

LHPG晶纖生長方法之空間微非對稱性模擬分析*

Simulation and Analysis of LHPG Crystalline fiber Growth Under Asymmetrical Perturbations*

陳平夷¹ ■ 黃恩萍¹ ■ 羅家堯²

*一〇〇年十一月二十五日在本會一百年年會宣論之論文

¹ 美和科技大學珠寶系

² 國立臺灣海洋大學光電科學研究所

在對稱的條件下，微浮動熔區流場呈現對稱雙渦流分佈，然而當擾動增加時，雙渦度流場會由對稱到傾斜，最後流場震盪呈現不穩定。我們的目的是藉由探討雷射加熱基座法 (laser-heated pedestal growth, LHPG) 生長晶纖時，在架設原棒與籽晶於基座位置上，所發生的軸向微量偏移而造成之空間擾動，致使熔區重力場與二氧化碳雷射加熱環偏斜，對熔區形狀 (固液與氣液介面) 與流場分佈造成影響。進而探討水平LHPG微浮動熔區晶體生長的可行性。兩種偏移之影響，在經由鈮鋁石榴石(Yttrium Aluminum Garnet, YAG)材料以不同縮徑比、原棒尺度、表面張力、熱毛係數評估分析後，加熱環偏移明顯影響固液介面形狀與熔區內部流場之對稱性。只要加熱環盡可能對稱條件下，較大之重力場偏移對熔區影響是有限的。因此在材料物性與原棒尺度許可條件下，水平LHPG 微浮動熔區晶體生長是可行的。

三維非對稱模擬系統架構是加入縮徑與加熱的條件，修改Lan 的熱毛細流熔區程式，其數值方法是應用有限體積法，其網格並經體適網格轉換。為了提升模擬的仿真度與呈現更真實的物理涵義，均先行完成熔區形狀與實驗比對。在經驗上，空間擾動約可控制在3度範圍。直徑為500微米，縮徑比0.5為基準，比對縮徑比降至0.25與原棒尺度降至300微米的熔區內流場分佈。最後我們也以原棒直徑為1000微米，重力場垂直於晶體生長方向時，模擬LHPG水平生長之方式，進一步讓我們評估與分析。

關鍵字： 熱傳、流場、雷射加熱基座法、單晶成長、鈮鋁石榴石

When under symmetrical conditions, microfloating zone showed symmetrical double eddy flow field. However, when perturbation increased, the double eddy flow field became skewed and finally unstable flow field. This study investigated the influence of molten zone on shape (vapor-liquid and solid-liquid interfaces) and internal heat flow field caused by the tilting of CO₂ laser heating ring and gravity field in LHPG crystalline fiber growth system.

A three-dimensional simulator was used to simulate LHPG crystalline fiber growth system. The simulator incorporated the conditions of diameter reduction ratio and laser heating, and Lan's thermocapillary floating numerical mode. We compared the molten zone shape depicted by the simulator and that from the experiment. The simulation result showed that the double eddy flow field presented tilt in x-y plane at z=0. The flow field vector and equipotential lines of the vertical and horizontal flow field were no longer symmetry at the central axial of the molten zone. The flow field mainly was affected by the laser heating ring deviation and the influence decreased with the source rod scale and diameter reduction ratio. The influence of gravity to the flow field was negligible. We also simulated the growth axis and the gravity field perpendicular to each other under 1000- μ m-diameter source rod. When the surface tension is lowered (~ 500 dyn cm⁻¹) vaporliquid interface drooped in the direction of gravity field, leading to tilt in the solid-liquid

interface. Appropriate heating ring with reverse angle compensation enabled the solid-liquid interface to maintain symmetry, and helped developing LHPG crystal fiber growth with good crystal quality along horizontal direction. **Key words:** A1. Heat transfer, A1. Fluid flows, A2, Laser heated pedestal growth, A2, Single crystal growth, B1. Yttrium compounds

Institute of Optoelectronic Sciences, National Taiwan Ocean University, Keelung 20224, Taiwan

一、簡 介

以LHPG生長晶體光纖具有許多的優點，例如不受坩堝污染與生長快速⁽¹⁾。因此被廣泛的被應用於晶體光纖的製程。對於浮動熔區的計算Robert⁽²⁾ 與三維模擬Lan⁽³⁾ 以及實驗觀測Chen和Hu⁽⁴⁾ 均有詳細探討。另於對稱條件下，先前Chen⁽⁵⁻⁷⁾ 以實驗與二維模擬針對熔區形狀與濃度分佈分析比對亦已提出。然而在製備過程當中，當生長基座架設原棒與籽晶時，位置之固定大部分均以套頭夾具固定，容易造成兩者相對位置微量偏移或傾斜。我們實驗上的經驗認為，此傾斜可控制範圍約在3 度以內。而此範圍所導致重力場與二氧化碳雷射加熱環的偏移，對於某些黏滯性與表面張力較小材料與熔區尺度較大時受重力影響逐漸顯著時，將影響熔區介面形狀與熔區流場之分佈，使得晶纖品質的不穩定。此空間擾動時所造成的加熱環與重力場偏移對熔區的影響，我們希望藉由此模擬分析，釐清兩者對熔區的形狀與流場影響輕重，並將分析結果應用於固液介面控制上，或許某些表面張力較大之材料，重力場較大偏移（接近至水平時）施以加熱環偏移補償得到適當的或對稱的固液介面形狀，將有助於LHPG 水平製程之研發。我們的模擬分析首先是熔區形狀以實驗驗證接近一致，提升模擬仿真度。因此初步滿足質量與能量守恆之條件，此部分並已於2011 年ICAM 研討會發表⁽⁸⁾。LHPG 對稱型態上的微浮動熔區分析我們在之前均已探討⁽⁵⁻⁷⁾。

