

# 内置 $\text{Yb}^{3+}:\text{YAG}$ 的环形腔输出脉冲激光理论分析

黄志云<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>福建师范大学物理与光电信息科技学院激光与光电子技术研究所, 福建省光子技术重点实验室,  
医学光电科学与技术教育部重点实验室, 福建 福州 350007  
<sup>2</sup>中国科学院光电材料化学与物理重点实验室, 福建 福州 350002

**摘要** 分析了  $\text{Yb}^{3+}:\text{YAG}$  的发射光谱,按照均匀展宽的机理,对发射截面按照波长进行了划分,使之对应于 Stark 子能级对之间的跃迁。在此基础上,提出了内置  $\text{Yb}^{3+}:\text{YAG}$  的环形腔将连续注入种子激光转换为超短脉冲激光的理论模型。基于速率方程方法,推导得到了描述脉冲激光性能的方程。在此过程中,考虑了  $\text{Yb}^{3+}$  激光的抽运饱和和吸收和自吸收效应。最后利用该模型分析了不同情况下的超短脉冲激光性能。结果表明,要实现性能优良的脉冲激光输出,必须选择合适的种子激光频率、光强和晶体长度等。

**关键词** 激光光学;速率方程; $\text{Yb}^{3+}:\text{YAG}$ ;脉冲激光

中图分类号 O436 文献标识码 A doi: 10.3788/LOP49.081402

## Theoretical Study of Short Pulse from Ring Cavity with Inserted $\text{Yb}^{3+}:\text{YAG}$ Crystal

Huang Zhiyun<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Fujian Provincial Key Laboratory for Photonics Technology, Key Laboratory of Optoelectronic Science and Technology for Medicine of Ministry of Education, Institute of Laser and Optoelectronics Technology, School of Physics and Optoelectronics Technology, Fujian Normal University, Fuzhou, Fujian 350007, China  
<sup>2</sup> Key Laboratory of Optoelectronic Materials Chemistry and Physics, Chinese Academy of Sciences, Fuzhou, Fujian 350002, China

**Abstract** On the basis of the spectral information, a theoretical model is developed to treat the short pulse laser generated from an active continuous wave (CW) injected ring cavity with  $\text{Yb}^{3+}:\text{YAG}$  amplifier. Starting from rate equation, the equation describing the short pulse laser is obtained. As a computable model, it takes into account the pump absorption saturation and the laser reabsorption. By this model, the short pulse laser properties under different cases are analyzed. The results show that in order to achieve the good pulse laser, the seeding frequency and intensity as well as the amplifier length should be optimized.

**Key words** laser optics; rate equation;  $\text{Yb}^{3+}:\text{YAG}$ ; pulsed laser

**OCIS codes** 140.3280; 140.3580; 140.5680

## 1 引言

掺杂  $\text{Yb}^{3+}$  的材料中,  $\text{Yb}^{3+}:\text{YAG}$  晶体由于具有良好的热学、光学和机械性能,吸引了众多研究人员的注意<sup>[1~6]</sup>。与  $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$  相比,  $\text{Yb}^{3+}:\text{YAG}$  的发射带宽较大,有利于超短脉冲激光的输出<sup>[7~9]</sup>。通常可以通过调 Q 和锁模的方法输出短脉冲激光。此外,还可通过环形腔将连续激光转换为短脉冲激光<sup>[10~12]</sup>。当连续种子激光注入内置声光调制器(AOM)的环形腔内时,将会产生一系列具有固定频率差和相位差的激光,频率差由 AOM 的驱动频率决定,相位差则由环形腔长度决定。这些激光在输出端将通过类似锁模的机

收稿日期: 2012-03-20; 收到修改稿日期: 2012-05-02; 网络出版日期: 2012-06-07

基金项目: 国家自然科学基金(61008062)和中国科学院光电材料化学与物理重点实验室基金(2008DP173016, 2010KL0014)资助课题。

作者简介: 黄志云(1977—),男,博士,副教授,主要从事固体光电子方面的研究。E-mail: zhiyunhuang@fjnu.edu.cn

制转换为短脉冲激光。在该环形腔内置入放大介质,则产生的脉冲激光的性能将受该放大介质的影响。通过调节注入的连续激光的频率,可以改变短脉冲激光频率和光强;通过调节 AOM 的驱动频率和强度,可以改变短脉冲激光脉冲宽度。这对于某些需要对脉冲激光性能做微调的场合显然是有利的。

