

双线纵向激励 F_2^+ 型色心激光器的激励尺寸效应*

林 碧 洲

(华侨大学材料物理化学研究所, 泉州 362011)

摘要 探讨了双线纵向激励 F_2^+ 型色心激光器在不同泵浦光、辅助光和振荡光的束腰半径之比下的增益特性. 研究表明, 为获得较高基模比例的激光输出和较高的泵浦光利用效率, 泵浦光的束腰半径应选择略小于振荡光的束腰半径, 辅助光的束腰半径应与泵浦光的束腰半径近似相等.

关键词 色心激光, 纵向激励, 激励尺寸效应

分类号 TN 248.15

碱卤晶体的 F_2^+ 心是由沿[110]方向排列的两个负离子空位共享一个电子而构成的点缺陷. F_2^+ 型心则是受阴阳离子扰动的 F_2^+ 心, 具有光热稳定性好、荧光产额高、波长可调范围宽等优点, 是迄今发现的最优秀近红外色心激光工作心^[1]. 研究表明^[2,3], F_2^+ 型心具有光致重取向特性. 因此, 在 F_2^+ 型色心激光器中, 若只采用泵光激励($1s\sigma_g \rightarrow 2p\sigma_u$), F_2^+ 型心的色心轴(连接两个负离子空位)将翻转成垂直于泵光偏振方向的另一等价的[110]取向, 从而降低了实际激光工作心的浓度和泵光的吸收利用率, 导致了激光输出功率的下降(最终直至零). 要实现稳定、高效的色心激光运转, F_2^+ 型色心激光器除需通常的泵浦光激励外, 尚需辅助光的激励. 这就构成了双线激励激光介质的科学问题^[1~4]. 在研究 F_2^+ 型色心激光器的激励问题时, 主要考虑 $1s\sigma_g$ 、 $2p\sigma_u$ 、 $2p\pi_u$ 态间的电子跃迁. 其中, $1s\sigma_g \rightarrow 2p\sigma_u$ 属平行吸收; $1s\sigma_g \rightarrow 2p\pi_u$ 属垂直吸收. 当电子被激发到高于 $2p\pi_u$ 能态上, 电子将首先发生无辐射跃迁到 $2p\pi_u$ 态上^[3]. 目前, 最常用的辅助光光源为 F 带光(以激发 $1s\sigma_g \rightarrow 2p\pi_u$). 它可由 Ar^+ 激光、汞灯等提供. 为揭示双线激励下 F_2^+ 型色心激光输出特性, 作者在实验的基础上提出了双线激励 F_2^+ 型色心激光器的速率方程理论模型, 并得到了实验支持^[4]. 本文在文[4]基础上进一步讨论激励尺寸相对大小对双线纵向激励 F_2^+ 型色心激光器增益特性的影响.

1 增益特性

1.1 理论模型

F_2^+ 型心的电子能级结构可由浸泡在连续介质中的 H_2^+ 模型加以描述(参见图 1, d 为位形

* 本文 1996-11-11 收到; 福建省自然科学基金资助项目

坐标). 能级结构由 $1s\sigma_g$, $2p\sigma_u$, $2p\pi_u$ 等组成, 而每一电子态内部又包含了许多电子振动能级.

由于强烈的电子-声子耦合, 色心具有很好的激光四能级结构^[5]. 设 $[110]$ 取向心为实际激光工作取向心, 按偶极子跃迁的基本特征, 则需使泵光的偏振方向为 $[110]$ 取向以激发 $[110]$ 取向心的 $1s\sigma_g \rightarrow 2p\sigma_u$ 跃迁, 在 $[110]$ 泵光作用下 $[110]$ 心将部分重取向成 $[1\bar{1}0]$ 取向心. 利用 $[110]$ 偏振方向的 F 带光以激发 $[1\bar{1}0]$ 取向心的 $1s\sigma_g \rightarrow 2p\pi_u$ 跃迁, 促使部分 $[1\bar{1}0]$ 心重取向成 $[110]$ 心, 从而补偿因泵光引起的光致重取向而导致的实际激光工作心 $[110]$ 取向心浓度的下降. 文[3,4]研究表明, 在 $[110]$ 偏振的泵光和 F 带光作用下, F_2^+ 型心光致重取向只发生在 $[110]$ 和 $[1\bar{1}0]$ 取向心间. 文[4]考虑了下列因素: (1) 吸收泵光从 $1s\sigma_g$ 到 $2p\sigma_u$ 的受激吸收 ($[110]$ 取向心); (2) 吸收辅助光