我們在此篇文章加入縮徑與加熱的條件，部分修改了Lan 的三維的熱毛細流浮動熔區模擬程式^(3,9,10)。而改良後的三維熱毛細微浮動熔區模式是將物理網格系統經由非正交體適網格轉換之計算系統，並利用有限體積限差分法進行模擬。我們藉助模擬程式的結果將可有效的分析模擬結果，探討熔區形狀改變後，內部流場分佈與熱傳特性。

二、實驗方法與數學公式

原棒為摻雜0.5 mol.%鉻之鈮鋁石榴石方棒，其截面積為500×500平方微米，晶軸方向為<111>。生長腔中的加熱源為波長10.6 微米之二氧化碳雷射(Synrad Firestar V40，功率40瓦)，其雷射輸出功率可透過功率衰減器調整。高斯雷射光束在進入生長腔時會先通過一組反射圓錐，而將實心光束轉成環形光束，然後經由傾斜45度之平面鏡將雷射光透過拋物面鏡聚焦在原棒頂端(圖1)。原棒在經由LHPG系統之生長步驟後，可得到直徑小於500微米之晶體光纖。此生長出之晶體光纖又可作為原棒放入LHPG系統，再生長出直徑更細之晶體光纖。由於LHPG加熱方式是以二氧化碳雷射光束經由一系列光學系統架構後，最後以39度環狀投射聚焦於生長腔中心位置。因此我們在雷射加熱方式與縮徑方式等部分修改了Lan有關三維熱毛細流浮動熔區程式，並在x-y平面下，提供重力場傾斜角 $\alpha = 0 \sim 3^\circ$ 與加熱環平面傾斜角 $\theta = 0 \sim 3^\circ$ 範圍作為空間非軸對稱擾動之探討。微型熔區的雷射強度分佈近似為一個非對稱高斯分佈，

$$I_a = A_q x \exp[-\alpha_a (x/\gamma_a)^2] \quad (1)$$

其中 A_q 和 γ_a 分別為高斯分佈在 $x=0$ 位置之振幅及寬度 ($1/e^2$)，而 α_a 為光束形狀因子^(5,7)。我們以鈮鋁石榴石為實驗材料其相關輸入參數與物性如表一⁽¹¹⁾。無因次變數定義如下：進料棒直徑 D_f ，速度 α_m/D_f ，壓力 $\rho_m \alpha_m^2/D_f^2$ ，和熔點溫度 T_m ，其中 α_m 為熱擴散係數而 ρ_m 為熔體密

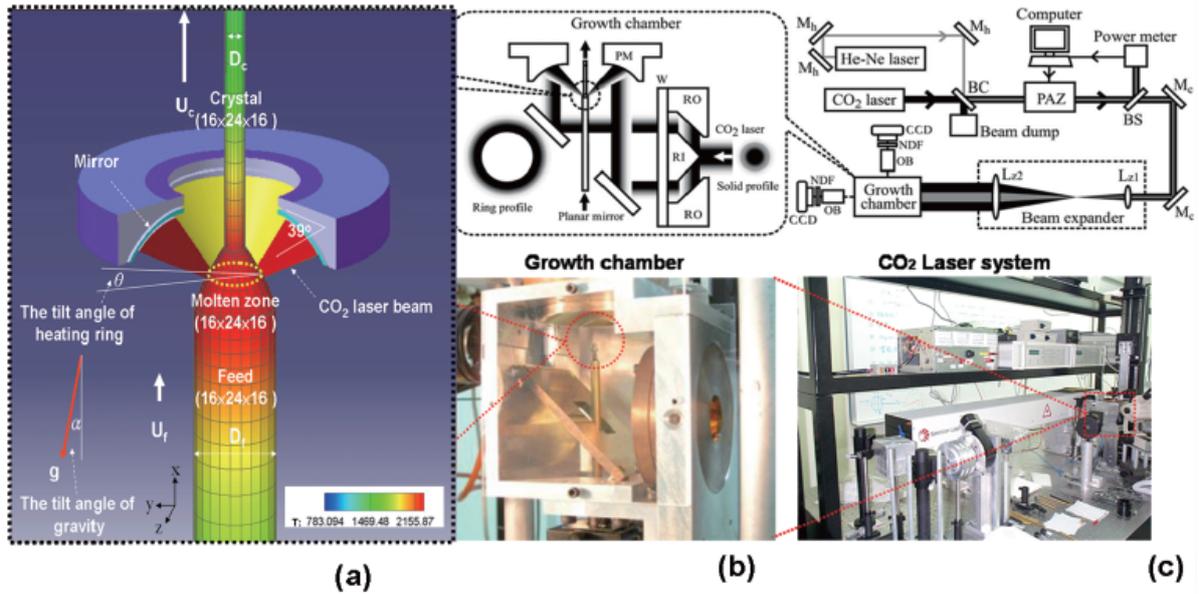


圖1 LHPG實驗與模擬架構，(a)→(c)(尺度由小到大)：(a)全域數值網格由三區塊(熔區+籽晶+原棒)數值網格組成，各區塊網格(徑向×方位×軸向)為16×24×16網點。經模擬所得到全域模擬內部與表面分布圖溫度分布如色標呈現(以徑向90度解剖圖呈現)：色溫標取最高溫與最低溫150等份呈現，高低溫度由紅到藍色。(b)晶體光纖生長艙，(c) LHPG長晶整體架構。其中 M_h 和 M_c 各為He-Ne、CO₂雷射光路反射鏡，BC為分色鏡，BS是分光鏡，PAZ是偏光衰減片，Lz1與Lz2是ZnSe 鏡片，OB是立體顯微觀測系統，NDF是中性濾光鏡，CCD是電荷耦合器，RI是內圓錐反射器，RO是同軸外圓錐反射器，W是ZnSe窗口，PM 是拋物反射鏡， g 是重力場，和 U_{fc} 與 D_{fc} 各如表一所定義。

