

LD 横向泵浦铷蒸气激光器阈值特性理论研究

黄伟^{1,2,3}, 谭荣清¹, 李志永^{1,2}

(1. 中国科学院电子学研究所, 北京 100190;

2. 解放军电子工程学院 脉冲功率激光技术国家重点实验室, 安徽 合肥 230031;

3. 中国科学院大学, 北京 100049)

摘要: 基于三能级速率方程建立了横向泵浦铷蒸气激光器阈值计算模型, 首次详细研究了横向泵浦铷蒸气激光器的泵浦阈值特性。论文结合实际参数, 数值模拟了单 Bar 条半导体激光器横向泵浦铷蒸气的非线性吸收和泵浦光在蒸气室内的传播以及阈值工作状态下小信号增益的分布, 仿真分析了蒸气室长度、温度、缓冲气体气压及组份配比、聚焦透镜焦距以及谐振腔诸参数对横向泵浦铷蒸气激光器出光阈值的影响。分析结果表明: 对缓冲气体组份配比进行优化可以有效的降低泵浦阈值功率; 蒸气室长度与温度共同影响阈值功率; 较大的窗口片透过率和不大于 70% 的输出耦合率可以使泵浦阈值功率保持在较低的水平。文中对铷蒸气激光器等碱金属蒸气激光器的关键部件设计和系统优化可起到借鉴参考的作用。

关键词: 横向泵浦; 铷金属蒸气; 激光器; 阈值特性

中图分类号: TN248.2 **文献标志码:** A **DOI:** 10.3788/IRLA201645.0206001

Theoretical investigation on threshold characteristics of diode side-pumped rubidium vapor laser

Huang Wei^{1,2,3}, Tan Rongqing¹, Li Zhiyong^{1,2}

(1. Institute of Electronics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China;

2. State Key Laboratory of Pulsed Power Laser Technology, Electronic Engineering Institute of PLA, Hefei 230031, China;

3. University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

Abstract: According to the model, which is based on the three-level rate equations, the threshold characteristics of side-pumped Rb vapor laser was firstly analyzed. The nonlinear absorption of a Bar laser side-pumped Rb vapor laser and the pumped laser propagation in the cell were simulated in this model. In addition, the distribution of small signal gain under the condition of pumped threshold was well described by this model. In an example, the influence of cell's length, temperature, gas pressure, gas composition, focus length of focus lens and the parameters of resonant cavity on side-pumped Rb vapor laser was analyzed. The result shows that optimizing proportion of helium and methane can decrease threshold power effectively. Threshold power has combined impact of temperature and cell's length. High window transmittance and no more than 70% output coupling can make threshold keep in a lower level.

收稿日期: 2015-06-05; 修订日期: 2015-07-15

基金项目: 脉冲功率激光技术国家重点实验室开放研究基金(SKL2014KF02)

作者简介: 黄伟(1989-), 男, 博士生, 主要从事新型光泵气体激光器方面的研究。Email: huangwei212@mails.ucas.ac.cn

导师简介: 谭荣清(1966-), 男, 研究员, 博士生导师, 博士, 主要从事气体激光技术方面的研究。Email: rongqingtan@163.com

It will be helpful to design key components and to optimize systems.

Key words: side-pumped; Rb vapor; laser; threshold characteristics

0 引言

半导体泵浦碱金属蒸气激光器 (Diode Pumped Alkali Laser) 是美国劳伦斯利弗莫尔国家实验室在 2003 年提出的一种新型光泵气体激光器^[1]。该种新型气体激光器具有量子效率高、大气透过率高、光束质量好、易实现高功率输出等优势,因而受到各界的广泛关注。各国相继报道了该领域的实验进展^[2-3],但是绝大多数都是关于端面泵浦的实验演示,只有美国空军研究实验室和美国通用原子公司对横向泵浦碱金属蒸气激光器的实验工作进行了报道^[4-5]。近年来国内多家单位也开展了 DPAL 领域的实验研究并取得了阶段性进展^[6-8]。

