

8. Абрамов О. В., Харбенко И. Г., Швегла Ш. Ультразвуковая обработка материалов.— М.: Машиностроение, 1984.
9. Мальцев В. М., Писковский С. В., Селезнев В. А. Хим. физика, 1984, 3, 12, 1750.
10. Андреев В. А., Левашов Е. А., Мальцев В. М. и др. ФГВ, 1987, 23, 6, 65.
11. Максимов Ю. М., Мержанов А. Г., Расколенко Л. Г. и др. Докл. АН СССР, 1986, 286, 4, 911.
12. Максимов Ю. М., Кирдянкин А. И., Мержанов А. Г. и др. ФГВ, 1984, 20, 6, 83.
13. Доронин В. Н., Итин В. И., Барелко В. В. Докл. АН СССР, 1986, 286, 5, 1155.
14. Гаврилов К. И. // Тез. докл. 7 Всесоюз. научно-техн. конф. «Горячее прессование в порошковой металлургии».— Новочеркасск, 1988.
15. Авакумов Е. Г. Механические методы активации химических процессов.— Новосибирск: Наука, 1979.
16. Батырмурзаев Ш. Д., Дажаев П. Ш., Пацхверова Л. С. и др. Изв. АН СССР. Неорганические материалы, 1977, 13, 351.
17. Кармоков А. М., Кириллов В. М. Изв. вузов СССР. Физика, 1976, 1, 94.
18. Александров В. В., Смирнов В. И., Болдырев В. В. ФГВ, 1979, 15, 3, 53.
19. Маслов В. М., Боровинская И. Г., Мержанов А. Г. ФГВ, 1978, 14, 5, 79.

*Поступила в редакцию 18/V 1987,
после доработки — 5/IX 1988*

УДК 534.222.2 + 536.46

ОСНОВНЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ДОЗВУКОВОГО И ДЕТОНАЦИОННОГО ГОРЕНИЯ ГАЗОВ В ИНЕРТНЫХ ПОРИСТЫХ СРЕДАХ

*А. В. Пилаев, Г. А. Лямин
(Новосибирск)*

1. По сравнению с трубами с шероховатостями на стенках или искусственными препятствиями пористые среды (ПС) характеризуются гораздо более высоким коэффициентом сопротивления. В связи с этим в волнах реакции, распространяющихся по заполненной газом нереагирующей ПС, существенно выше потери импульса, тепла и сильнее турбулизован поток газа, поэтому при одинаковых начальных условиях (для газа) в трубах и ПС отличаются и параметры, и структура волн. Сложный характер протекающих в зоне реакции процессов препятствует теоретическому моделированию горения газов в ПС, что особенно касается вопроса о выборе режима и механизма сгорания в зависимости от начального состояния всей системы.

В [1—3] изучали режимы медленного горения (МГ) метано- и пропановоздушных смесей газов в засыпках из шариков и в пенополиуретане со скоростями пламени $D \leq 5$ м/с. Получены зависимости $D(p_0)$ при начальных давлениях $p_0 \leq 4 \div 30$ атм и приведены данные о структуре фронта пламени и конечных температуре и давлении в системе. В аналогичных ПС с более активными смесями газов в работах [4—6], выполненных в узком диапазоне надкритических давлений и при небольшом варьировании размеров пор d_p , реализованы сверхзвуковые (детонационные) режимы горения (ДГ) с $D \geq 600$ м/с.

Дальнейшие исследования [7—9] показали, что в активных смесях даже в мелких фракциях частиц существует только стационарное ДГ (ниже p_0^* устойчивых режимов горения не наблюдали), для менее активных смесей C_2H_2 и H_2 с O_2 или воздухом возможны оба режима и в зависимости от p_0 в одной и той же газовой смеси распространяется дозвуковое либо детонационное горение (здесь и в дальнейшем под p_0^* понимается такое p_0 , ниже которого в ПС невозможно стационарное распространение ни детонации, ни пламени). Установлено также, что минимальные стационарные скорости детонации D_3^* слабо зависят от состава смеси и размера частиц δ ПС и составляют 400—800 м/с, а при

$p_0 \gg p_0^*$ величина D может достигать скорости детонации Чепмена — Жуке в широкой гладкой трубе $D_{ч,ж}$ (часть результатов из [5, 7—9] приведена также в [10]).

В [11] на некоторых смесях газов дополнительно к известным режимам МГ и ДГ обнаружен промежуточный между ними стационарный дозвуковой процесс горения ($D \approx 20 \div 300$ м/с), названный режимом быстрого горения (БГ). Профиль давления в волне БГ плавный, с пиком в ее центре и не изменяется по мере распространения, скорость волны ниже скорости звука в газе без ПС (c_0).

Сверхзвуковое горение в ПС следует считать детонационным потому, что, во-первых, налицо формальные признаки детонации (в волне происходит химическое превращение вещества и регистрируется скачок давления во фронте) и, во-вторых, кривые $D(p_0)$ (при $D_{з}^* \leq D \leq D_{ч,ж}$) гладкие [7, 8], т. е. на них невозможно выделить точки, ниже которых процесс уже можно не считать детонацией.

Необходимо лишь иметь в виду, что с уменьшением p_0 в детонационных волнах перестраиваются механизм воспламенения и структура волны. Подобные качественные изменения наблюдаются, например, и в системах типа газ — пленка [12, 13], где скорость стационарной детонации может с уменьшением p_0 непрерывно падать от 2000 до 750 м/с [13].

При горении и детонации газов в ПС скорость волн практически не зависит от материала среды — теплообмен между фазами лимитируется теплопроводностью газа [5, 6, 14, 15]. Небольшое различие скорости, зафиксированное в экспериментах с фарфоровыми и стальными шариками [6], может быть объяснено каталитическим или адсорбционным влиянием поверхности частиц (см. дискуссию в [6]).

