



УДК 536.425:539.25:539.351

DOI 10.17073/0368-0797-2024-2-185-194



Оригинальная статья

Original article

ФОРМИРОВАНИЕ ГРАДИЕНТА СТРУКТУРНО-ФАЗОВЫХ СОСТОЯНИЙ БЫСТРОРЕЖУЩЕЙ СТАЛИ ПРИ НАПЛАВКЕ. Часть 2. Роль неустойчивости Маллинза–Секерки в образовании структур кристаллизации

С. А. Невский¹ , Л. П. Башченко¹, В. Е. Громов¹, О. А. Перегудов²,
А. Н. Гостевская¹, Т. В. Володин¹

¹ Сибирский государственный индустриальный университет (Россия, 654007, Кемеровская обл. – Кузбасс, Новокузнецк, ул. Кирова, 42)

² Омский государственный технический университет (Россия, 644050, Омск, пр. Мира, 11)

 nevskiy.sergei@yandex.ru

Аннотация. Изучен процесс кристаллизации системы Fe–W, которая лежит в основе теплостойкой быстрорежущей стали, применяемой в процессе плазменно-дуговой наплавки на поверхность валков и различных режущих инструментов. Исследования структуры данного материала показали, что структура состоит из двух составляющих: ячеистой и дендритной. Гистограмма распределения структурных элементов показывает наличие одного максимума. Наиболее вероятный размер находится в диапазоне 10 – 15 мкм. В работе рассматривается морфологическая неустойчивость фронта кристаллизации (неустойчивость Маллинза–Секерки). Модель включает в себя уравнения конвективной теплопроводности и диффузии. На границе раздела фаз задавались условия Стефана для температуры. Линейный анализ данной неустойчивости проводится для двух случаев: когда конвективным членом в уравнениях теплопроводности и диффузии можно пренебречь; когда конвекция преобладает над диффузионными процессами. Во всех случаях предполагается, что величина $(1 - k_s)$ близка к нулю, что соответствует концентрации легирующего элемента, примерно равной эвтектической или превышающей ее, а также используется коротковолновое приближение. В первом случае аналитический вид зависимости длины волны, на которую приходится максимум скорости роста возмущений межфазной границы, совпадает с общепринятыми представлениями. Во втором случае значение данной длины волны прямо пропорционально квадратному корню из скорости движения межфазной границы. Определены границы применимости данных приближений для различных механизмов роста кристаллов. В случае нормального роста оба приближения дают адекватное объяснение образованию структурных элементов размерами до 5 мкм при скорости фронта кристаллизации порядка 2 м/с. Для случая роста за счет винтовых дислокаций значение длины волны, соответствующей наиболее быстрорастущей моде возмущений в первом случае, совпадает с экспериментальными данными при скорости фронта кристаллизации порядка 10^{-7} м/с, тогда как в конвективном приближении такое совпадение наблюдается при 10^{-4} м/с. Дальнейшее развитие модели заключается в одновременном учете конвективной и диффузионной составляющих. Полученные результаты послужат материалом для исследования неустойчивости Маллинза–Секерки для двух границ раздела.

Ключевые слова: система железо – вольфрам, морфологическая неустойчивость Маллинза–Секерки, уравнение теплопроводности, подвижные границы фазовых превращений

Благодарности: Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 23-19-00186), <https://rscf.ru/project/23-19-00186/>.

Для цитирования: Невский С.А., Башченко Л.П., Громов В.Е., Перегудов О.А., Гостевская А.Н., Володин Т.В. Формирование градиента структурно-фазовых состояний быстрорежущей стали при наплавке. Часть 2. Роль неустойчивости Маллинза–Секерки в образовании структур кристаллизации. *Известия вузов. Черная металлургия*. 2024;67(2):185–194. <https://doi.org/10.17073/0368-0797-2024-2-185-194>

FORMATION OF THE GRADIENT OF STRUCTURAL-PHASE STATES OF HIGH-SPEED STEEL DURING SURFACING. PART 2. THE ROLE OF THE MULLINS–SEKERKA INSTABILITY IN FORMATION OF CRYSTALLIZATION STRUCTURES

S. A. Nevskii¹, L. P. Bashchenko¹, V. E. Gromov¹,
O. A. Peregudov², A. N. Gostevskaya¹, T. V. Volodin¹

¹ Siberian State Industrial University (42 Kirova Str., Novokuznetsk, Kemerovo Region – Kuzbass 654007, Russian Federation)

² Omsk State Technical University (11 Mira Ave., Omsk 644050, Russian Federation)

✉ nevskiy.sergei@yandex.ru

Abstract. The authors studied the crystallization process of the Fe–W system, which is the basis of heat-resistant high-speed steel used in plasma arc surfacing on the surface of rolls and various cutting tools. The structure of this material consists of two components: cellular and dendritic. Histogram of the structural elements distribution shows the presence of a single maximum. The most probable size takes a value in the range of 10 – 15 μm . The paper considers the morphological instability of crystallization front (the Mullins–Sekerka instability). The model includes the equations of convective thermal conductivity and diffusion. The Stefan conditions for temperature were set at interface of the phases. Linear analysis of this instability is carried out for two cases: when the convective term in the equations of thermal conductivity and diffusion can be neglected; when convection prevails over diffusion processes. In all cases, it was assumed that the value $(1 - k_s)$ was close to zero, which corresponds to a concentration of the alloying element approximately equal to or exceeding the eutectic one, and a short-wave approximation was also used. In the first case, the analytical view of dependence of the wavelength, which accounts for the maximum rate of interface disturbances growth, coincides with generally accepted concepts. In the second case, the value of this wavelength is directly proportional to square root of the interphase boundary velocity. The limits of applicability of these approximations for various mechanisms of crystal growth were determined. In the case of normal growth, both approximations provide an adequate explanation for the formation of structural elements up to 5 μm in size at a crystallization front velocity of about 2 m/s. For the case of growth due to screw dislocations, the wavelength value corresponding to the fastest-growing perturbation mode in the first case coincides with experimental data at a crystallization front velocity of the order of 10^{-7} m/s, whereas in the convective approximation such a coincidence is observed at 10^{-4} m/s. Further development of the model consists in simultaneous consideration of the convective and diffusion components. The results obtained will serve as a material for the research of the Mullins–Sekerka instability for two interface boundaries.

Keywords: Fe – W system, the Mullins–Sekerka morphological instability, equation of thermal conductivity, mobile boundaries of phase transformations

Acknowledgements: The research was supported by the Russian Science Foundation (grant No. 23-19-00186), <https://rscf.ru/project/23-19-00186/>.

