

УДК 536.468

## ЗАЖИГАНИЕ НАКАЛЕННОЙ ОДИНОЧНОЙ ЧАСТИЦЕЙ ЖИДКИХ УГЛЕВОДОРОДНЫХ ТОПЛИВ

Г.В. Кузнецов, П.А. Стрижак

Томский политехнический университет  
E-mail: pavel.strishak@elesy.ru

*Выполнено численное моделирование процесса зажигания жидкости накаленной одиночной частицей в рамках газозной модели воспламенения, учитывающей в двумерной постановке процессы теплопроводности, испарения, диффузии и конвекции паров горючего в среде окислителя, процесс формирования парового зазора между частицей и жидкостью, частичное погружение источника нагрева в жидкость. Установлена зависимость точности вычисления при решении задачи от сеточных параметров.*

### Введение

Ежедневно в стране происходит большое количество пожаров, воспламенений и взрывов [1, 2]. Для предотвращения их возникновения и отрицательных последствий постоянно проводится профилактическая работа. Нередко возгорания происходят не только из-за разгерметизации резервуаров с горючими веществами, человеческого фактора, природных катаклизмов, но и из-за отсутствия данных о возможности воспламенения различных веществ при их взаимодействии с нетрадиционными источниками воспламенения. По исследованию процессов взаимодействия различных источников воспламенения с горючими веществами выполнен ряд работ [3–6]. Однако число таких источников постоянно увеличивается.

Исследование процессов воспламенения и горения традиционно выполняются при помощи математического моделирования [5–10]. Экспериментальных исследований процессов воспламенения известно значительно меньше [3–6]. Это связано с тем, что при экспериментальном исследовании необходимо обеспечивать особые условия проведения эксперимента, использование специальной техники для формирования источников воспламенения, постоянство теплофизических и термодимических характеристик горючих веществ и источников зажигания в серии опытов, использование высокоточных измерительных систем для фиксации изменения температуры и концентрации взаимодействующих компонентов за единицы миллисекунд.

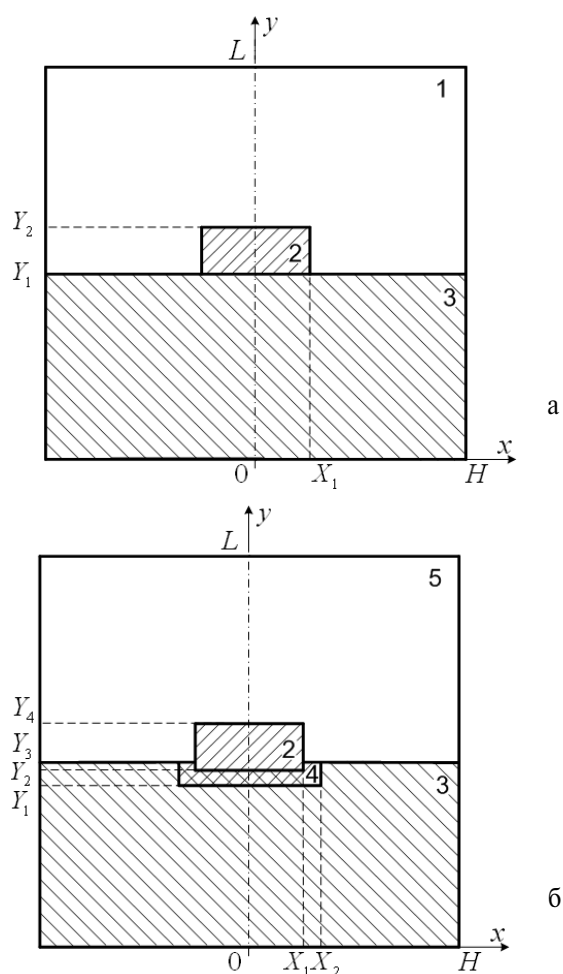
Цель данной работы – численное моделирование процесса воспламенения жидких углеводород-

ных топлив одиночной нагретой до высоких температур частицей малых размеров в рамках газозной модели воспламенения, учитывающей двумерный теплоперенос, диффузию и конвекцию паров горючего в среде окислителя, испарение жидкости, кинетику процессов испарения и воспламенения горючего вещества, процессы формирования парового зазора между частицей и жидкостью, частичное погружение источника нагрева в жидкость.

