

УДК 534.222.2 + 536.46 + 661.215.1

## Скорость дефлаграционного горения при повышенных давлениях и температурах\*

А.А. Васильев, А.В. Трилис

*Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, Новосибирск*

E-mail: trilisartie@yandex.ru

Приведены дополнительные расчетные данные о скорости горения для типичных газовых смесей при давлениях до 6000 атм и температурах до 4000 К. Установлено, что основной вклад в скорость горения дает влияние начальной температуры, зависимость от давления весьма слабая. Для топливно-кислородных и топливно-воздушных смесей в трехмерном пространстве (давление–температура–скорость дефлаграционного горения) установлено существование единой поверхности скоростей горения и непрерывная зависимость скорости пламени от начальных условий.

**Ключевые слова:** нормальная скорость пламени, видимая скорость пламени, скорость детонации, адиабата энергосодержания, детонационная ветвь адиабаты, дефлаграционная ветвь, горение.

Одной из задач исследований взрывоопасности горючих систем является моделирование реального сценария всех стадий развития взрыва: воспламенение смеси и формирование низкоскоростного ламинарного пламени, ускорение фронта пламени за счет естественной или искусственной турбулизации, формирование волн сжатия расширяющимся фронтом пламени, формирование слабой ударной волны (УВ) и ее последующее усиление, взрывное воспламенение сжатой смеси (за фронтом УВ перед фронтом пламени), взаимодействие этих нестационарных фронтов горения, приводящее при определенных условиях к возникновению детонационной волны (ДВ). Чаще всего ДВ возникает сначала в области сжатого и нагретого ударной волной газа, а затем — после «догона» этой волной фронта головной УВ — и к формированию ДВ в исходной смеси. Вышеописанная последовательность событий — типичный сценарий перехода горения в детонацию (ПГД).

Нормальная скорость ламинарного горения определяется процессами диффузии и теплопроводности и для корректного их моделирования необходимо иметь информацию о зависимости этих коэффициентов от параметров среды, постоянно меняющихся в процессе ускорения пламени. Очевидно, что необходимы не только физически обоснованные модели турбулизации течения, но и корректные в широком диапазоне изменения основных газодинамических параметров зависимости всех основных коэффициентов, определяющих развитие процесса.

Как правило, распространение фронта горения порождает волны сжатия и появление «предвестника» в исходной смеси, вследствие чего экспериментально наблюдаемая «видимая» скорость распространения пламени складывается из скорости нормального

---

\* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 11-01-00634а), ведущей научной школы РФ «Механика ударных и детонационных процессов», программы РАН «Горение и взрыв».

пламени (относительно неподвижной смеси) и скорости газодинамического потока непосредственно перед фронтом пламени в «предвестнике».

До сих пор традиционно зависимость скорости пламени  $W$  от давления  $P$  и температуры  $T$  задается в виде эмпирического соотношения (с большой степенью неопределенности)

$$W = W_{00} (P / P_{00})^n (T / T_{00})^m, \quad (1)$$

где индексом 00 отмечены значения параметров при некотором стандартном состоянии, а показатели  $n$  и  $m$  определяются на основе экспериментальных данных.

Следует отметить, что в экспериментальных значениях скоростей пламени существует заметный разброс, обусловленный различными методиками определения нормальной скорости пламени: горелка Бунзена, распространение пламени в вертикальной трубе вниз или вверх по отношению к вектору земного тяготения  $g$ , расширение сферического пламени в мыльном пузыре или бомбе постоянного объема, горение во встречных потоках горючего и окислителя и т.д. Часто скорость нормального пламени  $W$  пересчитывается через видимую скорость пламени  $W_*$  с помощью соотношения

$$W = W_* / \sigma, \quad (2)$$

где  $\sigma$  — степень расширения продуктов сгорания [1].

