

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПЛАМЕНИ НАД ПЛЕНКАМИ ТОПЛИВА ПРИ ВСТРЕЧНОМ ПОТОКЕ ГАЗА

А. А. Коржавин, Н. А. Какуткина, И. Г. Намятов

Институт химической кинетики и горения СО РАН, 630090 Новосибирск, korzh@kinetics.nsc.ru

Экспериментально исследовано влияние скорости вынужденного потока окислителя на характер и скорость распространения пламени по пленке топлива, определены предельные условия стационарного распространения пламени. Предложенная ранее модель распространения пламени в термически тонкой системе получила новые экспериментальные свидетельства применимости. Установлено, что в термически тонкой системе начиная с некоторого значения скорости обдува режим ламинарного распространения пламени сменяется спиновым режимом, реализующимся в узкой области скоростей обдува, а затем наступает предел распространения. В пределах реализации режима ламинарного послойного распространения скорость встречного пламени не зависит от средней скорости обдувающего потока. Предложенная модель предела ламинарного послойного распространения пламени согласуется с экспериментом при учете течения пленки топлива под действием эффекта Марангони, обусловленного градиентом температуры конденсированной фазы.

Ключевые слова: термически тонкая система, пламя, пленка топлива.

ВВЕДЕНИЕ

В процессах распространения пламени над пленками топлива на подложке выделяют два основных режима. При распространении пламени снизу вверх реализуется свободноконвективный режим [1], в котором определяющая роль принадлежит скорости обдувающего потока газа. При распространении пламени сверху вниз реализуется низкоскоростной испарительно-диффузионный режим [1], в котором скорость распространения пламени зависит главным образом от скорости распространения тепла по конденсированной фазе. Идеологически этот режим близок к процессам фильтрационного горения, в которых скорость течения газа является одним из определяющих параметров характеристик волны горения [2]. Однако из теории распространения пламени в термически тонких системах, в том числе и в системах, состоящих из пленки топлива на подложке [3, 4], следует независимость скорости пламени в низкоскоростном режиме от скорости обдувающего потока [3]. Этот тезис косвенно подтверждается экспериментами по влиянию угла наклона подложки на скорость распространения пламени в этом режиме [1]. Более детальная математическая модель предсказывает, что при больших

скоростях обдува скорость должна падать, а затем наступает предел распространения [4]. Экспериментально эта прогнозируемая закономерность для термически тонких систем не была подтверждена из-за отсутствия целенаправленных экспериментов. Анализ имеющихся в литературе экспериментальных данных по горению листов бумаги различной толщины (см., например, [5, 6]) показывает, что во всех случаях система не является термически тонкой. Предложение разделить системы на термически тонкие и термически толстые выдвинуто впервые в [3], а критерий термической тонкости предложен в [4]. Цель данной работы — экспериментальное изучение влияния скорости вынужденного потока окислителя на характер и скорость распространения пламени по пленке жидкого топлива в низкоскоростном режиме, выявление предельных условий стационарного распространения пламени.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Установка представляла собой вертикальную кварцевую трубу внутреннего диаметра 8.35 см, вдоль оси симметрии которой располагалась полоса фольги толщиной 45 мкм и шириной 4 см с нанесенным на нее с двух сторон жидким топливом (толщина пленки топлива ≈ 6 мкм). В качестве последнего использовались нормальные предельные углеводороды с

Работа поддержана междисциплинарным интеграционным проектом СО РАН № 64 (2009).

числом атомов углерода от 11 до 16. Окислитель подавался через нижний фланец, а зажигание осуществлялось сверху у открытого конца трубы. Таким образом, пламя распространялось сверху вниз навстречу потоку окислителя. В качестве окислителя использовался воздух или воздух, обогащенный метаном. Форма пламени, а также оценки числа Рейнольдса свидетельствуют о ламинарном характере течения окислителя в условиях эксперимента.