先前提出的  $\text{Yb}^{3+}:\text{YAG}$  短脉冲激光模型存在两个不足:1) 发射谱线型被简单假定为 Lorentz 线型。由于不可避免的能级展宽,实验测量得到的发射谱是各个 Stark 子能级对跃迁重叠的结果,只有每个 Stark 子能级对的跃迁才可以用 Lorentz 线型表示。2) 环形腔内不同频率的激光被认为是在恒定的一对 Stark 子能级对间跃迁产生的。由于环形腔内的激光每次通过 AOM 频率都会改变,往复多次后波长就会有大的变化,因此相应的激光上下能级也会变化。针对这两个不足之处,本文提出了改进的短脉冲激光模型,并利用该模型分析了不同情形下的短脉冲激光性能。

## 2 模型

图 1 给出了  $\text{Yb}^{3+}:\text{YAG}$  晶体的能级图。图 1 表明,当激光波长为 1029 nm 时,激光上下能级分别为  $u_1$  和  $l_3$ ;当激光波长变化为 1024 nm 时,激光上下能级分别为  $u_1$  和  $l_2$ 。如引言所述,当激光波长变化较大时,激光上下能级不能认为是恒定的。因此在建立模型的过程中,必须要考虑这一点。图 2 所示为  $\text{Yb}^{3+}:\text{YAG}$  的发射谱,其中包括实验曲线、Lorentz 线型拟合曲线及文献[11]所用曲线。拟合公式为  $\sigma_{ij}(\lambda) = 2A\Delta\lambda/\pi[4(\lambda - \lambda_c)^2 + (\Delta\lambda)^2]$ ,  $A$  为幅度,  $\Delta\lambda$  为脉冲半峰全宽(FWHM),  $\lambda_c$  为中心波长。具体的拟合结果列于表 1。之所以采用 Lorentz 线型进行拟合主要是基于均匀展宽机理的考虑。

