

Математическое моделирование процессов теплопереноса в условиях фазовых переходов и химического реагирования при зажигании конденсированных веществ локальными источниками энергии*

Д.О. Глушков, Г.В. Кузнецов, П.А. Стрижак

Национальный исследовательский томский политехнический университет

e-mail: dmitriyog@tpu.ru

Введение

В настоящее время типичные твердые (древесина, нитроцеллюлоза, смесь бутилкаучука и перхлората аммония) и жидкие (бензин, керосин, мазут) топлива широко используются в специальных и энергетических установках. Однако считается [1], что применение нового вида топлива, например, гелеобразного достаточно перспективно для повышения эффективности выработки энергии. В отличие от традиционных топлив [2–6] условия инициирования процесса устойчивого горения источниками ограниченного теплосодержания для таких топлив в полной мере не изучены.

Проведение исследований интегральных характеристик и закономерностей теплопереноса при зажигании конденсированных веществ (КВ) по известным экспериментальным методикам [7–9] не всегда возможно. Индукционный период включает стадии прогрева, реализации фазовых переходов (плавление и испарение горючего и окислителя, кристаллизация материала источника энергии) и ускорения химических реакций окисления. Математическое моделирование позволяет исключить ряд проблем, связанных, например, с фиксированием параметров быстроразвивающегося реального физического процесса, а также более детально исследовать последовательные этапы от начального момента прогрева КВ до его зажигания.

Постановка задачи

При численном исследовании процессов теплопереноса считалось, что разогретая до высоких температур стальная частица в форме цилиндрического диска с характерными размерами R_p и Z_p инерционно осаждается на поверхность гелеобразного топлива (рис. 1), температура которого близка к криогенной. Топливо содержит окислитель и горючее (сжиженный кислород и гидразин соответственно). Топливная композиция сгущена добавками солей и гидратов для придания желеобразного агрегатного состояния. Объемные доли горючего (φ) и окислителя ($1-\varphi$) в конденсированном веществе известны. Предполагалось, что за счет энергии частицы приповерхностный слой топлива прогревается. Ускоряются процессы плавления топлива, находящегося в начальный момент времени при криогенных температурах в твердом агрегатном состоянии. При достижении условий парообразования происходит испарение желеобразной структуры «горючее – окислитель». Пары горючего и окислителя поступают в область, заполненную инертным газом. В малой окрестности частиц формируется парогазовая смесь. При достижении достаточных для воспламенения температур и концентраций компонентов смеси происходит зажигание.

*Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 12-08-33002)

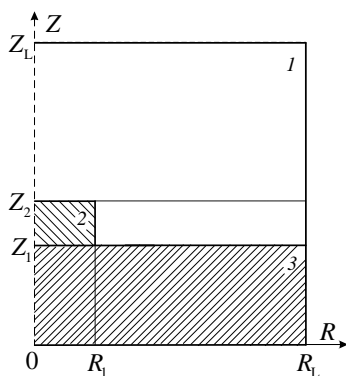


Рис. 1. Схема области решения задачи:

1 – парогазовая смесь, 2 – разогретая частица, 3 – гелеобразное топливо

При постановке задачи приняты допущения:

1. В результате испарения горючего и окислителя образуются вещества с известными теплофизическими и термокинетическими характеристиками.
2. Не учитываются процессы внедрения источника нагрева в приповерхностный слой.
3. Теплофизические характеристики (плотность, теплопроводность, теплоемкость) солей и гидратов, используемых для сгущения топливной композиции (придания желеобразного агрегатного состояния), принимались сопоставимыми с аналогичными параметрами горючего и окислителя.
4. Теплофизические характеристики взаимодействующих веществ не зависят от температуры.

Критерии зажигания принимались согласно представлениям современной теории зажигания конденсированных веществ [10]:

1. Энергия, выделяемая в результате химической реакции окисления горючего, больше теплоты, передаваемой от разогретой частицы топливу и формирующейся парогазовой смеси.
2. Температура смеси газообразных компонентов окислителя и горючего в зоне реакции окисления превышает начальную температуру источника нагрева.

