

ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ПОРИСТОГО МАТЕРИАЛА

Конвективный теплообмен, возникающий в порах материала, преобладает над элементарными составляющими теплообмена в пористых материалах. Поэтому теоретический анализ конвективного теплопереноса представляет собой актуальную задачу, которая сводится к разработке методики количественной оценки конвективного теплопереноса в порах гетерогенных систем.

Традиционно методика оценки характера передачи тепла в замкнутом объеме основана на расчетных числах Грасгофа (Gr) и Прандтля (Pr) для конкретной среды.

Соотношение этих чисел в заданном диапазоне величин дает возможность установить наличие конвективных токов у нагретой поверхности. О точности такой оценки можно судить лишь по изменению интенсивности передачи тепла при изменении условий теплоподвода. Такая качественная характеристика процесса теплопереноса на наш взгляд не отражает реальных физических процессов, происходящих в замкнутых пространствах. Интенсивность гравитационных конвективных течений определяется не только теплофизическими характеристиками контактирующих сред, масштабными факторами, но и ориентацией греющей поверхности в пространстве [1]. Тепло передается от поверхности в пристеночных областях, толщина которых достаточно мала. Если взять ее в качестве масштабного фактора для уравнения Грасгофа, то число Gr не будет превышать критического значения, соответствующего теплопередаче теплопроводностью. Но при нагреве пространства через боковые поверхности конвективные течения присутствуют всегда [2]. И вопрос о том, какой вклад они вносят в теплопередачу остается актуальным.

Симуляцию процесса переноса тепла конвекцией выполняли с использованием прикладного программного пакета Flow Vision. В качестве переменных величин выбирали размеры замкнутой ячейки и температуры поверхности газа. Для численного решения уравнений Навье-Стокса и неразрывности, описывающих конвективные течения использована консервативная схема расчета нестационарных уравнений в частных производных. Решение приведено на рис. 1.

На рисунке видно, что вдоль стенок формируются слои с относительно высокой скоростью течения. Изолинии в центре стремятся к горизонтальному положению. Такое распределение потоков оказалось характерным для всех расчетных случаев. При больших числах Gr формируется течение газа от нагретой поверхности. Именно для этих случаев в литературе приведены критические числа Gr, которые формализуют процесс теплопередачи в замкнутой области. Но конвективный перенос тепла может происходить и вдоль поверхности, при этом в центре полости движение отсутствует. Такой случай в литературе рассматривается как передача тепла теплопроводностью. Очевидно, что перенос энергии в граничном слое может быть весомым.

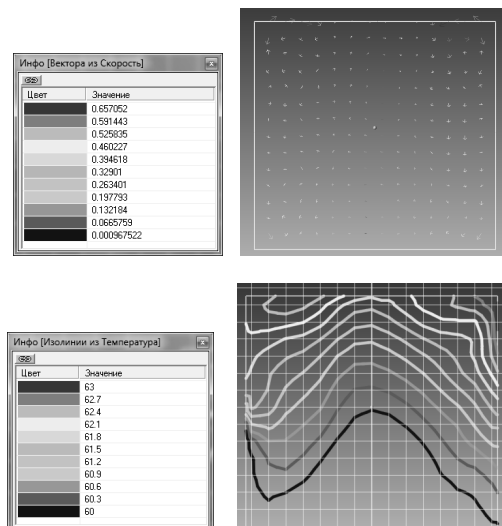


Рисунок 1 – Распределение скоростей и температур

Для оценки интенсивности пограничного переноса тепла разработана математическая модель, связывающая температуру поверхности со скоростью конвективного течения.

Математическая модель гравитационной конвекции включает уравнения:

$$\frac{\partial V}{\partial t} + (V \cdot \nabla)V = -\frac{1}{\rho_0} \nabla p + \nu \nabla^2 V + [1 - \beta(T - T_0)] g ; \quad (1)$$

$$\nabla \cdot V = 0; \quad (2)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + V \cdot \nabla T = a \nabla^2 T , \quad (3)$$

где $\nu = \eta/\rho_0$ – коэффициент кинематической вязкости; $a = \lambda / c\rho_0$ – коэффициент температуропроводности, значения которых соответствуют табличным для $T=T_0$.

