

激光陶瓷晶体最佳掺杂浓度的理论研究*

李威 陈长水† 韦俊雄 韩田 刘颂豪

(华南师范大学, 广东省微纳光子功能材料与器件重点实验室, 广州 510631)

(2013年11月12日收到; 2014年1月15日收到修改稿)

由于微观结构的差异, 使激光单晶的理论计算方法并不适用于激光陶瓷晶体. 本文通过分析激光陶瓷晶体的荧光衰减曲线和晶界特性, 获得了连续抽运和脉冲抽运条件下激光陶瓷上能级布居数与掺杂浓度的关系表达式; 并以 $\text{Nd}^{3+} : \text{YAG}$ 激光陶瓷为例, 研究其最佳掺杂浓度, 就其激光性能与 $\text{Nd}^{3+} : \text{YAG}$ 激光单晶进行了比较研究. 结果表明: $\text{Nd}^{3+} : \text{YAG}$ 激光陶瓷不但最佳掺杂浓度大, 而且在掺杂浓度相同时, 其上能级布居数较高, 并且 $\text{Nd}^{3+} : \text{YAG}$ 激光陶瓷在很大掺杂浓度范围内的上能级布居数都大于激光单晶在最佳掺杂浓度时的上能级布居数.

关键词: 激光陶瓷, 激发态布居数, 最佳掺杂浓度, 晶界

PACS: 78.20.Bh, 78.20.Ci, 78.60.Lc, 81.05.-t

DOI: 10.7498/aps.63.087801

1 引言

自1995年 Ikesue 等^[1]采用高温固相反应方法制备出高透明的 $\text{Nd}^{3+} : \text{YAG}$ 激光陶瓷以来, 激光陶瓷因具有可大尺寸制备、掺杂浓度高、制备成本低等优点而越来越受到人们的关注^[2,3]. 但国内外对陶瓷激光器的研究主要集中在晶体的制备方面, 而对于理论研究特别是掺杂方面的研究则报道较少.

通过显微镜观察透明陶瓷的闪烁发光, 发现在晶界区域的发光光强远高于晶粒区域, 并且其光谱具有一定的宽度^[4]. 这说明晶界对透明陶瓷发光性能的影响是不可忽略的. 胡晓等^[5]、黄莉蕾等^[6]对激光单晶的最佳掺杂浓度进行了比较系统的理论分析, 但是微观结构的差异使适用于激光单晶的最佳掺杂浓度的理论计算方法并不适用于激光陶瓷晶体. 本文推导出激光陶瓷的掺杂浓度与上能级布居数的关系表达式, 并以 $\text{Nd}^{3+} : \text{YAG}$ 激光陶瓷为例进行了分析研究, 对激光陶瓷晶体的制备具有一定的指导意义, 为激光陶瓷晶体优于激光单

晶提供了理论依据.

2 激光陶瓷晶体最佳浓度理论推导

激光陶瓷是由晶粒和晶粒之间的晶界组成的多晶体. 对透明陶瓷荧光光谱分析表明, 晶界对透明陶瓷发光性能的影响是不可忽略的^[4,7], 因而在计算最佳掺杂浓度方面激光陶瓷不同于激光单晶.

2.1 晶粒处的最佳掺杂浓度

由于电偶极子相互作用产生的能量是距离最长、最强且最容易发生的, 所以离子间的相互作用主要为偶极-偶极相互作用. 在一个 δ 脉冲激励下, 激发态布居数随时间的衰减规律可表示为^[8]

$$N(t) = N(0) \exp\left(-\frac{t}{\tau_0} - \gamma\sqrt{t} - \omega t\right), \quad (1)$$

其中 $N(0)$ 为 δ 脉冲激励后施主离子激发态布居数的初始浓度; τ_0 为本征寿命, 是掺杂浓度很低时 ($\gamma = \omega = 0$) 布居数下降为 $N(0)/e$ 所需时间; γ 与 ω 分别表征掺杂离子间的偶极相互作用和迁移作用,

* 国家高技术研究发展计划 (批准号: 2012AA040210) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: cschen@aiofm.ac.cn

