

ТРЕХМЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАБОТЫ АКУСТИЧЕСКИХ ГОРЕЛОК В ТРУБЧАТЫХ ПЕЧАХ

Д.Б. ВАФИН, М.А. БУТЯКОВ

Нижекамский химико-технологический институт (филиал) Казанского национального исследовательского технологического университета

В рамках дифференциального метода расчета сложного теплообмена в топках проведен трехмерный расчет полей температур и скоростей продуктов сгорания газообразного топлива при использовании акустических горелок настильного пламени типа АГГ. Метод основан на совместном численном решении разностных аналогов трехмерных уравнений переноса излучения, энергии, турбулентного движения дымовых газов и модели горения метана в воздухе. Для учета селективности область теплового излучения разделена на шесть полос. Показана схема организации трехмерного моделирования работы горелки. Приведены изотермы настильной стены около горелки и продуктов сгорания в разных сечениях топочной камеры, а также показаны направления движения продуктов сгорания.

Ключевые слова: сложный теплообмен, излучение, горение, турбулентность, горелка настильного пламени, трехмерный расчет.

Тепловые расчеты топков трубчатых печей в основном проводятся в двухмерном приближении или даже по интегральным формулам нормативных методов. В наших работах [1–6] была показана возможность теплового расчета трубчатых печей с акустическими горелками настильного пламени, предложенными в работе [7], с помощью дифференциального метода теплового расчета топков [8] и проанализированы тепловые и аэродинамические параметры в камерах радиации в двухмерной постановке. Учитывая трехмерный характер поля течения продуктов сгорания вблизи акустических горелок, представляет интерес возможность теплового расчета в трехмерной постановке. В нашей работе [9] приведен подробный алгоритм трехмерного теплового расчета топков с инжекционными горелками, расположенными на своде топки в один ряд, и приведены некоторые сравнения расчетных и экспериментальных данных.

В данной работе указанный выше метод трехмерного теплового расчета топков применен для анализа полей температуры и течения в части камеры радиации около акустической горелки типа АГГ, принцип работы которой описан в [7]. По исследованиям авторов пламя от таких горелок настилается на футерованную кладку в виде кругов и создает температурное поле переизлучающих энергию настильной стены камеры радиации.

Упрощенная трехмерная схема части камеры радиации с акустической горелкой и система координат изображена на рис. 1. На рис. 2 показана схема для пояснения трехмерного моделирования работы горелки. Смесь частично перемешанного за счет акустического резонатора метана с воздухом поступает в камеру из круглого отверстия 4. По кольцевой поверхности 3 поступает вторичный воздух. Эти потоки отражаются отражательным диском 1, перемешиваясь, направляются вдоль раскаленной настильной стены и сгорают в режиме практически невидимой пламени.

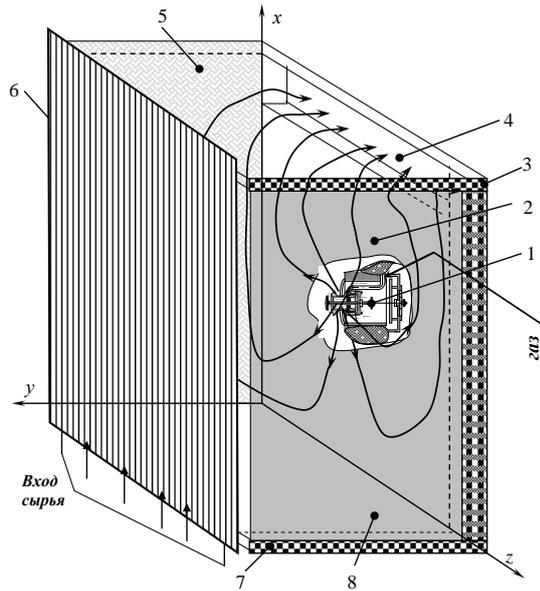


Рис.1. Схема части камеры радиации печи: 1 – акустическая горелка; 2 – настильная стенка; 3 – свод камеры; 4 – переход в конвекционную секцию; 5 – плоскость симметрии; 6 – трубчатый экран; 7 – под камеры; 8 – торцевая стенка