К задаче о функциональной зависимости скорости горения  $W$  от давления и температуры (формула типа (1)) можно подойти принимая во внимание задачу о распространении волн горения и детонации в реагирующих системах, основанную на законах сохранения массы, импульса и энергии (например, [2, 3]):

$$\begin{aligned} \rho_0 D &= \rho(D-u), \\ P_0 + \rho_0 D^2 &= P + \rho(D-u)^2, \\ I_0 + Q + D^2 / 2 &= I + (D-u)^2 / 2. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь  $\rho$  — плотность смеси (удельный объем  $V = 1 / \rho$ ),  $P$  — давление,  $D$  и  $u$  — волновая и массовая скорости,  $I$  — энтальпия,  $Q$  — энергосодержание смеси.

Для лучшего понимания изложим кратко основные моменты работы. В результате алгебраических преобразований из законов сохранения массы и импульса можно получить уравнение прямой Михельсона–Рэлея (ПМР), проходящей через точку начального состояния  $(P_0, V_0)$

$$\left( \frac{P}{P_0} - 1 \right) = - \frac{\gamma_0 D^2}{c_0^2} \left( \frac{V}{V_0} - 1 \right), \quad (3a)$$

а из уравнения энергии (в рамках модели идеального газа с независимой от температуры теплоемкостью при постоянном объеме  $I = \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{P}{\rho}$ ) — адиабату продуктов реакции  $P = f(V, Q)$  (адиабату энергосодержания (АЭ)):

$$\frac{P}{P_0} = \frac{\frac{\gamma_0 + 1}{\gamma_0 - 1} - \frac{V}{V_0} + 2\gamma_0 \frac{Q(P, V)}{c_0^2}}{\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \frac{V}{V_0} - 1}, \quad (3b)$$

представляющую собой гиперболу в плоскости  $(P, V)$ , выпуклую в сторону начала координат. Показатели адиабаты для исходной смеси и продуктов реакции обозначены как  $\gamma_0$  и  $\gamma$  соответственно, энергосодержание  $Q$  считается постоянным на АЭ в рамках идеализированной

одностадийной модели или является переменной величиной вдоль АЭ (функцией параметров системы) в рамках модели химического равновесия продуктов. На рис. 1 схематически изображены ПМР 3 и 4, ударная адиабата 2 без энерговыведения, адиабата энерговыведения 1, а также все характерные точки. На этой АЭ выделяют детонационную (при  $P > P_0$  и  $V < V_0$ ) и дефлаграционную (при  $P < P_0$  и  $V > V_0$ ) ветви. Поскольку точка О исходного состояния лежит вне гиперболы, то из этой точки можно провести прямолинейные секущие (как к детонационной, так и к дефлаграционной ветвям адиабаты энерговыведения) с двумя точками пересечения этой прямой с каждой ветвью адиабаты энерговыведения. Точки пересечения стягиваются в одну, когда секущая превращается в касательную (самоподдерживающаяся волна Чепмена–Жуге). Замечательной особенностью системы уравнений для описания волн горения и детонации является то, что скорости волн, соответствующие условию касания ПМР 3 и 4 к детонационной и дефлаграционной ветвям, не являются произвольными, а оказываются взаимосвязанными. Это и позволяет решить поставленную задачу.

Рассмотрим детонационную волну относительно точки исходного состояния О. Ударная волна переводит газ из состояния О в состояние S, соответствующее химическому пику ДВ, затем начинается химическая реакция и после ее завершения продукты реакции попадают в точку D. Переход из S в D осуществляется вдоль прямой Михельсона, являющейся касательной к адиабате энерговыведения относительно исходного состояния О. Но прямая Михельсона из О в S одновременно является касательной к адиабате энерговыведения, проведенной из точки S, как начальной [4]. Следует уточнить, что адиабаты энерговыведения, построенные относительно точек О и S, не совпадают друг с другом, сохраняется лишь условие и точка касания D. При этом изэнтропа в точке D касается снизу адиабаты энерговыведения, построенной относительно точки О, и касается сверху адиабаты, построенной относительно точки S. Иными словами, точка D соответствует как параметрам детонации относительно исходного состояния О, так и параметрам дефлаграционного горения с исходным состоянием в точке S. Отметим, что уже в классических работах (например, [2, 3]) высказывалась мысль о том, что детонация может быть представлена как горение за ударной волной.

