

文章编号: 0258-7025(2010)10-2502-06

精细结构混合速率对激光二极管抽运碱金属蒸气激光器性能的影响

杨子宁 王红岩 陆启生 李元栋 许晓军

(国防科技大学光电科学与工程学院, 湖南 长沙 410073)

摘要 以速率方程模型为基础研究了精细结构混合速率对激光二极管连续端面抽运碱金属蒸气激光器性能的影响, 结果表明, 对碱金属蒸气激光器 $P_{1/2}$ 和 $P_{3/2}$ 抽运能级的粒子数分布不能采用热平衡假设的方法处理, 需要采用双向精细结构混合速率对其弛豫过程进行描述; 当精细结构混合速率远远大于自发辐射速率和电子态猝灭速率时对激光器阈值的影响可以忽略; 对抽运光的有效吸收不仅需要抽运谱宽与原子吸收谱宽相匹配, 还需要足够的精细结构混合速率以克服吸收饱和效应; 实际中可通过优化激光模体积和温度在较低的精细结构混合速率下实现较高的光-光转换效率。

关键词 激光器; 碱金属蒸气激光器; 精细结构; 混合速率

中图分类号 TN248.2 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL20103710.2502

Influence of Fine Structure Mixing Rate on Laser Diode Pumped Alkali Laser

Yang Zining Wang Hongyan Lu Qisheng Li Yuandong Xu Xiaojun

(College of Optoelectric Science and Engineering, National University of Defense Technology, Changsha, Hunan 410073, China)

Abstract Influence of the fine structure mixing rate on the CW end laser diode pumped alkali laser (DPAL) is studied based on the rate equation theory, result shows that the relaxation of the $P_{1/2}$ and $P_{3/2}$ energy levels should be described by the upward and downward fine structure mixing rates rather than the thermal equilibrium hypothesis. The influence of fine structure mixing rate on laser threshold can be neglected when it is very large comparing to the spontaneous emission and electronic quenching rates. Not only the match of the pump and atomic absorption width but also sufficient fine structure mixing rate to avoid the absorption saturation is needed for the effective absorption of the pump power. The laser medium length and the temperature can be optimized to achieve high optical-optical efficiency even at low fine structure mixing rate.

Key words lasers; alkali laser; fine structure; mixing rate

1 引 言

激光二极管 (LD) 抽运碱金属蒸气激光器 (DPAL) 是一种以碱金属原子饱和蒸气作为激光增益介质的三能级激光器。它兼具固体和气体激光器的优点, 具有极高的量子效率 (钾 99.5%, 铷

99.4%, 铯 95.2%), 能够对气体介质进行流动散热, 易于获得高质量光束, 且激光波长较短 (钾 766.70 nm, 铷 794.98 nm, 铯 894.95 nm), 使得衍射限光斑功率密度更高, 同时激光增益介质可重复利用且结构简单, 这些优势使其成为高功率激光领

收稿日期: 2009-12-30; 收到修改稿日期: 2010-03-02

作者简介: 杨子宁 (1984—), 男, 博士研究生, 主要从事激光二极管抽运碱金属蒸气激光器方面的研究。

E-mail: diablo_3rd@126.com

导师简介: 陆启生 (1942—), 男, 教授, 博士生导师, 主要从事高能激光技术、激光与物质相互作用等方面的研究。

E-mail: luqsheng@public.cs.hn.cn

域极具发展潜力的一种新型激光器^[1,2]。

第一台碱金属蒸气激光器是美国利弗莫尔国家实验室 Krupke 小组于 2003 年首次实现的,他们利用掺钛蓝宝石激光器作为抽运源获得了斜率效率 54% 的 10 mW 量级铷激光输出^[3],并于 2005 年首次实现了 LD 抽运铷激光输出^[4]。美国空军学院 Zhdanov 小组于 2007 年采用 LD 抽运得到了连续 10 W 输出的斜率效率 68% 的铯激光^[5],并陆续实现了 17 W 的铷激光^[6]以及 48 W 的铯激光^[7]。美国空军武器实验室、空军技术学院、通用原子公司^[8~10]以及日本的滨松光子公司等也都开展了深入的研究^[11~13]。最新的报道来自于利弗莫尔国家实验室,他们采用易于定标放大的工业宽光谱激光二极管阵列(LDA)成功实现了峰值功率 100 W 的激光输出,标志着 DPAL 发展新的里程碑^[14]。

