

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 — ± 3 %, определения скорости пламени — ± 15 %. В табл. 1 приведены значения параметров экспериментов. Здесь $\delta_0 = \alpha/S_{u0}$ — толщина зоны Михельсона, α — 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, ϕ — 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 , %	ϕ	S_{u0} , см/с	δ_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.

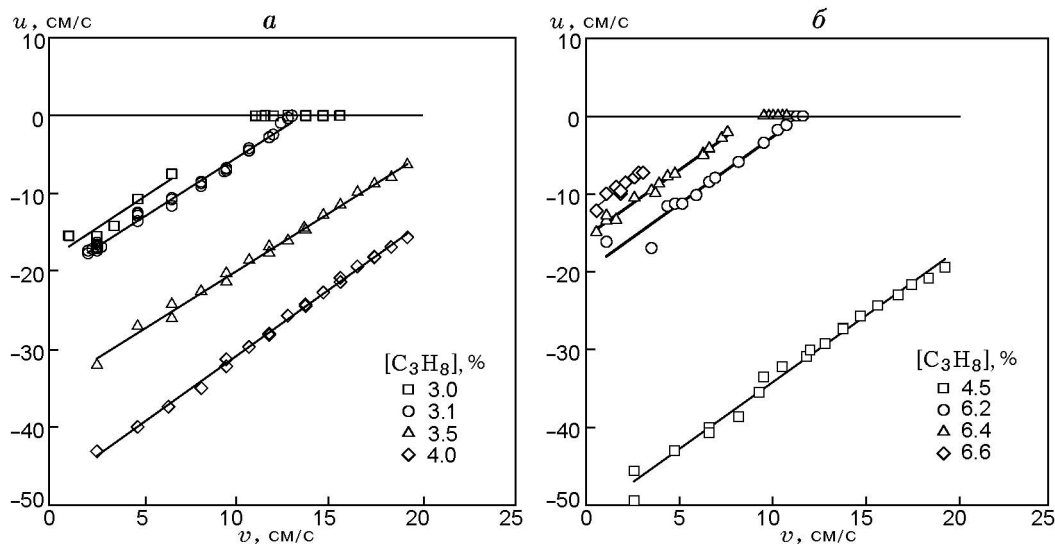


Рис. 1. Зависимости скорости волны горения u от средней скорости потока горючей смеси v . Бедные и стехиометрическая пропановоздушные смеси (а), богатые смеси (б) (кварцевая трубка, $d_{in} = 5.1$ мм)

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 ξ . 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 ± 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 ϕ для трубки с $d_{in} = 5.1$ мм. Видно, что оба параметра растут приблизительно одинаково при увеличении ϕ . В области богатых смесей наблюдаются колебания обеих величин, особенно сильные в трубках большего диаметра ($d_{in} = 5.1$ и 7.0 мм). В

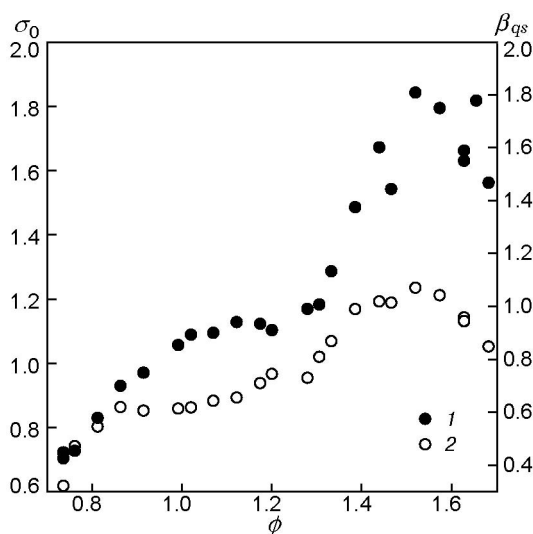


Рис. 2. Зависимости нормированных скоростей распространения пламени в неподвижной смеси σ_0 (1) и скоростей потока свежей смеси при квазистаблизации β_{qs} (2) от коэффициента избытка топлива ϕ (кварцевая трубка, $d_{in} = 5.1$ мм)

областях, прилегающих к концентрационным пределам, значения σ_0 и β_{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 σ_0 и β_{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 σ_0 может быть больше или меньше единицы, тогда как величина β_{qs} меньше единицы практически во всем диапазоне ϕ .

