

## ГОРЕНИЕ ГАЗА В УЗКИХ ОДИНОЧНЫХ КАНАЛАХ

В. В. Замашников, Я. В. Козлов, А. А. Коржавин, В. С. Бабкин

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

Проведено экспериментальное исследование горения в потоке пропановоздушных смесей в кварцевых трубках с внутренним диаметром больше, но порядка критического. Показано, что при встречном распространении пламени с увеличением скорости потока скорость пламени линейно уменьшается практически до нуля. В области нулевой скорости происходит переход режима высоких скоростей на стационарный режим со скоростями распространения, характерными для режима низких скоростей (РНС) фильтрационного горения газов (порядка  $10^{-4}$  м/с). Этот режим исследован и классифицирован как РНС-2 ввиду его особых свойств. Показано, что при дальнейшем увеличении скорости потока происходит стабилизация пламени в РНС-2. В различных диапазонах скоростей потока наблюдается неустойчивость фронта пламени различной природы.

Ключевые слова: фильтрационное горение, узкие каналы, пропановоздушные смеси.

## ВВЕДЕНИЕ

Под термином «узкие одиночные каналы» будем понимать каналы внутреннего диаметра  $d_{in}$  одного порядка с критическим при распространении ламинарного пламени  $d_{cr}$ . Пламена в узких каналах представляют интерес не только как близкие к предельным по способности распространения пламени, но и как близкие к предельным по появлению эффектов свободной конвекции, гидродинамической устойчивости, эффектам сопротивления, кривизны и растяжения фронта пламени, максимального теплоотвода из зоны пламени.

В данной работе рассматривается еще один аспект этой системы, а именно возможность моделирования некоторых закономерностей горения газов в инертных пористых средах. Последние можно рассматривать как совокупность каналов, а процесс горения в них — как результат теплового, газодинамического и массообменного взаимодействия процессов в этих каналах. Действительно, опыт показал, что многие явления и закономерности горения в пористых средах реализуются и наблюдаются в одиночных каналах. Иными словами, узкие каналы представляют в определенных рамках простую удобную модель горения газов в пористых средах. В работе моделируется один из стационарных режимов филь-

трационного горения газов — режим высоких скоростей (РВС), который реализуется обычно при  $\xi = d_{in}/d_{cr} > 1$ . Некоторые характеристики этого режима исследованы подробно [1, 2]. Однако вопрос о роли фильтрационного потока горючей смеси в РВС до последнего времени оставался малоисследованным.

## ЭКСПЕРИМЕНТЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Были выполнены две серии экспериментов. В первой серии использовали кварцевые трубки длиной 30 см с отношением диаметров (в миллиметрах) внешнего к внутреннему 5.4/3.2, 7.0/5.1, 9.2/7.0. Опыты выполнялись по следующей схеме. Пропановоздушная смесь определенного состава подавалась с одного конца трубки, а с другого, открытого конца она поджигалась электрической искрой. Средняя скорость распространения пламени  $u$  измерялась с помощью двух фотодиодов, удаленных друг от друга на 20 см. Необходимое для определения скорости пламени время измерялось частотомером ЧЗ-33. Точность приготовления смеси составляла 0.1 %, измерения расходов —  $\pm 3$  %, определения скорости пламени —  $\pm 15$  %. В табл. 1 приведены значения параметров экспериментов. Здесь  $\delta_0 = \alpha/S_{u0}$  — толщина зоны Михельсона,  $\alpha$  — коэффициент температуропроводности свежей смеси,  $S_{u0}$  — нормальная скорость плоского фронта пламени,  $Le_{eff} = \alpha/D_{eff}$  — эффективное число Льюиса,  $D_{eff}$  — эффективный коэффициент диффузии,  $r_f$  — радиус фронта пламени,  $\phi$  — коэф-

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 06-03-32524, 09-03-00865-а), СО РАН (междисциплинарные проекты № 64 и № 60 с участием НАН Украины).

Таблица 1

| $C_3H_8$ , % | $\phi$ | $S_{u0}$ , см/с | $\delta_0$ , мм | $d_{cr}$ , мм | $Le_{eff}$ | $\xi_{3.2}$ | $\xi_{5.1}$ | $\xi_{7.0}$ | $2r_f/3.2$ | $2r_f/5.1$ | $2r_f/7.0$ |
|--------------|--------|-----------------|-----------------|---------------|------------|-------------|-------------|-------------|------------|------------|------------|
| 3.0          | 0.74   | 26.3            | 0.076           | 3.0           | 1.62       | —           | 1.7         | 2.3         | —          | 0.70       | 0.78       |
| 3.5          | 0.86   | 37.6            | 0.053           | 1.9           | 1.47       | —           | 2.7         | 3.7         | —          | 0.92       | 0.88*      |
| 4.0          | 0.99   | 45.4            | 0.044           | 1.4           | 1.32       | 2.3         | 3.7         | 5.0         | 0.84       | 0.90       | 0.90       |
| 4.5          | 1.12   | 45.5            | 0.044           | 1.2           | 1.17       | 2.6         | 4.1         | 5.7         | 0.80       | 0.86       | 0.84       |
| 5.0          | 1.25   | 39.2            | 0.051           | 1.3           | 1.05       | 2.5         | 3.9         | 5.4         | 0.76       | 0.84       | 0.86*      |
| 6.0          | 1.52   | 13.3            | 0.15            | 3.3           | 0.93       | —           | 1.5         | 2.1         | —          | 0.6        | 0.92*      |
| 6.9          | 1.76   | 6.7             | 0.30            | 6.7           | 0.93       | —           | 0.8         | 0.9         | —          | —          | 0.58       |
| Источник     | —      | [4, 7–9]        | —               | —             | [4]        | —           | —           | —           | [10]       | [10]       | [10]       |

