

JAERI-Tech  
98-018

JAERI-Tech--98-018



JP9808025



波長可変レーザー励起用全固体グリーンレーザーの開発  
— (I) シングルパス増幅システムの開発 —

1998年6月

丸山庸一郎・加藤政明・大場正規

29-43

日本原子力研究所  
Japan Atomic Energy Research Institute

本レポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。

入手の間合わせは、日本原子力研究所研究情報部研究情報課（〒319-1195 茨城県那珂郡東海村）あて、お申し越してください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-1195 茨城県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費頒布をおこなっております。

This report is issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Research Information Division, Department of Intellectual Resources, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-1195, Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 1998

編集兼発行 日本原子力研究所

波長可変レーザー励起用全固体グリーンレーザーの開発  
— (I) シングルパス増幅システムの開発 —

日本原子力研究所東海研究所物質科学研究部  
丸山庸一郎<sup>+</sup>・加藤政明<sup>+</sup>・大場正規

(1998年5月13日受理)

波長可変レーザーの励起光源として半導体レーザーで励起されるジグザグスラブタイプのNd:YAG結晶をレーザー発振媒質とした全固体グリーンレーザーを設計・試作した。レーザーは、固体レーザー発振器、1台の増幅器及び波長変換装置より構成される。発振器で発生する平均出力約9Wの基本波(1064nm)を増幅器で増幅することによって、平均出力33Wを得た。増幅後のレーザー光の波面歪みは約3波長、共振器ミラーに起因するデフォーカスを除いた高次の歪み量は約0.3波長、また、レーザービームの質を表す $M^2$ は約1.5で回折限界に近いビーム質であった。この基本波を波長変換用結晶によって第二高調波(532nm)に変換することによって15.5Wの平均出力を得た。波長可変レーザーなどの励起に使用する第二高調波の波面歪みは少なく、高繰り返し条件下においても高い効率で高品質の第二高調波を発生できた。また、基本波を第三(355nm)、第四(266nm)高調波に変換し、それぞれ、平均出力15.5W、1.2W、2.3Wを得た。

---

東海研究所：〒319-1195 茨城県那珂郡東海村白方白根2-4

+ 関西研究所光量子科学センター（東海駐在）

Development of Laser Diode Pumped Solid State Green Laser for the Pumping of  
Wavelength Tunable Laser

(I) Development of single-pass Nd:YAG MOPA system

Yoichiro MARUYAMA<sup>+</sup>, Masaaki KATO<sup>+</sup> and Masaki OBA

Department of Chemistry and Fuel Research  
Tokai Research Establishment  
Japan Atomic Energy Research Institute  
Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken

(Received May 13, 1998)

For the pumping of wavelength tunable laser, a high repetition rate, high average power solid state laser pumped by a high duty laser diode (LD) array has been developed. The solid state laser using Nd:YAG zigzag slab crystals consists of an oscillator and an amplifier. Using this Nd:YAG MOPA system, the maximum fundamental average power of 33 W is obtained. The wavefront distortion of amplified laser beam is within 0.3 wavelength.  $M^2$  measured is about 1.5 which means the laser beam is near diffraction limited. By using nonlinear crystals, fundamental laser radiation is converted to second, third and fourth harmonics. The average power is 15.5 W at 532 nm, 1.2 W at 355 nm and 2.3 W at 266 nm. The beam quality of the second harmonic is good. With the measurement of the laser parameters, it is confirmed that the high repetition rate, high power and high quality second harmonic can be produced by the LD pumped Nd:YAG laser MOPA system.

Keywords: Laser Diode, Nd:YAG, Zigzag Slab, High Average Power

---

<sup>+</sup> Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment (Tokai Site)

## 目 次

1. はじめに.....	1
2. Nd:YAGレーザーヘッドの設計.....	3
2.1 結晶内温度分布 .....	3
2.2 結晶の熱歪み .....	3
2.3 結晶内反射回数 .....	5
3. 全固体グリーンレーザーの構成.....	5
3.1 固体レーザーMOPAシステム .....	5
3.2 波長変換部 .....	7
4. 発振特性測定結果と考察 .....	7
4.1 ポンプ用半導体レーザーの発振特性 .....	7
4.2 半導体レーザー励起Nd:YAGレーザー発振器の発振特性 .....	8
4.3 増幅特性の測定 .....	9
4.4 波長変換特性 .....	12
5. おわりに.....	17
参考文献 .....	18

## Contents

1. Introduction .....	1
2. Design of Nd:YAG Laser Head .....	3
2.1 Temperature Distribution in Nd:YAG Crystal .....	3
2.2 Thermal Distortion of Nd:YAG Crystal .....	3
2.3 Number of Total Internal Reflections in Slab Crystal .....	5
3. Nd:YAG Laser System .....	5
3.1 Laser Diode Pumped Solid State Laser MOPA System .....	5
3.2 Wavelength Converter .....	7
4. Results and Discussions .....	7
4.1 Characteristics of Laser Diode Array .....	7
4.2 Characteristics of LD Pumped Nd:YAG Laser Oscillator .....	8
4.3 Characteristics of LD Pumped Nd:YAG Amplifier .....	9
4.4 Characteristics of Wavelength Conversion .....	12
5. Conclusion .....	17
References .....	18

## 1.はじめに

ガス拡散法や遠心分離法など統計的な分離法に比べて分離係数が極めて大きな原子法によるレーザー同位体分離において、その分離に必要なエネルギーの低減は大きな課題の一つであり、このため、原料となる金属の蒸発システムの蒸発効率の改善や、レーザーシステムの発振効率の向上のための開発研究が進められている。この中でレーザーシステムは、波長可変レーザーとその励起光源であるポンプレーザーより構成される。これまで波長可変レーザーについては、増幅器のエネルギー変換効率として約50%、波長可変レーザー全体のシステム全体のエネルギー効率として約30%が達成されている<sup>1)</sup>。一方、レーザーシステムのエネルギー消費の大きな部分を占めるポンプレーザーについては、銅蒸気レーザーの510nmの波長に対する発振効率としては約0.5%が実現されているものの、分離コストの低減には一層の発振効率の向上が不可欠である。このため高い発振率が期待できる半導体レーザーで励起される固体レーザーを次世代の波長可変レーザー用ポンプレーザーとして位置づけ、その試作開発と基礎的な発振特性の研究を行った。

分離用波長可変レーザーは高速で蒸発する原子蒸気を全てレーザー光で処理しなければならず、そのポンプレーザーには高繰り返し発振が欠かすことのできない条件の一つである<sup>2-8)</sup>。高繰り返し条件ではレーザー結晶には大きな熱負荷が加わるため固体レーザー媒質用母材としては、Table 1に示すように、レーザーガラスなどに比べて熱膨張係数が1.5分の1、また熱伝導度が約10倍と熱特性に優れたNd:YAG結晶を選定した。しかし、優れた性質を持つYAG結晶も、結晶の形状やその励起の方法によっては、熱レンズ効果や熱複屈折効果などによりビームの質が著しく低下するため、繰り返し数や出力は大きな制約を受ける<sup>9)</sup>。

熱レンズ効果や熱複屈折効果を解消するために1969年にMartin等がスラブ状の結晶中をレーザー光をジグザグに全反射させながら増幅する方式を提案した<sup>10)</sup>。ジグザグスラブ方式は、まず熱応力に起因する複屈折効果が低減できること、次にレーザー光をジグザグに伝播させることによって熱レンズ効果が解消できることを特長とする。このような特徴を生かすためスラブ結晶には次のような熱設計が行われている。即ち、レーザー結晶の冷却は、ポンピングされる面、即ち、レーザー光がジ

グザグに全反射する面 (TIR: Total Internal Reflection, y 方向) に限定し、それと垂直な面 (x 方向) は断熱する。このようにして、熱の流れを一方向に限定すると TIR 面方向に対しては熱の流れがあるため温度、応力、歪み分布が発生するが、レーザー光を結晶内でジグザグに反射させ、周期的な異方性の媒質中を通過させることにより、熱レンズや熱複屈折効果が補償される。また、応力分布は主として結晶の厚み方向にのみ発生する。従って、応力分布と平行或いは垂直な偏光のレーザー光は偏光が保持される。このように、スラブ結晶を用いるレーザーは、熱レンズ効果や熱応力による複屈折効果が大きく低減できる。また、従来のロッド状の結晶を用いたタイプの固体レーザーの出力の上限が熱レンズや複屈折効果によって定められていたのに対して、ジグザグスラブレーザーではこのような影響が小さいため、固体結晶中に発生する熱応力による結晶の破壊限界まで出力を引き出すことが可能である<sup>11-13)</sup>。従って、ジグザグスラブレーザーは、高繰り返し及び高エネルギーのレーザー光の発生に適しており、かつ発生するビームの質 (波面、ビーム広がりなど) も高い。このような特長に加えて半導体レーザーを励起光源として使用することで、レーザー媒質である  $\text{Nd}^{3+}$  の吸収線に合った波長の光のみを発生できるためフラッシュランプに比べてエネルギー効率が大きく改善できる。さらに、ポンピング光のうち熱となる割合がフラッシュランプ励起の場合に比べて少ないため熱複屈折などの悪影響を一層低く抑えることができる。加えて、半導体レーザー励起のスラブレーザーで発生する赤外レーザー光は波面の歪みが少ないため、基本波を可視、ブルー或いは紫外光に効率良く変換できる。

我々は、このようなジグザグスラブレーザーを、色素レーザーやチタンサファイアレーザーなどのポンピング光源として或いはその波長をさらに青色光や紫外光に波長変換し一般産業での利用を目指して、その高繰り返し化及び高平均出力化のための研究を進めている。

本報告書では、試作したレーザー発振器と1台の増幅器及び波長変換装置から構成される増幅システム (MOPAシステム: Master Oscillator Power Amplifier) の発振特性並びにその第二、第三、及び第四高調波への波長変換特性を測定した結果について述べる。

## 2. Nd:YAGレーザーヘッドの設計

以上述べたジグザグスラブ結晶を使ったレーザーヘッドにおいて熱レンズ効果及び熱複屈折効果を抑えるために熱、歪み並びにスラブ結晶を伝播するレーザー光の特性を解析した。設計の対象は最も大きな応力の加わる増幅で、モデルとしては断面が3mm x 3mmのNd:YAG結晶を考えた。

### 2.1 結晶内温度分布

ジグザグスラブ結晶では、レーザー光が伝播する結晶内の温度勾配を一方向に限定しなければならない。このためスラブ結晶のTIR面（Y方向）冷却する水の温度を25℃とし、それと垂直な面（X方向）を断熱材で支持した場合のNd:YAG結晶内部の温度分布を計算する。半導体レーザー光のパルスエネルギーは100～150mJ、繰り返し数1kHz、平均出力は100～150Wである。半導体レーザー光のビーム広がりには全角で約70度であるため、スラブ結晶は直上に取り付けた半導体レーザーによって片側から一様に照射されると仮定する。結晶に投入される熱量を $Q$ 、熱伝導率を $\kappa$ とすると、結晶内の温度分布は次の式により与えられる。

$$\nabla^2 T(x,y) = Q(x,y) / k$$

Fig.1は結晶内の温度分布を示したものである。温度分布はほぼTIR面に平行になっている。最も温度の高い場所は結晶の中央よりやや上側となっているが、これは結晶は片側からポンピングされていることによるものである。結晶内の最高温度は32℃であるが、冷却水温度との温度差は8℃と小さく、大きな熱応力は発生しないと考えられる。Fig.2は結晶内の最高温度と温度差である。最高温度は約31℃で、ポンプレーザー光の入力が100から150Wの間では大きく変化しない。この結果、応力の原因となる温度差も5～6℃と大きな変化は見られない。

### 2.2 結晶の熱歪み

Airyポテンシャルを用いて結晶内の応力成分 $\sigma_{ij}$ を表すことができる。以下の式



を解くことによって $\Phi$ を求める<sup>13,14)</sup>。

$$\sigma_{xx} = \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2}$$

$$\sigma_{yy} = \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2}$$

$$\sigma_{xy} = \frac{\partial^2 \phi}{\partial x \partial y}$$

$$\left\{ \frac{\partial^4}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4}{\partial y^4} \right\} \phi(x,y) = - \frac{E\alpha}{1-\nu} \left\{ \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right\} T(x,y)$$

境界条件は、

$$\frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial y} = 0$$

$$\frac{\partial \sigma_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial x} = 0$$

の2式で与えられる。Eをヤング率、 $\nu$ をポアソン比、 $\alpha$ を熱膨張係数とすると、応力の分布はHookの法則から次のように求められる。

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{E} \left[ (1+\nu)\sigma_{ij} - \nu(\sigma_{xx} + \sigma_{yy} + \sigma_{zz})\delta_{ij} \right] + \alpha T \delta_{ij}$$

以上の式より、Fig.1のような温度分布を持つ結晶ではFig.3に示すように結晶の表面と中心部に応力が発生する。即ち、結晶表面では引っ張り応力が、また結晶内部では圧縮応力が発生する。また、発生する力はレーザー照射側の表面で大きく、レーザー光が透過するに従って強度が下がり応力は少なくなる。この応力がある限

度を越えると結晶は破壊する。ポンピングレーザー強度の決定に際しては、結晶の強度を考慮し2~3程度の安全係数を取っておくことが望ましい。Fig.4にポンピングレーザー光の平均出力を100Wから150Wの間で変化させた場合の応力の計算結果を示す。図に見られるように引っ張り応力は約100kg/cm<sup>2</sup>、圧縮応力は約-30kg/cm<sup>2</sup>と小さく、結晶の破壊限界より十分小さい値となっている。

### 2.3 結晶内反射回数

結晶内を伝播する垂直或いは水平に偏光したレーザー光の伝播特性は次式で与えられる<sup>13,14)</sup>。

$$\begin{pmatrix} E_x(z) \\ E_y(z) \end{pmatrix} = \exp(i\kappa_{\nu} n_a z) \overline{R(-\beta)} \begin{pmatrix} \exp(i\kappa_{\nu} \Delta n_z z) & 0 \\ 0 & \exp(-i\kappa_{\nu} \Delta n_z z) \end{pmatrix} \overline{R(\beta)} \begin{pmatrix} E_x(0) \\ E_y(0) \end{pmatrix}$$

この光をジグザグスラブ結晶を全反射させることによって複屈折量が評価できる。まず反射回数を奇数回にするか偶数回にするかで結晶のカットが異なってくる。偶数回では結晶の両端は互いに平行に、一方奇数回ではその逆になる。Fig.5に全反射回数と結晶内の熱歪みによる偏光解消度の関係を示す。図が偏光解消度は反射回数が10回から14回の間で4%程度と小さく、反射回数の依存性は少ないことを示している。このため、半導体レーザーの光出射面の寸法を考慮して反射回数を11回とする。Fig.6はこの時のレーザー光の偏光解消度の大きさを最大値で規格化して、レーザー光の断面で表したものである。偏光解消はレーザー光が結晶内で全反射をしない場合は温度変化の大きな結晶の四隅で大きな値を取るが、ジグザグに全反射することによって図のような分布になる。

## 3. 全固体グリーンレーザーの構成

### 3.1 固体レーザーMOPAシステム

半導体レーザー励起固体レーザーMOPAシステムの構成をFig.7に示す。MOPA

システムは、発振器及び増幅器で使用しているレーザーヘッドと同じ性能のレーザーヘッドからなる1台の増幅器並びに波長変換器より構成される。発振器で発生するレーザー光は増幅器によって増幅され、これを波長変換結晶によって第二（532nm）、第三（355nm）、第四（266nm）高調波に変換する。

発振器は、共振器を構成する曲率1mの全反射及び反射率50%の出力ミラー、ジグザグスラブNd:YAG結晶、Q-スイッチ及び偏光素子より構成される。スラブ結晶の両端面は高い偏光度のレーザー光を得るためブリュースター角にカットされている。スラブ結晶のTIR面にはポンプレーザー光の反射損失を少なく抑えるために波長807nmの無反射コーティングが施されている。

Nd<sup>3+</sup>イオンを励起する半導体レーザーは、Nd:YAG結晶より5mm直上に設置されている。この半導体レーザーはアレータイプで4個のブロックから構成されており、各ブロックは8本の半導体レーザーバーより成る。半導体レーザーアレーは最大ピーク電流60A、デューティー15%、その発振繰り返し数は最大1kHzである。従って、1kHzにおける最大パルス幅は150 $\mu$ sである。なお、寿命の延長を図るため半導体レーザーは常用35Aのピーク電流で動作させる。

レーザー発振器内には、波長板、偏光素子、1kHzの繰り返し数で駆動できるLiNbO<sub>3</sub>を使ったQ-スイッチが設置されており、これによってパルス時間幅約30nsのレーザー光を発生させる。増幅器には発振器と同一寸法、性能のレーザーヘッドを使用する。

発振器を出たレーザー光は、ビーム広がりによる増幅器入口及び結晶内部での光損失を抑えるため、焦点距離500mmのレンズを使ってほぼ平行に調整される。増幅器ヘッド内のYAG結晶の両端面もブリュースター角にカットされているため入射レーザー光の角度が一致しない場合の入出射面での反射損失が大きい。このため本システムでは、増幅器ヘッドへ入射するレーザー光の損失が最も少なくなるように入射レーザー光路及び増幅器ヘッドの左右、傾り、高さを調整し、増幅器での透過損失が5%以下になるようにする。

実験では、入射光及び増幅光の平均出力、空間強度分布、波面及び遠視野像を測定する。レーザー光の強度分布、波面歪み、遠視野像はシェアリング干渉計（Melles Griot社 WAVE ALYZER）で測定する。シェアリング干渉計は連続発振

レーザー用の測定器であるため、前もってパルスレーザー光の測定が可能な Shack-Hartmannセンサー（United Technologies Adaptive Optics Associates 社）によって同じ条件のレーザービームの波面を測定し、シェアリング干渉計の観測結果が同じ波面歪み量、形状となることを確認する。

### 3.2 波長変換部

YAGレーザー発振器で発生したレーザー光は増幅器を1度通過して増幅され、Fig.7の波長変換用非線形結晶に入射される。結晶へ入射するレーザー光の強度は、非線形結晶の前においたレンズによって調整する。第二高調波への変換にはKTP結晶又は温度を一定にしたLBO結晶を使用する。KTPの寸法は5mmx5mmx5mmで、最大4個のKTPを直列に並べてエネルギー変換効率の結晶長さ依存性を測定する。LBOは温度位相整合タイプで、寸法4mmx4mmx15mmの結晶である。結晶を出たレーザー光は、2枚の2色性ミラーで基本波と分離し、出力を測定する。

第二高調波の第4高調波への変換は、先に分離した第2高調波をポンプ光源として用い、これをシリンドリカルレンズにより集光し、寸法が5mmx5mmx5mmのBBOに照射する。BBOを出たレーザー光は、2色性ミラーにより第二高調波を分離し、その出力を測定する。

第3高調波へは、基本波と第2高調波の和周波を発生させることによって変換する。KTPを出た基本波と第二高調波は分離せずに第三高調波発生用非線形結晶に導く。結晶に入る前に波長板を置き、第二高調波と基本波の偏光軸を一致させる。その後、単レンズでレーザー光を集光し、寸法3mm x 3mm x 5mmのBBO結晶に入射する。結晶を出たレーザー光は2色性ミラーで第三高調波を分離し、その出力を測定する。以上の測定は、全て発振繰り返し数1kHzで行う。

## 4.発振特性測定結果と考察

### 4.1 ポンプ用半導体レーザーの発振特性

Fig.8は、発振繰り返し数1kHz及び0.6kHz、パルス幅150msにおいて半導体レ

レーザーへ供給するピーク電流値を変化させた場合のレーザー光の平均出力である。レーザー発振のピーク閾電流値は約10Aで、出力はピーク電流の増加とともに増大する。ピーク電流35Aでの最大平均出力は発振器用半導体レーザーが約125W、増幅器用半導体レーザーが約115Wである。ピーク電流を50Aに設定した場合の増幅器用半導体レーザーの平均出力は約175Wである。

Fig.9 (a)、(b)は2つの半導体レーザーの発振波長及び波長幅の測定結果である。4つのブロックから構成される発振器用半導体レーザーの各ブロックの中心波長は805nm～807nmの波長域にあるが、波長幅については第3及び第4ブロックが6nm～8nm (FWHM) とNd<sup>3+</sup>の吸収波長幅約1.1nmに比べて広いことが分かる。一方、増幅器については発振波長が多少長波長側にあるがその波長幅は発振器に比べて狭い。試験では、それぞれの冷却水の温度を調整して半導体レーザーの温度を制御することによって中心波長をNd<sup>3+</sup>イオンの吸収スペクトルに一致させる。

Fig.10の(a)、(b)は発振器及び増幅器用半導体レーザーの発振スペクトルの測定結果である。発振器用半導体レーザーのスペクトルは一本の発振線であるのに対して、増幅器の半導体レーザーは中心波長の回りに幅の広い分布を持っている。両者の中心波長が一致していないのは半導体レーザーの温度が異なっているためである。

#### 4.2 半導体レーザー励起Nd:YAGレーザー発振器の発振特性

発振器及び増幅器のスラブ結晶をポンピングする2個の半導体レーザーはそれぞれ異なった温度特性を持つため、まず各レーザーヘッドに共振器を設置し、その温度と出力の関係を測定し、システムの出力が最大となるようにそれぞれの半導体レーザーの冷却水温度を決定する。

