

## НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ГОРЕНИИ ГАЗА В ЗАКРЫТЫХ СОСУДАХ С ИНЕРТНОЙ ПОРИСТОЙ СРЕДОЙ

УДК 536.46

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

Институт химической кинетики и горения СО РАН, 630090 Новосибирск

*Рассмотрены две группы нестационарных эффектов. К первой относятся эффекты, связанные с начальными и граничными условиями: формированием волны горения и ее затуханием вблизи стенок сосуда. Пространственным масштабом этих процессов является размер зоны горения в стационарной волне. В основе этих эффектов лежит температурная неравновесность между газом и пористой средой. Ко второй группе относятся эффекты, обусловленные динамическим изменением параметров состояния реагирующего газа в процессе горения и соответствующей потерей устойчивости стационарными пламенами, что выражается в переходах из одного режима в другой или гашением пламени.*

Существенной особенностью процесса горения газа в закрытом сосуде является повышение давления и температуры газа в ходе процесса. Обычно в дозвуковых режимах горения ламинарные пламена успевают перестраиваться таким образом, что нормальные скорости  $S_u$  при текущих значениях давления  $p$  и температуры  $T$  соответствуют значениям  $S_u$  в плоских стационарных пламенах при тех же, но статических значениях  $p$  и  $T$ . Такие процессы, по существу, являются квазистационарными. Будем их называть установившимися.

С другой стороны, на процесс горения при формировании пламени вблизи точки зажигания оказывают влияние начальные, а в конце горения вблизи стенок сосуда — граничные условия, проявляются нестационарные эффекты кривизны и растяжения фронта пламени, и в частности влияние числа Льюиса и др. Такие процессы будем называть неустановившимися. Пространственные масштабы этих неустановившихся процессов с ламинарными пламенами обычно невелики, и ими можно пренебречь. Иная ситуация возникает в сосудах, заполненных инертной пористой средой (ПС). Поскольку толщина пламен в ПС на 2–3 порядка больше, чем ламинарных пламен [1], неустановившиеся процессы могут иметь важное значение в сосудах лабораторных масштабов.

Эффекты неустановившихся процессов могут быть связаны не только с начальными и граничными условиями, но и с самим процессом горения. С повышением давления и температуры в сосуде возможны потеря устойчивости режима горения (переход ламинарного режима в турбулентный [2], горения — в детонацию [3]), возникновение объемной формы тепловыделения (самовоспламенение смеси перед фронтом пламени [4]), возбуждение вибрационного режима горения [5] и другие явления. При наличии ПС в сосуде можно ожидать более широкого разнообразия подобных нестационарных явлений, поскольку ПС вносит много новых закономерностей в общую картину распространения пламен в закрытых сосудах [6–9]. Так, например, обнаружено, что в дозвуковом режиме высоких скоростей

(РВС) динамика давления может иметь «нарастающий» или «спадающий» характер [10].

Учитывая это, а также тот факт, что область существования РВС по давлению ограничена снизу срывом горения в результате его теплового гашения, а сверху — переходом в один из высокоскоростных режимов [11], можно определить условия осуществления в ходе процесса режимных переходов типа РВС → РЗС, РЗС → РВС, РВС → гашение пламени и др. Под термином «режим звуковых скоростей» (РЗС) подразумевается режим горения газа в среде с потерями тепла и импульса (пористые среды, трубы переменного сечения, загроможденные пространства и др.), при котором в зоне горения формируется волна давления с максимумом, не превышающим максимального давления при горении при постоянном объеме. Эта волна, образование которой связано с потерями импульса, не способна вызвать ударно-волновое воспламенение смеси с короткой задержкой. Однако она способствует быстрому горению из-за сильной турбулизации и установлению высоких значений параметров состояния газа в зоне горения. Термин РЗС объединяет такие явления, как низкоскоростная «детонация» в ПС ( $D \approx 400 \div 800$  м/с) [12], стационарное распространение волн горения в трубах с периодическими препятствиями со скоростями несколько сот метров в секунду — chocking regime [13], режим быстрого горения в инертной ПС с плавным подъемом давления в волне [14], стационарное распространение волны горения в линейной многокамерной системе сообщающихся сосудов ( $D \approx 150 \div 450$  м/с) [15]. В рассматриваемом случае волна давления обусловлена свойствами газа и ПС и свидетельствует об околозвуковом или даже сверхзвуковом характере горения, если иметь в виду длинноволновую скорость звука в ПС. Возможность некоторых режимных переходов непосредственно в процессе распространения пламени отмечалась ранее в [11].

