

УДК 631.365

Исследование режимов конвективного теплопереноса при получении высокотемпературных силикатных расплавов

О.Г. Волокитин¹, М.А. Шеремет², В.В. Шеховцов¹, Н.С. Бондарева², В.И. Кузьмин³

¹*Томский государственный архитектурно-строительный университет*

²*Томский государственный университет*

³*Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск*

E-mail: volokitin_oleg@mail.ru

В статье приведены результаты теоретических и экспериментальных исследований получения высокотемпературных силикатных расплавов с использованием энергии низкотемпературной плазмы в принципиально новой установке. Разработана и численно реализована математическая модель нестационарных режимов конвективного теплопереноса в предположении неньютоновского характера движения среды в объеме плавильной печи при плазмохимическом синтезе высокотемпературных силикатных расплавов. Проведены эксперименты по плавлению силикатсодержащих материалов с использованием энергии низкотемпературной плазмы. Экспериментальным путем установлены зависимости для динамического коэффициента вязкости различных силикатных материалов (базальт, зола, отходы горючих сланцев).

Ключевые слова: плазменная технология, силикатный расплав, математическая модель, теплоперенос, неньютоновская среда.

Введение

Потребность различных отраслей промышленности в строительных материалах, в том числе теплоизоляционных, стеклокристаллических и т.п., постоянно возрастает. Как правило, технологии производства этих материалов базируются на предварительном получении расплава из природного минерального сырья — базальта, диабазов, габбро, диоритов, которые, имея низкие температуры плавления (до 1500 °С), с энергетической точки зрения предпочтительны. Однако немаловажным сдерживающим фактором увеличения такого производства является дорогостоящее топливо и сырье, а также экологическая проблема, возникающая из-за несовершенства процессов образования расплава.

Для устранения вышеперечисленных недостатков существуют следующие способы: использование в качестве сырьевой базы отходов энергетической и горнорудной промышленности, которые являются минеральным остатком, содержащим в своем составе до 50÷60 % SiO₂, и, соответственно, несмотря на высокую температуру

плавления (до 1600–1800 °С), являются пригодными для получения силикатного расплава; использование высококонцентрированных источников тепла, которые за счет высоких температур (до 3000–5000 °С) и больших удельных тепловых потоков резко снижают время образования расплава и, следовательно, снижают вероятность вредных выбросов в атмосферу.

Целью настоящей работы являлось проведение численного анализа нестационарных режимов конвективного теплопереноса в объеме плавильной печи при плазмохимическом синтезе высокотемпературных силикатных расплавов в предположении неньютоновского характера течения расплава, а также выполнение экспериментов по плавлению силикатсодержащих материалов с использованием энергии низкотемпературной плазмы. Кроме того, была поставлена задача экспериментальным путем установить зависимость для динамического коэффициента вязкости различных силикатных материалов — базальта, золы, отходов горючих сланцев.

Описание принципа действия электроплазменной установки

Для получения высокотемпературного силикатного расплава использовалась электроплазменная установка [1–4]. Эксперимент основывался на взаимодействии высококонцентрированных потоков плазмы с порошкообразным тугоплавким силикатсодержащим материалом, в результате которого осуществляется нагрев дисперсных частиц с последующим образованием расплава (рис. 1). Эксперимент проводился при следующих параметрах: мощность источника питания — 42 кВт, напряжение — 140 В, удельный тепловой поток — $1,8 \cdot 10^6$ Вт/м², ток — 300 А, температура, реализуемая генератором плазмы, — 3000–5000 °С. Использование конструкции дозирующего устройства со шнековым питателем обеспечивало введение сырья не сверху на поверхность расплава [5], а с боковой части корпуса плавильной печи и непосредственно в область расплава. Частицы поступившей порции сырья, попадая в высокотемпературный расплав, смешиваются с ним и равномерно расплавляются, исключая выдувание мелкодисперсных частиц потоком низкотемпературной плазмы. Такой подход позволяет понизить вязкость расплава и обеспечить равномерный его прогрев [6–8]. Графитовый тигель и устройство охлаждения обеспечивают продление срока службы плавильной печи.

В соответствии с литературными данными можно утверждать, что способностью к волокнообразованию обладают расплавы с достаточно широким диапазоном вязкости, однако оптимальной для получения качественных супертонких волокон следует считать вязкость 3–10 Па·с, а для стабильной вытяжки тонких непрерывных волокон величина ее должна находиться в пределах 10–20 Па·с.

Авторами проведены эксперименты по определению динамического коэффициента вязкости (рис. 2) базальта, золы и отходов горючих сланцев в диапазоне изменения температуры расплава 1200–1500 °С с использованием ротационного вискозиметра по методике [9].

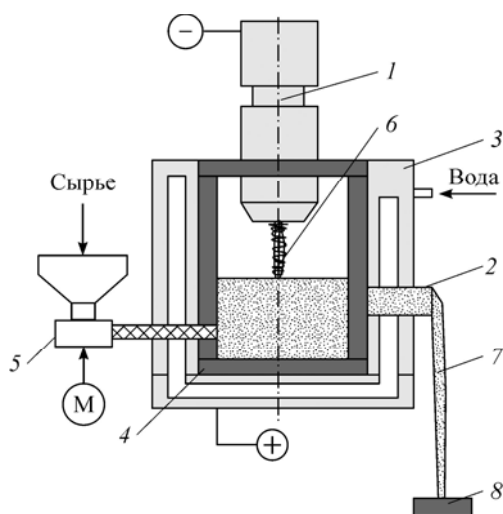


Рис. 1. Схема экспериментальной плазменной установки для получения силикатных расплавов.

