

文章编号: 1002-1582(2002)04-0319-03

Nd³⁺ YAG的946nm准三能级激光系统理论分析*

刘伟仁, 霍玉晶, 何淑芳

(清华大学 电子系, 北京 100084)

摘 要: 建立了 Nd³⁺ YAG的946nm准三能级激光系统的速率方程。指出了端面抽运的准三能级激光系统增益介质存在的最佳长度。讨论了激光阈值、斜效率随 a 值的变化关系。采用特殊膜系抑制了谱线竞争, 实现了946nm的激光振荡。通过优化设计, 在最大功率为2W的808nm LD的抽运下, 获得了最大输出功率为490mW的946nm的激光。

关 键 词: Nd³⁺ YAG; 准三能级; LD抽运

中图分类号: TN202; TN203 文献标识码: A

Theory analysis for Nd³⁺ YAG quasi-three-level laser system

LIU Wei-ren, HUO Yurjing, HE Shufang

(Department of Electrical Engineering, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

Abstract: Equation for Nd³⁺ YAG 946nm quasi-three-level laser system is founded. There is the optimized crystal length when the laser is run as quasi-three-level system. Relativity between threshold and slope-efficiency versus a is discussed. Special coating is designed to overcome competition, and 946nm laser oscillation is realized. An optimized 946nm laser device is designed which can output 490mW when it is pumped by 2W 808nm laser.

Key words: Nd³⁺ YAG; quasi-three-level; diode pumped

1 引 言

在全固体RGB彩色激光器中,蓝激光器的进展一直很缓慢,原因是找不到合适的材料。近一两年来,由于大功率的LD的发展,所以人们对最常用的激光晶体Nd³⁺YAG给予了新的关注。通过对它的准三能级946nm波长激光倍频便可以产生蓝光^[1~4],这也是目前被认为产生高功率蓝光的最好途径。不过,Nd³⁺:YAG准三能级激光系统实现起来并不容易。本文通过对Nd³⁺YAG准三能级系统进行理论分析,阐述了该激光器各个参数之间的关系,对准三能级激光器的优化设计提供了重要的理论根据。本文从Nd³⁺YAG晶体的能级结构人手,建立了准三能级激光系统的速率方程,讨论了激光的阈值、最佳长度以及激光的斜效率同激光器各个参数之间的内在关系。

2 Nd³⁺ YAG能级结构与光谱特性

通过泵浦光抽运,Nd³⁺离子由基态跃迁到各个吸收能带后,首先就很快地无辐射跃迁到亚稳态⁴F_{3/2}能级上,然后再由⁴F_{3/2}能级向下能级自发辐射产生荧光。在室温下,Nd³⁺YAG晶体在近红外区有三条明显的荧光谱线,中心波长分别为0.940,1.060,1.340μm。其中1.060μm和1.340μm属于四能级系统,是最常见的激光谱线,而0.940μm谱线是⁴F_{3/2}→⁴I_{3/2}之间的跃迁,属于三能级系统,激光阈值很高,室温下连续运转几乎认为是不可能的。其实不然,原因是Nd³⁺离子受基质晶格场的影响,产生斯塔克能级分裂,⁴F_{3/2}分裂成两个距离靠得很近的子能组($R_2 = 11502\text{cm}^{-1}$, $R_1 = 11414\text{cm}^{-1}$),这两个子能级粒子数分布遵从玻耳兹曼分布率, R_2 和 R_1 分别占⁴F_{3/2}上粒子

总数的40%和60%。同样,作为基态的⁴I_{3/2}能级由斯塔克效应分裂成5个子能级($Z_1 \sim Z_5$)。图1为Nd³⁺YAG在0.9μm附近的荧光谱线与能级跃迁。从图1中可以看出,当由⁴F_{3/2}向⁴I_{3/2}能级跃迁时,会产生九条荧光谱线,0.946μm谱线是⁴F_{3/2}的 R_1 子能级向⁴I_{9/2}的 Z_5 子能级跃迁的结果。激光的下能级 Z_5 (848cm^{-1})按照玻耳兹曼分布占⁴I_{9/2}能级粒子总数的0.74%,该能级占⁴I_{9/2}能级粒子总数比例很小,原因是同其它子能级相比,该能级距离基态较远。因此0.946μm谱线跃迁回避了三能级粒子数反转的困难,是介于三能级和四能级之间的跃迁,这种激光跃迁系统被称之为准三能级激光系统。

