

# 二极管激光泵浦 Nd : YVO<sub>4</sub> 激光器的 频率调谐特性研究

林岳明 何慧娟

(中国科学院上海光学精密机械研究所激光技术实验室, 上海 201800)

**摘 要** 用加热法和压电陶瓷 PZT 调腔的方法, 实现二极管激光泵浦的单频运转 1064 nm 2% Nd : YVO<sub>4</sub> 激光器调谐。调谐范围 47.4 GHz, 增益峰漂移引起的激光频率温度系数  $\partial\nu/\partial T = -1.04$  GHz/°C, 压电陶瓷调谐系数 150 MHz/V。研究了加热影响器件性能的情况。

**关键词** 激光二极管泵浦, 可调谐激光器, 固体激光。

## 1 引 言

实现固体激光器输出频率可调的方法有: 加热法<sup>[1]</sup>、应力法<sup>[2]</sup>、腔内标准具选模调谐<sup>[3]</sup>和电光调制法<sup>[4]</sup>。其中最简单方便的方法为加热法。它是利用改变增益介质的温度, 使其增益峰和光学长度发生变化, 从而实现输出激光的频率调谐。它的特点是调谐速度慢, 不足之处是加热会引起激光器性能退化、阈值上升、输出功率和效率下降。因此, 常常应用于调谐范围不大、调谐速度要求低的场合如激光稳频技术、激光拍频等等。本文利用加热法和压电陶瓷 PZT 调腔的方法, 使二极管激光泵浦的单频运转 Nd : YVO<sub>4</sub> 激光器调谐, 研究了加热对器件性能的影响。

## 2 实验装置

文献[5]报道了二极管激光泵浦的单频运转 Nd : YVO<sub>4</sub> 激光器实验装置, 在此基础上作了一些修改, 如图 1 所示。二极管是美国 SDL 公司产品, 波长 808 nm, 连续输出 1 W, 发光面积  $1 \times 200 \mu\text{m}^2$ 。经准直和聚焦透镜组成的光学系统后, 在晶体上的光斑大小为  $10 \times 300 \mu\text{m}^2$  左右。掺杂 2% Nd : YVO<sub>4</sub> 晶体尺寸  $3 \times 3 \times 1 \text{ mm}^3$ , 其中泵浦光入射面镀上双色膜即 1064 nm 高反膜和 808 nm 减反膜, 并与输出耦合板组成激光腔; 另一面蒸镀 1064 nm 减反膜, 以尽可能减小激光器的腔损耗。用镍铬电热丝加热, 热敏电阻测温, 控制晶体温度。为了获得高的单频输出, 用平面镜作输出耦合板。在它的上面粘上压电陶瓷 PZT, 可调节激光腔长, 精细调谐输出激光频率。输出激光束经分束板一分为二, 一束经共焦扫描干涉仪测量激光纵模谱, 检测激光单频运转情况。另一束经 Burleigh 公司的 WA-20 型波长计测量激光输出

\* 本工作分别得到国家自然科学基金委和中科院上海光机所量子光学开放实验室的资助和支持。

收稿日期: 1994年9月19日

波长, 记录调谐情况。用美国 Newport 公司的 Model F-IRC<sub>1</sub> IR 检测卡检测 1064 nm 激光输出情况, 并用它判断激光阈值状态。

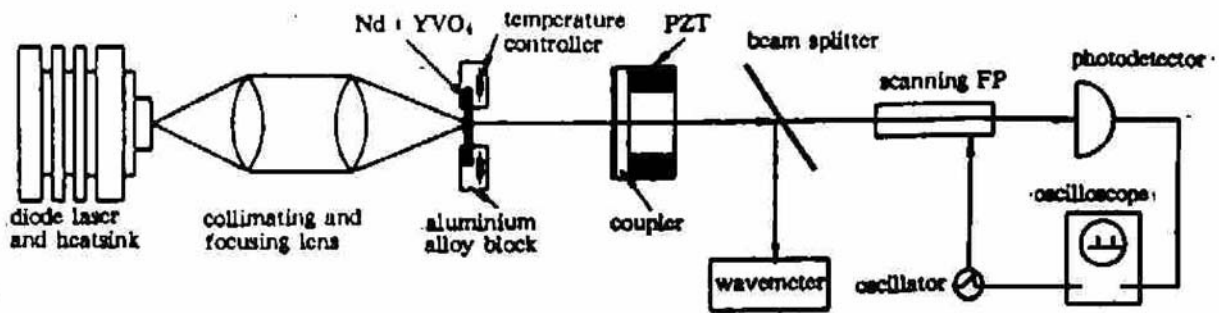


Fig. 1 Frequency swept diode-laser-pumped single frequency Nd:YVO<sub>4</sub> laser

