第 24 卷　第 8 期
1997 年 8 月
中　国　激　光
CHINESE JOURNAL OF LASERS
Vol. A24, No. 8
August, 1997

LD 泵浦的内腔倍频激光器单频运转的理论研究*

郑　义　钱卫红**　　　　姚建铨
(曲阜师范大学物理系 ** 教务处　曲阜 273165)　　(天津大学激光与光电子研究所　天津 300072)

提要　给出了激光二极管(LD)端面泵浦的内腔倍频激光器单频运转时的最大泵浦功率与腔参数和材料参数间的简单函数关系,并对 LD 泵浦的 Nd∶YVO$_4$ 及 Nd∶YAG 内腔倍频激光器的单频运转进行了详细的分析。

关键词　激光二极管,单频,内腔倍频激光器,Nd∶YVO$_4$, Nd∶YAG

小型化、高效率的单频连续运转的中小功率的蓝、绿激光在光学数据存贮、相干光通信等领域有广泛的应用前景,而 LD 泵浦的内腔倍频固体激光器是产生蓝、绿激光最常用的方法,近几年在理论和实验上进行了深入的研究,提出了诸如偏振模等概念[1,2],以及诸如腔内插入布氏板[3],利用 λ/4 波片消除空间烧孔效应[4]、环形腔[5~7]、短程吸收[8]等方案。但是在理论上对内腔倍频激光器单频运转时最大泵浦功率等物理量的定量研究较少。本文从速率方程出发,推导出内腔倍频激光器单频运转时的最大泵浦功率与腔参数及材料参数之间的简单函数关系,可以方便地定量分析上述各种驻波腔激光器单频运转方案的优劣,对于单频内腔倍频激光器的优化设计具有重要的指导意义。

1　LD 泵浦的内腔倍频激光器单频运转的理论分析

对于连续驻波腔内腔倍频激光器,考虑到泵浦光和腔内激光强度在增益介质中随空间位置的变化,假定只有第 i 个纵模起振,内腔倍频激光器二次谐波的产生,对于腔内振荡的基波而言,相当于一个非线性损耗项,腔内总损耗由倍频晶体的非线性损耗 $\delta_{n,i}$,线性损耗 $\delta_{l,i}$ 以及腔内其它损耗 $\delta_{0,i}$ 组成。假定该倍频晶体的长度为 d,对基波和二次谐波的折射率分别为 n_1, n_2,对基波的吸收系数为 a_l,则倍频晶体在腔内引入的线性损耗 $\delta_{l,i}$ 为

$$\delta_{l,i} = 1 - e^{-2a_l d} \tag{1}$$

对于单频基波,二次谐波只有倍频光,由倍频理论可知,小信号下倍频光的强度由下式给出

$$I_{\mathrm{SHG},i} = 2\left(\frac{\mu_0}{\epsilon_0}\right)^{1/2}\frac{\omega_i^2 d_{\mathrm{eff}}^2 d^2 I_i^2}{n_1^2 n_2 c^2}\mathrm{sinc}^2\left(\frac{\Delta kl}{2}\right) \tag{2}$$

---

* 天津大学光电信息工程国家教委部门开放实验室科学基金资助课题。

收稿日期: 1996—06—24; 收到修改稿日期: 1996—09—09

其中 I_i 和 ω_i 分别为基频光的强度和角频率, d_{eff} 为倍频晶体的有效非线性系数, ϵ_0 为真空中的介电常数, μ_0 为真空中的磁导率。倍频晶体的非线性损耗 $\delta_{n,i}$ 可由 $I_{SHG,i}/I_i$ 表示, 考虑到基频光在腔内往返一周, 两次经过倍频晶体, 令

$$K = 4\left(\frac{\mu_0}{\epsilon_0}\right)^{1/2}\frac{\omega_i^2 d_{eff}^2 d^2}{n_1^2 n_2 c^2}\mathrm{sinc}^2\left(\frac{\Delta kl}{2}\right) \tag{3}$$

