233$ eV, 및 誘導放出斷面積 $\sigma = 9.6 \times 10^{-21}$ cm²가 얻어진다.

2.1.2 損失係數 γ

損失係數 γ 는 레이저素子の 性能을 決定하는 重要한 파라미터이며 주로 素子 rod中의 散亂中心 및 rod의 distortion에 의해서 決定된다. 損失係數는 增幅實驗에 使用하는 글라스 rod (20mm ϕ \times 300mm^l)를 勵起시키지 않은 狀態에서 Q-switching 레이저光을 通過시켰을 때의 減衰率로부터 구했다. 室溫에서는 1.06 μ m線에 對한 Nd³⁺의 吸收는 無視할 수 있으며 γ 의 값은 8×10^{-3} /cm이었다.

2.1.3 反轉密度 n

反轉密度를 正確히 구하려면 螢光強度的 絕對測定을

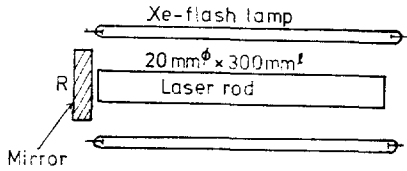


그림 4. 反轉密度的測定法

Fig. 4. Measurement of population inversion density

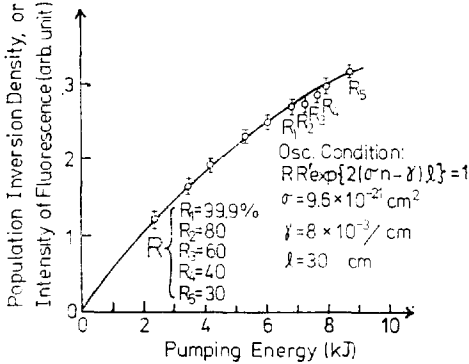


그림 5. 反轉分布密度와 勵起에너지와의關係

Fig. 5. Relation between population inversion density and pumping energy

할 필요가 있으나 이는 매우 어렵기 때문에 여기서는
通常發振의 閾值(threshold)로부터 구했다. 通常發振의
條件은 共振器의 反射鏡의 反射率을 R, R' , 反轉密度
를 n , 素子 rod의 길이를 l 이라 하면

$$RR' \exp\{2(\sigma n - \gamma)l\} = 1 \quad (4)$$

로 주어진다. R, R', σ, γ, l 은 既知이므로 n 의 값은
式(4)로부터 쉽게 구할 수가 있다. 그림 4와 같이 길이
30cm의 增幅素子의 한쪽에만 反射率 40%의 反射
鏡을 設置하였을 경우 7KJ의 勵起에너지에서 發振이
일어났다. 따라서 또 한쪽의 素子斷面의 反射率을 4%
라 하면 (4)式으로부터 $n = 7.8 \times 10^{18}/\text{cm}^3$ 가 얻어진다.
이와 같이 反射鏡의 反射率 R 을 變化시켜 여러 勵起
入力에 대한 反轉密度 n 의 값을 구했다. 그림 5에 勵
起入力와 反轉密度的 關係를 나타냈다. 또 同時에 螢
光強度의 相對值을 測定하여 그림 5에 나타냈다. 그림
의 實線은 螢光強度의 相對值이며, 勵起入力 8KJ에서
의 發振條件으로부터 구한 n 의 값과 一致하도록 한 것
이다. 反轉密度曲線은 螢光強度曲線과 거의 一致하고
있으며 反轉分布는 螢光強度에 比例하고 있음을 알 수
가 있다.