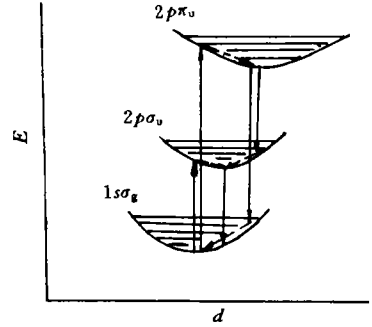


图1 分析双线激励 F_2^+ 型色心激光器所用的能级模型

从 $1s\sigma_g$ 到 $2p\pi_u$ 的受激吸收 ($[1\bar{1}0]$ 心); (3) 从 $2p\sigma_u$ 到 $1s\sigma_g$ 的自发辐射 (寿命约 10^{-7} s) 和 $[110]$ 心的受激辐射; (4) 各电子态的高电子振动态到低振动态的无辐射弛豫跃迁 (寿命约 10^{-13} s); (5) 不同取向心发生在 $2p\sigma_u$ 态上的重取向; (6) 从 $[1\bar{1}0]$ 取向心 $2p\pi_u$ 态到 $[110]$ 心 $2p\sigma_u$ 态的重取向; (7) 从 $2p\pi_u$ 到 $2p\sigma_u$ 的无辐射弛豫跃迁 (寿命约 10^{-12} s) ($[1\bar{1}0]$ 心); (8) 从 $2p\pi_u$ 到 $1s\sigma_g$ 的自发辐射 ($[1\bar{1}0]$ 心) 等, 建立了双线激励的 F_2^+ 型色心激光介质的速率方程为

$$\dot{n}_i = n_g + n_2 + n'_g + n'_2 + n'_3, \quad (1)$$

$$\dot{n}_2 = W_p n_g - (A_{21} + W_e) n_2 + k_2 (n'_2 - n_2) + k_3 n'_3, \quad (2)$$

$$\dot{n}'_3 = W_a n'_g - (A_{32} + A_{31}) n'_3 - k_3 n'_3, \quad (3)$$

$$\dot{n}'_2 = A_{32} n'_3 - A_{21} n'_2 - k_2 (n'_2 - n_2), \quad (4)$$

式中 $n_i = n_i(r, z)$, $n'_i = n'_i(r, z)$, $n_i = \Sigma n_i + \Sigma n'_i$ 为 $[110]$ 和 $[1\bar{1}0]$ 取向心的总密度, $W_i = W_i(r, z)$ (i 为 a, p, e) 分别为辅助光和泵浦光作用时的受激吸收以及 F_2^+ 型色心激光介质的受激发射速率; k_2 , k_3 分别表示发生在 $2p\sigma_u$ 和 $2p\pi_u$ 态上不同取向心间的重取向速率, 其它参数见图 1.

设采用 TEM00 模纵向激励, 则激励光沿传播方向 (z 方向) 有 $\partial P_p / \partial z = -\sigma_p n_g P_p$, $\partial P_a / \partial z = -\sigma_a n'_g P_a$. 式中 σ_p, σ_a 分别为泵浦光和辅助光的受激吸收截面. P_i (i 为 a, p) 为激励光的功率, 即

$$P_i(z) = P_{i0} \exp(-\sigma_i \int_0^z n_g(r, \zeta) d\zeta), \quad (5)$$

其中 P_{i0} 为入射到介质表面的激励光功率. 根据高斯光束的传播特性, 则可得激励速率为

$$W_i(r, z) = \frac{P_i(z) \sigma_i}{h \gamma_i \pi \omega_i^2} \exp(-2r^2 / \omega_i^2), \quad (6)$$

其中 $h \gamma_i, \omega_i$ 分别为激励光的光子能量和束腰半径. 需要说明的是, 这里采用了光束在介质传播过程中束腰半径不变的近似条件, 这种近似常在纵向激励研究中采用^[6,7].

