

УДК 662.612:32

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ДЕТОНАЦИОННОГО СГОРАНИЯ ПАРА КЕРОСИНА В ОКИСЛИТЕЛЕ

А. В. Фёдоров, Д. А. Тропин

Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН, 630090 Новосибирск
fedorov@itam.nsc.ru, D.A.Tropin@yandex.ru

Предложена математическая модель для описания воспламенения и горения углеводородного топлива (пара керосина в воздухе). На основе анализа экспериментальных данных по зависимости времени задержки воспламенения от температуры получены аппроксимационные формулы для задержки воспламенения в зависимости от концентраций компонентов, давления и температуры смеси. Предложен метод определения предэкспоненциального множителя в уравнении кинетики горения керосина как функции локальной температуры смеси, что позволило удовлетворительно описать время горения смеси. На основе данной кинетики описана структура детонационной волны в стехиометрической и обедненной окислителем смеси керосин — воздух для режима Чепмена — Жуге и пересжатого.

Ключевые слова: математическое моделирование, воспламенение и горение керосина в воздухе, детонация.

ВВЕДЕНИЕ

Исследование воспламенения и горения паров углеводородных топлив в воздухе представляет большой практический и теоретический интерес. Это обусловлено широким применением таких рабочих сред в авиационной и ракетной технике. Важнейшей характеристикой химического превращения топлива, наряду с теплотой сгорания, является время задержки воспламенения τ_{ign} . Действительно, задержка воспламенения при определенных температуре, давлении и избытке/недостатке окислителя — важнейший параметр, характеризующий реакционную способность смеси. По зависимости задержки воспламенения от состояния среды можно сравнивать реагирующие вещества и смеси друг с другом, определять оптимальные параметры (состав, давление и температуру смеси).

Для математического описания физико-химических процессов в гетерогенных/гомогенных смесях с участием керосина в двигательных установках необходимо знать детальную/приведенную кинетику их химического превращения, параметры фазовых переходов и т. п. Ниже мы остановимся на использовании приведенной кинетики для исследования процессов распространения волн горения в предварительно перемешанной смеси пара керосина, окислителя и инертного газа. Для этого примем известную схематизацию процесса

химического превращения, а именно разобьем ее на две временные фазы. В первой из них — стадии воспламенения — параметры смеси перемешанных газов считаем слабо изменяющимися, но достаточными для воспламенения, во второй — в процессе горения — состояние смеси считаем переменным.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Время задержки воспламенения

Полный процесс химического превращения реагирующей смеси пара керосина и окислителя в присутствии инертного газа будем описывать двухстадийной кинетической моделью, в которой первая стадия представляет собой период индукции, определяемый простейшим уравнением

$$\frac{d\beta}{dt} = -\frac{1}{\tau_{ign}}, \quad (1)$$

где β — параметр индукции. В начале зоны индукции $\beta = 1$, в конце $\beta = 0$. Тем самым необходимо знать зависимость $\tau_{ign} = \tau_{ign}(p, T, \xi_\alpha)$, где p — давление смеси в начальном состоянии, T — локальная температура, ξ_α — концентрация компонента α смеси. В литературе встречается множество таких аппроксимационных формул [1–3], но каждая из них описывает, как правило, данные экспериментов только соответствующего автора.

Так, в [1] подобные зависимости представлены в виде функции либо давления и молярной доли окислителя, либо молярно-объемных концентраций компонентов смеси. В работе [2] предложены корреляции, которые дополнительно учитывают еще один параметр — избыток окислителя ϕ , при этом используемые авторами энергии активации отличаются в 1.5–2 раза от полученных в [1]. Кроме того, данные зависимости не универсальны, для каждого эксперимента авторы предлагают различные зависимости $\tau_{ign} = \tau_{ign}(p, T, \xi_\alpha)$. Следовательно, получение некоторой обобщенной зависимости, которая будет аппроксимировать широкий ряд экспериментальных данных, представляется актуальной задачей, так как позволит существенно упростить описание задержки воспламенения смесей пара керосина и окислителя в широком диапазоне начальных параметров.

На основе анализа и обработки экспериментальных данных [1, 2] и дополнительно [3, 4] нами предложены следующие зависимости времени задержки воспламенения: от концентраций компонентов смеси $C_{10}H_{16}/O_2/Ar$ (состав соответствует керосину JP-10) —

$$\tau_{ign} = 1.307 \cdot 10^{-5} \xi_2^{0.65} \xi_1^{-0.144} \exp \frac{95\,171}{RT} \text{ [c]}, \quad (2)$$

от давления перед ударной волной (УВ) p для смеси $C_8H_{18}/O_2/Ar$ (соответствует керосину JP-8) в проходящей УВ —

$$\tau_{ign} = 1.24 \cdot 10^{-7} p^{-0.5} \exp \frac{43\,782}{RT} \text{ [c]}. \quad (3)$$

Здесь ξ_1, ξ_2 — относительные массовые концентрации кислорода и керосина соответственно.

