

Er·YLF 晶体中 Er³⁺ 离子的光谱特征*

黄莉蕾 纪元新 陈晓竹

(中国计量学院光电子研究所, 杭州 310034)

沈文忠

(中国科学院上海技术物理研究所红外实验室, 上海 200083)

摘 要 利用居地-奥非脱(Judd-Ofelt)^[2, 3]理论计算了 Er³⁺ 离子在氟化钇锂(LiYF₄ 简称为 YLF) 晶体中的辐射跃迁几率 $A_{JJ'}$, 无辐射跃迁几率 $\omega_{J'}$ 及激发态荧光寿命 τ , 并根据荧光动力学方程计算出各激发态布居数 N_J 与掺杂浓度 x 的关系。对 2.7 μm 激光($\dot{I}_{11/2} \rightarrow \dot{I}_{13/2}$) 来说, 掺杂浓度要大于 ~ 3 at. %, 才能实现布居数反转, 对波长为 1.73 μm 的 $\dot{I}_{13/2} \rightarrow \dot{I}_{15/2}$ 跃迁, 存在荧光强度最大的掺杂浓度 x_{op} , 在泵浦几率为 $10^3 \sim 10^5 \text{ s}^{-1}$ 范围内, x_{op} 为 1.8~ 3.0 at. %。文中还计算了 Er·YAG 晶体的光谱特征参数, 在相互比较的基础上论述了 Er·YLF 作为激光晶体的优越性。

关键词 Er·YLF 晶体, Er³⁺ 离子, 光谱特性。

1 引 言

Er³⁺ 离子能级丰富, 发射波长从可见到中红外。并在 1.6 μm 和 2.9 μm 波段实现了激光输出, 而且损耗小、穿透能力强, 1.6 μm 激光^[1] 对人眼安全, 人体细胞组织对 2.9 μm 激光能量的吸收要比 1.06 μm Nd³⁺ 激光大三个量级。这两个波段在通讯和激光外科医学方面有很大的应用潜力。但由于 Er³⁺ 离子吸收截面小, 激光下能级寿命过长等原因, 存在着激光效率低, 阈值功率高等缺点, 其应用受到限制。为此人们研究合适的基质晶体或掺入敏化离子以改进其性质。YLiF₄ 晶体是 Er³⁺ 离子的理想基质之一。关于 Er·YLiF₄ 的激光虽有研究, 但缺少完整的数据, 本文较详细地研究辐射跃迁、无辐射跃迁及离子浓度改变时荧光变化规律, 并与 Er·YAG 进行比较, 为深入了解 YLiF₄ 作为基质晶体的优越性提供数据。

2 晶体中 Er³⁺ 离子的光谱参量

表 1 列出了根据 Judd-Ofelt 理论^[2, 3] 导出的自发辐射电偶极跃迁几率 $A_{JJ'}$ 和相应的振子强度 $f_{JJ'}$,

$$\left. \begin{aligned} f_{JJ'} &= \frac{8\pi^2 mc}{3h\lambda(2J+1)} \frac{(n_0^2 + 2)^2}{9n_0} \sum_{\lambda=2, 4, 6} \Omega_{\lambda} |\langle 4f^n | SLJ || U_{\lambda} || 4f^n | S'L'J' \rangle|^2 \\ A_{JJ'} &= (8\pi^2 e^2 n_0 / mc\lambda^3) f_{JJ'} \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

* 浙江省自然科学基金资助项目。

Table 1. Optical parameters for radiative transition $A_{JJ'}$, nonradiative transition probabilities $\omega_{J'}$ and fluorescence lifetimes τ_J et al. of Er³⁺ ions in YLF and YAG crystals

