

半导体抽运铯蒸气激光器阈值特性分析*

徐艳¹⁾²⁾ 陈飞^{1)†} 谢冀江¹⁾ 李殿军¹⁾ 杨贵龙¹⁾ 高飞¹⁾²⁾ 郭劲¹⁾

1)(中国科学院长春光学精密机械与物理研究所, 激光与物质相互作用国家重点实验室, 长春 130033)

2)(中国科学院大学, 北京 100049)

(2014年2月19日收到; 2014年4月1日收到修改稿)

本文建立了一种速率方程模型, 以铯蒸气为例描述了半导体抽运碱金属蒸气激光器的阈值特性. 经数值求解该模型, 定量分析了抽运光束腰位置和半径、蒸气池长度、运行温度等参量对激光器的阈值抽运功率的影响. 结果表明, 存在最佳的抽运光束腰位置和半径、蒸气池长度以及运行温度使阈值最低, 此外改善抽运光束质量也能有效降低阈值抽运功率. 所得规律与目前实验事实基本相符, 表明了该模型能较好地反映半导体抽运碱金属蒸气激光器的阈值特性, 为该类激光器的优化设计提供一定的借鉴和参考.

关键词: 半导体抽运铯蒸气激光器, 速率方程, 阈值, 模式匹配

PACS: 42.55.Lt, 42.55.Px, 42.55.Xi

DOI: 10.7498/aps.63.174201

1 引言

近年来, 半导体抽运碱金属蒸气激光器 (diode-pumped alkali vapor laser, DPAL) 因具有极高的量子效率 (K 99.5%, Rb 98.1%, Cs 95.2%)、良好的热管理性能、优异的光束输出质量等特点, 而成为激光研究领域内的一大热点^[1-11]. 由于这些特点, DPAL 具备实现高效高功率近红外激光输出的潜在优势 (K 770.1 nm, Rb 795.0 nm, Cs 894.6 nm), 有望在工业、医疗、军事等领域获得广泛应用.

自 2003 年美国利弗莫尔国家实验室的研究小组采用窄线宽 Ti:Sapphire 激光器抽运铷蒸气首次验证 795 nm 铷激光输出后^[1], 半导体抽运碱金属蒸气激光器得到了快速发展. 理论上, 研究人员对 DPAL 进行了建模研究, 并主要对其连续输出特性 (输出功率、效率等) 进行了分析^[2-5], 对提高 DPAL 的输出功率有着指导意义, 在实验中 DPAL 的输出功率和效率也得到不断提高. 2005 年首次实现以铯蒸气为介质的 DPAL, 输出功率为 130 mW, 全光效率达到 32%^[6]. 2012 年俄罗斯报道了目前

最高输出功率的 DPAL (以铯蒸气为介质), 输出功率近 1 kW, 全光效率 48%^[7]. 2010 年国防科技大学报道了国内首例 DPAL (以铷蒸气为介质), 输出功率为 600 mW, 全光效率约为 1.7%^[8]. 2012 年中科院电子学研究所报道了 2.8 W 线偏振输出的铷 DPAL 中, 全光效率 21%^[9,10]; 2014 年, 该所又报道了国内首例铯 DPAL, 输出功率约 1.4 W^[11]. 但是作为一种三能级激光系统, DPAL 阈值特性的研究对改善其工作性能也有着重要意义. 而目前仅有少量文献对 DPAL 的阈值特性进行了部分研究, 例如分析了精细结构能级混合速率对抽运阈值的影响趋势, 得出精细结构能级混合速率对阈值抽运功率影响较小的结论^[4]; 以及分析缓冲气体压强对抽运阈值的影响趋势, 获得使阈值抽运功率最小的缓冲气体压强^[5]. 但是以上理论研究没有系统地对 DPAL 的阈值特性进行分析, 尤其是没有定量分析影响 DPAL 模式匹配度的各光束参量对其阈值特性的影响, 因而需要建立更完善的理论模型来描述 DPAL 的阈值特性.