Установившиеся режимы в закрытых сосудах с ПС исследованы относительно подробно. В данной работе акцент сделан на исследование неустановившихся процессов, их закономерностей и особенностей.

**Эксперименты.** Опыты проводили в закрытых сосудах трех типов: А — сферические сосуды объемом 3,2 л и 1,14 м<sup>3</sup>; В — труба квадратного сечения 48 × 48 мм длиной 0,2 ÷ 3 м; С — цилиндрическая труба длиной 20 см и внутренним диаметром 15 см, закрытая полусферами радиусом 7,5 см. Сосуды полностью заполнялись либо стальными полированными шарами с пористостью  $\epsilon = 0,4$ , либо полиэтиленовыми гранулами с  $\epsilon = 0,46$ , либо открытоячеистым пенополиуретаном с  $\epsilon = 0,97 \div 0,98$ . Горение смесей метана, пропана или водорода с воздухом инициировалось у конца трубы или в центре сферы. Производились измерения текущих значений давления  $p$  и определялись степени выгорания  $\eta$ . Частота пропускания сигнала по каналу регистрации давления ограничивалась собственной частотой гальванометра (800 Гц) светолучевого осциллографа. Степень выгорания вычисляли по падению давления после горения при охлаждении продуктов до равновесной температуры. Состав смеси представлен в объемных процентах.

**Результаты экспериментов.** На рис. 1 приведены типичные записи давления при горении газа в закрытых системах с ПС в установившемся и неустановившемся режимах. Зависимости  $p(t)$  имеют сложный вид, что является следствием взаимодействия многих элементарных процессов, сопровождающих процесс горения. В этой связи целесообразно ввести обозначения характерных значений текущего давления:  $p_{\max}$  — максимальное значение давления, достигаемое в процессе;  $p_e$  — текущее давление в системе в момент завершения горения;  $p_{eq}$  — адиабатическое равновесное давление, которое устанавливается после выравнивания температуры по сосуду;  $p_{ee}$  — равновесное давление, которое устанавливается при равновесии температуры в сосуде с температурой окружающей среды. Неко-

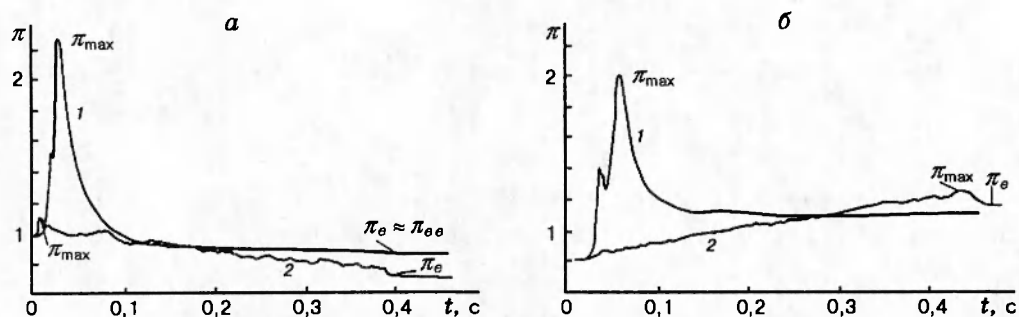


Рис. 1. Типичные зависимости давления от времени при сгорании газа в закрытом сосуде типа В с пористой средой:

*a:*  $\pi_e < 1$ ; 1 — 9,5%  $\text{CH}_4$  + воздух, ПС — стальные шары  $d = 0,22$  см;  $p_i = 1,0$  МПа;  $a = 19$  см; 2 — 20%  $\text{H}_2$  + воздух, ПС — пенополиуретан;  $p_i = 0,06$  МПа,  $a = 144$  см; *б:*  $\pi_e > 1$ ; 9,5%  $\text{CH}_4$  + воздух, ПС — пенополиуретан,  $p_i = 0,18$  МПа; 1 —  $a = 19$  см, 2 —  $a = 226$  см

торые из этих уровней динамического давления отмечены на рис. 1 (здесь  $\pi_{\max} = p_{\max}/p_i$ ,  $\pi_e = p_e/p_i$ ,  $\pi_{ee} = p_{ee}/p_i$ ,  $\pi = p/p_i$ , где  $p_i$  — начальное давление).