К рассмотренным выше процессам МГ, где газ в ПС перед иницированием покоится [1—3, 9—11], близко примыкает и фильтрационное горение газов, когда приготовленную смесь непрерывно продувают через ПС. В [16—20] впервые экспериментально и теоретически изучены влияние теплотеря и тепловая структура волн, показано, в частности, что в зависимости от скорости продувки газа через ПС реализуется горение со стоячей волной, либо волной, движущейся по потоку или против него в режиме низких скоростей ($D \approx 10^{-3} \div 10^{-4}$ м/с). При столь малых скоростях пламени существенную роль играет межфазный теплообмен (процесс зависит от материала ПС), за счет прогрева скелета перед волной достигаются сверхадиабатические температуры в зоне реакции и оказывается возможным горение при $p_0 < p_0^*$ (где p_0^* определено для неподвижного газа).

В предыдущих работах не выяснено влияние пористости среды на параметры детонации и не преодолены трудности инициирования волн горения в ПС. Цель настоящей работы состоит в дальнейшем исследовании волн БГ, характера переходов между режимами, влияния параметров среды и в создании общей классификации режимов горения и детонации в ПС.

2. Эксперименты проводили в трубе диаметром $d = 35$ мм длиной $l = 3$ м, расположенной вертикально либо под углом 30° к горизонту, и в толстостенном цилиндре ($d = 20$ мм, $l = 0,7$ м). Смеси H_2 , C_2H_2 , C_3H_8 с O_2 или воздухом инициировали сверху накаливанием или подрывом нихромовой проволоки, в верхней части трубы оставляли свободный от ПС участок объемом 2—10 см³. В ряде опытов сверху или снизу трубы подсоединяли ресиверы емкостью 2 и 3 л. По всей длине располагали световоды, ионизационные и пьезодатчики. Для фиксирования волны МГ в сильно разбавленных водородных смесях, где практически отсутствовали и свечение, и перепад давлений в пламени, ионизационные датчики были выполнены так, что срабатывали при снижении сопротивления в зазоре до нескольких сотен мегаом. С пьезодатчиков (собственная частота ≈ 300 кГц) сигнал через истоковый повторитель (со-

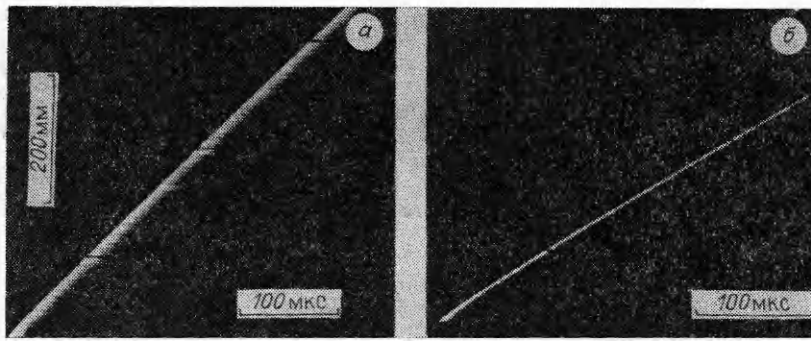


Рис. 1. Фоторазвертки самосвечения детонации в ПС ($\delta = 0,6 \div 1,2$ мм, $p_0 = 2$ атм).

а) $C_2H_2 + 2,5O_2$, $D = 1360$ м/с; б) $2H_2 + O_2$, $D = 990$ м/с.

противление входа 10^9 Ом) поступал на осциллографы С8-1, С8-14. Постоянная времени пьезодатчиков ≈ 1 с, временное разрешение фотумножителя ФЭУ-31 ~ 5 мкс. Погрешность измерения p не превышала 5 %, D — 1 %. В волнах МГ, где малы давления, для исключения записи паразитных сигналов при тепловом контакте пьезодатчика с пламенем его поверхность защищали слоем вязкой жидкости.

Смеси газов готовили в отдельных баллонах, оборудованных внутри нагревателями для ускорения перемешивания газов за счет конвекции. В качестве ПС использовали кварцевый песок, разделенный на фракции с помощью сит, либо стальные шарики. Перед опытом ПС вакуумировали и заполняли смесью газов. Пористость ϕ (отношение объема пор к объему ПС) определяли по количеству жидкости, необходимой для заполнения всей ПС.

3. Типичные фоторазвертки самосвечения детонации в ПС, включающие начальный участок инициирования, приведены на рис. 1. Скорость детонации обычно устанавливается на длине $\bar{l} \approx (10 \div 10^2) d_n$, для МГ и БГ величина \bar{l} в несколько раз выше, чем при детонации. Во всех режимах сгорания интенсивность свечения I зависит от химической активности и состава газа, с повышением p_0 и δ растут I и продолжительность свечения t_c .

На рис. 2 приведены осциллограммы давления в одном из сечений трубы на стенке и свечения, запись сигналов ведется с начала инициирования. При детонации скачок давления во фронте сохраняется до D_3^* , величина t_c меньше времени существования повышенного давления в волне t_w . Волны БГ имеют плавный профиль давления с максимальным подъемом вблизи зоны реакции в $1,2 \div 5$ раз, характерная длина области сжатия $l_b = t_w D \approx 10 \div 20$ см. В волнах МГ до $D \leq 10$ м/с перепад давлений практически отсутствует, еще до прихода волны на датчик давление в ПС повышается одновременно со сгоранием смеси в свободном объеме и при заходе в ПС волны, в даль-

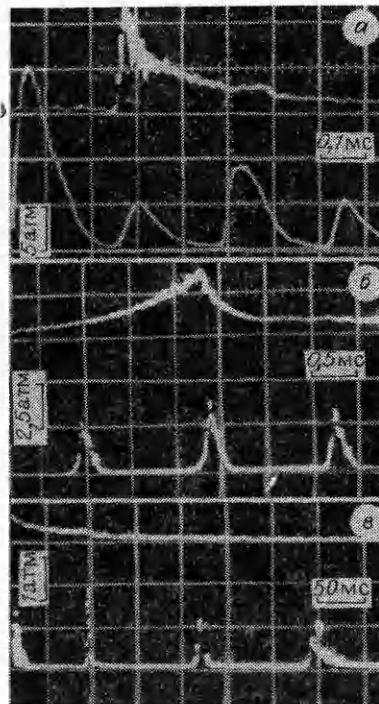


Рис. 2. Осциллограммы давления (верхний луч) и свечения (нижний) в волнах ДГ (а), БГ (б) и МГ (в) ($\delta = 3 \div 0,5$ мм).

