

SID



سرویس های ویژه



سرویس ترجمه تخصصی



کارگاه های آموزشی



بلاگ مرکز اطلاعات علمی



سامانه ویراستاری STES



فیلم های آموزشی

کارگاه های آموزشی مرکز اطلاعات علمی



مقاله نویسی علوم انسانی



اصول تنظیم قراردادها



آموزش مهارت های کاربردی در تدوین و چاپ مقاله

اثر نیروهای دورانی بر انتقال حرارت در مدل مذاب چوکرالسکی

رضا فایض^۱ - احسان ریسی^۲ - سمیه احمدی^۳

پژوهشکده لیزر و اپتیک - پژوهشگاه علوم و فنون هسته ای - تهران، صندوق پستی ۱۱۱۳-۱۴۳۹۹۵ - ایران

چکیده

در آرایش چوکرالسکی برای رشد بلور از مذاب اکسیدها، هیدرودینامیک شاره دو ار به نحو تعیین کننده ای انتقال حرارت، به ویژه در همسایگی جبهه انجماد، را تحت تاثیر قرار می دهد. در گزارش حاضر، نتایج حل معادلات ناویر-استوکس دو بعدی و مستقل از زمان، همراه با معادله گرما، در یک مدل "بوتله استوانه ای باز" مورد تحقیق قرار گرفته است. بررسی نقش نیروهای دورانی در برابر جریان های طبیعی (شناوری و مارانگونی) و تاثیر این میدان جریان ترکیبی بر انتقال حرارت به تعیین پارامتر بحرانی حاکم بر موازنه این نیروها می انجامد. نشان داده می شود که به ازای آهنگ چرخش $\Omega = 2.65 \text{ rad/s}$ ، نیروهای دورانی بر میدان جریان تسلط یافته، نقطه تلاقی جریان های جبری و طبیعی از رویه جبهه انجماد به سطح آزاد مذاب منتقل و سیمای هندسی فصل مشترک آماده یک دگرگونی قطعی می شود. این تحولات با تغییر علامت ناهمگنی شار حرارتی از مذاب به بلور و ظهور یک نقطه عطف در نمودار تغییرات شعاعی گرما در فصل مشت رک فازهای جامد و مایع، متناظر است.

Rotational Forces Effect on Heat Transport in a Czochralski Melt Model

Reza Faiez¹, Ehsan Raeesi², Somayeh Ahmadi³

Laser & Optics School, NSTRI, Tehran P.O.Box 143995-1113, Iran

Abstract

Hydrodynamics of an oxide melt affects strongly the heat transport along the crystallization front in a Czochralski growth configuration. Presently, the results of a two-dimensional and steady-state simulation of the Navier-Stokes equations, associated with heat equation, are reported for an "open cylindrical crucible" model. Increasing the intensity of rotational forces against the natural convection (buoyancy and Marangoni), the forced convection effect on the heat flux through the melt boundaries is studied. It is shown that, for the crystal rotation rates $\Omega \geq 2.65 \text{ rad/s}$, the rotational forces dominate the natural convection flow and the contact point of the thermal and rotational flows displaces from the crystallization front towards the melt surface, and so the interface shape is expected to change abruptly. Correspondingly, there is a sharp change in the sign of the heat flux inhomogeneity associated with appearance of an inflection point on the curve of the radial variation of the heat flux through the crystal-melt interface

PACS No.47

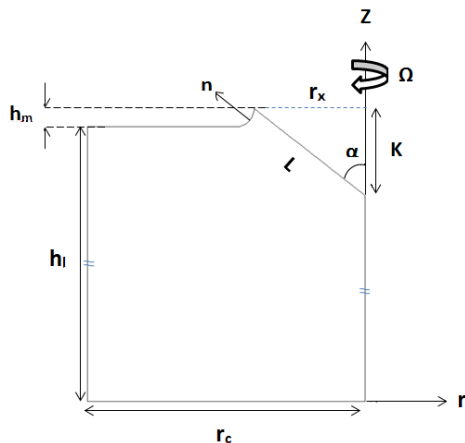
مقدمه

در نتیجه نسبت بین پهنای لایه های مرزی مومنتوم و حرارت، $\delta u / \delta T \approx Pr^{1/3}$ وجود دارد، ناشی می شود. سیمای عمومی جبهه انجماد در رشد بلورهای اکسید به روش چوکرالسکی، مخروطی به سمت مذاب است و پهنای لایه های مرزی در ناحیه پیرامونی به نحو قابل ملاحظه ای کمتر از حوزه مرکزی (در نزدیکی محور تقارن مخروط) است. با توجه به مفهوم لایه مرزی