Fig.11 (a)は発振器の半導体レーザーヘッドの冷却水温度を変化させた場合の平均出力である。冷却水温度の変化に伴って中心波長が変わるためYAGレーザーの出力も変化する。発振器用半導体レーザーは冷却水温度が下がるほどその波長がNd<sup>3+</sup>の吸収スペクトルに近づくため、YAGレーザー出力が上昇する。一方、Fig.6 (b)に示すように、増幅器では、発振器とは反対に、温度の上昇に伴って中

心波長がNd<sup>3+</sup>の吸収スペクトルに一致する方向に変化するため高温側でYAGレーザー出力が増大している。

Fig.12に発振器平均出力及びパルスエネルギーの発振繰り返し数依存性を示す。平均出力は、200Hzから1000Hzの間で繰り返し数に比例して増加している。従って、パルスエネルギーもこの発振繰り返し数でほぼ一定の約10mJとなっている。

Fig.13は半導体レーザーのパルス幅を変化させた時のYAGレーザーの平均出力とパルス幅を示したものである。半導体レーザー光のパルス幅を伸ばすことによってレーザー上準位に蓄積されるNd<sup>3+</sup>イオンの数が増すためYAGレーザー出力も増加する。発振器の半導体レーザーパルス幅を185msとした時に、発振器で最大平均出力約15WのYAGレーザー光が得られている。Nd:YAGレーザー光のパルス幅についてはポンピング速度が低い場合に長く、ポンピング速度が大きな場合に短くなる。これはポンピング速度が低い場合にはレーザーが利得スイッチングに近い動作をするためと考えられる。

Fig.14はシェアリング干渉計及びShack-Hartmannセンサーで測定した発振器で発生するレーザー光の波面測定結果である。両者の波面形状及び波面の歪み量は良く一致し、連続発振レーザー用のシェアリング干渉計による測定結果が充分精度の高いものであることが分かる。この測定から発振器レーザー光の波面歪み量は約2.4波長であり、また、その波面の形状から、ビームは外に向かって広がっていることが分かる。この波面歪みの94%はデフォーカスの成分であり、この成分を除いた波面歪みは約0.14波長とほぼ均一な波面になっている。デフォーカスのほとんどはレーザー共振器で使われている曲率半径1mの全反射ミラーによるものと考えられる。

## 4.3 増幅特性の測定

### 4.3.1 発振タイミングと増幅出力の測定

Fig.15に発振器の半導体レーザーに対して増幅器の半導体レーザーの発振タイミングを変化させた場合の出力の変化を示す。図より発振器に対して増幅器の半導体レーザーの発振を約5ms遅らせた場合に出力が最大になる。発振器と増幅器の距離は約60cmであり、光速で約2nsの時間である。発振タイミングの大きな差は、

発振器のQ-スイッチのタイミング及び2台の半導体レーザードライバの特性によるものと考えられる。この測定より、発振器と増幅器の半導体レーザーの発振の時間差を5msに設定する。

#### 4.3.2 パルス波形の測定

Fig.16の (a) は発振器で発生するレーザー光の時間ジッターの測定結果で、時間ジッターは約3nsである。(b) は発振器で発生するレーザー光のパルス時間波形であり、その半値幅は約50nsである。(c) は増幅光のパルス波形で半値幅は約40nsである。高密度の反転媒質中に発振器のレーザー光が入射することによってパルス前端部の伝播速度は遅れる。一方、誘導放出によって密度が薄くなった媒質ではパルスの後端部が速く伝播するため、パルス幅は発振器光に比べてわずかに狭くなる。

#### 4.3.3 増幅器の利得測定

Fig.17に、半導体レーザーのピーク電流を50A、パルス幅を150msに設定し、増幅器への信号入力を変化させた時の増幅利得（増幅器出力/入力信号）の変化を示す。利得は信号の強度が低くなるに従って増加し、入力レーザー光のパルスエネルギーが20mJでは約2.6である。この領域の入力エネルギーは十分に低いので利得は小信号利得と考えることができる。飽和していない領域でのシングルパスの増幅器の利得 $G_0$ は、 $E_{st}$ を上準位に蓄積されたエネルギー、 $E_{sat}$ を飽和フルーエンス、 $\ell$ を媒質長、 $g_0$ を小信号利得係数とすると次の式で与えられる。

$$G_0 = \exp(E_{st} \cdot \ell / E_{sat}) = \exp(g_0 \cdot \ell)$$

従って、Fig.17より小信号領域での利得を2.7とすると、小信号利得と媒質長の積、 $g_0 \cdot \ell$ としては1が得られる。

Fig.18は増幅器の半導体レーザーのエネルギーを変化させた場合の $g_0 \cdot \ell$ である。半導体レーザーエネルギーの増大に伴って上準位の密度が増加して利得が増大

し、この結果半導体レーザーエネルギー174mJで $g_0 \cdot \ell$ として1が得られる。 $g_0 \cdot \ell$ が低い理由の第一は半導体レーザーで発生する光のピーク出力が低いためと考えられる。使用している半導体レーザーのピーク出力は、パルス幅が150msで約970Wで、185msに延長した場合でもピーク出力はほとんど増加しない。従って、ピーク出力を上げることによってポンピング速度が増大し、利得も向上すると考えられる。 $g_0 \cdot \ell$ が低いもう一つの理由としては、半導体レーザーのスペクトルとNd<sup>3+</sup>の吸収スペクトルがFig.9 (a)、(b)に示すようにNd<sup>3+</sup>の吸収スペクトルよりも広く、この結果、半導体レーザー光の一部がNd<sup>3+</sup>の励起に寄与していない可能性が考えられる。従って、半導体レーザーのスペクトル幅を狭めることで同じポンピングエネルギーでより高い $g_0 \cdot \ell$ が得られるものと期待される。

Fig.19は入力エネルギーが高い領域での増幅特性で、●が半導体レーザーのピーク電流が35A、パルス幅150msの場合、▲は同じパルス幅でピーク電流が50Aでの出力である。又、■はピーク電流が35Aでパルス幅が185msの場合の出力である。図よりパルス幅が150msでは入力エネルギーが高くなると出力が直線的に増加しなくなる傾向が観測される。また、半導体レーザーのパルス幅を185msまで延ばした場合、出力は150msのパルス幅の場合に比べて高くなってはいるが、その増加率は少ない。これは先に述べたようにパルス幅は延び全エネルギーは増加するもののピーク出力は増大しないためレーザー出力の増加率が低いものと思われる。ピーク電流を50Aに増加すると半導体レーザーのピーク出力が増大し、ポンピング速度が大きくなるために利得が増し、その結果として増幅出力も増大する。

Nd:YAGレーザーでは上準位の寿命(約230ms)に比べてレーザーのパルス幅(約30ns)が十分に短いことから次のFrantz-Nodvikの式で増幅性能を評価することができる。<sup>18)</sup>

$$E_{out} = E_{sat} \cdot \ln \left( 1 + \exp \left( g_0 \cdot \ell \left( \exp \left( E_{in} / E_{sat} \right) \right) \right) - 1 \right)$$

ここで $E_{out}$ は増幅出力、 $E_{in}$ は入力、また飽和強度 $E_{sat}$ としては、 $hn/s_s$ から、 $s_s=3$



#### 4.3.5 ビームパラメータの測定

Fig.21にシェアリング干渉計で測定した増幅光の波面と遠視野像を示す。(a)は全ての歪みを含む波面であり、レーザー共振器の後部反射ミラーの曲率に起因する広がりが見測され、その歪み量は約3波長である。この歪みの中からデフォーカス成分を取り除いたものが(b)で、その値は約0.15波長と歪みの少ない波面となっている。

Fig.22に増幅器レーザー光のx及びy方向のビーム広がりを示す。半導体レーザーパルスエネルギーがゼロの点が発振器のビーム広がりである。図よりx方向については約20%、y方向については大きな変化は見測されない。x方向については計算で示したように結晶内部の温度分布が理想条件とわずかに異なるために変化が見測され、一方、y方向(TIR面方向)についてはジグザグ反射によって熱による屈折率の変化が相殺され変化が少なくなったものである。Fig.23に増幅器レーザー光のビーム質の指標である $M^2$  ( $M^2=Q/Q_0$ 、ここで $Q$ は実際のビームのダイバージェンス、 $Q_0$ は $TEM_{00}$ ビームに対する理論的なビームダイバージェンス)を示す。 $M^2$ はレーザービームのx及びy方向にわずかに依存しているがその量は小さく、回折限界に近く、スラブレザーが高繰り返し、高平均出力条件下においても熱による影響が少ないことが分かる。Fig.24は、発振器からの入力エネルギーを一定にし、半導体レーザーのパルスエネルギーを変化させた場合の波面の歪みを示したものである。増幅器のみの波面の歪みを示すために、半導体レーザー入力がゼロの点での発振器のレーザー光の波面歪みを基準としている。図より波面の歪みは半導体レーザーエネルギーが60mJまでは増加するがそれ以上ではほとんど一定となり、半導体レーザーエネルギーが120mJまでは波面の歪みは0.4波長程度と少ない。

### 4.4 波長変換特性

#### 4.4.1 KTPによる第二高調波の発生

Fig.25に入射レーザー光の強度を変えた場合の第二高調波出力と変換効率を示す。波長変換用結晶は長さ5mmのKTPを使用する。レーザー光の強度は、YAGレーザー増幅器の出口に置いた1/2波長板を回転し、偏光度を調整することによって

行う。その後焦点距離  $f$  400mmの集光レンズを置き、レーザー光をKTP結晶に集光する。第二高調波出力は入射光の強度を上げるに従って増大する。約  $40\text{MW}/\text{cm}^2$ の強度まではその増加率は大きく、その後約  $100\text{MW}/\text{cm}^2$ 程度までゆっくりと増加する。それ以上の強度では出力はほとんど増加しない。この結果、最大第二高調波出力として15.5Wが得られ、その時の第二高調波へのエネルギー変換効率は57%である。しかし、レーザー光の入射強度を約  $140\text{MW}/\text{cm}^2$ に上げるとKTPの入射面は10秒以内に焼損する。この値は結晶の損傷閾値である公称値  $1\text{GW}/\text{cm}^2$ の6分の1以下であり低い。YAGレーザー光は先に示したように特に強度の強い場所、ホットスポット、も観測されていない。損傷は、結晶面に施した無反射コーティングがまず始めにダメージを受けて光の吸収が増大し、その結果として破損が結晶内部にまで達するものと考えられる。また、同じ種類の非線形結晶でも個々にダメージを受ける強度が異なることから結晶それ自体の不純物がダメージの原因となっている可能性もある。いずれにしても安定して波長変換を行うためには入射光強度を低下させる必要がある。図から入射強度が約  $20\text{MW}/\text{cm}^2$ では20%程度のエネルギー変換効率があるので、複数個の非線形結晶を利用することによって低い入射強度で高い出力を得ることが可能と考えられる。Fig.26 (a) 及び (b) に長さ5mmのKTP結晶を2個使用し、入力強度を約  $22\text{MW}/\text{cm}^2$ に設定した場合の第二高調波出力及び変換効率を示す。図から分かるように2個の結晶を使用することによって1個の約2倍の出力が得られる。

Fig.27に第二高調波出力及び変換効率の非線形結晶の長さ依存性を示す。結晶1個の長さは5mmであるので測定では最大4個の結晶を使用している。結晶へ入射するレーザー光のビーム径はゆるく集光されるようなビームとし、各非線形結晶への入射強度が約  $20\text{MW}/\text{cm}^2$ 程度になるようにビーム径を調整する。この結果、第二高調波出力は1個のKTPで約7 W、2個で12W、3個で約15Wまで増加している。しかし、4個目のKTPの追加による出力の増加は0.5W程度と少ない。レーザー光の強度が約  $20\text{MW}/\text{cm}^2$ でのエネルギー変換効率は図より約26%であり、この値を用いて変換される第二高調波出力を試算してみる。まず1個目での第二高調波出力は  $27\text{W} \times 0.26 = 7\text{W}$ 、で残った基本波は20Wとなる。2個目の結晶では基本波から第二高調波に変換される量は  $20\text{W} \times 0.26 = 5\text{W}$ となり合わせて12Wとなる。2個目のKTP

$\times 10^{-19} \text{cm}^2$ として0.62Jを用いる。Fig.19の実線はこのFrantz-Nodvikの式に利得測定で得られた $g_0 \cdot l$ を使って計算した結果であり、8Wまでの入力で測定値と良く一致している。10Wの入力では測定値と計算値の差が約5%ある。また、半導体レーザーのパルス幅を185msまで延ばした場合の出力は150msのパルス幅の利得から計算した値よりやや低くなっている。この原因としては、先に述べたような半導体レーザーのパルス幅を延ばしてもピーク出力が増加しないことやパルス幅の延長或いはピーク電流の増加による半導体レーザーの熱特性の変化に起因する波長の変化や、熱応力に起因する複屈折効果などが考えられる。

#### 4.3.4 増幅器におけるエネルギー抽出効率

Fig.20に、 $(\text{増幅器出力} - \text{増幅器入力}) / \text{Nd}^{3+}$ のポンピングに利用される実効の半導体レーザー入力) で定義したエネルギー抽出効率を示した。半導体レーザーの実効入力、半導体レーザー出力と半導体レーザーの集光光学系の伝達効率、半導体レーザーの吸収率、量子効率、量子ディフェクト、半導体レーザーのパルス幅に対するエネルギー蓄積効率、半導体レーザーとレーザー結晶の結合効率の積として表される。半導体レーザーはレーザー結晶の直上に位置しているため、集光・伝達光学系等による光損失は無視できるので1とする。量子ディフェクトは75.9%、半導体レーザー光とYAG結晶の結合効率は、半導体レーザーは約30度(FWHM)の広がりをもっているがレーザー結晶の直上(約5mm)に位置しているため全ての光が結晶を通過することになり、結合効率は1と仮定できる。以上の効率の積を求めるとポンプ光の約53%が $\text{Nd}^{3+}$ イオンの励起に寄与していることになる。Fig.20示すようにエネルギー抽出効率は入力に比例して増加するが、入力14Wで約39%でとなり、60%以上のエネルギーが抽出されずに結晶内に残っている。この低いエネルギー抽出効率は $\text{Nd}^{3+}$ の飽和フルーエンスに対して入力エネルギーが低いことによるものであり、増幅光を折り返してもう一度増幅器に戻して増幅するダブルパス或いは何回も増幅器中を折り返して増幅するマルチパス増幅を利用することによってエネルギー抽出効率を改善することができる。

を出した基本波の出力は15Wであるので、これがさらに変換されると考えると、 $15\text{W} \times 0.26 = 4\text{W}$ が得られる。従って、同じ効率で基本波が第二高調波に変換されると考えると3個のKTPでは16Wとなる。この時点で基本波はまだ11W程度残っているので4個目のKTPで $11\text{W} \times 0.26 = 3\text{W}$ が得られる筈である。これを試験結果と比較すると2個目までの出力は計算値と比較的良く一致している。しかし3個目で1W、4個目で2.5Wの差が出てくる。これは基本波が複数個の非線形結晶を通過することによってその強度分布や波面に歪みを受けるため、十分な強度を有しているものの効率良く変換できなくなったものと考えられる。Fig.28はシェアリング干渉計によって測定した変換後の第二高調波の強度分布、波面及びファーフールドである。強度分布は基本波とほぼ同様にガウシアンに近い形状となっているが、その波面歪みは約3波長である。この歪みのほとんどは発振器で使っている凹面鏡と基本波及び入射光の強度を調整するために使ったレンズの影響によるものである。デフォーカス成分を除いた残りの非点収差、コマ収差等の歪みの合計は約0.3波長程度であり、基本波のそれとほぼ同程度の歪みの少ないレーザー光と考えることができる。Fig.29は結晶長5mmのKTP1個による第二高調波の長時間安定性の測定結果である。基本波の入射パワーは約15Wである。第二高調波の出力は、レーザー光の入射後は非線形結晶の角度は全く調整せず放置した状態で測定している。第二高調波出力は照射開始後最大約10%低下するが、その後徐々に上昇し、15分後には照射直後の約95%まで回復する。それ以降の出力は、約0.7%の安定性で推移している。照射直後の第二高調波出力の減少は熱的に安定するまでの過渡的な位相整合角度のミスマッチングと考えられる。大出力化した場合には熱的な安定が重要と考えられるが、複数結晶の利用、結晶の温度制御などによって高い変換安定性を得ることは可能と考えられる。Fig.30は基本波と第二高調波の時間波形である。図より、基本から第二高調波はパルス前半部で変換されている。また、第二高調波のパルス時間幅は基本波に比べて短くなっている。

#### 4.4.2 LBOによる第二高調波発生

Fig.31は非線形結晶にLBOを使用した場合の第二高調波への変換特性である。試験の入射強度はKTPの約2倍まで達しているが変換効率は最大32%に留まっている。

る。変換効率が低い原因としては、LBOの第二高調波発生に対する非線形定数がKTPの約3分の1と小さいこと、高い入射強度を得るために焦点距離の短いレンズを利用したので効率良く変換される距離が短くなったことなどが考えられる。

#### 4.4.3 第3高調波特性

Fig.32に第三高調波出力及び変換効率の入力パワー依存性を示す。試験ではKTPで発生した第二高調波と基本波を焦点距離400mmの単レンズで集光してBBOに入射する。図より第三高調波出力として最大1.2Wが得られており、この場合の変換効率は4.5%である。第三高調波出力は飽和する傾向を示しておらず、上昇しているのもより高い出力が期待できる。変換効率が低い理由はレーザー光の集光に焦点距離の短い単レンズを使ったことが第一に上げられる。BBOに入射するレーザー光の波長は2倍異なるため結晶中での2本のビームが空間的に完全にオーバーラップせず、この結果変換効率が低下したものと考えられる。次に、結晶の寸法が3mm x 3mm x 5mmと小さく角度の調整が充分にできないことが上げられる。Fig.33は第三高調波の時間波形である。入射光は基本波と第二高調波が含まれたものであるが基本波に対する検出器の感度が低いため第二高調波の波形のみが観測されている。第三高調波の時間幅は波長変換によって第二高調波に比べて短くなっている。

#### 4.4.4 第4高調波特性

Fig.34に第四高調波出力と変換効率を示す。入射強度は集光用レンズの焦点距離を変えることによって調整する。レンズには焦点距離150及び100mmのシリンドリカルレンズを使用した。測定の結果、第4高調波出力は焦点距離100mmシリンドリカルレンズを用いた場合に最大となり、2.3Wが得られこの時のエネルギー変換効率は18%である。第四高調波出力は1分間で5%程度の出力低下が観測されその安定化が大きな問題であるが、これについては結晶温度の安定化を計ることにより改善できるものと考えられる。Fig.35は、入射光の時間波形を示したものである。第四高調波の時間幅は第二高調波の時間幅に比べて短くなっている。また、結晶を通過した第二高調波の時間波形から第四高調波への変換は入射パルス前端部で

行われていることが示されている。

## 5. おわりに

固体グリーンレーザーの高繰り返し化、高平均出力化を目指した研究開発の第1段階として、半導体レーザーで励起されるジグザグスラブNd:YAG結晶を用いた発振器と1台の増幅器及び波長変換装置より構成される増幅システム(MOPAシステム)を設計、試作し、その発振特性及び波長変換特性を明らかにした。この結果、波長1064nmの基本波では、回折限界に近いビームで最大平均出力30Wを得た。さらに、この基本波を波長変換し、第二高調波出力で15.5W、エネルギー変換効率として57%を得た。また、第三高調波出力は1.2W、変換効率は4.5%、第四高調波については、出力2.3W、変換効率18%を得、ジグザグスラブNd:YAG結晶を用いた固体レーザーは高繰り返し条件下においても質の高い基本波および高調波を効率良く発生できた。今後は、本方式による固体レーザーの出力の増強を目指して研究を進めていく計画である。

## 参考文献

- 1) Y.Maruyama, M.Kato, T.Arisawa, " Effects of excited-state absorption and amplified spontaneous emission in a high-average power dye laser amplifier pumped by copper vapor laser," Opt. Eng. Vol.35,1084-1087 (1996)
- 2) S.Singh,R.G.Smith,L.G.Van Uitert, "Stimulated-emission cross section and fluorescent quantum efficiency of Nd<sup>3+</sup> in yttrium aluminum garnet at room temperature," Phys. Rev. B Vol.10,No.6,pp2566-2572(1974)
- 3) W.F.Krupke, "Radiation transition probabilities within the 4f<sup>3</sup> ground configuration of Nd:YAG," IEEE J. Quantum Electron., Vol.QE-7,pp153-159(1971)
- 4) J.D.Foster,L.M.Osterink, "Thermal effects in a Nd:YAG laser," J.Appl.Phys. Vol.41,pp3656-3663(1970)
- 5) W.F.Krupke,M.D.shinn,J.E.Marion,J.A.Caird,S.E.Stokowski, "Spectroscopic, and thermomechanical properties of neodymium- and chromium-doped gadolinium scandium gallium garnet," J.Opt.Soc. Am B Vo.3, pp102-113(1986)
- 6)M.Birnbaum,J.A.Gelbwachs, "Stimulated-emission cross section of Nd<sup>3+</sup> at 1.06 μm in POCl<sub>3</sub>, YAG, CaWO<sub>4</sub>, ED-2 Glass and LG55 Glass," J.Appl. Phys., Vol.43,pp2335-2338 (1972)
- 7)T.Kushida,J.E.Geusic, Phys. Rev. Letters 21,1172 (1968)
- 8)D.P.Devor, L.G.DeShazer, "Evidence of Nd:YAG quantum efficiency dependence on nonequivalent crystal field effects," Opt. Commun., Vol.46,97-102 (1983)
- 9) J.D.Foster,L.M.Osterink, " Thermal effects in a Nd:YAG laser," J. Appl. Phys., Vol.41,3656-3663 (1970)
- 10) W.S.Martin, J.P.Chernoch, "Multiple internal reflection face pumped laser," U.S.Patent 3 633 126 (1972)
- 11) J.M.Eggleston,T.J.Kane,J.Unternahrer,R.L.Byer, " Slab-geometry Nd:glass laser performance studies," Opt. Letter. Vol.7, 485-407 (1982)
- 12) T.J.Kane, R.C.Eckardt,R.L.Byer, "Reduced thermal focusing and birefringence in zig-zag slab geometry crystalline lasers," IEEE J. Quantum Electron., Vol.QW-19,,1351-1354 (1983)
- 13) J.M.Eggleston,T.J.Kane,K.Kuhn,J.Unternahrer,R.L.Byer, " The slab geometry laser-part I:Theory," IEEE J.Quantum Electron., Vol.QE-20,289-301 (1984)
- 14) T.J.Kane,J.M.Eggleston,R.L.Byer, "The slab geometry laser-part II: Thermal effects in a finite slab," IEEE J. Quantum Electron., Vol.QW21,1195-1210 (1985)