度。描述熔體中的對流和熱傳輸之穩態控制方程式如下：

$$\nabla \cdot \hat{v} = 0 \quad (2)$$

$$\hat{v} \cdot \nabla \hat{v} = -\nabla P + \text{Pr} \nabla^2 \hat{v} - \text{Pr} R\alpha_T (T-1) \hat{e}_z \quad (3)$$

$$\hat{v} \cdot \nabla T = \nabla^2 T \quad (4)$$

其中 \hat{v} 、 P 和 T 分別為無因次之速度、壓力和溫度。並且， $\text{Pr} = \nu_m / \alpha_m$ 為普朗特數，其中 ν_m 為運動黏度。重力方向 \hat{e}_z 為重力的單位向量，可以對齊($\alpha=0^\circ$)或傾斜($\alpha=3^\circ$)，而 θ 是加熱環平面與水平面之間的角度，其可以從 $\theta=0^\circ$ 到 $\theta=3^\circ$ 間調整(如圖1所示，從生長軸 $z=0$ 處的 x - y 平面上)。此外， T_m 也作為參考溫度。方程式(3)中的相關無因次數 $R\alpha_T$ 為熱瑞利數，其定義如下：

$$R\alpha_T = \beta_T g T_m D_f^3 / \nu_m \alpha_m \quad (5)$$

其中 β_T 為熱膨脹係數而 g 為重力加速度。在晶體(c)和進料棒(f)，只需考慮熱傳：

$$\nu_i \hat{e}_x \nabla T = \nabla \cdot k_i \nabla T, i=(c,f) \quad (6)$$

其中 $k_i = \alpha_i T / \alpha_m$ 為進料棒和晶體的無因次熱擴散係數； α_i 為進料棒($i=f$)和晶體($i=c$)的熱擴散係數。並且， \hat{e}_x 是軸向方向的單位向量。此外，大多數氧化物晶體至紅外線波段都相當不吸收，因此，內部輻射不可忽視。我們對晶體選用最簡單的模型也就是Vizman 等人的非滑動Rosseland 擴散模型⁽¹²⁾。因為送料棒通常是由燒結方法取得，所以假設光學距離短且不透明，熔體也假設是不透明。雖然對內部輻射可以考慮一個更好的模型，但它需要更多的運算時間，不是此次研究的主要關注。然而，在同樣計算機碼的基礎上，如有必要我們可以對輻

射添加一個更複雜的模型。

無滑動條件用於固體邊界的速度上。在自由表面，施加剪切應力平衡：

$$\vec{\tau} : \vec{n}_s^p = M\alpha (\partial T / \partial s) \quad (7)$$

其中 $\vec{\tau} : \vec{n}_s^p$ 為自由表面中 $n-s$ 平面上的剪切應力； \vec{s} 和 \vec{s} 分別為在自由表面的法線和切線單位向量。並且， $M\alpha$ 為 Marangoni 數，定義為：

$$M\alpha = \left| \partial \gamma / \partial T \right| T_m D_f / \rho_m \nu_m \alpha_m \quad (8)$$

其中 $\partial \gamma / \partial T$ 為熔體的表面張力溫度係數。兩個切線方向需要考慮應力平衡。此外，在自由表面和法線的應力平衡 (楊 - 拉普拉斯方程式) 之運動條件 ($\vec{n} \cdot \vec{v} = 0$) 也要滿足，也就是，

$$\vec{\tau} : \vec{n}\vec{n}^p = (2H) B_0 + \lambda_0 \quad (9)$$

其中 $2H$ 為平均曲率， $B_0 = \gamma / (\rho_m g D_f^2)$ 為靜態 Bond 數； γ 為熔體的表面張力。平均曲率的計算方法詳情可在別處找到⁽¹³⁾。此外， λ_0 是一個必須確定之參考項目，以滿足對穩定成長或固定熔體的總體質量守恆之成長的角度限制。對於穩定成長，成長的角度限制需要滿足熔體 / 氣體 / 晶體三界面，也就是，

$$\vec{n}_m^p : \vec{n}_c^p = \cos \phi_0 \quad (10)$$

其中 \vec{n}_m^p 和 \vec{n}_c^p 分別為熔體與晶體表面之單位向量，而三界面線 ϕ_0 為生長晶體具有固定區域半徑所需要的成長角度。然而，靜止項目 λ_0 是用於滿足整體質量守恆， $A_c U_c = A_f U_f$ ，其中 A_c 和 A_f 分別為晶體和進料棒的截面積。

在生長和進料前端的熱邊界條件設定為熱通量平衡：

$$Q|_m - Q|_i + \gamma_c (\nu_i \vec{e}_x) St \cdot \vec{n} = 0, i=(c,f) \quad (11)$$

其中 \vec{n} 為進料或生長界面指向熔體的單位法線向量。 $Q|_m$ 、 $Q|_c$ 和 $Q|_f$ 為分別於熔體、晶體和進料端之無因次總熱通量。並且， γ_c 為晶體對熔體的密度比。斯特凡數 $St \cdot \vec{n} = \Delta H / C_{pm} T_m$ 估計在凝固過程中熔體中的顯熱的熔化熱 ΔH 釋放； C_{pm} 為熔體的比熱。

