

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ОПРЕДЕЛЕНИЮ ВРЕМЕНИ ЗАДЕРЖКИ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ В УДАРНЫХ ТРУБАХ

Владимир Юрьевич ГИДАСПОВ родился в 1962 г. в городе Москве. Ведущий научный сотрудник МАИ. Кандидат физико-математических наук, доцент. Основные научные интересы — в области математического моделирования, физической газовой динамики. Автор более 70 научных работ. E-mail: gidaspov@k806.mainet.msk.su

Vladimir Yu. GIDASPOV, Ph.D., was born in 1962, in Moscow. He is a Principal Research Associate at the MAI. His major research interests are in mathematical modeling, physical gas dynamics. He has published more than 70 technical papers. E-mail: gidaspov@k806.mainet.msk.su

Наталья Сергеевна СЕВЕРИНА родилась в городе Кустанае. Научный сотрудник МАИ. Основные научные интересы — в области математического моделирования, физической газовой динамики. Автор восьми научных работ. E-mail: shaytana@mail.ru

Natalya S. SEVERINA was born in Kustanay. She is a Research Associate at the MAI. Her research interests are in mathematical modeling, physical gas dynamics. She has published 8 technical papers. E-mail: shaytana@mail.ru

Приводятся физико-математическая модель и вычислительные алгоритмы, предназначенные для численного моделирования распространения стационарных детонационных волн в ударных трубах. Рассматривается горючая смесь водорода с кислородом, разбавленная аргоном. Расчетным путем получена детальная структура пересжатой стационарной детонационной волны в ударной трубе. Приводятся результаты сравнения рассчитанных времен задержки воспламенения с экспериментальными данными.

The physical and mathematical model and the computing algorithms intended for numerical simulating of distribution of stationary detonation waves in shock tubes are resulted. The gas mixture of hydrogen with the oxygen, diluted with argon is considered. The settlement way receives detailed structure of the recompressed stationary detonation wave in a shock tube. Results of comparison of calculated times of a delay of ignition with experimental data are resulted.

Ключевые слова: математическое моделирование, ударная труба, горючая смесь водорода с кислородом, разбавленная аргоном, пересжатая детонационная волна, задержка воспламенения.

Key words: mathematical modelling, shock tube, gas mixture of hydrogen with the oxygen, diluted with the argon, the recompressed detonation wave, an ignition delay.

Экспериментальные исследования проводились В.А. Павловым на ударной трубе (УТ) с внутренним диаметром 57 мм в НИИМеханики МГУ; подробное описание установки и методики проведения экспериментов дается в [1]. УТ состоит из камер высокого (КВД) длиной 1 м и низкого (КНД) длиной 4,5 м давлений, разделенных диафрагмой. КНД наполнялась горючей смесью водорода с кислородом, разбавленной аргоном, а КВД — толкающим газом — гелием. При разрыве диафрагмы по КНД распространялась ударная волна (УВ), сжимающая и нагревающая исследуемый газ. Особенностью используемой УТ являлось наличие трех идентичных измерительных секций, центральные сечения которых расположены на расстояниях 2,4, 4 и 4,2 м от диафрагмы. В экспериментах измерялись ско-

рость УВ — $V_{УВ}$ и задержка воспламенения горючей смеси за УВ — $\tau_{\text{лаб}}$.

Для описания течения в УТ в настоящей работе использовались одномерные нестационарные уравнения физической газовой динамики. Течение газовой смеси в областях непрерывности в случае учета вязкости, теплопроводности и диффузии описывается системой дифференциальных уравнений в частных производных первого порядка, выражающей законы сохранения массы, импульса и энергии [2]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \rho + \frac{\partial}{\partial x} \rho u &= 0; \quad \frac{\partial}{\partial t} \rho u + \frac{\partial}{\partial x} (\rho u^2 + p) = 0; \\ \frac{\partial}{\partial t} \rho (e + 0,5u^2) + \frac{\partial}{\partial x} \rho u (h + 0,5u^2) &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

а также изменение концентраций компонент:

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho \gamma_i + \frac{\partial}{\partial x} \rho u \gamma_i = W_i, \quad i = 1, \dots, N, \quad (2)$$

где ρ , u , p , e , $h = e + p/\rho$ — плотность, скорость, давление, удельные внутренняя энергия и энтальпия газа соответственно; γ_i — мольно-массовые концентрации; N — число рассматриваемых компонент; W_i — скорость образования i -го компонента в единице объема в результате химических реакций.

На ударной волне выполняются соотношения Ренкина—Гюгонио, являющиеся следствием интегральных законов сохранения [2]:

$$\begin{aligned} \rho_1(V - u_1) &= \rho_0(V - u_0); \\ \rho_1(V - u_1)^2 + p_1 &= \rho_0(V - u_0)^2 + p_0; \\ h_1 + \frac{(V - u_1)^2}{2} &= h_0 + \frac{(V - u_0)^2}{2}; \\ \gamma_{1i} &= \gamma_{0i}. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь индексом «0» помечены параметры до УВ, индексом «1» — за УВ; V — скорость УВ.

Система уравнений (1)—(3) замыкается моделью термодинамики многокомпонентного совершенного газа, описываемой удельным термодинамическим потенциалом Гиббса вида

$$G(p, T, \bar{\gamma}) = \sum_{(i)} \gamma_i \left[RT \ln \left(p \gamma_i / p_0 \sum_{(j)} \gamma_j \right) + G_i^0(T) \right], \quad (4)$$

где R — универсальная газовая постоянная; T — температура; $p_0 = 101325$ Па — стандартное давление; $G_i^0(T)$ — температурная часть стандартных мольных потенциалов Гиббса отдельных компонент [3].

Выражение для правых частей уравнений (2) в случае кинетического механизма, включающего N_r химических реакций, имеет вид [4]

$$\begin{aligned} W_i &= \sum_{r=1}^{N_r} (\bar{\nu}_i^{(r)} - \bar{\nu}_i'^{(r)}) \times \\ &\times \left(\bar{K}^{(r)} \prod_{j=1}^N (\rho \gamma_j)^{\bar{\nu}_j^{(r)}} - \bar{K}^{(r)} \prod_{j=1}^N (\rho \gamma_j)^{\bar{\nu}_j'^{(r)}} \right). \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь $\bar{\nu}_i^{(r)}$ — стехиометрические коэффициенты.

Константы скоростей прямых $\bar{K}^{(r)}$ и обратных $\bar{K}'^{(r)}$ реакций связаны термодинамическим соотношением [3]

$$\frac{\bar{K}^{(r)}(T)}{\bar{K}'^{(r)}(T)} = \exp \left[\sum_{i=1}^N (\bar{\nu}_i^{(r)} - \bar{\nu}_i'^{(r)}) \left(\frac{G_i^0(T)}{RT} + \ln \frac{RT}{p_0} \right) \right]. \quad (6)$$

Для аппроксимации температурной зависимости констант скоростей прямых реакций используется обобщенная формула Аррениуса [4]:

$$K(T) = A \exp \left(-\frac{E}{RT} + n \ln T \right). \quad (7)$$

Для моделирования химических превращений в горючей смеси использовалось 45 обратимых химических реакций с константами A , n и E (см. (6)), заимствованные из [5], в которых участвовали 10 компонентов H_2 , OH , H_2O , O_2 , H_2O_2 , HO_2 , H , O , O_3 , Ar , теплофизические свойства которых брались из [3].