а) 19 % H_2 + 81 % O_2 , $p_0 = 2$ атм, $D = 515$ м/с;
 б) 15 % H_2 + 85 % O_2 , $p_0 = 4$ атм, $D = 90$ м/с;
 в) 5 % C_2H_2 + 95 % воздух, $p_0 = 3$ атм, $D = 0,8$ м/с.

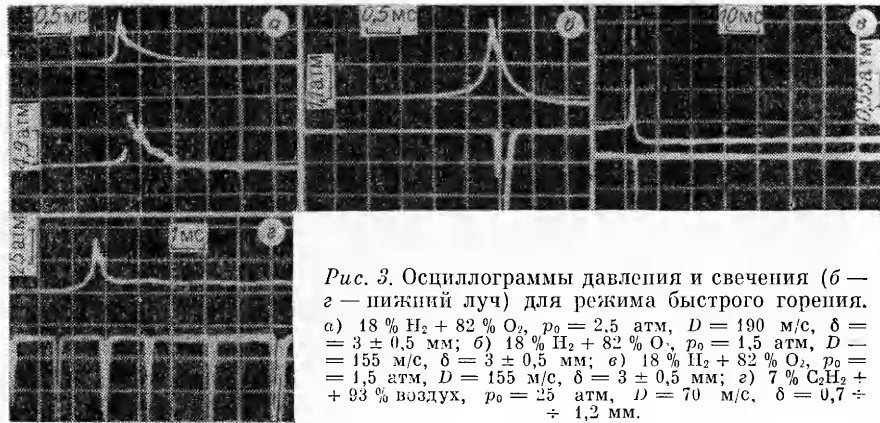


Рис. 3. Осциллограммы давления и свечения (б — г — нижний луч) для режима быстрого горения. а) 18 % H_2 + 82 % O_2 , $p_0 = 2,5$ атм, $D = 190$ м/с, $\delta = 3 \pm 0,5$ мм; б) 18 % H_2 + 82 % O_2 , $p_0 = 1,5$ атм, $D = 155$ м/с, $\delta = 3 \pm 0,5$ мм; в) 18 % H_2 + 82 % O_2 , $p_0 = 1,5$ атм, $D = 155$ м/с, $\delta = 3 \pm 0,5$ мм; г) 7 % C_2H_2 + 93 % воздух, $p_0 = 2,5$ атм, $D = 70$ м/с, $\delta = 0,7 \pm 1,2$ мм.

нейшем — давление слегка уменьшается с охлаждением продуктов сгорания и конденсацией H_2O (см. рис. 2, в). В диапазоне $p_0 \leq p_0 \leq 40$ атм и $0,6 < \delta < 5$ мм $l_c = t_c D \simeq 1 \div 10$, $1 \div 5$, $1 \div 3$ см для ДГ, БГ и МГ соответственно, здесь l_c возрастает с p_0 (или D) и примерно пропорциональна δ (естественно, что длина зоны реакции $l_p \leq l_0$).

В смесях $H_2 + O_2$ стационарное БГ может существовать как обособленный режим (рис. 3, а — в), при движении волны сохраняется неизменный профиль давления, пик которого почти совпадает с началом зоны реакции, с ростом D передний фронт становится более крутым (см. рис. 3, а). Газ за волной БГ переходит в состояние с пониженным (после конденсации H_2O) давлением, причем это разрежение может достигать 10—20 % от p_0 и не оказывает влияния на начальное состояние (см. рис. 3, в). На рис. 3, г для ацетиленовоздушной среды приведен пример необособленного режима БГ, когда МГ плавно (с ростом p_0) сменяется процессом горения с таким же профилем давления, как и при БГ в смесях $H_2 + O_2$. В дальнейшем режимами БГ будем называть все режимы дозвукового турбулентного горения в ПС, когда в волне с плавным подъемом давления достигается $p_{max} \geq (1,1 \div 1,2) p_0$ (обычно при этом $D \geq 20$ м/с).

Тщательная проверка показала, что перед волной БГ на расстояниях $\geq 0,5$ м от зоны реакции давление практически не изменяется. Этот факт можно объяснить поведением звуковых волн в ПС, скорость распространения $c_{оп}$ и коэффициент затухания θ которых зависят от их частоты ν . Высокочастотные возмущения в газе ($c_{оп} \rightarrow c_0 > D$) затухают вблизи зоны реакции, низкочастотные способны существовать длительно, но не опережают волну БГ ($c_{оп} < D$). По-видимому, скорость волны БГ является сверхзвуковой относительно тех возмущений, которые могли бы ее существенно ослабить. Теоретический анализ звуковых процессов в газе, наполняющем жесткую ПС, проведен в [21, 22], где указано на трудности получения зависимостей $c_{оп}(\nu)$ и $\theta(\nu)$ даже для предельных случаев. В [23, 24] в подобных системах измерены скорости волн разрежения, образованных при распаде разрыва, и предполагается, что их величина совпадает с $c_{оп}$. Однако $c_{оп}$ необходимо соотносить с определенной частотой ($0 \leq c_{оп}(\nu) \leq c_0$), а волна разрежения представляет собой волновой пакет, и благодаря дисперсии звука в ПС ее скорость должна убывать с расстоянием (по мере затухания гармоник высокой частоты).

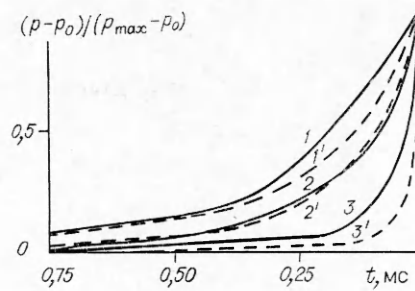
Проанализируем установившееся течение перед волной БГ, выпишем уравнения сохранения массы и импульса в системе координат, связанной с волной:

$$\frac{d}{dx}(\rho u) = 0, \quad (1)$$

$$\rho u \frac{du}{dx} = -\frac{dp}{dx} - F_c, \quad (2)$$

Рис. 4. Экспериментальные (сплошные линии) и расчетные (штриховые) профили давления переднего фронта волны БГ.