Этот взгляд (со стороны детонации на горение) позволяет проанализировать изменение дефлаграционных скоростей в состояниях с различными начальными давлениями и температурами и даже получить аналитическую формулу для скорости дефлаграционного горения в зависимости от  $P_0$  и  $T_0$ . В работе [5] состояние в химическом пике детонационной волны рассматривалось как исходное состояние для дефлаграционного горения в потоке горючей смеси за ударным фронтом ДВ в рамках модели идеального газа с постоянными  $Q$  и  $\gamma$  и была получена формула для оценки скорости горения в зависимости от исходных параметров смеси.

Полагая показатели адиабаты  $\gamma$  разными для исходной смеси, смеси в зоне индукции и в продуктах реакции, при совместном решении уравнений (3а) и (3б) можно получить

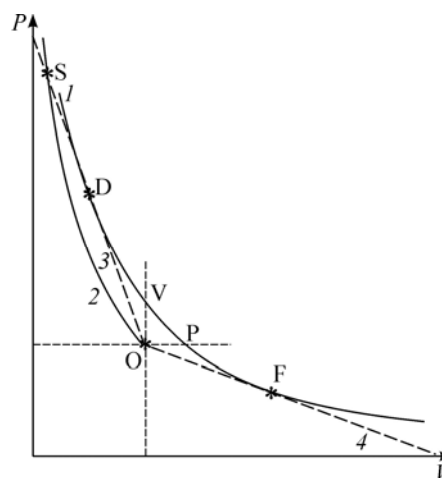


Рис. 1. Типичная диаграмма состояний исходной горючей смеси, продуктов реакции и ее особые точки.

координаты точек пересечения прямых Михельсона–Рэлея с адиабатой энерговыделения:

$$\sigma_{1,2} = \frac{\frac{\gamma}{\gamma_0} c_0^2 + \gamma D^2 \pm \sqrt{D^4 + f(\gamma_0, \gamma, Q) c_0^2 D^2 + \frac{\gamma^2}{\gamma_0^2} c_0^4}}{(\gamma + 1) D^2}. \quad (4)$$

Здесь  $\sigma = V/V_0$ ,  $c_0^2 = \gamma P_0 / \rho_0$  — скорость звука в исходной горючей смеси,  $f(\gamma_0, \gamma, \gamma)$  — громоздкий коэффициент, отвечающий за энерговыделение в смеси, который в дальнейшем обсуждении не потребуется. При  $D > c_0$  получим секущую и две точки пересечения с детонационной ветвью АЭ ( $P > P_0$  и  $V < V_0$ ), при  $D < c_0$  — с дефлаграционной ветвью АЭ ( $P < P_0$  и  $V > V_0$ ) (рис. 1). Две точки пересечения стягиваются в одну тогда и только тогда, когда подкоренное выражение в (4) равно нулю [2]:

$$D^4 + f(\gamma_0, \gamma, Q) c_0^2 D^2 + \frac{\gamma^2}{\gamma_0^2} c_0^4 = 0. \quad (5)$$

Уравнение (5) и есть условие касания ПМР и АЭ (условие Чепмена–Жуге), которое замыкает систему уравнений (3) и позволяет вычислить все неизвестные газодинамические параметры как за самоподдерживающейся ДВ, так и за волной горения.

