

МОДЕЛИРОВАНИЕ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ И ТЕПЛОВЫХ ПРОЦЕССОВ В КРИСТАЛЛИЗАТОРЕ ПРИ ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВОЙ ПЛАВКЕ С ПРОМЕЖУТОЧНОЙ ЕМКОСТЬЮ

С.В. Ахонин¹, Ю.М. Гориславец², А.И. Глухенький²,
В.А. Березос¹, А.И. Бондар², А.Н. Пикулин¹

¹ИЭС им. Е.О.Патона НАН Украины.

03150, г. Киев, ул. Казимира Малевича, 11. E-mail: office@paton.kiev.ua

²Институт электродинамики НАН Украины.

03057, г. Киев, просп. Победы, 56. E-mail: gai56@ied.org.ua

Сформулирована трехмерная математическая модель сопряженных гидродинамических и тепловых процессов в затвердевающем металле для установившегося режима процесса электронно-лучевой плавки сплава титана в проходной цилиндрический кристаллизатор. Расчитана гидродинамическая задача для вязкого турбулентного течения с использованием k - ϵ модели турбулентности. При рассмотрении тепловых процессов для учета теплоты фазового перехода использовали метод полной теплоемкости, учитывали теплоперенос и турбулентную теплопроводность расплава. Получены трехмерные поля скорости движения металла и его температуры, определено положение двухфазной зоны в слитке. Библиогр. 16, табл. 2, рис. 7.

Ключевые слова: электронно-лучевая плавка; кристаллизатор; промежуточная емкость; математическое моделирование; гидродинамические и тепловые процессы

Теплофизические процессы, протекающие при формировании слитка в проходном кристаллизаторе во время электронно-лучевой плавки (ЭЛП) с промежуточной емкостью, даже в случае цилиндрической его формы носят явно выраженный трехмерный характер, что обусловлено отсутствием осевой симметрии при подаче в него расплава. При периферийной подаче расплава в кристаллизатор происходит сложное по структуре движение металла, которое сопровождается конвективным теплопереносом, в том числе и за счет турбулентных пульсаций расплава. Естественно, что учет расчетным путем таких теплофизических процессов возможен только с помощью решения сопряженных трехмерных задач теплообмена и гидродинамики.

Изначально математическое моделирование теплофизических процессов при непрерывном литье слитков как в области специальной, так и черной металлургии преимущественно сводилось к рассмотрению теплового состояния слитка без детального учета теплопереноса за счет движения металла в жидкой части слитка. Конвективный перенос тепла в этом случае приближенно учитывался вводом эффективного коэффициента теплопроводности, значение которого задавалось

эмпирически, исходя из имеющихся экспериментальных данных [1–4].

По мере развития вычислительной техники расчетный анализ процессов при непрерывном литье слитков начал выполняться с учетом состояния жидкометаллической ванны, полученного в результате гидродинамического расчета. Применительно к электронно-лучевой плавке с литьем слитка в круглый кристаллизатор можно выделить работы [5–7], в которых процессы затвердевания слитка рассматривались в двумерной осесимметричной постановке. Недостатком такого подхода стала ограниченная возможность использования представленных в них математических моделей для расчета процессов при ЭЛП с промежуточной емкостью. В настоящее время с учетом более высокого современного уровня вычислительной техники указанный недостаток может быть устранен.

Задачей настоящей работы является разработка трехмерной математической модели сопряженных гидродинамических и тепловых процессов в проходном кристаллизаторе при ЭЛП с промежуточной емкостью. Математическая модель позволит исследовать процессы в квазистационарном режиме непрерывной плавки слитка, при котором поло-

С.В. Ахонин — <https://orcid.org/0000-0002-7746-2946>; Ю.М. Гориславец — <https://orcid.org/0000-0003-1668-4972>;

А.И. Глухенький — <https://orcid.org/0000-0001-5053-5677>; В.А. Березос — <https://orcid.org/0000-0002-5026-7366>;

А.И. Бондар — <https://orcid.org/0000-0002-1678-8862>; А.Н. Пикулин — <https://orcid.org/0000-0001-6327-3848>

© С.В. Ахонин, Ю.М. Гориславец, А.И. Глухенький, В.А. Березос, А.И. Бондар, А.Н. Пикулин, 2019

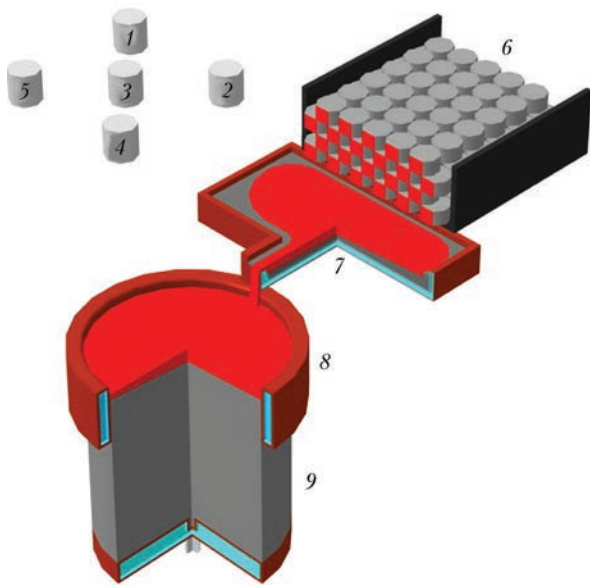


Рис. 1. Технологическая схема процесса электронно-лучевой плавки: 1–5 — электронно-лучевые нагреватели; 6 — расходомерная шихтовая заготовка; 7 — промежуточная емкость; 8 — кристаллизатор; 9 — слиток

жение фронта затвердевания сплава относительно кристаллизатора не изменяется во времени.

В работе рассмотрены процессы затвердевания титанового сплава Ti–6Al–4V при непрерывном литье слитка в медный проходной водоохлаждаемый цилиндрический кристаллизатор. Технологическая схема процесса представлена на рис. 1. Подачу расплава в кристаллизатор осуществляли из промежуточной емкости в виде вертикальной струи с постоянными расходом и температурой. Поверхность ванны жидкого металла в кристаллизаторе для формирования требуемого фронта кристаллизации и обеспечения гладкой боковой поверхности слитка дополнительно обогревали с помощью электронно-лучевого нагрева (ЭЛН).

