

**ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНЫХ РЕЖИМОВ КОНВЕКТИВНО-
РАДИАЦИОННОГО ТЕПЛОПЕРЕНОСА
В НАКЛОННОЙ ПОЛОСТИ С ЛОКАЛЬНЫМ ИСТОЧНИКОМ ЭНЕРГИИ**

И.В. Мирошниченко

Научный руководитель: доцент, д.ф.-м.н. М.А. Шеремет

Томский государственный университет,

Россия, г. Томск, пр. Ленина, 36, 634050

E-mail: miroshnichenko@mail.tsu.ru

**NUMERICAL STUDY OF TURBULENT CONVECTIVE-RADIATIVE HEAT TRANSFER
IN AN INCLINED CAVITY WITH A LOCAL HEAT SOURCE**

I.V. Miroshnichenko

Scientific Supervisor: Assoc. Prof., Dr. M.A. Sheremet

Tomsk State University, Russia, Tomsk, Lenin str., 36, 634050

E-mail: miroshnichenko@mail.tsu.ru

Abstract. *A numerical study of turbulent natural convection with thermal surface radiation inside an inclined square enclosure with a local heat source has been performed. Two-dimensional equations of conservation of mass, momentum and energy have been solved using finite difference method. Localized heating is simulated by a centrally located heat source on the bottom wall. The angle of inclination is used as a control parameter for heat transfer. It was changed from 0 till π . The main attention has been paid to the effect of the inclination angle on the fluid flow and heat transfer patterns.*

Исследования естественной конвекции, как одного из механизмов переноса энергии, активно развиваются в последнее время [1, 2]. Это связано, в первую очередь, с ростом технологических приложений, требующих передачи больших потоков тепла в ограниченном объеме, например, в системах охлаждения процессоров. В то же время в большинстве технических приложений исследуемые области расположены под некоторым углом к вектору силы тяжести. Поэтому возникает необходимость изучить влияние угла наклона полости на тепло- и массоперенос в рассматриваемой области.

Целью настоящей работы является численный анализ турбулентных режимов естественной конвекции и теплового поверхностного излучения в наклонной полости при наличии локального источника энергии. Физическая область решения представлена на рис. 1. Внутри полости находится газ, который считается ньютоновской жидкостью, удовлетворяющей приближению Буссинеска. Внутренние поверхности твердых стенок являются диффузно-серыми. На вертикальных стенках поддерживается постоянная температура T_c . На оставшихся горизонтальных стенках задано условие теплоизоляции. На поверхности нижней стенки располагается локальный источник энергии постоянной температуры T_h . Теплообмен излучением от источника тепловыделения и между стенками моделируется на основе приближения поверхностного излучения. В качестве модели турбулентности использовалась стандартная k - ϵ модель.

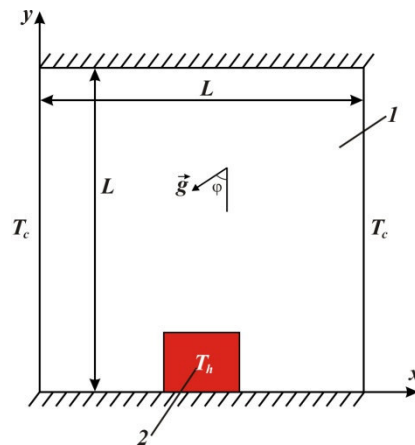


Рис.1. Область решения задачи:

1 – воздушная полость, 2 – локальный изотермический источник энергии

Процесс переноса массы, импульса и энергии в рассматриваемой области (рис. 1) описывается системой уравнений в переменных «функция тока–завихренность» с использованием алгебраического преобразования координат (1), позволяющего сгустить расчетную сетку к стенкам и источнику энергии.

$$\begin{aligned}\xi &= a + \frac{b-a}{2} \left\{ 1 + \operatorname{tg} \left[\frac{\pi \kappa}{b-a} \left(x - \frac{a+b}{2} \right) \right] \right\} / \operatorname{tg} \left[\frac{\pi}{2} \kappa \right], \\ \eta &= a + \frac{b-a}{2} \left\{ 1 + \operatorname{tg} \left[\frac{\pi \kappa}{b-a} \left(y - \frac{a+b}{2} \right) \right] \right\} / \operatorname{tg} \left[\frac{\pi}{2} \kappa \right].\end{aligned}\quad (1)$$