Решение уравнения (5) дает касательную 3 с точкой касания D и скоростью детонации Чепмена–Жуге  $\pm D_{DO}$ , а также касательную 4 с точкой касания F и скоростью самоподдерживающейся волны горения Чепмена–Жуге  $\pm D_{FO}$  (рис. 1). Отметим, что уравнение (5) является биквадратным уравнением относительно скорости  $D$ , то есть для него справедлива формула Виета, согласно которой произведение корней уравнения равно свободному члену:

$$D_{DO}^2 D_{FO}^2 = \frac{\gamma^2}{\gamma_0^2} c_0^4,$$

или:

$$D_{DO} D_{FO} = \frac{\gamma}{\gamma_0} c_0^2. \quad (6)$$

Уравнение (6) является основным соотношением между самоподдерживающимися скоростями горения и детонации относительно исходного состояния в точке O. С его помощью можно получить зависимость скорости горения от давления и температуры.

Для состояния S скорость газа относительно фронта УВ представляет собой скорость дефлаграции, потому можно написать

$$(D_{DO} - u_S) = D_{FS} = \rho_0 D_{DO} / \rho_S = D_{DO} / \sigma_S. \quad (7)$$

Из формул (6)–(7) получается соотношение между скоростями дефлаграционного горения, выражаемое через число Маха ударной волны, и степень сжатия за ней:

$$D_{FS} / D_{FO} = \frac{\gamma_0 D_{DO} D_{DO}}{\gamma \sigma_S c_0^2} = \frac{\gamma_0 M_0^2}{\gamma \sigma_s}. \quad (8)$$

Обращая известное соотношение для давления за фронтом УВ как функцию числа Маха УВ  $P = f(M)$

$$\frac{P}{P_0} = \pi = \frac{2\gamma_0 M^2 - (\gamma_0 - 1)}{\gamma_0 + 1} \approx \frac{2\gamma_0 M^2}{\gamma_0 + 1} \quad (9)$$

к виду  $M = g(P)$ , переписывается соотношение между дефлаграционными скоростями, из которого ясно видна линейная зависимость скорости горения от температуры начального состояния горючей смеси [5]:

$$D_{\text{IS}} = D_{\text{FO}} \frac{\gamma_0 + 1}{2\gamma} \frac{\pi_S}{\alpha_S} = D_{\text{FO}} \frac{\gamma_0 + 1}{2\gamma} \frac{T_S}{T_0}. \quad (10)$$

Последняя формула, кроме того, является обоснованием достаточно произвольной формулы (1).

Для проверки последнего соотношения были выполнены расчеты параметров горения и детонации стехиометрических смесей водорода и типичных углеводородов (метана, этилена и ацетилена, как представителей с одинарной, двойной и тройной химической связью) с кислородом и воздухом при варьировании начального давления в диапазоне 0,001–100 атм и начальной температуры — в диапазоне 200–1800 К, заведомо перекрывающих области применения [6]. Некоторые результаты представлены на рис. 2–5.

Дополнительно были выполнены расчеты параметров горения и детонации при исходном состоянии, соответствующем точке S (одновременное изменение  $P$  и  $T$ ). Следует подчеркнуть, что условие  $Q = \text{const}$  вдоль адиабаты энерговыделения является сильной идеализацией, оправданной только возможностью простых алгебраических преобразований законов сохранения. Уже в приближении химического равновесия продуктов  $Q$  меняется вдоль адиабаты: например, для смеси  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$  в характерных точках адиабаты  $Q_{\text{D}} = 972,6$ ,  $Q_{\text{V}} = 1057,5$ ,  $Q_{\text{P}} = 1117,6$ ,  $Q_{\text{DF}} = 1199,7$  кал/г. Если в качестве начального выбрать состояние в точке S, то в точке D, представляющей дефлаграционную точку,  $Q_{\text{DF}} = 1580,4$  кал/г. Сравнивая с величиной  $Q$  для точки D, как детонационной точки относительно состояния O ( $Q_{\text{D}} = 972,6$  кал/г), замечаем, что эти величины заметно различаются (см. вышеизложенное о несовпадении адиабат энерговыделения для точек O и S).