2.2 Rate 方程式의 近似計算에 의한 解析

레이저光線이 4準位의 增幅媒質을 通過할 때 光束 I

및 各準位의 原子數의 時間變化⁽⁶⁾는 다음 式으로 주어
진다.

$$\frac{\partial I}{\partial t} + c \frac{\partial I}{\partial x} = c\{\sigma(n_3 - n_2) - \gamma\}I \quad (5)$$

$$\frac{\partial n_3}{\partial t} = -\sigma(n_3 - n_2)I \quad (6)$$

$$\frac{\partial n_2}{\partial t} = \sigma(n_3 - n_2)I - \frac{n_2}{\tau_2} \quad (7)$$

여기서 c 는 媒質中의 光速速度, σ 는 誘導放出斷面積, γ
는 媒質의 單位길이당 損失, x 는 媒質의 軸方向의 位置,
 n_3, n_2 는 각각 準位 3, 2의 原子의 密度, τ_2 는 準
位 2의 壽命이다. 이들 式에서 $n = n_3 - n_2$ 가 反轉密度
이다. 레이저光線이 媒質을 通過하는 時間은 10^{-9} sec
程度이며, 上準位에 있는 原子의 平均壽命(自然放出時
間)은 3×10^{-4} sec 정도로 매우 길기 때문에 그 사이에
의 自然放出과 勵起에 의한 反轉密度的 增加는 無視된
다.

解析을 쉽게 하기 위해서 近似計算에 의하여 rate方
程式을 푼다. 媒質中에서의 反轉密度的 變化는 一定하
다고 하면 (5)~(7)의 rate 方程式은 다음과 같이 나
타낼 수가 있다.

$$I(t) = I_0(t) \exp\{(\sigma n - \gamma)l\} \quad (8)$$

$$\frac{dn}{dt} = -2\sigma n I_0(t) \quad (9)$$

여기서 $I_0(t)$ 는 入射레이저光의 強度이다. 初期反轉
密度를 n_0 , 入射레이저펄스의 強度를

$$I_0(t) = I_0 \{\exp(-t/t_1) - \exp(-t/t_2)\} \quad (10)$$

라 하면 $I(t)$ 는

$$I(t) = I_0(t) \exp\{\sigma n_0 l \exp(-2\sigma f_0' I_0(t) dt - \gamma l)\} \quad (11)$$

가 된다. 단 t_1, t_2 는 펄스波形을 나타내는 時間定數이
다.

$2\sigma f_0' I_0(t) dt$ 의 크기를 루비레이저에 대하여 計算한
다. Cr^{3+} 濃度 0.05wt%, $N_0 = 1.6 \times 10^{19}/\text{cm}^3$, $\sigma = 2.5$
 $\times 10^{-20} \text{ cm}^2$ 에 대하여 入射尖頭值를 $100\text{MW}/\text{cm}^2$ (光束
은 $3.5 \times 10^{26}/\text{cm}^2\text{sec}$), 펄스幅 20nsec라 하면, $2\sigma f_0' I_0$
(t) $\ll 1$ 이 된다. 이로부터

$$\exp\{-2\sigma f_0' I_0(t) dt\} \approx 1 + 2\sigma I_0 \{t_1 \exp(-t/t_1) - t_2 \exp(-t/t_2)\} \quad (12)$$

$$I(t) = I_0(t) K \exp\{\sigma n_0 - \gamma\}l \quad (12)$$

$$K = \exp\{2\sigma^2 n_0' I_0 \{t_1 \exp(-t/t_1) - t_2 \exp(-t/t_2)\}\} \quad (13)$$

式(13)으로 表示되는 K 는 非線形增幅係數이며, 그 時
間에 대한 變化는 그림 6과 같이 된다. 또 $I_0(t)$ 및
 $K I_0(t)$ 는 그림 7과 같이 된다. 이로부터 $\sigma = 2.5 \times 10^{-20}$
 cm^2 , $I_0 = 3.5 \times 10^{26}/\text{cm}^2\text{sec}$, $n_0 = 1.5 \times 10^{19}/\text{cm}^3$, $l = 15$
 cm , $t_1 = 10\text{nsec}$, $t_2 = 5\text{nsec}$ 의 루비레이저에서 피이크의