可用下式计算^[9,10]:

$$\begin{aligned} \gamma &= \frac{3}{4}\pi^{2/3}C_{DA}^{1/2}n_A = \left(\frac{3}{4}\pi^{2/3}C_{DA}^{1/2}n_0\right)x_A \\ &= \gamma_0x_A, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \omega &= \left[\pi\left(\frac{2\pi}{3}\right)^{5/2} \times C_{DA}^{1/2}C_{DD}^{1/2}\right] \times n_Dn_A \\ &= \left[\pi\left(\frac{2\pi}{3}\right)^{5/2} C_{DA}^{1/2}C_{DD}^{1/2}n_0^2\right]x_Dx_A \\ &= \omega_0x_Dx_A, \end{aligned} \quad (3)$$

其中 n_A , n_D 分别为受主离子和施主离子的浓度; x_A , x_D 分别为受主离子和施主离子相对掺杂浓度; n_0 为晶体中掺杂离子可替换的晶格位置数; C_{DA} 与 C_{DD} 分别对应于施主与受主离子间直接作用而猝灭的微观参量和描述掺杂离子间激发迁移的微观参量.

单掺的情况下, $x_A = x_D = x$, x 为掺杂离子浓度, (2), (3)式化简为

$$\begin{aligned} \gamma &= \gamma_0x, \\ \omega &= \omega_0x^2. \end{aligned} \quad (4)$$

单位时间从激发态下跃的布居数具有下面的关系式^[11]:

$$N \propto xn_0\sigma l\eta, \quad (5)$$

其中 x 为相对掺杂浓度, n_0 为晶体中掺杂离子可替换的晶格位置数, σ 为吸收截面, l 为式样长度, η 为荧光量子效率.

对于一定长度的激光晶体而言, n_0 , σ , l 均为常数, 所以(5)式可简化为

$$N \propto x\eta, \quad (6)$$

其中在一个脉冲宽度为 a 的矩形脉冲激励下 η 的定义式为

$$\eta = \frac{1}{\tau_0} \int_0^a \frac{N(t)}{N(0)} dt. \quad (7)$$

将(1)式代入(7)式得到

$$\eta = \int_0^a \exp\left(-\frac{t}{\tau_0} - \gamma\sqrt{t} - \omega t\right) dt. \quad (8)$$

所以, 在脉冲激励下 N_{pul} 有下面的关系式:

$$\begin{aligned} N_{pul} \propto x &\left(\frac{1 - e^{-\sqrt{a}\gamma - a\left(\frac{1}{\tau_0} + \omega\right)}}{\frac{1}{\tau_0} + \omega} + \frac{e^{\frac{\gamma^2\tau_0}{4+4\tau_0\omega}} \sqrt{\pi}\gamma\tau_0^{3/2} \text{Erf}\left[\frac{\gamma\sqrt{\tau_0}}{2\sqrt{1+\tau_0\omega}}\right]}{2(1+\tau_0\omega)^{3/2}} \right. \\ &\left. - \frac{e^{\frac{\gamma^2\tau_0}{4+4\tau_0\omega}} \sqrt{\pi}\gamma\tau_0^{3/2} \text{Erf}\left[\frac{(\gamma\tau_0 + 2\sqrt{a}(1+\tau_0\omega))}{2\sqrt{\tau_0}\sqrt{1+\tau_0\omega}}\right]}{2(1+\tau_0\omega)^{3/2}} \right), \end{aligned} \quad (9)$$

其中Erf为误差函数.

在连续激励的情况下, t 时刻激发态布居数可看作0— t 时刻无数个 δ 脉冲在 t 时刻的累加结果. t' 时刻一个 δ 脉冲在 t 时刻产生的布居数为 $N(t-t')$, 所以连续激励条件下 t 时刻激发态的布居数为

$$N_{CW} = \lim_{t \rightarrow \infty} \int_0^t N(t-t') dt'. \quad (10)$$

令 $t'' = t - t'$, 则

$$N_{CW} = \int_0^\infty N(t'') dt'' = \int_0^\infty N(0) \exp\left(-\frac{t}{\tau_0} - \gamma\sqrt{t} - \omega t\right) dt, \quad (11)$$

所以

$$N_{CW} \propto x \frac{\tau_0 \left(2 + 2\tau_0\omega - e^{\frac{\gamma^2\tau_0}{4+4\tau_0\omega}} \sqrt{\pi}\gamma\tau_0 \sqrt{\frac{1}{\tau_0} + \omega} \text{Erfc}\left[\frac{\gamma}{2\sqrt{\frac{1}{\tau_0} + \omega}}\right] \right)}{2(1+\tau_0\omega)^2}, \quad (12)$$

其中 Erfc 为互补误差函数.

