

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мержанов А.Г., Хайкин Б.И. О горении вещества с твердым реакционным слоем // Доклады АН СССР. – 1967. – Т. 173. – № 6. – С. 1382–1385.
2. Мержанов А.Г. Самораспространяющийся высокотемпературный синтез // Физическая химия: Современные проблемы. Ежегодник / под ред. Я.М. Колотыркина. – М.: Химия, 1983. – С. 6–45.
3. Бойко В.И., Демянук Д.Г., Долматов О.Ю., Шаманин И.В., Исаченко Д.С. Самораспространяющийся высокотемпературный синтез поглощающих материалов для ядерных энергетических установок // Известия Томского политехнического университета. – 2005. – Т. 308. – № 4. – С. 78–81.
4. Левашов Е.А., Рогачев А.С., Юхвид В.И., Боровинская И.П. Физико-химические и технологические основы самораспространяющегося высокотемпературного синтеза. – М.: Изд-во «БИНОМ», 1999. – 176 с.

Поступила 31.03.2010 г.

УДК 536.468

ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС ПРИ ЛОКАЛЬНОМ НАГРЕВЕ И ЗАЖИГАНИИ ЖИДКОГО ТОПЛИВА СФОКУСИРОВАННЫМ ПОТОКОМ ИЗЛУЧЕНИЯ

О.В. Высокоморная, Г.В. Кузнецов, П.А. Стрижак

Томский политехнический университет
E-mail: pavelspa@tpu.ru

Выполнено численное моделирование комплекса взаимосвязанных процессов тепломассопереноса с фазовыми переходами и химическими реакциями при нагреве и последующем зажигании типичного жидкого топлива сфокусированным потоком излучения. Установлены масштабы влияния процесса поглощения энергии парогазовой смесью и жидкостью на характеристики зажигания.

Ключевые слова:

Тепломассоперенос, зажигание, парогазовая смесь, жидкое топливо, излучение.

Key words:

Heat and mass transfer, ignition, vapor and gas mixture, liquid fuel, radiation.

Введение

Одними из возможных источников зажигания конденсированных веществ являются концентрированные потоки излучения [1]. Известны результаты теоретических и экспериментальных исследований процессов зажигания твердых топлив такими потоками [1–3]. Закономерности зажигания жидких конденсированных веществ (например, типичных жидких топлив) менее изучены. В частности, не решена задача о зажигании жидкого топлива в условиях поглощения энергии потоком продуктов испарения жидкости. Этот фактор может играть большую роль при нагреве в условиях естественной конвекции и излучения. В классической теории зажигания [4] подобные факторы не проанализированы.

Цель данной работы — численное исследование комплекса взаимосвязанных физико-химических процессов при нагреве и последующем зажигании жидкого топлива сфокусированным потоком излучения.

Постановка задачи

Рассматривается система «поток лазерного излучения — смесь паров жидкого топлива с окислителем», рис. 1.

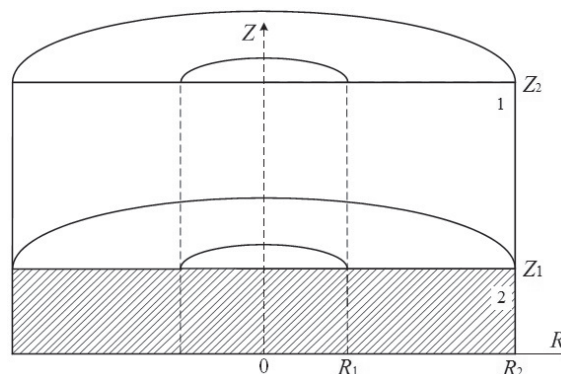


Рис. 1. Схема области решения задачи: 1) парогазовая смесь; 2) жидкое топливо

Предполагается, что на поверхность типичного жидкого топлива — керосина непрерывно воздействует пучок сфокусированного лазерного излучения мощностью p . Радиус зоны действия излучения составляет R_1 . За счет энергии излучения поверхностные слои жидкого топлива прогреваются и происходит испарение жидкости. Формирующиеся пары горючего вступают в реакцию с окислителем. Часть энергии поглощается газовой смесью при прохождении лазерных лучей. При достижении критических температур парогазовой смеси и концентрации ее компонентов происходит зажигание.

