

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПЛАМЕНИ В ПОРИСТЫХ СРЕДАХ, СМОЧЕННЫХ ТОПЛИВОМ

УДК 536.46

А. А. Коржавин, В. А. Бунев, В. С. Бабкин

Институт химической кинетики и горения СО РАН, 630090 Новосибирск

Экспериментально исследованы некоторые закономерности распространения пламени по газовой смеси с предельно низким значением энтальпии в испарительно-диффузионном режиме в различных пористых средах. Показано, что волна горения в высокопористой среде, смоченной n-октаном, распространяется стационарно со скоростями $3 \div 10$ см/с. Исследовано влияние объемной теплоемкости и теплопроводности материала пористой среды на скорость и предельные характеристики распространения пламени как в режиме высокой скорости для высокоэнтальпийных газовых смесей, так и в низкоскоростном режиме для низкоэнтальпийных газовых смесей. Рассмотрены условия существования испарительно-диффузионного режима.

Процессы горения в пористых средах (ПС), поверхность которых покрыта жидкой пленкой топлива, а свободный объем пор заполнен газообразным окислителем и парами этого топлива, представляет определенный интерес. С практической точки зрения эта проблема интересна тем, что смоченная инертная ПС может стать пожаро- и взрывоопасной [1, 2]. С другой стороны, ПС нередко используются в качестве взрывозащитного наполнителя топливных баков различных транспортных средств [3], т. е. там, где ПС всегда смочена.

Научный интерес к данной проблеме обусловлен возможностью реализации различных стационарных режимов горения: режима гетерогенной детонации [4], режима высокой скорости (РВС) [5] и испарительно-диффузионного режима (ИДР) [6, 7]. Скорость соответствующих процессов составляет $400 \div 1050$ м/с [4], $0,1 \div 10$ м/с [5] и $4 \div 10$ см/с [6, 7]. Гетерогенное горение в ПС происходит только в том случае, если существует массопровод горючего с поверхности жидкой пленки в газовую фазу перед волной горения или в саму волну горения. В случае детонации, согласно [4, 8], механизм процесса состоит в относительно медленном испарении жидкости с поверхности, нагретой горячими продуктами сгорания, либо в образовании волн и срыве с их гребней микрокапель жидкости. В случае ИДР горючая газовая смесь образуется при испарении топлива с поверхности ПС с последующим смешением с окислителем. В режиме РВС пленка жидкого топлива на поверхности ПС также может оказывать влияние на скоростные и предельные характеристики процесса распространения пламени. Механизмы распространения волны горения во всех этих режимах изучены недостаточно, так же как и переходы с одного режима на другой.

В работах [4, 6, 7] авторы имели дело с условиями, когда энтальпии исходной газовой смеси, где собственно и идет превращение топлива и окислителя в продукты сгорания, явно недостаточно для осуществления волнового процесса. Поэтому все волновые процессы существуют только благодаря тому, что имеются механизмы увеличения энтальпии газа

перед зоной химического превращения. Одним из таких механизмов может быть возврат части тепла из продуктов горения в исходную смесь, поступающую во фронт. По этому принципу работают рециркуляционные горелки [9], осуществляется фильтрационное горение газов [10, 11]. Энергия из продуктов в исходную смесь может поступать разными способами. Например, в детонационной волне свежая смесь увеличивает свою энтальпию за счет работы сжатия, совершаемой продуктами сгорания. При фильтрационном горении газов часть тепла продуктов сгорания может возвращаться в исходную смесь посредством кондукции и радиации. В названных случаях увеличение энтальпии возникает за счет тепловой составляющей. Однако существуют процессы, в которых избыток энтальпии газовой фазы может образоваться за счет поступления в нее дополнительного топлива с поверхности ПС. Низкоскоростной волновой процесс с таким видом увеличения энтальпии перед зоной превращения — ИДР — осуществлен в работах [6, 7].

Этот режим горения реализуется в области начальных параметров, исключающих образование горючей газовой смеси в равновесных условиях. Так как необходимая для горения смесь образуется в процессе самого горения в результате испарения жидкости и смешения паров топлива с окислителем, то можно ожидать, что на процесс горения оказывают существенное влияние теплофизические характеристики ПС и топлива.

