

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПЛАМЕНИ НАД ПЛЕНКОЙ ЖИДКОГО ТОПЛИВА НА МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПОДЛОЖКАХ

А. А. Коржавин, В. А. Бунев, И. Г. Намятов, В. С. Бабкин

Институт химической кинетики и горения СО РАН, 630090 Новосибирск

Новые экспериментальные исследования параметрических зависимостей скорости и пределов распространения пламени по пленкам жидкого топлива на металлических подложках подтвердили основные черты физической модели, предложенной ранее. Для термически тонких слоевых систем «топливо — подложка» возможна реализация стационарного режима распространения пламени. Показано, что скорость пламени зависит от эффективного коэффициента теплопроводности слоевой системы, причем основной вклад в ее значение вносят объемные теплоемкости компонентов системы и в меньшей степени их теплопроводности. Механизм распространения пламени включает цепочку взаимообусловленных основных элементарных процессов: передачу тепла кондукцией по подложке из зоны горения в предпламенную зону, подогрев и испарение топлива подложкой, образование горючей смеси и прогрев продуктами сгорания металлической подложки. Кромка пламени располагается у поверхности жидкости, где температура соответствует образованию в равновесных условиях смеси стехиометрического состава. Жидкое топливо полностью испаряется с подложки при температурах ниже температуры кипения.

Распространение пламени по поверхности горючего материала, находящегося в окислительной среде, — один из наиболее часто встречаемых процессов горения. Пламя способно распространяться по поверхности деревянных и металлических изделий, по горючим жидкостям, тканям, пластмассам и другим материалам. Основные приложения исследований этого явления связаны с моделированием распространения пламени по различным элементам конструкций [1, 2].

Проблеме распространения пламени по поверхности материалов посвящено большое число теоретических и экспериментальных работ [1, 3–5]. Получены данные об определяющих параметрах, скорости и структуре пламени, пределах распространения, построены математические модели [5–10]. Хотя механизм процесса в общих чертах ясен, имеется еще много нерешенных и спорных вопросов. Среди них — роль элементарных процессов в механизме распространения пламени, в частности влияние теплофизических параметров топлива и подложки. Трудности исследования данной проблемы обусловлены несколькими причинами: многопараметричностью задачи; малыми диапазонами варьируемых параметров, что связано со спецификой изучаемых объектов; сложными типами физико-химических превра-

щений в пламенах, включающих такие процессы, как пиролиз, газификация, плавление и испарение топлива.

В работе [11] развивается новый подход, позволяющий снять часть указанных ограничений. Сущность его лежит в использовании термически тонкой бинарной слоевой системы «жидкое топливо на металлической подложке». С целью развития физической модели явления в настоящей работе расширены круг объектов исследования, число определяющих параметров и диапазоны их изменения.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Система «жидкое топливо на металлической подложке» практически не изучена, хотя и интересна во многих аспектах. Ниже будет показано, что в таких системах скорости распространения пламени на порядок превышают соответствующие скорости на бумажных, полимерных и деревянных материалах. Система позволяет отдельно исследовать влияние характеристик топлива и подложки на скорость, структуру и другие характеристики пламен. Она сравнительно проста для анализа, благодаря хорошо определенным физико-химическим и термодинамическим свойствам газовой фазы, жидкого топлива и подложки.

В настоящей работе в качестве топлива использовались пленки этанола, изопропанола (толщиной $h_f = 8$ мкм), *n*-бутанола ($h_f = 8$ мкм), *n*-ундекана ($h_f = 7$ мкм), а в качестве подложки — фольги стали, латуни, нитиобия, молибдена, алюминия и меди толщиной $h_s = 7 \div 120$ мкм.

В термически тонкой системе из-за быстрого теплообмена между слоями определяющую роль играют эффективные теплофизические параметры и параметры компонентов системы. Так, температуропроводность системы определяется [6] как

$$\kappa_* = \frac{\lambda_f h_f + \lambda_s h_s}{c_f \rho_f h_f + c_s \rho_s h_s}, \quad (1)$$

где λ — коэффициент теплопроводности, c — удельная теплоемкость, ρ — плотность; индексы f и s относятся соответственно к жидкому топливу и твердой подложке.