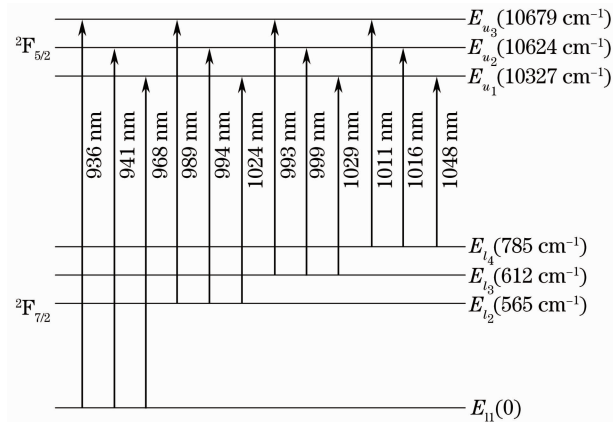


图 1  $\text{Yb}^{3+}:\text{YAG}$  晶体的能级图

Fig. 1 Energy level diagram of  $\text{Yb}^{3+}:\text{YAG}$  crystal

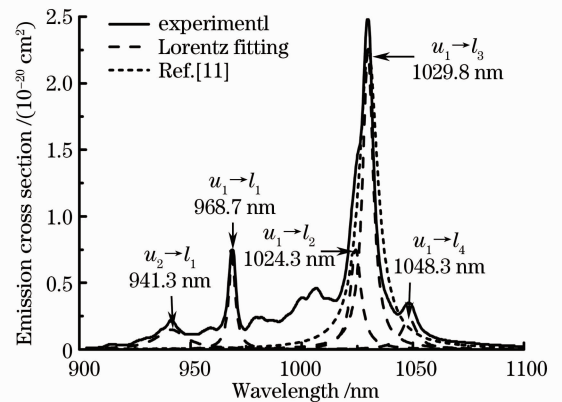


图 2  $\text{Yb}^{3+}:\text{YAG}$  的发射谱

Fig. 2  $\text{Yb}^{3+}:\text{YAG}$  emission spectrum

表 1  $\text{Yb}^{3+}:\text{YAG}$  发射谱拟合结果

Table 1 Fitting results for  $\text{Yb}^{3+}:\text{YAG}$  emission cross section

Center wavelength $\lambda_c$ / nm	FWHM $\Delta\lambda$ / nm	Amplitude $A$ / ( $10^{-20} \text{ cm}^2$ )	Transition
941.3	16.3	4.8	$u_2 \rightarrow l_1$ (941 nm)
968.7	3.72	4.5	$u_1 \rightarrow l_1$ (968 nm)
1024.3	5.84	8	$u_1 \rightarrow l_2$ (1024 nm)
1029.8	5.64	20	$u_1 \rightarrow l_3$ (1029 nm)
1048.3	9.2	3.98	$u_1 \rightarrow l_4$ (1048 nm)

描述  $^2\text{F}_{5/2}$  多重态粒子数密度的速率方程为

$$\frac{dN_u(z)}{dt} = \frac{I_p(z)}{h\nu_p} \sigma_p \Delta N_p(z) - \sum_{q=0}^n \frac{I(\nu_q, z)}{h\nu_q} \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^4 \sigma_{ij}(\nu_q) \Delta N_{ij}(z) - \frac{N_u(z)}{\tau_f}, \quad (1)$$

式中  $z$  为纵向坐标,  $N_u(z)$  为  $^2\text{F}_{5/2}$  多重态粒子数密度,  $I_p(z)$  为抽运光强,  $\Delta N_p(z)$  为参与抽运的反转粒子数,  $h$  为 Planck 常数,  $\sigma_p$  为抽运吸收截面,  $\nu_p$  为抽运光频率,  $\tau_f$  为  $^2\text{F}_{5/2}$  多重态的荧光寿命,  $\Delta N_{ij}(z)$  为 Stark 子能

级  $u_i (i = 1, 2, 3)$  与  $l_j (j = 1, 2, 3, 4)$  之间的反转粒子数密度。 $\nu_q = \nu_0 + q\delta\nu (q = 0, 1, 2, \dots)$  表示环形腔内存在的激光频率,  $\nu_0$  为注入的种子激光的频率,  $\delta\nu$  是 AOM 的驱动频率。 $I(\nu_q, z)$  表示频率  $\nu_q$  的激光光强,  $\sigma_{ij}(\nu_q)$  表示由于跃迁  $u_i \rightarrow l_j$  贡献的在频率  $\nu_q$  的发射截面。(1) 式中右边第二项对  $i, j$  的求和表明不止一对 Stark 子能级的跃迁都对频率  $\nu_q$  的激光有贡献。当激光波长恰好等于某一对 Stark 能级跃迁的中心波长时, 其他 Stark 能级跃迁对该波长激光的贡献可以忽略。显然, 当激光波长与 Stark 能级跃迁的中心波长差别较大时, (1) 式描述更全面、准确。

$\Delta N_p(z)$  和  $\Delta N_{ij}(z)$  满足

$$\Delta N_p(z) = f_{l1}N_0 - (f_{u2} + f_{l1})N_u(z), \quad (2a)$$

$$\Delta N_{ij}(z) = (f_{ui} + f_{lj})N_u(z) - f_{lj}N_0, \quad (2b)$$

式中  $N_0$  为  $\text{Yb}^{3+}$  浓度,  $f_{ui}$  和  $f_{lj}$  表示  $u_i$  和  $l_j$  在各自多重态中的热平衡分布因子。将 (2a)、(2b) 式代入 (1) 式, 可求得稳态下  $^2F_{5/2}$  多重态的粒子数密度为

$$N_u(z) = \frac{\frac{I_p(z)}{h\nu_p}\sigma_p f_{l1} + \sum_{q=0}^n \frac{I(\nu_q, z)}{h\nu_q}\beta(\nu_q)}{\frac{1}{\tau_f} + \frac{I_p(z)}{h\nu_p}\sigma_p(f_{u2} + f_{l1}) + \sum_{q=0}^n \frac{I(\nu_q, z)}{h\nu_q}\gamma(\nu_q)} N_0, \quad (3)$$

式中

$$\beta(\nu_q) = \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^4 \sigma_{ij}(\nu_q) f_{lj},$$

$$\gamma(\nu_q) = \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^4 \sigma_{ij}(\nu_q) (f_{ui} + f_{lj}) = \alpha(\nu_q) + \beta(\nu_q),$$

$$\alpha(\nu_q) = \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^4 \sigma_{ij}(\nu_q) f_{ui},$$