Основные теоретические положения математической модели. Для численного моделирования теплофизических процессов при непрерывном литье сплава титана в кристаллизатор использовали один из методов с фиксированной

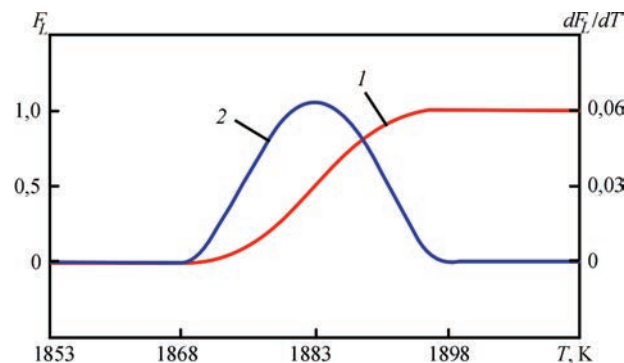


Рис. 2. Зависимость объемной доли жидкости (1), а также ее производной (2) от температуры в двухфазной зоне

расчетной сеткой, а именно — метод фазового поля (phase field method) [8]. Характерной особенностью метода является то, что жидкая фаза, переходная двухфазная зона, а также твердая фаза затвердевающего слитка моделируются как одна подобласть.

При моделировании объемную долю жидкости F_L в двухфазной зоне описывали в зависимости от температуры сглаженной функцией Хевисайда

$$F_L = \begin{cases} 1 & T \geq T_L \\ 0,5 + 1,875 \frac{T - T_m}{\Delta T} - 5 \left(\frac{T - T_m}{\Delta T} \right)^3 + 6 \left(\frac{T - T_m}{\Delta T} \right)^5 & T_L \geq T \geq T_S \\ 0 & T \leq T_S \end{cases}, (1)$$

где T_m — температура плавления сплава; ΔT — температурный диапазон фазового перехода. Зависимость данной функции, а также ее производной от температуры при $T_m = 1883$ К и $\Delta T = 30$ К в качестве иллюстрации представлены на рис. 2.

Моделирование гидродинамических процессов. Расчет гидродинамических процессов, которые происходят при непрерывном литье титанового сплава в кристаллизатор, выполняли со следующими допущениями: расплав считался вязкой несжимаемой жидкостью, движение принималось турбулентным. Хорошо апробированной и наиболее распространенной моделью для расчета турбулентных течений является модель усредненных Рейнольдсом уравнений Навье–Стокса (RANS) [9]. Система уравнений, состоящая из уравнений неразрывности и движения, с учетом стационарности рассматриваемого процесса имеет следующий вид:

$$\rho \nabla \bar{\mathbf{u}} = 0, (2)$$

$$\rho(\bar{\mathbf{u}} \nabla) \bar{\mathbf{u}} = -\nabla \bar{p} + \nabla(\mu + \mu_T) \times (\nabla \bar{\mathbf{u}} + (\nabla \bar{\mathbf{u}})^T) + \rho \mathbf{g} + \mathbf{f}_{drag}, (3)$$

где ρ — плотность жидкого металла; $\bar{\mathbf{u}}$ — усредненное значение скорости; \bar{p} — усредненное значение давления; μ и μ_T — коэффициенты молекулярной и турбулентной динамической вязкости; \mathbf{g} — ускорение силы тяжести; \mathbf{f}_{drag} — тормозящая сила Дарси, искусственно введенная для уменьшения и подавления скоростей в вязкой и твердой зонах.

Для определения значения коэффициента турбулентной динамической вязкости (μ_T) выбрана одна из наиболее распространенных моделей —

k - ϵ модель турбулентности [9]. Турбулентная динамическая вязкость в ней выражается как

$$\mu_T = \rho C_\mu \frac{k^2}{\epsilon}, \quad (4)$$

где C_μ — эмпирическая константа; k — плотность кинетической турбулентной энергии; ϵ — скорость ее диссипации. Для определения значений k и ϵ в данной модели дополнительно решали два уравнения.

Введенная в уравнение движения (3) сила Дарси, необходимая для возможности торможения и подавления скорости в двухфазной и твердой зонах, определяли в соответствии с выражением:

$$\mathbf{f}_{drag} = \frac{A(1-F_L)^2}{a + F_L^3} (\bar{\mathbf{u}} - \mathbf{u}_{cast}), \quad (5)$$

где $A = 2000 \text{ кг}/(\text{м}^3 \cdot \text{с})$ и $a = 0,001$ — константы, соотношение которых A/a должно быть достаточным, чтобы подавить движение (за исключением скорости литья слитка \mathbf{u}_{cast}) в твердой области. В жидкой области ($F_L = 1$) сила Дарси не оказывает влияние на движение [10].

Моделирование теплофизических процессов. Уравнение теплопередачи для жидкой среды с фазовым переходом при ее турбулентном движении можно записать следующим образом:

$$\rho C_p (\mathbf{u} \nabla) T + \nabla \cdot (-\lambda_{eff} \nabla T) = 0, \quad (6)$$

где ρ — плотность; C_p — удельная теплоемкость, определяемая с учетом теплоты фазового перехода; T — температура; \mathbf{u} — скорость, определяемая в результате гидродинамического расчета; λ_{eff} — эффективный коэффициент теплопроводности, определяемый с учетом турбулентной теплопроводности.

Учет скрытой теплоты фазового перехода. Для учета теплоты фазового перехода при затвердевании слитка и α - β -переходе использовали так называемый метод полной теплоемкости (apparent heat capacity method) [11].

Полагали, что при затвердевании слитка выделение скрытой теплоты фазового перехода L происходит в диапазоне между температурой ликвидуса T_L и температурой солидуса T_S . В этом температурном интервале удельная теплоемкость C_p является суммой удельной эквивалентной теплоемкости C_{eq} , которая учитывает изменение теплоемкости сплава при переходе из одного агрегатного состояния в другое, и удельной теплоемкости C_L , которая учитывает теплоту фазового перехода

$$C_p = C_{eq} + C_L. \quad (7)$$

Удельная эквивалентная теплоемкость в двухфазной зоне определяется в соответствии с выражением

$$C_{eq} = \frac{(F_L \rho_l C_l + (1-F_L) \rho_s C_s)}{(F_L \rho_l + (1-F_L) \rho_s)}, \quad (8)$$

где индексы l и s обозначают характеристики жидкой и твердой фаз соответственно.