在理论方面。2004 年 R.J.Beach 等人描述了端面连续泵浦碱金属激光器的理论模型^[9]。2009 年美国空军研究院的 G. D. Hager 等人用三能级模型进行了深入研究^[6]。在国内,国防科技大学、浙江大学、深圳大学、中国科学院电子学研究所分别对端面泵浦和横向泵浦进行了输出特性理论分析^[10-14]。

文中以三能级速率方程为基础,建立了横向泵浦碱金属蒸气激光器阈值计算模型。该模型中不仅考虑了泵浦光的光谱分布而且还考虑了半导体激光在快轴方向的光场分布,文中利用该模型分别模拟了气体组份、温度、铷室长度、聚焦特性和谐振腔损耗特性对泵浦阈值特性的影响。

1 模型建立

LD 横向泵浦铷蒸气激光器的结构如图 1 所示,半导体激光 Bar 条作为泵浦源,泵浦光经过柱透镜

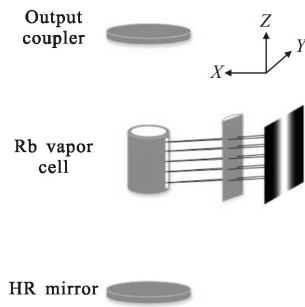


图 1 激光器结构示意图

Fig.1 Optical schematic for DPAL

在快轴方向聚焦之后进入蒸气池。

根据模型列出三能级速率方程:

$$\frac{dn_1(x, y)}{dt} = - \left[n_1(x, y) - \frac{1}{2} n_3(x, y) \right] \times \int_0^\infty \frac{\sigma_{13}(v) \times I_p(x, y, v)}{h\nu_p} dv + \Gamma_1(x, y) + \frac{n_2(x, y)}{\tau_{21}} + \frac{n_3(x, y)}{\tau_{31}} \quad (1)$$

$$\frac{dn_2(x, y)}{dt} = - \Gamma_1(x, y) + \gamma_{\text{mix}} [n_3(x, y) - 2 \exp\left(-\frac{\Delta E}{k_B T}\right) n_2(x, y)] - \frac{n_2(x, y)}{\tau_{21}} \quad (2)$$

$$\frac{dn_3(x, y)}{dt} = \left[n_1(x, y) - \frac{1}{2} n_3(x, y) \right] \times \int_0^\infty \frac{\sigma_{13}(v) \times I_p(x, y, v)}{h\nu_p} dv - \gamma_{\text{mix}} \left[n_3(x, y) - 2 \exp\left(-\frac{\Delta E}{k_B T}\right) n_2(x, y) \right] - \frac{n_3(x, y)}{\tau_{31}} \quad (3)$$

式中及下文参数总结见表 1。

表 1 参数说明

Tab.1 Parameter description

Parameter	Parameter description/value	Ref.
$n_i(x, y)$	Population densities on $S_{1/2}$, $^2P_{1/2}$ and $^2P_{3/2}$ ($i=1,2,3$)	
$\Gamma_i(x, y)$	Laser pumping rate	
γ_{mix}	Fine-structure mixing rates $\gamma_{\text{mix}}=k_{32}M$	
k_{32}	$3.16 \times 10^{-10} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$	[15]
$\sigma_{13}(v)$	Stimulated absorption cross section	
σ_{21}	Stimulated emission cross section ($4.8 \times 10^{-13} \text{ cm}^2$)	[12]
$g(v)$	Lorentz line shape function	
ΔE	Energy difference between $^2P_{3/2}$ and $^2P_{1/2}$ (237.5 cm^{-1})	
T	Temperature of the cell	
τ_{31}	Lifetime of $^2P_{3/2}$ (26.23 ns)	[9]
τ_{21}	Lifetime of $^2P_{1/2}$ (27.7 ns)	[9]
ν_{D_2}	Central frequency of the D_2 radiative	
$\Delta\nu_{D_2}$	FWHM of absorption line	
γ_{Alkane}	Broadening rate of D_2 lines by the methane ($26.2 \pm 0.6 \text{ MHz/Torr}$)	[16]
γ_{He}	Broadening rate of D_2 lines by the He ($20.0 \pm 0.1 \text{ MHz/Torr}$)	[16]
T_i	Single-pass cell window transmissions (0.98)	
T_s	Other intra-cavity single-pass losses (0.95)	
R_{HD}	Reflectivity of back reflector (0.99)	
R_{oc}	Reflectivity of output coupler (0.3)	