Примечание. \*Получено линейной интерполяцией.

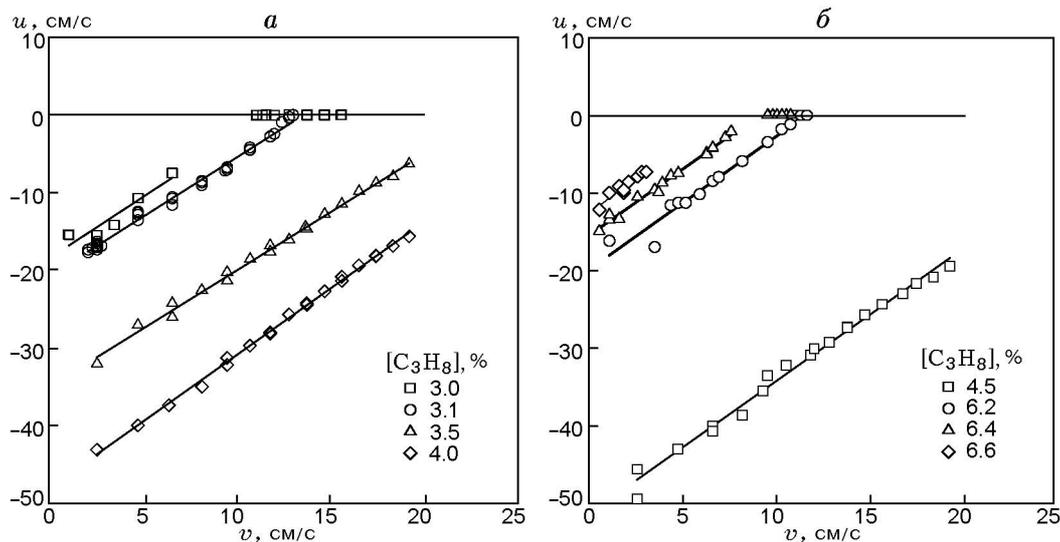


Рис. 1. Зависимости скорости волны горения  $u$  от средней скорости потока горючей смеси  $v$ . Бедные и стехиометрическая пропановоздушные смеси (а), богатые смеси (б) (кварцевая трубка,  $d_{in} = 5.1$  мм)

фициент избытка топлива,  $\xi = d_{in}/d_{cr}$  — отношение внутреннего диаметра к критическому. Эффективное число Льюиса  $Le_{eff}$  может быть определено теоретически [3], экспериментально (как глобальный параметр диффузионно-тепловой задачи о ламинарном пламени [4]) или эмпирически [5, 6]. Критический диаметр для каждого состава смеси определялся по эмпирической формуле  $d_{cr} = Re_{Le=1} Le_{eff} \delta_0$ . Эта формула отличается от аналогичной [5] тем, что в [5] нормирующее число Пекле принято при  $\phi = 1$ , а в данной работе при  $Le = 1$ , что, по нашему мнению, более корректно. Из данных таблицы следует, что безразмерные значения внутренних диаметров эксперименталь-

ных трубок  $\xi = d_{in}/d_{cr}$  находятся в пределах  $\xi_{3.2} = 2.3 \div 2.6$  при  $d_{in} = 3.2$  мм;  $\xi_{5.1} = 0.8 \div 4.1$  при  $d_{in} = 5.1$  мм;  $\xi_{7.0} = 0.9 \div 5.7$  при  $d_{in} = 7.0$  мм. Следовательно, экспериментальные условия соответствуют режиму высоких скоростей при всех значениях  $\xi$ . Исключение при  $\phi = 1.76$ , где  $\xi < 1$ , по-видимому, обусловлено точностью определения  $S_{u0}$ . Заметим также, что среднее значение отношения  $2r_f/d_{in}$  для трех трубок составляет  $0.81 \pm 0.11$ .

На рис. 1 приведены первичные экспериментальные данные по зависимости скорости распространения пропановоздушных пламен  $u$  от средней скорости потока горючих смесей  $v$  в трубке внутреннего диаметра 5.1 мм. Вид-

но, что совокупность экспериментальных точек для каждого состава горючей смеси с небольшими отклонениями ложится на прямые линии. Экстраполяция этих линий до пересечения с осями координат дает значения видимой скорости распространения пламени  $u_0$  при скорости потока  $v = 0$  и значение скорости потока  $v_{qs}$  при  $u = 0$ . Первичные данные по распространению пламен, аналогичные представлены на рис. 1, получены также для трубок диаметром  $d_{in} = 3.2$  и  $7.0$  мм.

