

# Температурные волны в зоне кристаллизации вокруг армирующих элементов отливки

Во многих случаях практического применения теории теплопереноса для построения физико-математических моделей кристаллизации остывающих отливок достаточно закона Фурье для теплового потока и упрощенных формул, следующих из уравнений диффузии и конвекции [1]. Но такие модели не объясняют наличия особых зон вокруг армирующих элементов, процессов вторичной перекристаллизации при остывании отливки, чередования зон различного кристаллического строения, таких как глобулитной, столбчатой, равноосной дендритной и т. п., а также других экспериментальных фактов. Более точное приближение дают модели с использованием решений для краевой задачи уравнения теплопроводности

$$u_t = a^2 u_{xx}, \quad (1)$$

или в векторной форме

$$c_p u_t = k \operatorname{div}(\operatorname{grad} u) + F(x, t) \quad (2)$$

где  $c$  – удельная теплоемкость,  $\rho$  – плотность,  $k$  – коэффициент теплопроводности,  $a$  – коэффициент теплопроводности,  $u$  – температура,  $F(x, t)$  – функция плотности тепловых источников.

Решения краевых задач для уравнений теплопроводности (1), (2) также являются приближенными из следующих соображений. Энергия теплового движения атомной единицы в узле кристаллической решетки будет состоять из средней энергии хаотического поступательного движения, энергии колебаний атомной единицы и энергии вращательного движения [2]. Вращательное движение будет состоять из вращения атомной единицы вокруг собственной оси, которое квантуется, и вращения атомной единицы вокруг положения равновесия. Такое вращение имеет достаточно большие значения энергии при больших температурах и может описываться непрерывной функцией. Но, во-первых, в уравнении теплопроводности энергия вращения вообще не учитывается. Температура представляет собой скалярный потенциал, и использование вектора градиента температуры ( $\operatorname{grad} u$ ) в уравнении теплопроводности (2) не учитывает даже возможного обмена тепловой энергией между вращательной и поступательной

В отличие от традиционных решений краевых задач уравнения теплопроводности, рассматривается комплексная форма коэффициента температуропроводности, что дает возможность исследовать отдельный вклад в создание температурного поля твердой фазы отливки колебательной и поступательной компонент теплового движения. На примере влияния армирующих элементов на процессы фазовых переходов второго рода показано, что армирующий элемент при остывании излучает затухающие температурные волны, которые приводят к созданию периодических структур разного кристаллического строения в зоне вокруг этого элемента

компонентами, так как в потенциальном поле циркуляция по любому замкнутому контуру равна нулю [3]

$$\operatorname{rot}(\operatorname{grad} u) = 0. \quad (3)$$

Во-вторых, температурное поле, которое описывают уравнения (1), (2), создается как поступательной компонентой теплового движения атомно-молекулярных единиц кристаллической решетки, так и колебательной компонентой. Но уравнения (1), (2) не предполагают раздельного описания вклада этих компонент в тепловые потоки. Поэтому могут быть упущены некоторые реальные физические эффекты, сопровождающие процесс теплообмена. На недостатки описания сложных процессов теплообмена уравнением вида (2) указывает также тот факт, что из (2) следует бесконечная скорость распространения тепла [3]. Раздельный вклад поступательной и вращательной компоненты теплопередачи в создании температурного поля будет учтен в дальнейшем введением в решения уравнения (1) комплексных значений для коэффициента температуропроводности  $a = \frac{k}{c\rho}$ ,

где действительная часть будет соответствовать тепловому потоку, связанному с поступательным тепловым движением атомных единиц кристаллической решетки, а мнимая – колебательным тепловым движением. Оба тепловых потока, взаимодействуя, создают единое температурное поле  $u(x, y, z)$ .

Рассмотрим одномерную краевую задачу теплопроводности в произвольном горизонтальном сечении остывающей отливки, где происходят процессы кристаллизации и перекристаллизации твердой фазы. Пусть стержень  $(0, \ell)$  состоит из армирующего элемента  $(\ell_1, \ell)$  и стержня твердой