则

$$I_{SHG,i} = \frac{1}{2}KI_i^2 \tag{4}$$

$$\delta_{n,i} = KI_i \tag{5}$$

理想的四能级系统速率方程可写成如下形式

$$\frac{\mathrm{d}n(x,y,z)}{\mathrm{d}t} = q(x,y,z) - \frac{n(x,y,z)}{\tau_f} - \frac{cn(x,y,z)}{n_s}\sigma_i\varphi_i(x,y,z) \tag{6}$$

$$\frac{\mathrm{d}\Phi_i}{\mathrm{d}t} = \frac{c\sigma_i}{n_s}\iiint_{av} n(x,y,z)\varphi_i(x,y,z)\,\mathrm{d}V - \frac{\Phi_i}{\tau_c}(\delta_{0,i} + \delta_{l,i} + \delta_{n,i}) \tag{7}$$

其中 $n(x,y,z)$ 为激活介质内的反转粒子数密度, $q(x,y,z)$ 为单位时间内抽运到激光上能级的粒子数密度, 即单位体积的泵浦速率, $\varphi_i(x,y,z)$ 为第 i 个振荡纵模的光子数密度, $\Phi_i = \iiint_{av}\varphi_i(x,y,z)\,\mathrm{d}V$ 为第 i 个纵模腔内振荡光子总数, τ_f 为激光介质的荧光寿命, n_s 为激活介质对振荡光的折射率, σ_i 为第 i 个纵模的受激发射截面, τ_c 为光在腔内往返一次所需时间, c 为真空中光速。

为简便起见, 作如下近似: (1) 光子数密度的横向场分布以等效模截面 A_s 归一化; (2) 泵浦光全部落在振荡模体积内, $w_p < w_s$; (3) 泵浦光与振荡光均为平面波。则驻波腔内的光子数密度仅为纵向坐标 z 的函数, 激光介质内第 i 个纵模的光子数密度可写为

$$\varphi_i(x,y,z) = \frac{\Phi_i}{A_s L}n_s[1 - \cos(2k_i z + \Psi_i)] \tag{8}$$

激光器为 TEM_{00} 模运转时, $A_s = \frac{\pi}{2}w_s^2$, L 为腔的光学长度, k_i 为第 i 个模的波矢, Ψ_i 为由边界条件决定的初相位, 对于绝大多数 LD 端面泵浦的固体激光器, 激光介质的前端面同时作为泵浦光的入射端和谐振腔的全反射镜, 根据边界条件, 在腔镜处的光场为零, 因此 $\Psi_i = 0$, (8) 式可简写为

$$\varphi_i(x,y,z) = \frac{\Phi_i}{A_s L}n_s[1 - \cos(2k_i z)] \tag{9}$$

将(9) 代入(6) 和(7) 式, 得到

$$\frac{\mathrm{d}n(x,y,z)}{\mathrm{d}t} = q(x,y,z) - \frac{n(x,y,z)}{\tau_f} - \frac{c\sigma_i\Phi_i}{A_s L}n(x,y,z)[1 - \cos(2k_i z)] \tag{10}$$

$$\frac{\mathrm{d}\Phi_i}{\mathrm{d}t} = c\sigma_i\int_0^l\iint_S\frac{\Phi_i}{A_s L}n(x,y,z)[1 - \cos(2k_i z)]\,\mathrm{d}S\,\mathrm{d}z - \frac{\Phi_i(\delta_{0,i} + \delta_{l,i} + \delta_{n,i})}{\tau_c} \tag{11}$$

其中 S 表示对腔的横截面积分。

假定泵浦光斑为圆形光斑, 增益介质(长度为 l) 对泵浦光的吸收系数为 α_p, 总的泵浦速率为 Q, 经积分运算, 则速率方程组(10) 和(11) 式可改写为[9]

$$\frac{\mathrm{d}N(z)}{\mathrm{d}t} = \frac{\alpha_p Q\exp(-\alpha_p z)}{1 - \exp(-\alpha_p l)} - \frac{N(z)}{\tau_f} - \frac{c\sigma_i}{A_s L}\Phi_i N(z)[1 - \cos(2k_i z)] \tag{12}$$

$$\frac{\mathrm{d}\Phi_i}{\mathrm{d}t}=\frac{c\sigma_i}{A_sL}\Phi_i\int_0^l N(z)[1-\cos(2k_iz)]\mathrm{d}z-\frac{\delta_{0,i}+\delta_{l,i}+\delta_{n,i}}{\tau_c}\Phi_i \tag{13}$$

