

нестационарного обтекания кругового цилиндра с использованием моделей турбулентности Спаларта – Аллмереса и Ментера // Инж. – физ. журнал. – 2005. – Т78, 6. С148–162.

5. *Исаев С.А., Баранов П.А., Кудрявцев Н.А., Лысенко Д.А., Усачов А.Е.* Комплексный анализ алгоритмов, сеточных структур и моделей турбулентности при расчете циркуляционного течения в каверне с помощью пакетов VP2/3 и FLUENT. Ч. 1. Влияние схемных факторов // Теплофизика и аэромеханика. 2005. Т. 12. № 4. – С. 587–608.

6. *Исаев С.А., Баранов П.А., Кудрявцев Н.А., Усачов А.Е.* Анализ вихревого теплообмена при поперечном обтекании траншеи на плоскости с помощью многоблочных вычислительных технологий и различных полуэмпирических моделей турбулентности // Инж. – физ. журнал. – 2004. – Т. 77, №. 6. – С. 152–161.

Получено 26.10.2011 г.

УДК 621.186.1

Дмитренко Н.П.

Институт технической теплофизики НАН Украины

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА И ГИДРОДИНАМИКИ В МОДЕЛЬНОЙ АКТИВНОЙ ЗОНЕ НАСЫПНОГО ТИПА ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ГАЗООХЛАЖДАЕМЫХ РЕАКТОРОВ В УСЛОВИЯХ НЕСТАЦИОНАРНОСТИ

На основі запропонованої математичної моделі теплообміну та гідродинаміки проведено чисельне дослідження характеристик потоку теплоносія в моделі активної зони насипного типу в нестационарних умовах.

На основе предложенной математической модели теплообмена и гидродинамики проведено численное исследование характеристик потока теплоносителя в модели активной зоны насыпного типа в условиях нестационарности.

On the basis of proposed mathematic model of heat exchange and hydrodynamics the numerical investigation of heat carrier flow characteristics in model active zone pebble bed design in non stationary conditions is made.

A_d, B_d, D_0, C_1, C_2 – константы;
 c_F – коэффициент Форхаймера;
 C – изобарная теплоемкость;
 d – мерность пространства;
 G – расход;
 J – отношение вязкостей;
 K – проницаемость;
 k – кинетическая энергия;
 l – длина;
 q – тепловой поток;
 r – радиус;
 t – время;
 T – температура;
 V – вектор скорости;

u, w – проекции вектора скорости;
 ВТГР – высокотемпературный газоохлаждаемый реактор;
 $Pr = (\mu \cdot c_F) / \lambda$ – число Прандтля;
 ε – скорость диссипации;
 μ – динамический коэффициент вязкости;
 ρ – плотность;
 φ – пористость.

Индексы:

m, n – проекции на координаты;
 t – турбулентный параметр;
 шз – шаровая засыпка;
 v – внутренний источник энергии.

Введение

Обеспечение безопасной эксплуатации существующих атомных электростанций и тех, которые будут вводить в эксплуатацию в перспективе, является одной из основных проблем современной энергетики. Вопросам расчета теплообмена и гидродинамики в энергетическом оборудовании отводится ключевая роль. Важнейшей задачей при создании ядерного реактора является достоверное прогнозирование изменения основных параметров теплоносителя в элементах оборудования для всех возможных аварий и формулирование основных требований к системе безопасности. Решение этой задачи требует описания нестационарных теплогидравлических процессов в аварийных режимах. Одним из возможных средств анализа теплогидравлических процессов в элементах энергетического оборудования является расчетный анализ, который основан на математических моделях, носящих наиболее общий характер и учитывающих наибольшее количество параметров.

Для исследования теплообмена и гидродинамики в модели активной зоны насыпного типа предложена модифицированная k-ε RNG модель турбулентности [1, 2].

Математическая модель

Математическая модель теплообмена и гидродинамики состоит из уравнения движения (1), теплообмена (2), неразрывности (3), кинетической энергии турбулентности (4) и скорости ее диссипации (5).

