

Прокофьева М. В., магистрант

Катаева Л. Ю., доктор физ.-мат.наук, профессор

Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗАЖИГАНИЯ ЖИДКОГО ТОПЛИВА ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ПОТОКОВ СВЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ МЕТОДА КРУПНЫХ ЧАСТИЦ

Аннотация

В статье приводятся результаты численного моделирования зажигания жидкого топлива под воздействием направленных потоков излучения на основе математической модели с помощью метода крупных частиц, а также исследуется механизм процесса и его параметры.

Ключевые слова: математическая модель, разностная схема, метод крупных частиц, зажигание топлива, время зажигания

Keywords: mathematical model, difference scheme, method of large particles, ignition of fuel, ignition time.

Воздействие различных видов излучения на вещества всегда привлекало внимание исследователей. Яркое солнечное излучение нередко приводит к появлению локальных очагов пожаров. Основная цель – спрогнозировать возможные возгорания и проследить, с какой скоростью они могут распространяться. Особенную опасность представляют тонкие плёнки горючих жидкостей, на прогрев и испарение которых расходуется небольшая доля энергии источника тепла.

Экспериментальное исследование таких процессов требует использования высокоточной измерительной техники, больших затрат ресурсов и времени. В ряде случаев такие исследования вообще невозможны вследствие малых значений размеров зон воспламенения и времён задержки зажигания. По этим причинам теоретическое исследование физико-химических процессов в жидких конденсированных веществах при воздействии концентрированных потоков светового излучения является актуальной, не решенной до настоящего времени задачей.

Рассмотрена математическая модель изменения фазового состояния и физико-химических превращений в системе «концентрированный поток светового излучения – жидкость – воздух» (Рис.1), которая подробно рассмотрена в работе [1,30].

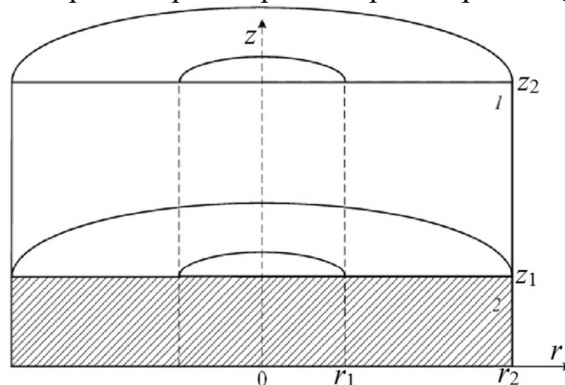


Рис. 1. Схема области решения задачи: 1 – смесь паров жидкого топлива с воздухом; 2 – жидкость

Предполагается, что на поверхность жидкого конденсированного вещества непрерывно воздействует концентрированный поток светового излучения, имеющий радиус зоны действия r_1 . За счёт подводимой энергии поверхностные слои жидкости прогреваются. Начинается процесс испарения. Пары горючего диффундируют от поверхности жидкости в воздух и начинают с ним взаимодействовать. При этом увеличивается доля энергии, поглощаемой в газовой фазе при прохождении потока светового излучения. Вследствие этого формирующаяся парогазовая смесь разогревается, а интенсивность испарения горючей жидкости снижается. При достижении пороговых значений концентрации паров горючего в воздухе и температуры парогазовой смеси происходит зажигание. Интервал времени с момента начала воздействия потока светового излучения на жидкость до её воспламенения считается временем задержки зажигания t_d .

Рассмотрена осесимметричная задача, которая решена в цилиндрических координатах.

В качестве воспламеняемых жидких веществ рассмотрены типичные пожароопасные жидкости: керосин и бензин.

Проводилось численное решение следующих уравнений в безразмерных переменных:

• Уравнения энергии (для газовой фазы)

В зоне действия светового излучения:

$$\frac{\partial \Theta_1}{\partial \tau} + U \cdot \frac{\partial \Theta_1}{\partial R} + V \cdot \frac{\partial \Theta_1}{\partial Z} = \frac{1}{\sqrt{Ra_1 \cdot Pr_1}} \left(\frac{\partial^2 \Theta_1}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial \Theta_1}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Theta_1}{\partial Z^2} \right) + \frac{z_2}{\rho_1 \cdot C_1 \cdot V_m \cdot \Delta T} \cdot \left(Q_0 \cdot W_0 + \frac{\partial H(Z)}{\partial Z} \right);$$