В термически тонкой системе скорость передачи тепла по толщине слоя топлива и толщине подложки должна быть больше скорости передачи тепла вдоль подложки. В исследуемой системе характерные времена передачи тепла вдоль подложки, тепловой релаксации в слое топлива и в твердой подложке соотносятся как $(10^{-1} \div 10^{-2}) : 10^{-3} : (10^{-4} \div 10^{-6})$ с [11]. Следовательно, выбранная система действительно термически тонкая.

При подготовке образцов толщина пленки топлива на подложке контролировалась весовым методом, который обеспечивал точность 2 %. Изменение толщины пленки во времени под действием силы тяжести оценивалось взвешиванием верхней и нижней частей фольги (после разрезания ее на две части) через промежуток времени, равный характерному времени проведения эксперимента (180 с). В случае *n*-ундекана стекание пленки ведет к изменению толщины пленки на 20 %. Измерения убыли массы из-за испарения показали, что испарение значительно влияет на толщину пленки спиртов даже при комнатной температуре. Поэтому с этими веществами исследования проводились в течение времени, когда толщина пленки изменялась незначительно, либо при пониженных начальных температурах.

Схема проведения эксперимента приведена на рис. 1. Полосу металлической фольги шириной более 5 мм и длиной $0,2 \div 2$ м закрепляли вертикально. В этом случае скорость не зависит от ширины и в основном использовалась

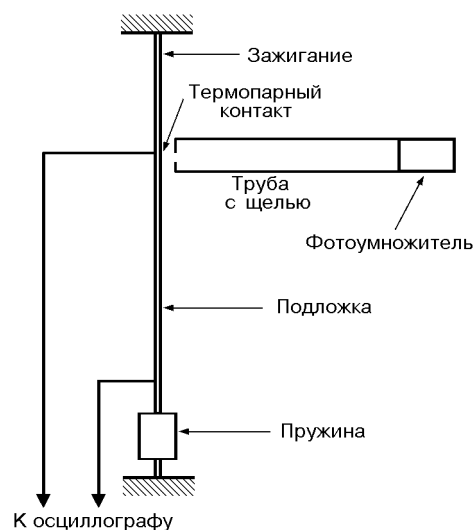


Рис. 1. Схема эксперимента

фольга шириной 40 мм. Напротив горизонтальной щели фотоумножителя располагался термопарный контакт (медь — константан). Медным элементом термопары являлась сама полоса фольги. Надежность контакта обеспечивалась пружинным поджатием. Такое устройство позволяло осуществить привязку кромки фронта пламени к профилю температуры фольги с точностью до 0,8 мм.

Кроме свечения пламени и температуры подложки измеряли скорость распространения пламени по поверхности пленок методами прямой фоторегистрации и визуализации шпирен-методом. Оптические наблюдения проводились в направлении, перпендикулярном плоскости, и вдоль поверхности образца. В ряде экспериментов пленка топлива наносилась на обе стороны фольги и исследовалось двухстороннее пламя.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Структура пламени. Эксперименты показали, что для всех исследованных образцов при распространении пламени сверху вниз после некоторого нестационарного периода реализуется стационарный режим. Скорость пламени сохраняется постоянной (с точностью до 2 %) на образцах длиной до 2 м. Это означает, что структура волны горения представляет собой неизменную во времени пространственную совокупность фазовых, температурных, концентрационных и других профилей. Можно выделить следующие характерные элементы пламени (рис. 2): фронт пламени с кромкой, валик жидкого топлива перед кромкой пламени, кли-