### 3 实验结果及分析

#### 3.1 激光器的基本特性

为了确定激光器输出耦合板的最佳透过率, 使激光器工作在最佳状态即可取得最大的输出功率, 测量了激光器的不同输出耦合率与泵浦阈值功率之间的关系, 如图 2 所示, 激光几何腔长为 35.42 mm。由文献[6]可知, 泵浦阈值功率与腔面反射率的关系满足:

$$-\ln R_1 = 2KP_a - L_T \quad (1)$$

图 2 中曲线拟合得到泵浦系数  $K = 3.377 \times 10^{-4}$ , 腔内光学损耗和晶体内的总损耗  $L_T = 3.93 \times 10^{-2}$ 。最佳输出耦合关系为<sup>[6]</sup>:

$$R_{1opt} = 1 - \frac{(2KP_m L_T)^{1/2} - L_T}{1 + L_T} \quad (2)$$

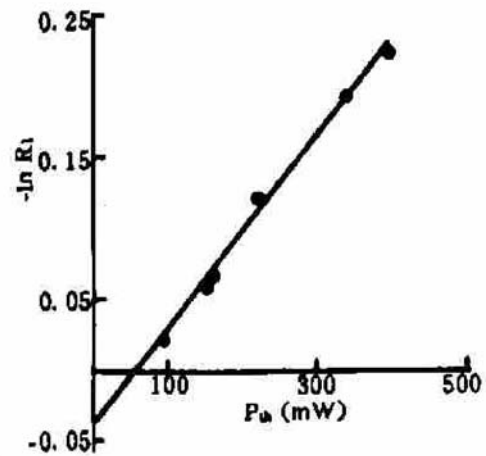


Fig. 2 The relationship between the reflectivity of output cavity mirror and absorbed pumping threshold power. plane-plane cavity, cavity length = 35.42 mm

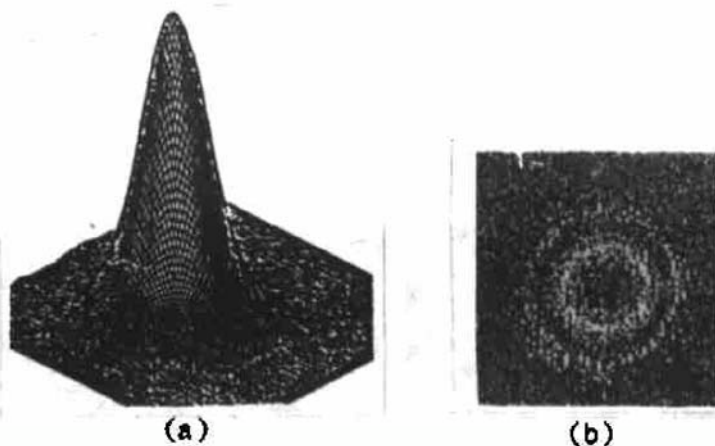


Fig. 3 Intensity profiles of the single-mode output from the laser. (a) a 3-D contour of the laser intensity; (b) a 2-D contour of the far-field spatial profile

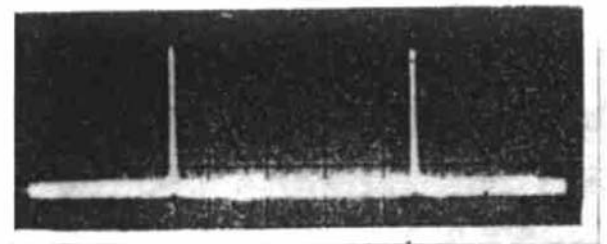


Fig. 4 The optical spectrum of single-mode operation at 1064 nm measured by using a scanning confocal interferometer with 5-MHz resolution and a 1.3-GHz free spectral range