фазы матрицы  $(0, \ell_1)$ . Предполагается, что все граничные точки  $x_1 = 0, x_2 = \ell_1, x_3 = \ell$  лежат по одну сторону от средней оси отливки. Для упрощения задачи можно предположить, что на концах стержней поддерживается одинаковая плотность теплового потока, то есть

$$q_0 = k_0 \frac{\partial u}{\partial x} \Big|_{x=0} = k_0 \frac{\partial u}{\partial x} \Big|_{x \rightarrow \ell_1-0} = q_1 = k_1 \frac{\partial u}{\partial x} \Big|_{x \rightarrow \ell_1+0} = k_1 \frac{\partial u}{\partial x} \Big|_{x=\ell}, \quad (4)$$

где  $k_0$  – коэффициент теплопроводности матрицы,  $k_1$  – коэффициент теплопроводности армирующего элемента. Если проинтегрировать (4) в любом сечении стержней, то получим на основании закона Фурье стационарную по времени и линейную от координаты  $x$  зависимость температуры  $u$

$$u(x) = a_0 x + b_0; \quad u(x) = a_1 x + b_1; \quad (5)$$

$$x \in (0, \ell_1), a_0, b_0 = \text{const}; \quad x \in (\ell_1, \ell), a_1, b_1 = \text{const}.$$

Это нулевое приближение решения задачи о распределении одномерного температурного поля при постоянном потоке тепла. Следующее приближение, как уже отмечалось, может дать решение при вышеприведенных условиях уравнения теплопроводности (1). Приближение (5) дает возможность сформулировать для уравнения (1) следующую краевую задачу: найти сопряженные решения уравнения теплопроводности для двух стержней  $(0, \ell_1)$  и  $(\ell_1, \ell)$ , на концах которых поддерживается постоянная температура

$$\begin{aligned} u_t &= a_0^2 u_{xx}, \quad x \in (0, \ell_1); \\ u_t &= a_1^2 u_{xx}, \quad x \in (\ell_1, \ell); \\ u(0, t) &= u_0, \quad u(\ell_1, t) = u_1, \quad u(\ell, t) = u_2; \\ u(x, 0) &= u(x), \quad x \in (0, \ell). \end{aligned} \quad (6)$$

При кристаллизации зоны вокруг армирующего элемента отливки часть теплоты переохлаждения будет поглощена армирующим элементом. На следующем этапе часть этой избыточной теплоты будет затрачена на перекристаллизацию как некоторой зоны вокруг армирующего элемента, так и зоны внутри армирующего элемента, прилегающей к поверхности раздела. Это процессы фазовых переходов второго рода, поэтому должны происходить при постоянной температуре. И только на третьем этапе остывания отливки начнется выравнивание градиента температур армирующих элементов и матрицы. Таким образом, решение краевой задачи (6) будет соответствовать перекристаллизации зон вокруг армирующих элементов, поскольку такой процесс – изотермический.

В [3] приведено общее решение задачи для уравнения теплопроводности в случае однородного стержня, на концах которого поддерживается постоянная температура. Принимая это во внимание, решение краевой задачи (6) можно представить в следующем виде:

$$u(x, t) = u_0(x) + V_0(x, t), \quad x \in (0, \ell_1);$$

$$u(x, t) = u_1(x) + V_1(x, t), \quad x \in (\ell_1, \ell);$$

$$u_0(0) = u_0, \quad u_0(\ell_1) = u_1(\ell_1) = u_1, \quad u_1(\ell) = u_2; \quad (7)$$

$$\frac{\partial V_0}{\partial t} = a_0 \frac{\partial^2 V_0}{\partial x^2}, \quad \frac{\partial V_1}{\partial t} = a_1 \frac{\partial^2 V_1}{\partial x^2}.$$

Здесь  $u_0(x)$  и  $u_1(x)$  – стационарная температура вида (5).  $V_0(x, t)$  и  $V_1(x, t)$  – отклонения от стационарной температуры. Формулы для стационарной (средней) температуры следующие:

$$u_0(x) = u_0 + \frac{x}{\ell_1}(u_1 - u_0), \quad x \in (0, \ell_1); \quad (8)$$

$$u_1(x) = u_1 + \frac{x - \ell_1}{\ell - \ell_1}(u_2 - u_1), \quad x \in (\ell_1, \ell).$$

При этом предполагается, что точки  $x_1 = \ell_1$  и  $x_2 = \ell$  лежат по одну сторону от средней оси отливки. Углы отрезков прямых (8) с осью абсцисс при стационарном тепловом потоке будут зависеть от коэффициентов теплопроводности  $a_0$  и  $a_1$ . Для функций отклонений от средней температуры (8)  $V_0$  и  $V_1$  имеем однородные граничные условия

$$\begin{aligned} V_0(0, t) &= V_0(\ell_1, t) = 0; \\ V_1(\ell_1, t) &= V_1(\ell, t) = 0. \end{aligned} \quad (9)$$