انتقال حرارت در نظام چوکرالسکی برای رشد بلور از مذاب اکسیدهای دیرگداز نظیر $Gd_3Ga_5O_{12}$ (به اختصار GGG)، (به اختصار GaAs)، تحت تاثیر نیرومند خلاف نیم رساناها (به عنوان مثال، GaAs)، از اختلاف بارزی که بین عدد پراوتل اکسیدها ($Pr > 1$) و نیمه هادی ها ($Pr > 1$) و

شناوری به جریان ناشی از نیروهای دورانی، Gr/Re^2 ، پارامتر حاکم بر هیدرودینامیک سیال چوکراسکی نامیده می شود و انحنای فصل مشترک بلور و مذاب ($\xi_1^+ = \xi_2^+ > 0$) برای فصل مشترک کاو به سمت مذاب را تعیین می کند.

محاسبات مدل بوته استوانه ای باز در این گزارش بر مبنای داده های مرجع [7] برای مذاب $G\text{GG}$ ($T_{mp} = 2023 \text{ K}$) انجام گرفته است. این مدل، امکان بررسی تحولات کمی شار گرما در یک جبهه انجماد مخروطی شکل (با زاویه راس $\alpha = 120^\circ$) به ازای تغییر در شدت جریان جبری، $Re = L^2 \Omega / \nu$ را فراهم می آورد، که در آن $L = r_x / \sin \alpha$ طول یال مخروط است (شکل ۱). در این مدل، دینامیک شار به کمیت های بدون بعد $Ma = 2 * 10^4$ و $Gr = 8.22 * 10^4, Pr = 4.69$ (در شرایط حضور نیروهای مارانگونی، $Ma \neq 0$) مشخص می شود. انتقال حرارت در این نظام از طریق همرفت، هدایت و تابش سطح آزاد انجام می گیرد و از تابش درونی سیال صرف نظر شده است. زاویه رشد برابر 17° [7] و بنابراین ارتفاع هلالی ثابتی برابر 4.5 mm در هندسه مدل حاضر وارد شده است [8].



شکل ۱: مرزهای مذاب در بوته باز چوکراسکی، h_m ارتفاع هلالی، $\mathbf{n} = (n_r, n_z)$ بردار نرمال از سطح آزاد، L طول مولد (یال) و k عمق فصل مشترک (ارتفاع مخروط دوار با زاویه راس 2α) در دستگاه مختصات استوانه ای.

در این مدل، بر پایه یک اختلاف دمای تجربی در رشد بلورهای $G\text{GG}$ به روش تجربی، $\Delta T_{max} = 72^\circ \text{K}$ ، متناظر با گرادیان شعاعی $\partial T / \partial r = 12 \text{ K/cm}$ ، دمای ثابت دیواره بوته، $T_w = T_{mp} + \Delta T_{max}$ و دمای ثابت محیط رشد، $T_a = T_{mp} - \Delta T_{max}$ و کف بوته آدیاباتیک فرض شده است. نسبت

حرارتی (thermal)، بنابراین بیشینه شار گرما در حوزه پیرامونی و کمینه آن در ناحیه مرکزی جبهه مخروطی تجربه می شود. در گزارش حاضر، این ناهمگنی شار حرارتی از مذاب به درون فاز جامد، و اثر میدان جریان شار دوار بر آن، بر پایه یک مدل "بوته استوانه ای باز" مورد تحقیق قرار می گیرد. سوابق موثر تحقیق در رابطه بین هیدرودینامیک شار چوکراسکی و مورفولوژی جبهه انجماد را می توان در مراجع [1-6] پیگیری کرد