由于荧光强度 $I(t)$ 与激发态布居数 $N(t)$ 成正比, 因此, $I(t)$ 与 $N(t)$ 的衰减规律是相同的^[12]:

$$I(t) = I(0) \exp\left(-\frac{t}{\tau_0} - \gamma\sqrt{t} - \omega t\right), \quad (13)$$

所以通过荧光衰减曲线的拟合得到相应浓度下的 τ_0, ω, γ ; 再由对应的浓度根据 (2), (3) 式计算出 ω_0, γ_0 , 则任意浓度下的 ω, γ 可求; 代入到 (9) 和 (12) 式, 可以得到晶粒处脉冲及连续激励条件下的激发态布居数与掺杂离子浓度的关系表达式.

2.2 激光陶瓷最佳掺杂浓度

激光陶瓷掺杂稀土离子会产生晶界偏析现象, 其驱动力主要为晶粒内部掺杂所产生的弹性畸变能^[13-15], 根据 Mclean 模型得到晶粒内的掺杂浓度

x_g 与晶界处的掺杂浓度 x_b 的关系式^[16]:

$$x_b = \frac{x_g e^{Q/RT}}{1 - x_g + x_g e^{Q/RT}}, \quad (14)$$

其中 R 为气体常数, T 为热力学温度, Q 为晶界偏析能. 一般近似地认为 Q 为掺杂离子在晶粒内所引起的弹性畸变能^[13]:

$$Q = 8\pi G r_B^3 \left(\frac{r_A - r_B}{r_A}\right)^2, \quad (15)$$

其中 G 为切变模量; r_A, r_B 分别为溶剂和溶质原子半径.

当稀土离子在化合物的晶场中时, 会出现对称性偏离反演中心而使禁戒解除, 使得晶界处的能量传递同样为偶极子-偶极子相互作用, 所以激光陶瓷最佳掺杂浓度为

$$N_{\text{cpul}} \propto x_g \left\{ \frac{1 - e^{-\sqrt{a}\gamma_g - a\left(\frac{1}{\tau_0} + \omega_g\right)}}{\frac{1}{\tau_0} + \omega_g} + \frac{e^{\frac{\gamma_g^2 \tau_0}{4+4\tau_0\omega_g}} \sqrt{\pi}\gamma_g \tau_0^{3/2} \text{Erf}\left[\frac{\gamma_g \sqrt{\tau_0}}{2\sqrt{1+\tau_0\omega_g}}\right]}{2(1+\tau_0\omega_g)^{3/2}} \right. \\ \left. - \frac{e^{\frac{\gamma_g^2 \tau_0}{4+4\tau_0\omega_g}} \sqrt{\pi}\gamma_g \tau_0^{3/2} \text{Erf}\left[\frac{\gamma_g \tau_0 + 2\sqrt{a}(1+\tau_0\omega_g)}{2\sqrt{\tau_0}\sqrt{1+\tau_0\omega_g}}\right]}{2(1+\tau_0\omega_g)^{3/2}} \right\} \\ + K x_b \left\{ \frac{1 - e^{-\sqrt{a}\gamma_b - a\left(\frac{1}{\tau_0} + \omega_b\right)}}{\frac{1}{\tau_0} + \omega_b} + \frac{e^{\frac{\gamma_b^2 \tau_0}{4+4\tau_0\omega_b}} \sqrt{\pi}\gamma_b \tau_0^{3/2} \text{Erf}\left[\frac{\gamma_b \sqrt{\tau_0}}{2\sqrt{1+\tau_0\omega_b}}\right]}{2(1+\tau_0\omega_b)^{3/2}} \right. \\ \left. - \frac{e^{\frac{\gamma_b^2 \tau_0}{4+4\tau_0\omega_b}} \sqrt{\pi}\gamma_b \tau_0^{3/2} \text{Erf}\left[\frac{\gamma_b \tau_0 + 2\sqrt{a}(1+\tau_0\omega_b)}{2\sqrt{\tau_0}\sqrt{1+\tau_0\omega_b}}\right]}{2(1+\tau_0\omega_b)^{3/2}} \right\}, \quad (16)$$