По физическому смыслу обе величины  $u_0$  и  $v_{qs}$  выражают скорость сгорания газа в двух совершенно разных ситуациях. Действительно,  $u_0$  представляет собой среднюю скорость сгорания неподвижного газа, отнесенную к единице площади живого сечения канала и взятую с обратным знаком;  $v_{qs}$  равна средней скорости сгорания газа на единицу площади живого сечения канала в условиях «стоячей» волны горения.

На рис. 2 приведены зависимости параметров  $\sigma_0 = u_0/S_{u0}$  и  $\beta_{qs} = v_{qs}/S_{u0}$  от коэффициента избытка топлива  $\phi$  для трубки с  $d_{in} = 5.1$  мм. Видно, что оба параметра растут приблизительно одинаково при увеличении  $\phi$ . В области богатых смесей наблюдаются колебания обеих величин, особенно сильные в трубках большего диаметра ( $d_{in} = 5.1$  и  $7.0$  мм). В

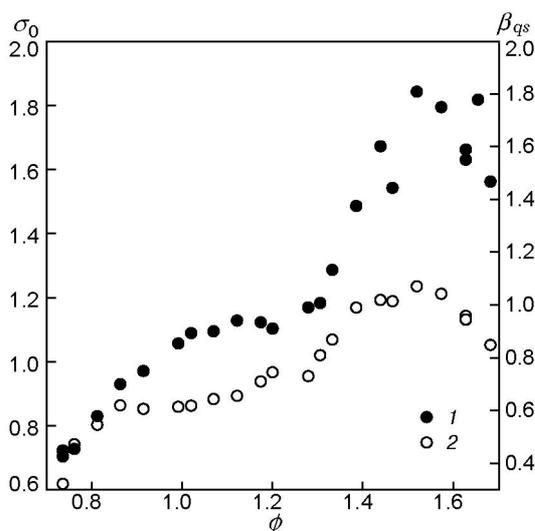


Рис. 2. Зависимости нормированных скоростей распространения пламени в неподвижной смеси  $\sigma_0$  (1) и скоростей потока свежей смеси при квазистаблизации  $\beta_{qs}$  (2) от коэффициента избытка топлива  $\phi$  (кварцевая трубка,  $d_{in} = 5.1$  мм)

областях, прилегающих к концентрационным пределам, значения  $\sigma_0$  и  $\beta_{qs}$  резко уменьшаются по мере приближения к пределам.

Рост рассматриваемых величин происходит также и при увеличении внутреннего диаметра канала. В качестве примера в табл. 2 приведены экспериментальные значения  $\sigma_0$  и  $\beta_{qs}$  для трех диаметров трубок при  $\phi = 1.12$ . Значение  $\sigma_0 = 1$  при увеличении диаметра трубки сдвигается в область бедных смесей:  $\phi = 1.31, 0.95, 0.75$  в трубках с  $d_{in} = 3.2, 5.1, 7.0$  соответственно. Интересно, что величина  $\sigma_0$  может быть больше или меньше единицы, тогда как величина  $\beta_{qs}$  меньше единицы практически во всем диапазоне  $\phi$ .

На рис. 3 приведены значения  $u_0/v_{qs}$  для пламен, распространяющихся в трубке с внутренним диаметром  $5.1$  мм в смесях разного состава. Аналогичные данные получены для трубок диаметром  $3.2$  и  $7.0$  мм. Экспериментальные точки для каждой трубки можно аппроксимировать горизонтальной линией  $\langle u_0/v_{qs} \rangle = \text{const}$  с некоторым разбросом. Средние значения  $u_0/v_{qs}$  даны в табл. 2. Наблюдается слабая тенденция роста значений  $\langle u_0/v_{qs} \rangle$  с увеличением диаметра трубки. Вместе с тем, раз-

Таблица 2

| $\phi = 1.12$        |            | $\phi = 0.7 \div 1.8$ |                              |
|----------------------|------------|-----------------------|------------------------------|
| $d_{in}, \text{ мм}$ | $\sigma_0$ | $\beta_{qs}$          | $\langle u_0/v_{qs} \rangle$ |
| 3.2                  | 0.81       | 0.56                  | $1.46 \pm 0.06$              |
| 5.1                  | 1.15       | 0.70                  | $1.61 \pm 0.16$              |
| 7.0                  | 1.29       | 0.81                  | $1.71 \pm 0.47$              |

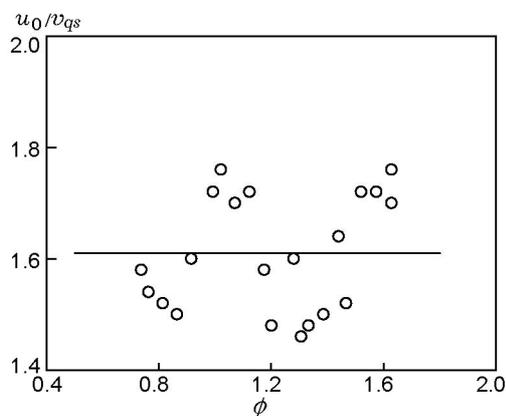


Рис. 3. Зависимости отношения  $u_0/v_{qs}$  от коэффициента избытка топлива  $\phi$  (кварцевая трубка,  $d_{in} = 5.1$  мм)