Поэтому решения для  $V_0$  и  $V_1$  имеют вид [3]

$$V_0(x, t) = \sum_{n=1}^{\infty} C_n e^{-\left(\frac{\pi n}{\ell_1}\right)^2 a_0 t} \sin \frac{\pi n}{\ell_1} x, \quad x \in (0, \ell_1); \quad (10)$$

$$V_1(x, t) = \sum D_n e^{-\left(\frac{\pi n}{\ell - \ell_1}\right)^2 a_1 t} \sin \frac{\pi n}{\ell - \ell_1} x, \quad x \in (\ell_1, \ell).$$

Здесь постоянные  $D_n$  и  $C_n$  являются коэффициентами Фурье функции  $\varphi(x)$  (6) при однородных граничных условиях для начального температурного поля в стержнях при разложении ее в ряд по синусам

$$\varphi(x) = \sum_{n=1}^{\infty} C_n \sin \frac{\pi n}{\ell_1} x, \quad x \in (0, \ell_1); \quad (11)$$

$$\varphi(x) = \sum_{n=1}^{\infty} D_n \sin \frac{\pi n}{\ell - \ell_1} x, \quad x \in (\ell_1, \ell).$$

Теперь можно проанализировать вклад в теплообмен отдельно поступательной и колебательной компонент. Рассмотрим в решениях (10) функцию отклонения для армирующего элемента  $V_1(x, t)$  от стационарной температуры  $u_1(x)$ . Предположим тогда для (10), что

$$V_{1n}(x, t) = D_n e^{-\left(\frac{\pi n}{\ell - \ell_1}\right)^2 a_1 t} \sin \frac{\pi n}{\ell - \ell_1} x. \quad (12)$$

Далее проводится формальное преобразование

с введением в (12) мнимой части. Предполагается, что коэффициент температуропроводности в (12) – комплексное число

$$a_1 = d_1 + if_1, \quad (13)$$

где действительная часть  $d_1$  будет описывать поступательную компоненту температуропроводности в процессе теплопередачи, а мнимая часть  $if_1$  – колебательную.

При поступательном тепловом движении атомная единица в узле кристаллической решетки сближается с соседней атомной единицей на минимальное расстояние, которое определяет ее импульс, и при этом передает соседней часть импульса. При большой энергии частица вообще может покинуть нанообласть кристаллической решетки, создав дислокацию. При колебательном механизме передачи тепловой энергии атомная единица в узле решетки отклоняется от положения равновесия и взаимодействует с соседними атомными единицами посредством силовых полей. Такое отклонение приводит к отклонению от положения равновесия соседних частиц, наиболее близких к рассматриваемой атомной единице. Из такого общего анализа очевидно, что посредством поступательного движения передается большая часть теплоты и  $d_1 \geq f_1$ .

Следует также учесть, что и при поступательной, и при колебательной формах передачи теплоты как единое целое могут участвовать в тепловом движении несколько ближайших атомных единиц, если их связывает в «парамолекулу» временная ионная, водородная, или ковалентная междуатомная связь. Такая нанообласть представляет собой тепловую дислокацию с другой формой кристаллической решетки и, фактически, с избытком массы, так как атомные единицы, благодаря дополнительным междуатомным связям, будут более плотно «упакованы» в пространстве. В металлических кристаллах дополнительную временную связь между атомными единицами чаще всего образуют ковалентные пары электронов с противоположными спинами.

Для дальнейших преобразований в (12) используется формула Эйлера [4]

$$e^{iy} = \cos y - i \sin y \quad (14)$$

и другие обычные преобразования:

$$\begin{aligned} a_1^2 &= (d_1 + if_1)^2 = (d_1^2 - f_1^2) + 2id_1f_1; \\ e^{-\left(\frac{\pi n}{\ell - \ell_1}\right)^2 a_1^2 t} &= e^{-\left(\frac{\pi n}{\ell - \ell_1}\right)^2 [(d_1^2 - f_1^2) + 2id_1f_1] t} = \\ &= e^{-\left(\frac{\pi n}{\ell - \ell_1}\right)^2 (d_1^2 - f_1^2) t} \times e^{-i2d_1f_1 \left(\frac{\pi n}{\ell - \ell_1}\right)^2 t} = \\ &= e^{-\left(\frac{\pi n}{\ell - \ell_1}\right)^2 (d_1^2 - f_1^2) t} \times \left[ \cos 2d_1f_1 \left(\frac{\pi n}{\ell - \ell_1}\right)^2 t - \right. \end{aligned} \quad (15)$$