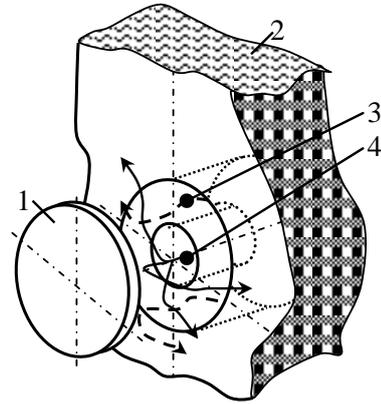


Рис. 2. Схема трехмерного моделирования работы горелки: 1 – отражающий диск; 2 – футерованная стенка; 3 – кольцевая поверхность для выхода вторичного воздуха из горелки; 4 – круглая поверхность для выхода частично перемешанной смеси газа и

Радиационно-конвективный теплообмен в камере радиации моделируется трехмерными дифференциальными уравнениями сохранения энергии (1), осредненными по времени уравнениями движения (2–4), неразрывности и состояния смеси продуктов сгорания (4), k - ϵ модели турбулентности (5,6), уравнениями для концентраций компонентов модели горения метана в две стадии (8), уравнением переноса энергии излучения в S_4 -приближении метода дискретных ординат (9):

$$c_p \rho u \frac{\partial T}{\partial x} + c_p \rho v \frac{\partial T}{\partial y} + c_p \rho w \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\lambda_{\text{эф}} \frac{\partial T}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\lambda_{\text{эф}} \frac{\partial T}{\partial y} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\lambda_{\text{эф}} \frac{\partial T}{\partial z} \right] + S_T; \quad S_T = q_v - \text{div } q_P; \quad (1)$$

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} + \rho w \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left(2\mu_{\text{эф}} \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_{\text{эф}} \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu_{\text{эф}} \frac{\partial u}{\partial z} \right) - \frac{\partial p}{\partial x} + S_u + f_1; \quad (2)$$

$$\rho u \frac{\partial v}{\partial x} + \rho v \frac{\partial v}{\partial y} + \rho w \frac{\partial v}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_{\text{эф}} \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(2\mu_{\text{эф}} \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu_{\text{эф}} \frac{\partial v}{\partial z} \right) - \frac{\partial p}{\partial y} + S_v; \quad (3)$$

$$\rho u \frac{\partial w}{\partial x} + \rho v \frac{\partial w}{\partial y} + \rho w \frac{\partial w}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_{\text{эф}} \frac{\partial w}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_{\text{эф}} \frac{\partial w}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(2\mu_{\text{эф}} \frac{\partial w}{\partial z} \right) - \frac{\partial p}{\partial z} + S_w; \quad (4)$$

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} = 0, \quad p = \frac{\rho}{\mu_{\text{см}}} RT; \quad (5)$$

$$\rho u \frac{\partial k}{\partial x} + \rho v \frac{\partial k}{\partial y} + \rho w \frac{\partial k}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_{\text{эф}} \frac{\partial k}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_{\text{эф}} \frac{\partial k}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu_{\text{эф}} \frac{\partial k}{\partial z} \right) + G - \rho \varepsilon; \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \rho u \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + \rho v \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} + \rho w \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \right] + \\ + \frac{\partial}{\partial z} \left[\left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right] + C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} G - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k}; \end{aligned} \quad (7)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} (\rho u \Phi) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho v \Phi) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho w \Phi) = \frac{\partial}{\partial x} (\Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y} (\Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial y}) + \frac{\partial}{\partial z} (\Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial z}) + S_\Phi; \quad (8)$$

$$\mu_m \frac{\partial I_m^k}{\partial x} + \xi_m \frac{\partial I_m^k}{\partial y} + \eta_m \frac{\partial I_m^k}{\partial z} = \alpha_k \int_{\lambda_{k-1}}^{\lambda_k} I_{b\lambda} d\lambda + (\alpha_k + \beta_k) I_m^k + \frac{\beta_k}{4\pi} \sum_{m'=k}^{N_o} w_{m'} \phi_{m'm} I_{m'}^k. \quad (9)$$