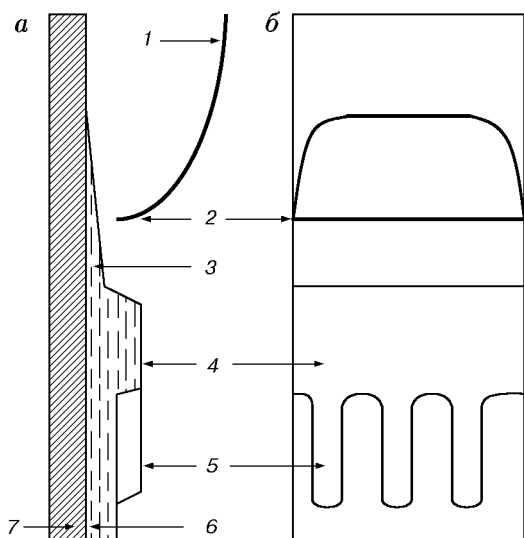


Рис. 2. Качественная структура волны горения:

a — вид сбоку, *b* — вид спереди; 1 — фронт пламени, 2 — кромка фронта, 3 — клин топлива, 4 — валик, 5 — «пальцы» топлива; 6 — пленка топлива; 7 — металлическая подложка

нообразный участок жидкости, «пальцы» топлива перед валиком жидкости. Кромка пламени — ровная прямая линия, перпендикулярная боковым краям подложки. Перед кромкой имеется некоторое утолщение пленки жидкости — валик длиной 10 ÷ 15 мм. Перед валиком располагается зона течения с неровной передней кромкой в виде пальцев длиной ≈ 50 мм и шириной ≈ 5 ÷ 7 мм. За кромкой пламени, под зоной свечения, находится клинообразный участок жидкости длиной 1 ÷ 10 мм.

На рис. 3 приведены распределения температуры и интенсивности свечения фронта пламени вдоль подложки, а также внешняя граница области оптической неоднородности. Свечение пламени появляется в тот момент, когда температура подложки достигает значения 65 °С, близкого к нижнему температурному пределу для *n*-ундекана (62 °С). Рядом, на расстоянии 2 мм, температура подложки достигает значения, при котором давление паров топлива соответствует стехиометрической концентрации. Ход температурной зависимости и положение внешней границы оптической неоднородности свидетельствуют о наличии достаточно протяженной (≈ 2 см) зоны подогрева перед кромкой пламени.

Параметрические зависимости. На рис. 4 приведены зависимости скорости пламени от

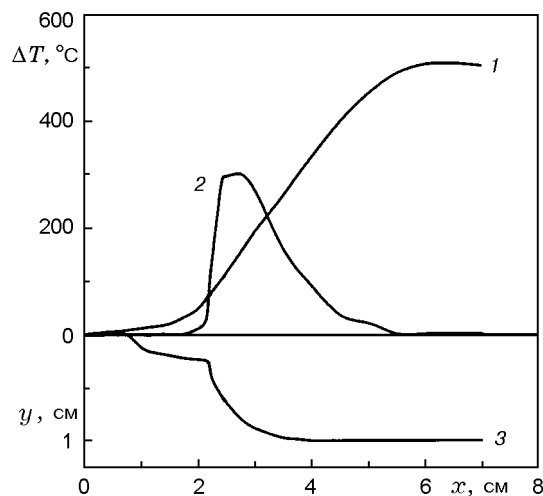


Рис. 3. Структура волны горения:

1 — температура подложки, 2 — интенсивность свечения фронта пламени (относительные единицы), 3 — внешняя граница оптической неоднородности; система: *n*-ундекан/медь, $h_s = 45$ мкм, $u = 1,8$ см/с; одностороннее пламя

толщины подложки для одностороннего и двухстороннего пламени. Видно, что в обоих случаях скорость пламени уменьшается при увеличении толщины подложки. Этот результат согласуется с данными [5]. При $h_s > 120$ мкм горение становится невозможным. Было сделано предположение, что если потери тепла с тыльной стороны подложки в окружающее