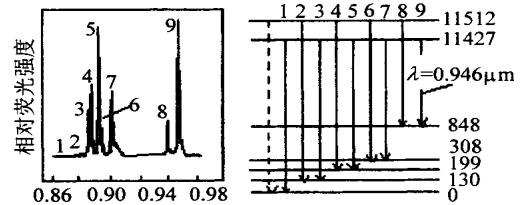


图1 Nd³⁺YAG在0.9μm附近的荧光谱线与能级跃迁

3 Nd³⁺ YAG准三能级激光系统的速率方程与反转粒子数空间分布

为建立激光系统的速率方程,给出了准三能级系统能级结构图(见图2),并做了如下假设:

- (1) 受激发射截面和吸收截面 $\sigma_{21} = \sigma_{12} = \sigma$ 。
- (2) 子能级粒子数分布由 Boltzmann 函数描述。

* 收稿日期: 2001-09-11; 收到修改稿日期: 2001-10-12

作者简介: 刘伟仁(1971-),男,黑龙江省哈尔滨市人,清华大学电子系博士,博士后,主要从事激光技术方面的研究。

(3) LD 连续端面泵浦, 激光稳态输出。

(4) 泵浦光和激光均视为理想高斯光束。

从能级结构图上可以看出, 946nm 激光谱线是 R_1 子能级向 Z_5 子能级的跃迁。集居在 R_1 子能级上的粒子数占 ${}^4F_{3/2}$ 能级粒子总数的

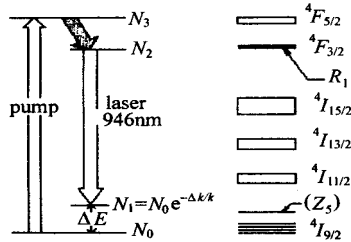


图 2 Nd^{3+} YAG 晶体的能级结构图

的比例为 f_2 ; 同样, 集居在 Z_5 子能级的粒子数占 ${}^4I_{9/2}$ 能级粒子总数的比例为 f_1 。因此激光的上下能级粒子数的速率方程为

$$\frac{dN_2(r, z)}{dt} = f_2 Rr_p(r, z) - \frac{N_2(r, z) - N_2^0}{\tau_2} - \frac{f_2 c [N_2(r, z) - N_1(r, z)]}{n} \Phi_0(r, z) \quad (1a)$$

$$\frac{dN_1(r, z)}{dt} = -f_1 Rr_p(r, z) - \frac{N_1(r, z) - N_1^0}{\tau_1} + \frac{f_1 c [N_2(r, z) - N_1(r, z)]}{n} \Phi_0(r, z) \quad (1b)$$

反转粒子数 $N(r, z)$ 的微分方程为

$$\frac{dN(r, z)}{dt} = (f_1 + f_2) Rr_p(r, z) - \frac{N(r, z) - N^0}{\tau} - \frac{(f_1 + f_2) c}{n} \frac{N(r, z)}{\Phi_0(r, z)} \quad (1c)$$

在稳态时 $dN/dt = 0$, 则反转粒子数的空间分布为

$$N(r, z) = \frac{Rr_p \left[\frac{2 P_p f}{h\nu_p} \exp\left(-\frac{2r^2}{p}\right) \exp(-z) - N_a^0 \right]}{1 + \frac{2fc}{n} \exp\left(-\frac{2r^2}{l}\right)} \left[\frac{2}{l} \exp\left(-\frac{2r^2}{l}\right) \right] \left(\frac{c h \nu_l}{2n} \right) r dr dz = p_L (L + T) \quad (6)$$

定义如下参数有助于了解上式的物理意义:

$$a = \frac{-p}{l}; \quad x = \frac{2r^2}{p}; \quad B = \frac{2N_1^0 l}{L + T};$$

$$F = \frac{4 P_p a}{h\nu_p l (L + T)} \quad (\text{归一化泵浦功率});$$

$$S = \frac{2c}{n} \quad (\text{归一化腔内激光光子数})$$

将上述各参数代入(6)式, 并对 x 积分得

$$f F \int_0^{\infty} \frac{\exp(-x) - \frac{Ba^2}{fF} \exp(-a^2 x)}{1 + fs \exp(-a^2 x)} dx = 1$$

