

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ТЕПЛОПЕРЕНОСА В ДВИЖУЩЕЙСЯ СРЕДЕ В НЕЛИНЕЙНОМ РЕЖИМЕ

И. Л. Хабибуллин, А. Т. Хамитов

Башкирский государственный университет, Уфа

Аннотация. Методами численного моделирования исследована динамика температурного поля при нагреве движущейся среды электромагнитным излучением с учетом зависимости показателя поглощения излучения от температуры и теплообмена с окружающей средой.

Ключевые слова: электромагнитное излучение, моделирование, движущаяся среда, теплоперенос, нелинейный режим

Во многих научных и технологических задачах используется нагрев электромагнитным излучением движущихся сред. Здесь можно указать такие процессы как очистка материалов от примесей методом зонной плавки, плавление диэлектрических сред в волноводе, нагрев и сушка капиллярно-пористых и сыпучих сред, конвейерные технологии электромагнитной обработки, интенсификация добычи полезных ископаемых и так далее [1]. Динамику температурного поля при этом можно описать следующим уравнением теплопроводности:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \bar{c}V \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{q_0}{\rho c} \alpha(x, t) \exp \left(-2 \int \alpha(x, t) dx \right) - \frac{\gamma_0}{\rho c} (T - T_0). \quad (1)$$

Данное уравнение в одномерном виде описывает нагрев движущейся со скоростью V среды за счет диссипации электромагнитного излучения в тепло, за счет молекулярного и конвективного переносов тепла. Также учитывается установившийся теплообмен с окружающей средой по закону Ньютона-Рихмана (приближение термически тонкого слоя).

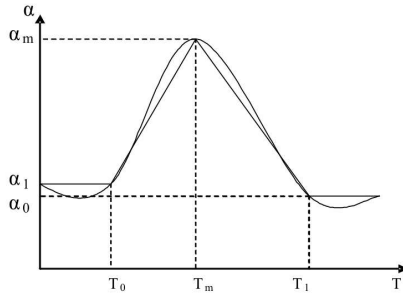


Рис. 1. Аппроксимация зависимости показателя поглощения излучения от температуры

Здесь $T(x, t)$ — температура; a и ρc — температуропроводность и объемная теплоемкость нагреваемой среды; q_0 и $\alpha(x, t)$ — интенсивность излучения и показатель поглощения электромагнитного излучения; γ_0 — коэффициент теплообмена с окружающей средой. Уравнение (1) в общем случае определяет перенос в пористой среде, при этом $\bar{c} = \frac{m\rho_f c_f}{\rho c}$, где m — пористость, индекс f относится к движущемуся флюиду. При движении жидкости в свободном пространстве $\bar{c} = 1$.

Зависимость показателя поглощения электромагнитного излучения от температуры обуславливает нелинейность задачи. Необходимо отметить, что данная зависимость немонотонна (Рис. 1), что особенно ярко проявляется в полярных вязких жидкостях, обладающих дипольно-релаксационными диэлектрическими потерями. Эту зависимость можно аппроксимировать в виде кусочно-линейной функции.

Уравнение (1) решается при следующих краевых условиях [1]:

$$T(x, 0) = T(L, t) = T_0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial T(0, t)}{\partial x} [1 - \sigma] + (T(0, x) - T_\Gamma) = 0. \quad (3)$$

Граничное условие (3) содержит единичную функцию σ , которая равна нулю при $V \leq 0$ (что соответствует отсутствию движения флюида, или его движение в обратном направлении) и равна единице при $V > 0$ (движение флюида в положительном направлении). Таким образом, (3) означает, что на поверхности $x = 0$ при нагреве покоящейся жидкости задается условие адиабатичности этой поверхности, а при нагреве жидкости движущейся в положительном направлении задается температура флюида, поступающего в область нагрева.

Введем следующие переменные: $z = 2\alpha_0 x$, $\tau = \frac{t}{t_0}$, $t_0 = \frac{\rho c T_0}{\alpha_0 q_0}$, $f(z, t) = \frac{\alpha(x, t)}{\alpha_0}$, $\theta = \frac{T}{T_0}$. Тогда задачу (1)–(3) можно представить в безразмерном виде:

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} = A \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} - B \frac{\partial \theta}{\partial z} + F_2 - F_1, \quad (4)$$

где $A = \frac{4\lambda\alpha_0 T_0}{q_0}$; $B = \frac{2\rho c T_0 V}{q_0}$; $F_1 = \text{Nu}(\theta - 1)$; $F_2 = f(z, \tau) \times \exp\left(-\int f(z', \tau) dz'\right)$;

$$\theta(z, 0) = \theta(\infty, \tau) = \theta_0; \quad (5)$$

$$\frac{\partial \theta(0, \tau)}{\partial z} [1 - \sigma] + (\theta(0, z) - \theta_\Gamma) = 0. \quad (6)$$

Параметр Нуссельта определяем по выражению: $\text{Nu} = \frac{\gamma_0 T_0}{\alpha_0 q_0}$. Этот параметр определяет интенсивность теплообмена с окружающей средой. Безразмерные параметры t_0 , A , B имеют четкий физический смысл: t_0 определяет характерное время нагрева среды электромагнитным излучением; A равен отношению характерного значения мощности теплового потока за счет теплопроводности $\frac{\lambda T_0}{h}$ ($h = \frac{1}{2\alpha_0}$) к плотности потока энергии (интенсивности) электромагнитного излучения; B — определяет отношение плотности конвективного теплового потока к интенсивности электромагнитного излучения. Очевидно, что величина $\frac{B}{A}$ представляет собой параметр Пекле $\text{Pe} = v_0 h \frac{\rho_f c_f}{\lambda}$.

