

波样耗散结构的空问构成及形成过程¹⁾

贾琛霞* 李凯† 敬成君**²⁾ 有马博史††

* (四川建筑职业技术学院, 德阳 618000)

† (中国科学院力学研究所, 北京 100190)

** (四川大学建筑与环境学院, 成都 610064)

†† (佐贺大学海洋能研究中心, 日本佐贺 840-8502)

摘要 以直拉法单晶生长系统中熔体热对流波样耗散结构为研究对象, 通过大规模数值模拟, 首先获得了不同波数稳定波样流动的耗散结构, 并应用正交分解法抽出了波样耗散结构的基本流动模式, 分析了由基本流动模式形成耗散结构的动力学过程. 结果表明: (1) 构成宏观波样耗散结构的基本流动模式具有明显的规律性: (a) 基本流动模式成组出现, (b) 波数为 n 的波样耗散结构, 每组包含 n 个基本流动模式, (c) 流动基本模式在周向的波数随组序以 n 增加, 在径向由 1 层增至多层; (2) 波样耗散结构宏观上的旋转运动, 是由于不同基本模式的轮番“出演”所致. 研究结果丰富了人们对耗散结构的认识.

关键词 耗散结构, 波样流动, 正交分解, 数值模拟, 晶体生长

中图分类号: O357 文献标识码: A 文章编号: 0459-1879(2010)04-0645-07

引 言

根据非平衡热力学理论: 一个开放的热力系统, 在远离平衡的情况下, 系统可能走向一个结构有序的状态. 这个空间、时间和功能上有序的运动状态就称为耗散结构. 耗散结构普遍存在, 以致自然界丰富多彩. 仅直拉法^[1]晶体生长领域熔体热对流系统中, 自从 20 世纪 70 年代以来, 就发现了大量的耗散结构^[2-20]. 首先 Miller 等^[2]和 Jones^[3]等在 20 世纪 80 年代初, 在稼熔体和水的试验中观察并报导了辐状耗散结构 (spoke pattern), 后来, Yi 等^[4]和 Morita 等^[5]也在其他工质中发现大量辐状耗散结构. 敬成君等^[6]利用数值方法, 从理论上阐明了辐状耗散结构形成的主要不稳定性为 Rayleigh-Marangoni 不稳定性. 在 20 世纪 90 年代初, Miyazawa 等^[7]在有垂直磁场印加的高普朗特数氧化物熔体自由表面观察到螺旋状耗散结构 (spiral pattern), 并进行了一系列报导. 同时, 敬成君等^[8]利用数值方法, 从理论上阐明了螺旋状耗散结构形成的主要不稳定性机理: Rayleigh-Lorentz-Marangoni 不稳定性. 晶体生长系统中更为有名的耗散结构是波样耗散结构

(wave pattern), 它最早由 Wiffin 等^[9]在试验中观察到, 后来 Brandle^[10], Jones^[11-13], Kakimoto^[14-16], Kishida^[17], Seidl^[18], Xiao^[19], Lee^[20] 等进行了很多试验和理论研究, 逐渐揭示了这种耗散结构形成的主要不稳定性机理: Rayleigh-baroclinic 不稳定性. 对于波样耗散结构, Enger 等^[21]通过理论建模, 在数值模拟方面获得成功, 敬成君等^[22]使用更高效的数值方法深入探讨了波样耗散结构的形成过程和条件, 而且, 为研究波样耗散结构形成的稳定性机理, 提出了稳定性正交分解新方法^[23], 为剖析耗散结构三维空间特征提供了工具. 在 thermocapillary 不稳定性起主要作用的环行浅液槽内观察到的热波耗散结构 (Hydrothermal wave pattern) 方面, Schwabe^[24], Garnier^[25] 等利用微重力环境或太空站开展了很多试验. 李友荣等^[26-27]围绕着波样耗散结构也进行了大量的研究. 然而, 迄今为止, 面对如此丰富的耗散结构, 主要的研究都集中在揭示这些耗散结构的稳定性机理或者动力学演变过程上, 很少有研究耗散结构是由怎样的、更小更基本的结构单元构成, 也很少有研究这些更小更基本的结构单元是如何相互作用而形成宏观上有序结构的.