1,1' — 17% H₂ + 83% O₂, p₀ = 2 атм, δ = 3 ± ± 0,5 мм, D = 116 м/с, p_{max}/p₀ = 2,3; 2,2' — 7% C₂H₂ + 93% воздух, p₀ = 25 атм, δ = 0,7 ± ± 1,2 мм, D = 70 м/с, p_{max}/p₀ = 2,6; 3,3' — 7% H₂ + 83% O₂, p₀ = 7 атм, δ = 3 ± ± 0,5 мм, D = 205 м/с, p_{max}/p₀ = 3,7.



и уравнение состояния газа в предположении изотермичности

$$p/\rho = p_0/\rho_0, \quad (3)$$

где x — координата по направлению движения волны (при $x=0$ давление максимально: $p(0) = p_{max}$); ρ , u — плотность и скорость газа, индекс нуль — состояние перед фронтом па бесконечности; F_c — удельная объемная сила сопротивления. Согласно [25],

$$F_c = \rho \frac{(D-u)^2 a}{2\varphi} f_3, \quad (4)$$

$$f_3 = \begin{cases} 36,4/Re_3 + 0,45, & Re_3 < 2 \cdot 10^3, \\ 1,09/Re_3^{0,14}, & 2 \cdot 10^3 \leq Re_3 \leq 10^5; \end{cases}$$

число Рейнольдса $Re_3 = (D-u)d_3/\nu$; ν — кинематическая вязкость газа; d_3 — гидравлический диаметр; a — удельная поверхность ПС (для засыпки из шаров $d_3 = 24\delta/3(1-\varphi)$, $a = 6(1-\varphi)/\delta$). В предположении (3) задача решается аналитически.

На рис. 4 приведены расчетные (по (1)–(4)) и экспериментальные профили $p(x)$ переднего фронта. Совпадение кривых здесь в целом удовлетворительное, при $D \geq 100$ м/с сохраняется качественное соответствие и ухудшается количественное. Видно также, что с уменьшением D влияние сил трения ослабляется и волна БГ выполаживается.

Оценим характерное время охлаждения $\tau_{охл}$ газа в ПС, теплоемкость которой много больше, чем газа. Согласно [26], температура покоящегося газа в центре щели размером $2R_{щ}$ спадает в e раз за время $\approx R_{щ}^2/2\kappa$ (κ — температуропроводность газа). Если удельные поверхности щели и ПС равны, то $R_{щ} = \delta\varphi/6(1-\varphi)$ и характерное время охлаждения газа в поре $\tau_{охл}^0 = [\delta\varphi/(1-\varphi)]^2/72\kappa$ (при $\varphi = 0,4$ $\tau_{охл}^0 = \delta^2/162\kappa$). Для движущегося относительно ПС со скоростью w газа $\tau_{охл} \approx \tau_{охл}^0 Nu_0/Nu$, где Nu — число Нуссельта. По зависимости, приведенной в [27], $Nu = [1 + 1,5(1-\varphi)][2 + (Nu_p^2 + Nu_r^2)^{1/2}]$, $Nu_p = 0,664Re^{1/2}Pr^{1/3}$, $Nu_r = 0,037Re^{0,8}Pr/[1 + 2,443Re^{-0,1}(Pr-1)]$ ($5 \leq Re = w\delta/\nu \leq 2 \cdot 10^4$, $Pr = c_p\mu/\lambda$ — число Прандтля, c_p , λ , μ — удельная теплоемкость, теплопроводность и вязкость газа), при $w=0$ $Nu_0 = 2(1 + 1,5(1-\varphi))$. Например, в засыпке из шариков $\delta = 3$ мм, $d_p = 1$ мм, $\varphi = 0,4$ с параметрами газа $\rho = 1$ кг/м³, $\kappa = 2 \cdot 10^{-5}$ м²/с, $\mu = 2 \cdot 10^{-5}$ кг/(м·с) и $Pr = 0,7$ величинам $w = 0; 0,1; 1; 10; 100$ м/с соответствуют $\tau_{охл} \approx 2,75; 1,27; 0,57; 0,19; 0,051$ мс. Это означает, что для $w \leq 100$ м/с характерное расстояние охлаждения газа $\tau_{охл}w \leq 5$ мм и в данном случае предположение об изотермичности может нарушаться лишь в окрестности $x=0$. Из этих оценок также видно, что за зоной реакции произойдет быстрый спад температуры и свечение будет непродолжительным, что и наблюдается в опытах (см. рис. 1–3).

Заметим, что при оценке $\tau_{охл}$ газ нельзя считать неподвижным по окончании реакции, как, например в [5], где $\tau_{охл} \approx \tau_{охл}^0$. Если допустить, что сразу за зоной реакции произошла локальная остановка продуктов реакции, то при $dp/dx < 0$ из (2) газ на длине Δx приобретет скорость $w \approx [|\Delta p/\Delta x|/(\rho/\Delta x + \rho a f_3/2\varphi)]^{1/2}$. Тогда для $\delta = 0,1 \div 1$ мм и

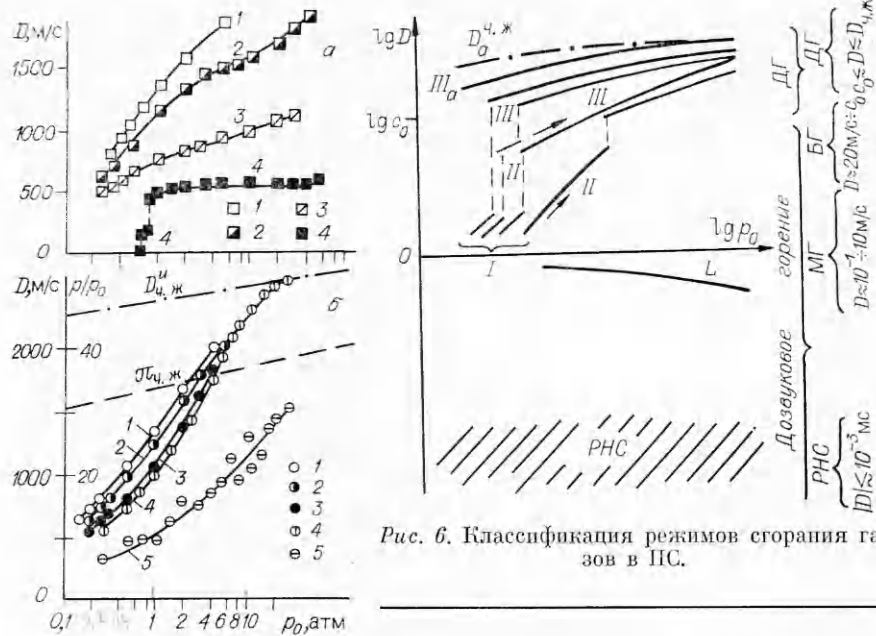


Рис. 5. Зависимости скорости (1—4) и перепада давления (5) от p_0 в волне детонации.