由速率方程在稳态时可以得到:

$$n_2(x, y) = \frac{\gamma_{\text{mix}} n_3(x, y)}{2\gamma_{\text{mix}} \exp\left(-\frac{\Delta E}{k_B T}\right) + \frac{1}{\tau_{21}}} \quad (4)$$

由粒子数守恒条件(5):

$$n_1(x, y) + n_2(x, y) + n_3(x, y) = n(x, y) \quad (5)$$

结合公式(3)和(4)得到:

$$-\gamma_{\text{mix}} \left[n_3(x, y) - 2 \exp\left(-\frac{\Delta E}{k_B T}\right) \frac{\gamma_{\text{mix}} n_3(x, y)}{2\gamma_{\text{mix}} \exp\left(-\frac{\Delta E}{k_B T}\right) + \frac{1}{\tau_{21}}} \right] + \left[n(x, y) - \frac{\gamma_{\text{mix}} n_3(x, y)}{2\gamma_{\text{mix}} \exp\left(-\frac{\Delta E}{k_B T}\right) + \frac{1}{\tau_{31}}} - n_3(x, y) - \frac{1}{2} n_3(x, y) \right] \times \int_0^{\infty} \frac{\sigma_{13}(v) \times I_p(v, x, y)}{h\nu_p} dv - \frac{n_3(x, y)}{\tau_{31}} = 0 \quad (6)$$

泵浦光沿 x 轴传播, 由于经过快轴准直的线阵半导体激光器的出射光束在 z 方向上可近似的认为是均匀的平顶光束, 因此假设泵浦光在 z 轴方向(慢轴方向)均匀分布, 快轴方向光束质量良好, 近似于高斯光束。在该模型中假设泵浦光沿快轴方向的光场呈基模高斯分布, 光束空间振幅分布可以表达为:

$$\psi(x, y, z) = \frac{c}{\omega^2(x)} e^{-\frac{y^2}{\omega^2(x)}} \quad (7)$$

式中: $\omega(x)$ 表示泵浦光在 x 位置处 y 方向上的半径; c 为常数因子, 光强正比于振幅的平方。

$$I(x_0, y, z) \propto |U(x_0, y, z)|^2 \quad (8)$$

常数因子 c 决定泵浦光的光功率。图 2 为泵浦光光场分布模拟图。

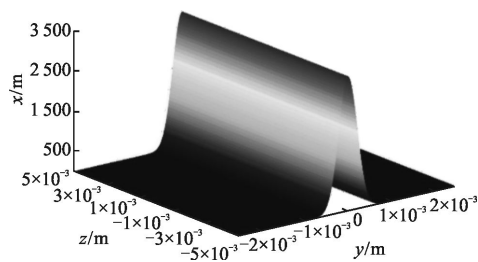


图 2 泵浦光三维模拟图

Fig.2 Simulated 3D pumped laser

泵浦光的初始谱线分布为高斯分布。其初始的谱线分布如:

$$I_p(x=0, \nu) = I_p(x=0) \cdot \frac{2}{\Delta\nu_p} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \exp\left[-\frac{4\ln 2(\nu - \nu_p)^2}{\Delta\nu_p^2}\right] \quad (9)$$

泵浦光经过一面柱透镜的聚焦进入铷蒸气室,

焦点位于谐振腔中心轴线上。

将泵浦光从 x 传播到 $x+\Delta x$ 的过程中的吸收简化为一无限薄片的吸收, 该过程表示为:

$$I_p'(x, y, \nu) = I_p(x, y, \nu) \exp\left\{-\left[n_1(x, y) - \frac{1}{2}n_3(x, y)\right] \cdot \sigma_{13}(\nu) \Delta x\right\} \quad (10)$$