Система уравнений в безразмерном виде с учетом представленного выше преобразования координат может быть записана следующим образом [3]:

$$\frac{d^2 \xi}{dX^2} \frac{\partial \Psi}{\partial \xi} + \left(\frac{d\xi}{dX} \right)^2 \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \xi^2} + \frac{d^2 \eta}{dY^2} \frac{\partial \Psi}{\partial \eta} + \left(\frac{d\eta}{dY} \right)^2 \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \eta^2} = -\Omega, \quad (2)$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial \Omega}{\partial \tau} + \left(U - \frac{d\xi}{dX} \frac{\partial v_t}{\partial \xi} \right) \frac{d\xi}{dX} \frac{\partial \Omega}{\partial \xi} + \left(V - \frac{d\eta}{dY} \frac{\partial v_t}{\partial \eta} \right) \frac{d\eta}{dY} \frac{\partial \Omega}{\partial \eta} &= \frac{d\xi}{dX} \frac{\partial}{\partial \xi} \left[\left(\sqrt{\frac{\operatorname{Pr}}{\operatorname{Ra}}} + v_t \right) \frac{d\xi}{dX} \frac{\partial \Omega}{\partial \xi} \right] + \\ &+ \frac{d\eta}{dY} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\left(\sqrt{\frac{\operatorname{Pr}}{\operatorname{Ra}}} + v_t \right) \frac{d\eta}{dY} \frac{\partial \Omega}{\partial \eta} \right] + \left(\frac{d^2 \xi}{dX^2} \frac{\partial v_t}{\partial \xi} + \left(\frac{d\xi}{dX} \right)^2 \frac{\partial^2 v_t}{\partial \xi^2} - \frac{d^2 \eta}{dY^2} \frac{\partial v_t}{\partial \eta} - \left(\frac{d\eta}{dY} \right)^2 \frac{\partial^2 v_t}{\partial \eta^2} \right) \times \\ &\times \left(\Omega + 2 \frac{d\eta}{dY} \frac{\partial U}{\partial \eta} \right) + 4 \frac{d\xi}{dX} \left(\frac{d\eta}{dY} \right)^2 \frac{\partial^2 v_t}{\partial \xi \partial Y} \frac{\partial V}{\partial \eta} + \frac{d\xi}{dX} \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} \cos \varphi - \frac{d\eta}{dY} \frac{\partial \Theta}{\partial \eta} \sin \varphi,\end{aligned}\quad (3)$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \tau} + U \frac{d\xi}{dX} \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} + V \frac{d\eta}{dY} \frac{\partial \Theta}{\partial \eta} = \frac{d\xi}{dX} \frac{\partial}{\partial \xi} \left[\left(\frac{1}{\sqrt{\operatorname{Ra} \operatorname{Pr}}} + \frac{v_t}{\operatorname{Pr}_t} \right) \frac{d\xi}{dX} \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} \right] + \frac{d\eta}{dY} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\left(\frac{1}{\sqrt{\operatorname{Ra} \operatorname{Pr}}} + \frac{v_t}{\operatorname{Pr}_t} \right) \frac{d\eta}{dY} \frac{\partial \Theta}{\partial \eta} \right], \quad (4)$$

$$\frac{\partial K}{\partial \tau} + U \frac{d\xi}{dX} \frac{\partial K}{\partial \xi} + V \frac{d\eta}{dY} \frac{\partial K}{\partial \eta} = \frac{d\xi}{dX} \frac{\partial}{\partial \xi} \left[\left(\sqrt{\frac{\operatorname{Pr}}{\operatorname{Ra}}} + \frac{v_t}{\sigma_k} \right) \frac{d\xi}{dX} \frac{\partial K}{\partial \xi} \right] + \frac{d\eta}{dY} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\left(\sqrt{\frac{\operatorname{Pr}}{\operatorname{Ra}}} + \frac{v_t}{\sigma_k} \right) \frac{d\eta}{dY} \frac{\partial K}{\partial \eta} \right] + \bar{P}_k + \bar{G}_k - E, \quad (5)$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial E}{\partial \tau} + U \frac{d\xi}{dX} \frac{\partial E}{\partial \xi} + V \frac{d\eta}{dY} \frac{\partial E}{\partial \eta} &= \frac{d\xi}{dX} \frac{\partial}{\partial \xi} \left[\left(\sqrt{\frac{\operatorname{Pr}}{\operatorname{Ra}}} + \frac{v_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{d\xi}{dX} \frac{\partial E}{\partial \xi} \right] + \frac{d\eta}{dY} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\left(\sqrt{\frac{\operatorname{Pr}}{\operatorname{Ra}}} + \frac{v_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{d\eta}{dY} \frac{\partial E}{\partial \eta} \right] + \\ &+ \left[c_{1\epsilon} (\bar{P}_k + c_{3\epsilon} \bar{G}_k) - c_{2\epsilon} E \right] \frac{E}{K}.\end{aligned}\quad (6)$$