Рассмотрим картину течения, возникающую в УТ после разрыва диафрагмы, на примере эксперимента №32 [1]. Толкающий газ в КВД находился под давлением $p_{КВД} = 390474$ Па; КНД заполнялась смесью, состоящей из 4% водорода, 4% кислорода и 92% аргона при давлении $p = 12159$ Па и температуре $T = 298,15$ К.

На рис. 1 представлена временная развертка процесса, полученная в результате решения нестационарной задачи (1)—(3) сеточно-характеристическим методом с явным выделением разрывов [6]. В начальный момент времени мембрана, разделяющая КВД и КНД, мгновенно разрывается, образуются УВ (жирная сплошная линия), контактный разрыв (крупная пунктирная линия), веер волн разрежения (мелкие пунктирные линии), траектория газа (тонкие сплошные линии). Температура за головной ударной волной составляет 1302 К, что превосходит температуру самовоспламенения горючей смеси. При $t \approx 0,00045$ с смесь воспламеняется на контактном разрыве; образуется волна горения, которая, самоускоряясь, переходит в детонационную волну (ДВ). При $t \approx 0,00095$ с ДВ догоняет головную УВ, взаимодействует с ней, в результате образуется нестационарная пересжатая ДВ, распространяющаяся по горючей смеси. По мере своего продвижения по ударной трубе пересжатая ДВ ослабевает и к моменту времени $t \approx 0,0025$ с выходит на режим распространения, близкий к стационарному.

Таким образом, временную развертку течения условно можно разделить на три области: 1) от начального распада разрыва до образования пересжатой ДВ; 2) нестационарная пересжатая ДВ; 3) стационарная пересжатая ДВ.

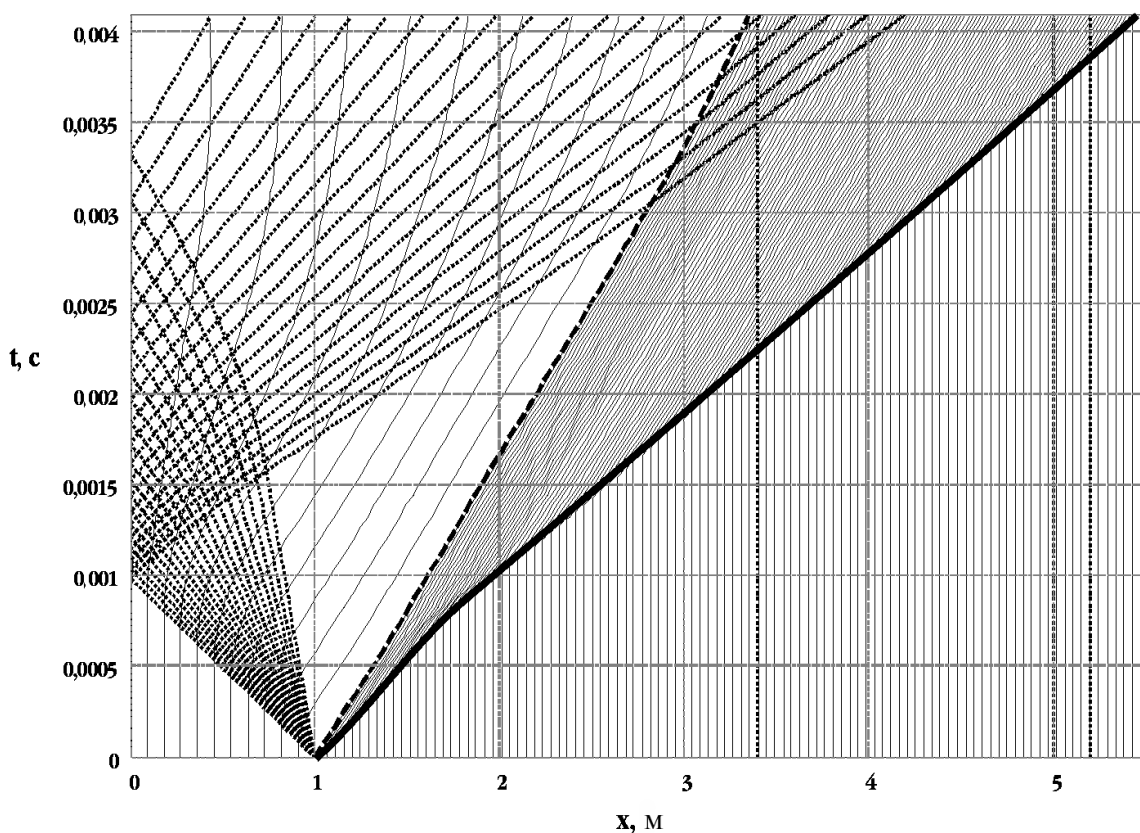


Рис. 1. Временная развертка течения в ударной трубе

Целью описанных в [1] экспериментов было определение времени задержки воспламенения. Данные измерения имеет смысл проводить только в области \mathcal{Z} , т.е. когда имеется сформировавшаяся стационарная пересжатая ДВ. Проведем моделирование экспериментов в предположении, что по УТ распространяется стационарная пересжатая ДВ со скоростью, наблюдаемой в экспериментах, т.е. $V = \text{const}$.

В этом случае рассматриваемая задача является автомодельной, все параметры течения за ударной волной зависят от переменной $\xi = Vt - x$, где (x, t) — координаты точки за ударной волной (рис. 2), $\frac{\partial \xi}{\partial t} = V$, $\frac{\partial \xi}{\partial x} = -1$.

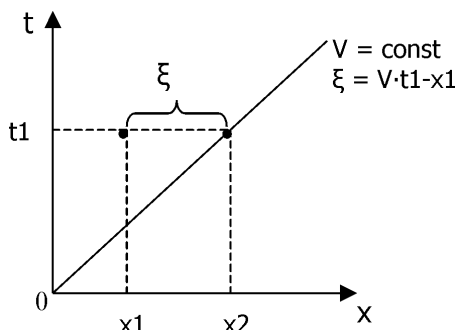


Рис. 2. Автомодельная переменная

Подставляя ξ в уравнения (1)–(2), получим

$$\begin{cases} \frac{d}{d\xi} \rho(V - u) = 0; \\ \frac{d}{d\xi} [\rho u(V - u) - p] = 0; \\ \frac{d}{d\xi} [\rho(e + 0,5u^2)(V - u) - up] = 0; \\ \frac{d}{d\xi} \rho \gamma_i (V - u) = W_i, \quad i = 1, \dots, N. \end{cases} \quad (8)$$

Первые три уравнения системы обыкновенных дифференциальных уравнений (8) путём интегрирования и последующих алгебраических преобразований с учетом (3) сводятся к системе нелинейных уравнений:

$$\begin{cases} \sum_{i=1}^N \gamma_i h_i(T) - \sum_{i=1}^N \gamma_{i0} h_i(T_0) - \frac{1}{2}(v + v_0)(p - p_0) = 0; \quad (a) \\ p - p_0 - \frac{(V - u_0)^2}{v_0^2} (v_0 - v) = 0; \quad (b) \\ T = \frac{pv}{R \sum_{i=1}^N \gamma_i}; \quad T_0 = \frac{p_0 v_0}{R \sum_{i=1}^N \gamma_{i0}}; \quad (c) \end{cases} \quad (9)$$

Здесь $v = \frac{1}{\rho}$ — удельный объем. Нижний индекс «0»

соответствует состоянию газа перед УВ. Следующие N уравнений системы (8) приводятся к виду

$$\frac{d\gamma_i}{d\xi} = \frac{v_0 W_i}{(V - u_0)}, \quad i = 1, \dots, N. \quad (10)$$

Система жестких дифференциальных уравнений (10) решается методом Пирумова [2], причем значения плотности и температуры, от которых зависит W_i (5), находятся из системы нелинейных алгебраических уравнений (9) на каждой итерации. Необходимо отметить, что существуют режимы, при которых система (9), а следовательно, и (10), не имеют решения. Система обыкновенных дифференциальных уравнений (10) имеет релаксационный вид и содержит стационарную точку, в которой все $W_i = 0, i = 1, \dots, N$. Стационарная точка соответствует состоянию термодинамического равновесия. Равновесные значения концентраций могут быть найдены из совместного решения уравнений (9) и условий химического равновесия [2]. При этом состояние термодинамического равновесия не зависит от скоростей химических реакций, а определяется полностью термодинамическими свойствами рассматриваемых компонент.