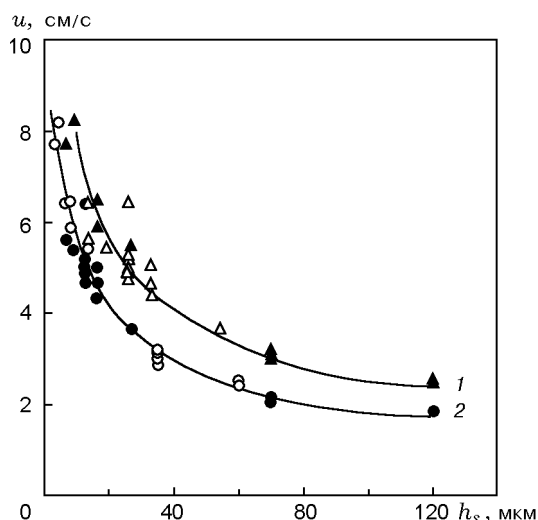
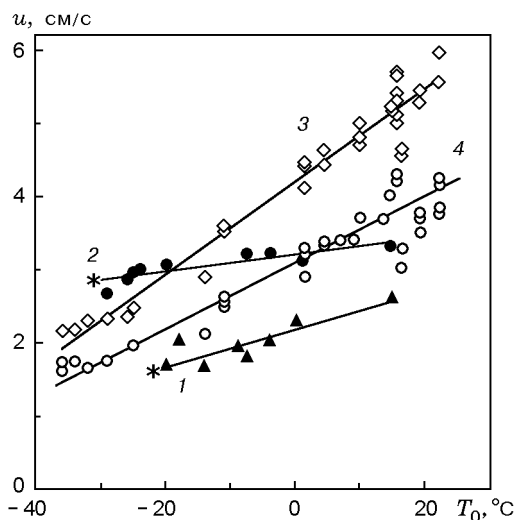


Рис. 4. Зависимость $u(h_s)$:

1 — двухстороннее пламя, 2 — одностороннее; темные точки — опытные данные, светлые — расчетные данные в предположении $u_2(2h_s) = u_1(h_s)$; система: *n*-бутанол/алюминий

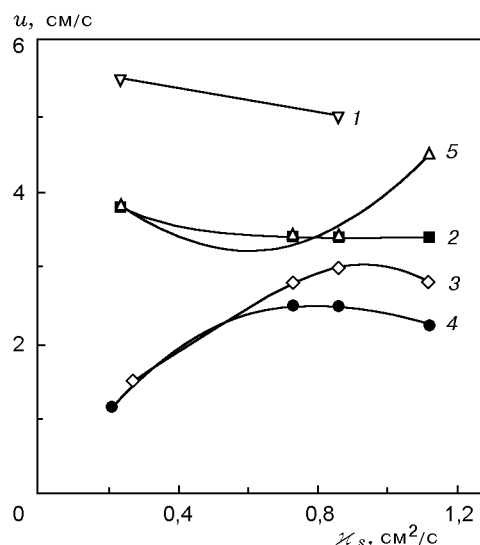
Рис. 5. Зависимость $u(T_0)$:

1 — *n*-ундекан/медь, $h_s = 45$ мкм, двухстороннее пламя; 2 — *n*-ундекан/алюминий, $h_s = 25$ мкм, двухстороннее пламя; 3 — этанол/медь, $h_s = 45$ мкм, двухстороннее пламя; 4 — этанол/медь, $h_s = 45$ мкм, одностороннее пламя; * — предел распространения пламени

пространство не влияют на скорость пламени, то при одностороннем горении скорость пламени (u_1) должна быть такой же, как при двухстороннем горении (u_2) с удвоенной толщиной подложки: $u_2(2h_s) = u_1(h_s)$. Рис. 4 подтверждает это предположение.

На рис. 5 приведена зависимость скорости пламени от начальной температуры. Видно, что в диапазоне $T_0 = -35 \div +30$ °C зависимость аппроксимируется прямыми линиями. С увеличением T_0 скорость пламени увеличивается. С понижением T_0 для *n*-ундекана достигаются условия, при которых горение невозможно, наблюдается предел по T_0 .

Наибольший интерес представляет зависимость скорости пламени от теплофизических свойств подложки и системы в целом. На рис. 6 приведена зависимость скорости пламени от теплопроводности подложки $\kappa_s = \lambda_s / c_s \rho_s$ при различных значениях h_s и $c_s \rho_s h_s + c_f \rho_f h_f = \text{const}$. Для тонких подложек (25 и 50 мкм) скорость немного уменьшается с ростом κ_s . Для толстых подложек (64 и 100 мкм) скорость растет с увеличением κ_s , а затем начинает падать. Этот эффект наблюдался для этанола, *n*-бутанола, изопропанола. Неоднозначность и немонотонность зависимости $u(\kappa_s)$ связаны, по-видимому, с тем, что в исследуемой термически тонкой системе характеристики пламени определяются не только па-

Рис. 6. Зависимость $u(\kappa_s)$:

$h_s = 25$ (1), 50 (2), 64 (3), 100 мкм (4), 5 — $c_s \rho_s h_s + c_f \rho_f h_f = \text{const}$; система: *n*-бутанол на различных материалах

раметрами компонентов системы, но и некоторыми интегральными параметрами.