Математическая модель и метод решения

Для описания комплекса взаимосвязанных процессов тепломассопереноса в условиях химического реагирования, экзотермических и эндотермических фазовых переходов в безразмерных переменных при $0 < \tau < \tau_d$ использовалась следующая система нелинейных нестационарных дифференциальных уравнений математической физики [11–13]:

$$R_1 < R < R_L, \quad Z_1 < Z < Z_2; \quad 0 < R < R_L, \quad Z_2 < Z < Z_L$$

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial R^2} - \frac{1}{R} \frac{\partial \Psi}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Z^2} = -R\Omega, \quad (1)$$

$$\frac{1}{Sh} \frac{\partial \Omega}{\partial \tau} + U \frac{\partial \Omega}{\partial R} + V \frac{\partial \Omega}{\partial Z} - U \frac{\Omega}{R} = \frac{1}{Re_1} \left[\frac{\partial^2 \Omega}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \Omega}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Omega}{\partial Z^2} - \frac{\Omega}{R^2} \right] + \frac{\partial \Theta_1}{\partial R}, \quad (2)$$

$$\frac{1}{Sh} \frac{\partial \Theta_1}{\partial \tau} + U \frac{\partial \Theta_1}{\partial R} + V \frac{\partial \Theta_1}{\partial Z} = \frac{1}{Re_1 Pr_1} \left[\frac{\partial^2 \Theta_1}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \Theta_1}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Theta_1}{\partial Z^2} \right] + Sr_1, \quad (3)$$

$$\frac{1}{Sh} \frac{\partial C_f}{\partial \tau} + U \frac{\partial C_f}{\partial R} + V \frac{\partial C_f}{\partial Z} = \frac{1}{Re_{12} Sc_{12}} \left[\frac{\partial^2 C_f}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial C_f}{\partial R} + \frac{\partial^2 C_f}{\partial Z^2} \right] - Sr_2, \quad (4)$$

$$\frac{1}{Sh} \frac{\partial C_0}{\partial \tau} + U \frac{\partial C_0}{\partial R} + V \frac{\partial C_0}{\partial Z} = \frac{1}{Re_{13} Sc_{13}} \left[\frac{\partial^2 C_0}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial C_0}{\partial R} + \frac{\partial^2 C_0}{\partial Z^2} \right] - Sr_2, \quad (5)$$

$$C_f + C_o + C_g = 1, \quad (6)$$

$$0 < R < R_1, \quad Z_1 < Z < Z_2$$

$$\frac{1}{Fo_2} \frac{\partial \Theta_2}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \Theta_2}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial Z^2} + Sr_3, \quad (7)$$

$$0 < R < R_L, \quad 0 < Z < Z_1$$

$$\frac{1}{Fo_3} \frac{\partial \Theta_3}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta_3}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \Theta_3}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Theta_3}{\partial Z^2} + Sr_4, \quad (8)$$

Числа подобия и безразмерные комплексы имеют вид:

$$Sh = \frac{V_m t_m}{z_L}, \quad Re = \frac{V_m z_L}{\nu}, \quad Pr = \frac{\nu C \rho}{\lambda}, \quad Sc = \frac{\nu}{D}, \quad Fo = \frac{\lambda t_m}{\rho C z_L^2}, \quad Sr_1 = \frac{Q_o W_o z_L}{C_{1f} \rho_1 \Delta T V_m},$$

$$Sr_2 = \frac{z_L W_o}{\rho_{12} V_m}, \quad Sr_3 = \frac{Q_c W_c z_L}{z_p \Delta T \lambda_2}, \quad Sr_4 = \frac{Q_m W_m z_L}{z_p \Delta T \lambda_3}.$$

