

## О НЕПРЕРЫВНОЙ СПИНОВОЙ ДЕТОНАЦИИ ТОПЛИВ В КОЛЬЦЕВЫХ КАМЕРАХ СГОРАНИЯ

Ф. А. Быковский, С. А. Ждан, Е. Ф. Ведерников

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск, bykovs@hydro.nsc.ru

В двух проточных кольцевых камерах диаметром 100 мм осуществлено сжигание ацетиленокислородной смеси в режиме непрерывной спиновой детонации при сверхкритическом и докритическом перепадах давления кислорода на кольцевой щели. При варьировании расходов компонентов смеси, ширины щели для подачи окислителя, места подачи горючего и начального противодавления исследованы области существования и структура поперечных детонационных волн, определены пределы существования непрерывной детонации по давлению в камере. Проведены оценки потерь полного давления потока на щели подачи кислорода и в отверстиях форсунки горючего.

Ключевые слова: топливо, непрерывная детонация, дозвуковой поток, камера сгорания, поперечные детонационные волны, структура течения.

### ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время в камерах сгорания двигателей используется турбулентное горение. Высокочастотная неустойчивость, которая может в них возникать, крайне нежелательна, и ее необходимо устранять. В камерах же детонационного горения высокочастотная неустойчивость, проявляющаяся в виде поперечных детонационных волн (ПДВ) [1], доминирует в процессе сжигания. Поэтому конструкцию камер и способ подачи топлива следует выбирать такими, чтобы усилить ПДВ. Камера сгорания должна иметь замкнутую кольцевую геометрию, а равномерно расположенные вдоль кольцевого канала форсунки должны обеспечивать быстрое перемешивание вблизи форсунок [2]. Поскольку сжигание топлива происходит в области распространения фронта ПДВ, осевые габариты камер при непрерывной детонации минимальны. Особые требования к качественному смешению компонентов в узкой области камеры для образования детонационноспособного слоя смеси приводят к увеличению перепада давления на форсунках  $\pi_{m,c} = P_m/P_c$ , где  $P_m$  — статическое давление в коллекторе,  $P_c$  — статическое давление в камере вблизи форсунок. Так, в кольцевых цилиндрических камерах типа жидкостных ракетных двигателей (ЖРД) [3], в которых топливные компо-

ненты подаются через систему расположенных в торцевой стенке камеры отверстий, устойчивые ПДВ возникали при значениях  $\pi_{m,c} = 2 \div 4$ . Чем выше перепад давлений  $\pi_{m,c}$ , тем качественнее смесеобразование, меньше влияние повышенного давления продуктов в области фронта ПДВ на систему подачи и устойчивее детонация. Однако при этом растут потери полного давления потоков компонентов на форсунках. В работе [4] на примере непрерывной детонации ацетиленокислородной смеси в расширяющемся канале установлено, что, обеспечив постоянный расход окислителя за счет сверхкритического перепада давления на кольцевой щели, можно осуществить детонацию в дозвуковом потоке смеси, занимающем все сечение камеры, практически без потерь полного давления.

Данная работа является продолжением [4]. Ее цель — исследование детонационных режимов сжигания топлива при сверхкритическом и докритическом перепадах давления на кольцевой щели подачи окислителя. Это достигалось путем изменения ширины щели подачи окислителя и геометрии камеры. В практическом отношении интересно знать потери полного давления потока в щели подачи окислителя, области существования детонации по различным параметрам, а также представляет интерес изучение эффектов, сопровождающих непрерывные детонационные режимы сжигания топлива.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (номер проекта 02-01-00551) и программы «Ведущие научные школы» (НШ 2073.2003.1).

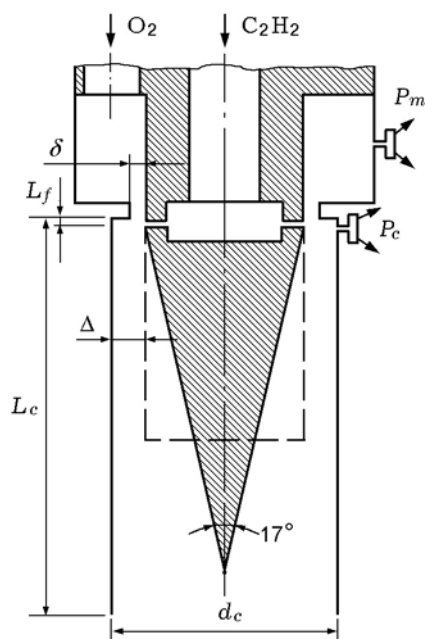


Рис. 1. Схема камеры сгорания с расширяющимся сечением кольцевого канала (камера А, показана сплошной линией) и с постоянным сечением (камера Б, штриховая линия)

## ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Эксперименты проводились в камерах сгорания двух типов, схемы которых представлены на рис. 1: камера А — с расширяющимся сечением кольцевого канала, камера Б — с постоянным сечением кольцевого канала. Геометрические параметры камеры А: диаметр  $d_c = 100$  мм; начальная ширина канала у торца камеры  $\Delta = 5$  мм; длина канала  $L_c = 300$  мм, угол расширения вниз по потоку  $\theta = 8.5^\circ$ ; расстояние от торца камеры до форсунки для подачи ацетилена  $L_f = 1$  мм (в ряде опытов  $L_f = 50$  мм, в этом случае до места подачи горючего устанавливаются кольцевой цилиндрический канал шириной  $\Delta = 5$  мм); ширина щели для подачи кислорода  $\delta = 0.275 \div 2.5$  мм, площадь сечения, через которую кислород поступал из кольцевого коллектора с осевым сечением  $200 \text{ мм}^2$  в кольцевой канал,  $S_{ox} = 77.7 \div 708 \text{ мм}^2$ ; площадь сечения отверстий форсунок для подачи ацетилена  $S_f = 40.4 \text{ мм}^2$ . Камера Б имела канал постоянного сечения шириной  $\Delta = 5$  мм ( $S_{ox} = 1490 \text{ мм}^2$ ) и длину  $L_c = 100$  мм, остальные ее размеры были такими же, как у камеры А.

Схема экспериментальной установки ана-

логична приведенной в работе [4]. Продукты детонации истекали из камеры в емкость объемом  $0.43 \text{ м}^3$  с начальным противодействием  $P_{a0} = (0.06 \div 1.0) \cdot 10^5$  Па. За время истечения давление в этой емкости постепенно увеличивалось. В ряде опытов истечение происходило в атмосферу с постоянным давлением  $P_a = 1.01 \cdot 10^5$  Па. Время процесса задавалось системой управления в диапазоне  $\tau_d = 0.23 \div 0.47$  с. Весь процесс фиксировался на фотопленку через продольное окно в камере шириной 8 мм и высотой 100 мм с помощью фоторегистратора с падающим барабаном [5]. Компьютерная система регистрировала сигналы датчиков давления газов (в ресиверах, коллекторах, камере и емкости для сброса продуктов).