其中  $P_{in}$  为输入功率。当  $P_{in} = 600 \text{ mW}$ ,  $K$  和  $L_T$  值代入上式得  $R_{1(\text{opt})} = 91.7\%$ 。实验中, 用现有的接近于此值的输出耦合板  $T = 6.3\%$ 。图 3 为 CCD 摄像头得到的在 808 nm 激光二极管 450 mW 泵浦功率下激光输出的远场强度分布。图 4 为用精细度  $\mathcal{F} = 288$ 、自由光谱范围  $FSR = 1.3 \text{ GHz}$  的共焦扫描干涉仪(相干公司产品 Mode-240)测得的 450 mW 泵浦功率下的纵模谱, 线宽小于 5 MHz。

### 3.2 器件的调谐特性

图 5 表示在常温几何腔长 35.42 mm、泵浦功率为 367 mW 时, 压电陶瓷 PZT 所加电压与输出激光频率的关系曲线。在扫描过程中, 输出激光的频率的变化有一个稳定区和非稳区即跳模区。图中表示的实验数据均为稳区。由于压电陶瓷的非线性, 在每个周期中调谐系数略有差异, 最大达 150 MHz/V, 平均为 128 MHz/V。最大调谐范围 2.9 GHz, 小于一个纵模间隔 4.1 GHz, 正如下文分析, 这是合理的。随着电压增加, 扫描峰慢慢下降趋于平稳, 作者认为激光器没有达到热稳定引起的。从图可知, 随着电压增加, 输出激光频率从小到大周期性变化。这是很易理解的, 因为对于驻波型激光器, 满足:

$$\lambda q/2 = nL \quad (3)$$

式中  $\lambda$  为激光波长,  $q$  为整数,  $n$  为折射率,  $L$  为激光腔几何长度。而对压电陶瓷 PZT 在一定电压范围内满足:

$$\Delta L = d_{31}V \quad (4)$$

式中  $\Delta L$  为压电陶瓷长度变化量,  $d_{31}$  为压电常数,  $V$  为压电陶瓷上所加电压。由(4)式可知, 当电压  $V$  增加时,  $\Delta L$  线性增加, 但对激光器来说激光腔的光学长度减小  $\Delta L$ 。此时(3)式变为

$$\frac{cq}{2} \frac{1}{\nu} = nL - d_{31}V \quad (5)$$

不妨假设增益峰处于腔模  $\nu_i$  和  $\nu_{i+1}$  之间, 如图 6 所示。当  $V$  增大时, 由(5)式可知  $\nu$  也增大。但当  $V$  增大到  $\nu = \nu_{i+1}$  时, 由于增益的限制即均匀加宽增益介质最邻近增益峰的模最先受激,  $\nu$  被拉回到  $\nu_i$  的位置, 只不过对腔模来说此时  $q$  为其它值了, 但仍满足(5)式。所以随着电压  $V$  的增大, 激光输出频率从小到大周期性地变化, 变化大小为一个纵模间隔  $\Delta\nu = c/2nl = 4.1 \text{ GHz}$ 。

当 Nd:YVO<sub>4</sub> 晶体加热时, 晶体架和晶体由于热膨胀, 一方面它们的厚度发生变化, 晶体折射率也发生变化, 因而导致激光腔光学长度发生变化; 另一方面, 温度升高会导致增益峰的移动。两者共同作用可使激光输出频率调谐即

$$\frac{\partial \nu}{\partial T} = \left. \frac{\partial \nu}{\partial T} \right|_{\text{gain}} + \left. \frac{\partial \nu}{\partial T} \right|_{\text{cavity}} \quad (6)$$

$$\left. \frac{\partial \nu}{\partial T} \right|_{\text{cavity}} = -\frac{\nu}{n_{YVO_4} d_{YVO_4} + L_{\text{cavity}}} \left( n_{YVO_4} \frac{\partial d_{YVO_4}}{\partial T} + d_{YVO_4} \frac{\partial n_{YVO_4}}{\partial T} + \frac{\partial L_{\Delta L}}{\partial T} \right) \quad (7)$$