### Постановка задачи

Решается задача зажигания углеводородного топлива одиночной частицей. Принята следующая последовательность прохождения стадий исследуемого процесса. Нагретая до высоких температур частица выпадает на поверхность жидкого топлива (рис. 1, а).

Жидкость нагревается за счет тепла, отдаваемого частицей. В зависимости от материала частицы она может погружаться частично или полностью в жидкость, либо удерживаться на её поверхности. В данной работе рассматривается случай частичного погружения (рис. 1, б). Далее начинается процесс испарения жидкости. Между частицей и жидкостью формируется паровой зазор (рис. 1, б). В результате интенсивного испарения жидкости пары горючего, образующиеся в области под частицей, поднимаются вверх. Вследствие этого формируется паровой зазор между частицей и жидкостью вблизи боковых поверхностей частицы. Пары диффундируют в воздух, окружающий частицу, и начинают с ним интенсивно взаимодействовать. При достижении значений концентрации горючего в воздухе и температуры парогазовой смеси, достаточных для её зажигания, происходит воспламенение.



**Рис. 1.** Схема области решения задачи в начальный момент времени ( $t=0$ ) (а) и при  $0 < t < t_3$  (б): 1) воздух, 2) частица, 3) жидкое горючее вещество, 4) слой паров горючего, 5) парогазовая смесь. Здесь  $L, H$  – продольный и поперечный размеры области решения,  $t$  – время,  $t_3$  – время задержки воспламенения

Как правило, образующиеся в ряде технологических процессов «горячие» частицы имеют размеры от 1 мкм до 10 мм. При численном анализе продольный и поперечный размеры частицы  $H_{ч}, L_{ч}$  варьировались и не превышали 2 мм. В жидком веществе и воздухе выделены области размером  $L=20$  мм,  $H=20$  мм. Рассматривалась осесимметричная задача, решаемая в декартовой системе координат, начало которой совпадало с осью симметрии частицы (рис. 1).

В качестве источника воспламенения принята одиночная частица в форме параллелепипеда малых размеров. Такая форма частицы позволяет достаточно просто описывать условия контакта частицы и жидкости. В качестве воспламеняемых веществ выбраны типичные горючие вещества (керосин, бензин, дизельное топливо).

Численный анализ исследуемого процесса выполнен при следующих допущениях:

1. В результате испарения топлива образуется одно вещество с известными характеристиками.

Учет полного набора компонентов испаряющегося топлива приводит к значительному усложнению модели воспламенения.

2. Частица не погружается полностью в жидкость. В случае углеродистых частиц это допущение выполняется в широком диапазоне условий воспламенения, т. к. они имеют относительно низкую плотность и достаточно высокую пористость. Для металлической частицы необходимо учитывать вероятность её частичного погружения в жидкость, однако для легких металлов (например, алюминий) эта вероятность крайне мала.

Система нестационарных дифференциальных уравнений для газофазной модели зажигания (рис. 1, б) содержит соответственно уравнения движения парогазовой смеси; Пуассона; энергии; диффузии паров горючего в воздухе; теплопроводности для твердой (частица) и жидкой (жидкость) фаз [11–13]:

$$\frac{1}{Sh} \cdot \frac{\partial \Omega}{\partial \tau} + U \cdot \frac{\partial \Omega}{\partial X} + V \cdot \frac{\partial \Omega}{\partial Y} = \frac{1}{Re} \cdot \left[ \frac{\partial^2 \Omega}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Omega}{\partial Y^2} \right] + \frac{Gr}{Re^2} \cdot \frac{\partial \Theta}{\partial X}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Y^2} = \Omega, \quad (2)$$

$$\frac{1}{Sh} \cdot \frac{\partial \Theta_5}{\partial \tau} + U \cdot \frac{\partial \Theta_5}{\partial X} + V \cdot \frac{\partial \Theta_5}{\partial Y} = \frac{1}{Re \cdot Pr} \cdot \left[ \frac{\partial^2 \Theta_5}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Theta_5}{\partial Y^2} \right] + \frac{Q_{\text{вос}} \cdot W_{\text{вос}} \cdot H}{C_5 \cdot \Delta T \cdot V_0}, \quad (3)$$

$$\frac{1}{Sh} \cdot \frac{\partial C_r}{\partial \tau} + U \cdot \frac{\partial C_r}{\partial X} + V \cdot \frac{\partial C_r}{\partial Y} = \frac{1}{Re \cdot Sc} \cdot \left[ \frac{\partial^2 C_r}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 C_r}{\partial Y^2} \right] - \frac{H}{V_0} \cdot W_{\text{вос}}, \quad (4)$$

$$\frac{1}{Fo_2} \cdot \frac{\partial \Theta_2}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial Y^2}, \quad (5)$$

$$\frac{1}{Fo_3} \cdot \frac{\partial \Theta_3}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta_3}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Theta_3}{\partial Y^2}. \quad (6)$$