Неизвестные функции: V – вектор скорости, p – давление, T – абсолютная температура газа, ρ – плотность, η – динамическая вязкость, λ – теплопроводность, t – время, g – ускорение свободного падения.

Для упрощения используем приближение Буссинеска-Обербека.

T_0 – некоторое значение из интервала изменения температуры в среде, при котором плотность имеет величину $\rho = \rho_0 = \rho(T_0)$. Предположим, что температура T в среде мало отклоняется от T_0 . Тогда уравнение состояния можно линеаризовать, оставляя лишь член 1-го порядка малости в разложении функции $\rho(T)$ в ряд Тейлора в окрестности значения T_0 :

$$\rho = \rho_0 [1 - \beta(T - T_0)], \quad (4)$$

где $\beta = -\frac{1}{\rho_0} \partial \rho(T_0) / \partial T$ – коэффициент теплового расширения газа при $T=T_0$.

Зависимость плотности от температуры учитывается лишь в члене с объемной силой тяжести ρg , а в остальных случаях полагают $\rho = \rho_0$. При таких допущениях задача примет вид:

Найдем решение граничной задачи

$$\lambda \left. \frac{\partial T(r, \theta)}{\partial r} + \alpha T(r, \theta) \right|_{r=R} = f(\theta) \quad (5)$$

для дифференциального уравнения в частных производных

$$V \frac{\partial T(r, \theta)}{\partial r} = a \cdot \Delta T(r, \theta); \quad (6)$$

здесь

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \left[\frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + ct\theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right]; \quad (7)$$

тогда:

$$\frac{\partial^2 T(r, \theta)}{\partial r^2} + \left(\frac{2}{r} - \frac{V}{a} \right) \frac{\partial T(r, \theta)}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \left[\frac{\partial^2 T(r, \theta)}{\partial \theta^2} + ct\theta \frac{\partial T(r, \theta)}{\partial \theta} \right]. \quad (8)$$

Приближенное решение задачи для уравнения (6) принимает вид:

$$T(r, \theta) \approx R \cdot \exp \left[-\frac{1}{2} \cdot \frac{V}{a} (R-r) \right] \cdot \sum_{n=0}^{\infty} \frac{f_n \cdot \left(\frac{r}{R} \right)^n P_n(\cos \theta)}{\lambda \cdot \left(\frac{1}{2} \frac{V}{a} R + n \right) + \alpha \cdot R}. \quad (9)$$

Решение уравнения (9) показано на графике рис. 2.

$T, ^\circ\text{C}$

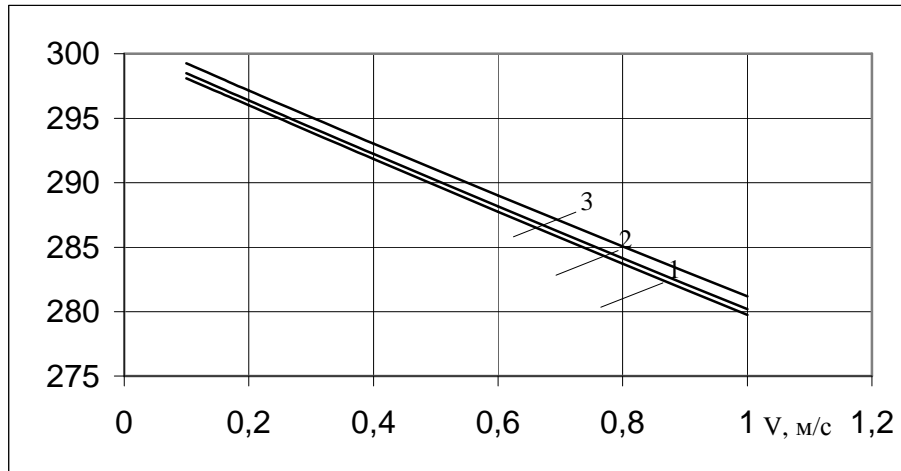


Рисунок 2 – Решение уравнения (9)
 1 – радиус поры $r = 2,5$ мм; 2 - радиус поры $r = 4,5$ мм; 3 - радиус поры $r = 7,5$ мм