Рассмотрим результаты численных расчетов задачи (1)–(3) при следующих базовых значениях параметров: $T_0 = 300$ К, $\alpha_0 = 0.1$ 1/м, $\rho c = \rho_f c_f = 2 \cdot 10^6$ Дж/(К·м³), $\lambda = 1$ Вт/(м·К), $q_0 = 10^5$ Вт/(м²), $V_0 = 0.0001$ м/с. При этом $t_0 = 60000$ с, $A = 1.2 \cdot 10^{-3}$, $B = 1.2$, $\text{Pe} = 1000$. Для немонотонной зависимости показателя поглощения электромагнитного излучения от температуры принята кусочно-линейная аппроксимация [1]:

$$f = 1 \quad (\theta \leq 1);$$

$$f = 1 + a_1(\theta - 1) \quad (1 \leq \theta \leq \theta_m);$$

$$f = a_3 - a_2(\theta - \theta_m) \quad (\theta_m \leq \theta \leq \theta_1);$$

$$f = a_4 \quad (\theta \geq \theta_1).$$

Здесь $\theta_m = 1.2$, $\theta_1 = 1.4$, $a_1 = 45$, $a_2 = 47.5$, $a_3 = 10$, $a_4 = 0.5$. Эти безразмерные параметры соответствуют росту α в интервале температур

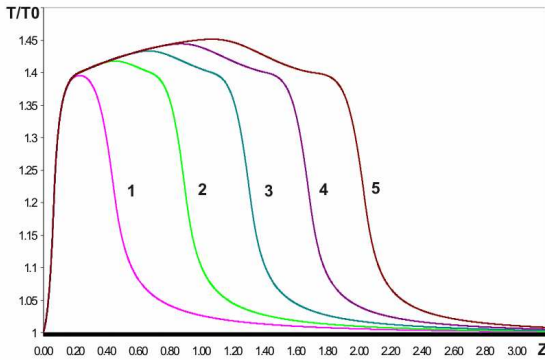


Рис. 2. Динамика температурной волны в зависимости от времени

300 – 360 К от 0.1 до 1 1/м, и его уменьшению в интервале температур 360 – 420 К до значения 0.05 1/м (при $T > 420$ К $\alpha = 0.05$ 1/м).

На Рис. 2 представлена динамика температурной волны в зависимости от времени. При этом $Nu = 0.3$. Кривые 1–5 соответствуют временам $\tau = 0.1; 0.2; 0.3; 0.4; 0.5$. В нагреваемой среде образуется температурная волна, которая является немонотонной и имеет максимум в глубине области нагрева. Форма и амплитуда температурной волны определяются тремя факторами — охлаждением за счет поступления в область нагрева холодной жидкости, нагревом этой жидкости электромагнитным излучением в нелинейном режиме и теплообменом с окружающей средой.

Профиль температурной волны существенно зависит от скорости движения среды. Соответствующие кривые приведены на Рис. 3 для момента времени $\tau = 0.5$. Видно, что при движении среды характер нагрева меняется качественно и количественно (отличие кривой 1 от кривых 2–4). С увеличением скорости движения среды амплитуда температурной волны уменьшается, а глубина нагрева растет.

На Рис. 4 представлены профили температурной волны в момент времени $\tau = 0.5$ при различных значениях параметра Nu . Кривые 1–5 соответствуют $Nu: 0, 0.3, 0.6, 0.9$. С увеличением интенсивности теплообмена с окружающей средой, амплитуда температурной волны и глубина нагрева уменьшается. Существует критическое значение числа Nu , выше которого значение θ_1 не достигается (кривые 3–4).

Исследованные особенности нагрева движущихся сред электромагнитным излучением позволяют реализовать процессы управления и оптимизации нагрева.

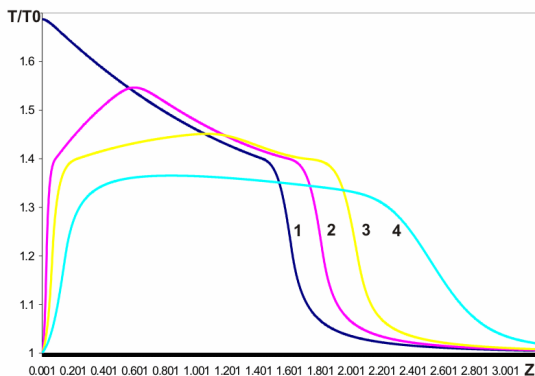


Рис. 3. Динамика температурной волны в зависимости от скорости конвекции

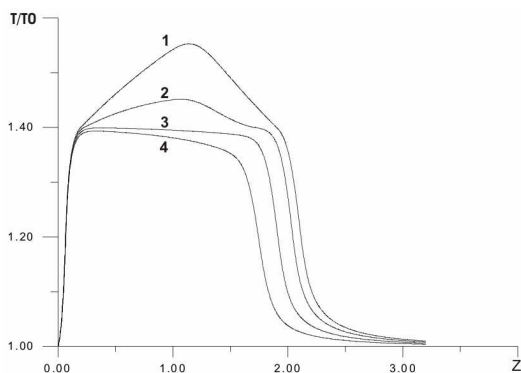


Рис. 4. Профили температурной волны при разных значениях параметра Nu

Список литературы

- [1] Хабибуллин И. Л. Электромагнитная термогидромеханика поляризующихся сред. Уфа: Башкирский гос. ун-т. 2002. 246 с.
- [2] Хабибуллин И. Л., Назмутдинов Ф. Ф. Особенности динамики нагрева движущихся сред электромагнитным излучением // ИФЖ. 2006. Т-73, № 5. С. 939–944.