理论上, 使碱金属蒸气最大限度地吸收抽运光能量, 是降低阈值抽运功率的有效措施, 即尽可

* 激光与物质相互作用国家重点实验室自主研究课题 (批准号: SKLLIM1210-01) 和国家自然科学基金青年科学基金 (批准号: 61308050) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: 18792410097@163.com

能地提高抽运光与振荡光的光谱匹配和模式匹配程度. 为满足对DPAL阈值特性更加系统的研究, 本文首次建立了考虑抽运光强与振荡光强空间分布的DPAL速率方程模型, 获得其阈值抽运功率的表达形式, 并采用Matlab对由光纤输出并经望远镜系统耦合的LD抽运铯DPAL的阈值特性进行了数值模拟, 定量分析了抽运光束腰位置和半径、蒸气池长度、运行温度等参量对铯DPAL阈值抽运功率的影响, 获得了各参量对阈值抽运功率的影响规律. 所得规律与目前的实验事实基本符合, 为DPAL的优化设计提供了理论依据.

2 理论模型

图1为DPAL激光器中碱金属原子的激光跃迁能级示意图, 其辐射机理是典型的三能级过程. $^2S_{1/2}$ 为基态能级, $^2P_{1/2}$ 和 $^2P_{3/2}$ 是因自旋-轨道相互作用劈裂而形成的精细结构能级, 分别表示亚稳态能级和激发态能级, 粒子在其间以精细结构能级混合速率 γ_{32} 实现快速转移.

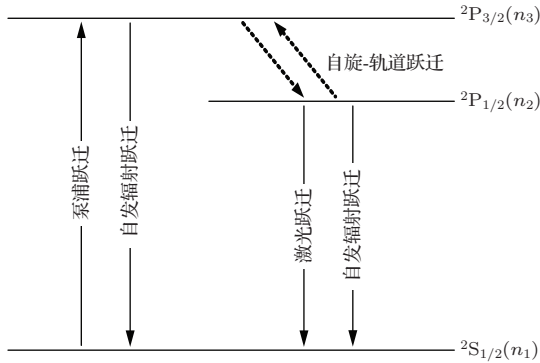


图1 碱金属原子能级示意图

结合图1所示的DPAL动力学过程, 由三能级速率方程理论出发可建立DPAL速率方程

$$\frac{dN_1(x, y, z)}{dt} = -R(x, y, z) + \frac{c}{n}\sigma_{D1}\Delta N(x, y, z)\Phi(x, y, z) + \frac{N_2(x, y, z)}{\tau_{D1}} + \frac{N_3(x, y, z)}{\tau_{D2}}, \quad (1)$$

$$\frac{d\Phi}{dt} = \frac{c}{nL}\sigma_{D1} \iiint \Delta N(x, y, z)\Phi(x, y, z)dV - \frac{c\delta}{L}\Phi, \quad (2)$$

式中, $N_1(x, y, z)$ 、 $N_2(x, y, z)$ 、 $N_3(x, y, z)$ 分别为蒸气池中处于能级 $^2S_{1/2}$ 、 $^2P_{1/2}$ 、 $^2P_{3/2}$ 上的碱金属原子数密度; $\Delta N(x, y, z)$ 为反转粒子数密度; $R(x, y, z)$ 为抽运速率密度; $\Phi(x, y, z)$ 为介质内的激光光子数密度; Φ 为介质内的激光光子总数; σ_{D1} 为激光发射截面; τ_{D1} 和 τ_{D2} 分别是 $^2P_{1/2}$ 和 $^2P_{3/2}$ 的能级寿命; l 为蒸气池长度; L 为谐振腔的光学长度; δ 为平均单程损耗; n 为增益介质的折射率; c 为真空光速. 在DPAL中, 碱金属蒸气的饱和蒸气压仅有零点几帕, 而缓冲气体的压强为几十千帕, 因而介质折射率 n 近似等于1. 碱金属蒸气的饱和蒸气压 $P_v(T)$ 由碱金属液体与蒸气交界面的温度 T 决定, 以铯为例, $P_v(T) = 10^{7.046-3830/T}$ [12].