При моделировании не учитывается возможное выгорание жидкого топлива. Известно [4], что фактор выгорания замечен только при длительном нагреве вещества (более 5 с). При быстрых (время задержки зажигания менее 0,5 с) скоростях зажигания роль этого фактора малозначительна [5].

Известны три критерия зажигания конденсированных веществ [4–6]:

1. Установление нулевого градиента температур на границе «источник энергии – вещество».
2. Энергия, выделяемая при химическом реагировании паров горючего с окислителем, превышает энергию, передаваемую от источника.
3. Резкий рост температуры и выгорание в какой-либо точке вещества.

При моделировании в рассматриваемой системе (рис. 1) принимается, что зажигание происходит, когда в расчётной области ($0 < R < R_2$, $Z_1 < Z < Z_2$) энергия, выделяемая при химическом реагировании паров горючего с окислителем, превышает энергию, передаваемую от источника жидкому топливу. Этот критерий является наиболее адекватным моделируемому комплексу процессов.

Система нелинейных нестационарных дифференциальных уравнений при $0 < \tau < \tau_d$ включает уравнение:

- неразрывности парогазовой смеси ($0 < R < R_2$, $Z_1 < Z < Z_2$):

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

- движения парогазовой смеси ($0 < R < R_2$, $Z_1 < Z < Z_2$):

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \Omega}{\partial \tau} + U \frac{\partial \Omega}{\partial R} + V \frac{\partial \Omega}{\partial Z} - U \frac{\Omega}{R} = \\ & = \sqrt{\frac{\text{Pr}_1}{\text{Ra}_1}} \left[\frac{\partial^2 \Omega}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \Omega}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Omega}{\partial Z^2} - \frac{\Omega}{R^2} \right] + \frac{\partial \Theta_1}{\partial R}; \end{aligned} \quad (2)$$

- энергии для парогазовой смеси в зоне действия лазера ($0 < R < R_1$, $Z_1 < Z < Z_2$):

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \Theta_1}{\partial \tau} + U \frac{\partial \Theta_1}{\partial R} + V \frac{\partial \Theta_1}{\partial Z} = \\ & = \frac{1}{\sqrt{\text{Ra}_1 \text{Pr}_1}} \left[\frac{\partial^2 \Theta_1}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \Theta_1}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Theta_1}{\partial Z^2} \right] + \text{Sr}_1; \end{aligned} \quad (3)$$

- энергии для парогазовой смеси вне зоны действия лазера ($R_1 < R < R_2$, $Z_1 < Z < Z_2$):

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \Theta_1}{\partial \tau} + U \frac{\partial \Theta_1}{\partial R} + V \frac{\partial \Theta_1}{\partial Z} = \\ & = \frac{1}{\sqrt{\text{Ra}_1 \text{Pr}_1}} \left[\frac{\partial^2 \Theta_1}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \Theta_1}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Theta_1}{\partial Z^2} \right] + \text{Sr}_2; \end{aligned} \quad (4)$$

- диффузии паров горючего в воздухе ($0 < R < R_2$, $Z_1 < Z < Z_2$):

$$\begin{aligned} & \frac{\partial C_f}{\partial \tau} + U \frac{\partial C_f}{\partial R} + V \frac{\partial C_f}{\partial Z} = \\ & = \frac{1}{\text{Sc}_{11}} \sqrt{\frac{\text{Pr}_{11}}{\text{Ra}_{11}}} \left[\frac{\partial^2 C_f}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial C_f}{\partial R} + \frac{\partial^2 C_f}{\partial Z^2} \right] - \text{Sr}_3; \end{aligned} \quad (5)$$

- баланса ($0 < R < R_2$, $Z_1 < Z < Z_2$):

$$C_f + C_o = 1; \quad (6)$$

- энергии для жидкого топлива в зоне действия лазера ($0 < R < R_1$, $0 < Z < Z_1$):

$$\frac{1}{\text{Fo}_2} \frac{\partial \Theta_2}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \Theta_2}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial Z^2} + \text{Sr}_4; \quad (7)$$