Расходы компонентов за время эксперимента уменьшались по мере истечения газов из ресиверов. Их значения рассчитывались по методике, изложенной в работе [4]. Использовались ресиверы: кислорода объемом 3.3 л, ацетилена объемом 1.82 л. При истечении кислорода через щель шириной  $\delta = 0.275$  мм начальный расход  $G_{ox0}$ , отсчитываемый от момента максимального подъема давления в коллекторе (через  $\approx 25$  мс после начала истечения из ресивера), составлял  $75.6$  г/с при начальном давлении в ресивере  $P_{ox0} = 6 \cdot 10^5$  Па. Начальный расход ацетилена  $G_{f0}$  после максимального подъема давления в коллекторе составлял  $24.2$  г/с при начальном давлении в ресивере  $P_{f0} = 3.5 \cdot 10^5$  Па. Соотношение компонентов было близко к стехиометрическому. За время процесса ( $\tau_d = 0.41$  с) расход кислорода уменьшался до  $G_{ox} = 16.3$  г/с, ацетилена — до  $G_f = 6.2$  г/с, а коэффициент избытка горючего  $\Phi$  увеличивался до 1.18. С изменением ширины кольцевой щели от 0.5 до 2.5 мм начальный расход кислорода увеличивался до  $G_{ox0} = 85$  г/с, так как начинал определяться в основном сечением отверстия клапана ( $S = 113 \text{ мм}^2$ ). При давлениях среды, реализуемых в емкости, приведенные начальные расходы существенно не менялись. Заметное уменьшение расходов наблюдалось в конце истечения при выбросе продуктов в атмосферу, когда в щели для подачи кислорода и в отверстиях форсунок для подачи горючего формировалось дозвуковое течение.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

При определенных условиях в описанных

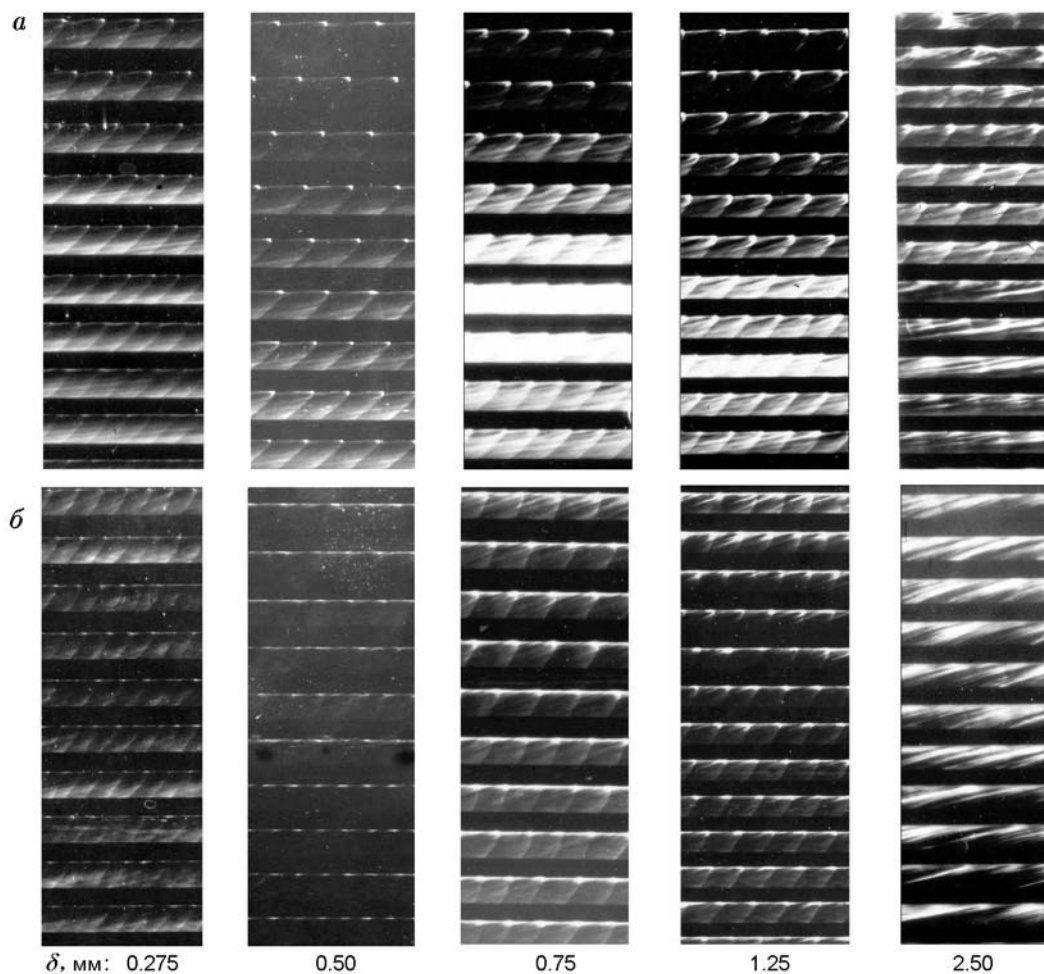


Рис. 2. Фрагменты фоторегистрограмм ПДВ в камерах А (а) и Б (б)

выше камерах сгорания реализовано детонационное сжигание смеси  $C_2H_2-O_2$  в устойчивых спиновых ПДВ. На рис. 2 представлены фрагменты типичных фоторегистрограмм ПДВ, снятые методом компенсации скорости [6], при истечении в среду с начальным противодавлением  $P_{a0} = 0.2 \cdot 10^5$  Па. Длительность каждого фрагмента  $\approx 0.2$  мс, а каждая последующая дорожка во фрагментах сдвинута по времени на 12.5 мс. Видно, что при прочих равных исходных данных с увеличением ширины щели подачи окислителя от  $\delta = 0.275$  мм до 2.5 мм ПДВ сохраняются в камере А и ослабевают в камере Б. Причем при  $\delta = 2.5$  мм волны, распространяющиеся по продуктам турбулентного горения в камере Б, вырождаются в околозвуковые. Структура ПДВ в камере А с расширяющимся каналом принципиально не отличается от структуры ПДВ в камере Б и анало-

гична приведенной в работе [4].