樣品和環境之間的熱傳是根據沿樣品表面的能量平衡並藉由對流和輻射達成，

$$-\vec{n} \cdot k_i \nabla T|_i = B_i (T - T_a) + \text{Rad}_i (T^4 - T_a^4) - I_a (\vec{n}_m : \vec{b}) f_m \alpha_m, i=(c,m,f) \quad (12)$$

其中 \vec{n} 為樣品表面朝外的單位法線向量， $B_i = h D_f / k_m$ 為 Biot 數，而 $\text{Rad}_i = \alpha \varepsilon_i T_m^3 D_f / k_m$ 為輻射數， h 為熱傳係數， k_m 為熔體的熱傳導係數， σ 為斯特凡波茲曼常數，而 ε_i 為表面的放射率。 T_a 為環境溫度， \vec{b} 為雷射入射之單位向量， f_m 為等效熔體吸收因子，而 α_m 為灰體因子。

上述控制方程式和其相關的邊界條件只能數值求解。Lan 等人⁽¹⁴⁾ 開發一個有效率的有限體積法(FVM) 架構，使用原始變量公式和多重網格加速處理自由和移動邊界的問題。在本研究中，我們使用鈹鋁石榴石作為生長物質並且總是得到穩態結果。兩級網格被使用。而獲得一個穩態解的整體疊代架構很簡單。溫度和速度計算是作為內部疊代。在經過若干內部疊代後，我們經由找出熔點等溫線而決定界面形狀，其中也提供了上下三界面邊緣。然後基於法線上的應力平衡計算彎月面，其中有一個調整局部半徑的外部疊代迴圈，可得到參考壓力以滿足生長的角度或恆定質量的限制和整體質量守恆。疊代將一直持續到所有的變量收斂。詳細描述數值方法則可以在別處找到^(3,5,7)。為減少系統計算之複雜性，在遠離熔區位置，接近原棒與晶纖之兩端點以熱傳導之一維模式近似，如圖1(a) 中1-D 所標示，模擬架構圖全域溫度場模擬結果與二維模式及接近參閱⁽⁷⁾。

表 1 鈮鋁石榴石相關輸入參數與物性

項目	數值	符號 & 單位
團體密度	3.685	ρ_s (g · cm ⁻³)
熔體密度	4.3	ρ_m (g · cm ⁻³)
熔點	2243.2	T_m (K)
熔體 / 固體潛熱	455.5	ΔH (J · g ⁻¹)
固體的熱傳導係數	0.1*	k_s (W · cm ⁻¹ · K ⁻¹)
熔體的熱傳導係數	0.1*	k_m (W · cm ⁻¹ · K ⁻¹)
固體的比熱	1.0*	C_{ps} (J · g ⁻¹ · K ⁻¹)
熔體的比熱	0.39*	C_{pm} (J · g ⁻¹ · K ⁻¹)
表面張力	780*	τ (dyn · cm ⁻³)
熱毛係數	-0.035*	$\partial\gamma/\partial T$ (dyn · cm ⁻¹ · K ⁻¹)
熔體的黏度	0.4	μ_m (g · cm ⁻¹ · s ⁻¹)
熔體的熱膨脹係數	6.5×10 ⁻⁵	β_m (K ⁻¹)
固體的輻射放射率	0.7	s_s
熔體的輻射放射率	0.5	s_m
其他輸入參數		
原棒直徑	0.1, 0.05, 0.03	D_f (cm)
晶體光纖直徑	0.05, 0.025, 0.015, 0.0125	D_c (cm)
進料速率	0.25	U_f (mmmin)
生長速率	1.4	U_c (mmmin)
熱傳係數	1.1×10 ⁻³	h (W · cm ⁻² · K ⁻¹)
環境溫度	500	T_s (K)
等效熔體吸收因子	1.00-1.88	f_m
灰體因子	0.5	α_m
Marangoni 數 (Df=0.1,0.05,0.03)	723.2, 361.6, 216.9	Ma
熱瑞利數 (Df=0.1,0.05,0.03)	48.64, 6.08, 1.31	Ra_T

* 在熔點時

三、結果與討論

由圖2 三維模擬結果均與實驗比對熔區，並與之前二維模擬分析一致後徑行分析。由於微浮動熔區熱傳主控於熱傳導特性，因此熔區內溫度場的分佈，基本上受制於加熱輸入位置，溫度分佈由高溫等溫線轉向兩固態晶體端點的低溫等位線^(5,7)。在LHPG長晶當中要得到完全對稱的架設是有困難的，經驗上3 度以內的空間擾動是可以達成的。此擾動將造成雷射加熱與重力場偏移，加熱環的偏移將造成溫度場對稱性的破壞，致使固液介面位置傾斜不在對稱於中心軸線⁽⁸⁾。而重力場的偏移將造成氣液介面對稱性的破壞，兩者皆會對熔區介面形狀造成影響，然而其機制與影響尺度卻會因材料與原棒尺度大小而明顯不同。其對於熔區內部流場的影響亦會有所區別，而這在實驗觀測中是有困難的。