Параметры газа непосредственно за ударной волной при заданной скорости V находятся из (9) при условии, что концентрации компонент при переходе через УВ остаются неизменными. Таким образом, для отыскания искомого решения интегрируется система обыкновенных дифференциальных уравнений (10) на отрезке $0 \leq \xi \leq \infty$, с начальными условиями $\gamma_i(0) = \gamma_{i0}$. Причем, в случае существования решения, при физических ограничениях на концентрации существует точка ξ_* : для любых $\xi \geq \xi_*$ правые части дифференциальных уравнений (10) $W_i = 0, i = 1, \dots, N$.

Рассмотрим множество возможных поведений решений системы (9)—(10) на фазовой плоскости $p-v$ (давление — удельный объем).

Пусть т. О (рис. 3) соответствует значениям параметров газа перед УВ. Цифрой 1 обозначена ударная адиабата — множество точек, удовлетворяющих (9а) при различных V . Цифрой 2 обозначена равновесная детонационная адиабата — множество точек, удовлетворяющих (9а) и условиям химического равновесия (во всех точках кривой 2 $W_i = 0$,

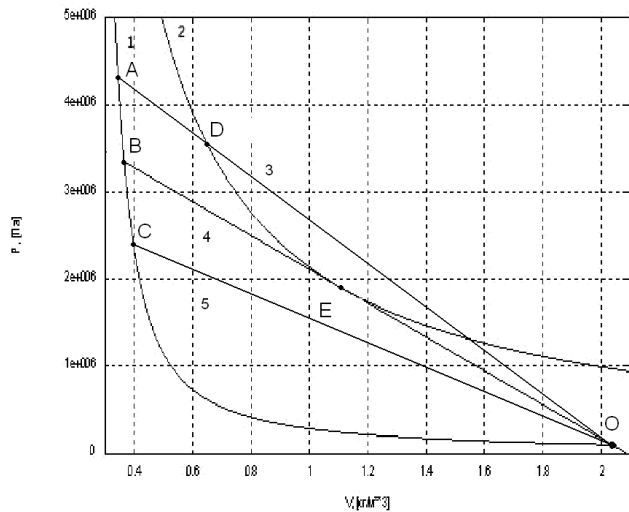


Рис. 3. Стехиометрическая смесь водорода с кислородом ($u_0 = 0, p_0 = 101325 \text{ Па}, T_0 = 298,15 \text{ К}$): 1 — ударная адиабата; 2 — детонационная адиабата; 3, 4, 5 — прямая Релея

$i = 1, \dots, N$) при различных V . Цифрами 3, 4, 5 обозначены возможные варианты прохождения прямой Релея (9б) в зависимости от скорости УВ — V . Решением системы уравнений (9) являются точки пересечения прямой Релея (т. D или т. E, рис. 3) и равновесной детонационной адиабаты. Из вида системы (9) следует, что каким бы ни был вид кинетических уравнений (10), параметры газовой смеси за стационарной ДВ на фазовой плоскости $p-v$ всегда образуют прямую линию. Таким образом, возможны следующие случаи при решении системы (9)—(10) в зависимости от скорости V . Первый — непосредственно за УВ мы попадаем в т. А (рис. 3), далее двигаемся по фазовой плоскости вдоль прямой Релея и приходим в т. D, в точке D правые части всех уравнений системы (10) обращаются в ноль (мы рассматриваем случай, когда все химические реакции, протекающие в системе, обратимы) и, следовательно, далее все параметры остаются постоянными. Данный случай соответствует пережатой ДВ. Второй случай — кривая 4 на рис. 3, соответствует касанию прямой Релея детонационной адиабаты — траектория движения на фазовой плоскости В-Е — скорость детонационной волны равна скорости детонации Чепмена—Жуге (точка Е на рис. 3 — точка Чепмена—Жуге). Третий случай — когда скорость УВ меньше скорости Чепмена — Жуге, непосредственно за УВ мы попадаем в т. С, прямая Релея в этом случае не пересекает детонационную адиабату, т.е. состояние термодинамического равновесия не достигается и задача Коши для системы (9)—(10) не имеет решения. Необходимо отметить, что система алгебраических уравнений (9) может быть заменена на эквивалентное ей дифференциальное уравнение вида

$$\begin{aligned} & ((V-u)^2 - a^2) \frac{d(V-u)}{d\xi} = \\ & = \frac{a^2(V-u)}{\rho^2 h_T} \sum_{i=1}^N (h_T \rho_i - \rho_T h_i) W_i. \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь a — замороженная скорость звука,

$$h_T = \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_p, \rho_T = \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p, h_i = \left(\frac{\partial h}{\partial \gamma_i} \right)_{p,T}, \rho_i = \left(\frac{\partial \rho}{\partial \gamma_i} \right)_{p,T}.$$

Правая часть (11) — сложная функция своих аргументов, которая стремится к нулю только при стремлении системы к состоянию термодинамического равновесия. На прямой Релея в т. С (рис. 3)

всегда выполняется условие $(D-u)^2 < a^2$, а в т. О

всегда $(D-u)^2 > a^2$. Поэтому существует точка ξ ,

в которой $(D-u)^2 - a^2 = 0$, а следовательно, (11)

и соответственно (9)—(10) не имеют решения. Ре-

жим детонации Чепмена—Жуге соответствует минимальной скорости V , при которой существует решение системы (9)—(10), при этом выполняется равенство скорости горючей смеси относительно УВ $(V-u)$ равновесной скорости звука.

Рассмотрим более подробно результаты численного моделирования экспериментов №32 и №13 из [1].

В эксперименте №32: параметры газа перед УВ (они соответствуют параметрам в КНД): $T_0 = 298,15$ К; $p_0 = 0,12$ атм.; смесь покоится. Состав смеси: $8\%(1 \text{ O}_2 + 1 \text{ H}_2) + 92\% \text{ Ar}$. Измеренная в эксперименте скорость стационарной ДВ $V_{\text{ув}} = 1120$ м/с.

На рис. 4 (а-д) показаны зависимости температуры за УВ (а), давления смеси (б), скорости газа относительно головной УВ и скорости звука (в), концентрации ОН за УВ (г), концентрации H_2 , H_2O (д) от лабораторного времени.