| upper | | $\dot{F}_{9/2}$ | | | | $\dot{I}_{9/2}$ | | | $\dot{I}_{11/2}$ | | $\dot{I}_{13/2}$ |
|---------------------|-----|----------------------------|------------------|------------------|------------------|--|------------------|------------------|--|------------------|--|
| lower | | $\dot{I}_{9/2}$ | $\dot{I}_{11/2}$ | $\dot{I}_{13/2}$ | $\dot{I}_{15/2}$ | $\dot{I}_{11/2}$ | $\dot{I}_{13/2}$ | $\dot{I}_{15/2}$ | $\dot{I}_{13/2}$ | $\dot{I}_{15/2}$ | $\dot{I}_{15/2}$ |
| $\Delta E_{JJ'}$ | YAG | 2879 | 5079 | 8553 | 15128 | 2200 | 5674 | 12250 | 3474 | 10050 | 6576 |
| (cm ⁻¹) | YLF | 2887 | 5128 | 8784 | 15257 | 2242 | 5898 | 12370 | 3656 | 10129 | 6473 |
| $A_{JJ'}$ | YAG | 0.4 | 44.5 | 84.4 | 1778 | 1.0 | 35.1 | 206.8 | 14.3 | 90 | 93 |
| (s ⁻¹) | YLF | 1.3 | 71.6 | 31.9 | 771 | 0.78 | 58.7 | 20.8 | 21.2 | 147 | 114 |
| $f_{JJ'}$ | YAG | 0.02 | 0.77 | 0.52 | 3.48 | 0.09 | 0.49 | 0.62 | 0.53 | 0.40 | 0.96 |
| (10 ⁻⁶) | YLF | 0.11 | 1.89 | 0.29 | 2.30 | 0.11 | 1.16 | 0.09 | 1.10 | 0.99 | 1.89 |
| $\omega_{J'}$ | YAG | 9991 | | | | 87612 | | | 1486 | | 0.073 |
| (s ⁻¹) | YLF | 1965 | | | | 20030 | | | 123 | | 0.065 |
| $Q_{JJ'}$ | YAG | 9991 | 45 | 84 | 1778 | 87613 | 35 | 207 | 1500 | 90 | 93 |
| (s ⁻¹) | YLF | 1965 | 72 | 32 | 771 | 20031 | 59 | 21 | 144 | 147 | 114 |
| Q_J | YAG | 11898 | | | | 87855 | | | 1590 | | 93 |
| (s ⁻¹) | YLF | 2841 | | | | 20111 | | | 291 | | 114 |
| τ_J | YAG | 0.084 | | | | 0.011 | | | 0.6 | | 11 |
| (ms) | YLF | 0.35(0.055 ^{**}) | | | | 0.049(0.006 [*] , 0.055 ^{**}) | | | 3.4 (4.3 [*] , 2.9 ^{**}) | | 8.8(13 [*] , 10 [*]) |

* L. Esterowitz; Optical Engineering, 1990, 29(6): 676~ 680

** J. Run, et al.,; J. Luminescence, 1986, 36: 39~ 47

其中 m 、 e 、 h 、 c 分别为电子质量、电荷, 普朗克常数和真空中光速; n_0 为晶体折射率(见表 2); Ω 为唯象强度参数, 文献[4], [5] 中已根据吸收谱实验求出, 转列于表 2; $|\langle 4f \parallel SLJ \parallel U_i \parallel 4f \parallel S'S'J' \rangle|$ 为约化矩阵元, 与基质晶体无关, 文献[6]中已作了计算。

Table 2. Parameters of Er·YLF and Er·YAG crystals for refractivities n_0 , phenomenological intensity parameters Ω and nonradiative transition coefficients ω and α , et al.

| parameters | n_0 | $\Omega(10^{-20} \text{ cm}^2)$ | | | ω (10^8 s^{-1}) | α 10^{-3} cm |
|------------|-------|---------------------------------|------------|---------------------|---------------------------------------|----------------------------------|
| | | Ω_2 | Ω_4 | Ω_6 | | |
| Er·YLF | 1.47 | 1.92 | 0.26 | 1.96 ^[5] | 0.64 | 3.6 [*] |
| Er·YAG | 1.83 | 0.19 | 1.68 | 0.62 ^[4] | 1.0 | 3.2 ^{**} |

* A. M. Tkechuk, et al.,; Optic and spectroscopy (USSR), 1985, 58(2): 216~ 218

** J. A. Caird, et al.,; IEEE, J. Quant. Electron., 1975, QE-11: 97~ 99

无辐射跃迁几率 $\omega_{J'}$ 可根据实验归纳的近似式^[7]

$$\omega_{J'} = \omega \exp(-\alpha \Delta E_{JJ'}) \tag{2}$$

计算, 结果列于表 1。式中 ω 和 α 是与掺杂离子无关的晶体常量, 列于表 2。

由辐射跃迁几率 $A_{JJ'}$ 和无辐射跃迁几率 $\omega_{J'}$ 可计算出荧光衰减寿命

$$\tau = 1/\sum_j (A_{JJ'} + \omega_{J'}) = 1/\sum_j Q_{JJ'} = 1/Q_J \tag{3}$$

3 布居数分布与浓度的关系

Er³⁺·YLiF₄ 等激光器的泵浦光波长一般为 0.8 μm 或 0.97 μm , 但在建立跃迁速率方程时, 考虑了 $\dot{F}_{9/2}$ 以下的能级。并将考虑到 $\dot{I}_{9/2}$ 能级时得到的最佳掺杂浓度同时列出, 以作比