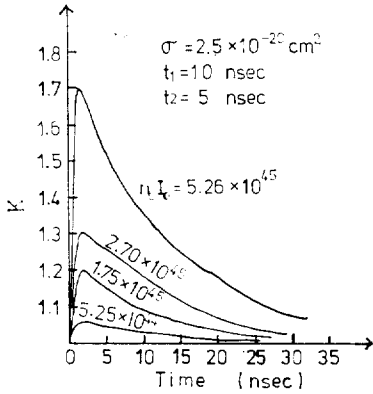


그림 6. 非線形增幅係數 K
Fig. 6. Nonlinear amplification factor K

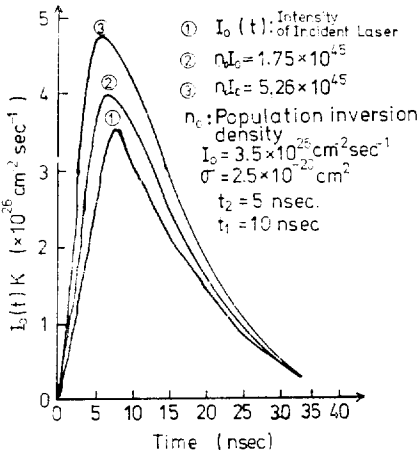


그림 7. 增幅係數와 反轉分布密度와의 關係
Fig. 7. Relation between amplification factor and population inversion density

位置가 入射레이저펄스의 피크보다 1.5nsec程度 빠른 時間쪽으로 移動함을 알 수가 있다. 또 위의 條件에서 非線形增幅이 觀測되기 위해서는 $n_0 I_0 > 10^{45} / \text{cm}^3 \text{sec}$ 가 되어야 한다. 이 條件은 $100 \text{MW} / \text{cm}^2$ 의 入射光에 대해서는 $n_0 \geq 5 \times 10^{18} / \text{cm}^3$ 에 해당한다. 또 $t_1 = 10 \text{nsec}$, $t_2 = 5 \text{nsec}$ 의 글라세레이저에서 非線形增幅이 觀測되기 위해서는 $\sigma = 10^{-20} \text{cm}^2$ 의 글라세에 대해서는 $n_0 I_0 \geq 6.25 \times 10^{45} / \text{cm}^3 \text{sec}$ 가 되어야 하며, $I_0 = 100 \text{MW}$ 에 대해서는 $n_0 \geq 10^{19} / \text{cm}^3$ 가 된다. 이 값은 $N_0 = 4.7 \times 10^{20} / \text{cm}^3$ 의 Nd_2O_3 濃度 5wt%의 바륨크라운글라세(barium crown glass)에 대해서는 $n_0 / N_0 = 0.02$ 가 되며, $N_0 = 7.3 \times 10^{19} / \text{cm}^3$ 의 Nd_2O_3 5wt%인 소오다라임실리케이트글라세

(sodalime silicate glass)에 대해서는 $n_0 / N_0 \approx 0.14\%$ 가 된다. 이 結果 risetime이 빠르고 펄스幅이 좁은 出力光을 얻기 위해서는 n_0 , I_0 , l 를 크게 해야함은 물론이고 risetime이 2~3nsec 以下の 急峻한 入射레이저光線⁽⁷⁾을 使用해야 한다는 것을 알 수가 있다.

3. Q-switching레이저펄스(펄스幅 30nsec)의 增幅特性的 測定

3.1 實驗方法

그림 8에 實驗裝置의 構成圖를 나타낸다. 發振段에는 Pockels cell와 Gran prism을 使用한 電氣光學的 Q-switching法을 採用했다. 發振段의 글라세 rod는 直徑 10mm, 길이 150mm의 소오다라임실리케이트글라세이다. 出力端反射鏡의 反射率은 60%이다. 이 發振段의 出力은 30MW이며 펄스幅은 30nsec이다. 勵起는 入力 1.5kJ의 直線形 Xe램프로 行했다.