- энергии для жидкого топлива вне зоны действия лазера ($R_1 < R < R_2$, $0 < Z < Z_1$):

$$\frac{1}{\text{Fo}_2} \frac{\partial \Theta_2}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \Theta_2}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial Z^2}. \quad (8)$$

Начальные ($\tau=0$) условия:

$$0 < R < R_2, 0 < Z < Z_1: \Theta_2 = \Theta_0;$$

$$0 < R < R_2, Z_1 < Z < Z_2: \Theta_1 = \Theta_0, C_f = 0, \Omega = 0, \Psi = 0.$$

Граничные условия при $0 < \tau < \tau_d$:

$$\left\{ \begin{aligned} & Z = Z_1, 0 < R < R_1: \\ & \frac{\partial \Theta_2}{\partial Z} = \frac{\lambda_1(T)}{\lambda_2(T)} \frac{\partial \Theta_1}{\partial Z} - \frac{z_2}{\Delta T \lambda_2(T)} \left[Q_e W_e - H(Z_1) \exp\left(-\frac{r^2}{r_1^2}\right) \right], \\ & \Theta_1 = \Theta_2, \frac{\partial C_f}{\partial Z} = -\frac{W_e z_2}{\rho_{11}(T) D_{11}(T)}, \frac{\partial \Psi}{\partial Z} = U, -\frac{\partial \Psi}{\partial R} = V; \\ & Z = Z_1, R_1 < R < R_2: \\ & \frac{\partial \Theta_2}{\partial Z} = \frac{\lambda_1(T)}{\lambda_2(T)} \frac{\partial \Theta_1}{\partial Z} - \frac{z_2}{\Delta T \lambda_2(T)} Q_e W_e, \\ & \Theta_1 = \Theta_2, \frac{\partial C_f}{\partial Z} = -\frac{W_e z_2}{\rho_{11}(T) D_{11}(T)}, \frac{\partial \Psi}{\partial Z} = U, -\frac{\partial \Psi}{\partial R} = V; \\ & Z = Z_2, 0 < R < R_2: \\ & \frac{\partial \Theta_1}{\partial Z} = \frac{z_2}{\Delta T \lambda_1(T)} H(Z_2) \exp\left(-\frac{r^2}{r_1^2}\right), \frac{\partial C_f}{\partial Z} = 0, \\ & \frac{\partial \Psi}{\partial Z} = 0, \Psi = 0; \\ & R = 0, 0 < Z < Z_1: \frac{\partial \Theta_2}{\partial R} = 0; \\ & R = 0, Z_1 < Z < Z_2: \frac{\partial \Theta_1}{\partial R} = 0, \frac{\partial C_f}{\partial R} = 0, \frac{\partial \Psi}{\partial R} = 0, \Psi = 0; \\ & R = R_2, 0 < Z < Z_1: \frac{\partial \Theta_2}{\partial R} = 0; \\ & R = R_2, Z_1 < Z < Z_2: \frac{\partial \Theta_1}{\partial R} = 0, \\ & \frac{\partial C_f}{\partial R} = 0, \frac{\partial \Psi}{\partial R} = 0, \Psi = 0. \end{aligned} \right.$$

Здесь Sr_1, Sr_2, Sr_3, Sr_4 – безразмерные комплексы

$$\left(\begin{aligned} Sr_1 &= \frac{z_2}{C_1(T)\rho_1(T)\Delta TV_m} \left[Q_0 W_0 + \frac{\partial H(z)}{\partial z} \right], \quad Sr_2 = \frac{Q_0 W_0 z_2}{\Delta TV_m}, \\ Sr_3 &= \frac{z_2 W_0}{\rho_{11}(T) V_m}, \quad Sr_4 = \frac{z_2}{\lambda_2(T) \Delta T} \frac{\partial H(Z)}{\partial Z}; \end{aligned} \right)$$

