

УДК 532.546

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВУМЕРНЫХ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ТЕЧЕНИЙ ГАЗА В САМОРАЗОГРЕВАЮЩИХСЯ ПОЛИГОНАХ ТВЕРДЫХ БЫТОВЫХ ОТХОДОВ

В.А. Левин, Н.А. Луценко

Институт автоматизации и процессов управления ДВО РАН, Владивосток, Россия

Предложены модель и численный алгоритм расчета для исследования нестационарных течений газа в саморазогревающихся полигонах твердых бытовых отходов при пренебрежении детальной химической кинетикой процесса. В результате проведенных вычислительных экспериментов в очаге выделения тепла и его окрестности обнаружено развитие вихревых течений газа, которые могут существенно ухудшать теплоотвод из рассматриваемого объекта. Показано, что в зависимости от начально-краевых условий и параметров задачи возможно как полное затухание очага энерговыделения, так и установление стационарного режима саморазогрева, а также неограниченный нагрев объекта.

Ключевые слова: пористая среда, тепловыделение, естественная конвекция, полигон твердых бытовых отходов, численное моделирование

MODELING OF TWO-DIMENSIONAL UNSTEADY GAS FLOWS IN SELF-HEATING SOLID WASTE DUMPS

V.A. Levin and N.A. Lutsenko

Institute of Automation and Control Processes FEB RAS, Vladivostok, Russia

A mathematical model and a numerical method have been developed for the investigation of unsteady gas flows in self-heating solid waste dumps when the detailed chemical kinetics is neglected. Using numerical experiments, vortex-type flows in the heat source and in its vicinity have been revealed. The vortex-type flows can make the heat removal from the considered object significantly worse. The complete attenuation of the heat source, the steady-state regime of self-heating or the unlimited heating of the porous objects are shown to be established depending on the initial and boundary conditions and the problem parameters.

Keywords: porous media, heat evolution, free convection, solid waste dump, numerical modeling

1. Введение

В настоящее время во всем мире основным способом обезвреживания твердых бытовых отходов (ТБО) является их захоронение на полигонах. В этих условиях отходы подвергаются интенсивному биохимическому разложению, генерирующему, в частности, свалочный биогаз, основным компонентом которого является метан. Но особенно остро при эксплуатации полигонов ТБО стоит проблема возгораний. Биохимическое разложение вызывает повышение температуры отходов, что, в свою очередь, активизирует процессы химического окисления и ведёт к дальнейшему росту температуры внутри полигона. Часто отток тепла из толщи свалки недостаточен, и это приводит к самовозгоранию отходов. Горение может происходить как на поверхности, так и в толще полигона и возникает при достаточном количестве кислорода, когда помимо окисления органических компонентов происходит окисление неорганических веществ.

Возгорание полигонов ТБО представляет серьезную экологическую опасность, так как приводит к сильному загрязнению атмосферы близлежащих населенных пунктов. Некоторые полигоны горят непрерывно десятки лет, а попытки их потушить не приводят к успеху. Более того, существует мнение, что предотвратить возгорание таких свалок невозможно даже при выполнении всех технических условий по утилизации отходов. Для выработки методов предотвращения и ликвидации возгорания полигонов ТБО необходимо моделирование таких объектов.

В настоящей работе предлагается моделировать саморазогревающиеся свалки методами механики сплошных гетерогенных сред. Свалка представляется пористым объектом с источниками выделения тепла. Для исследования нестационарных двумерных движений газа в таком объекте используются авторская модель, которая не учитывает детальную химическую кинетику процесса, и численный алгоритм расчета на её основе.

2. Математическая модель и численный метод

Саморазогревающуюся свалку будем считать пористым объектом с источниками выделения тепла, имеющим непроницаемое нетеплопроводное нижнее основание, а в остальной части — открытым в атмосферу. Для исследования такого объекта воспользуемся методами механики сплошных гетерогенных сред. Построим модель в предположении двух взаимодействующих взаимопроникающих континуумов [1], то есть в математическое описание объекта включим уравнения энергии, движения, неразрывности и состояния для каждой компоненты (твердой и газообразной). Детальную химическую кинетику горения оставим за пределами рассмотрения, относительно тепловыделения предположим, что оно прямо пропорционально массовой концентрации реагирующего вещества C , скорость убывания которой прямо пропорциональна самой концентрации; интенсивность межфазного теплообмена будем считать пропорциональной разности фазовых температур в точке среды. В уравнениях энергии учтём теплопроводность твердой компоненты и работу внутренних сил в газе, а теплопроводность газа исключим из рассмотрения вследствие её малости. Для описания динамики газа возьмём не классическое уравнение Дарси, а уравнение сохранения импульса для пористых сред. Если ввиду малой интенсивности горения пренебречь изменениями объема и массы конденсированной фазы, а также изменением массы газа за счет химической реакции, то уравнения неразрывности и движения для твердой компоненты вырождаются из-за её неподвижности. Полагая справедливость уравнения состояния совершенного газа, запишем систему уравнений, моделирующую нестационарные течения газа в саморазогревающихся полигонах ТБО:

$$\begin{aligned}
 (1-a)\rho_c c_c \frac{\partial T}{\partial t} &= -\alpha(T-T_g) + Q_0(1-a)C + (1-a)\lambda\Delta T, \\
 a\rho c_p \left(\frac{\partial T_g}{\partial t} + (\mathbf{v}_g \cdot \nabla) T_g \right) &= \alpha(T-T_g) + a \left(\frac{\partial p}{\partial t} + (\mathbf{v}_g \cdot \nabla) p \right) + a^2 \frac{\mu}{k_1} \mathbf{v}_g^2, \\
 \rho(1+\chi(1-a)) \left(\frac{\partial \mathbf{v}_g}{\partial t} + (\mathbf{v}_g \cdot \nabla) \mathbf{v}_g \right) &= -\nabla p + \rho \mathbf{g} - a \frac{\mu}{k_1} \mathbf{v}_g, \\
 a \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (a\rho \mathbf{v}_g) &= 0, \quad p = \rho R T_g, \quad \frac{\partial C}{\partial t} = -k_2 C.
 \end{aligned} \tag{1}$$

Здесь и далее: a — пористость; ρ_c — плотность конденсированной фазы; c_c — теплоемкость конденсированной фазы; T — температура конденсированной фазы; t — время;

α — константа, определяющая интенсивность межфазового теплообмена; T_g — температура газа; Q_0 — константа, определяющая интенсивность тепловыделения; Δ — оператор Лапласа; λ — теплопроводность конденсированной фазы; ρ — плотность газа; c_p — теплоемкость газа при постоянном давлении; \mathbf{v}_g — скорость газа; ∇ — векторный дифференциальный оператор; p — давление газа; μ — динамическая вязкость газа; k_1 — коэффициент проницаемости конденсированной фазы; χ — коэффициент присоединенной массы, учитывающий инерционное взаимодействие фаз при их ускоренном относительном движении; g — ускорение силы тяжести; R — газовая постоянная; k_2 — коэффициент, определяющий скорость выгорания твердой фазы.

В работах [2, 3] показано, что учет температурной зависимости вязкости газа при его движении через пористую тепловыделяющую среду изменяет решение не только количественно, но и качественно. Далее будем считать, что динамическая вязкость газа зависит от температуры по формуле Сазерленда: $\mu = c_{s1} \frac{T_g^{1.5}}{c_{s2} + T_g}$, где c_{s1} и c_{s2} — константы.

Следует заметить, что система уравнений (1) может быть несколько упрощена без существенной потери точности, однако предложенный вид удобен для численных расчётов. Итак, введем обозначение: $\mathbf{u} = a \mathbf{v}_g$ — скорость фильтрации газа. Из последнего уравнения системы (1), при допущении равномерности распределения горючего компонента, содержащегося в твердой фазе, получим выражение для концентрации реагирующего вещества: $C = \exp(-k_2 t)$. Далее обезразмерим переменные следующим образом: $\tilde{x} = x/H$, $\tilde{t} = t/t_*$, $\tilde{\mathbf{u}} = \mathbf{u}/u_*$, где H , t_* и u_* — высота объекта, характерные значения времени и скорости фильтрации газа; $\tilde{p} = p/p_*$, $\tilde{\rho} = \rho/\rho_*$, $\tilde{T} = T/T_*$, $\tilde{T}_g = T_g/T_*$, где p_* , ρ_* , T_* — давление, плотность, температура газа при «нормальных» условиях.

Также воспользуемся параметрами подобия: числом Струхалья $Sh = \frac{u_* t_*}{H}$; числами

Стентона $St_1 = \frac{\alpha H}{\rho_c c_c u_*}$ и $St_2 = \frac{\alpha H}{\rho_* c_p u_*}$; числом Эйлера $Eu = \frac{p_*}{\rho_* u_*^2}$; числом Эккерта

$Ec = \frac{u_*^2}{c_p T_*}$; числом Рейнольдса $Re = \frac{\rho_* u_* H}{c_{s1} \sqrt{T_*}}$; числом Пекле $Pe_1 = \frac{u_* \rho_c c_c H}{\lambda}$; числом Фруда

$Fr = \frac{u_*^2}{gH}$ и комплексами параметров: $\pi = \frac{k_1}{H^2}$; $\tilde{Q} = \frac{Q_0 t_*}{\rho_c c_c T_*}$; $\varepsilon = k_2 t_*$; $\tilde{c}_{s2} = \frac{c_{s2}}{T_*}$.

При исследовании плоских двумерных задач в декартовой системе координат условимся обозначать индексом 1 горизонтальную координату, а индексом 2 — вертикальную. В случае осевой симметрии, в цилиндрической системе координат, индексом 1 обозначим радиальную координату, а индексом 2 — аксиальную (осевую). Таким образом, для моделирования двумерных плоских и осесимметричных течений газа в саморазогревающихся полигонах ТБО перепишем систему (1) в безразмерных переменных, опуская знак тильды « $\tilde{}$ » и суммируя по повторяющимся индексам:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{Sh St_1}{1-a}(T - T_g) + Q \exp(-\varepsilon t) + \frac{Sh}{Pe_1} \Delta T,$$