مدل شار چوکراسکی

جریان شار در بوته چوکراسکی به دلیل حضور نیروهای وابسته به گرادیان های شعاعی و محوری دما، یعنی نیروهای شناوری و تنش سطحی (مارانگونی)، و نیروهای دورانی ناشی از چرخش بلور در سطح آزاد مذاب (حول محور تقارن) پیچیده است. الگوی رفتار دینامیکی این شار دوار، بنابراین، از یک سو تابع اختلاف دمای رانش سیال، $\Delta T_{max} = T_w - T_m$ و از طرف دیگر تحت تاثیر آهنگ چرخش بلور Ω (rad/s) است. شدت جریان شناوری با عدد گراشوف $Gr = (g\beta/\nu^2)\Delta T_{max}r_c^3$ و یاعددرایلی $Ra = Gr.Pr$ تعیین می شود که در آن g شتاب ثقل، β ضریب انبساط حجمی، ν گرانروی و طول مشخصه r_c شعاع بوته چوکراسکی است و عدد پرانتل $Pr = \nu/\alpha$ نسبت بین گرانروی و ضریب پخش گرمایی مذاب را نشان می دهد. اختلاف دما بین دیواره بوته استوانه ای ساکن ($T_w = cte$) و نقطه ذوب اکسید (T_{mp}) به گرادیان تنش سطحی شار $\gamma_T = -\partial\sigma/\partial T$ و در نتیجه به ظهور جریانی مو سوم به مارانگونی می انجامد. این جریان (از دیواره بوته به سمت فصل مشترک فازهای مایع و جامد) به تقویت حرکت ناشی از نیروهای شناوری، به ویژه در ناحیه مرزی شار می انجامد و شدت آن با عدد مارانگونی $Ma = (\gamma_T/\mu\alpha)\Delta T_{max}r_c$ مشخص می شود که در آن μ گرانروی دینامیک مذاب است. جریان ناشی از نیروهای دورانی، سلول همرفت جبری در خلاف جهت گردش طبیعی و در زیر فصل مشترک فازهای مایع و جامد (CMI) را شکل می دهد و شدت آن با عدد رینولدز $Re = r_x^2 \Omega / \nu$ برآورد می شود. در تعریف یک مدل، r_x/r_c و h_i/r_c مشخصه های هندسی یک آرایش چوکراسکی را به دست می دهند که در آن r_x و h_i به ترتیب شعاع بلور و ارتفاع مذاب است. نسبت شدت جریان

فصل مشترک (A_x) و (A_1) از سطح آزاد مذاب است. شار گرمای ورودی $Q_w = Q_1 + Q_A$ تعریف می شود و معیاری برای دقت محاسبات است. نسبت A_1/A_x برای M_1 و M_2 به ترتیب برابر 0.22 و 0.19 است.

در هر دو شرایط $Ma=0$ و $Ma \neq 0$ (برابر 2×10^4)، کمیت η برای مدل مخروطی M_1 بزرگتر است. این کمیت (η) با تشدید جریان همرفت جبری (و بنابراین کاهش Gr/Re^2) افزایش می یابد. به این دلیل که فصل مشترک مخروط دوار تنش برشی

(Shear) بزرگتری بر مذاب وارد می کند و به ازای هر کمیت دلخواه برای Ω ، همرفت جبری (Re) در مدل M_1 شدت بیشتری (~33%) نسبت به مدل M_2 خواهد داشت. بنابراین با توجه به اینکه سلول گردش ناشی از دوران در ناحیه زیربلور شکل می گیرد، طبعاً کمیت η در مدل مخروطی بزرگتر از M_2 است. در شکل ۲ نشان داده می شود که در هر دو شرایط $Ma=0$ و $Ma \neq 0$ ، با افزایش Ω کمیت η افزایش می یابد.

