

半导体激光器端面抽运 Nd·Ti·LiNbO₃ 波导激光器理论与分析*

薛挺¹ 祁芳¹ 胡鸿璋¹ 孟宪林²

¹ 天津大学理学院教育部光电信息技术科学开放实验室 天津 300072
² 山东大学晶体材料研究所 济南 250100

提要 用光束传播法(Beam Propagating Method)计算并分析了用半导体激光器端面抽运的 1.084 μm Nd·Ti·LiNbO₃ 波导激光器输出功率的理论模型。用 Nd³⁺ 的原子复极化率来描述受激辐射光的增益与抽运光的吸收,且考虑到前进与后退光波的相互作用,给出激活媒质的粒子数空间反转分布,并修改了抽运吸收和受激辐射截面的取值,使之适用于半导体激光器从波导激光器端面抽运,计算值与实验值符合得很好。

关键词 集成光学,波导激光器,光束传播法

拉制掺 MgO 铌酸锂晶体时掺入激活媒质^[1]或在高温下向晶体表面扩散激活媒质^[2](如 Er, Nd),并通过钛扩散或质子交换制成光波导,两端面抛光后贴上反射镜,可以制成波导激光器^[3,4]。由于用半导体激光器抽运的激光器具有高效、低阈值功率和可调谐输出等特性,因而选其作为波导激光器的抽运光源。

本文通过光束传播法(BPM)来分析 Nd·Ti·LiNbO₃ 波导激光器的输出功率和斜率效率。考虑到由于理论模型中抽运光和腔内受激辐射光的相互作用而引起的相互干涉和横向与纵向的空间立体效应,我们利用原子的复极化率来描述受激辐射光的增益和抽运光的吸收,通过求解原子的复极化率再用光束传播法来近似求解波导激光器的输出特性,可以更加容易地以空间立体方式来研究波导激光器内粒子数反转现象。

文中考虑到半导体激光器的发射光谱以及 Nd³⁺ 的吸收光谱和发射光谱均较宽,而理论模型中仅取吸收光谱和发射光谱的峰值,对于半导体激光器从端面抽运情况误差较大,因而修改吸收光谱和发射光谱的取值,使之适用于半导体激光器从端面抽运的情况。

1 理论模型

Nd·Ti·LiNbO₃ 对于抽运光的 π 偏振分量吸收峰为 0.814 μm,其相应的发射峰为 1.084 μm。Nd³⁺ 的四能级系统包括高能级 ⁴F_{5/2} + ²H_{9/2}、基态能级 ⁴I_{9/2} 和两个过渡能级 ⁴F_{3/2} 和 ⁴I_{1/2} (如图 1 所示)。假设通过对各自过渡辐射能级相对应的四能级系统原子极化率求和可以求得

* 国家自然科学基金(编号:19674039)及中国科学院半导体所集成光电子国家重点实验室资助项目。

收稿日期:1998-07-10;收到修改稿日期:1998-11-30

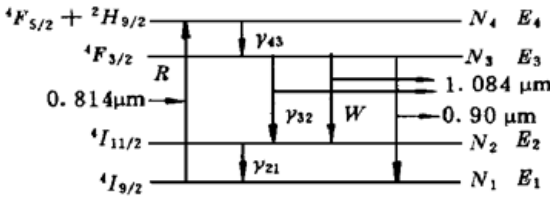


图 1 LiNbO₃ 晶体中的 Nd³⁺ 能级结构图

Fig. 1 Energy level scheme of the Nd³⁺ in LiNbO₃ crystal

在热平衡时斯塔克分裂的原子总极化率, 则通过利用密度矩阵算符体系, 并且修改有关掺铒光纤放大器的理论和有关原子复极化率的研究报道^[5], 可以得到在 Nd³⁺ 四能级系统中的原子复极化率 χ 。

激光腔内的光场分布满足麦克斯韦波动方程

$$\nabla^2 E(\vec{r}, t) - \mu \epsilon(\vec{r}) \frac{\partial^2 E(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = 0 \quad (1)$$