- 1 — плазмотрон, 2 — сливной желоб,
3 — водоохлаждаемый кожух плавильной печи,
4 — графитовый тигель, 5 — шнековый питатель,
6 — плазменная дуга, 7 — силикатный расплав,
8 — устройство для сбора расплава.

Рис. 2. Температурные зависимости динамического коэффициента вязкости базальта (1), золы (2), отходов горючих сланцев (3).

Математическая модель и методы ее реализации

Для математического описания представленного выше процесса рассматривается двумерная краевая задача нестационарного конвективного теплопереноса в объеме плавильной печи с входным и выходным отверстиями в прямоугольной декартовой системе координат (рис. 3). Следует отметить, что область решения очень хорошо описывает среднее сечение используемой в экспериментах плавильной печи. При этом рассмотрение двумерной модели, с одной стороны, обусловлено трудоемкостью вычислений при решении трехмерных задач [10, 11], а с другой стороны, связано с возможностью в дальнейшем проанализировать эффект третьей координаты. Настоящее исследование имеет также и самостоятельную теоретическую ценность в отношении разработанной вычислительной модели и численного алгоритма, позволяющих эффективно реализовывать плоские задачи смешанной конвекции неньютоновских сред.

При численном анализе нестационарных режимов конвективного теплопереноса предполагается, что течение расплава в полости печи является ламинарным и двумерным. Расплав считается теплопроводной неньютоновской жидкостью, удовлетворяющей приближению Буссинеска, то есть $\rho = \rho_0 [1 - \beta(T - T_0)]$, где ρ — плотность, β — термический коэффициент объемного расширения, T — температура, T_0 — начальная температура анализируемого объекта. Предполагается также, что члены в уравнении энергии, характеризующие вязкую диссипацию и работу сил давления, пренебрежимо малы. Вязкую диссипацию энергии и работу сил давления следует учитывать только в случае быстропротекающих процессов [12].

В начальный момент времени расплав занимает весь объем плавильной печи и характеризуется температурой T_0 . Далее открываются заслонки входного и выходного отверстий. На входе подается порошкообразный силикатсодержащий материал с теплофизическими характеристиками, совпадающими с параметрами силикатного расплава, но с температурой T_{in} .

Моделируется течение силикатного расплава при следующих предположениях: во входном сечении задается постоянный расход материала, отражающий его равномерную подачу с использованием шнекового дозатора; температура подаваемого материала ниже температуры расплава; внутри печи учитывается влияние джоулева нагрева; расплав моделируется неньютоновской средой с теплофизическими характеристиками, зависящими от температуры; влияние подъемной силы учитывается на основе приближения Буссинеска.

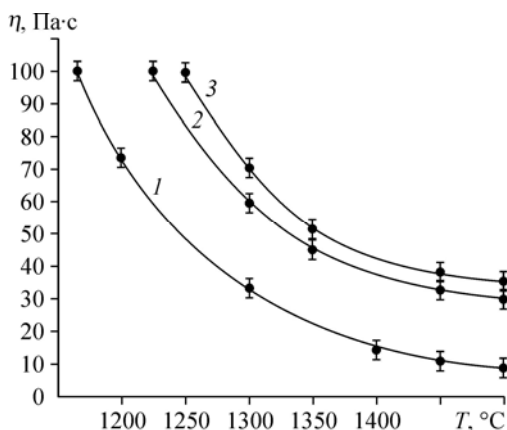
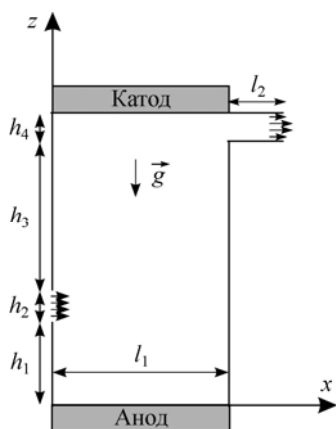


Рис. 3. Область решения задачи.

В такой постановке процесс переноса тепла в рассматриваемой области описывается системой двумерных нестационарных уравнений течения вязкой среды с переменными свойствами [4]:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial z} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{\rho_0} \left(\frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} \right), \quad (2)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{1}{\rho_0} \left(\frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} \right) + g\beta(T - T_0), \quad (3)$$

$$\rho c(T) \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \lambda \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + \frac{J^2}{\sigma}. \quad (4)$$

Здесь x, z — координаты декартовой системы координат, t — время, u, v — составляющие скорости в проекции на оси x, z соответственно, p — давление, ρ_0 — среднее значение плотности, $\tau_{xx}, \tau_{xz}, \tau_{zz}$ — компоненты девиаторной части тензора напряжений, g — ускорение свободного падения, $c(T)$ — удельная теплоемкость расплава, λ — коэффициент теплопроводности расплава, J — плотность электрического тока, σ — электропроводность расплава. Слагаемое J^2/σ в уравнении энергии (4) характеризует джоулев нагрев вследствие протекания электрического тока между анодом и катодом. Расплав материала с помощью низкотемпературной плазмы происходит на начальной стадии, а после того как первоначальный материал расплавлен, температура расплава поддерживается за счет джоулевого нагрева. В настоящей работе проведено моделирование второго, более длительного этапа работы плавильной печи, когда температура в печи поддерживается за счет теплового эффекта электрического тока [4].