DPAL 为三能级结构,其上能级 $P_{1/2}$ 和 $P_{3/2}$ 能隙很窄,通常的准三能级激光器(如 Yb:YAG)采用“热平衡假设”对类似能级的粒子数分布进行处理。本文采用精细结构混合速率对 $P_{1/2}$ 和 $P_{3/2}$ 能级间的弛豫过程进行描述并对其合理性进行了验证,以速率方程模型为基础研究了精细结构混合速率对激光器阈值、效率和粒子数分布的影响,分析了精细结构混合速率不足所导致的吸收饱和效应并提出了解决办法。

2 DPAL 速率方程模型

碱金属蒸气中参与抽运和激光作用的是其最外层的价电子,其能级结构和与激光作用有关的跃迁如图 1 所示。其中 $S_{1/2}$ 态为基能级, $P_{1/2}$ 和 $P_{3/2}$ 态为由于自旋-轨道相互作用而产生的精细结构能级。 D_2 和 D_1 线分别表示抽运和激光作用,由于碱金属原子吸收谱线极窄(常温下多普勒线宽为钾 0.00164 nm,铷 0.00116 nm,铯 0.00102 nm),通常充入氦气对跃迁谱线进行加宽以实现抽运光的有效吸收(110 °C 时充入 101.325 kPa 的氦气可使 D_2

谱线加宽至 0.035 nm)。 $P_{1/2}$ 和 $P_{3/2}$ 态的能隙很窄(钾 57.7 cm^{-1} ,铷 237.5 cm^{-1} ,铯 554.1 cm^{-1}),一般文献中对于准三能级激光器(如 Yb:YAG)类似能级粒子数分布的处理通常采用“热平衡假设”的方法^[15~18]。这里采用向下和向上的精细结构混合速率 Γ_{32} 和 Γ_{23} 对这两能级的弛豫过程进行描述,其中 Γ_{32} 和 Γ_{23} 服从细致平衡原理^[19] $\frac{\Gamma_{23}}{\Gamma_{32}} = \frac{g_3}{g_2} \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right)$ (g_2, g_3 分别为 $P_{1/2}$ 和 $P_{3/2}$ 能级的简并度),通常充入具有大精细结构混合截面的烃类小分子(如乙烷)以获得满足要求的 $\Gamma_{32} = n_{\text{buffer-gas}} \sigma_{32} v_r$,其中 $n_{\text{buffer-gas}}$ 为缓冲气体数密度, σ_{32} 为精细结构混合截面, v_r 为碱金属原子与缓冲气体分子的平均热速度。 A 和 Q 表示自发辐射速率和电子态猝灭速率。结合图 1,参考 R. J. Beach 等^[20,21] 提出的端面抽运准三能级激光器的处理方法,得到端面双程抽运连续 DPAL 速率方程模型为

$$\frac{dn_1}{dt} = 0 = -\Gamma_p + \Gamma_L + n_2 \cdot (A_{21} + Q_{21}) + n_3 \cdot (A_{31} + Q_{31}), \quad (1)$$

$$\frac{dn_2}{dt} = 0 = -\Gamma_L + (\Gamma_{32} \cdot n_3 - \Gamma_{23} \cdot n_2) - n_2 \cdot (A_{21} + Q_{21}), \quad (2)$$