В этих уравнениях I_m^k – спектральная интенсивность излучения вдоль ограниченного числа направлений $S_m \{m = 1, 12\}$, эти направления задаются набором угловых координат $\{\mu_m, \xi_m\}$; $I_{b\lambda}(T)$ – спектральная интенсивность излучения черного тела при температуре T ; α_k, β_k – осредненные спектральные коэффициенты поглощения и рассеяния; w_m – весовые коэффициенты [10]; u, v, w – компоненты вектора скорости продуктов сгорания вдоль осей x, y и z ; ρ – плотность продуктов сгорания; c_p – изобарная теплоемкость; $\lambda_{\text{эф}} = \lambda + \lambda_T$ – коэффициент эффективной теплопроводности; $\mu_{\text{эф}} = \mu + \mu_T$ – коэффициент эффективной вязкости; коэффициенты турбулентной вязкости и теплопроводности вычисляются как $\mu_T = c_\mu f_\mu \rho k^2 / \varepsilon, \lambda_T = c_\lambda \mu_T / \text{Pr}_T$, где Pr_T – турбулентное число Прандтля; p – давление; q_v – объемная плотность источников тепла; div_p – мощность плотности лучистых потоков; S_u, S_v, S_w – источниковые члены в осредненных уравнениях движения; $\mu_{\text{см}}$ – молярная масса смеси газов; R – универсальная газовая постоянная; $f_1 = -\rho g(1 - \beta(T - T_\infty))$ – массовая сила, где $\beta = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T}$ – коэффициент объемного расширения, g – ускорение свободного падения, $T_\infty = 290\text{K}$ – температура, принимаемая за начало отсчета при учете архимедовых сил; k, ε – кинетическая энергии турбулентных пульсаций и скорость ее диссипации; обобщенная функция $\Phi = \{m_{\text{CH}_4}, m_{\text{CO}}\}$ – массовые концентрации метана, CO; $S_\Phi = 0,53 \rho g^{1/2} \varepsilon / k$ – скорость химической реакции, определяемая по модели «обрыва вихрей» [11],

$g_r = 2,27 \frac{\mu_T k}{\rho \varepsilon} \left(\frac{\partial m_{\text{CH}_4}}{\partial y} \right)^2$ – среднеквадратичная пульсационная составляющая горючего,

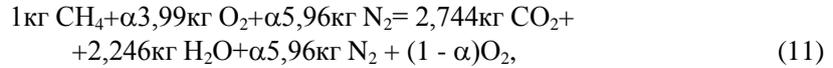
для CO в последнем выражении берется m_{CO} ; $\Gamma_T = \mu / \sigma_T$ – коэффициент переноса в (8), где σ_T – число Шмидта. Значения констант k - ε модели и выражения для f_μ взяты согласно рекомендациям [12]. Величина G , характеризующая генерацию энергии турбулентности, определяется выражением

$$G = \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right)^2.$$

Для вычисления спектральных коэффициентов поглощения газов необходимо знать распределение мольных долей H_2O , CO_2 и CO в объеме топочной камеры. Для их определения использовали модель горения метана в две стадии:



В данной работе предполагается полное сгорание метана с образованием в конечных продуктах CO_2 и H_2O , N_2 , O_2 :



Где α – коэффициент избытка воздуха.

Таким образом, модель горения включает два уравнения типа (8) для m_{CH_4} , m_{CO} . При этом массовые концентрации остальных компонент в отдельных узловых точках разностной сетки объема определяются через массовые концентрации горючего (метана) через стехиометрические коэффициенты уравнений (10) и (11):

$$m_{CO_2} = 7,529 m_{CH_4}; \quad m_{H_2O} = 2,523 m_{CH_4}; \quad m_{N_2} = \alpha 2,523 m_{CH_4}; \quad m_{O_2} = (1 - \alpha) 2 m_{CH_4}.$$

Течение в трубчатых печах является дозвуковым, турбулентным и имеет пространственный характер. Рассчитанное по ширине секции радиации число Рейнольдса в области горения имеет порядок $6 \cdot 10^4$. В работе [9] подробно описываются методы задания граничных условий для уравнений (1–9), способ разностной аппроксимации дифференциальных уравнений и методы численного решения системы полученных алгебраических уравнений итерационным способом.