2009-04-09 收到第 1 稿, 2009-11-16 收到修改稿.

1) 国家自然科学基金资助项目 (50876092).

2) E-mail: chengjunjing@126.com

为了准确揭示耗散结构的空问结构, 本研究将使用能解剖复杂流动结构的工具——正交分解法^[23]. 正交分解法是能够从一个复杂系统抽出其构成基本单元的分析方法, 类似于 Fourier 分解法. 关于正交分解法的应用方面, 李凯等^[28] 已有丰富的应用研究经验. 本研究以直拉法氧化物晶体生长系统中波样流动耗散结构为例^[9-20], 使用正交分解法, 揭示耗散结构空问构成的基本单元和由基本单元形成宏观结构的过程, 总结其中的规律.

1 耗散结构系统的模型描述

图 1(a) 为 Cz 氧化物晶体生长系统中熔体热对流的物理模型, 为本文获得耗散结构的系统.

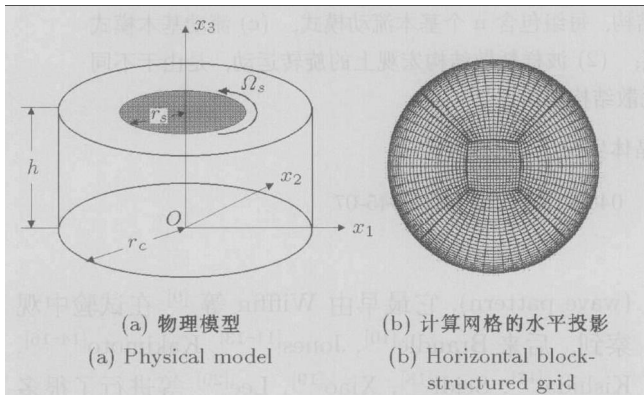


图 1

Fig.1

坩埚半径为 r_c , 高度为 h , 晶体半径为 r_s , 并以 Ω_s 旋转. 熔体为 LiNbO_3 高温融液, 为不可压缩牛顿流体, 其物性已知, 满足 Boussnessqi 假设. 假定熔体由浮力和旋转驱动, 即忽略表面张力的影响, 热对流为层流. 为简化, 假设熔体自由表面和晶体/熔体界面为平坦平面. 坩埚壁为定热流密度加热, 底部绝热, 自由表面辐射放热到温度为 $T_a = 0.9T_m$ 的炉壁, $T_m = 1526\text{ K}$ 为熔体熔点. 为避开圆柱坐标系中心轴 ($r = 0$) 引起的数值处理上的假绕流和计算耗时等问题, 本文采用多块边界适应坐标系, 将熔体分割成 5 块 (如图 1(b)), 每块独立求解, 通过中界面耦合的方式, 使用直角坐标系的质量、动量和能量方程通过坐标变换建立数学模型. 因此, 描写熔体热对流的数学方程及边界条件如下:

基本方程组的张量形式为

$$\left(\frac{\partial \Phi}{\partial \tau} + \frac{\partial U_i \Phi}{\partial X_i} \right) - \frac{1}{R_\Phi} \frac{\partial}{\partial X_i} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial X_i} \right) = S_\Phi \quad (1)$$

其中方程中的变量值见表 1. 表中 $F = Gr\delta_{j3}(T-1)$.

边界条件如下:

晶体 / 熔体界面

$$U_1 = -Re_s R \sin \theta, \quad U_2 = Re_s R \cos \theta, \quad U_3 = 0, \quad T = 1 \quad (2)$$

其中 $R = \sqrt{X_1^2 + X_2^2}$, $\theta = \tan^{-1}(X_2/X_1)$

自由表面

$$\left. \begin{aligned} \partial U_i / \partial X_3 = 0, \quad i = 1, 2, \quad U_3 = 0 \\ -\partial T / \partial X_3 = R_{\text{rad}}(T^4 - T_a^4) \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