به ازای یک آهنگ چرخش معین $\Omega > 2 \text{ rad/s}$ همواره $\eta' (Ma=0) < \eta' (Ma \neq 0)$ است. این اختلاف بین η' و η با افزایش سرعت زاویه ای مخروط دوار متناسب است. بدین معنی که $\eta - \eta'$ با تشدید جریان همرفت جبری، افزایش می یابد. مقایسه تفکیکی شار گرما $Q_x(w)$ و $Q_1(w)$ در شرایط $Ma=0$ و $Ma \neq 0$ آشکار می سازد که اثر مارانگونی بر Q_1 به افزایش ثابتی برابر (25.5 ± 1.5) در محدوده $2 \leq \Omega \leq 6$ انجامیده است.

بنابراین تقویت جریان همرفت طبیعی به دلیل حضور نیروهای مارانگونی، در واقع مستقل از تشدید جریان همرفت جبری (در مدل M_1 ، $Re=108.4\Omega$) است. اثر مارانگونی بر افزایش شار گرمای Q_x ($2 \leq \Omega \leq 6$) تفاوت آشکاری نشان می دهد. با افزایش شدت همرفت جبری، Q_x در هر دو شرایط $Ma=0$ و

$Ma \neq 0$ افزایش می یابد، و ورود نیروهای مارانگونی به ازای $\Omega=2 \text{ rad/s}$ به افزایشی برابر 30% در Q_x منتهی می شود. اما تشدید همرفت جبری، این اثر افزایشی نیروهای مارانگونی بر Q_x را به شدت محدود و به ازای $\Omega \approx 4$ ، به صفر کاهش می دهد. بنابراین، افزایش $|\eta - \eta'|$ در مدل M_1 از تغییرات (Ω) Q_x متأثر است.

های هندسی $r_c/h_l = r_x/r_c = 0.5$ از داده های تجربی و تحدب (convexity) فصل مشترک K/r_x برابر 0.58 (برای $\alpha=60^\circ$) است.

معادلات حاکم و شرایط مرزی

بر پایه مفروضات مدل (بوته استوانه ای باز)، معادلات حرکت شار و انتقال حرارت، شامل معادلات پیوستگی، مومنتوم و گرما به ترتیب زیر بیان می شوند:

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (1)$$

$$\rho(\mathbf{u} \cdot \nabla)\mathbf{u} = -\nabla P + \mu \nabla^2 \mathbf{u} + \rho \mathbf{g}, \quad (2)$$

$$\nabla \cdot (\mathbf{u}T) = \alpha \nabla^2 T \quad (3)$$

در این معادلات، بردار سرعت جریان شماره در مختصات استوانه ای، P فشار، T دمای مذاب، \mathbf{g} بردار شتاب ثقل، و ρ جرم حجمی سیال است. برای سرعت جریان در دیواره بوته ساکن ($T=T_w$) و کف آدیاباتیک ($\partial T/\partial z=0$) آن، شرط مرزی $\mathbf{u}=0$ برقرار است. فصل مشترک بلور و مذاب (سطح جانبی مخروط، $T=T_{mp}$) با شرایط $u_r = u_z = 0$ و $u_\theta = r\Omega$ تعریف می شود. در سطح آزاد سیال ($z=h_l; r_x \leq r \leq r_c$) و در حضور نیروهای مارانگونی ($Ma \neq 0$)،

$$u_z = 0, \quad \mu(\partial u_r/\partial n) = -\gamma_T(\partial T/\partial r), \quad \partial u_\theta/\partial n = 0 \quad (4)$$

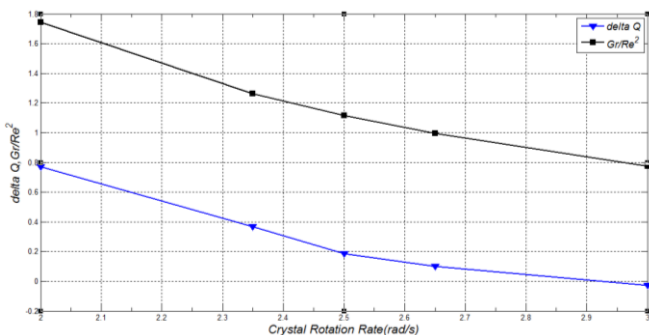
$$\lambda(\partial T/\partial n) = h(T-T_a) + \varepsilon\sigma(T^4 - T_a^4) \quad (5)$$