其中 $N(z)=\iint_s n(x,y,z)\mathrm{d}S$ 为反转粒子数的线密度。

将 Φ_i 表示成腔内光强 I_i 的形式:

$$I_i=\frac{c}{2L}\cdot\frac{\Phi_i h\nu_i}{A_s} \tag{14}$$

并记作

$$C_Q=\frac{\alpha_p Q}{1-\exp(-\alpha_p l)}\cdot\frac{h\nu_i}{A_s}=\frac{\alpha_p P_{\text{in}}}{A_s} \tag{15}$$

式中 P_{in} 为进入谐振腔的泵浦光功率。腔内的反转粒子数密度以 $\mathrm{J/m^3}$ 为单位, 有如下形式

$$n(z)=\frac{h\nu_i}{A_s}N(z) \tag{16}$$

则(12)和(13)式的简化形式为

$$\frac{\mathrm{d}n(z)}{\mathrm{d}t}=C_Qe^{-\alpha_p z}-\frac{n(z)}{\tau_f}-\frac{2\sigma_i}{h\nu_i}I_in(z)(1-\cos2k_iz) \tag{17}$$

$$\frac{\mathrm{d}I_i}{\mathrm{d}t}=\left[\frac{2\sigma_i}{h\nu_i}\int_0^l n(z)(1-\cos2k_iz)\mathrm{d}z-\delta_{0,i}-\delta_{l,i}-KI_i\right]\cdot\frac{I_i}{\tau_c} \tag{18}$$

因此, 第 i 个纵模的增益为

$$G_i=\frac{2\sigma_i}{h\nu_i}\int_0^l n(z)(1-\cos2k_iz)\mathrm{d}z \tag{19}$$

根据(17) 和(18) 式很容易求得泵浦阈值 P_{th}:

$$\frac{P_{\text{th}}}{P_{\text{in}}}=\frac{\delta_{0,i}+\delta_{l,i}}{2C_Q}a_lI_{\text{sat},i} \tag{20}$$

其中

$$a_l=\frac{\alpha_p}{1-\exp(-\alpha_p l)} \tag{21}$$

$I_{\text{sat},i}$ 为饱和强度,

$$I_{\text{sat},i}=\frac{h\nu_i}{\lambda_i\tau_f} \tag{22}$$

在泵浦功率一定, 稳态运转时, $\frac{\mathrm{d}n(z)}{\mathrm{d}t}=\frac{\mathrm{d}I_i}{\mathrm{d}t}=0$, 由(17) 和(18) 式得

$$n(z)=\frac{\tau_fC_Q\exp(-\alpha_pz)}{1+2I_i^*(1-\cos2k_iz)} \tag{23}$$

$$G_i=\frac{2\sigma_i}{h\nu_i}\int_0^l n(z)(1-\cos2k_iz)\mathrm{d}z=\delta_{0,i}+\delta_{l,i}+KI_i \tag{24}$$

(23) 式中 I_i^* 为归一化强度, $I_i^*=I_i/I_{\text{sat},i}$。采用非线性近似, 假设 $I_i\ll I_{\text{sat},i}$, 则反转粒子数 $n(z)$ 可近似表达为

$$n(z)=\tau_fC_Q\exp(-\alpha_pz)[1-2I_i^*(1-\cos2k_iz)] \tag{25}$$

由(23) 和(25) 式可求得

$$I_i^*=\frac{1}{2}\left[1-\frac{P_{\text{th}}}{P_{\text{in}}}\right]\left[\frac{3}{2}-\frac{KI_{\text{sat},i}}{\delta_{0,i}+\delta_{l,i}}\frac{P_{\text{th}}}{P_{\text{in}}}\right]^{-1} \tag{26}$$

实现单频运转时, 除第 i 个纵模的增益不小于损耗外, 其它任何一个纵模(j 纵模) 的增益均要小于损耗:

$$G_j = \frac{2\sigma_j}{h\nu_j}\int_0^l n(z)(1-\cos 2k_j z)\,\mathrm{d}z < \delta_{0,j}+\delta_{l,j}+KI_j \tag{27}$$

