

文章编号: 0258-7025(2003)04-0334-07

Nd:YAG 晶体生长过程中温度场的数值模拟研究

苏 伟^{1,2}, 钟景昌², 张丽波¹, 岑学员³, 李 林², 赵英杰²

(长春理工大学¹ 计算机科学与技术学院,² 高功率半导体激光国家重点实验室, 吉林 长春 130022)
³ 广州市半导体材料研究所光电子材料中心, 广东 广州 510610

摘要 采用有限差分法对使用 Cz(Czochralski)法生长 Nd:YAG 激光晶体过程中熔体和晶体中的温度场进行数值模拟研究。首先给出了 Nd:YAG 晶体生长系统的数学模型, 然后对上述数学模型进行无量纲化处理, 最后给出相应的边界条件, 使用有限差分法求解上述方程。应用上述方法编制仿真程序, 仿真了改变工艺条件后熔体和晶体温度场的变化情况, 分析了各种工艺条件对温度场变化的影响。

关键词 晶体学; 温度场; 有限差分法; 数值模拟

中图分类号 O 78 **文献标识码** A

Numerical Simulation Study on Field of Temperature During the Growth of Nd:YAG Crystal

SU Wei^{1,2}, ZHONG Jing-chang², ZHANG Li-bo¹,
CEN Xue-yuan³, LI Lin², ZHAO Ying-jie²

¹College of Computer Science and Technology, ²National Key Lab of High-Power Semiconductor Lasers,
Changchun University of Science and Technology, Changchun, Jilin 130022, China

³Center of Optoelectronic Materials, Guangzhou Institute of Semiconductor Materials, Guangzhou, Guangdong 510610, China

Abstract A numerical simulation study on field of temperature in crystal and melt by using FDM (Finite Differential Method) during the growth of Nd:YAG crystal by Cz (Czochralski) method was reported. At first, the mathematical model of the growth of Nd:YAG crystal was given, then the equations with no dimensions were given. Finally, the boundary condition was given and the equations were solved by FDM. The simulation program was given by above method, and then the change of field of temperature in crystal and melt was described by simulation program. The effect of technological conditions on field of temperature in crystal and melt was analyzed.

Key words crystallography; field of temperature; finite differential method (FDM); numerical simulation

1 引 言

高效能固体激光器的研究, 对 Nd:YAG 晶体的质量提出了更高的要求, 要求 Nd:YAG 晶体具有高效率、高质量、低损耗等优点^[1]。

近年来, 晶体生长理论研究的技术和手段也有了很大的发展, 其中最重要的有基于现代计算机技术发展而产生的数学建模和模拟以及晶体生长过程

的实时观察^[2]。通过实验来摸索最佳的生长工艺参数, 其生长周期长, 费用昂贵, 并且浪费资源。随着电子计算机的快速发展, 数值模拟研究法已经成为了解和改进熔体生长技术的重要工具, 它被成功地用于对实验研究的指导和补充。数值模拟可以用较少的费用和较短的时间得出有实际意义的较全面的信息, 从而更快、更好地认识各种现象对晶体生长过

收稿日期: 2002-10-09; 收到修改稿日期: 2002-11-11

作者简介: 苏伟(1967—), 男, 长春理工大学计算机科学与技术学院计算机系副教授, 在职博士, 主要研究方向为光电子材料和器件及其数值模拟和计算机仿真技术、人工智能技术。E-mail: suwei@public.cc.jl.cn

程的影响,为在晶体生长实验中寻求最佳工艺条件提供参考。并通过改进生长系统,选择合理的工艺参数,大大缩短实验周期,提高晶体质量、成晶率,并降低成本。

在结合近年来对对流机理和热辐射机理的认识上取得的研究成果的基础上,通过建立模型、模型变换和模型实验三个阶段对 Nd:YAG 晶体生长进行了数值模拟研究,在数值模拟过程中充分考虑了晶体转速、拉速等对 Nd:YAG 晶体生长的影响,详细准确地描述用 Cz 方法生长 Nd:YAG 晶体的系统中的温度场,并对数值模拟实验结果进行了分析,从而为在晶体生长实验中寻求最佳工艺条件提供参考。