Здесь  $T$  – температура,  $C_r$  – концентрация паров жидкого горючего ( $0 < C_r < 1$ ),  $\Theta$  – безразмерная температура,  $\Omega$  – безразмерный аналог вектора вихря,  $\Psi$  – безразмерный аналог функции тока,  $X$  и  $Y$  – безразмерные составляющие координат декартовой системы координат, соответствующие  $x$  и  $y$ ,  $U$  и  $V$  – безразмерные составляющие скорости паров горючего в проекции на ось  $x$  и  $y$  соответственно,  $C$  – удельная теплоёмкость,  $Q_{\text{вос}}$  – тепловой эффект реакции воспламенения;  $W_{\text{вос}}$  – скорость воспламенения,  $V_0$  – масштаб скорости конвекции паров горючего вблизи поверхности жидкости,  $\tau$  – безразмерный шаг по времени,  $Sh, Re, Gr, Pr, Sc, Fo$  – число Струхала, Рейнольдса, Грасгофа, Прандтля, Шмидта, Фурье соответственно, индексы «1», «2», «3», «4», «5» соответствуют воздуху, частице, го-

ручей жидкости, парам горючего вещества, смеси паров жидкого топлива с воздухом (рис. 1).

В качестве начальных условий (рис. 1, а) ( $t=0$ ) приняты:  $\Omega=0$ ,  $C_r=0$ ,  $\Theta=\Theta_0$ ,  $\Psi=0$  при  $X_1 < x < H$ ,  $Y_1 < y < Y_2$ ;  $0 < x < H$ ,  $Y_2 < y < L$ ;  $\Theta=\Theta_q$  при  $0 < x < X_1$ ,  $Y_1 < y < Y_2$ ;  $\Theta=\Theta_0$  при  $0 < x < H$ ,  $0 < y < Y_1$ .

В качестве граничных условий (рис. 1, б) ( $0 < t < t_3$ ) приняты: на границах «частица – пары горючего» ( $y=Y_2$ ,  $0 < x < X_1$ ;  $x=X_1$ ,  $Y_2 < y < Y_3$ ), «частица – парогазовая смесь» ( $y=Y_4$ ,  $0 < x < X_1$ ;  $x=X_1$ ,  $Y_3 < y < Y_4$ ) граничные условия IV рода для уравнений энергии и теплопроводности, условие равенства нулю градиентов соответствующих функций – для уравнений диффузии, движения, Пуассона; на границах «жидкость – пары горючего» ( $y=Y_1$ ,  $0 < x < X_2$ ;  $x=X_2$ ,  $Y_1 < y < Y_3$ ), «парогазовая смесь – жидкость» ( $y=Y_3$ ,  $X_2 < x < H$ ) для уравнения энергии заданы граничные условия IV рода с учетом испарения жидкости, для уравнений диффузии, движения, Пуассона заданы граничные условия второго рода; на оси симметрии и границах ( $y=0$ ,  $y=L$ ,  $0 < x < H$ ;  $x=H$ ,  $0 < y < L$ ;  $y=Y_3$ ,  $X_1 < x < X_2$ ) для всех уравнений задано условие равенства нулю градиентов соответствующих функций.

Для вычисления скорости окисления паров горючей жидкости в воздухе использовано выражение [14]:

$$W_{\text{вос}} = k_0 \cdot (1 - C_r)^{m1} \cdot C_r^{m2} \cdot \exp\left[-\frac{E}{RT_5}\right],$$

где  $k_0$  – предэкспоненциальный множитель,  $E$  – энергия активации,  $R$  – универсальная газовая постоянная,  $m1$  и  $m2$  – постоянные.