Для удельной теплоемкости C_L в двухфазной зоне выполняется условие

$$\int_{T_S}^{T_L} C_L(T) dT = L. \quad (9)$$

При этом характер зависимости от температуры удельной теплоемкости C_L в двухфазной зоне соответствует производной по температуре от функции F_L (см. рис. 2).

Учет скрытой теплоты α - β -перехода ($L_{\alpha-\beta}$) выполняли аналогично, для чего искусственно задавали температурный интервал фазового перехода.

Учет турбулентной теплопроводности. Для жидкой фазы слитка дополнительный механизм теплопередачи, связанный с турбулентными пульсациями, учитывали путем введения в уравнение (6) коэффициента λ_{eff} . Данный коэффициент рассчитывали следующим образом:

$$\lambda_{eff} = \lambda + \lambda_T, \quad (10)$$

где λ и λ_T — коэффициенты молекулярной и турбулентной теплопроводности соответственно.

Коэффициент турбулентной теплопроводности λ_T в наиболее простом случае вычисляется по формуле

$$\lambda_T = \frac{C_p \mu_T}{Pr_T}, \quad (11)$$

где Pr_T — турбулентное число Прандтля, которое задается константой. Значение этого числа для жидких металлов находится в диапазоне $1 \leq Pr_T \leq 10$ [12]. Более точно значение числа Pr_T определяется в соответствии с расширенной моделью Кейса-Кроуффорда [13].

Для двухфазной зоны турбулентную теплопроводность не учитывали. Эффективную теплопроводность в ней определяли молекулярными теплопроводностями твердой и жидкой фаз в соответствии с уравнением

$$\lambda_{eff} = F_L \lambda_l + (1-F_L) \lambda_s. \quad (12)$$

Исходные данные для расчета. Моделировали процесс кристаллизации слитка из титанового сплава Ti-6Al-4V в цилиндрическом кристаллизаторе диаметром 0,6 м и высотой 0,15 м. Скорость вытягивания слитка (\mathbf{u}_{cast}) составляла 4 мм/мин,

что соответствует непрерывному литью слитка с производительностью 300 кг/ч. Температура металла на входе в кристаллизатор (T_{in}) — 2000 К, сечение струи — 10 на 60 мм.

Мощность ЭЛН по верхней торцевой поверхности распределялась следующим образом: $Q_1 = 100$ кВт — равномерно в центральной зоне с диаметром 0,5 м; $Q_2 = 105$ кВт — в периферийной зоне с максимумом удельного теплового потока на диаметре 550 мм и диаметром электронного пучка 50 мм. Коэффициент полезного действия ЭЛН принят равным 0,75.

Удельная скрытая теплота плавления сплава принималась равной 435,5 кДж/кг, α - β -перехода — 48 кДж/кг, испарения — 8970 кДж/кг; температура ликвидуса — 1898 К, солидуса — 1868 К, α - β -перехода — 1156 К.

С целью упрощения расчетов пренебрегали зависимостью теплофизических параметров от температуры. Принятые усредненные их значения для твердой и жидкой фаз сплава Ti-6Al-4V соответственно следующие: удельная теплоемкость — 759 и 831 Дж/(кг·К); коэффициент теплопроводности — 28,4 и 33,4 Вт/(м·К); плотность — 4189 и 3920 кг/м³; коэффициент динамической вязкости расплава — 0,0032 Па·с.

Численная реализация математической модели. Модель для исследования стационарных сопряженных гидродинамических и тепловых процессов формирования слитка реализовывалась численно методом конечных элементов в пакете программ Comsol Multiphysics.

Поскольку расплав из промежуточной емкости подается в пристеночную зону кристаллизатора в виде вертикальной струи, вследствие симметрии процессов относительно плоскости, проходящей через оси струи и слитка, процессы рассматриваются в декартовой системе координат для 1/2 части объема слитка.

Для соответствия модели условию стационарного теплового режима в верхней части слитка, при котором положение фронта затвердевания сплава относительно кристаллизатора не изменяется во времени, достаточно рассматривать процессы лишь в части слитка с продольным размером, превышающим глубину жидкой ванны в 2...3 раза. Исходя из типичной глубины ванны 0,3...0,5 м для данного технологического режима плавки, длину расчетной области (l) принимали равной 1 м. Как показали оценочные расчеты, дальнейшее увеличение этой длины практически не сказывается на таких расчетных результатах, как форма и глубина ванны, конфигурация двухфазной зоны, тепловая нагрузка на стенку кристаллизатора.

Расчетная область модели с исходной расчетной сеткой и указанием участков поверхности слитка с различными граничными условиями задач гидродинамики и теплообмена представлена на рис. 3 и в табл. 1. Для удобства задания граничных условий на поверхности слитка в зоне кристаллизатора расчетная область математической модели разбивалась на две подобласти Ω_1 и Ω_2 .

В качестве граничных условий при решении гидродинамической задачи задавались условия:

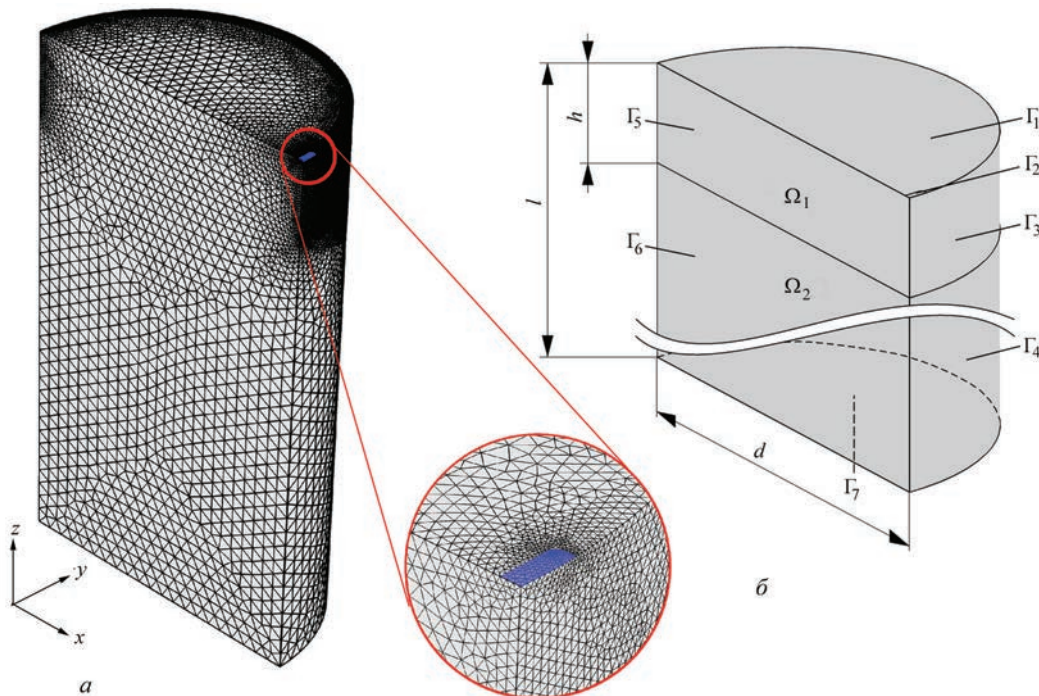


Рис. 3. Область моделирования с расчетной сеткой (а) и указанием границ (б)

Таблица 1. Граничные условия на поверхности слитка

Область	Гидродинамическая задача	Задача теплообмена
Γ_1	$\mathbf{un} = 0; \mathbf{K} - (\mathbf{Kn})\mathbf{n} = 0,$ где $\mathbf{K} = [(\mu + \mu_T)(\nabla\mathbf{u} + (\nabla\mathbf{u})^T)]\mathbf{n}; \nabla\mathbf{kn} = 0; \nabla\epsilon\mathbf{n} = 0$	$-\mathbf{nq} = q_{EB} - q_{ev} - q_{rad}$
Γ_5		$-\mathbf{nq} = 0$
Γ_6		$-\mathbf{nq} = -q_{rad}$
Γ_4		$-\mathbf{nq} = -q_{rad}$
Γ_2	$\mathbf{n}^T[-p\mathbf{I} + (\mu + \mu_T)(\nabla\mathbf{u} + (\nabla\mathbf{u})^T)]\mathbf{n} = -p_m; \mathbf{ut} = 0; k = \frac{3}{2}(U_{ref}I_T)^2; \epsilon = C_\mu^{3/4} \frac{k^{3/2}}{L_T}$	$T = T_{in}$
Γ_3	$\mathbf{un} = 0; [(\mu + \mu_T)(\nabla\mathbf{u} + (\nabla\mathbf{u})^T)]\mathbf{n} = -\rho \frac{u_\tau}{u^+} \mathbf{u}_t; \nabla\mathbf{kn} = 0; \epsilon = \rho \frac{C_\mu k^2}{\kappa_v \delta_w^+ \mu}$	$-\mathbf{nq} = -q_{conv}(T_{in} > T > T_L)$ $-\mathbf{nq} = -q_{conv} - q_{rad}(T_L > T > T_{sep})$ $-\mathbf{nq} = -q_{rad}(T < T_{sep})$
Γ_7	$\mathbf{un} = u_{cost}; \nabla\mathbf{kn} = 0; \nabla\epsilon\mathbf{n} = 0$	$-\mathbf{nq} = 0$

входа в зоне вхождения струи в кристаллизатор (Γ_2); стенки без проскальзывания на границе с кристаллизатором (Γ_3); стенки со скольжением на остальной поверхности (Γ_1, Γ_4); симметрии на плоскости симметрии (Γ_5, Γ_6) и скорость вытягивания слитка $u_{сакт}$ на нижнем его торце (Γ_7).

При решении задачи теплообмена на входе струи в кристаллизатор (Γ_2) задавалась температура расплава T_{in} , на плоскости симметрии (Γ_5, Γ_6) — условие симметрии для температуры.

На верхнем торце слитка и его боковой поверхности ниже кристаллизатора (Γ_1, Γ_4) для учета потерь тепла за счет излучения задавались плотностью теплового потока q_{rad} в соответствии с законом Стефана–Больцмана:

$$q_{rad} = \xi\sigma(T^4 - T_0^4), \quad (13)$$

где ξ — приведенная степень черноты поверхностей теплообмена; $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м²·К⁴) — постоянная Стефана–Больцмана; $T_0 = 293$ К — температура окружающей среды.

Дополнительно на верхнем торце слитка (Γ_1) задавались удельные тепловые потоки электронно-лучевого нагрева q_{EB} , а также потерь тепла за счет испарения расплава q_{ev} .

Задаваемое при расчетах распределение по радиусу торца слитка удельной тепловой (с учетом КПД) мощности ЭЛН для центральной (q_1) и периферийной (q_2) зон представлено на рис. 4.

Таблица 2. Скорость испарения титана и удельная мощность потерь тепла в зависимости от температуры

T, K	$G, \text{г/(м}^2 \cdot \text{с)}$	$q_{ev}, \text{кВт/м}^2$
1800	0,0286	0,257
1900	0,138	1,238
2000	0,558	5,005
2200	5,840	49,156

Удельная мощность тепловых потерь на испарение сплава q_{ev} учитывалась путем аппроксимации в зависимости от температуры известных экспериментальных данных (табл. 2) [14].

Для боковой поверхности слитка в зоне кристаллизатора (Γ_3) условия охлаждения моделировались следующим образом. Задавались значением температуры полного отрыва слитка от стенки кристаллизатора T_{sep} . При локальной температуре поверхности слитка ниже данного значения ($T < T_{sep}$) условия охлаждения задавались в соответствии с законом Стефана–Больцмана.