或

$$F = \frac{1 + \frac{B}{fs} \ln(1 + fs)}{f \int_0^{\infty} \frac{\exp[-(a^2 + 1)x]}{1 + fs \exp(-a^2 x)} dx} \quad (7)$$

由此可以求得激光的阈值为

$$F_{th} = \lim_{s \rightarrow 0} \frac{1 + \frac{B}{fs} \ln(1 + fs)}{f \int_0^{\infty} \frac{\exp[-(a^2 + 1)x]}{1 + fs \exp(-a^2 x)} dx} = \frac{(1 + a^2)(1 + B)}{f} \quad (8)$$

或

$$P_{p, th} = \frac{h\nu_p \left(\frac{2}{l} + \frac{2}{p} \right) (L + T + 2N_1^0 l)}{4 f} \quad (9)$$

若将上式中的 a 用吸收系数与长度表示, 则

$$N(r, z) = \frac{f Rr_p(r, z) - N^0}{1 + \frac{c}{n} f \Phi_0(r, z)} \quad (1d)$$

式中, $f = f_1 + f_2$; $N^0 = N_2^0 - N_1^0$ 是未被泵浦时由 Boltzmann 热平衡分布造成的自然粒子数反转; 在室温下, 在热平衡时, $N_1^0 \gg N_2^0$, 即 $N^0 = N_1^0$ 是激光上能级的寿命; τ 是激光的发射截面; n 为介质的折射率; R 为泵浦速率。由此可以看出, 反转粒子数的空间分布不仅是激光与泵浦光功率密度空间分布的函数, 而且还受下能级粒子再吸收的影响。

4 激光阈值与最佳长度

由公式(1d)可得激光的增益系数为

$$G(r, z) = N(r, z) = \frac{f Rr_p(r, z) - N^0}{1 + \frac{c}{n} f \Phi_0(r, z)} \quad (2)$$

如果腔内损耗较小, 激光光强 p_l 沿 z 轴近似为常量 p_L , 则增益与损耗之间的关系为

$$d p_l(z) = 2 \int_0^l \frac{d p_l(z)}{dz} dz = p_L (L + T) \quad (3)$$

式中, $p_l(z)$ 为 z 点处单程激光的光强, 即

$$p_l(z) = 2 \int_0^r I(r, z) r dr \quad (4)$$

如果 $G = dI/dz$, 则(3)式可转化成

$$4 \int_0^l \int_0^r \frac{dI(r, z)}{dz} r dr dz = 4 \int_0^l \int_0^r G I(r, z) r dr dz = p_L (L + T) \quad (5)$$

若泵浦光和激光被视为理想高斯光束, 则将公式(2)代入公式(5)得

$$P_{p, th} = \frac{h\nu_p \left(\frac{2}{l} + \frac{2}{p} \right) (L + T + 2f_0 N_0 l)}{4 [1 - \exp(-*l)] f} \quad (10)$$

上式表明: (1) 下能级粒子对激光阈值的影响如同是腔内损耗的一个附加项; (2) 阈值泵浦功率正比于 $(\frac{2}{p} + \frac{2}{l})$, 减小泵浦光和激光束腰半径有利于降低阈值; (3) 激光的阈值还与内部损耗及输出镜的透过有关; (4) 阈值的分子与分母同时存在晶体长度, 显然存在最佳长度, 使激光的阈值最低。通过 $P_{p, th}$ 对长度 l 微分, 可以求得最佳长度 l_0 为

$$\exp(-l_0) \left[\frac{2 N_1^0}{L + T + 2 N_1^0 l_0} \right] - 2 N_1^0 = 0 \quad (11)$$

5 激光内、外部斜效率

通过方程(7), 可以求出归一化的内部斜效率 dS/dF 为

$$\frac{dS}{dF} = \frac{1 + \frac{B}{fs} \ln(1 + fs)}{f^2 F^2 \int_0^{\infty} \frac{\exp(-x) - \frac{Ba^2}{fF}}{[1 + fs \exp(-a^2 x)]^2} dx} \quad (12)$$

上式表明, dS/dF 是 F, B, a, s 的函数, 无解析解, 只有通过计算机才能给出数值解。以作者的实验为例, 当晶体取最佳长度为 3.4mm, 即 $B = 0.66$ 时, 激光的内部斜效率如图 3 所示。从图 3 可以看出, 随着泵浦强度 F 的增强, 激光的内部斜效率增大, 并趋于 1; 另外, 随着 F 值的增加, 激光的内部斜效率不再是

