

# 多级碱金属蒸气激光放大器的输出特性

杨 静, 王韩奎, 朱 雨, 刘伟峰, 王高亮

周口师范学院物理与电信工程学院, 河南 周口 466000

**摘要** 在全面分析碱金属蒸气激光放大器的激光动力学与流体动力学过程的基础上, 结合热效应、饱和放大效应、放大自发辐射、高能级激发与电离的影响, 建立了一个相对完善的物理模型来模拟流动散热条件下半导体抽运碱金属蒸气激光放大器的输出特性。计算模拟了纵向和横向两种不同流动方式下, 气体流速对输出功率的影响, 比较分析了高抽运功率密度下各能级粒子数密度的变化趋势, 最后模拟了各级放大器的功率分配比对提高级联放大器输出效率的作用。结果表明: 在相同工作温度条件下, 多个等长蒸气池和均等抽运光功率分配能让高级数放大器获得比低级数放大器更高的放大倍数。所提模型有助于高功率碱金属蒸气激光放大器的参量选择和优化设计。

**关键词** 激光器; 激光放大器; 多级放大; 激光动力学过程; 流体动力学过程

**中图分类号** TN248.2 **文献标识码** A

**doi:** 10.3788/AOS201737.0914003

## Output Characteristics of Multistage Alkali Vapor Laser Amplifiers

Yang Jing, Wang Hankui, Zhu Yu, Liu Weifeng, Wang Gaoliang

*College of Physics and Telecommunication Engineering, Zhoukou Normal University,  
Zhoukou, Henan 466000, China*

**Abstract** Based on the comprehensive analysis of laser kinetics and hydrodynamic processes of alkali vapor laser amplifiers and combined with the thermal effect, saturation amplification effect, amplified spontaneous emission, and high level excitation and ionization, a comparatively ideal physical model is established to simulate the output characteristics of diode-pumped alkali vapor laser amplifiers under flow and heat dissipation conditions. The influence of gas flow velocity on output power is simulated with two different flow modes in longitudinal and transverse directions. The variation trend of the particle number density at high pumping power density is compared and analyzed. Finally, the effect of the power distribution ratio of the amplifier in each stage on the improvement of cascade amplifier output power is simulated. Results show that under the same operating temperature condition, multiple equal-length steam pools and equal distribution of pumping power allow high-level amplifiers to achieve higher magnification than that of low-level amplifiers. Thus, the model contributes to the parametric selection and optimization of the design of alkali vapor laser amplifiers.

**Key words** lasers; laser amplifier; multistage amplification; laser kinetic processes; hydrodynamic processes

**OCIS codes** 140.1340; 140.3280; 140.3430; 140.3480

## 1 引 言

作为有望获得高功率、高光束质量的气体激光器之一, 半导体抽运碱金属蒸气激光器(DPALs)在过去的十多年中获得了广泛关注<sup>[1-9]</sup>。由于结合了固体和气体激光器的优点, 碱金属蒸气激光器具有量子效率高(钾、铷、铯对应的量子效率分别为 99.6%、98.1%和 95.3%)、热管理性能好、发射线宽窄和闭环运转无化学排放等优点, 在工业加工、民事应用和国家安全领域都有着潜在的应用价值。2003 年, 美国 Lawrence Livermore 国家实验室(LLNL)实现了碱金属蒸气激光的出光<sup>[1]</sup>, 该机构利用掺钛蓝宝石激光器抽运铷蒸气, 获得了近 30 mW 的激光输出, 斜率效率为 54%; 2005 年, LLNL 采用半导体抽运实现了铷激光输出<sup>[2]</sup>,

**收稿日期:** 2017-03-16; **收到修改稿日期:** 2017-05-09

**基金项目:** 国家自然科学基金(11547227)、周口师范学院高层次人才科研启动项目(ZKNU2014121)、周口师范学院 2016 年度校本项目(ZKNUB2201603)

**作者简介:** 杨 静(1986—), 女, 博士, 讲师, 主要从事碱金属蒸气激光方面的研究。E-mail: yangjing0410@zju.edu.cn

但效率非常低。与此同时,美国空军研究院的 Zhdanov 研究组也实现了第一台半导体抽运的铯蒸气激光器<sup>[3]</sup>,输出功率虽然只有 130 mW,光光转换效率为 32%;2007 年该研究组采用约 16 W 的激光二极管抽运源抽运铯蒸气,实现了连续 10 W 的激光输出,其斜率效率和光光转换效率分别为 68%和 62%<sup>[4]</sup>。之后,碱金属蒸气激光器便迅速发展,从铷蒸气发展到钾蒸气<sup>[5]</sup>,从单端抽运发展到双端抽运<sup>[6]</sup>,从端面抽运发展到侧面抽运<sup>[7]</sup>,从静态发展到流动<sup>[8-9]</sup>。到目前为止,DPALs 的输出功率已经从毫瓦级提升至千瓦级,包括俄罗斯的千瓦铯激光<sup>[9]</sup>、LLNL 的 14 kW 激光<sup>[10]</sup>以及美国空军研究实验室的千瓦钾激光<sup>[11]</sup>,这些都证实了 DPAL 获得高功率激光输出的潜力。另外,DPALs 的理论模型也相继建立<sup>[12-19]</sup>,包括弛豫速率<sup>[12]</sup>、温度分析<sup>[13-14]</sup>、电离<sup>[15]</sup>和准分子碱金属蒸气激光<sup>[17]</sup>等,这些研究对深化理解 DPALs 的运行机理和激光器的设计有着重要的指导意义。