$$\begin{aligned} & \rho \left[\frac{\partial u_n}{\partial t} + \frac{\partial u_m u_m}{\partial x_m} \right] + \\ & + \rho \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial}{\partial x_m} \left[B_d \left(\frac{\mu_t^3 \varepsilon^*}{3A_d^{(\varepsilon^*+2)/2} \rho^3 D_0} \right)^{2/\varepsilon^*} \frac{\partial u_n}{\partial x_m} \right] = \\ & = -\frac{\partial p}{\partial x_n} + \frac{\partial}{\partial x_m} \left[J \left(\mu + \mu_t \right) \frac{\partial u_n}{\partial x_m} \right] \varphi \frac{\mu}{K} u_n - \\ & - \varphi^2 \frac{c_F}{\sqrt{K}} |V| u_n + 4\varphi^2 \frac{c_F}{\sqrt{K}} \frac{d^2 - 2}{d^2 - d} \mu_t J \frac{\partial}{\partial x_m} \frac{u_m u_n}{|V|}, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_n}{\partial x_n} = 0, \quad (2)$$

$$\begin{aligned} & \rho c_p \left[\frac{\partial T}{\partial t} + \varphi \frac{\partial (T u_n)}{\partial x_n} + \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial}{\partial x_n} \left[\left(\frac{\mu_t^3 \varepsilon^*}{3A_d \rho^3 D_0} \right)^{2/\varepsilon^*} \frac{\partial T}{\partial x_n} \right] \right] = \\ & = \nabla \cdot \left[\left(\lambda + \frac{\mu_t}{Pr_t} \right) \nabla T \right], \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} & \rho \left[\frac{\partial k}{\partial t} + u_n \frac{\partial k}{\partial x_n} + \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial}{\partial x_n} \left[\left(\frac{\mu_t^3 \varepsilon^*}{3A_d \rho^3 D_0} \right)^{2/\varepsilon^*} \frac{\partial k}{\partial x_n} \right] \right] = \\ & = 2\mu_t S_{nm}^2 - J\rho\varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_n} \left[J \left(\mu + \frac{\mu_t}{Pr_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_n} \right] - \\ & - 2\mu \frac{\varphi}{K} k - 2\varphi^2 \frac{c_F}{\sqrt{K}} \rho |V| k + \\ & + 8\varphi^2 \frac{c_F}{\sqrt{K}} \frac{d^2 - 2}{d^2 - d} \frac{\partial u_n}{\partial x_n} \mu_t J k \frac{\partial}{\partial x_m} \frac{u_m u_n}{|V|}, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} & \rho \left[\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + u_n \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_n} + \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial}{\partial x_n} \left[\left(\frac{\mu_t^3 \varepsilon^*}{3A_d \rho^3 D_0} \right)^{2/\varepsilon^*} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_n} \right] \right] = \\ & = 2C_{1\varepsilon} \mu_t \frac{\varepsilon}{k} S_{nm}^2 - C_{2\varepsilon} J\rho \frac{\varepsilon^2}{k} + \frac{\partial}{\partial x_n} \left[J \left(\mu + \mu \frac{\mu_t}{Pr_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_n} \right] - \\ & - 2\rho \frac{\varphi}{K} \varepsilon + 2\mu\varphi^2 \frac{c_F}{\sqrt{K}} \frac{\partial u_n}{\partial x_m} \frac{\partial (|V| u_n)}{\partial x_m} - \\ & - 8\mu\varphi^2 \frac{c_F}{\sqrt{K}} \frac{d^2 - 2}{d^2 - d} \frac{\partial u_n}{\partial x_m} \frac{\partial}{\partial x_m} \left(\mu_t J \frac{\partial}{\partial x_m} \frac{u_m u_n}{|V|} \right). \end{aligned} \quad (5)$$

На основе приведенной математической модели гидродинамики и теплообмена, которая учитывает пористость среды и нестационарность процессов, рассмотрим изменение гидродинамических и теплофизических параметров в модели активной зоны насыпного типа (рис. 1) в случае падения расхода теплоносителя.

Геометрическая модель задачи представляет собой кольцевой канал с $r = 2,3$ м, в центре которого находится шаровая засыпка с $r_{шз} = 1,3$ м. Шаровая засыпка граничит со свободной средой, которая отделяет ее от внешней стенки канала.

Данный объект рассмотрен в цилиндрической системе координат, где ось z направлена по оси канала. Расчет проводился при таких численных значениях параметров: $l = 1,4$ м,

Геометрическая модель

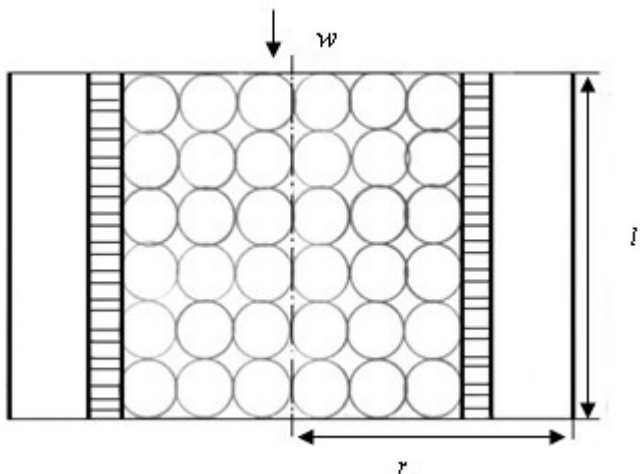


Рис. 1. Модель активной зоны с шаровой засыпкой.