Цель данной работы — экспериментальное исследование закономерностей горения в ПС, смоченных топливом, а также изучение влияния некоторых теплофизических параметров ПС на скоростные и предельные характеристики стационарных пламен в РВС и ИДР.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Опыты проводили в закрытой термостатированной вертикальной квадратной трубе сечением 48×48 мм и длиной $1,2 \div 2$ м, заполненной ПС, смоченной н-октаном. В качестве ПС использовали: пористый материал из алюминиевой фольги (ФПМ) толщиной 51 или 77 мкм одинаковой структуры, но с различной объемной плотностью ($25,4$ и $37,8$ кг/м³); открытоячеистый пенополиуретан (ППУ) с объемной плотностью 22 кг/м³; засыпка из стальных полированных шаров диаметром 8 мм с плотностью 4700 кг/м³. ФПМ представлял собой пакет, собранный из одинаковых фрагментов (рис. 1), уложенных друг на друга с поворотом на 90° . Фрагмент ФПМ размером 48×48 мм изготавливался методом растяжки просеченной алюминиевой фольги. ППУ представлял собой непрерывную совокупность ячеек, по форме подобных додекаэдрам, ребрами которых являются нити полиуретана.

Перед экспериментом термостатированная труба заливалась н-октаном. Затем жидкость сливалась, труба наполнялась воздухом до определенного давления и герметизировалась. Далее проводилось инициирование горения импульсно нагретой нихромовой проволокой, смоченной этой же жидкостью, в полости размером $48 \times 48 \times 48$ мм, расположенной в верхней части трубы. Смачивание нихромовой спирали необходимо для инициирования процесса в ПС в условиях, когда концентрация паров топлива меньше нижнего концентрационного предела. Скорость распространения пламени измерялась с помощью фотодиодов, расположенных на известных расстояниях по длине трубы. Текущее давление регистрировалось датчиком тензометрического типа. Время подготовки опыта составляло: слив — 2 мин, пауза перед зажиганием — $2 \div 5$ мин. В экспериментах для каждой ПС варьировались начальная температура системы T_0 ($18 \div 39$ °С) и начальное давление воздуха p_0 ($0,07 \div 0,7$ МПа), что позволяло изменять равновесную концентрацию паров топлива в достаточно широких пределах.

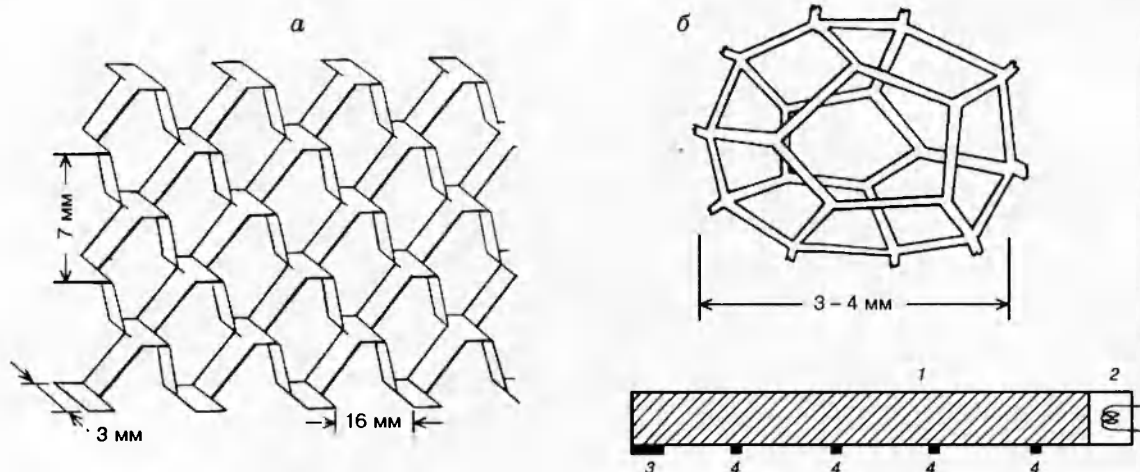


Рис. 1. Фрагменты пористых сред ФПМ (а), ППУ (б) и схема эксперимента: 1 — труба с ПС, 2 — спираль зажигания, 3 — датчик давления, 4 — фотодиоды

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ОБСУЖДЕНИЕ

Стационарность процесса. Эксперименты показали, что процесс распространения пламени после некоторого стартового периода стационарен. Среднеквадратичное отклонение в величине скорости от среднего значения находится в пределах $6 \div 10\%$. Стационарность наблюдается на фоне небольшого роста давления по мере распространения фронта горения от точки инициирования до нижнего конца трубы и имеет место во всем диапазоне существования процесса от одного предела распространения до другого при данной начальной температуре (рис. 2). Сплошная линия на рис. 2 представляет собой гиперболу, соответствующую линии насыщенных паров в координатах концентрация паров (c) — начальное давление паровоздушной смеси (p_0).