使用主振荡器功率放大器(MOPA)系统是提高激光器输出功率、保证种子光谱特性和光束质量的重要方法。到目前为止,国内外已经对碱金属蒸气激光放大器进行了一些实验研究<sup>[20-22]</sup>,并且建立了相应的理论模型<sup>[23-28]</sup>。但由于在高功率抽运条件下,碱金属蒸气激光器具有很强的热效应,并且有可能向更高的能级[如  $n^2D_{3/2}$ 、 $n^2D_{5/2}$  和  $(n+2)^2S_{1/2}$ ]跃迁,甚至发生电离,导致抽运上能级和激光上能级粒子数的缺失,因此当用 MOPA 系统获得千瓦级及以上功率输出时,若抽运强度大于  $40 \text{ kW/cm}^2$ ,则以上效应不能忽略。理论模型向来对实验设计具有重要意义,本文在考虑温度升高对 D1、D2 线压力展宽、 $n^2P_{3/2}$  和  $n^2P_{1/2}$  能级间弛豫速率以及碱金属蒸气和缓冲气体密度等影响的同时,还考虑了  $n^2P_{3/2}$  和  $n^2P_{1/2}$  能级向更高能级(包括电离能级)跃迁所造成的损耗,并且将激光放大器中常见的放大自发辐射(ASE)和饱和功率纳入模型中。模型计算了纵向和横向两种不同流动冷却方式下流速对输出功率的影响,模拟了高强度抽运光下碱金属原子各能级粒子数的密度分布,还给出了两级和三级激光放大器中各级抽运光及蒸气池长度的分配比例对输出特性的影响。

## 2 模型描述

### 2.1 动力学过程与速率方程

图 1 为本研究所涉及铯原子的能级跃迁图,主要包括标准的三能级系统( $6^2S_{1/2}$ 、 $6^2P_{3/2}$  和  $6^2P_{1/2}$ )、高能级 S 和 D 以及电离能级。经典模型中抽运光将基态( $6^2S_{1/2}$ )粒子数抽运到上能级( $6^2P_{3/2}$ ),经缓冲气体(主要为乙烷)弛豫到激光上能级( $6^2P_{1/2}$ ),最后再由受激辐射产生激光。而在高功率抽运时,两个 P 能级在光激发和碰撞能量转移作用下还会跃迁到  $6^2D_{3/2}$ 、 $6^2D_{5/2}$  和  $8^2S_{1/2}$  态,甚至发生 Penning 电离和光电离,最后又经复合作用回到基态。对应图 1 的碱金属蒸气激光器中所有重要的动力学过程如表 1 所示。表 1 中  $h$  为普朗克常量, $e$  为 1 个电子的电量, $n$  表示大量光子(非具体值), $h\nu_p$  和  $h\nu_l$  分别为抽运光和激光的光子能量, $h\nu_{ij}$  为  $n_i$  对应能级跃迁到  $n_j$  对应能级的能量差( $h\nu_{31}$  和  $h\nu_{21}$  同理)。

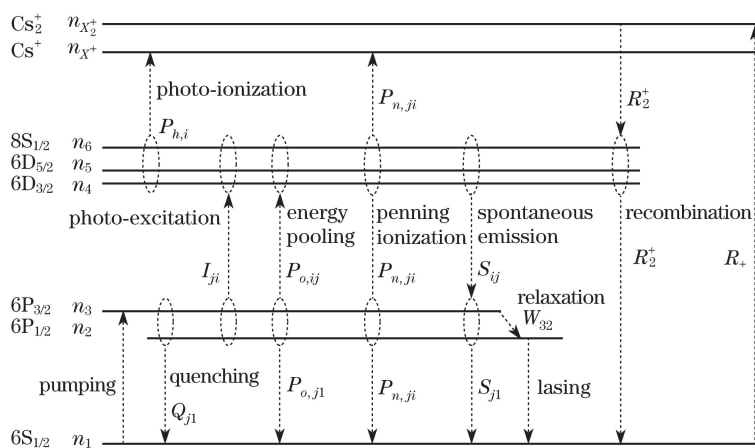


图 1 铯原子的各个能级及相应跃迁示意图

Fig. 1 Diagram of energy levels and corresponding transitions of Cs atom

表 1 DPALs 中铯原子的激光动力学过程  
Table 1 Laser kinetic processes of Cs atom in DPALs

Phase	Kinetic process	Reference
Pumping	$\text{Cs}(6^2\text{S}_{1/2}) + h\nu_p \rightarrow \text{Cs}(6^2\text{P}_{3/2})$	This work
Relaxation	$\text{Cs}(6^2\text{P}_{3/2}) + \text{C}_2\text{H}_6 \rightarrow \text{Cs}(6^2\text{P}_{1/2}) + \text{C}_2\text{H}_6$	[12]
Stimulated emission	$\text{Cs}(6^2\text{P}_{1/2}) + nh\nu_1 \rightarrow \text{Cs}(6^2\text{S}_{1/2}) + (n+1)h\nu_1$	This work
Amplified spontaneous emission (ASE)	$\text{Cs}(6^2\text{P}_{3/2}) \rightarrow \text{Cs}(6^2\text{S}_{1/2}) + h\nu_{31}$	[24]
	$\text{Cs}(6^2\text{P}_{1/2}) \rightarrow \text{Cs}(6^2\text{S}_{1/2}) + h\nu_{21}$	[24]
	$\text{Cs}(6^2\text{D}_{3/2,5/2}, 8^2\text{S}_{1/2}) \rightarrow \text{Cs}(6^2\text{P}_{3/2,1/2}, 6^2\text{S}_{1/2}) + h\nu_{ij}$	[15]
Quenching	$\text{Cs}(6^2\text{P}_{3/2,1/2}) + \text{C}_2\text{H}_6 \rightarrow \text{Cs}(6^2\text{S}_{1/2}) + \text{C}_2\text{H}_6$	[24]
Photo-excitation	$\text{Cs}(6^2\text{P}_{3/2,1/2}) + h\nu_{p,1} \rightarrow \text{Cs}(6^2\text{D}_{3/2,5/2}, 8^2\text{S}_{1/2})$	[15]
Energy pooling	$2\text{Cs}(6^2\text{P}_{3/2,1/2}) \rightarrow \text{Cs}(6^2\text{D}_{3/2,5/2}, 8^2\text{S}_{1/2}) + \text{Cs}(6^2\text{S}_{1/2})$	[15]
Photo-ionization	$\text{Cs}(6^2\text{D}_{3/2,5/2}, 8^2\text{S}_{1/2}) + h\nu_{p,1} \rightarrow \text{Cs}^+ + e$	[15]
Penning ionization	$\text{Cs}(6^2\text{P}_{3/2,1/2}) + \text{Cs}(6^2\text{D}_{3/2,5/2}, 8^2\text{S}_{1/2}) \rightarrow \text{Cs}(6^2\text{S}_{1/2}) + \text{Cs}^+ + e$	[15]
Recombination	$\text{Cs}^+ + \text{Cs}(6^2\text{S}_{1/2}) + \text{Cs} \rightarrow \text{Cs}_2^+ + \text{Cs}$	
	$\text{Cs}^+ + \text{Cs}(6^2\text{S}_{1/2}) + \text{He} \rightarrow \text{Cs}_2^+ + \text{He}$	[15]
	$\text{Cs}_2^+ + e \rightarrow \text{Cs}(6^2\text{D}_{3/2,5/2}, 8^2\text{S}_{1/2}) + \text{Cs}(6^2\text{S}_{1/2})$	