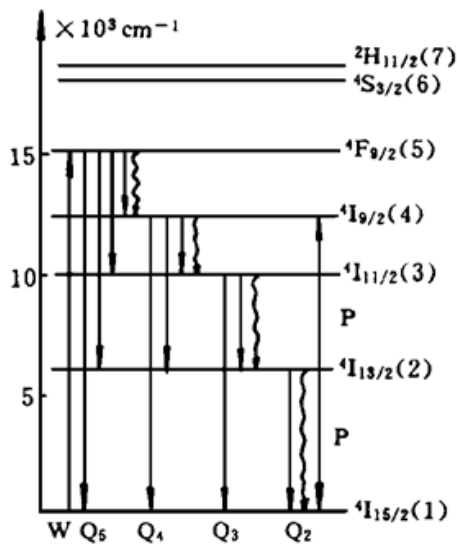


Fig. 1 Energy level scheme and transitions of ions studied

较。令 $F_{9/2}$ 、 $I_{9/2}$ 、 $I_{11/2}$ 、 $I_{13/2}$ 、 $I_{15/2}$ 分别为能级 5、4、3、2、1，见图 1，可建立跃迁速率方程组：

$$\left. \begin{aligned} \frac{dN_5}{dt} &= N_1 W - N_5 Q_5 \\ \frac{dN_4}{dt} &= N_5 Q_{54} - N_4 Q_4 + N_2 P \\ \frac{dN_3}{dt} &= N_5 Q_{53} + N_4 Q_{43} - N_3 Q_3 \\ \frac{dN_2}{dt} &= N_5 Q_{52} + N_4 Q_{42} + N_3 Q_{32} - N_2 Q_2 - 2N_2 P \\ N &= N_1 + N_2 + N_3 + N_4 + N_5 \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

式中 W 为激发光把粒子从基态激发到 $F_{9/2}$ 态的速率， P 为 $I_{13/2} \rightarrow I_{9/2}$ 与 $I_{13/2} \rightarrow I_{15/2}$ 两对能级交叉弛豫几率。根据 Dexter 的理论^[8]，在电偶极近似下 P 为

$$P = \frac{8\pi^2 e^2 \cdot S}{3h^2 c g_i g_h \cdot R^6} \left[\frac{n_0^2 + 2}{3n_0} \right]^4 \sum_{i=2,4,6} \Omega | \langle f_i || U_i || f_j \rangle |^2 \cdot \sum_{i=2,4,6} \Omega | \langle f_k || U_i || f_e \rangle |^2 \quad (5)$$

式中 g_i 、 g_k 为交叉弛豫的 f_i 和 f_k 两状态的简并度， R 为 Er^{3+} 离子间距离，显然 $1/R^3$ 正比于掺杂浓度 x ，故可写为 $P = p_0 x^2$ 。 $S = \int g(\nu) h(\nu) d\nu$ 为吸收线型 $g(\nu)$ 和发射线型 $h(\nu)$ 的重叠部分。作者已证明在罗仑兹线型近似下 $S \approx \frac{1}{\pi \Delta \nu}$ 。 $\Delta \nu$ 为 $i \rightarrow j$ 状态的吸收跃迁与 $k \rightarrow e$ 状态的发射跃迁中较宽的带宽。