а) α , %: 66,6 (1), 50 (2), 33 (3), 20 (4); б) $C_2H_2 + 2,5O_2$, $\varphi = 0,42$ (1), 0,38 (2), 0,34 (3), 0,36 (4, 5), $\delta = 0,7 \pm 1,2$ мм (1—3) и $0,6 \pm 1,2$ мм (4, 5).

средних реализующихся в эксперименте значений $\Delta p \approx 1$ атм, $\Delta x \approx 0,1$ м, $\rho \approx 5$ кг/м³ получим $w \approx 2 \div 10$ м/с, $Nu \approx 20 \div 55$, т. е. теплообмен будет протекать в 5—15 раз быстрее, чем для $w = 0$. Согласно экспериментальным данным, для режимов ДГ и БГ $t_b \approx (0,1 \div 0,6) \tau_{охл}^0$, по поскольку за зоной реакции $\tau_{охл}^0$ примерно на порядок больше, чем $\tau_{охл}$, то $t_b \approx \tau_{охл}$ — в ПС с большим сопротивлением трения протяженность области сжатия в волне определяется в основном временем охлаждения газа.

Сделаем также формальную оценку коэффициента сопротивления для трубы (площадь сечения S , периметр Π), заполненной ПС. Сила трения на единицу поверхности трубы $\sigma = c_f \rho w_1^2 / 2$, где w_1 — среднерасходная скорость газа в сечении S или скорость фильтрации ($w_1 = \varphi w$). Считая, что удельная объемная сила сопротивления $\sigma \Pi / S$ совпадает с F_c , получим $c_f = S a f_0 / \Pi \varphi^3$. Тогда для $d = 2$ см, $\delta = 3$ мм, $\varphi = 0,4$ и $Re_s \approx 10^3 \div 10^5$ $c_f \approx 47 \div 20$. Для сравнения в гладких трубах при $Re = \bar{u} d / \nu = 10^3 \div 10^5$ (\bar{u} — средняя скорость газа в сечении), по Блазиусу [28], $c_f = 7,91 \cdot 10^{-2} Re^{-1/4} \approx 1,4 \cdot 10^{-2} \div 4,4 \cdot 10^{-3}$, в трубе с эквивалентной песочной шероховатостью $k_s \approx 1$ мм в режиме с полным проявлением шероховатости [28] $c_f = 1/4 \cdot [2 \lg(d/2k_s + 1,74)]^{-2} \approx 1,75 \times 10^{-2}$. Таким образом, сила сопротивления в ПС может быть на несколько порядков выше, чем в гладких и шероховатых трубах. Несмотря на столь высокие сопротивления трения и теплотери, в ПС оказываются возможными стационарные режимы детонации и горения.

4. На рис. 5 приведены экспериментальные зависимости стационарных скоростей $D(p_0)$ для смесей $\alpha N_2 + (100\% - \alpha) O_2$ в ПС (стальные шарики, $\delta = 3 \pm 0,5$ мм) и $C_2H_2 + 2,5O_2$ в кварцевом песке. Только режимы ДГ возможны здесь при $\alpha \geq 22\%$, в смесях с $15 \leq \alpha \leq 21\%$ наблюдаются ДГ, БГ и МГ (см. рис. 5, а), при $\alpha = 10\%$ реализуется лишь МГ с убывающей от p_0 скоростью. Изменение p_0^* от 0,2 до 0,16 атм в $C_2H_2 + 2,5 O_2$ при увеличении φ связано с укрупнением пор; относительные давления $\pi = p/p_0$ измерены по осциллограммам для времен $\approx 5 \div 10$ мкс от фронта волны (см. рис. 5, б). Возрастающий дефицит давления здесь по сравнению с $p_{ч,ж}$ [29] при низких p_0 вызван измене-

Т а б л и ц а 1

Состав смеси	$\kappa_0 \cdot 10^5$, м ² /с	u_{H_2O} , м/с	α_1	$\lambda_{д}$, мм	Источник
$C_2H_2 + 2,5O_2$	1,7	15	0	0,18	[30]
				0,15	[31]
$C_2H_2 + 2,5O_2 + 3,5N_2$	1,54	4,5	0	1,5	[31]
11 % $C_2H_2 + 89$ % воздух	1,9	1,55	0	4,5	[32]
8 % $C_2H_2 + 92$ % воздух	1,94	1,35	0	12—15	[33]
				6	[32]
				10	[31]
6 % $C_2H_2 + 94$ % воздух	1,97	1,1	0	8	[32]
				17	[31]
4 % $C_2H_2 + 96$ % воздух	2	0,35	0	100	[32]
$2H_2 + O_2$	7,6	13,8	0,09	1,7	[30]
				1,5	[31]
$H_2 + O_2$	5,5	8,3	0,09	2,5	[31]
0,5 $H_2 + O_2$	3,97	3,4	0,09	10	[31]
				16	[32, 34]
20 % $H_2 + 80$ % O_2	3,05	1,3	0,09	55	[32, 34]
18 % $H_2 + 82$ % O_2	2,94	1,05	0,09	110	[32, 34]
15 % $H_2 + 85$ % O_2	2,77	0,55	0,09	500	[32]
10 % $H_2 + 90$ % O_2	2,51	0,2	0,09	—	
$C_3H_8 + 5O_2$	1,57	3,5	0,1	1	[31]
4 % $C_3H_8 + 96$ % воздух	1,92	0,41	-0,1	72	[33]
				60	[32]

нием структуры волны и более быстрым охлаждением газа. Некоторыми особенностями обладает режим ДГ в бедных смесях $H_2 + O_2$ ($15 \leq \alpha \leq 22$ %), например в 20 % $H_2 + 80$ % O_2 (рис. 6, а) при повышении p_0 от 1 до 40 атм скорость детонации практически не изменяется ($D \approx 500 \div 600$ м/с), тогда как величина λ возрастает с 5 до 15.