根据以上能级跃迁示意图,可得速率方程为

$$\frac{dn_2}{dt} = -W_{21} + W_{32} - W_{\text{ASE}} - S_{21} - Q_{21} - \sum_{i=4}^{i=6} (I_{2i} + 2P_{o,2i} + P_{n,2i} - S_{i2}), \quad (1)$$

$$\frac{dn_3}{dt} = W_{13} - W_{32} - S_{31} - Q_{31} - \sum_{i=4}^{i=6} (I_{3i} + 2P_{o,3i} + P_{n,3i} - S_{i3}), \quad (2)$$

$$\frac{dn_i}{dt} = \sum_{j=2,3} (I_{ji} + P_{o,ji} - P_{n,ji} - S_{ij}) - P_{h,i} + b_i R_2^+, \quad (3)$$

$$\frac{dn_{X^+}}{dt} = \sum_{i=4}^{i=6} P_{h,i} + \sum_{j=2,3} \sum_{i=4}^{i=6} P_{n,ji} - R^+, \quad (4)$$

$$\frac{dn_{X_2^+}}{dt} = R^+ - R_2^+, \quad (5)$$

$$n_1 = N_w \frac{T_w}{T} - \sum_{i=2}^8 n_i, \quad (6)$$

式中  $n_j$  ( $j=1, 2, 3$ ) 分别对应于铯原子的经典三能级  $6^2\text{S}_{1/2}$ 、 $6^2\text{P}_{3/2}$  和  $6^2\text{P}_{1/2}$ ,  $n_i$  ( $i=4, 5, 6$ ) 则分别表示更高的三能级  $6^2\text{D}_{3/2}$ 、 $6^2\text{D}_{5/2}$  和  $8^2\text{S}_{1/2}$ ,  $n_{X^+}$  和  $n_{X_2^+}$  分别为铯原子离子  $\text{Cs}^+$  和  $\text{Cs}_2^+$  的粒子数密度,  $W_{13}$  为抽运光将粒子数从  $n_1$  抽运到  $n_3$  的抽运速率,  $W_{21}$  为粒子数从  $n_2$  到  $n_1$  的受激辐射速率,  $W_{32}$  为缓冲气体作用下粒子数从  $n_3$  弛豫到  $n_2$  的弛速率,  $Q_{j1}$  为粒子数  $n_j$  在缓冲气体碰撞作用下落到  $n_1$  的猝灭速率,  $I_{ji}$  为抽运光和受激辐射光将  $n_j$  抽运到  $n_i$  的速率,  $P_{o,ji}$  为  $n_j$  与缓冲气体碰撞到  $n_i$  的能量转移速率,  $P_{n,ji}$  为  $n_j$  与  $n_i$  碰撞、 $n_j$  跃迁到  $n_i$  过程中  $n_i$  电离的 Penning 电离速率,  $P_{h,i}$  为  $n_i$  在抽运光和受激辐射光激发下电离的速率,  $S_{ij}$  为  $n_i$  到  $n_j$  的自发辐射速率 ( $S_{31}$ 、 $S_{21}$  同理),  $R^+$  为  $n_{X^+}$  与基态  $n_1$  在缓冲气体作用下复合跃迁到  $n_{X_2^+}$  的速率,  $R_2^+$  为  $n_{X_2^+}$  与电子碰撞回到低能级的速率,  $b_i$  为  $n_i$  在复合过程中的占比 ( $b_i=1/3, 1/2, 1/6$ , 对应  $i=4, 5, 6$ ),  $T$  为激光场内温度,  $N_w$  为碱金属蒸气在靠近蒸气池壁的粒子数密度,  $T_w$  为池壁温度。放大自发辐射  $W_{\text{ASE}}$  的计算方法见文献[24]。由于三体碰撞  $[\text{Cs}^+ + e + (e, \text{He}, \text{C}_2\text{H}_6) \rightarrow \text{Cs} + (e, \text{He}, \text{C}_2\text{H}_6)]$ 、双光子电离  $[\text{Cs}(6^2\text{P}_{3/2}) + 2h\nu_{p,1} \rightarrow \text{Cs}^+]$  和化学反应都非常小<sup>[15]</sup>, 因此可以忽略不计。(6)式还包含了铯蒸气密度  $N$  与  $T$  之间的关系, 即  $N = N_w T_w / T$ 。

$W_{13}$  和  $W_{21}$  的计算公式分别为

$$W_{13} = \frac{\eta t P(\lambda)}{h\nu_p V_p} \int \left\{ 1 - \exp \left[ - \left( n_1 - \frac{1}{2} n_3 \right) \sigma_{D2}(\lambda) L \right] \right\} d\lambda, \quad (7)$$

$$W_{21} = \frac{\eta t (P_1 - P_s)}{h\nu_1 V_1}, \quad (8)$$

式中  $\lambda$  为波长,  $\eta$  为耦合抽运光和种子光进入蒸气池的透镜传输率,  $t$  为蒸气池窗口的透射率,  $P(\lambda)$  为入射抽运光功率,  $\sigma_{D2}(\lambda)$  为抽运吸收截面(在压力展宽作用下正比于  $T^{-0.5}$ ),  $V_p$  和  $V_1$  分别为抽运光和激光的模体积,  $L$  为蒸气池长度,  $P_s$  为种子光功率,  $P_1$  为输出(放大)光功率。饱和效应限制了高功率抽运下单位体积可获得的能量<sup>[29]</sup>, 因此研究中必须考虑饱和效应, 否则将使功率计算结果过大而与实验结果不匹配<sup>[23]</sup>。随波长分布的  $P(\lambda)$ 、 $P_1$  和饱和功率  $P_{sat}$  可分别表示为