在缓冲气体乙烷等烃类气体作用下, 碱金属原子在能级 $^2P_{1/2}$ 和 $^2P_{3/2}$ 之间能以很快的混合速率转移, 当抽运功率不是很大时, DPAL的输出功率随抽运功率线性增大. 这种情况下可以认为DPAL以准二能级的跃迁方式工作, 即能级混合速率 $\gamma_{32} \rightarrow \infty$ [2]. 在准二能级近似下, $^2P_{1/2}$ 与 $^2P_{3/2}$ 能级上的碱金属原子数服从玻尔兹曼分布, 即 $N_3(x, y, z)/N_2(x, y, z) = 2 \exp[-\Delta E/k_B T(x, y, z)] = 2f$. 其中, ΔE 是能级 $^2P_{1/2}$ 与 $^2P_{3/2}$ 之间的能量差; k_B 为玻尔兹曼常数; $T(x, y, z)$ 为碱金属蒸气内的温度场分布. 假设介质内的温度均匀分布, 即 $T(x, y, z) = T_0$, 此时蒸气池内各处的碱金属原子数密度均等于 N_0 . 碱金属各能级上的原子数同时满足 $N_1(x, y, z) + N_2(x, y, z) + N_3(x, y, z) = N_0$, 则速率方程(1)和(2)可写为

$$\frac{dN_1(x, y, z)}{dt} = -R(x, y, z) + c\sigma_{D1}\Delta N(x, y, z)\Phi(x, y, z) + \frac{N_0 + \Delta N(x, y, z)}{\tau_f}, \quad (3)$$

$$\frac{d\Phi}{dt} = c\frac{l}{L}\sigma_{D1} \iiint \Delta N(x, y, z)\Phi(x, y, z)dV - \frac{c\delta}{L}\Phi, \quad (4)$$

式中, τ_f 定义为精细结构能级的平均寿命, $\tau_f = 2(1+f)\tau_{D1}\tau_{D2}/(2f\tau_{D1} + \tau_{D2})$.

定义归一化的抽运速率密度分布函数 $r_p(x, y, z)$ 和介质内激光光子密度分布函数 $\phi_0(x, y, z)$, 则抽运速率密度 $R(x, y, z)$ 和激光光子

密度 $\Phi(x, y, z)$ 分别表示为

$$R(x, y, z) = Rr_p(x, y, z), \quad (5)$$

$$\Phi(x, y, z) = \Phi\phi_0(x, y, z), \quad (6)$$

式中, R 为抽运速率, 即碱金属原子在单位时间内因吸收抽运光的能量而被抽运到激光上能级的总粒子数, 它等于增益介质吸收的功率除以抽运光子能量, 即 $R = \eta_a P_{in}/(h\nu_p)$. P_{in} 为注入抽运功率, h 为普朗克常数, ν_p 为抽运光频率, η_a 为碱金属蒸气对抽运光的吸收效率. 在近阈值情况下, 吸收效率与碱金属原子数密度 N_0 、碱金属原子的吸收截面 σ_{D2} 和蒸气池长度 l 有关, $\eta_a = 1 - \exp(-\sigma_{D2}N_0l)$. 这里, $r_p(x, y, z)$ 和 $\phi_0(x, y, z)$ 同样也是抽运光强和振荡光强在蒸气池中的空间分布函数.

在系统达到稳态时, 微分方程 (3)、(4) 等于零, 将 (5)、(6) 代入 (4) 式得腔内 TEM₀₀ 基模振荡光所满足的稳态方程

$$\iiint \frac{\tau_f R r_p(x, y, z) - N_0}{1 + \tau_f c \sigma_{D1} \Phi \phi_0(x, y, z)} \phi_0(x, y, z) dV = \frac{\delta}{\sigma_{D1} l}. \quad (7)$$

当激光器工作在阈值状态时, 蒸气池内的光子数 $\Phi = 0$, 则 (7) 式变为

$$\iiint [\tau_f R_{th} r_p(x, y, z) - N_0] \phi_0(x, y, z) dV = \frac{\delta}{\sigma_{D1} l}, \quad (8)$$

式中, R_{th} 表示阈值抽运速率. 定义表征振荡光强与抽运光强在蒸气池中的空间重叠程度的积分

$$J = \iiint r_p(x, y, z) \phi_0(x, y, z) dV. \quad (9)$$

则阈值抽运速率表示为

$$R_{th} = \frac{\delta + l\sigma_{D1}N_0}{l} \frac{1}{\sigma_{D1}\tau_f} \frac{1}{J}. \quad (10)$$