$$n_1 + n_2 + n_3 = n_{\text{tot}}. \quad (3)$$

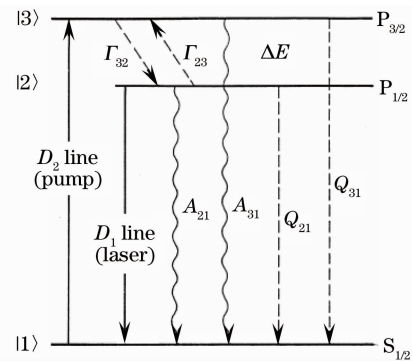


图 1 DPAL 能级结构

Fig. 1 Energy levels of DPAL

相应的抽运结构示意图如图 2 所示。

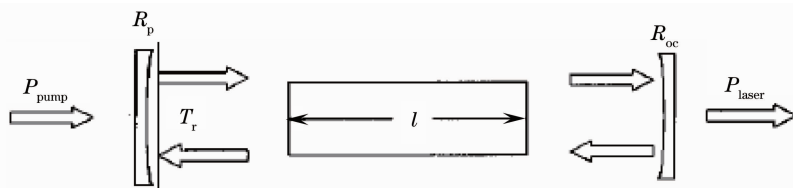


图 2 端面双程抽运结构

Fig. 2 Schematic diagram of end-pumped structure in a double-pass geometry

其中 $n_i = \int n_i(z) dz (i = 1, 2, 3)$ 为各能级粒子数密度的纵向平均值, l 为增益介质长度。抽运速率 Γ_p 为

$$\Gamma_p = \frac{\eta_{\text{mode}} \eta_{\text{del}}}{V_L} \int d\lambda \cdot \frac{1}{hc/\lambda} P_p \cdot g_p(\lambda) \cdot \left\{ 1 - \exp\left[-\left(n_1 - \frac{1}{2}n_3\right)\sigma_{13}^{\text{He-broadened}}(\lambda)l\right] \right\} \cdot \left\{ 1 + R_p \exp\left[-\left(n_1 - \frac{1}{2}n_3\right)\sigma_{13}^{\text{He-broadened}}(\lambda)l\right] \right\},$$

Γ_L 为激光发射速率

$$\Gamma_L = \frac{1}{V_L} \frac{P_L}{h\nu_{12}} \frac{R_{oc}}{1 - R_{oc}} \cdot \left\{ \exp[(n_2 - n_1)\sigma_{21}^{\text{He-broadened}}l] - 1 \right\} \cdot \left\{ 1 + T_r^2 \cdot \exp[(n_2 - n_1)\sigma_{21}^{\text{He-broadened}}l] \right\},$$

其中 η_{del} 为抽运光从 LD 发射端传至介质端的传递效率, $\eta_{\text{mode}} = V_L/V_p$ 为介质内激光模体积与抽运模体积的匹配因子, R_p 为后反射镜对抽运光的反射率, R_{oc} 为耦合输出镜反射率, T_r 为腔的单程透射率, $\sigma_{21}^{\text{He-broadened}}$ 和 $\sigma_{13}^{\text{He-broadened}}$ 为加宽后的发射和吸收截面, 认为抽运光为 Gauss 谱密度分布

$$P_p(\omega) = P_p \cdot g_p(\omega) = P_p \cdot \frac{2}{\Delta\sqrt{\pi}} \exp[-4(\omega - \omega_p)^2/\Delta^2],$$

式中线宽参量 $\Delta = \frac{\Delta\omega_p}{(\ln 2)^{1/2}}$, P_p 为总抽运功率, ω_p 和 $\Delta\omega_p$ 为抽运光的中心频率和谱宽。

3 精细结构混合速率的影响

3.1 对激光器阈值抽运强度的影响

令 $\Gamma_L = 0$, 由(2), (3)式得到

$$n_1^0 = n_{\text{tot}} - \left\{ 1 + 1/(\Gamma_{32} \cdot \tau_{21}) + 2\exp[-\Delta E/(kT)] \right\} \cdot n_2^0, \quad (4)$$

$$n_3^0 = \left\{ 1/(\Gamma_{32} \cdot \tau_{21}) + 2\exp[-\Delta E/(kT)] \right\} \cdot n_2^0. \quad (5)$$