圖3是我們藉由3維模式模擬在較小輸入功率(上圖)與較大輸入功率(下圖)時，此空間無擾動

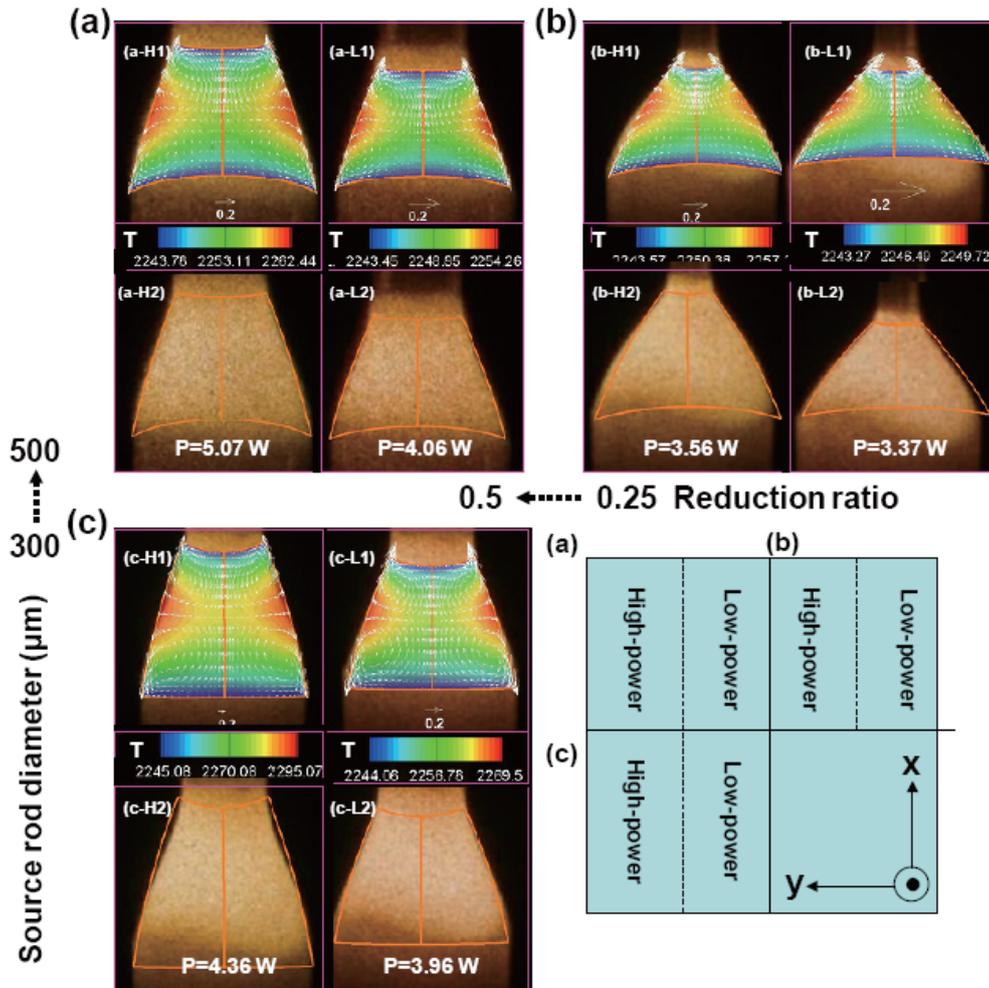


圖2 在 $z=0$ 空間條件下，允許輸入操作功率範圍內(高功率→左圖；低功率→右圖)，實驗熔區形狀與模擬形狀比對(模擬熔區流場與溫度場→上圖；實驗與模擬熔區形狀比對→下圖)：(a)為原棒直徑 $500\ \mu\text{m}$ ，縮徑比0.5，(b)為原棒直徑 $500\ \mu\text{m}$ ，縮徑比0.25，(c)為原棒直徑 $300\ \mu\text{m}$ ，縮徑比0.5。溫度色標取最高與最低溫25等份，流場標準矢量取 $0.2\ \text{cm} \times \text{s}^{-1}$ 。

(圖3(b))時，溫度場與流場分佈與二維模擬結果一致(5,7)。當擾動產生時，加熱環與重力場偏斜3度的情況如圖3(a)。在圖3 為得到最大擾動分析，皆取熔區3 維模擬之 $z=0$ 之 x - y 平面上的剖面圖，背景色標為熔區最高溫與低溫間25等分溫度場分佈，熔區流場分佈如矢量表示，因較無法細微判別，特取速度水平分量(u)最高與最低值25等分表示，其中實線為 $+y$ 方向，虛線為 $-y$ 方向。由於熱毛細流為微浮動熔區流場的主控機制，熔區流場呈現雙渦度型態分佈，因此水平流速相對極大與極小位置，發生於垂直座標位於兩端固液介面與加熱點，與水平座標圍的中央軸線與表面中心點位置處。中央軸線位置為水平流速靜止位置。比較圖3(a) 與(b)，圖3(a) 溫度場分佈與熔區固液介面形狀已明顯偏斜，熔區加熱位置附近， $-y$ 方向之水平速度逐漸超越中線，流場因空間擾動產生不對稱性。此不對稱性，低功率之相對小熔區較高功率之相對大熔區為明顯。在圖4(爾後圖示說明呈現與圖3 相同) 以擾動因素各別設定控制條件，進一步分析此兩個因素之影響尺度。

圖4(a) 說明當加熱環偏移3 度而重力場無偏移時，圖4(b) 說明當重力場偏移3 度而加熱環無偏移時。比較分析發現，圖4(a) 加熱環偏移對熔區固液介面傾斜與流場不對稱影響明顯。在微浮動熔區流場主要受制於質傳流與熱毛細流影響下，自然對流尺度明顯微小(7)。而重力場偏移(圖4(b))則不明顯。僅於較高功率之相對較大熔區時，水平速度分佈有偏移產生。