Совокупность УВ плюс релаксационная зона за ней, собственно, и составляет понятие ДВ. Необходимо отметить, что на рис. 4 приведены распределения параметров в окрестности УВ. При увеличении времени все приведенные зависимости стремятся к своим равновесным значениям, а именно: температура выходит на уровень $T = 1609,31$ К, давление — на уровень $p = 134717$ Па, концентрация ОН стремится к значению $0,0024$ моль/кг. Графики параметров содержат характерные особенности, свойственные процессу самовоспламенения горючих газовых смесей. Среди них: участок близких к постоянным параметров, примыкающий к УВ; точка перегиба на графиках, например температуры (рис. 4,а); наличие точки максимума на гра-

фике радикала ОН; наличие значения времени, после которого значения параметров течения перестают меняться — стационарная точка дифференциально-алгебраической системы (9)—(10), соответствующая состоянию термодинамического равновесия. Также из рис. 4,в видно, что относительная скорость газа за УВ остается всегда меньше за замороженной скорости звука. Данное свойство решения сохраняется и в случае совпадения скорости УВ со скоростью детонации Чепмена—Жуге — минимальной возможной скоростью распространения ДВ.

В эксперименте № 13: параметры газа перед ударной волной: $T_0 = 298,15$ К; $p_0 = 0,06$ атм.; состав смеси $5\%(1\text{O}_2 + 2\text{H}_2) + 95\% \text{ Ar}$. Измеренная в эксперименте скорость стационарной ДВ $V_{\text{ув}} = 840$ м/с. Скорость детонации Чепмена—Жуге для данной смеси составляет $V_{\text{чж}} = 944$ м/с. Таким образом, в рассматриваемой постановке данная задача не имеет решения, т.е. существует точка $t = t^*$ (рис. 5,в), в которой относительная скорость движения газа равна замороженной скорости звука:

$D-u = a$, при этом $W_i \neq 0$. При приближении к особой точке наблюдается резкий рост относительной скорости газа (рис. 5,в), который в силу закона сохранения энергии, несмотря на наличие эндотермических химических реакций, приводит к падению температуры смеси (рис. 5,а). Таким образом, в рамках используемой модели не удается описать имеющиеся экспериментальные данные, и для их корректной трактовки необходимо использовать уточненные математические модели, позволяющие учитывать влияние эффектов неоднородности и вязкости на параметры ДВ в каналах.

На рис. 6—14 представлены результаты численных расчетов времен задержек воспламенения (τ_1, τ_2, τ_3) при заданной скорости УВ ($V_{\text{ув}}$) и начальном давлении p_0 , а также приведены данные эксперимента по измерению времени задержки воспламенения ($\tau_{\text{лаб}}$) в системе $\text{O}_2 + \text{H}_2 + (97 \div 79)\% \text{ Ar}$ при различном соотношении концентраций H_2 и O_2 . Для каждой смеси рассчитана скорость Чепмена—Жуге $V_{\text{чж}}$.

Времена задержки воспламенения вычислялись по трем критериям: τ_1 — по началу роста температуры (рис. 4,а); τ_2 — по точке перегиба графика температуры (рис. 4,а); τ_3 — по максимуму концентрации ОН (рис. 4,г).

На рис. 6—14 приведены рассчитанные и экспериментальные зависимости времен задержек воспламенения от температуры в различных смесях из [1]. По оси абсцисс отложено $1000/T$, T — в К, а

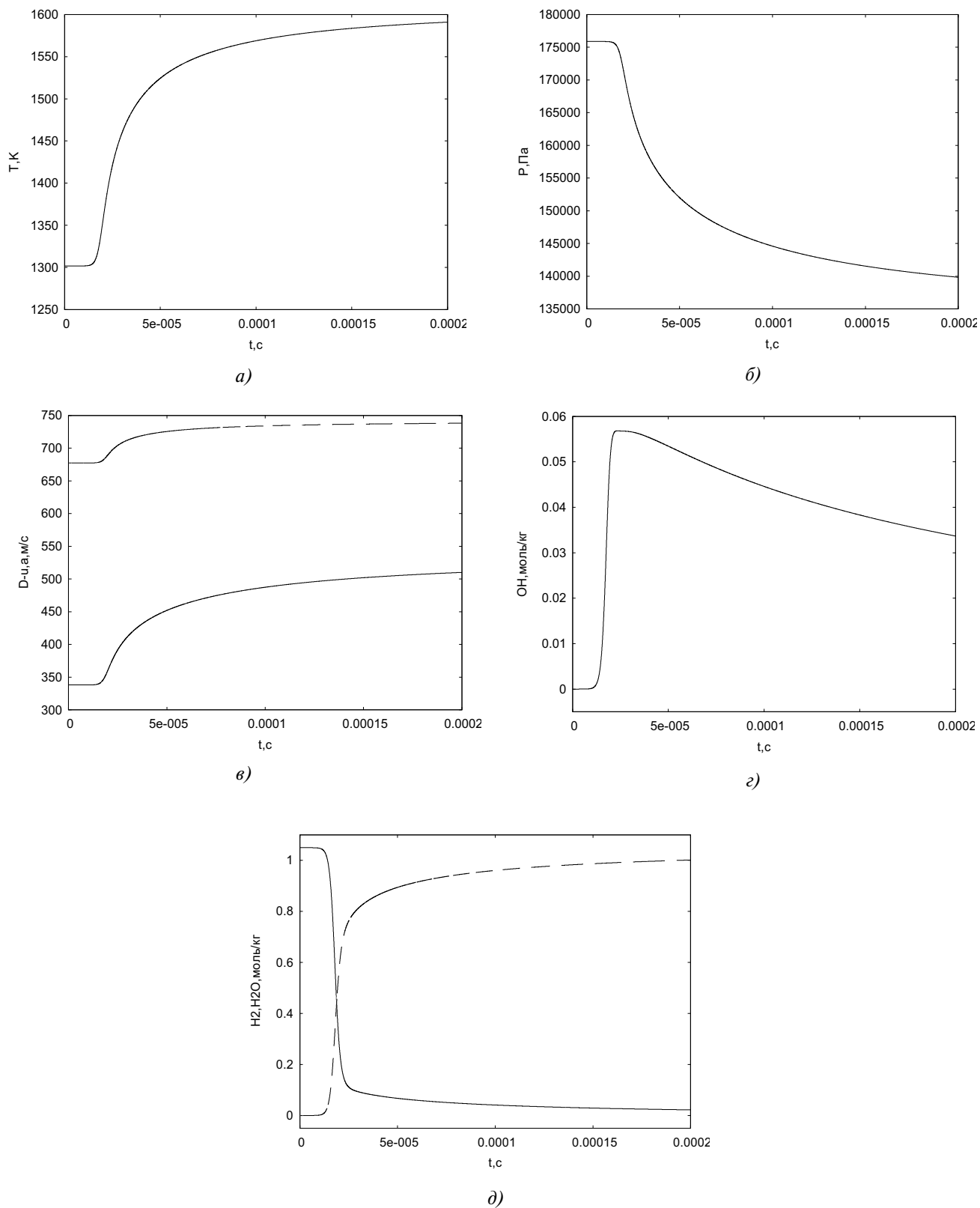


Рис. 4. Распределение параметров в окрестности УВ:

- а — температура за УВ;
- б — давление смеси; в — скорость газа относительно головной УВ (сплошная линия) и скорости звука (пунктирная линия); г — концентрация OH за УВ;
- д — концентрация H_2 (сплошная линия) и H_2O (пунктирная линия)