其中 K 是为了区分晶粒及晶界在激光输出上的贡献, 并说明晶粒与晶界并不是独立存在所引入的系数, 其值为晶界处所有掺杂离子数与晶粒内部所有掺杂离子数之比, 表达式为

$$K = \left[1 - \left(\frac{m-n}{m}\right)^3\right] \frac{e^{Q/(RT)}}{1 - x_g + x_g e^{Q/(RT)}}, \quad (17)$$

其中 $f_b = 1 - \left(\frac{m-n}{m}\right)^3$ 为晶界体积分数, m 为粒径, n 为晶界厚度. 同时, 掺杂浓度 x 与晶粒浓度 x_g 及晶界浓度 x_b 存在如下关系式^[17,18]:

$$x = (1 - f_b)x_g + f_b x_b. \quad (18)$$

同理, 连续抽运条件下具有关系式:

$$N_{CCW} \propto x_g \frac{\tau_0 \left(2 + 2\tau_0\omega_g - e^{\frac{\gamma_g^2\tau_0}{4+4\tau_0\omega_g}} \sqrt{\pi}\gamma_g\tau_0 \sqrt{\frac{1}{\tau_0} + \omega_g} \operatorname{Erfc} \left[\frac{\gamma_g}{2\sqrt{\frac{1}{\tau_0} + \omega_g}} \right] \right)}{2(1 + \tau_0\omega_g)^2} + Kx_b \frac{\tau_0 \left(2 + 2\tau_0\omega_b - e^{\frac{\gamma_b^2\tau_0}{4+4\tau_0\omega_b}} \sqrt{\pi}\gamma_b\tau_0 \sqrt{\frac{1}{\tau_0} + \omega_b} \operatorname{Erfc} \left[\frac{\gamma_b}{2\sqrt{\frac{1}{\tau_0} + \omega_b}} \right] \right)}{2(1 + \tau_0\omega_b)^2}. \quad (19)$$

3 结果与讨论

3.1 Nd³⁺:YAG 激光陶瓷中 Nd³⁺ 离子最佳掺杂浓度

γ_0, ω_0 主要与物质组成及成键类型有关, 所以可近似选取单晶的荧光衰减曲线进行拟合. 由试验测得 1.8 at% Nd:YAG 激光晶体 ⁴F_{1/2} 的荧光衰减曲线, $\tau_0 = 0.24 \text{ ms}$ ^[6], 经过拟合得到 $\gamma = 30 \text{ s}^{-1/2}$, $\omega = 2450 \text{ s}^{-1/2}$. 经 (4) 式计算得到: $\gamma_0 = 1670 \text{ s}^{-1/2}$, $\omega_0 = 7.6 \times 10^6 \text{ s}^{-1/2}$, Nd 原子半径 $r_B = 0.183 \text{ nm}$, Y 原子半径 $r_A = 0.180 \text{ nm}$, YAG 激光陶瓷切变模量 $G = 115.7 \text{ GPa}$ ^[19,20]. 通过 (15) 式计算得到: $Q = 2.998 \times 10^3 \text{ J/mol}$. 取 $T = 298 \text{ K}$ 时, (14) 式可化简为

$$x_b = \frac{3.35x_g}{1 + 2.35x_g}. \quad (20)$$

为了更好地与试验数据相比较, 我们选取粒径 $m = 10 \mu\text{m}$, 晶界厚度 $n = 1 \text{ nm}$,

$$K = \frac{1.005 \times 10^{-3}}{1 + 2.35x_g}, \quad (21)$$

将所得数据及 (18), (20), (21) 式代入 (19) 式可以得到连续抽运条件下激光激发态布居数与 Nd³⁺ 离子浓度的关系如图 1.

由图 1 可见, 由于粒径 $m = 10 \mu\text{m}$, 晶界厚度 $n = 1 \text{ nm}$ 时, 晶界的体积分数小于 0.03%, 此时晶界对最佳掺杂浓度的影响几乎可以忽略, 所以激光陶瓷与激光单晶的曲线几乎完全重合. 在不考虑透光率等其他因素的情况下, Nd³⁺:YAG 激光陶瓷晶体在连续抽运条件下的 Nd³⁺ 最佳掺杂浓度 x 约为 2.1 at%, 而 Lu 等^[21,22] 通过对粒径约为 $10 \mu\text{m}$,

晶界厚度约为 1 nm 的 Nd³⁺:YAG 激光陶瓷晶体进行试验, 得到掺杂浓度为 1 at%, 2 at% 时斜率效率分别为 24.8%, 55.4%. 可以看出掺杂浓度由 1 at% 增加到 2 at% 时斜率效率呈上升趋势, 理论推导符合该趋势.