由 (2a)、(2b) 式, 有

$$\Delta N_{ij}(z) = \frac{f_{ui}f_{l1} - f_{u2}f_{lj}}{f_{u2} + f_{l1}} N_0 - \frac{f_{ui} + f_{lj}}{f_{u2} + f_{l1}} \Delta N_p(z). \quad (4)$$

$\text{Yb}^{3+}:\text{YAG}$  晶体内的抽运和激光光强应满足

$$\frac{dI_p(z)}{I_p(z)dz} = -\sigma_p \Delta N_p(z), \quad (5a)$$

$$\frac{dI(\nu_q, z)}{I(\nu_q, z)dz} = \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^4 \sigma_{ij}(\nu_q) \Delta N_{ij}(z). \quad (5b)$$

(5b) 式表明频率  $\nu_q$  的激光并不仅是由一对 Stark 子能级跃迁产生的。将 (4)、(5a) 式代入 (5b) 式, 得

$$(f_{u2} + f_{l1})\sigma_p \frac{dG(\nu_q, z)}{dz} = \sigma_p N_0 \chi(\nu_q) + \frac{d\Gamma(z)}{dz} \gamma(\nu_q), \quad (6)$$

式中  $\chi(\nu_q) = \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^4 \sigma_{ij}(\nu_q) (f_{ui}f_{l1} - f_{u2}f_{lj}) = f_{l1}\alpha(\nu_q) - f_{u2}\beta(\nu_q)$ ,  $G(\nu_q, z) = \ln[I(\nu_q, z)/I(\nu_q, 0)]$ ,  $\Gamma(z) = \ln[I_p(z)/I_p(0)]$ 。将 (2a)、(2b)、(3) 式代入 (5a)、(5b) 式, 得

$$\frac{dI_p(z)}{I_p(z)dz} = -\sigma_p \frac{\frac{f_{l1}}{\tau_f} + \sum_{j=0}^n \frac{I(\nu_j, z)}{h\nu_j} \chi(\nu_j)}{\frac{1}{\tau_f} + \frac{I_p(z)}{h\nu_p}\sigma_p(f_{u2} + f_{l1}) + \sum_{j=0}^n \frac{I(\nu_j, z)}{h\nu_j}\gamma(\nu_j)} N_0, \quad (7a)$$

$$\frac{dI(\nu_q, z)}{I(\nu_q, z)dz} = \frac{\frac{I_p(z)}{h\nu_p}\sigma_p \chi(\nu_q) + \gamma(\nu_q) \sum_{i=0}^n \frac{I(\nu_i, z)}{h\nu_i} \beta(\nu_i) - \beta(\nu_q) \sum_{i=0}^n \frac{I(\nu_i, z)}{h\nu_i} \gamma(\nu_i) - \frac{\beta(\nu_q)}{\tau_f} N_0}{\frac{1}{\tau_f} + \frac{I_p(z)}{h\nu_p}\sigma_p(f_{u2} + f_{l1}) + \sum_{i=0}^n \frac{I(\nu_i, z)}{h\nu_i}\gamma(\nu_i)} N_0. \quad (7b)$$

由 (6)、(7a)、(7b) 式化简得

$$(f_{u2} + f_{l1}) \frac{\beta(\nu_q)}{\tau_f} \frac{d\Gamma(z)}{dz} - (f_{u2} + f_{l1}) \frac{\sigma_p \chi(\nu_q)}{h\nu_p} \frac{dI_p(z)}{dz} - \frac{f_{l1}}{\tau_f} \sigma_p N_0 \chi(\nu_q) - \gamma(\nu_q) \frac{f_{l1}}{\tau_f} \frac{d\Gamma(z)}{dz} = (f_{u2} + f_{l1}) \sigma_p \chi(\nu_q) \sum_{i=0}^n \frac{dI(\nu_i, z)}{h\nu_i dz}. \quad (8)$$