Здесь τ – безразмерное время ($\tau = t/t_m$); t – время, с; t_m – масштаб времени, с; R, Z, R_L, Z_L – безразмерные аналоги r, z, r_L, z_L ; r, z – координаты цилиндрической системы, м; r_L, z_L – размеры области решения, м; Ψ – безразмерный аналог функции тока; Ω – безразмерный аналог вектора вихря скорости; Sh – число Струхаля; U, V – безразмерные составляющие скорости паров горючего в проекции на оси R, Z ; Re – число Рейнольдса; Θ – безразмерная температура; Pr – число Прандтля; C_f – безразмерная концентрация горючего в парогазовой смеси; Sc – число Шмидта; C_o – безразмерная концентрация окислителя в парогазовой смеси; C_g – безразмерная концентрация инертного газа в парогазовой смеси; Fo – число Фурье; V_m – масштаб скорости паров горючего, м/с; ν – коэффициент кинематической вязкости, м²/с; C – удельная теплоёмкость, Дж/(кгК); ρ – плотность, кг/м³; λ – теплопроводность, Вт/(мК); D – коэффициент диффузии, м²/с; Q_o – тепловой эффект реакции окисления паров горючего, Дж/кг; W_o – массовая скорость окисления паров горючего в воздухе, кг/(м³с); ΔT – разность температур ($\Delta T = T_m - T_0$), К; T_m – масштаб температуры, К; T_0 – начальная температура жидкости и окислителя, К; Q_c – тепловой эффект кристаллизации материала металлической частицы, Дж/кг; W_c – массовая скорость кристаллизации материала частицы, кг/(м²с); r_p, z_p – размеры частицы, м; индексы: 1 – парогазовая смесь; 2 – частица; 3 – топливо; 12 – пары горючего; 13 – пары окислителя.

Начальные условия ($\tau=0$): $\Theta=\Theta_0$ при $0 < R < R_L, 0 < Z < Z_1$; $\Theta=\Theta_p$ при $0 < R < R_1, Z_1 < Z < Z_2$; $\Theta=\Theta_0, C_f=0, C_o=0, \Psi=0, \Omega=0$ при $R_1 < R < R_L, Z_1 < Z < Z_2; 0 < R < R_L, Z_2 < Z < Z_L$.

Граничные условия ($0 < \tau < \tau_d$): на границе «парогазовая смесь – конденсированное вещество» ($Z=Z_1, R_1 < R < R_L$) принимались граничные условия IV рода для уравнений энергии и теплопроводности с учетом паробразования, для уравнения неразрывности, движения и диффузии задавались граничные условия II рода с учетом вдува паров; на всех гранях частицы задавались граничные условия IV рода для уравнений энергии и теплопроводности с учетом радиационного теплоотвода; на границах ($R=0, R=R_L, 0 < Z < Z_L; Z=0, Z=Z_L, 0 < R < R_L$) для уравнений (1)–(8) принималось условие равенства нулю градиентов соответствующих функций.

В качестве масштабных величин при переходе к безразмерным переменным использовались: z_L – характерный размер области решения ($z_L=0.02$ м); V_m – масштаб скорости паров горючего вблизи поверхности испарения топлива, м/с; t_m – масштаб времени ($t_m=1$ с); T_m – масштаб температуры ($T_m=1000$ К).

Для решения системы нелинейных нестационарных дифференциальных уравнений (1)–(8) с соответствующими начальными и граничными условиями использовался метод конечных разностей (МКР) [14, 15]. Разностные аналоги дифференциальных уравнений энергии и диффузии решались локально-одномерным методом [14]. При решении уравнений эллиптического вида (уравнения неразрывности и движения в переменных «функция тока – вектор вихря скорости») использовался метод переменных

направлений [14]. Для решения нелинейных уравнений применялся метод простых итераций [16].

Согласно МКР от системы нелинейных двумерных дифференциальных уравнений осуществлен переход к системе одномерных разностных уравнений, которая решена методом прогонки с использованием неявной четырехточечной разностной схемы [14]. Применение такой схемы обусловлено хорошей сходимостью для рассматриваемых условий протекания физико-химических процессов [4–9].