Из рис. 1 видно, что в установившихся режимах динамика давления может иметь «возрастающий» (см. рис. 1, б, кривая 2) или «спадающий» (см. рис. 1, а, кривая 2) характер. В обоих случаях в начале процесса наблюдается резкое, но небольшое увеличение давления, которое обусловлено формированием зоны горения. После этого давление изменяется по ходу процесса практически линейно. Максимальное значение  $\pi_{\max}$  достигается либо в начале, либо в конце процесса. В неустановившихся режимах  $\pi_{\max}$  существенно выше, чем в установившихся. В обоих режимах  $\pi_{\max}$  меньше, чем максимальное давление в «пустом» сосуде.

Опыт показывает, что установившиеся режимы реализуются в сосудах с большим характерным размером  $a$ . В этих режимах значение  $\pi_{\max}$  не зависит от величины  $a$ . В случае с малыми  $a$  наблюдаются неустановившиеся режимы. На рис. 2 приведена зависимость относительного максимального давления от начального давления для разных сосудов и пористых сред. Видно, что максимально развиваемое давление в сосуде растёт при увеличении начального давления, характерного размера порового пространства и при уменьшении размера сосуда. В этой серии экспериментов  $\pi_e < 1$ .

Важная особенность горения газа в ПС — неполное выгорание свежего газа во фронте пламени, особенно вблизи предела [4]. На рис. 3 представлена зависимость степени выгорания от начального давления. Видно, что по мере уменьшения начального давления степень выгорания уменьшается и стремится к нулю при некотором критическом давлении  $p_i^*$ . Наоборот, при увеличении  $p_i$  степень выгорания растёт и асимптотически стремится к единице. В больших сосудах степень выгорания ниже, чем в малых при том же значении  $p_i$  и характерном размере пор конкретной ПС.

В связи с различной природой границ области существования РВС и возможностями реализации «нарастающего» и «спадающего» типов зависимости  $p(t)$ , представляло интерес исследовать переходы границы смежных режимов в самом процессе взрыва. Для РВС возможны различные переходы, и в частности, выход из РВС с гашением пламени, переход РВС в РЗС и обратно. В настоящей работе реализованы эти переходы в сосудах типа В.

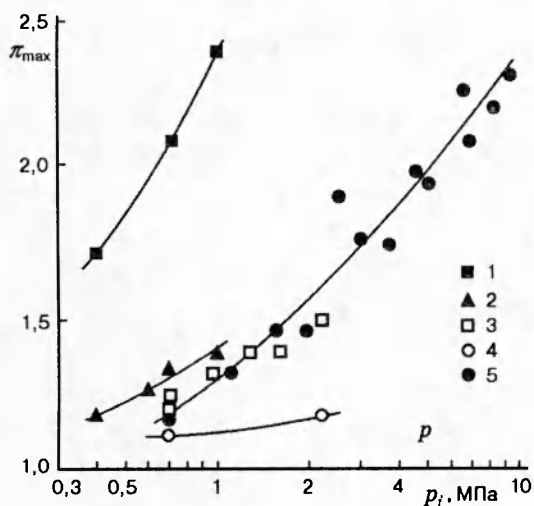


Рис. 2

Рис. 2. Зависимость относительного максимального давления от начального: смесь 9,5%  $\text{CH}_4$  + воздух; 1-4 — сосуд типа В, 5 — сосуд типа С;  $a$ , см: 1 — 19, 2 — 43, 3 — 19, 4 — 43, 5 — 22,2;  $d$ , см: 1, 2 — 0,22, 3-5 — 0,12