Для замыкания представленной системы уравнений использовалась следующая зависимость теплоемкости расплава базальта от температуры [13]:

$$c(T) = \exp(6,62 + 0,00047 \cdot T). \quad (5)$$

В результате математической обработки полученных экспериментальных зависимостей для динамического коэффициента вязкости базальта (кривая 1 на рис. 2) было установлено соотношение вида:

$$\eta(T) = \exp(14,23 - 0,0068 \cdot T). \quad (6)$$

Следует отметить, что оно было получено путем аппроксимации экспериментальных данных, представленных на рис. 2, на основе метода наименьших квадратов.

В начальный момент времени расплав неподвижно находится в печи, соответственно компоненты скорости равны нулю, а температура $T = T_0$. На входе в плавильную печь задаются постоянный расход силикатсодержащего материала ($u = u_{in}, v = 0$) и постоянная температура $T = T_{in}$; на выходе формулируются мягкие граничные условия: $\partial u/\partial x = 0, \partial T/\partial x = 0, v = 0$; на стенках печи — условия прилипания для скорости и условия адиабатичности для температуры.

Для описания неньютоновского характера течения расплава применялся степенной закон Оствальда-де Виля [14–16]:

$$\tau_{ij} = 2\eta_{\text{eff}} D_{ij} = 2K(2D_{kl}D_{kl})^{(n-1)/2} D_{ij},$$

здесь $D_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$ — компоненты тензора скоростей деформации, η_{eff} — эффек-

тивный коэффициент вязкости, K — коэффициент густоты потока, n — показатель поведения жидкости. При $n = 1$ реализуются условия ньютоновской жидкости. Случай, когда $n > 1$, описывает поведение дилатантной жидкости, у которой вязкость возрастает при увеличении скорости деформации. Случай $n < 1$ описывает поведение псевдопластической жидкости, у которой вязкость уменьшается при увеличении скорости деформации. Следует отметить, что в настоящей работе течение силикатных расплавов моделировалось на основе модели псевдопластической жидкости ($n < 1$). Предложенная модель псевдопластической жидкости наиболее точно описывает поведение расплава [17, 18].

Принимая во внимание двумерное приближение, соотношение для эффективного коэффициента вязкости будет иметь вид:

$$\eta_{\text{eff}} = \exp(14,23 - 0,0068 \cdot T) \cdot \left\{ 2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 \right\}^{(n-1)/2}. \quad (7)$$

Переходя к новым переменным — функции тока ψ ($u = \partial\psi/\partial z$, $v = -\partial\psi/\partial x$) и завихренности скорости $\omega = \partial v/\partial x - \partial u/\partial z$, получим следующую систему дифференциальных уравнений в частных производных [4]:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = -\omega, \quad (8)$$

$$\rho \left(\frac{\partial \omega}{\partial t} + u \frac{\partial \omega}{\partial x} + v \frac{\partial \omega}{\partial z} \right) = \frac{\partial^2 (\eta_{\text{eff}} \omega)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 (\eta_{\text{eff}} \omega)}{\partial z^2} + 2 \left(\frac{\partial^2 \eta_{\text{eff}}}{\partial x^2} \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial^2 \eta_{\text{eff}}}{\partial z^2} \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial^2 \eta_{\text{eff}}}{\partial x \partial z} \left(\frac{\partial v}{\partial z} - \frac{\partial u}{\partial x} \right) \right) + \rho g \beta \frac{\partial T}{\partial x}, \quad (9)$$

$$\rho c(T) \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \lambda \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + \frac{J^2}{\sigma}. \quad (10)$$

Начальные и граничные условия для сформулированной системы уравнений (8)–(10) имеют следующий вид.

Начальное условие:

$$\psi(x, z, 0) = 0, \quad \omega(x, z, 0) = 0, \quad T(x, z, 0) = T_0.$$

Граничные условия:

– на границах $x = 0$, $0 < z < h_1$ и $x = l_1$, $0 < z < h_1 + h_2 + h_3$:

$$\psi = 0, \quad \omega = -\partial^2 \psi / \partial x^2, \quad \partial T / \partial x = 0;$$

– на входе в полость $x = 0$, $h_1 \leq z \leq h_1 + h_2$:

$$\psi = u_{\text{in}}(z - h_1), \quad \omega = 0, \quad T = T_{\text{in}};$$

– на границе $x = 0$, $h_1 + h_2 < z < h_1 + h_2 + h_3 + h_4$:

$$\psi = u_{in} h_2, \quad \omega = -\partial^2 \psi / \partial x^2, \quad \partial T / \partial x = 0;$$

– на границе $z = 0$, $0 < x < l_1$:

$$\psi = 0, \quad \omega = -\partial^2 \psi / \partial z^2, \quad \partial T / \partial z = 0;$$

– на границе $z = h_1 + h_2 + h_3 + h_4$, $0 < x < l_1 + l_2$:

$$\psi = u_{in} h_2, \quad \omega = -\partial^2 \psi / \partial z^2, \quad \partial T / \partial z = 0;$$

– на границе $z = h_1 + h_2 + h_3$, $l_1 < x < l_1 + l_2$:

$$\psi = 0, \quad \omega = -\partial^2 \psi / \partial z^2, \quad \partial T / \partial z = 0;$$

– на выходе из области $x = l_1 + l_2$, $h_1 + h_2 + h_3 < z < h_1 + h_2 + h_3 + h_4$:

$$\partial \psi / \partial x = 0, \quad \partial \omega / \partial x = 0, \quad \partial T / \partial x = 0.$$