Для повышения точности решения устанавливалось не менее 200 узлов разностной сетки по каждой из координат и использовался неравномерный шаг по времени (в размерных переменных $1 \cdot 10^{-4} \div 1 \cdot 10^{-6}$ с). Вычисления проводились сквозной прогонкой через выделенную область решения.

Алгоритм численного решения включал следующие этапы:

1. На первом шаге по времени строился итерационный цикл для определения температурного поля в рассматриваемой системе (рис. 1). В качестве начального приближения задавалось значение сеточной функции на предшествующем временном слое. Итерационный цикл заканчивался при условии:

$$\max |\Theta^{(s)} - \Theta^{(s-1)}| \leq \delta, \quad (9)$$

где δ – заданное малое число, s – номер итерации.

Если в результате итерационного цикла требуемая точность вычислений не достигалась, то полученное приближение $\Theta^{(s)}$ задавалось в качестве начального в системе разностных аналогов уравнений энергии и теплопроводности для определения очередного приближения $\Theta^{(s-1)}$. При достижении заданной точности вычислений выполнялся переход к следующему временному слою.

Для достижения сходимости итерационного цикла в условиях высоких скоростей теплопереноса при наличии фазовых переходов и химических реакций схема итерационного алгоритма дополнялась процедурой «усреднения итераций». Вводился итерационный коэффициент последовательного усреднения γ . В этом случае значение искомой функции $\Theta_*^{(s+1)}$, вводимое на каждой итерации в качестве последнего приближения в соответствующие разностные операторы, отличалось от фактически вычисленного на последней итерации значения $\Theta^{(s+1)}$ и вычислялось для каждого узла итерационной сетки по следующей формуле:

$$\Theta_*^{(s+1)} = \Theta^{(s)} + \gamma \cdot (\Theta^{(s+1)} - \Theta^{(s)}), \quad 0 < \gamma < 1.$$

Введение такой процедуры приводило к существенному снижению скорости сходимости итераций, но обеспечивало сходимость.

В выполняемых расчетах точность вычислений температуры принималась как $\delta = 0.0005$ ввиду минимально возможной в такой постановке температуры $\Theta_0 = 0.09$. Решение проводилось на каждом шаге итерации, пока не выполнялось условие вида (9).

2. Поля концентраций горючего и окислителя определялись аналогично температурному полю. На каждом шаге итерации, пока не выполнялось условие вида (9) для концентраций горючего и окислителя.

3. При известных значениях концентрации горючего, окислителя и температуры в каждом узле пространственной сетки вычислялось значение функции тока Ψ .

4. По найденным значениям функции тока Ψ и температуры в каждом узле сетки итерационным путем определялись значения вектора вихря скорости Ω . Решение уравнения для вектора вихря скорости проводилось на каждом шаге итерации, пока не выполнялось условие вида (9) для вектора вихря скорости.

5. По значениям вектора вихря скорости Ω и функции тока Ψ вычислялись компоненты скорости конвекции паров горючего U и V .

6. Затем проверялись условия окончания вычислений по превышению температуры парогазовой смеси начальной температуры частицы ($\Theta_1 > \Theta_p$) и превышению тепла, выделяемого в результате химической реакции паров горючего с окислителем, энергии источника зажигания, передаваемой КВ и смеси. В случае

невыполнения условий окончания вычислений выполнялся переход на следующий временной слой и определялись поля температуры, концентрации горючего, функции тока, вектора вихря скорости, проверялась достоверность полученных результатов и условий окончания вычислений по п. 1–6 данного алгоритма.

В случае выполнения условий окончания вычислений определялось время прохождения исследуемого процесса, которое представляет время задержки зажигания τ_d (время от начала взаимодействия источника нагрева с тлеобразным топливом до ускорения химической реакции, сопровождающегося резким увеличением температуры парогазовой смеси).