Q_0 – тепловой эффект реакции окисления паров горючего, МДж/кг; W_0 – массовая скорость окисления паров горючего в воздухе, кг/(м³·с); R, Z – безразмерные аналоги r, z ($R=r/z_2, Z=z/z_2$); ρ – плотность, кг/м³; C – удельная теплоёмкость, Дж/(кг·К); ΔT – разность температур ($\Delta T=T_m-T_0$), К; T_m, V_m, t_m – масштаб температуры, К, скорости конвекции паров горючего, м/с, времени, с; T_0 – начальная температура жидкого топлива и окислителя, К; λ – теплопроводность, Вт/(м·К); t – время, с; τ, τ_d, Θ – безразмерные время ($\tau=t/t_m$), время задержки зажигания и температура ($\Theta=T/T_m$); Ψ, Ω – безразмерные аналоги функции тока и вектора вихря скорости; U, V – безразмерные составляющие скорости паров горючего в проекции на ось R, Z ; Ra, Pr, Sc, Fo – число Рэлея, Прандтля, Шмидта, Фурье; C_p, C_0 – массовая концентрация паров горючего и окислителя в парогазовой смеси; $H(Z)$ – плотность теплового потока лазерного излучения, Вт/м²; $H(Z_2)$ – плотность входящего в парогазовую смесь (при $Z=Z_2$) теплового потока, Вт/м²; Q_e – тепловой эффект испарения жидкости, кДж/кг; W_e – массовая скорость испарения, кг/(м²·с); D – коэффициент диффузии паров горючего в воздухе, м²/с; индексы: 1 – парогазовая смесь, 2 – жидкое топливо, 11 – пары горючего.

Выражения для W_e, W_0, V_m , а также безразмерных комплексов Ra, Pr, Fo, Sc представлены в [7–9].

Плотность теплового потока лазерного излучения на границе парогазовой смеси при $Z=Z_2$, определялась по формуле [10]:

$$H(Z_2) = \frac{p}{\pi r_1^2},$$

где p – мощность пучка лазера, Вт; r_1 – радиус зоны действия пучка лазера, м.

Изменение плотности теплового потока в парогазовой смеси при $Z_1 < Z < Z_2$ определялось по закону Бугера–Ламберта–Бера [10]:

$$H(Z) = H(Z_2) \exp[-k_{\lambda 1}(z_2 - z)],$$

где $k_{\lambda 1}$ – коэффициент поглощения лазерного излучения парогазовой смесью, м⁻¹.

Аналогично определялось изменение плотности теплового потока лазерного излучения в жидком топливе при $0 < Z < Z_1$:

$$H(Z) = H(Z_1) \exp[-k_{\lambda 2}(z_1 - z)],$$

где $k_{\lambda 2}$ – коэффициент поглощения лазерного излучения жидкостью, м⁻¹.

Переход к безразмерным переменным выполнен при следующих масштабных величинах: z_2 –

размер области решения ($z_2=0,1$ м); t_m – масштаб времени ($t_m=1$ с); T_m – масштаб температуры ($T_m=1000$ К); V_m – масштаб скорости конвекции паров горючего вблизи поверхности жидкого топлива, м/с; p_m – масштаб мощности лазера ($p_m=100$ Вт).

Алгоритм и методы решения системы уравнений (1)–(8) с начальными и граничными условиями аналогичны используемым в [7–9].

Результаты и обсуждение

Численное моделирование процесса зажигания в системе, рис. 1, выполнялось при следующих значениях параметров [11–16]: начальная температура керосина и воздуха $T_0=300$ К; тепловой эффект реакции окисления паров горючего $Q_0=42$ МДж/кг; тепловой эффект испарения жидкого топлива $Q_e=261$ кДж/кг; предэкспонент $k_0=9 \cdot 10^8$ с⁻¹ и энергия активации реакции окисления $E=193$ кДж/моль; мощность излучения $p=30 \dots 100$ Вт; радиус зоны действия излучения $r_1=0,006$ м; коэффициент поглощения излучения парогазовой смесью $k_{\lambda 1}=1 \dots 30$ м⁻¹, керосином – $k_{\lambda 2}=10^3 \dots 10^5$ м⁻¹; толщина пленки жидкого топлива $z_1=0,03$ м; размеры области решения $r_2=0,05$ м, $z_2=0,1$ м. Теплофизические характеристики жидкого керосина, его паров и воздуха в зависимости от температуры выбирались согласно [11–15].