Дифференциальные уравнения (8)–(10) с соответствующими начальными и граничными условиями решались методом конечных разностей [4, 10, 11, 19, 20] на равномерной сетке 200×220 . Для аппроксимации конвективных слагаемых в эволюционных уравнениях применялась монотонная схема Самарского второго порядка точности относительно шага по пространственным координатам, для диффузионных слагаемых применялась схема центральных разностей. Значения завихренности на поверхностях стенок определялись по формулам второго порядка точности относительно шага по пространственным координатам. Уравнения дисперсии вихря (9) и энергии (10) решались с использованием локально одномерной схемы Самарского. Полученная таким образом система линейных алгебраических уравнений с трехдиагональной матрицей разрешалась методом прогонки. Для дискретизации уравнения Пуассона (8) применялся пятиточечный шаблон “крест”, основанный на формулах симметричной аппроксимации вторых производных. При этом полученная система уравнений разрешалась методом последовательной верхней релаксации. Оптимальное значение параметра релаксации подбиралось на основе вычислительных экспериментов. Разработанный метод решения был протестирован на модельных задачах [10, 11, 19, 20].

В качестве одной из тестовых задач в замкнутой квадратной полости с изотермическими вертикальными и адиабатическими горизонтальными стенками рассматривалась естественная конвекция неньютоновской жидкости, подчиняющейся степенному закону Оствальда-де Виля [14, 15, 21]. В таблице представлены значения среднего числа Нуссельта на нагреваемой вертикальной стенке в зависимости от показателя поведения жидкости при $Ra = 10^5$, $Pr = 100$ в сравнении с данными [15, 21]. Расчеты были проведены на равномерной сетке 100×100 . Результаты, представленные в таблице, наглядно показывают, что разработанный численный алгоритм решения задач конвективного теплопереноса в неньютоновских средах приводит к достаточно хорошему согласованию с результатами других авторов.

Таблица

Зависимости значений числа Нуссельта от показателя поведения жидкости

n	Числа Nu, полученные в настоящей работе	Числа Nu, полученные в работе [15]	Числа Nu, полученные в работе [21]
0,6	6,9882	6,9345	7,020
0,8	5,6201	5,5127	–
1,0	4,7662	4,6993	4,741
1,2	4,2227	4,1709	–
1,4	3,8464	3,7869	3,770

Результаты численного моделирования

Численный анализ проводился при следующих значениях входных параметров, характеризующих реальные условия работы плавильной печи: $h_1 = 0,15$ м, $h_2 = 0,1$ м, $h_3 = 0,25$ м, $h_4 = 0,05$ м, $l_1 = 0,25$ м, $l_2 = 0,15$ м, $\rho = 3000$ кг/м³, $\beta = 0,00051$ К⁻¹, $T_{in} = 1200$ К, $T_0 = 1600$ К, $u_{in} = 0,019$ м/с, $\lambda = 1,3$ Вт/(м·К), $\sigma = 10$ (Ом·м)⁻¹, $0 \leq t \leq 50$ с, $0,5 \leq n \leq 1,0$, $J = 42,5$, 7349 А/м². Применимость приближения Буссинеска в настоящих исследованиях обусловлена выполнением следующего соотношения для числа Буссинеска: $Bi = \beta(T_0 - T_{in}) = 0,00051 \cdot 400 = 0,204 < 1$. Вследствие очень высокой вязкости и низкой теплопроводности используемых тугоплавких материалов, которыми являлись золошлаковые отходы энергетических производств, диапазон изменения безразмерных комплексов, характеризующих теплофизические свойства расплава и его режим течения в зависимости от показателя поведения жидкости $0,5 \leq n \leq 1,0$, был следующим [15]:

$$\begin{aligned} \text{число Прандтля } Pr &= \frac{\eta(T_0)}{\rho} \left[\frac{\lambda}{\rho c(T_0)} \right]^{n-2} (h_1 + h_2 + h_3 + h_4)^{2-2n} \Bigg|_{n=0,5 \div 1,0} \approx 3,49 \cdot 10^4 \div 3,68 \cdot 10^7, \\ \text{число Рэлея } Ra &= \frac{\rho g \beta (T_0 - T_{in}) (h_1 + h_2 + h_3 + h_4)^{2n+1}}{\left[\frac{\lambda}{\rho c(T_0)} \right]^n [\eta(T_0)]} \Bigg|_{n=0,5 \div 1,0} \approx 1,22 \cdot 10^5 \div 1,29 \cdot 10^8, \\ \text{число Рейнольдса } Re &= \frac{\rho u_{in} (h_1 + h_2 + h_3 + h_4)^{2n-1}}{\eta(T_0) a^{n-1}} \Bigg|_{n=0,5 \div 1,0} \approx 1,04 \cdot 10^{-3} \div 1,1, \quad \text{здесь} \end{aligned}$$

$a = \lambda / \rho c(T_0)$ — коэффициент температуропроводности. Представленные значения безразмерных комплексов подтверждают правомерность моделирования ламинарного режима течения [4, 12].

При численном анализе основное внимание уделялось изучению влияния фактора нестационарности, плотности электрического тока и показателя поведения расплава на структуру течения и теплоперенос.