坩埚壁面

$$U_i = 0 \quad (i = 1, 2, 3), \quad \partial T / \partial n = q_c \quad (4)$$

底部

$$U_i = 0 \quad (i = 1, 2, 3), \quad \partial T / \partial X_3 = 0 \quad (5)$$

表 1 变量 Φ , 无量纲参数 R_Φ 及源项 S_Φ , S_Φ^*

Table 1 Transport variable Φ , nondimensional parameter R_Φ , source term S_Φ and S_Φ^*

Variable	Φ	R_Φ	S_Φ	S_Φ^*
Mass	1	∞	0	0
Momentum (jth comp.)	U_j	1	$-\frac{\partial P}{\partial X_j} + F$	$-\frac{\partial \xi_k}{\partial X_j} \frac{\partial P}{\partial \xi_k} + F$
Energy	T	Pr	0	0

无量纲参数的定义式为 $Gr = g\beta T_m r_c^3 / \nu^2$, $Pr = \nu / \alpha$, $Re_s = r_c^2 \omega_s / \nu$, $R_{\text{rad}} = \varepsilon \sigma T_m^3 r_c / \lambda$, 其中 $\omega_s = \Omega_s 2\pi / 60$ 为晶体旋转角速度, ε 为熔体表面辐射率, σ 为 Stefan-Boltzmann 常数, λ 为导热系数. 根据 LiNbO_3 熔液物性, 所用无量纲参数为 $Gr = 2.02 \times 10^7$, $Pr = 13.6$, $R_{\text{rad}} = 1.95$, Re_s 随晶体转速变化.

2 波样耗散结构

经过大量大规模数值模拟, 得到图 2 所示波样耗散结构, 它们的波数分别为 $n = 2, 3, 4$. 试验中还观察到更多波数的耗散结构. 图 2 所示波样耗散结构是坩埚中熔体自由表面温度分布的瞬时图. 这些图案不仅在空间结构上有序, 而且时间上也是有规律的, 它们沿逆时针方向随晶体以一定速率旋转, 但旋转速率远比晶体的旋转角速率 Ω_s 低. 它们是在不同的熔体径深比 (h/r_c) 和晶体旋转率 (Ω_s) 下得到的, 其中波数 $n = 4$ 的波样耗散结构的获得条件为

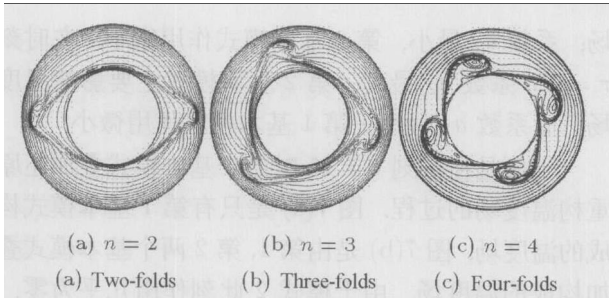


图 2 波样耗散结构

Fig.2 Wave dissipative structure

$h/r_c = 1$, $\Omega_s = 25$ rpm, 而波数 $n = 2$ 和 $n = 3$ 的波样耗散结构的获得条件是 $h/r_c = 0.5$, $\Omega_s = 12$ rpm.

3 波样耗散结构的基本构成单元

首先, 感兴趣的是构成图 2 所示宏观耗散结构的基本单元. 为此, 使用正交分解法解剖耗散结构. 正交分解法是揭示复杂三维流动基本结构的有力工具^[2], 类似傅立叶分解, 它将复杂流动分解成基本单元流动的递加, 这些基本单元流动间满足正交性. 利用正交分解法首先对波数 $n = 2$ 的耗散结构(图 2(a)) 进行正交分解. 供正交分解的样本为 100 个等时间间隔的三维热对流场. 样本的长度和时间间隔经过比较研究证明是妥当的. 图 3 为构成波数 $n = 2$ 耗散结构的前 6 个最主要的基本模式, 它们对构成波数 $n = 2$ 耗散结构的能量贡献见表 2 第 2 列, 6 个基本模式的总贡献约 69.0%. 从图可以看出: 波样耗散结构宏观表象为简单的 2 个波结构, 但构成它的基本结构的波数却要得多, 即宏观的

表 2 基本模式对耗散结构的贡献 (能量)