增幅段 1, 2에는 直徑 20mm, 길이 300mm, Nd^{3+} 濃度 1.5wt%의 發振段과 같은 種類의 글라세를 使用했

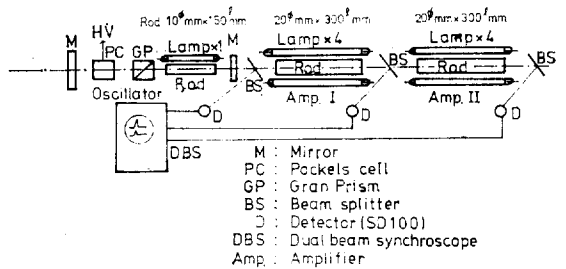


그림 8. 增幅實驗裝置의 概略圖
Fig. 8. Schematic diagram of experimental setup of laser amplification

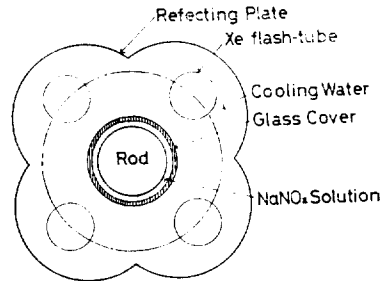


그림 9. 增幅器의 斷面圖
Fig. 9. Cross section of an amplifier

다. rod의 兩端面은 平行으로 되고 있다. 勵起에는 入力 4kJ의 直線 Xe램프 4개를 使用하였으며 그림 9과 같은 closed couple 方式을 採用하여 勵起效率을 높였다. rod, Xe램프의 冷却에는 水冷式을 採用했다. 異種 글라스에 의한 增幅實驗에서도 發振段에 直徑 6mm, 길이 100mm의 소오다라임실리케이트글라스를, 增幅段에 直徑 10mm, 길이 150mm의 바륨크라운글라스를 각각 使用했다. 入出力레이저光은 光電다이오드 (SD 100)로서 檢出하여 2비임 오실로스코프(30MHz)에 의하여 觀測했다.

3.2 實驗結果 및 檢討

그림 10에 異種글라스의 增幅實驗結果를 表示한다. 螢光스펙트럼의 피이크가 約 5Å 정도 差異가 있음에도 불구하고 同種글라스와 같은 程度의 增幅度를 얻을 수가 있었다. 이것은 螢光스펙트럼幅이 넓고 波長間의 cross relaxation time이 10^{-12} sec 程度로 매우 짧기 때문이라고 생각된다.

그림 11에 同種글라스의 1段增幅의 結果를 나타낸다. 增幅段 勵起入力 15kJ에서의 增幅率은 9배가 되었다. 이때의 反轉密度는 그림 5로부터 $10^{19}/\text{cm}^3$ 로 算出된다. 이 反轉密度에 대한 計算值로부터 구해지는 增幅率은 $l=30\text{cm}$ 에서 10배가 되며 實驗結果와 거의 一致한다.

이 實驗에서 勵起를 數 10번 행하면 增幅段素子에 solarization이 생겨 그림 11에 있는 바와 같이 增幅率이 반으로 떨어진다. 이것은 그림 12에 表示하는 바와 같이 solarization으로 인하여 紫外線領域에서의 吸收가 增加하게 되면 素子中에 色中心이 생겨 損失이 크게 되는 것으로 풀이된다. 이 solarization은 素子를 燒鈍하므로써 쉽게 元狀態로 復歸시킬 수가 있었다. 그

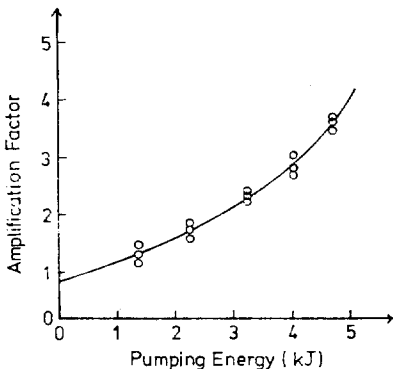


그림 10. 異種글라스의 增幅係數
Fig. 10. Amplification factor in the case of different kind of glass