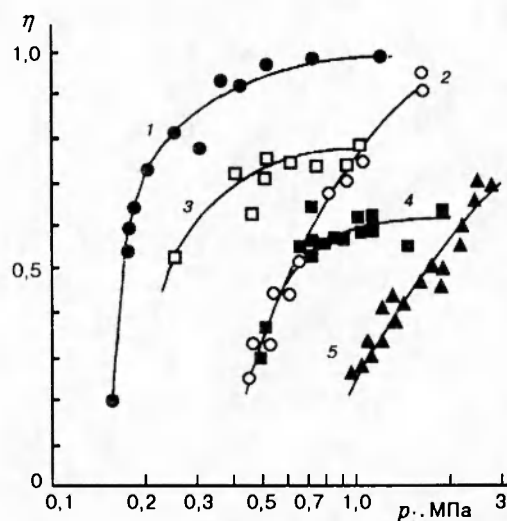


Рис. 3

Рис. 3. Зависимость степени выгорания от начального давления: ПС — стальные шары; 1, 2 — сосуд типа А, 3-5 — сосуд типа В; 1-4 — 9,5%  $\text{CH}_4$ ; 5 — 7%  $\text{CH}_4$ ;  $a$ , см: 1 — 9,2, 2 — 9,2, 3 — 226, 4 — 288, 5 — 288;  $d$ , см: 1, 3 — 0,22, 2, 4, 5 — 0,12

*Переход типа РВС → гашение пламени* обычно наблюдается при распространении околоредельных пламен в ПС с относительно высокой теплоемкостью, например в ПС из стальных шаров или при низких начальных давлениях. В этих случаях в широком диапазоне начальных давлений распространение пламени сопровождается падением давления вследствие изменения числа молей, обусловленного либо химической реакцией, либо конденсацией воды из продуктов сгорания при равновесных температурах газа и пористой среды, близких к начальным. Переход такого типа наблюдается в относительно низкопористой среде (полиэтиленовые гранулы) при  $p_i = 0,192$  МПа в водородовоздушной смеси с 52,5%  $\text{H}_2$ . В этом случае пламя распространяется квазистационарно со скоростью 3 м/с на расстояние 1,2 м. Давление при этом снижается до 0,16 МПа. Гашение пламени происходит на расстоянии 0,24 м от конца трубы.

Другой случай выхода за предел распространения пламени с его гашением наблюдался в высокопористой среде из пенополиуретана (плотность  $\rho = 30$  кг/м<sup>3</sup>, характерный размер ячейки  $d = 2,8$  мм) при относительно низких давлениях. Гашение пламени происходит в процессе горения водородо-воздушной смеси с 15%  $\text{H}_2$  в сосуде длиной 1,44 м. Пламя, инициированное при  $p_i = 0,083$  МПа, гаснет при достижении текущего давления 0,069 МПа. Пламя, инициированное при  $p_i = 0,084$  МПа, распространяется на весь объем сосуда, при этом  $\pi_e = 0,070$  МПа.

*Режимный переход РЗС → РВС* наблюдали при распространении пламени в смеси 20%  $\text{H}_2$  + воздух в сосуде типа В длиной 1,44 м, заполненном полиэтиленовыми гранулами. После инициирования и стадии формирования при  $p_i = 0,134$  МПа пламя распространяется квазистационарно со скоростью 75 м/с. Пройдя 0,5 м, пламя резко переходит в РВС и оставшуюся часть пути распространяется со скоростью 3,7 м/с. Другой случай перехода такого типа наблюдали при распространении пламени в смеси 17,5%  $\text{H}_2$  + воздух в том же

сосуде при  $p_i = 0,15$  МПа. Здесь переход из РЗС при скорости 60 м/с в РВС при скорости 3,5 м/с происходит также резко на расстоянии 0,9 м от точки зажигания. В обоих случаях процессы горения в РВС идут с понижением давления.