Для температуры выше температуры ликвидуса ($T_{in} > T > T_L$), когда металл находится в жидком состоянии, условие конвективного теплообмена описывались следующим выражением:

$$q_{conv} = \alpha_{eff}(T - T_0). \quad (14)$$

Полагалось, что значение эффективного коэффициента теплоотдачи (КТО), который интегрально учитывает теплоотдачу от жидкого металла к охлаждающей воде в кристаллизаторе, с понижением температуры расплава линейно уменьшается от значения α_{in} до значения α_{cont} ($\alpha_{in} > \alpha_{cont}$) и имеет вид:

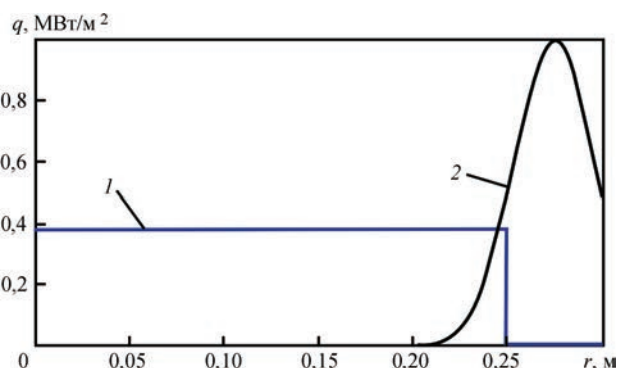


Рис. 4. Распределение удельной тепловой мощности ЭЛН на торце слитка: 1 — для центральной; 2 — периферийной зон

$$\alpha_{eff} = \alpha_{cont} + (\alpha_{in} - \alpha_{cont}) \frac{(T - T_L)}{(T_{in} - T_L)}. \quad (15)$$

Для температурного интервала ($T_L > T > T_{sep}$) принимался комбинированный механизм теплопередачи как за счет контактного теплообмена, так и за счет излучения, который также учитывался с помощью условия конвективного теплообмена (14). Интегральный эффективный коэффициент теплоотдачи в этом случае определяли в соответствии с выражением [6]:

$$\alpha_{eff} = \alpha_{cont} \theta + \xi \sigma (T + T_0)(T^2 + T_0^2)(1 - \theta), \quad (16)$$

где $\theta = (T - T_{sep}) / (T_L - T_{sep})$.

Значение приведенной степени черноты (ξ) для жидкометаллической верхней торцевой поверхности слитка (Γ_1) принимали равным 0,3; для боковой поверхности (Γ_3, Γ_4) — 0,4 [15, 16].

На нижней границе расчетной области (Γ_7) задавали условие теплоизоляции.

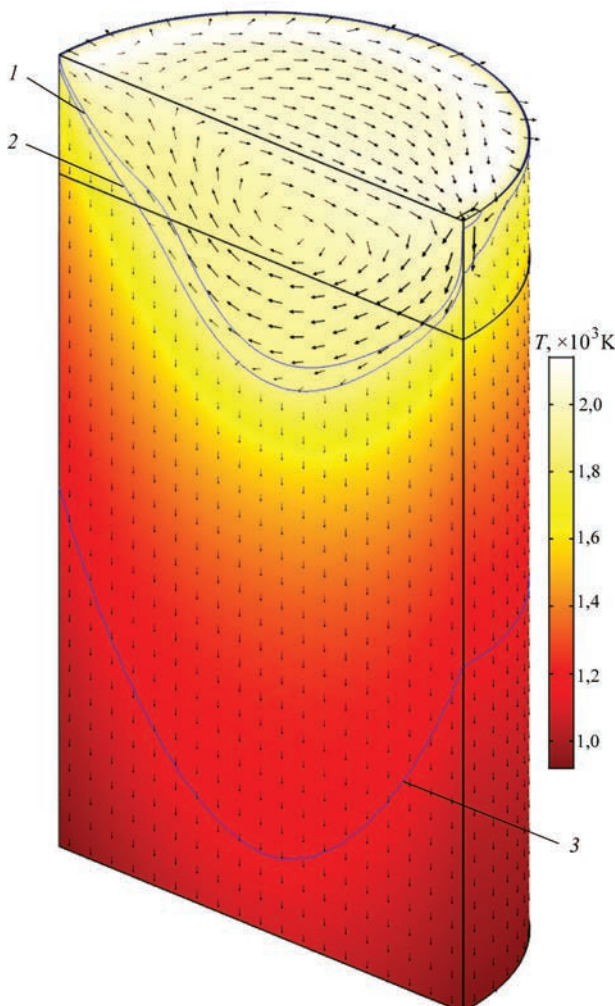


Рис. 5. Структура движения металла и распределение температуры в слитке: 1 — T_L ; 2 — T_S ; 3 — $T_{\alpha-\beta}$

Результаты моделирования. Существенная неопределенность в значениях параметров, определяющих теплообмен как внутри слитка, так и с его поверхности, предопределяет необходимость проведения в дальнейшем ряда вариантных расчетов по выявлению степени влияния каждого из них на тепловое состояние слитка и определения путем сопоставления с экспериментальными данными более узкого диапазона их вероятных значений.

Ниже представлены результаты расчетов, полученные с помощью предложенной математической модели с вышеприведенными исходными данными и значениями теплофизических параметров. На рис. 5 представлены расчетное распределение температуры в слитке и структура движения металла в жидкой и твердой фазах слитка, которые получены при значениях температуры отрыва $T_{sep} = T_S = 1868$ К, значений коэффициентов теплоотдачи $\alpha_{in} = 6000$, $\alpha_{cont} = 2000$ Вт/(м²·К) и турбулентного числа Прандтля $Pr_T = 1$.

Положение фронта кристаллизации на рисунке показано двумя изотермами с температурой ликвидуса T_L и солидуса T_S , α - β -перехода — изотермой $T_{\alpha-\beta}$. Значение температурного диапазона α - β -перехода при расчете принималось равным 30 К. Для возможности графического представления структуры движения металла размер стрелок выбран пропорциональным скорости движения в логарифмическом масштабе.