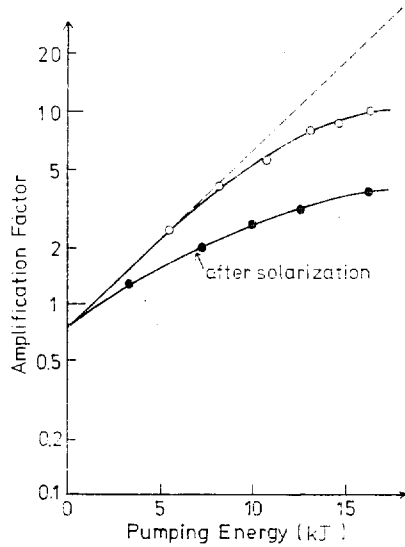


그림 11. 增幅係數의 勵起에너지 依存性
Fig. 11. Amplification factor dependent upon pumping energy

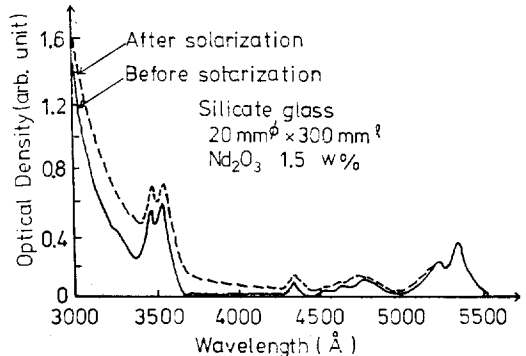


그림 12. Solarization 前後의 增幅器 rod의 吸收스펙트럼
Fig. 12. Absorption spectra of an amplifier rod before and after solarization

려나 實質的으로는 solarization을 미리 防止하기 위하여 그림 9에 있는 바와 같이 素子 rod의 冷却水에 濃度 0.2mol/l의 亞硝酸나트륨(NaNO_2) 溶液을 使用하여 紫外線을 cut 하도록 한다. 亞硝酸나트륨은 물에 대한 溶解度가 85.5g/100g로 매우 크고, 強力한 光線에 대해서도 分解하지 않으며 또 紫外線領域의 光線을 잘 吸收하는 特性을 지니고 있다. 따라서 紫外線은 충분히 cut하고 長波長領域의 勵起光은 잘 通過하도록 0.2

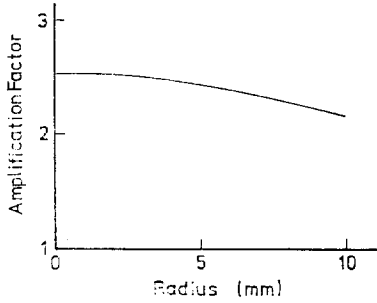


그림 13. Solarization 後의 增幅係數와 增幅器 rod의 半徑와의 關係

Fig. 13. Amplification factor vs. radius of amplifier rod after solarization

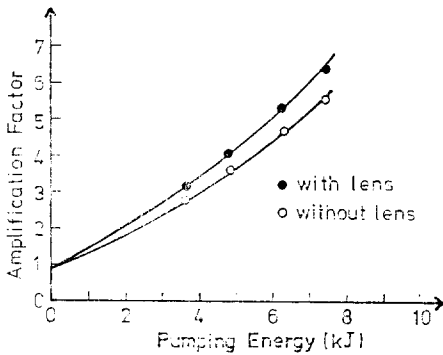


그림 14. afocal lens 系의 增幅에 對한 效果

Fig. 14. Effect to amplification factor of afocal lens system

mol/l의 希薄 NaNO_2 溶液을 使用했다. 이 方法으로 solarization을 半永久的으로 防止할 수가 있다.

solarization이 생긴 후 글라스素子의 半徑方向에 對한 增幅率의 變化를 그림 13에 나타낸다. 入射光은 直徑 3mm이며 增幅段의 勵起入力은 8kJ이다. 增幅率은 素子의 外側보다 中心部가 약간 더 크다. 이것은 外側이 中心部보다 solarization이 많이 생기기 때문이라고 생각된다.