На рис. 1 представлены зависимости скорости распространения пламени от средней скорости обдувающего потока окислителя для различных жидких пленок. Данные приведены для случаев обдува воздухом и воздухом с добавкой 2 % метана (по объему). На всех кривых наблюдаются области независимости скорости распространения пламени от скорости обдува, за которой следует узкая область снижения скорости пламени, а затем гашение. Таким образом, каждую кривую можно охарактеризовать тремя параметрами. Первый из них u_s — значение скорости распространения пламени на «полочке», т. е. в области независимости скорости горения от обдува. Величина u_s определялась простым осреднением измеренных значений скорости пламени на «полочке». Второй параметр v_c — значение скорости обдува, ограничивающее сверху область независимости скорости горения от скорости обдува. В качестве этой величины принималась ско-

рость потока, при которой скорость пламени становится ниже u_s более чем на три среднеквадратических отклонения от u_s . Третий параметр v_{ext} — скорость гашения — значение скорости обдува, начиная с которого пламя перестает распространяться по пленке топлива.

В соответствии с введенными параметрами весь диапазон скоростей обдува можно разделить на три области, которым соответствует различное поведение пламени. При $v < v_c$ пламя распространяется по пленке топлива стационарно в режиме, который в [7] охарактеризован как послынное распространение. Это испарительно-диффузионный режим горения, при котором пламя распространяется нормально к кромке топлива [4, 8]. Фронт горения имеет протяженную линию, соразмерную поперечным размерам образца. В этом случае фронт симметричен относительно плоскости симметрии образца. При $v_c < v < v_{ext}$ горение становится неустойчивым. Часть пути пламя проходит в стационарном режиме послынного горения. Однако время от времени горение переходит в режим горения с поперечной волной. Этот спиноподобный режим горения назван в [1, 7] спиновым. Очаг горения распространяется поперечно направлению выгорания топлива, вдоль кромки топлива, по одной стороне фольги, а затем переходит на другую сторону. В отличие от спинового горения над поверхностью кругового цилиндра, при котором движение очага вдоль всей траектории равномерное, на полосе фольги равномерность движения нарушается в связи с процессом перехода на другую сторону. Однако средняя скорость вдоль образца остается постоянной, как и в случае кругового цилиндра. Очаг горения имеет узкую серповидную, выпуклую в сторону несгоревшей смеси форму и локализован в сравнительно небольшой области. Его характерная скорость движения вдоль кромки топлива порядка 100 см/с, а перпендикулярно ей — порядка 1 см/с, т. е. примерно в два раза меньше, чем при послынном распространении. С увеличением скорости обдува всё большую часть образца пламя проходит в этом спиноподобном режиме. Скорость горения определялась путем измерения времени прохождения пламенем определенного расстояния. Поэтому постепенное уменьшение скорости горения с увеличением скорости обдува есть отражение все большего вклада спиноподобного режима в процесс распространения. Спиноподобный режим неустойчив,

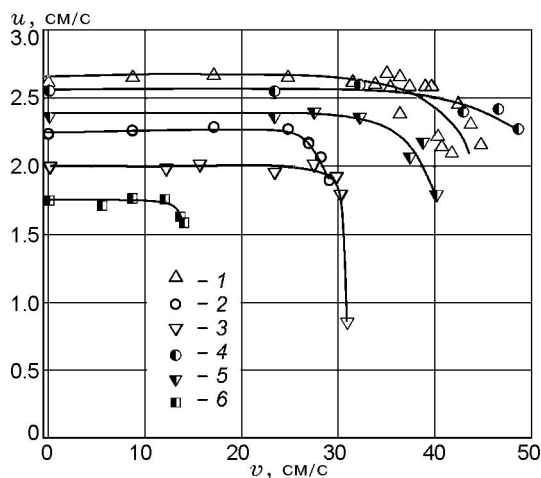
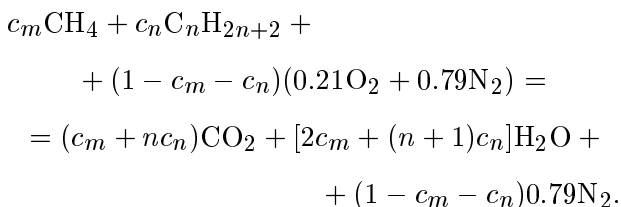