Величина высоты парового зазора  $L_{\text{пз1}}$  между частицей и жидкостью ( $Y_1 < L_{\text{пз1}} < Y_2$ ,  $0 < x < X_1$ ) вычислялась исходя из равенства сил давления частицы на пары горючего, образующиеся при его испарении (давления силы тяжести), и динамического давления паров горючего на нижнюю поверхность частицы (давления, обусловленного движением парогазовой смеси от границы испарения). Размеры бокового парового зазора между частицей и жидкостью ( $X_1 < H_{\text{пз2}} < X_2$  и  $Y_1 < L_{\text{пз2}} < Y_3$ ) определялись исходя из равенства сил давления жидкости на боковую поверхность, и динамического давления паров горючего, движущихся вверх из-под частицы вдоль её боковых стенок.

Силы давления частицы на паровую прослойку, жидкости на частицу, парогазовой смеси на частицу рассчитывались по формулам:

$$P_2 = \rho_2 \cdot H_4 \cdot g_y, \quad P_3 = \rho_3 \cdot L_{\text{пз2}} \cdot g_y, \quad P_4 = \frac{\rho_4 \cdot v^2}{2}.$$

Здесь  $\rho$  – плотность,  $v$  – скорость паров горючего,  $g_y$  – ускорение свободного падения в проекции на ось  $y$ .

Если статическое  $P_2$  и динамическое  $P_4$  давления равны, то величина высоты парового зазора  $L_{\text{пз1}}$  для дальнейшего шага пересчета не изменялась. При  $P_2 > P_4$  на следующей итерации высота паровой прослойки уменьшалась на конечную величину. Если  $P_2 < P_4$ , то высота парового зазора  $L_{\text{пз1}}$  увеличи-

валась, вследствие этого увеличивалась и  $L_{\text{пз2}}$ . Итерации продолжались до достижения равенства  $P_2 = P_4$ . Аналогичным образом определялась толщина бокового парового зазора  $H_{\text{пз2}}$  между частицей и жидкостью. Если  $P_3 = P_4$ , то толщина  $H_{\text{пз2}}$  не изменялась. При  $P_3 > P_4$  на следующей итерации  $H_{\text{пз2}}$  уменьшалась на конечную величину, а при  $P_3 < P_4$  величина  $H_{\text{пз2}}$  увеличивалась. Итерации продолжались до достижения равенства  $P_3 = P_4$ .

### Метод решения

Для решения системы уравнений (1)–(6) с соответствующими начальными и граничными условиями использован метод конечных разностей [15]. Разностные аналоги дифференциальных уравнений решены локально-одномерным методом. Система одномерных разностных уравнений решена методом прогонки с использованием неявной четырехточечной разностной схемы [15]. Для решения одномерных нелинейных уравнений применен метод итераций [16].

### Оценка достоверности полученных результатов

Из-за отсутствия экспериментальных данных оценка достоверности полученных в ходе вычислений результатов проводилась проверкой точности выполнения закона сохранения энергии.

Погрешность по балансу энергии определялась по формуле:

$$\varepsilon = \frac{Q_4 + Q_x - Q_{\text{и}} - Q_{\text{в}} - Q_{\text{ж}}}{Q_4} \cdot 100\%,$$

где  $Q_4$  – тепло, отведенное от частицы в воздух и жидкость,  $Q_x$  – выделяющееся в результате химической реакции паров горючего с окислителем,  $Q_{\text{и}}$  – поглощаемое в результате испарения жидкости,  $Q_{\text{в}}$  и  $Q_{\text{ж}}$  – накопленное в воздухе и жидкости за счет теплоемкости.

Тепло, отведенное от частицы в воздух и жидкость за время  $N\Delta t$ :

$$Q_4 = Q_{\text{низ}} + Q_{\text{верх}} + Q_{\text{бок}},$$

где  $Q_{\text{низ}}$ ,  $Q_{\text{верх}}$ ,  $Q_{\text{бок}}$  – количество тепла, отведенное через нижнюю, верхнюю и боковые поверхности частицы:

$$\begin{aligned} Q_{\text{низ}} &= \sum_{n=1}^N \sum_{j=Ny2}^{Ny4} \sum_{i=1}^{Nx1} \lambda_2 \cdot [T^n(i, j) - T_3^n] \cdot h_y \cdot h_x \cdot \Delta t; \\ Q_{\text{верх}} &= \sum_{n=1}^N \sum_{j=Ny2}^{Ny4} \sum_{i=1}^{Nx1} \lambda_2 \cdot [T^n(i, j) - T_1^n] \cdot h_y \cdot h_x \cdot \Delta t; \\ Q_{\text{бок}} &= \\ &= \sum_{n=1}^N \sum_{i=1}^{Nx1} \lambda_2 \cdot [T^n(i, Ny2) + T^n(i, Ny4) - T_4^n - T_5^n] \cdot h_x \cdot \Delta t + \\ &+ \sum_{n=1}^N \sum_{j=Ny2}^{Ny3} \lambda_2 \cdot [T^n(Nx1, j) - T_4^n] \cdot h_y \cdot \Delta t + \\ &+ \sum_{n=1}^N \sum_{j=Ny3}^{Ny4} \lambda_2 \cdot [T^n(Nx1, j) - T_5^n] \cdot h_y \cdot \Delta t. \end{aligned}$$