$$P(\lambda) = P_p \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \frac{2c}{\Delta\nu_p \lambda_p^2} \exp \left[ - \frac{4 \ln 2}{\Delta\nu_p^2} \left( \frac{c}{\lambda} - \frac{c}{\lambda_p} \right)^2 \right], \quad (9)$$

$$P_1 = \eta_{mode} P_s \exp[(n_2 - n_1) \sigma_{D1} L] \exp \left( - \frac{P_1 - P_s}{P_{sat}} \right), \quad (10)$$

$$P_{sat} = h\nu_1 \pi \omega_s^2 A_{21} / \sigma_{D1}, \quad (11)$$

式中  $P_p$  为总抽运光功率;  $c$  为光速;  $\Delta\nu_p$  为抽运光线宽;  $\lambda_p$  为抽运光中心波长;  $\sigma_{D1}$  为受激辐射截面, 在压力展宽作用下  $\sigma_{D1}$  正比于  $T^{-0.5}$ ;  $\eta_{mode}$  为种子光和抽运光的模式匹配系数<sup>[24]</sup>;  $A_{21}$  为自发辐射系数;  $\omega_s$  为种子光束腰半径。

## 2.2 流体动力学与热平衡方程

激光场中由热传导和流动所带走的热量  $H_{remov}$  为

$$H_{remov} = \begin{cases} 2\pi L \frac{K_e (T - T_w)}{\ln(R/\omega_s)}, u = 0 \\ \frac{\pi \omega_s^2 u n_g}{N_A} \int_{T_w}^T C_p(T') dT' + 2\pi \omega_s K(T) Nu (T - T_w), u > 0, \text{ longitudinal flow}, \\ \frac{2\omega_s L u n_g}{N_A} \int_{T_w}^T C_p(T') dT' + 2\pi \omega_s K(T) Nu (T - T_w), u > 0, \text{ transverse flow} \end{cases} \quad (12)$$

式中  $K_e$  为有效热传率(考虑了自然对流的影响),  $R$  为蒸气池端面半径,  $u$  为气体流速,  $C_p(T')$  为平均定压摩尔热容,  $n_g$  为气体的粒子数密度(气体主要为氦气和乙烷, 氦密度远小于氦气和乙烷的密度, 可以忽略不计),  $N_A$  为阿伏加德罗常数,  $K(T)$  为平均热导率,  $Nu$  为努塞尔数。在流速为零时, 主要是热传导和自然对流起主导作用(热传导与自然对流的流速之比约为 3:2); 开始有流速后, 激光场内的热量将主要由流动的缓冲气体所带走, 特别是在流速较高时, 热传导几乎可以忽略不计。对于纵向和横向流动, (12) 式右边带积分的项表示流动所带走的热量, 其他两项则为传导热量。  $Nu$  由雷诺数  $Re$  和普朗特数  $Pr$  计算得到, 即

$$Nu = \sqrt{Re \cdot Pr / \pi} = \begin{cases} n_g u L C_p(T) / \pi K(T) N_A, \text{ longitudinal flow} \\ n_g u \pi \omega_s C_p(T) / \pi K(T) N_A, \text{ transverse flow} \end{cases} \quad (13)$$

平均定压摩尔热容  $C_p(T)$  为

$$C_p(T) = \frac{P_{He}}{P_{He} + P_{C_2H_6}} C_{He}(T) + \frac{P_{C_2H_6}}{P_{He} + P_{C_2H_6}} C_{C_2H_6}(T), \quad (14)$$

式中  $P_{He}$  和  $P_{C_2H_6}$  为氦气和乙烷的压强, 二者的定压摩尔热容分别为  $C_{He}(T) = 20.786 \text{ J}/(\text{mol} \cdot \text{K})$  和  $C_{C_2H_6}(T) = [65.659 + 0.1181 \times (T - 400)] \text{ J}/(\text{mol} \cdot \text{K})$ 。

同理, 平均热导率  $K(T)$  为

$$K(T) = \frac{P_{He}}{P_{He} + P_{C_2H_6}} K_{He}(T) + \frac{P_{C_2H_6}}{P_{He} + P_{C_2H_6}} K_{C_2H_6}(T), \quad (15)$$

式中  $K_{He}(T) = 0.05516 + 3.254 \times 10^{-4} T - 2.2723 \times 10^{-8} T^2$  为氦气的热导率,  $K_{C_2H_6} = -0.01936 + 1.2547 \times 10^{-4} T + 3.8298 \times 10^{-8} T^2$  为乙烷的热导率, 热导率的单位为  $\text{J}/(\text{s} \cdot \text{m} \cdot \text{K})$ 。

激光场内产生的热量为

$$H_{\text{gener}} = V_1(W_{32}\Delta E + h\nu_p Q_{31} + h\nu_1 Q_{21} + R_2^+ E_i), \quad (16)$$

式中  $\Delta E$  为精细能级的能量差,  $E_i$  为电离能。  $H_{\text{gener}}$  主要由精细能级  $6^2P_{3/2}$  和  $6^2P_{1/2}$  的自旋-轨道耦合(弛豫)以及它们到基态的猝灭所决定。在激光振荡时,自旋-轨道耦合起主导作用,但猝灭产热也比较大,因为 D1 和 D2 线的能级差(即  $h\nu_1 \approx 1.39$  eV 和  $h\nu_p \approx 1.46$  eV)比弛豫能级差  $\Delta E \approx 0.07$  eV 大约 20 倍。另外,由于高能级  $6^2D_{3/2}$ 、 $6^2D_{5/2}$  的粒子数密度相对于  $6^2P_{3/2}$ 、 $6^2P_{1/2}$  很小,并且  $6^2D_{3/2}$ 、 $6^2D_{5/2}$  之间的弛豫速率和这两个能级到低能级的猝灭速率相对于  $6^2P_{3/2}$  和  $6^2P_{1/2}$  的弛豫速率和它们到基态的猝灭速率小得多,因此由高能级跃迁产生的热量可以忽略不计<sup>[15]</sup>。