For citation: Nevskii S.A., Bashchenko L.P., Gromov V.E., Peregudov O.A., Gostevskaya A.N., Volodin T.V. Formation of the gradient of structural-phase states of high-speed steel during surfacing. Part 2. The role of the Mullins–Sekerka instability in formation of crystallization structures. *Izvestiya. Ferrous Metallurgy*. 2024;67(2):185–194. <https://doi.org/10.17073/0368-0797-2024-2-185-194>

ВВЕДЕНИЕ

Быстрорежущие стали в настоящее время находят все большее применение в качестве материала для износостойких покрытий, наносимых плазменной наплавкой на рабочие поверхности деталей горно-металлургического оборудования, которые работают в условиях абразивного изнашивания [1]. Эти стали обладают высокими механическими свойствами (твердостью, износостойкостью). Однако в процессе наплавки формируются такие структуры, которые приводят к образованию трещин и снижению твердости, а высокие служебные характеристики высоколегированных теплостойких сплавов используются не полностью [2]. Для сохранения высоких механических свойств полученного покрытия необходимо проводить дополнительные термические обработки [3] или корректировать режимы наплавки [4]. Поиск оптимальных режимов наплавки требует знания особенностей процесса кристаллизации материала и связанных с этим структурно-фазовых превращений. Образование того

или иного типа структуры (ячеистого или дендритного) в процессах воздействия концентрированных потоков энергии объясняется возникновением морфологической неустойчивости фронта кристаллизации (неустойчивость Маллинза–Секерки) [5; 6].

В настоящее время эта неустойчивость изучается разными авторами [7 – 10]. В работе [7] данная неустойчивость изучалась для бинарных сплавов. Были сформулированы критерии абсолютной и относительной устойчивости сферического зародыша кристаллизации для этих сплавов и показано, что по мере роста частицы начальная концентрация в разбавленном бинарном расплаве сначала подавляет, а затем повышает морфологическую стабильность частицы. Также была определена критическая концентрация, с которой начинается данный эффект. Работа [8] посвящена исследованию влияния набегающего потока расплава на фронт кристаллизации переохлажденных жидкостей с двухфазным слоем. Установлено, что поступающий поток расплава играет решающую роль в изменениях параметров двухфазного слоя и его внутренней структуры.

Доля твердой фазы в этом слое и его толщина существенно увеличиваются, в то время как его проницаемость и среднее расстояние между дендритами уменьшаются с увеличением интенсивности поступающего потока расплава. В работе [9] проверка результатов линейного анализа устойчивости методом фазового поля в многокомпонентных расплавах с плоским фронтом кристаллизации показала, что, несмотря на использование единого набора уравнений для анализа линейной стабильности при различных условиях затвердевания, следует отметить теоретические различия между случаем направленного и изотермического затвердевания. При направленном затвердевании, если рассматривать стационарное решение плоской задачи, равновесные составы на границе раздела являются инвариантными относительно выбора матриц коэффициента диффузии, и, таким образом, изменение градиентов концентрации перед границей раздела, которые влияют на поведение неустойчивости, легко определяется, так как скорость границы раздела известна [9]. В случае изотермического затвердевания плоская задача не имеет стационарного решения, характеризующегося постоянной скоростью системы. Коэффициент роста границы раздела, а также равновесные составы зависят от выбора матрицы коэффициента диффузии, а также от состава сплава. Эти характеристики фазового перехода влияют на рост морфологических возмущений и, таким образом, влияют на выбор масштабов длины микроструктуры. В работе [10] проведены аналогичные исследования для частицы сферической геометрии с учетом нестационарных членов в уравнениях диффузии и полной записью матрицы коэффициентов диффузии, которые позволили установить, что критерии устойчивости не сводятся к низким значениям скорости, как это было в работе [11]. Стабильность растущей сферы можно учитывать при большой скорости роста возмущений, также соответствующей высокому перенасыщению. Результаты ясно показывают, что пороговые значения для дестабилизации границы раздела растущей сферы сильно зависят от скорости роста. Обнаружено также, что степень сферической гармоник, при которой стабильность не поддерживается, повышается с увеличением скорости роста. В представленных работах [7 – 11] недостаточно внимания уделяется роли поверхностного натяжения расплава, тогда как оно может существенно сместить значения длины волны, на которую приходится максимальная мода возмущений [12; 13]. В работе [12] установлена зависимость данной длины волны от поверхностного натяжения и механизма роста кристаллов. Показано, что для большинства бинарных композиций, рассмотренных автором, выполняется механизм роста посредством винтовых дислокаций, а зависимость λ от $V^{-1/2}$ является практически линейной и совпадает с экспериментальными данными. Поверхностное натяжение, согласно данным работы [13], оказывает существенное влияние на кинетический коэффициент в модели

роста посредством винтовых дислокаций. Таким образом, при построении математических моделей кристаллизации материалов при плазменном воздействии и формулировании критериев устойчивости поверхности раздела расплав – кристалл помимо концентрационного переохлаждения необходимо учитывать роли поверхностного натяжения и механизмов роста кристаллов. Как указывалось в работе [14], неустойчивость Маллинза–Секерки необходимо изучать в несколько этапов: 1 – определить характер возмущений поверхности раздела и оценить влияние ее кривизны на температуру ликвидуса; 2 – провести расчет полей температур и концентраций в твердой и жидкой фазах; 3 – найти зависимости скорости роста возмущений из условий на границе фазового перехода. В настоящей работе уделено внимание первому и третьему этапам исследований в предположении о цилиндрической форме фронта кристаллизации. Для верификации полученных результатов проведены исследования структуры покрытий из быстрорежущих сталей после наплавки методами сканирующей электронной микроскопии.

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Плазменная наплавка покрытий из быстрорежущей стали P18Ю проводилась на обратной полярности в защитно-легирующей среде азота с нетоковедущей присадочной порошковой проволокой по режиму, установленному в работе [15]. Химический состав стали (мас. %): C 0,87; Cr 4,41; W 17,00; Mo 0,10; V 1,50; Ti 0,35; Al 1,15; N 0,06. При этом обеспечивались необходимые условия смачиваемости поверхности изделия наплавляемым металлом и бездефектное формирование наплавленного слоя. Образцы вырезали из верхних частей наплавленного слоя, а затем для металлографических исследований разрезали на электроискровой станке в керосине на несколько частей. Потом образцы механически выравнивали на мелкой наждачной бумаге и алмазной пасте, а после этого электролитическим способом стравливали деформированный слой и выравнивали поверхность. Для проведения исследований применялся сканирующий электронный микроскоп КУКУ-ЕМ6900 с термоэмиссионным вольфрамовым катодом, оснащенный микрозондовой приставкой. Ускоряющее напряжение составляло 20 кВ, ток эмиссии 150 мкА, точка насыщения тока накала – 2,4 А. Рабочее расстояние между образцом и объективной линзой составляло 15 мм. Размеры структурных элементов определялись методом случайных секущих [16].