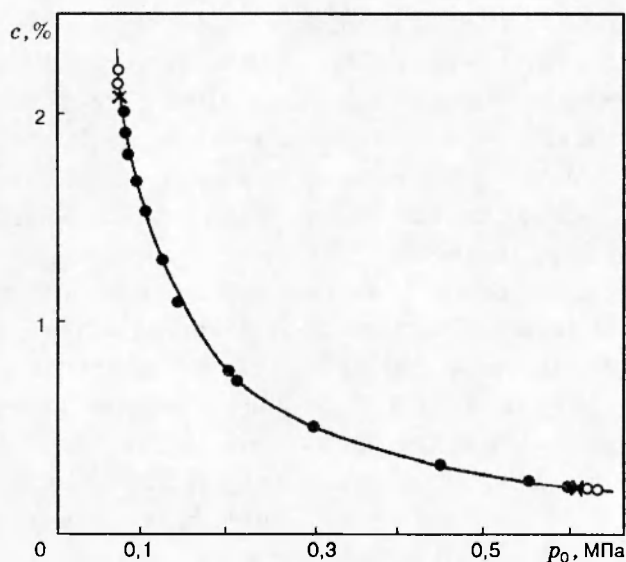


Рис. 2. Область распространения пламени в ПС (ФПМ, $25,4 \text{ кг/м}^3$) при $T_0 = 22 \text{ }^\circ\text{C}$:

o — пламя не распространяется, • — пламя распространяется, x — пределы распространения, c — объемная концентрация

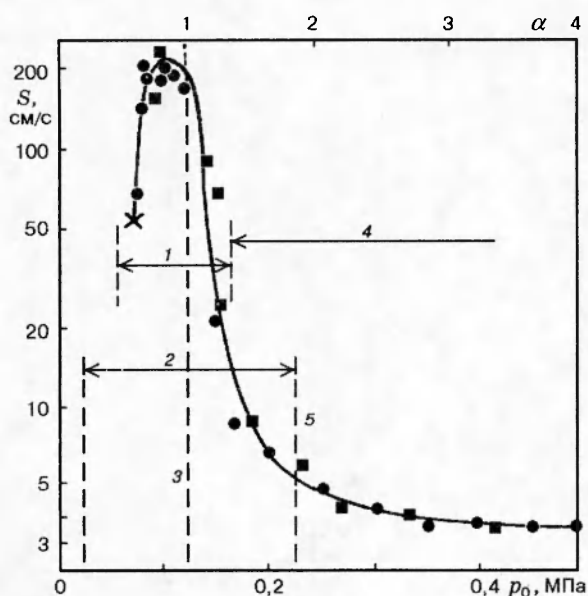


Рис. 3. Зависимость скорости распространения пламени от начального давления при $T_0 = 27\text{ °C}$:

● — ФПМ, 37,8 кг/м³; ■ — ФПМ, 25,4 кг/м³; 1 — РВС, 2 — область распространения ламинарных пламен, 3 — $\alpha = 1$, 4 — ИДР, 5 — нижний концентрационный предел, × — предел по давлению

Зависимость скорости распространения пламени от начального давления при $T_0 = \text{const}$. На рис. 3 приведена зависимость скорости распространения пламени S от начального давления p_0 . При термодинамическом равновесии каждому значению p_0 соответствует определенный состав газовой фазы, отвечающий парциальному давлению пара жидкости при данной температуре. Этот состав смеси, рассчитанный для н-октана по данным [12] и выраженный через коэффициент избытка воздуха в газовой фазе α , также приведен на рис. 3. Дополнительно на рис. 3 отмечены пределы распространения пламени н-октана с воздухом в свободном пространстве (диапазон давлений 2) [13] и в режиме высоких скоростей (диапазон давлений 1) [5], соответствующие данным экспериментальным условиям. Оценка пределов в РВС выполнена в предположении идентичности критических условий (по p_0 и α) для газозажигательных пламен в воздушных смесях н-октана и пропана.

С учетом этих замечаний из рис. 3 видно, что в рассматриваемой системе реализуются два принципиально разных режима горения: известный режим высокой скорости в диапазоне $p_0 = 0,08 \div 0,17$ МПа ($0,61 < \alpha < 1,32$) и новый испарительно-диффузионный режим в диапазоне $p_0 = 0,17 \div 0,5$ МПа ($1,32 < \alpha < 4$). В области РВС зависимость скорости пламени от состава смеси $S(\alpha)$ имеет типичный для этого режима куполообразный вид с характерным сдвигом S_{max} в сторону богатых смесей [5]. Низкоскоростной режим горения реализуется не только за пределом РВС ($\alpha > 1,32$), но и за пределом распространения пламени в свободном пространстве ($\alpha > 1,67$). Переход от одного режима к другому при изменении p_0 происходит непрерывно. Скорость пламени в ИДР на 1–2 порядка ниже, чем в РВС, и имеет величину $3 \div 10$ см/с.