Для вертикальной греющей стенки расчетные значения числа $Nu = f(Gr, Pr)$ приведены на рис. 3.

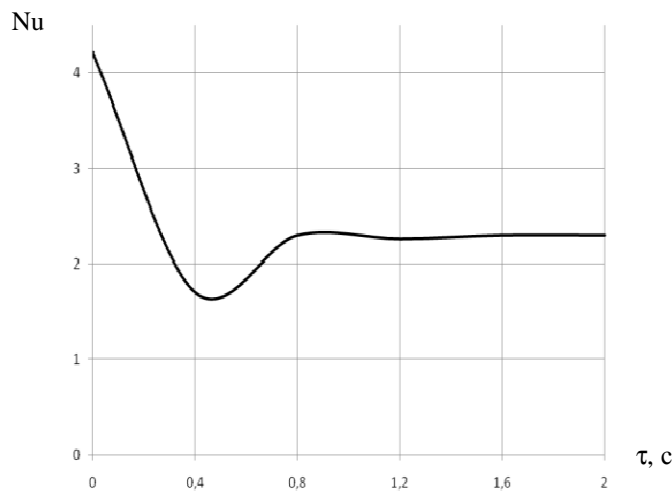


Рисунок 3 – Изменение числа Nu во времени для условий рисунка 1

Выводы

Выполненные расчеты подтверждают наличие конвективных течений на греющей поверхности в замкнутых объемах газа с любыми геометрическими и энергетическими характеристиками.

По расчетным данным можно определить основные этапы теплопередачи и установить их границы. На графике рисунка 3 в интервале времени $\tau = 0 - 0,4$ можно наблюдать релаксационный период теплообмена газа (воздуха) с поверхностью. Если бы конвективный перенос тепла отсутствовал, значение числа Nu приближалось бы к 1, т.е. тепловой поток, передаваемый конвекцией был бы равен тепловому потоку теплопроводностью. Минимальное значение числа Nu на графике соответствует началу конвективного переноса.

Таким образом, приведенная математическая модель и результаты расчетов дают возможность выполнить количественный анализ конвективного теплопереноса в зависимости от температуры греющей поверхности в замкнутом объеме.

Литература

1. Pavlenko A.M. Thermal conductivity of the gas in small space / Pavlenko A.M., Koshlak A.V. // Metallurgical and Mining Industry, №3, 2014. P. 15–20.
2. Koshlak A.V. Heat exchange in a confined space / Problem of energy saving and nature use 2013 / Budapest, 2014. – С. 90–94.

УДК 621

Братута Э.Г., Кошлак А.В.

ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ПОРИСТОГО МАТЕРИАЛА

Робота присвячена дослідженню особливостей теплопровідності пористих матеріалів з мікропорами. Визначено закономірності впливу температури поверхні на процес передачі тепла конвекцією в порах. Запропоновано математичну модель гравітаційної конвекції, яка дає можливість прогнозувати інтенсивність конвективної течії.

Bratuta E.G., Koshlak A.V.

FEATURES OF THE THERMAL CONDUCTIVITY OF THE POROUS MATERIAL

The work is devoted to peculiarities of the thermal conductivity of porous materials with micropores. The regularities of the influence of temperature on the surface of the heating process of heat transfer by convection in the pores. A mathematical model of the gravitational convection, which makes it possible to predict the intensity of the convective flow.