*Режимный переход РВС → РЗС* наблюдается при распространении пламени в смеси 22,5%  $H_2$  + воздух в сосуде типа В длиной 0,96 м, заполненном пенополиуретаном ( $\rho = 30$  кг/м<sup>3</sup>,  $d = 0,4$  мм). При  $p_i = 0,17$  МПа пламя распространяется на всю длину сосуда с постоянной скоростью 8 м/с, конечное давление составляет  $0,95p_i$ . При  $p_i = 0,19$  МПа текущее давление в ходе процесса практически не изменяется. Режимный переход происходит на расстоянии 0,5 м от точки зажигания. Скорость пламени до и после перехода равна соответственно 12,3 и 108 м/с.

**Обсуждение результатов.** Итак, чем меньше характерный размер закрытого сосуда, тем больше  $\pi_{\max}$  (см. рис. 2). Какова причина этого парадоксального результата? Известно, что в пустых сосудах из-за теплопотерь результат обратный: в малых сосудах понижение давления больше. Из рис. 1 видно, что в неустановившихся режимах в коротких сосудах скорости нарастания и спада давления приблизительно одинаковы. Поэтому можно предположить, что в этом случае прирост давления в системе  $\pi_{\max} - 1$  определяется отношением характерных времен горения  $t_e = a/S_u$  и охлаждения продуктов горения  $t_c = d^2/\alpha$ :  $t_e/t_c = a/dPe$ . Здесь  $S_u$  — нормальная скорость ламинарного пламени,  $d$  — характерный размер порового пространства,  $\alpha$  — температуропроводность смеси,  $Pe = dS_u/\alpha$  — число Пекле.

На рис. 4 приведена зависимость прироста давления  $\pi_{\max} - 1$  от отношения характерных времен  $a/dPe$ . Видно, что в исследованном диапазоне изменения параметров  $p_i$ ,  $d$ ,  $a$  экспериментальные точки группируются около прямой. Это означает, во-первых, что прирост давления экспоненциально падает с ростом комплекса  $a/dPe$ , во-вторых, что упомянутые элементарные процессы (горение и охлаждение) играют важную роль в достижении наблюдаемых значений  $\pi_{\max}$ . Исходя из этого вывода, можно записать условие реализации установившегося режима горения:  $a\alpha/S_u d^2 \gg 1$ .

Что касается неполного выгорания свежей смеси, то наиболее неожиданным результатом является высокая степень выгорания в малых сосудах по сравнению с большими. Можно предположить, что эффект связан с реализацией в малых сосудах неустановившегося режима, а именно с высоким (по отношению к большим сосудам) приростом давления, обеспечивающим (из-за нарастающего характера зависимости  $\eta(p)$ ) более высокую степень выгорания.

В соответствии с этой гипотезой далее можно предположить, что доля несгоревшего газа  $1 - \eta$  связана с гашением пламени на поверхности ПС из-за его охлаждения. Тогда величина недогорания должна быть пропорциональна произведению толщины ламинарного пламени  $\alpha/S_u$  и площади поверхности ПС в единице объема  $F$ . Для данных пористых сред  $F \sim 1/d$ . Таким образом, можно ожидать, что  $1 - \eta = \text{const}/Pe$ . Но так как на пределе распространения  $\eta = 0$ ,  $Pe = Pe^*$ , то в последней формуле  $\text{const} = Pe^*$ .

На рис. 5 представлена зависимость доли несгоревшего газа от отношения  $Pe^*/Pe$ . При обработке данных в неустановившемся режиме значения  $Pe$  вычислялись не по начальному, а по действующему (максимальному) давлению. Видно, что экспериментальные данные хорошо обобщаются единой зависимостью, что может служить аргументом в подтверждение вышесказанных предположений.