На рис. 7 показана зависимость скорости пламени от теплопроводности системы κ_* , определяемой уравнением (1), при вариации толщины подложки h_s . Для одного вида топлива и разных подложек прямые сдвинуты относительно друг друга в зависимости от величины κ_s . Чем больше значение κ_s (при $\kappa_* = \text{const}$), тем выше находится прямая. Для подложек из данного металла скорость пламени уменьшается с ростом κ_* .

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В системе «жидкое топливо на металлической подложке» возможны широкие вариации как свойств топлив (теплота испарения, температура кипения, реакционная способность), так и свойств подложки. Например, для подложки из стали и меди $\kappa_s \approx 0,2$ и ≈ 1 см²/с, в то время как для бумажных и полимерных образцов $\kappa_s \approx 10^{-3}$ см²/с. Поэтому для систем с металлическими подложками могут быть характерны широкие зоны подогрева. Действительно, для изученных образцов численная оценка дает значения $\kappa_*/u \approx 0,1 \div 0,5$ см, что согласуется с экспериментом. Аналогичные оценки возможных зон подогрева при кондуктивной теплопередаче по газовой и жидкой фазам при $u = 2 \div 8$ см/с дают значения $\kappa_*/u \approx 10^{-1} \div 10^{-2}$ и 10^{-4} см соответственно.

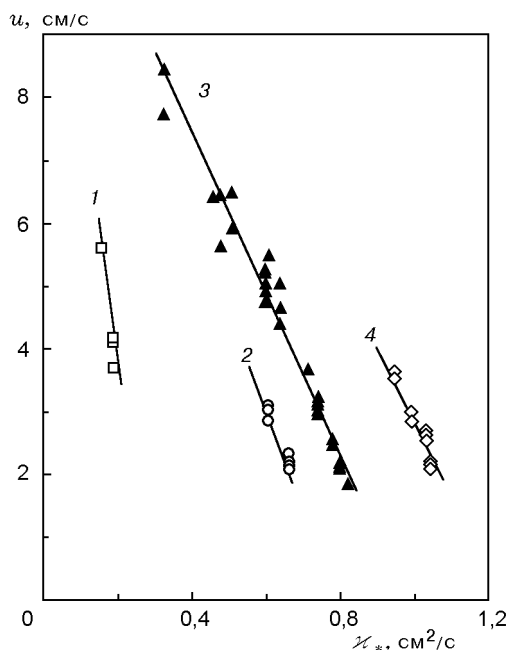


Рис. 7. Зависимость $u(\kappa_*)$:
 подложка: 1 — Nb, $\kappa_s = 0,235 \text{ cm}^2/\text{c}$; 2 — Mo, $\kappa_s = 0,73 \text{ cm}^2/\text{c}$; 3 — Al, $\kappa_s = 0,86 \text{ cm}^2/\text{c}$; 4 — Cu, $\kappa_s = 1,12 \text{ cm}^2/\text{c}$; топливо — *n*-бутанол, двухстороннее пламя

Эти и другие данные по структуре тепловой волны позволяют считать, что основным каналом теплопередачи и, следовательно, механизмом передачи реакции является кондуктивная передача тепла по конденсированной фазе. Поэтому можно ожидать, что в условиях стационарной волны распределение температуры в зоне подогрева будет следовать уравнению