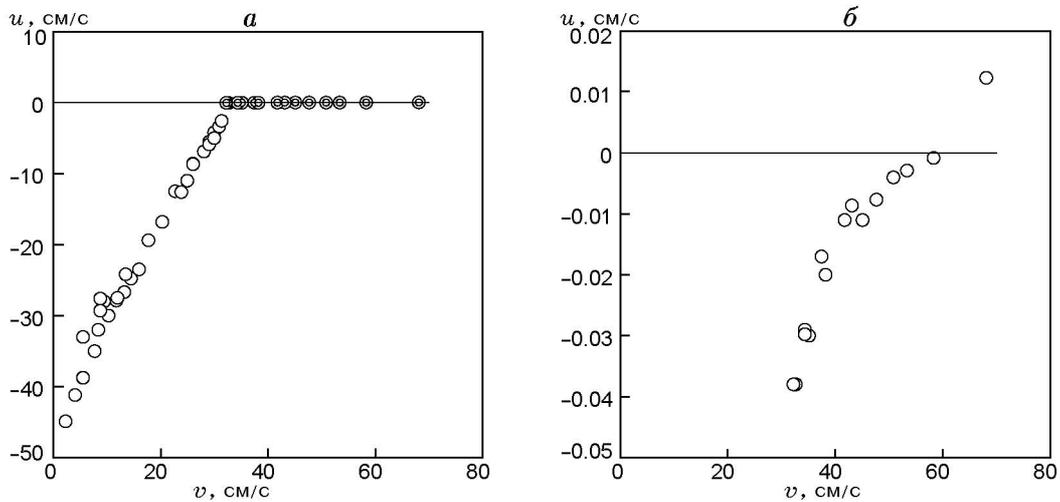


Рис. 4. Зависимости скорости волны горения от средней скорости потока горючей смеси (а) (б — участок кривой  $u(v)$  с высоким разрешением скорости  $u$ ). Стехиометрическая пропано-воздушная смесь (кварцевая трубка,  $d_{in} = 5.1$  мм)

брос данных сильно возрастает с увеличением  $d_{in}$ . Так, при увеличении  $d_{in}$  в 2.19 раза значение  $u_0/v_{qs}$  повышается на 17 %, а разброс — в 8 раз. Несомненно, что этот разброс связан с развитием неустойчивости фронта пламени при увеличении  $d_{in}$ .

В некоторых опытах первой серии экспериментов при росте скорости потока наблюдается срыв горения. Явление носит устойчивый характер. Экспериментальные данные по срыву пламен приведены в табл. 3. Из таблицы видно, что срыв связан со скоростью потока. Причем, чем ближе состав смеси к концентрационному пределу, тем меньше критическая скорость потока  $v_{cr}$  при данном диаметре трубки.

Таблица 3

| $d_{in}$ , мм | [C <sub>3</sub> H <sub>8</sub> ], % | $v_c$ , см/с | $S_{u0}$ , см/с | $K_d$ |
|---------------|-------------------------------------|--------------|-----------------|-------|
| 5.1           | 3.0                                 | 7.2          | 26.3            | 0.004 |
| 5.1           | 3.1                                 | 13           | 28.6            | 0.006 |
| 7.0           | 2.9                                 | 10.2         | 24.0            | 0.005 |
| 5.1           | 6.4                                 | 7.6          | 9.4             | 0.033 |
| 5.1           | 6.5                                 | 4.8          | 8.7             | 0.024 |
| 5.1           | 6.6                                 | 2.8          | 8.1             | 0.017 |
| 7.0           | 6.7                                 | 5.7          | 7.6             | 0.028 |
| 7.0           | 6.8                                 | 4.3          | 7.1             | 0.024 |
| 7.0           | 6.9                                 | 1.6          | 6.7             | 0.010 |

В области малых скоростей распространения пламени  $u$  из-за плохой воспроизводимости результатов возникли трудности в интерпретации получаемых данных. Поэтому вторая серия экспериментов была выполнена при ином методическом подходе. В этом случае использовались кварцевая трубка 7.0/5.1 длиной 1 м и 4%-я пропановоздушная смесь. Скорость распространения пламени в диапазоне от максимальной до 2.6 см/с измерялась с помощью скоростной видеокамеры Photron Fastcam PCI-1000. Пламя регистрировалось на участке трубы 34 ÷ 57 см при отсчете от открытого конца, где производилось зажигание смеси. При  $u < 2.6$  см/с движение пламени регистрировалось с помощью секундомера.

На рис. 4 приведены данные, полученные во второй серии экспериментов. Видно, что зависимость  $u(v)$  имеет характерный излом на оси абсцисс при  $v_{qs} \approx 30$  см/с. Данные по распространению пламени первой и второй серий согласуются в пределах 10 ÷ 15 %.