其中 μ 为波导的磁导率, $\epsilon(\vec{r})$ 为复介电常数; 它与原子复极化率的关系如下式表示

$$\epsilon(\vec{r}) = \epsilon_w(\vec{r}) + \epsilon_0 \chi(\vec{r}) = \epsilon_w(\vec{r}) + \epsilon_0 [\chi' - i\chi''] \quad (2)$$

式中 $\epsilon_w(\vec{r})$ 为波导的介电常数: $\epsilon_w(\vec{r}) = \epsilon_0 n^2(\vec{r})$; $n(\vec{r})$ 为波导的折射率分布; χ' 和 χ'' 分别为原子复极化率的实部和虚部。

$$\chi''(\vec{r}, \lambda) = \begin{cases} -\frac{n_s(\vec{r}) \bar{\lambda}_s}{2\pi} \sigma_e(\lambda) N_{32}(\vec{r}) & 1.06 \mu\text{m} \leq \lambda \leq 1.10 \mu\text{m} \\ \frac{n_p(\vec{r}) \bar{\lambda}_p}{2\pi} \sigma_p(\lambda) N_{14}(\vec{r}) & 0.8 \mu\text{m} \leq \lambda \leq 0.83 \mu\text{m} \end{cases} \quad (3)$$

式中 $\bar{\lambda}_s$ 与 $\bar{\lambda}_p$ 分别为激光腔内的受激辐射光和抽运光的平均波长, σ_s 与 σ_p 分别为对应于各自波长的受激辐射截面和吸收截面, 文献[2] 中的吸收光谱和荧光光谱对其有具体描述。对 χ'' 进行希尔伯特变换可以获得原子复极化率的实部

$$\chi' = \frac{1}{\pi} (P.V.) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\chi''(w')}{w' - w} dw' \quad (4)$$

(P.V.) 表示积分取柯西主值。利用原子复极化率 χ 的虚部 χ'' 可以求得激活媒质中的增益和吸收系数。原子复极化率 χ 可以通过快速傅里叶变换求得 Nd³⁺ 分布来求, 这将在下面论述。在稳态情况下, 粒子数分布的速率方程可表示为

$$\frac{\partial N_1}{\partial t} = -R(N_1 - N_4) + Y_{21}N_2 = 0 \quad (5)$$

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = W(N_3 - N_2) + Y_{32}N_3 - Y_{21}N_2 = 0 \quad (6)$$

$$\frac{\partial N_3}{\partial t} = Y_{43}N_4 - W(N_3 - N_2) - Y_{32}N_3 = 0 \quad (7)$$

$$\frac{\partial N_4}{\partial t} = R(N_1 - N_4) - Y_{43}N_4 = 0 \quad (8)$$

其中 Y_{mn} 为能级 m 和 n 之间的跃迁速率; R 为从低能级 E_1 到高能级 E_4 间的抽运速率; W 为与取决于受激辐射光光子数密度的光场强度成比例的受激辐射速率。若波导中单位截面内钕离子总数为 $N_{\text{tot}}(x, z)$, 即有

$$N_1 + N_2 + N_3 + N_4 = N_{\text{tot}}(x, z) \quad (9)$$

当 $Y_{21} \gg (W + Y_{32})$, $Y_{43} \gg R$ 时, 速率方程的解如下式表示

$$N_1 - N_4 \approx \frac{Y_{32} + W}{Y_{32} + W + R} \quad (10)$$

$$N_3 - N_2 \approx \frac{R}{Y_{32} + W + R} \quad (11)$$

其中 Y_{32} 为自发辐射速率, 它等于荧光寿命 τ 的倒数, 即 $Y_{32} = 1/\tau$ 。因此

$$N_1 - N_4 \equiv N_{14} = \frac{(1 + W\tau)N_{\text{tot}}}{1 + (W + R)\tau} \quad (12)$$

$$N_3 - N_2 \equiv N_{32} = \frac{R\tau N_{\text{tot}}}{1 + (W + R)\tau} \quad (13)$$