$$\rho \left(\frac{\partial T_g}{\partial t} + \frac{Sh}{a} u_i \frac{\partial T_g}{\partial x_i} \right) = \frac{Sh St_2}{a} (T - T_g) + Eu Ec \left(\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{Sh}{a} u_i \frac{\partial p}{\partial x_i} \right) + \frac{Sh Ec}{a Re \pi} \sum_i u_i^2 \frac{T_g^{1.5}}{\tilde{c}_{s2} + T_g},$$

$$\begin{aligned}
\frac{1+\chi(1-a)}{a} \rho \left(\frac{\partial u_1}{\partial t} + \frac{\text{Sh}}{a} u_i \frac{\partial u_1}{\partial x_i} \right) &= -\text{Eu} \text{Sh} \frac{\partial p}{\partial x_1} - \frac{\text{Sh}}{\text{Re} \pi} u_1 \frac{T_g^{1,5}}{\widehat{c}_{s2} + T_g}, \\
\frac{1+\chi(1-a)}{a} \rho \left(\frac{\partial u_2}{\partial t} + \frac{\text{Sh}}{a} u_i \frac{\partial u_2}{\partial x_i} \right) &= -\text{Eu} \text{Sh} \frac{\partial p}{\partial x_2} - \frac{\text{Sh}}{\text{Fr}} \rho - \frac{\text{Sh}}{\text{Re} \pi} u_2 \frac{T_g^{1,5}}{\widehat{c}_{s2} + T_g}, \\
\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\text{Sh}}{a} \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) &= 0, \quad p = \rho T_g.
\end{aligned} \tag{2}$$

Отличительной особенностью модели является открытость саморазогревающегося пористого объекта в атмосферу всюду кроме нижнего основания, поэтому не только расход газа, но даже направления потоков на боковой и верхней границах неизвестны и находятся из решения задачи. Здесь определены лишь давление и условия теплообмена, при этом если вычисленная скорость газа на границе оказывается направленной внутрь объекта, то в этой точке в данный момент времени также известной считается температура газа. На нижнем основании объекта выполняется условие непроницаемости и заданы условия теплообмена. Таким образом, краевые условия для системы (2) имеют вид:

$$\begin{aligned}
p|_{x \in G_1} &= p_0(x_2), \quad \frac{\partial T}{\partial n}|_{x \in G_1} = \text{Bi} (T_{g0} - T|_{x \in G_1}), \\
T_g|_{x \in G_1} &= T_{g0}, \text{ если } \mathbf{u}|_{x \in G_1} \cdot \mathbf{n}|_{x \in G_1} \leq 0, \\
\frac{\partial T_g}{\partial n}|_{x \in G_1} &= 0, \text{ если } \mathbf{u}|_{x \in G_1} \cdot \mathbf{n}|_{x \in G_1} > 0, \\
\frac{\partial T}{\partial n}|_{x \in G_2} &= 0, \quad \frac{\partial T_g}{\partial n}|_{x \in G_2} = 0, \quad u_n|_{x \in G_2} = 0.
\end{aligned} \tag{3}$$

Здесь G_1 — боковая и верхняя поверхности объекта (открытые в атмосферу); G_2 — нижнее основание объекта; \mathbf{n} — вектор, направленный из объекта наружу по нормали к G_1 или к G_2 ; $\text{Bi} = \beta H / \lambda$ — число Био, где β — коэффициент теплоотдачи; p_0 и T_{g0} — соответственно, давление и температура газа в окрестности объекта. Для решения системы (2) необходимо также задать значения искомых величин в начальный момент времени.

Следует заметить, что предлагаемая модель вследствие пренебрежения химической кинетикой не позволяет учесть всю совокупность гидродинамических, термодинамических и химических процессов, присущих гетерогенному горению пористых сред, состоящих из твердых бытовых отходов. Но, тем не менее, она позволяет обнаружить ряд интересных закономерностей исследуемого явления.

Система уравнений (2), моделирующая нестационарное движение газа в саморазогревающихся полигонах ТБО, является нелинейной смешанной гиперболически-параболической системой уравнений и в общем случае не может быть решена аналитически. Для исследования двумерных (плоскопараллельных или осесимметричных) течений газа в полигонах ТБО разработан численный метод, основанный на комбинации явных и неявных конечно-разностных схем. Этот метод есть результат развития вычислительного алгоритма, который ранее успешно применялся для расчета течений газа через пористые объекты с источниками энерговыделения при известном перепаде давлений на входе и на выходе из объекта [4–6]. Уравнения энергии и сохранения импульса, согласно методу, преобразуются в явные конечно-разностные уравнения, из которых определяются температура газа, температура твердой

среды и скорость фильтрации газа. Уравнение неразрывности сводится к неявному конечно-разностному уравнению, из которого, с учетом уравнения состояния совершенного газа, вычисляется давление газа. Плотность газа находится из уравнения состояния совершенного газа. Метод позволяет достичь достаточно высокой точности вычисления скорости фильтрации даже при незначительном движении газа, характерном для реальных свалок.