بردار نرمال از سطح آزاد به سمت محیط رشد $\mathbf{n}=(n_r, n_z)$ به ترتیب ضریب هدایت حرارتی، ضریب گسیل پرتوگرمایی و ثابت استفان-بولتزمن معرفی می شوند. بر خلاف سطح تخت شماره، بردار \mathbf{n} در ناحیه هلالی دارای مولفه شعاعی $n_r \neq 0$ است. روی محور تقارن $u_r = u_\theta = 0$ و $\partial u_z/\partial r = 0$ و $\partial T/\partial r = 0$ است.

نتایج محاسبات مدل چوکراسکی

در شکل ۲، تغییرات نسبت شار خروجی $\eta = (Q_x/Q_1)(A_1/A_x)$ با افزایش آهنگ چرخش بلور (تشدید همرفت جبری) برای دو سیمای هندسی متفاوت جبهه انجماد (مخروطی و تخت)، یعنی مدل های $M_2(\xi=0; K/r_x=0)$ و $M_1(\xi>0; K/r_x=0.57)$ ، و نقش نیروهای مارانگونی در هر کدام از آنها، نشان داده می شود. در این نمودار، Q_1 و Q_x به ترتیب شارهای خروجی از سطوح

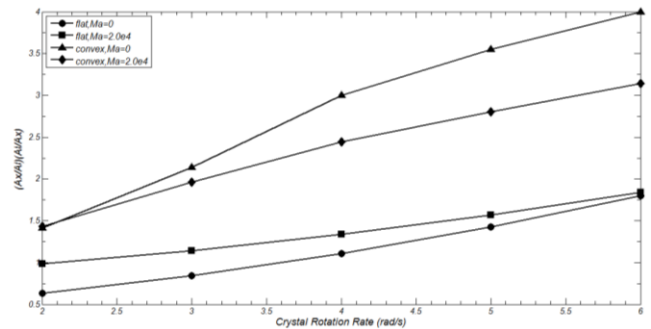
با آهنگ چرخش بلور (افزایش Re و بنابراین کاهش پارامتر حاکم بر میدان جریان ترکیبی، Gr/Re^2) نشان داده می شود. با افزایش $2.65 < \Omega < 2$ ، ناهمگنی شار گرما (ΔQ) از $\sim 80\%$ به حدود 10% و متناظر با آن، پارامتر Gr/Re^2 از 1.75 به 1.00 کاهش می یابد. بنابراین، به ازای $\Omega = 2.65$ ، شدت جریان های جبری و شناوری با یکدیگر برابر و با افزایش بعدی در آهنگ چرخش ($\Omega > 2.65$)، کمیت ΔQ به صفر میل می کند. از نقطه نظر فنی، سرعت چرخش بلور در حدود 25 rpm به ناپایداری فصل مشترک بلور و مذاب می انجامد. از مقایسه پروفایل های شار گرما در مدل M_1 ، می توان نشان داد که با افزایش $2 \leq \Omega \leq 3$ ، تابع $Q_x(r, \Omega)$ از یک سهمی (*quadratic*) به یک تابع درجه سه تبدیل شده و نقطه عطفی در $r = r_x/2$ ظاهر می شود. مدل M_2 چنین تغییری را نشان نداده و راس سهمی $Q_x(r, \Omega)$ بر $r = r_x/2$ انطباق دارد.



