

# 内腔式黄光拉曼激光器的归一化速率方程理论研究

王朋朋 丁双红 张 骏 王淑梅 朱存光

(烟台大学光电信息科学技术学院, 山东 烟台 264005)

**摘要** 推导了内腔式黄光拉曼激光器考虑空间分布的归一化速率方程, 得出输出黄光的峰值功率、脉冲能量等的表达式。结合黄光拉曼激光器的具体实验参数估算了各综合参量的取值范围, 分析了各参量变化对内腔式黄光拉曼激光器性能的影响。由所得的曲线和相应公式估算了输出黄光脉冲参数并与实验结果比较, 验证此理论研究能够描述内腔式黄光拉曼激光器的特性。

**关键词** 激光器; 黄光拉曼激光器; 腔内倍频; 速率方程; 高斯分布

**中图分类号** TN248.1

**OCIS** 140.3550 140.3580

**文献标识码** A

## Numerical Modeling of Intracavity Yellow Raman Laser by Using Normalized Rate Equations

Wang Pengpeng Ding Shuanghong Zhang Jun Wang Shumei Zhu Cunguang

(Institute of Opto-Electronic Information, Yantai University, Yantai, Shandong 264005, China)

**Abstract** The normalized space-dependent rate equations of the intracavity yellow Raman lasers are deduced, and the formulas of pulse energy and peak output power of the yellow laser are derived. The values of the composite variables are estimated from the reported experimental parameters. The numerical calculations are carried out to illustrate the effects of the composite variables on the performance of the intracavity yellow Raman lasers. The theoretical results from the new rate equations and the curves are compared with the experimental results, and it is shown that the theoretical study can predict the performance of intracavity yellow Raman lasers.

**Key words** lasers; yellow Raman lasers; intracavity frequency doubling; rate equations; Gaussian distribution

## 1 引 言

以晶体作为拉曼介质的固体拉曼激光器有结构紧凑、效率高、稳定性好等优良特性。而内腔式拉曼激光器的拉曼介质位于抽运激光器的腔内, 利用腔内高的功率密度, 大大降低了受激布里渊散射(SRS)阈值, 适用于抽运源功率较低的激光器, 近年来受到广泛关注<sup>[1~4]</sup>。黄光在激光医疗方面有重要应用, 如治疗鲜红斑痣和血管病变, 在光谱学、信息存储、雷达等领域也有广泛的应用<sup>[5]</sup>, 但目前无法通过激活离子直接跃迁产生黄光。1999年, H. M. Pask等<sup>[6]</sup>利用激光二极管(LD)端面抽运的声光调Q腔内LBO倍频Nd:YAG/LiIO<sub>3</sub>拉曼激光器, 获得了1.2W的578nm激光输出, 从LD到黄光的转换效率约为7%。2004年, J. Simons等<sup>[7]</sup>利用LD抽运的声光调Q腔内LBO倍频Nd:YVO<sub>4</sub>/Ba(NO<sub>3</sub>)<sub>2</sub>拉曼激光器, 获得了5mW的589nm激光输出, 从LD到黄光的转换效率约为0.31%<sup>[7]</sup>。采用腔内倍频主动调Q内腔式拉曼激光器产生黄光输出, 已由实验验证是产生黄光高效输出的有效途径, 并且引起了广泛的研究<sup>[8~13]</sup>。近年来, 张行愚研究小组利用内腔式拉曼激光器产生黄光输出取得了众多显著的成果: 2007年利用LD侧面抽运的声光主动调Q腔内KTP倍频Nd:YAG/BaWO<sub>4</sub>拉曼激光器, 获得波长为590.4nm的黄光激光的最高平均输出功率为3.14W<sup>[11]</sup>; 2009年

收稿日期: 2010-01-26; 收到修改稿日期: 2010-03-02

基金项目: 国家自然科学基金(60778012, 10974168)和山东省高校科技计划(J09LA06)资助课题。

作者简介: 王朋朋(1984—), 女, 硕士研究生, 主要从事固体激光器的研究。E-mail: wozhisi12345@163.com

导师简介: 丁双红(1970—), 女, 博士, 副教授, 主要从事激光物理与技术的研究及教学工作。

E-mail: shding@ytu.edu.cn(通信联系人)

利用 LD 端面抽运的主动调 Q 腔内 KTP 倍频 Nd:YAG/SrWO<sub>4</sub> 拉曼激光器, 实现了 LD 到 590 nm 黄光转换效率 19.2%<sup>[12]</sup>, 这也是目前为止所有黄光激光器的最高转换效率。通过腔内倍频产生黄光输出的内腔式黄光拉曼激光器已经成为非线性光学和固体激光器领域的一个研究热点, 但对腔内倍频的黄光拉曼激光器的研究仅限于实验报道。

本文对内腔式黄光拉曼激光器进行了理论研究与分析, 推导出了内腔式黄光拉曼激光器的速率方程, 并且对新的速率方程进行归一化处理。在此基础上, 结合黄光拉曼激光器的具体实验参数估算了归一化变量的取值范围, 对内腔式黄光拉曼激光器的归一化速率方程进行理论分析和数值求解, 利用所得的曲线和相应的方程估算了实验报道的黄光脉冲能量。