3. Движение газа в осесимметричных саморазогревающихся полигонах ТБО

Для выявления основных закономерностей, присущих описываемым данной моделью объектам, рассмотрим задачу двумерного движения газа в пористом объекте. Давление на боковой и верхней границах осесимметричного объекта диаметром L и высотой H соответствует атмосферному давлению на заданных высотах. До начального момента времени движение газа в объекте отсутствует, и его температура равна температуре окружающей среды T_{g0} . В начальный момент времени в расположенной в центре объекта области саморазогрева, имеющей высоту H_1 и диаметр L_1 , температура становится равной T_0 и начинается тепловыделение. Горение реальных полигонов ТБО часто характеризуется большой длительностью и малой интенсивностью процесса, поэтому в дальнейшем концентрацию реагирующего вещества будем считать постоянной. Рассмотрим данную задачу как при фиксированных, так и при переменных размерах зоны тепловыделения. При этом геометрия изменяющегося очага определяется следующим «условием саморазогрева»: тепловыделение в каждой точке дискретной области имеет место, если температура в этой точке не меньше некоторой критической температуры, то есть

$$\begin{aligned} T \geq T_{кр} &\Rightarrow Q \neq 0, \\ T < T_{кр} &\Rightarrow Q = 0. \end{aligned} \quad (4)$$

Далее, если не оговорено особо, будем рассматривать систему (2) с безразмерными параметрами, имеющими значения:

$$\begin{aligned} Sh &= 360; \quad St_1 = 4,94 \cdot 10^{-3}; \quad St_2 = 8,33; \quad Eu = 8,33 \cdot 10^4; \quad Ec = 3,33 \cdot 10^{-6}; \\ Re &= 4,75 \cdot 10^5; \quad Pe_1 = 1,687 \cdot 10^7; \quad Fr = 1,02 \cdot 10^{-2}; \quad Bi = 83,33, \quad \pi = 10^{-10}; \\ Q &= 1,186 \cdot 10^{-3}; \quad \varepsilon = 0; \quad \bar{c}_{s2} = 0,368; \quad a = 0,3; \quad \chi = 0,5. \end{aligned} \quad (5)$$

Эти данные соответствуют следующим размерным величинам:

$$\begin{aligned} H &= 10 \text{ м}; \quad t_* = 3600 \text{ с}; \quad u_* = 1 \text{ м/с}; \quad T_* = 300 \text{ К}; \quad p_* = 10^5 \text{ Па}; \quad \rho_* = 1,2 \text{ кг/м}^3; \\ \rho_c &= 1,1 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3; \quad c_c = 1,84 \cdot 10^3 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}; \quad \alpha = 10^3 \text{ Дж/(м}^3 \cdot \text{К} \cdot \text{с)}; \\ c_p &= 10^3 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}; \quad c_{s1} = 1,458 \cdot 10^{-6} \text{ кг/(м} \cdot \text{с} \cdot \text{К}^{1/2)}; \quad c_{s2} = 110,4 \text{ К}; \\ k_1 &= 10^{-8} \text{ м}^2; \quad Q_0 = 2 \cdot 10^2 \text{ Дж/(м}^3 \cdot \text{с)}; \quad \lambda = 1,2 \text{ Дж/(м} \cdot \text{К} \cdot \text{с)}; \\ g &= 9,8 \text{ м/с}^2; \quad k_2 = 0,0 \text{ с}^{-1}; \quad \beta = 10 \text{ Дж/(м}^2 \cdot \text{К} \cdot \text{с)}. \end{aligned}$$

Полагаем, что конечно-разностная сетка равномерная и имеет шаг по пространству $h = 0,025$, а пористый объект характеризуется безразмерными геометрическими параметрами:

$$L = 2, \quad L_1 = 0,5, \quad H_1 = 0,25 \quad (6)$$

при следующих безразмерных температурах:

$$T_{g0} = 1, \quad T_0 = 2, \quad T_{кр} = 1,8. \quad (7)$$

Расчеты показывают, что при данных начально-краевых условиях и параметрах задачи система очень медленно переходит к установившемуся режиму как при фиксированных, так и при переменных размерах очага тепловыделения. На рисунке 1 приведено распределение температуры твердой среды, температуры газа, давления, плотности газа, аксиальной и радиальной компонент скорости фильтрации газа в рассматриваемом объекте через $t = 1200$ (что соответствует 50 суткам размерного времени) после начала процесса при фиксированных размерах области саморазогрева. Для лучшей визуализации график давления газа развернут на 180° .