设振荡光为 TEM00 模, Q 和 ω_0 分别为振荡光的光子数和束腰半径, l 为介质长度, 则从式(2)可得

$$W_e(r, z) = \frac{2Qc\sigma}{n_{\text{eff}}\pi\omega_0^2 l} \exp(-2r^2/\omega_0^2), \quad (7)$$

式中 c, σ 分别为光速和 F_2^+ 型心的发射截面, n_{eff} 为有效折射率, $n_{\text{eff}} = \Sigma n_i l_i / L$, $\Sigma n_i l_i$ 为谐振腔的光学长度, L 为谐振腔的几何长度. 而腔中的振荡光子数 Q 则满足

$$dQ/dt = \frac{2Qc\sigma}{n_{\text{eff}}\pi\omega_0^2 l} \iiint n_2(r, z) Q \exp(-2r^2/\omega_0^2) dV - Q/\tau_q = 0. \quad (8)$$

其中 τ_q 为谐振腔的光子寿命, $\tau_q = n_{\text{eff}} l / [c(T + \delta)]$, T 为输出耦合率, δ 为谐振腔的往返程损耗.

CW 运转, 利用稳态近似和光致重取向平衡条件 $k_2(n_2' - n_2) + kn_3' = 0$, 由式(1)~(4)可得 n_i 和 n_i' 与 W_i 的关系式, 其中 n_g, n_g', n_2 分别为

$$n_g = (A_{21} + W_e)n_i / [A_{21} + W_e + W_p(1 + \beta) + W_p/W_a \gamma A_{21}], \quad (9)$$

$$n_g' = (W_p/W_a) \gamma A_{21} n_i / [A_{21} + W_e + W_p(1 + \beta) + W_p/W_a \gamma A_{21}], \quad (10)$$

$$n_2 = \bar{W}_p n_i / [A_{21} + \bar{W}_e + \bar{W}_p(1 + \beta) + \bar{W}_p/\bar{W}_a \gamma A_{21}]. \quad (11)$$

式中

$$\beta = (A_{21} + A_{32} + k_3) / (A_{32} + k_3 + k_3/k_2 A_{21}), \quad (12)$$

$$\gamma = (A_{31} + A_{32} + k_3) / (A_{32} + k_3 + k_3/k_2 A_{21}). \quad (13)$$

1.2 数值计算

由式(8)可得

$$\iiint n_2(r, z) \exp(-2r^2/\omega_0^2) dV = \frac{n_{\text{eff}} \pi \omega_0^2 l}{2\tau_q c \sigma}, \quad (14)$$

即阈值以上反转粒子数密度(增益密度 $G(r, z) = \sigma n_2(r, z)$) 并不保持常数, 而是在振荡光线型内体积分保持常数. 由式(11)知, $n_2(r, z)$ 与 $W_p(r, z)$, $W_a(r, z)$ 和 $W_e(r, z)$ 有关. 按文[4, 8]选取数值计算的有关参数如下: $A_{31} = 1.0 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$, $A_{32} = 1.0 \times 10^{-12} \text{ s}^{-1}$, $A_{21} = 6.7 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$, $k_2 = 1.5 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1}$, $k_3 = 2.0 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$, $n_i = 5.0 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $l = 2.2 \text{ mm}$, $n_{\text{eff}} = 1.5$, $c = 3.0 \times 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, $\sigma_p = \sigma_a = \sigma = 1.0 \times 10^{16} \text{ cm}^2$, $\omega_p = 35 \text{ } \mu\text{m}$. 图 2 示出了 $P_p = 0.5 \text{ W}$ 时不同泵浦光、辅助光、振荡光束腰半径比之下, 反转粒子数的径向分布情况 $\int_0^l n_2(r, z) dz / (nl)$. 其中, 图 2(a~i) 分别为 $b = \omega_p/\omega_a = 0.2, 2, 1$ 下双线纵向激励 F_2^+ 型色心激光器的增益情况.

2 分析与讨论

2.1 $\omega_a \neq \omega_p$ 情形

从图 2 可知, 当 $b = 0.2$ (图 2 a~c) 时, 在相同的 $W_p(r, z)$, $W_e(r, z)$ 和 P_a 下, 激光介质所能获得的增益远小于 $b = 1$ 条件下 (图 2 g~i) 的增益. 数值计算表明, $\omega_a > \omega_p$ 时, 激光在中心 ($r = 0$) 较大区域内的能量分布较为均匀. 这意味着 $\omega_a > \omega_p$ 时多获得多模振荡. 这是因为辅助光在较泵浦光更宽的区域内促使 $[1\bar{1}0]$ 心重取向为 $[110]$ 激活取向心而导致的. 同时, 由于 $r = 0$ 附近辅助光没有足够的强度来补偿由于泵浦光引起的光致重取向而导致的实际激活取向心密度的降低, 从而降低了泵浦光的利用效率, 因而从泵浦光的利用效率看, $\omega_a > \omega_p$ 是不可取的.