На рис. 4–6 представлена динамика развития термогидродинамических структур внутри плавильной печи при различных значениях показателя поведения расплава для случая $J = 42,5$ А/м² (начиная с рис. 4 и далее температура T приводится в кельвинах). Независимо от значения n в начальный момент времени ($t = 10$ с) внутри полости формируется вихревое течение вблизи входного отверстия, которое обуславливает изменение направления движения расплава. Сначала расплав поступает к основанию полости, затем поток разворачивается и направляется к выходному отверстию. Такая гидродинамическая картина позволяет естественным способом повысить время нахождения расплава в печи и тем самым интенсифицировать процесс плавления поступающего материала. С течением времени ($t = 20$ с) при $n = 0,7$ и $n = 1,0$ в зоне левого нижнего угла полости появляется рециркуляционное течение, обусловленное влиянием геометрии анализируемого объекта. Дальнейшее увеличение t , которое описывает эволюцию моделируемого физического явления, проявляется в росте масштабов существующего углового вихря, что приводит при $t = 50$ с к диссипации рециркуляции, расположенной

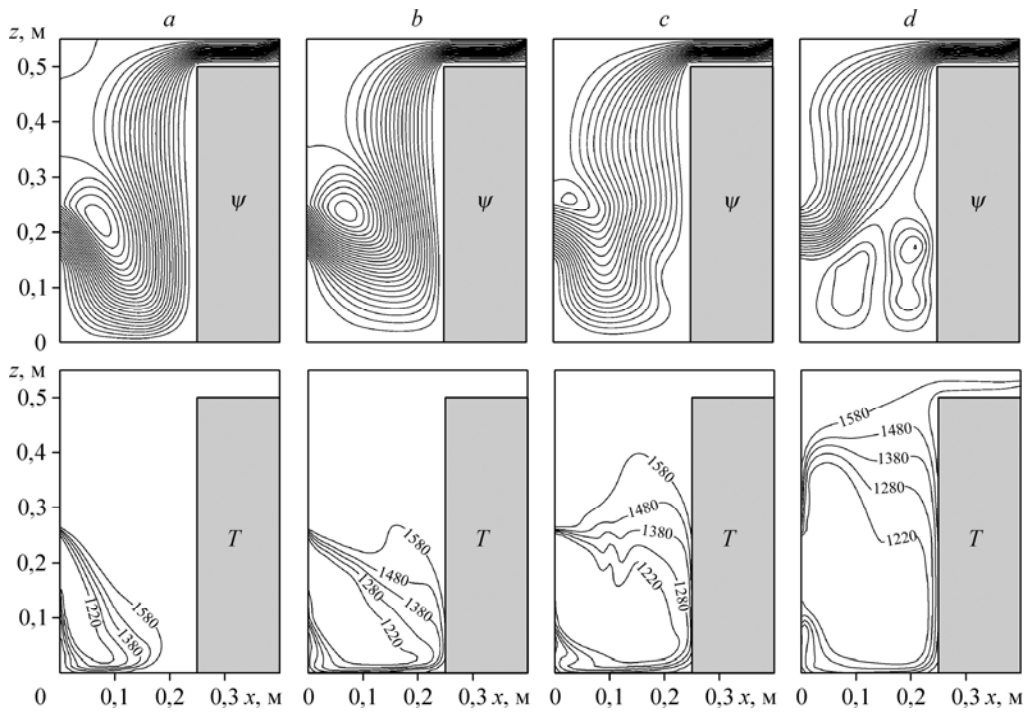


Рис. 4. Изолинии функции тока ψ и температуры T при $J = 42,5 \text{ A/m}^2$.
 $n = 0,5$: $t = 10$ (a), 20 (b), 30 (c), 50 (d) с.

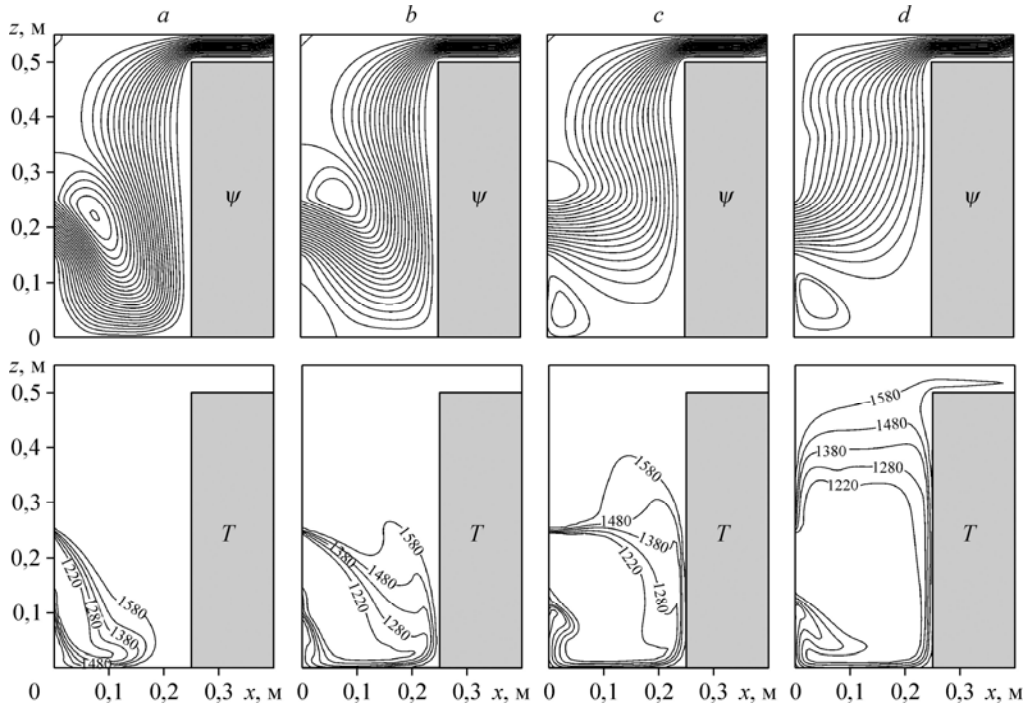


Рис. 5. Изолинии функции тока ψ и температуры T при $J = 42,5 \text{ A/m}^2$.
 $n = 0,7$: $t = 10$ (a), 20 (b), 30 (c), 50 (d) с.