В технических приложениях для учета селективности излучения газов часто используется модель широкой полосы Эдвардса, как и в данной работе. По этой модели выделяется девять спектральных полос, при этом четыре полосы соответствуют H_2O , две полосы CO_2 , одна полоса прозрачной области спектра и две полосы возникают вследствие перекрытия двух пар полос: 2,7 мкм; 10 и 15 мкм. Для уменьшения количества полос перекрывающиеся пары были усреднены по Планку. В результате количество полос уменьшается до шести. Описание данной модели со ссылкой на оригинальные работы приведено в книге [8].

Коэффициент поглощения при данной концентрации выражается через парциальный коэффициент поглощения K_{pi} :

$$a_{\lambda i} = K_{pi} p_i, \quad (12)$$

где p_i – парциальное давление i -го компонента смеси; $[K_{pi}] = \text{м}^{-1} \cdot \text{Па}^{-1}$.

Учитывая, что в продуктах сгорания газообразных топлив содержание частиц сажи незначительно, их спектральный коэффициент поглощения вычисляли по эмпирической формуле [13]

$$\alpha_{s,\lambda} = \frac{3\pi}{2} \frac{\Phi(\lambda)}{\lambda} f_v, \quad (13)$$

где $\Phi(\lambda)$ – функция, описывающая дисперсию оптических констант сажи. По данным работы [14] в спектральном диапазоне до 10 мкм можно пользоваться формулой

$$\Phi(\lambda) = 1,75 / (1 + 0,3\lambda). \quad (15)$$

Объемная фракция сажи f_v определяется по эмпирической формуле [14]

$$f_v = 0,068(2 - \alpha) C_p / H_p, \quad (16)$$

где α – коэффициент избытка воздуха в топке, величина C_p / H_p характеризует относительный вес углерода в рабочей массе топлива:

$$C_p / H_p = 0,12 \sum \frac{m}{n} C_m H_n.$$

Трехмерные расчеты по определению полей температуры и скоростей продуктов сгорания пока проведены для части камеры радиации трубчатой печи, показанной на

рис. 1. Ширина половины камеры радиации вдоль оси Oy составила 1,5 м; глубина по оси z – 3 м; высота части камеры – 3,5 м. Толщина футерованных стен – 0,45 м; плотность их материала – 1800 кг/м^3 ; удельная теплоемкость – $1020 \text{ Дж/(кг}\cdot\text{K)}$; коэффициент теплопроводности – $0,35 \text{ Вт/(м}\cdot\text{K)}$; степень черноты внутренних поверхностей – 0,42 наружных – 0,5. Температура наружной поверхности стен топки принята равной 300 К, а температура внутренних поверхностей футерованных стен определялась путем решения уравнения теплопроводности в ходе итерационного процесса решения всей задачи сложного теплообмена. Эффективная степень черноты трубчатого экрана принята равной 0,79 а температура наружных поверхностей реакционных труб – 1000К.

Расход метана на одну горелку составил $0,022 \text{ м}^3/\text{с}$, а с учетом принятого коэффициента избытка воздуха $\alpha = 1,07$ расход воздуха на горение составил $0,224 \text{ м}^3/\text{с}$ при нормальных условиях. Температура газа и воздуха на входе в печь принята равной 323 К.

На рис. 3 показаны виды изотерм продуктов сгорания в двух взаимно перпендикулярных сечениях камеры радиации, а на рис. 4 – изотермы настильной стены и в плоскости $y = 0,5 \text{ м}$ вблизи настильной стены.

