

ЧИСЛЕННОЕ РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ ЖИДКОГО ПОЖАРООПАСНОГО ВЕЩЕСТВА ОДИНОЧНОЙ «ГОРЯЧЕЙ» ЧАСТИЦЕЙ

Г. В. Кузнецов, П. А. Стрижак

Томский политехнический университет, 634050 Томск, pavel-strizhak@yandex.ru

Численно решена задача зажигания типичного жидкого горючего вещества одиночной, разогретой до высоких температур частицей металла на базе газофазной модели воспламенения, учитывающей теплопроводность, испарение жидкости, диффузию и конвекцию паров горючего в воздухе, кристаллизацию частицы, формирование парового зазора между частицей и жидкостью, зависимость теплофизических характеристик взаимодействующих веществ от температуры, влажность воздуха. Установлены масштабы влияния начальной температуры, размеров и формы частицы на инерционность исследуемого процесса. Определены предельные значения характерных параметров источника зажигания (начальная температура и размеры) и влажности воздуха, при которых реализуются условия воспламенения.

Ключевые слова: зажигание, жидкое пожароопасное вещество, «горячая» частица металла, численное исследование, время задержки воспламенения.

ВВЕДЕНИЕ

Процессы нагревания, испарения, зажигания и горения жидких веществ при различных способах подвода к ним энергии (массивные нагретые тела, горячие газы, одиночные нагретые частицы различной физической природы и т. д.) являются весьма значимыми во многих приложениях [1–6], в частности в энергетике, в химической и нефтеперерабатывающей отраслях промышленности.

Многие процессы взаимодействия жидкостей с различными источниками тепла исследуются методами численного моделирования [2, 3, 6]. При этом нередко используемые модели не учитывают ряд факторов, которые в определенных условиях существенно сказываются на ходе исследуемых процессов. Так, процессы зажигания и горения жидких веществ традиционно исследуются с использованием кинетических моделей зажигания их капель [7, 8]. Однако известные кинетические модели зажигания не позволяют эффективно исследовать основные закономерности процессов зажигания и горения жидкостей в резервуарах или на открытом воздухе, поскольку в них не учитывается специфика процессов тепло- и массопереноса при зажигании жидкостей. Установлено [8, 9], что процессы зажигания и горения различных веществ главным образом опреде-

ляются более длительными физическими процессами тепло- и массопереноса, а не высокоскоростными химическими реакциями.

В [10] описаны шесть вариантов механизмов подвода энергии для зажигания твердых веществ, которые свойственны и горючим жидкостям. Наименее изучен из них нагрев одиночными «горячими» частицами, образующимися при резке, сварке или трении металлов, и неметаллическими частицами, формирующимися в результате неконтролируемых техногенных факторов (например, пожары и взрывы). Такие частицы при взаимодействии с жидкостями выступают в качестве источников локального воспламенения [6, 10].

Цель данной работы — численное исследование основных закономерностей процесса зажигания жидкого пожароопасного вещества металлической частицей в рамках газофазной модели воспламенения, учитывающей теплоперенос, диффузию и конвекцию паров горючего в воздухе, испарение жидкости, кинетику процессов испарения и воспламенения горючего вещества, кристаллизацию источника нагрева, формирование парового зазора между частицей и жидкостью, зависимость теплофизических характеристик взаимодействующих веществ от температуры, влажность воздуха.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассматривалась газофазная модель вос-

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 06-08-00366-а).

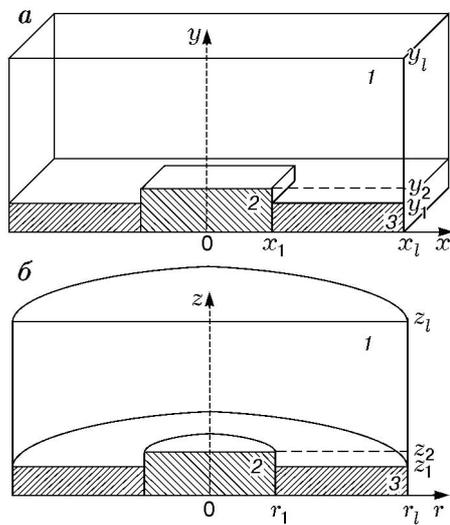


Рис. 1. Геометрическая модель исследуемого процесса в декартовой (а) и цилиндрической (б) системах координат:

1 — воздух, 2 — частица, 3 — жидкость

пламенения жидкого горючего вещества (бензина) одиночной, разогретой до высоких температур частицей металла (сталь). Источник зажигания представлял собой частицу расплава металла, покрытого оболочкой закристаллизовавшегося вещества. С целью анализа влияния формы частицы на интенсивность исследуемого процесса задача решалась в декартовой (рис. 1, а) и цилиндрической (рис. 1, б) системах координат, начало которых совпадало с осью симметрии частицы. Результаты решения менее сложной по постановке задачи в декартовой системе координат представлены в [6]. Ниже приведено решение для цилиндрической системы координат.