激光场的温度  $T$  由热平衡方程

$$H_{\text{gener}} = H_{\text{remov}} \quad (17)$$

得到,结合(17)式和速率方程(1)~(6)式可以计算得到 8 个能级的粒子数密度、激光场温度  $T$  和输出功率  $P_1$ 。

### 3 数值模拟与分析

目前,国外关于千瓦级 DPAL 的报道为一种具有 0.7 nm 抽运线宽、循环流动气体的半导体抽运铯蒸气激光器<sup>[9]</sup>,将其主要参数用于流动气体的激光放大器,如表 2 所示(部分参数的优化见文献[24]),其中  $P_{\text{atm}}$  为标准大气压,  $1 P_{\text{atm}} = 101325$  Pa。

表 2 数值计算所需的主要参数

Table 2 Main parameters involved in numerical calculation

Parameter	Description	Value	Reference
$T_w / ^\circ\text{C}$	Wall temperature	110, 120	[24], [15]
$L / \text{cm}$	Cell length	10	This work
$R / \text{mm}$	Cell radius	5	[24]
$P_s / \text{W}$	Seed power	20	[24]
$\eta$	Transmission of the coupled lens	0.99	This work
$t$	Transmission of the cell window	0.99	This work
$P_{\text{He}} / P_{\text{atm}}$	Pressure of helium	5	This work
$P_{\text{C}_2\text{H}_6} / P_{\text{atm}}$	Pressure of ethane	1	This work
$\omega_p / \text{mm}$	Pump beam waist	3.5	[24]
$\omega_s / \text{mm}$	Seed beam waist	3.5	[24]

减弱高功率激光器中的热效应对实现高效、高质量的激光输出非常重要。图 2 展示了在  $P_p$  为 1 kW 和 2 kW 下纵向和横向两种不同流动方式的放大光功率随流速  $u$  的变化,可以看到,不管对于哪种流动,放大光功率都随着流速的增加急剧增大。当  $P_p = 1$  kW 时,  $P_1$  从 20 W 迅速增加到 178 W,并在  $u > 5$  m/s 后逐渐趋于饱和(纵向流动);当  $P_p = 2$  kW,  $P_1$  在  $u > 15$  m/s 后才趋于饱和值 200 W。显然,对于 20 W 的种子光,1 kW 的抽运功率便已足够将  $P_1$  放大 9 倍左右,2 kW 的抽运功率虽然能将  $P_1$  放大 10 倍,但已趋近放大饱和,且需要多一倍的抽运光,无明显优势。流动能迅速带走因增益介质对抽运光的吸收所转换来的热量,在抽运功率为 1 kW 的条件下,  $u = 0$  时热效应非常明显,稳态气体的温度比池壁温度增加上千摄氏度,此时放大效率极低;当  $u$  稍微增加时,  $T$  明显下降,  $P_1$  急剧增大;当  $u = 10$  m/s 时,  $T$  降到了 385 K(纵向流动),接近池壁温度  $T_w = 383$  K,输出功率不再明显增加且达到最大值,因此对于 1 kW 的抽运光功率,10 m/s 的流速便已足够大(抽运光功率为 2 kW 时,  $u = 20$  m/s)。另外,可以看出,在相同流速下横向流动明显比纵向流动能带走更多的热量,即使对于  $u = 1$  m/s,横向流动的方式下激光场的温度已降到 402 K,比纵向流动低了 243 K,输出功率比纵向流动方式下高 54%,尽管两者在足够高的流速( $u > 10$  m/s)下最终所带走的热量几乎相等,但在低流速时,横向流动明显比纵向流动更有优势,0.3 m/s 的流速就足以让横向流动带走纵向流

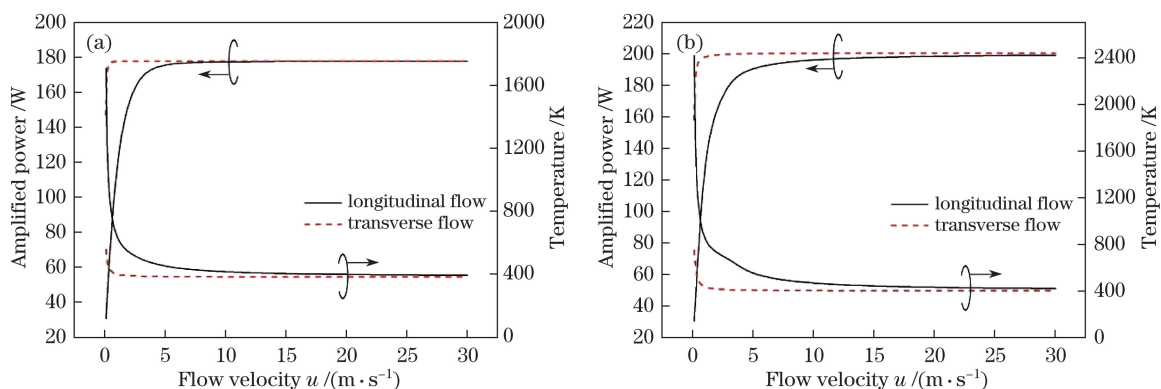


图 2 放大光功率随流速的变化。(a)  $P_p=1\text{ kW}$ ,  $T_w=110\text{ °C}$ ; (b)  $P_p=2\text{ kW}$ ,  $T_w=120\text{ °C}$

Fig. 2 Variation in amplified light power with flow velocity. (a)  $P_p=1\text{ kW}$ ,  $T_w=110\text{ °C}$ ; (b)  $P_p=2\text{ kW}$ ,  $T_w=120\text{ °C}$