Следует отметить, что параметры точки S как исходного состояния не входят в начальную регулярную сетку давлений и температур  $\{P_0, T_0\}$ , поскольку ограничены рамками законов сохранения. Возникает естественный вопрос о том, укладываются ли скорости дефлаграционного горения для нерегулярных начальных условий на некую поверхность скоростей, построенных по сетке с регулярными данными. Другими словами,

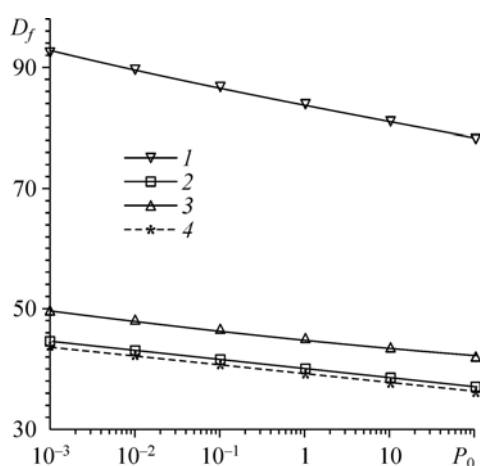


Рис. 2. Зависимость скорости горения от начального давления для топливно-кислородных смесей.

$2\text{H}_2 + \text{O}_2$  (1),  $2\text{C}_2\text{H}_2 + 5\text{O}_2$  (2),  $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$  (3),  $\text{C}_2\text{H}_4 + 3\text{O}_2$  (4).

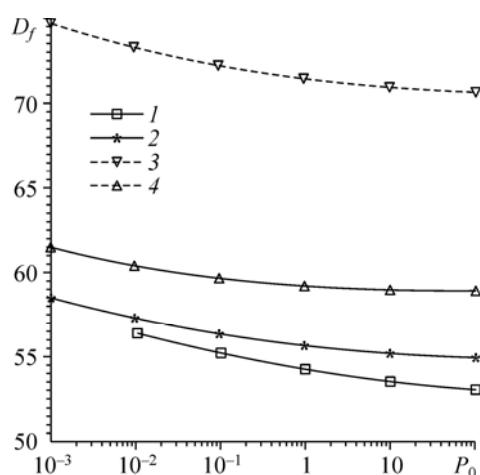


Рис. 3. Зависимость скорости горения от начального давления для топливно-воздушных смесей.

$0,4\text{C}_2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 3,76\text{N}_2$  (1),  $\text{C}_2\text{H}_4 + 3(\text{O}_2 + 3,76\text{N}_2)$  (2),  $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 3,76\text{N}_2$  (3),  $0,5\text{CH}_4 + \text{O}_2 + 3,76\text{N}_2$  (4).

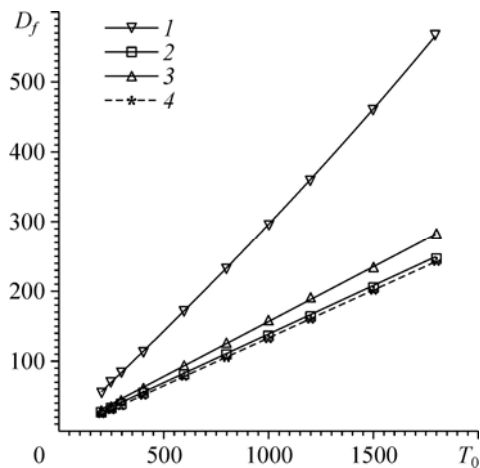


Рис. 4. Зависимость скорости горения от начальной температуры для топливно-кислородных смесей.