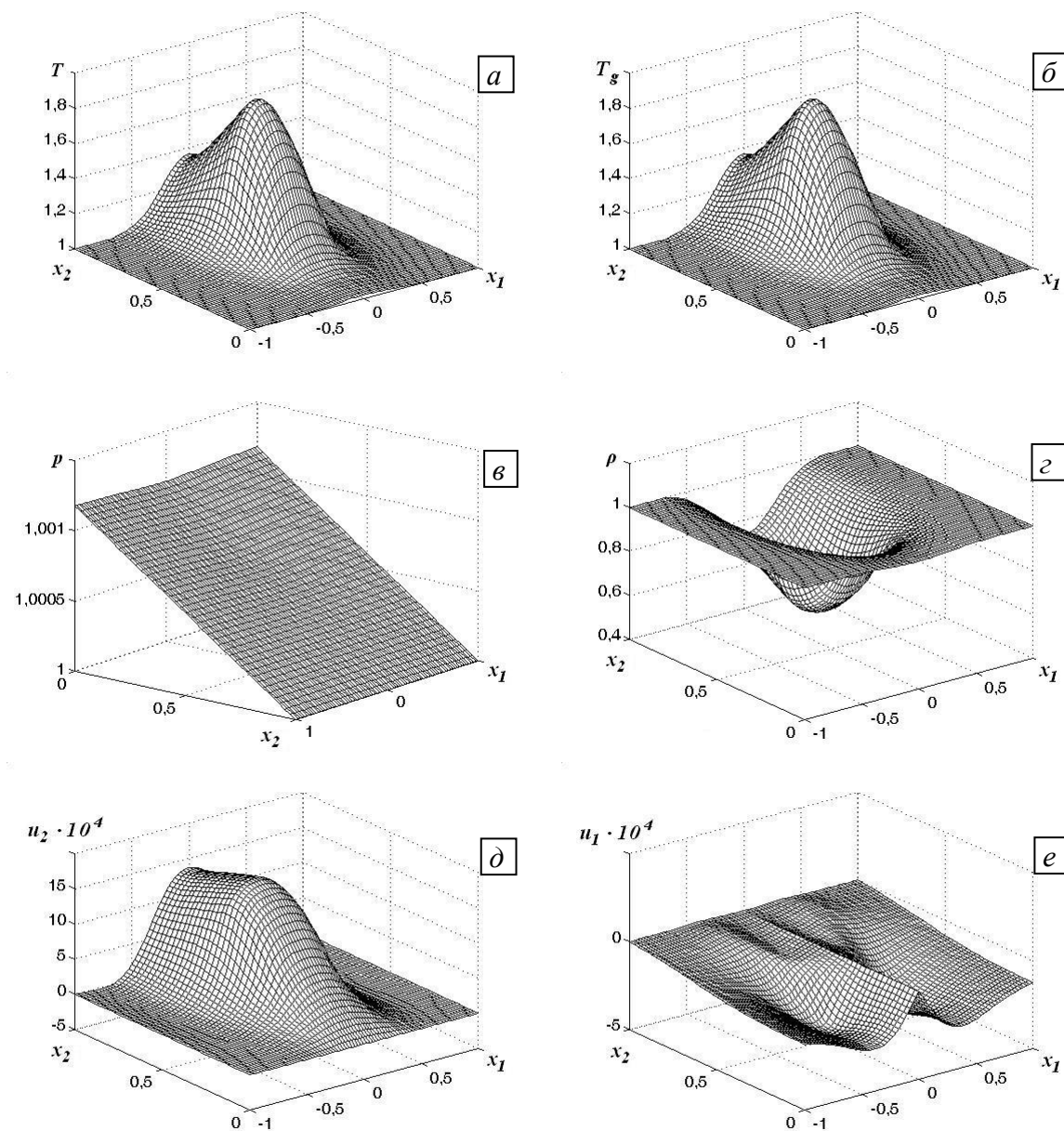


Рис. 1. Распределение температуры твердой среды (а), температуры газа (б), давления (в), плотности газа (г), аксиальной (д) и радиальной (е) скоростей фильтрации газа

Как видно из рисунка, температура газа в объекте очень близка к температуре твердой среды. Объект разогревается не только в очаге выделения тепла и его окрестности, но и над ними, а нижняя и боковые части объекта при этом остаются холодными. Давление газа равномерно уменьшается с высотой; очаг тепловыделения не вносит заметных локальных изменений в график давления. Плотность газа существенно уменьшается в очаге выделения тепла, незначительно падает над ним, а в остальной части объекта остается неизменной. Скорости фильтрации газа в объекте малы, при этом максимальное значение аксиальной компоненты u_2 почти на порядок превышает максимальное значение радиальной компоненты u_1 .

Можно заметить, что в очаге выделения тепла и его окрестности возникают вихревые течения газа. Это наглядно демонстрирует рисунок 2, на котором показано поле скорости фильтрации газа в рассматриваемом объекте с параметрами (5)–(7) при фиксированных размерах области саморазогрева через разные промежутки времени после начала процесса.

