

В. С. Бердников, М. А. Кудрявцева

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН
пр. Акад. Лаврентьева, 1, Новосибирск, 630090, Россия

E-mail: ¹ berdnikov@itp.nsc.ru; ² starkmariya@yandex.ru

МОДЕЛИРОВАНИЕ СОПРЯЖЕННОГО ТЕПЛООБМЕНА НА НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ ПРОЦЕССА В МЕТОДЕ БРИДЖМЕНА

Численно исследован сопряженный конвективный теплообмен в плоскодонном графитовом тигле на стадии, предшествующей началу кристаллизации расплава кремния в вертикальном варианте метода Бриджмена. Методом конечных элементов на прямоугольных сетках решена система уравнений термогравитационной конвекции в приближении Буссинеска в переменных температура, функция тока и вихрь в цилиндрических координатах. При фиксированной геометрии расчетной области изучена эволюция пространственной формы течения расплава кремния термогравитационной природы в диапазоне чисел Грасгофа Gr от 1 до $1,3 \times 10^7$. Рассчитаны самосогласованные поля температуры в расплаве, стенках тигля и в газовой прослойке при стационарных граничных условиях.

Ключевые слова: рост кристаллов, метод Бриджмена, сопряженный конвективный теплообмен, численное моделирование, метод конечных элементов.

Введение

В настоящее время исходя из необходимости решения экономических и экологических проблем во всем мире при государственной поддержке развивается рынок солнечной энергетики с темпом роста более 40 % в год [1]. Основная доля производства солнечных батарей приходится на моно- и мультикристаллический кремний, поэтому массовое производство солнечных энергосистем на их основе связано с созданием оптимальных технологий получения кремния, обеспечивающих быстрое преодоление создавшегося дефицита кремния солнечного качества и радикальное снижение его стоимости [2–5]. Один из вариантов новой технологии основан на глубокой очистке металлургического кремния и выращивании из него достаточно качественных блоков мультикремния в плоскодонных тиглях методом Бриджмена [5; 6].

Вертикальный вариант метода Бриджмена – Стокбаргера – один из наиболее распространенных методов выращивания кристаллов из расплавов [7; 8]. Метод Бриджмена разрабатывался и применяется

исходя из предположения, что, охлаждая контейнер с расплавом со дна, можно подавить свободную конвекцию и обеспечить условия роста в диффузионном режиме с плоским фронтом кристаллизации. Но поскольку коэффициенты теплопроводности расплава и материала тигля практически всегда значительно отличаются, то в системе возникают радиальные градиенты температуры, и в гидродинамическом смысле система абсолютно неустойчива [6]. Между перегретым расплавом и растущим кристаллом поддерживается перепад температуры и рассматриваемая система находится в поле силы тяжести, поэтому во всех вариантах технологии развивается плохо контролируемая и практически нерегулируемая термогравитационная конвекция. На современном этапе развития технологии стало ясно, что нужно искать не методы подавления конвекции, а способы управления и даже интенсификации конвективного течения, поскольку необходимо управлять полем концентрации примесей у фронта кристаллизации. В реальной технологии желательна реализация таких условий, чтобы рос крупноблочный слиток с дополнительной очист-

кой от примесей, с минимальным количеством межзёренных границ и наиболее однородным распределением электрофизических характеристик [5; 9–11].

Одна из основных технологических проблем состоит в контроле и управлении температурными градиентами, необходимыми для выращивания кристаллов высокого структурного совершенства и с достаточно высокой скоростью. Задачей физического и численного моделирования является поиск оптимальных распределений температуры в ростовом узле и снижении материальных затрат на дорогостоящий технологический эксперимент. Значительная доля усилий при разработке способа выращивания монокристаллов конкретных веществ затрачивается на создание тепловых условий ведения процесса. Структурное совершенство и бездефектность микроструктуры кристаллов сильно зависят от параметров процесса затвердевания, таких как скорость роста новой фазы, градиенты температуры у поверхности раздела фаз и переохлаждение, градиенты температуры в объеме твердого тела, которыми определяется распределение термических напряжений [8; 11].

Управление тепловыми условиями роста кристалла – сложная задача в силу слабой изученности сопряженных процессов теплообмена между кристаллом, расплавом, тиглем и окружающей средой в ростовой установке [9–11]. Кроме того, плохо исследована взаимосвязь структурного совершенства монокристаллов с процессами теплообмена вблизи фронта кристаллизации. Этим комплексом нерешенных проблем определяется трудность создания

хорошо управляемой, тем более автоматизированной, технологии. Особенно плохо в настоящее время изучены процессы сопряженного конвективного теплообмена в системах «тигель – расплав» и «тигель – расплав – кристалл» в зависимости от теплофизических свойств частей составных систем.