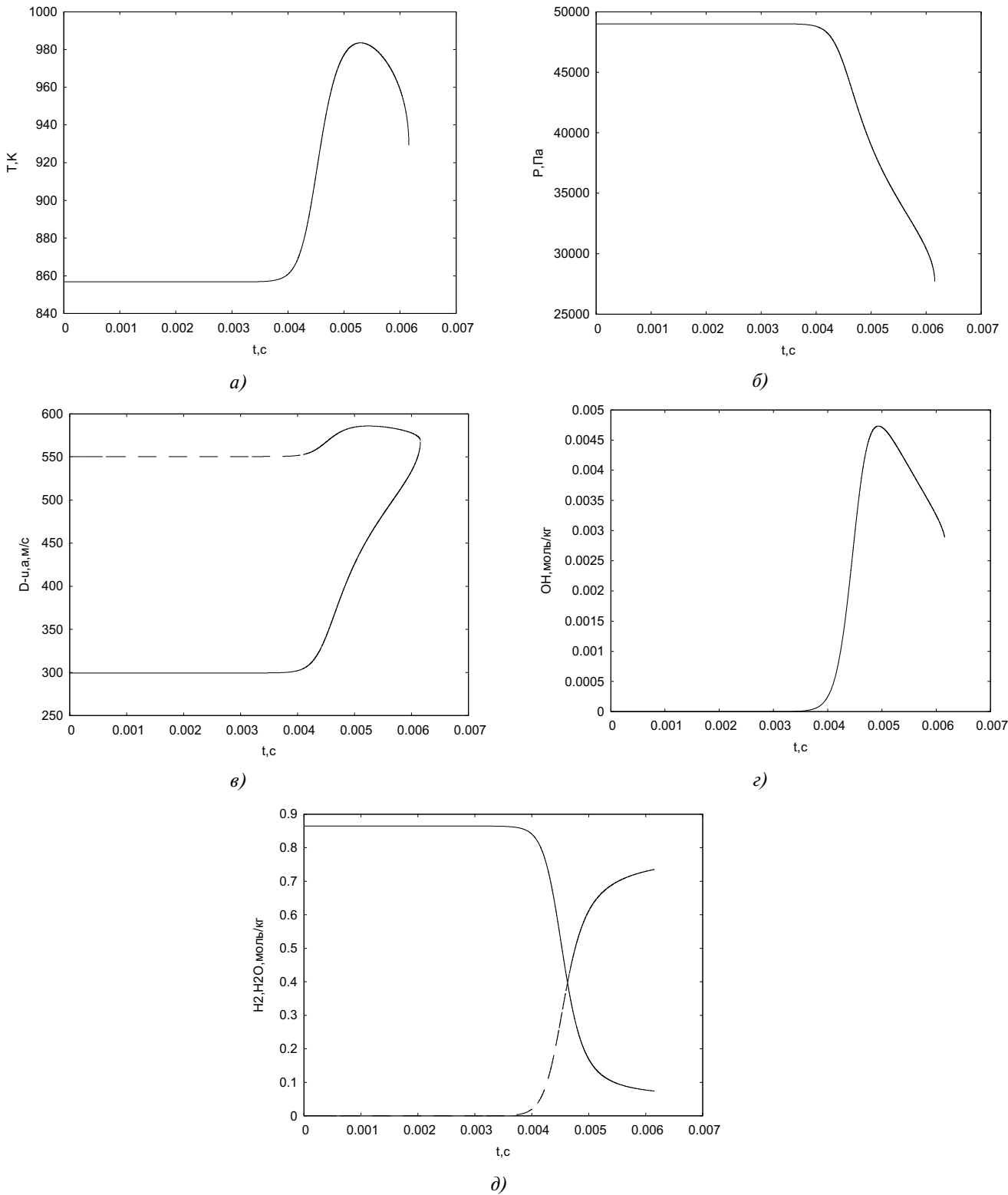


Рис. 5. Распределение параметров в окрестности УВ:
 а — температура за УВ; б — давление смеси; в — скорость газа относительно головной УВ (сплошная линия) и скорости звука (пунктирная линия);
 г — концентрация ОН за УВ; д — концентрация H_2 (сплошная линия) и H_2O (пунктирная линия)

по оси ординат — $\lg(1/\tau)$, где τ измеряется в секундах. На рис. 6 приведены результаты исследования горючей смеси $3\%(1O_2 + 2H_2) + 97\%Ag$, на-

блюдается хорошее совпадение в области температур $T > 1000$ К расчетных значений времени задержки воспламенения, определенных по первому кри-

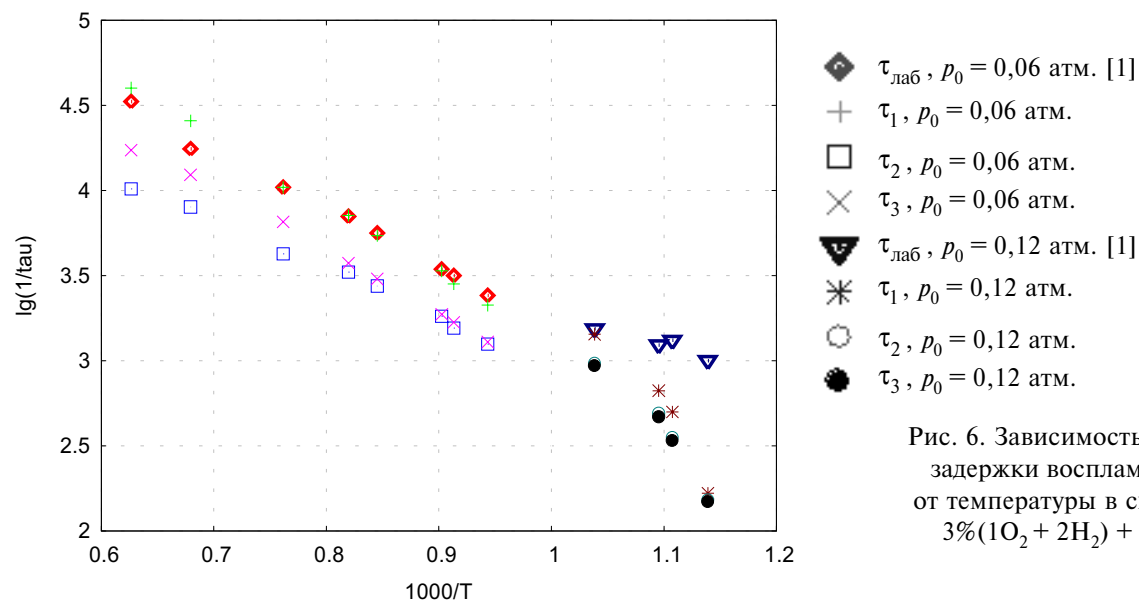


Рис. 6. Зависимость времени задержки воспламенения от температуры в смеси №1 3%($\text{O}_2 + 2\text{H}_2$) + 97%Ar