(6)、(8)式分别对  $z$  从 0 到晶体长度  $L$  进行积分,可得

$$(f_{u2} + f_{l1}) \sigma_p G(\nu_q, L) = \sigma_p N_0 L \chi(\nu_q) + \Gamma(L) \gamma(\nu_q), \quad (9)$$

$$(f_{u2} + f_{l1}) \frac{\beta(\nu_q)}{\tau_f} \Gamma(L) - (f_{u2} + f_{l1}) \frac{\sigma_p \chi(\nu_q)}{h\nu_p} I_p(0) \{ \exp[\Gamma(L)] - 1 \} - \frac{f_{l1}}{\tau_f} \sigma_p N_0 L \chi(\nu_q) - \gamma(\nu_q) \frac{f_{l1}}{\tau_f} \Gamma(L) = (f_{u2} + f_{l1}) \sigma_p \chi(\nu_q) \sum_{i=0}^n \frac{I(\nu_i, 0) \{ \exp[G(\nu_i, L)] - 1 \}}{h\nu_i}. \quad (10)$$

令  $I_{sd}(\nu_0)$  表示种子激光强度,则

$$I(\nu_q, z) = (1 - \eta) \eta^q I_{sd}(\nu_0) \exp \left[ \sum_{i=0}^{q-1} G(\nu_i, L) + G(\nu_q, z) \right], \quad (11)$$

式中  $\eta$  为 AOM 的转换效率。将(9)、(11)式代入到(10)式得

$$\frac{f_B \beta(\nu_q)}{\sigma_p \tau_f} \Gamma(L) - \frac{f_B \chi(\nu_q)}{h\nu_p} I_p(0) \{ \exp[\Gamma(L)] - 1 \} - \frac{f_{l1}}{\tau_f} \alpha_p L \chi(\nu_q) - \gamma(\nu_q) \frac{f_{l1}}{\tau_f} \Gamma(L) = (1 - \eta) I_{sd}(\nu_0) f_B \chi(\nu_q) \times \sum_{i=0}^n \frac{\eta^i}{h\nu_i} \left\{ \exp \left[ \frac{\alpha_p L}{f_B} \sum_{j=0}^i \chi(\nu_j) + \frac{\Gamma(L)}{f_B} \sum_{j=0}^i \gamma(\nu_j) \right] - \exp \left[ \frac{\alpha_p L}{f_B} \sum_{j=0}^{i-1} \chi(\nu_j) + \frac{\Gamma(L)}{f_B} \sum_{j=0}^{i-1} \gamma(\nu_j) \right] \right\}, \quad (12)$$

式中  $\alpha_p = \sigma_p N_0$ ,  $f_B = (f_{u2} + f_{l1}) \sigma_p$ 。当入射抽运光强  $I_p(0)$  给定时,可由(12)式求得  $\Gamma(L)$ ,再由(9)式可得  $G(\nu_q, L)$ 。最后,可求得不同频率的输出光强为<sup>[11]</sup>

$$I_o(\nu_q) = (1 - \eta)^2 \eta^q I_{sd}(\nu_0) \exp \left[ \sum_{i=0}^q G(\nu_i, L) \right]. \quad (13)$$

发生干涉后的脉冲光强为<sup>[11]</sup>

$$F(t) = I_{sd}(\nu_0) \left| \sqrt{\eta} \cos(2\pi\nu_{-1}t) + (1 - \eta) \sum_{q=0}^n \sqrt{\eta^q \exp \left[ \sum_{i=0}^q G(\nu_i, L) \right]} \cos(2\pi\nu_q t) \right|^2. \quad (14)$$

### 3 数值分析

表 2 列出了 Yb<sup>3+</sup>:YAG 的光谱及其他实验参数。在以下分析中,除非有特别说明,否则将直接利用表 1,2 的参数进行计算。

表 2 Yb<sup>3+</sup>:YAG 光谱及其他参数

Table 2 Spectral parameters of Yb<sup>3+</sup>:YAG and other parameters

Parameter	Value
$\sigma_p$ at 940 nm/cm <sup>2</sup>	$0.76 \times 10^{-20}$ <sup>[13]</sup>
$\nu_c$ /nm	$c/1030$
$\Delta\nu$ /Hz	$3.0 \times 10^{12}$ ( $\Delta\lambda = 10$ nm) <sup>[13]</sup>
$\tau_f$ /ms	$1.0$ <sup>[13]</sup>
$f_{l1}, f_{l2}, f_{l3}, f_{l4}$ at 300 K	0.8750, 0.0584, 0.0464, 0.0202
$f_{u1}, f_{u2}, f_{u3}$ at 300 K	0.702, 0.169, 0.129
$\lambda_0$ /nm	1032
$\delta\nu$ /MHz	100
$N_0$ /%	3 (atomic fraction, $4.158 \times 10^{20}$ ions/cm <sup>3</sup> )
$L$ /mm	5
$I_{p0}$ /kW/cm <sup>2</sup>	10
$I_0$ /kW/cm <sup>2</sup>	10
$\eta$	0.96