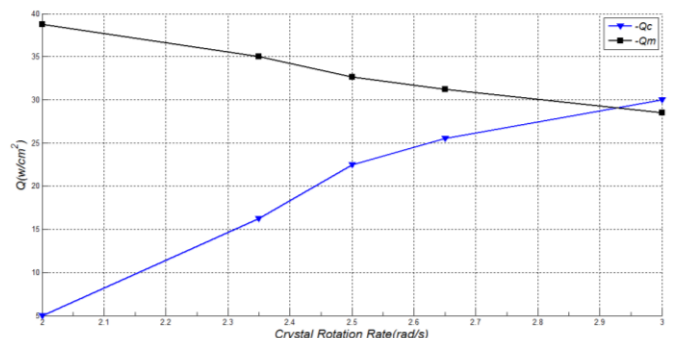
شکل ۴: نمودار کاهش ناهمگنی شار ΔQ در جبهه انجماد و تغییرات نسبت Gr/Re^2 با افزایش آهنگ چرخش بلور (مدل M_1) در شرایط $Ma \neq 0$.

مرجع ها

[1]. V.I. Polezhaev, in: *Crystal Growth Technology*, John Wiley (2003) 155-186.
 [2]. L.Liu, K.Kokimoto, *J.Crystal Growth* 310(2008) 306-312.
 [3]. P.V.Antonov, V.S.Berdnikov, *J.Applied Mech.Tech.Phys.* 53(2012) 860-870.
 [4]. D.Schawbe et al., *J.Cryst.Growth* 265(2004) 494-504.
 [5]. N.A.Verezub et al., *Fluid Dynamics* 30(1995) 510-517.
 [6]. Q.Xiao, J.J.Derby, *J.Cryst.Growth* 139(1994) 147-157.
 [7]. N.Crmograc, H.Wilke, *Cryst.Res.Technol* 44(2009) 581-589.
 [8]. L.L.Kuandykov, P.I.Antonov, *J.Cryst.Growth* 222(2001) 852-861 *Products*; 5th edition, Academic Press. (1994)



شکل ۲: مقایسه تغییرات نسبت شار خروجی η برای مدل های مخروطی (M_1) و تخت (M_2) به ازای $2 \leq \Omega \leq 6$ در شرایط $Ma \neq 0$ و $Ma = 0$. در مدل فصل مشترک تخت دوار (M_1)، همانند مدل مخروطی M_1 ، اثر مارانگونی بر Q_1 ($2 \leq \Omega \leq 6$) به افزایش ثابتی در حدود $(27.5 \pm 1.5)\%$ می انجامد. اما حضور جریان مارانگونی، شار گرمای Q_x را به نحو بسیار موثرتری افزایش می دهد. در مدل M_2 ، با افزایش آهنگ دوران بلور، اگرچه از شدت تاثیر مارانگونی بر Q_x کاسته می شود، اما این اثر همواره بزرگتر از $(27.5 \pm 1.5)\%$ و به ازای $\Omega = 6$ تقریباً برابر آن است.



شکل ۳: نمودار تغییرات شار خروجی از فصل مشترک مخروطی (M_1) در حوزه پیرامونی (Q_m) و حوزه مرکزی (Q_c) تخت (M_2) به ازای $2 \leq \Omega \leq 3$ در شرایط $Ma \neq 0$. در شکل ۳، شار خروجی در حوزه مرکزی (راس مخروط روی محور تقارن) با Q_c (W/m^2) و شار خروجی از ناحیه پیرامونی فصل مشترک (در همسایگی ارتفاع هلالی) با Q_m نشان داده شده اند. با افزایش $2 < \Omega < 3$ کمیت شار Q_c به شدت افزایش و Q_m کاهش می یابد. شدت این تغییرات به ازای $\Omega < 2.5$ و به ویژه برای حوزه مرکزی بلور، بسیار بیشتر از حوزه پیرامونی است. در شکل ۴، کمیت ناهمگنی شار گرما در جبهه انجماد $0 \leq r \leq L$ به صورت $\Delta Q = (Q_m - Q_c) / (Q_m + Q_c)$ تعریف و تغییرات آن

SID



سرویس های ویژه



سرویس ترجمه تخصصی



کارگاه های آموزشی



بلاگ مرکز اطلاعات علمی



سامانه ویراستاری STES



فیلم های آموزشی

کارگاه های آموزشی مرکز اطلاعات علمی



مقاله نویسی علوم انسانی



اصول تنظیم قراردادها



آموزش مهارت های کاربردی در تدوین و چاپ مقاله