Вне зоны действия светового излучения:

$$\frac{\partial \Theta_1}{\partial \tau} + U \cdot \frac{\partial \Theta_1}{\partial R} + V \cdot \frac{\partial \Theta_1}{\partial Z} = \frac{1}{\sqrt{Ra_1 \cdot Pr_1}} \left(\frac{\partial^2 \Theta_1}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial \Theta_1}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Theta_1}{\partial Z^2} \right) + \frac{Q_0 \cdot W_0 \cdot z_2}{\rho_1 \cdot C_1 \cdot V_m \cdot \Delta T};$$

• Уравнения теплопроводности (для жидкой фазы)

В зоне действия светового излучения:

$$\frac{1}{Fo_2} \cdot \frac{\partial \Theta_2}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial \Theta_2}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial Z^2} + \frac{z_2 \cdot W_0}{\rho_2 \cdot V_m};$$

Вне зоны действия светового излучения:

$$\frac{1}{Fo_2} \cdot \frac{\partial \Theta_2}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial \Theta_2}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial Z^2};$$

• Уравнение диффузии

$$\frac{\partial C_f}{\partial \tau} + U \cdot \frac{\partial C_f}{\partial R} + V \cdot \frac{\partial C_f}{\partial Z} = \frac{1}{Sc_3} \cdot \sqrt{\frac{Pr_3}{Ra_3}} \cdot \left(\frac{\partial^2 C_f}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial C_f}{\partial R} + \frac{\partial^2 C_f}{\partial Z^2} \right) - \frac{z_2 \cdot W_0}{V_m \cdot \rho_3};$$

• Уравнение Пуассона

$$\frac{\partial \Psi}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Psi}{\partial R^2} - \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial \Psi}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Z^2} + R \cdot \Omega;$$

• Уравнение завихрённости

$$\frac{\partial \Omega}{\partial \tau} + U \cdot \frac{\partial \Omega}{\partial R} + V \cdot \frac{\partial \Omega}{\partial Z} - U \cdot \frac{\Omega}{R} = \sqrt{\frac{Pr_1}{Ra_1}} \cdot \left(\frac{\partial^2 \Omega}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial \Omega}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Omega}{\partial Z^2} - \frac{\Omega}{R^2} \right) + \frac{\partial \Theta_1}{\partial R};$$

Индексы «1», «2», «3» соответствуют парогазовой смеси, жидкому топливу и парам горючего соответственно. В представленной системе

τ – время;

Θ – температура;

C_f – массовая доля паров жидкого горючего вещества в парогазовой смеси;

Ψ – функция тока;

Ω – вектор вихря;

U, V – составляющие скорости конвекции в проекции на ось r и z соответственно;

Q_0 – тепловой эффект реакции окисления паров горючего в воздухе, МДж/кг;

W_0 – массовая скорость окисления паров горючего в воздухе, кг/(м³·с);

$H(Z)$ – плотность энергии светового излучения, Вт/м²;

ρ – плотность, кг/м³;

C – удельная теплоёмкость, Дж/(кг·К);

V_m – масштаб скорости конвекции в проекции на ось z ;

$\Delta T = T_m - T_0$, T_m – масштаб температуры, T_0 – начальная температура;

Также использовались безразмерные комплексы число Рэлея Ra , число Прандтля Pr , число Шмидта Sc .

Для решения системы дифференциальных уравнений с соответствующими начальными и граничными условиями использовался метод «крупных частиц».

Основная идея метода состоит в расщеплении исходной системы дифференциальных уравнений по физическим процессам. Весь процесс вычислений состоит из многократного повторения шагов по времени. Расчет каждого временного шага в свою очередь разбивается на три этапа:

1. Эйлера этап. Пренебрегаем всеми эффектами, связанными с перемещением вещества (потока массы через границы ячеек нет). Решаем первую часть «разбитой» системы уравнений:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \Theta_1}{\partial \tau} = \frac{1}{\sqrt{Ra_1 \cdot Pr_1}} \left(\frac{\partial^2 \Theta_1}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial \Theta_1}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Theta_1}{\partial Z^2} \right) + \frac{z_2}{\rho_1 \cdot C_1 \cdot V_m \cdot \Delta T} \cdot \left(Q_0 \cdot W_0 + \frac{\partial H(Z)}{\partial Z} \right), 0 < r < r_1 \\ \frac{\partial \Theta_1}{\partial \tau} = \frac{1}{\sqrt{Ra_1 \cdot Pr_1}} \left(\frac{\partial^2 \Theta_1}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial \Theta_1}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Theta_1}{\partial Z^2} \right) + \frac{Q_0 \cdot W_0 \cdot z_2}{\rho_1 \cdot C_1 \cdot V_m \cdot \Delta T}, r_1 < r < r_2 \\ \frac{1}{Fo_2} \cdot \frac{\partial \Theta_2}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial \Theta_2}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial Z^2} + \frac{z_2 \cdot W_0}{\rho_2 \cdot V_m}, 0 < r < r_1 \\ \frac{1}{Fo_2} \cdot \frac{\partial \Theta_2}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial \Theta_2}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial Z^2}, r_1 < r < r_2 \\ \frac{\partial C_f}{\partial \tau} = \frac{1}{Sc_3} \cdot \sqrt{\frac{Pr_3}{Ra_3}} \cdot \left(\frac{\partial^2 C_f}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial C_f}{\partial R} + \frac{\partial^2 C_f}{\partial Z^2} \right) - \frac{z_2 \cdot W_0}{V_m \cdot \rho_3} \\ \frac{\partial \Psi}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Psi}{\partial R^2} - \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial \Psi}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Z^2} + R \cdot \Omega, \\ \frac{\partial \Omega}{\partial \tau} = \sqrt{\frac{Pr_1}{Ra_1}} \cdot \left(\frac{\partial^2 \Omega}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial \Omega}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Omega}{\partial Z^2} - \frac{\Omega}{R^2} \right) + \frac{\partial \Theta_1}{\partial R}; \end{array} \right.$$

Для обобщения решаемых уравнений введем величину

$F = \{\Theta_1, \Theta_2, C_f, \Psi, \Omega\}$. Решение проводится с помощью метода конечных разностей с

использованием следующих разностных схем:

$$\left(\frac{\partial F}{\partial \tau}\right)_{ij}^n = \frac{\tilde{F}_{ij}^n - F_{ij}^n}{\Delta \tau}$$

$$\frac{\partial F_{ij}}{\partial r} = \frac{F_{i+\frac{1}{2},j} - F_{i-\frac{1}{2},j}}{\Delta r}, \text{ где } F_{i+\frac{1}{2},j} = \frac{F_{i+1,j} + F_{ij}}{2}, F_{i-\frac{1}{2},j} = \frac{F_{i-1,j} + F_{ij}}{2}$$

$$\frac{\partial F_{ij}}{\partial z} = \frac{F_{i,j+\frac{1}{2}} - F_{i,j-\frac{1}{2}}}{\Delta z}, \text{ где } F_{i,j+\frac{1}{2}} = \frac{F_{i,j+1} + F_{ij}}{2}, F_{i,j-\frac{1}{2}} = \frac{F_{i,j-1} + F_{ij}}{2}$$

2.Лагранжев этап. Вычисляем плотность потока массы при движении вещества через границы эйлеровых ячеек, используя формулы второго порядка точности.

$$\Delta F_{i\pm\frac{1}{2},j} = \begin{cases} \left(F_{ij} + \frac{F_{i\pm 1,j} - F_{i\mp 1,j}}{4}\right) \cdot \left(U_{ij} + \frac{U_{i\pm 1,j} - U_{i\mp 1,j}}{4}\right), U_{i\pm\frac{1}{2},j} > 0 \\ \left(F_{i\pm 1,j} + \frac{F_{i\pm 2,j} - F_{ij}}{4}\right) \cdot \left(U_{i\pm 1,j} + \frac{U_{i\pm 2,j} - U_{ij}}{4}\right), U_{i\pm\frac{1}{2},j} < 0 \\ 0, U_{i\pm\frac{1}{2},j} = 0 \end{cases}$$

$$\Delta F_{i,j\pm\frac{1}{2}} = \begin{cases} \left(F_{ij} + \frac{F_{i,j\pm 1} - F_{i,j\mp 1}}{4}\right) \cdot \left(V_{ij} + \frac{V_{i,j\pm 1} - V_{i,j\mp 1}}{4}\right), V_{i,j\pm\frac{1}{2}} > 0 \\ \left(F_{i,j\pm 1} + \frac{F_{i,j\pm 2} - F_{ij}}{4}\right) \cdot \left(V_{i,j\pm 1} + \frac{V_{i,j\pm 2} - V_{ij}}{4}\right), V_{i,j\pm\frac{1}{2}} < 0 \\ 0, V_{i,j\pm\frac{1}{2}} = 0 \end{cases}$$

3.Заключительный этап. Определяются окончательные значения параметров потока. На этом этапе рассматриваем вторую часть исходной системы:

$$\begin{cases} \frac{\partial \Theta_1}{\partial \tau} + U \cdot \frac{\partial \Theta_1}{\partial R} + V \cdot \frac{\partial \Theta_1}{\partial Z} = 0, \\ \frac{\partial C_f}{\partial \tau} + U \cdot \frac{\partial C_f}{\partial R} + V \cdot \frac{\partial C_f}{\partial Z} = 0, \\ \frac{\partial \Omega}{\partial \tau} + U \cdot \frac{\partial \Omega}{\partial R} + V \cdot \frac{\partial \Omega}{\partial Z} - U \cdot \frac{\Omega}{R} = 0; \end{cases}$$

В общем виде уравнения принимают вид $\frac{\partial F}{\partial \tau} + U \cdot \frac{\partial F}{\partial R} + V \cdot \frac{\partial F}{\partial Z} = 0$.