Данные по скорости распространения при  $v > 31$  см/с для 4%-й пропановоздушной смеси представлены в увеличенном масштабе по оси ординат на рис. 4,б. Видно, что здесь пламя распространяется со скоростями на 3–4 порядка ниже, чем в диапазоне  $v < 31$  см/с, т. е. в диапазоне режима низких скоростей (РНС). Режимный переход при некоторой скорости  $v_{qs}$  имеет физически плавный, а практически — пороговый характер. При дальнейшем увеличении  $v$  скорость пламени приближается к оси

абсцисс и при некоторой скорости  $v > v_{cs}$  скорость пламени переходит в квадрант  $v > 0$ ,  $u > 0$ . Режим стационарного распространения пламени, наблюдаемый между точками  $v_{qs}$  и  $v_{cs}$ , подробно исследован и классифицирован как РНС-2 в соответствии со скоростным принципом классификации стационарных режимов при фильтрационном горении газов.

## ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

### Деформация поверхности и пламени

Известно, что деформация поверхности пламени приводит к различным эффектам: увеличению или сокращению площади поверхности и соответственно увеличению или снижению интегральной скорости сгорания, увеличению или уменьшению кривизны фронта, что ведет к соответствующему изменению нормальной скорости. С прогрессивным ростом интегральной поверхности пламени обычно связывают ускорение пламени и переход дефляции в детонацию. Наконец, при интенсивной деформации поверхности возможно гашение пламени в результате стреч-эффекта. Теоретически [11] и экспериментально [10] установлено, что в узких каналах пламена обычно устойчивы и выпуклы в сторону свежей смеси. В [11] распространение ламинарного пламени в канале рассмотрено как распространение гидродинамического разрыва и показано, что выпуклое пламя в канале активно воздействует на характеристики течения газа перед фронтом. При числах Рейнольдса  $Re \leq 100$  турбулизация смеси не происходит, пламя устойчиво. При отношениях температуры пламени к начальной температуре  $T_b/T_0 = 5 \div 10$  скорость распространения пламени составляет  $(1.25 \div 1.40)S_{u0}$ . Устойчивость фронта объясняется сносом возмущений вдоль поверхности пламени к стенке и их гашением там. Согласно [12] гидродинамическая неустойчивость сферического пламени возникает при  $Re > 10^2 \div 10^3$ . В наших экспериментах максимальные значения числа Рейнольдса не превышают 200. Следовательно, возможность развития гидродинамической турбулизации маловероятна.

С другой стороны, в богатых пропановоздушных смесях развивается неустойчивость, выражающаяся в сильных колебаниях величин  $\sigma_0$  и  $\beta_{qs}$ . Максимальные амплитуды колебаний достигают 30 % от среднего значения измеря-

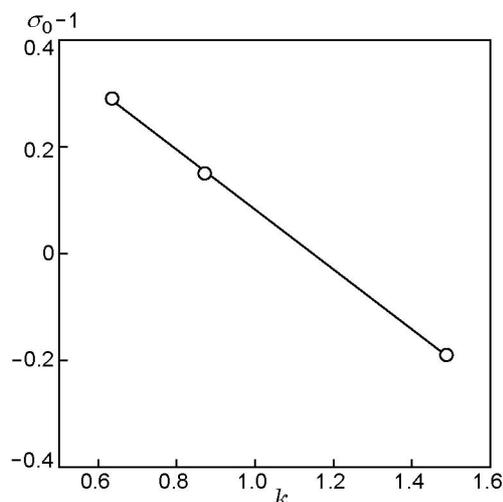


Рис. 5. Зависимость величины  $\sigma_0 - 1$  от кривизны фронта пламени  $k$ . Стехиометрическая пропановоздушная смесь

емой величины. Отметим, что колебания наблюдаются особенно сильно в богатых смесях, где обычно в нормальных условиях появляются ячеистые пламена. Столь большие колебания величин  $\sigma_0$  и  $\beta_{qs}$ , по-видимому, обусловлены быстрым ростом и сокращением площади поверхности пламени при взаимодействии акустических волн с чувствительным фронтом пламени в богатых пропановоздушных смесях. Заметим, что при сгорании таких смесей в условиях закрытого сосуда наблюдаются сильные колебания динамического давления [13]. Возможно, эти явления одной природы. Увеличение диаметра благоприятствует развитию колебаний.

Что касается кривизны фронта, то эксперименты [10] показали, что и при встречном течении при скоростях  $v < S_u$  пламена в узких одиночных каналах выпуклые и имеют разную кривизну фронта в трубках различного диаметра. Из табл. 1, в которой приведены данные по относительному радиусу фронта пламени  $2r_f/d_{in}$ , видно, что радиус кривизны слабо зависит от состава смеси, но существенно от диаметра трубки. В области, где можно пренебречь силами тяжести, выпуклые пламена похожи на сферические [10, 11]. Считая поверхность пламени в наших экспериментах полусферой, получим увеличение скорости сгорания в два раза, что вполне сопоставимо с приведенными выше теоретическими оценками [11].