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

На рис. 1 показана микроструктура поверхностного слоя покрытия из быстрорежущей стали, полученного плазменной наплавкой. Микроструктура представлена двумя морфологическими составляющими: ячеистой

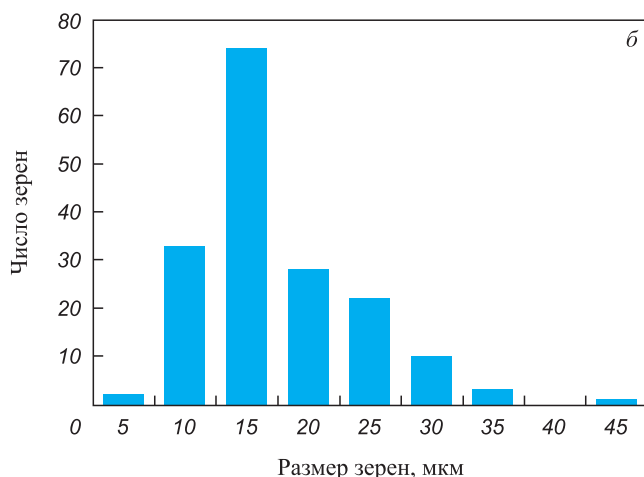
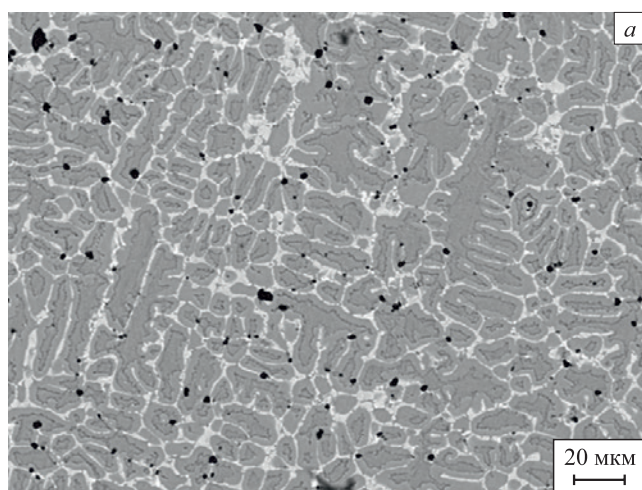


Рис. 1. Микроструктура покрытия из быстрорежущей стали после наплавки (а) (электронно-микроскопическое изображение) и гистограмма распределения зерен по размеру (б)

Fig. 1. Microstructure of high-speed steel coating after surfacing (a) (electron microscopic image) and histogram of grain size distribution (b)

и дендритной. Размеры зерен варьируются в пределах 3 – 45 мкм. Наиболее вероятные размеры зерен 10 – 15 мкм (рис. 1, б).

Анализ гистограммы (рис. 1, б) показывает, что неустойчивость фронта кристаллизации имеет один максимум, приходящийся на длину волны, которая соответствует наиболее вероятному размеру зерен. Наличие двух морфологических составляющих позволяет сделать предположение о наличии двух типов неустойчивости: «мягкого», соответствующего ячеистой структуре, и «жесткого», соответствующего дендритной структуре.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим устойчивость цилиндрического фронта кристаллизации относительно малых гармонических возмущений (рис. 2).

Для удобства дальнейших расчетов, как и в работе [12], введем следующие безразмерные переменные:

$$T_l = \frac{T_{lr}}{T_0}, T_s = \frac{T_{sr}}{T_0}, C_l = \frac{C_{lr}}{C_0}, r = \frac{r_r}{a}, z = \frac{z_r}{a},$$

$$t = \frac{\chi_0}{a^2} t_r, D_l = \frac{D_{lr}}{\chi_0}, \chi_l = \frac{\chi_{lr}}{\chi_0}, \chi_s = \frac{\chi_{sr}}{\chi_0},$$

где $T_{lr}, T_{sr}, C_{lr}, r_r, z_r, D_{lr}, \chi_{lr}, \chi_{sr}$ – размерные температуры жидкой и твердой фаз, концентрации примеси в жидкой фазе, радиальной и продольной координаты, коэффициента диффузии примеси в жидкости, температуропроводности жидкой и твердой фаз соответственно; T_0 – температура фазового перехода (считаем равной температуре ликвидуса); C_0 – начальная концентрация примеси; a – начальный радиус цилиндрического зародыша (~1 мкм); χ_0 – масштабное значение коэффициента температуропроводности (~10⁻⁵ м²/с).

Скрытую теплоту фазового перехода ΔH представим в безразмерном виде $\varepsilon = \frac{\Delta H}{c_0 T_0}$ (где c_0 – теплоем-

кость исследуемого вещества при температуре фазового перехода). Запишем уравнения теплопроводности и диффузии в безразмерном виде для твердой и жидкой фаз:

$$\frac{\partial T_l}{\partial t} - V \frac{\partial T_l}{\partial r} = \chi_l \left(\frac{\partial^2 T_l}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T_l}{\partial r} + \frac{\partial^2 T_l}{\partial z^2} \right);$$

$$\frac{\partial T_s}{\partial t} - V \frac{\partial T_s}{\partial r} = \chi_s \left(\frac{\partial^2 T_s}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T_s}{\partial r} + \frac{\partial^2 T_s}{\partial z^2} \right); \quad (1)$$

$$\frac{\partial C_l}{\partial t} - V \frac{\partial C_l}{\partial r} = D_l \left(\frac{\partial^2 C_l}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial C_l}{\partial r} + \frac{\partial^2 C_l}{\partial z^2} \right).$$

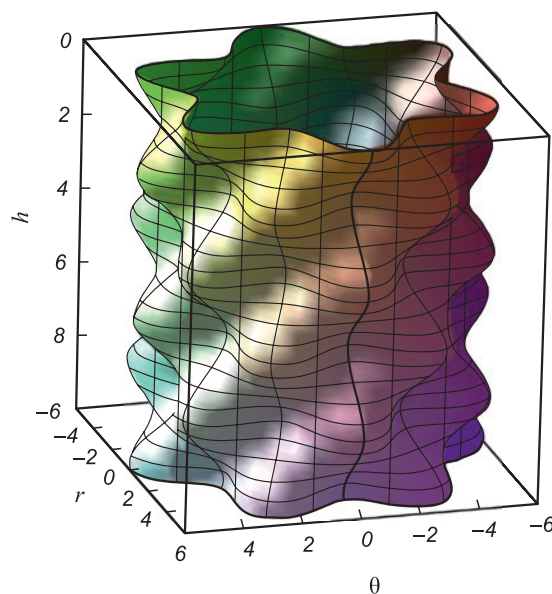


Рис. 2. Геометрия задачи о возникновении неустойчивости цилиндрического фронта кристаллизации

Fig. 2. Geometry of the problem of occurrence of cylindrical crystallization front instability

Граничные условия:

$$\left. \begin{aligned} \chi_s \frac{\partial T_s}{\partial r} - \chi_l \frac{\partial T_l}{\partial r} &= \varepsilon V; \\ D_l \frac{\partial C_l}{\partial r} &= (1 - k_s) C_l V; \\ T_l &= T_s; \quad V = V(T, C); \end{aligned} \right\} \text{при } r = a + \xi(r, z); \quad (2)$$

$$\left. \begin{aligned} T_{l1} &= T_{s1}; \\ \chi_s \frac{\partial T_{s1}}{\partial r} - \chi_l \frac{\partial T_{l1}}{\partial r} &= \varepsilon V_s; \\ D_l \frac{\partial C_{l1}}{\partial r} &= (1 - k_s)(V_s C_{l1} + C_{0l} V_l); \\ C_{l1} &= 0; \quad T_{l1} = 0; \quad r \rightarrow \infty; \\ T_{s1} &= 0; \quad r \rightarrow 0. \end{aligned} \right\} \text{при } r = a; \quad (7)$$

$$C_l = 1; \quad T_l = T_{00}; \quad r \rightarrow \infty.$$

Для исследования устойчивости фронта кристаллизации представим решение (1) в виде суммы стационарной и возмущенной компонент:

$$\begin{aligned} T_l &= T_{0l}(r) + T_{l1}(r, z, t); \\ T_s &= T_{0s}(r) + T_{s1}(r, z, t); \\ C_l &= C_{0l}(r) + C_{l1}(r, z, t); \\ V &= V_s + V_1(r, z, t). \end{aligned} \quad (3)$$