Скорость ПДВ определялась по формуле

$$D = \pi \langle d_c \rangle v_b / (\Delta l n), \quad (1)$$

где  $\langle d_c \rangle = (d_c + d'_c)/2$  — средний диаметр кольцевого канала ( $d_c, d'_c$  — внешний и внутренний диаметры канала),  $\Delta l$  — расстояние между смежными ПДВ на снимке,  $n$  — число ПДВ вдоль окружности камеры,  $v_b$  — линейная скорость барабана фоторегистратора. В данных экспериментах  $v_b = 100$  м/с. По снимкам, полученным методом компенсации скорости, число ПДВ точно определить нельзя, за исключением случаев, когда делался выбор между одной, двумя или даже тремя ПДВ. В общем случае критерием выбора числа волн являлась скорость идеальной детонации Чепмена — Жуге  $D_{C-J} = 2424$  м/с (при температуре 273 К и атмосферном давлении) для детона-

ции хорошо перемешанных компонентов смеси  $C_2H_2 + 2.5O_2$ . При непрерывной вращающейся детонации, вследствие неполного перемешивания компонентов, их частичного выгорания перед ПДВ, а также потерь импульса из-за искривления детонационного фронта, имеет место неравенство  $D_{C-J} > D$  [7–9]. Поэтому при выборе числа ПДВ это неравенство должно соблюдаться. Если в камере появляются слабые околосвуковые волны, их легко отличить от ПДВ по отсутствию характерной структуры и забегающему вперед шлейфу. Шлейф в этом случае уже не является ударной волной, а представляет собой слабую околосвуковую волну с горением по всей ее длине.

Для точного определения скорости и числа ПДВ проводились контрольные опыты, в которых применялся метод развертки светящихся объектов, движущихся через поперечную щель шириной 8 мм, установленную перпендикулярно окну в области распространения фронта ПДВ. Ориентировочная скорость ПДВ оценивалась по формуле  $D' = k \operatorname{tg} \beta v_b$ , где  $k$  — коэффициент уменьшения изображения,  $\beta$  — угол наклона развертки. Количество волн определялось округлением до целого числа отношения  $nD/D'$ , числитель которого находился по формуле (1), после чего по этой же формуле определялось точное значение скорости непрерывной детонации  $D$ .

Установлено, что наиболее стабильны детонационные режимы при звуковом истечении кислорода через кольцевую щель шириной  $\delta = 0.275$  и  $0.5$  мм. Заметим, что на рис. 2, б при  $\delta = 0.5$  мм приведена фоторегистрограмма, на которой зафиксированы ПДВ, вращающиеся относительно пленки в противоположном направлении. Детонационные фронты отображены в виде размытых светящихся областей, а шлейфы практически не видны. Смена направления вращения ПДВ — частое явление при симметричной относительно оси камеры подаче топливных компонентов, которое имело место и в данной работе. Инициирование детонации в канале, расположенном в стенке камеры и тангенциально направленном в кольцевой канал, а также наличие тангенциальной составляющей скорости одного или обоих компонентов обычно задают направление вращения ПДВ. Однако нередко ситуации, когда случайные возмущения или другие особенности течения меняли направление вращения ПДВ даже в течение процесса. Скорости непрерывной спи-

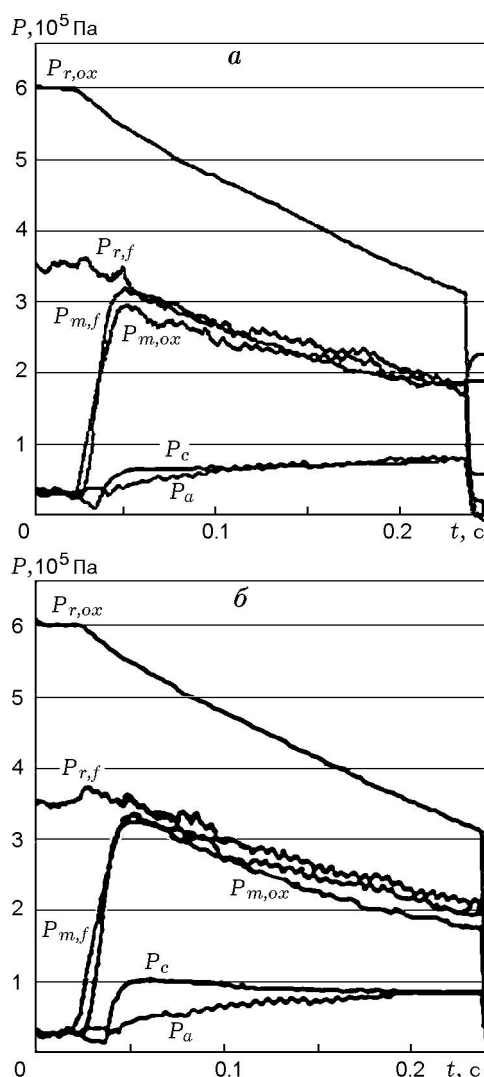


Рис. 3. Осциллограммы давлений:

$P_{r,ox}$  и  $P_{r,f}$  — в ресиверах кислорода и ацетилена,  $P_{m,ox}$  и  $P_{m,f}$  — в коллекторах кислорода и ацетилена,  $P_c$  — в камере и  $P_a$  — емкости для сброса продуктов; а — камера А, б — камера Б;  $\delta = 0.275$  мм,  $G_{ox0} = 75.6$  г/с,  $G_{f0} = 24.2$  г/с,  $P_{a0} = 0.2 \cdot 10^5$  Па

новой детонации ( $D$ ) и число ПДВ ( $n$ ) в камере А для ряда значений параметра  $\delta$  приведены в табл. 1.

Типичные осциллограммы давлений в ресиверах кислорода и ацетилена ( $P_{r,ox}$  и  $P_{r,f}$ ), коллекторах кислорода и ацетилена ( $P_{m,ox}$  и  $P_{m,f}$ ), камере на расстоянии 5 мм от торцевой стенки ( $P_c$ ) и емкости для сброса продуктов ( $P_a$ ) при значениях параметров  $\delta = 0.275$  мм,  $P_{a0} = 0.2 \cdot 10^5$  Па представлены на рис. 3 (для камер А и Б). Видно, что осциллограм-

Таблица 1

$\delta$ , мм	$D$ , км/с	$n$	$P_{m,ox}$ , $10^{-5}$ Па	$P_c$ , $10^{-5}$ Па	$P_a$ , $10^{-5}$ Па	$P_{m,ox}/P_c$	$P_c/P_a$
0.275	2.26	3	3.17	0.63	0.4	5.03	1.6
0.5	1.75	3	2.15	0.42	0.28	5.1	1.5
0.75	2.21	3	1.87	0.83	0.33	2.25	2.5
1.25	2.31	2	1.39	0.79	0.28	1.76	2.8
2.5*	2.20	1	1.08	0.6	0.3	1.64	2
	2.33	2	0.96	0.66	0.6	1.45	1.1

Примечание. \*Параметры режима для разных моментов времени.