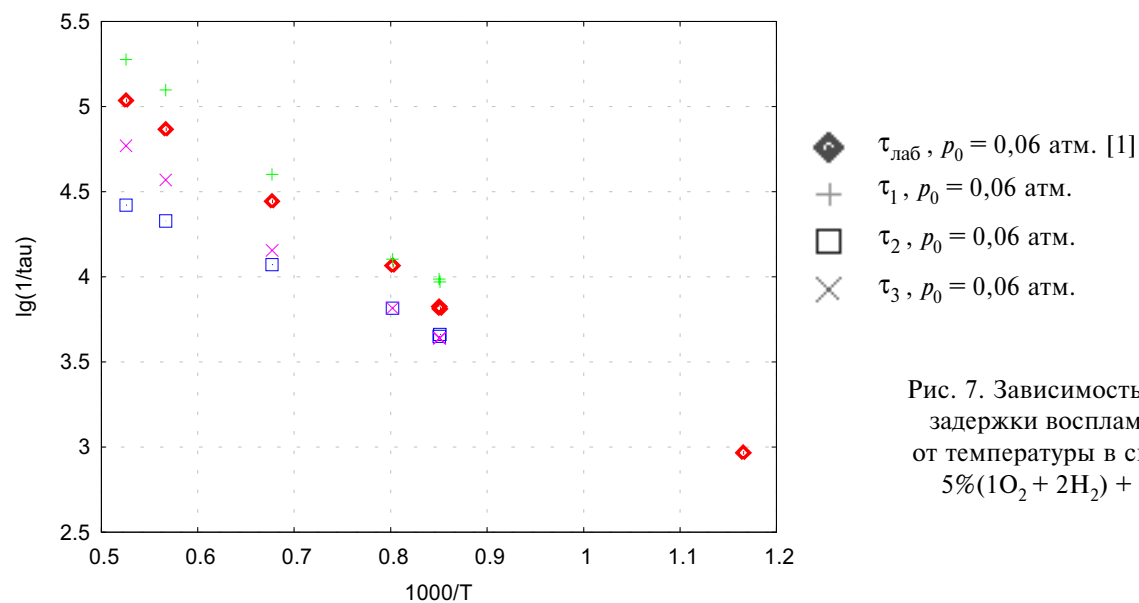


Рис. 7. Зависимость времени задержки воспламенения от температуры в смеси №2 5%($\text{O}_2 + 2\text{H}_2$) + 95%Ar

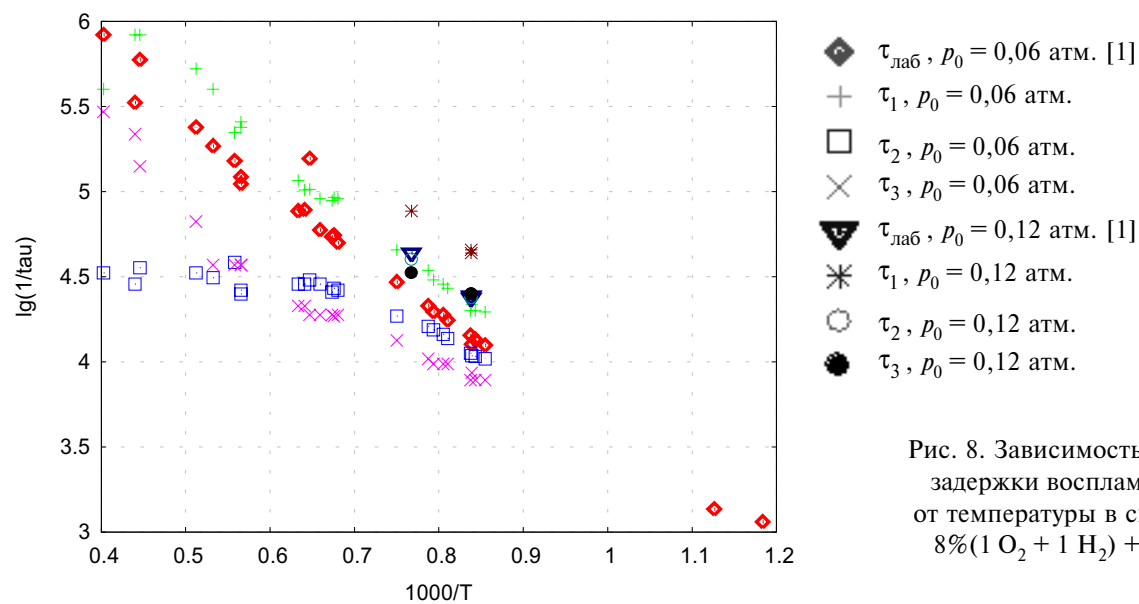


Рис. 8. Зависимость времени задержки воспламенения от температуры в смеси №3 8%($\text{O}_2 + 1\text{H}_2$) + 92%Ar

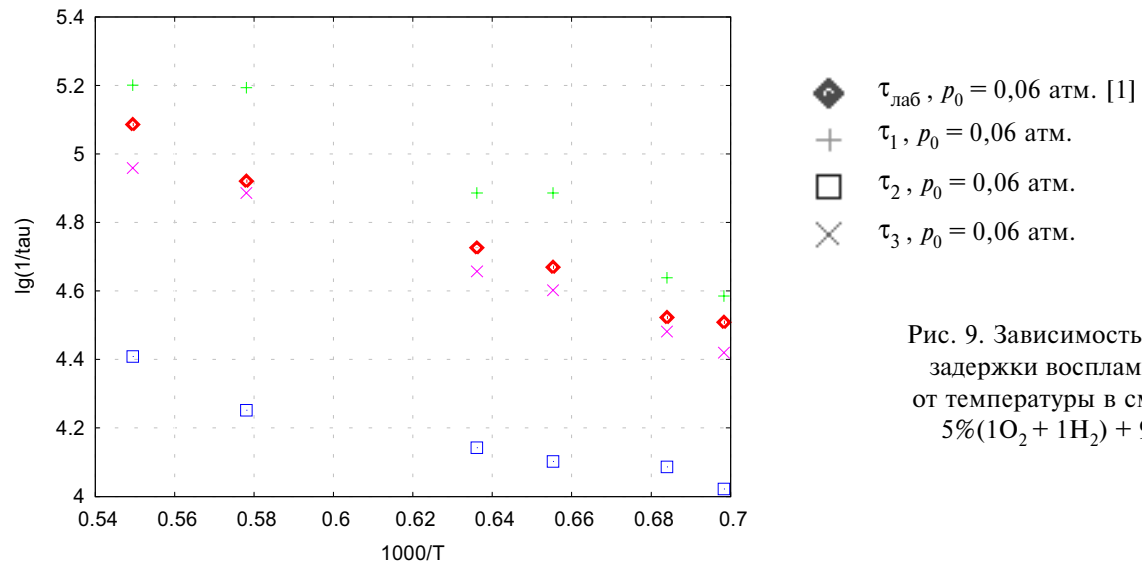


Рис. 9. Зависимость времени задержки воспламенения от температуры в смеси №4 $5\%(1O_2 + 1H_2) + 95\%Ar$