В случае частицы в форме цилиндра (диска) можно наиболее точно смоделировать поверхность контакта частицы с жидкостью. В жидком веществе выделялся цилиндр, радиус r_l которого значительно больше аналогичного размера цилиндрической частицы $r_{ch} = r_1$. Рассматривался случай попадания частицы в пленку жидкого топлива, разлитого на поверхности твердого тела. При этом частица не погружалась полностью в жидкое вещество (высота частицы $z_{ch} = z_2$ больше аналогичного параметра для слоя разлитой горючей жидкости z_1).

Принималась следующая последовательность стадий исследуемого процесса. Разогретая до высоких температур частица попадает

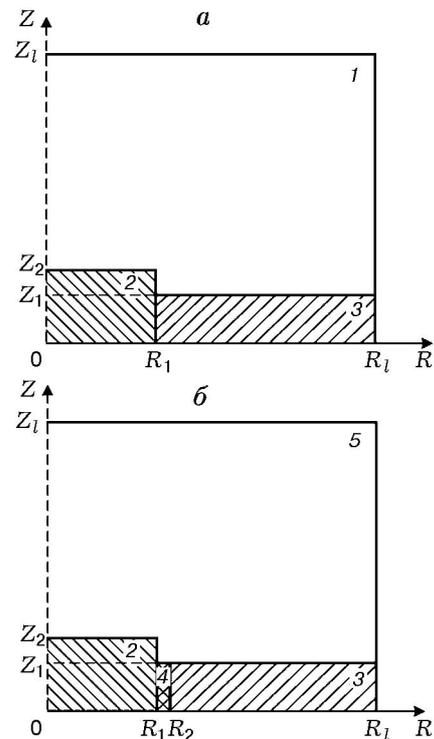


Рис. 2. Схема области решения задачи в начальный ($\tau = 0$) момент времени (а) и при $0 < \tau < \tau_d$ (б):

1 — воздух, 2 — частица, 3 — жидкость, 4 — слой паров горючего, 5 — парогазовая смесь

на поверхность жидкого горючего вещества и погружается в него (рис. 2, а). За счет тепла, аккумулированного в частице и выделяющегося при кристаллизации металла, жидкость нагревается и происходит испарение. Вследствие этого между частицей и жидкостью формируется паровой зазор (рис. 2, б). Пары горючего движутся от поверхности испарения и перемешиваются с воздухом. Формируется парогазовая смесь, которая воспламеняется при достижении определенных температур и концентраций горючего.

Численные исследования выполнялись при следующих допущениях:

- 1) в результате испарения жидкости образуется одно вещество с известными характеристиками. Такой подход традиционно применяется при решении задач зажигания жидких и твердых конденсированных веществ [9];
- 2) процессы выгорания жидкости не учитываются. Считалось, что пленка жидкости занимает достаточно большую площадь;
- 3) конвективными течениями, возникаю-

щими в жидкости при ее нагреве в первом приближении можно пренебречь поскольку результаты теоретических и экспериментальных исследований процессов зажигания каплей типичных жидких топлив массивными нагретыми телами [7] показали, что характерное время конвекции в топливе при его нагревании в несколько раз превышает время задержки воспламенения.

Учитывая особенности исследуемого процесса зажигания, связанные с остыванием источника нагрева малых размеров, обладающего конечным энергетическим запасом, принимались следующие условия воспламенения [9]:

1) тепло, выделяемое в результате химической реакции паров горючего с окислителем, больше тепла, передаваемого от частицы жидкому горючему веществу и парогазовой смеси;

2) температура парогазовой смеси превышает начальную температуру частицы.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ПОСТАНОВКА

Система нелинейных нестационарных дифференциальных уравнений для рассматриваемой газофазной модели воспламенения (см. рис. 2, б) в безразмерных переменных имеет вид ($0 < \tau < \tau_d$):

$$R_1 < R < R_2, \quad 0 < Z < Z_1;$$

$$R_1 < R < R_l, \quad Z_1 < Z < Z_2;$$

$$0 < R < R_l, \quad Z_2 < Z < Z_l;$$

уравнение Пуассона

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

уравнение движения смеси паров горючего с воздухом:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\text{Sh}} \frac{\partial \Omega}{\partial \tau} + U \frac{\partial \Omega}{\partial R} + V \frac{\partial \Omega}{\partial Z} = \\ & = \frac{1}{\text{Re}_5} \left[\frac{\partial^2 \Omega}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \Omega}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Omega}{\partial Z^2} \right] + \frac{\text{Gr}_5}{\text{Re}_5^2} \frac{\partial \Theta}{\partial Z}, \quad (2) \end{aligned}$$