结合阈值条件 $\exp[2(n_2^0 - n_1^0)\sigma_{21}^{\text{He-broadened}}l] \cdot T_r^2 \cdot R_{oc} = 1$, 得到

$$n_2^0 = \frac{n_{\text{tot}} - \ln(T_r^2 R_{oc}) / (2\sigma_{21}^{\text{He-broadened}}l)}{2 + 1/(\Gamma_{32} \cdot \tau_{21}) + 2\exp[-\Delta E/(kT)]}, \quad (6)$$

其中 $n_i^0 (i = 1, 2, 3)$ 表示阈值条件下各能级粒子数密度, $\tau_{21} = 1/(A_{21} + Q_{21})$, τ_{31} 表达类似。将各能级粒子数密度代入(1)式, 得到阈值抽运强度为

$$I_{\text{pth}} = \frac{(n_2^0/\tau_{21} + n_3^0/\tau_{31}) \cdot l}{\eta_{\text{mode}} \eta_{\text{del}} \int d\lambda \cdot \frac{1}{hc/\lambda} g_p(\lambda) \cdot \left\{ 1 - \exp\left[-\left(n_1^0 - \frac{1}{2}n_3^0\right)\sigma_{13}^{\text{He-broadened}}(\lambda)l\right] \right\} \cdot \left\{ 1 + R_p \exp\left[-\left(n_1^0 - \frac{1}{2}n_3^0\right)\sigma_{13}^{\text{He-broadened}}(\lambda)l\right] \right\}}.$$

图 3 显示了铷蒸气激光器精细结构混合速率对阈值强度的影响, 其中横坐标为精细结构混合速率 Γ_{32} 与自发辐射速率 A_{31} 的比值, 纵坐标为阈值抽运强度。计算参数选取为: $l = 3$ cm, 介质内激光模平均直径 $\omega = 0.6$ mm, $T = 110$ °C, $\Delta\nu_{D_2} = 14$ GHz(充入 7.98×10^4 Pa 氦气), $\Delta\nu_{\text{pump}} = 30$ GHz, $\eta_{\text{mode}} = \eta_{\text{del}} = T_r = 0.95$, $R_p = 1$, $R_{oc} = 0.2$, 当缓冲气体压强较小时, 一般可忽略 Q_{21} , Q_{31} 。

由图 3 可知, Γ_{32} 对阈值抽运强度影响较小, 从(4)~(6)式也可看出, 当 $\Gamma_{32} \geq A_{21} + Q_{21}$ 时, $1/(\Gamma_{32} \cdot \tau_{21})$ 相比于 $2\exp[-\Delta E/(kT)]$ (110 °C 时为 1.6) 可以忽略, 此时 I_{th} 与 Γ_{32} 无关, 这一近似在实际中通常是成立的(充入 1.33×10^4 Pa 乙烷时 $\Gamma_{32} = 40 \cdot A_{31}$)。

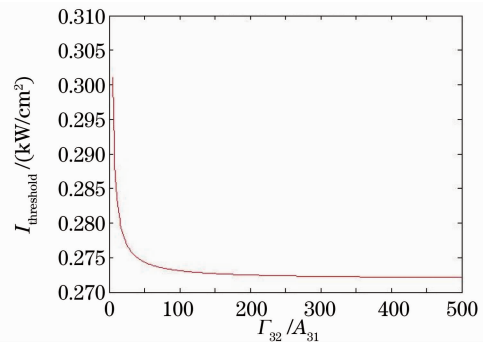


图 3 精细结构混合速率对阈值抽运强度的影响
Fig. 3 Influence of fine structure mixing rate on threshold pump intensity

令 $n_1^0 - (1/2)n_3^0 = 0$ 可以得到激光阈值所需的最小 Γ_{32}

$$\Gamma_{32}^{\min} = \tau_{21}^{-1} \cdot \frac{0.5 \cdot [n_{\text{tot}} - 3 \ln(T_r^2 R_{\text{oc}}) / (2\sigma_{21}^{\text{He}^- \text{broadened}} l)]}{\{1 - \exp[-\Delta E / (kT)]\} \cdot n_{\text{tot}} + \{1 + 3 \exp[-\Delta E / (kT)]\} \cdot \ln(T_r^2 R_{\text{oc}}) / (2\sigma_{21}^{\text{He}^- \text{broadened}} l)},$$