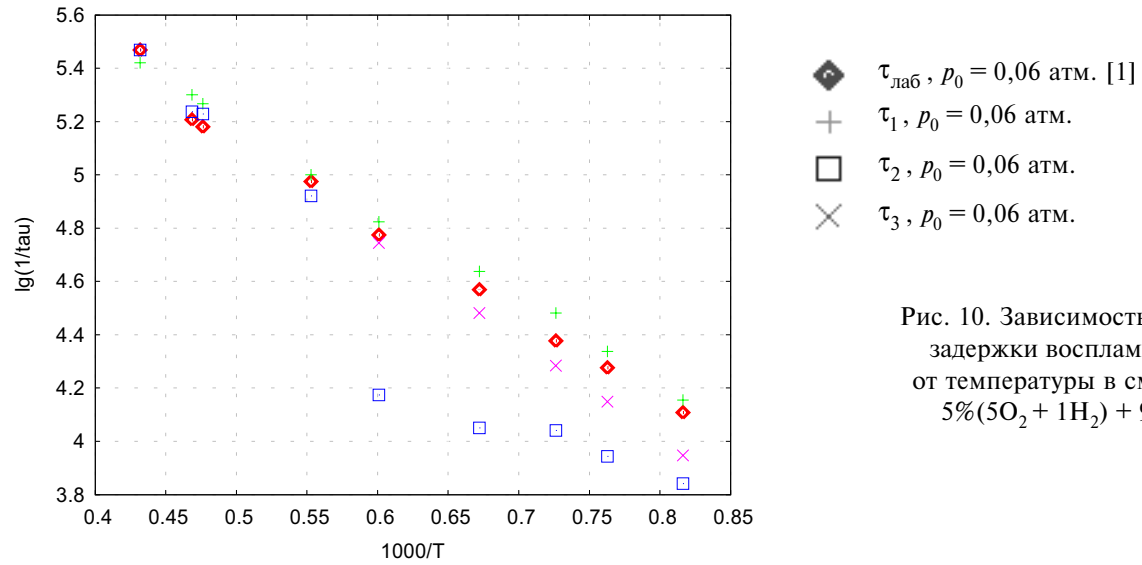


Рис. 10. Зависимость времени задержки воспламенения от температуры в смеси №5 $5\%(5O_2 + 1H_2) + 95\%Ar$

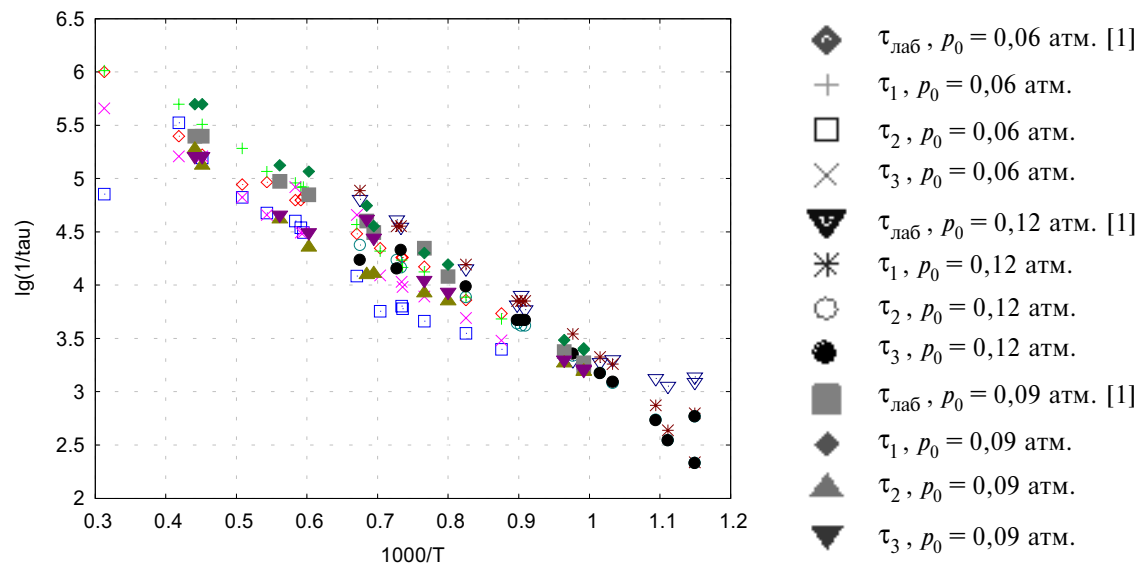
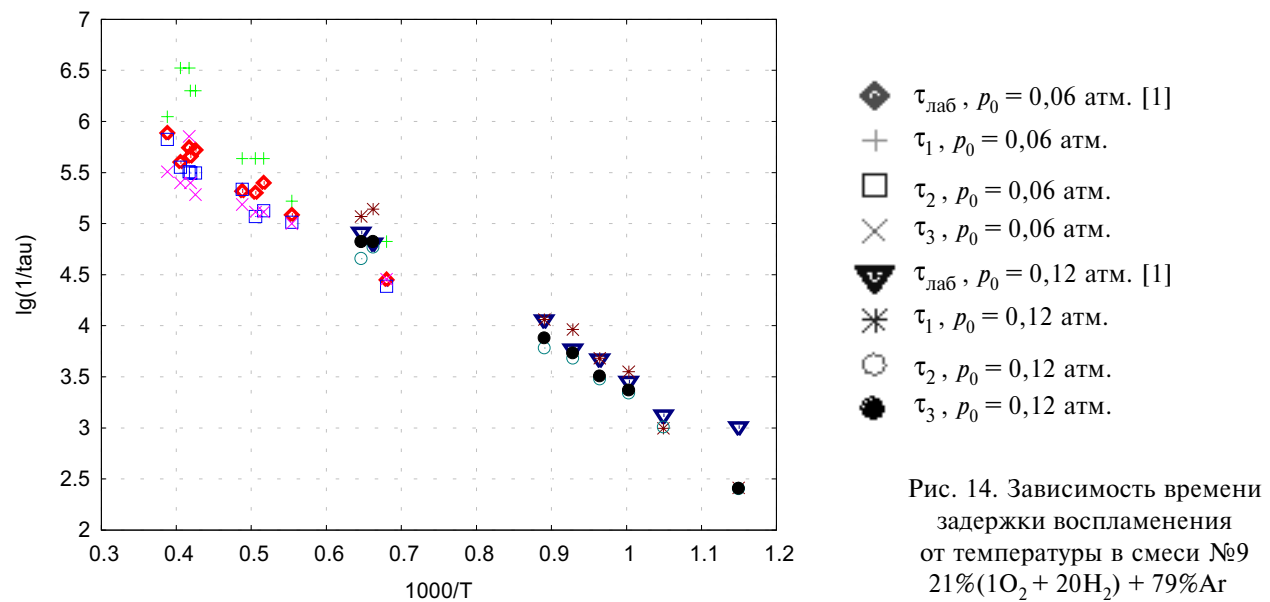
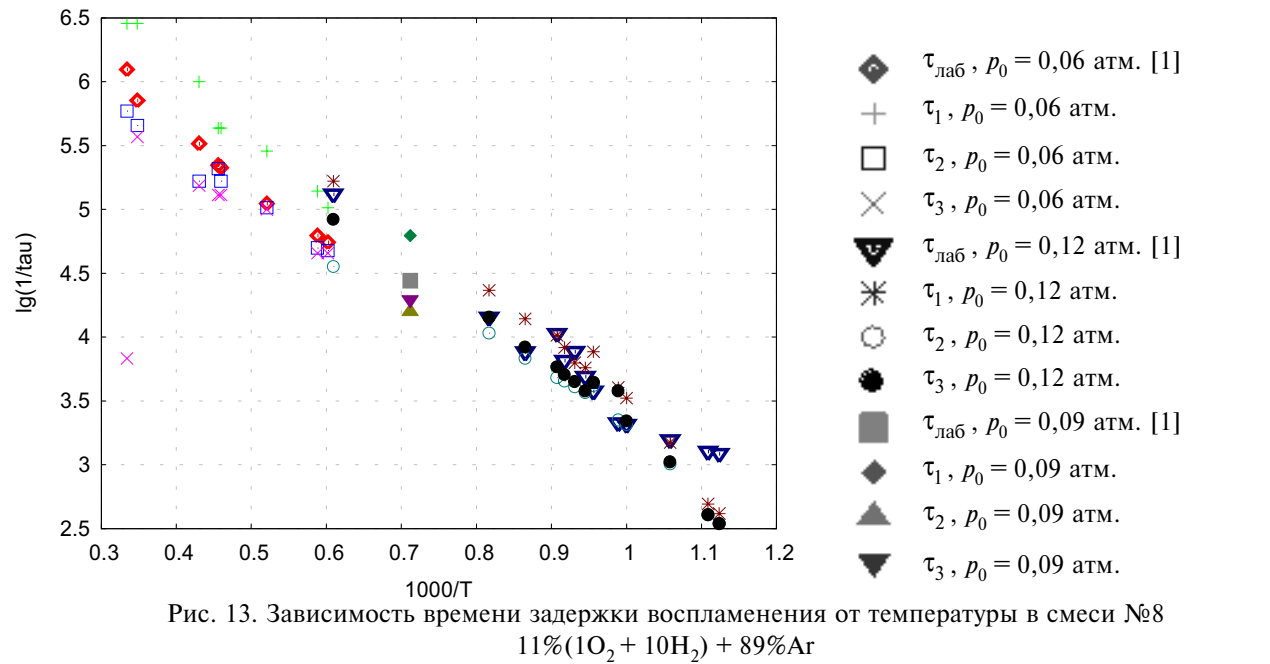
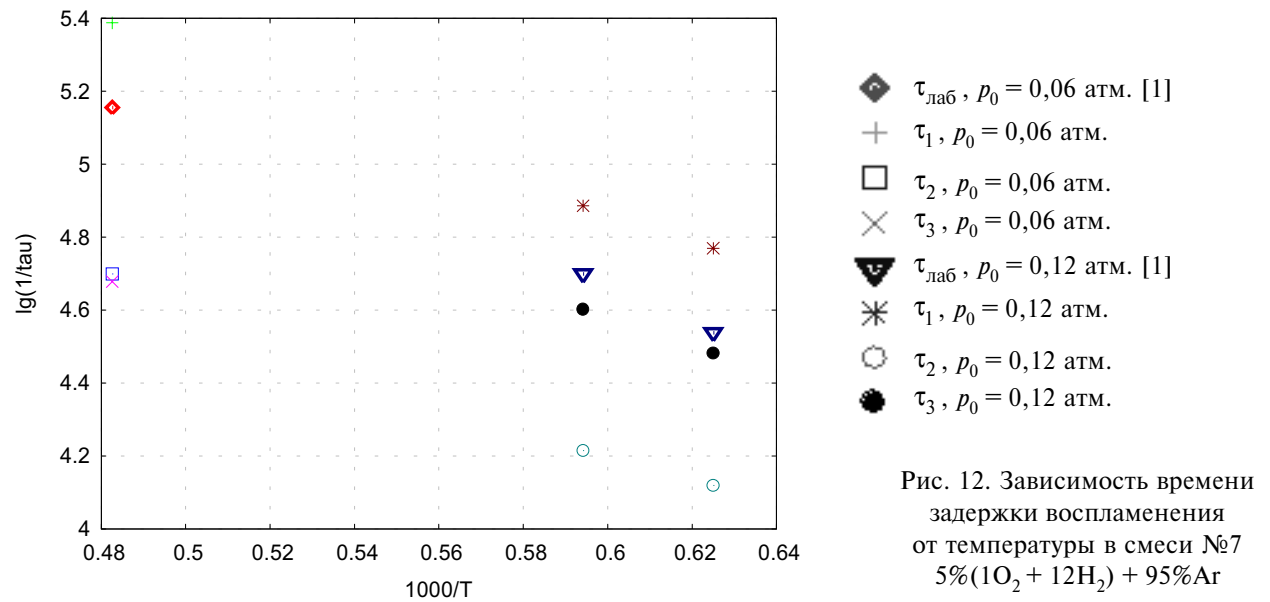