- 15) B.J.Comaskey,  
R.Beach,G.Albrecht,W.J.Benett,B.L.Freitas,C.Petty,D.VanLue,D.Mundinger,R.W.Solatz  
," High average power diode pumped slab laser," IEEE J. Quantum Electron., Vol.28, pp992-  
996 (1992)
- 16) B.Comaskey, G.Albrecht,R.Beach, S.Suton, S.Mitchell," 1000-W diode-pumped folded  
zigzag slab laser," CLEO,CW15 (1993)
- 17) N.Hodgson, S.Dong,Q.Lu, H.Weber," Performance of a 2.3-kW Nd:YAG slab laser  
system," CLEO, CW16 (1993)
- 18) H.Injeyan,R.J.St.Pierre,J.G.Berg,R.C.Hilyard,M.E.Weber,M.G.Wickham,R.Senn,  
G.Harpole, C.Florentino, F.Groak,M.Farey," Diode array-pumped kilowatt laser  
development," CLEO,CThC1 (1994)
- 19) B.Comaskey, B.D.Moran, G.F.Albrecht, R.J.Beach,"Characterization of the heat loading  
of Nd-doped YAG, YOS, and GGG excited at diode pumping wavelengths," IEEE J. Quantum  
Electron. Vol.31, pp12611264 (1995)



Table 1 Properties of Nd:YAG crystal

## 1) Spectroscopic properties

$\sigma_a$	$\sigma_e$ <sup>1)</sup>	$\tau$	$\tau_{\text{non rad}}^{1)}$	$\eta$	n	elasto-optic tensor
$2.9 \times 10^{-19} \text{cm}^2$	$4.6 \times 10^{-19} \text{cm}^2$	$2.3 \times 10^{-4} \text{s}^{1)}$	$5.22 \times 10^{-4} \text{s}$	0.63 <sup>1)</sup>	1.83	$P_{11} = -0.029$ $P_{12} = 0.0091$
		$2.59 \times 10^{-4} \text{s}^{2)}$		0.8 <sup>2)</sup>		
		$2.4 \times 10^{-4} \text{s}^{5)}$		0.99 <sup>6)</sup>		
				0.7 <sup>7)</sup>		

2) Thermo-mechanical properties<sup>4)</sup>

$\rho$ <sup>3)</sup> $\text{gcm}^{-3}$	$\text{dn/dt}(\text{K}^{-1})$	破壊強度 ( $\text{MPam}^{0.5}$ )	引ひ張り破壊強度 (MPa)	E (GPa)	$\nu$	$\alpha$ ( $\text{K}^{-1}$ )	$\kappa$ ( $\text{W/mK}$ )	熱応力係数 ( $\text{W/m}$ )	比熱比 ( $\text{Wsg}^{-1} \text{K}^{-1}$ )
4.56	$8.9 \times 10^{-6}$	1.4	280	282	0.28	$6.7 \times 10^{-6}$	9.76	1100	0.59

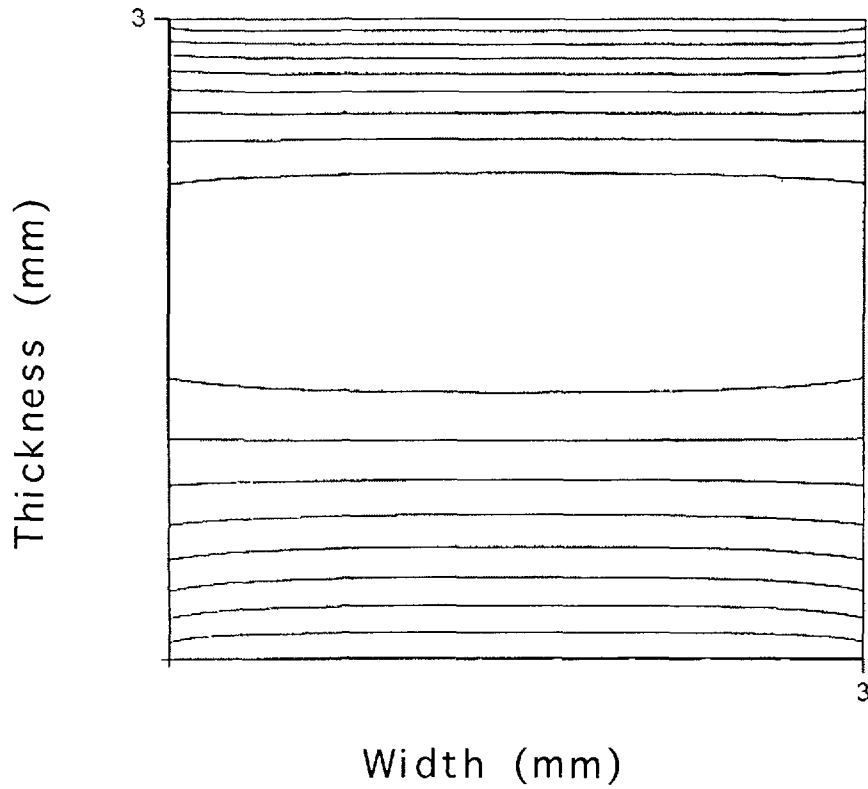


Fig.1 Calculated temperature distribution

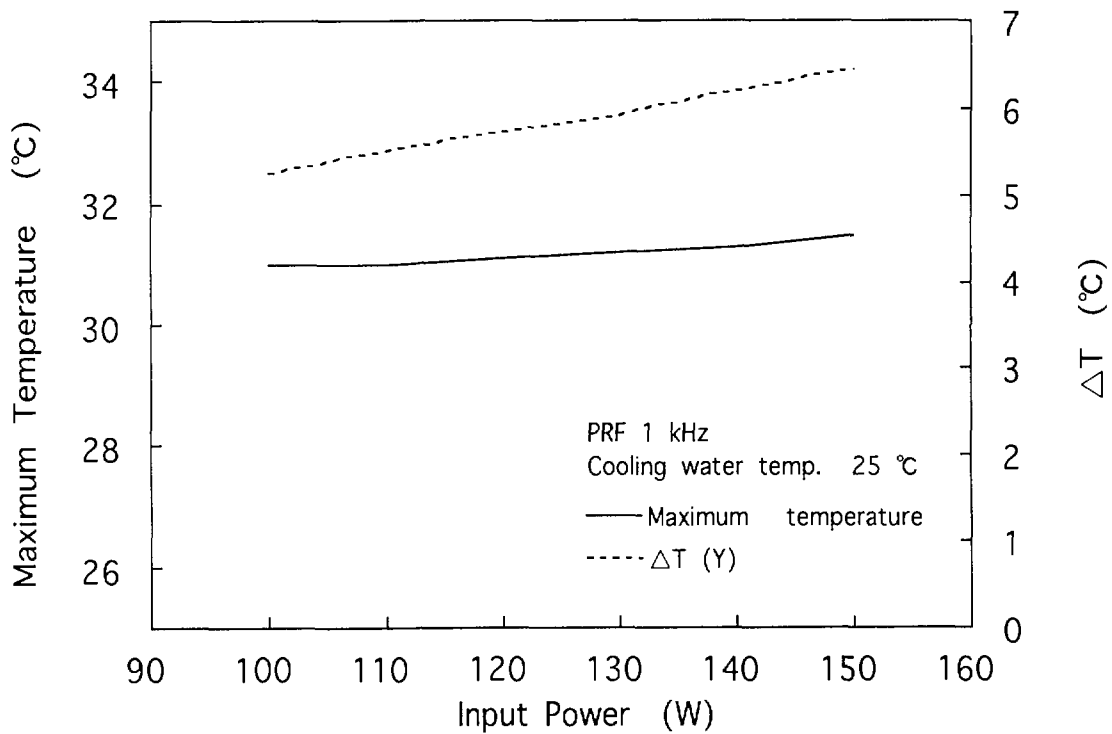


Fig.2 Maximum temperature and temperature difference in Nd:YAG crystal

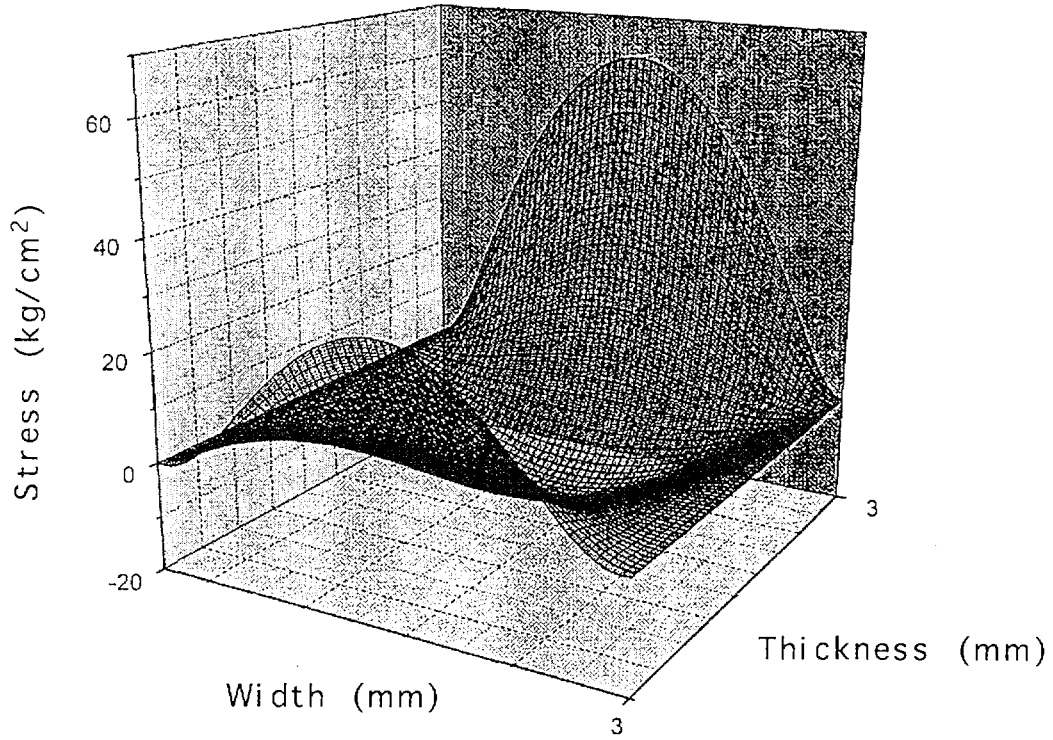


Fig.3 Thermally induced stress in 3x3mm slab crystal

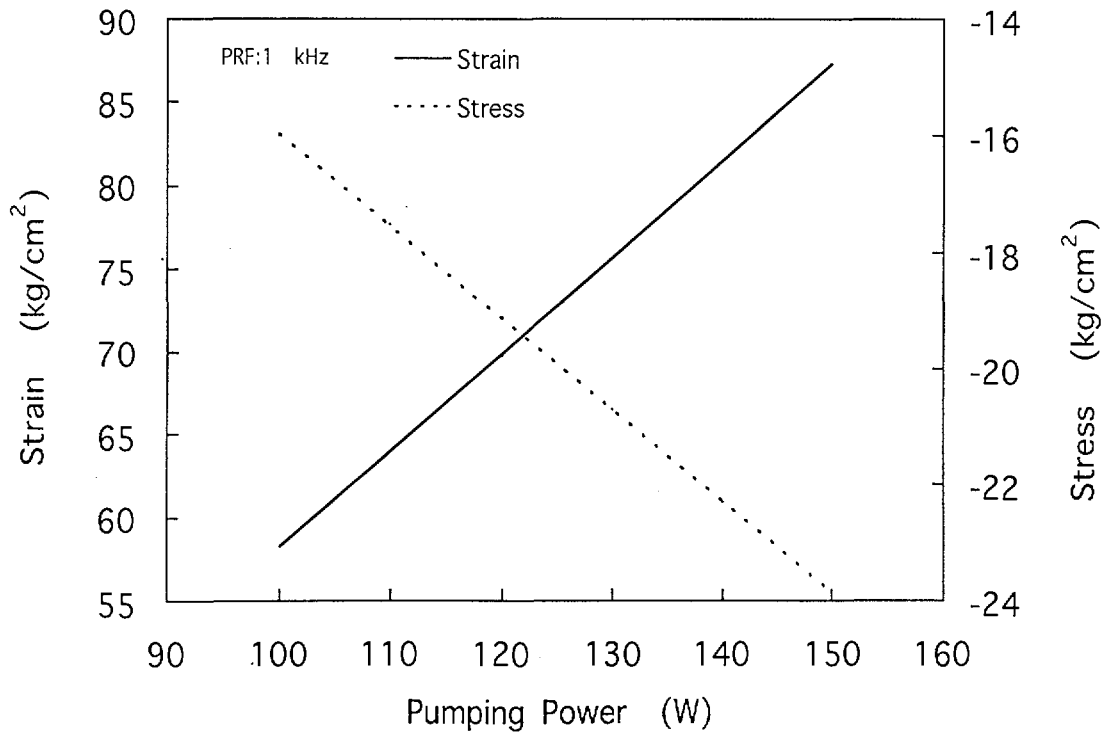


Fig.4 Calculated Strain and stress of slab crystal as a function of pumping power