相应的阈值抽运功率表示为

$$P_{th} = \frac{h\nu_p}{\eta_a} \frac{\delta + l\sigma_{D1}N_0}{l} \frac{1}{\sigma_{D1}\tau_f} \frac{1}{J}, \quad (11)$$

$$N_0 = \frac{P_v(T_0)N_A}{RT_0},$$

式中, N_A 为阿伏伽德罗常数, R 为气体常数. 由上式可知: 空间重叠积分 J 、蒸气池长度 l 、吸收截面 σ_{D2} 和发射截面 σ_{D1} 、碱金属原子数密度 N_0 以及谐振腔损耗 δ 是影响抽运阈值功率的重要参数. 文献 [13] 中使用可调谐掺钛蓝宝石激光器 (Coherent MBR-110) 抽运铯蒸气, 其阈值抽运功率大约为 130 mW, 将其实验参数代入 (11) 式可得阈值抽运

功率为 112.2 mW, 由此可知该模型可对 DPAL 的阈值抽运功率进行合理估算.

由 (11) 式可知, 降低 DPAL 阈值抽运功率的直接途径是减少谐振腔损耗和增大空间重叠积分. 谐振腔损耗 δ 与蒸气池窗口透过率 t 和输出镜反射率 r_{oc} 有关, 通过提高窗口透过率或输出镜反射率, 可减少谐振腔损耗和降低阈值抽运功率, 但这种方法对降低阈值抽运功率的效果是很有限的, 并且输出镜反射率增大到一定程度后也不利于 DPAL 的高功率输出. 空间重叠积分 J 与抽运光强和振荡光强在蒸气池中的空间分布情况有关, 即与模式匹配有关, 从空间耦合的角度来讲, 良好的模式匹配是希望抽运光与振荡光在增益介质中各自截得的模体积分能够尽可能重叠. 因而模式匹配度越高, J 越大, 阈值抽运功率越低. 通过对 (11) 式中的空间重叠积分 J 进行求值, 即可获得影响模式匹配的相关参数对阈值抽运功率的影响. 此外, 对蒸气池长度 l 和碱金属原子数密度 N_0 (或 T_0) 的优化也可降低阈值抽运功率. 基于上述讨论, 本文对由光纤耦合输出的 LD 端面抽运铯 DPAL 的阈值特性进行了模拟和分析.

3 模拟与分析

3.1 抽运光束腰位置对激光阈值的影响

如图 2 所示, LD 抽运光由光纤输出并通过望远镜耦合系统 (由 Lens1 和 Lens2 组成) 聚焦入蒸气池, 蒸气池位于稳定平凹腔的平面前腔镜附近, 即在振荡光束腰附近. 采用光纤耦合输出的 LD 进行抽运具有容易调校和容易获得良好模式匹配的优点. 抽运光的光场分布近似服从高斯分布, 即

$$r_p(x, y, z) = \frac{2\alpha_P}{\pi\omega_p(z)[1 - \exp(-\alpha_P l)]} \times \exp\left(-2\frac{x^2 + y^2}{\omega_p(z)} - \alpha_P z\right), \quad (12)$$

式中, $\omega_p(z)$ 表示抽运光在蒸气池内 z 处的光斑半径, α_P 表示增益介质对抽运光的吸收系数, 通常表

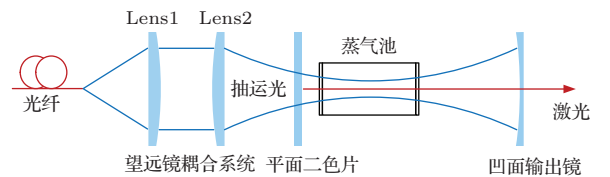


图 2 半导体端面抽运铯 DPAL 装置图

示为 $\alpha_P = \sigma_{D2} N_0$. 蒸气池内振荡光的光场分布为

$$\phi_0(x, y, z) = \frac{2}{\pi \omega_{l0}^2 \left[1 + \left(\frac{\lambda_l z}{n \pi \omega_{l0}} \right)^2 \right] l} \times \exp \left(-2 \frac{x^2 + y^2}{\omega_l(z)} \right), \quad (13)$$

式中, $\omega_l(z)$ 表示振荡光在蒸气池内 z 处的光斑半径, ω_{l0} 表示振荡光的束腰半径, λ_l 表示振荡光波长. 将 (12) 和 (13) 式代入 (9) 式得

$$J = \frac{2\alpha_P}{\pi l [1 - \exp(-\alpha_P l)]} \times \int_0^l \frac{\exp(-\alpha_P z)}{\omega_p^2(z) + \omega_l^2(z)} dz. \quad (14)$$