当 $\omega_a < \omega_p$ (图 2 d~f) 时, 辅助光的能量主要集中在 $r = 0$ 附近. $r = 0$ 附近由泵浦光引起的光致重取向成 $[1\bar{1}0]$ 取向的 F_2^+ 型心将被足够强的辅助光重新取向成 $[110]$ 取向心, 因而有较

大的增益. 然而, 由于中心区域色心的浓度是有限的, 欲在较低泵浦水平上实现激光振荡, 需加大辅助光的功率. 因此, 不能得到 $P_s < 125 \text{ mW}$ 的数值计算结果. $\omega_s < \omega_p$ 在实际应用中也是不可取的.

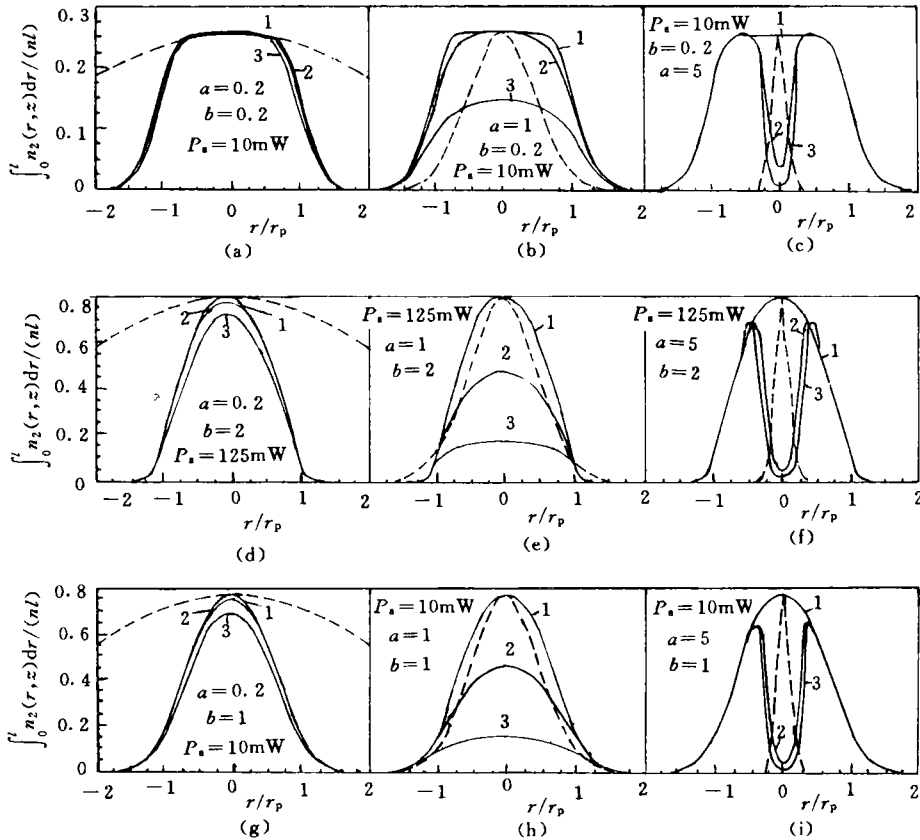


图 2 F_2^+ 型色心激光器的增益特性随不同振荡光子数 Q 的变化情况

1. $Q=0.2$; 2. $Q=1 \times 10^7$; 3. $Q=1 \times 10^8$; $P_p=0.5 \text{ W}$; ... 为振荡光 Gaussian 线型