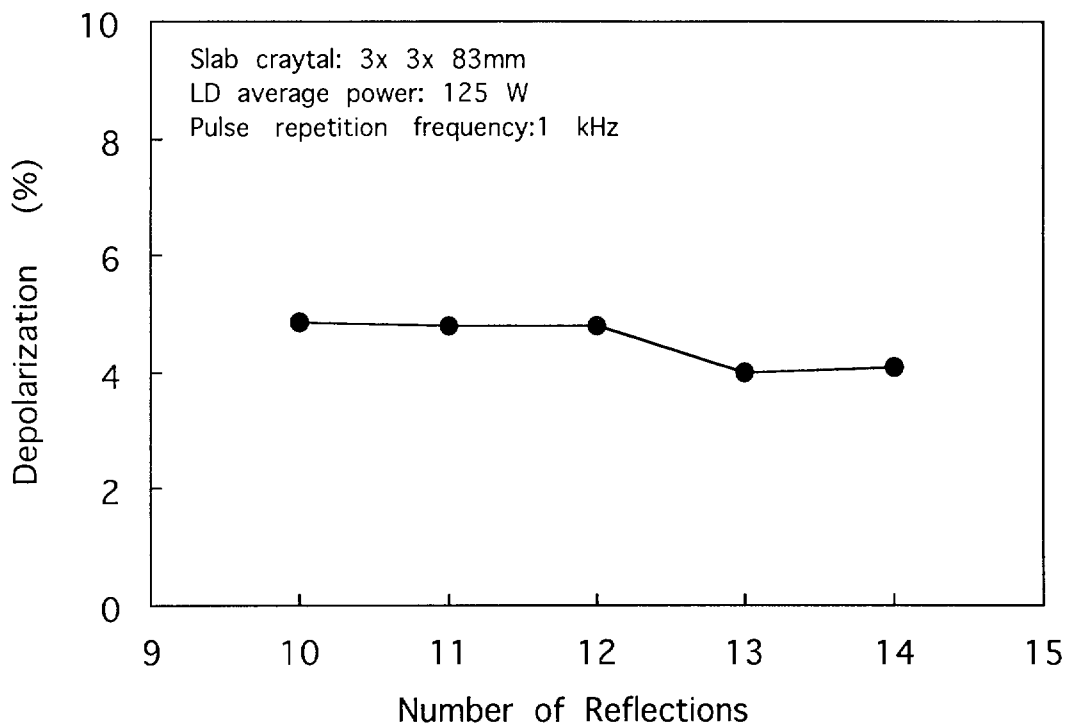


Fig.5 Calculated depolarization as a function of number of internal reflections

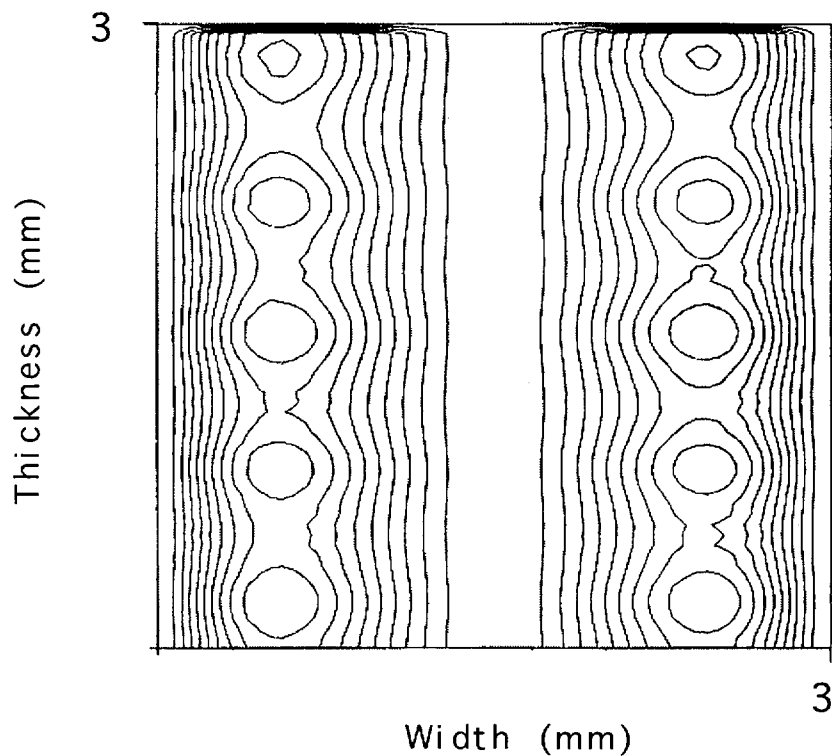


Fig.6 Depolarization distribution in 3x3mm crystal

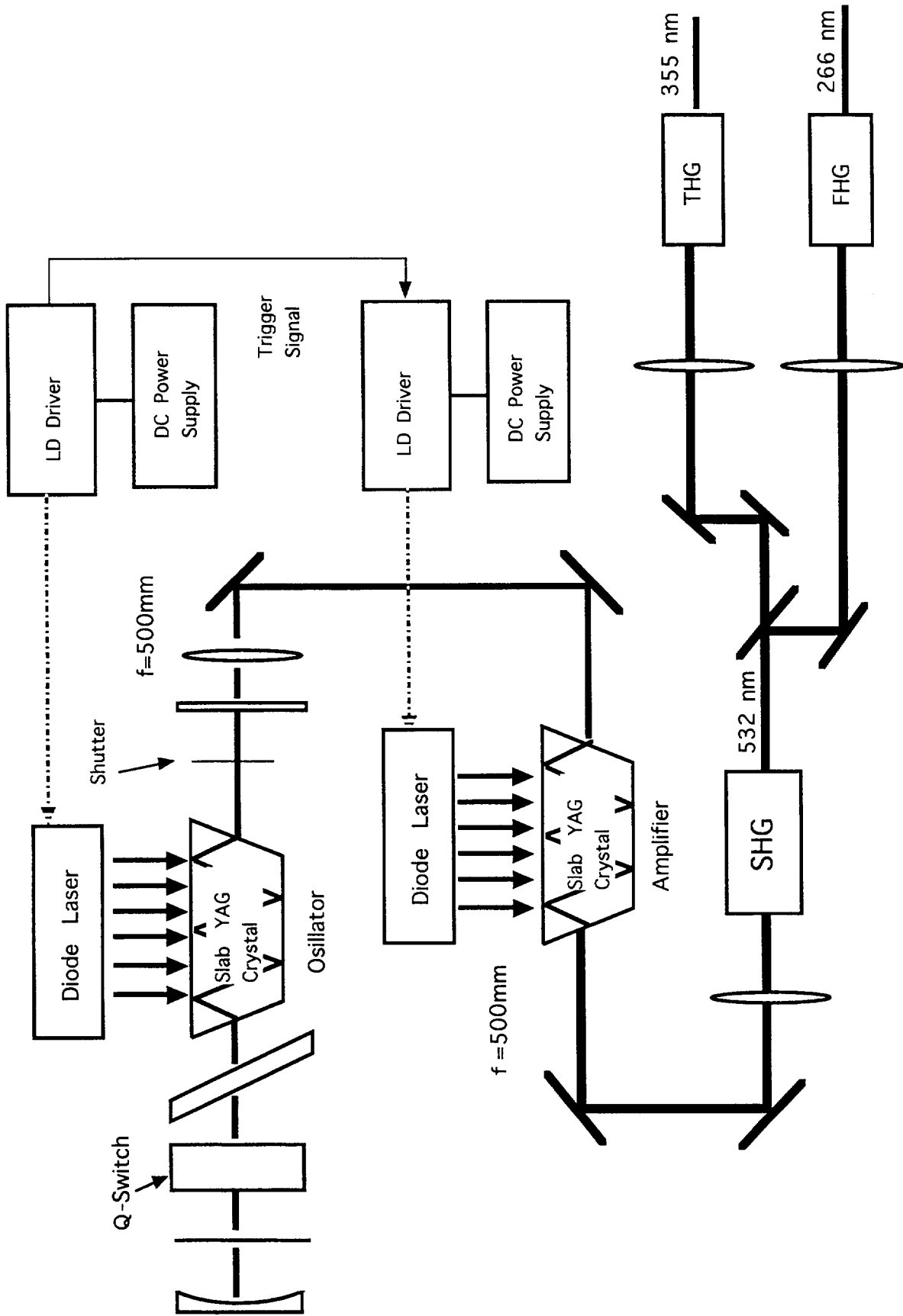


Fig.7 Schematic of LD-pumped all solid state Nd:YAG green laser

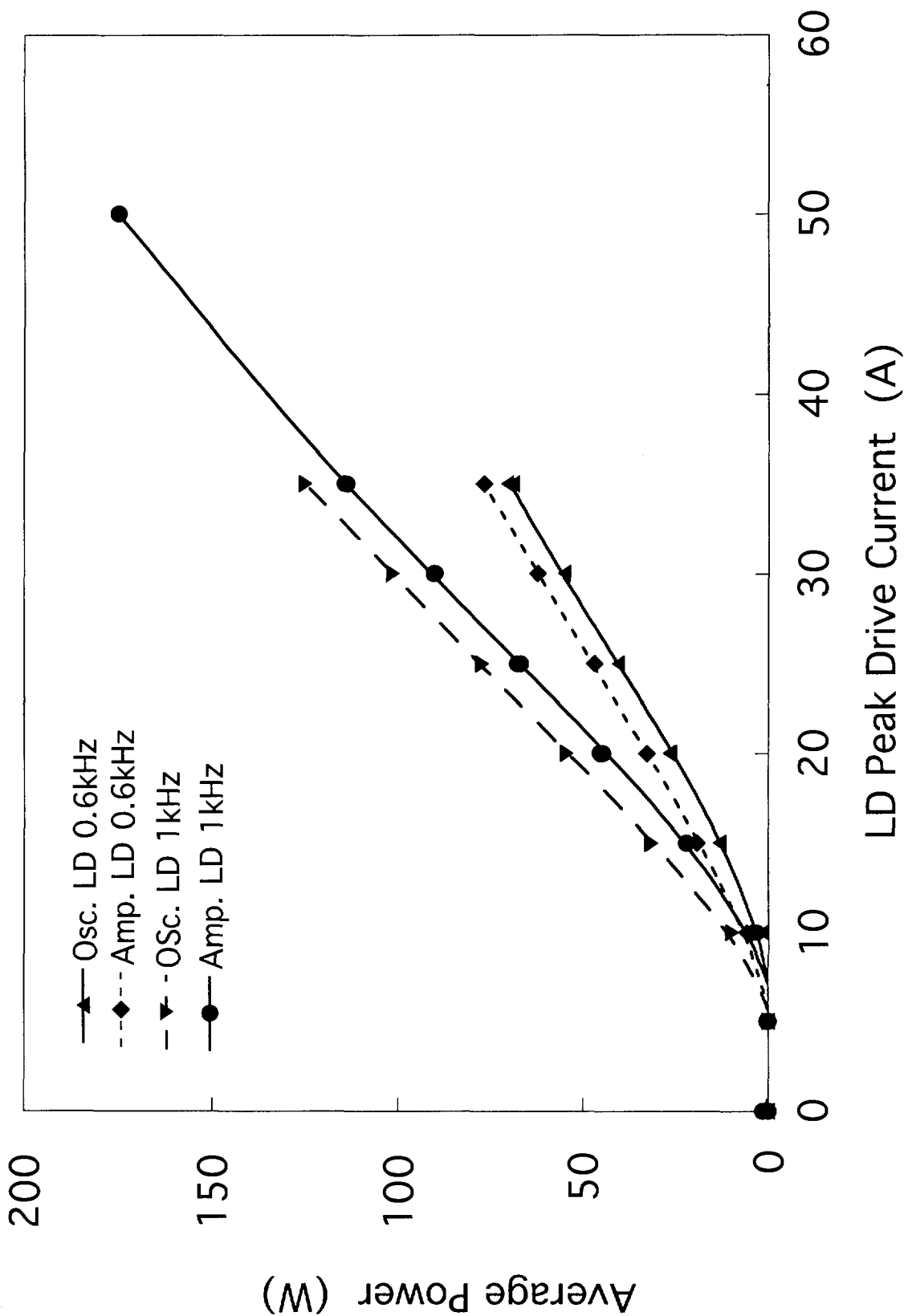


Fig.8 Average output power of laser diode as a function of LD peak drive current

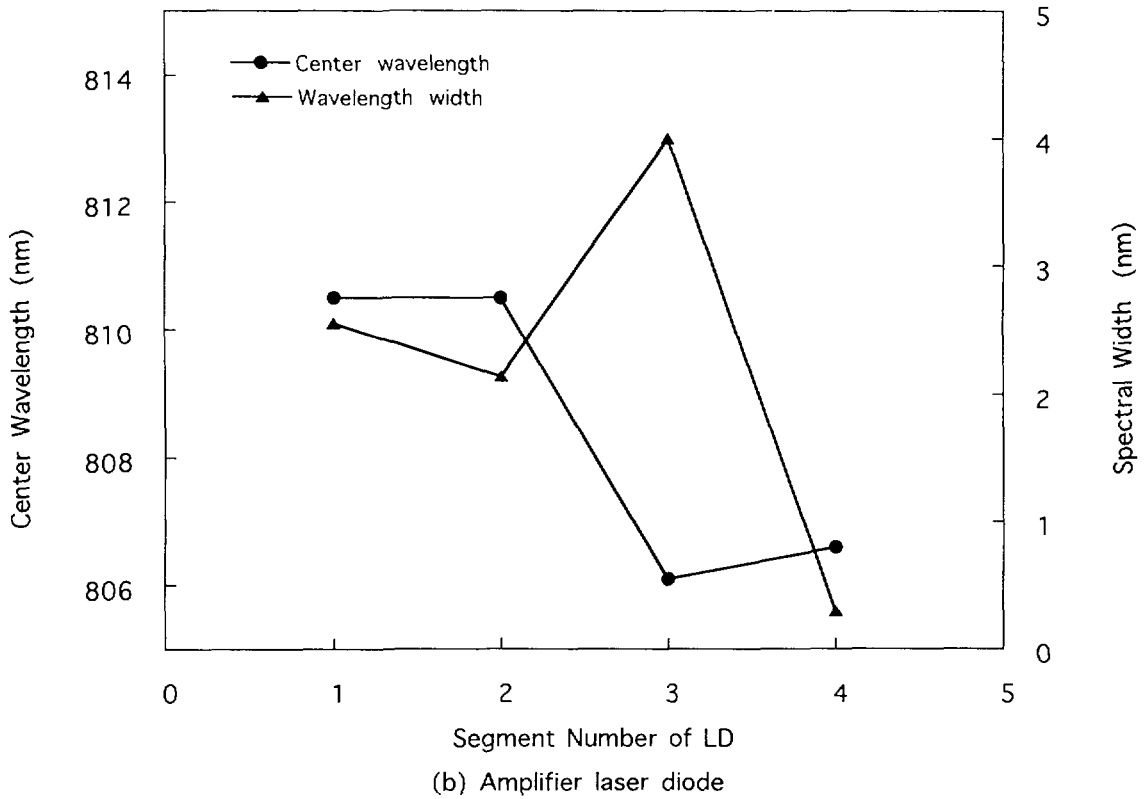
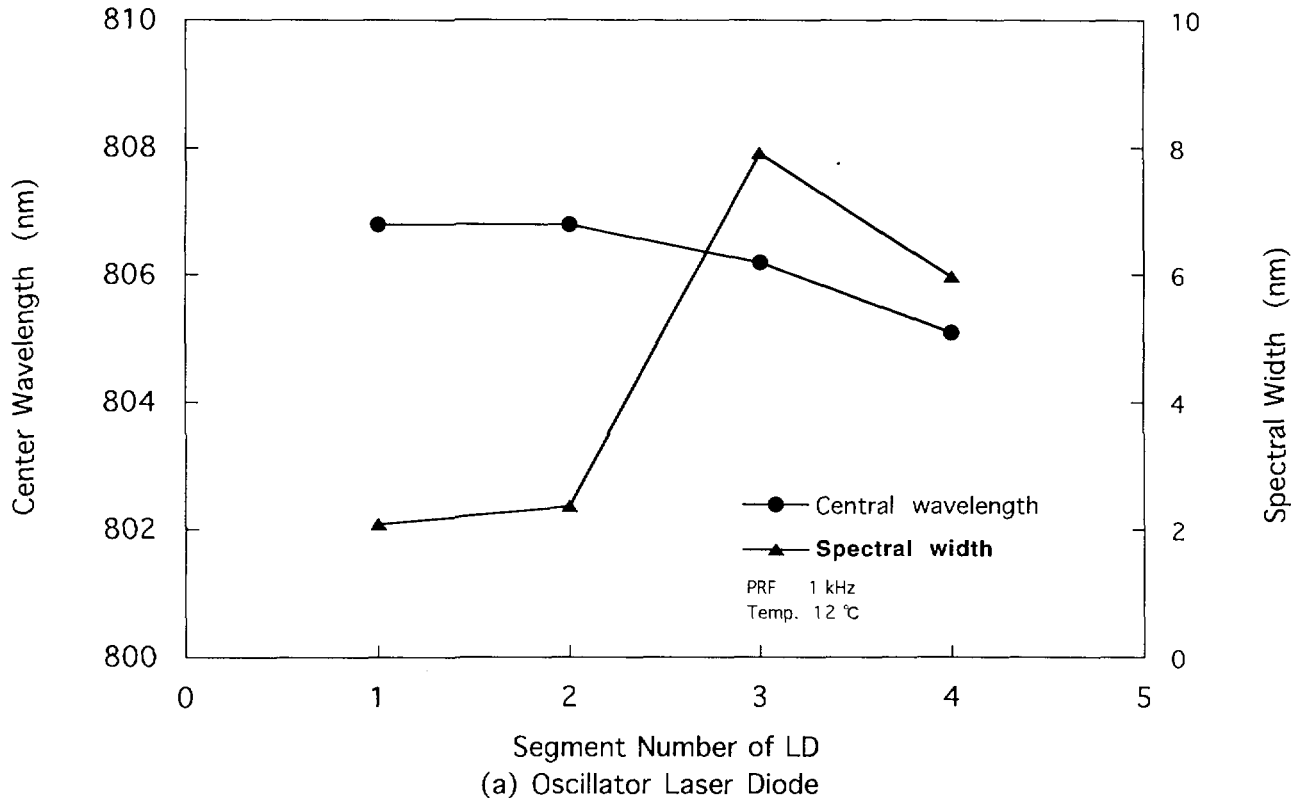
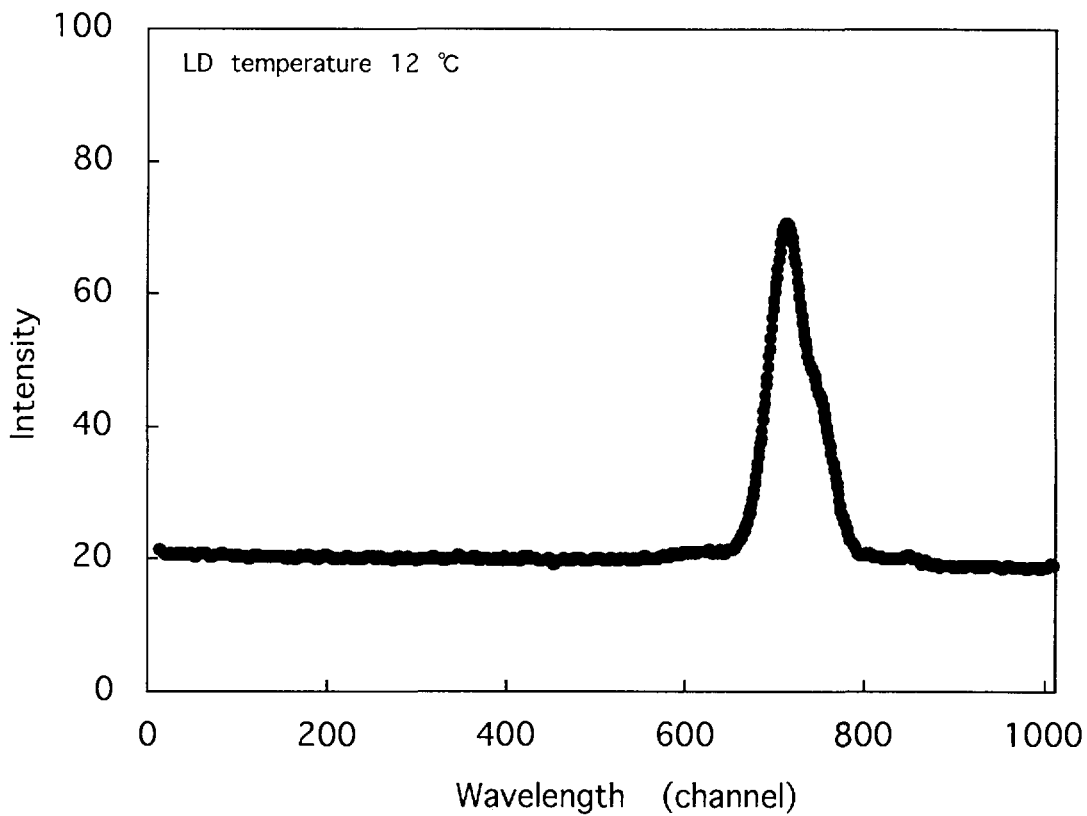
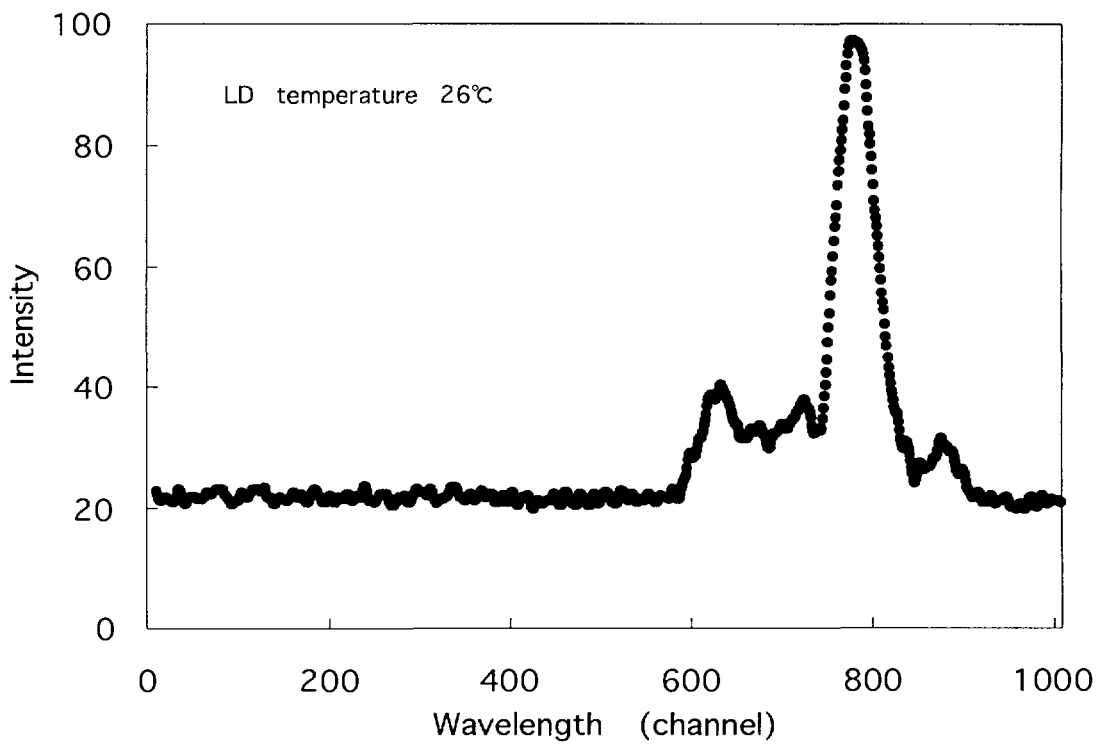