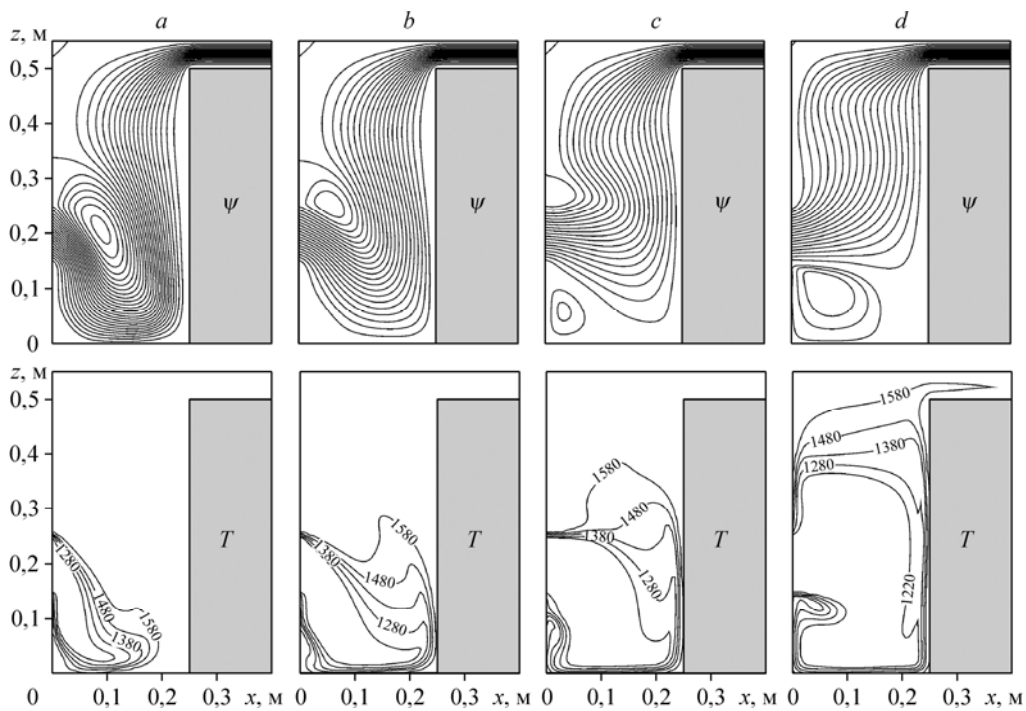


Рис. 6. Изолинии функции тока ψ и температуры T при $J = 42,5 \text{ A/m}^2$.
 $n = 1$; $t = 10$ (a), 20 (b), 30 (c), 50 (d) с.

увходного отверстия, и изменению первоначального направления движения среды. Аналогичная картина наблюдается и при $n = 0,5$, только начиная с момента времени $t = 50$ с. Отмеченные изменения характеризуют формирование застойной зоны внутри полости плавильной печи, температура которой полностью определяется энергией поступающего в печь материала. Следует также отметить, что при малых значениях показателя поведения расплава ($n \leq 0,5$) с одной стороны, наблюдается затягивание формирования застойной зоны, а с другой стороны, временной промежуток ее образования значительно меньше по сравнению со случаями $n > 0,5$.

Динамика развития течения и поля температуры при $n = 0,7$ (псевдопластическая жидкость) незначительно отличается от эволюции термогидродинамических структур при $n = 1,0$ (ньютоновская жидкость). Основные отличия заключаются в темпах развития отмеченного выше углового рециркуляционного течения. Этот угловой вихрь при $t = 50$ с приводит к модификации структуры температурного факела вблизи нижней границы входного отверстия.

На рис. 7 представлена эволюция линий тока и изотерм внутри плавильной печи при $n = 0,7$ и $J = 734,9 \text{ A/m}^2$. Следует отметить, что значительное повышение плотности электрического тока, вызванное, например, ростом напряжения, проявляется в изменении структуры течения, начиная с момента времени $t = 30$ с, а также приводит к менее интенсивному прогреву зоны выходного сечения.

На рис. 8 представлены профили температуры в сечении $x = 0,12$ м при различных значениях показателя поведения расплава в момент времени $t = 50$ с. Анализируя данные распределения можно отметить, что к моменту времени $t = 50$ с за счет поступления в полость новых партий материала температура в нижней части печи уменьшается. При этом снижение n проявляется в сокращении темпов падения температуры внутри полости.