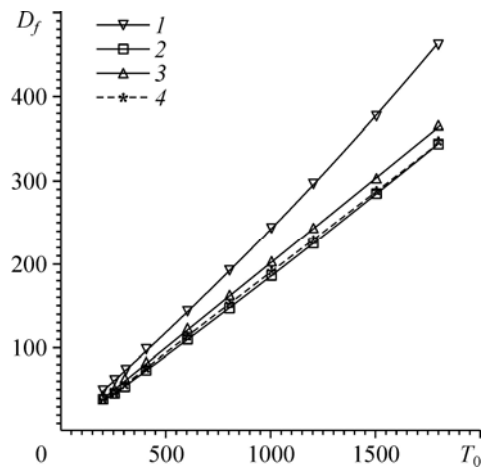
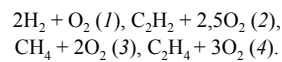
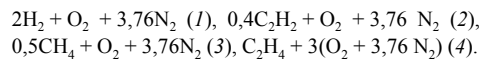


Рис. 5. Зависимость скорости горения от начальной температуры для топливно-воздушных смесей.



является ли поверхность скоростей горения единой для произвольных начальных данных. На языке математики существование единой поверхности означает наличие непрерывной зависимости решения от начальных условий. Использование точки S в качестве точки начального состояния расширяет диапазон температур до 4000 К, а диапазон давлений до 6000 атм.

На рис. 2–3 представлены данные о скорости горения в зависимости от начального давления для топливно-кислородных и топливно-воздушных смесей: при общем для всех смесей снижении  $D$  с увеличением начального давления видно, что изменение скорости незначительно и составляет не более 20 % при изменении давления на пять порядков. Скорость дефлаграционного горения слабо зависит от химического состава топлива, а также от окислителя.

На рис. 4–5 для этих же смесей представлены данные о скорости горения в зависимости от начальной температуры: зависимости практически линейны, что полностью согласуется с формулой, предложенной выше.

Как отмечено выше, зависимость скорости горения  $D_{\text{FO}}$  от начальных параметров  $\{P_0, T_0\}$  образует поверхность скоростей горения в трехмерном пространстве  $\{P_0, T_0, D_{\text{FO}}\}$ . Оказалось, что скорости горения  $D_{\text{FS}}$  относительно состояния S с повышенными нерегулярными параметрами  $\{P_S, T_S\}$  также принадлежат поверхности  $\{P_0, T_0, D_{\text{FO}}\}$  скоростей горения, образованной регулярной начальной сеткой  $\{P_0, T_0\}$ . Это иллюстрируют рис. 6, 7 для топливно-кислородных и топливно-воздушных смесей. На рисунках изображены общая поверхность для разных групп данных и поверхности, построенные независимо для двух групп данных:  $\{P_0, T_0, D_{\text{FO}}\}$ , и  $\{P_S, T_S, D_{\text{FS}}\}$ . Это свидетельствует о существовании единой поверхности скоростей горения для различных режимов распространения. Другими словами — наблюдается непрерывная зависимость решения (скорость пламени) от начальных условий.

Таким образом, в настоящей работе приведены дополнительные расчетные данные о скорости горения для типичных газовых смесей при давлениях до 6000 атм и температурах до 4000 К. Установлено, что основной вклад в скорость горения дает влияние начальной температуры, зависимость от давления весьма слабая. Скорости горения  $D_{\text{FO}}$  для топливно-кислородных и топливно-воздушных смесей в зависимости от начальных