Fig.9 Center wavelength and spectral width of LD



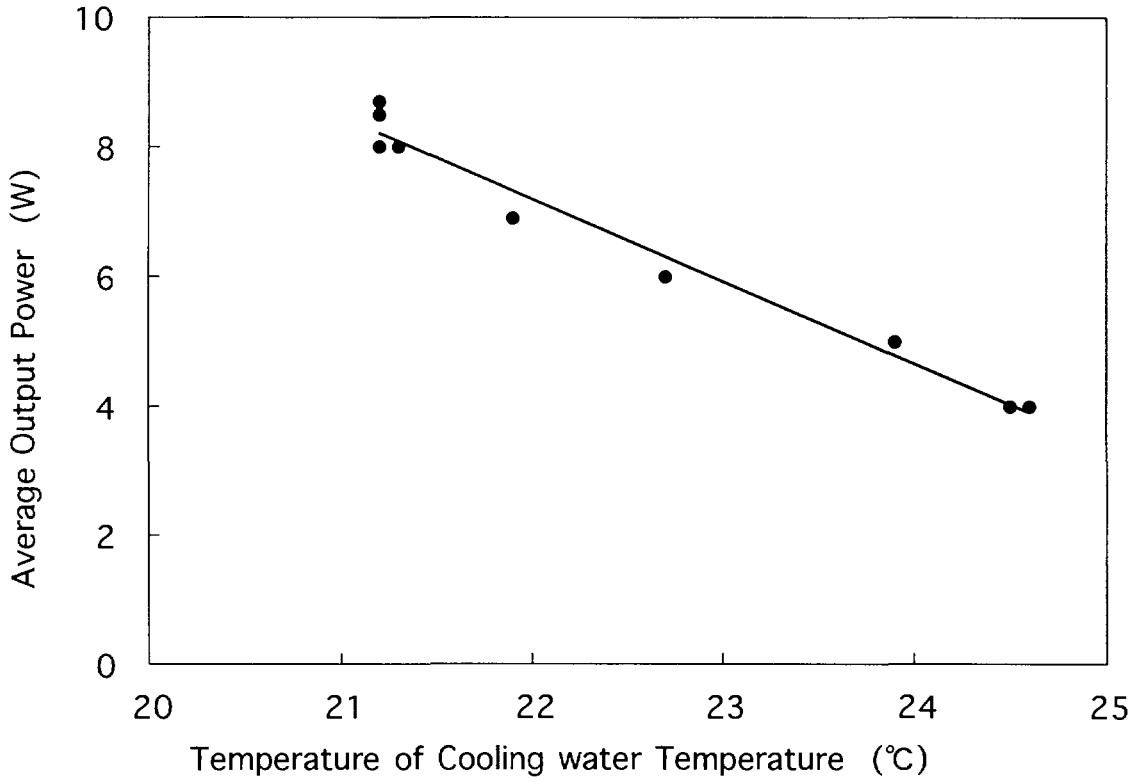
(a) Oscillator LD



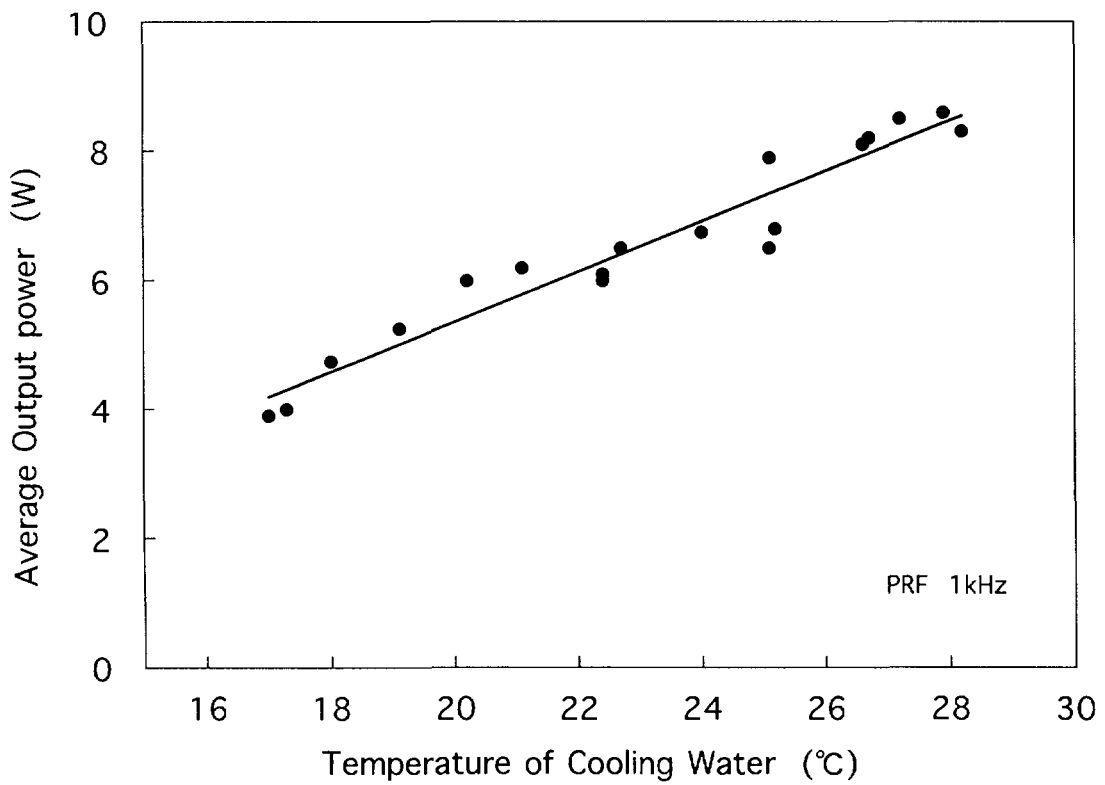
(b) Amplifier LD

Fig.10 Spectrum of laser diode





(a) Oscillator



(b) Amplifier laser head with cavity mirrors

Fig.11 Average output power of oscillator and amplifier laser head

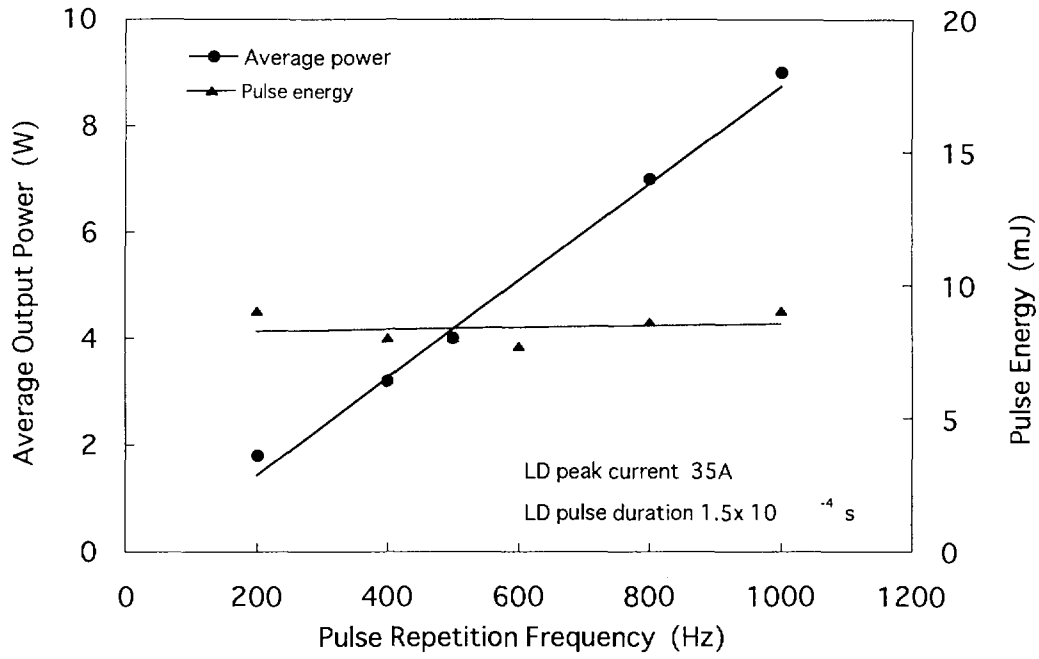


Fig.12 Average output power and pulser energy of Nd:YAG laser oscillator

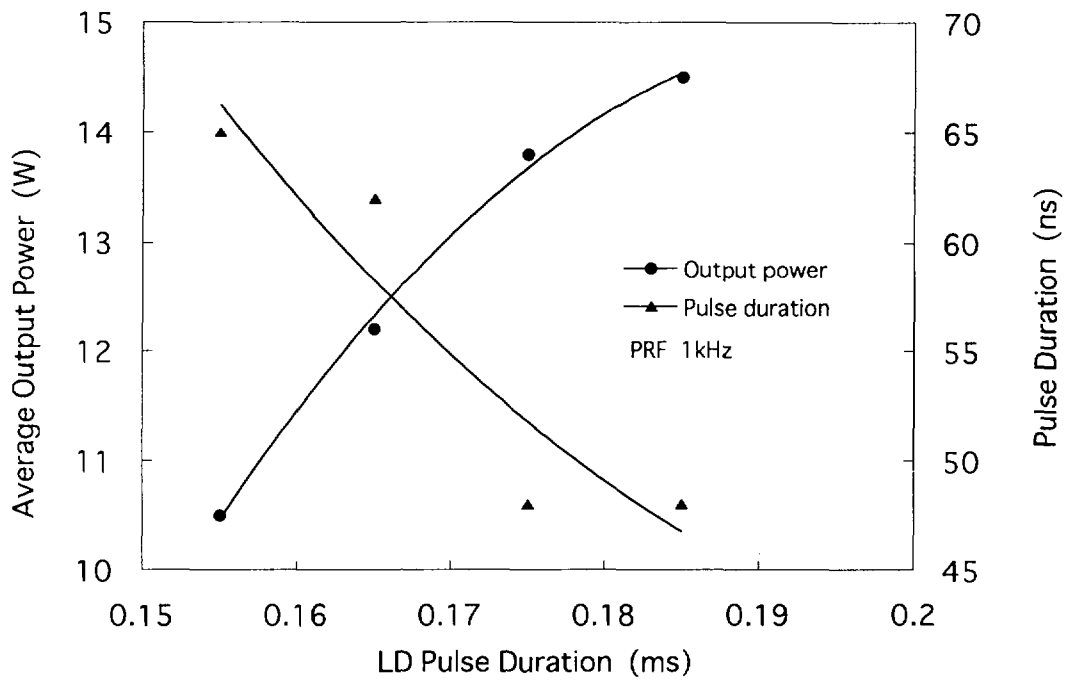
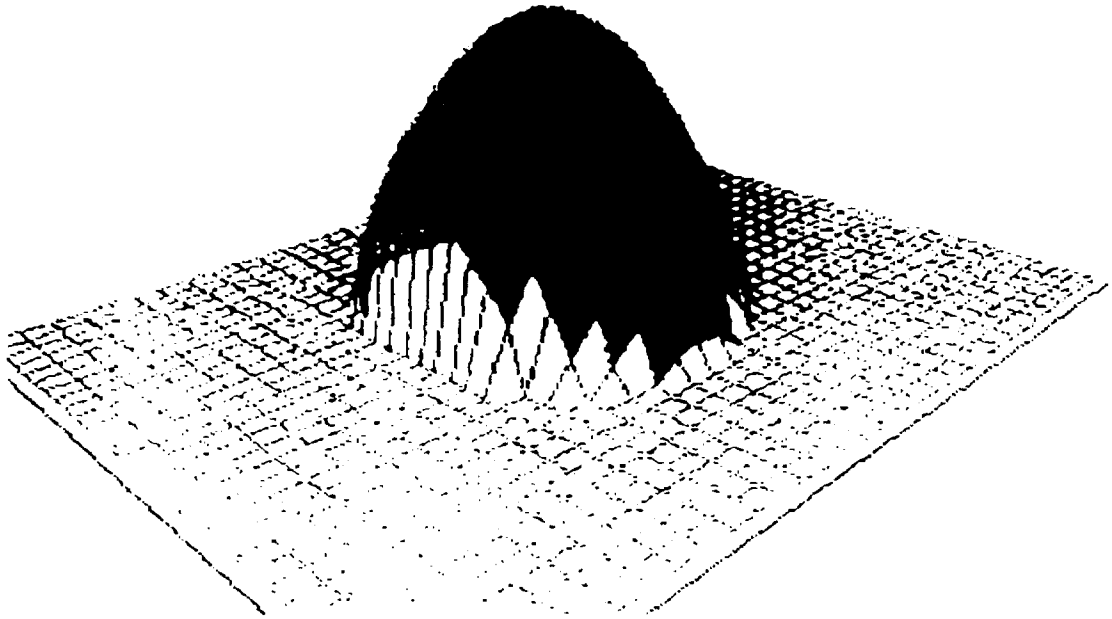
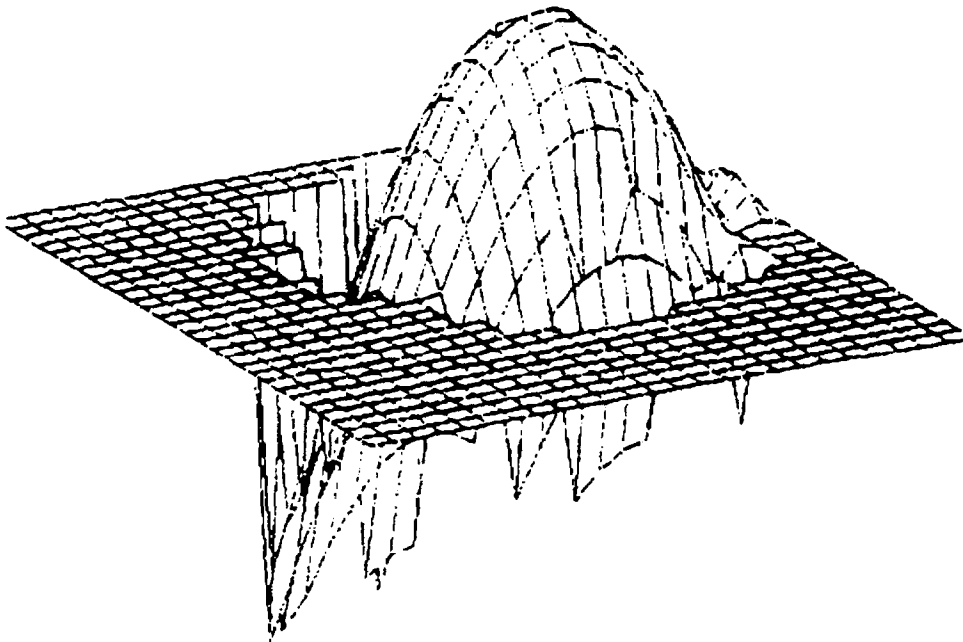


Fig.13 Average output power and pulse duration of Nd:YAG laser oscillator



(a) Wavefront measured by Shearing interferometer



(b) Wavefront measured by Shack-Hartmann sensor

Fig.1 4 Wavefront profile of oscillator laser beam measured by different types of interferometers

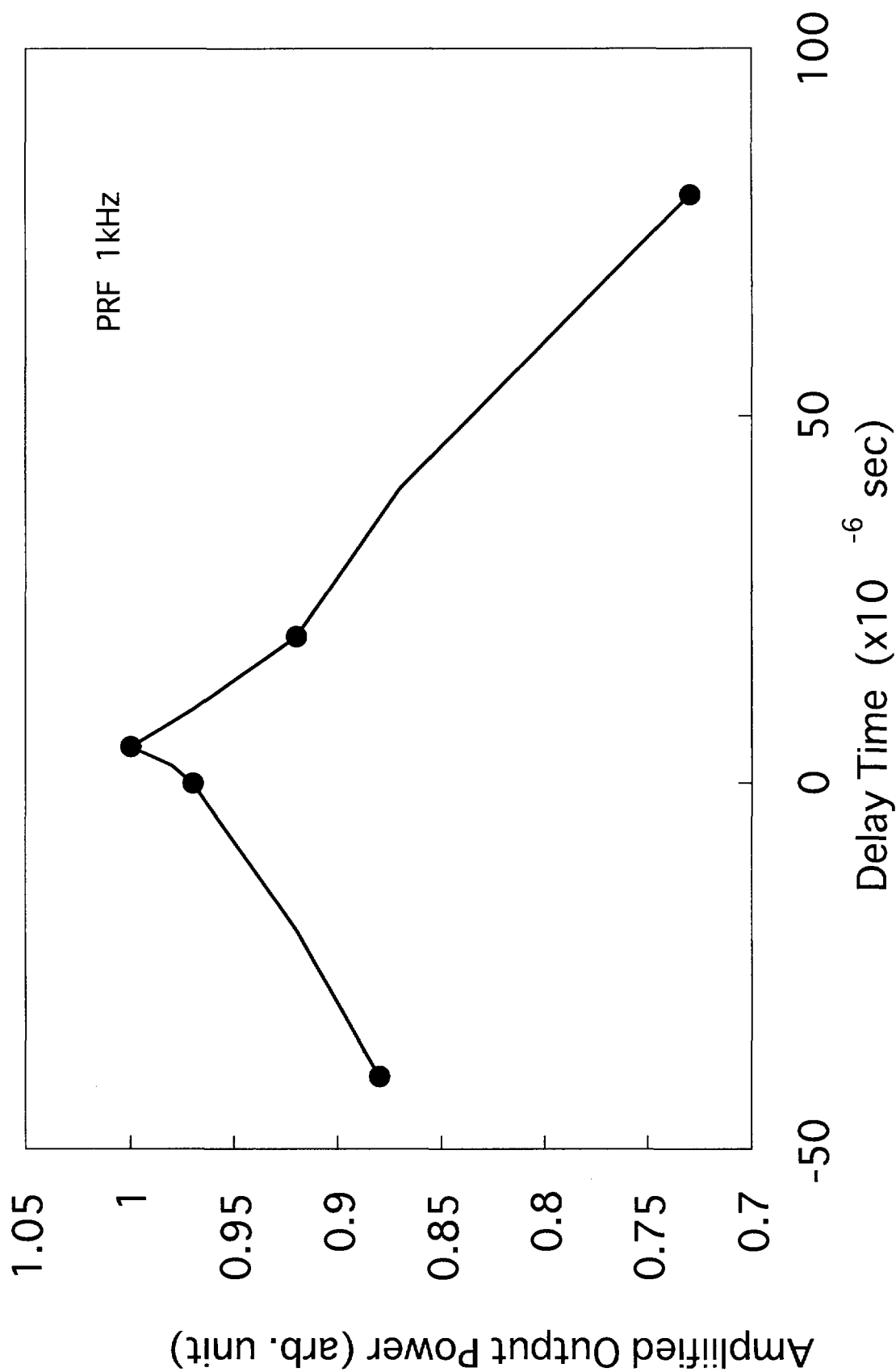
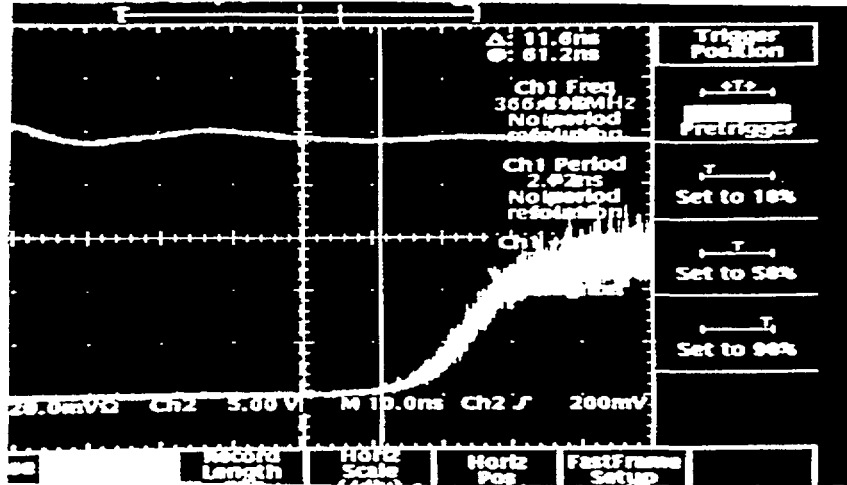
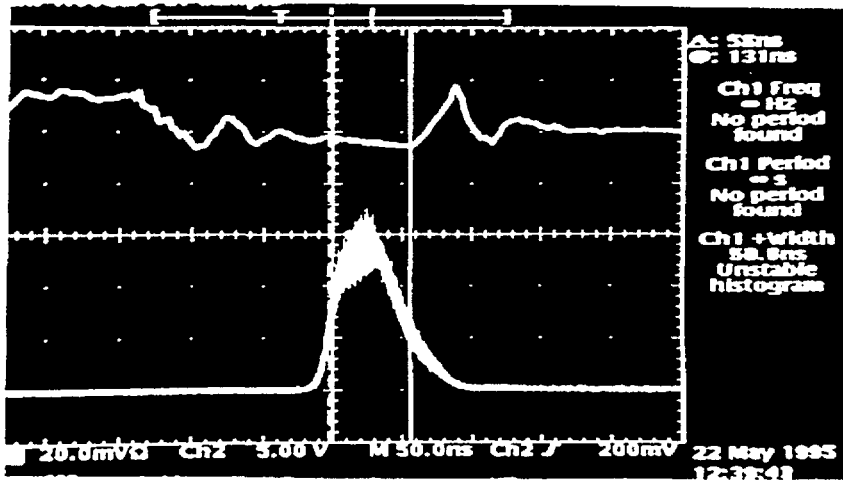


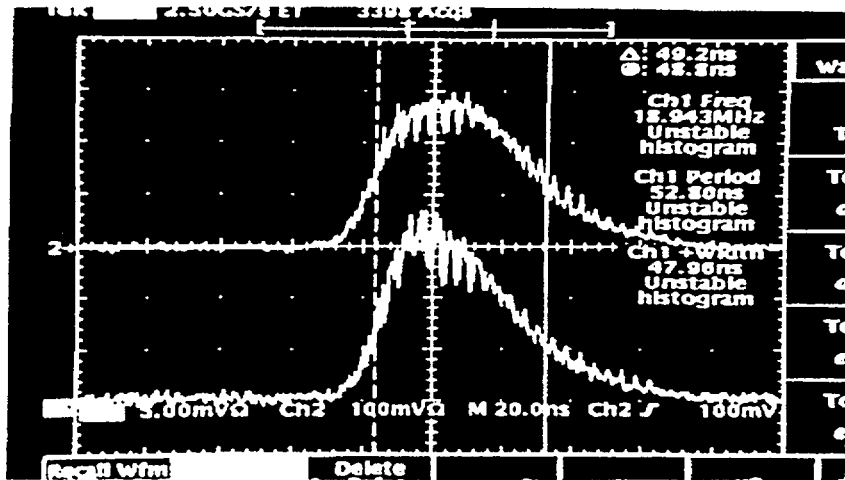
Fig. 15 Amplified output power as a function of delay time