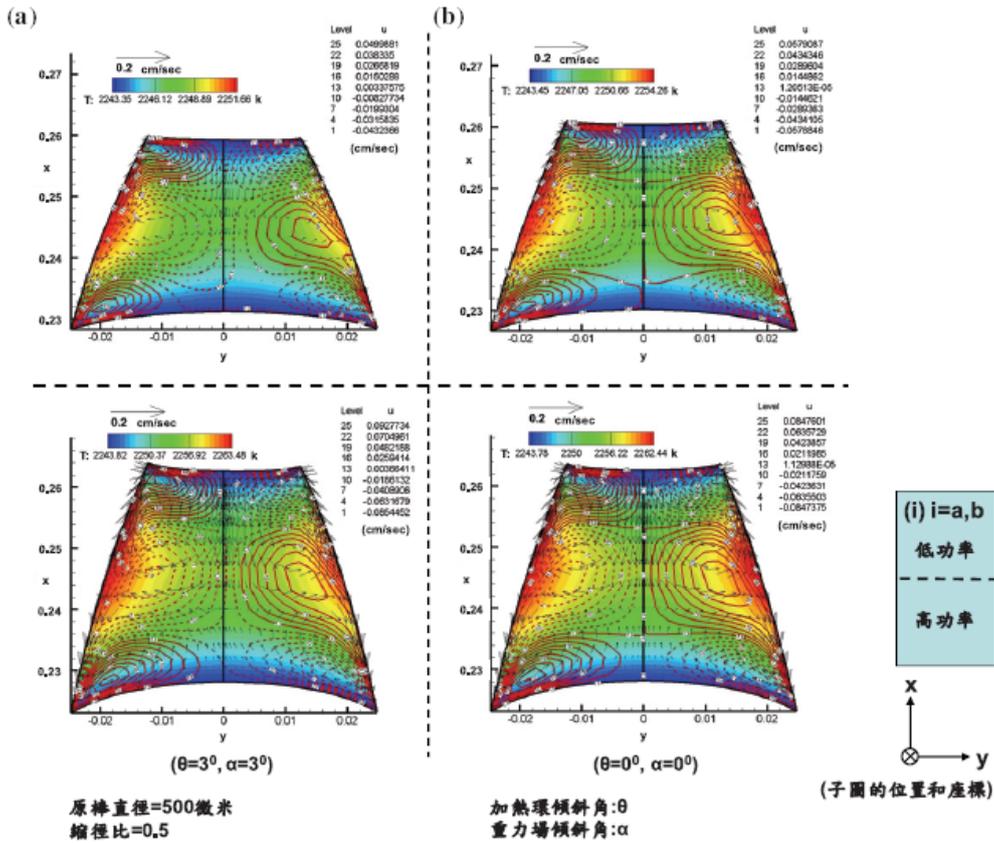


圖3 熔區內溫度和流場分佈在低和高輸入功率下比較(a)有空間擾動；(b)無空間擾動。流場矢量的比例尺為 $0.2 \text{ cm} \times \text{s}^{-1}$ 。