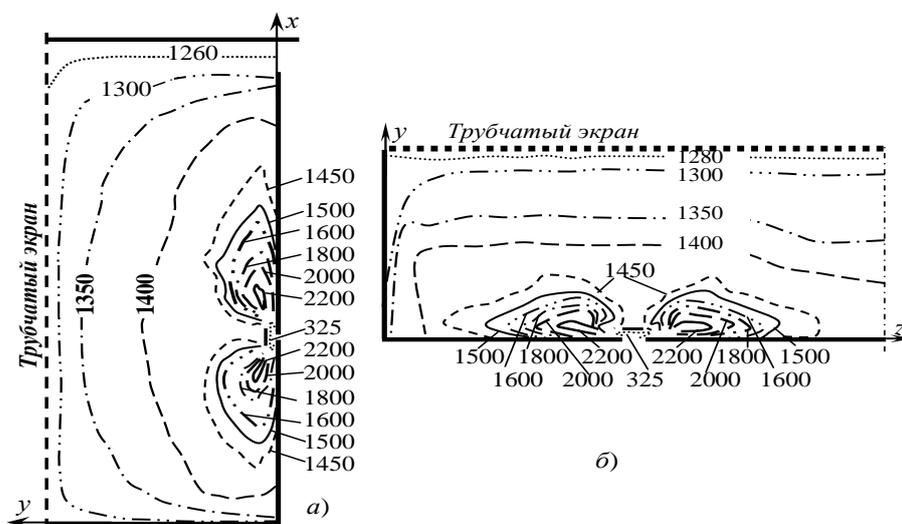


Рис. 3. Вид изотерм в двух взаимно перпендикулярных сечениях камеры:
а) $z = 1,5 \text{ м}$; б) $x = 1,5 \text{ м}$.

Как видно из рисунков, акустические горелки типа АГТ действительно обеспечивают разогрев настильной стены в виде круга, как на это указали сами разработчики. Можно заметить, что основные изменения температуры продуктов сгорания происходят в достаточно узком слое в пределах $y = 0,5 \text{ м}$ от настильной стены. В остальной части камеры температура продуктов сгорания плавно уменьшается от 1400 до 1300 К при приближении к трубчатому экрану. Затем в пределах теплового пограничного слоя у трубчатых реакторов температура резко уменьшается до 1000К. Таким образом, наблюдается сильная неизотермичность излучающего объема камеры

радиации, в то время как в нормативном методе расчета принимается некоторая эффективная температура по всему объему топки. Можно также заметить, что температура настильной стены ниже температуры продуктов сгорания непосредственно у этой поверхности. Однако, за счет наличия «окон прозрачности» в некоторых спектральных диапазонах теплового излучения имеется результирующий поток лучистой энергии от настильной стены к трубчатому экрану через объем топочных газов.

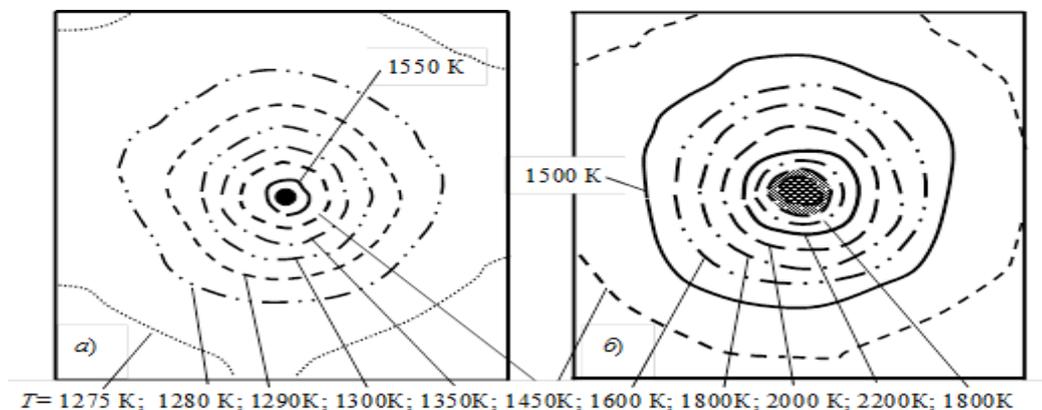


Рис. 4. Вид изотерм настильной стенки (а) и на плоскости $y = 0,05$ м:
 • – $T = 323$ К; ● – $T = 800$ К; ⊗ – $T = 1000$ К;

На рис. 5 показаны линии осредненной скорости потока в двух взаимно перпендикулярных плоскостях топочной камеры. Эти линии проведены как кривые, векторы скорости к которым являются касательными к ним в каждой точке объема.