Горение керосина в УВ

Вторая стадия, непосредственно следующая за первой, — это горение смеси керосина с окислителем. Это явление мы сразу рассмотрим в рамках физической задачи о распространении замороженной УВ с последующей зоной неравновесного горения.

Возьмем пространство, заполненное стехиометрической смесью пара керосина и воздуха $C_{10}H_{16} + 14\{O_2 + 3.76N_2\}$. Пусть по смеси распространяется УВ, за фронтом которой происходит воспламенение и последующее горение смеси. Химическую реакцию опишем в виде приведенной реакции: $\nu_1 C_{10}H_{16} + \nu_2 O_2 +$

$\nu_5 N_2 \rightarrow \nu_3 CO_2 + \nu_4 H_2O + \nu_5 N_2$. Для стехиометрической смеси стехиометрические коэффициенты равны: $\nu_1 = 1, \nu_2 = 14, \nu_3 = 10, \nu_4 = 8, \nu_5 = 52.64$. Уравнения, описывающие такое течение в системе координат, связанной с фронтом УВ, имеют стандартный вид трех законов сохранения — массы, импульса и энергии для смеси в целом:

$$\begin{aligned} \rho U &= \rho_0 U_0 = c_1, \\ p + c_1 U &= p_0 + c_1 U_0 = c_2, \\ \bar{c}_p T + \sum_{\alpha=1}^5 \xi_\alpha h_{0,\alpha} - \bar{c}_p T_{00} + \frac{U^2}{2} &= \\ &= \bar{c}_p T_0 + \sum_{\alpha=1}^5 \xi_{0,\alpha} h_{0,\alpha} - \bar{c}_p T_{00} + \frac{U_0^2}{2} = c_3. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь $\bar{c}_p = \sum_{\alpha=1}^5 \xi_\alpha c_{p,\alpha}$, $c_{p,\alpha}$ — теплоемкость компонента α смеси при постоянном давлении, ρ — средняя плотность, p — давление, U — скорость, T — температура смеси керосина, воздуха, углекислого газа и водяного пара, ξ_α — массовая концентрация компонента, $h_{0,\alpha}$ — энтальпия образования компонента, $\alpha = 1 \div 5$, $T_{00} = 298.15$ К. Индекс 0 соответствует начальному состоянию, 1 — кислороду, 2 — керосину, 3 — углекислому газу, 4 — водяному пару, 5 — азоту. Дополним (4) уравнением состояния смеси:

$$p = \rho RT \left[\frac{\xi_1}{\mu_1} + \frac{\xi_2}{\mu_2} + \frac{\xi_3}{\mu_3} + \frac{\xi_4}{\mu_4} + \frac{\xi_5}{\mu_5} \right], \quad (5)$$

где R — универсальная газовая постоянная, μ — молекулярная масса. Массовые концентрации компонентов связаны соотношениями, которые следуют из интегралов уравнений кинетики для компонентов:

$$\begin{aligned} \xi_1 - \xi_{1,0} &= -\frac{\bar{\nu}_1}{\bar{\nu}_2} (\xi_{2,0} - \xi_2), \\ \xi_3 - \xi_{3,0} &= \frac{\bar{\nu}_3}{\bar{\nu}_2} (\xi_{2,0} - \xi_2), \\ \xi_4 - \xi_{4,0} &= \frac{\bar{\nu}_4}{\bar{\nu}_2} (\xi_{2,0} - \xi_2), \end{aligned} \quad (6)$$

$$\xi_5 = \text{const} = \xi_{5,0}, \quad \bar{\nu}_\alpha = \nu_\alpha \mu_\alpha, \quad \alpha = 1, \dots, 4.$$

Зная закон изменения массовой концентрации керосина, можно определить концентрации всех остальных компонентов смеси. Изменение массовой концентрации керосина описываем следующим уравнением необратимой химической кинетики:

$$\frac{d\xi_2}{d\eta} = -\frac{\nu_2\mu_2}{\rho U} K(T)\xi_1\xi_2 \exp\left(-\frac{E}{RT}\right), \quad (7)$$

где η — пространственная переменная.

Тем самым, система уравнений (4)–(7) для определения пяти неизвестных функций ρ , U , p , T , ξ_2 является замкнутой. Для данной системы представляется корректной некоторая краевая задача с условиями на замороженной УВ и условиями равновесия на $\pm\infty$, перед и за фронтом УВ.

Для аналитического исследования этой задачи предварительно получим каноническое дифференциальное уравнение для скорости смеси, которое описывает возможные особенности течения за фронтом замороженной УВ.