式中 $\sigma_{13}(\nu)$ 定义为:

$$\sigma_{13}(\nu) = \frac{f_3}{f_1} \frac{c^2}{8\pi \tau_{31} \nu_{D_2}} g(\nu) \quad (11)$$

式中: f_3 和 f_1 分别是能级 $^2P_{2/3}$ 和 $^3S_{1/2}$ 的统计权重, 分别为 4 和 2。

$$g(\nu) = \frac{\Delta\nu_{D_2}}{2\pi} \frac{1}{(\nu - \nu_{D_2}) + \left(-\frac{\Delta\nu_{D_2}}{2}\right)^2} \quad (12)$$

吸收线线宽由缓冲气体压强决定, 表达式为:

$$\Delta\nu_{D_2} = \frac{1}{2\pi \tau_{31}} + \gamma_{\text{Alkane}}(T) P_{\text{Alkane}} + \gamma_{\text{He}}(T) P_{\text{He}} \quad (13)$$

因为泵浦光在 y 方向上进行了聚焦, 因此, 泵浦光沿 x 方向由 x 传播到 $x+\Delta x$ 位置处的泵浦光功率密度为:

$$I_p(x+\Delta x, y) = \frac{\omega(x)}{\omega(x+\Delta x)} I_p'(x, y) \quad (14)$$

再由公式(4)~(6)可以得到 $n_1(x+\Delta x, y)$, $n_2(x+\Delta x, y)$, $n_3(x+\Delta x, y)$, 利用迭代算法即可求出在增益池中任意位置处的各能级粒子数布居。最终得到 $n_1(x, y)$, $n_2(x, y)$, $n_3(x, y)$ 。

单程小信号增益因子为:

$$g^0(x, y) = \int_0^l [n_2(x, y) - n_1(x, y)] \sigma_{21} dz \quad (15)$$

单程损耗为:

$$\alpha = \frac{\ln(T_l T_s R_{\text{HR}} R_{\text{OC}})}{2} \quad (16)$$

当 $g^0(0, 0) = \alpha$ 时, 认为腔内达到起振条件, 此时的 $P_p(0)$ 即为阈值泵浦光功率 P_{th} , 该情况称为阈值振荡情况。

2 阈值特性

2.1 气体组份对阈值特性的影响

模型中假设蒸气室在 x 方向上的长度为 20 mm, 泵浦光在快轴准直之后的腰斑为 4 mm 经过 30 cm 焦距的柱透镜聚焦进蒸气室, 泵浦光线宽 50 GHz,

温度为 400 K。

图 3 所示为在 20 kPa 甲烷的基础上, 增加氦气的量所对应不同气体组份时的泵浦阈值功率以及对应的 D_2 线线宽。由图中可以看出, 在甲烷一定的情况下, 存在一个最佳的气体组份使得激光器的阈值功率最低, 且最低点出现在对应 D_2 线线宽(50 GHz)与泵浦光线宽接近的位置。

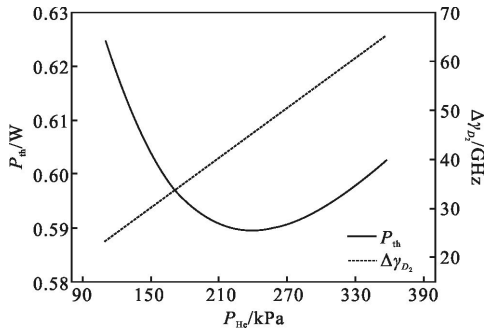


图 3 在甲烷量一定的情况下, 阈值及 D_2 线线宽随氦气量的变化
Fig.3 Threshold power and D_2 line width vs helium with a certain methane