уравнение энергии

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\text{Sh}} \frac{\partial \Theta_5}{\partial \tau} + U \frac{\partial \Theta_5}{\partial R} + V \frac{\partial \Theta_5}{\partial Z} = \\ & = \frac{1}{\text{Re}_5 \text{Pr}_5} \left[\frac{\partial^2 \Theta_5}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \Theta_5}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Theta_5}{\partial Z^2} \right] + \text{Sr}_1, \quad (3) \end{aligned}$$

уравнение диффузии паров горючего в воздухе

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\text{Sh}} \frac{\partial C_{m,g}}{\partial \tau} + U \frac{\partial C_{m,g}}{\partial R} + V \frac{\partial C_{m,g}}{\partial Z} = \frac{1}{\text{Re}_4 \text{Sc}_4} \times \\ & \times \left[\frac{\partial^2 C_{m,g}}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial C_{m,g}}{\partial R} + \frac{\partial^2 C_{m,g}}{\partial Z^2} \right] + \text{Sr}_2, \quad (4) \end{aligned}$$

уравнение диффузии паров воды в воздухе

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\text{Sh}} \frac{\partial C_{m,w}}{\partial \tau} + U \frac{\partial C_{m,w}}{\partial R} + V \frac{\partial C_{m,w}}{\partial Z} = \frac{1}{\text{Re}_{12} \text{Sc}_{12}} \times \\ & \times \left[\frac{\partial^2 C_{m,w}}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial C_{m,w}}{\partial R} + \frac{\partial^2 C_{m,w}}{\partial Z^2} \right], \quad (5) \end{aligned}$$

уравнение баланса

$$C_{m,g} + C_{m,ox} + C_{m,w} = 1; \quad (6)$$

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

уравнение теплопроводности для частицы

$$\frac{1}{\text{Fo}_2} \frac{\partial \Theta_2}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \Theta_2}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial Z^2} + \text{Sr}_3; \quad (7)$$

$$R_2 < R < R_l, \quad 0 < Z < Z_1:$$

уравнение теплопроводности для жидкости

$$\frac{1}{\text{Fo}_3} \frac{\partial \Theta_3}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta_3}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \Theta_3}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Theta_3}{\partial Z^2}. \quad (8)$$

Безразмерные комплексы:

$$\text{Gr}_5 = \frac{\beta g z_l^3 \Delta T \rho_5(T)^2}{\mu_5(T)^2},$$

$$\text{Fo}_2 = \frac{\lambda_2(T) t_m}{\rho_2(T) c_2(T) z_l^2},$$

$$\text{Fo}_3 = \frac{\lambda_3(T) t_m}{\rho_3(T) c_3(T) z_l^2},$$

$$\text{Pr}_5 = \frac{\mu_5(T) c_5(T)}{\lambda_5(T)},$$

$$\text{Re}_i = \frac{2v_m z_l \rho_i(T)}{\mu_i(T)}, \quad i = 4, 5, 12,$$

$$\text{Sh} = \frac{v_m t_m}{z_l},$$

$$Sc_i = \frac{\mu_i(T)}{D_i(T)\rho_i(T)}, \quad i = 4, 12,$$

$$Sr_1 = \frac{Q_{ox}W_{ox}z_l}{\rho_5(T)c_5(T)\Delta T v_m},$$

$$Sr_2 = \frac{z_l W_{ox}}{\rho_4(T)v_m},$$

$$Sr_3 = \frac{Q_{cr}W_{cr}z_l}{z_{ch}\Delta T\lambda_2(T)}.$$

Здесь τ — безразмерное время; τ_d — безразмерное время задержки воспламенения ($\tau_d = t_d/t_m$); t — время, с; t_d — время задержки воспламенения, с; t_m — масштаб времени; R, Z — безразмерные координаты цилиндрической системы координат, соответствующие размерным координатам r и z ; Ψ — безразмерный аналог функции тока; Ω — безразмерный аналог вектора вихря; Sh — число Струхалия; U, V — безразмерные составляющие скорости паров горючего в проекции на оси r и z ; Re — число Рейнольдса; Gr — число Грасгофа; z_l — характерный размер области решения в проекции на ось z , м; Θ — безразмерная температура ($\Theta = T/T_m$); T — температура, К; T_m — масштаб температуры; $\Delta T = T_m - T_0$; T_0 — начальная температура жидкости и воздуха, К; g — ускорение свободного падения, м/с²; β — коэффициент объемного расширения, К⁻¹; μ — динамическая вязкость, кг/(м·с); Pr — число Прандтля; Sr_1, Sr_2, Sr_3 — безразмерные комплексы; ρ — плотность, кг/м³; c — удельная теплоемкость, Дж/(кг·К); λ — теплопроводность, Вт/(м·К); Q_{ox} — тепловой эффект реакции окисления паров горючего в воздухе, МДж/кг; W_{ox} — массовая скорость окисления паров горючего в воздухе, кг/(м³·с); v_m — масштаб скорости конвекции паров горючего, м/с; $C_{m,g}$ — массовая концентрация паров жидкого горючего в парогазовой смеси; Sc — число Шмидта; $C_{m,w}$ — массовая концентрация паров воды в парогазовой смеси; $C_{m,ox}$ — массовая концентрация окислителя в парогазовой смеси; D — коэффициент диффузии паров горючего в воздухе, м²/с; Q_{cr} — тепловой эффект кристаллизации материала частицы, кДж/кг; W_{cr} — массовая скорость кристаллизации, кг/(м²·с); Fo — число Фурье; индекс 1 соответствует влажному воздуху, 11 — сухому воздуху, 12 — парам воды,

2 — частице, 3 — горючей жидкости, 4 — парам горючего вещества, 5 — парогазовой смеси.