$w = 5 \text{ м/с}$, $q_v = 2 \text{ МВт/м}^3$.

Для численного решения поставленной задачи были заданы граничные и начальные условия. На входе в канал профили скорости и температуры задавались как функции поперечных координат, тут же задавались значения для кинетической энергии турбулентности и скорости диссипации.

На твердых поверхностях задается нулевое значение скоростей и кинетической энергии турбулентности. В случае обогреваемой поверхности задается тепловой поток или температура, а в случае изолированной поверхности – нулевой тепловой поток $\frac{\partial T}{\partial n} = 0$, (n – нормаль к стенке).

Засыпку, состоящую из сферических элементов, мы рассматриваем как макропористую среду. В нашем случае макропористая среда граничит с текучей (чистой) средой и граничные условия в общем виде для осевой составляющей скорости имеют вид:

$$\left(\frac{\partial^2 w}{\partial z^2} - \frac{\alpha_{BJ}}{\sqrt{K}} \frac{\partial w}{\partial z} \right)_{z \rightarrow H_p + 0} = \left(\frac{\alpha_{BJ}}{\sqrt{K}} \frac{\partial w}{\partial z} \right)_{z \rightarrow H_p - 0} \quad (6)$$

В нашем случае коэффициент Бивеса-Джозефа $\alpha_{BJ} = 1,45$ [3]. В качестве теплоносителя был выбран гелий.

Коэффициент Форхаймера определялся из

выражения [3]:

$$c_F = 0,55 \left(1 - 5,5 \frac{d_{ш}}{d_3} \right) = 0,46 \quad (7)$$

Значение проницаемости среды определялось по формуле:

$$K = \frac{d^2 \varphi^3}{180(1 - \varphi^2)} \quad (8)$$

где d – диаметр сферического топливного элемента, значение объемной пористости шаровой засыпки взято $\varphi = 0,25$.

Выбор модели турбулентного режима движения теплоносителя обусловлен большим значением проницаемости шаровой засыпки ($K = 1 \cdot 10^{-5} \dots 3,3 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2$). Это как раз и приводит к турбулизации движения теплоносителя.

Результаты расчета

В реакторах типа ВТГР существует возможность аварии связанная с нарушением процесса охлаждения активной зоны [4]. Такая авария может произойти при отключении принудительной циркуляции (циркуляционной газодувки) теплоносителя из-за нарушений в электрических системах (потеря нагрузки или питания).

Изменение расхода газа из-за остановки циркуляционной газодувки происходит таким образом: вначале значение расхода теплоносителя максимальное, а затем он плавно уменьшается по приблизительно экспоненциальному закону

$$G = A \exp(-Bt), \quad (9)$$

до тех пор, пока газодувка не выйдет на режим работы с естественной циркуляцией (при $t > t_0$). Когда газодувка выходит на режим с естественной циркуляцией ($t_0 < t$), то закон изменения расхода будет иметь вид:

$$G = \text{const.}$$

В выражении (9) G имеет размерность кг/с, а t – с. Рассмотрим случай, когда $A = 1,165$ и $B = 0,02$, $t_0 = 100$ с.

Задача рассмотрена для значения проницаемости шаровой засыпки – $K = 5 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2$.

Результаты расчета динамики изменения профилей скорости показаны на рис. 2. Из рисунка видно, что скорость теплоносителя в начальный момент времени имеет максимальное значение в представленных сечениях по высоте активной зоны. Постепенно с уменьшением расхода гелия скорость его падает и в момент времени 100 с от начала аварийного процесса имеет минимальное значение. Максимум профилей скорости смещен в сторону шаровой засыпки, так как плотность теплоносителя в этой области меньше, чем возле внешней стенки. Такой характер распределения скорости теплоносителя в модельной активной зоне насыпного типа соответствует характеру распределения температуры (рис. 3), как и в случае со стационарным режимом. Значительная «градиентность» профиля скорости в области границы разделения сред обусловлена монотонно увеличивающейся зависимостью вязкости теплоносителя от температуры.