很多因素都会影响脉冲激光性能。如果选用半导体激光器(LD)作为连续种子激光光源,由于 LD 的波长只能在很小范围内变化,因此首先需要确定种子激光的波长。图 3 给出了脉冲峰值光强随种子激光波长

变化的曲线,其中曲线1采用表1,2所给的参数,曲线2对应 $L=1\text{ cm}$ ,曲线3对应 $I_0=20\text{ kW/cm}^2$ ,曲线4对应 $\eta=0.94$ ,曲线5对应 $\delta\nu=200\text{ MHz}$ 。当种子激光波长从 $1031\text{ nm}$ 调谐到 $1034\text{ nm}$ 时,光强急剧增大。就图3所示的情形,均存在两个最佳的连续激光波长,一个位于 $1032\text{ nm}$ 附近,一个位于 $1043\text{ nm}$ 附近。

由(14)式可见,脉冲峰值光强主要由两个因素决定:参与干涉的激光的数目和每个频率激光的增益。由 $\text{Yb}^{3+}:\text{YAG}$ 发射谱可以看出,虽然种子激光波长增大时参与干涉的激光数目增多,但是每个频率的增益却不一定增大。这可以说明为什么在图3中会出现两个最佳波长。而在文献[11]中,由于发射谱被简单地假设为 Lorentz 线型,此时随着种子激光波长增大,参与干涉的激光数目增多,而增益是先增大后减小的,因此只会出现一个最佳波长。这也可以说明为什么要对文献[11]的模型进行改进。

在种子激光波长选定后,下一个要确定的因素就是种子激光强度。图4给出了种子光强对脉冲激光峰值光强的影响曲线,其中曲线1采用表1,2所给参数,曲线2~5分别对应 $L=1\text{ cm}$ , $\eta=0.94$ , $\delta\nu=200\text{ MHz}$ 以及 $\nu_0=c/1035\text{ nm}$ 。随着种子光强的增大,脉冲光强缓慢增大至最大值然后迅速降低。这意味着在实验中需要小心地调谐、选择合适的种子光强。要说明的是,虽然在图4中没有显示出来,但是当种子激光很强时,脉冲光强将随着种子光强的增大而线性变化<sup>[12]</sup>。

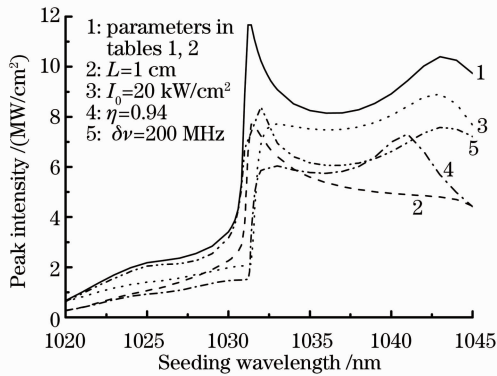


图3 脉冲峰值光强随种子激光波长变化的曲线

Fig. 3 Peak intensity varying with the seeding wavelength

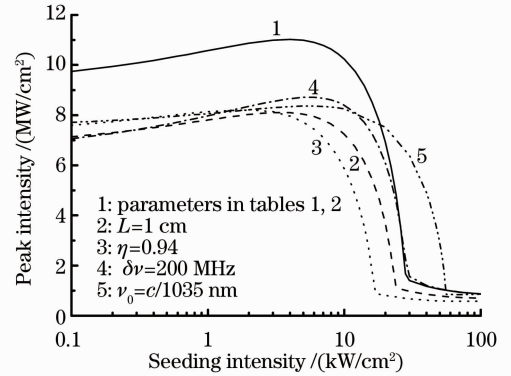


图4 种子光强对脉冲激光峰值光强的影响曲线

Fig. 4 Peak intensity versus seeding intensity

图5给出了不同种子光强下的增益 $G(\nu_0, L)$ ,其中各曲线对应的参数与图4相同。增益总是随着光强的增大而减小。当连续激光光强大于某个典型值时,增益迅速减小。当连续激光光强很强时, $\text{Yb}^{3+}:\text{YAG}$ 相当于透明介质。但是由于 $\text{Yb}^{3+}$ 的准三能级性质,存在自吸收效应,因此出现增益小于0的情形。