Для оперативного решения методических вопросов технологий целесообразно применять методы физического и численного моделирования гидродинамики и теплообмена. Очевидно, что с помощью численного моделирования можно понять, хотя бы на качественном уровне, суть происходящих сопряженных процессов и резко ограничить диапазон поиска параметров, определяющих условия формирования единственного кристалла – зародыша, затем плоского фронта кристаллизации и роста моноблока. Практически важно найти условия зарождения единственного затравочного кристалла и тем самым создать предпосылки для формирования однородного слитка. В данной работе представлены результаты численных исследований эволюции пространственной формы течения и поля температуры в режиме термогравитационной конвекции для начальной стадии технологического процесса в режиме сопряженного конвективного теплообмена. Цель – определить условия, способствующие зарождению единственного кристалла в центре дна тигля.

Постановка задачи

Проведены численные исследования сопряженного теплообмена в режиме стационарной термогравитационной конвекции, характерной для начальной стадии технологического процесса. Задача решается в осесимметричной постановке для ламинарных режимов течения. Геометрия составной расчетной области изображена на рис. 1. Расплав кремния (Ω_1) заполняет тигель до заданного уровня H , в данном случае равного внутреннему радиусу тигля R_T . Тигель – цилиндрический контейнер из графита марки МПГ-6-1 с одинаковой толщиной стенок и дна (Ω_2). Свободное пространство в тигле – между крышкой и свободной поверхностью расплава кремния – заполнено газом аргоном (Ω_3). Ось симметрии обозначена как Γ_1 .

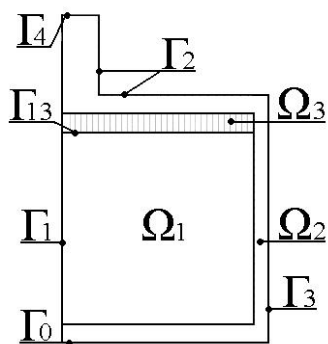


Рис. 1. Схема расчетной области

Свойства используемых материалов

Показатель	Обозначение	Значение
Ускорение свободного падения	g	9,8 м ² /с
Графитовый тигель		
Теплопроводность	λ	95 Вт/(м·К)
Внутренний радиус тигля	R	0,05 м
Динамическая вязкость	μ	8,89·10 ⁻⁴ кг/(м·с)
Коэффициент объемного расширения	β	6,68·10 ⁻⁵ 1/К
Кинематическая вязкость	ν	3,48·10 ⁻⁶ м ² /с
Температуропроводность	a	1,53·10 ⁻⁶ м ² /с
Расплав кремния		
Теплопроводность	λ	67 Вт/(м·К)
Динамическая вязкость	μ	2,3·10 ⁻⁵ кг/(м·с)
Коэффициент объемного расширения	β	3,3·10 ⁻³ 1/К
Кинематическая вязкость	ν	1,5·10 ⁻⁵ м ² /с
Температуропроводность	a	2,24·10 ⁻⁵ м ² /с
Газ аргон		
Теплопроводность	λ	0,018 Вт/(м·К)

Свойства этих материалов представлены в таблице.

Перенос тепла внутри твердых тел осуществляется за счет теплопроводности, в газе и жидкости к теплопроводности добавляется конвекция. Конвективный теплообмен в неизотермической системе описывается системой уравнений Навье – Стокса, дополненной уравнениями энергии и неразрывности среды. Задача решена в безразмерном виде. При переходе к безразмерным уравнениям и граничным условиям в качестве характерной длины выбран внутренний радиус тигля R_T ; масштаб скорости – $V_1 = \sqrt{\beta g \Delta T R}$. Безразмерная температура – $T' = (T - T_0)/(T_1 - T_0)$, где T – температура в конкретной точке потока; T_0 – минимальная температура в системе; T_1 – максимальная температура в системе. Используя метод масштабных преобразований, получим систему безразмерных уравнений, содержащих критерии подобия: $Pr = \nu/a$ – число Прандтля; $Gr = (g \cdot \beta / \nu^2) \Delta T \cdot R_T^3$ – число Грасгофа, где $\Delta T = T_1 - T_0$, β – коэффициент теплового объемного расширения, ν – коэффициент кинематической вязкости расплава; a – коэффициент температуропроводности. Свойства материалов приняты не зависящими от температуры [12–16]. При

оценках значений числа Gr принято значение $R_T = 50$ мм.