Для стационарной компоненты имеем:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 T_{0l}}{\partial r^2} + \left(\frac{1}{r} + \frac{V_s}{\chi_l} \right) \frac{\partial T_{0l}}{\partial r} &= 0; \\ \frac{\partial^2 T_{0s}}{\partial r^2} + \left(\frac{1}{r} + \frac{V_s}{\chi_s} \right) \frac{\partial T_{0s}}{\partial r} &= 0; \\ \frac{\partial^2 C_{0l}}{\partial r^2} + \left(\frac{1}{r} + \frac{V_s}{D} \right) \frac{\partial C_{0l}}{\partial r} &= 0. \end{aligned} \quad (4)$$

С учетом (3) граничные условия для уравнения (4) будут иметь вид:

$$\left. \begin{aligned} T_{0l} &= T_{0s}; \\ \chi_s \frac{\partial T_{0s}}{\partial r} - \chi_l \frac{\partial T_{0l}}{\partial r} &= \varepsilon V_s; \\ D_l \frac{\partial C_{0l}}{\partial r} &= (1 - k_s) C_{0l} V_s; \\ \chi_s \frac{\partial T_{0s}}{\partial r} &= I_0; \end{aligned} \right\} \text{при } r = a; \quad (5)$$

$$C_{0l} = 1, \quad T_l = T_{00}, \quad r \rightarrow \infty;$$

$$T_{0s} = T_0, \quad r = r_0.$$

Уравнения возмущений поверхности раздела будут иметь вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_{l1}}{\partial t} - V_s \frac{\partial T_{l1}}{\partial r} - V_l G_l &= \chi_l \left(\frac{\partial^2 T_{l1}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T_{l1}}{\partial r} + \frac{\partial^2 T_{l1}}{\partial z^2} \right); \\ \frac{\partial T_{s1}}{\partial t} - V_s \frac{\partial T_{s1}}{\partial r} - V_l G_s &= \chi_s \left(\frac{\partial^2 T_{s1}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T_{s1}}{\partial r} + \frac{\partial^2 T_{s1}}{\partial z^2} \right); \\ \frac{\partial C_{l1}}{\partial t} - V_s \frac{\partial C_{l1}}{\partial r} - V_l G_c &= D_l \left(\frac{\partial^2 C_{l1}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial C_{l1}}{\partial r} + \frac{\partial^2 C_{l1}}{\partial z^2} \right). \end{aligned} \quad (6)$$

Соответственно, граничные условия (2) примут вид:

Проведение линейного анализа устойчивости требует знания аналитического вида градиентов невозмущенной температуры, входящих в уравнения (6). Для их получения необходимо решить краевую задачу (4), (5). Решения данной задачи представим в виде:

$$\begin{aligned} T_{0l} &= T_{00} + \left(\frac{T_0 - T_{00}}{Ei \left(\frac{V_s a}{\chi_l} \right)} + \frac{I_0 a \exp \left(\frac{V_s a}{\chi_s} \right) \left[Ei \left(\frac{V_s r_0}{\chi_s} \right) - Ei \left(\frac{V_s a}{\chi_s} \right) \right]}{Ei \left(\frac{V_s a}{\chi_l} \right)} \right) Ei \left(\frac{V_s r}{\chi_l} \right); \\ T_{0s} &= T_0 + \frac{I_0 a \exp \left(\frac{V_s a}{\chi_s} \right) \left[Ei \left(\frac{V_s r_0}{\chi_s} \right) - Ei \left(\frac{V_s a}{\chi_s} \right) \right]}{\chi_s a (k_s - 1) Ei \left(\frac{V_s a}{D_l} \right) + D_l \exp \left(-\frac{V_s a}{D_l} \right)}; \\ C_{0l} &= 1 + \frac{V_s a (1 - k_s) Ei \left(\frac{V_s r}{D_l} \right)}{V_s a (k_s - 1) Ei \left(\frac{V_s a}{D_l} \right) + D_l \exp \left(-\frac{V_s a}{D_l} \right)}. \end{aligned} \quad (8)$$

Перейдем к решению краевой задачи (6) и (7) для возмущений температуры, концентрации и скорости движения фронта кристаллизации. Будем искать ее решение в следующем виде:

$$\begin{aligned} T_{l1}(r, z, t) &= T_{m1}(r) \exp(\omega t + kz); \\ T_{s1}(r, z, t) &= T_{m2}(r) \exp(\omega t + kz); \\ C_{l1}(r, z, t) &= C_{m1}(r) \exp(\omega t + kz); \\ V_1 &= V_m(r) \exp(\omega t + kz), \end{aligned} \quad (9)$$

где $\omega = \omega_1 + i\omega_2$; $k = k_1 + ik_2$.

Тогда уравнения (6) примут вид:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 T_{m1}}{dr^2} + \left(\frac{1}{r} + \frac{V_s}{\chi_l} \right) \frac{dT_{m1}}{dr} + \frac{\chi_l k^2 - \omega}{\chi_l} T_{m1} &= -\frac{V_m}{\chi_l} G_l; \\ \frac{d^2 T_{m2}}{dr^2} + \left(\frac{1}{r} + \frac{V_s}{\chi_s} \right) \frac{dT_{m2}}{dr} + \frac{\chi_s k^2 - \omega}{\chi_s} T_{m2} &= -\frac{V_m}{\chi_s} G_s; \\ \frac{d^2 C_{m1}}{dr^2} + \left(\frac{1}{r} + \frac{V_s}{D_l} \right) \frac{dC_{m1}}{dr} + \frac{D_l k^2 - \omega}{D_l} C_{m1} &= -\frac{V_m}{D_l} G_c. \end{aligned} \quad (10)$$

Соответственно, граничные условия (7) имеют вид (штрихом обозначена производная по радиальной координате):

$$\begin{aligned} T_{m1}(a) &= T_{m2}(a); \\ \chi_s T_{m2}(a)' - \chi_l T_{m1}(a)' &= \varepsilon V_m(a); \\ D_l C_m(a)' &= (k_s - 1)[V_s C_m(a) + C_{0l} V_m(a)]; \\ C_m &= 0; T_{m1} = 0; r \rightarrow \infty; T_{m2} = 0; r \rightarrow 0. \end{aligned} \quad (11)$$

Как и в уравнении [1], зависимость амплитудных значений возмущений скорости межфазной границы от максимальных значений возмущений температуры и концентрации имеет вид:

$$V_m(a) = \theta T_{m1}(a) + \gamma C_m(a), \quad (12)$$

$$\text{где } \theta = \frac{\partial V}{\partial T}; \gamma = \frac{\partial V}{\partial C}.$$