Верификация сформулированной математической модели и оценка достоверности результатов численного исследования выполнена путем проверки консервативности используемых разностных схем (вычислялась точность выполнения закона сохранения энергии в области решения задачи). Также проведено тестирование примененных численных методов и разработанного алгоритма решения системы нелинейных нестационарных дифференциальных уравнений в частных производных с соответствующими начальными и граничными условиями на примере группы менее сложных задач теплопроводности и конвективного теплопереноса.

Результаты и обсуждение

При численном моделировании исследуемого процесса установлены зависимости точности выполнения баланса энергии от значений шагов по времени $\Delta\tau$ и координатам $h_x=h_z$ (табл. 1, 2).

Таблица 1. Зависимость погрешности выполнения баланса энергии от шага по времени при $h_x=h_z=2.5 \cdot 10^{-3}$

$\Delta\tau \cdot 10^{-6}$	0.0005	0.001	0.005	0.01	0.05	0.1	1	10
$\varepsilon, \%$	1.986	2.003	2.264	3.012	4.237	5.768	7.321	9.436

Таблица 2. Зависимость погрешности выполнения баланса энергии от шага по пространственной координате при $\Delta\tau=1 \cdot 10^{-6}$

$h_x=h_z$	0.01	0.005	0.0025	0.002	0.0015	0.001
$N_x=M_y$	100	200	400	500	600	1000
$\varepsilon, \%$	2.184	2.014	2.003	1.982	1.973	1.965

Таблица 1 показывает, что при уменьшении шага по времени $\Delta\tau$ значительно снижается погрешность по балансу энергии в рассматриваемой системе. Следует отметить, что при $\Delta\tau < 1 \cdot 10^{-6}$ наблюдается значительное увеличение вычислительных затрат и незначительное уменьшение ε . Поэтому для получения достаточно высокой точности вычислений и относительно небольших затрат времени при решении задачи следует использовать шаг по времени порядка $1 \cdot 10^{-6}$. Этот результат еще раз подтверждает трудность экспериментального исследования процессов тепломассопереноса, характеризующихся высокой скоростью протекания реакций, большими градиентами температур и концентраций компонентов взаимодействующих веществ.

Из таблицы 2 видно, что погрешность по балансу энергии уменьшается с увеличением числа узлов пространственной сетки N_x и M_y . Численный анализ установил, что при $\Delta\tau=1 \cdot 10^{-6}$ для области решения задачи размерами $R_L=Z_L=1$ сетка 400×400 дает приемлемый результат. Дальнейшее измельчение сетки не влечет за собой существенного отклонения в результатах вычислений. Следует отметить, что определяющую роль при выборе расчетной сетки играет шаг по времени $\Delta\tau$, а не шаг по координате, как можно было предположить.

На рис. 2 приведены зависимости $\tau_d=f(\Theta_p)$, иллюстрирующие масштабы влияния температуры источника нагрева Θ_p на основную интегральную характеристику процесса – время задержки зажигания τ_d . Можно отметить существенно меньшие значения

времен задержки зажигания гелеобразной топливной композиции «гидразин – сжиженный кислород» по сравнению с типичными твердыми и жидкими топливами [2–9]. Однако при этом минимальные температуры частиц ($\Theta_p \approx 1.1$), при которых реализуются условия зажигания, выше, чем приведены в [2–9]. Установлено [2–9], что зажигание твердых и жидких топлив происходит и при $\Theta_p < 1$. Полученные пороговые значения начальных температур $\Theta_p \approx 1.1$ можно объяснить существенным влиянием эндотермических фазовых переходов (плавление и испарение) на условия теплоотвода от источника нагрева в рассматриваемой системе (рис. 1).