Система безразмерных уравнений термогравитационной конвекции в приближении Буссинеска в переменных температура T , функция тока ψ и вихрь ω :

$$\begin{aligned}
 & u \frac{\partial \omega}{\partial r} + v \frac{\partial \omega}{\partial z} - \frac{u\omega}{r} = \\
 & = \frac{1}{\sqrt{Gr}} \left(\frac{\partial^2 \omega}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \omega}{\partial r} - \frac{1}{r^2} \omega \right) - \frac{\partial T}{\partial r}; \\
 & u \frac{\partial T}{\partial r} + v \frac{\partial T}{\partial z} = \\
 & = \frac{1}{Pr \cdot \sqrt{Gr}} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right); \\
 & \omega = \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} - \frac{1}{r^2} \psi; \\
 & \omega = \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial v}{\partial r}; \quad u = \frac{1}{r} \frac{\partial(r\psi)}{\partial z}; \quad v = -\frac{1}{r} \frac{\partial(r\psi)}{\partial r}.
 \end{aligned}$$

Здесь u , v – радиальная и осевая составляющие скорости.

В стационарных режимах расчеты проведены в сопряженной постановке задачи при заданных линейных распределениях температуры вдоль внешней стороны боковой стенки тигля. На границах расчетной области поставлены следующие краевые условия: 1) дно тигля (граница Γ_0) и верх державки (Γ_4) холодные, изотермические ($T_0 = 0$);

2) на боковой стенке тигля (Γ_3) задано линейное распределение температуры от минимальной на нижней кромке дна T_0 до максимальной на верхней кромке внешней стороны стенки тигля (T_1); 3) условия теплоизоляции на верхней границе крышки тигля и на вертикальной образующей державки (Γ_2); 4) условия идеального теплового контакта на границах раздела твердых тел и расплава, твердых тел между собой, расплава и газа; 5) область осесимметричная и Γ_0 – ось симметрии; 6) на границах раздела газа и твердого тела, расплава и твердого тела, газа и расплава для радиальной u и осевой v компонент скорости выполняются условия непротекания и прилипания; 7) на границе раздела газа и расплава (Γ_{13}) задано условие свободной границы (без деформации и без трения).

Методом конечных элементов решались задачи на установление при заданных значениях чисел Грасгофа. При решении была использована равномерная прямоугольная конечноэлементная сетка 45×93 , базисные функции билинейные. В программе реализован итерационный процесс, который при необходимости подставляет нужные значения переменных с предыдущих шагов. При этом сначала находится температура, затем вихрь, потом функция тока. Для расплава принято значение числа Прандтля $Pr = 0,05$.

В данной работе исследована эволюция пространственной формы течения расплава термогравитационной природы с ростом перепада температуры в диапазоне, соответствующем числам Грасгофа Gr от 1 до $1,3 \times 10^7$. Изучена эволюция полей скорости и температуры во всей составной области включая стенки тигля. Исследована связь локальных потоков тепла с особенностями гидродинамики расплава.

Результаты

Плоскодонный вариант метода Бриджмена применяется для выращивания кристаллов мультикремния (кремния солнечного качества) в Институте геохимии СО РАН. Как и при отработке любой технологии выращивания кристаллов, при практической реализации данной технологии возникает проблема восстановления условий роста для понимания влияния гидродинамики расплава и определяемого ею теплового состояния

системы «тигель – расплав» на качество (структурное совершенство) кристалла. В данном варианте технологии выращивания кристалла производится из рафинированного металлургического кремния. Влиянием неоднородного распределения примесей в первом приближении можно пренебречь, поскольку расплав содержит большое количество примесей при оценке с точки зрения требований микроэлектроники, но достаточно мало, чтобы не влиять существенно на зависимость плотности расплава от концентрации примесей. Цель работы состоит в определении полей температуры в придонной области тигля в зависимости от продольного градиента температуры на боковой стенке тигля.

На рис. 2 представлена эволюция изолиний функции тока и изотерм с ростом числа Грасгофа Gr . При малых перепадах температуры на боковой стенке тигля, соответствующих характерным числам Грасгофа Gr от 1 до 2×10^6 (рис. 2, *a, б*), течение имеет одноячеистую структуру и занимает всю область расплава.

Начальный режим, соответствующий $Gr = 1$, в силу очень низкой интенсивности конвективного течения (рис. 3) и его слабого влияния на распределение температуры в расплаве, имеющем свойства жидкого металла, и стенках тигля можно условно считать режимом теплопроводности. Это исходное состояние системы для расчетов в развитых конвективных режимах. Из-за перепада температуры вдоль внешней поверхности боковой стенки тигля возникают радиальный и осевой потоки тепла, что видно по форме изотерм на рис. 2, *a*. Поскольку коэффициент теплопроводности графита почти в два раза больше коэффициента теплопроводности кремния, то за счет притока тепла к периферии дна в нем возникают существенные радиальные градиенты температуры (см. рис. 2, *a*). Охлаждение верхнего торца державки Γ_4 приводит к появлению холодной области в приосевой области на крышке и, как следствие, к локальному охлаждению расплава вблизи оси за счет теплообмена между его свободной поверхностью и крышкой через газовую прослойку. Это приводит к усилению радиального градиента температуры и созданию условий для формирования опускной холодной струи расплава и интенсификации конвективного течения.