Объемные доли компонентов парогазовой смеси вычислялись по их массовым концентрациям:

$$\varphi_{11} = \frac{\frac{C_{m,ox}}{\rho_{11}(T)}}{\frac{C_{m,ox}}{\rho_{11}(T)} + \frac{C_{m,w}}{\rho_{12}(T)} + \frac{C_{m,g}}{\rho_4(T)}},$$

$$\varphi_{12} = \frac{\frac{C_{m,w}}{\rho_{12}(T)}}{\frac{C_{m,ox}}{\rho_{11}(T)} + \frac{C_{m,w}}{\rho_{12}(T)} + \frac{C_{m,g}}{\rho_4(T)}},$$

$$\varphi_{11} + \varphi_{12} + \varphi_4 = 1.$$

Теплофизические характеристики парогазовой смеси как гетерогенной системы, состоящей из паров горючего, паров воды и воздуха, рассчитывались по формулам:

$$\lambda_5(T) = \lambda_{11}(T)\varphi_{11} + \lambda_{12}(T)\varphi_{12} + \lambda_4(T)\varphi_4,$$

$$c_5(T) = c_{11}(T)\varphi_{11} + c_{12}(T)\varphi_{12} + c_4(T)\varphi_4,$$

$$\rho_5(T) = \rho_{11}(T)\varphi_{11} + \rho_{12}(T)\varphi_{12} + \rho_4(T)\varphi_4.$$

Начальные условия (см. рис. 2, а) ($\tau = 0$): $\Theta = \Theta_{ch}$ при $0 < R < R_1$, $0 < Z < Z_2$; $\Theta = \Theta_0$ при $R_1 < R < R_l$, $0 < Z < Z_1$; $\Omega = 0$, $\Psi = 0$, $C_{m,g} = C_{m,g0}$, $C_{m,w} = C_{m,w0}$, $\Theta = \Theta_0$ при $R_1 < R < R_l$, $Z_1 < Z < Z_2$; $0 < R < R_l$, $Z_2 < Z < Z_l$. Здесь $C_{m,g0}$, $C_{m,w0}$ — начальные массовые концентрации паров горючего и воды в воздухе; Θ_{ch} — безразмерная начальная температура частицы; Θ_0 — безразмерная начальная температура жидкости и воздуха.

Граничные условия (см. рис. 2, б) ($0 < \tau < \tau_d$) принимались по аналогии с [6]: на границах «частица — пары горючего» ($R = R_1$, $0 < Z < Z_1$), «частица — парогазовая смесь» ($R = R_1$, $Z_1 < Z < Z_2$; $Z = Z_2$, $0 < R < R_1$) — граничные условия четвертого рода для уравнений энергии и теплопроводности, условие равенства нулю градиентов соответствующих функций для уравнений диффузии, движения, Пуассона; на границах «жидкость — пары горючего» ($R = R_2$, $0 < Z < Z_1$), «парогазовая смесь — жидкость» ($Z = Z_1$, $R_2 <$

$R < R_l$) — граничные условия четвертого рода с учетом испарения жидкости для уравнения энергии, граничные условия второго рода для уравнений диффузии, движения, Пуассона; на оси симметрии и границах ($Z = 0$, $Z = Z_l$, $0 < R < R_l$; $R = R_l$, $0 < Z < Z_l$; $Z = Z_l$, $R_1 < R < R_2$) — равенство нулю градиентов соответствующих функций для всех уравнений.

Для перехода к безразмерным переменным в качестве масштабных величин использовались линейный масштаб z_l , м; масштаб времени t_m , с; масштаб температуры T_m , К; масштаб скорости v_m , м/с.

Скорость конвекции паров горючего в газовой области вблизи границы испарения жидкости определялась по формуле [11]

$$v_m = \sqrt{g\beta\Delta T z_l}.$$

Для вычисления массовой скорости окисления паров горючей жидкости в воздухе использовалось выражение [12]

$$W_{ox} = k_0 C_{m,g}^{m_1} C_{m,ox}^{m_2} \rho_5(T) \exp\left(-\frac{E}{RT_5}\right),$$

где k_0 — предэкспоненциальный множитель, с^{-1} ; m_1 и m_2 — постоянные; E — энергия активации, кДж/моль; R — универсальная газовая постоянная, Дж/(моль · К).