Полученные корреляции для  $\pi_{\max} - 1$  и  $1 - \eta$  следует рассматривать как приближенные, поскольку они не учитывают взаимодействия основных элементарных процессов,

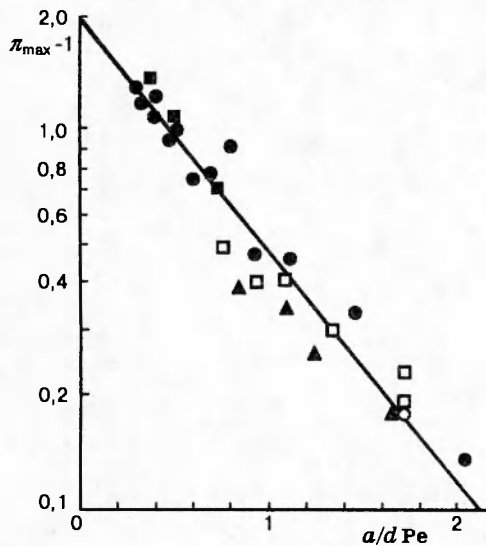


Рис. 4

Рис. 4. Зависимость прироста давления от безразмерного комплекса  $a/dPe$  (обозначения те же, что на рис. 2)

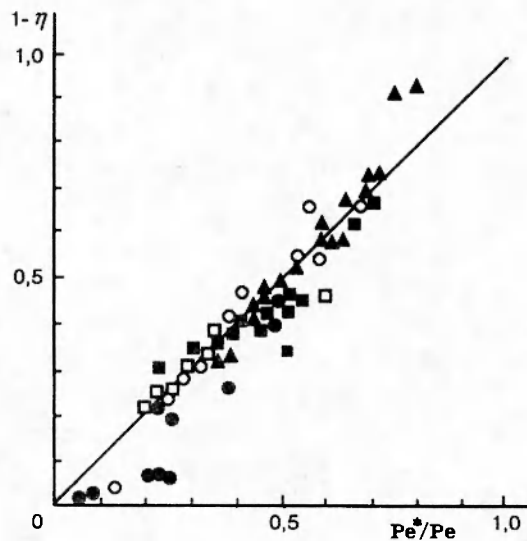


Рис. 5

Рис. 5. Зависимость доли несгоревшего газа от безразмерного комплекса  $Pe^*/Pe$ :  
1, 2 — сосуд типа А, 3-5 — сосуд типа В; обозначения те же, что на рис. 3

женные, поскольку они не учитывают взаимодействия основных элементарных процессов, формирующих величины  $\pi_{\max}$  и  $\eta$ . Действительно, чем меньше  $\eta$ , тем меньше (при прочих равных условиях) должно быть  $\pi_{\max}$ . В малых сосудах (в неустановившихся режимах) подъем текущего давления способствует увеличению степени выгорания, что, в свою очередь, ведет к дальнейшему увеличению  $\pi_{\max}$ .

Отсутствие теплового равновесия в зоне реакции обуславливает существование еще одного нестационарного эффекта — зависимости максимального давления от геометрии сосуда. Поясним суть этого эффекта на примере горения с ростом давления. В установившемся режиме газовая и твердая фазы быстро обмениваются теплом, так что температуры фаз одинаковы всюду, за исключением зоны пламени. В [8] показано, что если сосуд велик по отношению к ширине зоны пламени  $\delta$ , то в нем можно рассчитывать распределение температуры, текущее давление и конечное давление  $\pi_e$ . Если  $\delta$  не очень мала, то прирост давления из-за неравновесности температур может быть сопоставим или даже превышать величину  $\pi_e - 1$ . Если сравнить плоские и сферические пламена, то окажется, что максимальный объем зон реакции с одной и той же шириной  $\delta$  будут иметь сферические пламена. Следовательно, неравновесная добавка к равновесному давлению тоже будет больше в случае сферических пламен.

Действительно, согласно [8] в закрытом сосуде с пористой средой текущее давление  $\pi$  связано с распределением температуры газа уравнением

$$\pi \int_0^1 \frac{d\omega}{\Theta(\omega)} = 1,$$

где  $\Theta(\omega) = (T(\omega)/T_i)(\mu_i/\mu(\omega))$ ;  $\omega = (r/a)^\nu$ ;  $\pi = p/p_i$ ;  $T$  — температура;  $r$  — координата фронта пламени;  $\mu$  — молекулярная масса;  $\nu = 1, 2, 3$  соответствует плоскому, цилиндрическому и сферическому пламенам.