Распространение пламени в ПС с пленкой топлива имеет два предела. Один расположен в богатой области и ограничивает РВС, другой — в бедной области и ограничивает ИДР. Таким образом, в координатах равновесная концентрация паров — начальное давление существует область распространения пламени, которая состоит из двух подобластей с различными режимами распространения. Между этими двумя подобластями нет четкой границы. На рис. 4 приведены области распространения для н-октана и исследуемых ПС. Распространение пламени имеет место справа от кривых 1–3. Для того чтобы получить предельные кривые, необходимо было провести эксперименты при различных начальных температурах в диапазоне $18 \div 39\text{ °C}$.

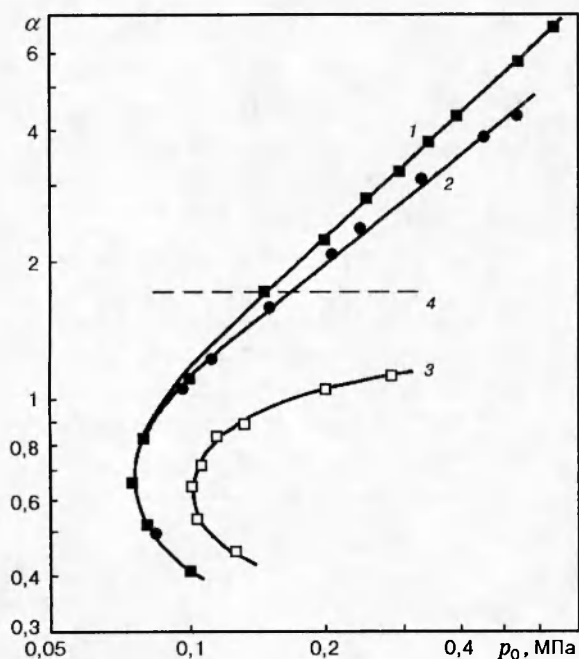


Рис. 4

Рис. 4. Область распространения пламени в ПС:

1 — ФПМ, 25,4 кг/м³, 2 — ФПМ, 37,8 кг/м³, 3 — стальные шары диаметром 8 мм; 4 — нижний концентрационный предел ($\alpha = 1,75$); $T_0 = 18 \div 39$ °С

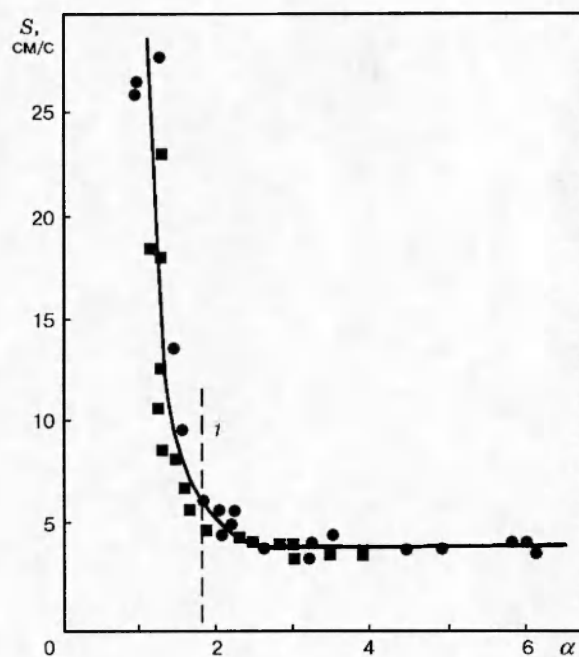


Рис. 5

Рис. 5. Зависимость скорости распространения пламени от коэффициента избытка окислителя α при различных начальных температурах:

● — ФПМ, 25,4 кг/м³, ■ — ФПМ, 37,8 кг/м³; $T_0 = 18 \div 39$ °С, $p_0 = 0,07 \div 0,7$ МПа; 1 — нижний концентрационный предел