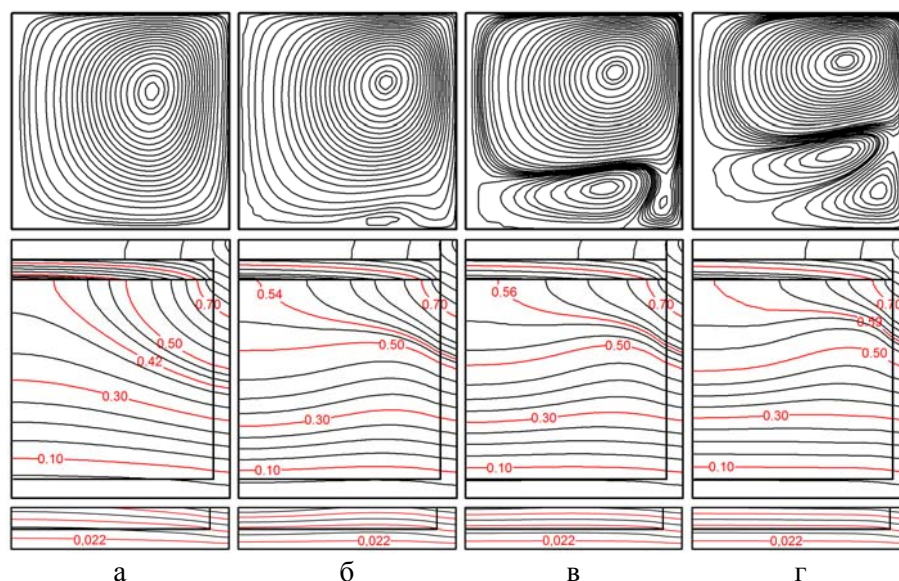


Рис. 2. Эволюция полей изолиний функции тока и изотерм с ростом числа Грасгофа:
 $a - Gr = 1$; $б - 2 \times 10^6$; $в - 4,8 \times 10^6$; $г - 1,3 \times 10^7$

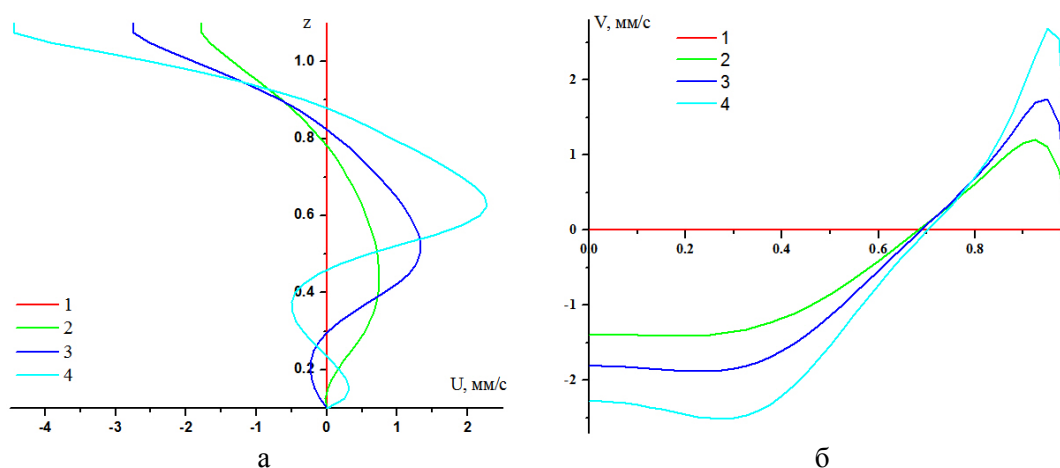


Рис. 3. Размерные профили осевой (а) и радиальной (б) составляющих скорости в сечениях, проведенных через центр главной конвективной ячейки: 1 – $Gr = 1$, $(r, z) = (0,65; 0,75)$; 2 – 2×10^6 $(0,675; 0,775)$; 3 – $4,8 \times 10^6$ $(0,675; 0,825)$; 4 – $1,3 \times 10^7$ $(0,7; 0,875)$