Как видно из рисунка, при заданном режиме электронно-лучевого нагрева и заданных условиях охлаждения жидкая фаза металла сохраняется

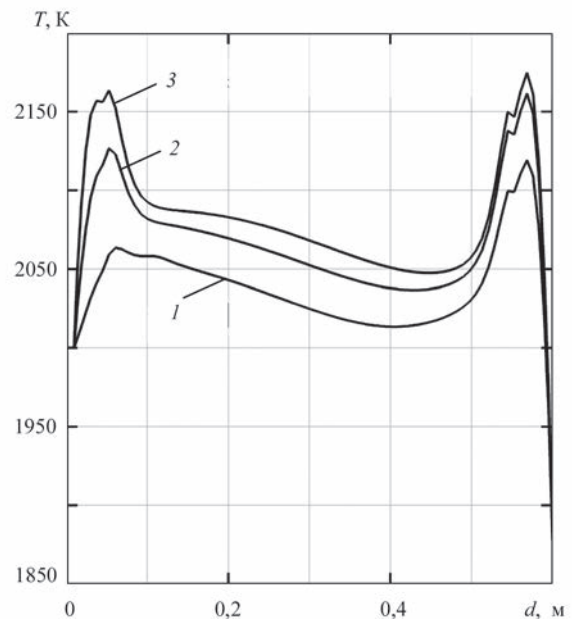


Рис. 6. Распределение температуры торцевой поверхности слитка по диаметру в плоскости симметрии при различных значениях Pr_T : 1 — 1; 2 — 4; 3 — 10

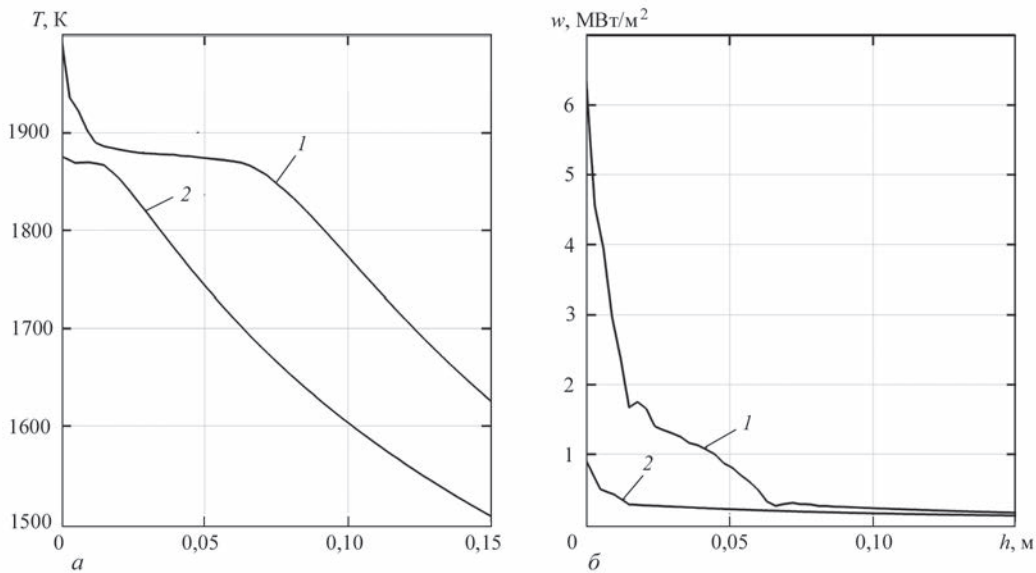


Рис. 7. Распределение температуры (а) и плотности теплового потока с поверхности слитка (б) в зоне кристаллизатора: 1 — вдоль образующей под входом струи; 2 — вдоль образующей на диаметрально противоположной стороне слитка

практически на всей верхней торцевой поверхности слитка, что подтверждается экспериментально. Ширина двухфазной зоны по периферии этой поверхности не превышает 1...2 мм. Изменение значения температуры отрыва T_{sep} ниже 1868 К приводит сначала к увеличению толщины вязкой фазы, а в дальнейшем — к появлению на поверхности и твердой фазы.

Распределение температуры по диаметру верхнего торца слитка при различных принятых в расчетах значениях числа Pg_T , которое в соответствии с уравнением (11) определяет значения коэффициентов турбулентной теплопроводности в жидкой части слитка, представлено на рис. 6.

Изменение значения турбулентного числа Прандтля в диапазоне от 1 до 10 приводит к незначительному повышению уровня температуры торцевой поверхности. Средняя температура поверхности при этом увеличивается с 2052 до 2088 К. Локально наиболее заметно вклад турбулентной теплопроводности проявляется в зоне вокруг входа струи расплава в кристаллизатор, где перепад значений максимальной температуры достигает 100 К. В целом изменение числа Прандтля весьма незначительно сказывается на положении изотерм с температурой T_L и T_S , а также на величине глубины ванны жидкого металла (изменяется с 30 до 28,5 см), что свидетельствует об относительно слабом влиянии механизма турбулентной теплопроводности на процесс затвердевания слитка.

Наличие на периферии торца слитка кольцевой перегретой зоны, положение и максимум температуры которой соответствует распределению плотности теплового потока ЭЛН в периферийной зоне w_2 ,

указывает на необходимости в дальнейшем дополнительного учета в гидродинамической задаче тангенциальных термокапиллярных напряжений [15].

Распределение температуры и плотности теплового потока с поверхности слитка в зоне кристаллизатора вдоль двух диаметрально расположенных в плоскости симметрии образующих боковой поверхности представлено на рис. 7.

В области входа струи общая глубина жидкой фазы и двухфазной зоны слитка ($T > T_S$) на боковой поверхности достигает порядка 53 мм, в то время как на противоположной стороне слитка она составляет всего 11 мм. Средняя температура поверхности слитка в зоне кристаллизатора равна 1698 К, а средняя температура поверхности на выходе из кристаллизатора — 1527 К.

Плотность теплового потока с поверхности слитка в зоне кристаллизатора монотонно снижается по высоте, достигая значения порядка 100...150 кВт/м² у нижней его кромки. У верхней кромки в зоне входа струи имеем локально до 6,4 и порядка 0,9 МВт/м² по всему остальному периметру. Средняя плотность теплового потока в кристаллизатор составляет 239 кВт/м².