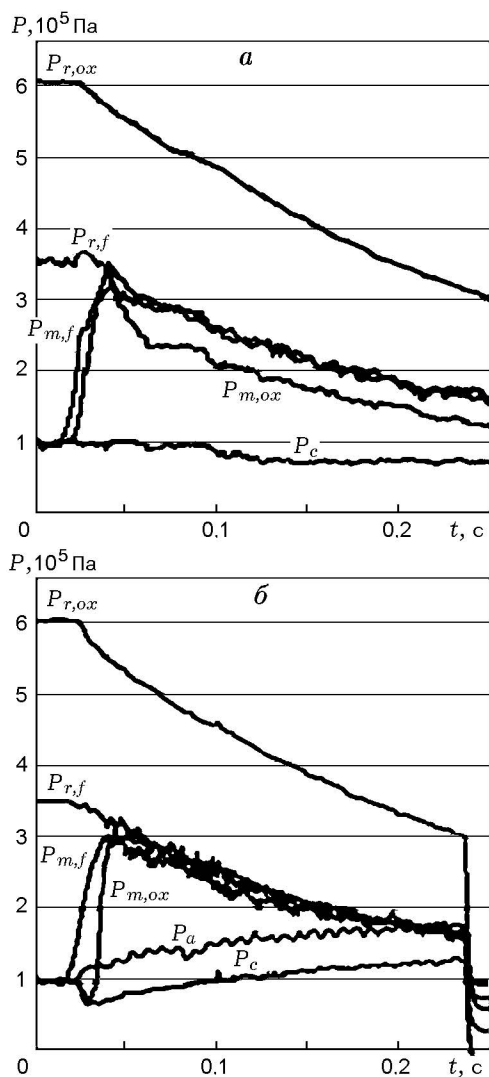


Рис. 4. Осциллограммы давлений в ресиверах и коллекторах кислорода и ацетилена в камере А: а — истечение продуктов в атмосферу, б — истечение продуктов в емкость с начальным давлением среды  $P_{a0} = 1 \cdot 10^5$  Па

мы соответствующих давлений практически идентичны, за исключением давления в камере  $P_c$ . Особенностью камеры А является почти постоянное статическое давление вблизи торцевой поверхности в течение всего процесса,  $P_c \approx (0.64 \div 0.7) \cdot 10^5$  Па, несмотря на значительное уменьшение расхода компонентов. Более того, при тех же расходах ацетиленокислородной смеси, но при истечении продуктов детонации в атмосферу ( $P_a = P_{a0} = 1.01 \cdot 10^5$  Па) устанавливалось примерно то же самое давление в камере —  $P_c = (0.72 \div 0.65) \cdot 10^5$  Па (рис. 4, а). То есть давление в камере А при наличии детонации становилось меньше, чем в окружающей среде.

В серии экспериментов, когда истечение продуктов сгорания осуществлялось в емкость с начальным противодействием  $P_{a0} = 1.0 \cdot 10^5$  Па давление в камере А вначале также уменьшалось до  $P_c = 0.69 \cdot 10^5$  Па (рис. 4, б). Затем с ростом противодействия, вызванным накоплением продуктов в емкости, давление в камере начинало монотонно увеличиваться, причем разность этих давлений  $\Delta P = P_a - P_c \approx (0.3 \div 0.4) \cdot 10^5$  Па примерно сохранялась как при наличии ПДВ, так и после их затухания (через 0.163 с от начала процесса) во время турбулентного горения. Из-за разности давлений конец процесса сгорания протекал при давлениях в коллекторах кислорода и ацетилена меньших, чем в емкости для сброса продуктов. В тракте подачи ацетилена (см. рис. 4, б) даже давление в ресивере становилось ниже давления окружающей среды. Для выяснения действительной причины наблюдаемого поведения давления в камере сгорания с расширяющимся сечением кольцевого канала требуются дальнейшие исследования.

## ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Возможной причиной стабилизации давления в камере А является геометрический фактор, который создает больший, чем в камере постоянного сечения, градиент давления за фронтом ПДВ, способствующий увеличению скорости натекающей смеси и стабильности ширины фронта детонации, а постоянство давления в камере поддерживается уменьшением динамической составляющей давления потока — полное давление натекающего потока смеси монотонно уменьшается. Давление в камере Б близко к давлению торможения и уменьшается пропорционально уменьшению расхода. Подобная ситуация наблюдается и в камере с сужением выходного сечения при турбулентном горении топлива [10]. Действительно, в камере постоянного сечения при достаточно высоком давлении по отношению к давлению окружающей среды переход потока через скорость звука в осевом направлении происходит вблизи открытого торца камеры [11, 12]. Вблизи же переднего (закрытого) торца полное давление восстанавливается, поскольку струи компонентов быстро тормозятся.

Заданным значениям давлений в камере, типу топливных компонентов и степени их перемешивания соответствует вполне определенная ширина фронта ПДВ ( $h$ ). При хорошем перемешивании компонентов значение  $h$  близко к критическому для детонации  $h_* = (12 \pm 5)a$ , где  $a$  — размер ячейки многофронтной детонации в трубах (характерное расстояние между столкновениями ПДВ [13]), и в среднем равно половине диаметра выхода детонации из канала в свободный объем [14]. Разброс значений  $h_*$  связан в основном с процессом смесеобразования, сильно зависящим от конструкции форсунки. В случае неполного перемешивания компонентов (сплошной поток кислорода или подача кислорода в камеру через кольцевую щель) ширина натекающего слоя смеси  $h$  в пять и более раз превышает детонационноспособный слой смеси, образуемый хорошо перемешивающими форсунками в камере типа ЖРД. В данных экспериментах  $h \approx 10 \div 12$  мм. Близкое к постоянному давлению у переднего торца камеры А способствует устойчивости ПДВ, так как стабилизируется ширина натекающего детонационноспособного слоя  $h_*$  — конкурирующие между собой ускоряющийся фронт пламени и детонационный фронт выбирают определенное положение.

Обнаружено сильное влияние противодавления на структуру и интенсивность ПДВ. При  $P_c/P_a < 4$  скачки уплотнения, которые всегда присутствуют в продуктах детонации при их истечении в окружающую среду, проникали в камеру, доходили до щели подачи окислителя и оказывали влияние на формирование детонационноспособного слоя смеси. При  $P_c/P_a < 1.8$  в зону смесеобразования начинали проникать извне также и звуковые возмущения. В каждом эксперименте темп снижения  $P_c$  уменьшался со временем и его значение постепенно приближалось к значению  $P_a$ . Как правило, это приводило к интенсификации горения перед фронтом ПДВ, на долю последнего оставался узкий слой недостаточно перемешанных топливных компонентов, величина которого дополнительно уменьшалась из-за уменьшения перепада давления на щели  $\pi_{m,c} = P_{m,ox}/P_c$ . В результате ПДВ затухали, вырождаясь на пределе в акустические волны в продуктах горения. При истечении продуктов в атмосферу или в емкость с начальным давлением  $P_{a0} = 1 \cdot 10^5$  Па эти тенденции детонационного режима проявлялись с самого начала процесса, причем более резко в камере Б.