Действительно, с помощью (4), (7) найдем уравнение для скорости смеси в виде

$$\frac{dU}{d\eta} = \frac{U(d\xi_2/d\eta)[-p\xi_2\bar{c}_p + (\bar{c}_{p,\xi_2}T + Q)p_T]}{\rho\bar{c}_v(U^2 - c_f^2)}, \quad (8)$$

где

$$p_{\xi_2} = \rho RT \left[\frac{\xi_{1,\xi_2}}{\mu_1} + \frac{1}{\mu_2} + \frac{\xi_{3,\xi_2}}{\mu_3} + \frac{\xi_{4,\xi_2}}{\mu_4} \right],$$

$$p_T = \frac{\rho R}{\mu},$$

$$\bar{c}_{p,\xi_2} = \xi_{1,\xi_2}c_{p,1} + c_{p,2} + \xi_{3,\xi_2}c_{p,3} + \xi_{4,\xi_2}c_{p,4}$$

— производные от давления по массовой концентрации керосина и температуре смеси и производная теплоемкости смеси по массовой концентрации керосина соответственно. Производные от массовых концентраций имеют вид

$$\xi_{1,\xi_2} = \frac{\bar{\nu}_1}{\bar{\nu}_2}, \quad \xi_{3,\xi_2} = -\frac{\bar{\nu}_3}{\bar{\nu}_2}, \quad \xi_{4,\xi_2} = -\frac{\bar{\nu}_4}{\bar{\nu}_2}.$$

Традиционно в уравнении (8) в знаменателе имеется член, который в процессе течения за УВ может обратиться в нуль. Это обусловлено тем, что вследствие подвода тепла в дозвуковой поток течение смеси ускоряется и может достичь звуковой точки по замороженной скорости звука. В случае равновесия в конечной

точке течения, там, где горючее выгорает полностью, можно, вообще говоря, получить и течение Чепмена — Жуге.

Если решение задачи на бесконечном интервале стандартным образом свести к решению на полубесконечном по пространственной переменной интервале $(0, \infty)$, за счет переноса граничного условия перед фронтом УВ на ее фронт, то для системы уравнений (7), (8) можно поставить следующую задачу: найти скорость ударной волны U_0 , функции U , ξ_2 , удовлетворяющие уравнениям (7), (8) и крайевым условиям

$$\eta = 0: \quad \xi_2 = \xi_{2,0}, \quad U = U_f,$$

$$\eta \rightarrow \infty: \quad \xi_2 = 0, \quad U \geq c_e \text{ или } U \leq c_e.$$

Данная задача на собственное значение, как известно, является корректной и была решена численно решателем системы обыкновенных дифференциальных уравнений RADAU5 [5].

Замечание 1. Решение краевой задачи (7), (8) с соответствующими крайевыми условиями описывает волны детонации Чепмена — Жуге, недосжатую и пересжатую детонацию в зависимости от краевого условия на $+\infty$.

Замечание 2. Решение задачи инвариантно относительно введения в рассмотрение зоны задержки воспламенения, определяемой по параметрам за замороженной УВ по формулам (1)–(3).

Определение равновесных параметров смеси

Известно, что до решения краевой задачи можно рассчитать равновесные параметры на бесконечности, т. е. параметры смеси в плоскости Чепмена — Жуге, вместе со скоростью детонационной волны (ДВ).

Из уравнений (4), (5) получаем уравнение для скорости смеси в виде

$$-\frac{\gamma+1}{\gamma-1} M_0^2 \frac{\bar{U}^2}{2} + \frac{\gamma-1+\gamma_0 M_0^2}{\gamma_0(\gamma-1)} \bar{U} - \frac{1}{\gamma_0-1} - \frac{M_0^2}{2} - \frac{\sum_{\alpha=1}^5 \xi_{\alpha} h_{0,\alpha} - \sum_{\alpha=1}^5 \xi_{0,\alpha} h_{0,\alpha}}{c_0^2} = 0, \quad (9)$$

где $\bar{U} = U/U_0$ — отношение скорости смеси к скорости УВ, $c_0 = \sqrt{\gamma_0(p_0/\rho_0)}$ — скорость звука в начальном состоянии, $M_0 = U_0/c_0$ — число Маха ДВ, $\gamma = \bar{c}_p/\bar{c}_v$ — показатель адиабаты газовой смеси.

В равновесном состоянии уравнение (9) принимает вид

$$-\frac{\gamma_e + 1}{\gamma_e - 1} M_0^2 \frac{\bar{U}^2}{2} + \frac{\gamma_e}{\gamma_0} \frac{1 + \gamma_0 M_0^2}{\gamma_e - 1} \bar{U} - \frac{1}{\gamma_0 - 1} - \frac{M_0^2}{2} - \frac{\sum_{\alpha=1}^5 \xi_{\alpha} h_{0,\alpha} - \sum_{\alpha=1}^5 \xi_{0,\alpha} h_{0,\alpha}}{c_0^2} = 0, \quad (10)$$