Table 2 The contribution of the basic modes to the dissipative structures (energy)

No.	(%)	
	2 waves	3 waves
1	23.9	29.3
2	21.8	18.3
3	7.5	17.8
4	6.8	6.0
5	4.5	5.6
6	4.4	2.6

大涡是在许多基本小涡的基础上形成的. 更为有趣的是, 这些基本模式是成对出现的, 从图 3 可见第 1, 第 2 基本模式周向都具有 4 个小涡, 而第 3, 第 4 基本模式都有 8 个小涡, 第 5, 第 6 基本模式有 12 个小涡. 这些基本模式具有明显的规律性: 在周向是规律性以 4 个小涡增加的, 径向则是由 1 层至多层增长的.

图 4 为波数 $n = 3$ 耗散结构最重要的 6 个基本模式. 这 6 个基本模式对构成波数 $n = 3$ 耗散结构的贡献见表 2 第 3 列, 6 个基本模式的总贡献为 68.9%. 与波数 $n = 2$ 耗散结构不同的是, 波样耗散结构宏观表象为简单的 3 个波结构, 但是构成它的基本模式却具有更多小涡, 而且这些小涡是以有序的方式排列, 在周向是规律性以 6 个小涡增加的, 径向则是由 1 层至多层增长的. 它的基本模式是以 3 个为一组出现的, 图 4 的前 3 个基本模式周向有 6 个小涡, 后 3 个有 12 个小涡.

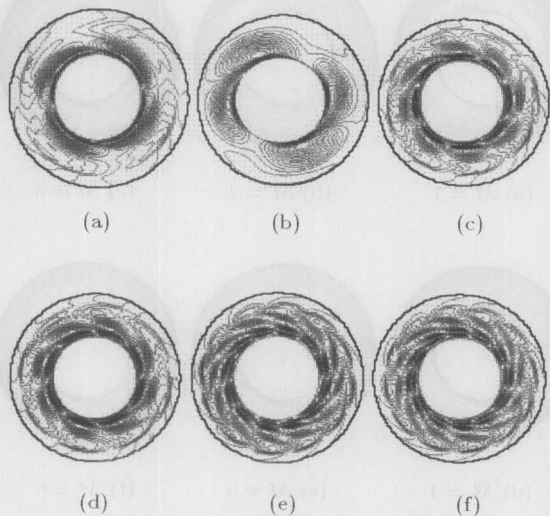


图 3 波数 $n = 2$ 耗散结构前 6 个最主要基本模式

Fig.3 The first six basic modes of the dissipative structure with two-folds

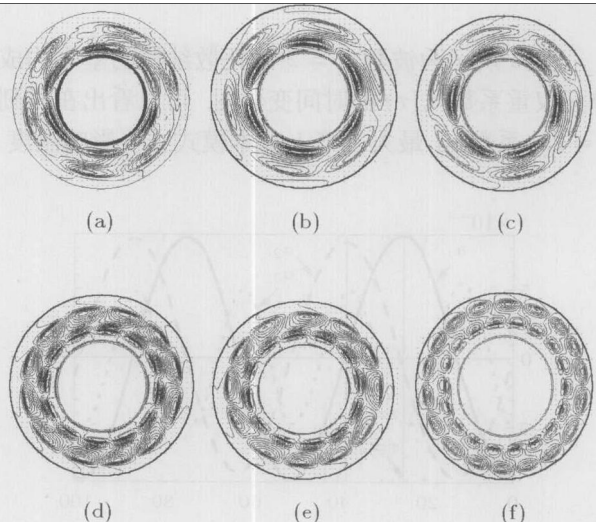


图 4 波数 $n = 3$ 耗散结构前 6 个最主要的基本模式

Fig.4 The first six basic modes of the dissipative structure with three-folds

4 波样耗散结构的形成过程

根据正交分解, 耗散结构的扰动温度场可按基本模式展开如下

$$T(x_1, x_2, x_3, \tau) = T'(x_1, x_2, x_3, \tau) + \bar{T}(x_1, x_2, x_3, \tau) = \sum_{i=1}^M \alpha_i(\tau) \Phi_i(x_1, x_2, x_3) + \bar{T}(x_1, x_2, x_3, \tau) \quad (6)$$