При численном моделировании коэффициенты поглощения излучения парогазовой смесью и жидким топливом варьировались в достаточно широком диапазоне ($k_{\lambda 1}=3 \dots 30$ м⁻¹, $k_{\lambda 2}=10^3 \dots 10^5$ м⁻¹) для анализа масштабов влияния факторов поглощения энергии на характеристики зажигания. Результаты вычислений представлены на рис. 2, 3.

Из рис. 2 видно, что при увеличении коэффициента поглощения энергии излучения парогазовой смесью $k_{\lambda 1}$ время задержки зажигания t_d возрастает. Этот неочевидный результат обусловлен совместным протеканием комплекса взаимосвязанных достаточно сложных процессов тепломассопереноса. При увеличении $k_{\lambda 1}$ происходит уменьшение доли энергии излучения, подводимой к жидкости, и возрастание энергии, которая расходуется на прогрев формирующейся парогазовой смеси. Это, казалось бы, должно приводить к ускорению химических реакций окисления в парогазовой смеси и, как следствие, уменьшению времен задержки воспламенения. Однако в таких условиях замедляется рост концентрации паров горючего вблизи поверхности жидкости. Поэтому массовая скорость испарения топлива уменьшается. Это приводит к снижению скоростей химических реакций и увеличению времен задержки зажигания. Следует отметить значительные масштабы влияния $k_{\lambda 1}$ на t_d (рис. 2, кривые 1, 2).

Анализ [17] показывает, что при уменьшении безразмерной мощности P и увеличении радиуса действия лазерного излучения R_1 в диапазоне 10 % время задержки зажигания существенно (более 20 %) возрастает. С ростом длительности процесса