Массовая скорость парообразования бензина определялась по соотношению [13]

$$W_{vap} = \frac{A(p^n - p)}{\sqrt{2\pi RT_p/M}},$$

где A — коэффициент аккомодации, $A = 35/(p^n)^{0.56}$ [14]; p^n — давление насыщения паров жидкого вещества, Н/м²; p — давление паров над поверхностью жидкости, Н/м²; M — молекулярная масса жидкого вещества, кг/кмоль; T_p — температура поверхности жидкости, К.

Массовая скорость кристаллизации источника нагрева вычислялась по формуле

$$W_{cr} = v_{cr} \rho_2(T),$$

где v_{cr} — линейная скорость кристаллизации источника нагрева, м/с.

Линейная скорость кристаллизации источника нагрева, как скорость продвижения изотермы $\Theta = \Theta_{cr}$, определялась при численном

решении на каждом шаге по времени из следующего выражения:

$$v_{cr} = \frac{\delta(r, z, t + \Delta t) - \delta(r, z, t)}{\Delta t},$$

где $\delta(r, z, t + \Delta t)$, $\delta(r, z, t)$ — расстояние от нижней грани частицы до фронта кристаллизации в моменты времени $t + \Delta t$ и t соответственно, м; Δt — шаг по времени, с; Θ_{cr} — безразмерная температура плавления материала частицы.

МЕТОД РЕШЕНИЯ

Система (1)–(8) с соответствующими начальными и граничными условиями решалась методом конечных разностей [15]. Разностные аналоги дифференциальных уравнений решались локально-одномерным методом [15]. Для решения одномерных разностных уравнений применялись метод итераций [16] и метод прогонки с использованием неявной четырехточечной схемы [15]. Для повышения точности и уменьшения объема вычислений использовался неравномерный шаг по времени ($10^{-4} \div 10^{-6}$ с) и нерегулярная пространственная сетка (200 \div 400 узлов по каждой из координат). Достоверность полученных результатов определялась проверкой консервативности разностной схемы, алгоритм которой приведен в [17].

Характерный размер парового зазора между частицей и жидкостью ($R_{p,z} = R_2 - R_1$) уточнялся на каждом шаге по времени. Вычислялись давление паров горючего, поднимающихся вдоль боковых граней частицы (p_p), и давление жидкости в зазоре (p_l). Давление p_l в первом приближении можно принять равным давлению столба жидкости, высота которого равна толщине пленки жидкости Z_l .

Давления p_p и p_l рассчитывались по формулам

$$p_p = \frac{\rho_4 v^2}{2}, \quad p_l = \rho_3 z_l g,$$

где v — скорость паров горючего в зазоре в проекции на ось z , м/с.

Если $p_p = p_l$, то величина $R_{p,z}$ не изменялась. При $p_l > p_p$ на следующей итерации $R_{p,z}$ уменьшалась на конечную величину, а при $p_l < p_p$ — увеличивалась. Итерации продолжались до достижения равенства $p_p = p_l$.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Исследования выполнялись при следующих значениях характеристик взаимодействующих веществ [18–21]: $\Theta_0 = 0.3$, $\Theta_{ch} = 1$, $Q_{ox} = 45$ МДж/кг, $E = 130$ кДж/моль, $k_0 = 7 \cdot 10^6$ с⁻¹, $M = 100$ кг/кмоль, $\Theta_{cr} = 1.4$, $Q_{cr} = 205$ кДж/кг. Теплофизические характеристики бензина, его паров, воздуха, паров воды, стальной частицы в зависимости от температуры приведены в [19–21]. Иллюстрации результатов численных исследований представлены при $C_{m,g0} = 0$, $C_{m,w0} = 0$, $z_l = 20 \cdot 10^{-3}$ м, $r_l = 10 \cdot 10^{-3}$ м, $z_1 = 1 \cdot 10^{-3}$ м, $z_{ch} = 1.4 \cdot 10^{-3}$ м, $r_{ch} = 2 \cdot 10^{-3}$ м, $t_m = 5$ с, $T_m = 1000$ К.

Установлена зависимость времени задержки воспламенения от начальной температуры источника нагрева — «горячей» частицы (табл. 1). Анализ полученных результатов показал, что при увеличении начальной температуры частицы Θ_{ch} время задержки воспламенения τ_d уменьшается. Это вызвано увеличением теплосодержания источника нагрева с повышением Θ_{ch} при прочих неизменных параметрах процесса. Следует отметить, что численные значения τ_d для $\Theta_{ch} = 1.5$ и 0.8 отличаются на несколько порядков. Это обусловлено изменением расположения зоны воспламенения парогазовой смеси относительно частицы с увеличением Θ_{ch} .