对 Nd:YAG 晶体生长过程中系统温度场研究开始于上个世纪 50 年代^[3],Penning 和 Brice 首先对圆柱对称的温场给出了分析表达式;在此基础上, Jordan 等考虑了提拉速度、传热系数、环境温度等对温度分布的影响。Zalewski 处理了一个与实际边界条件更相符合的有限长圆柱晶体温度场。Duseaux 基于有限元法给出了计算温度场的数值技术, Szabo 处理了非均匀的温度场。曹余惠考虑了熔体热辐射对晶体中温度场的影响。他在文中指出,熔体热辐射被晶体逐渐吸收的过程是光子将能量转移到晶格的过程,用导热微分方程描述晶体中温度场时,把吸收的辐射热当做晶体产生的内热,方程从 Laplace 形式变为 Poisson 形式。

2 Nd:YAG 晶体生长的数学模型

2.1 Nd:YAG 晶体生长装置及其内部热场^[4]

直拉法生长 Nd:YAG 晶体的装置如图 1 所示。

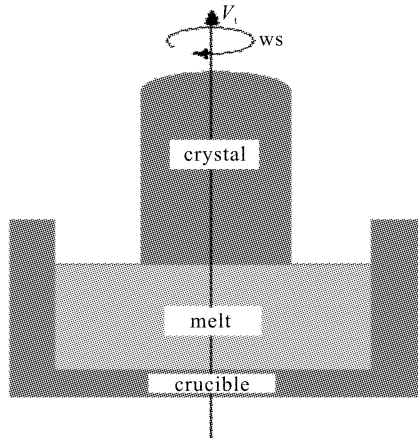


图 1 直拉法生长 Nd:YAG 晶体的生长装置简图

Fig. 1 Schematic setup for growth of Nd:YAG crystal with Cz method

直拉单晶生长的关键是炉膛内要有一个合理的热场,炉膛内的温场由加热线圈和保温系统等组成。这个温场应保证在熔体中不发生均匀成核,在坩埚边缘不会生成非均匀晶核,只允许坩埚中央的籽晶长大。在晶体生长时固-液界面处的温度为 Nd:YAG 的熔点,为了抑制熔体内均匀晶核的形成,必须使熔体的纵向温度梯度大于 0,即熔体内部温度高于熔点;为了避免非均匀成核的形成,必须使熔体的径向温度梯度大于 0,即坩埚壁处的温度高于熔点。

2.2 Nd:YAG 晶体生长系统的数学模型

本系统的数学模型采用流体力学方程的向量形式^[5]

$$\rho \times \left(\frac{\partial v}{\partial t} + v \times \Delta v \right) = -\nabla P + \mu \times \nabla^2 v + \rho \times g \times [1 - \beta_t(T - T_0) + \beta_c(C - C_0)]e_g \quad (1)$$

$$\Delta v = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + v \times \nabla T = a_m \times \nabla^2 T \quad (3)$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} + v \times \nabla C = D \times \nabla^2 C \quad (4)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + V_t \times \nabla T = a_s \times \nabla^2 T \quad (5)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a_c \times \nabla^2 T \quad (6)$$

方程(1)是动量守恒方程,在这里又称纳维-斯托克斯方程,等式左边为惯性力,等式右边为压力、粘滞力、重力,由水平温度差和浓度差引起的浮力之和。方程(2)是连续性方程,因 Nd:YAG 熔体为不可压缩流体,故该式成立。方程(3)是能量守恒方程,又称热传输方程,等式左边为温度对时间的变化率与对流传热之和,等式右边为传导传热。方程(4)是质量守恒方程,又称质传输方程。方程(5)和方程(6)分别为晶体和坩埚中的热传输方程。

在上面的方程中,各符号的意义如下: v 为速度矢量场; P 为压力场; T 为温度场; C 为浓度场; ρ 为熔体密度; μ 为熔体粘滞系数; β_t 为热膨胀系数; β_c 为熔质膨胀系数; T_0 为参考温度; C_0 为参考浓度; a_m 为熔体热扩散率; D 为熔体质扩散率; V_t 为晶体提拉速度; a_s 为晶体热扩散率; a_c 为坩埚热扩散率; e_g 表示该力只作用于重力方向。

上述方程所用到的 YAG 晶体的物性参数见表 1。

表 1 YAG 晶体的物性参数^[6~8]Table 1 The physical quality parameters of YAG crystal^[6~8]