其中, $\Phi_i(x_1, x_2, x_3)$ 为第 i 个基本模式, 它只是空间的函数, $\alpha_i(\tau)$ 为第 i 个基本模式在构成耗散结构时的权重系数, 它只是时间的函数. 耗散结构的原始温度场可以由平均温度场和瞬时温度场按式 (6) 线性重构. 波数 $n = 2$ 和 $n = 3$ 的耗散结构的平均温度场如图 5 所示, 等温线分布为平凡的同心圆. 下面以波数 $n = 2$ 的耗散结构为例, 说明耗散结构是如何由基本构造单元相互作用而形成的.

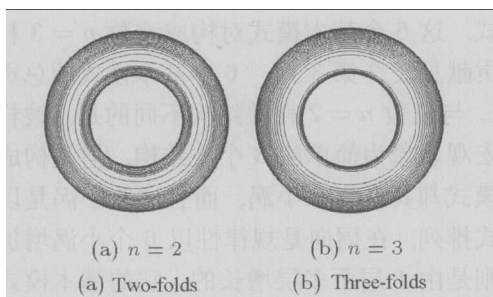


图 5 波样耗散结构的平均温度场

Fig.5 The average temperature filed of dissipative structure

图 6 所示为波数 $n = 2$ 的耗散结构的基本构成单元权重系数 $\alpha_i(\tau)$ 的时间变化图. 可以看出在时刻 $\tau = 25$, 系数 α_1 最大, 第 1 基本模式主要影响温度

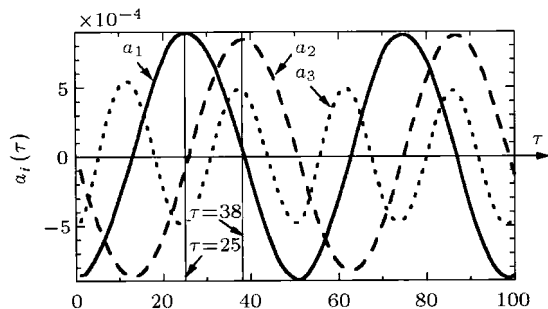


图 6 波数 $n = 2$ 时 α_i 随时间变化图

Fig.6 Time variation of the coefficient $\alpha_i(\tau)$ for dissipative structure with two-folds

场; 系数 α_2 最小, 第 2 基本模式作用微小. 在时刻 $\tau = 38$, 系数 α_2 最大, 第 2 基本模式主要影响温度场, 而系数 α_1 最小, 第 1 基本模式作用微小.

下面是在时刻 $\tau = 25$ 时各个基本模式叠加还原重构温度场的过程. 图 7(a) 是只有第 1 基本模式构成的温度场, 图 7(b) 是由第 1, 第 2 两个基本模式叠加构成的温度场, 由于模式 2 此刻作用几乎为零, 所以图 7(a),7(b) 两图很相似. 图 7(c) 叠加进了前 3 基本模式, 宏观上两个波的特征更加明显, 更逼近图 9(a) 所示的实际温度场. 以后图 7(d)~7(f) 依次多叠加一个基本模式进去, 由于后面的基本模式作用越来越小, 使得这些图看起来差别较小, 但是可以看出后面的图比前面的图更加逼近 $\tau = 25$ 时刻的温度场. 若将前 100 个基本模式全数叠加就可以还原重构温度场.

在时刻 $\tau = 38$ 时, 各个基本模式叠加还原重构温度场的过程也是相同的, 只是从图 6 可以看出第 1 模式影响温度场的作用微小, 所以只由它还原重构的温度场图 8(a) 和平均场图 5(a) 近似. 由第 1, 第 2 个基本模式叠加重构的场如图 8(b), 已经明显具有原温度场图 9(b) 的雏形. 图 8(c)~8(f) 依序递加一个基本模式进去, 也依序更加逼近此时的温度场.

从时刻 $\tau = 25$ 和时刻 $\tau = 38$ 的分析可以看出, 温度场宏观上的转动, 是由于不同基本模式对线性重构温度场作用大小不同即 α_i 的不同所引起的.