Рис. 1. Зависимости скорости распространения пламени от скорости потока окислителя: окислитель: 1–3 — воздух, 4–6 — воздух с 2 % метана; топливо: 1 — $C_{11}H_{24}$, 2, 4 — $C_{12}H_{26}$, 3, 5 — $C_{13}H_{28}$, 6 — $C_{16}H_{34}$

и пламя, переходя в этот режим, часто гаснет, не доходя до конца измерительной базы. При $v > v_{ext}$ пленка топлива либо вообще не зажигается, либо зажженное пламя проходит в спиноподобном режиме $1 \div 2$ см и гаснет.

Из рис. 1 видно, что чем выше номер углеводорода в гомологическом ряду, тем ниже u_s и v_c . В [8] показано, что стационарная скорость волны горения, кроме теплофизических параметров подложки и топлива, существенно зависит от разности температур $T_v - T_0$, где T_v — температура конденсированной фазы, при которой давление насыщенных паров топлива в смеси с воздухом образует стехиометрическую смесь, а T_0 — температура окружающей среды. При смене топлива температура T_v меняется дискретно. Для того чтобы плавно проварьировать эту разность температур, мы использовали добавки метана к воздуху в различных количествах. При образовании паровоздушной смеси в процессе горения частичная замена одного предельного углеводорода в стехиометрической смеси на другой несущественно влияет на температуру и нормальную скорость гомогенного пламени [9], поэтому можно ожидать, что при этом изменяется только температура T_v при неизменных других характеристиках образующейся горючей смеси.

Добавки метана снижают значение T_v , при котором суммарная концентрация метана и паров топлива достигает стехиометрической при окислении воздухом. Эти значения T_v могут быть рассчитаны следующим образом. Запишем уравнение окисления воздухом топлива с числом углеродных атомов n и добавкой метана в воздушную среду в относительной молярной концентрации c_m :



Здесь принято, что воздух состоит из 21 % кислорода и 79 % азота. Из баланса кислорода находим стехиометрическую концентрацию топлива:

$$c_n^{st} = \frac{0.21 - 2.21c_m}{(3n + 1)/2 + 0.21}. \quad (1)$$

Этой стехиометрической концентрации должно отвечать парциальное давление паров топлива

$p_v = p_{atm}c_n^{st}$ при соответствующей температуре и атмосферном давлении p_{atm} . Экспериментальные зависимости парциального давления от температуры из [10] аппроксимировали формулой $p = a \exp(-b/T)$, где a, b — характерные параметры для каждого вещества, T — температура, К. Из этой последней формулы находим значение T_v :

$$T_v = -\frac{b}{\ln(p_v/a)}.$$

Рассчитанные значения T_v подставлялись в предложенную ранее модель [8], описывающую скорость распространения пламени над пленкой топлива в низкоскоростном режиме. На рис. 2 представлена корреляция между измеренными скоростями пламени в воздушной среде и воздухе с добавками метана и значениями скорости, вычисленными по модели с использованием рассчитанных значений T_v . Видно, что данные с добавками метана в воздух удовлетворительно описываются предложенной ранее моделью [8]. Это указывает на то, что добавки метана не меняют существенно предполагаемого в [8] механизма распространения пламени над пленкой топлива (по крайней мере, до тех пор, пока парциальное давление газообразного топлива достаточно далеко от бедного предела).