Очевидно, что в узких одиночных трубках в условиях, когда радиус кривизны выпуклого

фронта сопоставим с толщиной зоны пламени, следует ожидать существенного отрицательного влияния кривизны на скорость  $S_u$ , причем тем сильнее, чем больше кривизна фронта. Известно, что при малой кривизне зависимость скорости  $u_0$  от кривизны  $k = 2/r_f$  линейна:  $u_0 = S_{u0}(1 - \alpha k)$ , где  $S_{u0}$  — скорость плоского фронта,  $\alpha$  — функция скорости  $S_{u0}$ , чисел Льюиса и Зельдовича. Находя для трубок с  $d_{in} = 3.2, 5.1$  и  $7.0$  мм значения  $k$  из данных табл. 1 и принимая экспериментальные значения  $\sigma_0 = 0.81, 1.15, 1.29$  из табл. 2 для упомянутых выше трубок, построим зависимость, представленную на рис. 5. Видно, что экспериментальные данные качественно согласуются с приведенной формулой. Однако этот вывод не однозначен: кондуктивные теплопотери в стенке трубки также более эффективно понижают скорость пламени в узких трубках. Поэтому для рис. 5 был выбран стехиометрический состав горючей смеси с большим значением  $S_{u0}$ .

С другой стороны, с кривизной фронта и составом смеси связано влияние чисел Льюиса на скорость горения. Для пропановоздушной смеси эффективное число Льюиса  $Le_{eff}$  уменьшается при обогащении смеси. Это приводит к увеличению скорости ее сгорания [4, 6], что и наблюдается на рис. 2.

### Режимный переход

Величина  $u$  — видимая скорость пламени — результат конкуренции двух элементарных процессов: движения свежей смеси со скоростью  $v$  и сгорания этой смеси со скоростью  $\langle S_u \rangle$ . При увеличении  $v$  оба процесса достигают равенства в точке  $v_{qs} \approx \langle S_u \rangle_0$ , в которой  $u = 0$ . Точка  $v_{qs}$  интересна во многих отношениях. Во-первых, это точка квазистабиллизации пламени в условиях РВС и здесь скорость пламени близка, но не равна нулю. Во-вторых, вблизи значения  $v_{qs}$  скорость сгорания смеси  $\langle S_u \rangle_0 = 0(S_{u0})$ , т. е. (см. ниже) здесь возникает возможность газодинамического гашения пламени. Наконец, при медленном изменении скорости потока вблизи этой точки происходит переход РВС на РНС-2 со скоростями, характерными для РНС в результате установления сильной межфазной тепловой связи. Чем медленнее движется пламя относительно стенок трубки, тем сильнее прогревается трубка и возникает рекуперация тепла из зоны продуктов в зону подогрева смеси по стенкам трубки.

Концентрация энергии в зоне химической реакции в результате рекуперации тепла приводит к увеличению  $\langle S_u \rangle$ , что, в свою очередь, ведет к уменьшению скорости распространения пламени против потока и, далее, к более эффективному прогреву стенок трубки, в результате чего увеличивается  $\langle S_u \rangle$ . Таким образом, реализуется положительная обратная связь. В итоге при некотором значении  $v = \text{const}$  устанавливается стационарная волна горения с некоторой скоростью  $u = \text{const} < 0$ . При увеличении  $v$  стационарная скорость  $u$  асимптотически приближается к значению  $u = 0$ , достигает его и далее пламя переходит в область  $u > 0, v > 0$  в РНС-2, по крайней мере, вблизи оси абсцисс.

Известно, что в области  $v > 0, u > 0$  должно наблюдаться явление «сверхадиабатики», при котором равновесная температура  $T_{eq}$  превышает равновесную температуру свободного пламени. В результате величина  $\langle S_u \rangle$  должна возрасти и компенсировать увеличение  $v$ . Однако полной компенсации, по-видимому, не происходит, и волна горения в точке  $v = v_{cs}$  меняет направление распространения и переходит в область  $v > 0, u > 0$ . При этом стабилизация пламени при  $u = 0$  является неустойчивой и  $v_{cs} > v_{qs}$  за счет рекуперации тепла в случае  $v_{cs}$ . Величина  $\beta_{qs}$  при квазистабиллизации пламени, а также величины  $\beta_{qs}$  в РНС и РНС-2, т. е. при  $d < d_{cr}$  и  $d > d_{cr}$  соответственно, порядка единицы. Отметим, что необходимость перехода РВС в РНС при  $d > d_{cr}$  и  $v_{qs} > S_{u0}$  теоретически предсказана в [14], а экспериментально переход в узком канале наблюдался в [15].