Description	Symbol	Unit	Value
Density of melt	ρ_l	kg/m ³	3600
Thermal conductivity of melt	k_l	W/m · K	4
Specific heat of melt	c_{pl}	J/kg · K	800
Dynamic viscosity of melt	U	kg/m · s	0.046
Melting point	T_m	K	2243
Thermal expansion coefficient of melt	β_l	K ⁻¹	1.8e ⁻⁵
Solute expansion coefficient of melt	β_c	K ⁻¹	1.8e ⁻⁵
Latent heat of fusion		J/kg	455400
Solute diffusion coefficient	D	m ² /s	5.0e ⁻⁸
Density of crystal	ρ_s	kg/m ³	4300
Thermal conductivity of crystal	K_s	W/m · K	8
Specific heat of crystal	c_{ps}	J/kg · K	800

3 仿真模型的建立与分析

3.1 数学模型无量纲化

为了体现纳维-斯托克斯方程中的不同项(对流项、粘性项、压力项等)的影响,需要将方程进行无量纲化,即将任一物理量 ϕ (时间、距离、速度、密度、温度、压力等)除以参考量 ϕ' ,便得到无量纲化物理量 ϕ^* ($\phi^* = \phi/\phi'$),方程变为无量纲形式,此时方程中将出现一些由参考量组成的无量纲化参数,如雷诺数等,这些参数的大小衡量了各种影响(如惯性力影响、压力影响和粘性影响)的相对重要性,不同的流动条件可以通过改变无量纲化参数给定^[9]。

3.1.1 系统选取参考量如下

特征长度为:坩埚外径 rcw

特征速度为:晶体边缘的线速度 $rs \times ws$

特征压力为:压力头 ρv^2 , 即 $\rho \times (rs \times ws)^2$

特征浓度为:Nd 的初始浓度 5.5 at.-%

温度无量纲化表示为: $\Theta = \frac{T - T_c}{T_h - T_c}$

即 $T = \Theta \times (T_h - T_c) + T_c$

即 $T = \Theta \times \Delta T + T_c$

其中, T_h 为坩埚底角最高温度, T_c 为晶体顶部温度。

无量纲算符为

$$V^* = \frac{V}{rs \times ws}$$

即 $V = V^* \times (rs \times ws)$ (7)

$$P^* = \frac{P}{\rho \times (rs \times ws)^2}$$

即 $P = P^* \times \rho \times (rs \times ws)^2$ (8)

$$C^* = \frac{C}{c_{on}}$$

即 $C = C^* \times c_{on}$ (9)

$$\nabla^* = \nabla \times rcw$$

即 $\nabla = \frac{\nabla^*}{rcw}$ (10)

$$\nabla^{*2} = \nabla^2 \times rcw^2$$

即 $\nabla^2 = \frac{\nabla^{*2}}{rcw^2}$ (11)

$$V^* \nabla^* = \frac{V \times \nabla \times rcw}{rs \times ws}$$

即 $V \times \nabla = \frac{V \times \nabla \times (rs \times ws)}{rcw}$ (12)

因考虑的是稳态情形,故方程中关于时间的导数项均为零。即

$$\frac{\partial v}{\partial t} = \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial C}{\partial t} = 0$$
 (13)

将(7)~(13)式分别代入(1)~(6)式,得到无量纲化的方程组:

熔体动量方程:

$$V \times \Delta V = -\nabla P + \frac{1}{Re} \nabla^2 V - \frac{1}{Re^2} (Grt \times \Theta - Grc \times C) e_z +$$

$$\left\{ \frac{1}{F} - \frac{rcw \times g}{(rs \times ws)^2} [\beta_l \times (T_c - T_0) + \beta_c \times C_0] \right\} e_z$$
 (14)

熔体连续性方程: $\nabla V = 0$ (15)

熔体热传输方程: $P_e \times V \times \nabla \Theta = \nabla^2 \Theta$ (16)

熔体质传输方程: $P_{\alpha} \times V \times \nabla C = \nabla^2 C$ (17)

晶体热传输方程: $P_{\alpha} \times e_z \times \nabla \Theta = \nabla^2 \Theta$ (18)

坩埚热传输方程: $\nabla^2 \Theta = 0$ (19)

(14)~(19)式中的无量纲参数及其意义见表

表 2 无量参数及其含义^[5]Table 2 The dimensionless parameters and their meanings^[5]