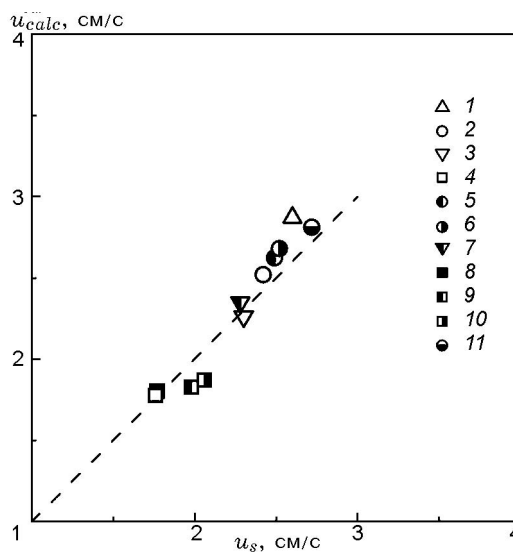


Рис. 2. Корреляция между измеренными значениями стационарной скорости пламени u_s и вычисленными согласно [8]:

1 — ундекан; 2, 5, 6, 11 — додекан; 3, 7 — тридекан; 4, 8–10 — гексадекан; содержание метана: 1–4 — 0, 8 — 1%, 5, 7, 9 — 2%, 6, 10 — 3%, 11 — 4.5 %

Ранее было показано, что скорость распространения пламени сверху вниз не зависит от угла наклона плоскости фольги к горизонту [1], несмотря на очевидное изменение скорости обдува свободно-конвективным потоком воздуха. Поэтому выявленное в экспериментах отсутствие влияния вынужденного обдува на скорость горения в довольно широком диапазоне скоростей потока (см. рис. 1) — результат ожидаемый. Такое же поведение пламен предсказывалось в теоретических работах [3, 4, 11, 12].

Добавка 2 % метана, как следует из рис. 1, повышает как скорость распространения пламени, так и скорость, при которой происходит смена режима горения (срыв стационарного распространения). Видно также, что чем выше стационарная скорость распространения пламени u_s , тем при более высоких скоростях потока начинается снижение скорости горения, соответствующее переходу в спиноподобный режим распространения. Можно предположить наличие корреляции между стационарной скоростью распространения пламени и скоростью потока v_c , при которой начинается переход в спиноподобный режим. Такая зависимость представлена на рис. 3. Светлыми символами показаны условия срыва горения в воздушном потоке, а затемненными полностью или частично — в потоке с различными добав-

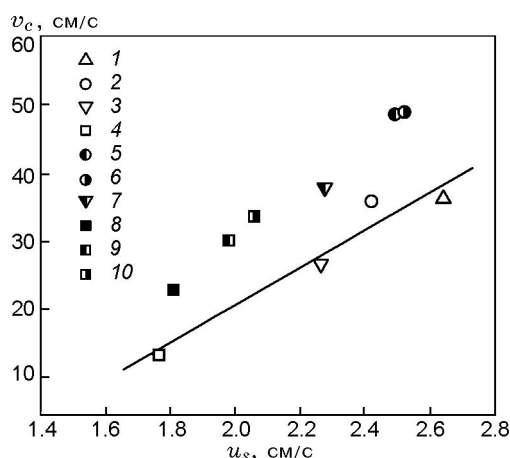


Рис. 3. Корреляция между скоростью потока на срыве стационарного распространения и скоростью стационарного распространения волны горения:

топливо: 1 — $C_{11}H_{24}$, 2, 5, 6 — $C_{12}H_{26}$, 3, 7 — $C_{13}H_{28}$, 4, 8–10 — $C_{16}H_{34}$; содержание метана: 1–4 — 0, 8 — 1 %, 5, 7, 9 — 2 %, 6, 10 — 3 %

ками метана. Видно, что для воздушных смесей без добавок метана скорость обдува, соответствующая срыву стационарного распространения пламени, линейно связана со скоростью стационарной волны. Из рис. 3 видно также, что при тех же значениях стационарной скорости добавкам топлива соответствуют более высокие значения скорости срыва стационарного распространения.