在稳定条件下，方程组(4)的解为

$$\left. \begin{aligned} N_1 &= N [P Q_5 (2Q_3 Q_4 - Q_3 Q_{42} - Q_{32} Q_{42}) + Q_2 Q_3 Q_4 Q_5] / \Delta \\ N_2 &= N W (Q_4 Q_{32} Q_{53} + Q_{32} Q_{43} Q_{54} + Q_3 Q_4 Q_{52} + Q_3 Q_{42} Q_{54}) / \Delta \\ N_3 &= W N [P (Q_{43} Q_{52} + 2Q_{43} Q_{54} + 2Q_4 Q_{53} - Q_{42} Q_{53}) + Q_2 (Q_4 Q_{54} + Q_{43} Q_{54})] / \Delta \\ N_4 &= W N [P (Q_3 Q_{52} + Q_{32} Q_{53} + 2Q_3 Q_{54}) + Q_2 Q_3 Q_{54}] / \Delta \\ N_5 &= W N [P (2Q_3 Q_4 - Q_3 Q_{42} - Q_{32} Q_{43}) + Q_2 Q_3 Q_4] / \Delta \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \text{其中 } \Delta &= P \{ W (Q_{43} Q_{52} + Q_{32} Q_{53} + Q_3 Q_{52} - Q_3 Q_{42} - Q_{32} Q_{43} - Q_{42} Q_{53} \\ &+ 2Q_3 Q_{54} + 2Q_4 Q_{53} + 2Q_{54} Q_{43} + 2Q_3 Q_4) + (2Q_3 Q_4 Q_5 - Q_3 Q_{42} Q_5 - Q_{32} Q_{43} Q_5) \} \\ &+ \{ W [Q_2 (Q_3 Q_{54} + Q_4 Q_{53} + Q_{54} Q_{43} + Q_3 Q_4) + Q_{54} (Q_3 Q_{43} + Q_{32} Q_{43}) \\ &+ Q_4 (Q_{32} Q_{53} + Q_3 Q_{52})] + Q_2 Q_3 Q_4 Q_5 \} \end{aligned} \quad (7)$$

将表 1 中的 Q_j 和 $Q_{j'}$ 及由(5)式计算得到的 $P_0(\text{YAG}) = 3.15 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$ ， $P_0(\text{YLF}) = 1.15 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$ 代入 N_j ，并注意到 $N = N_0 x$ ， $P = P_0 x^2$ ，则可得 N_j 与掺杂浓度 x 的关系。图 2 给出当 $W = 10^2 \sim 10^4 \text{ s}^{-1}$ 时，各能级相对粒子数 N_j/N_0 与 Er^{3+} 离子浓度 x 的关系曲线。

由图 2 可见，1~5 能级中唯有 $I_{13/2}$ 能级布居数有一极值，其余能级的布居均随掺杂浓度的增加而增加。这与 $I_{13/2} \rightarrow I_{9/2}$ 、 $I_{15/2}$ 的交叉弛豫有关。由表 1 知，这两对能级差 $[\Delta E_1 = E(I_{13/2}) - E(I_{15/2})]$ ， $\Delta E_2 = E(I_{9/2}) - E(I_{13/2})]$ 的差值 $\Delta E_1 - \Delta E_2$ 比较小，在 YLF 晶体中为 575 cm^{-1} ，在 YAG 晶体中为 902 cm^{-1} ，室温下可在声子的协助下发生交叉弛豫。在 YLF 晶