где γ_e — показатель адиабаты газовой смеси в конечном состоянии. Из уравнения (10) можно определить скорость смеси в конечном состоянии в зависимости от числа Маха волнового комплекса:

$$\bar{U} = \frac{\gamma_e}{\gamma_0} \frac{1 + \gamma_0 M_0^2}{\gamma_e + 1} \frac{1}{M_0^2} \mp \frac{\gamma_e - 1}{\gamma_e + 1} \frac{1}{M_0^2} \sqrt{D(M_0)}. \quad (11)$$

Здесь под корнем стоит функция числа Маха ДВ — $D = D(M_0)$. В той точке, где данная функция обращается в нуль, как известно, $U = c_e$, т. е. реализуется режим Чепмена — Жуге. Дискриминант имеет вид

$$D = D(M_0) = \left(\frac{\gamma_e}{\gamma_0} \right)^2 \left(\frac{1 + \gamma_0 M_0^2}{\gamma_e - 1} \right)^2 - 2 \frac{\gamma_e + 1}{\gamma_e - 1} M_0^2 \left[\frac{1}{\gamma_0 - 1} + \frac{M_0^2}{2} + \left(\sum_{\alpha=1}^5 \xi_{\alpha} h_{0,\alpha} - \sum_{\alpha=1}^5 \xi_{0,\alpha} h_{0,\alpha} \right) / c_0^2 \right]. \quad (12)$$

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Время задержки воспламенения

Прежде всего, обсудим точность описания времени задержки воспламенения формулами (1)–(3). На рис. 1 представлены экспериментальные данные [1, 2] по зависимости времени задержки воспламенения смеси $C_{10}H_{16}/O_2/Ar$ от температуры. Видно, что формула (2) дает заниженную оценку для данных [1], однако удовлетворительно аппроксимирует данные [2] в диапазоне температур $1000 \div 2100$ К.

На рис. 2 приведены данные экспериментов [3] и полученные по зависимости (2). Видно, что предлагаемая нами формула (2) удовлетворительно аппроксимирует экспериментальные данные в диапазоне температур $1000 \div$

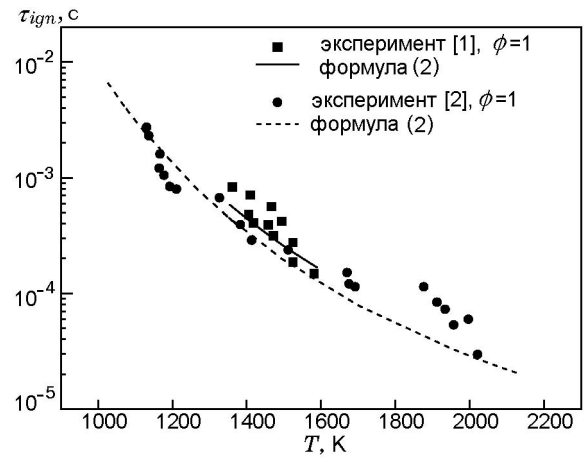


Рис. 1. Зависимость времени задержки воспламенения смеси $C_{10}H_{16}/O_2/Ar$ от температуры. Сравнение с экспериментами [1, 2]

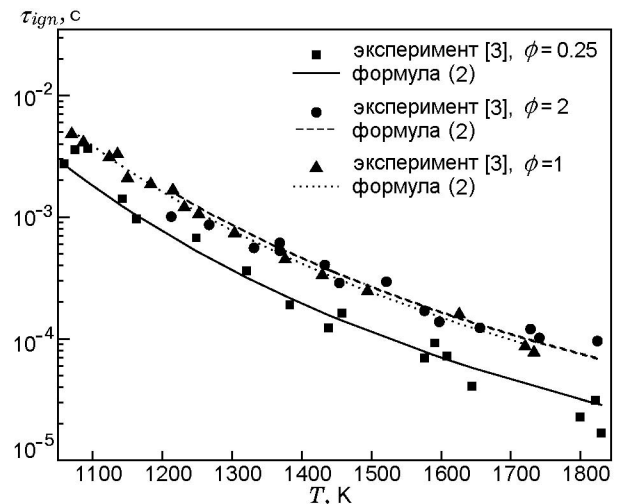


Рис. 2. Зависимость времени задержки воспламенения смеси $C_{10}H_{16}/O_2/Ar$ от температуры. Сравнение с экспериментами [3]

1900 К. Эксперименты [3] выполнены при одинаковых термодинамических условиях, отличался только состав смеси: стехиометрическая, обогащенная или обедненная окислителем смесь. Отметим, что данные при $\phi = 1$ и 2 близки между собой. Различия во времени задержки воспламенения начинаются при $\phi \geq 0.25$.