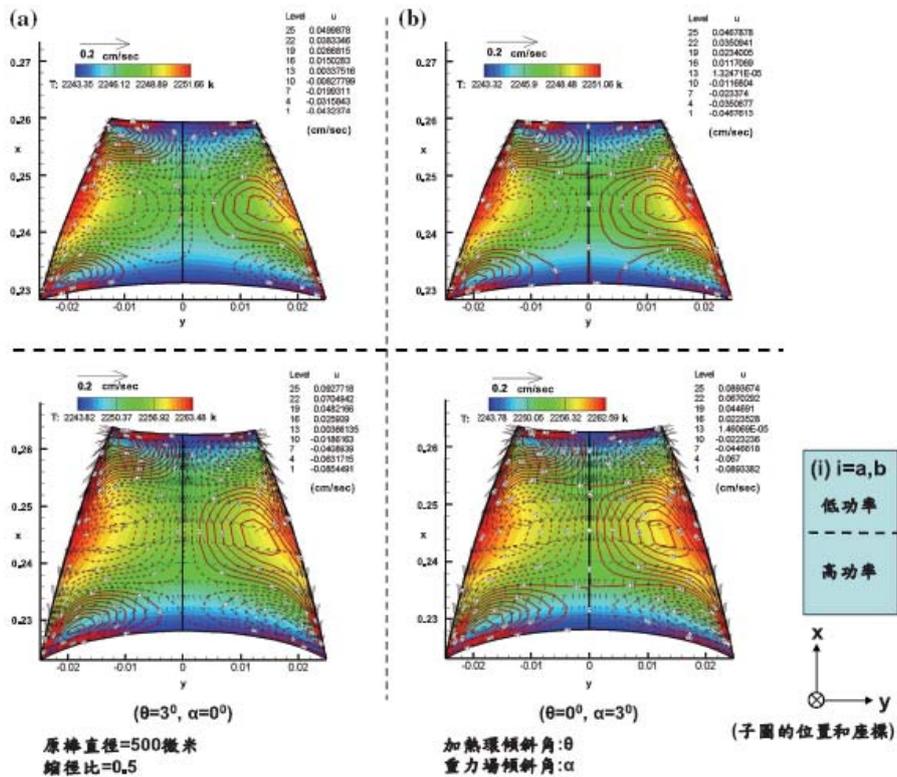


圖4 有空間擾動時熔區內溫度和流場分佈在低和高輸入功率下比較(a)加熱環偏移3度之影響；(b)重力場偏移3度之影響。

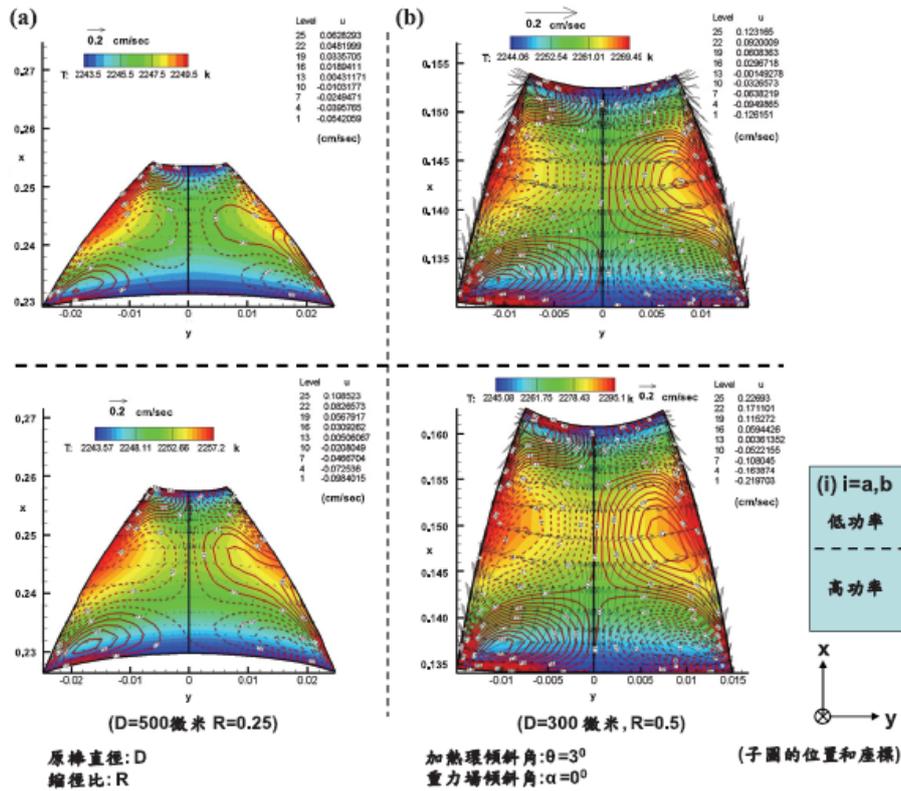


圖5 加熱環偏移3度時熔區內溫度和流場分佈在低和高輸入功率下比較(a) $D = 500$ 微米， $R = 0.25$ ；(b) $D = 300$ 微米， $R = 0.5$ ，其中 D 和 R 分別為原棒尺度與縮徑比。

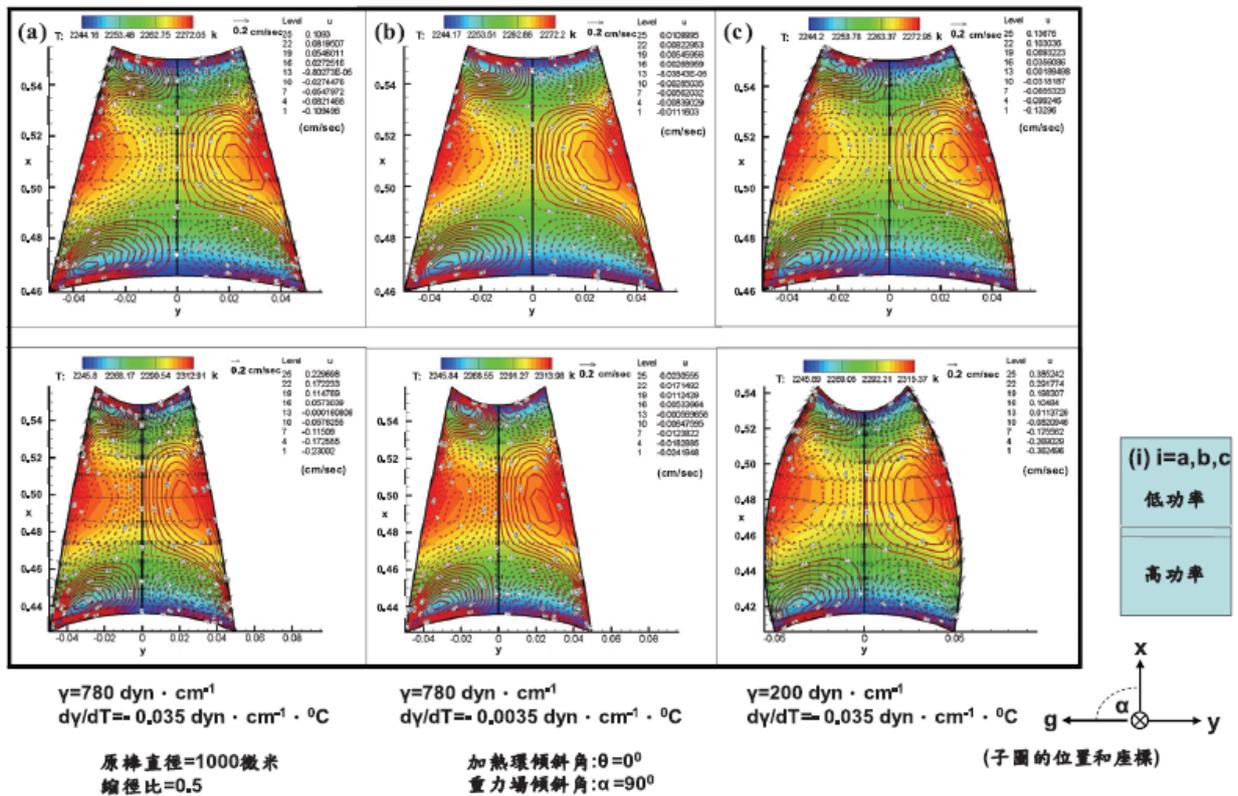


圖6 當重力場垂直於長晶方向，原棒直徑增加至1000微米，熔區內溫度和流場分佈在低和高輸入功率下比較(a) $g = 780$ ， $\text{d}g/\text{d}T = -0.035$ ；(b) $g = 780$ ， $\text{d}g/\text{d}T = -0.0035$ ；(c) $g = 200$ ， $\text{d}g/\text{d}T = -0.035$ ，其中 g 和 $\text{d}g/\text{d}T$ 分別為表面張力與熱毛係數。