(a) Jitter of oscillator laser pulse



(b) Oscillator laser pulse shape



(c) Oscillator and amplifier laser pulse shape

Fig.16 Pulse shape of Nd:YAG MOPA system

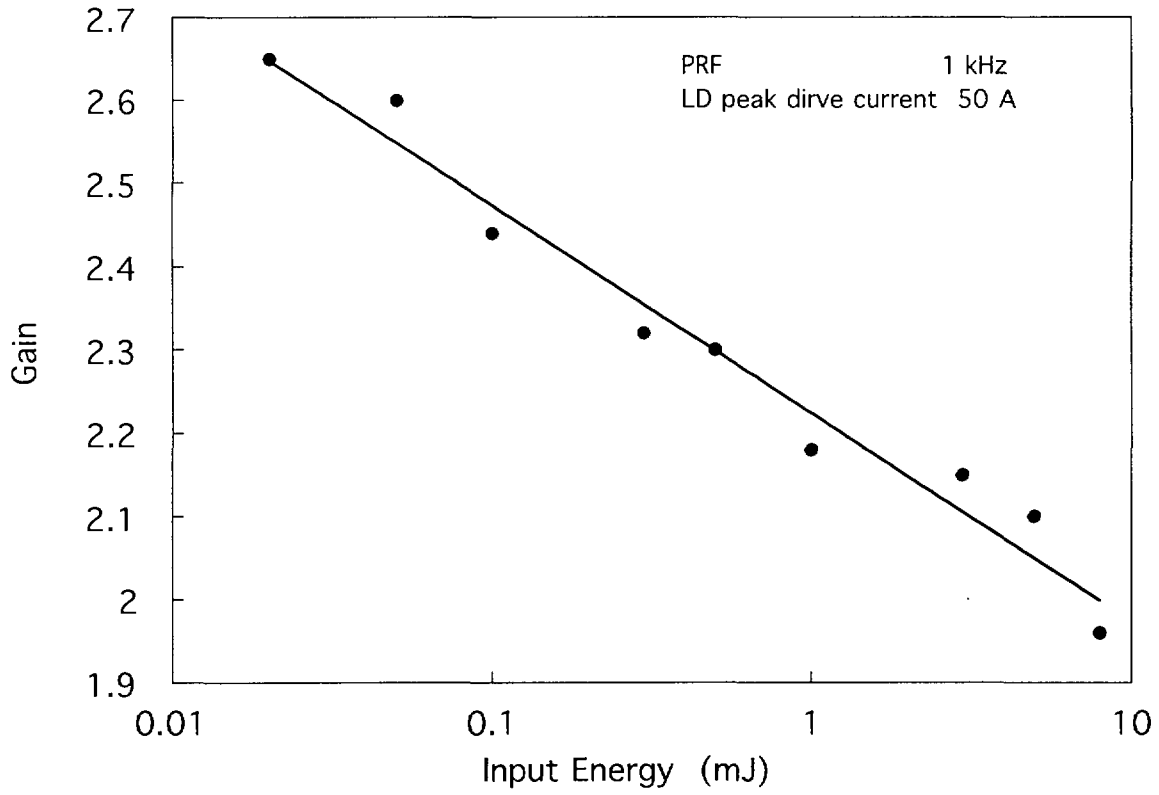


Fig.17 Gain of Nd:YAG amplifier

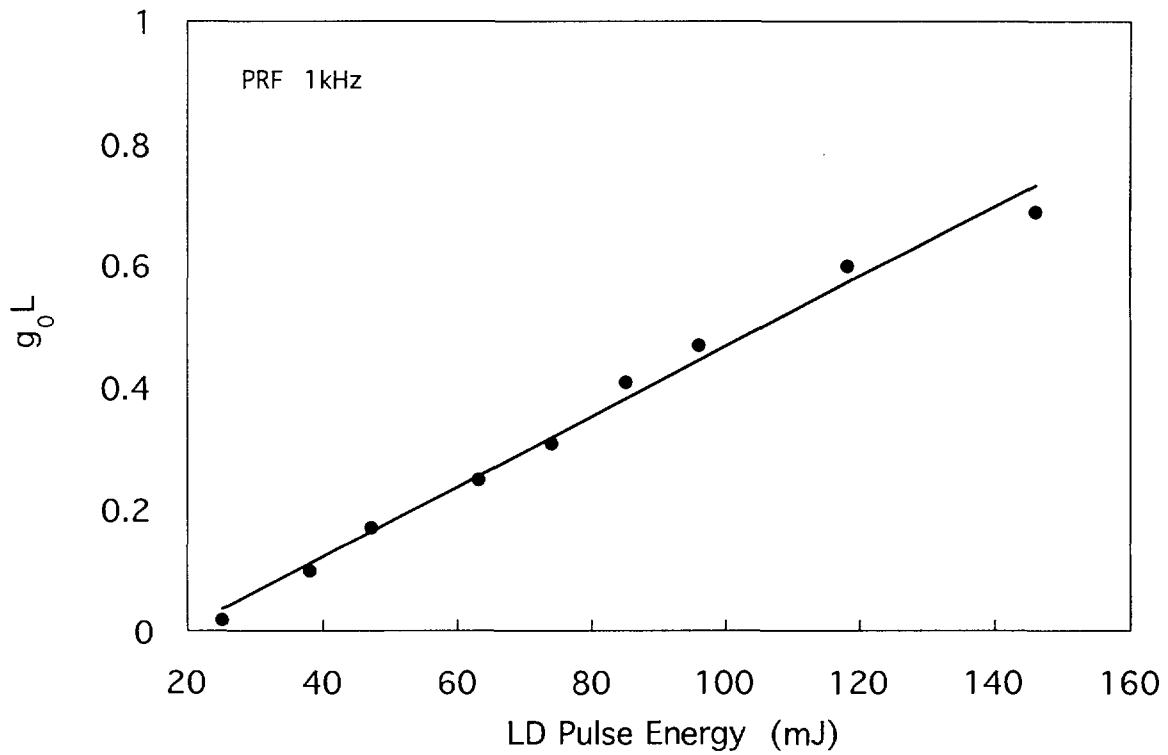


Fig.18  $g_0 L$  as a function of LD pulse energy

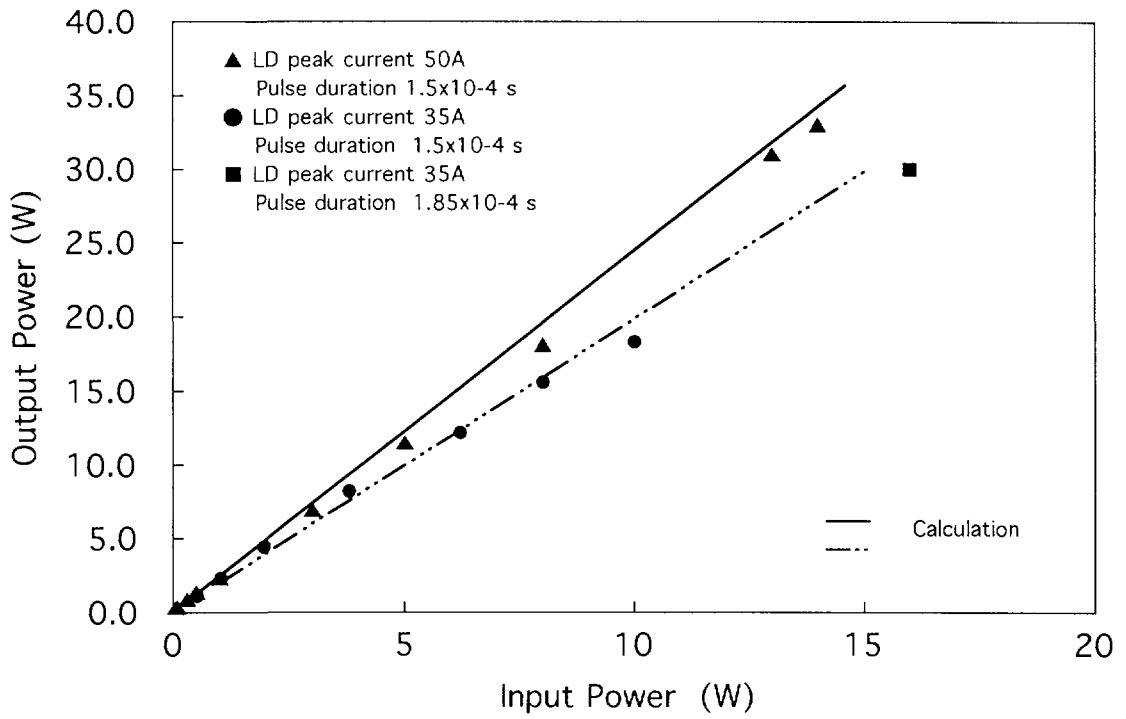


Fig.19 Output power of Nd:YAG laser with different LD peak current

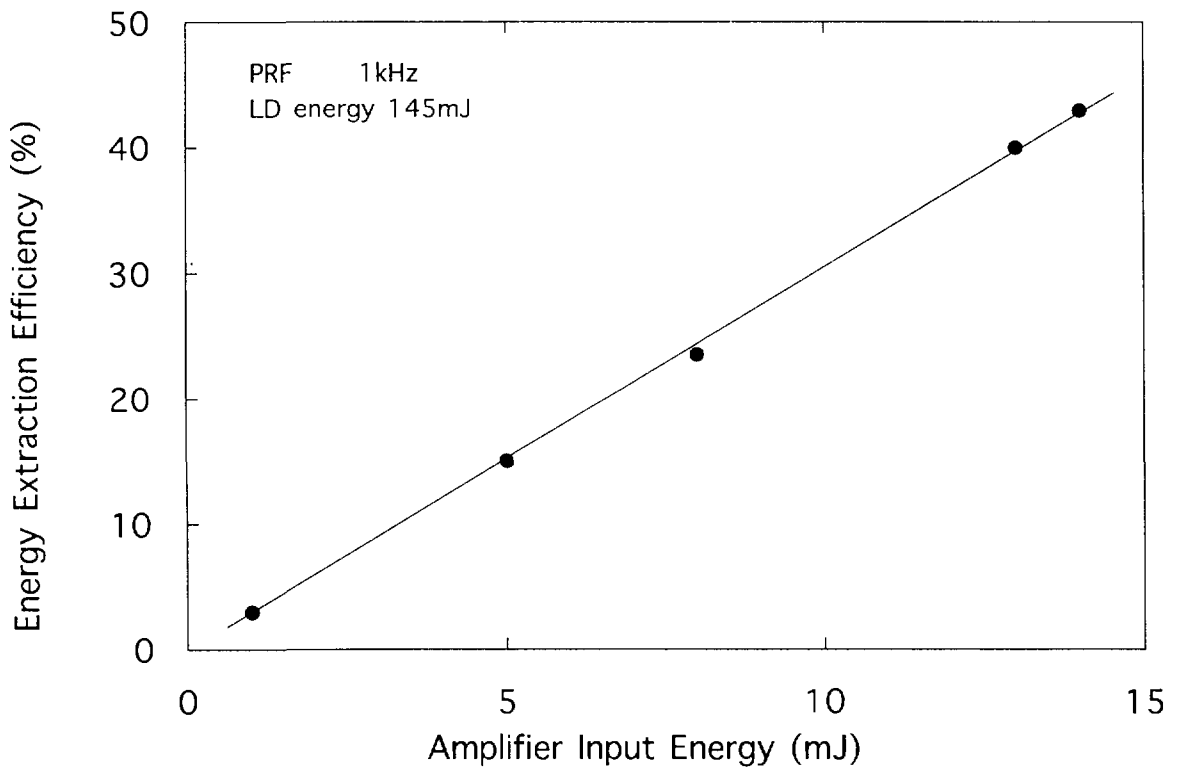
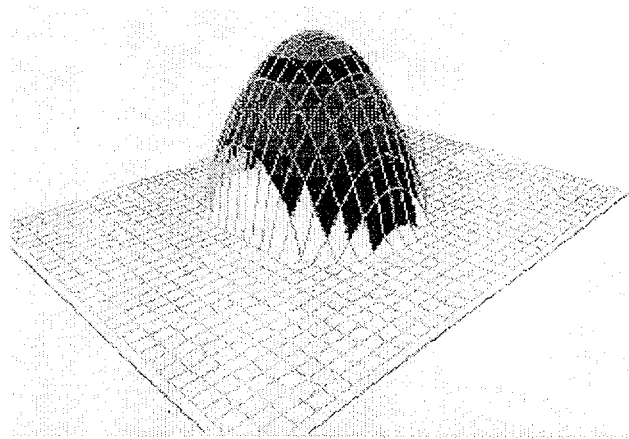
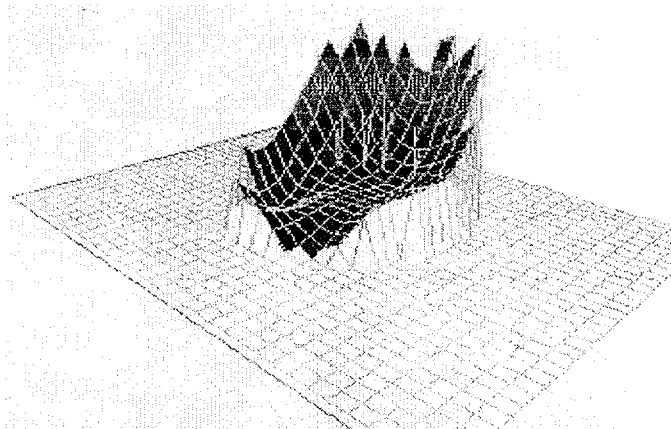


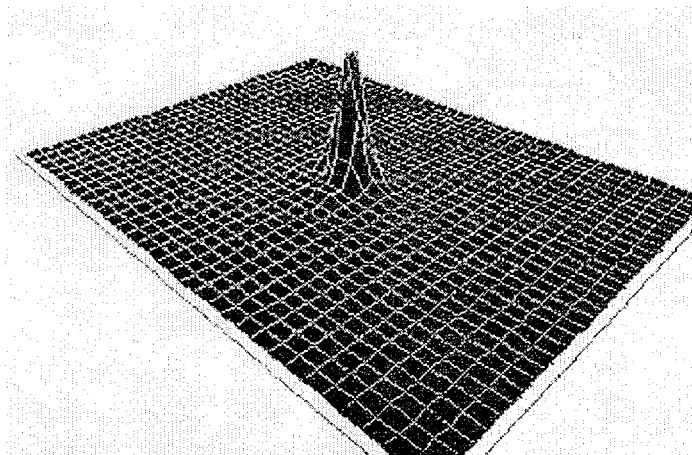
Fig.20 Energy extraction efficiency of YAG laser amplifier