$$R = \frac{I_p(\vec{r})}{hc/\lambda_p} \sigma_p(\lambda_p) \quad (14)$$

$$W = \frac{I_s(\vec{r})}{hc/\lambda_s} \sigma_s(\lambda_s) \quad (15)$$

其中 $I_j(\vec{r})$ 为激光谐振腔内的光强(下标 $j = s, p$ 分别代表受激辐射光和抽运光)。如果仅考虑单方向传播, 光场传播 dy 距离后, 复振幅可以通过对前一位置的光场进行傅氏变换求得

$$E(x, z, y + dy) = P \hat{E}(x, z, y) = \Delta p(x, z, y) \mathcal{F}^{-1}\{P_0(x, z, y) \mathcal{F}[E(x, z, y)]\} \quad (16)$$

其中算符 \mathcal{F} 和 \mathcal{F}^{-1} 分别表示进行正和逆傅里叶变换, 算符 P 表示光场传播 dy 距离后, 光场振幅与前一位置光场振幅间的关系。光场传播 dy 距离后, 其振幅增量与波导激光器的介电常数 $\epsilon(\vec{r})$ 和传播光场的空间频谱分布间的关系为

$$\Delta p(x, z, y) = \exp\left[-i \frac{k dy}{2} \left| \frac{\epsilon(\vec{r})/\epsilon_0}{n_b^2} - 1 \right|\right] \cdot 10^{-\frac{\alpha_j}{20} dy} \quad (17)$$

式中 $k = 2\pi n_b/\lambda$ 为自由空间波数; n_b 和 ϵ_0 分别为晶体基底折射率和自由空间介电常数; $\alpha_j (j = s, p)$ 为光波导内传播单位距离的光损耗。光场空间频率分量的传播位相 $p_0(x, z, y)$ 为

$$p_0(x, z, y) = \exp\left[i \frac{dy}{2k} (k_x^2 + k_z^2)\right] \quad (18)$$

抽运光和受激辐射光在端面反射镜位置上满足的边界条件为

$$E_s^-(x, z, L) = \sqrt{R_{\text{sout}}} E_s^+(x, z, L) \quad (19)$$

$$E_s^+(x, z, 0) = \sqrt{R_{\text{sin}}} E_s^-(x, z, 0) \quad (20)$$

$$E_p^-(x, z, L) = \sqrt{R_{\text{pout}}} E_p^+(x, z, L) \quad (21)$$

$$E_p^+(x, z, 0) = E_{p\text{in}}(x, z) + \sqrt{R_{\text{pin}}} E_p^-(x, z, 0) \quad (22)$$

其中 $E_j^\pm (j = s, p)$ 为光波在前进和后退两个方向上的复振幅; $R_{j\text{in}}$ 和 $R_{j\text{out}} (j = s, p)$ 为光波在输入和输出端面反射镜上的反射率, L 为激光器的腔长; $E_{p\text{in}}$ 为抽运光波在波导激光腔内 $Y = 0$ 面上的本征模场分布。应用上述的光束传播法, 可以精确地计算出前进光波 $E_j^+(\vec{r})$ 和后退光波 $E_j^-(\vec{r}) (j = s, p)$ 。由于抽运光和受激辐射光在各自前进和后退两个方向上相互干涉, 因此其光功率可以用下式表示

$$I_j(\vec{r}) = \frac{c\epsilon_0}{2} n_j(\vec{r}) |E_j^+(\vec{r}) + E_j^-(\vec{r})|^2 \quad (j = s, p) \quad (23)$$