При $Pg_T = 1$ получен следующий интегральный тепловой баланс: общий теплоприток составил 232 кВт, из которых 143 кВт приходится на ЭЛН, а 89 кВт поступает за счет разницы теплосодержания (энтальпии) между входом и выходом; теплоотвод составляет 232 кВт, из которых 5 кВт приходится на потери теплоты за счет испарения, 85 кВт — за счет излучения с зеркала металла, 67,5 кВт — теплоотдача в кристаллизатор, 74,5 кВт — излучение со стенок слитка ниже кристаллизатора.

Выводы

1. Для квазистационарного режима электронно-лучевой плавки представлена математическая модель и методика численного расчета сопряженных гидродинамических и тепловых процессов в затвердевающем металле при литье сплава титана из промежуточной емкости в цилиндрический проходной кристаллизатор.

2. Модель позволяет определить конфигурацию двухфазной зоны и жидкой ванны в слитке в зависимости от следующих технологических параметров электронно-лучевой плавки: скорости вытягивания слитка; распределения мощности электронно-лучевого нагрева по торцевой поверхности; температуры металла на входе в кристаллизатор; сечения и локализации струи расплава, подаваемого в кристаллизатор из промежуточной емкости.

3. Исходя из фактического отсутствия твердой фазы на верхнем торце слитка, при принятых в модели условиях теплоотдачи с поверхности слитка в зоне кристаллизатора, температура полного отрыва слитка от стенки близка к температуре солидуса. Глубина мениска (включая двухфазную зону) практически по всей боковой поверхности слитка составляет 10...15 мм и достигает локально порядка 50 мм в области входа струи в кристаллизатор.

4. Учет турбулентной теплопроводности незначительно сказывается на положении изотерм с температурой ликвидуса и солидуса, а также на величине глубины ванны жидкого металла, что свидетельствует об относительно слабом влиянии турбулентных пульсаций расплава на процесс затвердевания слитка. Соответственно, определяющим механизмом теплопередачи в жидкой фазе слитка можно считать тепломассообмен за счет усредненного движения.

5. Дальнейшее повышение точности и достоверности расчетов может быть достигнуто за счет учета зависимости теплофизических параметров от температуры и уточнения эмпирически определяемых параметров теплообмена.

Список литературы

1. Самойлович Ю.А., Крулевецкий С.Л., Горяинов В.А., Кабаков З.К. (1982) *Тепловые процессы при непрерывном литье стали*. Самойлович Ю.А. (ред.). Москва, Металлургия.
2. Волохонский Л.А. (1985) *Вакуумные дуговые печи*. Москва, Энергоатомиздат.
3. Bellot J.P., Jardy A., Ablitzer D. (1992) Thermal modelling of solidification and cooling of an electron beam melted titanium ingot. *Titanium '92. Science and Technology. Proceedings of the Seventh International Conference on Titanium, San Diego, California, June 29–July 2*, **3**, pp. 2347–2354.

4. Патон Б.Е., Тригуб Н.П., Ахонин С.В., Жук Г.В. (2006) *Электронно-лучевая плавка титана*. Киев, Наукова думка.
5. Bellot J.P., Jardy A., Ablitzer D. (1995) Simulation numérique des transports couplés au sein du puits liquide d'un lingot de titane refondu par bombardement électronique. *Revue de Métallurgie. C.I.T. Science et Génie des Matériaux*, **92(12)**, 1399–1410.
6. Лесной А.Б., Демченко В.Ф. (2003) Моделирование гидродинамики и массообмена при электронно-лучевом переплаве титановых слитков. *Современная электрометаллургия*, **3**, 19–24.
7. Bellot J.P., Defay B., Jourdan J. et al. (2012) Inclusion behavior during the electron beam button melting test. *J. Mater. Eng. Perform.*, **21**, 2140–2146.
8. Boettinger W.J., Warren J.A., Beckermann C., Karma A. (2002) Phase-field simulation of solidification. *Annual Review of materials research*, **32**, 163–194. DOI: 10.1146/annurev.matsci.32.101901.155803.2002.
9. Wilcox D.C. (2006) *Turbulence Modeling for CFD*. DCW Industries, 3rd edition.
10. Avnaim M.H., Levy A., Mikhailovich B. et al. (2016) Comparison of three-dimensional multidomain and single-domain models for the horizontal solidification problem. *J. of Heat Transfer*, **138(11)**. DOI: 10.1115/1.4033700.2016.
11. Civan F., Slipecevic C.M. (1987) Limitation in the apparent heat capacity formulation for heat transfer with phase change. *Proc. Okla. Acad. Sci.*, **67**, 83–88.
12. Рогожкин С.А., Аксенов А.А., Жлуктов С.В. и др. (2014) Разработка модели турбулентного теплопереноса для жидкометаллического натриевого теплоносителя и её верификация. *Вычисл. мех. сплош. сред.*, **7(3)**, 300–316.
13. Weigand B., Ferguson J.R., Crawford M.E. (1997) An extended Kays and Crawford Turbulent Prandtl number model. *J. Heat and Mass Transfer*, **40(17)**, 4191–4196.
14. *Справочник по цветным металлам*. <https://libmetal.ru/titan/phisproptitan.htm>
15. Westerberg K.W., Meier T.C., McClelland M.A. et al. (1997) Analysis of the E-Beam evaporation of titanium and Ti–6Al–4V. *Proc. Conf. «Electron Beam Melting and Refining — State of the Art 1997»*. R. Bakish (Ed.). Bakish Materials Corp., Englewood, NJ, pp. 208–221.
16. Bojarevics V., Harding R.A., Pericleous K., Wickins M. (2004) The development and experimental validation of a numerical model of an induction skull melting furnace. *Metallurgical and Materials Transactions*, **35 B**, 785–803.

References

1. Samojlovich, Yu.A., Krulevetsky, S.L., Goryainov, V.A., Kabakov, Z.K. (1982) *Thermal processes in continuous casting of steel*. Ed. by Yu.A. Samojlovich. Moscow, Metallurgiya [in Russian].
2. Volokhonsky, L.A. (1985) *Vacuum arc furnaces*. Moscow, Energoatomizdat [in Russian].
3. Bellot, J.-P., Jardy, A., Ablitzer, D. (1992) Thermal modelling of solidification and cooling of an electron beam melted titanium ingot. In: *Proc. of the 7th Intern. Conf. on Titanium. Titanium '92. Science and Technology (San Diego, California, June 29–July 2*, **3**, 2347–2354.
4. Paton, B.E., Trigub, N.P., Akhonin, S.V., Zhuk, G.V. (2006) *Electron beam melting of titanium*. Kiev, Naukova Dumka [in Russian].
5. Bellot, J.P., Jardy, A., Ablitzer, D. (1995) Simulation numérique des transports couplés au sein du puits liquide d'un lingot de titane refondu par bombardement électronique.