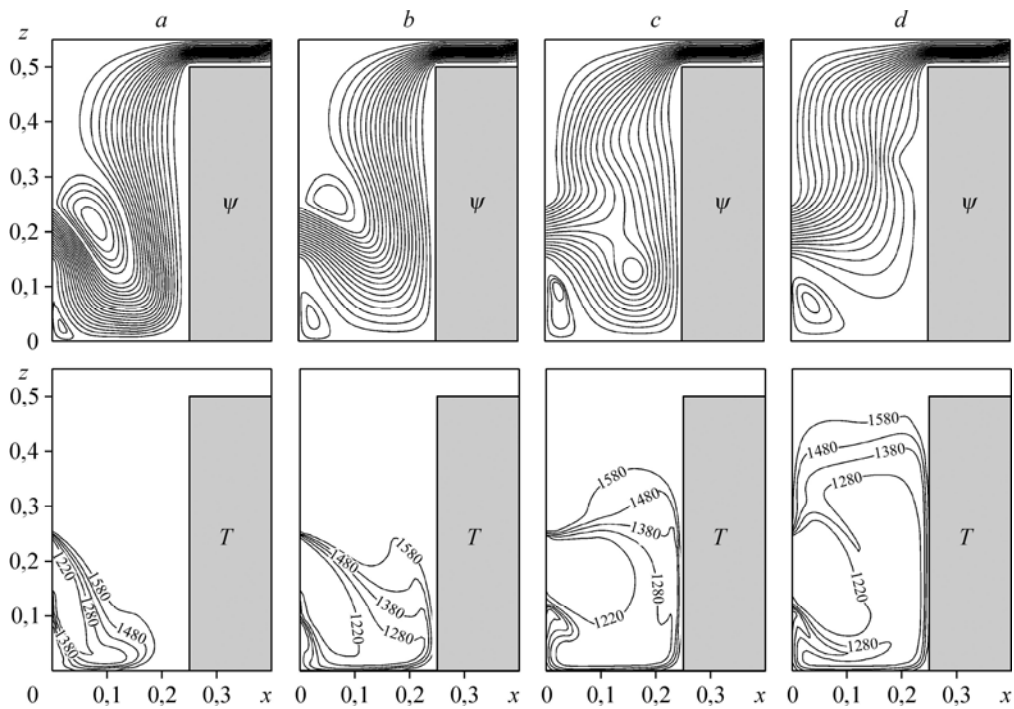


Рис. 7. Изолинии функции тока ψ и температуры T при $J = 734,9 \text{ A/m}^2$.
 $n = 1$; $t = 10$ (a), 20 (b), 30 (c), 50 (d) с.

Отмеченные обстоятельства свидетельствуют о необходимости повышения плотности электрического тока внутри плавильной печи.

На рис. 9 представлены распределения температуры в сечении $x = 0,12 \text{ м}$ при $n = 0,7$, $t = 50 \text{ с}$ и различных значениях плотности электрического тока. Увеличение J проявляется в повышении температуры. При этом в некоторых зонах наблюдается рост температуры на 10 %.

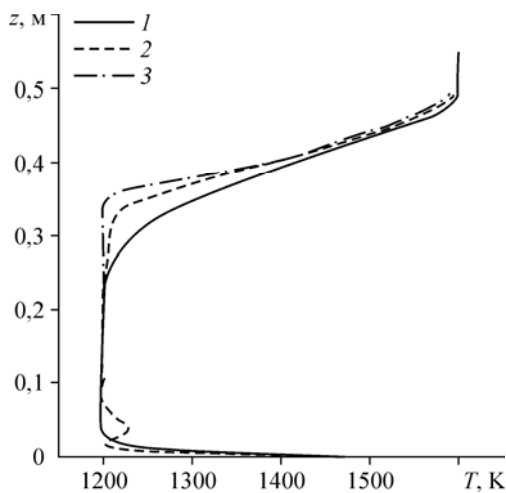


Рис. 8. Профили температуры T при $x = 0,12 \text{ м}$,
 $J = 42,5 \text{ A/m}^2$, $t = 50 \text{ с}$.
 $n = 0,5$ (1), 0,7 (2), 1 (3).

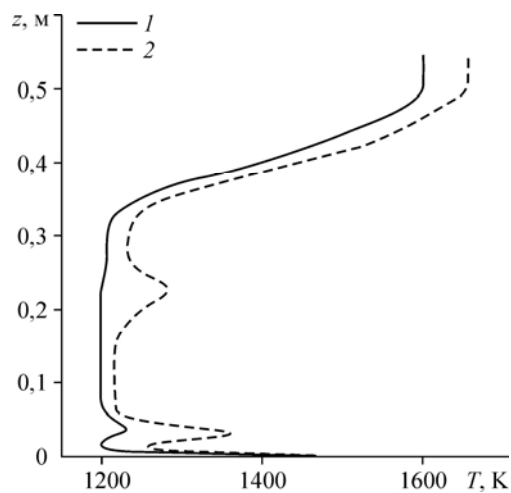


Рис. 9. Профили температуры T при $x = 0,12 \text{ м}$,
 $n = 0,7$, $t = 50 \text{ с}$.
 $J = 42,5$ (1), 734,9 (2) A/m^2 .

Заключение

Проведено математическое моделирование нестационарных режимов конвективно-го теплопереноса высокотемпературных силикатных расплавов в предположении их неньютоновского характера течения в объеме плавильной печи с использованием энергии низкотемпературной плазмы. На основании результатов численного анализа и экспериментальных данных можно сделать вывод о том, что температурное поле, формирующееся внутри полости печи вследствие работы генератора низкотемпературной плазмы, позволяет получать высокотемпературные силикатные расплавы из отходов энергетических производств. Кроме того, экспериментальным путем установлена зависимость для динамического коэффициента вязкости различных силикатных материалов: базальта, золы, отходов горючих сланцев.