Description	Symbol	Formula	Meaning
Reynolds number	Re	$\frac{(rs \times us) \times rcw \times \rho}{\mu}$	$\frac{\text{inertial force}}{\text{viscous force}}$
Froude number	F	$\frac{(rs \times us)^2}{rcw \times g}$	$\frac{\text{inertial force}}{\text{gravity}}$
Grashof number	Gr _t	$\frac{g \times \beta_t \times rcw^3}{\nu^2 \times \Delta T}$	$\frac{\text{buoyancy force caused by temperature gradient}}{\text{viscous force}}$
Grashof number	Gr _c	$\frac{g \times \beta_c \times rcw^3}{\nu^2 \times \Delta T}$	$\frac{\text{buoyancy force caused by concentration gradient}}{\text{viscous force}}$
Thermal Peclet number	P _e	$\frac{(rs \times us) \times rcw}{a_m}$	
Solute Peclet number	P _{ec}	$\frac{(rs \times us) \times rcw}{D}$	
Thermal Peclet number of crystal	P _{es}	$\frac{V_t \times rcw}{a_s}$	

3.2 将无量纲化方程化为柱坐标下的分量形式

对于上述系统,可以做以下假设:

1) 系统模型具有旋转对称性,所以可以写成柱坐标系 (r, θ, z) 下的分量形式,且所有关于 ϕ 的偏导数均为 0。

2) 系统为稳态温场,所以温度关于时间 t 的导数均为 0。

在上述假设下,原系统写成柱坐标下分量形式的方程组为^[5]:

动量方程的径向分量:

$$u \frac{\partial u}{\partial R} + v \frac{\partial u}{\partial Z} - \frac{w^2}{R} = -\frac{\partial P}{\partial R} + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial u}{\partial R} + \frac{\partial^2 u}{\partial R^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial Z^2} - \frac{u}{R^2} \right) \quad (20)$$

动量方程的轴向分量:

$$u \frac{\partial v}{\partial R} + v \frac{\partial v}{\partial Z} = -\frac{\partial P}{\partial Z} + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial v}{\partial R} + \frac{\partial^2 v}{\partial R^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial Z^2} \right) - \frac{1}{\text{Re}^2} (Gr_t \times \theta - Gr_c \times C) + \frac{1}{F} - \frac{rcw \times g}{(rs \times us)^2} [\beta_t \times (T_c - T_0) + \beta_c \times C_0] \quad (21)$$

动量方程的切向分量:

$$u \frac{\partial w}{\partial R} + v \frac{\partial w}{\partial Z} + \frac{uw}{R} = \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial w}{\partial R} + \frac{\partial^2 w}{\partial R^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial Z^2} - \frac{w}{R^2} \right) \quad (22)$$

$$\text{连续性方程: } \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (Ru) + \frac{\partial v}{\partial Z} = 0 \quad (23)$$

$$\text{热传输方程: } P_e \left(u \frac{\partial \theta}{\partial R} + v \frac{\partial \theta}{\partial Z} \right) = \frac{1}{R} \frac{\partial \theta}{\partial R} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial R^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Z^2} \quad (24)$$

$$\text{质传输方程: } P_{ec} \left(u \frac{\partial C}{\partial R} + v \frac{\partial C}{\partial Z} \right) = \frac{1}{R} \frac{\partial C}{\partial R} + \frac{\partial^2 C}{\partial R^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial Z^2} \quad (25)$$

$$\text{晶体热传输方程: } P_{es} \times \frac{\partial \theta}{\partial Z} = \frac{1}{R} \frac{\partial \theta}{\partial R} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial R^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Z^2} \quad (26)$$

$$\text{坩锅热传输方程: } \frac{1}{R} \frac{\partial \theta}{\partial R} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial R^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Z^2} = 0 \quad (27)$$

3.3 用流函数涡度法计算二维流体力学问题

定义流函数 $\Psi = \int u dy - v dx$, 并引入如下代换^[9]

$$u = \frac{\partial \Psi}{\partial y} \quad (28)$$

$$v = -\frac{\partial \Psi}{\partial x} \quad (29)$$

$$\zeta = \frac{\partial u}{\partial Z} - \frac{\partial v}{\partial R} \quad (30)$$

利用上述流函数分别对方程(20)~(25)进行变换,得到:

动量方程:

$$-\frac{\zeta}{R^2} \frac{\partial \Psi}{\partial Z} + \frac{1}{R} \left(\frac{\partial \Psi}{\partial Z} \frac{\partial \zeta}{\partial R} - \frac{\partial \Psi}{\partial R} \frac{\partial \zeta}{\partial Z} \right) - \frac{2\omega}{R} \frac{\partial \omega}{\partial Z} = \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial \zeta}{\partial R} + \frac{\partial^2 \zeta}{\partial R^2} + \frac{\partial^2 \zeta}{\partial Z^2} - \frac{\zeta}{R^2} \right) + \frac{Grt}{\text{Re}^2} \frac{\partial \Theta}{\partial R} - \frac{Gr_c}{\text{Re}^2} \frac{\partial C}{\partial R} \quad (31)$$

(31)对连续性方程(23)式是自动满足的

$$\frac{1}{R} \frac{\partial \Psi}{\partial Z} \frac{\partial \omega}{\partial R} - \frac{1}{R} \frac{\partial \Psi}{\partial R} \frac{\partial \omega}{\partial Z} + \frac{\omega}{R^2} \frac{\partial \Psi}{\partial Z} = \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial \omega}{\partial R} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial R^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial Z^2} - \frac{\omega}{R^2} \right) \quad (32)$$

$$\text{热传输方程: } P_e \left(\frac{1}{R} \frac{\partial \Psi}{\partial Z} \frac{\partial \Theta}{\partial R} - \frac{1}{R} \frac{\partial \Psi}{\partial R} \frac{\partial \Theta}{\partial Z} \right) = \frac{1}{R} \frac{\partial \Theta}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Theta}{\partial R^2} + \frac{\partial^2 \Theta}{\partial Z^2} \quad (33)$$

$$\text{质传输方程: } P_{sc} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial \Psi}{\partial Z} \frac{\partial C}{\partial R} - \frac{1}{R} \frac{\partial \Psi}{\partial R} \frac{\partial C}{\partial Z} \right) = \frac{1}{R} \frac{\partial C}{\partial R} + \frac{\partial^2 C}{\partial R^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial Z^2} \quad (34)$$

3.4 方程离散化

这里所研究的是与时间无关的椭圆型方程。这种物理问题的度量与时间无关,椭圆方程的这一特性规定了其离散方程的代数求解的基本方法,即由于求解区域的各点值是相互影响的,因而各个代数方程必须联立求解。将微分方程中的每一项均用相应差商来代替,就能写出该微分方程在每一网格点的变量 ξ 的差分解 Φ , 不过正因为截断误差和其他形式的误差的存在,求出的差分解 Φ 并非 ξ 的真实解,而是它的近似值。在所研究的微分方程组中,采用哪种差分格式视需要而定,通常向前差分收敛性好,但其精度低,而中心差分精度比较高,但其收敛性差一些。在本工作中对方程的离散采用了前差分格式。

4 仿真实验的设计与结果分析

4.1 仿真试验设计及初始条件设置

应用上述方法编制了仿真程序,仿真了各种不同工艺参数下熔体及晶体中温度场的变化情况,并得出了温度场的剖面图,通过对剖面图的分析,讨论了改变各种工艺参数对晶体生长过程中熔体和晶体温度场变化的影响,以及对晶体质量的影响。

熔体中和晶体中的温度场的剖面图如图 2 所示,上部表示晶体中的温度场分布,下部表示熔体中的温度场分布。在绘图时,采用了矩阵坐标,横轴(i 轴)表示坩埚径向网格点数,纵轴(j 轴)表示坩埚

轴向网格点数,网格点数是根据其无量纲长度取得的。网格径向点数 m , 网络轴向点数 n 作为输入参数,由用户在程序运行时给出,其参考值均为 80, 据此可计算出对应的无量纲网格间距

径向无量纲网格间距 $dr =$

$$\frac{\text{坩埚外径的无量纲长度 } wrcw}{\text{网格径向点数 } m}$$

轴向无量纲网格间距 $dz =$

$$\frac{(\text{坩埚厚} + \text{熔体深}) \text{的无量纲长度}}{\text{网格轴向点数 } n}$$

在仿真程序运行过程中,网格径向、轴向无量纲网格间距保持不变,即网格径向点数始终不变,而网格轴向点数随仿真时间而变化,随着仿真时间的增加,熔体所占的网格轴向点数减少,晶体所占的网格轴向点数增多,网格轴向总点数增多。图中所标注的数值表示无量纲温度。