## 2 理论推导

假设倍频的相位匹配条件仅满足于一阶斯托克斯光, 忽略基频光向其他高阶斯托克斯光的转换, 并且假设内腔式黄光拉曼激光器运行于 TEM<sub>00</sub> 模, 腔内平均光子数密度空间分布为高斯型。基频光和一阶斯托克斯光的光子数密度可以表示为

$$\varphi_L(r, t) = \varphi_L(0, t) \exp(-2r^2/\omega_L^2), \quad \varphi_S(r, t) = \varphi_S(0, t) \exp(-2r^2/\omega_S^2), \quad (1)$$

式中  $r$  为径向坐标,  $\omega_L, \omega_S$  分别为基频光和一阶斯托克斯光的光束半径,  $\varphi_L(0, t)$  和  $\varphi_S(0, t)$  分别为基频光和一阶斯托克斯光在光轴处的光子数密度。

对于四能级的激光介质, 例如 Nd:YVO<sub>4</sub> 和 Nd:YAG 晶体, 被抽运到高能级的粒子数占总粒子数的比例很小, 基态的粒子数密度可以认为是常数, 因此被抽运到高能级的粒子数密度与抽运光的光强成正比。在 LD 端面抽运下, 初始的反转粒子数密度是脉冲间隔时间内抽运积累的反转粒子数密度和上一个脉冲剩余的反转粒子数密度之和, 后者不是高斯分布, 但通常较小, 可以忽略, 因而 LD 端面抽运下可以假设初始的反转粒子数密度  $n(r, 0)$  是呈高斯分布的<sup>[14]</sup>

$$n(r, 0) = n(0, 0) \exp(-2r^2/\omega_p^2), \quad (2)$$

式中  $n(0, 0)$  为光轴处的初始反转粒子数密度,  $\omega_p$  为增益介质中抽运光束的平均半径。

考虑腔内光子数密度和初始反转粒子数密度的空间分布, 可以推得内腔式黄光拉曼激光器的考虑空间分布的速率方程<sup>[15]</sup>

$$\frac{d\varphi_L(0, t)}{dt} = \frac{4\sigma l}{\omega_L^2 t_r} \varphi_L(0, t) n(0, 0) \int_0^\infty \left\{ \exp\left[-2r^2\left(\frac{1}{\omega_p^2} + \frac{1}{\omega_L^2}\right)\right] \exp\left[-\gamma\sigma \exp\left(\frac{-2r^2}{\omega_L^2}\right) \int_0^t \varphi_L(0, t) dt\right] \right\} \times \\ 2r dr - \frac{1}{t_r} \frac{1}{1+k_{LS}^2} G \varphi_L(0, t) \varphi_S(0, t) - \frac{\varphi_L(0, t)}{t_L}, \quad (3)$$

$$\frac{d\varphi_S(0, t)}{dt} = \frac{k_{LS}^2}{1+k_{LS}^2} \frac{1}{t_r} G \varphi_L(0, t) \varphi_S(0, t) - \frac{\delta_k}{2t_r} \varphi_S^2(0, t) + k_{SP} k_{LS}^2 \varphi_L(0, t) - \frac{\varphi_S(0, t)}{t_S}, \quad (4)$$

(3), (4) 式是描述腔内激光轴上基频光和一阶斯托克斯光的光子数密度  $\varphi_L(0, t)$  和  $\varphi_S(0, t)$  相对于时间  $t$  变化的微分方程。式中  $t_r = 2l_c/c$  为光在光学腔长  $l_c$  的腔内往返的时间,  $c$  为真空中的光速,  $\sigma$  为激光介质受激发射截面,  $\gamma$  为表示产生一个光子所消耗的反转粒子数的损耗因子,  $k_{SP}$  为自发拉曼散射系数,  $\delta_k$  为倍频增益系数,  $G = 2gh\nu_s c l_s$  与拉曼增益有关,  $h$  为普朗克常数,  $g$  为拉曼增益系数,  $\nu_s$  为一阶斯托克斯光的频率,  $l_s$  为拉曼介质的长度,  $k_{LS} = \omega_L/\omega_S$  为基频光与一阶斯托克斯光的光束半径比,  $t_{L,S} = t_r/[L_{L,S} - \ln(R_{L,S})]$  分别为基频光和一阶斯托克斯光光子在腔内的寿命,  $R_{L,S}$  为输出耦合镜的反射系数,  $L_{L,S}$  为谐振腔内的固有损耗。

令(3)式中  $\varphi_S(0, t), \varphi_L(0, t)$  和  $d\varphi_L(0, t)/dt$  在  $t = 0$  时等于零, 可以得到基频光在光轴上的初始反转粒子数密度阈值

$$n_{L-th}(0, 0) = \frac{\ln(1/R_L) + L_L}{2\sigma l} \left(1 + \frac{\omega_L^2}{\omega_p^2}\right), \quad (5)$$