本例中 $\Gamma_{32}^{\min} = 1.2002$, 实际容易实现。

3.2 对激光器效率和粒子数分布的影响

由于碱金属原子的 $P_{1/2}$ 和 $P_{3/2}$ 态能隙极窄, 细致平衡原理决定了 $P_{3/2}$ 能级将积累大量粒子数而无法被排空 (110 °C 热平衡状态时 n_3/n_2 为钾 161.0%, 铷 82.0%, 铯 24.9%), 这对于 $P_{1/2}$ 能级粒子数的积累和反转粒子数的形成是不利的。该模型采用精细结构混合速率而非热平衡假设来描述 $P_{1/2}$ 和 $P_{3/2}$ 能级间的粒子数弛豫, 并引入 $\gamma = \frac{n_3/n_2}{2 \exp[-\Delta E / (kT)]}$

描述 $P_{1/2}$ 和 $P_{3/2}$ 能级间的粒子数偏离热平衡态的程度。当 $\gamma = 1$ 时即为热平衡分布。图 4, 5 分别计算了精细结构混合速率对激光器效率和粒子数分布的影响, 抽运功率为 $P_p = 100 \text{ W}$, 其中 $\eta_{\text{opt-opt}}$ 为光-光转换效率, η_{absorb} 为相对入射至介质端面的抽运光的吸收效率, $\eta_{\text{opt-abs}}$ 为相对于吸收抽运光的激光效率, 且有如下关系: $\eta_{\text{opt-opt}} = \eta_{\text{del}} \cdot \eta_{\text{absorb}} \cdot \eta_{\text{opt-abs}} \cdot \Delta n_{13} = n_1 - \frac{1}{2} n_3$ 为抽运能级间的粒子数差, 其余参数同上。

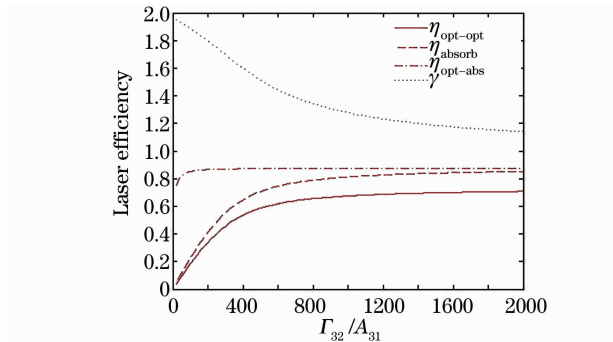


图 4 精细结构混合速率对激光器效率的影响

Fig. 4 Influence of fine structure mixing rate on efficiency

由图 4, 5 可知, 随着 Γ_{32} 的增加, Δn_{13} 也增加, 从而介质对抽运光的吸收效率 η_{absorb} 亦随之增加, 而相对于吸收抽运光的激光效率 $\eta_{\text{opt-abs}}$ 则与 Γ_{32} 无关, 始终保持接近 90% 的高效率 (Γ_{32} 较小时 $\eta_{\text{opt-abs}}$ 的下降是自发辐射与激光发射速率相比不能忽略时所导致的)。这是 DPAL 高量子效率的体现, 由此可以得到结论: DPAL 对抽运光的有效吸收不仅需要抽运谱宽与原子吸收谱宽相匹配, 还需要足够的精细结构混合速率有效地将 $P_{3/2}$ 能级粒子数弛豫到 $P_{1/2}$ 能级以避免出现吸收饱和现象。同时由图 4 可知, γ 始终大于 1 且随着 Γ_{32} 的增加不断趋近于 1, 只有当 $\Gamma_{32} \rightarrow \infty$ 时 $P_{3/2}$ 与 $P_{1/2}$ 能级粒子数才为热平衡分布,