式中 $n_j(\vec{r}) (j = s, p)$ 为光波导内折射率分布, 实际分布情况仅与横向(Z 方向) 和深度(X 方向) 有关, 与光传播方向(Y 方向) 无关。抽运光和受激辐射光在端面反射镜处满足的初始条件为

$$E_p^+(x, z, 0) = E_{p\text{in}}(x, z) \quad (24)$$

$$E_p^+(x, z, y) = 0 \quad (0 < y \leq L) \quad (25)$$

$$E_s^+(x, z, 0) = \xi \quad (26)$$

$$E_s^+(x, z, y) = 0 \quad (0 < y \leq L) \quad (27)$$

$$E_p^-(x, z, y) = 0 \quad (0 \leq y \leq L) \quad (28)$$

$$E_s^-(x, z, y) = 0 \quad (0 \leq y \leq L) \quad (29)$$

式中 ξ 为一极小值。把初始条件代入波导中抽运光和受激辐射光的场分布,使其在满足边界条件情况下在谐振腔中振荡,直到两次输出的受激辐射光之差小于 0.5%,这时输出的功率即为波导激光器的输出功率

$$P_{\text{sout}} = (1 - R_{\text{sout}}) \frac{c\epsilon_0}{2} \iint n_s(x, z, L) |E_s^+(x, z, L) + E_s^-(x, z, L)|^2 dx dz \quad (30)$$

激光器的阈值功率可以表示为^[4]

$$P_{\text{th}} = \frac{hc/\lambda_p}{\eta_p \cdot \sigma_e \cdot \tau_f} \cdot \frac{\delta}{2} \cdot A_{\text{eff}} \quad (31)$$

其中 λ_p 为抽运光波长, η_p 为抽运量子效率,即激活媒质吸收抽运光子从低能级跃迁到高能级激发态的几率, δ 为受激辐射光在谐振腔中振荡一次的损耗

$$\delta = 2 \cdot \alpha_c \cdot L - \ln(R_{\text{sin}} \cdot R_{\text{sout}}) \quad (32)$$

A_{eff} 为抽运光和受激辐射光在激光腔中光场分布重叠积分的倒数

$$A_{\text{eff}}^{-1} = \iint P_p(x, y) P_s(x, y) dx dy \quad (33)$$

其中 $P_j (j = p, s)$ 为在波导截面上的归一化光功率分布^[2]。

波导激光器的斜率效率可以表示为^[6]

$$s = \eta_p \cdot \frac{(1 - R_{\text{sin}})}{\delta} \cdot \frac{\lambda_p}{\lambda_s} \quad (34)$$

2 结果与分析

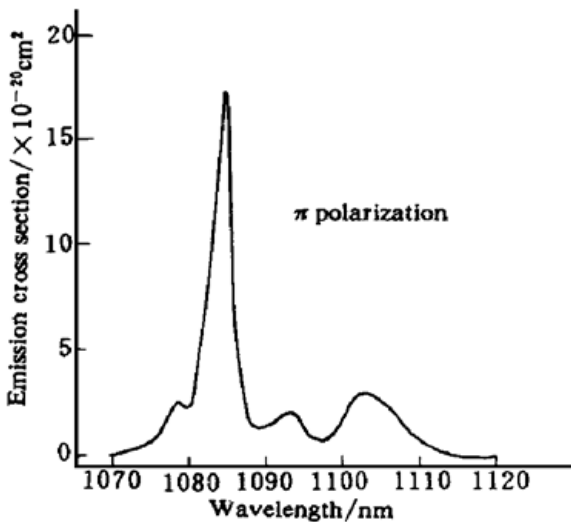


图2 抽运光 π 偏振入射时 Nd^{3+} 的受激辐射截面
Fig. 2 Stimulated emission cross section of Nd^{3+} for incidence of the π polarized pump light in a Ti-diffused Nd·MgO·LiNbO₃ crystal

为了验证前面所提出的波导激光器模型,本文选取文献[2]中所给出的 $\text{Nd} \cdot \text{Ti} \cdot \text{LiNbO}_3$ 波导激光器的实验参数与结论作为分析比较。表1给出波导激光器的制作参数,表2给出了其相应光波导的制作参数。利用文献[6]所给出的钛扩散参数与折射率增量的关系计算出光波导中的折射率分布,根据掺入 Nd^{3+} 离子含量计算出 Nd^{3+} 离子的浓度,或用文献[7]给出的方式计算高温下 Nd^{3+} 扩散入 LiNbO_3 晶体中的浓度分布,并把表1中所给的参数代入上述模型,理论计算值与实验值的比较见图3虚线。实验所测阈值为 2.1 mW,斜率效率为 16.1%,理论模型所计算出的阈值为 1.3 mW,斜率效率为 17.6%,与文献[2]中实验数据相比误差较大。原因在于理论模型未考虑到文献[2]中所提到的 Nd^{3+} 的吸收光谱和受激辐射光谱(图2),且半导体激光器的发射光谱在一定温度下有相