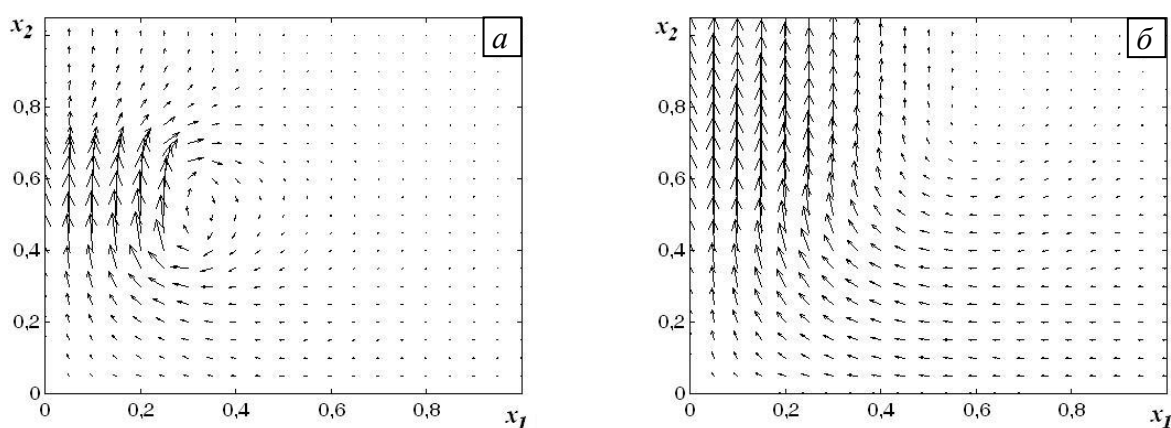


Рис. 2. Поле скорости фильтрации газа в различные моменты времени t после начала процесса: 24 (а); 1200 (б)

Из рисунка видно, что на начальной стадии вблизи очага саморазогрева образуется ярко выраженный вихрь (Рис. 2, а). Очевидно, что наличие вихревых потоков ухудшает общее охлаждение объекта, так как в конвективный теплообмен вовлекаются не холодные, а уже нагретые массы воздуха. Развитие процесса саморазогрева приводит с течением времени к смещению центра вихревого образования к верхней и боковой границам рассматриваемого объекта. Причиной такой миграции вихрей служит изменение во времени профилей температур, обусловленное сочетанием процессов тепловыделения, теплообмена и теплопроводности. В итоге при параметрах (5)–(7) центр вихря располагается вблизи границы объекта (Рис. 2, б), поэтому завихрения потоков газа не вызывают заметного ухудшения процесса охлаждения, и ввиду этого устанавливается устойчивый стационарный режим.

Однако устойчивый режим возможен не всегда. Если параметры задачи лежат вне области значений, которую можно назвать областью существования стационарного решения, то переход к безопасному стационарному режиму неосуществим. В этом случае в объекте происходит неограниченный разогрев, приводящий к нарушению условий применимости рассматриваемой математической модели. Область существования стационарных режимов определяется совокупностью свойств компонент среды, геометрии объекта и характеристик энерговыделения. При фиксированных параметрах твердой и газовой фаз, а также при заданной конфигурации пористого объекта критерий существования стационарного решения зависит только от энерговыделения — существует критическое значение интенсивности тепловыделения, при превышении которого устойчивый режим невозможен. Возникающие при таких закритических

режимах вихри также мигрируют при развитии процесса. Однако центры вихревых образований при этом остаются лежать далеко от границ объекта, поэтому завихрения потоков газа заметно ухудшают теплоотвод от очагов саморазогрева.

На рисунке 3 показано изменение во времени температуры твердой среды в разных точках рассматриваемого объекта при параметрах (5)–(7) для фиксированной и переменной области саморазогрева, определяемой условием (4).

Рисунок 3, *a* наглядно демонстрирует переход системы к установившемуся стационарному режиму при фиксированной области саморазогрева. Рисунок 3, *б* показывает, что в случае переменной области саморазогрева малое тепловыделение приводит к затуханию очага разогрева и медленному полному остыванию объекта.

На рисунке 4 показано распределение температуры твердой среды вдоль оси рассматриваемого объекта в разные моменты времени при параметрах (5)–(7) для фиксированной и переменной области саморазогрева, определяемой условием (4).

Из рисунков 3 и 4 видно, что область с максимальной температурой изменяет своё местоположение. При фиксированной области саморазогрева в начале процесса температура максимальна в центре очага выделения тепла (линия 1, Рис. 3, *a*), а затем пиковая температура смещается к его верхней границе (линия 2, Рис. 3, *a*). Таким образом, при установлении устойчивого стационарного режима в рассматриваемом объекте наиболее горячая область располагается вблизи верхней части очага

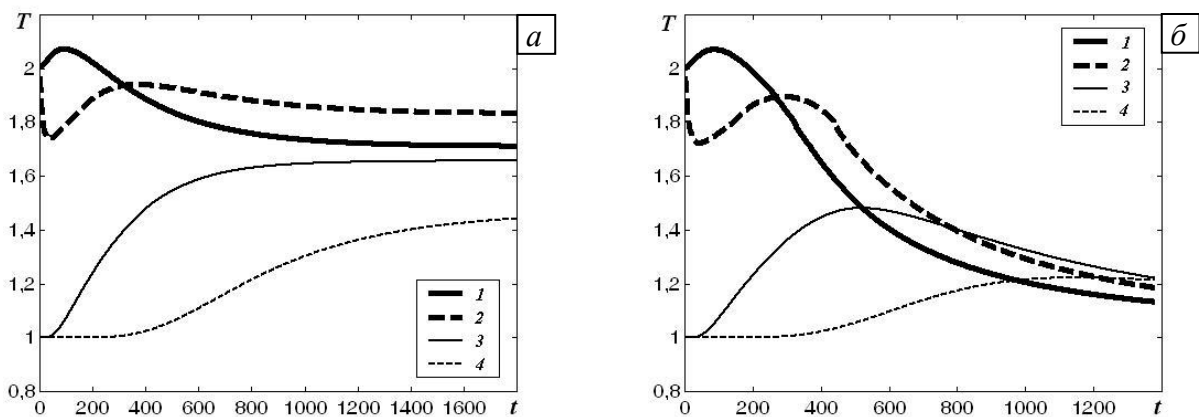


Рис. 3. Изменение температуры твердой среды для фиксированной (*a*) и переменной (*б*) области саморазогрева в зависимости от времени в точках, расположенных на оси объекта и удалённых от его верхней границы на h : 0,5 (кривая 1); 0,375 (2); 0,25 (3); 0,0 (4)

