

О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ РЕШЕНИЯ КОНВЕКТИВНОГО УРАВНЕНИЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ С УЧЕТОМ ЗАВИСИМОСТИ КОЭФФИЦИЕНТА ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ

Н.В. Малай, А.А. Стукалов

Белгородский государственный университет, 308015, Белгород, ул. Победы, 85

Значимость процесса теплообмена, как в природе, так и в технике определяется, прежде всего, тем, что свойства тел самым существенным образом зависят от их теплового состояния, которое в свою очередь само определяется условиями теплообмена. Кроме того, при

проектировании экспериментальных установок, в которых необходимо обеспечить направленное движение нагретых частиц; при разработке методов тонкой очистки жидкостей от гидрозольных частиц; при математическом моделировании процесса осаждения частиц в разнотемпературных каналах и т. п. необходимо знать поле температуры в их окрестности.

В случае малых относительных перепадов температуры в окрестности частицы, т. е. когда $(T_S - T_{e\infty})/T_{e\infty} \ll 1$ (T_S — средняя температура поверхности частицы, $T_{e\infty}$ — температура жидкости вдали от нее) в научной литературе имеется достаточно количество работ посвященных этой тематике, например, [1]. В данной работе рассмотрен процесс теплообмена (получены выражения для полей температур вне и внутри частицы, выражения для теплового числа Нуссельта и локального теплового потока и проведены численные оценки) при значительных перепадах температуры в окрестности частицы, когда $(T_S - T_{e\infty})/T_{e\infty} \sim 0(1)$, с учетом зависимости коэффициентов молекулярного переноса (вязкости жидкости (μ_e) и теплопроводности частицы (λ_i)) от температуры

$$\mu_e = \mu_{e\infty} \left[1 + \sum_{n=1}^{\infty} F_n \left(\frac{T_e}{T_{e\infty}} - 1 \right)^n \right] \exp \left\{ -A \left(\frac{T_e}{T_{e\infty}} - 1 \right) \right\} \quad (\mu_{e\infty}, A, F_n = \text{const})$$

$$\lambda_i = \lambda_{i\infty} (T_e/T_{e\infty})^\omega \quad (\lambda_{i\infty}, \omega = \text{const})$$

и влияния движения среды на теплообмен (учет конвективных членов в уравнении теплопроводности).

Система уравнений теплопроводности, описывающая распределения температуры вне T_e и внутри T_i частицы

$$\rho_e c_{pe} (\mathbf{U}_e \nabla) T_e = \text{div} (\lambda_e \nabla T_e), \quad \text{div} (\lambda_i \nabla T_i) = -q_i \quad (1)$$

решалась методом сращиваемых асимптотических разложений [2], с краевыми условиями в сферической системе координат r, θ, φ

$$r = R, \quad T_e = T_i, \quad \lambda_e \frac{\partial T_e}{\partial r} = \lambda_i \frac{\partial T_i}{\partial r} + \sigma_0 \sigma_1 (T_i^4 - T_{e\infty}^4);$$

$$r \rightarrow \infty, \quad T_e = T_{e\infty}; \quad r \rightarrow 0, \quad T_i \neq \infty.$$

Здесь R — радиус частицы, σ_0 — постоянная Стефана — Больцмана; σ_1 — интегральная степень черноты; ρ_e , $\mathbf{U}_e$ и c_{pe} — плотность, массовая скорость и удельная теплоемкость жидкости; q_i — плотность тепловых источников, неоднородно распределенных в объеме частицы, за счет которых происходит нагрев ее поверхности. В уравнение (1) входит массовая скорость жидкости, выражение для которой получены в работе [3].

Литература

1. Ю.П. Гупало, Ю.С. Рязанов, А.Т. Чалюк ПМТФ. 1972. №2. С. 59–65.
2. М. Ван-Дайк Методы возмущений в механике жидкости. М.: Мир. 1967. 310 с.
3. Малай Н.В. ЖТФ. 2002. Т. 72. №11. С. 35–43.