Скорость волн растет быстрее с увеличением δ , φ и активности смесей; максимальная скорость процесса — значение $D_{ч.ж}$ в газе. При высоких p_0 , когда в нескольких фракциях ПС достигается скорость детонации Чепмена — Жуге, величина D перестает зависеть от параметров φ , δ этих фракций. Как правило, для нижних величин $p_{0н}$, когда $D \approx D_{ч.ж}$, в одной поре укладываются десятки или сотни детонационных ячеек размером $\lambda_{я}$. Так, в смеси 2 $H_2 + O_2$ $d_{п}/\lambda_{я} \approx 200$ ($\delta = 6 \div 12$ мм, $p_{0н} \approx 10^2$ атм), в $C_2H_2 + 2,5 O_2$ $d_{п}/\lambda_{я} \approx 30$ ($\delta = 0,6 \div 1,2$ мм, $p_{0н} = 20$ атм), т. е. необходимым (но недостаточным) условием выхода волны на режим идеальной детонации Чепмена — Жуге является $d_{п} \gg l_p \sim \lambda_{я}$. Порядок величин $p_{0н}$ (оценка снизу) для конкретной ПС и смеси можно найти по значениям $\lambda_{я} = \lambda_{я}^0 (p_0/p_{00})^\alpha$. Значения $\lambda_{я}^0$ при $p_{00} = 1$ атм в табл. 1 получены из анализа [30—34], $\alpha \approx -(1 \div 0,8)$.

Кривые $D(p_0)$ на рис. 6 отражают известные режимы сгорания газов в ПС [1—11], с изменением p_0 смена их происходит плавно либо

скачкообразно. При переходе скачком с одного типа горения на другой, как правило, существует узкий диапазон p_0 в котором возможны оба режима. Здесь в зависимости от вида инициирования может осуществляться один режим или по мере движения волны они сменяют друг друга. Диапазон p_0 , в котором наблюдается распространение пламени (МГ), шире в более мелких фракциях ПС. На рис. 6 заштрихованная область соответствует низким скоростям (РНС) при фильтрационном горении газов [16—20].

МГ со слабо меняющейся скоростью L наблюдается в смесях с составом, близким к концентрационным пределам горения и детонации, здесь $D \geq u_n$ (u_n — нормальная скорость пламени) и поток в волне горения, по-видимому, слабо турбулизован. Зависимость $u_n(p_0)$ обычно дается в виде $u_n = u_{n0}(p_0/p_{00})^{\alpha_1}$. Значения u_{n0} при $p_{00} = 1$ атм и α_1 приведены для справки в табл. 1 по данным [14, 15, 35].

В более активных смесях газов скорость пламени с давлением растет, что характерно для турбулентного горения (см. рис. 6, I). При изменении p_0 возможны переходы либо с МГ на БГ I—II, а затем с БГ на ДГ II—III (скачком и плавно), либо с МГ сразу скачком на ДГ I—III. БГ существует или как обособленное с четкой нижней границей по p_0 (II), или реализуется при плавном переходе с МГ (I → II), когда условную нижнюю границу p_0 и D (для БГ) можно связывать с достижением в волне значений $p_{\max}/p_0 \approx 1,1 \div 1,2$.

В еще более активных смесях осуществляется только стационарное ДГ (см. рис. 6, IIIa), другие процессы здесь нестабильны: переходят на ДГ либо затухают после инициирования. Во всех режимах ДГ (III, IIIa) с ростом p_0 величина D стремится к скорости детонации Чеммена — Жуге, зависящей от состава газовой смеси. ДГ можно условно подразделять на низкоскоростную (в околосвуковой области) и высокоскоростную ($D \rightarrow D_{ч.ж}$) детонацию. В основу представленной классификации процессов сгорания в ПС положены различия между ними по скоростям и структуре воли реакции.

Минимальные для каждого режима скорости волны D_i^* и начальные давления p_{0i}^* сведены в табл. 2, где приведены также расчетные значения $p_{0п}^*$, которые определяли по эмпирическому критерию $Re^* = 65$

[14, 15], переписанному в виде $p_{0п}^* = p_{00} (65 \kappa_0 / u_{n0} d_m)^{1/\alpha_1}$, где $Re = u_n d_m / \kappa$ — число Пекле; d_m — диаметр максимальных пор, определенный по методике для огнепреградителей [14]. Сравнение экспериментальных значений p_0^* с $p_{0п}^*$ показывает, что они лучше совпадают для активных смесей (в $H_2 + O_2$ различие достигает 200—250 %). На основании табл. 1 можно рекомендовать при оценке p_0^* использовать критерий $Re^* = 65 + 45$.

5. В [9] упоминалось о трудностях возбуждения воли МГ в ПС, заполненных ацетиленовоздушными смесями. В последующих опытах замечено, что в закрытой трубе пламя легко заходит и распространяется в ПС с водородокислородными составами, но при работе с бедными смесями углеводородов (C_2H_2 , C_3H_8) с воздухом или кислородом происходят частые отказы даже при $p_0 \gg p_0^*$. По нашему мнению, это связано с тем, что за фронтом пламени в $H_2 + O_2$ конденсируется H_2O и падает давление; наличие обратного градиента давления ведет к возникновению встречного потока свежей смеси (как при фильтрационном горении), что облегчает и заход, и продвижение пламени в ПС. При поджигании же смесей, содержащих углеводороды, в начальный момент времени наблюдается локальный подъем давления ($\approx 30—50$ % от p_0), а последующий его спад при охлаждении газа здесь менее значительный, чем в $H_2 + O_2$, из-за меньшего парциального давления паров H_2O в продуктах горения. По этой причине на начальном этапе возникает течение газа по направлению движения волны. На границе ПС продукты сго-