(a) Wavefront of the laser beam



(b) Wavefront from which defocus component is removed



(c) Far field pattern of the laser beam

Fig.21 Wavefront and far field pattern of Nd:YAG laser



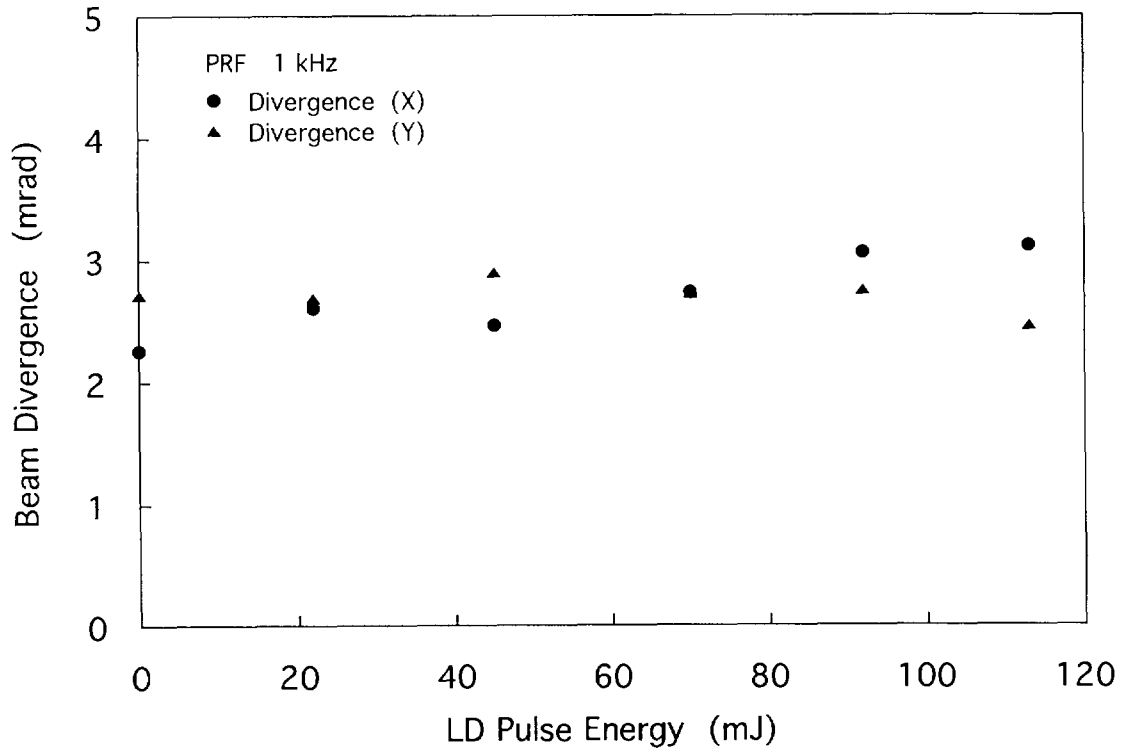


Fig.22 Beam divergence as a function of LD energy

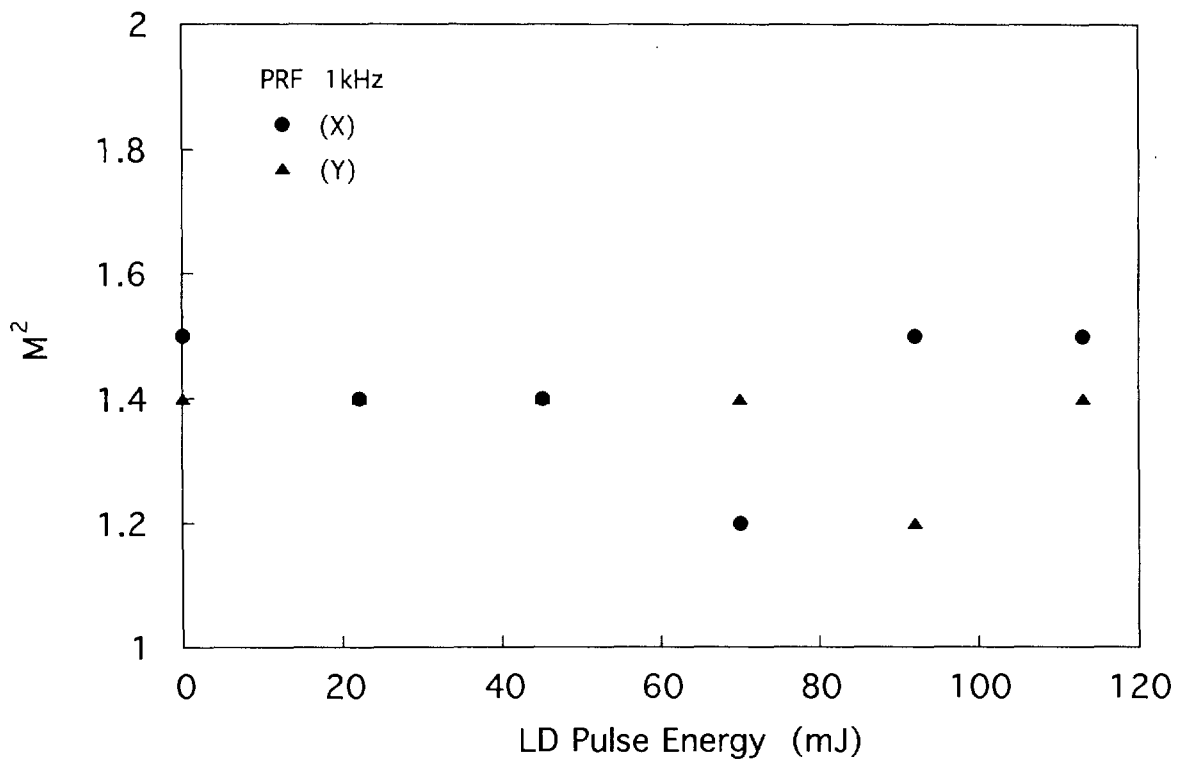


Fig.23  $M^2$  as a function of LD pulse energy

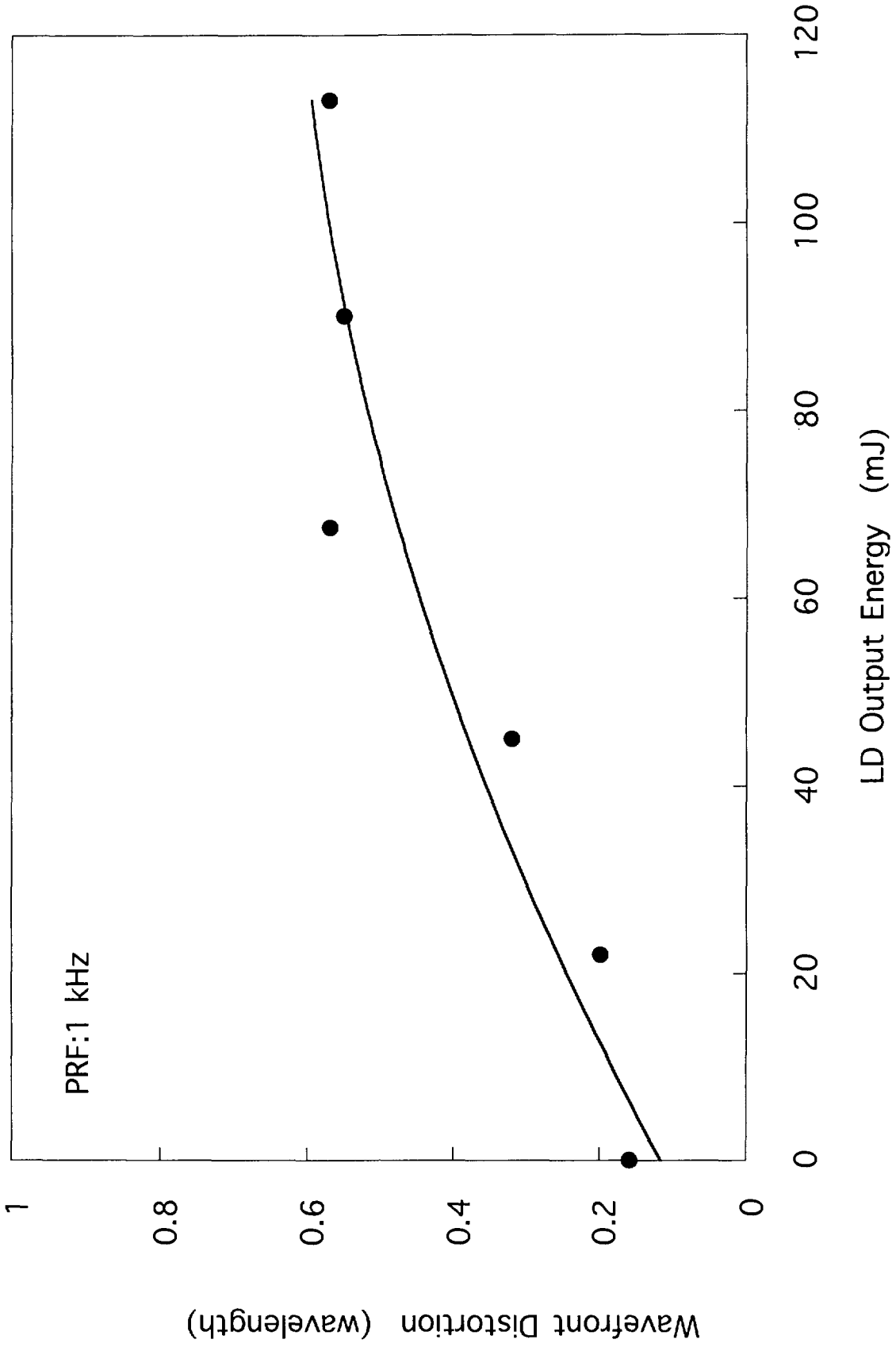


Fig.24 Dependence of wavefront distortion on LD output energy

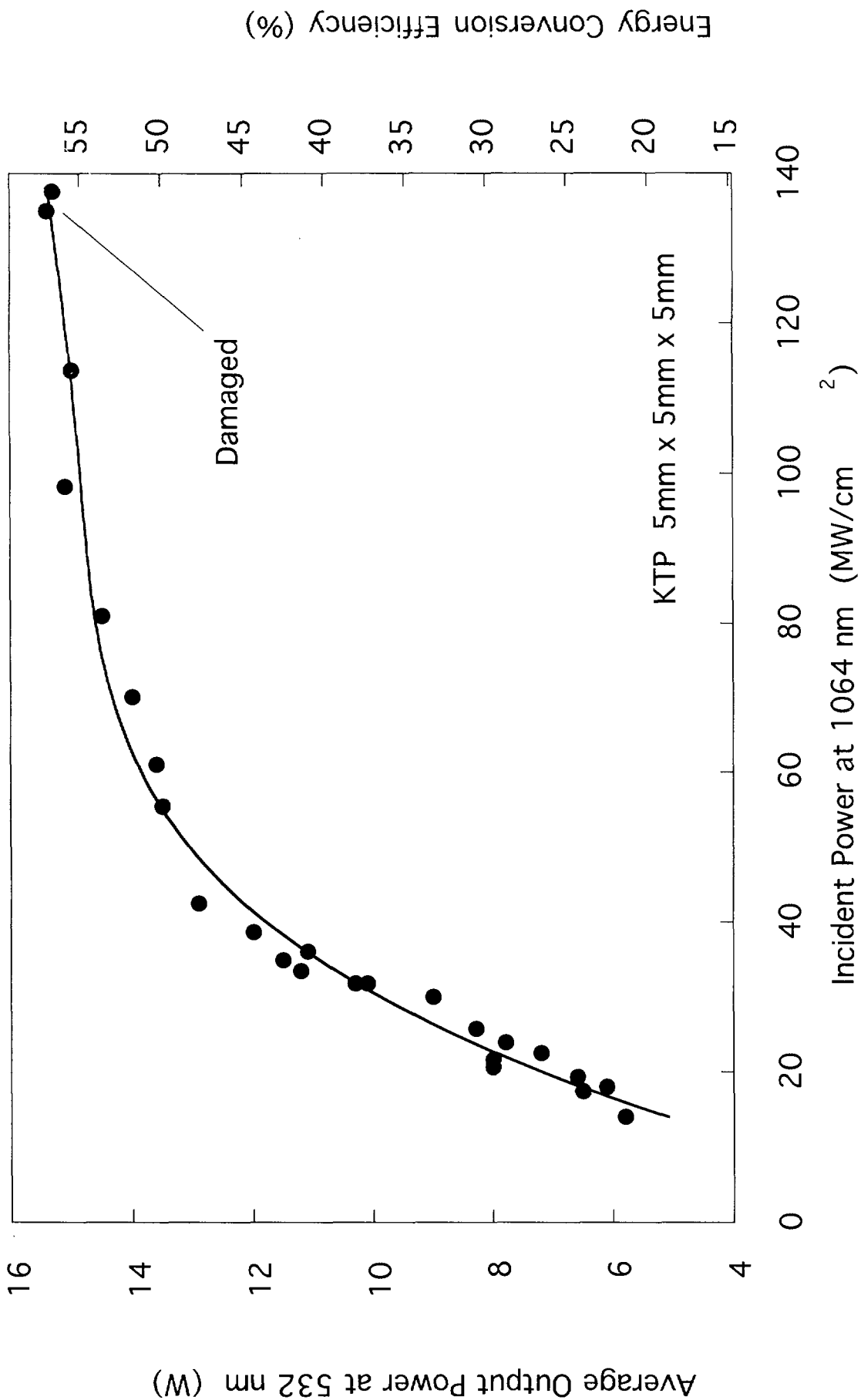
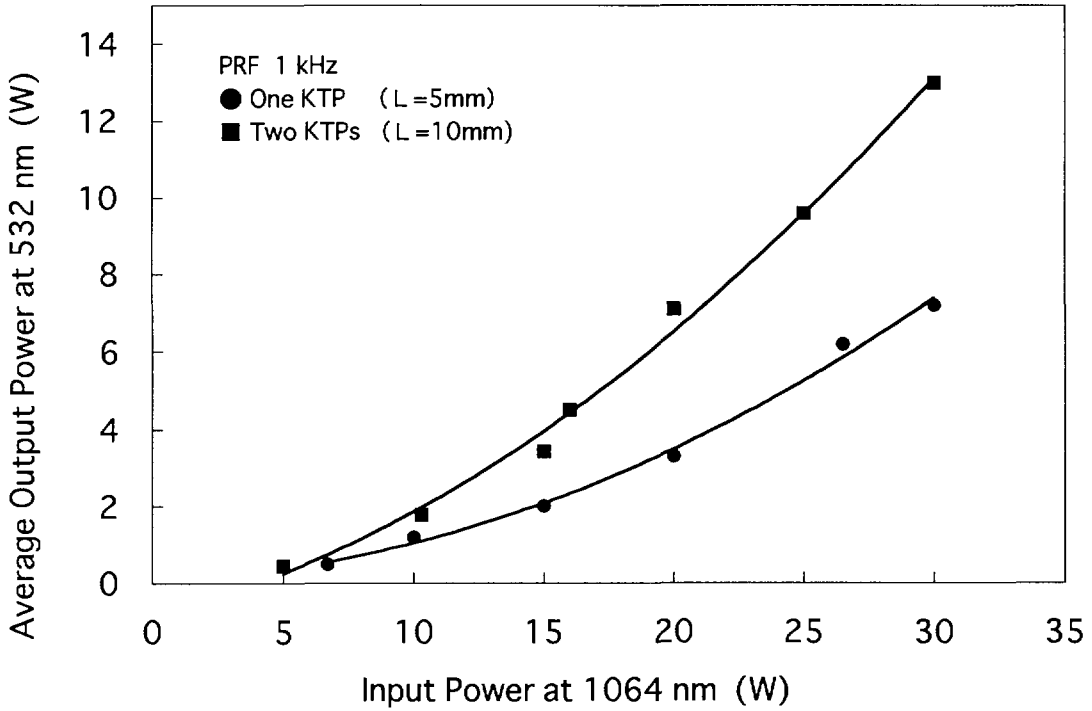
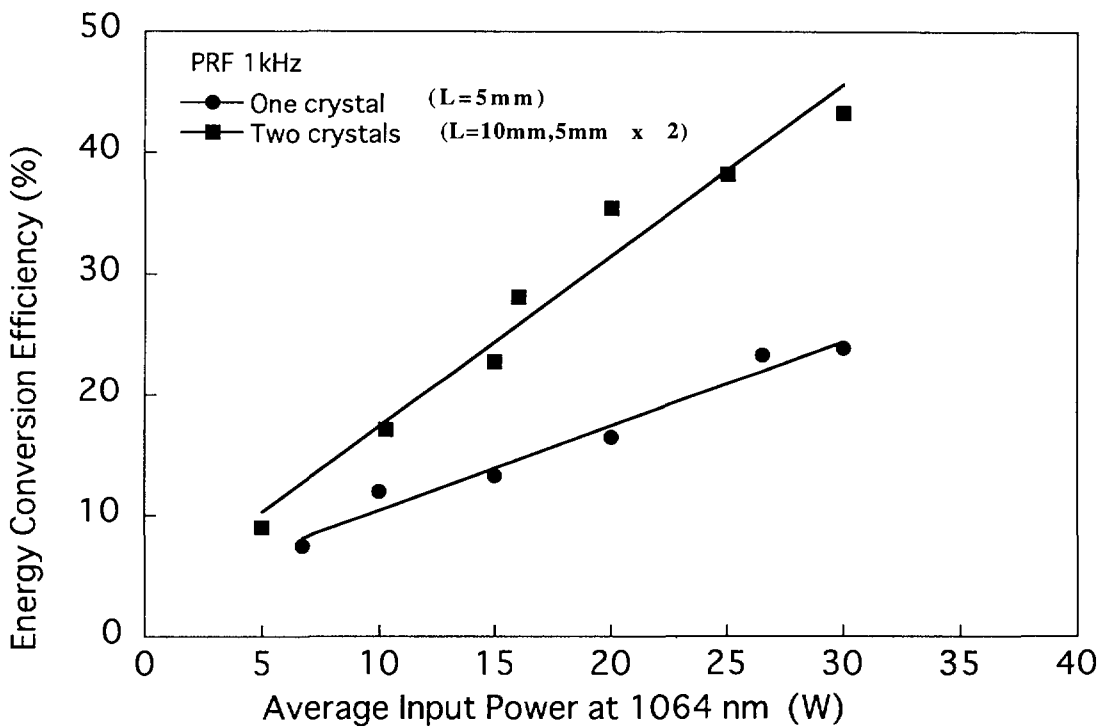


Fig.2.5 Average power and energy conversion efficiency



(a) Average output power at 532 nm



(b) Energy conversion efficiency

Fig.26 Average power and conversion efficiency with one and two KTP crystals

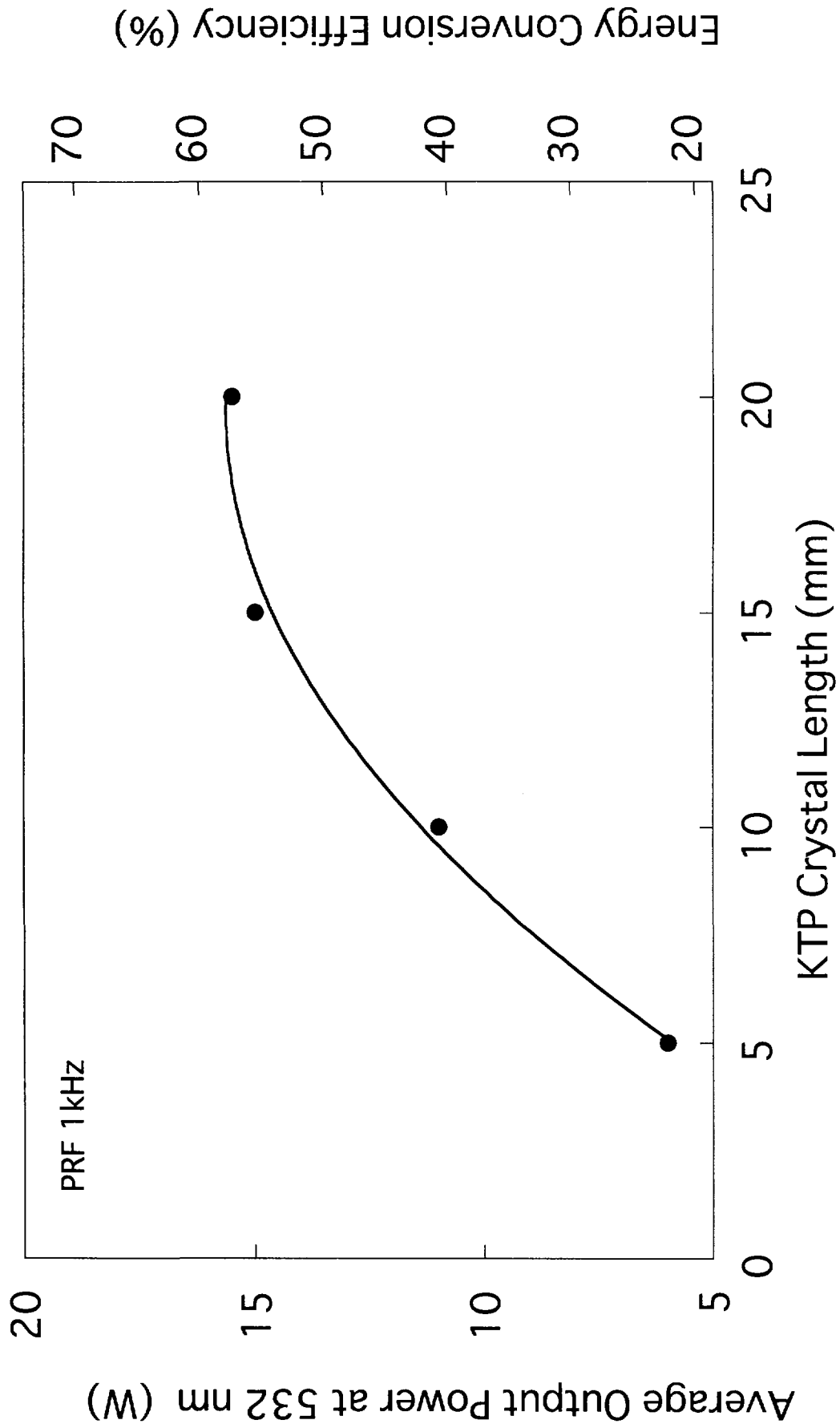
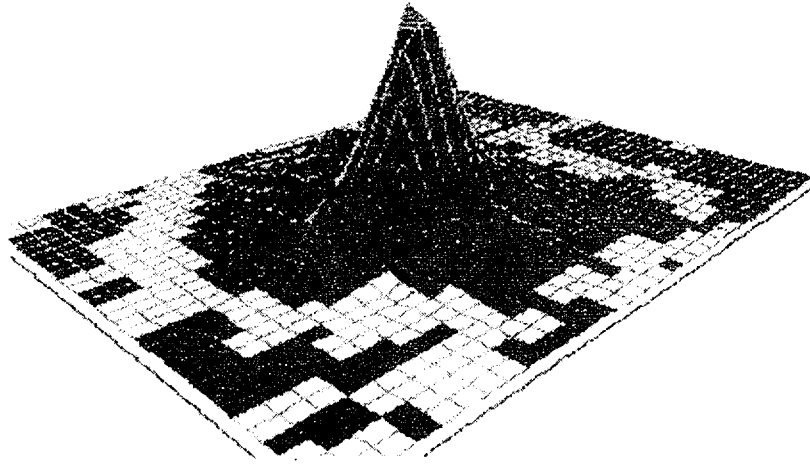
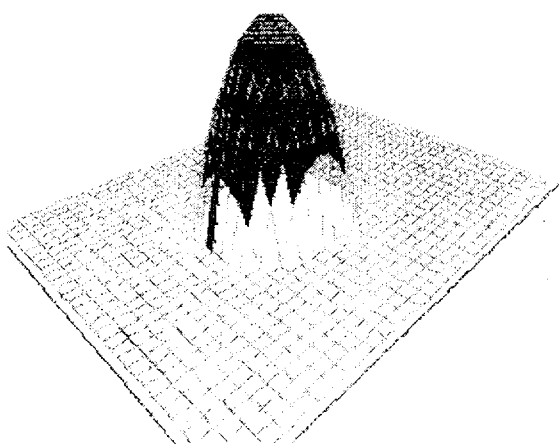


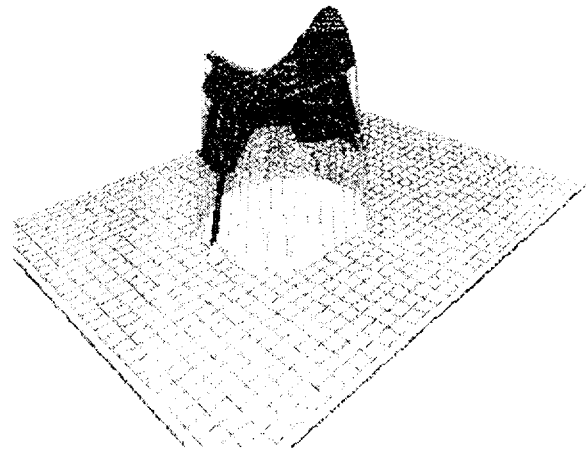
Fig.27 Average power and energy conversion efficiency at 532 nm



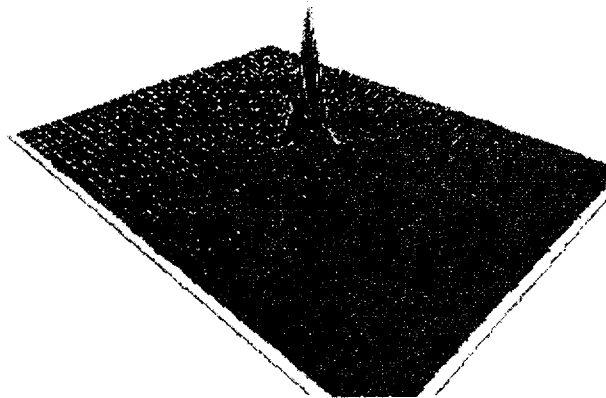
Intensity Profile



Wavefront  
( $3\lambda$ )



Wavefront without defocus  
( $0.2\lambda$ )