На рис. 3 приведены экспериментальные данные [4] и полученные по формуле (3). Оказалось, что наша зависимость удовлетворительно описывает экспериментальные данные по времени задержки воспламенения смеси

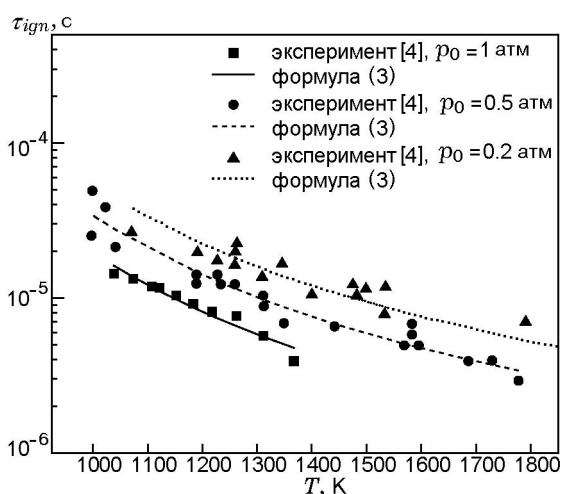


Рис. 3. Зависимость времени задержки воспламенения смеси $C_8H_{18}/O_2/Ar$ от температуры при различном давлении смеси. Сравнение с экспериментом [4]

$C_8H_{18}/O_2/Ar$ в диапазонах $T = 1\,000 \div 1\,800$ К и $p = 0.2 \div 1$ атм.

Верификация кинетической схемы горения

Предварительно были проведены тестовые расчеты, верифицирующие кинетическую схему (6), (7). На рис. 4 показаны экспериментальные [6] и расчетные зависимости скорости ДВ $D_{СД}$ в керосиновоздушной смеси от стехиометрического соотношения ϕ . Видно, что в диапазоне $\phi \in [0.7 \div 1]$ (обедненная окислителем смесь) расчетные данные удовлетворительно описывают экспериментальные. Однако для обогащенной окислителем смеси ($\phi > 1$) имеется расхождение с экспериментом. Таким образом, эта схема справедлива при $\phi \in [0.7, 1]$, и мы применим ее для расчета структуры ДВ

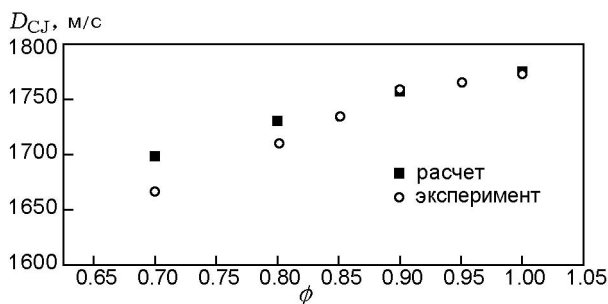


Рис. 4. Зависимость скорости ДВ в смеси $C_{10}H_{16}/O_2/Ar$ от стехиометрического соотношения. Сравнение с экспериментом [6]

в керосиновоздушной смеси с $\phi \in [0.7, 1]$.

Равновесные параметры смеси

Как было сказано выше, в той точке, где функция (12) обращается в нуль, имеем $U = c_e$ ($M_e = 1$), т. е. режим Чепмена — Жуге. В случае стехиометрической керосиновоздушной смеси данная функция обращается в нуль в точке $M_0 = 5.35$, что соответствует скорости ДВ 1775.5 м/с.

Для анализа детонационных течений представляют интерес параметры, характеризующие конечное состояние смеси. Полученные зависимости равновесного числа Маха в конечной точке от числа Маха ДВ представлены на рис. 5. Из рисунка видно, что при $M_0 = 5.35$ реализуется режим Чепмена — Жуге (точка 1). Также имеем две ветви: режим сильной детонации, когда $M_e < 1$, и режим слабой детонации, когда $M_e > 1$.

Время горения керосина

Уравнение кинетики (7) описывает изменение массовой концентрации керосина, в нем неизвестным будем считать предэкспоненциальный множитель $K(T)$. Определим этот множитель, предполагая, что время горения керосина τ_{comb} равно времени задержки воспламенения, умноженному на некоторую постоянную величину, большую или меньшую единицы. Назовем это предположением А.

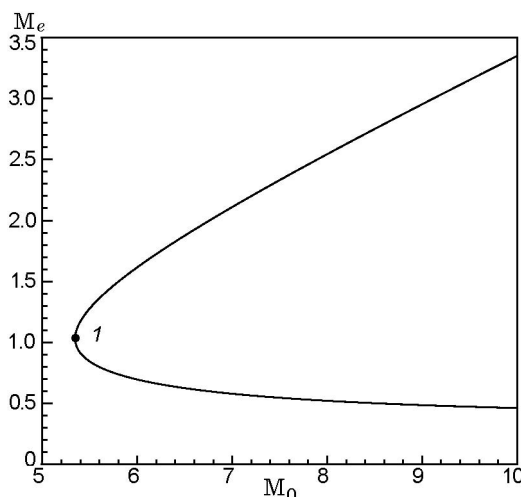


Рис. 5. Зависимость числа Маха в конечной точке от числа Маха ДВ

Замечание 3. Предложение А не является обременительным, поскольку эта постоянная может варьировать в широких пределах.