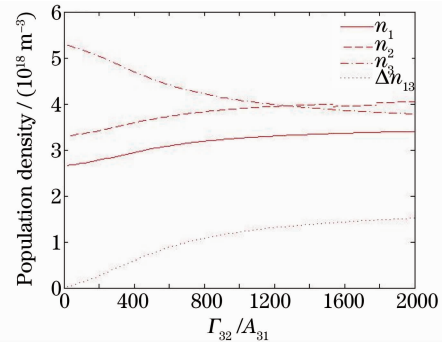


图 5 精细结构混合速率对粒子数分布的影响

Fig. 5 Influence of fine structure mixing rate on population distribution

而当 Γ_{32} 较小时则严重偏离热平衡状态。因此若采用准三能级固体激光器中热平衡假设的处理方法会带来很大的误差, 这是因为固体介质内类似能级间的非辐射弛豫速率要远远高于自发和受激辐射速率, 而 DPAL 内非辐射弛豫速率与抽运吸收和激光发射速率量级相当。

3.3 吸收饱和效应及其解决办法

图 6, 7 是当 $\Gamma_{32} = 300 \cdot A_{31}$ 时抽运功率对激光器性能的影响, 其余参数同上。由图可知, 随着抽运功率的不断增大, 有限的精细结构混合速率无法有效转移抽运上能级粒子数, 当 $\Delta n_{13} \rightarrow 0$ 时, 出现严重的抽运饱和效应, 导致总体光-光转换效率急剧下降。

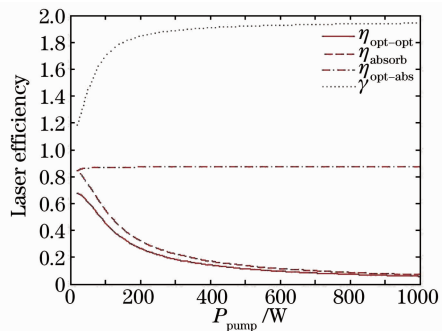


图 6 $\Gamma_{32} = 300 \cdot A_{31}$ 时抽运功率对激光器效率的影响

Fig. 6 Influence of pump power on laser efficiency at $\Gamma_{32} = 300 \cdot A_{31}$

由此可知, 随着抽运功率的提高, 所需的精细结构混合速率即缓冲气体压强也要相应地不断提高。然而实际中所充入的缓冲气体压强不能过高, 这一方面会引起严重的电子态猝灭效应, 另一方面不利于 DPAL 的高功率定标放大, 如当抽运功率在万瓦

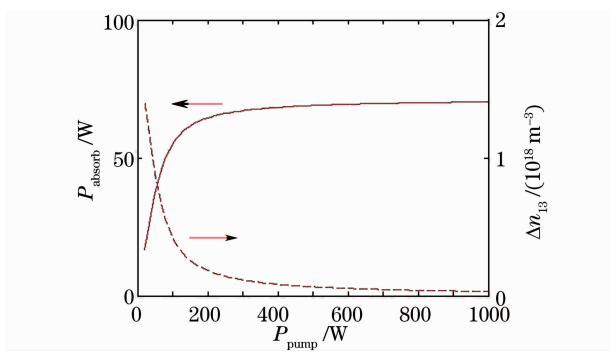


图 7 $\Gamma_{32} = 300 \cdot A_{31}$ 时抽运功率对吸收抽运功率和抽运能级粒子数分布的影响

Fig. 7 Influence of pump power on absorbed pump power and pump related population densities at $\Gamma_{32} = 300 \cdot A_{31}$

量级时为了获得 70% 的效率需要充入约 3.039×10^7 Pa 的乙烷,这对于实际的激光系统是不现实的。

计算表明,通过增加激光模体积和调节温度增加粒子数密度能够在较小的精细结构混合速率条件下实现对抽运光的有效吸收而获得较高的光-光转换效率,图 8,9 分别是当 $\Gamma_{32} = 300 \cdot A_{31}$ 时温度和介质长度对激光器效率的影响。为便于对比,抽运功率选为 $P_p = 1000$ W,由图 6 可知当 $l = 3$ cm, $T = 110$ °C 时, $\eta_{\text{opt-opt}} < 10\%$,计算结果表明随着温度的提高和介质长度的增加激光器效率得到了明显的改善。