2.2 $\omega_p = \omega_s$ 情形

图 2 g~i 示出了 $b=1$ 和不同 $a=\omega_p/\omega_s$ 值下反转粒子数 $\int_0^l n_2(r, z) dz / (nl)$ 的径向分布情况. 当 $a=0.2$ 时, 饱和反转粒子数几乎不随光子数 Q 的变化而变化, 且其线型与泵浦光的 Gaussian 线型相近(图 2 g); 当 $a=1$ 或 5 时, 反转粒子数线型随 Q 值的不同变化较大(图 2 h, i), 特别地, 当 $\omega_p > \omega_s$ (图 2 i) 时, 增益线型只有中间部分呈饱和特性, 而两翼部分则呈为非饱和特性, 这种情形可能引起高阶模的振荡, 从而降低色心激光的光束质量; 当 $\omega_p < \omega_s$ 时, 则没有这一现象, 表明这种情况将有利于实现色心激光的单基模振荡. 注意到, $b=1$ 意味着式(13)右边分母第四项已化为常数, 而与 $W_p(r, z)$ 和 $W_s(r, z)$ 的线型无关. 此时的情形已退化为一般激光四能级系统的单线纵向泵浦的情形. 计算表明, 在色心激光器中, 激光上能级的粒子占有数可高达 75%, 这在一般四能级激光器中是极为少见的. 现有的纵向泵浦理论一般都是基于激光上能级粒子占有数相对于基态粒子数(或总激活离子数)可忽略的前提下而建立的^[6,7]. 由于本文的理论模型考虑了激光上能级粒子数的存在给基态粒子数分布带来的影响, 即 n_2/n_1

不能忽略的基础上,因而,其结论更具普遍意义.对比文[6],当 $\omega_p = \omega_o$ 时,由于 n_2 的存在,激光的高阶模式成分将随激光功率的提高而增加.因此,在实际应用中泵浦光的束腰半径应更注意选择为略小于振荡光的束腰半径,以获得较高基模比例的激光输出.

3 结束语

从节2的讨论可知,为获得高基模比例的激光输出和较高的泵浦光利用效率,实际应用中双线纵向激励 F_2^+ 型色心激光器选取泵浦光的束腰半径应选择略小于振荡光的束腰半径($\omega_p \leq \omega_o$),辅助光的束腰半径与泵浦光的束腰半径相等($\omega_p = \omega_s$).原则上,利用式(2)和(16)可求出阈值泵浦功率与辅助光功率及泵浦光、辅助光与振荡光三者束腰半径大小的关系,激光输出功率与泵浦光功率与辅助光功率及泵浦光、辅助光与振荡光三者束腰半径大小的关系.但由于涉及较为复杂的数值计算,针对实际应用中常采用 $\omega_p = \omega_o$ 情形,作者在文[4]中给出了与实验结果较为吻合的平面波近似结果,这里不再烦述.

参 考 文 献

- 1 Gellerman W. Color center lasers. J. Phys. Chem. Sol., 1991, 52(1): 249~297
- 2 Wandt D, Gellerman W, Luty F. Tunable cw laser operation in the 1.45~2.15 μm range based on F_2^+ -like centers in O_2^- -doped NaCl, KCl and KBr. J. Appl. Phys., 1987, 61(3): 864~868
- 3 Geogiou E, Pinto J F, Pollock C R. Optical properties of oxygen-perturbed F_2^+ color center in NaCl. Phys. Rev., 1987, B35(14): 7636~7645
- 4 Lin Bizhou. An analytical model for two-beam excited F_2^+ -like color center laser. Opt. Comm., 1996, 124(5): 400~407
- 5 Mollenauer L F. Excited-state absorption spectrum of F_2^+ centers and the H_2^+ molecular-ion model. Phys. Rev. Lett., 1979, 43(24): 1524~1528
- 6 Risk W P. Modeling of longitudinally pumped solid-state lasers exhibiting reabsorption losses. J. Opt. Soc. Am., 1988, B5(7): 1412~1423
- 7 Hwang I H. An analytical model for longitudinally pumped continuous-wave laser. J. Appl. Phys., 1992, 72(7): 2556~2561
- 8 林碧洲, 许承晃, 吴季怀等. 低温宽带 $\text{NaCl}:(F_2^+)_H$ 色心激光的实验研究. 光学学报, 1994, 14(4): 346~350

Excitation Dimensional Effect of Two-Beam Longitudinally Excited F_2^+ Type Color Center Laser

Lin Bizhou

(Inst. of Mater. Phys. Chem., Huaqiao Univ., 362011, Quanzhou)

Abstract A study is made on the gain characteristic of two-beam longitudinally excited F_2^+ type color center laser under pumping beam and auxiliary beam and oscillatory beam in different ratio. In order to obtain a laser output of higher TEM₀₀ mode and a pumping beam of higher utilized efficiency, the waist radius of pumping should be smaller than that of oscillatory beam; and the waist radius of auxiliary beam should approach to that of pumping beam.

Keywords color center laser, longitudinally excitation, excitation dimensional effect