- Revue de Métallurgie. C.I.T. Science et Génie des Matériaux*, 92(12), 1399–1410.
6. Lesnoj, A.B., Demchenko, V.F. (2003) Modelling of hydrodynamics and mass exchange in electron beam remelting of titanium alloys. *Advances in Electrometallurgy*, 3, 17–21.
 7. Bellot, J.P., Defay, B., Jourdan, J. et al. (2012) Inclusion behavior during the electron beam button melting test. *J. Mater. Eng. Perform.*, 21, 2140–2146.
 8. Boettinger, W.J., Warren, J.A., Beckermann, C., Karma, A. (2002) Phase-field simulation of solidification. *Annual Review of Materials Research*, 32, 163–194. DOI: 10.1146/annurev.matsci.32.101901.155803.2002.
 9. Wilcox, D.C. (2006) *Turbulence modeling for CFD*. DCW Industries, 3rd edition.
 10. Avnaim, M.H., Levy, A., Mikhailovich, B. et al. (2016) Comparison of three-dimensional multidomain and single-domain models for the horizontal solidification problem. *J. of Heat Transfer*, 138(11). DOI: 10.1115/1.4033700.2016.
 11. Civan, F., Slipevich, C.M. (1987) Limitation in the apparent heat capacity formulation for heat transfer with phase change. *Proc. Okla. Acad. Sci.*, 67, 83–88.
 12. Rogozhkin, S.A., Aksenov, A.A., Zhlukov, S.V. et al. (2014) Development of model of turbulent heat transfer for liquid metal sodium heat-transfer agent and its verification. *Vychisl. Mekh. Splosh. Sred.*, 7(3), 300–316 [in Russian].
 13. Weigand, B., Ferguson, J.R., Crawford, M.E. (1997) An extended Kays and Crawford Turbulent Prandtl number model. *J. Heat and Mass Transfer*, 40(17), 4191–4196.
 14. *Reference book on nonferrous metals*. <https://libmetal.ru/titan/phisproptitan.htm>
 15. Westerberg, K.W., Meier, T.C., McClelland, M.A. et al. (1997) Analysis of the E-Beam evaporation of titanium and Ti–6Al–4V. In: *Proc. of Conf. on Electron Beam Melting and Refining — State of the Art 1997*. Ed. by R. Bakish. Bakish Materials Corp., Englewood, NJ, 208–221.
 16. Bojarevics, V., Harding, R.A., Pericleous, K., Wickins, M. (2004) The development and experimental validation of a numerical model of an induction skull melting furnace. *Metalurg. and Mater. Transact.*, 35 B, 785–803.

МОДЕЛЮВАННЯ ГІДРОДИНАМІЧНИХ І ТЕПЛОВИХ ПРОЦЕСІВ У КРИСТАЛІЗАТОРІ ПРИ ЕЛЕКТРОННО-ПРОМЕНЕВІЙ ПЛАВЦІ З ПРОМІЖНОЮ ЄМНІСТЮ

С.В. Ахонін¹, Ю.М. Гориславец², О.І. Глухенький², В.О. Березос¹, О.І. Бондар², О.М. Пікулін¹

¹ІЕЗ ім. Є.О. Патона НАН України.

03150, м. Київ, вул. Казимира Малевича, 11. E-mail: office@paton.kiev.ua

²Інститут електродинаміки НАН України.

03057, м. Київ, просп. Перемоги, 56. E-mail: gai56@ied.org.ua

Сформульовано тривимірну математичну модель пов'язаних гідродинамічних і теплових процесів в металі, що твердне, для сталого режиму процесу електронно-променевої плавки сплаву титану в прохідний циліндричний кристалізатор. Розраховано гідродинамічну задачу для в'язкої турбулентної течії з використанням *k-ε* моделі турбулентності. При розгляді теплових процесів для обліку теплоти фазового переходу використовували метод повної теплоємності, враховували тепломасоперенос і турбулентну теплопровідність розплаву. Отримано тривимірні поля швидкості руху металу і його температури, визначено положення двохфазної зони в зливку. Бібліогр. 16, табл. 2, рис. 7.

Ключові слова: електронно-променева плавка; кристалізатор; проміжна ємність; математичне моделювання; гідродинамічні і теплові процеси

MODELING HYDRODYNAMIC AND THERMAL PROCESSES IN THE MOULD IN COLD-HEARTH ELECTRON BEAM MELTING

S.V. Akhonin¹, Yu.M. Gorislavets², A.I. Glukhenkiy², V.A. Berezos¹, A.I. Bondar², A.N. Pikulin¹

¹E.O. Paton Electric Welding Institute of the NAS of Ukraine.

11 Kazymyr Malevych Str., 03150, Kyiv, Ukraine. E-mail: office@paton.kiev.ua

²Institute of Electrodynamics of the NAS of Ukraine.

56 Pobedy Prosp., 03507, Kyiv, Ukraine. E-mail: gai56@ied.org.ua

A 3D mathematical model was formulated for conjugated hydrodynamic and thermal processes in the solidifying metal for the steady-state mode of the process of electron beam melting of titanium alloy in the continuous-operation cylindrical mould. A hydrodynamic problem for viscous turbulent flow was computed, using *k-ε* model of turbulence. At consideration of thermal processes the method of total heat capacity was used to allow for the heat of phase transition, heat and mass transfer and turbulent heat conductivity of the melt were taken into account. The 3D fields of metal movement velocity and its temperature were obtained, position of a two-phase zone in the ingot was determined. Ref. 16, Tabl. 2, Fig. 7.

Key words: electron beam melting; mould; intermediate crucible; mathematical modeling; hydrodynamic and thermal processes

Поступила в редакцію 24.05.2019