В плоскости xu (рис. 5,а), проходящей через ось горелки, можно заметить наличие двух объемов, с образованием пространственных обратных токов. Это приводит к подсасыванию горячих продуктов сгорания к корню факела, что способствует устойчивости горения. На рис. 5,б ось y направлена к нам, и показаны линии скорости потока в плоскости xz у настильной стены. Как видим, продукты сгорания движутся вдоль настильной стены от горелки, затем они искривляются у стенок в направлении оси y (т.е. к нам). Правда, непосредственно у перехода в конвекционную секцию скорости направлены в сторону перевала. Движение продуктов сгорания вдоль настильной стены приводит к ее разогреву как за счет конвективного, так и лучистого теплообмена. Непосредственно у нижних угловых зон камеры возникают небольшие объемы обратных течений. Таким образом, течение продуктов сгорания около акустических горелок имеет явно трехмерный характер, и его трудно четко изобразить на плоском рисунке.

Проведенные исследования показывают, что дифференциальный метод теплового расчета топков можно использовать для исследования сложного теплообмена в камерах радиации трубчатых печей с акустическими горелками настильного пламени в трехмерной постановке. Расчеты показывают, что вблизи горелок поля температур и скоростей продуктов сгорания имеют трехмерный характер, а температура продуктов сгорания изменяется во всем объеме камеры радиации. Температура продуктов сгорания на выходе из камеры радиации хорошо согласуется с опытными данными. Полученные виды изотерм и линий скоростей течения можно объяснить с физической точки зрения. В дальнейших публикациях планируем показать результаты расчетов с горелками, расположенными по высоте печи в три яруса.

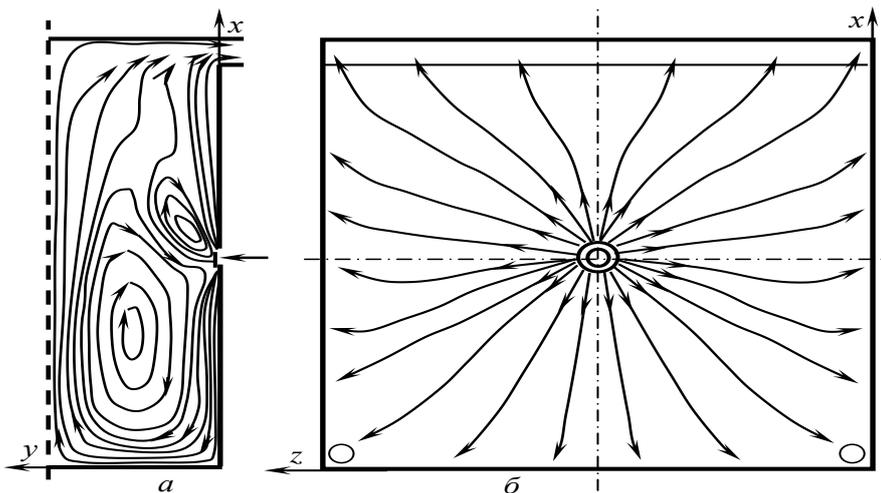


Рис. 5. Вид линий скорости в двух взаимно перпендикулярных плоскостях:
 а) плоскость с координатой $z = 1,5$ м; б) $y = 0,05$ м

Summary

As part of the differential method for calculating complex heat transfer in furnaces held a three-dimensional calculation of temperature and velocity fields of gaseous combustion products when using acoustic burner flame grazing type AGG. The method is based on the joint numerical solution of finite difference analogue of three-dimensional equations of radiation transport, energy, turbulent flow of flue gas and methane combustion model in the air. To account for the selectivity of heat radiation region is divided into six strips. A diagram showing the organization of a three-dimensional simulation of the burner. Results isotherm flatness of the wall around the burner and combustion products in the various sections of the furnace, and also shows the direction of movement of the combustion products.