發振段과 增幅段 사이에 afocal 렌즈를 插入하여 入射 레이저비임을 擴大하여 單位面積當 레이저과워 密度를 低下시킬 때의 增幅率의 變化를 그림 14에 나타낸다. 다만 렌즈系는 焦點距離 150mm의 凹 렌즈와 300mm의 凸 렌즈로 構成되고 있으며 $1.06\mu\text{m}$ 의 글라스레이저光에 對하여 共焦點이 되도록 調整했다. 이 實驗에 의하면 렌즈系를 使用하는 경우의 增幅率이 使用하지 않는 경우의 增幅率보다 더 크게 된다는 것을 알 수가 있다

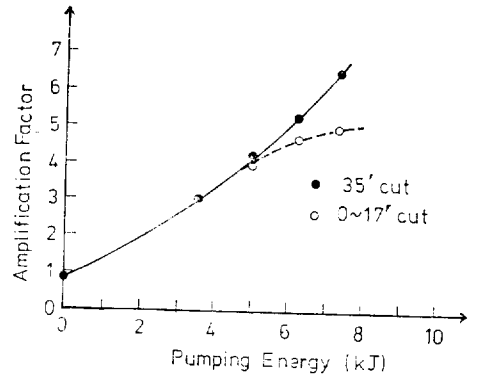


그림 15. 增幅器 rod의 傾斜에 의한 增幅係數의 變化
Fig. 15. Change of amplification factor due to inclination of the amplifier rod

이것은 레이저光의 비임直徑을 擴大함으로써 增幅素子의 利用率이 높아졌기 때문이라고 생각된다.

發振段 및 增幅段 모두 斷面을 平行平面 컷트한 레이저素子를 使用할 경우 光軸調整을 完全히 하여 增幅段의 勵起를 충분히 세게 하면 Q-switching 레이저光이 增幅段에 入射하기 以前에 增幅段素子의 斷面과 發振段의 出力側에 있는 反射鏡이 coupling 하여 自己發振이 일어나 增幅率이 크게 떨어졌다. 따라서 이 實驗에서는 增幅段素子를 光軸에 對해 약간 傾斜시켜 이 coupling 效果를 防止했다. 이 경우의 增幅率의 變化를 그림 15에 나타낸다. 光軸과의 사잇角이 $17'$ 정도까지는 거의 效果가 없으나 $35'$ 정도에서는 이 coupling 效果가 없어지고 큰 增幅率이 얻어진다. 따라서 平行平面 增幅段素子 대신 兩端面을 5° cut한 素子를 使用하여 coupling에 의한 增幅段素子의 發振을 防止했다.

表 1에 2段 增幅器에 의한 增幅結果의 1例를 表示한다. 다만 第 2 增幅段의 글라스素子는 直徑 30mm, 길이 30cm이며 6개의 直線型 Xe 램프(全入力 最大 18kJ)에 의하여 勵起했다. 第 1 增幅段에서는 約 9배의 增幅率이며 또한 第 2 增幅段에서는 約 6배의 增幅率을 얻었으며 最大出力은 1.1GW가 되었다.

表 1. 2段 增幅器 레이저시스템의 增幅特性

Table 1. Amplification property of two stage amplifier laser system

	Osc.	Amp. I	Amp. II
Pumping Energy	1.56kJ	7.1kJ	12kJ
Output Power	0.6J 20MW	5.6J 185MW	33J 1.1GW
Amplification Factor		~9	~6

이 Q-switching 레이저펄스의 증폭實驗에 있어서 가장 큰 문제가 되는 것은 레이저素子の 破壞와 낮은 risetime에 인한 증폭特性的 劣化이다. 즉 Q-switching 레이저의 펄스幅은 約 30nsec 정도로 매우 넓으므로 같은 出力에 대하여 그만큼 큰 에너지를 갖는다. 예를 들면 1GW의 出力은 30J의 에너지를 갖게 된다. 따라서 증폭段을 3, 4, 5段으로 連絡하여 이 出力을 그대로 증폭하면 매우 큰 레이저에너지가 되며, 이에 의한 素子の 熱變形 등에 인한 破壞가 반드시 일어나게 되므로 Q-switching 레이저펄스를 그대로 증폭하여 20GW 정도의 出力을 얻는 것은 不可能하다. 또 높은 증폭率을 얻기 위해서는 risetime이 매우 빠른 펄스가 必要하기 때문에 Q-switching 레이저펄스의 증폭은 바람직스러운 일이 아니다.