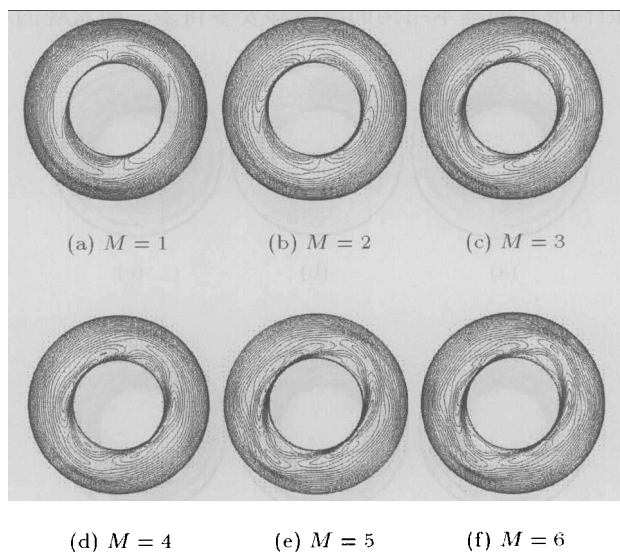


图 7 时刻 $\tau = 25$ 时的重构温度场的前 6 个基本模式

Fig.7 The reconstructed temperature filed at $\tau = 25$ with the first six basic modes

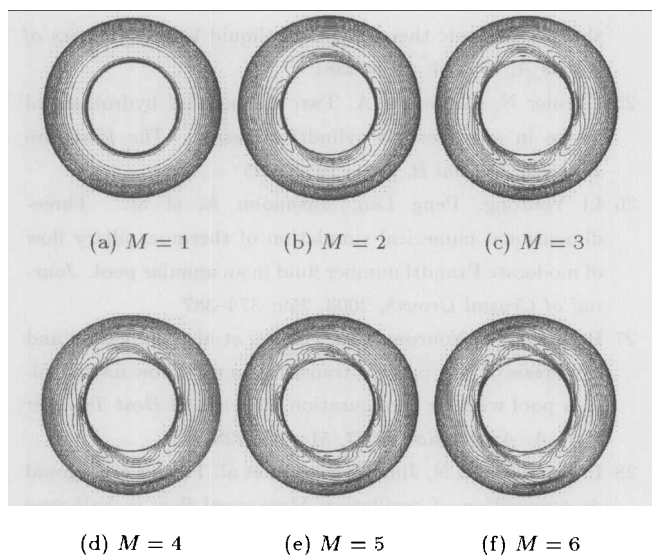
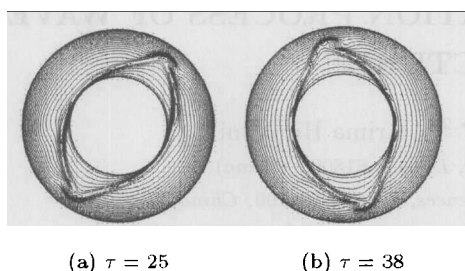
图 8 时刻 $\tau = 38$ 时的重构温度场的前 6 个基本模式Fig.8 The reconstructed temperature field at $\tau=38$ with the first six basic modes

图 9 自由表面温度场

Fig.9 Temperature fields on free surface

5 结 论

获得了典型的波样耗散结构，利用正交分解法抽出波样耗散结构的基本模式。通过分析认识到：耗散结构宏观表象的大结构是许多有序基本小结构此涨彼消形成的，而且由于这些基本结构对原温度场作用的大小不同，宏观上表现出了波样耗散结构的转动。

致谢 本研究是与日本佐贺大学海洋动力研究所合作研究的项目 IOES(接受号 # 08005B)，特此致谢！

参 考 文 献

1 徐岳生. 直拉硅单晶生长的现状与发展. 河北工业大学学报, 2004, 2: 57-63(Xu Yuesheng. The current situation and development of the Czochralski silicon single crystal growth.