图6给出了脉冲光强随 $\text{Yb}^{3+}:\text{YAG}$ 长度变化的曲线。由图可见,最佳的介质长度约为 $6\text{ mm}$ ,这和文献[11]的结论是一致的。显然, $\text{Yb}^{3+}$ 激光之所以存在最佳介质长度,是由它存在自吸收引起的。最佳介质长度通常是由入射抽运光强决定的<sup>[14]</sup>。

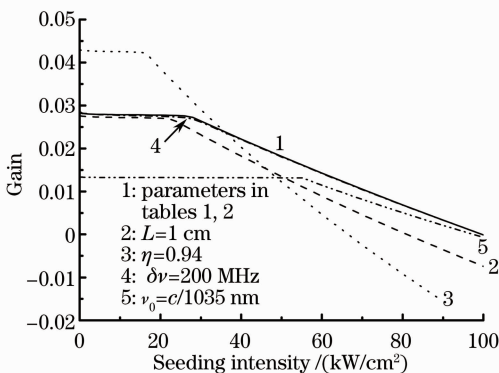


图5 不同种子光强下的增益 $G(\nu_0, L)$

Fig. 5 Gain  $G(\nu_0, L)$  versus seeding intensity

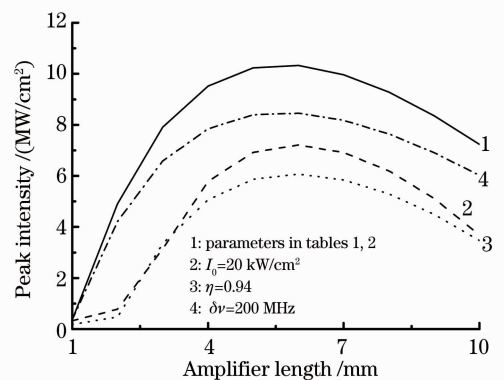


图6 脉冲光强随 $\text{Yb}^{3+}:\text{YAG}$ 晶体长度的变化

Fig. 6 Impact of the amplifier length on the peak intensity

在前面的分析中,假定了 AOM 的频率为 100 MHz。为了判断 100 MHz 是否是最佳驱动频率,图 7 给出了脉冲光强随 AOM 频率变化的关系图。该图表明,AOM 频率越大,脉冲光强越低。很显然,AOM 频率大,意味着在同样的发射谱带宽度内,参与干涉的不同频率的激光数目减小,因此脉冲光强减小也就是理所当然的了。

## 4 结 论

在光谱分析的基础上,提出了改进的在环形腔内以  $\text{Yb}^{3+}:\text{YAG}$  为增益介质将连续种子激光转换为脉冲激光的理论模型。利用该模型,分析了不同情况下的短脉冲激光性能。结果表明,要获得性能优良的脉冲激光输出,对种子激光的频率、强度、 $\text{Yb}^{3+}:\text{YAG}$  晶体的长度、AOM 驱动频率等都有所要求。经过适当的修正后,该模型有可能用于多纵模激光的分析。