С практической точки зрения важно знать значения потерь полного давления окислителя при течении через щель, так как в прямом воздушно-реактивном двигателе давление торможения воздуха невелико ( $\approx 2 \cdot 10^5$  Па на уровне поверхности Земли при околосредней скорости). А в камере сгорания желательно иметь максимально высокое давление для получения большей степени расширения продуктов. По данным экспериментов выполнена оценка потерь полного давления кислорода при перетекании из коллектора в камеру через щель различной ширины  $\delta$ . При этом использовались известные соотношения [15], описывающие течение в стационарном приближении:

$$\Delta P_{\zeta ox} = (\zeta_{ent,ox} + \zeta_{out,ox}) \rho_{ox} v_{ox}^2 / 2, \quad (2)$$

$$\Delta P_{\lambda ox} = \zeta_{ox} \rho_{ox} v_{ox}^2 / 2,$$

$$G_{ox} = \mu_{ox} \rho_{ox} v_{ox} S_{ox} = m \frac{P^* q(\lambda)}{\sqrt{T^*}} \mu_{ox} S_{ox},$$

где  $\Delta P_{\zeta ox}$  — потери полного давления потока кислорода на входе и выходе из щели;  $\Delta P_{\lambda ox}$  — потери давления в щели на трение;  $G_{ox}$  — расход кислорода через кольцевую щель;  $\rho_{ox}$ ,

Таблица 2

$\delta$ , мм	$G_{ox}$ , г/с	$v_{ox}$ , м/с	$\Delta P_{\zeta_{ox}}$ , $10^5$ Па	$\Delta P_{\lambda_{ox}}$ , $10^5$ Па	$(\Delta P_{\zeta_{ox}} + \Delta P_{\lambda_{ox}})/P_{m,ox}$
0.275	70	298	1.27	0.448	0.54
0.5	70	235	0.503	0.107	0.284
0.75	80	185	0.272	0.043	0.168
1.25	80	138	0.097	0.011	0.078
2.5*	80	84	0.015	0.002	0.016
	60	71	0.01	0.001	0.011

Примечание. \*Параметры режима для разных моментов времени.

$v_{ox}$  — плотность и скорость потока газа на выходе из щели;  $T^*$  — температура торможения в ресивере;  $P^*$  — давление торможения на входе в кольцевую щель;  $\lambda = v_{ox}/c_{cr}$  — приведенная скорость;  $q(\lambda) = \rho_{ox}v_{ox}/(\rho_{ox}v_{ox})_{cr}$  — газодинамическая функция;  $\mu_{ox} = 0.98$  — коэффициент расхода окислителя при подаче через щель;  $\zeta_{ent,ox} = 0.03$  — коэффициент местного сопротивления для щели с плавным закруглением входа;  $\zeta_{out,ox} = (1 - S_{ox}/S_{\Delta})^2$  — коэффициент местного сопротивления на выходе из щели для чисел Рейнольдса  $Re = \rho_{ox}v_{ox}\delta/\eta_{ox} > 3.5 \cdot 10^3$  [16];  $\zeta_{ox} = \Lambda k_{ox}l/\delta$ ;  $\Lambda$  — коэффициент трения,  $k_{ox}$  — коэффициент формы щели,  $l$  — длина щели;  $\eta_{ox} = 1.99 \cdot 10^{-5}$  кг/(м·с) — динамическая вязкость кислорода,  $m = [\gamma/R(2/(\gamma + 1))(\gamma + 1)/(\gamma - 1)]^{1/2}$ ,  $R$  — универсальная газовая постоянная,  $\gamma$  — отношение удельных теплоемкостей при постоянном давлении и постоянном объеме.

Для течений через щель из вышеприведенных формул получаем соответственно выражения

$$\begin{aligned} \Delta P_{\zeta_{ox}} &= (\zeta_{ent,ox} + \zeta_{out,ox})[G_{ox}/2\mu_{ox}S_{ox}]v_{ox}, \\ \Delta P_{\lambda_{ox}} &= \zeta_{ox}[G_{ox}/2\mu_{ox}S_{ox}]v_{ox}. \end{aligned} \tag{3}$$

Для кислорода при  $R = 259.825$  Дж/(кг·К) и  $\gamma = 1.4$  находим  $m = 0.0425$  с·К<sup>0.5</sup>/м;  $\Lambda \approx 0.02$  для  $10^4 < Re < 5 \cdot 10^4$ ;  $k_{ox} = 1.5$  [16],  $l = 3$  мм.

Заметим, что течение в щели, вообще говоря, нестационарное: за фронтом ПДВ в области повышенного давления происходят остановка подачи кислорода и заброс части продуктов в коллектор, а в волне разрежения за фронтом детонации меняется направление градиента давления. Причем для сильных ПДВ скорость наполнения камеры кислородом близка

к скорости звука в исходной смеси. Аналогичное течение наблюдалось в работе [4]. Однако при течении кислорода через щель со скоростью звука нерасчетным участком является небольшая область за фронтом ПДВ (не более 5 % от расстояния между смежными волнами), поэтому влияние детонации на систему подачи при проведении оценок не учитывалось и значения  $\Delta P_{\zeta_{ox}}$  рассчитывались по формуле (3). Для условий экспериментов, указанных в табл. 1, проведены оценки потерь полного давления потока кислорода в щели подачи окислителя для камеры А, результаты которых представлены в табл. 2.

Из данных табл. 2 следует, что в камере А при сжигании топлива в сильных ПДВ потери полного давления втекающего в канал потока при расширении кольцевой щели окислителя можно снизить до 1 %. Их можно ограничить потерями на трение, профилируя сечение щели или реализуя режим детонационного сжигания в сплошном дозвуковом потоке окислителя. В этих случаях потери будут еще ниже указанных в последней графе табл. 2. Несмотря на то, что потери полного давления потока кислорода в щели незначительны, отношение давлений на щели  $P_{m,ox}/P_c$  (см. табл. 1) уменьшалось только до 1.45.