Так как рассматривается случай, когда максимальное давление в установившемся режиме достигается в конце процесса горения (см. рис. 1, б, кривая 2), то последнее уравнение можно записать в виде

$$\pi_{\max} \left( \frac{1 - \omega_z}{\pi_{eq}} + \frac{\omega_z}{\Theta_{be}} \right) = 1.$$

Здесь предполагается, что в области  $\omega_b$  равновесных продуктов горения  $\Theta_b(\omega_b) = \pi_{eq}$  [8], а в области неравновесных продуктов  $\omega_z = 1 - \omega_b$  из-за отсутствия тепловой релаксации, температура газа весьма высока  $\Theta_{be} \gg 1$ . Тогда для больших сосудов ( $\omega_z \ll 1$ ) можно записать

$$\pi_{\max} \simeq \pi_{eq}(1 + \omega_z).$$

Учитывая, что  $\omega_z = 1 - (1 - \delta/a)^\nu \simeq \nu\delta/a$ , окончательно имеем

$$\pi_{\max} \simeq \pi_{eq}(1 + \nu\delta/a).$$

Если сравнить распространение пламени в трубе и в сферическом сосуде с диаметром, равным длине трубы, то относительный объем зоны горения в сферическом сосуде в конце процесса будет в 6 раз выше, чем в трубе. Соответственно будет выше и максимальное давление. Опыт показывает, что при распространении стехиометрического пропановоздушного пламени в трубе длиной 1,3 м в пенополиуретане при  $p_i = 0,1$  МПа равновесное давление  $\pi_{eq} = 1,2$ , а максимальное в соответствии с последней формулой и с учетом вклада зоны горения ( $\delta = 5$  см)  $\pi_{\max} = 1,25$ , как и в эксперименте. В сферическом сосуде того же диаметра и с той же пористой средой  $a = 0,65$  м,  $\nu = 3$ ,  $\pi_{\max} = 1,48$ , что соответствует экспериментальным данным для этого сосуда:  $\pi_{eq} = 1,2$ ;  $\pi_{\max} = 1,45$ .

При рассмотрении режимных переходов типа РВС  $\rightarrow$  РЗС, РВС  $\rightarrow$  гашение пламени, РЗС  $\rightarrow$  РВС привлекает внимание одна особенность. Большинство режимных переходов в закрытых сосудах, особенно при наличии препятствий, а также в агрессивных средах, связаны с ускорением волн горения и увеличением интегральной скорости тепловыделения. В настоящей работе демонстрируется возможность иной ориентации режимных переходов: замедление волн горения, падение скорости тепловыделения или полное прекращение горения. Новая ориентация переходов связана с общей флегматизацией процесса вследствие интенсивного поглощения тепла пористой средой, выражающейся в существенном снижении температуры за фронтом пламени и падении давления в ходе процесса.

Причины режимных переходов РВС  $\rightarrow$  гашение пламени и РВС  $\rightarrow$  РЗС физически ясны. Трудность в интерпретации вызывает переход РЗС  $\rightarrow$  РВС. Поскольку в режиме звуковых скоростей фронт пламени и волна сжатия составляют единый комплекс, процесс горения можно рассматривать как «сверхзвуковой», так как волна давления не успевает релаксировать и падение давления на фронте, казалось бы, не должно влиять на распространение пламени. В этих условиях обсуждаемый переход, видимо, возможен, если волна в РЗС распространяется в области ее неустойчивости. Тогда для срыва горения в РЗС достаточно слабых флуктуаций определяющих параметров (давления, дисперсности, пористости и т. д.).

**Заключение.** При горении газа в закрытых сосудах с пористой средой наблюдаются

различные нестационарные эффекты, из которых в настоящей работе рассмотрены две характерные группы.

К первой относятся эффекты, обусловленные формированием квазистационарной волны горения после зажигания и ее затухания вблизи стенок сосуда. Эффекты связаны с начальными и граничными условиями. Пространственным масштабом этих процессов является ширина зоны пламени в стационарной волне. По этой причине они наиболее ярко проявляются в сосудах малых размеров (сопоставимых с зоной горения) и выражаются в развитии повышенных уровней максимального давления и выгорания и в зависимости величины максимального давления от формы сосуда. В основе этих нестационарных эффектов лежит температурная неравновесность, являющаяся следствием взаимодействия двух основных элементарных процессов горения и тепловой релаксации.