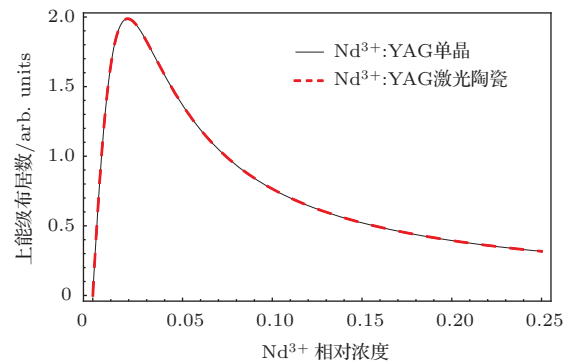


图 1 连续抽运条件下 Nd³⁺:YAG 激光陶瓷 ($m = 10 \mu\text{m}$, $n = 1 \text{ nm}$) 及激光单晶上能级布居数与掺杂离子浓度的关系

3.2 Nd³⁺:YAG 激光陶瓷与 Nd³⁺:YAG 单晶掺杂浓度的比较

为了在制备过程中增加气孔排放通道及使晶体的致密度更好, 一般要求晶粒要做到很小. 现有制备手段已经可以将粒径限制到 100 nm 左右, 晶界厚度小于 10 nm ^[3]. 为了更好地符合现有制备工艺及对比更加明显, 我们取粒径 $m = 100 \text{ nm}$, 晶界厚度 $n = 10 \text{ nm}$,

$$K = \frac{0.91}{1 + 2.35x_g}. \quad (22)$$

将所得数据及 (18), (20), (22) 式代入 (19) 式可以得到连续抽运条件下激发态布居数与 Nd³⁺ 离子浓度的关系, 如图 2 所示.

理论计算 Nd³⁺:YAG 单晶在连续抽运条件

下最大上能级布居数约为2.0 arb.units^[5]. 而由图2可以看出, 在不考虑透光率等因素影响的情况下, Nd³⁺:YAG激光陶瓷的最大上能级布居数约为3.6 arb.units, 说明在同为最佳掺杂浓度的情况下Nd³⁺:YAG激光陶瓷($m = 100$ nm, $n = 10$ nm)的上能级布居数大大多于Nd³⁺:YAG单晶的上能级布居数, 即Nd³⁺:YAG激光陶瓷的抽运效率更高. 并且在掺杂浓度约为0.5 at%—6.5 at%的较大范围内, Nd³⁺:YAG激光陶瓷($m = 100$ nm, $n = 10$ nm)的上能级布居数都要大于Nd³⁺:YAG激光单晶的最大上能级布居数2.0 arb.units. 从微观结构分析, 激光陶瓷晶界处的原子排列较松散, 这样在晶界处即使较高浓度的掺杂也不会出现因为激活离子距离很近而发生的交叉弛豫现象.

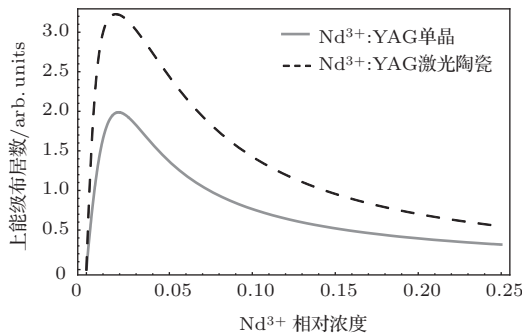


图2 连续抽运条件下Nd³⁺:YAG激光陶瓷($m = 100$ nm, $n = 10$ nm)及激光单晶上能级布居数与掺杂浓度的关系

将所得数据及(18), (20), (22)式代入(16)式, 可以得到脉冲宽度分别为20, 40, 60 μ s条件下, Nd³⁺:YAG激光陶瓷($m = 100$ nm, $n = 10$ nm)上能级布居数与Nd³⁺掺杂浓度的关系, 如图3(a)所示, 图3(b)为Nd³⁺:YAG单晶上能级布居数与Nd³⁺掺杂浓度的关系.

由图3可以看出, Nd³⁺的最佳掺杂浓度是随着脉冲宽度而变化的. 脉冲宽度分别为20, 40, 60 μ s时, Nd³⁺的最佳掺杂浓度分别为5.2 at%, 4.8 at%, 3.8 at%, 即脉冲宽度越窄, 最佳掺杂离子浓度越大, 这在理论上也是很好理解的.