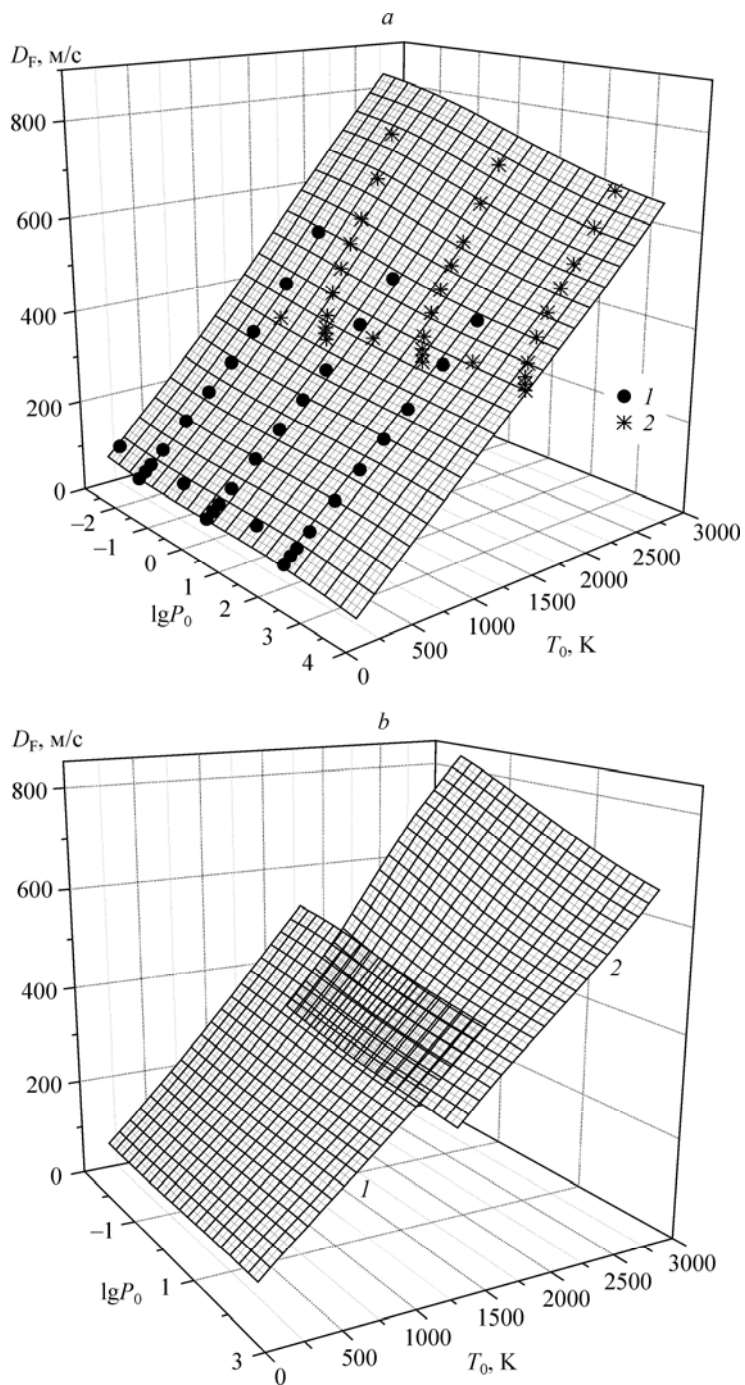


Рис. 6. Поверхность скоростей горения для смеси водорода с воздухом.

$a$  — общая поверхность для двух групп данных  $\{D_{FS}\}$  и  $\{D_{FO}\}$ ,  $b$  — поверхности, построенные независимо для двух групп данных  $\{D_{FS}\}$  и  $\{D_{FO}\}$ . 1 —  $D_{FO}$ , 2 —  $D_{FS}$ .

параметров  $\{P_0, T_0\}$  образуют единую поверхность в трехмерном пространстве  $\{P_0, T_0, D_{FO}\}$ , что свидетельствует о непрерывной зависимости решения (скорость пламени) от начальных условий.