引入归一化时间  $\tau$ , 光轴上的基频光和一阶斯托克斯光的归一化光子数密度  $\Phi_L(0, \tau)$  和  $\Phi_S(0, \tau)$ , 光轴上的归一化初始反转粒子数密度  $N(0, 0)$ , 归一化自发拉曼散射系数  $K_{SP}$ , 归一化倍频增益系数  $H$  分别为

$$\Phi_L(0, \tau) = \frac{\varphi_L(0, \tau)}{\left[\ln\left(\frac{1}{R_L}\right) + L_L\right]/(2\gamma\sigma l_c)}; \quad \Phi_S(0, \tau) = \frac{\varphi_S(0, \tau)}{\left[\ln\left(\frac{1}{R_L}\right) + L_L\right]/(2\gamma\sigma l_c)}; \quad N(0, 0) = \frac{n(0, 0)}{n_{L-th}(0, 0)};$$

$$K_{SP} = k_{SP} k_{LS}^2 \frac{t_r}{\ln\left(\frac{1}{R_L}\right) + L_L}; \quad H = \frac{\delta_k}{4\gamma\sigma l_c}; \quad \tau = \frac{t}{t_r} \left[\ln\left(\frac{1}{R_L}\right) + L_L\right]; \quad (6)$$

把(6)式代入(3),(4)式中,整理得到

$$\frac{d\Phi_L(0, \tau)}{d\tau} = \Phi_L(0, \tau)N(0, 0) \int_0^1 \exp\left[-\int_0^\tau \Phi_L(0, \tau) d\tau \cdot y^\beta\right] dy - \frac{M}{1+k_{LS}^2} \Phi_L(0, \tau) \Phi_S(0, \tau) - \Phi_L(0, \tau), \quad (7)$$

$$\frac{d\Phi_S(0, \tau)}{d\tau} = M \frac{k_{LS}^2}{1+k_{LS}^2} \Phi_L(0, \tau) \Phi_S(0, \tau) + K_{SP} \Phi_L(0, \tau) - H \Phi_S^2(0, \tau) - K \Phi_S(0, \tau), \quad (8)$$

式中

$$y = \exp\left[-2r^2 \left(\frac{1}{w_L^2} + \frac{1}{w_P^2}\right)\right], \beta = \frac{1}{1 + (w_L^2/w_P^2)}, M = \frac{gh\nu_S c l_S}{\gamma\sigma l_c}, K = \frac{\ln(1/R_S) + L_S}{\ln(1/R_L) + L_L}, \quad (9)$$

式中  $M$  为归一化拉曼增益系数,  $K$  为一阶斯托克斯光与基频光的损耗比,  $\beta$  为抽运光束和基频光束在激光介质处的耦合率。方程组描述了在光轴上基频光和一阶斯托克斯光的归一化光子数密度随归一化时间  $\tau$  的变化规律。

由文献[16]可知输出黄光与一阶斯托克斯光的功率关系式为

$$P_{2\omega} = K_N \frac{l_k^2}{A_K} P_S^2, \quad (10)$$

式中  $P_S = A_K h\omega c \varphi_S/2$  为一阶斯托克斯光的功率与光子数密度的关系,  $l_k$  为倍频晶体的长度,  $\omega$  为一阶斯托克斯光的角频率,  $A_K = \pi w_S^2/2$  为一阶斯托克斯光在倍频晶体处的光束截面面积,  $K_N$  是与倍频晶体有效非线性系数和折射率相关的参量[16]。

由(10)式可以得出输出黄光与一阶斯托克斯光的光子数密度的关系式

$$\varphi_{2\omega}(r, t) = \frac{1}{2} \delta_k \varphi_S^2(r, t), \quad (11)$$

式中  $\delta_k = K_N h\omega c l_k^2/2$  为倍频产生黄光的倍频增益系数。运用文献[17]的方法,代入(11)式并代入一阶斯托克斯光的归一化光子数密度和归一化倍频光增益系数,可计算出输出黄光的峰值功率和脉冲能量分别为

$$P_{2\omega\max} = \frac{h\nu_{2\omega}}{t_r} \int \varphi_{2\omega\max}(r, t_m) dV = \frac{\pi w_S^2 h\nu_{2\omega} l_c \delta_k}{8t_r} \varphi_{S\max}^2(0, t_m) = \frac{\pi w_S^2 h\nu_{2\omega}}{8\sigma\gamma t_r} \left[\ln\left(\frac{1}{R_L}\right) + L_L\right]^2 \{H[\Phi_S^2(0, \tau_m)]_{\max}\}, \quad (12)$$

$$E_{2\omega} = \frac{h\nu_{2\omega}}{t_r} \iint \varphi_{2\omega}(r, t) dV dt = \frac{\pi w_S^2 h\nu_{2\omega} l_c \delta_k}{8t_r} \int \varphi_S^2(0, t) dt = \frac{\pi w_S^2 h\nu_{2\omega}}{8\gamma\sigma} \left[\ln\left(\frac{1}{R_L}\right) + L_L\right] \left[H \int \Phi_S^2(0, \tau) d\tau\right], \quad (13)$$

式中  $V$  为一阶斯托克斯光的模体积,  $\nu_{2\omega}$  为输出黄光的频率。在这里  $\varphi_{\max}$  为腔内光子数密度  $\varphi(r, t)$  的最大值。在以下的计算中,定义一个新的变量  $\Phi_{2\omega\max} = H[\Phi_S^2(0, \tau_m)]_{\max}$ , 描述输出黄光的归一化光子数密度的最大值,输出黄光的峰值功率与  $\Phi_{2\omega\max}$  成正比;定义另一个新的变量  $\Phi_{2\omega\text{integ}} = H \int \Phi_S^2(0, \tau) d\tau$ , 描述输出黄光的归一化光子数密度对归一化时间的积分,输出黄光的脉冲能量与  $\Phi_{2\omega\text{integ}}$  成正比。