Тепло, выделяющееся в результате химической реакции паров горючего с окислителем:

$$Q_x = \sum_{j=Ny1}^{Ny2} \sum_{i=1}^{Nx2} Q_{вос} \cdot W_{вос} \cdot h_x \cdot h_y \cdot N \cdot \Delta t +$$

$$+ \sum_{j=Ny2}^{Ny3} \sum_{i=Nx1}^{Nx2} Q_{вос} \cdot W_{вос} \cdot h_x \cdot h_y \cdot N \cdot \Delta t +$$

$$+ \sum_{j=Ny3}^{Ny4} \sum_{i=Nx1}^{Nx} Q_{вос} \cdot W_{вос} \cdot h_x \cdot h_y \cdot N \cdot \Delta t +$$

$$+ \sum_{j=Ny4}^{Ny} \sum_{i=1}^{Nx} Q_{вос} \cdot W_{вос} \cdot h_x \cdot h_y \cdot N \cdot \Delta t.$$

Тепло, поглощаемое в результате испарения жидкости:

$$Q_{и} = \sum_{i=1}^{Nx2} Q_{исп} \cdot W_{исп} \cdot h_x \cdot N \cdot \Delta t \Big|_{j=Ny1} +$$

$$+ \sum_{j=Ny1}^{Ny3} Q_{исп} \cdot W_{исп} \cdot h_y \cdot N \cdot \Delta t \Big|_{j=Nx2} +$$

$$+ \sum_{i=Nx2}^{Nx} Q_{исп} \cdot W_{исп} \cdot h_x \cdot N \cdot \Delta t \Big|_{j=Ny3}.$$

Тепло, накопленное в воздухе и жидкости за счет теплоемкости за время  $N\Delta t$ :

$$Q_b = \sum_{j=Ny3}^{Ny4} \sum_{i=Nx1}^{Nx} C_1 \cdot \rho_1 \cdot [T(i, j, n-1) - T(i, j, n)] \cdot h_x \cdot h_y +$$

$$+ \sum_{j=Ny4}^{Ny} \sum_{i=1}^{Nx} C_1 \cdot \rho_1 \cdot [T(i, j, n-1) - T(i, j, n)] \cdot h_x \cdot h_y;$$

$$Q_{ж} = \sum_{j=1}^{Ny1} \sum_{i=1}^{Nx} C_3 \cdot \rho_3 \cdot [T(i, j, n-1) - T(i, j, n)] \cdot h_x \cdot h_y +$$

$$+ \sum_{j=Ny1}^{Ny3} \sum_{i=Nx2}^{Nx} C_3 \cdot \rho_3 \cdot [T(i, j, n-1) - T(i, j, n)] \cdot h_x \cdot h_y.$$

Здесь  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности,  $Q_{исп}$  – тепловой эффект реакции испарения жидкости,  $W_{исп}$  – массовая скорость испарения жидкости,  $T(i, j, n-1)$  – температура воздуха на  $(n-1)$ -ом временном слое,  $T(i, j, n)$  – температура воздуха на  $n$ -ом временном слое,  $i$  и  $j$  – номера узлов координатной сетки по  $x$  и  $y$  соответственно,  $Nx$  и  $Ny$  – число узлов координатной сетки по  $x$  и  $y$  соответственно,  $h_x$  и  $h_y$  – шаги по координате  $x$  и  $y$  соответственно,  $\Delta t$  – шаг по времени,  $N$  – число шагов по времени.

Массовая скорость испарения жидкости вычислена из соотношения [17]:

$$W_{исп} = \frac{A \cdot (P^H - P)}{\sqrt{2 \cdot \pi \cdot R \cdot T_n / M}},$$

где  $A$  – коэффициент аккомодации,  $P^H$  – давление насыщения паров жидкого горючего вещества,  $P$  – давление паров над поверхностью,  $M$  – молекулярная масса жидкого горючего вещества,  $T_n$  – температура поверхности жидкости.