Таблица 2

Состав смеси	δ , мм	d_M , мм	φ	МГ			БГ		ДГ	
				p_{01}^* , атм	D_1^* , м/с	$p_{0п}^*$, атм	p_{02}^* , атм	D_2^* , м/с	p_{03}^* , атм	D_3^* , м/с
$C_2H_2 + 2,5O_2$	0,6—1,2	0,28	0,36	—	—	0,26	—	—	0,23	540
$C_2H_2 + 2,5O_2 + 3,5N_2$	0,6—1,2 0,12—0,25	0,28 0,05	0,36 0,34	—	—	0,79 4,4	—	—	0,75 5	500 560
11 % C_2H_2 + 89 % воздух	2	0,72	0,41	1,4	3	1,11	—	—	2	600
8 % C_2H_2 + 92 % воздух	4	1,44	0,43	0,6	5	0,65	—	—	0,6	500
	2	0,72	0,41	1,3	2	1,3	—	—	1,5	540
	0,6—1,2	0,28	0,36	4,5	3	3,3	—	—	8—10	500
6 % C_2H_2 + 94 % воздух	4	1,44	0,43	0,7	2	0,81	—	—	1	500
	2	0,72	0,41	1,8	1,5	1,62	—	—	2,5	500
	0,6—1,2	0,28	0,36	5,5	2	4,16	—	—	>50	—
5% C_2H_2 + 95 % воздух	4	1,44	0,43	1,4	2	1,28	—	—	2,3	500
	2	0,72	0,41	2,3	1	2,57	—	—	20—30	500
	0,6—1,2	0,28	0,36	11	0,9	6,6	—	—	>40	—
4 % C_2H_2 + 96 % воздух	4	1,44	0,43	3	0,5	2,6	—	—	—	—
	2	0,72	0,41	6	0,4	5,2	—	—	—	—
$2H_2 + O_2$	3±0,5 0,6—1,2	1,1 0,28	0,4 0,36	—	—	0,36 1,25	—	—	0,3 1,2	800 700
$H_2 + O_2$	3±0,5	1,1	0,4	—	—	0,42	—	—	0,25	650
$0,5H_2 + O_2$	3±0,5	1,1	0,4	—	—	0,71	—	—	0,25	500
20 % H_2 + 80 % O_2	3±0,5	1,1	0,4	0,65	2	1,35	0,7	150	0,8	450
18 % H_2 + 82 % O_2	3±0,5	1,1	0,4	0,75	2	1,59	1,2	120	3	480
15 % H_2 + 85 % O_2	3±0,5	1,1	0,4	1,0	1	2,72	3	90	20	—
10 % H_2 + 90 % O_2	3±0,5	1,1	0,4	2,3	0,4	6,3	—	—	—	—
$C_3H_8 + 5O_2$	0,6—1,2	0,28	0,36	—	—	1,04	—	—	0,6	600
4 % C_3H_8 + 96 % воздух	12	4,3	0,45	0,8	1	0,7	—	—	2	510
	5	1,8	0,44	3	0,8	1,8	—	—	13	550

Примечание. $p_0^* = \min(p_{01}^*, p_{02}^*, p_{03}^*)$, прочерк означает отсутствие признаков данного режима в опытах.

рания, поступаая из свободного объема в поры, быстро охлаждаются при перемешивании со свежей смесью и контакте с ПС и образуют слой газа, который не способен воспламенить следующие порции горячего газа. Гашению пламени способствуют и колебания в потоке, которые возникают при его взаимодействии с ПС. В опытах с отказом наблюдается как пламя у границы ПС замедляется, пульсирует и тухнет.

Возбудить горение газов в ПС удастся практически всегда, если со стороны продуктов сгорания искусственно уменьшить давление. Для этого к торцу трубы подсоединяли ресивер, отделенный от него диафрагмой, и заполняли его азотом до $p_{0p} = (0,95 \div 0,8) p_0$. После пережигания диафрагмы и воспламенения смеси продукты горения начинали истекать в ресивер, а свежая смесь поступала к фронту пламени. В резуль-

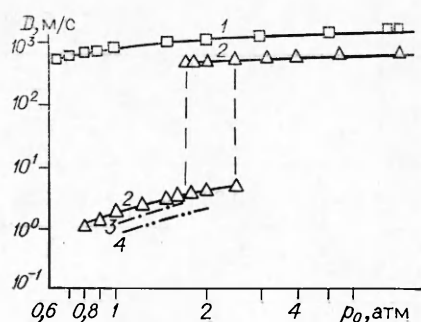


Рис. 7. Экспериментальные зависимости $D(p_0)$.

1 — $C_3H_8 + 5O_2$, $\delta = 0,6 \div 1,2$ мм;
 2—4 — 4 % $C_3H_8 + 96$ % воздух;
 2 — $\delta = 12$ мм; 3, 4 — ППУ [3]
 (3 — труба с ресивером, 4 — закрытая труба).

тате горение устойчиво развивалось по всей длине трубы. В [1, 3] для исключения движения газа перед фронтом пламени ресивер к трубе подсоединяли через вентиль, который перед опытом открывали, выравнивая давление. Однако при $p_{0p} = p_0$ существенного улучшения условий захода пламени в ПС и возбуждения в ней МГ в наших опытах не происходило. Заметим, что аналогичных трудностей инициирования процесса в ПС не существует, если исследования ведутся в той области параметров, где реализуется ДГ.

Анализ выполненных экспериментов показывает, что при МГ с растущей от p_0 скоростью вероятен переход на БГ и ДГ. Это полезно иметь в виду, поскольку в этом случае давление в волне возрастает. Так, в [3] наблюдали в системе 4 % $C_3H_8 + 96$ % воздух — пенополиуретан (ППУ) режимы МГ с возрастающей от p_0 скоростью пламени. Проведенные нами эксперименты на той же смеси в засыпке из шариков с $\delta = 12$ мм ($d_n = 4$ мм, что близко к размеру пор в ППУ) выявили наличие перехода с МГ на ДГ вблизи верхних значений p_0 в опытах [3]. Результаты этих опытов отложены на рис. 7.

6. Режимы с установившимися скоростями фронта пламени от 50—200 до 400—1800 м/с зарегистрированы в [36] в опытах с водородовоздушными смесями на отрезке трубы со спиралью или кольцами. В трубах с препятствиями у стенок в виде цилиндров, перегородок видимая скорость турбулентного пламени ≈ 20 —80 м/с, относительное превышение давления в волнах ≈ 2 —8 [37—40], с увеличением активности смесей процесс может ускоряться на расстояниях 1—10 м до $D \geq 300 \div 400$ м/с.