### 3 数值计算与讨论

在归一化空间分布的速率方程(7),(8)中,存在6个综合变量,即  $H, N(0, 0), \beta, M, K, k_{LS}$ 。为了简单起见,  $\beta$  取值为0.5,此时抽运光和基频光达到最佳匹配模式,  $k_{LS}$  取值为1,即假设基频光与一阶斯托克斯光的光束半径相等。在数值计算中,自拉曼散射系数的取值为  $10^{-4} \text{ s}^{-1}$ ,通过估算,取归一化后的自拉曼散射系数  $K_{SP}$  为  $10^{-12}$ 。采用文献[12]中报道的实验参数,实验采用LD端面抽运的设置,KTP晶体长6 mm,腔长约为13 cm,激光介质受激发射截面  $\sigma$  为  $6.5 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$ ,拉曼晶体  $\text{SrWO}_4$  的拉曼增益系数  $g=5 \text{ cm/GW}$ ,KTP晶体的有效非线性系数  $d_{\text{eff}}$  为  $7.08 \text{ pm/V}$ 。将各实验参数带入(6)和(9)式可以估算出

归一化倍频增益系数  $H$  的值约为 3, 归一化拉曼增益系数  $M$  和一阶斯托克斯光与基频光的损耗比  $K$  的值约为 12 和 2。对(7),(8)式数值求解可以计算得出各变量  $H, M, K$  在  $0.2 \sim 10, 2 \sim 16$  和  $2 \sim 9$  的范围内变化时对  $\Phi_{2\omega_{\text{integ}}}$  和  $\Phi_{2\omega_{\text{max}}}$  的影响。 $\tau_r$  为由  $\Phi_{2\omega_{\text{max}}}/2$  上升到  $\Phi_{2\omega_{\text{max}}}$  的归一化时间,  $\tau_f$  为由  $\Phi_{2\omega_{\text{max}}}$  下降到  $\Phi_{2\omega_{\text{max}}}/2$  的归一化时间。 $\Delta\tau = \tau_r + \tau_f$  用来描述输出黄光的脉冲宽度。

图 1 分别给出了在  $M=12, K=3$  时, 不同的  $N(0,0)$  条件下,  $\Phi_{2\omega_{\text{integ}}}, \Phi_{2\omega_{\text{max}}}$  和  $\Delta\tau$  随归一化倍频增益系数  $H$  的变化, (a) 中  $N(0,0)$  取值从上到下为 20, 18, 15, 13, 10, 8, (b) 中  $N(0,0)$  取值从上到下为 8, 10, 13, 15, 18, 20。如图 1(a) 所示,  $\Phi_{2\omega_{\text{integ}}}$  和  $\Phi_{2\omega_{\text{max}}}$  随  $H$  的增加急剧增大, 在  $H$  取值为  $2 \sim 4$  附近时达到最大值, 随后变化缓慢, 而  $\Phi_{2\omega_{\text{max}}}$  出现缓慢下降的趋势, 并且归一化初始反转粒子数密度  $N(0,0)$  越大,  $\Phi_{2\omega_{\text{integ}}}$  和  $\Phi_{2\omega_{\text{max}}}$  的取值越大。由(11)式可以看出输出黄光的光子数密度与一阶斯托克斯光的光子数密度的关系, 倍频系数越大, 则由一阶斯托克斯光向黄光的转换效率越高。在初始阶段  $\Phi_{2\omega_{\text{integ}}}$  和  $\Phi_{2\omega_{\text{max}}}$  随  $H$  的增加急剧增大, 但是在倍频系数  $H$  增大到一定程度时, 由于一阶斯托克斯光向黄光转换过快, 致使腔内一阶斯托克斯光光子数密度急剧下降, 影响了腔内基频光向一阶斯托克斯光的转换, 从而最终使输出黄光的光子数密度缓慢减小。图 1(b) 显示了输出黄光的脉冲宽度随  $H$  的增大急剧变窄, 稍后变化缓慢, 并且随着  $N(0,0)$  的增大, 脉冲宽度也越窄。常用的倍频晶体主要有 KTP 及 LBO。文献[12]中采用 6 mm 长的 KTP 晶体作为倍频晶体, 估算出归一化倍频增益系数  $H$  的值约为 3, 而同条件下长为 20 mm 的 LBO 晶体的  $H$  值为 1.1, 若要进一步增大  $H$  值, 需要增加倍频晶体的长度, 而离散效应限制了倍频晶体的有效长度。在计算中发现  $H$  取值在  $1 \sim 4$  时最合适, 此时能够达到由一阶斯托克斯光向黄光最有效的转换。