Представленные временные зависимости распределения температуры теплоносителя от его расхода на рис. 4 показывают, что при падении расхода теплоносителя согласно закону (9) происходит прогревание гелия. В начальный момент времени, который соответствует стационарному режиму значение температуры наименьшее во всех сечениях по длине активной зоны. За промежуток времени

в 100 с температура теплоносителя на выходе из рассматриваемого канала достигает своего максимального значения.

Нужно отметить, что для рассмотренного случая ($K = 5 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2$) значение температуры теплоносителя на выходе не достигает проектного допустимого предела для оболочки топлива ($1200 \text{ }^\circ\text{C}$).

Из рисунка 4 видно, что при значении $K = 2 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2$ в момент времени 50 с от начала аварийного процесса температура теплоносителя достигнет проектного допустимого предела на расстоянии 1,2 м от входа в активную зону. В двух других рассмотренных случаях с большим значением проницаемости температура теплоносителя в указанный момент времени соответствует нормальной работе активной зоны.

Выводы

Полученные результаты являются основой для оптимизации выбора размера сферического топливного элемента с точки зрения безопасной работы активной зоны. Это обусловлено тем, что размер топливного элемента является существенной составляющей при определении проницаемости пористой среды, а проницаемость в свою очередь влияет на динамику распределения теплогидравлических параметров потока теплоносителя активной зоны.

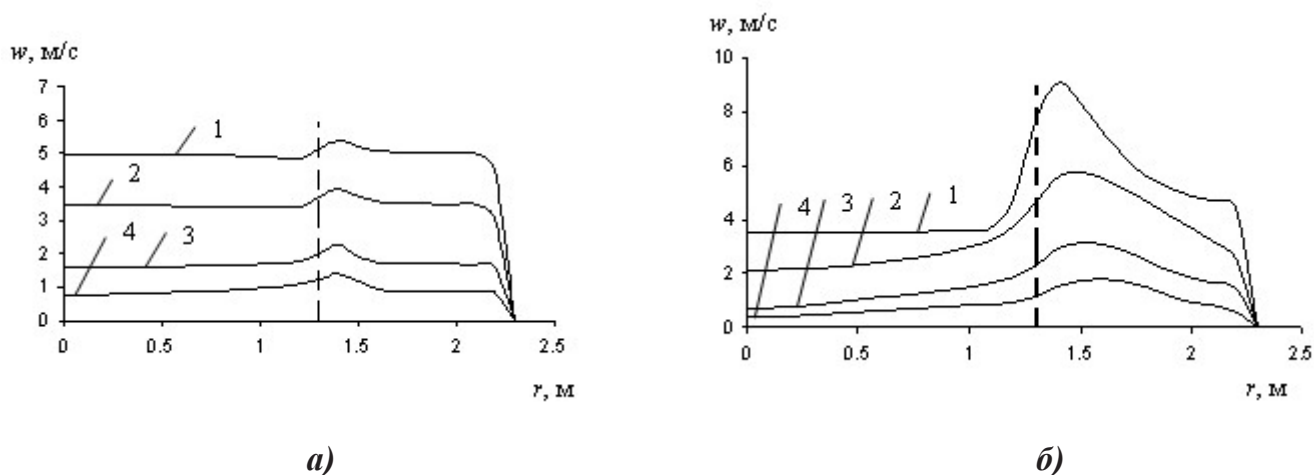


Рис. 2. Распределение скорости теплоносителя по высоте модели активной зоны: а) – 0,01 м, б) – 1,4 м и по ее радиусу в разные моменты времени: 1 – 0 с, 2 – 10 с, 3 – 50 с, 4 – 100 с.