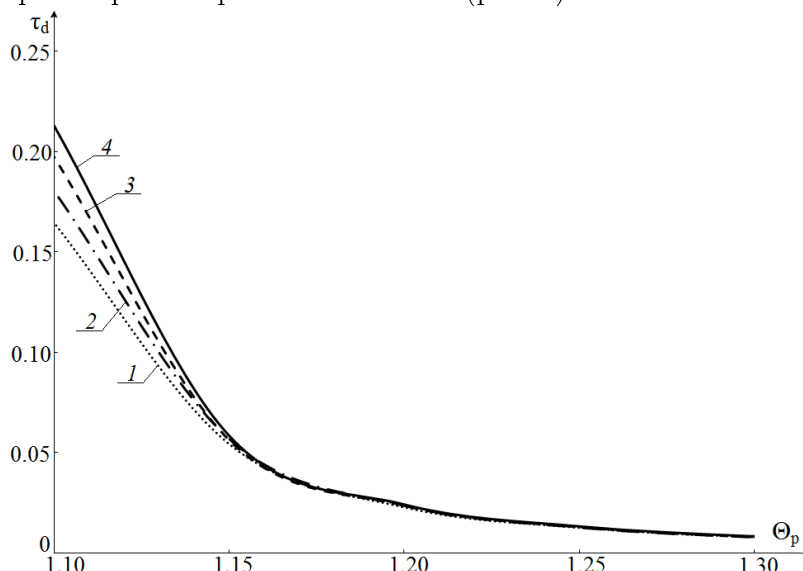


Рис. 2. Зависимость времени задержки зажигания гелеобразной топливной композиции от температуры одиночных разогретых частиц из различного материала при $R_d = Z_d = 0.15$:

1 – сталь, 2 – алюминий, 3 – керамика, 4 – углерод

Установленные отклонения времен τ_d для системы «гидразин – сжиженный кислород» при нагревании металлическими (сталь, алюминий) и неметаллическими (керамика, углерод) частицами малых размеров (рис. 2) показывают, что с понижением температуры локального источника энергии влияние его теплосодержания усиливается. При равных размерах и начальных температурах теплосодержание стальных, алюминиевых, керамических и углеродистых частиц существенно отличается. При $\Theta_p = 1.1$ и $R_d = Z_d = 0.15$: $Q_p = 0.315$ кДж – сталь; $Q_p = 0.208$ кДж – алюминий; $Q_p = 0.302$ кДж – керамика; $Q_p = 0.161$ кДж – углерод.

Рис. 2 показывает, что имеется некоторое предельное значение Q_p , при превышении которого материал источника нагрева из рассматриваемых комбинаций несущественно влияет на инерционность зажигания. Так, например, можно выделить значение $Q_p \approx 0.35$ кДж при $\Theta_p = 1.2$.

Максимальным значением теплоты Q_p , аккумулированной стальной частицей, можно объяснить минимальные времена задержки зажигания топлива τ_d (рис. 2). Наибольшие времена τ_d характерны углеродистой частице с минимальным значением Q_p . Несмотря на большее теплосодержание керамической частицы по сравнению с алюминиевой времена задержки зажигания для последней меньше. Это можно объяснить существенным превышением теплопроводности алюминия по сравнению с керамическими материалами (алюминий – $\lambda = 98$ Вт/(мК), керамика – $\lambda = 20$ Вт/(мК)), а также поступлением в зону реакции дополнительной энергии в результате экзотермического перехода при кристаллизации расплава металла. Приповерхностный слой топлива прогревается быстрее при нагревании алюминиевой частицей, которая вследствие больших значений λ интенсивно остывает. Температура керамической частицы изменяется несущественно (в пределах 3 %) относительно начальной Θ_p даже при относительно больших временах задержки зажигания ($\tau_d \approx 0.2$). Температура

алюминиевой частицы на границе контакта с топливом при $\tau_d \approx 0.2$ уменьшается относительно начальной на 7 %.