$$\left. -i \sin 2d_1f_1 \left(\frac{\pi n}{\ell - \ell_1}\right)^2 t \right].$$

С предложенных позиций можно проанализировать поступательную часть теплопередачи в решениях (10) для армирующего элемента и зоны вокруг него. Для этого нужно подставить действительную часть из (15) в (12):

$$\begin{aligned} V_{1n}(x, t) &= \\ &= D_n e^{-\left(\frac{\pi n}{\ell - \ell_1}\right)^2 (d_1^2 - f_1^2) t} \cos 2d_1f_1 \left(\frac{\pi n}{\ell - \ell_1}\right)^2 t \sin \frac{\pi n}{\ell - \ell_1} x. \end{aligned} \quad (16)$$

В (16) переходим к новой переменной  $x'$ :

$$x' = x - \frac{\ell - \ell_1}{n}, \quad (17)$$

что соответствует сдвигу на  $\frac{\ell - \ell_1}{n}$ . Тогда

$$\begin{aligned} V_{1n}(x, t) &= \\ &= D_n e^{-\left(\frac{\pi n}{\ell - \ell_1}\right)^2 (d_1^2 - f_1^2) t} \times \cos 2d_1f_1 \left(\frac{\pi n}{\ell - \ell_1}\right)^2 t \times \cos \frac{\pi n}{\ell - \ell_1} x'. \end{aligned} \quad (18)$$

Уравнение (18) представляет собой уравнения стоячей волны в армирующем элементе с волновым числом  $k_{1n}$  и частотой  $\omega_{1n}$ , которые соответственно равны

$$k_{1n} = \frac{\pi n}{\ell - \ell_1}; \quad \omega_{1n} = 2d_1f_1 \left(\frac{\pi n}{\ell - \ell_1}\right)^2. \quad (19)$$

Соответственно коэффициент затухания  $\gamma_{1n}$  и максимальная амплитуда  $A_{1n}$  волны равны

$$\gamma_{1n} = e^{-\left(\frac{\pi n}{\ell - \ell_1}\right)^2 (d_1^2 - f_1^2) t}; \quad A_{1n} = D_n. \quad (20)$$

Стоячая волна в армирующем элементе (18) представляет собой интерференцию температурных плоских волн, которые распространяются в противоположных направлениях, имеющих фазовую скорость  $V_{1n}$  и длину волны  $\lambda_{1n}$ :

$$V_{1n} = \frac{\omega_{1n}}{k_{1n}} = 2d_1f_1 \frac{\pi n}{\ell - \ell_1}; \quad \lambda_{1n} = \frac{2\pi}{k_{1n}} = \frac{2(\ell - \ell_1)}{n}. \quad (21)$$

Таким образом, раздельное представление в уравнении теплопроводности поступательной и колебательной компоненты теплопередачи частично снимает одно из основных противоречий уравнения теплопроводности, а именно, цитируем по [3]: «... во всякой точке  $x$  температура, создаваемая мгновенным точечным источником, действующим в начальный момент  $t = 0$ , отлична от нуля для сколько угодно малых моментов времени. Подобный факт можно было бы интерпретировать как результат бесконечно быстрого распространения температуры (бесконечная скорость). Однако это противоречит молекулярно-кинетическим представлениям о

природе тепла. Такое противоречие получается в связи с тем, что выше, при выводе уравнения теплопроводности пользовались феноменологическими представлениями о растекании тепла, не учитывающими инерционность процесса движения молекул».

Но, как следует из вышеизложенного, даже при небольшой модификации уравнения теплопроводности с помощью введения комплексных значений для коэффициента теплопроводности, передачу тепла можно представить как совокупность некоторых волновых процессов. Скорость волны в таком ряде тоже растет с ростом  $n$ , как видно из формулы (21), но коэффициент затухания (20) возрастает с ростом  $n$  значительно быстрее, поэтому волны в решении (10) при больших  $n$  практически не переносят тепловую энергию и не создают температурное поле. Таким образом, бесконечные ряды в решении (10) краевой задачи (6) должны содержать лишь конечное число  $N$  затухающих гармоник, которое можно определять из дополнительных условий.