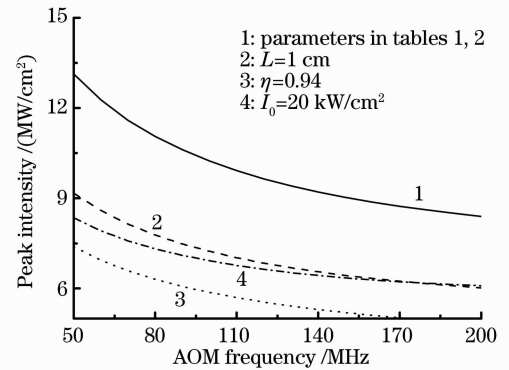


图 7 脉冲光强随 AOM 频率的变化

Fig. 7 Peak intensity versus AOM frequency

## 参 考 文 献

- Zhang Zhenhua, Cheng Xiaojin, Wang Jianlei *et al.*. Amplification characteristic of low temperature Yb:YAG crystal disc cooled by alcohol[J]. *Chinese J. Lasers*, 2011, **38**(7): 0702013  
张振华,程小劲,王建磊等.基于无水乙醇冷却的Yb:YAG片状晶体激光放大特性研究[J].中国激光,2011,**38**(7): 0702013
- Lu Xinghua, Wang Jiangfeng, Li Xiang *et al.*. Theoretical and experimental research on cryogenic Yb:YAG regenerative amplifier[J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2011, **9**(11): 111401
- Li Xiang, Wang Jiangfeng, Li Xuechun *et al.*. Laser diode pumped cryogenic cooled Yb:YAG regenerative amplifier[J]. *Chinese J. Lasers*, 2011, **38**(11): 1102010  
李响,王江峰,李学春等.激光二极管抽运低温Yb:YAG再生放大器[J].中国激光,2011,**38**(11): 1102010
- Wang Sha, Chen Jun, Liu Chong *et al.*. Theoretical and experimental research of end pumped quasi-three-level Yb:YAG laser[J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, **36**(1): 23~27  
汪莎,陈军,刘崇等.纵向抽运准三能级Yb:YAG激光器的理论模型及实验研究[J].中国激光,2009,**36**(1): 23~27
- Xu Jun. Recent developments and research frontier of laser crystals[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2006, **43**(9): 17~24  
徐军.激光晶体材料的发展和思考[J].激光与光电子学进展,2006,**43**(9): 17~24
- Duan Wentao, Jiang Xinying, Jiang Dongbin *et al.*. 10 Hz joule-class laser diode end-pumped V-shaped water-cooled Yb:YAG oscillator[J]. *Chinese J. Lasers*, 2010, **37**(1): 44~48  
段文涛,蒋新颖,蒋东滨等.激光二极管端面抽运的焦耳级10 Hz“V”型水冷Yb:YAG激光器[J].中国激光,2010,**37**(1): 44~48
- S. V. Marchese, C. R. E. Baer, A. G. Engqvist *et al.*. Femtosecond thin disk laser oscillator with pulse energy beyond the 10-microjoule level[J]. *Opt. Express*, 2008, **16**(9): 6397~6407
- Ban Wenzheng, Wang Li, Fan Feng *et al.*. Research on mode locking characteristics of all-solid-state mode-locked laser with semiconductor saturable absorber mirror[J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(4): 1046~1050  
班文政,王丽,范锋等.全固态SESAM锁模激光器的锁模特性研究[J].光学学报,2010,**30**(4): 1046~1050
- Wang Jianlei, Shi Xiangchun, Zhu Xiaolei. Optimization design and modeling of high peak power Yb:YAG pulsed lasers with high efficiency[J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(8): 2278~2283  
王建磊,施翔春,朱小磊.高效率高功率脉冲Yb:YAG片状激光器优化设计与模拟[J].光学学报,2010,**30**(8): 2278~2283
- G. L. Bourdet. Short-pulse generation at 10  $\mu\text{m}$  in an active CW-injected ring laser cavity[J]. *Appl. Opt.*, 2003, **42**(27): 5457~5462
- Z. Huang, G. L. Bourdet. Theoretical study of CW to short pulse conversion in an active CW-injected ring cavity with a  $\text{Yb}^{3+}:\text{YAG}$  amplifier[J]. *Appl. Opt.*, 2007, **46**(14): 2703~2708
- Z. Huang, G. Li, Y. Qiu. Modeling of short-pulse generation by  $\text{Yb}^{3+}:\text{YAG}$  crystal in an active continuous-wave-injected ring cavity using different end pump methods[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2008, **25**(9): 1437~1441
- J. Dong, M. Bass, Y. Mao *et al.*. Dependence of the  $\text{Yb}^{3+}$  emission cross section and lifetime on temperature and concentration in yttrium aluminum garnet[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2003, **20**(9): 1975~1979
- G. L. Bourdet. Theoretical investigation of quasi-three-level longitudinally pumped continuous wave lasers[J]. *Appl. Opt.*, 2000, **39**(6): 966~971