Его решение ищем следующим образом:

$$F_{ij}^{n+1} = \tilde{F}_{ij}^n - \Delta \tau \cdot \left(\frac{\Delta F_{i+\frac{1}{2},j} - \Delta F_{i-\frac{1}{2},j}}{\Delta r} + \frac{\Delta F_{i,j+\frac{1}{2}} - \Delta F_{i,j-\frac{1}{2}}}{\Delta z} \right)$$

Это соотношение определяет новое состояние «крупных» частиц (эйлеровых ячеек) на (n+1)-м временном слое.

Затем ставятся граничные условия, и цикл из 3-х этапов повторяется.

Принцип метода «крупных частиц» можно описать следующим образом: вначале изучается изменение внутреннего состояния подсистем, находящихся в ячейках – крупных частицах, в предположении их замороженности или неподвижности (эйлеров этап), а затем рассматривается смещение всех частиц пропорционально их скорости и времени $\Delta \tau$ без изменения внутреннего состояния подсистемы с последующим пересчетом расчётной сетки в начальное состояние (лагранжев и заключительный этапы).

Эволюция всей системы на время $\Delta \tau$ представлена на Рис.2

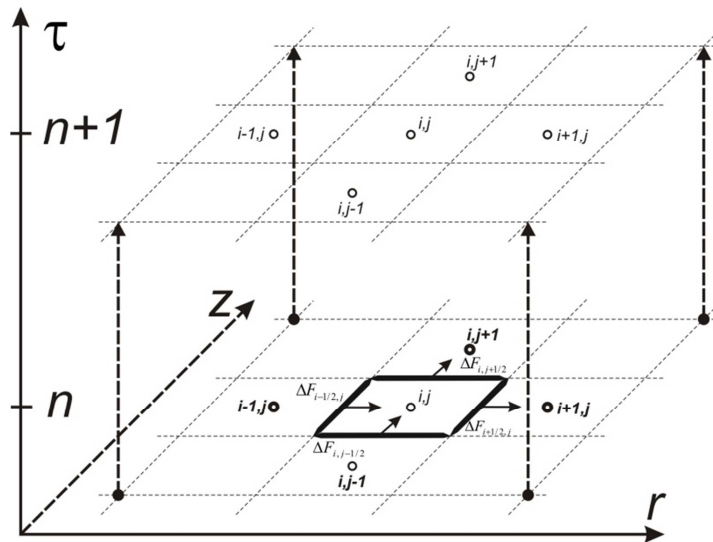


Рис.2 Графическое представление принципа работы метода «крупных частиц»

Численное решение проводилось с помощью среды разработки Microsoft Visual C++, а графическое представление результатов с использованием пакета прикладных математических программ Scilab.

С помощью программной реализации построены контурные графики исследуемых величин, таким образом можно отследить как развивается процесс в визуальном представлении, что более наглядно. На Рис.3 представлены графики состояния массовой доли паров горючего вещества в парогазовой смеси в момент зажигания. Наибольших значений данная величина достигает в зоне действия излучения, что объясняется активным испарением горючего в этой области.