В связи с полученными результатами возникает также и вопрос о физическом смысле волнового процесса теплопередачи против направления вектора градиента температуры. Такой волновой процесс наиболее объясним, когда в теплопередаче участвуют как единое целое тепловые дислокации, где группа атомных единиц связана дополнительными ковалентными связями одной или нескольких пар электронов с противоположными спинами. Тогда процесс теплопередачи описывает одновременную миграцию тепловых дислокаций, где значительно большую роль играет не направление потока тепла, а концентрация таких дислокаций. Фактически волновой процесс в этом случае представляет собой волну ковалентных пар электронов, которая может распространяться как в направлении потока тепла, так и в противоположном.

Прозрачный физический смысл имеет также температурная волна, направленная против общего потока тепла, при колебательной форме теплопередачи. И плотность общего теплового потока, и его направление представляют собой лишь суммарный вектор всех подобных процессов.

На границе армирующего элемента температурная волна частично отражается, образуя при интерференции стоячую волну, и частично проходит в среду матрицы. Очевидно, что в основной матрице отливки, в случае для стержня  $(0, \ell_1)$ , также имеет место решение вида (18) в форме суммы стоячих волн. Температурные волны, которые излучает армирующий элемент, формально также могут удовлетворять решению краевой задачи (6), если уравнение теплопроводности для стержня матрицы

$(0, \ell_1)$  записывается в общем виде (2), где присутствуют внешние источники тепла. Такие источники тепла и должны описывать температурные волны, которые излучает армирующий элемент. Температурные волны армирующего элемента в виду затухания можно ограничить несколькими первыми гармониками, которые имеют длину волны

$$\lambda_{1n} = \frac{2(\ell - \ell_1)}{n}; \quad n = 1, 2, \dots, N_1. \quad (22)$$

Стоячие температурные волны стержня матрицы соответственно имеют длину волны

$$\lambda_{0n} = \frac{2\ell_1}{n}; \quad n = 1, 2, \dots, N_0. \quad (23)$$

Резонансные явления могут проявить себя только в случае, если отношение длин волн – целое число  $m$ :

$$m = \frac{\lambda_{0n_1}}{\lambda_{1n_2}} = \frac{\ell_1}{\ell - \ell_1} \cdot \frac{n_2}{n_1}. \quad (24)$$

Такие явления наиболее вероятны, если размер горизонтального сечения  $2(\ell - \ell_1)$  армирующего элемента – целое число – раз укладывается на расстоянии  $2\ell_1$  между армирующими элементами.

Наложение затухающих температурных волн, излучаемых армирующим элементом, на стоячие температурные волны матрицы приводит к следующему физическому эффекту. Отклонение температуры от средней величины, которая задается формулами (8), будет наиболее значимо в точках пучностей стоячей волны. Эффективная зона пучности стоячей волны занимает отрезок  $\lambda/4$  от длины волны  $\lambda$  относительно средней точки пучности. Сами точки пучности отстоят друг от друга на расстоянии  $\lambda/2$ . При значительном уменьшении температуры (на втором полупериоде волны) от средней в эффективных зонах пучностей возможен переход второго рода и перекристаллизация, когда снижение температуры приводит к более плотной «упаковке» атомных единиц в кристаллической решетке. Поскольку поток тепла от армирующего элемента все же постепенно уменьшается со временем, то на последующем полупериоде стоячей волны такая зона упрочнения материала матрицы уже не претерпевает изменений. В районах точек узлов стоячей волны, где амплитуда температурных колебаний наименьшая, материал матрицы будет оставаться прежним, и его кристаллическая решетка не меняется.

Итак, вокруг армирующих элементов должны наблюдаться периодические слои, где чередуются различные типы кристаллической решетки. В таких слоях происходят и диффузионные процессы относительно материала армирующего элемента, но такие процессы для армирующих элементов, которые не плавятся при заливке металла матрицы,



имеют очень незначительный характер как в жидкой, так и твердой фазах остывания отливки. К тому же процесс диффузии не способен объяснить повторяющуюся периодическую структуру различных типов кристаллической решетки, которая наблюдается сразу же после затвердевания отливки.