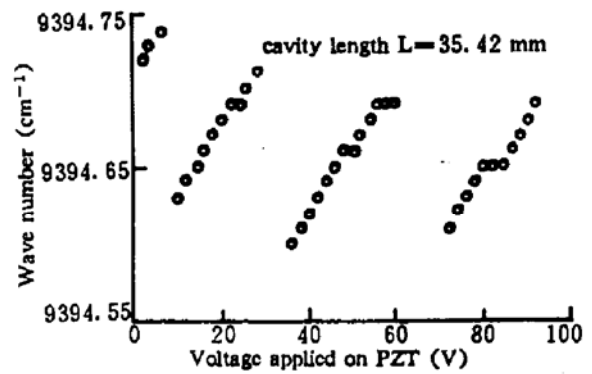


Fig. 5 The relationship between oscillation frequency and the voltage applied on PZT at ambient temperature. Cavity length  $L = 35.42 \text{ mm}$ . Tuning coefficient is up to 150 MHz/V and tuning range up to 2.9 GHz without mode hopping

其中  $\left. \frac{\partial \nu}{\partial T} \right|_{\text{gain}}$  为增益峰漂移引起的输出激光频率温度系数,  $\left. \frac{\partial \nu}{\partial T} \right|_{\text{cavity}}$  为激光腔光学长度的变化引起的输出激光频率温度系数,  $L_{\text{cavity}}$  为除去晶体厚度的几何腔长,  $\partial L_{\text{al}}/\partial T$  为铝合金的温度膨胀系数。根据上面的分析可知, 光学长度的变化最多只能使输出激光频率改变一个纵模间隔  $\Delta\nu = c/2nl$ 。为了确定激光晶体增益峰漂移的温度系数, 每改变一次温度就用压电陶瓷扫描输出激光频率, 把扫描区域的中心认作增益峰, 就得到图 7 所示不同晶体温度下激光输出振荡频

Intrinsic gain of Nd:YVO4 medium over 250GHz

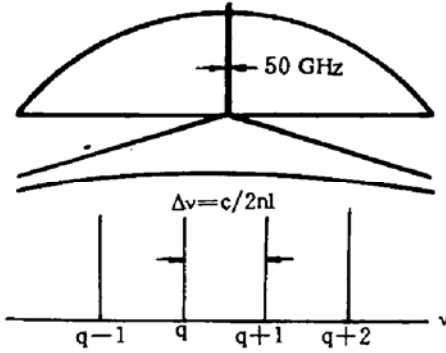


Fig. 6 The relative position between gain peak and cavity mode

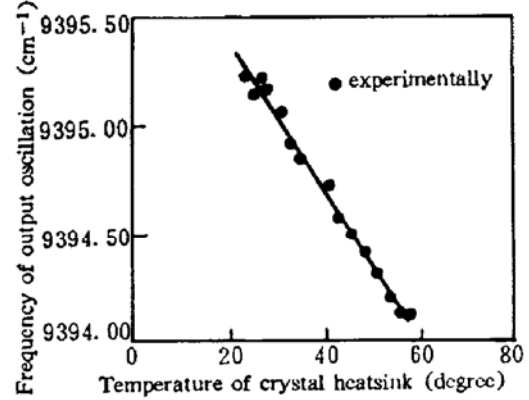


Fig. 7 The oscillation frequency versus temperature of crystal heatsink for Nd : YVO<sub>4</sub> laser. temperature coefficient of output frequency is -1.04 GHz/degree. At this time, cavity length  $L = 10.48$  mm, the axial mode-spacing is 12.9 GHz. The maximum tuning range is up to 47.4 GHz without mode hopping

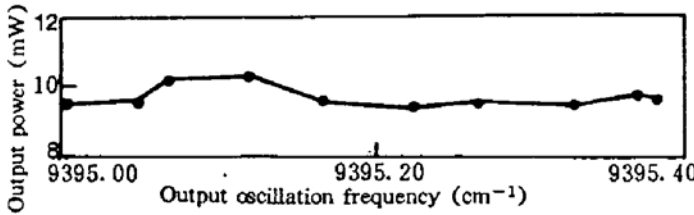


Fig. 8 Output power in a axial mode spacing. The temperature of crystal is 26.6 °C and pumping power 250 mW

率的变化曲线。虽然如图 6 所示增益峰较宽很平坦, 用上述方法不能确定实际的真正峰值位置, 但由于固体激光器属均匀加宽发光机制, 故用峰值附近点的温度系数作为实际增益峰的温度系数是合理的。实验中为扩大压电陶瓷扫描激光频率的范围, 提高实验数据的精度, 采用短的激光