动在 5 m/s 时所能带走的热量。

当  $u > 10\text{ m/s}$  时,  $P_1$  的放大倍数为 9, 与脉冲抽运(无热效应)的铷激光和铯激光放大器实验中  $P_1$  的放大倍数相接近<sup>[20-22]</sup>, 但为使碱金属蒸气激光放大器高效运行, 下文统一在充分高的流速( $u = 20\text{ m/s}$ )下进行模拟。另外, 与已有研究结果相同, 理论计算的放大器对抽运功率的提取效率较低, 一方面是由于商用高功率激光二极管阵列线宽较宽(0.7 nm), 如果没有很好的体布拉格光栅很难将线宽压到合适大小<sup>[11]</sup>, 因此本研究根据现有的千瓦抽运源<sup>[9]</sup>所进行模拟的效率偏低; 另一方面, 由于中心区域达到饱和和放大, 纵向抽运难免要将抽运光集中到一小块面积上, 使横截面上中心区域的功率密度过高, 采用横向抽运能提高效率<sup>[24]</sup>。

在  $T_w = 383\text{ K}$  条件下, 图 3 给出了输出功率  $P_1$  和各能级粒子数密度  $n_i$  ( $i = 1, 2, \dots, 6, \text{Cs}^+, \text{Cs}_2^+$ ) 随抽运光强的变化。可以看到, 输出功率随抽运光强的增加不断增加, 直到在光强为  $20\text{ kW/cm}^2$  处趋于平稳。这是由于  $n_1$  随着光强的增加而不断被抽运到  $n_3$  能级, 然后弛豫到  $n_2$ , 因此  $n_2$  能级一开始也有所增加, 但随着抽运光强越来越大, 热效应比较明显, 温度的升高导致碱金属原子总粒子数密度下降, 与抽运光抽运的共同作用使基态粒子数  $n_1$  下降很快, 而  $n_3$  上升较慢, 由粒子数守恒可知,  $n_2$  粒子数也随之降低, 但此时它与  $n_1$  之差  $n_2 - n_1$  还在不断增大, 因此输出功率依旧增加, 直到抽运光强达到  $20\text{ kW/cm}^2$  后, 放大效率才达到饱和。当光强超过  $36\text{ kW/cm}^2$  时, 输出功率反而开始下降, 这是由于此时高能级跃迁和电离的副作用开始出现, 虽然电离能级粒子数密度一开始就随光强的增加而不断增大[其他能级之和( $n_4 + n_5 + n_6 + n_{\text{Cs}^+}$ )也同样如此], 但并不是以减少随功率增加而增加的反转粒子数, 因此对放大功率影响不大。当粒子数反转趋于饱和时,  $n_4$  及以上能级粒子数密度也比较高, 光激发、能量转移和电离才开始较明显地影响激光输出。在图 3 中  $40\text{ kW/cm}^2$  处, 电离能级占  $n_1$  的 40%, 其他之和则占 7%。在高功率密度抽运下, 尽管有气体流动对基态铯原子的数量进行补充, 但由高强度抽运光所引发的光激发和光电离以及与热效应相关的能量碰撞转移和 Penning 电离等不可忽略。

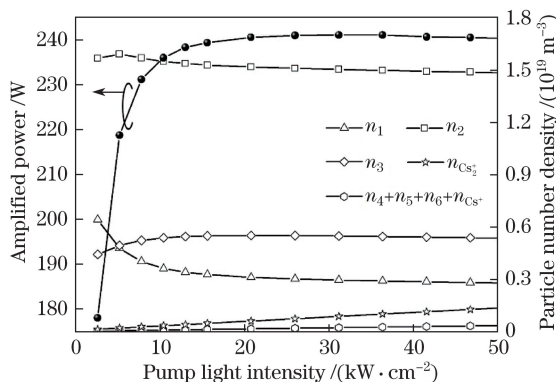


图 3 输出功率和各能级粒子数密度随抽运光强的变化

Fig. 3 Output power and particle number density of each energy level as a function of pump light intensity

目前,为进一步提高激光的输出功率,一种普遍采用的方法是级联(多级)放大。图4给出了在相同抽运光功率(抽运光功率1 kW和2 kW对应的 $T_w$ 分别为110 °C和120 °C)和相同蒸气池长度(10 cm)条件下单级放大器和两级放大器输出特性的比较。对于两级放大,由于百瓦级抽运时抽运光功率与最佳蒸气池长度大致为线性关系<sup>[30]</sup>,因此假设第一级和第二级的抽运光功率 $P_1$ 和 $P_2$ 以及它们对应的蒸气池长度 $L_1$ 、 $L_2$ 满足条件 $P_1+P_2=P_p$ , $L_1+L_2=L$ , $P_1:P_2=L_1:L_2$ 。由图4可知,相同池壁温度下两级放大器的输出功率要高于单级放大器,尤其在 $P_1/P_2=L_1/L_2\approx 1/2$ 处,1 kW抽运功率下两级放大器的输出功率为228 W,比相同功率抽运的单级放大器高50 W;2 kW抽运功率下两级放大器的输出功率为312 W,比相同功率抽运的单级放大器高115 W。这是因为将一些抽运光分配到第二级的放大器中,不仅可以使种子光在后半段有充分的抽运光补充,还能有效减弱热效应,从而实现高效的激光输出。合理分配抽运光在两级放大器中的功率,可使1 kW抽运功率下两级放大器获得比2 kW抽运功率下单级放大器更大的输出功率。

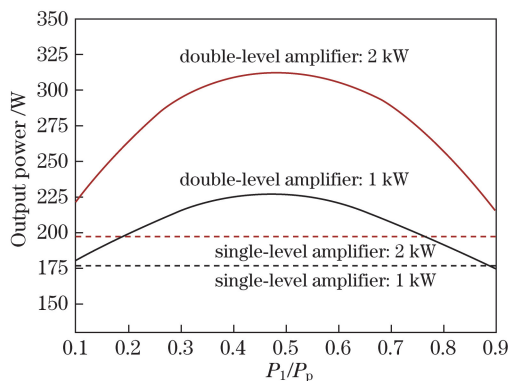


图4 在总抽运光功率和蒸气池长度相同的条件下单级放大器和两级放大器的输出功率比较  
Fig. 4 Comparison of output powers of single-level amplifier and double-level amplifier with the same total pump power and vapor pool length