Коэффициент аккомодации рассчитан по формуле [18]:

$$A = \frac{35}{(P^H)^{0,56}}.$$

### Результаты и обсуждение

Численное моделирование процесса воспламенения выполнено при значениях теплофизических и термодимических характеристик взаимодействующих веществ, приведенных в [2, 19–22].

Численный анализ процесса воспламенения типичных топлив (бензин, керосин, дизельное топливо) одиночными «горячими» частицами различной физической природы (углерод, сталь, алюминий) позволил установить, что при уменьшении размеров частицы ( $H_c$ ,  $L_c$ ) и её начальной температуры  $T_c$  время задержки воспламенения увеличивается (табл. 1), т. к. уменьшается теплосодержание частицы. Вследствие этого при её взаимодействии с жидкостью меньше тепла расходуется на нагрев и испарение последней. Установлено, что процесс взаимодействия металлических частиц с жидкими топливами происходит более интенсивно в отличие от углеродистых частиц. Это объясняется тем, что у металлов теплопроводность и плотность существенно превышают аналогичные показатели для углерода [20].

В процессе моделирования определен характер влияния частичного погружения источника зажигания в жидкость и парового зазора между частицей и жидкостью, образующегося в результате испарения последней, на время задержки воспламенения (табл. 1).

**Таблица 1.** Времена задержки воспламенения в системе «стальная частица – бензин – воздух» в зависимости от температуры частицы при  $H_c=1$  мм,  $L_c=0,4$  мм

$T_c$ , К	1000	975	950	925	900	875	850	825
$t_3^*$ , с	0,128	0,262	0,403	0,579	0,715	0,982	1,231	1,526
$t_3^{**}$ , с	1,545	1,721	1,969	2,317	2,845	3,217	Нет воспламенения	

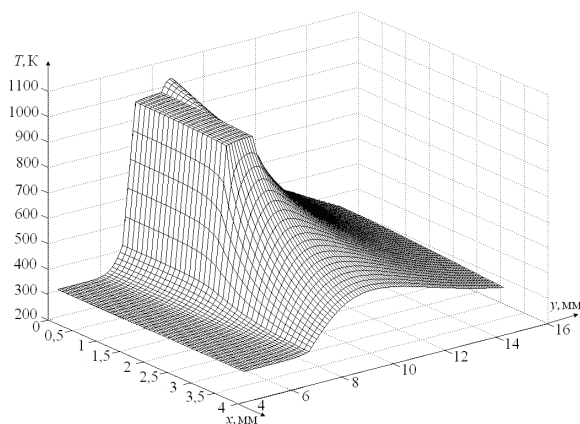
\*без учета парового зазора между частицей и жидкостью и погружения частицы в жидкость (рис. 1, а);

\*\*с учетом (рис. 1, б)

При погружении частицы в жидкость увеличивается площадь поверхности частицы, с которой осуществляется теплоотвод в жидкость, уменьшается площадь участков боковых поверхностей частицы, на которых осуществляется нагрев движущихся вверх паров горючего. Частица по мере погружения в жидкость более интенсивно остывает. При наличии парового зазора, представляющего область с существенно более низкой по сравнению с частицей и жидкостью теплопроводностью, меньшее количество тепла передается жидкости от частицы. Вследствие этого значительно увеличивается  $t_3$  (табл. 1) и уменьшается вероятность воспламенения жидкости.

В качестве иллюстрации приведено температурное поле в момент воспламенения при взаимо-

действии стальной одиночной частицы и бензина (рис. 2). Моделирование выполнено с расчетной сеткой 200×400.



**Рис. 2.** Температурное поле системы «стальная частица – бензин – воздух» в момент воспламенения ( $t_i=1,545$  с) при  $T_i=1000$  К,  $H_i=1$  мм,  $L_i=0,4$  мм

В результате численного решения задачи установлено, что воспламенение происходит в малой по размерам газовой области над частицей в районе оси симметрии (рис. 2). Это можно объяснить тем, что пары горючего за счет диффузии и конвекции удаляются от поверхности жидкости, нагреваются за счет теплообмена с боковыми поверхностями частицы и объединяются над частицей. В итоге локальные экстремумы температур смеси паров горючего с воздухом и концентраций горючего в этой области существенно превышают значения градиентов в других областях.