На рисунке приведены фотоснимки микроструктуры зон вокруг армирующего элемента. В обоих случаях для отливок использовался чугун как основной металл и сталь 20 для армирующего элемента. Увеличение – ( $\times 100$ ). На снимках отчетливо просматриваются несколько периодически повторяющихся структур разного кристаллического строения. Очевидно, что наиболее значимой будет величина перекристаллизации для тех стоячих волн в матрице, частоты которых (соответственно и длины волн) резонируют с волнами из пакета температурных волн, излучаемых армирующим элементом. Для этого необходимо найти в пакете волн, которые описывают формулы (18)-(21), те, которые переносят наибольшую часть тепловой энергии от армирующего элемента.

Кроме поступательной, колебательной и вращательной форм передачи тепловой энергии при высоких температурах интенсивна также электромагнитная форма передачи теплоты. Любой микрообъем  $\Delta V$ , который находится либо внутри отливки, либо имеет общую с поверхностью отливки часть своей поверхности, при высоких температурах интенсивно излучает в инфракрасном, радиотепловом и даже в видимой части спектров электромагнитного излучения. Такое излучение тут же поглощается в соседних микрообъемах. Энергия переходит в тепловое движение, что, в свою очередь, опять приводит как к электромагнитному излучению, которое близко к излучению абсолютно черного тела. Тепловое движение в любой форме (поступательной, колебательной или вращательной) происходит в силовых полях кристаллической решетки, поэтому тепловая энергия часто рассеивается на создании разного рода дислокаций. При электромагнитной же форме передачи тепловой энергии, энергия излучается и поглощается отдельными порциями

– квантами. Время между актами поглощения излучения достаточно малое и рассеивание на создание дислокаций незначительно.

При поступательной форме передачи тепловой энергии сопутствующее электромагнитное излучение находится в инфракрасной области спектра. Границы инфракрасной области по длине волны составляют от 760 нм до 1 мм. Или, приближенно, от 1000 нм до 1 мм, что в сотых долях миллиметра составит  $(0,1 \cdot 10^{-2}) - (100 \cdot 10^{-2})$  мм.

Согласно закону смещения Вина [5] для теплового излучения абсолютно черного тела длина волны  $\lambda_m$ , на которой происходит максимальное по энергии излучение, связано с температурой  $u$  соотношением

$$u\lambda_m = b, \quad b = \text{const.} \quad (25)$$

Согласно этому закону, самая крайняя длина волны  $0,1 \cdot 10^{-2}$  мм инфракрасного диапазона будет максимальной по переносимой энергии для максимально высокой температуры металла, когда микрообласть внутри металла можно еще аппроксимировать как абсолютно черное тело. Так как в газообразном состоянии поглощение для инфракрасного диапазона значительно меньше, поскольку свободный пробег атома (молекулы) значительно больше по сравнению с жидкой и твердой фазами, и равновесное тепловое излучение находится в других диапазонах, то можно считать, что при температуре парообразования длина волны  $\lambda_m \cong 0,1 \cdot 10^{-2}$  мм.

В таком случае естественно предполагать, что при температурах кристаллизации и перекристаллизации металла (в случае  $u \in (u_0, u_1)$ ) длина волны  $\lambda_m$  будет расположена в средней части спектра инфракрасной области, то есть  $\lambda_m \cong 50 \cdot 10^{-2}$  мм. Эффективное сечение, которое такая волна может создать при резонансе со стоячей температурной волной матрицы составляет  $\lambda_m/4 \cong 12,5 \cdot 10^{-2}$  мм.

На рисунке визуально можно наблюдать две периодических зоны с одинаковым типом кристаллизации (темный цвет), между которыми находится прослойка с другим типом кристаллизации. Размытость зон в случае  $b$  можно объяснить тем, что этот образец, в отличие от  $a$ , подвергнулся травлению. Размеры соответствующих зон, учитывая масштаб увеличения:  $12 \cdot 10^{-2}$  и  $14 \cdot 10^{-2}$  мм (образец  $a$ ), а также  $12 \cdot 10^{-2}$  и  $8 \cdot 10^{-2}$  мм (образец  $b$ ). Такие результаты вполне сопоставимы с предсказанным теоретически средним размером резонансных зон возле армирующего элемента  $\lambda_m/4 \cong 12,5 \cdot 10^{-2}$  мм.