Keywords: *complex heat exchange. radiation, combustion, turbulence, grazing flame burner, three-dimensional calculation.*

Литература

1. Вафин Д.Б., Садыков А.В., Садыкова Д.А. Тепловой расчет трубчатых печей с акустическими горелками // Известия вузов. Проблемы энергетики. 2013. №11–12. С. 27 – 32.
2. Вафин Д.Б., Садыкова Д.А. Применение дифференциального метода теплового расчета для трубчатых печей с акустическими горелкам // Фундаментальные исследования. 2014. №9. С. 2375–2380.
3. Вафин Д.Б., Садыков А.В., А.М. Бутяков. Сравнительные характеристики трубчатых печей с инжекционными и акустическими горелками // Известия вузов. Проблемы энергетики. 2015. № 1–2. С. 68 – 75.
4. Вафин Д.Б., Садыков А.В., А.М. Бутяков. Влияние количества ярусов горелок настильного пламени на тепло- и массообменные параметры в топках трубчатых печей // Известия вузов. Проблемы энергетики. 2016. № 1–2. С. 3 – 10.
5. Вафин Д.Б., Садыков А.В. Тепловой расчет топков с трехъярусным расположением настильных горелок // Теплофизика и аэромеханика. 2016. Т. 23, № 2. С. 291–298.
6. Vafin D. B., Sadykov A. V. Thermal calculation for a furnace with three-tiered near-wall burners // Thermophysics and Aeromechanics, 2016, Vol. 23, No. 2. p.291-298.

7. Ентус Н.Р., Шарихин В.И. Трубчатые печи в нефтеперерабатывающей и нефтехимической промышленности. М.: Химия, 1987. 304 с.
8. Вафин, Д.Б. Сложный теплообмен: радиационный теплообмен в энергетических установках. Saarbrücken, Deutschland: LAP LAMBERT Academic Publishing , 2011. 251 с.
9. Вафин Д. Б., Садыков А.В. Трехмерная математическая модель внешнего теплообмена в топках трубчатых печей// Вестник КГТУ им. А.Н.Туполева.2010. №2.С.18–23.
10. Fiveland W. A. Comparison of Discrete – Ordinates Formulations for Radiative Heat Transfer in Multidimensional Geometries // J. Thermophysics and Heat Transfer. 1995.V. 9. P. 47 –53.
- 11.Spalding D.B. Mixing and Chemical Reaction in Steady Confined Turbulent Flames / 13 th International Symposium of combustion: The Combustion Institute, Pittsburgh, 1970. P. 649 – 657.
12. Волков К.Н. Сравнение низкорейнольдсовых моделей турбулентности с данными прямого численного моделирования течения в канале// Теплофизика и аэромеханика. 2005. Т.12, №3. С. 365–378.
- 13.Hubbard G. L. Infrared Mean Absorption Coefficients of Luminous Flames and Smoke // J. Heat Transfer. 1978. V. 100.P. 235 – 239.
14. Блох А. Г. Теплообмен в топках паровых котлов. Л.: Энергоатомиздат, 1984. 240с.

Поступила в редакцию

10 октября 2016

г.

Вафин Данил Билалович – д-р техн. наук, профессор кафедры «Электротехника и энергообеспечение предприятий» (ЭТиЭОП) Нижнекамского химико-технологического института (НХТИ) филиал «КНИТУ». E-mail: vafdanil@yandex.ru.

Бутяков Марат Анатольевич – аспирант кафедры ЭТиЭОП Нижнекамского химико-технологического института (НХТИ) филиал «КНИТУ». E-mail: butyakov_marat@mail.ru.