$$T - T_0 = (T_* - T_0) \exp(ux/\kappa_*), \quad (2)$$

где T_* — температура в точке $x = 0$. Действительно, для разных топлив в координатах $\lg(T - T_0) - x$ получается прямолинейная зависимость вплоть до точки T_* , выше которой прямолинейность нарушается из-за изменения характера тепловой обстановки. Обработка данных дает следующие значения T_* : *n*-ундекан $72 \text{ }^\circ\text{C}$ (71,4 и $195,8 \text{ }^\circ\text{C}$), *n*-бутанол $43 \text{ }^\circ\text{C}$ (45 и $117 \text{ }^\circ\text{C}$), этанол $42 \text{ }^\circ\text{C}$ (22,1 и $78,5 \text{ }^\circ\text{C}$). В скобках приведены температура, при которой в равновесных условиях при атмосферном давлении образуется стехиометрическая смесь паров топлива с воздухом (T_{st}), и температура кипения. Эти данные (кроме этанола) также указывают на то, что кромка фронта пламени находится над тем местом подложки, где температура близка к T_{st} .

При рассмотрении продольной теплопередачи в направлении распространения пламени следует отметить, что теплопроводность фольги существенно больше теплопроводности топлива и в целом кондуктивная теплопередача определяется металлической фольгой. Пленка топлива вносит дополнительный вклад в интегральную теплоемкость системы. Оценки показывают, что $\lambda_f h_f \ll \lambda_s h_s$, но $c_f \rho_f h_f$ и $c_s \rho_s h_s$ одного порядка.

Другой аспект роли жидкости связан с ее конвективным движением. Существует движение, обусловленное самим процессом горения: повышение температуры в зоне пламени приводит к уменьшению поверхностного натяжения и вязкости жидкого топлива. Под влиянием этих факторов возникает движение жидкости перед фронтом пламени в направлении градиента температуры (эффект Марангони). В результате образуется валик жидкости (см. рис. 2), параллельный кромке пламени. При движении пламени сверху вниз направления гравитационного и термокапиллярного потоков совпадают, при движении снизу вверх — противоположны. Течение в валике, по-видимому, вихревое и неустойчивое. Неустойчивость проявляется в «пальцеобразном» струйном течении (см. рис. 2). Движение жидкости способствует продольной теплопередаче по системе. Однако этим вкладом, по-видимому, можно пренебречь, поскольку значения κ_* , оцененные из экспериментальных данных по уравнению (2), близки к рассчитанным по уравнению (1).

Что касается зависимостей $u(\kappa_s)$ и $u(\kappa_*)$, то следует обратить внимание на два обстоятельства. Во-первых, параметр κ_s не является представительным для рассматриваемой двухслойной термически тонкой системы. Во-вторых, как κ_s , так и κ_* учитывают два процесса: нагрев или охлаждение конденсированной фазы и ее способность передавать тепло от точки к точке. Варьировать отдельно параметры этих процессов — задача трудная. Рис. 7 иллюстрирует одну из таких попыток: зависимость $u(\kappa_*)$ получена при изменении только h_s для различных значений κ_s . Увеличение h_s увеличивает долю теплоемкости подложки в теплоемкости слоевой системы: $\beta = c_s \rho_s h_s / (c_s \rho_s h_s + c_f \rho_f h_f)$. Естественно, что скорость пламени при этом уменьшается. Так как $\lambda_s h_s \gg \lambda_f h_f$, можно написать

$$\kappa_* \approx \frac{\lambda_s h_s}{c_s \rho_s h_s + c_f \rho_f h_f} = \beta \kappa_s. \quad (3)$$

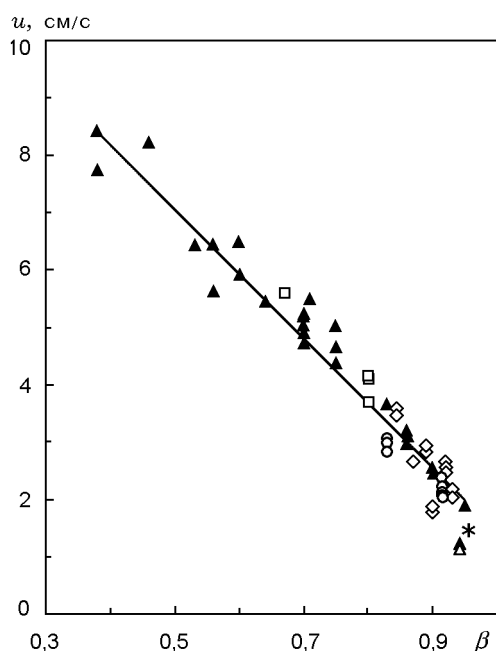


Рис. 8. Зависимость $u(\beta)$:

топливо — *n*-бутанол; \triangle — сталь, \square — Nb, \circ — Mo, \blacktriangle — Al, \diamond — Cu, * — предел распространения пламени

На рис. 8 приведена зависимость $u(\beta)$ для *n*-бутанола и разных подложек. Видно, что все данные хорошо обобщаются зависимостью $u = 12,75 - 11,34\beta$ с коэффициентом регрессии 0,95. Зависимость справедлива в области $\beta = 0,4 \div 0,92$. Пределу распространения пламени соответствует $\beta = 0,95$. Учитывая уравнение (3), можно сделать важный вывод: при $\beta = \text{const}$ скорость пламени остается неизменной при изменении κ_* за счет изменения κ_s . Другими словами, не отрицая значения теплопроводности подложки λ_s в механизме передачи реакции в волне горения, следует признать, что ее роль скрыта за более сильнодействующим фактором — теплоемкостью системы. Такая ситуация возможна в том случае, если в двух последовательных процессах — теплопередача от продуктов горения к подложке и теплопередача вдоль подложки к зоне подогрева и испарения жидкости — лимитирующим процессом является межфазный теплообмен.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, новые экспериментальные данные подтверждают сформулированную в [11] физическую модель процесса распространения пламени над пленкой жидкого топлива на подложке.

Осложняющие факторы (эффект Маранго-ни, изменение вязкости в зоне горения, неустойчивость течения жидкости перед фронтом пламени, срыв горения) требуют дополнительного исследования.

Авторы благодарны Р. D. Ronney и А. С. Fernandez-Pello за обсуждение работы.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 98-03-32308) и фонда INTAS (грант 96-1173).

ЛИТЕРАТУРА

1. **Wichman I. S.** Theory of opposed-flow flame spread // Prog. Energy Combust. Sci. 1992. V. 18. P. 553–593.
2. **Fernandez-Pello A. C. and Hirano S. T.** Controlling mechanisms of flame spread // Combust. Sci. Technol. 1983. V. 32. P. 1–31.
3. **Fernandez-Pello A. C.** The challenge of fire prediction // Combust. Sci. Technol. 1994. V. 98. P. 281–290.
4. **Williams F. A.** Mechanisms of fire spread // Sixteenth Symp. (Intern.) on Combustion. Pittsburgh, PA: The Combustion Inst., 1976. P. 1281–1294.
5. **de Ris J. N.** Spread of a laminar diffusion flame // Twelfth Symp. (Intern.) on Combustion. Pittsburgh, PA: The Combustion Inst., 1969. P. 241–249.
6. **Рыбанин С. С., Соболев С. Л.** Скорость и пределы горения конденсированного вещества при теплообмене с инертной средой. Черноголовка, 1988. (Препр. / РАН. ОИХФ; № 993).
7. **Crescitelly S., Pota F., Santo G., Tufano V.** Influence of solid phase thermal properties on flame spread over polymers // Combust. Sci. Technol. 1981. V. 27. P. 75–78.
8. **DiBlasi C., Wichman I. S.** Effects of solid-phase properties on flames spreading over composite materials // Combust. Flame. 1995. V. 102, N 3. P. 229–240.
9. **Ronney P. D., Greenberg J. B., Zhang Y., and Roegner E. V.** Flame spread over thin solid fuels in partially premixed atmospheres // Combust. Flame. 1995. V. 100, N 3. P. 474–483.
10. **Рыбанин С. С.** К теории распространения пламени по поверхности горючего материала // Докл. АН СССР. 1982. Т. 268, № 4. С. 915–918.
11. **Коржавин А. А., Бунев В. А., Гордиенко Д. М., Бабкин В. С.** Поведение пламен, распространяющихся по пленкам жидкости на металлических подложках // Физика горения и взрыва. 1998. Т. 34, № 3. С. 15–18.