Влияние теплоемкости и теплопроводности ПС на скоростные и предельные характеристики РВС и ИДР. Исследование влияния теплоемкости на скоростные характеристики изучаемого процесса горения представляет определенные трудности. Известно [5], что скорость распространения пламени в ПС существенно зависит от структуры ПС и ее характерных размеров. Поэтому желательно иметь спектр ПС одной и той же структуры и с одними и теми же геометрическими характеристиками, но с различной теплоемкостью. Эксперименты проводились на двух таких ПС (ФПМ), изготовленных по одной технологии из алюминиевой фольги различной толщины с плотностью 25,4 и 37,8 кг/м³. Соответственно объемная теплоемкость первой 22,9 кДж/(м³ · К), а второй — 34,4 кДж/(м³ · К). Экспериментально показано, что в этом случае скорость распространения газовых пламен в РВС не зависит от толщины фольги. Зависимость скорости волны горения от начального давления для двух указанных сред представлена на рис. 3. Из рисунка видно, что при одной и той же геометрии ПС, но при разных объемных теплоемкостях, скоростные характеристики процесса горения практически не отличаются ни в области РВС, ни в области ИДР. Эта особенность проявляется в широком диапазоне начальных температур и давлений, что наглядно видно из данных, приведенных на рис. 5. Скорость не зависит от объемной теплоемкости (при изменении в 1,5 раза) в диапазоне $T_0 = 18 \div 39$ °С и $p_0 = 0,07 \div 0,7$ МПа.

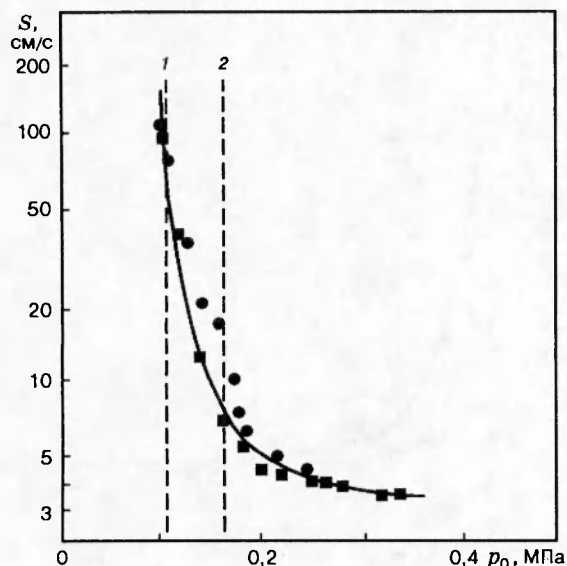


Рис. 6. Зависимость скорости распространения пламени от начального давления при $T_0 = 24 \text{ }^\circ\text{C}$:

1 — $\alpha = 1$, 2 — нижний концентрационный предел; ● — ППУ, 22 кг/м^3 , объемная теплоемкость, оцененная по данным [14], $37,4 \text{ кДж/(м}^3 \cdot \text{К)}$; ■ — ФПМ, $37,8 \text{ кг/м}^3$, теплоемкость $34,4 \text{ кДж/(м}^3 \cdot \text{К)}$

Проведенными ранее исследованиями [5] показано, что в РВС скорость не зависит от теплоемкости ПС. Ее зависимость от структуры ПС можно выразить только через один параметр — характерный размер порового пространства. Эксперименты проводили в ПС из стальных и фарфоровых шаров, ФПМ, ППУ и в отдельных каналах. В данной работе использована ПС из ППУ и ФПМ с характерными размерами, дающими близкие значения скорости в РВС. Оказалось, что для этих ПС с равными (или близкими) теплоемкостями скоростные характеристики в областях РВС и ИДР близки. Это видно из рис. 6, на котором приведены данные для ППУ и ФПМ.

Область распространения пламени в условиях ИДР уменьшается с увеличением теплоемкости при одной и той же структуре ПС. Область распространения пламени в РВС при тех же условиях не изменяется (см. рис. 4, кривые 1, 2). Если увеличить объемную теплоемкость на два порядка (стальные шары), то область ИДР исчезает (см. рис. 4, кривая 3).

Влияние теплопроводности ПС на скорость распространения пламени в испарительно-диффузионном режиме демонстрирует рис. 6. Здесь представлены пористые среды ППУ и ФПМ с близкими объемными теплоемкостями и пористостью, но с сильно отличающимися коэффициентами теплопроводности материалов. Видно, что это различие в пределах экспериментального разброса не сказывается на скорости распространения пламени.

Таким образом, обращают на себя внимание два основных результата настоящей работы. Во-первых, реализация в инертных ПС, смоченных топливом, двух принципиально разных режимов горения: известного режима высоких скоростей и нового — испарительно-диффузионного режима. Во-вторых, несколько неожиданные результаты по влиянию теплоемкости и теплопроводности ПС на скоростные характеристики ИДР. Действительно, из полученных экспериментальных данных следует, что наиболее чувствительной характеристикой к изменению начальных параметров является предел распространения пламени. Скорость распространения в меньшей степени зависит от теплопроводности материала и объемной теплоемкости ПС.