В режиме теплопроводности по высоте слоя расплава изотермы не параллельны дну, а сильно выпуклы в расплав (см. рис. 2, а). Вблизи границы раздела расплав – боковая стенка тигля существуют заметные радиальные градиенты температуры. При этом боковая стенка тигля и периферия дна перегреты относительно ядра расплава. Поэтому уже при ничтожно малых перепадах температуры возникает термогравитационное течение в расплаве кремния с подъемным по-

током у боковой стенки тигля. Направление течения на рис. 2, а против часовой стрелки, и оно не меняется в основной ячейке в исследованном диапазоне чисел Gr. В диапазоне чисел Gr от 1 до 10^5 интенсивность конвективного течения, возникающего из-за относительно малых перепадов температуры, низка, и влияние конвекции на поле температуры пренебрежимо мало в силу высокой теплопроводности расплава кремния. Поэтому теплообмен можно считать

практически совпадающим с режимом теплопроводности. Тем не менее возникающее ползущее течение термогравитационной природы в расплаве кремния захватывает практически всю область расплава (см. рис. 2, *а*). Поле изотерм в приосевой придонной области имеет ярко выраженный выпуклый характер, что должно способствовать локализации области зарождения кристалла. Одноточечная форма течения сохраняется до $Gr = 2 \times 10^6$.

Увеличение продольного градиента температуры на боковой стенке тигля приводит к интенсификации конвективного течения (см. рис. 3, *б*) и расслоению расплава по температуре не только в вертикальном, но и в радиальном направлении. При $Gr = 2 \times 10^6$ происходит зарождение слабой придонной конвективной ячейки с обратным направлением течения в придонной области – от периферии к центру дна. Течение во вторичной ячейке усиливается при дальнейшем росте Gr (см. рис. 2, *б* и 3, *а* – кривые 3, 4). Форма изотерм вблизи дна тигля становится вогнутой у оси симметрии и выпуклой в области $r = 0,75 R_T$. При $Gr = 4,8 \times 10^6$ происходит усложнение пространственной формы течения в придонной области (см. рис. 2, *в*

и 3, *а* – кривая 4). При росте продольного градиента температуры в придонной области происходит смещение ячеек в осевом направлении – ячейка у боковой стенки тигля «опускается» ко дну, ячейка у оси симметрии «поднимается» к верхней ячейке (см. рис. 2, *з*).

Перестройка и усложнение пространственной формы приводят к изменениям радиальных распределений температуры в придонной области (рис. 4). От холодной центральной части дна и придонного слоя расплава с ростом Gr вначале поле температуры перестраивается так, что холодная зона принимает кольцевую форму (см. рис. 4, кривые 2, 3), а затем центральная часть становится почти изотермической (см. рис. 4, кривая 4). Дальнейшее увеличение числа Грасгофа до $1,3 \times 10^7$ ведет к интенсификации существующей структуры течения.

Таким образом, исходя из анализа поля изотерм (см. рис. 2), радиальных распределений температуры и локальных тепловых потоков в придонной области (рис. 5–7) можно сказать, что существует ограниченный интервал чисел Грасгофа, благоприятных для формирования затравочного кристалла в приосевой области на дне тигля.