图 4 表示使阈值功率达到最小的甲烷氦气组份及对应蒸气室总压强。从图中可以看出, 随着充入甲烷量的增加, 需要减少氦气的量来保证阈值功率达到最小。但是随着甲烷量的增加, 氦气并非等量的减少, 总压强要随着甲烷比例的增加而减少, 这一点可以从公式(13)得出原因, 甲烷的碰撞加宽率(2.62 ± 0.6 MHz/Torr)大于氦气的(20 ± 0.1 MHz/Torr)。所以增大甲烷组份的比例可以实现在较低总压强情况下获得较低的泵浦阈值。

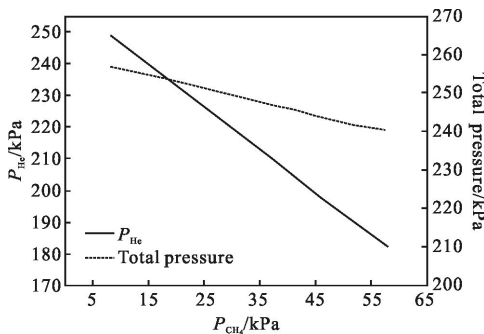


图 4 使阈值达到最小的氦气甲烷最佳配比, 及最佳配比下总气压的变化
Fig.4 Helium pressure and total pressure vs methane pressure under the optimized gas proportion

图 5 表示在使泵浦阈值功率最小的最佳气体组

份配比情况下, 随着混合气体中甲烷的量的增加, 阈值功率和 D_2 线线宽的变化。图 5 反映出不同气体组份配比使得由其引起的 D_2 线增宽与泵浦光线宽匹配时, 阈值功率达到最小, 此时为最佳配比。图中还可以看出, 随着混合气体中甲烷量的增加, 阈值功率逐渐下降。这是因为甲烷在缓冲气体中还起到加快精细结构混合速率的作用, 因此适当的增加缓冲气体中甲烷的量可以有效的降低阈值。从曲线在后半段逐渐变缓的趋势看出, 随着甲烷的量进一步增大, 增大精细结构混合速率对阈值的影响越来越小, 其对减小阈值的作用也就越来越小。

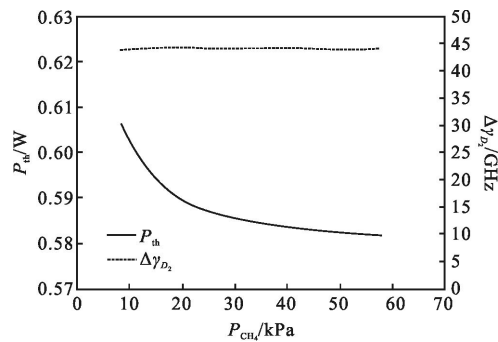


图 5 最佳气体组份情况下, 随着其中甲烷量的增加, 阈值功率和 D_2 线线宽的变化
Fig.5 Threshold power and D_2 line width vs methane pressure under the optimized gas proportion

2.2 温度对阈值特性的影响

图 6 表示在最佳气体组份配比 (46 kPa 甲烷, 196 kPa 氦气)下, 阈值随蒸气室温度的变化规律。从图中可以看到, 随着蒸气室内温度的升高, 泵浦阈值功率呈现先减小后增大的规律, 在 379 K 附近, 阈值功率达到极小。这是由于温度主要影响粒子数密度, 随着温度的升高, 铷原子粒子数密度增大, 腔内增益增大, 阈值功率减小; 随着温度的进一步升高, 粒子

