

# LD 纵向泵浦腔内倍频激光器腔参数的选择

沈德元 王长青 邵宗书 蒋民华

(山东大学晶体材料研究所, 济南 250100)

**提要** 从理论上研究了在一定长 KTP 情况下 LD 纵向泵浦 Nd:YVO<sub>4</sub>/KTP 腔内倍频激光器的绿光输出与腔长、输出镜曲率半径及泵浦光斑半径等参数的关系。根据分析选择了一组实验参数,在入射泵浦功率为 668.7 mW 时获得了 153.9 mW 的绿光输出,光-光转换效率为 23%。将实验结果与理论计算值进行了比较,两者符合较好。

**关键词** 激光二极管,泵浦,Nd:YVO<sub>4</sub>激光器

## 1 引言

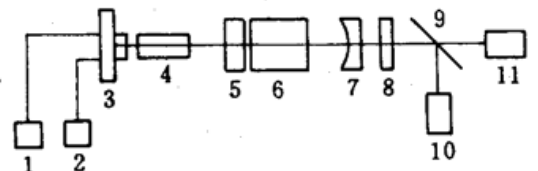
LD 泵浦腔内倍频激光器因其一系列优良特性正引起人们的极大兴趣,是目前固体激光器领域的研究热点之一。为提高这类器件在市场上的竞争能力,优化设计、提高效率是人们努力的一个重要方向。除了实验上的努力外,一些作者从理论上对腔内倍频激光器的输出特性进行过非常有意义的探讨<sup>[1,2]</sup>,研究了二次谐波的最佳耦合输出问题。但如何选择腔参数才能达到最佳耦合输出?在考虑了高斯光束横向分布和 KTP 对基频光线性吸收损耗的情况下,我们以平-凹腔为例,从纵向泵浦激光器腔内增益与损耗的基本方程出发对腔内二次谐波的产生与各腔参数的关系进行了研究,所得到的理论结果与实验结果符合。

## 2 理论计算与分析

激光二极管纵向泵浦固体激光器的典型腔结构为平凹腔,如图 1 所示,激光晶体的一个端面作为谐振腔的平面全反镜,曲率半径为  $R$  的凹面镜为谐振腔的输出镜。为简化推导过程,作如下假设:(1)对于较薄或具有较大吸收系数的激光晶体忽略泵浦光束在晶体内的发散,即认为泵浦光的光斑半径在整个增益区内为一常数;(2)忽略腔内振荡光束的发散,在激光晶体及倍频晶体内部振荡光的光斑大小保持不变。

Fig. 1 Schematic diagram of an intracavity frequency doubled laser pumped longitudinally by a diode laser.

1, driving power; 2, temperature controller; 3, LD; 4, coupling optics; 5, Nd:YVO<sub>4</sub>; 6, KTP; 7, output mirror; 8, filter; 9, beam splitter; 10, monochromator; 11, power meter



纵向泵浦情况下,设泵浦光与振荡光均为同轴高斯光束,根据光的放大理论求得振荡激光

在腔内往返一次的功率增益为

$$\Delta P = 2g_0 \frac{w_p^2}{w_p^2 + w_c^2} \frac{(1/\alpha_p)(1 - e^{-\alpha_p l})P}{1 + 4P/\pi w_c^2 S_0} \quad (1)$$

式中,  $g_0 = 2\sigma\tau\lambda_p\alpha_p P_{p0}/\pi\hbar c w_c^2$ ,  $\sigma$  和  $\tau$  分别是激光晶体的受激发射截面和荧光寿命,  $\lambda_p$  为泵浦光波长,  $\alpha_p$  为激光晶体对泵浦光的吸收系数,  $P_{p0}$  为激光晶体入射端面处的泵浦功率,  $w_p$  为泵浦光斑半径大小,  $S_0 = \hbar\omega/\sigma\tau$  为饱和光功率密度,  $\omega$  为基频光的角频率,  $l$  为激光晶体的长度。