值得指出的是, 不论是连续抽运还是脉冲抽运条件下, 相同掺杂浓度下Nd³⁺:YAG激光陶瓷的上能级布居数都是高于Nd³⁺:YAG激光单晶, 也就是说, 在相同掺杂浓度下, Nd³⁺:YAG激光陶瓷的抽运效率要高于Nd³⁺:YAG激光单晶的. 较

高的最佳掺杂浓度及在较大掺杂浓度范围内可以维持较高的上能级布居数是激光陶瓷优于单晶的一个很重要的特点, 特别是在随着制备工艺的提高, 激光陶瓷的实际掺杂浓度已经越来越高于单晶的实际掺杂浓度的趋势下, 这个特点显得尤为重要.

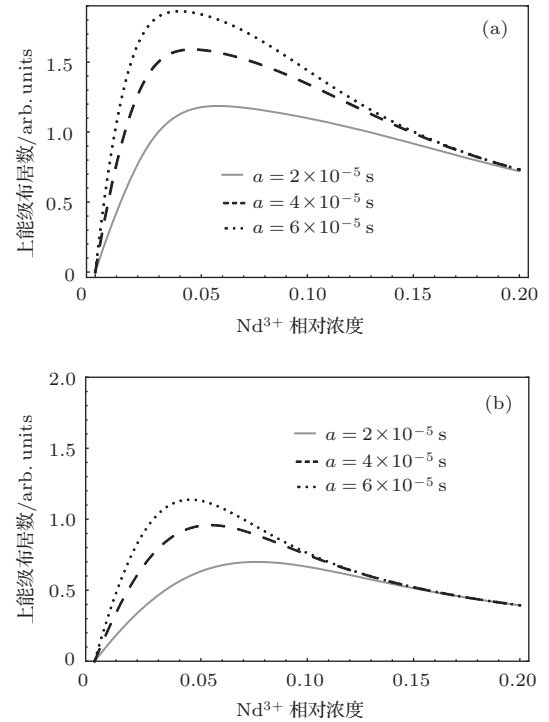


图3 脉冲抽运条件下Nd³⁺:YAG激光陶瓷($m = 100$ nm, $n = 10$ nm)和Nd³⁺:YAG单晶激发态布居数与掺杂浓度的关系 (a) Nd³⁺:YAG激光陶瓷; (b) Nd³⁺:YAG单晶

4 结 论

利用晶体荧光衰减曲线和晶界特性, 获得了激光陶瓷晶体的离子掺杂浓度与其上能级布居数的关系式. 并以Nd³⁺:YAG激光陶瓷为例进行分析得到: 1) 粒径 $m = 10$ μ m, 晶界厚度 $n = 1$ nm时, Nd³⁺:YAG激光陶瓷晶体的上能级布居数与浓度的关系曲线符合实验得到的变化趋势, 连续抽运条件下理论最佳掺杂浓度约为2.1 at%; 2) 粒径 $m = 100$ nm, 晶界厚度 $n = 10$ nm时, 不论是在连续抽运还是在脉冲抽运条件下, Nd³⁺:YAG激光陶瓷上能级布居数在较大掺杂浓度范围内都大于Nd³⁺:YAG单晶的最大上能级布居数, 并且在相同掺杂浓度情况下其上能级布居数总是多于Nd³⁺:YAG单晶. 这说明在连续或脉冲抽运条件下, Nd³⁺:YAG激光陶瓷不但在较大的掺杂浓度

范围内抽运效率要优于Nd³⁺:YAG激光单晶的最高抽运效率,而且在相同掺杂浓度下其抽运效率总是高于Nd³⁺:YAG激光单晶.