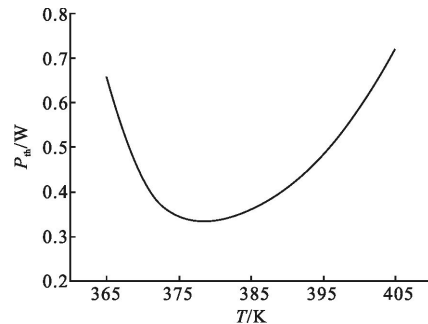


图 6 阈值随温度的变化曲线
Fig.6 Threshold power vs temperature

数密度也进一步增大, 蒸气对焦点之前的泵浦光能量吸收加剧, 使得在焦点位置处不能达到阈值条件, 因而阈值功率增大。

2.3 蒸气室长度对阈值特性的影响

图 7 所示为在其余条件不变的情况下, 泵浦阈值功率随铷蒸气室长度的变化曲线。可以看到, 随着蒸气室长度的增加, 泵浦阈值功率也随之增加。

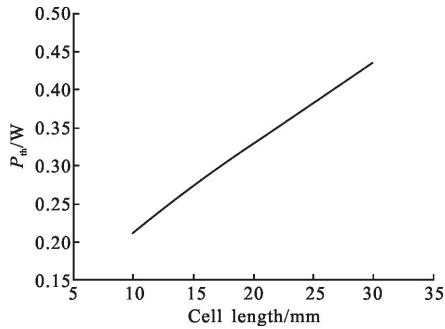


图 7 阈值随蒸气室长度的变化曲线

Fig.7 Threshold power vs cell length

不同长度的铷蒸气室对应的最佳温度变化曲线及在最佳温度状态下, 泵浦阈值功率随蒸气室长度的变化曲线如图 8 所示, 随着蒸气室长度的增加, 最佳温度呈现下降的趋势, 与之相应, 泵浦阈值功率也随着蒸气室长度的增加, 在最佳温度状态下表现出下降的趋势。

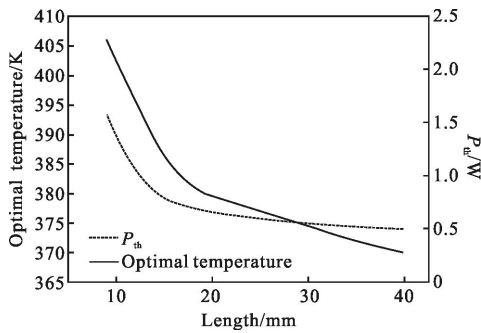


图 8 不同长度铷蒸气室的最佳温度变化曲线及其对应的泵浦阈值功率

Fig.8 Optimal temperature and threshold power vs cell's length

2.4 聚焦特性对泵浦阈值功率的影响

图 9 所示为, 在阈值工作状态附近, 仅改变快轴方向柱透镜的焦距, 蒸气室内沿 x 方向小信号增益系数的变化。可以看到, 由于透镜的聚焦, 增益在焦点即蒸气室中心位置处于最大, 在焦点之后由于增益介质的吸收和光束的发散导致小信号增益系数迅速降低。从图中还可以看到, 随着透镜焦距的减小, 小信号增益系数整体上移增大, 可见对光斑的聚焦

程度可以影响蒸气室内的增益, 进而影响阈值功率。

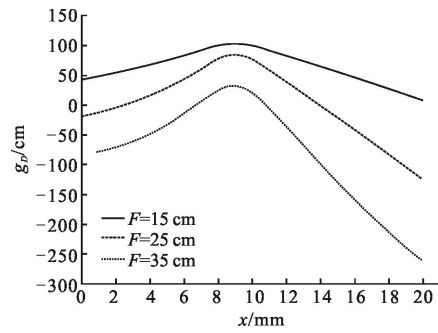


图 9 使用不同焦距透镜对小信号增益系数的影响

Fig.9 Small signal gain coefficient vs focus length

从图 10 中阈值功率随聚焦透镜焦距的变化曲线中看到。随着聚焦透镜焦距的增大, 聚焦后的光斑也随之增大, 蒸气室内的有效增益减小, 导致阈值功率随之增大。以上分析说明, 对于泵浦光的良好聚焦, 可以有效地降低阈值功率。