Что касается распространения волн горения в области  $v > 0, u > 0$ , то здесь возникают трудности методического и принципиального характера. Прежде всего, затруднена постановка эксперимента. Действительно, для инициирования волны необходимо, как правило, создать условия, близкие к условиям в стационарной волне. Однако, каковы эти условия а priori не известно. Они должны включать предварительный прогрев стенок с учетом эффектов сверхадиабатических температур. Размеры экспериментальных трубок должны быть на порядок больше характерных зон волны горения, размеры которых неизвестны. В условиях узких каналов в РВС возможны сильное влияние теплопотерь и газодинамическое гашение пламени. С другой стороны, теоретиче-

ское исследование затруднено неопределенностью структуры фронта пламени. В области  $v > 0$ ,  $u > 0$  возможна сильная деформация фронта пламени, которая может стать причиной увеличения скорости сгорания или, наоборот, гашения пламени. Поэтому в данной области параметров одномерное приближение в теоретическом подходе к решению рассматриваемой проблемы вызывает сомнение.

### Неустойчивость фронта пламени

Результаты настоящей работы демонстрируют проявления при определенных параметрах различного рода неустойчивости фронта пламени. Ранее отмечалось появление колебаний значений  $\sigma_0$  и  $\beta_{qs}$ , которые усиливаются при увеличении диаметра трубки и обогащении смеси топливом до определенного предела. Предположительно эти колебания обусловлены акустической и диффузионно-тепловой или селективно-диффузионной природой явлений. Механизм взаимодействия акустики с ячеистой структурой пламени пока мало исследован.

При малых скоростях распространения пламени  $u$  наблюдается свободно-конвективная неустойчивость, выражающаяся в том, что симметричное выпуклое пламя теряет симметрию и вытягивается языком вдоль верхней части поверхности горизонтально расположенной трубки. В стехиометрической пропановоздушной смеси при  $d_{in} = 5.1$  мм этот вид неустойчивости возникает вблизи  $v \approx 30$  см/с и  $u_{exp} \approx 5$  см/с. Сопоставим эти критические экспериментальные условия с теоретическими. Для сферического пламени критическое условие влияния свободной конвекции имеет вид  $Fr = u^2/(gd) = 0.11$ , где  $u$  — видимая скорость,  $d$  — диаметр очага пламени [16]. Согласно этому условию, при  $d_{in} = 5.1$  мм в нашем случае неустойчивость должна проявляться при  $u_{teor} < 7.4$  см/с. Отношение скоростей в этом случае  $u_{exp}/u_{teor} = 0.7$ , что можно рассматривать как подтверждение свободно-конвективной неустойчивости.

При увеличении скорости потока смеси иногда наблюдается явление, обусловленное неустойчивостью фронта — срывом (затуханием) горения. В узких каналах возможны два варианта интерпретации этого явления в РНС-2. В одном из них срыв горения может быть обусловлен ростом теплопотерь в стенки трубки с увеличением скорости потока. Эта гипотеза

положена в основу контроля скорости распространения пламени при фильтрационном горении в РВС [1] и срыва горения в узких каналах с потоком горючей смеси [17]. В последнем случае критическим условием является  $Re = cZ^{-4/3}Pe^{8/3}$ , где  $c$  — скорость звука,  $Z = E(T_b - T_0)/RT_b^2$  — число Зельдовича. В другом варианте срыв горения обусловлен газодинамическим гашением пламени при условии, когда характерные времена горения  $\tau_b = \delta_0/S_{u0}$  и газодинамическое время  $\tau_g = d/v$  одного порядка. В табл. 3 приведены значения отношения этих величин:  $K_d = (\delta_0/d)(v/S_{u0})$ . Видно, что они лежат в диапазоне  $10^{-2} \div 10^{-3}$ . Гашение пламени турбулентностью, определяемое соотношением  $K_d = (\delta_0/L)(v/S_{u0})$ , где  $L$  — интегральный масштаб турбулентности, находится в пределах  $0.5 \div 3.0$ , а в случае корректировок нормальной скорости и толщины фронта — в пределах  $7 \div 20$  [18].

При больших скоростях потока проявляется еще один вид неустойчивости, выражающийся в пространственно-временных колебаниях светимости зоны пламени и колебаниях уровня звука. Во второй серии экспериментов с 4%-й пропановоздушной смесью этот вид колебаний наблюдался при скоростях потока более 43 см/с в условиях РНС-2. Измерение частоты звука при  $v = 45$  и 50.8 см/с показало, что наиболее интенсивные колебания происходят на частоте 86 Гц. Колебания представляют собой особый вид неустойчивости и включают два периодически повторяющихся элементарных процесса — срыв горения и его реиницирование. Первый происходит при участии высокоскоростного потока в низкотемпературной зоне, второй — в результате смешения свежей смеси с продуктами горения в высокотемпературной зоне пламени. Подобное явление в субкритических каналах ранее наблюдалось и исследовано в [19, 20].