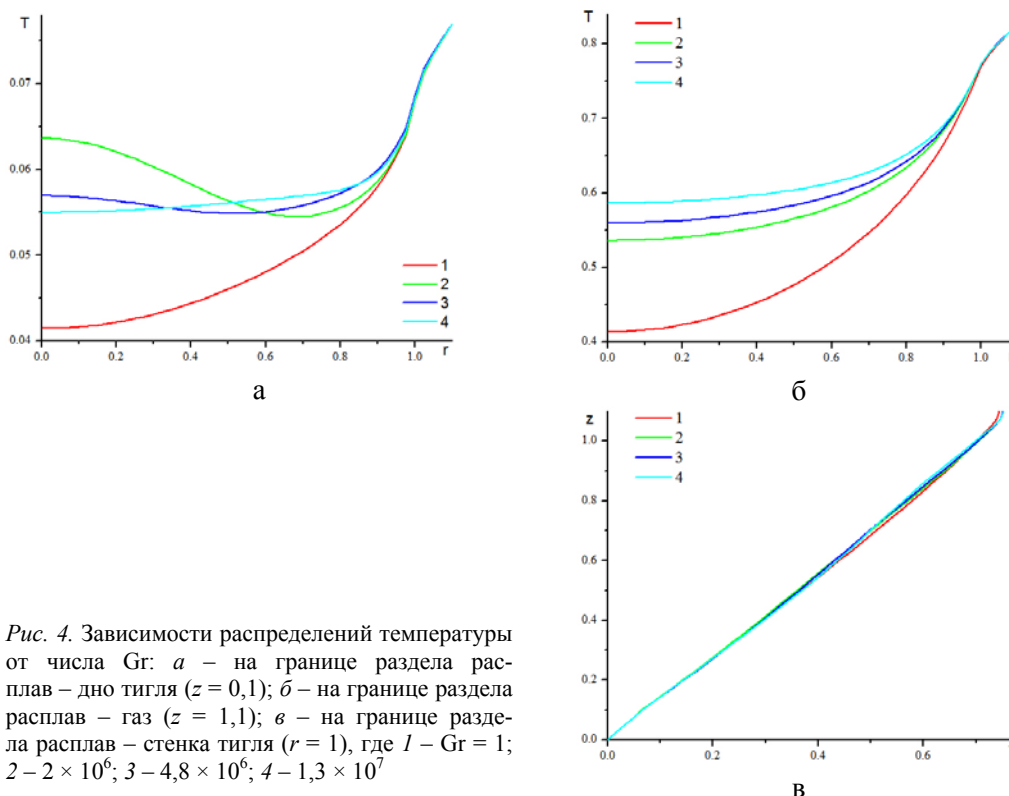


Рис. 4. Зависимости распределений температуры от числа Gr : *а* – на границе раздела расплав – дно тигля ($z = 0,1$); *б* – на границе раздела расплав – газ ($z = 1,1$); *в* – на границе раздела расплав – стенка тигля ($r = 1$), где 1 – $Gr = 1$; 2 – 2×10^6 ; 3 – $4,8 \times 10^6$; 4 – $1,3 \times 10^7$

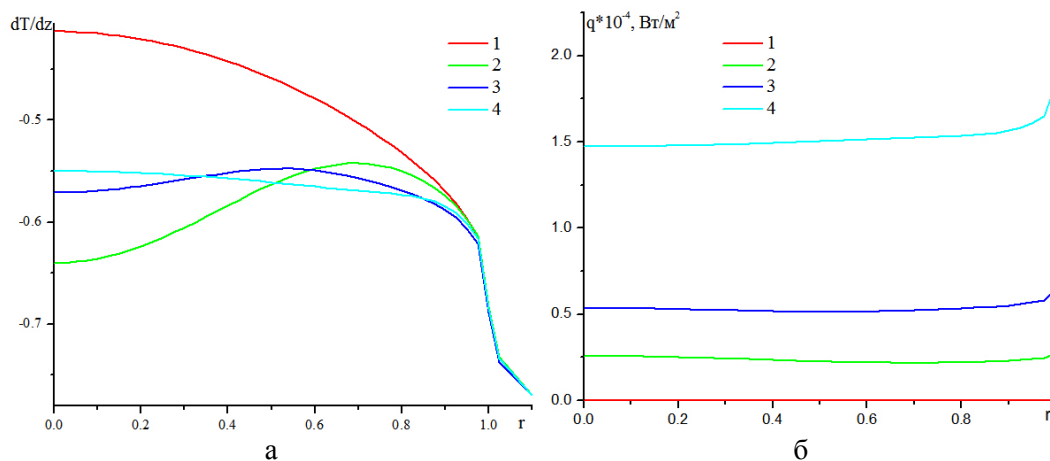


Рис. 5. Радиальные распределения безразмерных (а) и размерных (б) локальных тепловых потоков на границе дно тигля – расплав в зависимости от Gr: 1 – Gr = 1; 2 – 2×10^6 ; 3 – $4,8 \times 10^6$; 4 – $1,3 \times 10^7$