三级放大器的输出特性如图5所示,三级放大器各级蒸气池池壁温度相同,且满足关系式 $P_1+P_2+P_3=P_p$ , $L_1+L_2+L_3=L$ , $P_1:P_2:P_3=L_1:L_2:L_3$ 。在相同抽运光功率(抽运光功率1 kW和2 kW对应的 $T_w$ 分别为110 °C和120 °C)和相同蒸气池长度(10 cm)条件下,当每一级分配的功率近乎相等时,即 $P_1:P_2:P_3=L_1:L_2:L_3\approx 1:1:1$ ,三级放大器的输出功率最高。1 kW抽运功率下三级放大器的最大输出功率 $P_1=224$  W,与相同功率抽运的两级放大器接近,同样比单级放大器的最大输出功率高约50 W;2 kW抽运功率下三级放大器的最大输出功率 $P_1=370$  W,比两级放大器的最大输出功率高58 W,比单级放大器的最大输出功率高173 W。以此类推,在高功率抽运条件下,多个等长蒸气池和均等抽运光功率分配能让放大器获得更高的放

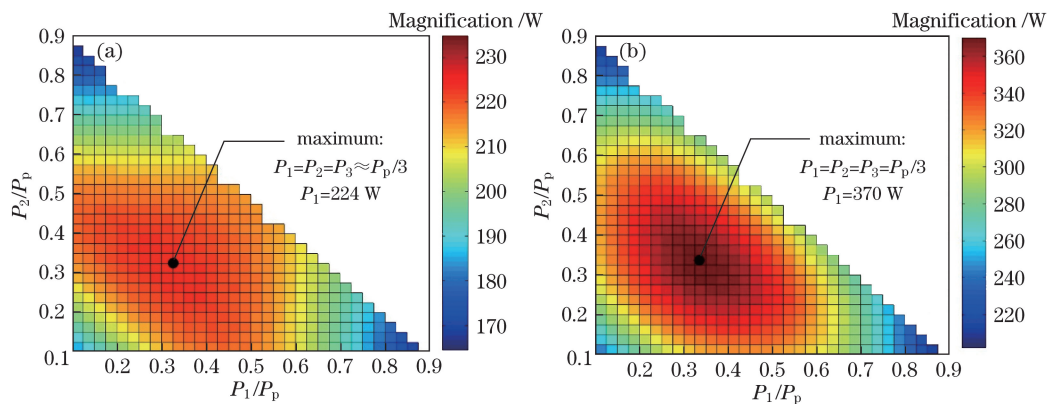


图5 三级放大器输出功率与抽运功率分配比的关系。(a)  $P_p=1$  kW,  $P_s=20$  W,  $T_w=110$  °C ;  
(b)  $P_p=2$  kW,  $P_s=20$  W,  $T_w=120$  °C

Fig. 5 Relationship between output power and ratio of pump power of three-level amplifier.  
(a)  $P_p=1$  kW,  $P_s=20$  W,  $T_w=110$  °C ; (b)  $P_p=2$  kW,  $P_s=20$  W,  $T_w=120$  °C

大倍数。功率越高,则所需要的放大级数越多。因此,在相同总抽运光功率和蒸气池长度条件下,多级放大有利于提高激光输出功率。根据抽运光功率大小合理安排蒸气池排列和抽运光功率分配,即可让足够高级数的放大器获得比低级数放大器更大的功率输出。

## 4 结 论

在结合激光动力学和流体动力学机制的基础上,充分考虑了热效应、饱和放大效应、ASE、高能级激发与电离的影响,模拟分析了千瓦级抽运流动气体的碱金属蒸气激光放大器的输出特性。计算结果表明,放大器功率随流速和抽运光强的增加而不断增加,最后趋于饱和。在抽运功率为 1 kW 的条件下,当流速从零增加到 10 m/s 时,输出功率从最初的种子光功率 20 W 增加到 178 W,放大倍数约为 9;在抽运功率为 2 kW 的条件下,输出功率的最大值为 200 W,流速为 20 m/s。综合考虑,选择 20 m/s 的流速。在高功率密度(大于 40 kW/cm<sup>2</sup>)抽运条件下,电离能级占基态能级的 40%,其他高能级之和占 7%,这引起了输出激光功率的下降,因此高能级跃迁(如光激发和能量碰撞转移)和电离效应不可忽略。最后,研究了在相同蒸气池工作温度、总抽运光功率和蒸气池长度条件下,两级放大器和三级放大器的放大功率随抽运光在每级的分配比的变化,发现 1 kW 抽运功率下三级放大器的最大输出功率与相同抽运功率下两级放大器的最大输出功率接近,且两者都比单级放大器的最大输出功率高 50 W;2 kW 抽运功率下三级放大器的最大输出功率比两级放大器的最大输出功率高 58 W,后者则比单级放大器的最大输出功率高 115 W。显然,功率越高,则所需要的放大级数越多。根据所给抽运功率合理安排多个等长蒸气池和功率分配比,能让高级数放大器获得比低级数放大器更高的放大倍数。因此,该模型对放大器的实验设计具有一定的指导意义。