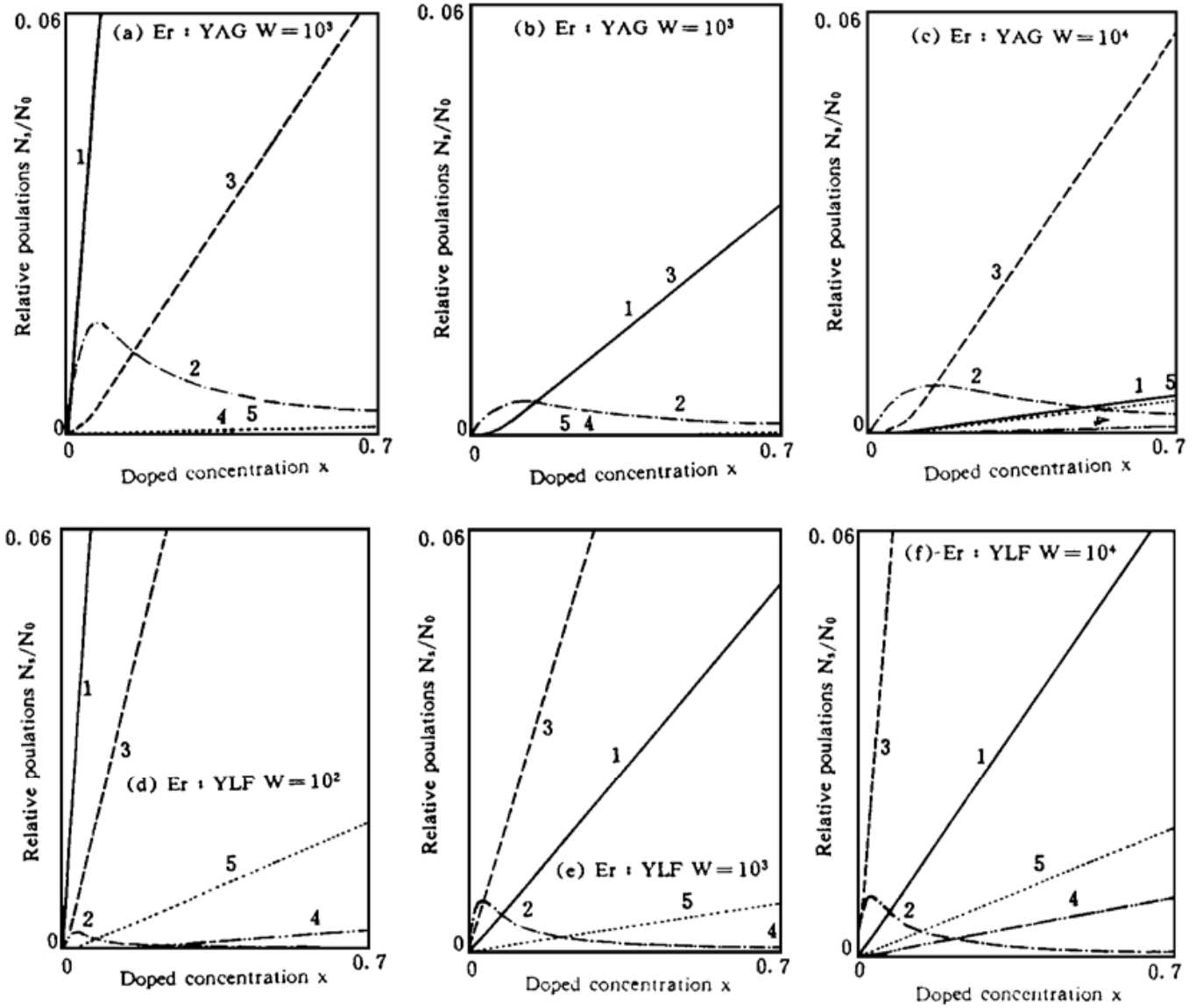


Fig. 2 The populations N_i of Er^{3+} ions at all levels V_i , doped concentrations x of Er^{3+} ions
 (a) $Er \cdot YAG$ $W = 10^2$, (b) $Er \cdot YAG$ $W = 10^3$, (c) $Er \cdot YAG$ $W = 10^4$, (d) $Er \cdot YLF$ $W = 10^2$, (e) $Er \cdot YLF$ $W = 10^3$, (f) $Er \cdot YLF$ $W = 10^4$

体中, 此能量差更小, 交叉弛豫的几率也更大些。在低浓度时, Er^{3+} 离子间距较大, 离子间相互作用不强, 交叉弛豫的几率较小, $\dot{I}_{13/2}$ 态的布居随 Er^{3+} 离子掺杂的增加而增加。随着 Er^{3+} 离子浓度的增加, Er^{3+} 离子间距减小, 交叉弛豫作用使 $\dot{I}_{13/2}$ 态的布居减少, 因此 $\dot{I}_{13/2}$ 态的布居并不随掺杂浓度 x 单调增加, 而有极大值。这里考虑泵浦到 $\dot{F}_{9/2}$, 因此没有 Er^{3+} 离子间的另两对交叉弛豫 ($\dot{H}_{11/2} \rightarrow \dot{I}_{9/2}$ 与 $\dot{I}_{15/2} \rightarrow \dot{I}_{13/2}$ 之间和 $\dot{H}_{11/2} \rightarrow \dot{I}_{13/2}$ 与 $\dot{I}_{15/2} \rightarrow \dot{I}_{9/2}$) 发生^[9], 文献[4]考虑泵浦到 $\dot{S}_{3/2}$, $\dot{H}_{11/2}$, 所以不仅 $\dot{I}_{13/2}$ 态, 还有 $\dot{S}_{3/2}$ 和 $\dot{I}_{15/2}$ 态也有极大值。