Численный анализ показал, что для частицы с характерными размерами $R_{ch} = 0.1$, $Z_{ch} = 0.07$ при $\Theta_{ch} < 1.3$ воспламенение происходит в газовой области над частицей, в районе

оси симметрии (рис. 3, 4). Это можно объяснить тем, что при испарении жидкости вблизи ее поверхности формируется парогазовая смесь с высоким содержанием паров горючего, но с недостаточной для воспламенения температурой. За счет энергии частицы паровые потоки дополнительно нагреваются. На границе с воздухом температура частицы уменьшается незначительно с момента попадания на поверхность жидкости, в отличие от границ контакта с жидкостью (рис. 4). Вследствие этого воздух над частицей, а после перемешивания его с парами горючего и парогазовая смесь нагреваются более интенсивно. Это приводит к увеличению как температуры парогазовой смеси, так

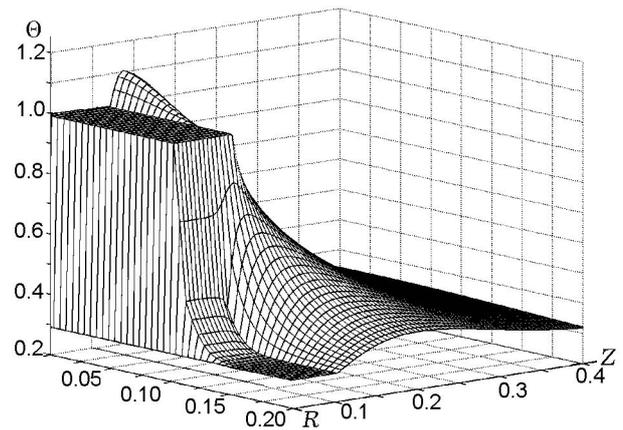


Рис. 3. Поле температур системы «стальная частица — бензин — воздух» в момент воспламенения ($\tau_d = 0.095$)

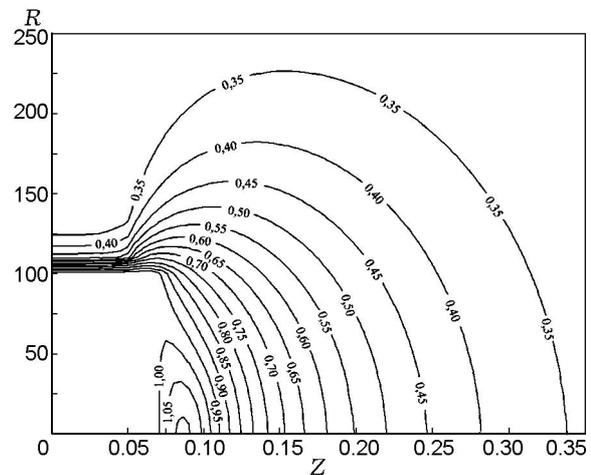


Рис. 4. Изотермы системы «стальная частица — бензин — воздух» в момент воспламенения ($\tau_d = 0.095$)

Таблица 1

Время задержки воспламенения в системе «стальная частица — бензин — воздух» в зависимости от начальной температуры частицы Θ_{ch} при $R_{ch} = 0.1$, $Z_{ch} = 0.07$

Θ_{ch}	τ_d
1.500	0.008
1.400	0.017
1.300	0.026
1.200	0.037
1.100	0.058
1.000	0.095
0.900	0.182
0.800	0.343
0.750	Нет воспламенения

и концентрации паров горючего в газовой области над частицей.

Однако при больших температурах ($\Theta_{ch} \geq 1.3$) энергии разогретой частицы достаточно для воспламенения формирующейся парогазовой смеси в непосредственной близости от границы испарения. Поэтому при $\Theta_{ch} \geq 1.3$ воспламенение происходит вблизи боковых граней частицы, а не над ней, как представлено на рис. 3, 4.

В табл. 2 приведены времена задержки воспламенения в зависимости от характерных размеров H_{ch} , L_{ch} , R_{ch} , Z_{ch} (безразмерные аналоги $h_{ch} = x_1$, $l_{ch} = y_2$, $r_{ch} = r_1$, $z_{ch} = z_2$) частиц, имеющих форму параллелепипеда и цилиндра. Сравнивая численные значения τ_d в условиях воспламенения частицей в форме цилиндра и частицей в форме параллелепипеда, можно сделать вывод, что при аналогичных условиях теплообмена и близких площадях контакта жидкости и частицы время за-

держки воспламенения практически не зависит от формы источника нагрева. Аналогичный вывод сделан в [22] для случая взаимодействия «горячих» частиц с твердыми конденсированными веществами. Полученный результат показывает, что для качественного анализа исследуемого процесса с источниками нагрева в форме параллелепипеда малых размеров можно использовать двумерные модели [6, 17]. Это позволяет существенно упростить вычислительный процесс и достаточно точно установить основные закономерности процесса зажигания в системе (см. рис. 1).