腔长  $L = 10.48$  mm, 此时纵模间隔为 12.9 GHz。在加温测量激光输出频率的过程中, 始终保持一个模振荡, 并避免模式跳变。可连续扫描激光输出频率的范围达 47.4 GHz, 增益峰温度漂移系数  $\partial \nu/\partial T = -1.04$  GHz/°C

图 8 表示在二极管激光 250 mW 泵浦功率下, 晶体温度  $T = 26.6$  °C, 用 PZT 扫描输出激光频率一纵模间隔, 输出功率变化的曲线。从图可知输出功率变化小于 6.6%, 说明增益比较平坦, 这与本文预期的一致。

### 3.3 加热对器件性能的影响

图 9 表示不同温度下激光输入输出关系曲线。需要说明的是在实验中侧重于温度对输出功率的影响, 忽略了优化激光器获得最大的输出功率。从图可知, 温度对器件性能影响最大的是输出功率和斜率效率。在 584 mW 泵浦下, 温度从 24°C 变化到 58°C, 激光输出功率下降 48%, 斜率效率下降 42%, 如图 10 所示。这是因为随着温度的升高, 激光晶体的荧光线宽  $\Delta\nu_H$  增加, 自发辐射荧光寿命  $\tau_f$  和量子效率  $\eta$  降低。因为  $P_{th} \propto \Delta\nu_H/\eta\tau$ ,  $P_{out} \propto \eta(P_{in} - P_{th})$ , 所以温度的升高, 斜率效率下降, 激光器阈值  $P_{th}$  升高, 如图 11 所示。所以为了获得大的激光频率

扫描范围而不影响器件性能，最好采用降温的方法。

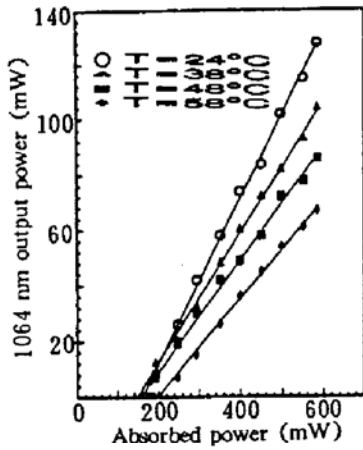


Fig. 9 The output characteristics of LD pumping Nd : YVO<sub>4</sub> for several crystal temperature. The transmission of output coupler  $T = 6.3\%$ , cavity length  $L = 35.42$  mm, plane-plane cavity

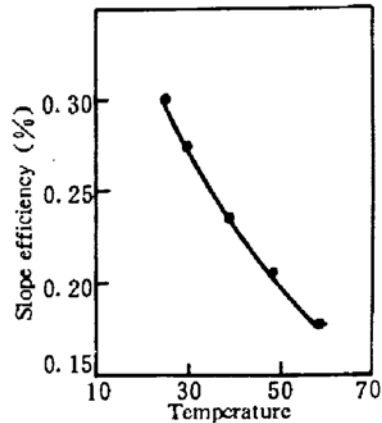


Fig. 10 The slope efficiency temperature dependence of Nd : YVO<sub>4</sub>

用频谱分析仪 Tektronix495P 测量了不同温度下相对泵浦功率与弛豫振荡的关系，如图 12 所示。由关系式<sup>[8]</sup>

$$2\pi f = \left[ \frac{(W - 1)c(L_i + L_c)}{2l_c\tau_f} - \frac{W^2}{4\tau_f^2} \right]^{1/2} \tag{8}$$

其中  $f$  为弛豫振荡频率， $W$  为相对泵浦功率 ( $W = P/P_u$ )， $L_i$  为腔内损耗， $L_c$  为腔面输出损耗， $l_c$  为激光光学腔长  $l_c = nL$ 。当  $\tau_f$  减小时， $f$  增大。实验中，观察到温度  $T$  增大， $f$  也增大，因而  $\tau_f$  减小，但  $\tau_f$  的变化不大，这与文献[7]报道的一致。