对腔内倍频激光器, 在腔内获得稳定激光振荡的条件为: 往返一周的增益等于线性损耗  $\delta$  与非线性损耗  $\delta_s$  之和。若考虑 KTP 对基频光的线性吸收, 则腔内线性损耗  $\delta$  可表示为  $\delta = \delta_0 + 1 - \exp(-2\alpha x)$ , 其中  $\alpha$  为 KTP 对基频振荡的线性吸收系数,  $x$  为 KTP 长度,  $\delta_0$  为除去 KTP 线性吸收损耗之外腔内其它损耗的总和(散射损耗、衍射损耗及腔镜的透射损耗等等)。

由倍频理论, 二次谐波功率密度  $S_{\text{SHG}}$  由下式决定

$$S_{\text{SHG}} = 2(\mu_0/\epsilon_0)^{1/2} \frac{\omega^2 d_{\text{eff}}^2 x^2 S^2}{n^3 c^2} \text{sinc}^2(\Delta kx/2) \quad (2)$$

其中,  $S$  为腔内基频振荡光的功率密度,  $x$ ,  $d_{\text{eff}}$  和  $n$  分别为 KTP 晶体的长度、有效非线性系数和折射率。如忽略基频振荡光在倍频晶体中的发散并假设在整个倍频晶体的长度内都能实现完全的位相匹配, 非线性(倍频)损耗  $\delta_s$  可表示为  $\delta_s = KS(r, \varphi)$ , 其中,

$$K = 4(\mu_0/\epsilon_0)^{1/2} \frac{\omega^2 d_{\text{eff}}^2 x^2}{n^3 c^2} \quad (3)$$

由(1)式得

$$2g_0 \frac{w_p^2}{w_p^2 + w_c^2} \frac{(1/\alpha_p)(1 - e^{-\alpha_p l})P}{1 + 4P/\pi w_c^2 S_0} = \delta P + \int_0^{2\pi} \int_0^\infty KS^2(r, \varphi) r dr d\varphi \quad (4)$$

变换(4)式求得腔内振荡基频光功率  $P$  所满足的二次方程

$$4K\left(\frac{P}{\pi w_c^2}\right)^2 + (KS_0 + 4\delta)\frac{P}{\pi w_c^2} + \delta S_0 - 2S_0 l' g_0 \frac{w_p^2}{w_p^2 + w_c^2} = 0 \quad (5)$$

上式中

$$l' = \frac{1}{\alpha_p}(1 - e^{-\alpha_p l}) \quad (6)$$

结合(2)式和(5)式可求得倍频光的输出功率  $P_{\text{SHG}}$ 。

图 2 是在 KTP 长度(5 mm)、泵浦光功率(600 mW)和光斑半径一定的情况下不同输出镜曲率半径  $R$  和腔长  $L$  所对应的激光器的绿光输出功率。从图中可以看出, 当输出镜曲率半径  $R$  较小时,  $L$  接近  $R/2$  对应的倍频光输出功率较大; 短腔和长腔对应的输出功率较小。当  $R$  增大以后, 情况则正好相反, 即短腔和长腔对应的倍频光输出功率较大, 半共焦腔( $L \rightarrow R/2$ )附近对应的输出功率较小, 这是因为在短腔或长腔下腔模束腰半径小, 基波功率密度高, 因而倍频光输出功率大。理论分析还表明, 所用的倍频晶体 KTP 的长度越短上述规律就表现得越加明显。因此, 当 KTP 长度和输出镜曲率半径  $R$  一定时, 选择合适的腔长对提高倍频光输出功率是非常重要的, 尤其是在输出镜的曲率半径较大或当所使用的倍频晶体长度较短时。

图 3 给出了在泵浦功率和 KTP 晶体长度一定的情况下倍频光输出功率随泵浦光斑和腔模束腰大小的变化。从图上可以看到: (1) 泵浦光斑越小, 输出功率越大, 随着泵浦光斑的增大, 输出功率急剧减小; (2) 在每一确定的泵浦光斑尺寸下, 都存在一个最佳的腔模束腰大小, 在这一最佳腔模束腰尺寸下, 倍频光输出功率最大, 这一最佳腔模束腰尺寸是同时兼顾了模式