При расчете соответствующей краевой задачи определим время горения в расчетах по следующему критерию. Будем считать, что время горения — время, по истечении которого остается 10 % горючего от начального количества ($\xi_2/\xi_{2,0} = 0.1$). Для керосиновоздушной смеси время задержки воспламенения можно выразить, например, формулой, приведенной в [7]:

$$\tau_{ign} = 10^{-9} \left(\frac{p}{p_0} \right)^{-0.39} \phi^{-0.57} \exp \frac{14700}{T} \text{ [с]}. \quad (13)$$

В работе [7] было проведено сопоставление этой зависимости с экспериментальными данными [8–10], показавшее, что зависимость удовлетворительно описывает экспериментальные данные в диапазонах $T > 900$ К, $p < 20$ атм и $\phi = 0.5 \div 2$. Отметим, что в диапазоне чисел $M = 4.5 \div 8$ время задержки воспламенения уменьшается на четыре порядка, с 10^{-3} до 10^{-7} с.

Таким образом, зная время задержки воспламенения по предположению А, имеем оценку времени горения керосина τ_{comb} для различных чисел Маха УВ. Постулируем такой вид $K(T)$:

$$K(T) = K_0 T^{-0.74}, \quad (14)$$

где T — локальная температура за замороженной УВ, K_0 — искомая величина.

Была проведена серия расчетов с подобными зависимостями и найдена такая, при которой выполняется предположение А. На рис. 6 представлена зависимость отношения времен задержки воспламенения и горения от температуры при различных значениях константы K_0 . Видно, что при изменении этой константы $\tau_{ign}/\tau_{comb} \rightarrow 1$. В результате имеем

$$K(T) = 2.9 \cdot 10^{15} \cdot T^{-0.74}. \quad (15)$$

С помощью этой функции мы смогли удовлетворительно описать зависимость времени горения смеси керосина и кислорода от числа Маха инициирующей УВ.

Итак, предложенный нами полуэмпирический метод определения зависимости предэкспонента от локальной температуры смеси позволяет удовлетворительно описывать время горения смеси за УВ.

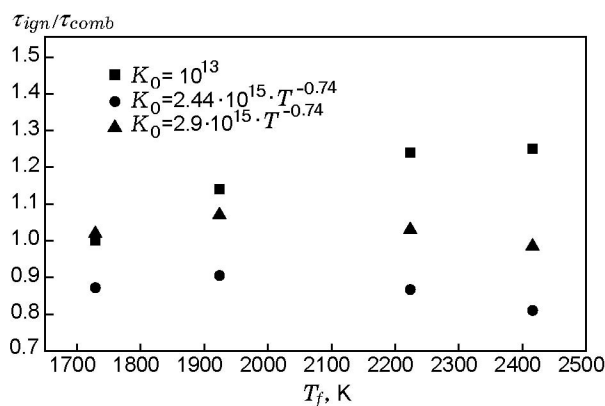


Рис. 6. Зависимость отношения времени задержки воспламенения к времени горения от температуры на замороженной УВ при различных значениях K_0

Описание структуры зоны воспламенения и горения за фронтом УВ

По построенной математической модели с учетом стадий воспламенения и горения были проведены расчеты в поставленной задаче. На рис. 7, а показаны распределения давления, температуры и плотности за УВ, отнесенные к их замороженным значениям, в режиме нормальной детонации Чепмена — Жуге. На рисунке в точке 0 находится фронт замороженной УВ, которая движется справа налево. За фронтом следует зона индукции, в которой параметры не меняются, и далее зона горения. Как видно, основное изменение термодинамических величин (давления, температуры и плотности) происходит в узкой области $x = 2.2 \div 4.2$ мм, которая является зоной химической реакции. Отметим, что скорость химической реакции достигает своего максимума в точке $x = 3.8$ мм, затем быстро уменьшается и в точке $x = 4.2$ мм составляет приблизительно 30 % от максимального значения (рис. 7, б). Также следует отметить, что и концентрация горючего быстро уменьшается, на длине около 2 мм в зоне реакции ее изменение составляет 90 % (см. рис. 7, б).

На рис. 8 показано распределение равновесного числа Маха $M_e = U/c_e$ за УВ. Естественно, что течение за УВ дозвуковое по равновесной скорости звука, оно ускоряется вследствие теплоподвода от химической реакции, и для данного числа Маха течение остается всюду дозвуковым. Однако при $x > 6$ мм число Маха продолжает монотонно возрастать и при