При численном моделировании исследуемых процессов установлены зависимости точности вычисления баланса энергии от шага по времени  $\Delta t$  и координате  $h_x=h_y$  (табл. 2, 3).

**Таблица 2.** Зависимость погрешности вычисления баланса энергии от шага по времени при  $h_x=h_y=0,05$  мм

$\Delta t$ , мс	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

Табл. 2 показывает, что при уменьшении шага по времени значительно уменьшается погрешность по балансу энергии в рассматриваемой системе. Следует отметить, что при шагах по времени меньше 1 мкс наблюдается значительное увеличение вычислительных затрат и незначительное уменьшение  $\varepsilon$ . Поэтому для получения достаточно высо-

кой точности вычисления можно использовать шага по времени порядка 1 мкс. Это еще раз подчеркивает трудность экспериментального исследования процессов воспламенения, характеризующихся высокой скоростью протекания реакций, большими градиентами температуры и концентраций компонентов взаимодействующих веществ.

**Таблица 3.** Зависимость погрешности вычисления баланса энергии от шага по пространственной координате  $h_x=h_y$  при  $\Delta t=1$  мкс

$h_x=h_y$ , мм	0,2	0,1	0,05	0,04	0,03	0,02
$N_x$	50	100	200	250	300	500
$N_y$	100	200	400	500	600	1000
$\varepsilon$ , %	2,184	2,014	2,003	1,982	1,973	1,965

Из табл. 3 видно, что погрешность вычисления баланса энергии уменьшается с увеличением числа узлов пространственной сетки  $N_x$  и  $N_y$ . Однако при  $\Delta t=1$  мкс для области решения задачи размерами  $H=L=20$  мм сетка 200×400 дает приемлемый результат. Дальнейшее уменьшение шага по координате приводит к незначительному уменьшению  $\varepsilon$ . Поэтому можно считать, что определяющую роль при выборе расчетной сетки играет шаг по времени  $\Delta t$ , а не шаг по координате, как можно было предположить.

### Заключение

Математическая модель газофазного воспламенения жидких углеводородных топлив, представленная в данной работе, позволила установить зависимости интенсивности процессов взаимодействия накаливаемых частиц с горючими жидкостями от температуры, материала и размеров источника зажигания. В результате численного моделирования выявлено, что на время задержки воспламенения жидкости существенное влияние оказывают процессы погружения частицы в жидкость и формирования парового зазора между частицей и жидкостью. Получены распределения температур с точностью 2 % при шаге по времени 1 мкс и шаге по координате 0,1 мм. С учетом значительной нелинейности задачи полученные результаты можно считать удовлетворительными и использовать для дальнейшего развития моделей зажигания жидких конденсированных веществ одиночными накаливаемыми частицами различной физической природы.

*Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (код проекта 06-08-00366-а).*

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Статистика пожаров в Российской Федерации за 7 месяцев 2006 г. // Пожаровзрывобезопасность. – 2006. – Т. 15. – № 5. – С. 68.
2. Горшков В.И. Тушение пламени горючих жидкостей. – М.: Пожнаука, 2007. – 268 с.
3. Кумагаи С. Горение: пер. с англ. / С. Кумагаи; пер. С.К. Орджоникидзе; пер. Б.С. Ермолаев. – М.: Химия, 1979. – 255 с.

4. Dagaut P., Cathonnet M. The ignition, oxidation, and combustion of kerosene: A review of experimental and kinetic modeling // Progress in energy and combustion science. – 2006. – № 32. – P. 48–92.
5. Варнатц Ю.М. Горение. Физические и химические аспекты, моделирование, эксперименты, образование загрязняющих веществ: пер. с англ. / Ю.М. Варнатц, У. Маас, Р. Диббл. – М.: Физматлит, 2006. – 352 с.