此时, 蒸气池内振荡光的光斑半径 $\omega_l(z)$ 近似等于其束腰 ω_{l0} . 用蒸气池内的抽运光平均半径 ω_p 代替 (14) 式中的 $\omega_p(z)$, 得到简化后的空间重叠积分为

$$J = \frac{2}{\pi l (\omega_p^2 + \omega_{l0}^2)}, \quad (15)$$

式中, 抽运光平均光斑半径表示为

$$\omega_p = \left[\frac{1}{l} \int_0^l \omega_p^2(z) dz \right]^{1/2},$$

$$\omega_p(z) = \omega_{p0} + \tan \theta |z - z_p|, \quad (16)$$

式中 z_p 为抽运光在蒸气池中的束腰位置; ω_{p0} 表示抽运光在蒸气池中的束腰半径, 通过改变 Lens1 和 Lens2 的焦距组合即可在蒸气池中得到不同大小的抽运光束腰半径; θ 为谐振腔中抽运光的发散角, 在该耦合系统中发散角大小满足

$$\tan \theta = \frac{d_{\text{core}}}{2\omega_{p0}} \frac{\text{NA}}{\sqrt{1 - \text{NA}^2}}, \quad (17)$$

其中, d_{core} 为光纤芯径, NA 为光纤的数值孔径.

模拟中, 选择光纤芯径为 400 μm , 数值孔径为 0.22. 蒸气池中的增益介质为饱和铯蒸气, 并在室温下充入 67 kPa 的缓冲气体乙烷. 在乙烷作用下, 铯原子的吸收截面 σ_{D2} 和发射截面 σ_{D1} 分别为 $4.54 \times 10^{-13} \text{ cm}^2$ 和 $2.22 \times 10^{-13} \text{ cm}^2$ [14,15]. 蒸气池两端窗口对振荡光的透过率 t 为 98%, 输出镜对振荡光的反射率 r_{oc} 为 23%. 首先模拟了在蒸气池长度 l 为 2 cm、运行温度 T_0 为 88 $^\circ\text{C}$ (铯原子密度 N_0 为 $7.38 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$)、振荡光束腰半径 ω_{l0} 为 400 μm 、抽运光束腰半径 ω_{p0} 为 300 μm 的条件下, 抽运光的束腰位置 z_p 对阈值抽运功率 P_{th} 的影响情况, 如图 3 所示.

由图中可知, 在抽运光聚焦到蒸气池中央时, 阈值抽运功率最小. 这是由于束腰位置在蒸气池中央时, 抽运光强与振荡光强在蒸气池中有最大的空间重叠度, 因而阈值抽运功率最小, 该规律与大部分的实验事实相符 [1,6-9,13]. 随着束腰位置向两端移动, 阈值抽运功率逐渐增大, 并且呈对称的增大趋势.

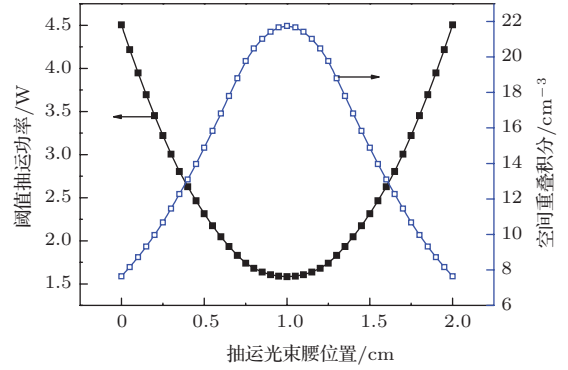


图 3 抽运光束腰位置对阈值抽运功率和空间重叠积分的影响

3.2 抽运光束腰半径对激光阈值的影响

图 4 给出了在蒸气池长度 l 为 2 cm、运行温度 T_0 为 88 $^\circ\text{C}$ 、振荡光束腰半径 ω_{l0} 为 400 μm 、聚焦位置 z_p 为 1 cm 的条件下, 阈值抽运功率 P_{th} 随抽运光束腰半径 ω_{p0} 的变化情况. 由图中可见, 随着抽运光束腰半径的增大, 阈值抽运功率呈先减小后增大的变化趋势, 即存在一个最佳的束腰半径使得阈值抽运功率达到最小值.