ОБСУЖДЕНИЕ

Рассмотрим возможные причины обнаруженной корреляции. Будем предполагать, что горение смеси, образующейся при испарении топлива, возможно только вне прилегающего к подложке газового слоя толщиной h_g , превышающей гасящее расстояние (рис. 4). Предположим, что срыв стационарного распространения пламени наступает при снижении соотношения потоков топлива и окислителя вблизи границы этого слоя ниже стехиометрического. Предполагается, что скорость набегающего потока газа постоянна и не зависит от координаты в направлении, нормальном к подложке (поток в приближении Озеена) [3, 4, 11, 12]. Пусть скорость набегающего потока в лабораторной системе — S . В системе отсчета, связанной с пламенем, скорость газа равна $S + u$, где u — скорость пламени в лабораторной системе. При оценке скорости поступления топлива учтем течение жидкости под кромкой пламени за счет эффекта Марангони [13]. Скорость поступле-

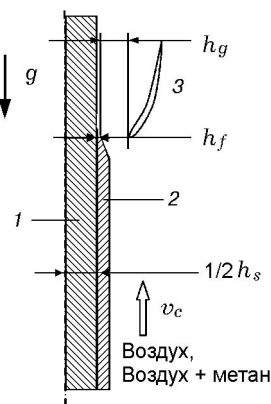


Рис. 4. Схема рассматриваемой системы:

1 — подложка толщиной h_s ; 2 — пленка топлива; h_f — толщина пленки топлива под передней кромкой пламени; 3 — пламя; h_g — гасящее расстояние; g — ускорение гравитации; v_c — скорость вынужденного потока окислителя

ния топлива определяется разностью между скоростью распространения пламени u и скоростью «убегания» топлива из-под кромки пламени, обусловленной эффектом Марангони, u_m . Последняя зависит от толщины пленки топлива и градиента температуры: $u_m = \frac{h_f}{2\mu} \frac{d\sigma}{dT} \frac{dT}{dx}$

[13]. Величина $\frac{dT}{dx}$ под кромкой пламени может быть выражена через скорость распространения пламени и температуропроводность системы [8], $\frac{dT}{dx} = (T_v - T_0) \frac{u_s}{\varkappa}$. В этих формулах σ — коэффициент поверхностного натяжения топлива, μ — динамическая вязкость жидкого топлива, \varkappa — температуропроводность системы подложка — жидкое топливо. Величина $\sigma_T = \frac{d\sigma}{dT}$ в исследуемом диапазоне температур примерно одинакова для всех исследуемых топлив и равна $0.87 \cdot 10^{-4}$ Н/(м · К) [10].

Таким образом, число молей топлива, испаряющегося в единицу времени с единицы ширины пленки, равно $\rho_f h_f u \left(1 - \frac{h_f \sigma_T}{2\mu} \frac{T_v - T_0}{\varkappa}\right) \frac{1}{M_f}$. Здесь ρ_f — плотность, h_f — толщина слоя топлива под передней кромкой пламени, $M_f = 14n + 2$, $M_g = 29$ г/моль — молекулярная масса топлива и воздуха соответственно. Тогда для соотношения потоков на пределе стационарного распространения должно выполняться равенство

$$\frac{\rho_f h_f u_s \left(1 - \frac{h_f \sigma_T}{2\mu} \frac{T_v - T_0}{\varkappa}\right) \frac{1}{M_f}}{(S + u_s) \frac{\rho_g h_g}{M_g} + \rho_f h_f u_s \left(1 - \frac{h_f \sigma_T}{2\mu} \frac{T_v - T_0}{\varkappa}\right) \frac{1}{M_f}} = \frac{1}{1 + \frac{S + u_s}{u_s \left(1 - \frac{h_f \sigma_T}{2\mu} \frac{T_v - T_0}{\varkappa}\right)} \frac{M_f \rho_g h_g}{\rho_f M_g h_f}} = c_n^{st}. \quad (2)$$