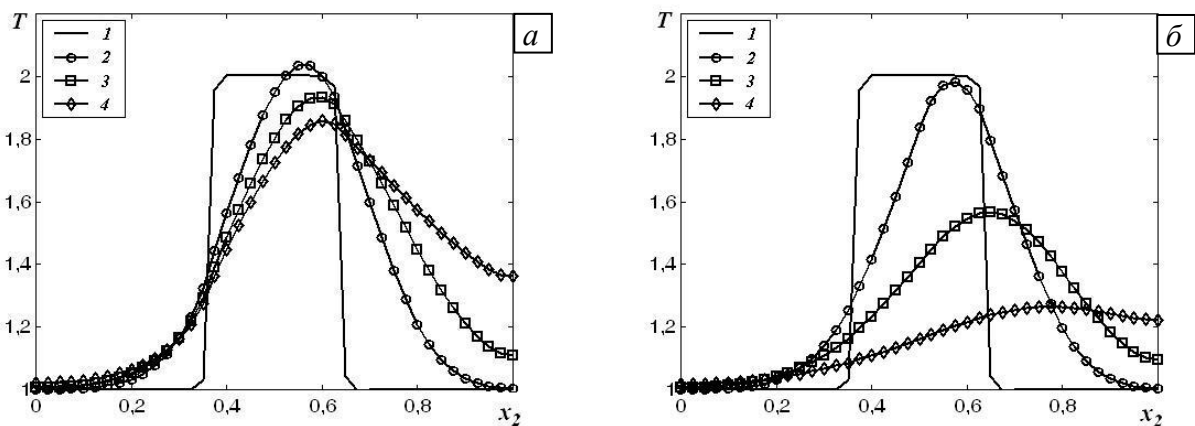


Рис. 4. Распределение температуры твердой среды вдоль оси объекта при фиксированной (*a*) и переменной (*б*) области саморазогрева в различные моменты времени t после начала процесса: 1 (кривая 1); 300 (2); 600 (3); 1200 (4)

тепловыделения. Такое распределение температур обусловлено, что очевидно, восходящим направлением охлаждающих потоков воздуха в средней части объекта: верхние слои оказываются более горячими, чем нижние. Аналогичное расположение пиковой температуры характерно и для стационарных режимов охлаждения пористых объектов с источниками энерговыделения при известном перепаде давлений на входе и на выходе из объекта [7, 8].

Для переменной области саморазогрева, определяемой условием (4), размер очага выделения тепла при параметрах (5)–(7) уменьшается, и приблизительно через $t = 440$ тепловыделение в нем прекращается полностью, а температура асимптотически стремится к температуре окружающей среды. После прекращения тепловыделения область с максимальной температурой смещается выше границы первоначального очага саморазогрева, то есть в место, где тепловыделения не было никогда. Такое поведение также связано с охлаждением средней части объекта восходящими потоками воздуха, температура которых повышается при прохождении через более горячую пористую среду. В результате теплоотвод оказывается хуже в верхних слоях объекта, и при отсутствии энерговыделения они могут становиться более горячими, чем охлаждающаяся быстрее средняя часть.

Изменение во времени геометрии очага тепловыделения в рассматриваемом объекте при параметрах (5)–(7) и условии (4) показано на рисунке 5, а. Из рисунка видно, что затухание очага происходит быстрее в его нижней части. Это опять-таки можно объяснить влиянием восходящих конвективных потоков газа в средней части объекта; нижние слои очага выделения тепла охлаждаются с большей скоростью. В зависимости от интенсивности тепловыделения учет «условия саморазогрева» (4) может приводить как к полному прекращению тепловыделения в объекте (показано выше), так и к росту очага выделения тепла. Последнее демонстрирует рисунок 5, б, на котором приведено изменение с течением времени зоны саморазогрева в объекте при увеличенной в 5 раз интенсивности начального тепловыделения Q_0 и значениях (5)–(7) остальных параметров. Из рисунка видно, что в течение некоторого начального промежутка времени очаг выделения тепла в нижней части может даже незначительно уменьшиться, но в дальнейшем наблюдается его рост по всем направлениям. При данной интенсивности тепловыделения установление стационарного режима не происходит, объект неограниченно разогревается.