Рис. 11. Зависимость времени задержки воспламенения от температуры в смеси №6 $5\%(1O_2 + 4H_2) + 95\%Ar$



терию и несколько худшее по третьему, с экспериментальными данными. В области температур $T < 950$ К рассчитанные задержки времени воспламенения существенно превышают измеренные, это связано с тем, что при проведении численного моделирования не учитывались вязкие эффекты. Аналогичная ситуация наблюдается и для смесей:

5%($\text{O}_2 + 4\text{H}_2$) + 95%Ar (рис. 11),
 11%($\text{O}_2 + 10\text{H}_2$) + 89%Ar (рис. 13),
 21%($\text{O}_2 + 20\text{H}_2$) + 79%Ar (рис. 14).

В целом наилучшее совпадение с экспериментальными данными при численном моделировании дают первый и третий критерии воспламенения, а именно: время начала подъема температуры (рис. 4,а) и момент времени, когда концентрация радикала OH принимает максимальное значение (рис. 4,з) соответственно. Причем в большинстве рассмотренных случаев экспериментальные точки лежат между расчетными значениями времени воспламенения, определенными по первому и третьему критерию.

Выводы

1. Разработаны вычислительные алгоритмы и комплекс программ для моделирования в рамках модели невязкого, нетеплопроводного многокомпонентного реагирующего газа тонкой структуры стационарной детонационной волны.

2. Рассмотрены случаи существования и отсутствия решения задачи о движении стационарной детонационной волны в ударной трубе.

3. Проведено численное моделирование экспериментов в ударных трубах по определению задержки воспламенения в стационарных пересжатых детонационных волнах в сильно разбавленных аргоном горючих смесях водорода с кислородом. Показано, что кинетический механизм, предложен-

ный в [5], описывает эксперименты [1] при температурах за падающей ударной волной более 950 К и, в рамках используемой в расчетах модели, дает завышенные значения времени воспламенения при более низких температурах.

*Работа выполнена при поддержке РФФИ
 проект № 09-01-00564-а.*

Библиографический список

1. Павлов В.А. Некоторые особенности измерения и интерпретации времени индукции воспламенения водородо-кислородных смесей за фронтом ударной волны // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2009. Т.8. <http://www.chemphys.edu.ru>

2. Пирумов У.Г. Математическое моделирование в проблемах охраны воздушного бассейна. — М.: Изд-во МАИ, 2001.

3. Термодинамические свойства индивидуальных веществ: Справочное издание в 4-х т. // Л.В. Гурвич, И.В. Вейц, В.А. Медведев и др. — М.: Наука, 1978.

4. Физико-химические процессы в газовой динамике: Справочник. Том первый. Динамика физико-химических процессов в газе и плазме (второе издание). — М.: Изд-во Научный мир, 2007.

5. Ибрагимова Л.Б., Смехов Г.Д., Шаталов О.П. Сравнительный анализ констант скоростей химических реакций, описывающих горение водородо-кислородных смесей // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2009. Т.8/ <http://www.chemphys.edu.ru>

6. Гидаспов В.Ю., Пирумов У.Г., Северина Н.С. Математическое моделирование квазиодномерных нестационарных течений реагирующего газа с произвольным числом взаимодействующих разрывов // Вестник МАИ. 2008. Т. 15. № 5. С. 83—94.

Московский авиационный институт
 Статья поступила в редакцию 16.11.2009