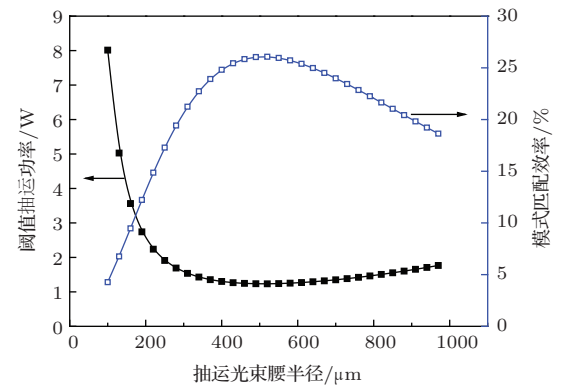


图 4 抽运光束腰半径对阈值抽运功率和模式匹配效率的影响

图 4 同时给出了模式匹配效率 η_{mode} 随抽运光束腰半径 ω_{p0} 的变化情况, 其中模式匹配效率 η_{mode} 表示为 [16]

$$\eta_{\text{mode}} = \frac{\alpha(\alpha + 2)}{(\alpha + 1)^2}, \quad (18)$$

式中, α 为振荡光和抽运光在蒸气池中的平均光斑面积比, $\alpha = (\omega_{l0}/\omega_p)^2$. 由图中可见, 随着抽运光束腰半径的增大, 模式匹配效率则呈现先增大后减小的变化趋势, 且存在最佳的抽运光束腰半径同时对应最大的模式匹配效率和最小的阈值抽运功率. 图中较小的模式匹配效率是由于抽运光的光束质量较差而导致的.

图 5 给出了在相同条件下, 但蒸气池中的抽运光为理想的基模高斯光束时, 阈值抽运功率 P_{th} 和模式匹配效率 η_{mode} 随抽运光束腰半径 ω_{p0} 的变化情况. 由图中可见, 由于抽运光束质量的明显改善, 模式匹配效率显著增大. 因而, 改善抽运光的光束质量可以有效提高模式匹配效率, 达到降低阈值抽运功率的目的. 此外在实际情况中, 抽运光斑半径不建议选取的太小, 以免引起严重的热效应, 甚至引发碱金属原子的光电离.

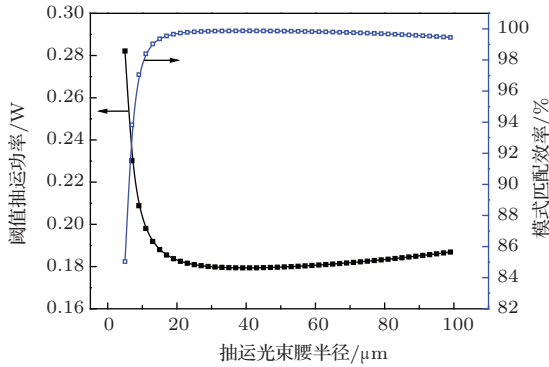


图 5 理想情况下抽运光聚焦光斑半径对阈值抽运功率的影响

3.3 蒸气池长度对激光阈值的影响

图 6 给出了运行温度 T_0 为 88 °C, 振荡光束腰半径 ω_{l0} 为 400 μm , 抽运光束腰半径 ω_{p0} 为 300 μm , 抽运光聚焦在蒸气池中央的模拟条件下, 阈值抽运功率 P_{th} 随蒸气池长度 l 的变化情况.

由图中可见, 随蒸气池长度的增大, 阈值抽运功率先减小后增大. 易知, 当蒸气池太长时, 需要被激活的碱金属原子增多, 从而导致阈值抽运功率的增大. 因而从降低抽运难度的角度考虑, 蒸气池长度宜选择的较小些 (2—5 mm) [1,17]. 但是蒸气池长度也不宜选择的太小, 因为蒸气池长度太小时, 碱金属蒸汽对抽运光的吸收效率将明显降低, 同样会增大阈值抽运功率.

值得注意的是, 较短的蒸气池不利于碱金属激光器的高功率输出, 需要结合 DPAL 的实验条件综合考虑降低阈值抽运功率和高功率输出, 对蒸气池

长度进行合理选择.