Для того чтобы обеспечить стехиометрическое соотношение потоков на границе слоя h_g , внутри слоя оно должно быть выше стехиометрического. Поскольку трудно оценить, насколько оно должно быть выше, учтем это превышение подгоночным коэффициентом $k \geq 1$. Считая, что на пределе $c_n = k c_n^{st}$, получаем соотношение для скорости на пределе:

$$\frac{S + u_s}{u_s \left(1 - \frac{h_f \sigma_T}{2\mu} \frac{T_v - T_0}{\varkappa}\right)} \frac{M_f \rho_g h_g}{\rho_f M_g h_f} = \frac{1 - k c_n^{st}}{k c_n^{st}}$$

$$\text{или } S = \left[\frac{1 - k c_n^{st}}{k c_n^{st}} \frac{\rho_f M_g h_f}{M_f \rho_g h_g} \times \left(1 - \frac{h_f \sigma_T}{2\mu} \frac{T_v - T_0}{\varkappa}\right) - 1 \right] u_s. \quad (3)$$

Скорость набегающего на пламя потока, в свою очередь, складывается из скорости вынужденного потока v_c и свободно-конвективной составляющей v_{fc} : $S = v_c + v_{fc}$. Из (3) получаем

$$v_c = f(c_n, c_m) u_s - v_{fc}. \quad (4)$$

Видно, что зависимость близка к линейной, но коэффициент пропорциональности зависит от типа жидкого топлива и добавок метана к воздуху. Из (1) видно, что для тяжелых углеводородов $c_n^{st} \ll 1$. Кроме того, в воздушной среде без добавок метана ($c_m = 0$) $c_n^{st} M_f \approx \text{const}$. Если при этом пренебречь эффектом Марангони, формально положив $\sigma_T = 0$ в уравнении (3), то коэффициент пропорциональности в (4) становится постоянным, и тогда значения параметров $f(c_n, c_m)$ и v_{fc} можно определить из графика прямой, проведенной по экспериментальным точкам, полученным без добавок метана. Из рис. 3 в этом случае легко получить $f(c_n, c_m) = 27.2$ и $v_{fc} = 33.5$ см/с.

Сравним полученные значения коэффициентов с вычисленными по уравнению (3). Величину h_g , входящую в соотношения (2)–(4), будем считать равной толщине «мертвого пространства» [9] вблизи твердой поверхности. Толщину «мертвого пространства» примем равной половине гасящего расстояния d_{cr} , определяемого по соотношению $d_{cr} = \text{Re}_{cr} \varkappa / S_u$, где $\text{Re}_{cr} = 46$ — критическое значение числа Пекле, соответствующее гашению в узкой щели [9, 14]. Для других параметров в (3) приняты следующие значения: $\rho_f = 700$ кг/м³, $h_f = 3 \cdot 10^{-6}$ м, $\rho_g / \mu_g = p_0 / RT_0 \approx 41$ моль/м³, $\varkappa_g = 0.2 \cdot 10^{-4}$ м²/с, $S_u = 40$ см/с. При этих значениях параметров величина $h_g = 1.1$ мм, что примерно соответствует расстоянию от кромки пламени до подложки на снимке в работе [15]. Принято, как и в [8], что толщина пленки под передней кромкой пламени равна 3 мкм

и не зависит от толщины первоначально нанесенной пленки, что обусловлено ее стеканием под действием сил поверхностного натяжения и тяжести. Подстановка этих параметров в уравнение (3) при $\sigma_T = 0$ делает значение коэффициента пропорциональности в (4) равным 21.8, что несколько ниже определенного из рис. 3.

Оценку свободного члена в (4) возьмем из литературы. Согласно [16, 17] скорость обдува свободно-конвективным потоком $v_{fc} \approx 1.5 \sqrt[3]{g\alpha}$, где g — ускорение свободного падения, α — температуропроводность газа. Подставляя численные значения, получаем $v_{fc} \approx 9$ см/с, что существенно ниже значения, определенного из графика без учета течения Марангони. Таким образом, пренебрежение эффектом Марангони приводит к тому, что параметры прямой на рис. 3 не совпадают с расчетными как по коэффициенту пропорциональности, так и по значению свободного члена.