Для интерпретации результатов, представленных на рис. 3, рассмотрим изменение характера распространения пламени при движении точки по гиперболе $T = \text{const}$ на плоско-

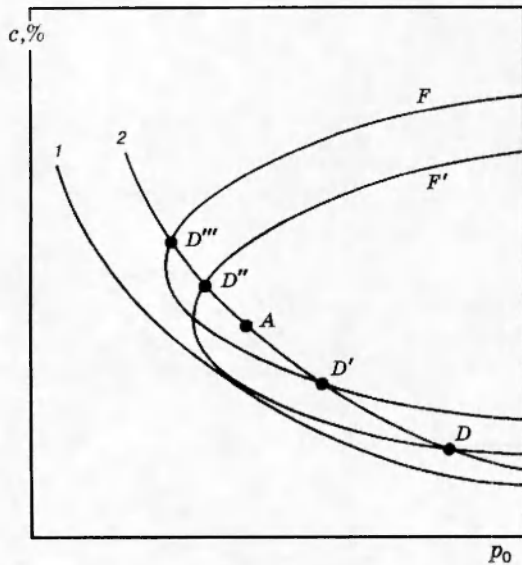


Рис. 7

Рис. 7. Схема областей распространения пламени в сухой (F) и смоченной топливом (F') ПС:

1 — $T^* = \text{const}$, 2 — $T_0 = \text{const}$; D' , D''' — пределы распространения в сухой ПС, D'' , D — в смоченной ПС

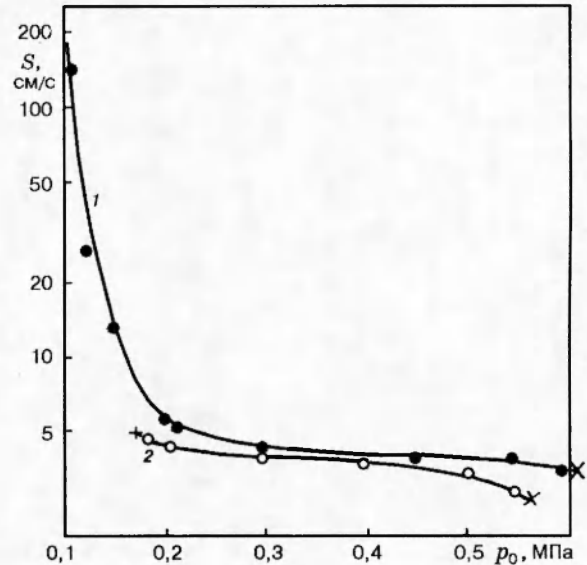


Рис. 8

Рис. 8. Зависимость скорости распространения пламени от начального давления:

ФПМ — $25,4 \text{ кг/м}^3$; 1 — $T_0 = 22 \text{ }^\circ\text{C}$, 2 — $T_0 = 20 \text{ }^\circ\text{C}$; \times — пределы распространения пламени

сти (c , p_0) с помощью схемы на рис. 7. Для сухой ПС существует область распространения пламени в РВС. Ее можно получить стандартным методом для начальной температуры, превышающей исследуемый диапазон, учитывая, что пределы распространения пламени практически не зависят от начальной температуры при ее изменении на $10 \div 20^\circ$. В сухой ПС при движении от точки D''' к точке D' скорость распространения вначале растет, достигая максимума в некоторой точке A , затем падает. При наличии жидкой пленки на поверхности ПС в результате испарения топлива в волне горения характер зависимости S от p_0 должен измениться. Если вдали от пределов F' скорость волны определяется в основном начальной концентрацией паров, то вблизи пределов она начинает зависеть от наличия пленки. Это связано с тем, что вблизи границы F' скорости пламени малы и характерные времена тепломассообмена с ПС и горения становятся соизмеримыми. Если в точке A скорость волны определяется начальной концентрацией паров, то в точках D' и D''' она определяется и участием пленки жидкости. Очевидно, что имеется существенная разница между точками D' и D''' . В точке D' участие пленки приводит к росту эффективной концентрации паров топлива и увеличению скорости волны. В результате появляется область между точками D' и D , в которой реализуется ИДР (4 на рис. 3). Вблизи точки D''' , наоборот, увеличение концентрации паров приводит к переобогащению смеси топливом и прекращению распространения волны. В связи с этим предел при наличии пленки в богатых смесях должен сдвинуться в сторону бедных смесей или в сторону повышения предельных давлений. Этот сдвиг (участок $D''' D''$ на кривой 2 рис. 7) заметен на рис. 3: предельное давление (отмечено \times) смещено относительно границы области 1.