На рис. 3 показаны изотермы в момент воспламенения при $\Theta_p = 1.1$ и $R_p = Z_p = 0.15$. Следует отметить, что инертный газ, заполняющий в начальный момент времени область над частицей, прогревается существенно быстрее, чем поступающие с поверхности топлива (из зоны эндотермических фазовых переходов) компоненты горючего и окислителя. Между зонами интенсивной реакции окисления ($Z \rightarrow Z_1$) и прогретого газа ($Z \rightarrow Z_2$) имеются участки ($Z_1 < Z < Z_2$) пониженной температуры (рис. 3). Формирование таких областей можно объяснить тем, что при остывании частицы снижается интенсивность прогрева смеси инертного газа с продуктами парообразования. Рост температуры парогазовой смеси вблизи боковой грани частицы при $\tau \rightarrow \tau_d$ (рис. 3) можно объяснить тепловыделением при ускорении реакции окисления. При временах $\tau > \tau_d$ направления тепловых потоков меняются на противоположные – несколько остывшая частица нагревается за счет тепла воспламенившейся парогазовой смеси.

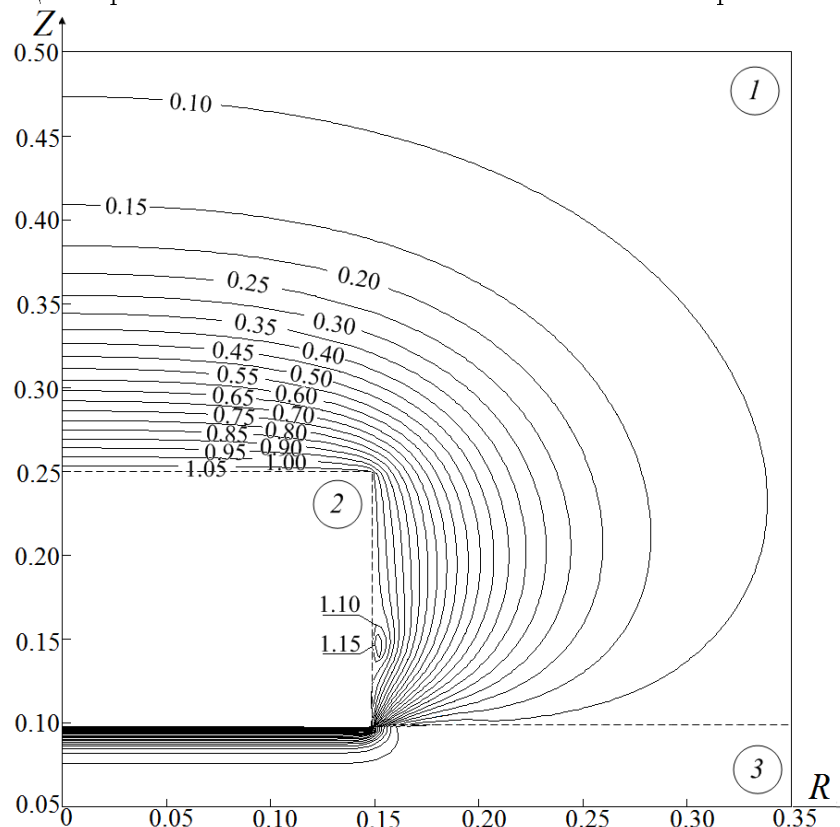


Рис. 3. Изотермы Θ системы «гидразин – сжиженный кислород – керамическая частица»

в момент воспламенения при $\tau_d = 0.18$, $\Theta_p = 1.1$, $R_p = Z_p = 0.15$, $Z_c = 0.1$

Выполненные численные исследования показали, что, несмотря на значительные тепловые эффекты эндотермических фазовых переходов, характерные гелеобразным топливным композициям, и криогенные температуры хранения, для их энергоэффективного (с минимальным расходом энергетических и временных ресурсов) зажигания можно использовать разогретые до высоких температур металлические и неметаллические частицы малых размеров. При этом для увеличения времени сохранения аккумулированного тепла в локальных источниках энергии можно рекомендовать применение керамических частиц, характеризующихся средними значениями основных интегральных характеристик зажигания – времен τ_d относительно рассмотренных стальных, алюминиевых и углеродистых частиц.