Far field pattern

Fig. 28 Laser beam parameter of second harmonic

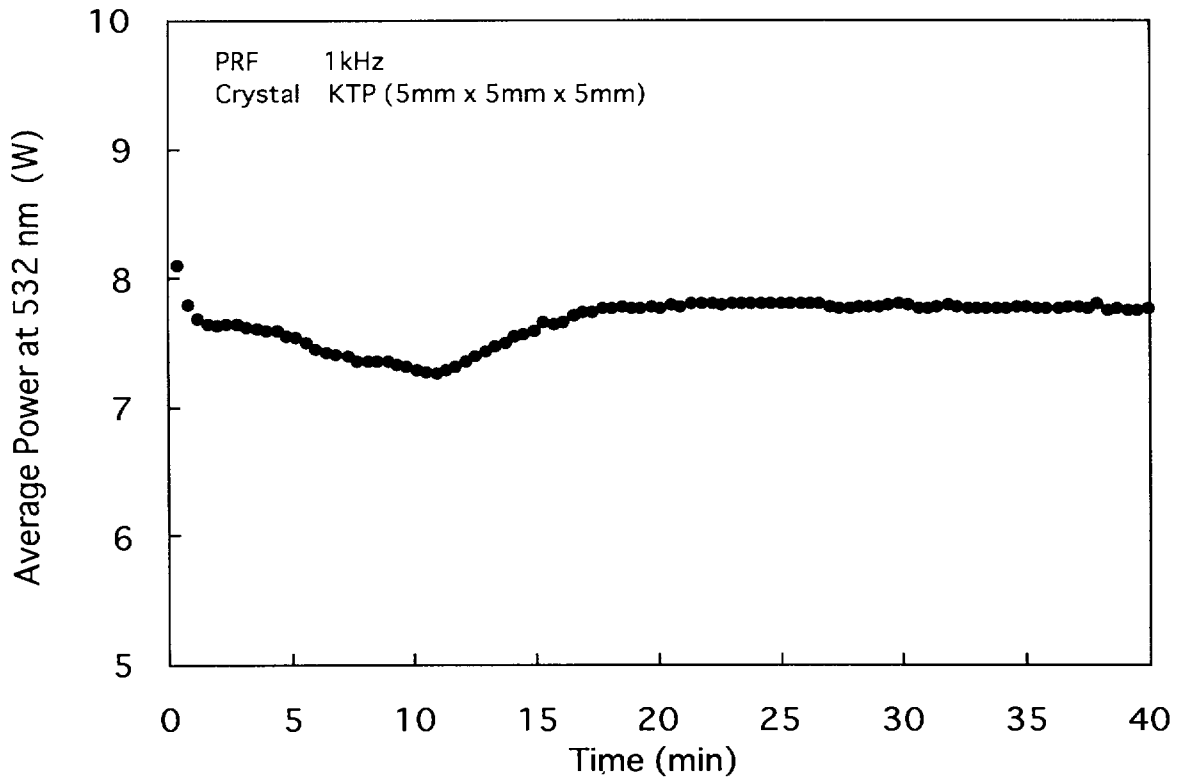


Fig.29 Long term output power stability

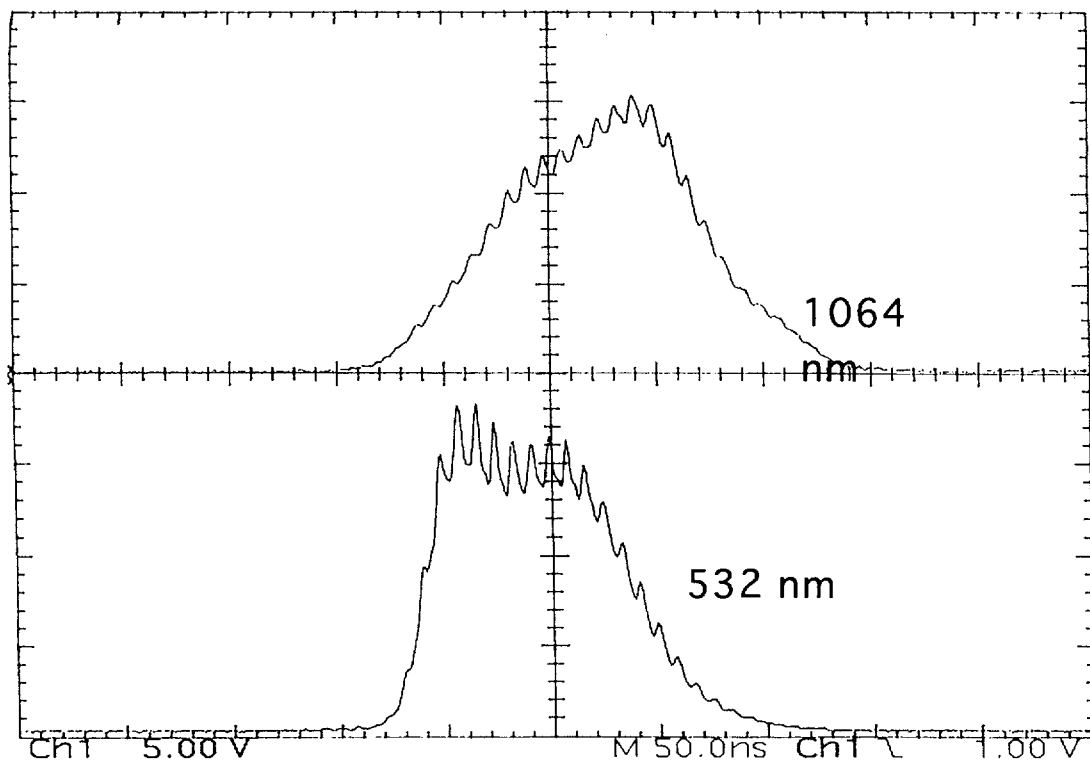


Fig.30 Pulse shapes of fundamental and second harmonic

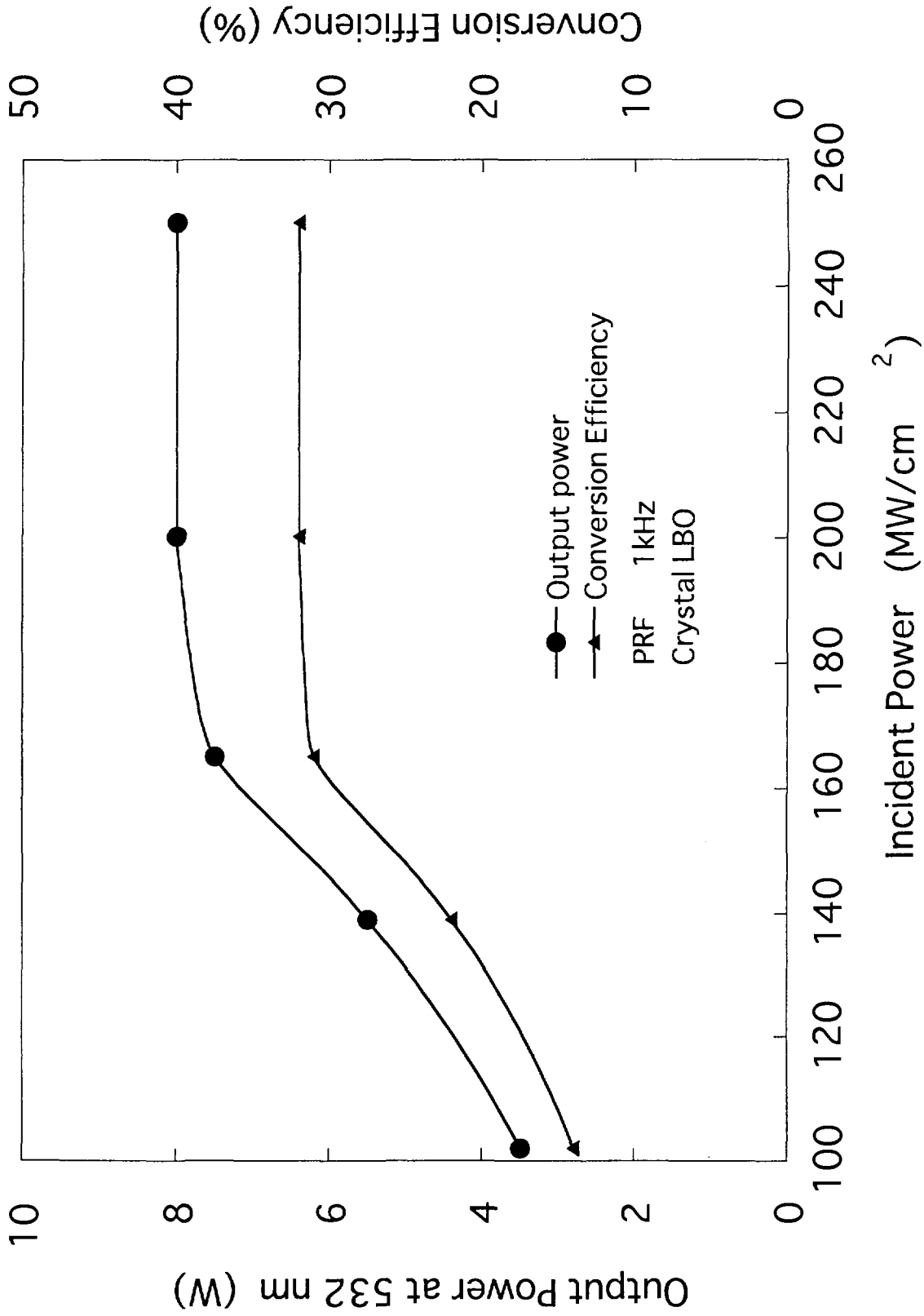


Fig.31 Average output power and conversion efficiency by LBO crystal



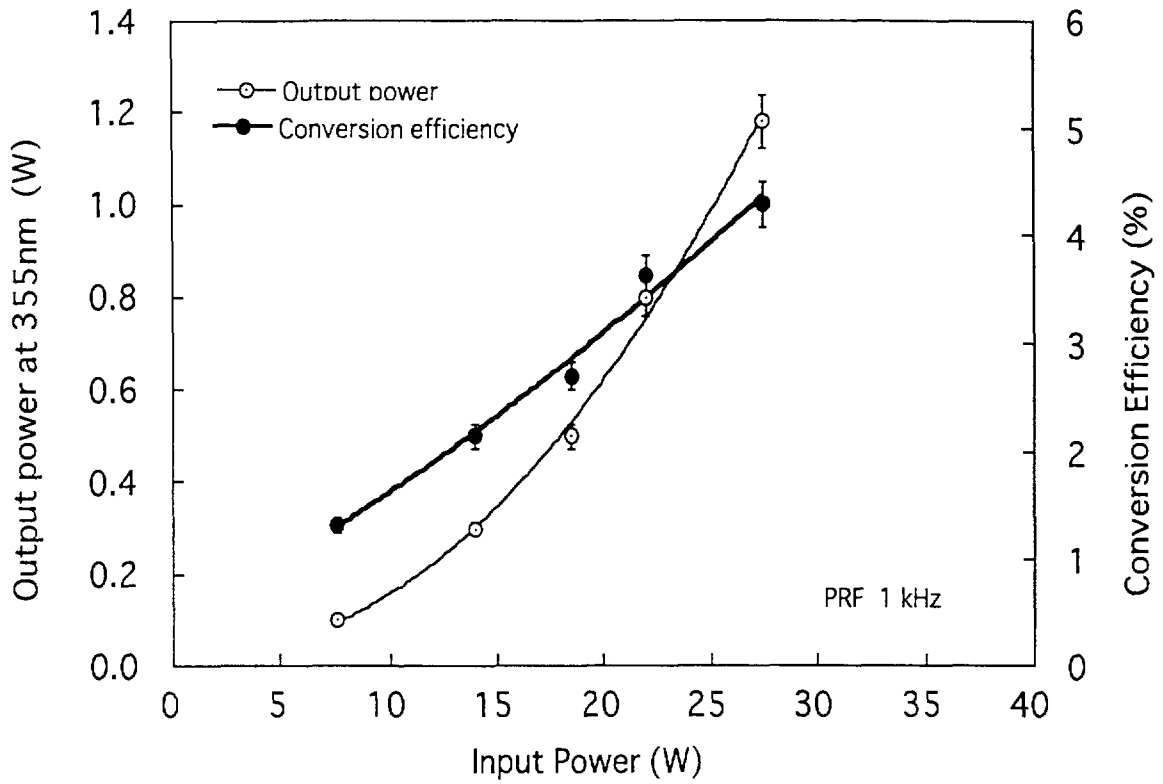


Fig.32 Output power and conversion efficiency of third harmonic

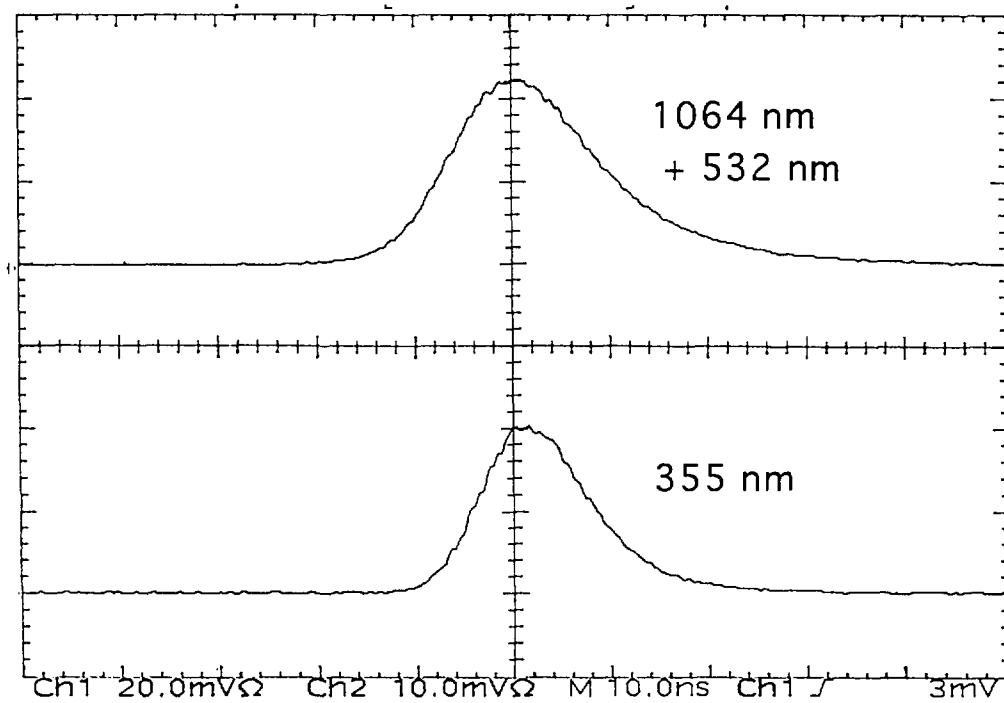


Fig.33 Pulse shapes of input and output laser radiation

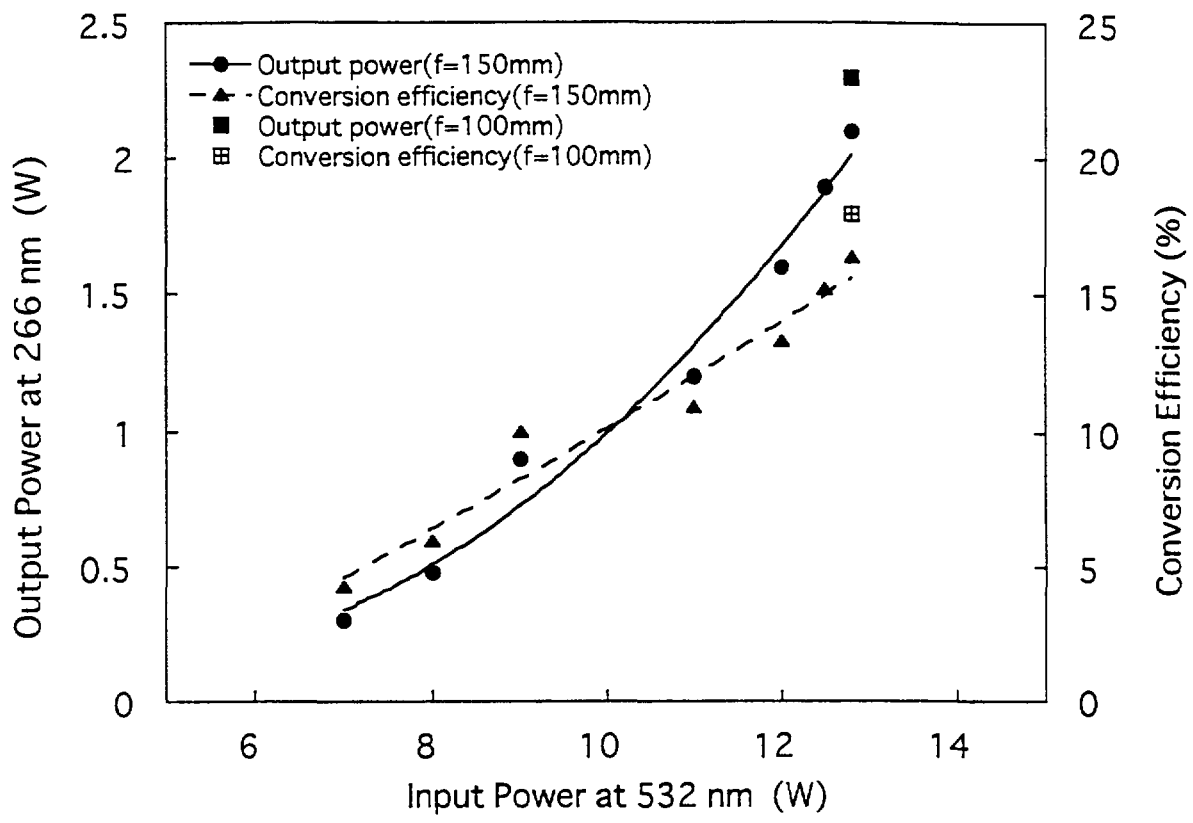


Fig.34 Average output power and conversion efficiency at 266 nm

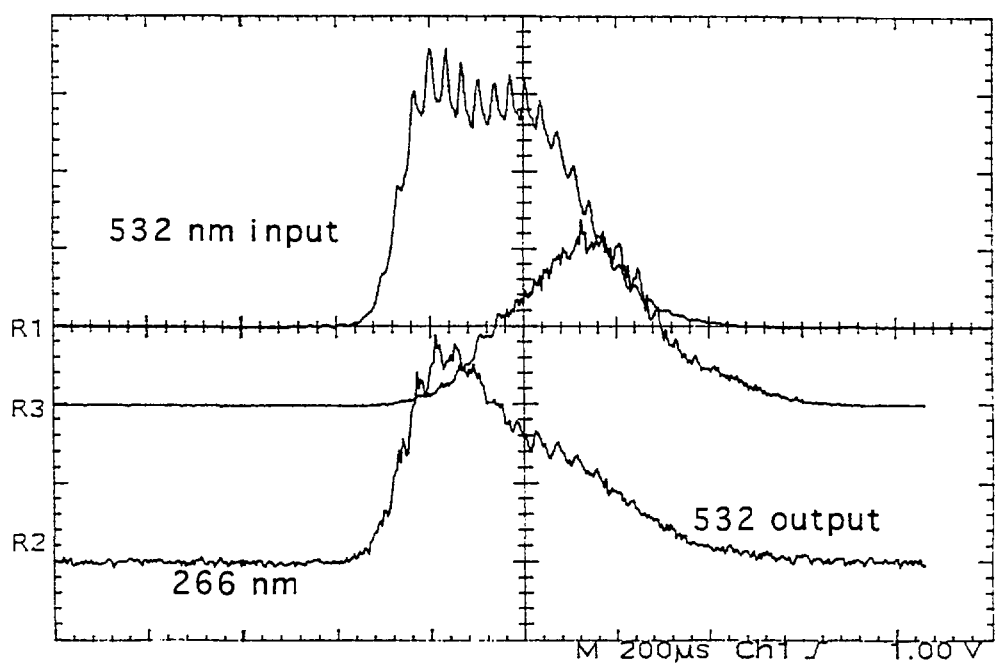


Fig.35 Pulse shape of fourth harmonic

# 国際単位系 (SI) と換算表

表1 SI基本単位および補助単位

量	名称	記号
長さ	メートル	m
質量	キログラム	kg
時間	秒	s
電流	アンペア	A
熱力学温度	ケルビン	K
物質質量	モル	mol
光度	カンデラ	cd
平面角	ラジアン	rad
立体角	ステラジアン	sr

表3 固有の名称をもつSI組立単位

量	名称	記号	他のSI単位による表現
周波数	ヘルツ	Hz	s <sup>-1</sup>
力	ニュートン	N	m·kg/s <sup>2</sup>
圧力、応力	パスカル	Pa	N/m <sup>2</sup>
エネルギー、仕事、熱量	ジュール	J	N·m
工率、放射束	ワット	W	J/s
電気量、電荷	クーロン	C	A·s
電位、電圧、起電力	ボルト	V	W/A
静電容量	ファラド	F	C/V
電気抵抗	オーム	Ω	V/A
コンダクタンス	ジーメンズ	S	A/V
磁束密度	ウェーバ	Wb	V·s
磁束	テスラ	T	Wb/m <sup>2</sup>
インダクタンス	ヘンリー	H	Wb/A
セルシウス温度	セルシウス度	°C	
光度	ルーメン	lm	cd·sr
照射度	ルクス	lx	lm/m <sup>2</sup>
放射能	ベクレル	Bq	s <sup>-1</sup>
吸収線量	グレイ	Gy	J/kg
線量当量	シーベルト	Sv	J/kg

表2 SIと併用される単位

名称	記号
分、時、日	min, h, d
度、分、秒	°, ', "
リットル	l, L
トン	t
電子ボルト	eV
原子質量単位	u

1 eV = 1.60218 × 10<sup>-19</sup> J

1 u = 1.66054 × 10<sup>-27</sup> kg

表4 SIと共に暫定的に維持される単位

名称	記号
オングストローム	Å
バーン	b
バル	bar
ガリ	Gal
キュリー	Ci
レントゲン	R
ラド	rad
レム	rem

1 Å = 0.1 nm = 10<sup>-10</sup> m

1 b = 100 fm<sup>2</sup> = 10<sup>-28</sup> m<sup>2</sup>

1 bar = 0.1 MPa = 10<sup>5</sup> Pa

1 Gal = 1 cm/s<sup>2</sup> = 10<sup>-2</sup> m/s<sup>2</sup>

1 Ci = 3.7 × 10<sup>10</sup> Bq

1 R = 2.58 × 10<sup>-4</sup> C/kg

1 rad = 1 cGy = 10<sup>-2</sup> Gy

1 rem = 1 cSv = 10<sup>-2</sup> Sv

表5 SI接頭語

倍数	接頭語	記号
10 <sup>18</sup>	エクサ	E
10 <sup>15</sup>	ペタ	P
10 <sup>12</sup>	テラ	T
10 <sup>9</sup>	ギガ	G
10 <sup>6</sup>	メガ	M
10 <sup>3</sup>	キロ	k
10 <sup>2</sup>	ヘクト	h
10 <sup>1</sup>	デカ	da
10 <sup>-1</sup>	デシ	d
10 <sup>-2</sup>	センチ	c
10 <sup>-3</sup>	ミリ	m
10 <sup>-6</sup>	マイクロ	μ
10 <sup>-9</sup>	ナノ	n
10 <sup>-12</sup>	ピコ	p
10 <sup>-15</sup>	フェムト	f
10 <sup>-18</sup>	アト	a

(注)

- 表1-5は「国際単位系」第5版、国際度量衡局1985年刊行による。ただし、1 eV および1 uの値はCODATAの1986年推奨値によった。
- 表4には海里、ノット、アール、ヘクタールも含まれているが日常の単位なのでここでは省略した。
- barは、JISでは流体の圧力を表わす場合に限り表2のカテゴリーに分類されている。
- EC閣僚理事会指令ではbar、barnおよび「血圧の単位」mmHgを表2のカテゴリーに入れている。

## 換算表

力	N (=10 <sup>5</sup> dyn)	kgf	lbf
	1	0.101972	0.224809
	9.80665	1	2.20462
	4.44822	0.453592	1

粘度 1 Pa·s (N·s/m<sup>2</sup>) = 10 P (ポアズ) (g/(cm·s))

動粘度 1 m<sup>2</sup>/s = 10<sup>4</sup> St (ストークス) (cm<sup>2</sup>/s)

圧	MPa (=10 bar)	kgf/cm <sup>2</sup>	atm	mmHg (Torr)	lbf/in <sup>2</sup> (psi)
	1	10.1972	9.86923	7.50062 × 10 <sup>3</sup>	145.038
力	0.0980665	1	0.967841	735.559	14.2233
	0.101325	1.03323	1	760	14.6959
	1.33322 × 10 <sup>-4</sup>	1.35951 × 10 <sup>-3</sup>	1.31579 × 10 <sup>-3</sup>	1	1.93368 × 10 <sup>-2</sup>
	6.89476 × 10 <sup>-3</sup>	7.03070 × 10 <sup>-2</sup>	6.80460 × 10 <sup>-2</sup>	51.7149	1

エネルギー・仕事・熱量	J (=10 <sup>7</sup> erg)	kgf·m	kW·h	cal (計量法)	Btu	ft·lbf	eV	1 cal = 4.18605 J (計量法)
	1	0.101972	2.77778 × 10 <sup>-7</sup>	0.238889	9.47813 × 10 <sup>-4</sup>	0.737562	6.24150 × 10 <sup>16</sup>	= 4.184 J (熱化学)
	9.80665	1	2.72407 × 10 <sup>-6</sup>	2.34270	9.29487 × 10 <sup>-3</sup>	7.23301	6.12082 × 10 <sup>19</sup>	= 4.1855 J (15 °C)
	3.6 × 10 <sup>6</sup>	3.67098 × 10 <sup>5</sup>	1	8.59999 × 10 <sup>5</sup>	3412.13	2.65522 × 10 <sup>6</sup>	2.24694 × 10 <sup>25</sup>	= 4.1868 J (国際蒸気表)
	4.18605	0.426858	1.16279 × 10 <sup>-6</sup>	1	3.96759 × 10 <sup>-3</sup>	3.08747	2.61272 × 10 <sup>19</sup>	仕事率 1 PS (仏馬力)
	1055.06	107.586	2.93072 × 10 <sup>-4</sup>	252.042	1	778.172	6.58515 × 10 <sup>21</sup>	= 75 kgf·m/s
	1.35582	0.138255	3.76616 × 10 <sup>-7</sup>	0.323890	1.28506 × 10 <sup>-3</sup>	1	8.46233 × 10 <sup>16</sup>	= 735.499 W
	1.60218 × 10 <sup>-19</sup>	1.63377 × 10 <sup>-20</sup>	4.45050 × 10 <sup>-26</sup>	3.82743 × 10 <sup>-20</sup>	1.51857 × 10 <sup>-22</sup>	1.18171 × 10 <sup>-19</sup>	1	

放射能	Bq	Ci
	1	2.70270 × 10 <sup>-11</sup>
	3.7 × 10 <sup>10</sup>	1

吸収線量	Gy	rad
	1	100
	0.01	1

照射線量	C/kg	R
	1	3876
	2.58 × 10 <sup>-4</sup>	1

線量当量	Sv	rem
	1	100
	0.01	1

波長可変レーザー励起用全固体グリーンレーザーの開発―(I)シングルパス増幅システムの開発―