应的谱宽,认为抽运光和受激辐射光的中心波长分别为 Nd^{3+} 的发射峰和吸收峰所对应的波长,因此抽运吸收截面和受激辐射截面比相应的有效值大,因而计算值较实验值大。取 Nd^{3+} 的

抽运吸收截面和受激辐射截面为它们的半宽,即为相应峰值的 80%,修改后的计算结果如图 3 中实线所示,阈值功率为 2.0 mW,斜率效率为 16.0%,与实验值符合得相当好。

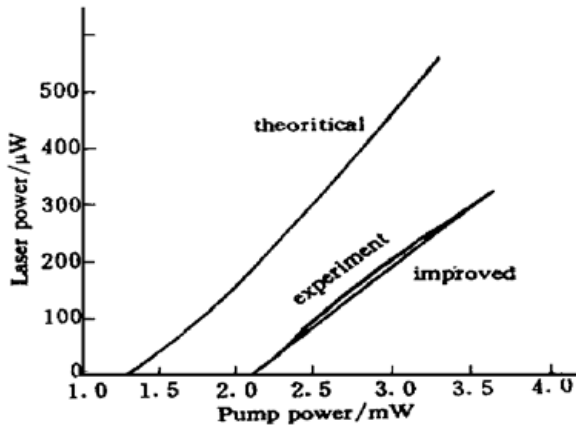


图 3 Nd·Ti·LiNbO₃ 波导激光器的输出功率与抽运功率的关系: 实验值与理论值的比较

Fig. 3 Comparison of the theoretical results and the experimental data^[2] gives the relation between output laser power and pump power

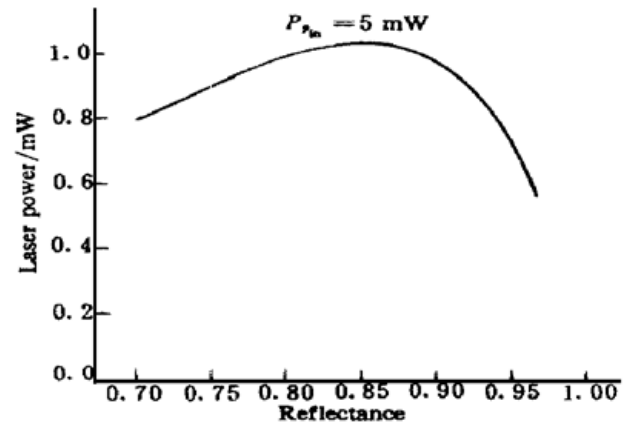


图 4 Nd·Ti·LiNbO₃ 波导激光器的输出功率与出射端反射镜对受激辐射光反射率的关系

Fig. 4 Theoretical power dependence of the Nd·Ti·LiNbO₃ waveguide laser on the reflectivity of the output mirror with the amplified spontaneous emission

表 1 波导激光器参数

Table 1 The parameters of the Nd·MgO·LiNbO₃ channel waveguide laser

Parameter	Symbol	Value	
		Reference [2]	This work
Wavelength of pump light	λ_p	0. 814 μm	0. 814 μm
Wavelength of laser	λ	1. 084 μm	1. 084 μm
Waveguide length	L	8 mm	10 mm
Scattering loss of laser	α	1. 75 dB/cm	0. 4 dB/cm
Scattering loss of pump light	α_p	1. 75 dB/cm	0. 4 dB/cm
Emission cross section	σ_s	$1. 74 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$	$1. 74 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$
Absorption cross section	σ_p	$5. 26 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$	$5. 26 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$
Fluorescence time	τ	98 μs	98 μs
Nd ³⁺ concentration	N_{tot}	0. 2wt-% 1. ($1. 79 \times 10^{-19} \text{ cm}^{-3}$)	0. 2wt-% 1. ($1. 79 \times 10^{-19} \text{ cm}^{-3}$)
Reflectance of input end of laser	R_{sin}	98%	99%
Reflectance of output end of laser	R_{sout}	89%	90%
Reflectance of input end of pump light	$R_{p\text{in}}$	6%	30%
Reflectance of output end of pump light	$R_{p\text{out}}$	0. 26%	40%