**致谢** 感谢沈炳林博士对论文的帮助。

## 参 考 文 献

- [1] Krupke W F, Beach R J, Kanz V K, *et al.* Resonance transition 795-nm rubidium laser[J]. *Optical Letters*, 2003, 28(23): 2336-2338.
- [2] Page R H, Beach R J, Kanz V K, *et al.* First demonstration of a diode-pumped gas (alkali vapor) laser[C]. *Conference on Lasers and Electro-Optics*, 2005: 467-469.
- [3] Ehrenreich T, Zhdanov B, Takekoshi T, *et al.* Diode pumped caesium laser[J]. *Electronics Letters*, 2005, 41(7): 415-416.
- [4] Zhdanov B V, Knize R J. Diode-pumped 10 W continuous wave cesium laser[J]. *Optics Letters*, 2007, 32(15): 2167-2169.
- [5] Zhdanov B V, Maes C, Ehrenreich T, *et al.* Optically pumped potassium laser[J]. *Optics Communications*, 2007, 270(2): 353-355.
- [6] Zhdanov B V, Stooke A, Boyadjian G, *et al.* Rubidium vapor laser pumped by two laser diode arrays[J]. *Optics Letters*, 2008, 33(5): 414-415.
- [7] Zhdanov B V, Shaffer M K, Sell J, *et al.* Cesium vapor laser with transverse pumping by multiple laser diode arrays[J]. *Optics Communications*, 2008, 281(23): 5862-5863.
- [8] Zhdanov B V, Rotondaro M D, Shaffer M K, *et al.* Potassium diode pumped alkali laser demonstration using a closed cycle flowing system[J]. *Optics Communications*, 2015, 354: 256-258.
- [9] Bogachev A V, Garanin S G, Dudov A M, *et al.* Diode-pumped caesium vapour laser with closed-cycle laser-active medium circulation[J]. *Quantum Electronics*, 2012, 42(2): 95-98.
- [10] Krupke W F. Diode pumped alkali lasers (DPALs) - A review (rev1)[J]. *Progress in Quantum Electronics*, 2012, 36(1): 4-28.
- [11] Koenning T, Patterson S. Narrow-line fiber-coupled modules for DPAL pumping[C]. *SPIE*, 2015, 9348: 934805.
- [12] Yang Zining, Wang Hongyan, Lu Qisheng, *et al.* Influence of fine structure mixing rate on laser diode pumped alkali laser[J]. *Chinese J Lasers*, 2010, 37(10): 2502-2507.  
杨子宁, 王红岩, 陆启生, 等. 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[J]. *中国激光*, 2010, 37(10): 2502-2507.
- [13] Yang J, Shen B, Qian A, *et al.* Thermal effects of high-power side-pumped alkali vapor lasers and the compensation method[J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 2014, 50(12): 1029-1034.



- [14] Han J H, Wang Y, Cai H, *et al.* Investigation of thermal features of two types of alkali-vapor cells pumped by a laser diode[J]. Chinese Optics Letters, 2014, 12(S2): S20201.
- [15] Waichman K, Barmashenko B D, Rosenwaks S. Computational fluid dynamics modeling of subsonic flowing-gas diode-pumped alkali lasers: Comparison with semi-analytical model calculations and with experimental results[J]. Journal of the Optical Society of America B, 2014, 31(11): 457-464.
- [16] Huang Wei, Tan Rongqing, Li Zhiyong, *et al.* 3D model and simulative investigation of the threshold characteristics of diode pumped Rb vapor laser[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2015, 27(1): 61-66.  
黄 伟, 谭荣清, 李志永, 等. 铷蒸气激光器 3D 理论模型的建立及阈值特性模拟[J]. 强激光与粒子束, 2015, 27(1): 61-66.
- [17] Huang Wei, Tan Rongqing, Li Zhiyong, *et al.* Simulative investigation of the threshold characteristics of CW pumped four-level XPAL system[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2015, 27(12): 53-59.  
黄 伟, 谭荣清, 李志永, 等. 连续抽运准分子宽带抽运金属激光器抽运阈值理论研究[J]. 强激光与粒子束, 2015, 27(12): 53-59.
- [18] Zhao Xiaohong, Wang Shihong, Liu Wanfa, *et al.* Simulation calculation considering pump spatial distribution of diode pumped alkali vapor laser[J]. Laser & Optoelectronics Process, 2015, 52(9): 091405.  
赵晓红, 王世红, 刘万发, 等. 考虑抽运光空间分布的半导体抽运碱金属蒸气激光器的模拟计算[J]. 激光与光电子学进展, 2015, 52(9): 091405.
- [19] Cheng Hongling, Wang Zhimin, Zhang Fengfeng, *et al.* Research development of alkali vapor lasers[J]. Laser & Optoelectronics Process, 2015, 52(2): 020002.  
成洪玲, 王志敏, 张丰丰, 等. 碱金属蒸气激光器的研究进展[J]. 激光与光电子学进展, 2015, 52(2): 020002.
- [20] Hostutler D A, Klennert W L. Power enhancement of a rubidium vapor laser with a master oscillator power amplifier[J]. Optics Express, 2008, 16(11): 8050-8053.
- [21] Zhdanov B V, Shaffer M K, Knize R J. Scaling of diode-pumped Cs laser: Transverse pump, unstable cavity, MOPA[C]. SPIE, 2011, 7581: 75810F.
- [22] Li Y, Hua W, Li L, *et al.* Experimental research of a chain of diode pumped rubidium amplifiers[J]. Optics Express, 2015, 23(20): 25906-25911.
- [23] Yang J, Pan B, Yang Y, *et al.* Modeling of a diode side pumped cesium vapor laser MOPA system[J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 2014, 50(3): 123-128.
- [24] Shen B, Pan B, Jiao J, *et al.* Kinetic and fluid dynamic modeling, numerical approaches of flowing-gas diode-pumped alkali vapor amplifiers[J]. Optics Express, 2015, 23(15): 19500-19511.
- [25] Shen B, Xu X, Xia C, *et al.* Modeling of the static and flowing-gas ring-LD side-pumped alkali vapor amplifiers[J]. Applied Physics B, 2016, 122: 210.
- [26] Yang Z, Wang H, Lu Q, *et al.* Modeling of an optically side-pumped alkali vapor amplifier with consideration of amplified spontaneous emission[J]. Optics Express, 2011, 19(23): 23118-23131.
- [27] Jiang Zhigang, Wang You, Cai He, *et al.* Theoretical analyses of an alkali vapor amplifier end-pumped by diode lasers[J]. Chinese J Lasers, 2015, 42(12): 1202007.  
蒋志刚, 王 澈, 蔡 和, 等. 半导体激光端面抽运碱金属蒸气放大器的理论研究[J]. 中国激光, 2015, 42(12): 1202007.
- [28] Jiang Zhigang, Wang You, Han Juhong, *et al.* Effects of linewidth of seed-laser on output features of end-pumped alkali vapor amplifier[J]. Chinese J Lasers, 2016, 43(5): 0502004.  
蒋志刚, 王 澈, 韩聚洪, 等. 种子光线宽影响端面抽运碱金属蒸气放大器的输出特性[J]. 中国激光, 2016, 43(5): 0502004.
- [29] Siegman A E. Lasers[M]. Oxford: Oxford University Press, 1986.
- [30] Xia C, Shen B, Xu X, *et al.* Modeling of a diode four-side pumped cesium vapor laser amplifier with flowing medium[J]. Applied Physics B, 2017, 123: 75.