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные результаты свидетельствуют о том, что скорость потока играет определяющую роль при фильтрационном горении газов в режиме высоких скоростей. Она контролирует скорость горения, структуру, скорость и пределы распространения пламени. При вариациях скорости фильтрации возможны установление сильного межфазного взаимодействия в зоне горения, режимные переходы, возникно-

вление различного вида неустойчивостей и изменение направления распространения тепловой волны. Скоростной параметр  $\beta = v/S_{u0}$  является определяющим как в режиме низких, так и высоких скоростей. В обоих случаях особенности тепловых волн проявляются наиболее ярко при  $\beta \approx 1$ . Кроме этого общего свойства, можно назвать ряд других свойств РНС, проявившихся в исследованном РВС: скорости распространения волн горения порядка  $10^{-4}$  м/с при  $v > v_{qs}$ , рекуперация тепла в зоне горения и др. В силу этого новый режим, названный РНС-2, можно рассматривать как самостоятельный. Пока он мало исследован, но можно ожидать обнаружения в будущем новых интересных свойств этого режима.

Наконец, опыты с одиночными узкими каналами и опыты с инертными пористыми средами, выполненные авторами ранее в условиях РВС, показали, что узкие одиночные каналы — эффективный метод физического моделирования процессов фильтрационного горения газов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. 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.
2. Babkin V. S. Filtrational combustion of gases. Present state of affairs and prospects // *Pure and Appl. Chem.* — 1993. — V. 65, N 2. — P. 335–344.
3. Jolin G., Mitani T. Linear stability analysis of two-reactant flames // *Combust. Flame.* — 1981. — V. 40, N 3. — P. 235–246.
4. Sun C. J., Sung C. J., He L., Law C. K. Dynamics of weakly stretched flames: quantitative description and extraction of global flame parameters // *Combust. Flame.* — 1999. — V. 118. — P. 108–118.
5. Babkin V. S., Korzhavin A. A., Bunev V. A., Bradley D. Problems of porous flame-arresters: effects of lewis numbers // 11th Intern. Symp. «Loss Prevention and Safety Promotion in the Process Industries» / H. J. Pasman, J. Škarka, F. Babinec (Eds). — Paper Full Texts Section D. — PCHE-PetroChemEng, Praha, 2004. — P. 4395–4400.
6. Коржавин А. А., Бунев В. А., Бабкин В. С., Клименко А. С. Эффекты селективной диффузии при распространении и гашении пламени в пористой среде // *Физика горения и взрыва.* — 2005. — Т. 41, № 4. — С. 50–59.
7. Kee R. J., Grcar J. F., Smooke M. D., Miller J. A. PREMIX. — Sandia National Laboratories Report, SAND85-8240.
8. Kee R. J., Rupley F. M., Miller J. A. CHEMKIN-II: A Fortran chemical kinetics package for the analysis of gas phase chemical kinetics. — Sandia National Laboratories, SAND 89-8009B.
9. Konnov A. A. Detailed reaction mechanism for small hydrocarbons combustion — Release 0.5. — <http://homepages.vub.ac.be/~akonnov/>. — 2000.
10. Замашиков В. В. Некоторые закономерности распространения газового пламени в узких трубках // *Физика горения и взрыва.* — 2004. — Т. 40, № 5. — С. 53–61.
11. Зельдович Я. Б., Истратов А. Г., Кидин Н. И., Либрович В. Б. Гидродинамика течения и устойчивость искривленного фронта при распространении пламени в каналах. — М., 1980. (Препр. / АН СССР. Ин-т проблем механики, № 143).
12. Щелкин К. И., Трошин Я. К. Газодинамика горения. — М.: Изд-во АН СССР, 1963.
13. Бабкин В. С., Бухарев В. Н., Мольков В. В. Нормальная скорость пламени пропановоздушных смесей при высоких давлениях и температурах // *Физика горения и взрыва.* — 1989. — Т. 25, № 1. — С. 57–64.
14. Лаевский Ю. М., Бабкин В. С. Фильтрационное горение газов // *Распространение тепловых волн в гетерогенных средах* / под ред. Ю. Ш. Матроса. — Новосибирск: Наука, 1988. — С. 108–145.
15. Замашиков В. В. Экспериментальное исследование закономерностей газового горения в узких трубках // *Физика горения и взрыва.* — 1996. — Т. 32, № 1. — С. 42–47.
16. Бабкин В. С., Выхристюк А. Я., Кривулин В. Н., Кудрявцев Е. А. Конвективная неустойчивость сферических пламен // *Arch. Combust.* — 1984. — V. 4, N 4. — P. 321–337.
17. Babkin V. S. Some problems of critical diameter // *Proc. of the Second Intern. Seminar «Fire and explosion Hazards»* / V. Molkov (Ed.). — M.: All-Russian Research Institute for Fire Protection, 1998. — P. 113–125.
18. Chomiak J., Jarosinski J. Flame quenching by turbulence // *Combust. Flame.* — 1982. — V. 48. — P. 241–249.
19. Рабинович О. С., Силенков М. А., Фатеев Г. А. Колебательные режимы горения газовой смеси в трубах малого диаметра // *Инж.-физ. журн.* — 1998. — Т. 71, № 4. — С. 579–583.
20. Fateev G. A., Rabinovich O. S., Silenkov M. A. Oscillatory combustion of a gas mixture blow through a porous medium or a narrow tube // *Proc. Combust. Inst.* — 1998. — V. 27. — P. 3147–3153.

Поступила в редакцию 19/VI 2009 г.