当仿真程序未运行时,熔体所占轴向网格点数为 80, 晶体所占轴向网格点数为 0, 轴向网格总点数为 80。各工艺参数的值选取如下: 晶体转速初值为 $\omega_s = 16$ r/min, 晶体拉速初值为 $v_l = 0.66$ mm/h, 晶体直径 $r_s = 0.06$ m, 坩埚直径 $r_o = 0.12$ m, 熔体的初始深度 $h_l = 0.11$ m, Nd 离子的初始浓度为 $c_{\text{on}} = 5.5$ at.-%, 晶体顶部分温度 $t_c = 1870$ K, 坩埚中线温度 $t_{ms} = 2270$ K, 坩埚底角温度 $t_h = 2300$ K。在仿真过程中,晶体转速和晶体拉速是逐渐下降的。

4.2 熔体和晶体中温度场随仿真时间变化情况

随着仿真时间的增加,熔体深度减小,晶体长度增加。下面分别给出仿真时间 $t_{\text{time}} = 3$ 和 $t_{\text{time}} = 6$

(单位为天)时坩埚中的温度场的剖面图,如图 2 (a),(b)所示。

对比两图不难看出,随着时间的推移,晶体的长度不断增加,熔体的深度不断降低,晶体中的等温线

分布较稀疏,而熔体中等温线分布较稠密,有利于晶体的生长。但此时要注意温度控制,以免固液界面温度过高,引起晶体的回熔。同时要注意晶体中温度场的控制,避免产生热应力,引起晶体开裂。

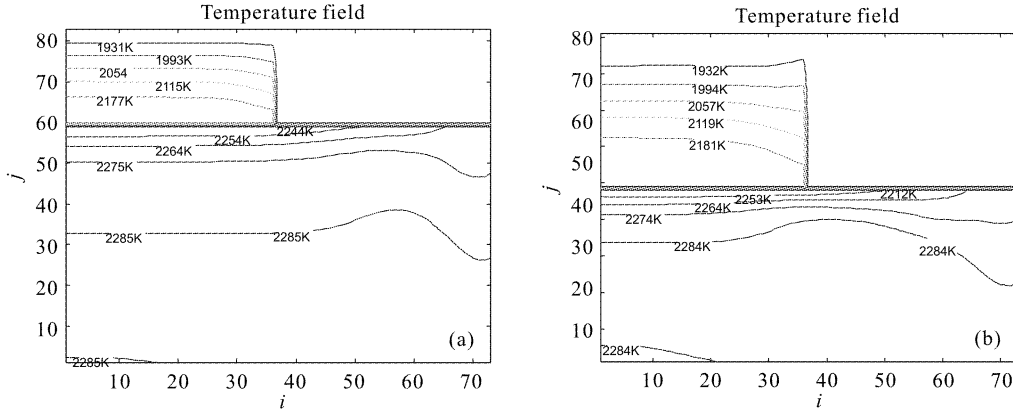


图 2 $t_{time} = 3$ (a)和 $t_{time} = 6$ (b)时的温度场

Fig. 2 Filed of temperature in crystal and melt while $t_{time} = 3$ (a) and $t_{time} = 6$ (b)

表 3 晶体拉速随仿真时间的变化

Table 3 The change of crystal pull speed according to change of imulation time

Time of simulation/day	1	2	3	4	5	6
Pulling speed of crystal	0.75	0.75	0.6	0.6	0.45	0.45

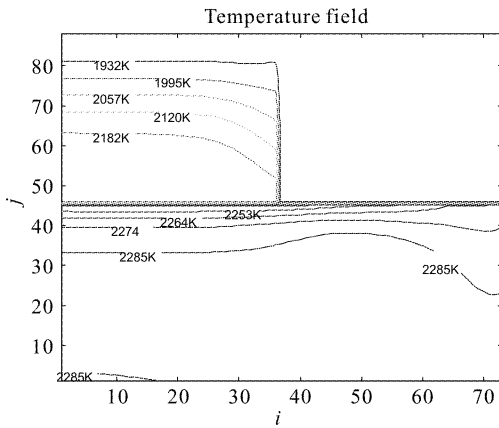


图 3 $t_{time} = 6$ 天, $v_t = 0.75$ mm/h 时的温度场

Fig. 3 Field of temperature in crystal and melt while $t_{time} = 6$ days and $v_t = 0.75$ mm/h