由图 2 还可见; $\dot{I}_{11/2}$ 态布居没有极值。因此对于 $\dot{I}_{11/2} \rightarrow \dot{I}_{13/2}$ 跃迁 ($2.7 \mu m$ 波长激光) 来说, Er^{3+} 离子在 YLF 晶体中掺杂浓度必须大于 $\sim 3 \text{ at. } \%$, 且越大越好。对于 $\dot{I}_{13/2} \rightarrow \dot{I}_{15/2}$ 跃迁 ($1.7 \mu m$ 波长激光), 当泵浦速率 $W \leq 10^2 \text{ s}^{-1}$, 不能形成粒子数反转分布。当 $W \geq 10^3 \text{ s}^{-1}$, 可由 $\frac{\partial(N_2 - N_1)}{\partial x} = 0$ 求出粒子数反转极大的最佳 Er^{3+} 离子掺杂浓度, 见表 3。表中还列出了泵浦到 $\dot{I}_{9/2}$ 时求得的结果, 作为比较。

Table 3. Optimal doped concentration of Er^{3+} ions in YLF and YAG crystals for $\dot{I}_{13/2} \rightarrow \dot{I}_{15/2}$ transition

| $X_{\text{op}} (\%)$ | $W (\text{s}^{-1})$ | 10^3 | | 10^4 | | 10^5 | |
|-------------------------|---------------------|--------|------|--------|------|--------|------|
| | | YLF | YAG | YLF | YAG | YLF | YAG |
| pump to $\dot{F}_{9/2}$ | materials | 1.8 | 6.5 | 3.0 | 12.3 | 3.3 | 14.3 |
| $\dot{I}_{9/2}$ | | 2.0 | 11.7 | 3.0 | 13.1 | 3.2 | 15.4 |

4 讨 论

氟化钇锂(LiYF_4 简称为 YLF) 是白钨矿型四方晶系结构的晶体。它具有优异的光学特性, 激光损伤阈值高, 非线性折射系数低等特点。比较 $\text{Nd} \cdot \text{YAG}$ 和 $\text{Nd} \cdot \text{YLF}$ 光学性能得出^[10]: $\text{Nd} \cdot \text{YLF}$ 具有吸收带较宽, 荧光寿命长而激光阈值功率低的优点。YAG 晶体至今仍是应用最广的、很好的激光晶体, 所以本文仍以 $\text{Er} \cdot \text{YAG}$ 作为比较依据。

固体激光器增益系数 $G(\nu)$ 为荧光发射截面 σ_f 与反转粒子数密度 $\Delta n_{JJ'}$ 的乘积, 即

$$G(\nu) = \sigma_f \Delta n_{JJ'} = \frac{A_{JJ'} \Delta n_{JJ'}}{4\pi^2 n_0^2 \Delta\nu_f \lambda_{JJ'}^2} \quad (8)$$

式中 $\Delta\nu_f$ 为荧光线宽, $\lambda_{JJ'}$ 为荧光发射波长。由(6) 式可计算出 $\Delta n_{JJ'} = n_J - \frac{g_J}{g_{J'}} n_{J'}$ 。由文献[4] 和文献[5] 可得 $\dot{I}_{13/2} \rightarrow \dot{I}_{15/2}$ 跃迁的荧光线宽在 YLF 和 YAG 晶体中的比值为二倍多。代入(8) 式, 可得在均以最佳掺杂浓度掺入时, 增益系数之比 $G(\text{YLF}) / G(\text{YAG}) \approx 0.2$ 。由于 Er^{3+} 在 YLF 中最佳掺杂浓度较在 YAG 中小, 因此以 $\text{Er} \cdot \text{YLF}$ 代替 $\text{Er} \cdot \text{YAG}$ 制备 $\dot{I}_{13/2} \rightarrow \dot{I}_{15/2}$ 跃迁的激光器似乎并不有利。但注意到它的吸收截面大, 对于大能量、大功率脉冲激光器来说, 有利于增加贮能, 仍有一定优越性。