作为比较,本文选取激光器参数如表 1 所示,光波导制作参数如表 2 所示,计算出对应于不同输出端反射镜对受激辐射光的反射率与输出功率的关系,如图 4 所示。对于输入抽运光功率为 $P_{p\text{in}} = 5 \text{ mW}$, $R_{\text{sout}} = 85\%$ 时获得输出激光功率最大,为 1.0 mW。因而在制作波导激光器时可采用本文所提出的理论模型,以选取最佳参数来获得最大输出功率。

表 2 光波导制作参数
Table 2 Parameter of waveguide

Parameter	Symbol	Reference [2]	This work
Property of LiNbO ₃		Z -cut	X -cut Y -propagation
Diffusion time	hour	5.5	5.5
Diffusion temperature	°C	1060	1050
Thickness of Ti strips before diffused	nm	55.0	55.0
Width of Ti strips before diffused	μm	6	6

致谢 本文在研究过程中得到了中国台湾中央大学光电科学研究所李清庭教授的大力协助, 在此表示诚挚感谢。

参 考 文 献

- 1 Ching-Ting Lee, Lih-Gen Sheu. Analysis of Nd·MgO·Ti·LiNbO₃ waveguide lasers with nonuniform concentration distributions. *J. Lightwave Technol.*, 1996, **14**(10): 2268~ 2276
- 2 R. Brinkmann, W. Sohler, H. Suche *et al.*. Fluorescence and laser operation in single-mode Ti-diffused Nd·MgO·LiNbO₃ waveguide structures. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1992, **28**(2): 466~ 470
- 3 Manfred Dinand, Wolfgang Sohler. Theoretical modeling of optical amplification in Er-doped Ti:LiNbO₃ waveguides. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1994, **30**(5): 1267~ 1276
- 4 Eric Lallier, J. P. Pocholle, M. Papuchon *et al.*. Nd·MgO·LiNbO₃ channel waveguide laser devices. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1991, **27**(3): 618~ 624
- 5 E. Desuivre. Study of the complex atomic susceptibility of erbium-doped fiber amplifiers. *J. Lightwave Technol.*, 1990, **8**(10): 1517~ 1527
- 6 G. Bandelloni, M. Guidi, I. Montrosset *et al.*. Dynamical model of Nd·LiNbO₃ waveguide lasers. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1996, **32**(2): 297~ 304
- 7 M. Hempstead. Determination profiles of diffusion of neodymium in lithium niobate by means of spatially-resolved fluorescence measurements. *J. Appl. Phys.*, 1993, **74**(9): 5483~ 5492

Theory and Analysis of Laser Diode End-pumped Nd·Ti·LiNbO₃ Waveguide Laser

Xue Ting¹ Qi Fang¹ Hu Hongzhang¹ Meng Xianlin²

¹Optoelectronic Information Science and Technology, Tianjin University, Tianjin 300072

²Crystal Material Institute, Shandong University, Jinan 250100

Abstract Based upon a beam propagation method, a model of 1.084 μm Nd·Ti·LiNbO₃ waveguide laser end-pumped by a laser diode has been proposed in this paper. The laser gain and pump absorption were described through the complex atomic susceptibility of Nd³⁺ ions. By using a diode laser as the pump source, the interference effect between the forward and the backward light waves was considered and the population inversion spatial effect was given. Moreover, the values of absorption and emission cross section were modified. A good correspondence can be got between the theoretical and experimental values.

Key words waveguide laser, beam propagation method, laser diode