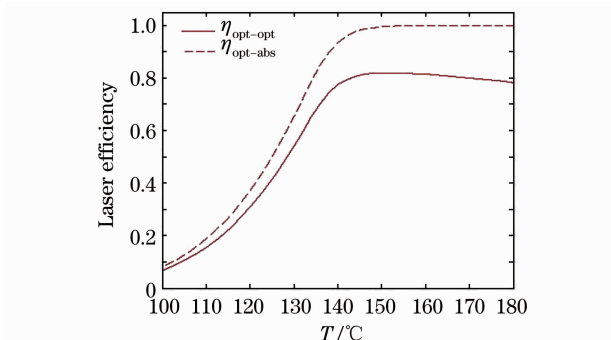


图 8 $\Gamma_{32} = 300 \cdot A_{31}$ 时温度对激光器效率的影响

Fig. 8 Influence of temperature on laser efficiency at

$$\Gamma_{32} = 300 \cdot A_{31}$$

当然,实际中对于碱蒸气池长度的增加和温度的提高并不是没有限制的。对于端面抽运结构,碱蒸气池长度越长则模式匹配越困难,可能导致总体光-光转换效率的急剧下降;过高的温度一方面会导致很强的自发辐射效应使效率下降,另一方面可能导致碱金属原子与烃类缓冲气体的反应,从而污染窗口使激光器无法正常工作。对于 DPAL,为达到同样的效率,碱蒸气池长度越长所需要的温度相应地越低,可以综合优化长度和温度以实现较高的光-

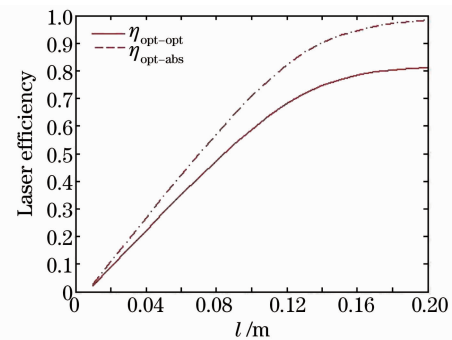


图 9 $\Gamma_{32} = 300 \cdot A_{31}$ 时增益介质长度对激光器效率的影响

Fig. 9 Influence of laser medium length on laser

efficiency at $\Gamma_{32} = 300 \cdot A_{31}$

光效率,更为有前途的方案是采取具有较大激光模体积的横向抽运结构同时采用较低的温度,这将是大功率 DPAL 未来发展的方向之一。

4 结 论

以速率方程模型为基础,研究了精细结构混合速率对 DPAL 性能的影响,得到以下结果:

1) DPAL $P_{1/2}$ 和 $P_{3/2}$ 能级之间的粒子数分布不能采用热平衡假设,需要采用双向精细结构混合速率对其弛豫过程进行描述;

2) 实际中精细结构混合速率通常远远大于自发辐射速率和电子态猝灭速率,此时激光器阈值与精细结构混合速率无关;

3) 对抽运光的有效吸收不仅要求抽运谱宽和原子吸收谱宽相匹配,还需要足够的精细结构混合速率以克服吸收饱和效应;

4) 实际中缓冲气体(如乙烷)压强不能过高,可以通过优化激光模体积和温度在较小的精细结构混合速率下实现较高的激光效率,这对 DPAL 高功率定标放大具有指导意义。