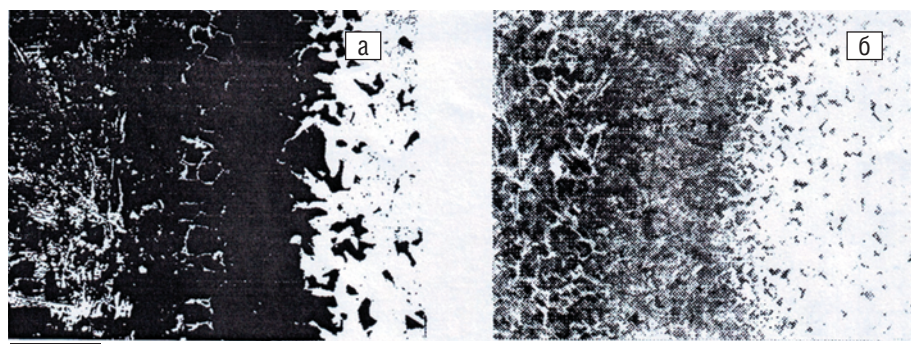
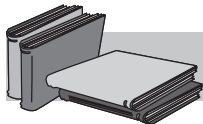


Рис. Микроструктура зон вокруг армирующего элемента: а – до травления; б – после травления



## ЛИТЕРАТУРА

1. Эльдарханов А. С., Ефимов В. А., Мурадинов В. С. Процессы формирования отливок и их моделирование. — М.: Машиностроение, 2001. — 208 с.
2. Савельев И. В. Курс общей физики. — М.: Наука, 1970. — 510 с.
3. Тихонов А. Н., Самарский А. А. Уравнения математической физики. — М.: Наука, 1977. — 735 с.
4. Смирнов В. И. Курс высшей математики, т. 3, ч. 2. — М.: Наука, 1974. — 672 с.
5. Савельев И. В. Курс общей физики, т. 3. — М.: Наука, 1971. — 527 с.

### Summary

V. Z. Tydnyuk, O. I. Shinskiy, V. P. Kravchenko

Temperature waves are in the area of crystallization round the reinforcing elements of founding

Unlike the traditional decisions of regional tasks of equalization of heat conductivity, the complex form of coefficient of diffusivity is examined, that enables to probe a separate contribution to creation of the temperature field of hard phase of founding of swaying and forward komponenty of thermomotion. On the example of influence of reinforcing elements it is rotined on the processes of phase transitions of the second family, that a reinforcing element at a cooling-down radiates discontinuous temperature waves which result in creation of periodic structures of different crystalline structure in an area round this element

### Анотація

В. З. Тиднюк, О. І. Шинський, В. П. Кравченко

Температурні хвилі в зоні кристалізації довкола армуючих елементів виливка

На відміну від традиційних розв'язків крайових задач рівняння теплопровідності, розглядається комплексна форма коефіцієнта температуропровідності, що дає можливість досліджувати окремий вклад у створення температурного поля твердої фази виливка коливальної та поступальної компонент теплового руху. На прикладі впливу армуючих елементів на процеси фазових переходів другого роду показано, що армуючий елемент при охолодженні випромінює затухаючі температурні хвилі, які приводять до створення періодичних структур різної кристалічної будови в зоні довкола цього елемента

### Ключевые слова

Коеффициент температуропроводности, фазовые переходы, армирующие элементы отливки, кристаллизация, температурные волны

УДК. 621.774.35

Р. Н. Король (ЧНПП «Специальные трубы»)

## Разработка и внедрение универсального режима деформации для прокатки прецизионных труб из различных марок сталей на станах ХПТ

Способ прокатки на станах холодной прокатки труб (ХПТ) широко применяется для производства холоднодеформированных труб. Вышеуказанные станы позволяют получать трубы с высокой точностью размеров и качеством поверхности, а также с большими деформациями за проход. В настоящее время данные станы эксплуатируются более чем на десяти трубных заводах Украины.

Описан новый метод расчета универсального режима деформации для прокатки прецизионных труб из различных марок сталей на станах ХПТ. Профиль гребня ручья калибра и образующей оправки, выполненный в виде двух независимых экспонент, позволяет учесть упрочнение материала трубы при прокатке. Увеличенное соотношение протяженностей зон редуцирования, обжатия и калибрования оправки и ручья калибра позволяет облегчить настройку стана за счет возможного осевого перемещения оправки в обе стороны от номинального положения

актуальность приобретает возможность производить трубы из различных марок сталей с высокой точностью и производительностью на одном

В условиях экономического кризиса особенную