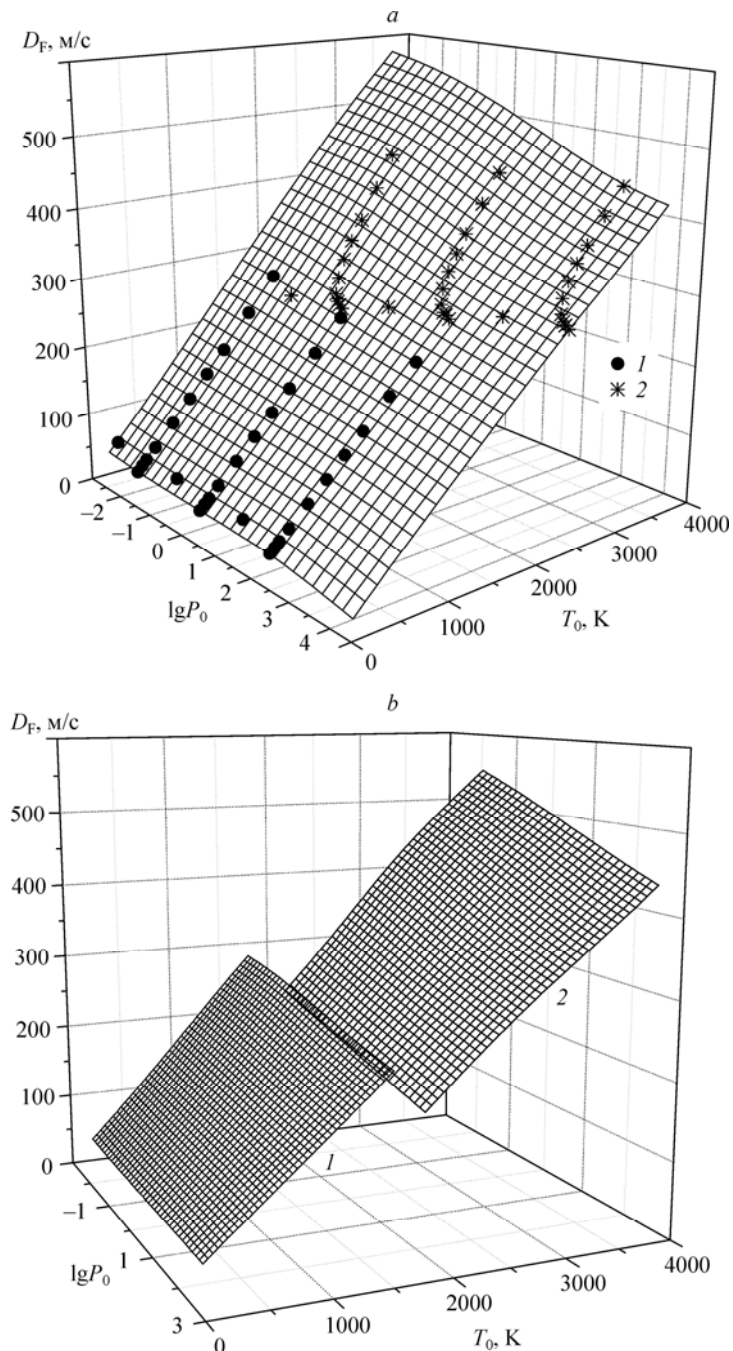


Рис. 7. Поверхность скоростей горения для смеси ацетилена с кислородом. Обозначения см. на рис. 6.

### Список литературы

1. Гельфанд Б.Е., Попов О.Е., Чайванов Б.Б. Водород: параметры горения и взрыва. М.: Физматлит, 2008. 288 с.
2. Митрофанов В.В. Детонация гомогенных и гетерогенных систем. Новосибирск: Изд-во Инст-та гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 2003. 200 с.
3. Зельдович Я.Б., Компанец А.С. Теория детонации. М.: Гостехиздат, 1955. 269 с.
4. Щелкин К.И., Трошин Я.К. Газодинамика горения. М.: Из-во Академии наук СССР, 1963. 256 с.
5. Васильев А.А. Оценка зависимости скорости пламени от давления и температуры // ФГВ. 2011. Т. 47, № 5. С. 13–17.
6. Васильев А.А. Экспериментальная оценка скорости горения взрывчатой смеси при повышенных давлениях и температурах // ФГВ. 1992. Т. 28, № 4. С. 44–48.

Статья поступила в редакцию 14 марта 2013 г.