参 考 文 献

- 1 Yu Jianhua, Zhu Qiang, Quan Hongyan *et al.*. High power alkali vapor laser used in geo-synchronous satellite launching[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2007, **44**(11): 18~23
余建华,祝强,全鸿雁等. 高功率碱金属蒸气激光器在地球同步卫星发射中的应用[J]. *激光与光电子学进展*, 2007, **44**(11): 18~23
- 2 Yu Jianhua, Zhu Qiang, Xie Wu *et al.*. High-power laser diode-pumped alkali metal vapor laser[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2006, **43**(7): 46~51
余建华,祝强,谢武等. 高功率半导体激光抽运碱金属蒸气激光器[J]. *激光与光电子学进展*, 2006, **43**(7): 46~51
- 3 W. F. Krupke, R. J. Beach, V. K. Kanz *et al.*. Resonance transition 795 nm rubidium laser[J]. *Opt. Lett.*, 2003, **28**(23): 2336~2338
- 4 R. H. Page, R. J. Beach, V. K. Kanz *et al.*. First

- demonstration of a diode-pumped gas (alkali vapor) laser[C]. CLEO, 2005, 467~469
- 5 B. V. Zhdanov, R. J. Knize. Diode-pumped 10 W continuous wave cesium laser[J]. *Opt. Lett.*, 2007, **32**(15): 2167~2169
- 6 B. V. Zhdanov, A. Stooke, G. Boyadjian *et al.*. Rubidium vapor laser pumped by two laser diode arrays[J]. *Opt. Lett.*, 2007, **33**(5): 414~415
- 7 B. V. Zhdanov, J. Sell, R. J. Knize. Multiple laser diode array pumped Cs laser with 48 W output power[J]. *Electron. Lett.*, 2008, **44**(9): 582~584
- 8 D. A. Hostutler, W. L. Klennert. Power enhancement of a rubidium vapor laser with a master oscillator power amplifier[J]. *Opt. Express*, 2008, **16**(11): 8050~8053
- 9 G. Hager, J. McIver, D. Hostutler *et al.*. Quasi-two level analytic model for end pumped alkali metal vapor laser[C]. *SPIE*, 2008, 700528-1
- 10 G. A. Pitz, G. P. Perram. Pressure broadening of the D1 and D2 lines in diode pumped alkali lasers [C]. *SPIE*, 2008, **7005**: 700526-1
- 11 Y. Wang, T. Kasamatsu, Y. Zheng *et al.*. Cesium vapor laser pumped by a volume-Bragg-grating coupled quasi-continuous-wave laser-diode array[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2006, **88**(14): 14112
- 12 Y. Wang, M. Niigaki, H. Fukuoka *et al.*. Approaches of output improvement for a cesium vapor laser pumped by a volume-Bragg-grating coupled laser-diode-array [J]. *Phys. Lett. A*, 2007, **360**(4-5): 659~663
- 13 Y. Wang, M. Niigaki, H. Fukuoka *et al.*. High-efficiency 894 nm laser emission of laser-diode-bar-pumped cesium-vapor laser[J]. *Appl. Phys. Exp.*, 2009, **2**: 032051
- 14 DPAL Sets Peak Power Record. Photons&fusion, news letter [J]. 2008. 11
- 15 C. Lim, Y. Izawa. Modeling of end-pumped CW quasi-three-level lasers [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 2002, **38**(3): 306~311
- 16 T. Y. Fan. Optimizing the efficiency and stored energy in quasi-three-level lasers [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1992, **28**(12): 2692~2697
- 17 P. Peterson, A. Gavrielides, P. M. Sharma. CW theory of a laser diode-pumped two-manifold solid state laser [J]. *Opt. Commun.*, 1994, **109**(3-4): 282~287
- 18 F. Augé, F. Druon, F. Balembos *et al.*. Theoretical and experimental investigations of a diode-pumped quasi-three-level laser: The Yb³⁺ doped Ca₄GdO(BO₃)₃ (Yb:GdCOB) laser[J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 2000, **36**(5): 598~606
- 19 A. E. Siegmann. Lasers[M]. Sausalito: University Science Books, 1986. Chap. 4
- 20 R. J. Beach. CW theory of quasi-three level end-pumped laser oscillators [J]. *Opt. Commun.*, 1996, **123**(1-3): 385~393
- 21 R. J. Beach, W. F. Krupke, V. K. Kanz *et al.*. End-pumped continuous-wave alkali vapor lasers: experiment, model, and power scaling [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2004, **21**(12): 2151~2163