Ко второй группе относятся эффекты, обусловленные динамическим изменением параметров состояния реагирующего газа и соответствующей потерей устойчивости стационарными пламенами. Они выражаются в переходах из одного из известных стационарных режимов в другой или в переходах с гашением пламени. В зависимости от характера динамики процесса ориентация переходов может быть противоположной: в одном случае переход происходит с увеличением скорости, в другом — с уменьшением скорости сгорания газа. Природа переходов определяется механизмами распространения волн в сопредельных режимах.

Работа выполнена при частичной поддержке Международного научного фонда и Правительства РФ (грант RVJ 300).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Бабкин В. С., Лаевский Ю. М. Фильтрационное горение газов // Физика горения и взрыва. 1987. Т. 23, № 5. С. 49–57.
2. Гуссак Л. А., Спринцина Е. Н., Щелкин К. И. Исследование устойчивости фронта нормального пламени // Физика горения и взрыва. 1968. Т. 4, № 3. С. 358–366.
3. Зельдович Я. Б., Розловский А. И. Об условиях возникновения неустойчивости нормального горения // Докл. АН СССР. 1947. Т. 57, № 4. С. 365–368.
4. Сеначин П. К., Бабкин В. С. Самовоспламенение газа перед фронтом пламени в закрытом сосуде // Физика горения и взрыва. 1982. Т. 18, № 1. С. 3–8.
5. Бухаров В. Н., Мольков В. В., Бабкин В. С. Нормальная скорость пламени пропановоздушных смесей при высоких давлениях и температурах // Физика горения и взрыва. 1989. Т. 25, № 1. С. 57–64.
6. Бабкин В. С., Бунев В. А., Коржавин А. А. Распространение пламени в пористых инертных средах // Горение газов и натуральных топлив / Под ред. Л. Н. Степика. Черногоровка: ОИХФ, 1980.
7. Коржавин А. А., Бунев В. А., Абдуллин Р. Х., Бабкин В. С. О зоне пламени при горении газа в инертной пористой среде // Физика горения и взрыва. 1982. Т. 18, № 6. С. 20–23.
8. Бабкин В. С., Бунев В. А., Коржавин А. А. и др. Горение газа в закрытом сосуде с инертной высокопористой средой // Физика горения и взрыва. 1985. Т. 21, № 5. С. 17–22.



9. 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.
10. Коржавин А. А., Бунев В. А., Бабкин В. С. Распределение температуры в продуктах фронтального горения газа в закрытом сосуде с пористой средой // Докл. РАН. 1994. Т. 334, № 2. С. 184–186.
11. Лямин Г. А., Пинаев А. В. О режимах сгорания газов в инертной пористой среде // Физика горения и взрыва. 1986. Т. 22, № 5. С. 64–70.
12. Мамонтов Г. М., Митрофанов В. В., Субботин В. А. Режимы детонации газовой смеси в жесткой пористой среде // Детонация / Под ред. А. Н. Дремина. Черноголовка: ОИХФ, 1980.
13. Lee J. H. S. The propagation of turbulent flames and detonations in tubes // Advances in Chemical Reaction Dynamics / P. M. Rentzepis, C. Capellos (Eds). D. Reidel Publishing Company, 1986. P. 345–378.
14. Лямин Г. А., Пинаев А. В. О режиме быстрого дозвукового горения газов в инертной пористой среде с плавным подъемом давления в волне // Физика горения и взрыва. 1987. Т. 23, № 4. С. 27–30.
15. Abdullin R. N., Borisenko A. V., Babkin V. S. Dynamics of flame propagation in multichamber systems // Dynamic Aspects of Explosion Phenomena / A. L. Kuhl, J. C. Leyer, A. A. Borisov, W. A. Sirignano (Eds). Washington, DC: American Institute of Aeronautics and Astronautics, Inc., 1993. P. 31–50. (Progress in Astronautics and Aeronautics, V. 154).

*Поступила в редакцию 5/II 1996 г.,  
в окончательном варианте — 7/V 1996 г.*

---