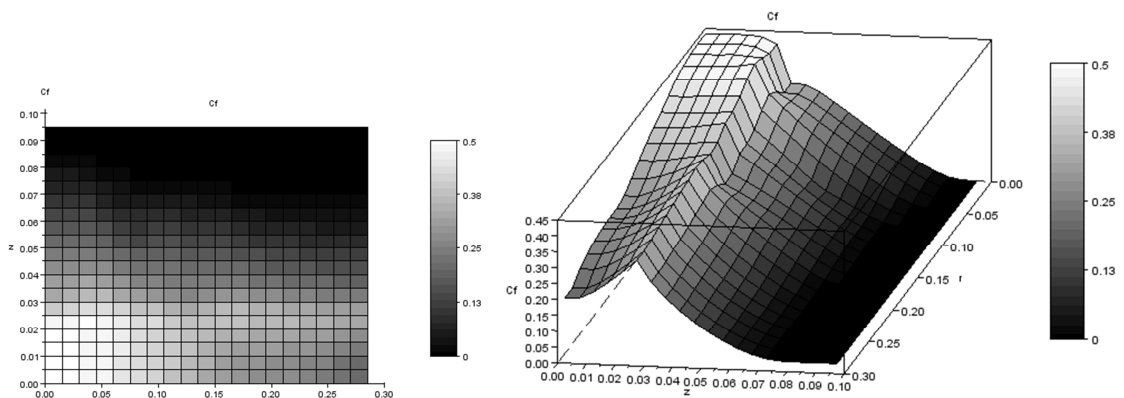


Рис. 3 Состояние массовой доли паров горючего вещества в парогазовой смеси в момент зажигания при радиусе зоны действия излучения $r_1=0,1\text{m}$ и мощности потока $p=100\text{Вт}$

Также для исследования свойств рассматриваемого процесса были определены зависимости времён задержки зажигания горючей жидкости от радиуса зоны действия излучения r_1 , мощности концентрированного потока светового излучения p и начальной температуры жидкого топлива Θ_2^{st} .

Рис.4 иллюстрирует, что время задержки зажигания жидкого топлива сильно меняется при уменьшении радиуса зоны действия потока светового излучения в выбранном диапазоне. Это можно объяснить тем, что при меньшем радиусе зоны действия r_1 большая часть тепла подводится к небольшой площадке на поверхности жидкости. Благодаря этому происходит ускорение процесса испарения, возрастает

концентрация паров горючего над поверхностью жидкого конденсированного вещества. Чем меньше r_1 , тем быстрее температура парогазовой смеси и концентрации её компонентов достигают критических значений.

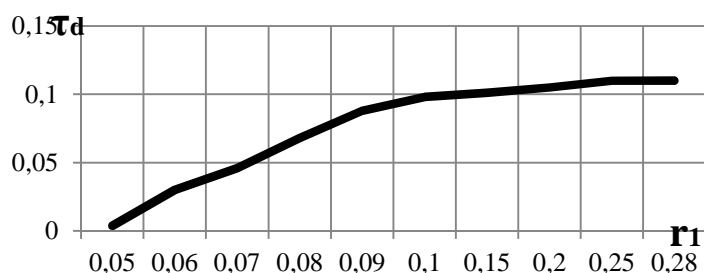


Рис.4 Зависимость безразмерного времени зажигания τ_d от радиуса зоны действия направленного светового излучения r_1 .

При уменьшении мощности концентрированного потока излучения от 200Вт до 40Вт время задержки зажигания увеличилось на 12,8%.

Это объясняется тем, что уменьшается количество тепла, которое подводится к воспламеняемой жидкости от источника зажигания. Так как плотность энергии концентрированного потока светового излучения максимальна на оси симметрии, на этом участке с понижением мощности значительно уменьшается доля теплоты, расходуемой на прогрев и испарение жидкости.

При варьировании начальной температуры жидкого топлива в пределах от 311К до 259К время задержки зажигания увеличивается на 14 %. Это свидетельствует о довольно значительном воздействии изменения начальной температуры жидкого конденсированного вещества на исследуемый процесс, поскольку от этого параметра рассматриваемой системы зависит скорость испарения горючего.

Полученные результаты позволяют сделать вывод о том, что оптимальные условия зажигания реализуются при минимальных значениях радиуса и максимально возможных плотностях потока излучения.

Результаты численного моделирования изменения фазового состояния и физико-химических превращений в системе «концентрированный поток светового излучения – жидкость – воздух» показывают возможность реализации процесса в достаточно широком диапазоне внешних условий и внутренних параметров системы, что подтверждает высокую потенциальную опасность возникновения пожаров при воздействии потока светового излучения на жидкое конденсированное вещество.

Литература:

1. Высокоморная, О.В. Численное решение плоской задачи зажигания жидкого конденсированного вещества потоком излучения / О.В. Высокоморная, Г.В. Кузнецов, П.А. Стрижак ; НИ ТПУ. – Томск, 2010. – 18 с. – Деп. в ВИНТИ 14.07.2010, № 439.
2. Патанкар С.В. Численное решение задач теплопроводности и конвективного теплообмена при течении в каналах. Москва: Изд-во МЭИ, 2003.
3. Самарский, А.А. Теория разностных схем / А.А. Самарский. – М. : Наука, 1983. – 616с.
4. Варшавский, Г.А. Горение капли жидкого топлива / Г.А. Варшавский. – В кн.: Теория горения порохов и взрывчатых веществ. – М. : Наука, 1982. – С. 87–107.