匹配与基波功率密度的一个值; (3) 泵浦光斑的尺寸越大, 最佳腔模束腰的尺寸也越大, 但最佳腔模束腰的尺寸并不等于泵浦光斑的尺寸, 计算表明, 当泵浦光斑半径为 50, 100, 150  $\mu\text{m}$  时, 最佳腔模束腰半径分别为 90, 138, 186  $\mu\text{m}$ , 倍频光输出功率分别为 167, 92, 57 mW。这里得到的最佳腔模束腰半径比基频光激光器在相同条件下只考虑模式匹配得到的值要小得多。

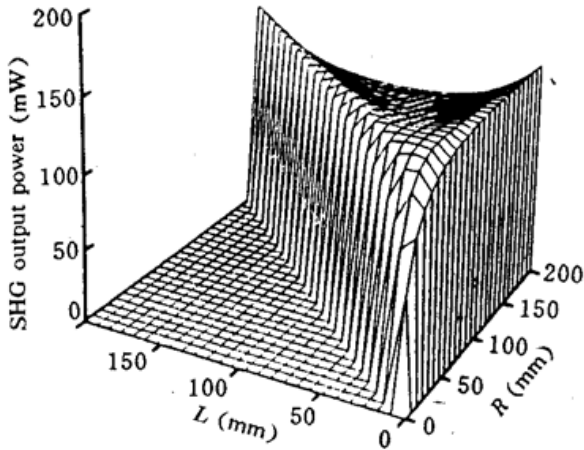


Fig. 2 SHG output power is shown as a function of the cavity length ( $L$ ) and the curvature radius of the output mirror ( $R$ ) for a pump power of 600 mW and a KTP length of 5 mm

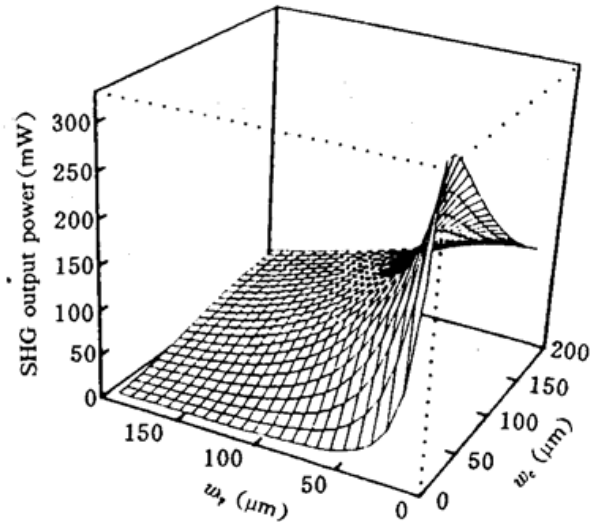


Fig. 3 SHG output power is shown as a function of the radii of the pump ( $w_p$ ) and the cavity ( $w_c$ ) mode waists

从图 3 可以得出以下结论: 在泵浦功率一定的情况下, 要想获得高的输出功率 (即高的光-光转换效率) 和低的泵浦阈值, 必须尽量减小泵浦光斑的尺寸; 在一定的泵浦光斑尺寸下, 必须选择适当的腔参数, 获得最佳腔模束腰尺寸, 以实现最佳模式匹配并同时在倍频晶体中获得高的基波功率密度。

图 4 给出了不同腔损耗下激光器的输入—输出关系曲线。从图上可以看出, 随着腔内损耗的增大, 倍频光输出功率急剧下降。因此, 在激光器各个元件的设计和选择上, 要最大限度地减小对基频光引入的腔内损耗。所以, 要提高器件的输出效率除应保证晶体及其加工、镀膜质量外, 还应从损耗的角度合理选择激光及倍频晶体长度。

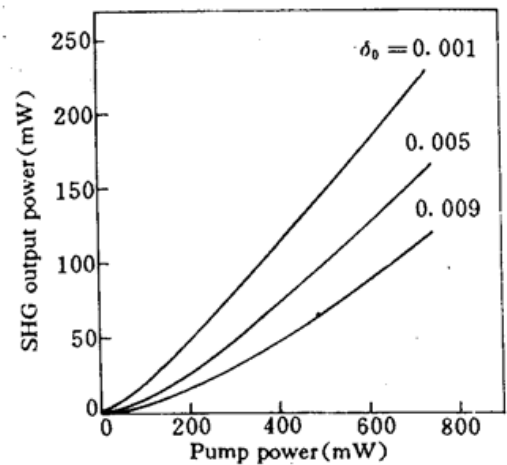


Fig. 4 Variation of green output power with absorbed pump power under different losses