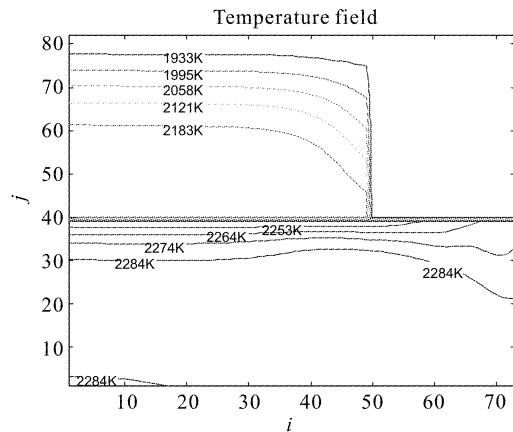


图 4 $t_{time} = 6$ 天, $r_s = 0.08$ m 时的温度场

Fig. 4 Field of temperature in crystal and melt while $t_{time} = 6$ days and $r_s = 0.08$ m

4.3 温度场随晶体拉速变化情况

晶体拉速在一定程度上决定着晶体的生长速度。现改变晶体拉速的初值,其余参数不变,重新计算熔体及晶体中的温度场,以分析晶体拉速对各种场量的影响。将晶体拉速初值由 0.66 mm/h 增加至 0.75mm/h,晶体拉速随仿真时间变化的规律见

表 3。

在这种情况下,当 $t_{time} = 6$ 时,晶体和熔体中的温度场如图 3,4 所示。

当晶体拉速初值升至 0.75 mm/h 时,晶体生长速度加快;固液界面处等温线较稀疏,降低了熔体的过热程度,易产生组份过冷现象,从而导致晶体析

晶,降低晶体质量。

4.4 温度场随晶体直径变化情况

当晶体直径增加时,晶体中等温线分布稀疏,温度分布不均匀,此时最重要的问题是控制晶体中的温度场,避免由于产生热应力而引起晶体开裂。

致谢 本工作得到长春理工大学材料化工学院博士生导师刘景和教授和河北光电技术研究所洪冬梅高级工程师的大力支持和帮助,特此致谢。

参 考 文 献

- 1 Jiang Tengyu, Chen Xiji, Xu Xuezheng *et al.*. Growth technology of fine quality large size Nd:YAG crystals [J]. *Journal of Synthetic Crystals* (人工晶体学报), 1996, **25**(3):205~211 (in Chinese)
- 2 Zheng Yanqing, Shi Erwei, Li Wenjun *et al.*. Status and development of theoretical research in crystal growth [J]. *Journal of Inorganic Materials* (无机材料学报), 1999, **14**(3):321~330 (in Chinese)
- 3 Cao Yuhui. Affect of radiation on temperature distribution and thermal stress distribution [J]. *Journal of Synthetic Crystals* (人工晶体学报), 1998, **27**(1):8~13 (in Chinese)
- 4 Bai Fengzhou, Gu Gencai, Yan Shenghui *et al.*. Growth of large sized Nd:YAG single crystals by MF heating CZ method [J]. *Journal of Synthetic Crystals* (人工晶体), 1987, **16**(1):54~58 (in Chinese)
- 5 Min Naiben. The Physical Foundation of Crystal Growth [M]. Shanghai: Shanghai Press of Science and Technology, 1982. 80~133 (in Chinese)
- 6 Liu Yongcai, Simon Brandon. Interfacial kinetic model for directional growth of garnets [J]. *Journal of Synthetic Crystals* (人工晶体学报), 1999, **28**(1):8~16 (in Chinese)
- 7 Chen Xiji, Zhang Hua, Jiang Tenyu. Growth of Nd:YAG crystal with 45 mm in diameter [J]. *Journal of Synthetic Crystals* (人工晶体学报), 1994, **23**(2):114~119 (in Chinese)
- 8 Koichi Kakimoto, Hiroyuki Ozoe. Heat and mass transfer during crystal growth [J]. *Computational Materials Science*, 1998, **10**:127~133
- 9 Wu Ziniu. The Basic Principles of Computational Fluid Dynamics [M]. Beijing: Science Press, 2001. 8~10 (in Chinese)