ДИСПЕРСИОННОЕ УРАВНЕНИЕ ВОЗМУЩЕНИЙ ГРАНИЦЫ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА

Уравнения (10) представляют собой вырожденные неоднородные гипергеометрические уравнения, решениями которых являются функции Куммера. Получение и анализ дисперсионного уравнения, в которое входят эти функции, является сложной и нетривиальной задачей. Поэтому ограничимся рассмотрением частных случаев. В первом случае пренебрегаем конвективным членом в уравнении (1). Тогда стационарные решения имеют вид:

$$\begin{aligned} T_{0l} &= T_{00} + \frac{a \ln\left(\frac{r}{b_l}\right) (I_0 - \varepsilon V_s)}{\chi_l}; \\ T_{0s} &= T_0 + \frac{a \ln\left(\frac{r}{b}\right) I_0}{\chi_s}; \\ C_{0l} &= 1 + \frac{(k_s - 1) V_s a \ln\left(\frac{r}{b_l}\right)}{(1 - k_s) a V_s \ln\left(\frac{r}{b_l}\right) + D_l}. \end{aligned} \quad (13)$$

Соответственно, уравнения (10) примут вид:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 T_{m1}}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dT_{m1}}{dr} - S_1^2 T_{m1} &= 0; \\ \frac{d^2 T_{m2}}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dT_{m2}}{dr} - S_2^2 T_{m2} &= 0; \\ \frac{d^2 C_m}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dC_m}{dr} - S_3^2 C_m &= 0, \end{aligned} \quad (14)$$

$$\text{где } S_1^2 = \frac{\omega}{\chi_l} - k^2; S_2^2 = \frac{\omega}{\chi_s} - k^2; S_3^2 = \frac{\omega}{D_l} - k^2.$$

Решения (14) имеют вид:

$$\begin{aligned} T_{m1} &= A_1 I_0(S_1 r) + A_2 K_0(S_1 r); \\ T_{m2} &= A_3 I_0(S_2 r) + A_4 K_0(S_2 r); \\ C_m &= A_5 I_0(S_3 r) + A_6 K_0(S_3 r). \end{aligned} \quad (15)$$

Подстановка выражений (15) в граничные условия (11) и последующие преобразования с учетом (12) приводят к следующему дисперсионному уравнению:

$$\begin{aligned} &\left(\frac{K_0(S_1 a) I_1(S_2 a) S_2}{I_0(S_2 a)} \chi_2 + \chi_l K_1(S_1 a) S_1 - \varepsilon \theta K_0(S_1 a) \right) \times \\ &\times \left[(1 - k_s) K_0(S_3 a) (C_{0l} \gamma + V_s) - D_l K_1(S_3 a) S_3 \right] + \\ &+ (1 - k_s) \varepsilon \gamma C_{0l} K_0(S_3 a) K_0(S_1 a) \theta = 0. \end{aligned} \quad (16)$$

При концентрации примеси, примерно равной эвтектической, значение $(1 - k_s)$ близко к нулю, поэтому этими членами в зависимости (16) можно пренебречь. В итоге получим:

$$\frac{I_1(S_2 a)}{I_0(S_2 a)} S_2 \chi_2 + \frac{K_1(S_1 a)}{K_0(S_1 a)} S_1 \chi_l - \varepsilon \theta = 0. \quad (17)$$

Значение θ , как и в работе [1], считаем равным $\frac{\Lambda \omega}{\Lambda \Gamma k^2 - \omega}$ (где $\Lambda = \frac{\partial V}{\partial \Delta T}$ – коэффициент, зависящий от механизма роста кристаллов; $\Gamma = \alpha \Gamma_r$; Γ_r – отношение произведения поверхностного натяжения и температуры фазового перехода к объемной скрытой энергии фазового превращения; $\alpha = 1/(a T_0)$).

В случае коротких волн $S_{1,2} \gg 1$ и приближенные значения функций Бесселя можно представить в виде

$$\begin{aligned} I_0(S_2 a) &\approx I_1(S_2 a) \approx \frac{\exp(S_2 a)}{\sqrt{2\pi S_2 a}} \\ K_0(S_1 a) &\approx K_1(S_1 a) \approx \frac{\pi \exp(-S_1 a)}{\sqrt{2\pi S_1 a}}. \end{aligned}$$

Тогда уравнение (17) имеет вид

$$S_2 \chi_2 + S_1 \chi_l - \varepsilon \theta = 0. \quad (18)$$

Считаем, что $k_1 = 0$ и $\omega_2 = 0$, тогда $S_1 = \sqrt{k_2^2 + \frac{\omega_1}{\chi_l}}$, $S_2 = \sqrt{k_2^2 + \frac{\omega_1}{\chi_s}}$. Сделаем следующую замену: $\omega_1 = \frac{\delta V_s^2}{D_l}$, $k_2^2 = \frac{V_s^2}{D_l^2} Y$. Тогда $S_1 = \frac{V_s}{D_l} \sqrt{Y + \frac{\delta D_l}{\chi_l}}$, $S_2 = \frac{V_s}{D_l} \sqrt{Y + \frac{\delta D_l}{\chi_s}}$.

При условии $Y \gg \frac{\delta D_l}{\chi_s}$ и при $\delta \sim Y$ максимум скорости роста будет наблюдаться при значении длины волны

$$\lambda = \frac{2\pi(\chi_l + \chi_s)}{\varepsilon\Lambda}(1 + \Lambda\Gamma). \quad (19)$$

$$\lambda = \frac{2\pi\sqrt{\varepsilon V_s \Lambda (\chi_s - \chi_l)(1 + \Gamma\Lambda)}}{\varepsilon\Lambda V_s}. \quad (25)$$

Таким образом, следует заключить, что зависимость (19) полностью совпадает с зависимостью, полученной в работе [12]. Это позволяет сделать вывод, что в коротковолновом приближении при учете только диффузионных членов задача нахождения длины волны, на которую приходится максимум скорости роста, для цилиндрической геометрии сводится к задаче для плоскости.