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

$\phi = 1.12$		$\phi = 0.7 \div 1.8$	
$d_{in}, \text{мм}$	σ_0	β_{qs}	$\langle u_0/v_{qs} \rangle$
3.2	0.81	0.56	1.46 ± 0.06
5.1	1.15	0.70	1.61 ± 0.16
7.0	1.29	0.81	1.71 ± 0.47

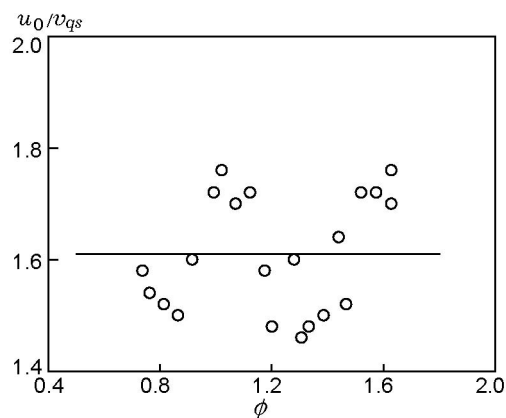


Рис. 3. Зависимости отношения u_0/v_{qs} от коэффициента избытка топлива ϕ (кварцевая трубка, $d_{in} = 5.1$ мм)

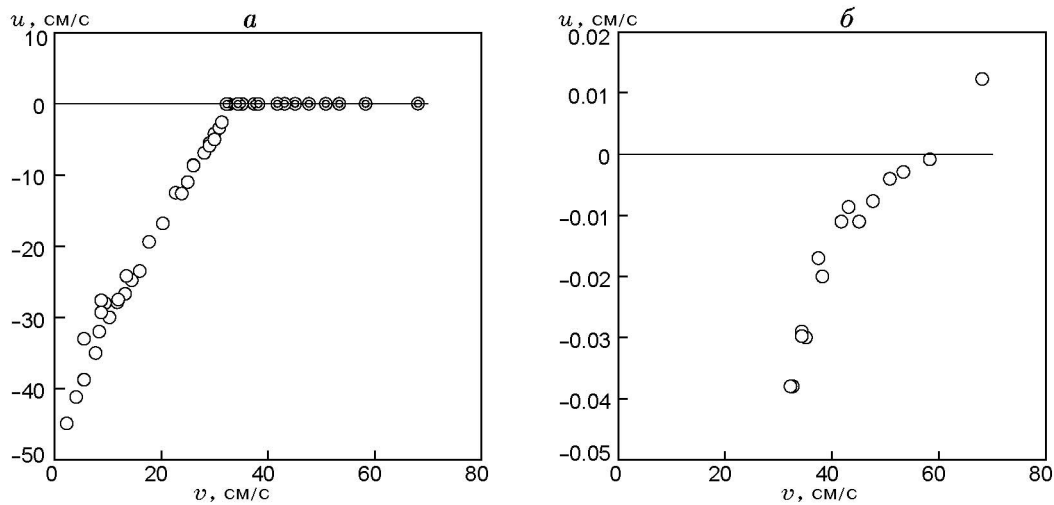


Рис. 4. Зависимости скорости волны горения от средней скорости потока горючей смеси (а) (б — участок кривой $u(v)$ с высоким разрешением скорости u). Стехиометрическая пропано-воздушная смесь (кварцевая трубка, $d_{in} = 5.1$ мм)

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 ₃ H ₈], %	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 σ_0 и β_{qs} . Максимальные амплитуды колебаний достигают 30 % от среднего значения измеря-

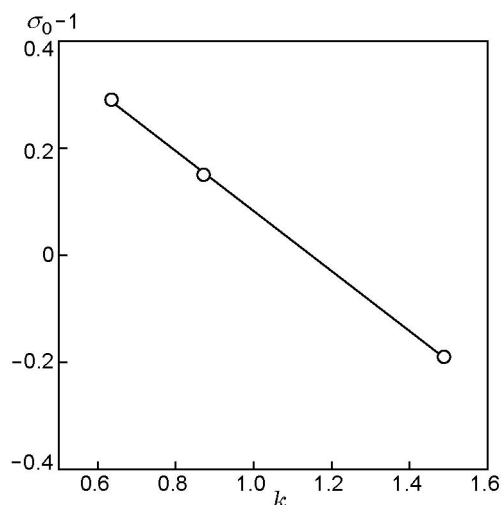


Рис. 5. Зависимость величины $\sigma_0 - 1$ от кривизны фронта пламени k . Стехиометрическая пропановоздушная смесь

емой величины. Отметим, что колебания наблюдаются особенно сильно в богатых смесях, где обычно в нормальных условиях появляются ячеистые пламена. Столь большие колебания величин σ_0 и β_{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, α — 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 β_{qs} при квазистабиллизации пламени, а также величины β_{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 σ_0 и β_{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.