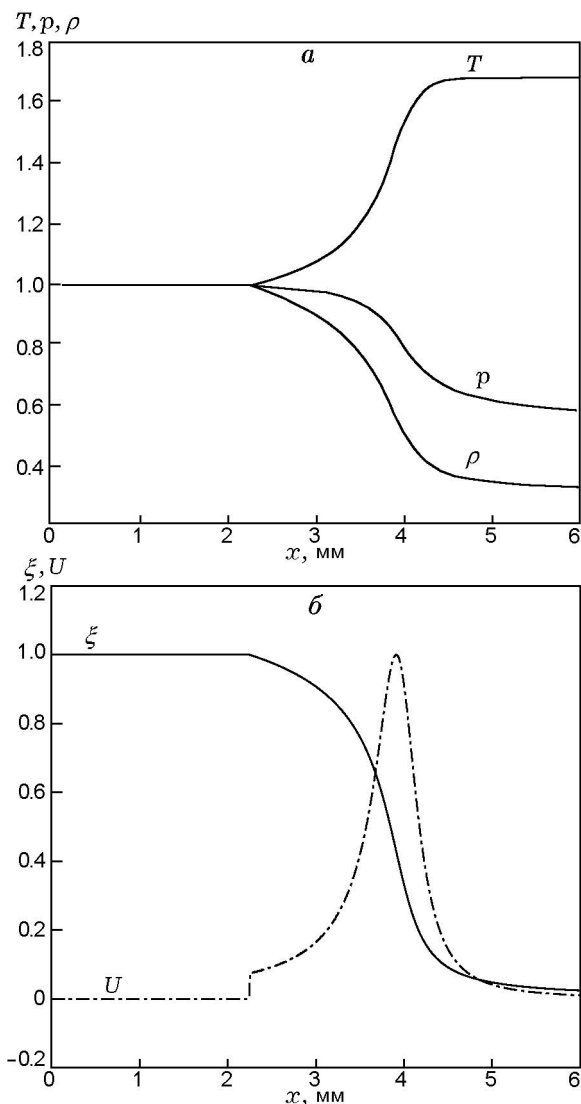


Рис. 7. Распределение давления, температуры и плотности смеси в ДВ (а), и распределение концентрации керосина в ДВ и скорости химической реакции (б)

$x \rightarrow \infty M_e \rightarrow 1$. Тем самым имеем режим детонации Чепмена — Жуге.

На рис. 9 приведены распределения параметров смеси за ДВ в керосиновоздушной смеси (смесь 1) и смеси керосин — кислород — аргон (смесь 2). В обоих случаях скорость ДВ составляла 2 040 м/с, концентрации компонентов смеси были одинаковыми и соответствовали концентрациям в стехиометрической керосиновоздушной смеси. Для смеси 1 такая скорость ДВ соответствует режиму пересжатой детонации, для смеси 2 — режиму Чепмена — Жуге. Видно, что длина зоны реакции в сме-

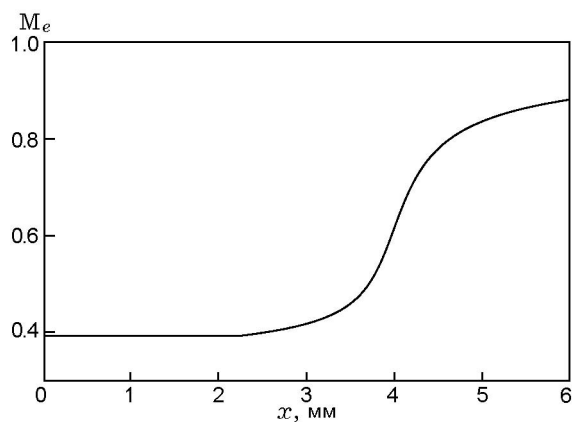


Рис. 8. Распределение равновесного числа Маха в ДВ

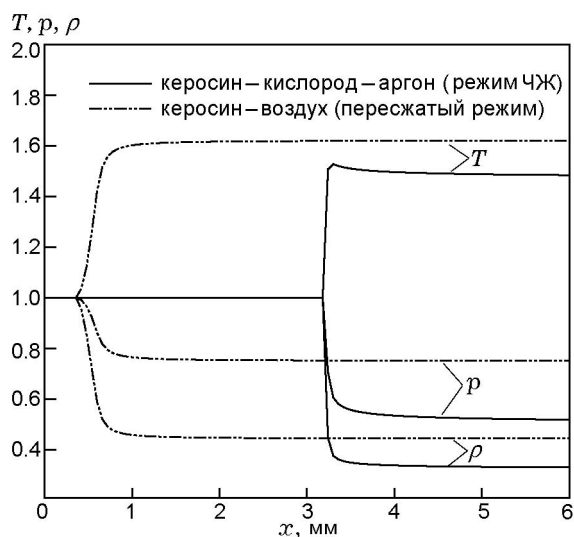


Рис. 9. Распределение давления, температуры и плотности смеси в ДВ

си 1 больше ($\lambda_{comb} = 0.44$ мм), чем в смеси 2 ($\lambda_{comb} = 0.14$ мм). Это вызвано тем, что при одинаковой скорости ДВ параметры за замороженной УВ в смеси 2 выше, в частности температура отличается примерно в полтора раза ($T_f = 2192$ К в смеси 1 и $T_f = 3171$ К в смеси 2). Для описания времен задержки воспламенения в обеих смесях использовались формулы (2), (13).