В то же время небольшие различия значений τ_d для рассматриваемых форм частиц обусловлены более быстрым остыванием частиц цилиндрической формы по сравнению с параллелепипедом и, как следствие, меньшим теплоотводом в зону зажигания. В [23] установлено, что при одинаковых определяющих размерах и аналогичных условиях теплообмена скорость изменения температуры во времени максимальна для частиц в форме шара и минимальна для параллелепипеда. Это объясняется тем, что определяющее в процессах охлаждения и нагрева отношение площади поверхности тела к его объему принимает наибольшее значение для шара. Для тел в форме параллелепипеда данное отношение меньше, чем для цилиндра и шара. В случае больших частиц ($R_{ch} = Z_{ch} \geq 0.25$) этот фактор проявляется более отчетливо и следует учитывать форму источника нагрева. При $R_{ch} = Z_{ch} < 0.25$ и $\Theta_{ch} \geq 1$ влиянием формы частицы на τ_d можно пренебречь.

Из табл. 2 видно, что при увеличении размеров частицы время задержки воспламенения уменьшается, что, как и в случае возрастания начальной температуры Θ_{ch} , вызвано повышением теплосодержания источника зажигания. Следует отметить, что при увеличении R_{ch} и неизменном Z_{ch} увеличивается площадь контакта частицы с жидкостью. Это приводит к расширению зоны прогрева жидкого вещества, более интенсивному испарению и возрастанию концентрации горючего в газовой области. В случае же увеличения Z_{ch} и неизменном R_{ch} возрастает площадь контакта частицы с воздухом, что приводит к увеличению плотности теплового потока в зону зажигания. В таких условиях резко уменьшается время задержки воспламенения (см. табл. 2).

Изучено влияние влажности воздуха

Таблица 2
Время задержки воспламенения в системе
«стальная частица — бензин — воздух»
в зависимости от размеров и формы
частицы при $\Theta_{ch} = 1$

H_{ch}	L_{ch}	τ_d
Частица в форме параллелепипеда (рис. 1, а)		
0.1	0.09	0.059
0.1	0.08	0.078
0.1	0.07	0.093
0.1	0.06	0.102
0.09	0.06	0.108
0.08	0.06	0.122
0.07	0.06	0.139
0.06	0.06	0.167
Частица в форме цилиндра (рис. 1, б)		
R_{ch}	Z_{ch}	τ_d
0.1	0.09	0.063
0.1	0.08	0.084
0.1	0.07	0.095
0.1	0.06	0.107
0.09	0.06	0.112
0.08	0.06	0.124
0.07	0.06	0.142
0.06	0.06	0.169

Таблица 3
 Время задержки воспламенения в системе
 «стальная частица — бензин — воздух»
 в зависимости от начальной массовой концентрации
 паров воды в воздухе $C_{m,w0}$
 при $R_{ch} = 0.1$, $Z_{ch} = 0.07$, $\Theta_{ch} = 1$

$C_{m,w0}$	τ_d
0	0.095
0.05	0.097
0.10	0.100
0.15	0.102
0.20	0.104
0.25	0.106
0.30	0.109
0.35	0.113
0.40	0.117
0.45	0.122
0.50	0.128

на инерционность исследуемого процесса (табл. 3). В результате численного анализа установлено, что при относительно небольшой начальной массовой концентрации паров воды в воздухе ($C_{m,w0} \leq 0.2$) время задержки воспламенения несущественно увеличивается по сравнению со случаем $C_{m,w0} = 0$. При $C_{m,w0} > 0.2$ рост времени задержки воспламенения с увеличением влажности $C_{m,w0}$ становится более отчетливым. А при $C_{m,w0} = 0.5$ отклонения значений τ_d от аналогичных параметров для $C_{m,w0} = 0$ превышают 20 %. Очевидно, что при высокой влажности воздуха ($C_{m,w0} \geq 0.5$) и относительно низких температурах частиц ($\Theta_{ch} < 0.8$) условия воспламенения в рассматриваемой системе не будут реализовываться.

Следует отметить еще один немаловажный фактор. Часто в работах по зажиганию веществ, находящихся в различных агрегатных состояниях [6–9, 17, 22], используются кинетические параметры k_0 и E , полученные в экспериментах с источниками тепла в виде массивных нагретых тел. Аналогичные характеристики процессов зажигания для одиночных, разогретых до высоких температур частиц пока неизвестны, что, в свою очередь, можно объяснить отсутствием экспериментальных данных об этих процессах. В данной работе использовались кинетические характеристики бензина, полученные в экспериментах по зажи-

ганию его капель, попадающих на поверхность «горячей» пластины больших размеров [18].

Кроме того, в экспериментальных исследованиях процессов зажигания типичных жидких топлив традиционно подчеркиваются существенные отличия термохимических и теплофизических свойств даже топлив одной марки [7]. Такие особенности присущи не только жидким топливам, но и многим широко распространенным горючим жидкостям. Это еще раз подтверждает большие трудности адекватного экспериментального исследования процессов зажигания жидких горючих веществ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные результаты показывают существенные отличия механизмов зажигания жидких горючих веществ одиночными «горячими» частицами от аналогичных процессов для твердых конденсированных веществ [9]. При зажигании жидкостей явно выражен газозфазный механизм воспламенения. Это объясняется тем, что все жидкости воспламеняются и горят в газовой фазе. Можно сделать вывод, что гетерогенный механизм воспламенения [9] не свойственен жидкостям ни при каких условиях.