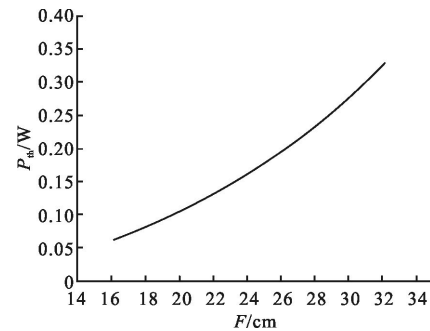


图 10 使用不同焦距透镜聚焦对阈值功率的影响

Fig.10 Threshold power vs focus length

2.5 损耗特性对泵浦阈值功率密度的影响

文中还计算了在蒸气室内充入 46 kPa 甲烷, 196 kPa 氦气的条件下, 在最佳温度(379 K)时, 铷蒸气室窗口片透过率对泵浦阈值功率的影响。从图 11

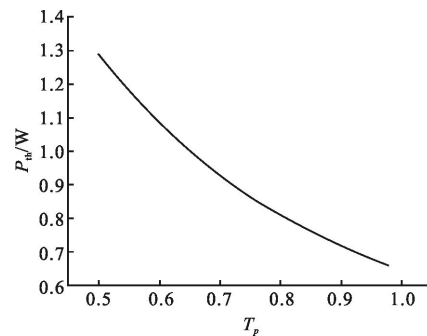


图 11 窗口片透过率对泵浦阈值功率密度的影响

Fig.11 Threshold power vs window transmittance

中可以看出, 蒸气室窗口片对泵浦光的透过率越大, 阈值功率就越小。从上述分析, 可以得出结论, 在窗口片的制作上, 应尽量考虑镀膜, 来减小泵浦阈值功率。

图 12 为泵浦阈值功率随输出耦合率的变化曲线, 如图所示, 在输出耦合率不超过 70% 时, 泵浦阈值功率上升平缓; 当输出耦合率大于 70% 时, 泵浦阈值功率密度迅速上升, 因此, 试验中对输出耦合镜的选取, 应确保其输出耦合率在 70% 以下。

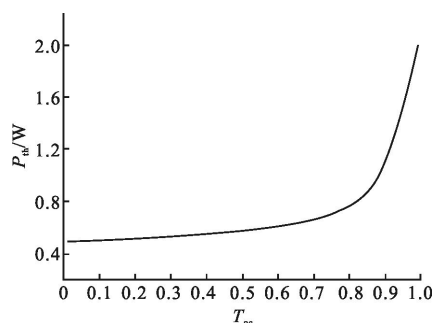


图 12 输出耦合率对泵浦阈值功率的影响
Fig.12 Threshold power vs output coupling ratio

3 结论

文中以速率方程为基础, 结合实际实验方案, 建立了单 bar 条 LD 泵浦铷蒸气激光器阈值计算模型, 研究了半导体泵浦铷蒸气激光器的阈值特性。结果表明, 铷蒸气室内的缓冲气体通过实现更好的线宽匹配来使激光器泵浦阈值功率达到最低, 并且发现, 在满足线宽匹配的情况下, 随着混合气体中甲烷量的增加, 阈值呈现下降的趋势。温度对阈值功率影响方面, 在缓冲气体组份确定的情况下, 存在一个最佳铷室温度使泵浦阈值功率达到最小。同样蒸气室长度对阈值功率也有影响, 在其他条件不变的情况下, 阈值功率会随着蒸气室长度的增长而变大, 而对于不同长度的蒸气室, 其最佳温度也不同, 长度越长, 最佳温度越低, 其对应的阈值功率也越低。另外, 泵浦光的聚焦特性对阈值功率也有较大的影响, 在不考虑透镜像差的前提下, 使用短焦距的透镜聚焦, 可以得到更小的焦斑, 从而获得更小的阈值功率。在对蒸气室窗口片和输出耦合镜的分析可以看到, 通过对蒸气室窗口片镀膜的手段可以有效降低泵浦阈值功率。而泵浦阈值功率会随着谐振腔的输出耦合率的增大而增加, 保证输出耦合率在 70% 以下可以保证泵浦阈值功率在一个较低的水平。

参考文献:

- [1] Krupke W F, Beach R J, Payne S A, et al. DPAL: a new class of lasers for CW power beaming at ideal photovoltaic cell wavelengths [C]//AIP, 2004, 702: 367-377.
- [2] Wang Y, Kasamatsu T, Zheng Y, et al. Cesium vapor laser pumped by a volume-Bragg-grating coupled quasi-continuous-wave laser-diode array [J]. *Applied Physics Letters*, 2006, 88(14): 141112.
- [3] Bogachev A V, Garanin S G, Dudov A, et al. Diode-pumped caesium vapour laser with closed-cycle laser-active medium circulation [J]. *Quantum Electronics*, 2012, 42(2): 95-98.
- [4] Zweiback J, Komashko A M. High-energy transversely pumped alkali vapor laser [C]//High-Energy Transversely Pumped Alkali Vapor Laser, 2011, 7951: 791509.
- [5] 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.
- [6] Li Zhiyong, Tan Rongqing, Huang Wei, et al. Diode pumped cesium vapor laser [J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2014, 26(1): 1657-1660. (in Chinese)
李志永, 谭荣清, 黄伟, 等. 半导体泵浦铷蒸气实现激光输出 [J]. *强激光与粒子束*, 2014, 26(1): 1657-1660.
- [7] Xu Cheng, Tan Rongqing, Li Zhiyong, et al. 2.8W linarly polarized output of rubidium vapor laser with diode pumping [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2013, 40(1): 71-75. (in Chinese)
徐程, 谭荣清, 李志永, 等. 半导体抽运铷蒸气输出 2.8 W 线偏振铷激光 [J]. *中国激光*, 2013, 40(1): 71-75.
- [8] Yang Zining, Wang Hongyan, Hua Weihong, et al. Diode-pumped rubidium vapor laser [J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2011, 23(9): 2273-2274. (in Chinese)
杨子宁, 王红岩, 华卫红, 等. 半导体泵浦铷蒸气激光器国内首次出光 [J]. *强激光与粒子束*, 2011, 23(9): 2273-2274.
- [9] Beach R J, Krupke W F, Kanz V K, et al. End-pumped continuous-wave alkali vapor lasers: experiment, model, and power scaling [J]. *Journal the Optical Society of America B*, 2004, 21(12): 2151-2163.
- [10] Hager G, Perram G. A three-level analytic model for alkali metal vapor lasers: part I. Narrowband optical pumping [J]. *Applied Physics B*, 2010, 101(2): 45-56.
- [11] Ya Juan W, Bai Liang P, Qi Z, et al. A kinetic model for diode pumped Rubidium vapor laser [J]. *Optics*

- Communications*, 2011, 284(16): 4045–4048.
- [12] Yang Z, Wang H, Lu Q, et al. Modeling, numerical approach, and power scaling of alkali vapor lasers in side-pumped configuration with flowing medium [J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2011, 28(6): 1353–1364.
- [13] Xu Y, Li W, Wang H, et al. Gas dynamic effect in high energy fluid diode pumped alkali vapor laser [C]//SPIE, 2012, 8551: 855103.
- [14] Li Lin, Tan Rongqing, Xu Cheng, et al. Analysis on threshold characteristics of diode pumped rubidium vapor lasers [J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2014, 26(2): 26–32. (in Chinese)
李琳, 谭荣清, 徐程, 等. 半导体泵浦铷蒸气激光器阈值特性 [J]. *强激光与粒子束*, 2014, 26(2): 26–32.
- [15] Rotandaro M D, Perram G P. Collisional broadening and shift of the rubidium D–1 and D–2 lines ($5(2)S(1/2) \rightarrow 5(2)P(3/2)$) by rare gases, H–2, D–2, N–2, CH₄ and CF₄ [J]. *J Quant Spectrosc Ra*, 1997, 57(4): 497–507.
- [16] Pitz G A, Wertepny D E, Perram G P. Pressure broadening and shift of the cesium D–1 transition by the noble gases and N–2, H–2, HD, D–2, CH₄, C₂H₆, CF₄, and He–3 [J]. *Phys Rev A*, 2009, 80(4): 042502.