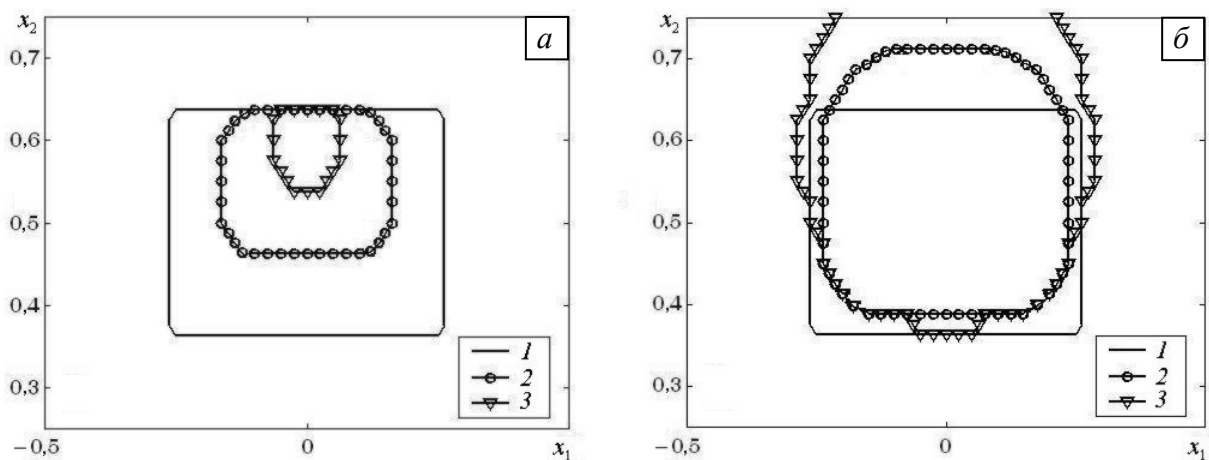


Рис. 5. Контур, ограничивающий очаг саморазогрева, при интенсивности тепловыделения $Q_0 = 2 \cdot 10^2 \text{ Вт/м}^3$ (а) и $Q_0 = 10^3 \text{ Вт/м}^3$ (б) в различные моменты времени t после начала процесса: 1 (кривая 1); 200 (2); 400 (3).

4. Заключение

Предложены модель и численный алгоритм расчета для исследования нестационарных течений газа в саморазогревающихся полигонах твердых бытовых отходов при условии пренебрежения детальной химической кинетикой процесса. Показано, что в зависимости от начально-краевых условий и параметров задачи возможно как установление стационарного режима, так и неограниченный разогрев рассматриваемого пористого объекта, посредством которого моделируется полигон. Обнаружено развитие вихревых течений газа в очаге выделения тепла и его окрестности, которые могут существенно ухудшать теплоотвод из объекта. Установлено, что с течением времени образующиеся вихри смещаются, а в случае, когда геометрия очага выделения тепла определяется тепловыделением при температуре выше заданной, очаг саморазогрева, в зависимости от параметров задачи, может как исчезать, так и значительно увеличиваться в размерах.

Работа выполнена при финансовой поддержке Совета по грантам Президента РФ для молодых российских ученых (грант МК-2198.2011.1), РФФИ (проект № 10-02-90004-Бел_а) и ДВО РАН (проекты № 09-И-СУ-03-003, 09-И-ОЭМПУ-04, 11-И-В-01И-011).

Литература

1. Нигматулин Р.И. Основы механики гетерогенных сред. – М.: Наука, 1978. – 336 с.
2. Левин В.А., Луценко Н.А. Возникновение неустойчивых режимов охлаждения пористого тепловыделяющего элемента при докритических краевых условиях // Горение и плазмохимия. – 2005. – Т. 3, № 2. – С. 81-90.
3. Левин В.А., Луценко Н.А. Течение газа через пористую тепловыделяющую среду при учете температурной зависимости вязкости газа // Инженерно-физический журнал. – 2006. – Т. 79, № 1. – С. 35-40.
4. Луценко Н.А. Нестационарные режимы охлаждения пористого тепловыделяющего элемента // Математическое моделирование. – 2005. – Т. 17, № 3. – С. 120-128.
5. Левин В.А., Луценко Н.А. Численное моделирование двумерных нестационарных течений газа через пористые тепловыделяющие элементы // Вычисл. технологии. – 2006. – Т. 11, № 6. – С. 44-58.
6. Левин В.А., Луценко Н.А. Нестационарные течения газа через осесимметричные пористые тепловыделяющие объекты // Математическое моделирование. – 2010. – Т. 22, № 3. – С. 26-44.
7. Левин В.А., Луценко Н.А. Движение газа через пористые объекты с неравномерным локальным распределением источников тепловыделения // Теплофизика и аэромеханика. – 2008. – Т. 15, № 3. – С. 407-417.
8. Луценко Н.А., Щебеньков Д.А. Влияние неравномерного распределения источников энерговыделения в пористых осесимметричных объектах на процесс их газового охлаждения // Успехи механики сплошных сред: Сб. науч. трудов к 70-летию академика В.А. Левина. – Владивосток: Дальнаука, 2009. – С. 483-496.

Поступила в редакцию 11.10.10

Сведения об авторах

Левин Владимир Алексеевич, акад., дфмн, проф., зам. дир., Институт автоматки и процессов управления ДВО РАН (ИАПУ ДВО РАН), 690041, Россия, Владивосток, ул. Радио, д. 5; E-mail: Levin@iacp.dvo.ru

Луценко Николай Анатольевич, кфмн, снс, ИАПУ ДВО РАН; E-mail: NickL@inbox.ru