При численном анализе исследуемого процесса установлено, что характеристики зажигания жидкостей в рассматриваемой постановке (см. рис. 2) главным образом определяются теплосодержанием частиц. В случае увеличения размеров частицы уменьшаются критические температуры Θ_{ch} , при которых реализуются условия воспламенения. При существенном увеличении температуры частицы ($\Theta_{ch} > 1.5$) для воспламенения достаточно даже относительно небольшого по размерам источника нагрева ($R_{ch} = Z_{ch} > 0.04$).

По результатам численных исследований можно сделать вывод о высокой пожароопасности исследуемого процесса. В то же время установлено, что при высокой относительной влажности воздуха ($\varphi_{12} > 0.50$) и сравнительно невысоких температурах источника нагрева ($\Theta_{ch} < 0.8$) условия воспламенения парогазовой смеси не реализуются.

ЛИТЕРАТУРА

1. Блинов В. И., Худяков Г. Н. Диффузионное горение жидкостей. — М.: Изд-во АН ССР, 1961.

2. Хабеев Н. С., Ганиев О. Р. Динамика паровой оболочки вблизи нагретой частицы, помещенной в жидкость // Приклад. механика и техн. физика. — 2007. — Т. 48, № 4. — С. 69–78.
3. Авдеев К. А., Фролов Ф. С., Фролов С. М. Нестационарный теплообмен металлических частиц с газом // Хим. физика. — 2006. — Т. 25, № 11. — С. 17–24.
4. Намятов И. Г., Минаев С. С., Бабкин В. С., Бунев В. А., Коржавин А. А. Диффузионное горение пленки жидкого топлива на металлической подложке // Физика горения и взрыва. — 2000. — Т. 36, № 5. — С. 12–21.
5. Губин Е. И., Дик И. Г. Искровое зажигание облаков жидкого топлива // Физика горения и взрыва. — 1990. — Т. 26, № 1. — С. 11–15.
6. Kuznetsov G. V., Strizhak P. A. Heat and mass transfer at the ignition of a liquid substance by a single «hot» particle // J. Engineering Thermophys. — 2008. — N 3. — P. 244–252.
7. Dagaut P., Cathonnet M. The ignition, oxidation, and combustion of kerosene: A review of experimental and kinetic modeling // Progress in Energy and Combustion Sci. — 2006. — N 32. — P. 48–92.
8. Вильямс Ф. А. Теория горения. — М.: Наука, 1971.
9. Vilyunov V. N., Zarko V. E. Ignition of Solids. — Amsterdam: Elsevier Science Publishers, 1989.
10. Мак-Алеви Р. Ф., Кауан П. Л., Саммерфилд М. Механизм воспламенения смесевых твердых топлив горячими газами // Исследование ракетных двигателей на твердом топливе: Сб. статей. — М.: Изд-во иностр. лит., 1963. — С. 397–415.
11. Роуч П. Дж. Вычислительная гидродинамика. — М.: Мир, 1980.
12. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. — М.: Наука, 1987.
13. Полежаев Ю. В., Юрьевич Ф. Б. Тепловая защита. — М.: Энергия, 1976.
14. Исаченко В. П. Теплообмен при конденсации. — М.: Энергия, 1977.
15. Самарский А. А. Теория разностных схем. — М.: Наука, 1983.
16. Коздоба Л. А. Методы решения нелинейных задач теплопроводности. — М.: Наука, 1975.
17. Кузнецов Г. В., Стрижак П. А. Зажигание накаливаемой одиночной частицей жидких углеводородных топлив // Изв. Томского политехн. ун-та. — 2008. — № 4. — С. 5–9.
18. Щетинков Е. С. Физика горения газов. — М.: Наука, 1965.
19. Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. — М.: ООО «Старс», 2006.
20. Теплотехнический справочник / Под ред. В. Н. Юренева, П. Д. Лебедева. — М.: Энергия, 1975. — Т. 1.
21. Теплотехнический справочник / Под ред. В. Н. Юренева, П. Д. Лебедева. — М.: Энергия, 1975. — Т. 2.
22. Таратушкина Г. В. Теплоперенос при зажигании конденсированных веществ и эрозии конструкционных материалов при инерционном осаждении твердых горячих частиц: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. — Томск, 2004.
23. Теория тепло- и массопереноса / Под ред. А. В. Лыкова, Ю. А. Михайлова. — Л.: Госэнергоиздат, 1963.

*Поступила в редакцию 21/XI 2007 г.,
в окончательном варианте — 30/XII 2008 г.*