25GW 級大出力글라스레이저시스템을 構成하기 위해서는 Q-switching 레이저펄스를 整形하여 risetime이 ~1nsec, 펄스幅 2~4nsec 정도의 매우 急峻한 레이저를 入射시켜야 하며 증폭器로서는 前置增폭器를 2段 主增폭器를 5段 連絡시켜야 한다. 이에 관해서는 다음 論文에서 報告할 豫定이다.

4. 結 論

(1) 레이저 증폭特性的 解析에 必要한 증폭과라미타인 誘導放出斷面積 σ , 損失係數 γ , 反轉分布 n , 레이저 遷移準位の 에너지差 $E_2 - E_1$, 非線形增폭係數 K 등을 理論計算 및 實驗의으로 구했다.

(2) risetime이 빠르고 펄스幅이 좁은 出力을 얻기 위해서는 反轉分布 n , 入射光強度 I 및 增폭器의 길이 l 를 크게 해야 하며 또 risetime이 2~3nsec 以下の 레이저光을 入射시켜야 한다.

(3) 螢光스펙트럼의 피이크가 約 5Å 정도 差異가 있는 異種글라스를 增폭器로 使用할 경우의 증폭率은 같은 種類의 글라스를 使用할 경우와 거의 같은 증폭率이 얻어진다. 이것은 螢光스펙트럼幅이 넓으므로 波長間의 cross relation time이 10^{-12} sec로 매우 짧기 때문이라고 생각된다.

(4) 증폭實驗에서 勵起를 數 10번 행하면 글라스素子에 solarization이 發生하여 증폭率이 顯著하게 低下한다. 이 solarization은 素子를 annealing하므로써 元狀態로 回復시킬 수 있으나, 普通은 素子の 冷却水에 NaNO_2 溶解液을 使用하므로써 防止할 수 있다.

(5) 發振段, 增폭段에 平行平面 cut한 레이저素子를 使用할 때 發振段反射鏡과 素子の 斷面間의 coupling에 인하여 自己發振이 일어나 증폭特性을 크게 低下스

킨다. 이 自己發振은 增폭段에 使用하는 素子를 5°cut하여 coupling이 생기지 않도록 하므로써 防止할 수가 있다.

(6) Q-switching 레이저펄스(risetime~15nsec, 出力 0.6J, 20MW)를 2段增폭하므로써 最大出力 33J, 1.1GW를 얻었다.

끝으로 本研究을 遂行하는데 있어서 實驗裝置와 여러가지 機資材를 代與해 주시고 指導해 주신 日本大阪大學레이저 核融合研究所長山中千代衛博士님께 진심으로 감사의 뜻을 表하는 바이다.

參 考 文 獻

- [1] F. Floux, D. Cognard, and J.M. Bobin; "Nuclear fusion reaction in solid deuterium laser produced plasma", Phys. Rev. A, Vol. 1, No. 3, pp. 821~824, 1970.
- [2] C. Yamanaka, T. Yamanaka and H.B. Kang; "Anomalous heating of a plasma by a laser", Phys. Rev. A, Vol. 6, No. 6, pp. 2335~2342, 1972.
- [3] C. Yamanaka; "Laser fusion experiments in osaka", Topical Meeting on Inertial Confinement Fusion, San Diego, California USA, Feb. 7~9, 1978.
- [4] P. Mauer; "Amplification coefficient of neodymium-doped glass at 1.06 microns", Appl. Optics, Vol. 3, No. 3, pp. 433~434, 1964.
- [5] A. Yariv; Introduction to optical electronics, Holt, Reinhart and Winston, Inc., New York, 1971.
- [6] R.V. Ambartsumyan, N.G. Basov, and V.S. Letokhov; "Short pulse Q-switched laser with variable pulse length", IEEE J. Quant. Electronics, Vol. QE-2, No. 9, pp. 436~441, 1966.
- [7] 姜 衡 富; "글라스레이저發振器의 出力펄스特性的 改善에 關한 研究", 大韓電氣學會誌, Vol. 29, No. 5, pp. 321~328, 1980.