Обедненная окислителем смесь

Интересным представляется изучить влияние недостатка окислителя на процесс воспламенения и горения керосина. Для сравнения выбраны стехиометрические соотношения $\phi = 0.8$

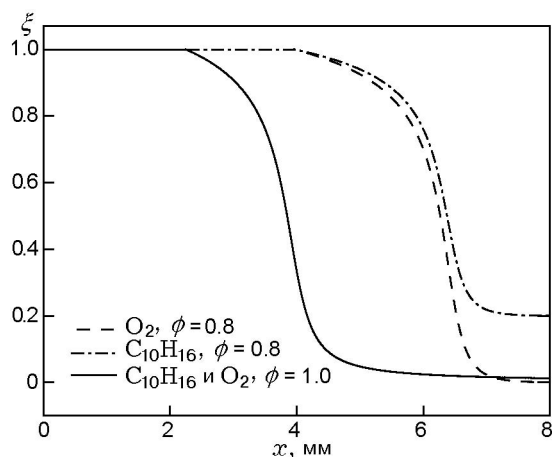


Рис. 10. Распределение концентраций керосина и кислорода в ДВ в обедненной и стехиометрической смеси

(недостаток окислителя) и $\phi = 1$ (стехиометрическая смесь).

На рис. 10 изображены распределения концентраций керосина и кислорода, отнесенные к их первоначальным значениям, для обоих стехиометрических соотношений. Видно, что в конце зоны реакции в обедненной смеси остается 20 % окислителя от первоначального состава, керосин выгорает полностью. В стехиометрической смеси кислород расходуется весь, а керосин, так же как и в предыдущем случае, полностью выгорает. Кроме того, уменьшение доли окислителя в смеси приводит к увеличению зоны индукции и зоны горения. Отметим, что для стехиометрической смеси ($\phi = 1$) в режиме Чепмена — Жуге длина зоны горения составляет 2.2 мм, в обедненной смеси ($\phi = 0.8$) — 2.7 мм.

ВЫВОДЫ

1. Предложена физико-математическая модель воспламенения и горения керосина в рамках двухстадийной кинетики, справедливая в области недостатка окислителя $0.7 < \phi < 1$.

2. Предложены аппроксимационные зависимости времени задержки воспламенения в функции от температуры, давления и начальных концентраций компонентов для смесей керосин — воздух, полученные на основе обработки ряда экспериментальных данных.

3. Дан полуэмпирический метод определения зависимости предэкспоненциального множителя в уравнении кинетики горения керосина от локальной температуры смеси за фронтом замороженной УВ, который позволяет удовлетворительно описать заданное время горения смеси за УВ.

4. По разработанной физико-математической модели описана структура детонационной волны в стехиометрической и обедненной смеси в режимах Чепмена — Жуге и пересжатом.

ЛИТЕРАТУРА

- Davidson D. F., Horning D. C., Herbon J. T., Hanson R. K. Shock tube measurements of JP-10 ignition // *Proc. Combust. Inst.* — 2000. — V. 28. — P. 1687–1692.
- Wang Su, Gou Hua-Jie, Fan Bing-Cheng, He Yu-Zhong, Zhang Sheng-Tao, Cui Ji-Ping. Shock tube study of JP-10 ignition delay time // *Chinese J. of Chem. Phys.* — 2007. — V. 20, N 1. — P. 48–52.
- Wang S., Fan B. C., He Y. Z., Cui J. P. Shock tube study of kerosene ignition delay // *Chinese J. of Chem. Phys.* — 2005. — V. 18. — P. 775–780.
- Пинаев А. В., Сычев А. И. Воспламенение капли горючего за фронтом ударной волны // *Физика горения и взрыва.* — 1982. — Т. 18, № 6. — С. 81–90.
- <http://pitagora.dm.uniba.it/~testset/solvers/radau5.php>.
- Austin J. M., Shepherd J. E. Detonations in hydrocarbon fuel blends // *Combust. and Flame.* — 2003. — V. 132, issues 1–2. — P. 73–90.
- Franzelli B., Riber E., Sanjos M., Poinso T. A two-step chemical scheme for kerosene-air premixed flames // *Combust. and Flame.* — 2003. — V. 157. — P. 1364–1373.
- Dagaut P., Cathonnet M. The ignition, oxidation, and combustion of kerosene: A review of experimental and kinetic modeling // *Progress in Energy and Combust. Sci.* — 2006. — V. 32. — P. 48–92.
- Vasu S., Davidson D., Hanson R. Jet fuel ignition delay times: Shock tube experiments over wide conditions and surrogate model predictions // *Combust. and Flame.* — 2008. — V. 152. — P. 125–143.
- Dean A., Penyazkov O., Sevruck K., Varatharajan B. Autoignition of surrogate fuels at elevated temperatures and pressures // *Proc. Combust. Inst.* — 2007. — V. 31. — P. 2481–2488.

Поступила в редакцию 12/1 2011 г.