Во втором случае пренебрегаем в уравнении (6) диффузионным членом. Тогда уравнение примет вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_{l1}}{\partial t} - V_s \frac{\partial T_l}{\partial r} - V_l G_l &= 0; \\ \frac{\partial T_{s1}}{\partial t} - V_s \frac{\partial T_s}{\partial r} - V_l G_s &= 0; \\ \frac{\partial C_{l1}}{\partial t} - V_s \frac{\partial C_l}{\partial r} - V_l G_c &= 0. \end{aligned} \quad (20)$$

Стационарные решения для температур и концентрации являются постоянными. Уравнения для амплитуд возмущений (10) примут вид:

$$\begin{aligned} \frac{dT_{m1}}{dr} - \frac{\omega}{V_s} T_{m1} &= 0; \quad \frac{dT_{m2}}{dr} - \frac{\omega}{V_s} T_{m2} = 0; \\ \frac{dC_m}{dr} - \frac{\omega}{V_s} C_m &= 0. \end{aligned} \quad (21)$$

Решения уравнений имеют вид:

$$\begin{aligned} T_{m1} &= A_1 \exp\left(\frac{\omega r}{V_s}\right); \quad T_{m2} = A_2 \exp\left(\frac{\omega r}{V_s}\right); \\ C_m &= A_3 \exp\left(\frac{\omega r}{V_s}\right). \end{aligned} \quad (22)$$

Подстановка решений (22) в граничные условия (11), последующие преобразования с учетом (12) приводят к следующему дисперсионному уравнению:

$$\begin{aligned} \left(\frac{(\chi_s - \chi_l)\omega}{V_s} - \varepsilon\theta \right) \left(\frac{D_l\omega}{V_s} - (k_s - 1)(V_s + C_0\gamma) \right) - \\ - \gamma\varepsilon(k_s - 1)C_0\theta = 0. \end{aligned} \quad (23)$$

Также, как и в предыдущем случае, пренебрегаем в зависимости (23) членами, которые содержат $(k_s - 1)$. В итоге получим

$$\frac{(\chi_s - \chi_l)\omega}{V_s} - \varepsilon\theta = 0. \quad (24)$$

Максимум скорости роста возмущений наблюдается при длине волны

При нормальном росте кристаллов скорость фронта кристаллизации прямо пропорциональна переохлаждению $V_s = h\Delta T$ [12; 13] (где h – коэффициент пропорциональности; ΔT – переохлаждение), тогда $\Lambda = h$. Согласно модели [13], размерное значение коэффициента h определяется как

$$h_r = \frac{\beta D_{lr} \Delta H M}{\Delta l R T_{rL}^2}, \quad (26)$$

где M – молярная масса; R – универсальная газовая постоянная; Δl – амплитуда возмущения границы раздела ($\sim 0,1$ нм); T_{rL} – температура ликвидуса; β – коэффициент, который учитывает, что длина свободного пробега молекул в жидкой фазе отличается от периода кристаллической решетки, а также симметрию молекул (для симметричных молекул $\beta \sim 10$).

По данным таблицы из зависимости (26) следует, что при начальном значении размера зародыша 1 мкм значение коэффициента h_r составляет 0,558 м/(с·К).

Переход в уравнении (19) к размерным переменным дает

$$\lambda_r = \frac{2\pi(\chi_{lr} + \chi_{sr})}{\frac{\Delta H}{c_0} h_r} \left(1 + h_r \frac{\Gamma_r}{\chi_0} \right). \quad (27)$$

Скорость фронта кристаллизации определим по данным работы [14] как $V_{sr} = \frac{\Delta a}{\Delta t}$, откуда, зная переохлаждение, определим h_r . Из работы [14] следует, что $\Delta a = 10^{-8}$ м, а $\Delta t = 4,4118$ нс, тогда $V_{sr} = 2,27$ м/с и $h_r = 0,757$ м/(с·К) при переохлаждении, равном 3 К. Коэффициент Γ_r определим как $\Gamma_r = \frac{\gamma T_{Lr}}{\Delta H \rho} = 1,71 \cdot 10^{-6}$ К·м. Расчет по формуле (27) показывает, что в

Характеристики системы железо – вольфрам

Characteristics of the Fe–W system

Характеристики материала	Обозначение	Значение
Температура ликвидуса, К	T_{Lr}	1806
Удельная теплота плавления, кДж/кг	ΔH	270
Плотность, кг/м ³	ρ	6980
Коэффициент диффузии, м ² /с	D_r	10^{-8}
Удельная теплоемкость, Дж/(кг·К)	c_0	611
Температуропроводность жидкой фазы, м ² /с	χ_1	$6,8 \cdot 10^{-6}$
Температуропроводность твердой фазы, м ² /с	χ_2	$6,9 \cdot 10^{-6}$
Поверхностное натяжение, Н/м	γ	1,788

случае, когда h_r составляет 0,558 м/(с·К), $\lambda = 0,382$ мкм. При $h_r = 0,757$ м/(с·К) расчет по зависимости (27) приводит к $\lambda = 0,291$ мкм. Расчет по формуле (25) показывает, что при $h_r = 0,558$ м/(с·К) $\lambda = 0,324$ мкм, а при $h_r = 0,757$ м/(с·К) $\lambda = 0,242$ мкм. Сравнение полученных результатов с размерами зерен на рис. 1, б показывает, что конвективное и диффузионное приближения дают объяснение образованию размеров зерен по механизму нормального роста до 5 мкм, хотя максимум приходится на размеры 10 – 15 мкм. Это позволяет сделать вывод о том, что в этих условиях модель нормального роста не является адекватной. Перейдем к рассмотрению механизма роста за счет винтовых дислокаций. Скорость фронта кристаллизации в этом случае прямо пропорциональна квадрату переохлаждения. В этом случае $\Lambda = 2\sqrt{hV_s}$ [12]. Тогда зависимость (19) примет вид:

$$\lambda = \frac{\pi(\chi_l + \chi_s)}{\varepsilon\sqrt{hV_s}} \left(1 + 2\sqrt{hV_s}\Gamma\right). \quad (28)$$

Возвращаясь в уравнении (28) к размерным переменным, получим

$$\lambda_r = \frac{\pi(\chi_{lr} + \chi_{sr})}{\frac{\Delta H}{c_0}\sqrt{h_r V_{sr}}} \left(1 + 2\sqrt{h_r V_{sr}} \frac{\Gamma_r}{\chi_0}\right). \quad (29)$$

Для механизма роста посредством винтовых дислокаций величина кинетического коэффициента h_r определится как

$$h_r = \frac{\beta(1 + 2g^{1/2})D_{lr}(\Delta HM)^2}{4\pi gRT_{rL}^3\gamma V_m}, \quad (30)$$

где $g = 2\pi^4 n^3 \exp\left(-\frac{\pi^2 n}{2}\right)$; n – число молекулярных слоев [16]; V_m – молярный объем.

Для металлических материалов $n \sim 6$, тогда $g \sim 5,99 \cdot 10^{-9}$. Значение кинетического коэффициента h_r , рассчитанного по данным таблицы для модели роста посредством винтовых дислокаций, составляет 433 м/(с·К²). Значение длины волны, рассчитанное по формуле (30) при данном значении h_r и скорости кристаллизации порядка 10^{-7} м/с, составляет 14,8 мкм, что совпадает с наиболее вероятными значениями размеров зерен на рис. 1, б. В конвективном приближении расчет по формуле (25) показывает, что длина волны принимает значения порядка 10^4 мкм. Это позволяет сделать вывод о преобладании диффузионных процессов при данных скоростях фронта кристаллизации. При увеличении скорости кристаллизации на три порядка $\lambda = 14,9$ мкм, что совпадает с экспериментальными данными. Таким образом, конвективное приближение является значимым при скоростях кристаллизации больше 10^{-4} м/с. Исходя из вышеизложенного, следует заключить, что

неустойчивость Маллинза–Секерки дает адекватное объяснение образованию ячеистых структур размерами ~ 10 мкм при $V_s < 1$ м/с и степени переохлаждения $\sim 10^{-5}$ К. При воздействии объемного теплового источника на поверхность облучаемого материала, как показывают результаты работ [17; 18], полученные методом фазового поля, скорость фронта превращения может принимать значения в пределах $10^{-7} - 10^3$ м/с в зависимости от плотности мощности источника и характеристик среды. Данные работ [19; 20] свидетельствуют, что воздействие данного источника приводит к возникновению больших градиентов температур в поверхностных слоях материала и, как следствие, к возникновению термокапиллярных эффектов. Это позволяет сделать вывод о том, что для построения модели кристаллизации помимо морфологической неустойчивости Маллинза–Секерки необходимо учитывать другие неустойчивости (термокапиллярную и концентрационно-капиллярную), которые имеют место в расплавленном материале. Анализ дисперсионных уравнений, полученных в работах [21; 22] для этих неустойчивостей, показал, что для рассматриваемой системы Fe–W длина волны, на которую приходится максимум возмущений, составляет 12 мкм, что также совпадает с экспериментальными данными.