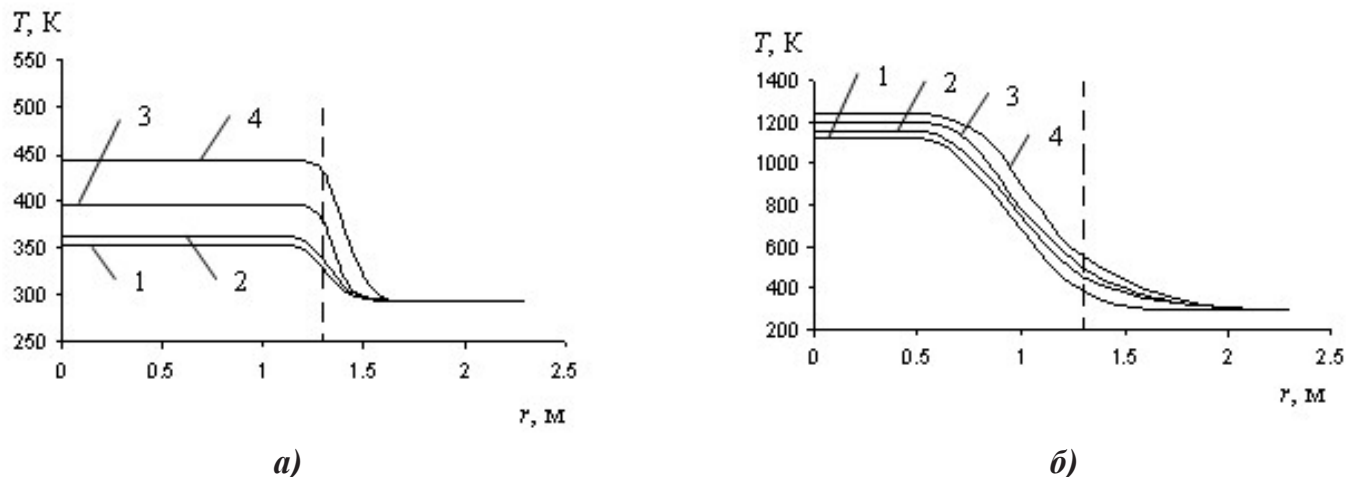


Рис. 3. Распределение температуры теплоносителя по высоте активной зоны:
а) – 0,01 м, б) – 1,4 м и по ее радиусу в разные моменты времени:
1 – 0 с, 2 – 10 с, 3 – 50 с, 4 – 100 с.

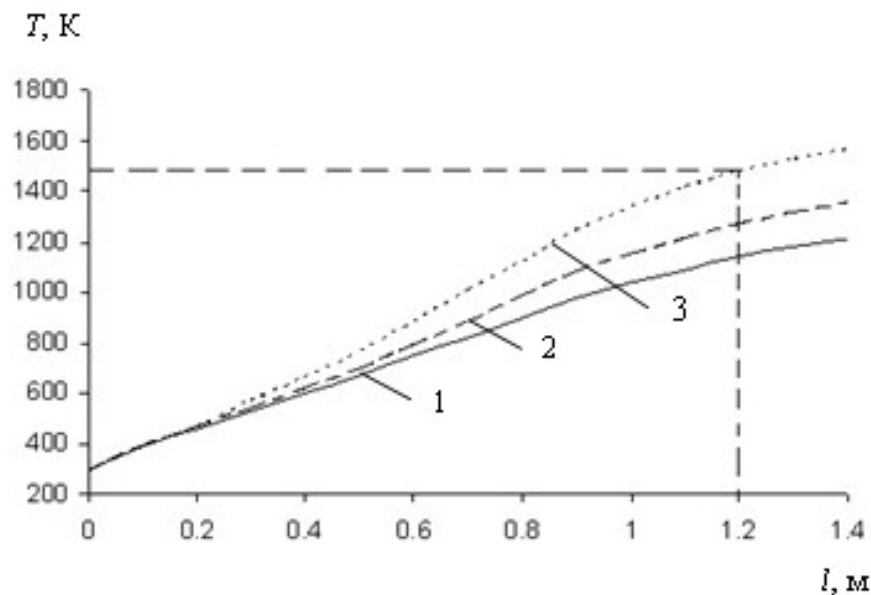


Рис. 4. Распределение температуры теплоносителя по длине активной зоны
в момент времени 50 с для разных значений K :
1 – $K = 5 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2$, 2 – $K = 2,8 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2$, 3 – $K = 2 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Avramenko A.A. Renormalization group model of macroscopic turbulence in porous media / A.A. Avramenko, A.V. Kuznetsov // Transport in Porous Media. – 2006. – Vol. 63. – P. 175–193.
 2. Авраменко А.А. Ренормализационный анализ нестационарной турбулентности в макропористых средах / А.А. Авраменко, Н.П. Дмиренко, Д.Г. Блинов // Пром. теплотехника. –

2010. – Т. 32, № 2. – С. 19–30.
 3. Nield D. A, Bejan A. Convection in porous media [3rd ed.]. – New York: Springer, 2006. – 640 p.
 4. Высокотемпературные газоохлаждаемые реакторы за рубежом. / [Гребенник В.Н., Карпов В.А., Климов В.В. и др.]. – Вып. 1 (Аналитический обзор). – М.: АИНФ, 1974. – 175 с.

Получено 20.09.2011 г.