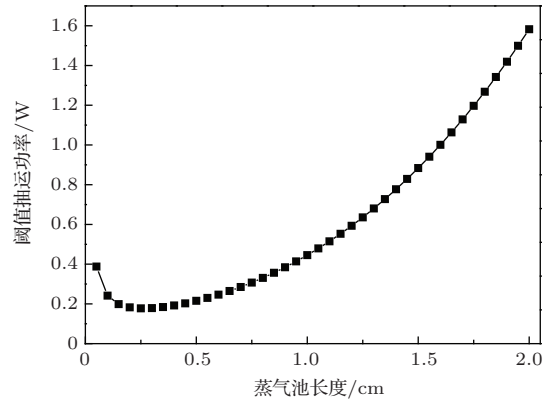


图 6 蒸气池长度对阈值抽运功率的影响

3.4 运行温度对激光阈值的影响

除了表征空间重叠度的积分 J 的相关参数 (z_p, ω_{p0}, l) 对抽运阈值功率有影响之外, 结合抽运阈值功率表达式 (11) 可知, 运行温度也是独立作用于阈值抽运功率的重要参数. 温度主要影响蒸气池中的碱金属原子数密度, 温度较低时, 碱金属原子密度较小, 无法对抽运光形成高效吸收, 因而阈值抽运功率较高; 当运行温度较大时, 碱金属原子密度急剧增大, 使阈值抽运功率增大.

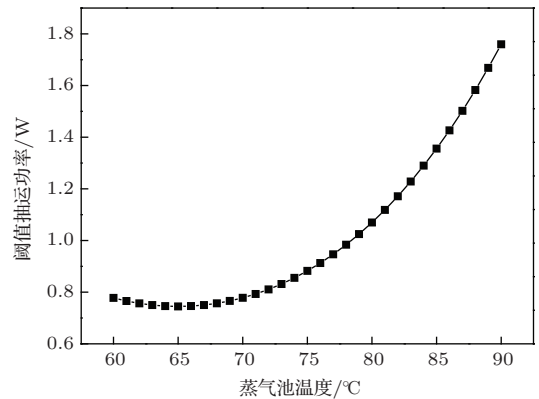


图 7 温度对阈值抽运功率的影响

图 7 给出了在振荡光束腰半径 ω_{l0} 为 400 μm , 抽运光束腰半径 ω_{p0} 为 300 μm 、聚焦位置 z_p 为 1 cm, 蒸气池长度 l 为 2 cm 的模拟条件下, 运行温度 T_0 对阈值抽运功率 P_{th} 的影响情况. 由图中可见, 随运行温度的升高, 阈值抽运功率呈先减小后增大的变化趋势, 存在一个使阈值功率最低的最佳温度, 而且当温度增大到最佳温度后, 阈值抽运功率快速增大. 这一影响趋势对日后的实验设计具有一定的指导意义.

4 结 论

本文建立了考虑抽运光强与振荡光强空间分布的DPAL速率方程模型, 讨论了降低DPAL阈值抽运功率的途径和方法; 并基于该模型, 对由光纤输出的LD通过望远镜系统耦合系统端面抽运铯DPAL进行了阈值特性模拟分析, 获得了抽运光束腰半径和位置、蒸气池长度、运行温度等参量对铯DPAL的阈值抽运功率的影响规律. 结果表明: 抽运光聚焦在蒸气池中央时, 抽运光强和振荡光强有最大的空间重叠度(模式匹配最佳), 能够显著降低阈值抽运功率, 从而大大降低抽运难度; 同时存在最佳的抽运光束腰半径使模式匹配效率最大, 阈值抽运功率最低, 而且改善抽运光束质量也能有效地降低阈值; 此外, 由于蒸气池长度和运行温度都会影响碱金属原子总数, 因而对蒸气池长度和运行温度的合理选择也能在一定程度上降低阈值. 模拟所得规律与目前的实验事实较好地符合.