考虑到第 j 个可能起振的纵模的强度 $I_j \ll I_i$, 由(24) 和(27) 式, 并考虑到(20), (22) 及(26) 式可求得内腔倍频激光器单频运转的条件为

$$P_{\mathrm{in}}^2-(\xi_{ij}-\zeta_{ij})P_{\mathrm{th}}P_{\mathrm{in}}+\zeta_{ij}(\beta_{ij}-2)P_{\mathrm{th}}^2<0 \tag{28}$$

其中

$$\xi_{ij} = 1+\frac{3(\beta_{ij}-1)}{2(1-a_l\Psi_{ji})} \tag{29}$$

$$\zeta_{ij} = \frac{KI_{\mathrm{sat},i}}{2(\delta_{0,i}+\delta_{l,i})(1-a_l\Psi_{ji})} \tag{30}$$

$$\beta_{ij} = \frac{\sigma_i}{\sigma_j}\,\frac{\delta_{0,j}+\delta_{l,j}}{\delta_{0,i}+\delta_{l,i}} \tag{31}$$

$$\Psi_{ji} = \int_0^l \exp(-\alpha_p z)\cos[2(k_j-k_i)z]\,\mathrm{d}z \tag{32}$$

经积分运算得到 Ψ_{ji} 为

$$\Psi_{ji} = \frac{1}{\alpha_p^2+4(k_j-k_i)^2}(\alpha_p+\exp(-\alpha_p l)\{-\alpha_p\cos[2(k_j-k_i)l]+2(k_j-k_i)\sin[2(k_j-k_i)l]\}) \tag{33}$$

如果 $(\xi_{ij}-\zeta_{ij})^2-4\zeta_{ij}(\beta_{ij}-2)\geqslant 0$ (实际计算情况就是如此), 则

$$P_{\mathrm{in}} < \frac{1}{2}\left[\xi_{ij}-\zeta_{ij}+\sqrt{(\xi_{ij}-\zeta_{ij})^2-4\zeta_{ij}(\beta_{ij}-2)}\right]P_{\mathrm{th}} \tag{34}$$

从(34) 式明显地看出参数 β_{ij} 对激光器单频运转时的最大泵浦功率的影响很大, 因此可以通过利用激光介质对不同纵模的受激发射截面的不同, 或对不同纵模的腔内损耗进行调制, 使内腔倍频激光器输出较高的单频激光。

2 实例分析

2.1 LD 泵浦的单频 Nd∶YVO$_4$/KTP 内腔倍频激光器的设计

考虑到 Nd∶YVO$_4$ 是单轴晶体, 其平行于光轴方向的激光发射截面是垂直于光轴方向的 4 倍, 在没有倍频晶体时, 它产生的线偏振光的偏振方向平行于晶体的光轴, 因此当 KTP 对某一纵模起到半波片作用(理论计算表明在 20℃时, KTP 的长度为 5 mm 即可), 且 KTP 的快轴与 Nd∶YVO$_4$ 的光轴成 45°角(也是 KTP 倍频时的相位匹配的要求) 时, 只有该纵模往返通过 KTP 倍频晶体后, 偏振方向保持原来的方向(平行于 Nd∶YVO$_4$ 的光轴), 而其它纵模往返通过 KTP 倍频晶体后成为椭圆偏振光, 其偏振面发生了旋转, 激光发射截面变小, 其腔内振荡被抑制, 激光器实现单频运转。

下面我们定量分析 Nd∶YVO$_4$/KTP 内腔倍频激光器单频运转的情况(Nd∶YVO$_4$ 厚 1 mm, 其吸收系数和荧光寿命分别为 $\alpha_p = 28.8\ \mathrm{cm}^{-1}$, $\tau_f = 96\ \mu\mathrm{s}$, 腔长为 3 cm), KTP 的 Ⅱ 类相位匹配方向为 $\theta = 90°$, $\varphi = 24°$, 对应的非线性系数 $d_{\mathrm{eff}} = 7.34\times10^{-12}\ \mathrm{m/V}$[10], 利用(3) 和(20) 式求得 $KI_{\mathrm{sat},i} = 0.22\times10^{-3}$, KTP 晶体对 1.064 μm 的吸收系数 $\alpha_l = 0.001\ \mathrm{cm}^{-1}$, 5 mm 长的 KTP 产生的线性损耗 $\delta_{l,i} = 0.049$. 假定腔内其它损耗 $\delta_{0,i} = 0.004$: 考虑到 Nd∶YVO$_4$ 对不同纵模的受激发射截面可相差 4 倍, 假定 $\beta_{ij} = 1.05$, 经有关计算, 实现单频运转的条件是 $P_{\mathrm{in}} < 32.42P_{\mathrm{th}}$ (所有参数值见表 1) 。因此该方案可获得较高功率的单频激光。