Journal of Hebei University of Technology, 2004, 2: 57-63 (in Chinese))

- 2 Miller DC, Pernel TL. Fluid flow pattern in a simulated garnet melt. *Journal of Crystal Growth*, 1982, 57: 253-260
- 3 Jones ADW. Spoke pattern. *Journal of Crystal Growth*, 1983, 63: 70-76
- 4 Yi KW, Kakimoto K, Eguchi M, et al. Spoke patterns on molten silicon in Czochralski system. *Journal of Crystal Growth*, 1994, 144: 20-28
- 5 Morita S, Sekima H, Toshima H, et al. The growth of Al_2O_3 single crystals by the Czochralski method. *Journal of Ceramic Society of Japan*, 1993, 101: 108-112
- 6 Jing Chengjun, Yasuhiro S, Miyazawa Y, et al. Three-dimensional numerical simulation of spoke pattern in oxide melt. *Journal of Crystal Growth*, 1999, 200 (1-2): 204-212
- 7 Miyazawa Y, Morita S, Sekiwa H. Flow in oxide melts in a high magnetic field. *Journal of Crystal Growth*, 1996, 166: 286-290
- 8 Jing CJ, Imaishi N, Yasuhiro S, et al. Three-dimensional numerical simulation of rotating spoke pattern in oxide melt under a magnetic field. *Journal of Heat and Mass Transfer*, 2000, 43: 4347-435
- 9 Whiffin P, Bruton T, Brice J. Simulated rotational instabilities in molten bismuth silicon oxide. *Journal of Crystal Growth*, 1976, 32: 205-210
- 10 Brandle CD. Simulation of fluid flow in $Gd_3Ga_5O_{12}$ melt. *Journal of Crystal Growth*, 1977, 42: 400-404
- 11 Jones ADW. An experimental model of the flow in Czochralski growth. *Journal of Crystal Growth*, 1983, 61: 235-244
- 12 Jones ADW. The temperature field of a model Czochralski melt. *Journal of Crystal Growth*, 1984, 69: 165-172
- 13 Jones ADW. Flow in a model Czochralski melt. *Journal of Crystal Growth*, 1989, 94: 421-432
- 14 Kakimoto K, Nicodeme P, Lecomte M, et al. Numerical simulation of molten silicon flow: comparison with experiment. *Journal of Crystal Growth*, 1991, 114: 715-725
- 15 Kakimoto K, Watanabe M, Eguchi M, et al. Ordered structure in non-axisymmetric flow of silicon melt convection. *Journal of Crystal Growth*, 1993, 126: 435-440
- 16 Kakimoto K, Watanabe M, Eguchi M, et al. Flow instability of the melt during Czochralski Si crystal growth: dependence on growth condition; a numerical simulation study. *Journal of Crystal Growth*, 1994, 139: 197-205
- 17 Kishida Y, Tanka M, Esaka H. Appearance of a baroclinic wave in Czochralski silicon melt. *Journal of Crystal Growth*, 1993, 130: 75-84
- 18 Seidl A, Mcord G, Muller G, et al. Experimental observation and numerical simulation of wave patterns in a Czochralski silicon melt. *Journal of Crystal Growth*, 1994, 137: 326-334
- 19 Xiao Q, Derby JJ. Three-dimensional melt flows in Czochralski oxide growth: high-resolution, massively parallel, finite element computations. *Journal of Crystal*