当 a 很小时为最高,而是出现了交错的现象。即在一定的泵浦功率情况下,存在着一个最佳的 a 值,使激光的内部斜效率最高。这种现象源于两种趋势的竞争:(1)当 a 趋于零时,在 $r = 0$ 处反转粒子数最大,而在 $r = 0$ 附近又有很强的激光,受激辐射很强,转化效率自然提高;(2)当 a 时,使得激光光场与未泵浦区(损耗区)重合的程度小,下能级粒子再吸收相对减小,内部斜效率也会提高。这两种相互矛盾的因素是存在最佳 a 值的原因。 a 的最佳值还取决于泵浦光的激励强度。结合作者的实验,当透过率 $T = 4\%$, $L = 1\%$ 时,晶体长度取 3.4mm,计算得到的 $B = 0.66$, $p_{th} = 0.23\text{W}$ 。在泵浦功率为 2.0W 时, $F/F_{th} = 8.7$ 左右。从图 3 可以看出,当 a 取 1.0 时,激光的内部效率可以达到最高值。因此在设计中应选择泵浦光和激光光斑半径相等。

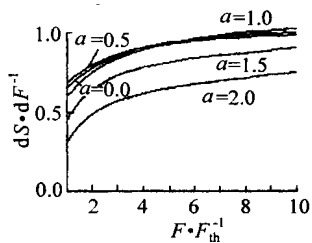


图 3 当 $B=0.66$ 时,不同 a 值时的激光内部的斜效率随归一化泵浦功率的关系曲线

在特殊情况下,(12)式可以给出在阈值或小信号情况下的激光的内部斜效率:

$$\left. \frac{dS}{dF} \right|_{s,0} = \frac{1+2a^2}{\left(1+a^2+\frac{B}{2}\right)(1+a^2)} \quad (13)$$

激光外部斜效率由下式给出:

$$\frac{d p_{out}}{d p_p} = \frac{T}{T+L} \cdot \frac{\nu_l}{\nu_p} \cdot a \cdot \frac{dS}{dF} \quad (14)$$

6 实验结果与分析

946nm 激光的发射截面 ($\sigma_{946} = 4.5 \cdot 10^{-24} \text{m}^2$)^[5,6] 是 1064nm 激光的发射截面的 1/9,谱线竞争相当激烈。作者设计了特殊的膜系才实现了 946nm 激光震荡(见图 4)。实验中,晶体的掺杂浓度为 1% ($N_0 = 1.38 \cdot 10^{16} \text{m}^{-3}$) 的 Nd³⁺ YAG,长度为 3.4mm, $\alpha = 5\text{cm}^{-1}$,晶体的内部损耗取 1%,输出镜是曲率

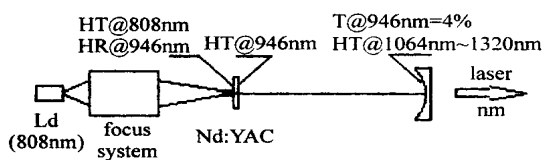


图 4 946nm 激光器结构示意图

(上接第 318 页)

它的再现光经过一个平面反射镜返回来作为第二束照明光照明全息图,这时能够再现出被加密的图像。若不用反射镜,直接观察,它就是一个普通的像全息图。它是由一个像全息图和一个参考光编码全息图组合而成的。一般情况下,二次再现全息图存在再现光路恢复困难的问题。利用低频光栅能够较好的解决这一问题,既能很好地保护加密图像,又可大大降低反射镜 M 的复位精度,使二次再现全息图达到了实用性的要求。该技术应用于光学防伪领域,可提高防伪产品的防伪能力。

参考文献:

[1] 张静方. 高安全产品光学防伪的现状和发展[J]. 电子科技大学学报, 1998, 27(7): 21—24.
 [2] 张静方, 冯振基. 衍射光学可变图像在高安全产品中的应用[J]. 激光杂志, 1999, 20(3): 1—2.