При снижении начальной температуры T_0 диапазон давлений, при которых существует процесс распространения пламени, сужается и при некотором значении T^* нижняя и верхняя ветви F' смыкаются, т. е. при $T_0 < T^*$ инициировать волну горения невозможно. Следует отметить, что вопрос о форме и взаимном расположении областей F и F' требует дополнительных исследований.

При $T_0 > T^*$, но вблизи T^* область РВС исчезает полностью и остается только область ИДР (рис. 8). Вопрос о существовании при $T_0 = \text{const}$ двух областей по начальному давлению, РВС и ИДР, не связанных друг с другом, остается открытым. Авторам не удалось экспериментально зафиксировать наличие разрыва в области распространения пламени.

Несомненно, что наблюдаемые закономерности горения в смоченной топливом инертной ПС связаны с процессом испарения и смешения. Сделаем некоторые оценки возможности эффективного испарения топлива в экспериментальных условиях настоящей работы. В [15] показано, что если контактируют две полубесконечные фазы — нагретый газ и холодное твердое тело, то приповерхностный нагрев твердого тела определяется соотношением $T_s - T_0 = (T_b - T_0)K/(1 + K)$, где $K = \sqrt{\lambda_g c_g \rho_g} / \sqrt{\lambda_k c_k \rho_k}$; T_s, T_b, T_0 — температура поверхности, газа и начальная соответственно; λ — теплопроводность; c — теплоемкость; ρ — плотность; индексы g и k относятся к газовой и конденсированной фазам соответственно. Оценки показывают, что при $T_b = 2000$ К, $T_0 = 300$ К, $p_0 = 0,1$ МПа прирост температуры на поверхности соответственно равен для железа 0,33 К, алюминия 0,19 К, н-октана 0,3 К. Таким образом, если элементы ПС не успевают прогреваться в зоне пламени, то прогрев пленки н-октана на 0,3 К не дает концентрации паров топлива, необходимой для распространения волны горения.

Оценим возможность прогрева элементов ПС в процессе распространения пламени. Для этого сравним характерные времена тепловой релаксации $t_1 = d^2/4\alpha$ с характерными временами горения $t_2 = d/S$. Здесь α — температуропроводность материала ПС, а характерным размером (d) для тепловой релаксации являются толщина фольги и диаметр шара. Принимая для стальных шаров ($d = 8$ мм) в качестве характерной скорости S значение 5 см/с, получим $t_1/t_2 \sim 10$. Ясно, что шары не успевают прогреваться и сделанная оценка и вывод сохраняют силу: в системе с ПС из стальных шаров испарительно-диффузионный режим не может иметь место (см. рис. 4).

Другая ситуация возникает в случае ПС типа ФПМ, где отношение характерных времен существенно меньше единицы: $t_1/t_2 \sim 10^{-2}$. Поэтому здесь может происходить эффективное испарение топлива и ИДР реализуется. Этот вывод также согласуется с экспериментальными данными, ИДР реализуется в ПС типа ППУ и ФПМ (см. рис. 4).

Заметим, что с ростом начального давления оценочные выводы могут измениться так же как и реальная картина. Действительно, приведенную выше формулу можно переписать в виде

$$T_s - T_0 = (T_b - T_0) \frac{K \sqrt{p/p_0}}{1 + K \sqrt{p/p_0}},$$

где K принято при $p_0 = 0,1$ МПа. Отсюда видно, что с ростом начального давления величина $T_s - T_0$ асимптотически приближается к значению $T_b - T_0$. Учитывая, что парциальное давление паров экспоненциально зависит от температуры испаряющейся жидкости, можно ожидать существенного повышения эффективности испарительного процесса с ростом давления. Это обстоятельство открывает возможность появления ИДР горения при повы-

шенных давлениях в системах, в которых при низких давлениях ИДР невозможен из-за низкой эффективности испарительного процесса. Реализуемость ИДР зависит от характера изменения концентрации паров топлива с ростом p_0 , которая определяется конкуренцией двух тенденций: падением концентрации при увеличении давления и ее повышением в результате увеличения прогрева ПС и роста парциального давления паров.

Отметим еще одно обстоятельство. В связи с увеличением испаряемости топлива с ростом давления может быть достигнут предел парциального давления паров в связи с полным испарением пленки топлива. Ясно, что дальнейшее увеличение p_0 приведет к уменьшению концентрации топлива в смеси и, в конечном счете, к прекращению горения.