圖5對照圖4(a)加熱環偏移3度條件下，進一步分析三個對流機制對於流場分佈的影響。圖5(a)利用縮徑比縮小為0.25 來放大質傳對流尺度，圖5(b) 減小原棒尺度為300微米進一步降低自

然對流尺度。兩圖與圖4(a) 比較發現，熔區水平流速分佈主控於熱毛細流，當質傳對流流速增加時，熔區加熱位置附近，-y方向之水平速度量顯著增加更加造成熔區不對稱性，另外原棒尺度降低重力效應亦降低，熔區形狀更不受重力影響產生偏斜。另外自然對流亦明顯降低對流場偏移影響較不明顯，這由靜與動態Bond 數之數值增加得到證明(5,7)。

然而這正好也可說明當材料物性與原棒尺度許可下，以水平方式形成浮動熔區生長晶纖是可行的。

圖6(a)為重力場垂直於長晶方向，其他相同的物性與輸入參數，縮徑比0.5時，原棒直徑增加至1000微米之熔區形狀與熱流場分佈圖，此時重力效應逐漸顯著，靜與動態Bond數之數值降低，然而熔區形狀與流場分佈受重力場影響不大。圖6(b) 當我們降低熱毛係數一個次數(-0.0035dyn×cm-1×°C⁻¹)熔區形狀仍呈現對稱與(a) 差異不大，在加熱點附近流場之觀察，於-y方向水平流速些微偏移。但當表面張力降至200dyn×cm-1 時，氣液介面以呈現外凸非對稱性(重力場方向之氣液介面較凸出)，間接影響固液介面的對稱性。然而內部流場的雙渦度依然呈現接近對稱之情況。這似乎與加熱環些微不對稱就導致雙渦度傾斜明顯差異。從另一觀點而言，以LHPG水平生長架構生長晶纖，當物性與原棒尺度滿足表面張力可承受之適當原棒尺度下，些微調整加熱環之偏斜角度，將可補償固液介面上因重力場較大偏移所造成的非對稱破壞，因此此生長操作是可行的。

圖6當重力場垂直於長晶方向，原棒直徑增加至1000微米，熔區內溫度和流場分佈在低和高輸入功率下比較(a)g =780，dg/dT =- 0.035；(b)g =780，dg/dT =- 0.0035；(c)g = 200，dg/dT = - 0.035，其中g和dg/dT分別為表面張力與熱毛係數。

四、結 論

系統之熱傳主要機制為熱傳導，由加熱點向兩端傳送。熔區熱對流主要受熱毛細流主控，形成雙渦度流場。熔區形狀受到加熱與重力非對稱擾動之影響，主要依其原棒尺度，其次是功率高低，再者為縮徑大小。對稱之熔區流場為對稱雙渦度流場。當空間擾動發生時會誘發流場傾斜，導致流場的不穩定。當原棒尺度與縮徑增加時，重力與流場應力效應影響增加，熔區擾動亦增加。其影響主要是來自加熱的非對稱擾動影響其次為重力之影響。因此我們由以上分析得知，加熱環的對稱性對熔區流場的影響，明顯的大於重力場的偏斜。這些模擬將有助於LHPG 水平生長技術之研發。

感謝 這項工作經費部分是由國家科學委員會所補助，計畫編號為NSC-96-2221-E-019-021、NSC-100-2116-M-276-001、NSC-101-2218-E-276-001、NSC-101-2632-M-276-001。

參考文獻

- (1) R. S. Feigelson, Journal of Crystal Growth 79 (1986) 669.
- (2) R. E. Green, Journal of Applied Physics 35 (1964) 1297.
- (3) C. W. Lan, Journal of Crystal Growth 247 (2003) 597.
- (4) J. C. Chen, C. Hu, Journal of Crystal Growth 149 (1995) 87.
- (5) P. Y. Chen, C. L. Chang, K. Y. Huang, C. W. Lan, W. H. Cheng, S. L. Huang, Journal of Applied Crystallography 42 (2009) 553.
- (6) C. L. Chang, S. L. Huang, C. Y. Lo, K. Y. Huang, C. W. Lan, W. H. Cheng, P. Y. Chen, Journal of Crystal Growth 318 (2011) 674.

- (7) P. Y. Chen, C. L. Chang, K. Y. Huang, C. W. Lan, W. H. Cheng, S. L. Huang, Japanese Journal of Applied Physics 48 (2009) 115504.
- (8) C. Y. Lo, P. Y. Chen, International Conference on Materials for Advanced Technologies, paper DD3-6, Suntec, Singapore (2011).
- (9) C. W. Lan, B. C. Yeh, Journal of Crystal Growth 262 (2004) 59.
- (10) C. W. Lan, J. H. Chian, Journal of Crystal Growth 230 (2001) 172.
- (11) C. W. Lan, C. Y. Tu, Journal of Crystal Growth 223 (2001) 523.
- (12) D. Vizman, I. Nicoara, G. Muller, Journal of Crystal Growth 212 (2000) 334.
- (13) C. W. Lan, M. C. Liang, International Journal for Numerical Methods in Engineering 40 (1997) 621.
- (14) C. W. Lan, M. C. Liang, Journal of Computational Physics 152 (1999) 55.