对于 $\dot{I}_{11/2} \rightarrow \dot{I}_{13/2}$ 跃迁, Er^{3+} 离子在 YLF 与 YAG 晶体中荧光线宽接近相等($\sim 10 \text{ cm}^{-1}$), 因此可算出在相同掺杂浓度、泵浦条件, 相同晶体尺寸时, $G(\text{YLF}) / G(\text{YAG}) \approx 2.8$ 。用 $\text{Er} \cdot \text{YLF}$ 代替 $\text{Er} \cdot \text{YAG}$ 激光增益增加, 阈值降低, 可见 $\text{Er} \cdot \text{YLF}$ 是可用激光二极管(LD) 泵浦的好材料。

参 考 文 献

- [1] A. A. Kaminskii, 激光晶体, 1975, 陈长康, 林仲达译, 北京, 科学出版社, 1981: 132
- [2] B. R. Judd; Optical absorption intensities of rare-earth ions. *Phys. Rev.*, 1962, **127**(3): 750~ 761
- [3] G. S. Ofelt, Intensities of crystal spectra of rare earth ions. *J. Chem. Phys.*, 1962, **37**(3): 511~ 520
- [4] 王庆元, 张思远, 武士学等, 用 Judd-Ofelt 理论计算 YAG $\cdot \text{Er}^{3+}$ 晶体中 Er^{3+} 离子的光谱参数. 光学学报, 1986, **6**(4): 307~ 312
- [5] A. M. Tkachuk, A. V. Poletimova, M. V. Petrov, Probabilities of intracenter spontaneous radiative and nonradiative intermultiplet transitions in the Er^{3+} ion in the LiYF_4 crystal. *Opt. Spectrosc.*, 1985, **59**(5): 680~ 682
- [6] 张思远, 任金生, $\text{Er}_x\text{Y}_{1-x}\text{AlO}_3$ 晶体的荧光动力学研究. 物理学报, 1990, **39**(2): 313~ 318
- [7] M. J. Weber, *Rare Earth Lasers*, Handbook on Physics and Chemistry of Rare Earths edited by G. Schneider Jr. and L. Eyring, Publishers: North Holland Publishing Company, Amsterdam, New York,

Oxford, 1979, chp. 35: 275~ 315

- [8] D. L. Dexter, A theory of sensitized luminescence in solids. *J. Chem. Phys.*, 1953, 21(5): 836~ 850
- [9] H. P. Weber, W. Luethy, *The YAlO₃·Er Laser*, Editors: A. B. Badgor, L. Estowitz, and L. G. Deshazer, Springer series in optical sciences 52, Tunable solid-state lasers II proceedings of the OSA topical meeting rippling, resort, zigzag, Oregon, 1986, 308~ 316
- [10] 曾宪标, 黄莉蕾, 陈广民, YVO₄, YLF 与 YAG 晶体中 Nd³⁺ 离子光谱特性的比较. 复旦学报, 1995 增刊, 78~ 79, 279

Spectral Characteristics of Er³⁺ Ions in Er·YLF Crystal

Huang Lilei Ji Yanxin Chen Xiaozhu

(Optic-Electronic Research Centre China Metrology Institute, Hangzhou 310034)

Shen Wenzhong

(Shanghai Institute of Technical Physics, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200083)

(Received 26 September 1995; revised 5 February 1996)

Abstract The radiative transition probabilities $A_{JJ'}$, nonradiative transition probabilities $\omega_{JJ'}$ and fluorescence lifetimes τ_J of excited levels of Er³⁺ ions in YLF crystal are calculated by using the Judd-Ofelt theory. On the basis of equations of fluorescent dynamics the populations w_J of excited levels, depended on doped concentrations x , are calculated too.

For $\dot{I}_{11/2} \rightarrow \dot{I}_{13/2}$ transition (at wavelength of 2.7 μm), only if doped concentration is bigger than 3 at. % the population inversion can be, and the fluorescence strength and doped concentration are increased. But for $\dot{I}_{13/2} \rightarrow \dot{I}_{15/2}$ transition (at wavelength of 1.73 μm), there is a optimal doped concentration for which the fluorescent strength is maximal. When the pump probability is $10^3 \sim 10^5 \text{ s}^{-1}$, the x_{op} is 1.8~ 3.0 at. %.

The spectral characteristic parameters of Er³⁺ ions in YAG crystal are calculated. Based on the comparison the advantages of Er³⁺·YLF as a laser crystal are discussed.

Key words Er·YLF crystal, Er³⁺ ion, spectral characteristic.