Выводы

Проведенное теоретическое исследование образования ячеистых структур в процессе кристаллизации системы железо – вольфрам путем анализа дисперсионного уравнения, характеризующего морфологическую неустойчивость фронта кристаллизации (неустойчивость Маллинза–Секерки), для случая, когда конвективным членом можно пренебречь, и уравнения в случае, когда вклад диффузионного члена незначителен для различных механизмов роста кристаллов, показало, что механизм нормального роста кристалла дает адекватное объяснение образованию ячеек размерами до 5 мкм. Механизм роста за счет винтовых дислокаций приводит к $\lambda = 14,8$ мкм, которое совпадает с экспериментальным при условии, что скорость фронта кристаллизации менее 1 м/с и степени переохлаждения $\sim 10^{-5}$ К. Дальнейшее развитие представленной модели заключается в учете термокапиллярных и концентрационно-капиллярных эффектов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ / REFERENCES

1. Мозговой И.В., Шнейдер Е.А. Наплавка быстрорежущей стали. Омск: изд. ОмГТУ; 2016:271.
2. Wang Yu., Mao B., Chu S., Chen S., Xing H., Zhao H., Wang S., Wang Y., Zhang J., Sun B. Advanced manufacturing of high-speed steels: A critical review of the process design, microstructural evolution, and engineering performance. *Journal of Materials Research and Technology*. 2023;24: 8198–8240. <https://doi.org/10.1016/j.jmrt.2023.04.269>

3. Лаврентьев А.Ю., Дожделев А.М. Совершенствование структуры зоны термического влияния наплавленного биметаллического инструмента. *Научно-технические ведомости СПбГПУ. Естественные и инженерные науки*. 2017;23(3):118–126. <https://doi.org/10.18721/JEST.230311>
Lavrentiev A.Yu., Dozhdelev A.M. Improvement of the structure of the zone of thermal influence of a deposited bimetallic tool. *Scientific and Technical Bulletin of St. Petersburg State University. Natural and Engineering Sciences*. 2017;23(3):118–126. (In Russ.). <https://doi.org/10.18721/JEST.230311>
4. Cao H.T., Dong X.P., Pan Z., Wu X.W., Huang Q.W., Pei Y.T. Surface alloying of high-vanadium high-speed steel on ductile iron using plasma transferred arc technique: Microstructure and wear properties. *Materials & Design*. 2016;100:223–234. <https://doi.org/10.1016/j.matdes.2016.03.114>
5. Sekerka R.F. Morphological stability. *Journal of Crystal Growth*. 1968;3-4:71–81. [https://doi.org/10.1016/0022-0248\(68\)90102-4](https://doi.org/10.1016/0022-0248(68)90102-4)
6. Merchant G.J., Davis S.H. Morphological instability in rapid directional solidification. *Acta Metallurgica et Materialia*. 1990;38(12):2683–2693. [https://doi.org/10.1016/0956-7151\(90\)90282-L](https://doi.org/10.1016/0956-7151(90)90282-L)
7. Chen M.W., Wang Z.D. The evolution and morphological stability of a particle in a binary alloy melt. *Journal of Crystal Growth*. 2023;607:127113. <https://doi.org/10.1016/j.jcrysgro.2023.127113>
8. Alexandrov D.V., Toropova L.V. The role of incoming flow on crystallization of undercooled liquids with a two-phase layer. *Scientific Reports*. 2022;12:17857. <https://doi.org/10.1038/s41598-022-22786-w>
9. Lahiri A., Choudhury A. Theoretical and numerical investigation of diffusive instabilities in multicomponent alloys. *Journal of Crystal Growth*. 2017;459:1–12. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jcrysgro.2016.11.046>
10. Guillemot G., Gandin C.-A. Morphological stability of spherical particles – Extension of the Mullins-Sekerka criteria to multi-component alloys under a non-stationary diffusive regime. *Acta Materialia*. 2021;205:116539. <https://doi.org/10.1016/j.actamat.2020.116539>
11. Colin J., Voorhees P.W. Morphological instability of a solid sphere of dilute ternary alloy growing by diffusion from its melt. *Journal of Crystal Growth*. 2016;448:17–20. <https://doi.org/10.1016/j.jcrysgro.2016.03.041>
12. Гуськов А.П. Зависимость периода структуры от скорости межфазной границы при кристаллизации эвтектик. *Журнал технической физики*. 2003;73(5):46–52.
Gus'kov A.P. Dependence of structure period on interphase boundary velocity during eutectics crystallization. *Zhurnal tekhnicheskoi fiziki*. 2003;73(5):46–52. (In Russ.).
13. Gus'kov A.P., Orlov A.D. Dependence of period of macrostructures on kinetic parameters under directed crystallization. *Computational Materials Science*. 2002;24(1-2):93–98. [https://doi.org/10.1016/S0927-0256\(02\)00169-6](https://doi.org/10.1016/S0927-0256(02)00169-6)
14. Невский С.А., Башченко Л.П., Перегудов О.А. Формирование градиента структурно-фазовых состояний быстрорежущей стали при наплавке. Часть 1. Решение задачи Стефана с двумя подвижными границами. *Известия вузов. Черная металлургия*. 2023;66(5):587–593. <https://doi.org/10.17073/0368-0797-2023-5-587-593>
Nevskii S.A., Bashchenko L.P., Peregudov O.A. Formation of the gradient of structural-phase states of high-speed steel during surfacing. Part 1. Solving the Stefan problem with two movable boundaries. *Izvestiya. Ferrous Metallurgy*. 2023;66(5):587–593. <https://doi.org/10.17073/0368-0797-2023-5-587-593>
15. Малушин Н.Н., Романов Д.А., Ковалев А.П., Осетковский В.Л., Башченко Л.П. Структурно-фазовое состояние теплостойкого сплава высокой твердости, сформированного плазменной наплавкой в среде азота и высокотемпературным отпуском. *Известия вузов. Физика*. 2019;62(10(742)):106–111.
Malushin N.N., Romanov D.A., Kovalev A.P., Osetkovskii V.L., Bashchenko L.P. Structural-phase state of a heat-resistant alloy of high hardness formed by plasma surfacing in nitrogen medium and high-temperature tempering. *Izvestiya vuzov. Fizika*. 2019;62(10(742)):106–111. (In Russ.).
16. Cahn J.W., Hillig W.B., Sears G.W. The molecular mechanism of solidification. *Acta Metallurgica*. 1964;12(12):1421–1439. [https://doi.org/10.1016/0001-6160\(64\)90130-0](https://doi.org/10.1016/0001-6160(64)90130-0)
17. Слядников Е.Е., Турчановский И.Ю. Параметр порядка и кинетика неравновесного фазового перехода, стимулированного воздействием объемного теплового источника. *Известия вузов. Физика*. 2016;59(9):125–133.
Slyadnikov E.E., Turchanovskii I.Yu. The order parameter and kinetics of a nonequilibrium phase transition stimulated by the action of a volumetric heat source. *Izvestiya vuzov. Fizika*. 2016;59(9):125–133. (In Russ.).
18. Слядников Е.Е., Хон Ю.А., Каминский П.П., Турчановский И.Ю. Кинетика неравновесного плавления макросистемы, инициированного воздействием на нее объемного теплового источника. *Инженерно-физический журнал*. 2020;93(2):403–415.
Slyadnikov E.E., Khon Yu.A., Kaminskii P.P., Turchanovskii I.Yu. Kinetics of nonequilibrium melting of a macrosystem initiated by the action of a volumetric heat source on it. *Inzhenerno-fizicheskii zhurnal*. 2020;93(2):403–415. (In Russ.).
19. Mirzade F.Kh. Wave instability of a molten metal layer formed by intense laser irradiation. *Technical Physics*. 2005;50(8):993–998. <http://dx.doi.org/10.1134/1.2014528>
20. Das K.S., Ward C.A. Surface thermal capacity and its effects on the boundary conditions at fluid-fluid interfaces. *Physical Review E*. 2007;75:065303. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevE.75.065303>
21. Nevskii S., Sarychev V., Kononov S., Granovskii A., Grovov V. Formation mechanism of micro- and nanocrystalline surface layers in titanium and aluminum alloys in electron beam irradiation. *Metals*. 2020;10(10):1399. <https://doi.org/10.3390/met10101399>
22. Невский С.А. Механизм образования микро- и нанокристаллических поверхностных слоев титановых и алюминиевых сплавов при электронно-пучковой обработке. *Фундаментальные проблемы современного материаловедения*. 2020;17(10):385–395.
Nevskii S.A. The mechanism of formation of micro- and nanocrystalline surface layers of titanium and aluminum alloys during electron beam processing. *Fundamental'nye problemy sovremennogo materialovedeniya*. 2020;17(10):385–395.