Потери на трение в отверстиях форсунки впрыска горючего, а также потери полного давления на входе и выходе отверстий в форсунках находились аналогично потерям в щели подачи кислорода:

$$\Delta P_{\zeta_f} = (\zeta_{ent,f} + \zeta_{out,f})[G_f/2\mu_f S_f]v_f,$$

$$\Delta P_{\lambda_f} = \zeta_f[G_f/2\mu_f S_f]v_f,$$

$$G_f = \mu_f \rho_f v_f S_f,$$

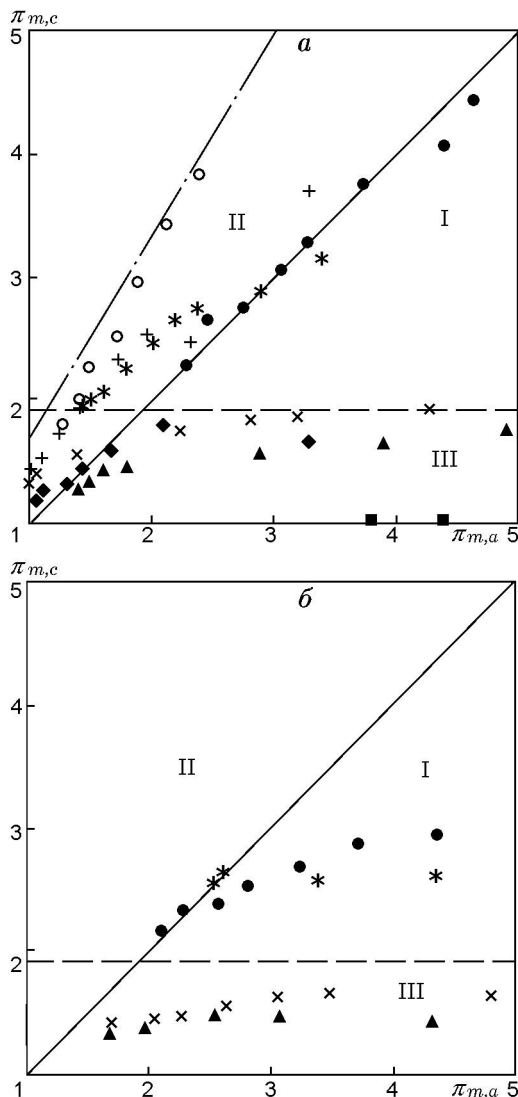


Рис. 5. Область существования непрерывной спиновой детонации с ПДВ в камерах А (а) и Б (б):

$P_{a0} = 1 \cdot 10^5$  Па,  $\delta = 0.275$  мм (○);  $P_a = P_{a0} = 1 \cdot 10^5$  Па,  $\delta = 0.275$  мм (+);  $P_{a0} = 0.2 \cdot 10^5$  Па,  $\delta = 0.275$  мм (●), 0.5 (\*) , 0.75 (×), 1.25 (▲), 2.5 мм (◆);  $P_{a0} = 0.2 \cdot 10^5$  Па,  $\delta = 5$  мм (■) [4]

где  $\zeta_{ent,f} = 0.5$  и  $\zeta_{out,f} \approx 1.0$  — коэффициенты местного сопротивления входа в отверстие форсунки с острыми кромками и выхода соответственно;  $G_f$  — расход ацетилена;  $\mu_f = 0.875$  — коэффициент расхода горючего при впрыске через форсунку [17];  $\zeta_f = \Lambda_f k_f l_f / \delta_f$ ,  $\delta_f = 0.6$  мм — гидравлический диаметр отверстия форсунки,  $\Lambda_f \approx 0.03$ ,  $k_f = 1.5$ ,  $l_f = 2$  мм.

Критические скорость истечения и плотность ацетилена в форсунке определялись из соотношений

$$v_{f*} = [2/(\gamma_f + 1)]^{0.5} c_{f0},$$

$$\rho_{f*} = [2/(\gamma_f + 1)]^{1/(\gamma_f - 1)} \rho_{f0} P_{m,f} / P_{f0}.$$

Здесь  $\gamma_f = 1.23$  — отношение удельных теплоемкостей для ацетилена,  $c_{f0} = 337$  м/с — скорость звука в ацетилене при  $T_0 = 290$  К,  $P_{f0}$  — начальное давление ацетилена в ресивере,  $P_{m,f}$  — давление в коллекторе ацетилена. Поскольку начальное давление ацетилена в ресивере и сечение форсунок во всех опытах не изменялись, то определялись лишь максимальные потери полного давления потока после установления максимального давления в коллекторе. Задавая экспериментальные значения входящих величин  $G_f = 22$  г/с,  $P_{f0} = 3.5 \cdot 10^5$  Па,  $P_{m,f} = 2.92 \cdot 10^5$  Па, получаем  $\Delta P_{\zeta f} = 1.5 \cdot 10^5$  Па и  $\Delta P_{\lambda f} = 0.15 \cdot 10^5$  Па. Оценка показывает, что потери полного давления в форсунке для горючего составляют более половины значения давления в коллекторе.

Представляет интерес область существования непрерывной спиновой детонации с ПДВ в зависимости от определяющих параметров: давления в коллекторе окислителя  $P_{m,ox}$ , давления в камере  $P_c$  и противодействия  $P_a$ . На рис. 5 в координатах  $\pi_{m,c} = P_{m,ox}/P_c$  и  $\pi_{m,a} = P_{m,ox}/P_a$  представлены экспериментальные результаты для режимов с ПДВ в камерах А и Б. Там же нанесены данные работы [4] для непрерывной детонации в дозвуковом потоке ацетиленокислородной смеси, занимающей все сечение цилиндрической камеры. Видно, что область реализации непрерывной детонации в камере А располагается в двух подобластях, разделяемых прямой  $P_c = P_a$  (сплошная линия): область I ( $P_c > P_a$ ) и область II ( $P_c < P_a$ ). Область существования ПДВ в камере Б меньше и располагается только в области I. Для анализа представленных результатов полезно выделить также подобласть дозвукового истечения кислорода из кольцевой щели ( $1 < \pi_{m,c} < 1.89$ ) — область III. Из рис. 5 следует, что при уменьшении перепада давления  $\pi_{m,c}$  вращающаяся детонация реализуется в области III, а при одновременном уменьшении параметров  $\pi_{m,c}$  и  $\pi_{m,a}$  детонация стремится к пределу существования — в нижний левый «угол», вершина которого находится в окрестности единицы. В камере А удалось реализовать детонационные режимы при снижении перепада давления на щели до  $\pi_{m,c} = 1.2$



со скоростью ПДВ  $D = 1200 \div 1300$  м/с. То есть прямая линия  $\pi_{m,c} = 1.2$  определяет нижнюю границу углового сектора области существования ПДВ. В наших опытах предельное уменьшение давления в камере А при детонации составляло  $P_c = 0.61P_a$ . Поэтому прямая  $P_c = 0.61P_a$  (штрихпунктирная линия в области II, рис. 5, а) определяет левую границу углового сектора области существования ПДВ. В опыте с истечением продуктов в объем с начальным давлением  $P_{a0} = 1 \cdot 10^5$  Па после перехода режима детонации в режим турбулентного горения в камере устанавливалось давление  $P_c = 0.7P_a$ . Это означает, что область турбулентного горения уже, чем область существования ПДВ. «Странность» данного экспериментального факта может быть объяснена спецификой течения в области ПДВ и особой ролью волны разрежения за фронтом детонации, обеспечивающей детонационноспособный слой смеси при меньшем среднем давлении в камере.