Список литературы

1. Пат. 2355651 Российская Федерация, МПК⁵¹ СОЗВ37/04. Установка для получения минерального расплава плазменным нагревом / Волокитин О.Г., Гайслер Е.В., Никифоров А.А., Скрипникова Н.К.; заявитель и патентообладатель Волокитин О.Г., Гайслер Е.В., Никифоров А.А., Скрипникова Н.К. № 2007123894/03; заявл. 25.06.2007; опубл. 27.12.2008.
2. Пат. 2344093 Российская Федерация, МПК⁵¹ СОЗВ37/04. Установка для получения минеральных волокон / Волокитин О.Г., Никифоров А.А., Скрипникова Н.К.; заявитель и патентообладатель Волокитин О.Г., Никифоров А.А., Скрипникова Н.К. № 2007115745/03; завл. 25.04.2007; опубл. 20.01.2007.
3. Пат. 2503628 Российская Федерация, МПК⁵¹ СОЗВ37/04. Плазменная установка для получения тугоплавкого силикатного расплава / Волокитин О.Г., Тимонов Е.В., Волокитин Г.Г., Никифоров А.А., Чибирков В.К.; заявитель и патентообладатель Волокитин О.Г., Тимонов Е.В., Волокитин Г.Г., Никифоров А.А., Чибирков В.К.; № 2012126227/03; заявл. 22.06.2012; опубл. 10.01.2014.
4. Бондарева Н.С., Волокитин О.Г., Морозова О.О., Шеремет М.А. Нестационарные режимы гидродинамики и теплопереноса при получении высокотемпературных силикатных расплавов // Теплофизика и аэромеханика. 2013. Т. 20, № 5. С. 633–641.
5. Шеремет М.А., Никифоров А.А., Волокитин О.Г. Комплекс для получения силикатного расплава из зооотходов // Стекло и керамика. 2007. № 9. С. 23–26.
6. Волокитин О.Г., Скрипникова Н.К., Волокитин Г.Г., Верещагин В.И., Хайсундинов А.И., Шеховцов В.В. Минеральное волокно, полученное в агрегатах низкотемпературной плазмы из продуктов сжигания каменного угля и горючих сланцев // Строительные материалы. 2013. № 11. С. 44–47.
7. Волокитин Г.Г., Волокитин О.Г., Шеховцов В.В., Маслов Е.А., Малюга Н.В. Распределение температурных полей при плазменной обработке поверхности древесины // Вестник ТГАСУ. 2013. № 3. С. 220–227.
8. Волокитин О.Г. Исследование физических характеристик струи силикатного расплава в условиях дополнительного подогрева // Вестник ТГАСУ. 2010. № 4. С. 117–120.
9. Татаринцева О.С. Изоляционные материалы из базальтовых волокон, полученных индукционным способом: дис. ... док. техн. наук: 05.23.05: защищена 03.05.2007; утв. 22.11.2008. Бийск, 2006. 272 с.
10. Martyushev S.G., Sheremet M.A. Conjugate natural convection combined with surface thermal radiation in a three-dimensional enclosure with a heat source // Intern. J. of Heat and Mass Transfer. 2014. Vol. 73. P. 340–353.
11. Sheremet M.A. Laminar natural convection in an inclined cylindrical enclosure having finite thickness walls // Intern. J. of Heat and Mass Transfer. 2012. Vol. 55. P. 3582–3600.
12. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1978. 736 с.
13. Григорьев И.С., Мейлихов Е.З. Физические величины. Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.
14. Kim G.B., Hyun J.M., Kwak H.S. Transient buoyant convection of a power-law non-Newtonian fluid in an enclosure // Intern. J. of Heat and Mass Transfer. 2003. Vol. 46. P. 3605–3617.
15. Khezzar L., Siginer D., Vinogradov I. Natural convection of power law fluids in inclined cavities // Intern. J. of Thermal Sci. 2012. Vol. 53. P. 8–17.
16. Turan O., Sachdeva A., Chakraborty N., Poole R.J. Laminar natural convection of power-law fluids in a square enclosure with differentially heated side walls subjected to constant temperatures // J. of Non-Newtonian Fluid Mechanics. 2011. Vol. 166. P. 1049–1063.
17. Хан Ч.Д. Реология в процессах переработки полимеров. М.: Химия, 1979. 368 с.

18. **Шабарова Л.В., Чурбанов М.Ф., Снопатин Г.Е.** Математическое моделирование течений расплавов стекол в неоднородных тепловых полях при вытягивании волокон // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. 2008. № 2. С. 107–114.
19. **Sheremet M.A.** The influence of cross effects on the characteristics of heat and mass transfer in the conditions of conjugate natural convection // J. of Engng Thermophysics. 2010. Vol. 19, No. 3. P. 119–127.
20. **Kuznetsov G.V., Sheremet M.A.** Conjugate natural convection in an enclosure with a heat source of constant heat transfer rate // Intern. J. of Heat and Mass Transfer. 2011. Vol. 54. P. 260–268.
21. **Sojoudi A., Saha S.C., Gu Y.T., Hossain M.A.** Steady natural convection of non-Newtonian power-law fluid in a trapezoidal enclosure // Advances in Mechanical Engineering. 2013. Vol. 5. Article ID 653108. 8 p.

*Статья поступила в редакцию 20 января 2015 г.,
после переработки — 3 декабря 2015 г.*