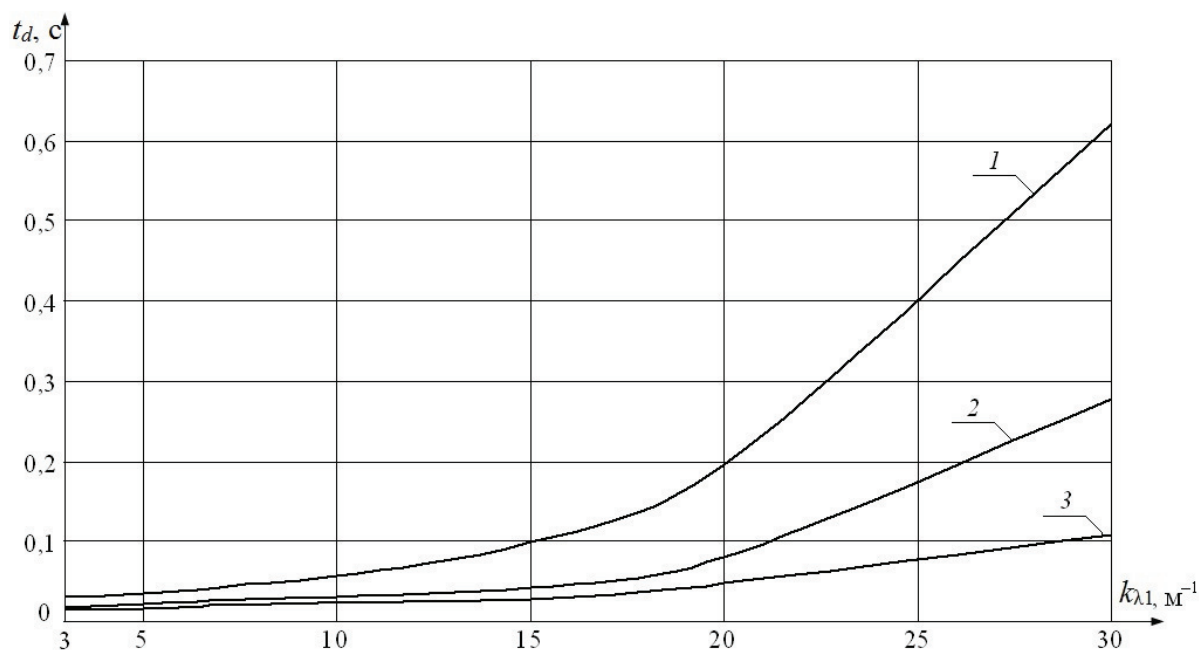


Рис. 2. Зависимость времени задержки воспламенения от величины коэффициента поглощения излучения парогазовой смесью при P : 1) 0,6; 2) 0,8; 3) 1

зажигания роль таких факторов, как поглощение энергии излучения в газовой и жидкой фазах, увеличивается. Поэтому масштабы влияния $k_{\lambda 1}$ на t_d достаточно значимы. Так, например, при варьировании безразмерной мощности излучения в диапазоне $P=0,3...1$ масштабы влияния $k_{\lambda 1}$ на t_d существенно изменяются.

При увеличении безразмерной мощности излучения P ускоряются процессы прогрева жидкости и формирующейся парогазовой смеси. В таких условиях роль фактора поглощения излучения парогазовой смесью резко снижается (рис. 2, кривая 3). Энергии излучения достаточно для прогрева жидкого вещества, формирования парогазовой смеси и ее разогрева до предельных температур за достаточ-

но малые интервалы времени (времена задержки минимальны).

Рис. 3 показывает, что параметр $k_{\lambda 2}$ оказывает менее заметное действие на время задержки зажигания жидкого топлива, чем $k_{\lambda 1}$. При варьировании $k_{\lambda 2}$ в диапазоне от 10^3 до 10^5 M^{-1} время задержки изменяется менее чем на 1 %. Этот результат показывает, что закономерности, установленные на базе рассматриваемой модели (рис. 1) для керосина, будут свойственны достаточно большой группе жидких горючих конденсированных веществ.

При увеличении $k_{\lambda 2}$ время задержки зажигания t_d незначительно (менее 1 %) возрастает. Установленную зависимость (рис. 3) можно объяснить тем, что при повышении коэффициента поглоще-

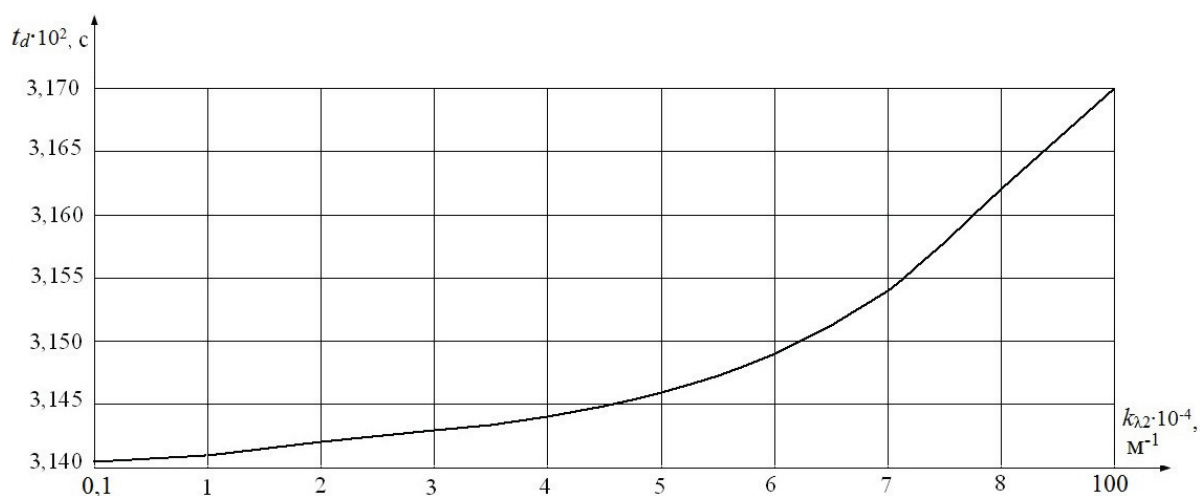


Рис. 3. Зависимость времени задержки зажигания от величины коэффициента поглощения излучения жидкого топлива

ния k_{12} несколько увеличивается глубина прогреваемого слоя жидкости. Энергия излучения расходуется на прогрев и испарение жидкости с большей поверхности. Как следствие, массовая скорость с единицы поверхности уменьшается. Это приводит к незначительному увеличению инерционности зажигания.