Проведем анализ экспериментальных данных с учетом эффекта Марангони. Для этого соотношение (3) удобно переписать в следующем виде:

$$\frac{v_c + v_{fc}}{u_s} = \frac{1 - kc_n^{st} \rho_f M_g h_f}{kc_n^{st} M_f \rho_g h_g} \times \left(1 - \frac{h_f \sigma_T}{2\mu} \frac{T_v - T_0}{\alpha} \right) - 1. \quad (5)$$

Левая часть уравнения (5) представляет собой комплекс из экспериментальных данных, а правая часть — теоретическую оценку. На рис. 5 по оси абсцисс отложены значения левой части уравнения (5) (LHS), а по оси ординат — правой части (RHS). Подгоночный коэффициент k выбиравшийся таким образом, чтобы наклон прямой, проведенной через точки графика, был равен 1, оказался равным 1.1. При $k = 1.1$ стандартное отклонение точек от прямой не превышает 0.08. Таким образом, несмотря на весьма грубые исходные предположения и допущения, используемые в модели предела, выбором разумного значения подгоночного коэффициента удастся привести в соответствие предсказания модели с экспериментальными данными. Конечно, наличие подгоночного коэффициента снижает ценность модели. С другой стороны, одним значением подгоночного коэффициента удастся описать величины пределов в достаточно широком диапазоне исследованных топлив ($C_{11}H_{24} \div C_{16}H_{34}$) и добавок метана

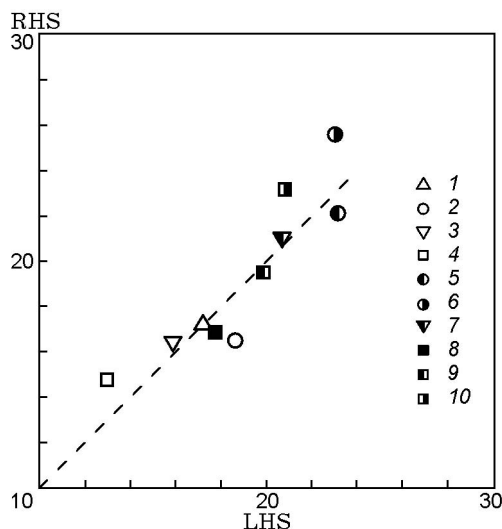


Рис. 5. Корреляция между левой (LHS) и правой (RHS) частями уравнения (5):

топливо: 1 — $C_{11}H_{24}$, 2, 5, 6 — $C_{12}H_{26}$, 3, 7 — $C_{13}H_{28}$, 4, 8–10 — $C_{16}H_{34}$; содержание метана: 1–4 — 0, 8 — 1 %, 5, 7, 9 — 2 %, 6, 10 — 3 %

(0 ÷ 3 %). Это позволяет надеяться на корректность исходных положений модели.

Таким образом, зная параметры системы «жидкая пленка топлива на металлической подложке», можно не только вычислить стационарную скорость u_s по модели [8], но и предсказать предел стационарного распространения по скорости обдува v_c из соотношения (5). Отметим, что, несмотря на то, что полученные закономерности качественно совпадают с предсказаниями работы [4], природа снижения скорости и возникновения предела горения иная. В [4] наличие области постоянства скорости и области ее снижения при увеличении скорости обдува получено для одного режима. В наших экспериментах снижение скорости пламени обусловлено сменой режима горения. И наблюдаемый предел распространения соответствует пределу уже другого — спиноподобного режима горения.

ВЫВОДЫ

- Предложенная ранее оценка скорости распространения пламени в термически тонкой системе [1] получила новые экспериментальные свидетельства применимости.

- В термически тонкой системе экспериментально показана независимость скорости ламинарного послыонного распространения

встречного пламени от средней скорости обдувающего потока во всей области существования режима послойного горения.

• При дальнейшем увеличении скорости обдува режим ламинарного продольного распространения пламени сменяется спиноподобным режимом распространения, реализующимся в узкой области скоростей обдува, а затем наступает предел распространения.