参考文献

- [1] Krupke W F, Beach R J, Kanz V K, Payne S A 2003 *Opt. Lett.* **28** 2336
- [2] Hager G D, Perram G P 2010 *Appl. Phys. B* **101** 45
- [3] Zhu Q, Pan B L, Chen L, Wang Y J, Zhang X Y 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 1797 (in Chinese) [朱琦, 潘佰良, 陈立, 王亚娟, 张迅懿 2010 物理学报 **59** 1797]
- [4] Yang Z N, Wang H Y, Lu Q S, Li Y D, Xu X J 2010 *Chinese Journal of Lasers.* **37** 2502 (in Chinese) [杨子宁, 王红岩, 陆启生, 李元栋, 许晓军 2010 中国激光 **37** 2502]
- [5] Gao F, Chen F, Xie J J, Zhang L M, Li D J, Yang G L, Guo J 2013 *Proc. of SPIE* **8796** 87961O
- [6] Ehrenreich T, Zhdanov B, Takekoshi T, Phipps S P, Knize R J 2005 *Electron. Lett.* **41** 415
- [7] Bogachev A V, Garanin S G, Dudov A M, Yeroshenko V A, Kulikov S M, Mikaelian G T, Panarin V A, Pautov V O, Rus A V, Sukharev S A 2012 *Quan. Electron.* **42** 95
- [8] Yang Z N, Wang H Y, Hua W H, Lu Q S, Xiao N, Xu X J, Chen J B 2011 *High Power Laser and Particle Beams.* **23** 2273 (in Chinese) [杨子宁, 王红岩, 华卫红, 陆启生, 肖楠, 许晓军, 陈金宝 2011 强激光与粒子束 **23** 2273]
- [9] Xu C, Tan R Q, Li Z Y, Li L 2013 *Chinese Journal of Lasers.* **1** 0102009 (in Chinese) [徐程, 谭荣清, 李志永, 李琳 2013 中国激光 **1** 0102009]
- [10] Li Z Y, Tan R Q, Xu C, Li L, Zhao Z L 2013 *Chin. Phys. Lett.* **30** 034202
- [11] Li Z Y, Tan R Q, Huang W, Xu C 2014 *Chin. Phys. Lett.* **31** 044202
- [12] Cesium D Line Data, Steck D A <http://steck.us/alkalidata> [2014-3-30]
- [13] Zhdanov B V, Ehrenreich T, Knize R J 2006 *Opt. Commun.* **260** 696
- [14] Pitz G A, Wertepny D E, Perram G P 2009 *Phys. Rev. A* **80** 062718
- [15] Pitz G A, Fox C D, Perram G P 2010 *Phys. Rev. A* **82** 042502
- [16] Shang L J 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 1408 (in Chinese) [尚连聚 2003 物理学报 **52** 1408]
- [17] Page R H, Beach R J, Kanz V K 2006 *Opt. Lett.* **31** 353

Analysis on threshold characteristics of a diode-pumped Cs vapor laser*

Xu Yan¹⁾²⁾ Chen Fei^{1)†} Xie Ji-Jiang¹⁾ Li Dian-Jun¹⁾ Yang Gui-Long¹⁾
Gao Fei¹⁾²⁾ Guo Jin¹⁾

1) (*Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics, Chinese Academy of Sciences, State Key Laboratory of Laser Interaction with Matter, Changchun 130033, China*)

2) (*University of the Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

(Received 19 February 2014; revised manuscript received 1 April 2014)

Abstract

A rate equation model is established to describe the threshold characteristics of a diode-pumped Cs vapor laser in this paper. With the help of the numerical solution for the model, the influences of several parameters (waist position and waist radius of pump laser, length of vapor cell, and operating temperature) on the threshold pump power are analyzed. Results show that there are optimal values of the pump waist position and radius, vapor cell length and operating temperature to ensure a lowest threshold pump power. Besides, the decrease of divergence angle can reduce threshold pump power effectively. Simulation results are in good agreement with the experimental data. It is shown that the model can be used to reveal the threshold characteristics of diode-pumped alkali vapor laser and may serve as a theoretical guidance for the optimization design of this laser.

Keywords: diode-pumped Cs vapor laser, rate equation, threshold characteristics, mode matching

PACS: 42.55.Lt, 42.55.Px, 42.55.Xi

DOI: [10.7498/aps.63.174201](https://doi.org/10.7498/aps.63.174201)

* Project supported by the Fundamental Research Project of Chinese State Key Laboratory of Laser Interaction with Matter (Grant No. SKLLIM1210-01), and the Young Scientists Fund of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61308050).

† Corresponding author. E-mail: 18792410097@163.com