半径为 100 μm 的平凹镜,对 946nm 波长来说,透过率为 4%,谐振腔的腔长为 8mm。通过计算,激光的束腰半径 $w_0 = 60\mu\text{m}$,泵浦源采用中国科学院半导体所生产的 200 $\mu\text{m} \times 1\mu\text{m}$ 的 LD。为了使泵浦光和激光达到最佳匹配 ($a = 1$),采用了自行设计的光学耦合系

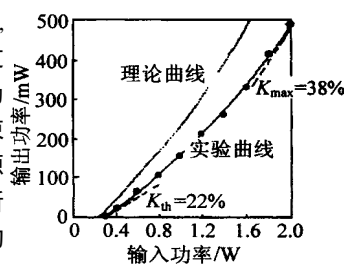


图 5 激光器输出的理论与测试曲线

统,该系统对 LD 光有整形和消球差的作用,选取合适的物像比例关系,使泵浦光的束腰半径 $w_p = 60\mu\text{m}$ 。由前面的理论计算可知,激光的阈值为 0.23W,阈值时的外部斜效率为 33%,最大泵浦时的斜效率为 46%。而实验测得的激光的阈值为 0.3W,阈值的斜效率为 22%,在最大泵浦功率下外部斜效率为 38%。由此可知,实验数据与理论值有些偏差,主要来源于两个方面:(1)没有考虑泵浦光在晶体中的扩散对激光阈值的影响;(2)泵浦光和激光没有完全匹配, $a > 1$,使激光的内部斜效率降低。不过,比较整个实验数据曲线与理论曲线(图 5)可以看出,实验结果与理论分析基本一致。作者采用的是 3W 的 LD,经过光学耦合系统后最大注入功率为 2W,此时 946nm 激光的输出功率为 490mW,激光器接近最佳运转状态。

7 结论

通过对准三能级激光系统的理论分析,了解到了准三能级激光器同普通四能级系统的差别。指出了减小泵浦光和激光的束腰半径,选取最佳增益介质长度,并根据泵浦功率水平确定合适 a 值是使准三能级激光器达到最佳运转状态的有效手段。

参考文献:

[1] W P Risk, W Lenth. Room-temperature, continuous-wave, 946nm Nd³⁺ YAG laser pumped by laser diode arrays and intracavity frequency doubling to 473nm[J]. Opt Lett, 1987, 12(12): 993—995.
 [2] W P Risk. Compact blue laser device based on nonlinear frequency up-conversion[J]. SPIE, 1989, 104: 13—21.
 [3] Diode-pumped solid-state laser[J]. Laser focus word, 1999, (5): 324.
 [4] Low-noise blue and green DPSS laser[J]. Laser Focus Word, 1999, (5): 1.
 [5] Brain F Aull, Hans P Jensen. Vibronic interactions in Nd³⁺ YAG resulting in nonreciprocity of absorption and stimulated emission cross sections[J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1982, QE-18(5): 925—930.
 [6] S Singh, R G Smith, L G Van Uitert. Stimulated-emission cross section and fluorescent quantum efficiency of Nd³⁺ in yttrium aluminum garnet at room temperature[J]. Physical Review B, 1974, 10(6): 2566—2572.

[3] 于美文,等. 光学全息及信息处理[M]. 北京:国防工业出版社, 1984. 31—33, 63—74, 137—138.
 [4] Songcan Lai. Security holograms using an encoded reference wave[J]. Opt Eng, 1996, 35(9): 2470—2472.
 [5] Shou Liu, Zhang Xiangsu, Hongkai Lai. Artistic effect and application of moiré patterns in security holograms[J]. Appl Opt, 1995, 34(22): 4700—4702.
 [6] 哈涌刚,哈流柱,王涌天,等. 再现二维图像的“莫阿锁”[J]. 中国激光, 1999, 26(9): 829—832.
 [7] Bahram Javidi, Arnaud sergent, esmail ahouzi. Performance of double phase encoding encryption technique using binarized encrypted images[J]. Opt Eng, 1998, 37(2): 565—569.
 [8] 张培琨,李育林,刘家英,等. 用混沌序列构造位相阵列加密和解密光学图像[J]. 光子学报, 1998, 27(11): 979—982.
 [9] 张培琨,李育林,刘家英,等. 几种光学位相加密方法的比较[J]. 光子学报, 1999, 28(3): 223—226.
 [10] 张培琨,李育林,刘家英,等. 光学图像位相加密中的旋转不变性的实现及环形位相解密[J]. 中国激光, 2000, 27(3): 224—228.
 [11] Rene Staub, Andreas Schilling. Grating of constantly varying depth for visual security devices[J]. Opt Eng, 1999, 38(1): 89—98.