• Предложенная гипотеза предела ламинарного послойного распространения пламени согласуется с экспериментом при учете течения пленки топлива под действием эффекта Марангони, обусловленного градиентом температуры конденсированной фазы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Korzhavin A. A., Bunev V. A., Namyatov I. G., Minaev S. S., Babkin V. S. Combustion regimes of liquid fuel film on thermally thin metallic substrate // Fire and Explosion Hazard: Proc. of the Third Intern. Seminar on Fire and Explosion Hazards / D. Bradley, D. Drysdale, G. Makhviladze (Eds). — Centre for Research in Fire and Explosion Studies, University of Central Lancashire, Preston, United Kingdom, 2001. — P. 379–388.
2. Бабкин В. С., Лаевский Ю. М. Фильтрационное горение газов // Физика горения и взрыва. — 1987. — Т. 23, № 5. — С. 27–44.
3. De Ris J. N. Spread of a laminar diffusion flame // Twelfth Symp. (Intern.) on Combustion. — Pittsburgh, PA: The Combustion Inst., 1969. — P. 241–249.
4. Рыбанин С. С., Соболев С. Л., Стефик Л. Н. К теории распространения ламинарного диффузионного пламени по поверхности горючего материала // Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение конденсированных систем / под ред. А. Г. Мержанова. — Черногловка, 1980. — С. 32–38.
5. Sibulkin M., Ketelhut W., Feldman S. Effect of orientation and external flow velocity on flame spreading over thermally thin paper strips // Combust. and Sci. Technol. — 1974. — V. 9. — P. 75–77.
6. Hirano et al. Instability of downward flame spread over paper in an air stream // Combust. Flame. — 1976. — V. 26. — P. 191–200.
7. Коржавин А. А., Бунев В. А., Намятов И. Г., Бабкин В. С. Спиновый режим газозофазного горения конденсированного топлива // Докл. РАН. — 2000. — Т. 375, № 3. — С. 355–357.
8. Намятов И. Г., Минаев С. С., Бабкин В. С., Бунев В. А., Коржавин А. А. Диффузионное горение пленки жидкого топлива на металлической подложке // Физика горения и взрыва. — 2000. — Т. 36, № 5. — С. 12–21.
9. Основы горения углеводородных топлив: пер. с англ. / под ред. Л. Н. Хитрина, В. А. Попова. — М.: Изд-во иностр. лит., 1960.
10. Варгафтик Н. Б. Справочник по физическим свойствам газов и жидкостей. — М.: Наука, 1972.
11. Rybanin S. S. The dependence of the flame spread rate over solid fuel on damkohler number and heat loss // 26th Symp. (Intern.) on Combustion. — 1996. — P. 1487–1493.
12. Rybanin S. S. The structure and spread limits of a diffusion flame over thin solid fuel // 27th Symp. (Intern.) on Combustion. — 1998. — P. 2791–2796.
13. Дерягин Б. В., Чураев Н. В. Смачивающие пленки. — М.: Наука, 1984.
14. Розловский А. И. Основы техники взрывобезопасности при работе с горючими газами и парами. — М.: Химия, 1980.
15. Коржавин А. А., Намятов И. Г., Бунев В. А., Бабкин В. С. Взаимодействие двух диффузионных пламен распространяющихся вдоль металлической подложки, смоченной различными топливами // Физика горения и взрыва. — 2003. — Т. 39, № 6. — С. 28–37.
16. Ronney P. D., Greenberg J. B., Zhang Y., Roegner E. V. Flame spread over thin solid fuels in partially premixed atmospheres // Combust. Flame. — 1995. — V. 100, N 3. — P. 474–484.
17. Altenkirch R. A., Eichhorn R. A., Shang P. C. Buoyancy effects on flames spreading down thermally thin fuels // Combust. Flame. — 1980. — V. 37. — P. 71–83.

Поступила в редакцию 18/II 2009 г.,
в окончательном варианте — 3/XII 2009 г.