Значения P_k , G_k , а также параметры стандартной k - ε модели турбулентности для данной задачи подробно описаны в [3,4].

Начальные и граничные условия для сформулированной системы уравнений (2)–(6) имеют следующий вид:

- При $\tau = 0$: $\Psi(\xi, \eta, 0) = \Omega(\xi, \eta, 0) = \Theta(\xi, \eta, 0) = K(\xi, \eta, 0) = E(\xi, \eta, 0) = 0$
- На границе $\eta = 0$: $\Psi = 0, \frac{\partial \Psi}{\partial \eta} = 0, \frac{d\eta}{dY} \frac{\partial \Theta}{\partial \eta} = N_{\text{rad}} \cdot Q_{\text{rad}}, K = 0, \frac{\partial E}{\partial \eta} = 0;$
- На границе $\eta = 1$: $\Psi = 0, \frac{\partial \Psi}{\partial \eta} = 0, \frac{d\eta}{dY} \frac{\partial \Theta}{\partial \eta} = -N_{\text{rad}} \cdot Q_{\text{rad}}, K = 0, \frac{\partial E}{\partial \eta} = 0;$
- На границе $\xi = 0$: $\Psi = 0, \frac{\partial \Psi}{\partial \xi} = 0, \Theta_c = -0.5, K = 0, \frac{\partial E}{\partial \xi} = 0;$
- На границе $\xi = 1$: $\Psi = 0, \frac{\partial \Psi}{\partial \xi} = 0, \Theta_c = -0.5, K = 0, \frac{\partial E}{\partial \xi} = 0;$
- На поверхности источника энергии: $\Psi = 0, \frac{\partial \Psi}{\partial n} = 0, \Theta = 0.5.$

Дифференциальные уравнения (2)–(6) с соответствующими начальными и граничными условиями решены методом конечных разностей [3, 4] на равномерной сетке (ξ, η) размерностью 150×150 . Для определения безразмерной плотности радиационного потока Q_{rad} применялся метод сальдо [3, 4].

В результате проведенных исследований получены распределения изолиний функции тока, температуры, турбулентных параметров. Показано, что наличие поверхностного излучения сильно модифицирует структуру течения в полости. Определены средние конвективное и радиационное числа Нуссельта, характеризующие теплообмен на поверхности источника энергии, в зависимости от угла наклона полости. Установлено, что увеличение угла наклона φ от 60° до 150° приводит к увеличению среднего конвективного числа Нуссельта на 51%.

Работа выполнена при финансовой поддержке Совета по грантам Президента РФ для молодых российских ученых (грант МД-2819.2017.8).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лыков А. В., Алексащенко А. А., Алексащенко В. А. Сопряженные задачи конвективного теплообмена. Минск: Изд-во БГУ, 1971. – 346 с.
2. Xaman J., Arce J., Alvarez G., Chavez Y. Laminar and turbulent natural convection combined with surface thermal radiation in a square cavity with a glass wall // International Journal of Thermal Sciences. – 2008. – Vol. 47. – Pp. 1630–1638.
3. Miroshnichenko I.V., Sheremet M.A. Numerical simulation of turbulent natural convection combined with surface thermal radiation in a square cavity // International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow. – 2015. – Vol. 25. – Pp. 1600–1618.
4. Miroshnichenko I.V., Sheremet M.A., Mohamad A.A. Numerical simulation of a conjugate turbulent natural convection combined with surface thermal radiation in an enclosure with a heat source // International Journal of Thermal Sciences. – 2016. – Vol. 109, Pp. 172–181.