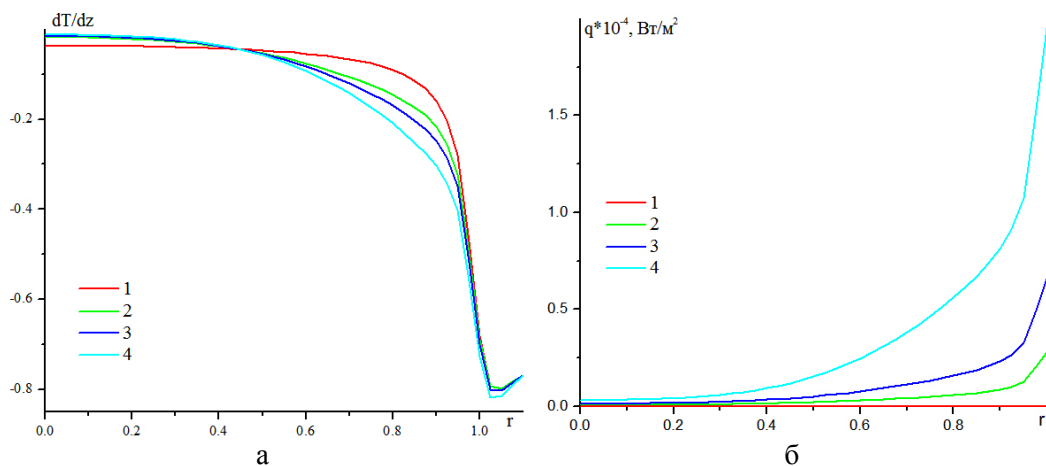


Рис. 6. Радиальные распределения безразмерных (а) и размерных (б) локальных тепловых потоков на границе расплав – газовая прослойка в зависимости от Gr: 1 – Gr = 1; 2 – 2×10^6 ; 3 – $4,8 \times 10^6$; 4 – $1,3 \times 10^7$

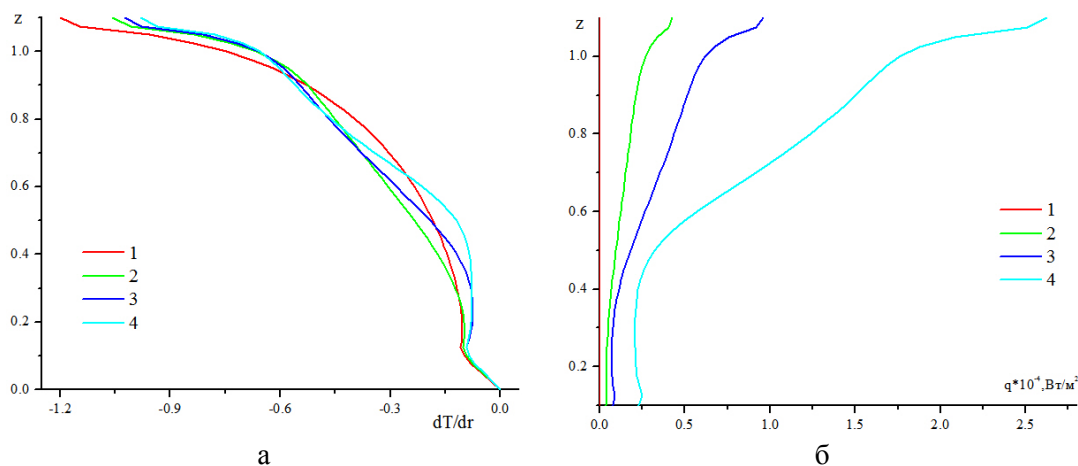


Рис. 7. Распределения безразмерных (а) и размерных (б) локальных тепловых потоков на границе расплав – стенка тигля по высоте слоя в зависимости от Gr: 1 – Gr = 1; 2 – 2×10^6 ; 3 – $4,8 \times 10^6$; 4 – $1,3 \times 10^7$

Распределение радиального теплового потока по высоте в пристеночной области показаны на рис. 7, что отчетливо демонстрирует радиальные градиенты температуры в режиме теплопроводности как потенциальный источник генерации конвекции (см. рис. 7, а). Интересно то, что максимальные градиенты температуры сосредоточены в области свободной поверхности расплава, но конвективное течение захватывает весь объем.

Заключение

При фиксированной геометрии расчетной области, исследована эволюция пространственной формы течения термогравитационной природы с ростом числа Грасгофа. Изучена зависимость полей температуры и скорости в расплаве от продольного градиента температуры на внешней стенке тигля и зависимость полей температуры во всей составной области. Исследована связь локальных потоков тепла с особенностями гидродинамики расплава. Показано влияние числа Грасгофа на изменение формы зоны возможного зарождения кристалла. Рассчитаны осесимметричные стационарные поля температуры и скорости для составной области «графитовый тигель – расплав кремния – газовая прослойка (аргон)», представляющей собой модель реального ростового эксперимента.

Показана возможность реализации режима теплообмена, позволяющего получать центр зарождения кристалла в центре дна тигля. Это резко сужает диапазон поиска параметров, соответствующих оптимальным технологическим условиям, позволяет целенаправленно корректировать распределение температуры в тепловом узле и поддерживать выпуклый в расплав фронт кристаллизации.

Список литературы

1. *Наумов А. В.* Рынок солнечной энергетики: кризис и прогноз // Изв. вузов. Материалы электронной техники. 2009. № 2. С. 4–12.
2. *Алфёров Ж. И., Андреев В. М., Румянцев В. Д.* Тенденции и перспективы развития солнечной фотоэнергетики // Физика и техника полупроводников. 2004. Т. 38, вып. 8. С. 937–948.