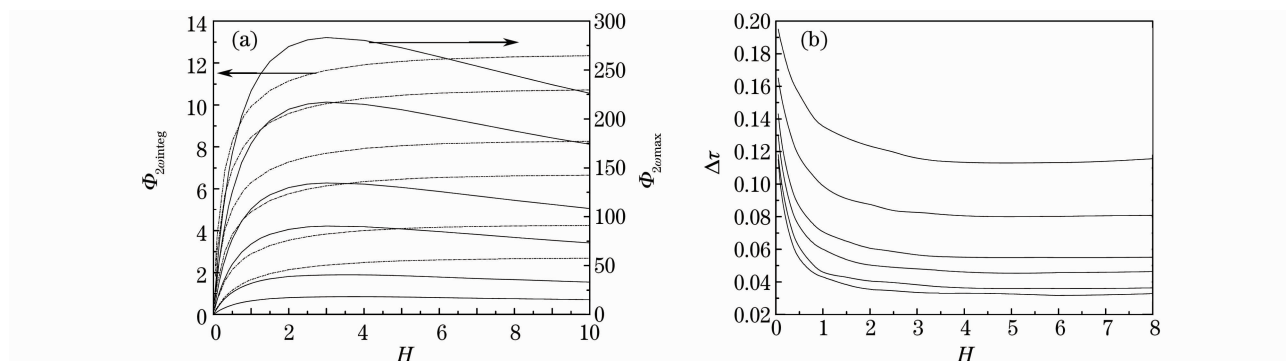


图 1 在  $M=12, K=3$  时,  $\Phi_{2\omega_{\text{integ}}}, \Phi_{2\omega_{\text{max}}}$  (a) 和  $\Delta\tau$  (b) 在不同的  $N(0,0)$  值下随  $H$  的变化。

Fig. 1 Dependence of  $\Phi_{2\omega_{\text{integ}}}, \Phi_{2\omega_{\text{max}}}$  (a) and  $\Delta\tau$  (b) on  $H$  for different  $N(0,0)$  with  $M=12, K=3$ .

图 2 分别给出了  $K=3, H=3$  时, 不同的  $N(0,0)$  取值下,  $\Phi_{2\omega_{\text{integ}}}, \Phi_{2\omega_{\text{max}}}$  和  $\Delta\tau$  随  $M$  的变化, (a)  $N(0,0)$  取值从上到下依次为 23, 20, 18, 15, 12, 10, 8, (b) 中  $N(0,0)$  取值从上到下为 8, 10, 12, 15, 18, 20, 23。从图 2(a) 可以看出,  $\Phi_{2\omega_{\text{integ}}}$  和  $\Phi_{2\omega_{\text{max}}}$  随  $M$  值的增大呈非线性增大, 在  $M$  取值为  $4 \sim 12$  时  $\Phi_{2\omega_{\text{integ}}}$  增大较明显, 稍后缓慢增大, 并且  $N(0,0)$  取值越大变化越明显。由图 2(b) 可以看出,  $M$  取值在  $4 \sim 12$  时脉冲宽度急剧变窄。

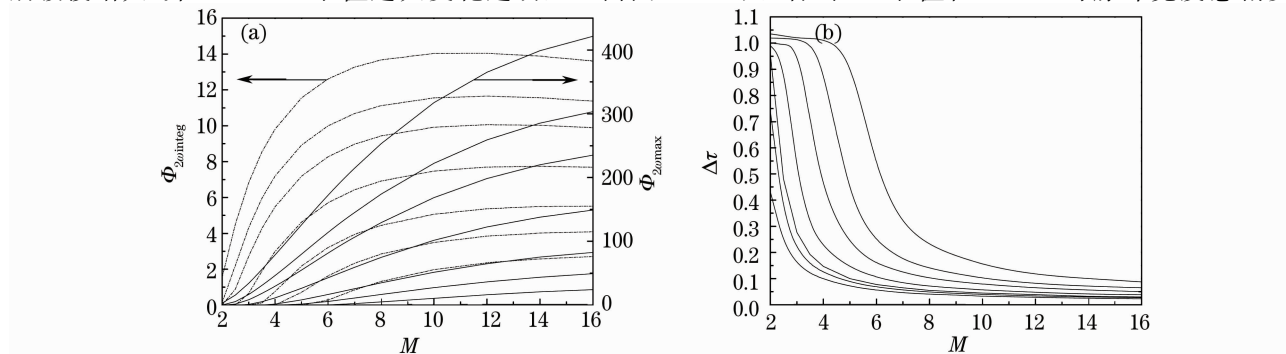


图 2 在  $K=3, H=3$  时,  $\Phi_{2\omega_{\text{integ}}}, \Phi_{2\omega_{\text{max}}}$  (a) 和  $\Delta\tau$  (b) 在不同的  $N(0,0)$  值下随  $M$  的变化

Fig. 2 Dependence of  $\Phi_{2\omega_{\text{integ}}}, \Phi_{2\omega_{\text{max}}}$  (a) and  $\Delta\tau$  (b) on  $M$  for different  $N(0,0)$  with  $K=3, H=3$