表 1　LD 泵浦的单频 $Nd:YVO_4$/KTP 内腔倍频激光器的设计参数

Table 1　Design parameters of the diode-pumped single-frequency intracavity-doubled $Nd:YVO_4$/KTP laser

$\delta_{l,i}$	$KI_{sat,i}(\times 10^{-3})$	$\delta_{0,i}$	β_{ij}	a_l	ψ_{ij}	ξ_{ij}	ζ_{ij}	P_{in}/P_{th}
0.049	0.22	0.004	1.05	3.051	0.327	33.286	0.893	< 32.42

但是, J. D. Bierlein 等[11]的实验证实, 对于 5 mm 长的 KTP 晶体, 0.30℃的温度变化, 就引起 $\lambda/20$ 的长度变化, 使不同纵模偏振面的旋转发生较大的变化, 从而导致 β_{ij} 产生较大的变化, 会导致多模运转或其它单纵模运转。另外, 由于 $Nd:YVO_4$ 的双折射率大, 不同的偏振态相位差可以是 0～ 2π 范围内的任意值, 会极大地影响到 KTP 倍频晶体的调谐范围。因此该类 $Nd:YVO_4$/KTP 内腔倍频激光器, 必须严格控制 $Nd:YVO_4$ 和 KTP 的温度变化, 保持机械结构的稳定性, 才能实现单频运转。

2.2　利用布氏板实现单频运转的 LD 泵浦 Nd:YAG/KTP 内腔倍频激光器的研究

(34) 式清楚地表明对各向同性的激光介质, 靠损耗调制是实现单频运转最方便的方法。采用布氏板与 KTP 一起构成 Loyt 滤光器实现损耗调制的方案在国内外已被广泛地研究。

以激光器的输入端为参考面, 倍频效率最高(布氏板 p 偏振面与倍频晶体快轴夹角为 45°) 时, 腔内往返琼斯矩阵为

$$M = \begin{bmatrix} q^4\cos\delta & iq^2\sin\delta \\ iq^2\sin\delta & \cos\delta \end{bmatrix} \tag{35}$$

这里

$$q = \frac{2n}{n^2+1} \tag{36}$$

n 为布氏板的折射率, δ 为倍频晶体产生的相位延迟。

M 的本征值 $\xi^{\pm}$ 为

$$\xi^{\pm} = \frac{(1+q^4) \pm \sqrt{(1+q^4)^2\cos^2\delta - 4q^4}}{2} \tag{37}$$

布氏板对本片偏振模产生的损耗为

$$\Delta = 1 - |\xi^{\pm}|^2 \tag{38}$$

由(38) 式知某一纵模满足 δ 为 π 的整数倍时, p 方向的本征偏振态的损耗为零, 优先起振。我们假定 Nd:YAG/KTP 内腔倍频激光器谐振腔的几何长度为 2.5 cm, 布氏板由熔石英(折射率 $n = 1.45$) 制成, 板厚 0.5 mm, Nd:YAG 的长度为 3 mm, 其吸收系数和荧光寿命分别为 $\alpha_p = 4.9\ cm^{-1}$, $\tau_f = 230\ \mu s$, KTP 晶体长度 5 mm, 那么谐振腔的光学长度 $L = 33.4$ mm, 振荡纵模 i 与相邻可能起振的纵模 j 间的相位延迟由下式计算

$$\Delta\delta = \frac{\pi\Delta nd}{L} \tag{39}$$

式中 Δn, d 分别为 KTP 的双折射率和长度, 因此 $\Delta\delta = 0.427$ rad。那么该相邻纵模的损耗差为 $(1 - |\xi^+|^2) = 0.014$; 利用有关公式算得倍频晶体产生的线性损耗 $\delta_{l,i} = 0.095$, 假定 $\delta_{0,i} = 0.06$, 则 $\beta_{ij} = 1.090$; 很容易算出 $KI_{sat,i} = 0.336\times 10^{-3}$; 利用上述参数等可以得到激光器单频运转时的泵浦功率范围为 $P_{in} < 4.81P_{th}$ (所有参数值见表 2) 。因此, 该类激光器不能获得较高功率的单频激光, 这是由于布氏板的折射率较大, 没有实现最佳损耗调制的原因, 已被有关实验证实[3] 。但是环境温度、机械结构稳定性对该类单频激光器稳定性的影响比 2.1 中的 Nd:

YVO_4 单频激光器的影响小得多,容易实现单频运转。

表 2 LD 泵浦的单频 Nd∶YAG/KTP 内腔倍频激光器的设计参数

Table 1 Design parameters of the diode-pumped single-frequency intracavity-doubled Nd∶YAG/KTP laser

$\delta_{l,i}$	$KI_{sat,i}(\times 10^{-3})$	$\delta_{0,i}$	β_{ij}	a_l	Ψ_{ij}	ξ_{ij}	ζ_{ij}	P_{in}/P_{th}
0.095	0.336	0.06	1.090	0.636	1.517	4.837	0.031	< 4.81

参 考 文 献

1 M. Oka, S. Kubota. Stable intracavity doubling of orthogonal linearlly polarized modes in diode-pumped Nd∶YAG laser. *Opt. Lett.*, 1988, **13**(4)∶805~807

2 G. E. James, E. M. Harrell Ⅱ. Intermittency and chaos in intracavity doubled lasers Ⅱ. *Phys. Rev.*, 1990, **A41**(5)∶2778~2790

3 H. Nagai, M. Kume, I. Ohta *et al.*. Low-noise operation of a diode-pumped intracavity-doubled Nd∶YAG laser using a Brewster plate. *IEEE J. Quant. Electr.*, 1992, **QE-28**(4)∶1164~1168

4 D. Draegert. Efficient single-longitudinal-mode Nd∶YAG laser. *IEEE J. Quant. Electr.*, 1972, **QE-8**(1)∶235~239

5 B. Zhou, T. J. Kane, G. J. Dixon. Efficiency, frequency-stable laser-diode-pumped Nd∶YAG laser. *Opt. Lett.*, 1985, **10**(2)∶62~64

6 R. Scheps, J. Myers. A single frequency Nd∶YAG ring laser pumped by laser diode. *IEEE J. Quant. Electr.*, 1990, **QE-26**(3)∶413~416

7 J. Harrison, A. Finch, J. H. Flint *et al.*. Broad-band rapid tuning of a single-frequency diode-pumped neodymium laser. *IEEE J. Quant. Electr.*, 1992, **QE-28**(4)∶1123~1130

8 G. J. Kintz, T. Beer. Single-frequency operation in solid-state laser materials with short absorption depths. *IEEE J. Quant. Electr.*, 1990, **QE-26**(9)∶1457~1459

9 T. Y. Fan, R. L. Byer. Diode-laser-pumped solid-state lasers. *IEEE J. Quant. Electr.*, 1988, **QE-24**(6)∶895~912

10 姚建铨. 非线性光学频率变换及激光调谐技术. 北京:科学出版社, 1995 年第一版, 41

11 J. D. Bierlein, H. Vanherzeele. Potassium titanyl phosphate properties and new applications. *J. Opt. Soc. Am.*, 1989, **B6**(3)∶622~633

Theoretical Study on the Single-frequency Operation of Diode-pumped Intracavity Frequency-doubled Lasers

Zheng Yi Qian Weihong*

(*Department of Physics, *Dean's office, Qufu Normal University, Qufu* 273165)

Yao Jianquan

(*Institute of Laser & Optoelectronics, Tianjin University, Tianjin* 300072)

Abstract A simple function is derived which gives the maximum pump power for the single-frequency operation of an intracavity frequency-doubled laser in terms of the cavity geometry and material parameters. This function is used to analyze the single-frequency operation of intracavity frequency-doubled Nd∶YVO_4 and Nd∶YAG lasers in detail.

Key words diode-laser, single-frequency, intracavity frequency-doubled laser, Nd∶YVO_4, Nd∶YAG