Сведения об авторах

Information about the Authors

Сергей Андреевич Невский, д.т.н., доцент кафедры естественно-научных дисциплин им. профессора В.М. Финкеля, Сибирский государственный индустриальный университет

ORCID: 0000-0001-7032-9029

E-mail: nevskiy_sa@physics.sibsiu.ru

Людмила Петровна Бащенко, к.т.н., доцент кафедры теплоэнергетики и экологии, Сибирский государственный индустриальный университет

ORCID: 0000-0003-1878-909X

E-mail: luda.baschenko@gmail.com

Виктор Евгеньевич Громов, д.ф.-м.н., профессор, заведующий кафедрой естественнонаучных дисциплин им. профессора В.М. Финкеля, Сибирский государственный индустриальный университет

ORCID: 0000-0002-5147-5343

E-mail: gromov@physics.sibsiu.ru

Олег Александрович Перегудов, к.т.н., проректор по молодежной политике и воспитательной деятельности, Омский государственный технический университет

ORCID: 0000-0001-5154-5498

E-mail: olegomgtu@mail.ru

Анастасия Николаевна Гостевская, аспирант кафедры естественнонаучных дисциплин им. профессора В.М. Финкеля, Сибирский государственный индустриальный университет

ORCID: 0000-0002-7328-5444

E-mail: lokon1296@mail.ru

Тарас Витальевич Володин, начальник управления научных исследований, Сибирский государственный индустриальный университет

E-mail: volodin_tv@sibsiu.ru

Sergei A. Nevskii, Dr. Sci. (Eng.), Assist. Prof. of the Chair of Science named after V.M. Finkel', Siberian State Industrial University

ORCID: 0000-0001-7032-9029

E-mail: nevskiy_sa@physics.sibsiu.ru

Lyudmila P. Bashchenko, Cand. Sci. (Eng.), Assist. Prof. of the Chair "Thermal Power and Ecology", Siberian State Industrial University

ORCID: 0000-0003-1878-909X

E-mail: luda.baschenko@gmail.com

Viktor E. Gromov, Dr. Sci. (Phys.-Math.), Prof., Head of the Chair of Science named after V.M. Finkel', Siberian State Industrial University

ORCID: 0000-0002-5147-5343

E-mail: gromov@physics.sibsiu.ru

Oleg A. Peregudov, Cand. Sci. (Eng.), Vice-Rector for Youth Policy and Educational Activities, Omsk State Technical University

ORCID: 0000-0001-5154-5498

E-mail: olegomgtu@mail.ru

Anastasia N. Gostevskaya, Postgraduate of the Chair of Science named after V.M. Finkel', Siberian State Industrial University

ORCID: 0000-0002-7328-5444

E-mail: lokon1296@mail.ru

Taras V. Volodin, Head of the Department of Scientific Research, Siberian State Industrial University

E-mail: volodin_tv@sibsiu.ru

Вклад авторов

Contribution of the Authors

С. А. Невский – постановка задачи, получение и анализ дисперсионного уравнения, обсуждение и верификация результатов моделирования.

Л. П. Бащенко – проведение расчетов, обсуждение результатов, оформление статьи.

В. Е. Громов – анализ и обсуждение результатов исследования структуры наплавленной быстрорежущей стали методами сканирующей электронной микроскопии.

О. А. Перегудов – обсуждение результатов, анализ литературных источников по неустойчивости Маллинза-Секерки.

А. Н. Гостевская – проведение исследований методами сканирующей электронной микроскопии наплавленной быстрорежущей стали, обсуждение результатов.

Т. В. Володин – проведение исследований методами сканирующей электронной микроскопии наплавленной быстрорежущей стали, обсуждение результатов.

S. A. Nevskii – problem statement, obtaining and analyzing the dispersion equation, discussion and verification of modeling results.

L. P. Bashchenko – conducting calculations, discussion of the results, design of the article.

V. E. Gromov – analysis and discussion of the results of analysis of the structure of deposited high-speed steel by scanning electron microscopy.

O. A. Peregudov – discussion of the results, analysis of literary sources on the Mallins-Sekerki instability.

A. N. Gostevskaya – conducting research using scanning electron microscopy of deposited high-speed steel, discussion of the results.

T. V. Volodin – conducting research using scanning electron microscopy of deposited high-speed steel, discussion of the results.

Поступила в редакцию 11.09.2023

После доработки 25.09.2023

Принята к публикации 18.12.2023

Received 11.09.2023

Revised 25.09.2023

Accepted 18.12.2023