窄,并且  $N(0,0)$  取值越大脉冲宽度越窄,在  $M$  取值大于 12 之后脉冲宽度变化较缓慢。 $M = gh\nu_S cl_S / (\gamma\sigma l_c)$  为归一化拉曼增益系数,与激光介质受激发射截面  $\sigma$  和拉曼增益系数  $g$  及反转因子  $\gamma$  有关。表面看来受激发射截面  $\sigma$  越大,  $M$  值越小,输出黄光的阈值反转粒子数密度越大,实际上由(6)式可知,  $N(0,0)$  为关于  $N_{L,th}(0,0)$  归一化的反转粒子数密度,由(5)式可知  $\sigma$  越大,  $N_{L,th}(0,0)$  越小,因此实现受激拉曼散射的实际抽运功率并不高。 $M$  正比于拉曼介质的长度与激光器的光学长度之比  $l_S/l_c$ ,因此对于给定长度的拉曼介质,缩短腔长是提高归一化拉曼增益系数、降低输出黄光的光子数密度阈值的有效方法。通过计算表明,  $M$  取值太大时,  $\Phi_{2\omega_{integ}}$ ,  $\Phi_{2\omega_{max}}$  和  $\Delta\tau$  基本没有变化,对输出黄光的脉冲能量、峰值功率和脉冲宽度等基本没有影响,而  $M$  取值较低时,输出黄光的阈值反转粒子数密度将会太大,一般的主动调 Q 器件很难达到如此高的反转粒子数积累,所以  $M$  取值在 4~12 之间比较合理。

图 3 分别给出了  $M=12, H=3$  时,不同的  $K$  值下,  $\Phi_{2\omega_{integ}}$ ,  $\Phi_{2\omega_{max}}$  和  $\Delta\tau$  随归一化初始反转粒子数密度  $N(0,0)$  的变化,(a)中  $K$  取值从上到下依次为 2, 3, 5, 7, 9, (b)中  $K$  取值从下到上依次为 2, 3, 5, 7, 9 [ $N(0,0)=6$ ]。  $K = [\ln(1/R_S) + L_S] / [\ln(1/R_L) + L_L]$  为一阶斯托克斯光与基频光的损耗比。图 3(a)可以看出,  $\Phi_{2\omega_{integ}}$  和  $\Phi_{2\omega_{max}}$  随  $N(0,0)$  的增大而增大并且在阈值附近同样表现出了非线性,  $K$  值越小,  $\Phi_{2\omega_{integ}}$  和  $\Phi_{2\omega_{max}}$  的值越大,输出黄光的阈值反转粒子数密度越小。由图 3(b)显示,在输出黄光的反转粒子数密度达到阈值附近时,输出黄光的脉冲宽度随着  $N(0,0)$  的增大急剧变窄。  $K$  值越小,一阶斯托克斯光腔内损耗越小,转换为黄光输出的粒子数密度就会越大,由一阶斯托克斯光到黄光的转换效率就越高。所以计算表明  $K$  取值在 2~7 比较合适。

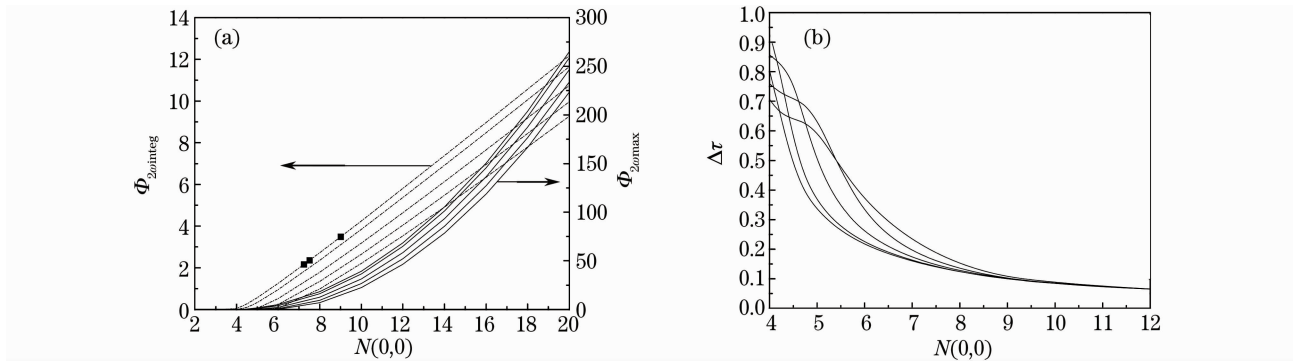


图 3 在  $M=12, H=3$  时,  $\Phi_{2\omega_{integ}}$ ,  $\Phi_{2\omega_{max}}$  (a) 和  $\Delta\tau$  (b) 在不同的  $K$  值下随  $N(0,0)$  的变化

Fig. 3 Dependence of  $\Phi_{2\omega_{integ}}$ ,  $\Phi_{2\omega_{max}}$  (a) and  $\Delta\tau$  (b) on  $N(0,0)$  for different  $K$  with  $M=12, H=3$

## 4 应用

主动调 Q 激光器的归一化初始反转粒子数密度通常可以由  $N(0,0) = P/P_{th}$  估算,但这种方法由于没有考虑脉冲重复频率及激活粒子的上转换的影响,因而误差较大,而文献[18]中给出了可以更精确计算初始反转粒子数密度的方法

$$n_{max} - n_f = n_i \ln \frac{n_{max}}{n_f}, \quad (14)$$

$$n_{max} = \frac{1}{B} \left\{ A \frac{(1 + Bn_f + A) + (1 + Bn_f - A) \exp(-A/(\tau f))}{(1 + Bn_f + A) - (1 + Bn_f - A) \exp[-A/(\tau f)]} - 1 \right\}, \quad (15)$$