参考文献

- [1] Ikesue A, Kinoshita T, Kamata K, Yoshida K 1995 *J. Am. Ceram. Soc.* **78** 1033
- [2] Choubey A, Vishwakarma S C, Ali S, Jain R K, Upadhyaya B N, Oak S M 2013 *Opt. Laser Technol.* **51** 98
- [3] Li J, Pan Y B, Zeng Y P, Liu W B, Jiang B X, Guo J K 2013 *Int. J. Refract. Met. Hard Mater.* **39** 44
- [4] Mariola O R, Jeffrey W, Li H F, Yan L A, Joseph S, Gary L M, Dierolf V, Liu Z W, Ikesue A, Robert L B, Venkatraman G 2008 *Opt. Express* **16** 5965
- [5] Hu X, Hong F Y, Wu L N 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 2002 (in Chinese) [胡晓, 洪方煜, 邬良能 2002 物理学报 **51** 2002]
- [6] Huang L L, Zeng X B, Chen J Q 1994 *J. Zhejiang Univ. Sci.* **28** 584 (in Chinese) [黄莉蕾, 曾宪标, 陈继勤 1994 浙江大学学报 **18** 584]
- [7] Yang Q H, Xu J, Su L B, Zhang H W 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1207 (in Chinese) [杨秋红, 徐军, 苏良碧, 张红伟 2006 物理学报 **55** 1207]
- [8] Voron'ko Y K, Mamedov T G, Osiko V V, Prokhorov A M, Sakun V P, Shcherbakov I A 1976 *Sov. Phys. JETP* **44** 251
- [9] Forster T 1948 *Ann. Phys. (N.Y.)* **2** 55
- [10] Burshtein A I 1972 *Sov. Phys. JETP* **35** 882
- [11] Privis Y S, Smirnov V A, Shcherbakov I A 1983 *Sov. J. Quantum Electron* **13** 868
- [12] Caird J A, Ramponi A J, Staver P R 1991 *J. Opt. Soc. Am. B* **8** 1391
- [13] Shi D K 2003 *Foundation of Material Science* (Vol. 2) (Beijing: China Machine Press) pp124–133, 139–141 (in Chinese) [石德珂 2003 科学材料基础 (第2版) (北京: 机械工业出版社) 第124—133, 139—141页]
- [14] Wang Y B, Xu Y, Zhang Y, Yu X, Song G F, Chen L H 2011 *Chin. Phys. B* **20** 067302
- [15] Li H L, Zhang Z, Lü Y B, Huang J Z, Zhang Y, Liu R X 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 047101 (in Chinese) [李泓霖, 张仲, 吕英波, 黄金昭, 张英, 刘如喜 2013 物理学报 **62** 047101]
- [16] Mclean D 1957 *Grain Boundaries in Metals* (Oxford: Clarendon Press) pp116–149
- [17] Jason R T, Christopher A S 2009 *Phys. Rev. B* **79** 094112
- [18] Heather A M, Christopher A S 2013 *Acta Mater.* **61** 2121
- [19] Yang H, Qin X P, Zhang J, Ma J, Tang D Y, Wang S W, Zhang Q T 2012 *Opt. Mater.* **34** 940
- [20] Mezeix L, Green D J 2006 *Int. J. Appl. Ceram. Tech.* **3** 166
- [21] Lu J, Ueda K, Yagi H, Yanagitani T, Akiyama Y, Kaminskii A A 2002 *J. Alloys Compd.* **341** 220
- [22] Lu J, Prabha M, Xu J Q, Ueda K 2000 *Appl. Phys. Lett.* **77** 3707

Theoretical study of optimal doping concentration in laser ceramics*

Li Wei Chen Chang-Shui[†] Wei Jun-Xiong Han Tian Liu Song-Hao

(Laboratory of Nanophotonic Functional Materials and Devices, South China Normal University, Guangzhou 510631, China)

(Received 12 November 2013; revised manuscript received 15 January 2014)

Abstract

The ion-doped ceramic crystal is different from the single crystal in the respect of theoretical calculation method, because of the presence of grain boundaries. The populations at the active levels in both CW and pulsed regimes each as a function of the concentration of active impurities are deduced by means of the luminescence decay curve. Taking the Nd³⁺ : YAG laser ceramic for example, we calculate the optimal doping concentration and compare our calculated results with reported experimental data, showing that our theoretical calculation is in line with the trend of the experimental data, and also we compare our results with the Nd³⁺ : YAG single crystal theoretical data. showing that the ceramic crystal is superior to the laser doped laser crystal in the respect of population.

Keywords: laser ceramic, population of the active levels, optimum doped-concentration, grain boundaries

PACS: 78.20.Bh, 78.20.Ci, 78.60.Lc, 81.05.-t

DOI: [10.7498/aps.63.087801](https://doi.org/10.7498/aps.63.087801)

* Project supported by the National High Technology Research and Development Program of China (Grant No. 2012AA040210).

[†] Corresponding author. E-mail: cschen@aiofm.ac.cn