Установлено, что минимальные (пороговые) значения температур металлических и неметаллических частиц Θ_p , достаточные для зажигания гелеобразной топливной композиции превышают аналогичные параметры, вычисленные ранее для типичных

твердых и жидких топлив [2–9]. Также выделены температуры $\Theta_p \approx 1.2$, при превышении которых отклонения основных интегральных характеристик зажигания гелеобразного топлива – времен τ_d металлическими и неметаллическими частицами минимальны (менее 3 %).

Сформулированную математическую модель (1)–(8) можно использовать в качестве прогностической для численной оценки интегральных характеристик зажигания типичных гелеобразных топливных композиций широко распространенными локальными источниками нагрева малых размеров, а также анализа пожарной опасности неконтролируемого локального нагревания гелеобразных конденсированных веществ.

Список литературы

- [1] Ваулина О.С., Адамович К.Г., Петров О.Ф., Фортов В.Е. Анализ процессов массопереноса в неидеальных диссипативных системах (эксперименты в пылевой плазме) // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2011. Т. 139, № 3. С. 554–567.
- [2] Кузнецов Г.В., Мамонтов Г.Я., Таратушкина Г.В. Зажигание конденсированного вещества частицей // Химическая физика. 2004. Т. 23, № 3. С. 67–72.
- [3] Буркина Р.С., Микова Е.А. Высокотемпературное зажигание реакционноспособного вещества горячей инертной частицей с конечным запасом тепла // Физика горения и взрыва. 2009. Т. 45, № 2. С. 40–47.
- [4] Kuznetsov G.V., Strizhak P.A. Transient heat and mass transfer at the ignition of vapor and gas mixture by a moving hot particle // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2010. V. 53, № 5–6. P. 923–930.
- [5] Глушков Д.О., Кузнецов Г.В., Стрижак П.А. Численное моделирование твердофазного зажигания металлизированного конденсированного вещества нагретой до высоких температур частицей // Химическая физика. 2011. Т. 30, № 12. С. 35–41.
- [6] Кузнецов Г.В., Барановский Н.В. Математическое моделирование зажигания дерева хвойной породы наземным грозовым разрядом // Пожаровзрывобезопасность. 2008. Т. 17, № 3. С. 41–45.
- [7] Захаревич А.В., Кузнецов Г.В., Максимов В.И. Зажигание модельных смесевых топливных композиций одиночной, нагретой до высоких температур частицей // Физика горения и взрыва. 2008. Т. 44, № 5. С. 54–57.
- [8] Кузнецов, Г.В. О механизме зажигания бензина одиночной нагретой до высоких температур металлической частицей / Г.В. Кузнецов, А.В. Захаревич, В.И. Максимов // Пожаровзрывобезопасность. 2008 Т. 17, № 5. С. 39–42.
- [9] Захаревич А.В., Барановский Н.В., Стрижак П.А. Экспериментальное исследование процессов зажигания нагретой частицей биологически трансформированного опада лиственных пород // Бутлеровские сообщения. 2012. Т. 32, № 13. С.95–99.
- [10] Vilyunov V.N., Zarko V.E. Ignition of solids. Amsterdam: Elsevier Science Publishers, 1989. 442 p.
- [11] Пасконов В.М., Полежаев В.И., Чудов Л.А. Численное моделирование процессов тепло – и массообмена. М.: Наука, 1984. 277 с.
- [12] Франк-Каменецкий Д.А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1987. 490 с.
- [13] Роч П.Дж. Вычислительная гидродинамика. М.: Мир, 1980. 618 с.
- [14] Самарский А.А. Теория разностных схем. М.: Наука, 1983. 616 с.
- [15] Вержбицкий В.М. Основы численных методов. М.: Высшая школа, 2002. 840 с.
- [16] Коздоба Л.А. Методы решения нелинейных задач теплопроводности. М.: Наука, 1975. 227 с.