式中  $A = \sqrt{1 + 4\tau^2 \gamma R_p}$ ,  $B = 2\pi\gamma$ ,  $R_p = \frac{P_{abs}}{h\nu_p} \frac{1}{\pi\omega_p^2 l}$ ,  $n_i = \frac{1}{2\sigma l} [\ln(\frac{1}{R_L}) + L_L]$ ,  $n_{max}$  为初始反转粒子数密度,  $n_f$  为剩余反转粒子数密度,  $n_i$  为初始反转粒子数密度阈值,  $f$  为抽运光脉冲重复频率,  $P_{abs}$  为抽运光功率,  $\tau$  为激活粒子的辐射寿命,取值为  $250 \mu s$ ,  $\gamma$  为激活粒子上转换率取值为  $0.5 \times 10^{-16} \text{ cm}^3/\text{s}$ 。将实验中各参量代入(14),(15)式可以估算出不同的脉冲重复频率和脉冲功率下的初始反转粒子数密度,并且由  $N(0,0) = n_{max}/n_i$  得到归一化初始反转粒子数密度。

表1 不同脉冲重复频率和抽运功率下理论计算和实验所得的黄光脉冲能量比较

Table 1 Theoretical and experimental results of yellow laser pulse energy for different pump powers ( $P$ ) and pulse repetition rates ( $f$ )

	$N(0,0)$	$\Phi_{2\omega_{\text{integ}}}$	$E_{\text{th}}/\mu\text{J}$	$E_{\text{exp}}/\mu\text{J}$
$f=20\text{ kHz}, P=10\text{ W}$	7.517	2.356	91.78	89
$f=20\text{ kHz}, P=12\text{ W}$	9.014	3.490	135.90	119
$f=30\text{ kHz}, P=14\text{ W}$	7.250	2.158	84.04	75

表1中给出了在不同脉冲重复频率和脉冲功率下理论计算和实验所得的输出黄光的脉冲能量,  $N(0,0)$  由(14),(15)式计算得出,由图3(a)可以得出此时  $\Phi_{2\omega_{\text{integ}}}$  的值[图3(a)中已标示],并代入(13)式可以估算出输出黄光的脉冲能量。  $E_{\text{th}}$  为以上计算所得输出黄光的脉冲能量,  $E_{\text{exp}}$  为由文献[12]中图2实验得到的输出黄光脉冲能量。比较可以看出,脉冲能量的实验结果与计算所得结果基本相吻合。当抽运功率取值较大时,理论计算结果要比实验结果大,这主要是由于在实验中,随着抽运光功率的增大,热透镜效应越明显,使基频光的腔模变小,不能达到最佳模式匹配,影响了腔内基频光及一阶斯托克斯光的有效转化。热透镜效应涉及到激光器的实际结构和参数,例如腔长、晶体性质、各光学元件的相对位置等,因此难以通过归一化的参数进行处理。

由图1和2可以看出,在  $H$  和  $M$  分别取值为3和12时,在最佳取值范围内,因而文献[12]的实验中取得了理想的黄光转换效率。若要使黄光拉曼激光器的效率进一步提高,需要减少腔内基频光及一阶斯托克斯的损耗及通过谐振腔的合理设计减少热透镜效应的影响。

## 5 结 论

推得了内腔式黄光拉曼激光器的考虑空间分布的归一化速率方程,并参照黄光拉曼激光器的具体实验数据估算了各归一化变量的取值范围,对归一化方程进行了数值求解并且得出了一系列相应的曲线,讨论了各个归一化变量对内腔式黄光拉曼激光器特性的影响。通过数值模拟,发现输出黄光的光子数密度随归一化倍频增益系数呈非线性增大趋势,并且一阶斯托克斯光向黄光的转换效率与归一化倍频增益系数紧密相关,归一化倍频增益系数取值不易过大,取值太大时由于一阶斯托克斯光损耗过大会使输出黄光的光子数密度缓慢降低。而对于给定长度的拉曼介质,可以通过缩短腔长的方法来提高归一化拉曼增益系数和降低输出黄光的阈值反转粒子数密度。利用所得的数值曲线和相关的方程,估算了具体实验中输出黄光的脉冲能量,并与实验所得结果相比较,在抽运功率较低时,理论结果与实验结果能很好吻合。当抽运功率取值较大时,理论计算结果要高于实验结果。随着抽运光功率的增大,热透镜效应越明显,使基频光的腔模变小,影响了抽运光与基频光之间的模式耦合,同时热透镜效应将增大腔内损耗,使基频光效率降低,从而最终限制黄光的转换效率。热透镜效应是激光器研究中的重要问题,涉及到激光器的实际结构和参数,这也是我们现今的研究方向之一。在以后工作中,将会在速率方程理论中考虑热透镜效应,研究各主要参数对内腔式黄光拉曼激光器的影响,探索实现高效率内腔式黄光拉曼激光器的优化条件。