3. *Ванке В. А., Лопухин В. М., Саввин В. Л.* Проблемы солнечных космических электростанций // УФН. 1977. Т. 123, вып. 4. С. 633–655.

4. *Фаренбух А., Бьюб Р.* Солнечные элементы: теория и эксперимент. М.: Энергоатомиздат, 1987. 242 с.

5. *Стребков Д. С., Кошкин Н. Л.* О развитии фотоэлектрической энергетики в России // Теплоэнергетика. 1996. № 5. С. 23–26.

6. *Красин Б. А., Непомнящих А. И., Токарев А. С., Шамирзаев Т. С., Пресняков Р. В., Максиков А. П.* Структура и электрофизические свойства мультикристаллического кремния // Изв. вузов. Материалы электронной техники. 2005. Т. 4, № 1. С. 28–34.

7. *Бердников В. С., Филиппова М. В., Красин Б. А., Непомнящих А. И.* Численное моделирование теплофизических процессов при выращивании кристаллов мультикремния методом Бриджмена – Стокбаргера // Теплофизика и аэромеханика. 2006. Т. 13, № 2. С. 275–293.

8. *Вильке К. Т.* Выращивание кристаллов. Л.: Недра, 1977. 600 с.

9. *Мюллер Г.* Выращивание кристаллов из расплава. Конвекции и неоднородности. М.: Мир, 1991. 149 с.

10. *Wang T. Y., Hsu S. L., Fei C. C., Yei K. M., Hsu W. C., Lan C. W.* Grian Control Using Spot Cooling in Multy-Crystalline Silicon Crystal Growth // J. of Crystal Growth. 2009. Vol. 311. P. 263–267.

11. *Volz M. P., Mazuruk K., Aggarwal M. D., Cröll A.* Inerface Shape Control Using Locazied Heating during Bridgman Drowth Growth // J. of Crystal Growth. 2009. Vol. 311. P. 2321–2326.

12. *Антонов П. В., Бердников В. С.* Численное моделирование сопряженного теплообмена при получении слитков кремния методом Бриджмена // Современные проблемы прикладной математики и механики: теория, эксперимент и практика: Тр. Международн. конф. Новосибирск, 2011.

13. Свойства элементов: Справ. изд.: В 2 кн. / Под ред. М. Е. Дрица. М.: Металлургия, 1997. Кн. 1. 348 с.

14. *Mühlbauer A., Erdmann W., Keller W.* Electrodynamic Convection in Silicon Floating Zones // J. Crystal Growth. 1983. Vol. 64. P. 529–545.

15. *Yaws C. L., Dickens L. L., Lutwak R., Hsu G.* Semiconductor Industry Silicon: Physi-

cal and Thermodynamic Properties // Solid State Technol. 1981. Vol. 24. No. 1. P. 87–92.

16. Станкус С. В., Хайрулин Р. А., Тягельский П. В. Термические свойства германия и кремния в конденсированном состоянии // Теплофизика высоких температур. 1999. Т. 37, № 4. С. 559–564.

17. Машиностроительные материалы: Краткий справочник / В. М. Раскатов, В. С. Чуенков, Н. Ф. Бессонова, Д. А. Вейс. М.: Машиностроение, 1980. 511 с.

18. Бердников В. С., Кудрявцева М. А., Хомутова И. В. Теплообмен в режимах гравитационно-центробежной конвекции в методе Бриджмена // Тез. докл. VI Междунар. конф. по актуальным проблемам физики, материаловедения, технологии и диагностики кремния, нанометровых структур и приборов на его основе «Кремний-2009». Новосибирск, 2009. С. 42–43.

Материал поступил в редколлегию 05.07.2012

V. S. Berdnikov, M. A. Kudryavtseva

SIMULATION OF THE CONJUGATE HEAT TRAFER ON THE PROCESS INCIPIENT STATE IN A BRIDGMAN METHOD

Numerically the conjugate convective heat transfer in a flat-bottomed graphite crucible at a stage previous an onset of solidification of a silicon melt in a vertical variant of a Bridgman method is researched. The finite element method on rectangular mesh solves set of equations of thermogravitational convection in Boussinesq approximation in variables temperature, a stream function and a vorticity in cylindrical co-ordinates. At the fixed geometry of calculation region evolution of the space configuration of melt flow of silicon of the thermogravitational nature in a range of Grashof numbers Gr from 1 to $1,3 \times 10^7$ is studied. Self-consistent fields of temperature in a melt, walls of a crucible and in a gas interlayer are calculated at stationary boundary conditions.

Keywords: Crystal growth, Bridgman method, the conjugate heat convection, numerical simulation, finite element method.