Установленные особенности процесса зажигания, связанные с поглощением энергии излучения в газовой и жидкой фазах, расширяют представления классической теории зажигания.

Полученные результаты моделирования совместно с [7–9] представляют базу для создания общей теории зажигания конденсированных веществ локальными источниками энергии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ассовский И.Г. Взаимодействие лазерного излучения с реагирующим веществом. Критический диаметр светового пучка // Доклады РАН. Химия. – 1994. – Т. 7. – № 6. – С. 143–150.
2. Медведев В.В. Влияние интенсивности лазерного излучения на пороги зажигания пористого двухосновного топлива // Химическая физика. – 2004. – Т. 21. – № 3. – С. 73–78.
3. Дугинов Е.В., Ханефт А.В. Влияние зависимости коэффициента поглощения от температуры на условие зажигания конденсированного взрывчатого вещества лазерным импульсом // Современные проблемы химической и радиационной физики / под ред. В.Е. Фортова. – М.: Изд-во ИПХФ РАН, 2009. – С. 308–310.
4. Vilyunov V.N., Zarko V.E. Ignition of Solids. – Amsterdam: Elsevier Science Publishers, 1989. – 442 p.
5. Буркина Р.С., Микова Е.А. Высокотемпературное зажигание реакционноспособного вещества горячей инертной частицей с конечным запасом тепла // Физика горения и взрыва. – 2009. – № 2. – С. 40–47.
6. Зельдович Я.Б. Математическая теория горения и взрыва. – М.: Наука, 1980. – 478 с.
7. Кузнецов Г.В., Стрижак П.А. Зажигание накаливаемой одиночной частицей жидких углеводородных топлив // Известия Томского политехнического университета. – 2008. – Т. 312. – № 4. – С. 5–9.
8. Kuznetsov G.V., Strizhak P.A. Gas-phase ignition of a film of liquid condensed substance by a metal particle heated to high temperatures under mixed-convection conditions // Journal of Engineering Physics and Thermophysics. – 2009. – V. 82. – № 6. – P. 1059–1065.

Выводы

1. Выполнено численное моделирование процессов тепломассопереноса с фазовыми переходами и химическими реакциями при нагреве с последующим зажиганием жидкого топлива сфокусированным потоком излучения.
2. Установлены масштабы влияния процесса поглощения энергии парогазовой смесью и жидкостью на характеристики зажигания.
3. Математическая модель может быть использована для исследования тепломассопереноса при воспламенении жидких конденсированных веществ.

Работа выполнена по гранту Президента РФ (МК-330.2010.8).

9. 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. – Iss. 5-6. – P. 923–930.
10. Яворский Б.М. Справочник по физике. – М.: Наука, 1974. – 942 с.
11. Варгафтик Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. – М.: ООО «Старс», 2006. – 720 с.
12. Юренев В.Н., Лебедев П.Д. Теплотехнический справочник. – М.: Энергия, 1975. – Т. 1. – 743 с.
13. Юренев В.Н., Лебедев П.Д. Теплотехнический справочник. – М.: Энергия, 1975. – Т. 2. – 896 с.
14. Горшков В.И. Тушение пламени горючих жидкостей. – М.: Пожнаука, 2007. – 268 с.
15. 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.
16. Щетинков Е.С. Физика горения газов. – М.: Наука, 1965. – 739 с.
17. Высокоморная О.В., Кузнецов Г.В., Стрижак П.А. Моделирование процесса зажигания в системе «лазер – смесь паров жидкого топлива с окислителем» // Инженерная физика. – 2010. – № 2. – С. 21–25.

Поступила 11.03.2010 г.