## 参 考 文 献

- 1 Su Fufang, Zhang Xingyu, Wang Qingpu *et al.*. Output properties of external resonator SrWO<sub>4</sub> Raman laser [J]. *Acta Optica Sinica*, 2006, **26**(5): 693~696  
苏富芳, 张行愚, 王青圃等. 外腔式 SrWO<sub>4</sub> 拉曼激光器的输出特性研究[J]. *光学学报*, 2006, **26**(5): 693~696
- 2 Su Fufang, Zhang Xingyu, Wang Qingpu *et al.*. Output properties of external resonator KGd(WO<sub>4</sub>)<sub>2</sub> Raman laser [J]. *Journal of Optoelectronics & Laser*, 2006, **17**(5): 538~541  
苏富芳, 张行愚, 王青圃等. 外腔式 KGd(WO<sub>4</sub>)<sub>2</sub> 拉曼激光器的输出特性研究 [J]. *光电子·激光*, 2006, **17**(5): 538~541
- 3 S. Ding, X. Zhang, Q. Wang *et al.*. Theoretical and experimental study on the self-Raman laser with Nd:YVO<sub>4</sub> crystal [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 2006, **42**(9): 927~933
- 4 Cong Zhenhua, Zhang Xingyu, Wang Qingpu *et al.*. Actively Q-switched intracavity Nd:YAG/GdVO<sub>4</sub> Raman laser [J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, **36**(1): 19~22  
丛振华, 张行愚, 王青圃等. 主动调Q内腔式 Nd:YAG/GdVO<sub>4</sub>拉曼激光器 [J]. *中国激光*, 2009, **36**(1): 19~22

- 5 Wu Wendi, Wu Fuquan, Su Fufang *et al.*. Quartz optical filter based on rotatory dispersion effect used for intracavity yellow Raman laser [J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, **36**(4): 833~835  
吴闻迪, 吴福全, 苏富芳 等. 对内腔拉曼黄光激光器谱线提取的石英晶体旋光滤波器 [J]. *中国激光*, 2009, **36**(4): 833~835
- 6 H. M. Pask, J. A. Piper. Efficient all-solid-state yellow laser source producing 1.2 W average power [J]. *Opt. Lett.*, 1999, **24**(21): 1490~1492
- 7 J. Simons, P. Dekker, J. Piper. Small-scale, all-solid-state, frequency-doubled intracavity Raman laser producing 5 mW yellow-orange output at 598 nm [J]. *Opt. Commun.*, 2004, **229**(1-6): 305~310
- 8 T. Omatsu, Y. Ojima, H. M. Pask *et al.*. Efficient 1181 nm self-stimulating Raman output from transversely diode-pumped Nd<sup>3+</sup>:KGd(WO<sub>4</sub>)<sub>2</sub> laser [J]. *Opt. Commun.*, 2004, **232**(1-6): 327~331
- 9 R. P. Mildren, H. M. Pask, H. Ogilvy *et al.*. Discretely tunable, all-solid-state laser in the green, yellow, and red [J]. *Opt. Lett.*, 2005, **30**(12): 1500~1502
- 10 Shutao Li, Xingyu Zhang, Qingpu Wang *et al.*. Small scale and efficient diode-pumped actively Q-switched intracavity KTP frequency-doubled Nd:YAG/GdVO<sub>4</sub> Raman laser [J]. *J. Phys.* 2008, **41**(5): 055104
- 11 Shutao Li, Xingyu Zhang, Qingpu Wang *et al.*. Diode-side-pumped intracavity frequency-doubled Nd:YAG/BaWO<sub>4</sub> Raman laser generating average output power of 3.14 W at 590 nm [J]. *Opt. Lett.*, 2007, **32**(20): 2951~2953
- 12 Zhenghua Cong, Xingyu Zhang, Qingpu Wang *et al.*. Efficient diode-end-pumped actively Q-switched Nd:YAG/SrWO<sub>4</sub>/KTP yellow laser [J]. *Opt. Lett.*, 2009, **34**(17): 2610~2612
- 13 Zhang Xingyu, Wang Qingpu, Chang Jun *et al.*. All solid state intracavity frequency-doubled Nd:YAG/SrWO<sub>4</sub>/KTP Raman laser [J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, **36**(7): 1798~1801  
张行愚, 王青圃, 常 军 等. 全固体腔内倍频 Nd:YAG/SrWO<sub>4</sub>/KTP 拉曼激光器 [J]. *中国激光*, 2009, **36**(7): 1798~1801
- 14 Xingyu Zhang, Shengzhi Zhao, Qingpu Wang *et al.*. Modeling of diode-pumped actively Q-switched lasers [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1999, **35**(12): 1912~1918
- 15 S. Ding, X. Zhang, Q. Wang *et al.*. Modeling of actively Q-switched intracavity Raman lasers [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 2007, **43**(8): 722~729
- 16 Guiqiu Li, Shengzhi Zhao, Hongming Zhao *et al.*. Rate equations and solutions of a laser-diode end-pumped passively Q-switched intracavity doubling laser by taking into account intracavity laser spatial distribution [J]. *Opt Commun.*, 2004, **234**(1-6): 321~328
- 17 J. J. Degan. Theory of the optimally coupled Q-switched laser [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1989, **25**(2): 214~220
- 18 Y. P. Lan, Y. F. Chen, S. C. Wang. Repetition-rate dependence of thermal loading in diode-end-pumped Q-switched lasers: influence of energy-transfer upconversion [J]. *Appl. Phys. B*, 2000, **71**(1): 27~31