Описание механизма воспламенения при горении и детонации газов в ПС дано в [1—5, 7—11]. На основании опытов [10, 41] в плоском канале с периодическими сужениями и расширениями, которые приблизительно моделируют ПС, добавим, что при низкоскоростном ДГ воспламенение смеси в ПС происходит в основном за счет потери устойчивости контактной границы при проникании горячего газа через сужение между порами, ускорения фронта пламени при взаимодействии с отраженными ударными волнами и самовоспламенения сжатого в порах газа. С дальнейшим увеличением p_0 и D газ воспламеняется уже при адиабатическом сжатии за фронтом отраженных и падающих УВ, возникает ячеистая структура и смесь сгорает за поперечными волнами во всем объеме пор. В силу наличия пор различных размеров и хаотичности их расположения должно наблюдаться значительное разнообразие и одновременное действие сразу нескольких механизмов воспламенения, особенно в околосвуковой области значений D .

7. Итак, экспериментально установлено, что характеристики пористой среды (ϕ , δ) влияют на выбор режима сгорания, величину скорости волны и значения начальных давлений смеси, при которых осуществляются переходы между режимами. Показано, что в смесях с возрастающей от p_0 (при МГ) величиной D вероятно существование быстрого или детонационного горения. Выяснено, что создание небольшого разрежения в газе перед границей ПС облегчает заход пламени в пористую

среду. Для оценки p_0^* рекомендовано пользоваться критерием $Re^* = 65 \pm 45$. На основе проделанных экспериментов с учетом новых обнаруженных режимов горения предложена классификация процессов горения и детонации газов в ПС.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бабкин В. С., Бунев В. А., Коржавин А. А. // Горение газов и натуральных топлив.—Черноголовка, 1980.
2. Коржавин А. А., Бунев В. А. и др. ФГВ, 1982, 18, 6.
3. Бабкин В. С., Бунев В. А. и др. ФГВ, 1985, 21, 5, 17.
4. Попов О. Е., Когарко С. М., Фотеенков В. А. Докл. АН СССР, 1974, 219, 3.
5. Мамонтов Г. М., Митрофанов В. В., Субботин В. А. // Детонация.—Черноголовка, 1980.
6. Kaufman C. W., Yan Chuajan, Nicholls J. A. // 19th Symp. (Intern.) on Comb., Naifa, 1982.—Pittsburgh, 1982.
7. Лямин Г. А., Пинаев А. В. // Динамика сплошной среды.—Новосибирск, 1984.—Вып. 68.
8. Лямин Г. А., Пинаев А. В. Докл. АН СССР, 1985, 283, 6.
9. Лямин Г. А., Пинаев А. В. ФГВ, 1986, 22, 5.
10. Лямин Г. А., Митрофанов В. В. и др. // Детонация и ударные волны.—Черноголовка, 1986.
11. Лямин Г. А., Пинаев А. В. ФГВ, 1987, 23, 4.
12. Лесняк С. А., Назаров М. А. и др. ФГВ, 1975, 11, 6.
13. Лямин Г. А., Пинаев А. В. ФГВ, 1984, 20, 1.
14. Стрижевский И. П., Заказнов В. Ф. Промышленные огнепреградители.—М.: Химия, 1966.
15. Розловский А. И. Основы техники взрывобезопасности при работе с горючими газами и парами.—М.: Химия, 1980.
16. Бабкин В. С., Дробышев В. И. и др. Докл. АН СССР, 1982, 265, 5.
17. Бабкин В. С., Дробышев В. И. и др. ФГВ, 1983, 19, 2.
18. Потыгняков С. П., Лаевский Ю. М. и др. ФГВ, 1984, 20, 1.
19. Лямин Г. А., Бабкин В. С. и др. ФГВ, 1984, 20, 6.
20. Потыгняков С. П., Бабкин В. С. и др. ФГВ, 1985, 21, 2.
21. Золотарев П. П. Инж. журн., 1964, 4, 1, 111.
22. Николаевский В. П., Басниев И. С. и др. Механика насыщенных пористых сред.—М.: Недра, 1970.
23. Гельфанд Б. Е., Медведев С. П. и др. ПМТФ, 1986, 1.
24. Гвоздева Л. Г., Фаресов Ю. М. ПМТФ, 1986, 1.
25. Аэров М. Э., Тодес О. М. Гидравлические и тепловые основы работы аппаратов со стационарным и кипящим зернистым слоем.—Л.: Химия, 1968.
26. Лыков А. В. Теплообмен.—М.: Энергия, 1978.
27. Rogg V., Hermann D., Adomeit G. Intern. J. Heat Mass Transfer, 1985, 28, 12.
28. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя.—М.: Наука, 1974.
29. Топчиян М. Е. Дис. ... д-ра физ.-мат. наук.—Новосибирск, 1974.
30. Манжалей В. П., Митрофанов В. В., Субботин В. А. ФГВ, 1974, 10, 1.
31. Knystautas R., Lee J. P., Guirao C. M. Comb. Flame, 1982, 48, 1.
32. Knystautas R., Guirao C. M. et al. // 9th Colloquium (Intern.) on Dynamics of Explosions and Reactive Systems: Book of Abstracts.—Poitiers, 1983.
33. Ball D. C., Elsworth J. E. et al. Comb. Flame, 1982, 45, 1.
34. Guirao C. M., Knystautas R. et al. // 19th Symp. (Intern.) on Comb., The Comb. Inst., 1982.
35. Льюис Б., Эльбе Г. Горение, пламя, взрывы в газах.—М.: Мир, 1968.
36. Lee J. H. S., Knystautas R., Freiman A. Comb. Flame, 1984, 56, 2.
37. Strelow R. A., Adamczik et al. Comb. Flame, 1979, 35, 3.
38. Moen I. O., Donato M. et al. Comb. Flame, 1980, 39, 1.
39. Moen I. O., Lee J. H. S. et al. Comb. Flame, 1982, 47, 1.
40. Chan C., Moen I. O., Lee J. H. S. Comb. Flame, 1983, 49, 1.
41. Субботин В. А., Кузнецова А. Я. // Динамика сплошной среды.—Новосибирск, 1984.—Вып. 68.

*Поступила в редакцию 9/IV 1987,
после доработки — 7/IX 1988*