- Growth*, 1995, 152: 169–181
- 20 Lee YS, Chun CH. Prandtl number effect on traveling thermal waves occurring in Czochralski crystal growth. *Advanced Space Research*, 1999, 24: 1403–1408
- 21 Enger S, Basul B, Breuer M, et al. Numerical study of three-dimensional mixed convection due to buoyancy and centrifugal force in an oxide melt for Czochralski growth. *Journal of Crystal Growth*, 2000, 219: 144–152
- 22 Jing Chengjun, Tsukada T, Hozawa M, et al. Numerical studies of wave pattern in an oxide melt in the Czochralski crystal growth. *Journal of Crystal Growth*, 2004, 265: 505–517
- 23 Jing Chengjun, Liu Xuliang, Lin S, et al. An application of proper orthogonal decomposition to the stability analysis of Czochralski meltflows. *Journal of Crystal Growth*, 2007, 306: 166–176
- 24 Schwabe D, Moller U, Schneider J, et al. Instabilities of shallow dynamic thermocapillary liquid layers. *Physics of Fluids A*, 1992, 4: 2368–2381
- 25 Garnier N, Chiffaudel A. Two dimensional hydrothermal waves in an extended cylindrical vessel. *The European Physical Journal B*, 2001, 19: 87–95
- 26 Li Yourong, Peng Lan, Yasunobu A, et al. Three-dimensional numerical simulation of thermocapillary flow of moderate Prandtl number fluid in an annular pool. *Journal of Crystal Growth*, 2003, 259: 374–387
- 27 Peng Lan, Li Yourong, Liu Yingjie, et al. Bifurcation and hysteresis of flow pattern transition in a shallow melt silicon pool with Cz configuration. *Numerical Heat Transfer Part A, Application*, 2007, 51: 211–223
- 28 Li Kai, Imaishi N, Jing Chengjun, et al. Proper orthogonal decomposition of oscillatory Marangoni flow in half-zone liquid bridges of low-Pr fluids. *Journal of Crystal Growth*, 2007, 307: 155–170

(责任编辑: 何漫丽)

SPATIAL COMPOSITION AND FORMATION PROCESS OF WAVE DISSIPATIVE STRUCTURE¹⁾

Jia Chenxia* Li Kai† Jing Chengjun**²⁾ Arima Hirofumi††

*(*Sichuan College of Architectural Technology, Deyang 618000, China*)

†(*Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)

**(*College of Architecture and Environment, Sichuan University, Chengdu 610064, China*)

††(*Institute of Ocean Energy, Saga University, Saga 840-8502, Japan*)

Abstract Since the theory of dissipative structures has been proposed, many researches on them were performed. However, these studies mostly focused on the thermodynamic theory, laws and stability of dissipative structures, few studies were carried out on the basic structure-cells and their interaction in the dissipative structures. Since 1970's, different dissipative structures (patterns) have been found in crystal growth system, such as spoke patterns, rotating spoke patterns and wave patterns. In this paper a famous wave dissipative structure was investigated, observed in the melt thermal convections in Czochralski (Cz) crystal growth system. The wave patterns with different wave numbers n are obtained numerically in a Cz oxide melt thermal convection system with crucible radius $r_c = 100$ mm and crystal disc radius $r_s = 50$ mm. The oxide melt is filled in a rest crucible, whose aspect ratio is $r_c : h$ (radius: height). The motion of the oxide melt is induced by sidewall heating of the crucible and a rotating disc. The disc has a common axis with the crucible and just contacts with the free surface of the oxide melt. The rotating rate of the disc is Ω_s . The governing equations of LiNbO_3 melt flows were solved by a block-structured boundary-fitted-coordinate method. To ensure the correct coupling of pressure and velocity fields, the well-known momentum interpolation technique of Rhie and Chow was applied. For the convective term, QUICK scheme was applied. A pressure - correction equation is derived according to SIMPLE algorithm. By changing $r : h$ and Ω_s , numerical simulations are conducted to obtain stable n -folded

Received 9 April 2009, revised 16 November 2009.

1) The project supported by the National Natural Science Foundation of China (50876092).

2) E-mail: chengjunjing@126.com

wave patterns. Proper orthogonal decomposition (POD) is applied to extract the basic modes of the n -folded wave patterns ($n = 2, 3, 4$ in the present paper). According to POD, the basic modes are optimal structures to form the parental n -folded wave patterns and consist of many small-scale vortexes in general. In the present paper some interesting findings are achieved: (1) n -folded wave dissipative structure is made up of many small-scale basic modes; (2) basic modes appear in groups; (3) each group has n similar basic modes but of different phase angle; (4) with the increase of group order, the number of the vortex in the basic modes increases by twice. The contribution of the basic modes to form the parental dissipative structure is different and time-dependent. The macroscale wave dissipative structure is found to be formed by the alternative appearance and disappearance of the basic modes. These results enrich the knowledge of dissipative structure.

Key words dissipative structure, wave pattern, proper orthogonal decomposition, numerical simulations, crystal growth