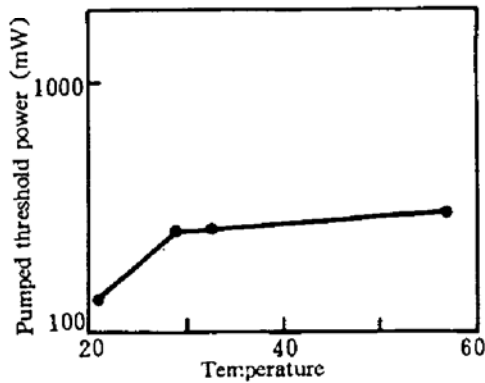


Fig. 11 Oscillation threshold temperature dependence of Nd : YVO<sub>4</sub> laser

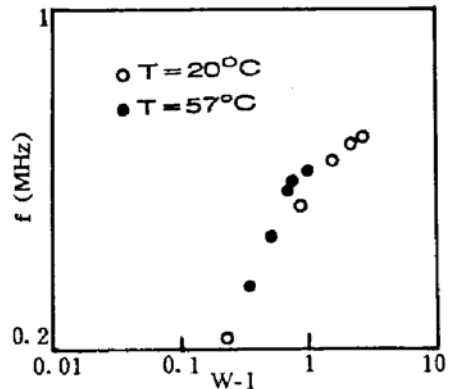


Fig. 12 Relaxation frequency  $f$  as a function of relative pump level  $W$  for different temperature

**总 结** 用加热和压电陶瓷 PZT 调腔的方法，可实现 Nd : YVO<sub>4</sub> 激光器连续调谐。但调谐范围受热效应限制。本文中用二极管激光泵浦的 2% Nd : YVO<sub>4</sub> 激光器调谐范围达 47.4 GHz，温度系数为  $\partial \nu / \partial T = -1.04$  GHz/°C，PZT 调谐系数 150 MHz/V。若用更短的腔长、降温的方法，可望获得更宽的调谐范围，而且输出功率不受影响甚至更好。

本工作的 Nd : YVO<sub>4</sub> 晶体由福建科凤公司提供，在此表示衷心感谢

## 参 考 文 献

- [1] Ady Arie, Stephan Schiller *et al.*, Absolute frequency stabilization of diode-laser-pumped Nd : YAG lasers to hyperfine transitions in molecular iodine. *Opt. Lett.*, 1992, 17(17) : 1204~1206
- [2] J. J. Zayhowski, A. Morradian, Frequency-modulated Nd : YAG microchip lasers. *Opt. Lett.*, 1989, 18(12) : 618~620
- [3] Ti Chuang, Harold J. Metcalf, Tunable diode-laser-pumped solid state LNA laser for Helium spectroscopic experiments. *Appl. Opt.*, 1991, 30(18) : 2495~2502
- [4] I. Freitag, I. Kröpke, Tünnerman *et al.*, Electrooptically fast tunable miniature diode-pumped Nd : YAG ring lasers. *Opt. Comm.*, 1993, 101(5/6) : 371~376
- [5] 林岳明, 何慧娟, 单频运转的 Nd : YVO<sub>4</sub> 激光器. 光学学报, 1994, 14(12) : 371~373
- [6] W. 克希奈尔著, 华光译, 梅遂生校, 固体激光工程, 北京, 科学出版社, 1993 : 93~95
- [7] J. G. Sliney, Jr., K. M. Leung, Lifetimes of the <sup>4</sup>F<sub>3/2</sub> state in Nd : YVO<sub>4</sub>. *J. Appl. Phys.*, 1979, 50(5) : 3778~3779
- [8] J. E. Geusic, H. M. Marcos, L. G. Van Uitert, *Physics of Quantum Electronics*, P. L. Kelly, B. Lax and P. E. Tannenwald Eds., McGraw-Hill Book Company, New York, 1966 : 725~734

Frequency Tuning Characteristics of Diode-Pumped Nd : YVO<sub>4</sub> Laser

Lin Yueming He Huijuan

*(Laboratory of Laser Technology, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Shanghai 201800)*

(Received 19 September 1994)

**Abstract** The operating characteristics of a 1064 nm single-frequency tunable diode-pumped Nd-doped (2%) YVO<sub>4</sub> laser are described. Tuning is accomplished by means of a piezo-electric transducer (PZT) mounted on the output coupler for cavity length control and the laser crystal heating. The laser has been tuned over a range of 47 GHz without mode hopping. The tuning coefficients up to 150 MHz/V for PZT and temperature coefficients -1.04 GHz/°C for the gain center frequency are demonstrated.

**Key words** diode-laser-pumped, tunable laser, solid laser.