### 3 实验结果与讨论

用中国科学院半导体所生产的中心波长为 809 nm, 最大输出功率为 1 W 的激光二极管作泵浦源。Nd:YVO<sub>4</sub> 晶体掺 Nd<sup>3+</sup> 浓度 2 at.-%,  $a$  轴切割, 尺寸为 3.0  $\times$  3.0  $\times$  1.3 mm, 通光方向长度 1.3 mm。激光及倍频晶体均实行温控, 输出镜曲率半径为 100 mm。为了提高倍频晶体中的基波功率密度, 应将倍频晶体紧靠激光晶体以减小倍频晶体中的基波光斑尺寸。激光腔的输出镜对振荡基频光高反, 对倍频光高透。

图 5 是在腔长为 90 mm, KTP 厚度为 5 mm 的情况下激光器的倍频光输出与泵浦功率的关系曲线。在泵浦功率为 668.7 mW 时获得了 153.9 mW 的绿光输出, 对应的光-光转换效率为 23%。将泵浦光光束半径  $w_p = 60 \mu\text{m}$  (实测值), KTP 的有效非线性系数  $d_{\text{eff}} = 4 \times 10^{-12} \text{ m/V}$ , 对基频振荡的线性吸收系数  $\alpha = 0.002 \text{ cm}^{-1}$  (实测值), 折射率  $n = 1.83$ , 饱和光功率密度  $S_0 = \hbar\omega/\sigma\tau = 1.2 \times 10^8 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ ,  $\delta_0 = 0.004$  (实测值), KTP 基频振荡角频率  $\omega = 1.77 \times 10^{15} \text{ s}^{-1}$  等参数代入上述理论可计算出不同泵浦功率下激光器输出绿光的理论值, 从图中可以看出理论计算和实验结果非常一致。

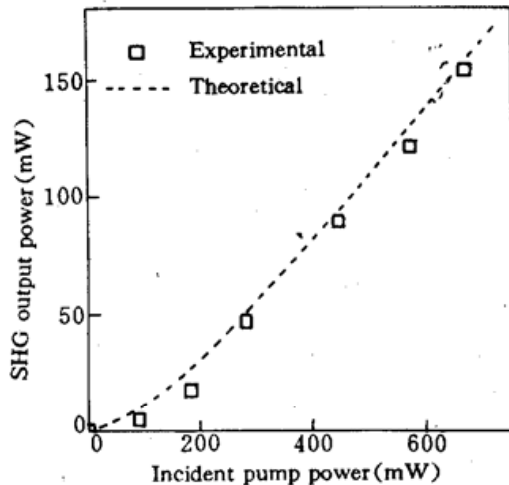


Fig. 5 Observed green power (hollowed squares) and theoretically predicted green power (dotted line) as a function of incident pump power

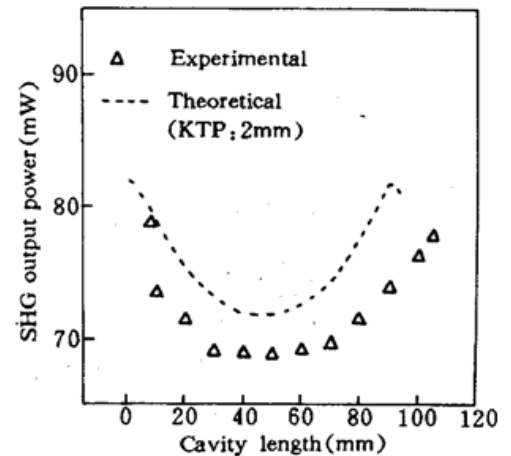


Fig. 6 Observed green power (hollowed triangles) and theoretically predicted green power (dotted line) as a function of cavity length for a laser with an output mirror curvature radius of 100 mm and a nonlinear crystal KTP of 2 mm thick