6. Золотко А.Н., Вовчук Я.И., Шевчук В.Г., Полетаев Н.И. Воспламенение и горение газовзвесей // Физика горения и взрыва. – 2005. – № 6. – С. 3–14.
7. Новожилов Б.В. Нестационарное горение твердых ракетных топлив. – М.: Наука, 1973. – 176 с.
8. Виллонов В.Н. Теория зажигания конденсированных веществ. – Новосибирск: Наука, 1984. – 190 с.
9. Вильямс Ф.А. Теория горения: пер. с англ. / Ф.А. Вильямс; пер. С.С. Новиков, Ю.С. Рязанцев. – М.: Наука, 1971. – 615 с.
10. Зельдович Я.Б. Математическая теория горения и взрыва. – М.: Наука, 1980. – 478 с.
11. Роуч П.Дж. Вычислительная гидродинамика: пер. с англ. / П.Дж. Роуч; Под ред. П.И. Чушкина. – М.: Мир, 1980. – 616 с.
12. Джалурия Й. Естественная конвекция: тепло- и массообмен: пер. с англ. / Й. Джалурия. – М.: Мир, 1983. – 399 с.
13. Численное моделирование процессов тепло- и массообмена / Под ред. В.М. Пасконова, В.И. Полежаева, Л.А. Чудова. – М.: Наука, 1984. – 277 с.
14. Франк-Каменецкий Д.А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. – М.: Наука, 1987. – 490 с.
15. Самарский А.А. Теория разностных схем. – М.: Наука, 1983. – 616 с.
16. Коздоба Л.А. Методы решения нелинейных задач теплопроводности. – М.: Наука, 1975. – 227 с.
17. Полежаев Ю.В., Юрьевич Ф.Б. Тепловая защита. – М.: Энергия, 1976. – 391 с.
18. Исаченко В.П. Теплообмен при конденсации. – М.: Энергия, 1977. – 239 с.
19. Варгафтик Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. – М.: ООО «Старс», 2006. – 720 с.
20. Бабичев А.П., Бабушкина Н.А., Братковский А.М. Физические величины: Справочник. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 1232 с.
21. Щетинков Е.С. Физика горения газов. – М.: Наука, 1965. – 739 с.
22. Корольченко А.Я. Пожаровзрывоопасность веществ и материалов и средства их тушения: справочник / Под ред. А.Я. Корольченко, Д.А. Корольченко. – М.: Пожнаука, 2004. – Ч. 1. – 713 с.

Поступила 05.02.2008 г.

УДК 621.396.6

## ОБ УСЛОВИЯХ ПРИМЕНЕНИЯ ИМПУЛЬСНЫХ МЕТОДОВ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ

Г.В. Кузнецов, М.Д. Кац

Томский политехнический университет  
E-mail: dean@ped.tpu.ru

*Проведен анализ условий экспериментов по определению теплофизических характеристик материалов с применением импульсных методов. Численно решена задача о нестационарном температурном поле образца при воздействии на его поверхность теплового импульса малой временной протяженности. Установлены границы диапазонов возможного изменения величины импульсного теплового потока к поверхности материала, продолжительности импульса и толщины экспериментальных образцов (в зависимости от типа материала), обеспечивающих достоверность полученных результатов.*

### Введение

Появление в технике новых синтетических и композиционных материалов с неизвестными теплофизическими характеристиками (ТФХ) требует высокопроизводительных процедур их надежного определения. Известны [1, 2] импульсные методы, позволяющие определять коэффициенты теплопроводности и теплоемкости, а также теплоемкость материала за короткий промежуток времени с минимальными затратами временных и материальных ресурсов.

Наиболее простым по реализации и, соответственно привлекательным, является метод лазерного импульса [1], сущность которого состоит в поглощении в тонком слое фронтальной поверхности образца импульса лучистой энергии и регистрации изменения во времени температуры его обратной поверхности. Полученная по итогам экспериментов информация позволяет рассчитать коэффициенты исследуемого материала (теплопроводность,

теплоемкость и теплопроводность) с использованием выражений:

$$a = 1,37 l^2 / (\pi^2 \tau_{0,5}); \quad (1)$$

$$c = Q / (T_{\max} \rho l); \quad (2)$$

$$\lambda = a c \rho, \quad (3)$$

где  $l$  – толщина образца, м;  $\rho$  – плотность материала, кг/м<sup>3</sup>;  $a$  – теплопроводность, м<sup>2</sup>/с;  $\tau_{0,5}$  – время достижения на «холодной» границе половины амплитуды перегрева, с;  $c$  – теплоемкость образца Дж/(кг·К);  $Q$  – энергия, поглощенная образцом, Дж/м<sup>2</sup>;  $T_{\max}$  – максимальная температура нагрева образца, К;  $\lambda$  – теплопроводность, Вт/(м·К).

Измерения температур «холодной» поверхности образца возможны только с некоторыми погрешностями из-за высокой инерционности как термодатчиков, так и оптических методов измерения.

Недостатками метода [1, 2] являются допущения о неограниченной величине теплового потока лазер-