Итак, область существования детонационных режимов в камере А при фиксированном значении  $\pi_{m,c} \geq 1.2$  простирается вправо на бесконечность (работа камеры в условиях вакуума), а при фиксированном  $\pi_{m,a}$  — вверх до пересечения с левой границей области существования ( $P_c = 0.61P_a$ ). Для камеры Б область существования ПДВ находится внутри области I, а предел по детонации располагается в «угле» с вершиной  $\pi_{m,c} \approx 1.27$  и  $\pi_{m,a} \approx 1.6$ . В окрестности вершины «угла» усиливается выгорание смеси в турбулентном фронте пламени и детонационные волны ослабевают, вырождаясь в акустические. Увеличение расхода компонентов путем повышения давления подачи при неизменной геометрии камеры благоприятно для осуществления режима детонации, так как с точностью до величины потерь в системе подачи отношение  $\pi_{m,c}$  не изменяется, а отношение  $\pi_{m,a}$  растет, уменьшая влияние противодействия на процесс в камере.

В дозвуковом потоке окислителя, занимающем все сечение камеры [4], значение  $\pi_{m,c}$  близко к единице, так как давление  $P_{m,ox}$  отличается от  $P_c$  на величину динамической составляющей давления потока кислорода, которая при дозвуковой скорости последнего ( $\approx 25$  м/с) не превышает 1 %  $P_{m,ox}$ . В этом случае диаметр камеры должен быть достаточным для образования детонационноспособного слоя смеси и формирования ПДВ. Иначе реализуются пульсирующие режимы детонации или турбу-

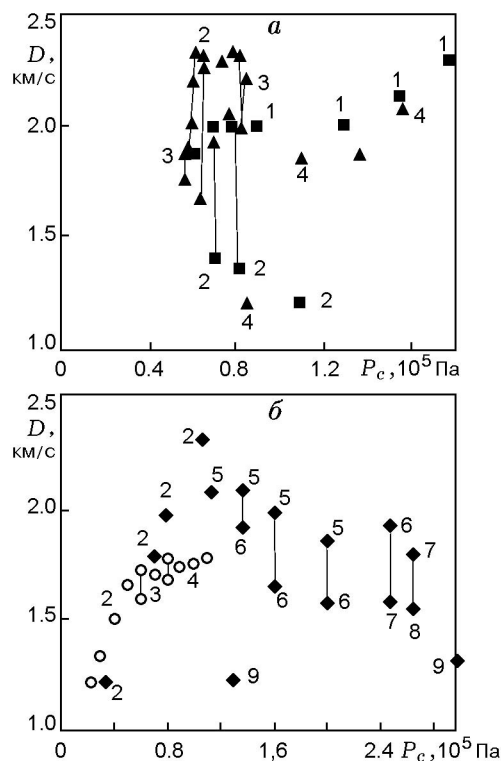


Рис. 6. Область существования непрерывной спиновой детонации с ПДВ по давлению в камерах А (а) и Б (б):

а:  $\blacktriangle$  —  $L_f = 1$  мм;  $\blacksquare$  —  $L_f = 50$  мм; б:  $\blacklozenge$  — камера типа ВРД,  $\circ$  — типа ЖРД [18]; шифры при точках — значения  $n$

лентного горения, которые соответствуют значениям  $\pi_{m,c} \approx 1$ .

Следует отметить, что существуют пределы вращающейся детонации по абсолютной величине давления в камере, значения которых зависят от химической активности смеси, способа подачи и качества перемешивания компонентов, геометрии камеры, а также от противодействия окружающей среды. На рис. 6 представлены зависимости скорости спиновой детонации ацетиленокислородной смеси от давления в камере сгорания, а также от количества ПДВ в камерах А и Б. Там же нанесены данные [18] для кольцевой цилиндрической камеры диаметром  $d_c = 40$  мм типа ЖРД при форсуночной подаче окислителя и горючего и хорошем смешении компонентов.

В камере А реализовывались детонационные процессы с меньшим числом поперечных детонационных волн, но более сильных, чем в камере Б. Причина, по-видимому, заключается в том, что в камере с расширяю-

щимся сечением кольцевого канала, вследствие повышенного градиента давления за фронтом ПДВ, скорость турбулентного горения образующейся смеси меньше и большее количество смеси сохраняется для детонации. Из рис. 6, *a* видно, что скорость ПДВ резко увеличивалась при уменьшении числа волн, поскольку во фронт каждой ПДВ попадало большее количество перемешанной и сохранившейся от преждевременного выгорания смеси. Более высокая скорость непрерывной детонации реализовывалась без влияния противодействия (верхние точки  $n = 2, 3$ ). Этому случаю соответствовали также две верхние точки при подаче горючего в дозвуковой поток кислорода ( $L_f = 50$  мм). Опыты проводились при  $P_c = (0.6 \div 1.6) \cdot 10^5$  Па, поэтому пределы детонации по давлению в камере не были выявлены. Параметры детонации для камеры А с расстоянием от торца камеры до форсунки для подачи ацетилена  $L_f = 50$  мм ниже, чем при  $L_f = 1$  мм, из-за более грубого смешения компонентов. Здесь нижний предел по давлению составил  $P_{c,\min} = 0.6 \cdot 10^5$  Па, а верхнего предела не удалось достичь из-за ограниченных возможностей установки.

В камере Б получена наиболее полная информация о пределах спиновой детонации по давлению в камере. Из рис. 6, *b* видно, что существуют нижний ( $P_{c,\min}$ ) и верхний ( $P_{c,\max}$ ) пределы, при достижении которых скорость вращающейся детонации стремится к  $1200 \div 1300$  м/с. Представленные в левой части графика данные (отношение давлений  $P_c/P_a > \pi_{cr} \approx 1.85$ ) соответствуют случаю, когда при уменьшении давления до  $P_{c,\min} \approx 0.3 \cdot 10^5$  Па две ПДВ снижали скорость и одновременно прекращали существование без перестройки режима на турбулентное горение. То есть  $P_{c,\min}$  для детонации может быть не ниже, чем для турбулентного горения. Нижний предел по давлению обусловлен, по-видимому, сильным увеличением задержек воспламенения смеси за ослабевающим лидирующим ударным фронтом. Заметим, что при влиянии противодействия на детонационный процесс ( $P_c/P_a < \pi_{cr}$ ) давление составляло  $P_{c,\min} > 0.3 \cdot 10^5$  Па вследствие преждевременного выгорания смеси перед волной. При одноволновом режиме срыв детонации может происходить при давлениях в камере выше нижнего предела, когда структура волны и течение в ее окрестности не вписываются в размеры кольцевого канала. По этому признаку определяется минимальный диаметр

камеры —  $d_{c,\min} = (2 \div 3)h_*$ , значение которого, как видно из данного соотношения, обратно пропорционально давлению в камере.