图 6 是当 KTP 厚度为 2 mm, 泵浦功率为 600 mW 时激光器倍频光输出与腔长的关系, 图中虚线是理论计算值。实验与理论都证明, 在长腔长和短腔长时可获得较大的绿光输出。

N. Mackinnon 和 B. D. Sinclair 等人的微片激光器<sup>[3]</sup>所用的倍频晶体 KTP 只有 2 mm 厚, 由于采用了“紧贴式”的结构(对应图 6 中的短腔长情况), 在泵浦功率为 380 mW 时产生了 50 mW 的单横模绿光输出, 光-光转换效率达 13%。当然, 文献[3]中的微片激光器采用的是平行平面腔的结构。但由于激光晶体 Nd:YVO<sub>4</sub> 有热透镜效应<sup>[3,4]</sup>, 原来名义上的平行平面腔在激光器实际运转过程中可等价成平-凹腔。所以, 图 6 所示的曲线正反映了这种激光器的输出特性。

需要指出的是, 由于计算过程中忽略了光束的发散和倍频的相位失配, 在倍频晶体较长的情况下, 上述的理论分析可能会产生较大的误差。我们相信, 在倍频晶体较短的情况下本文的分析对实验参数的选择有一定的指导意义。

## 参 考 文 献

- 1 R. G. Smith. Theory of intracavity optical second-harmonic generation. *IEEE J. Quant. Electr.*, 1970, QE-6: 215
- 2 姚建铨. 非线性光学频率变换及激光调谐技术, 第一版. 北京: 科学出版社, 1995. 122
- 3 N. Mackinnon, B. D. Sinclair. A laser diode array pumped, Nd:YVO<sub>4</sub>/KTP, composite material microchip laser. *Opt. Commun.*, 1994, 105(3,4): 183

- 4 郑朝思, 张峭峰, 吴 砾 等. 端面泵浦固体微片激光器的热效应. 中国光学学会 '95 年会论文摘要专辑, A53, 26

## Optimization of Cavity Parameters of LD End-pumped Intracavity Frequency Doubled Lasers

Shen Deyuan Wang Changqing Shao Zongshu Jiang Minhua

(*Institute of Crystal Materials, Shandong University, Jinan 250100*)

**Abstract** A theoretical analysis of laser diode end-pumped intracavity frequency-doubled lasers is presented. It is shown that the output SHG power depends mainly on the pumping beam waist, cavity parameters and the round trip loss of the cavity. An experimental result of a LD pumped Nd : YVO<sub>4</sub> laser is reported. The second-harmonic output power at 532 nm is 153.9 mW at an incident pump power of 668.7 mW, corresponding to an optical efficiency of 23%.

**Key words** laser diode, pump, Nd : YVO<sub>4</sub> laser

## 半导体激光器泵浦的 Cr : LiSAF 激光器研究\*

Cr : LiSAF 晶体是一种宽带可调谐激光晶体, 它的上能级寿命长 (67 μs), 增益系数高, 激发态吸收小, 并且在红光区域有吸收, 可以用红光半导体激光器泵浦。

我们利用光纤耦合的半导体激光器 (670 nm) 作为泵浦源, Cr : LiSAF 晶体棒尺寸 φ6 × 3 mm; 掺杂浓度为 5.5%。晶体一端为平面, 另一端为布儒斯特角切割。平面一端镀双色膜, 对 800~900 nm 光辐射为全反膜, 在 670 nm 的透过率为 95%。腔的另一端为 R = 100 mm 的全反镜。泵浦光经过 CCD 镜头准直聚焦在晶体上。泵浦光脉冲重复频率为 200 Hz, 脉宽 100 μs, 在泵浦平均功率为 42 mW 时, 得到激光振荡; 在泵浦平均功率为 60 mW 时, 得到 3 mW 激光输出, 脉冲宽度为 5 μs, 工作波长为 830 nm。

(中国科学院西安光机所, 阮双琛 杜戈果 侯 洵

收稿日期: 1996 年 5 月 24 日)

\* 本课题得到中国科学院院长基金资助。