Полученные результаты следует рассматривать как предварительные. Очевидно, что для более полных представлений о процессе горения в системах с ПС, смоченной топливом, необходим учет дополнительных факторов таких, как неравномерность концентрационного поля в зоне пламени, движение газа под действием формируемых горением градиентов давления, эффекты гравитационной конвекции, поверхностно-капиллярные явления и др. Хотя недостаток экспериментальных данных не позволяет сформулировать достаточно полную физическую модель явления распространения пламени в испарительно-диффузионном режиме, тем не менее основные черты явления понятны.

ВЫВОДЫ

Изучены закономерности распространения дозвуковых пламен в закрытых системах с инертными пористыми средами, смоченными углеводородным топливом. Показано, что в этих системах наряду с известным режимом высоких скоростей может реализоваться новый стационарный режим горения с газофазной химической реакцией, названный авторами испарительно-диффузионным режимом. Скорость пламени в ИДР составляет $3 \div 10$ см/с. ИДР реализуется в условиях, в которых отсутствует заранее подготовленная горючая газовая смесь. Горючая смесь в ИДР образуется в процессе самого горения. В механизме распространения пламени кроме химической реакции важную роль играют такие элементарные процессы, как испарение жидкого топлива с поверхности пористой среды, смешение паров с окислителем, прогрев пористой среды. В механизме распространения пламени определяющую роль, помимо параметров топлива, играют теплофизические и структурные свойства пористой среды. При этом, как и в типичных пламенах с избытком энтальпии, часть тепловой энергии, выделяющейся при горении, расходуется на увеличение энтальпии свежей газовой смеси. Это увеличение происходит за счет испарения топлива с поверхности пористой среды.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 96-03-32967).

ЛИТЕРАТУРА

1. Драйздел Д. Введение в динамику пожаров / Пер. с англ. К. Г. Бромштейна; Под ред. Ю. А. Кошмарова, В. Е. Макарова. М.: Стройиздат, 1990.
2. McIntosh A. C., Bains M., Crocombe W., Griffiths G. F. Autoignition of combustible fluids in porous insulation materials // Combust. Flame. 1994. V. 99. P. 541–550.
3. Стрижевский И. И., Заказнов В. Ф. Промышленные огнепреградители. М.: Химия, 1974.

4. **Лямин Г. А., Пинаев А. В.** Гетерогенная детонация (газ — пленка) в пористой среде. Область существования и пределы // *Физика горения и взрыва*. 1992. Т. 28, № 5. С. 102–108.
5. **Babkin V. S., Korzhavin A. A., Bunev V. A.** Propagation of premixed explosion flames in porous media // *Combust. Flame*. 1991. V. 87, N 2. P. 182–190.
6. **Коржавин А. А., Бунев В. А., Бабкин В. С.** О существовании низкоскоростного режима распространения пламени в инертной пористой среде, смоченной углеводородным топливом // *Докл. РАН*. 1994. Т. 337, № 3. С. 342–344.
7. **Korzhavin A. A., Bunev V. A., Babkin V. S.** Diffusion flame propagation in an inert porous medium wetted with fuel // *Combustion, Detonation, Shock Waves: Proc. of the Zel'dovich Memorial / S. M. Frolov (Ed.)*. 1994. V. 2. P. 198–200.
8. **Фролов С. М., Гельфанд Б. Е., Тимофеев Е. И.** Взаимодействие пленки жидкости с высокоскоростным газовым потоком за ударной волной // *Физика горения и взрыва*. 1984. Т. 20, № 5. С. 107–114.
9. **Weinberg F. J.** Combustion in heat-recirculating burners // *Advanced Combustion Methods / F. J. Weinberg (Ed.)*. London: Academic Press, 1986. P. 183.
10. **Takeno T., Sato K.** An excess enthalpy theory // *Combust. Sci. Technol.* 1979. V. 20. P. 73–84.
11. **Babkin V. S.** Filtrational combustion of gases. Present state of affairs and prospects // *Pure Appl. Chem.* 1993. V. 65, N 2. P. 335–344.
12. **Варгафтик Н. Б.** Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М: Наука, 1972.
13. **Пожаровзрывоопасность веществ и материалов и средства их тушения /** Под ред. А. Н. Баратова, А. Я. Корольченко, Г. Н. Кравчука и др. М: Химия, 1990. Т. 2.
14. **Torrero J. L., Fernandez-Pello A. C.** Forward smolder of polyurethane foam in a forced air flow // *Combust. Flame*. 1996. V. 106. P. 89–109.
15. **Лыков А. В.** Теплообмен: Справочник. М: Энергия, 1978. С. 156.

*Поступила в редакцию 21/І 1997 г.,
в окончательном варианте — 7/ІІ 1997 г.*