В отличие от обычной многофронтной детонации смесей [13], при непрерывной спиновой детонации наблюдается (при  $P_c/P_a > \pi_{cr}$ ) также и верхний предел по давлению  $P_{c,\max}$  (см. рис. 6, *b*). Он обусловлен усилением выгорания смеси во фронте горения и снижением размера слоя смешения топливных компонентов. При повышении давления число ПДВ в кольцевом канале камеры увеличивалось (в данном случае до  $n = 9$ ), их интенсивность уменьшалась и волны вырождались в звуковые на фоне турбулентного горения. Наиболее интенсивные ПДВ реализовались в диапазоне  $P_c = (1 \div 1.5) \cdot 10^5$  Па (максимум  $D = 2350$  м/с при  $n = 2$ ). Скорость ПДВ скачком увеличивалась при уменьшении числа волн — во фронт ПДВ попадало большее количество перемешанной и сохранившейся от преждевременного выгорания смеси.

Сопоставление зависимостей  $D(P_c)$  для камеры Б и камеры типа ЖРД [18] показывает, что вдали от предела по давлению в камере типа ЖРД скорости непрерывной детонации ниже. Отсюда следует достаточно неожиданный вывод: для достижения эффективного детонационного сжигания химически активного топлива не требуется хорошего перемешивания топливных компонентов в непосредственной близости от форсунок, так как предотвращается преждевременное выгорание образующейся смеси. То есть для каждого топлива существует оптимальный процесс смесеобразования. Этот вывод согласуется с данными экспериментов по непрерывной спиновой детонации газок капельной смеси компонентов  $H_2$  (газ) —  $O_2$  (жидкость) в кольцевой цилиндрической камере типа ЖРД — детонация не реализуется, если смесеобразование происходит в следе мелких капель кислорода [19].

## ВЫВОДЫ

В камере сгорания А с расширяющимся сечением кольцевого канала:

- в диапазоне противодействий среды  $(0.06 \div 1.6) \cdot 10^5$  Па реализованы устойчивые управляемые режимы сжигания ацетиленокислородных смесей в спиновых детонационных волнах при сверхкритических и докритических ( $\approx 1.2$  раза) перепадах давления кислорода на кольцевой щели. В последнем случае суще-

ственно влияние процессов в камере на все течение в системе подачи;

- установлено, что сильные поперечные детонационные волны могут непрерывно существовать при раскрытии кольцевой щели до половины проходного сечения камеры сгорания, когда согласно проведенным оценкам потери полного давления потока на щели подачи окислителя уменьшаются до 1 %;

- обнаружено самонастраивание режима детонационного сжигания на постоянство давления в камере А;

- показано, что процесс непрерывной спиновой детонации может протекать при давлении в камере, меньшем давления окружающей среды;

- при варьировании давления подачи кислорода в камеру и давления окружающей среды определена область существования непрерывной детонации с ПДВ, которая в камере А оказалась больше, чем в камере типа Б, при тех же расходах топливных компонентов.

В камере сгорания Б обнаружены нижний и верхний пределы существования непрерывной спиновой детонации по давлению в камере; нижний предел обусловлен срывом химической реакции за лидирующим ударным фронтом, а верхний — интенсификацией турбулентного горения перед фронтом ПДВ.

В камерах обоих типов вблизи пределов существования выявлено отрицательное влияние противодействия среды на интенсивность ПДВ.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Арьков О. Ф., Войцеховский Б. В., Митрофанов В. В., Топчиян М. Е. О спиновой детонационной природе тангенциальных высокочастотных колебаний в камерах сгорания ЖРД // ПМТФ. 1970. № 1. С. 155–157.
2. Быковский Ф. А., Войцеховский Б. В., Митрофанов В. В. Способ сжигания топлива / Заявка № 4857837/06 от 06.08.90. Пат. № 2003923. Бюл. изобрет. 1993. № 43–44.
3. Bykovskii F. A., Mitrofanov V. V. A continuous spin detonation in liquid fuel sprays // Control of Detonation Processes / G. Roy, S. Frolov, D. Netzer, A. Borisov (Eds). Moscow: Elex-KM Publishers, 2000. P. 209–211.
4. Быковский Ф. А., Ведерников Е. Ф. Непрерывная детонация дозвукового потока топлива // Физика горения и взрыва. 2003. Т. 39, № 3. С. 93–104.
5. Быковский Ф. А. Высокоскоростной ждущий фоторегистратор // Журн. науч. и прикл. фотографии и кинематографии. 1981. № 2. С. 85–89.
6. Войцеховский Б. В., Котов Б. Е. Оптические исследования фронта спиновой детонационной волны // Изв. АН СССР. 1958. № 4. С. 74–80.
7. Быковский Ф. А., Митрофанов В. В. Детонационное сжигание газовой смеси в цилиндрической камере // Физика горения и взрыва. 1980. Т. 16, № 5. С. 107–117.
8. Быковский Ф. А. О влиянии степени перемешивания газов на параметры детонации // Динамика сплошных сред. Новосибирск: Ин-т гидродинамики СО АН СССР, 1983. Вып. 62. С. 23–31.
9. Митрофанов В. В. Некоторые критические явления в детонации, связанные с потерями импульса // Физика горения и взрыва. 1983. Т. 19, № 4. С. 169–174.
10. Баррер М., Жомотт А., Вебек Б. Ф., Ванденкеркхове Ж. Ракетные двигатели. М.: Оборонгиз, 1962.
11. Быковский Ф. А. О некоторых свойствах потока при непрерывной детонации в кольцевой цилиндрической камере // Материалы VIII Всесоюз. симпоз. по горению и взрыву. Ташкент, 1986. С. 16–19.
12. Ждан С. А., Мардашев А. М., Митрофанов В. В. Расчет течения спиновой детонации в кольцевой камере // Физика горения и взрыва. 1990. Т. 26, № 2. С. 91–95.
13. Войцеховский Б. В., Митрофанов В. В., Топчиян М. Е. Структура фронта детонации в газах. Новосибирск: Изд-во СО АН СССР, 1963.
14. Зельдович Я. Б., Когарко С. М., Симон Н. Н. Экспериментальное исследование сферической газовой детонации // Журн. техн. физики. 1956. Т. 26, вып. 8. С. 1744–1768.
15. Абрамович Г. Н. Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1991. Ч. 1.
16. Идельчик И. Е. Справочник по гидравлическим сопротивлениям. М.: Машиностроение, 1992.
17. Быковский Ф. А., Ведерников Е. Ф. Коэффициенты расхода насадков и их комбинаций при прямом и обратном течении // ПМТФ. 1996. Т. 37, № 4. С. 98–104.
18. Быковский Ф. А. Непрерывная детонация в кольцевых камерах: Дис. ... д-ра техн. наук / Ин-т гидродинамики СО РАН. Новосибирск, 2000.
19. Быковский Ф. А., Ведерников Е. Ф. Непрерывная детонация смесей // Материалы XXVII академических чтений по космонавтике. М., 2002. С. 321.

Поступила в редакцию 1/VI 2004 г.,  
в окончательном варианте — 9/XII 2004 г.