

РЕАЛИЗАЦИЯ И МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕПРЕРЫВНОЙ СПИНОВОЙ ДЕТОНАЦИИ ВОДОРОДОКИСЛОРОДНОЙ СМЕСИ В КАМЕРАХ ПРОТОЧНОГО ТИПА

1. КАМЕРЫ КОЛЬЦЕВОЙ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ГЕОМЕТРИИ

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

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

Проведено комплексное расчетно-экспериментальное исследование непрерывной спиновой детонации смеси H_2-O_2 в кольцевых цилиндрических камерах сгорания проточного типа диаметром 4 и 10 см, в которые водород подавался через форсунки, а кислород — сплошным потоком через кольцевую щель. Исследована структура течения при варьировании расходов компонентов смеси и ширины щели для подачи кислорода. Определена область существования непрерывной спиновой детонации при изменении относительной ширины щели и диаметра камеры в зависимости от коэффициента избытка горючего и удельного расхода компонентов смеси. В двумерной нестационарной постановке при соответствующих экспериментах геометрических параметрах камеры численно решена задача о динамике вращения поперечной детонационной волны. Получено удовлетворительное соответствие результатов расчетов и данных экспериментов по скорости детонации и среднему давлению в камере. Показано, что из-за отсутствия в газодинамической модели процесса смешения компонентов геометрические размеры поперечных детонационных волн уменьшаются, а их число увеличивается практически в два раза.

Ключевые слова: непрерывная спиновая детонация, камера сгорания проточного типа, поперечные детонационные волны, структура течения, математическое моделирование.

ВВЕДЕНИЕ

В качестве альтернативы традиционному сжиганию топлив в турбулентном пламени в настоящее время рассматривается способ их сжигания в непрерывно вращающихся (спиновых) поперечных детонационных волнах (ПДВ) [1]. В работе [2] приведены результаты исследования непрерывной спиновой детонации водородокислородных смесей в камере типа жидкостного ракетного двигателя (ЖРД), в которую компоненты смеси поступали через форсунки, а процессы в камере не влияли на систему подачи. Режимы непрерывной спиновой детонации в камере проточного типа впервые были получены для смесей ацетилен — кислород [3, 4], а также ацетилен — воздух и водород — воздух [5]. Однако физико-математические модели течения в этих работах отсутствовали.

Данная работа посвящена экспериментальному и численному исследованию режи-

ма непрерывного детонационного сжигания водородокислородной смеси в камерах типа воздушно-реактивного двигателя (ВРД), в которую кислород подавался сплошным потоком через кольцевую щель, а водород — через форсунки. Специфика течения такова, что процессы в камере влияют на подачу кислорода и, следовательно, на смесеобразование.

ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Исследования проводились в камерах кольцевой цилиндрической геометрии (рис. 1) диаметром $d_c = 4$ и 10 см, длиной $L_c = 10$ см и шириной канала $\Delta = 0.5$ см (площадь поперечного сечения $S_c = 5.5$ и 14.9 см² соответственно). Кислород в камеру 1 подавался из ресивера объемом $V_{r,ox} = 3.2$ л через коллектор 2 и кольцевую щель 3 шириной $\delta = 0.2 \div 3$ мм, водород — из ресивера объемом $V_{r,f} = 1.75$ л через коллектор 4 и форсунку 5, представляющую собой два ряда отверстий, равномерно распределенных по внутренней стенке камеры на расстоянии $L_f = 1$ мм от щели для подачи окислителя. В некоторых опытах использовался один

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 07-01-00174) и фонда Президента РФ по поддержке ведущих научных школ (НШ-1886.2008.1).

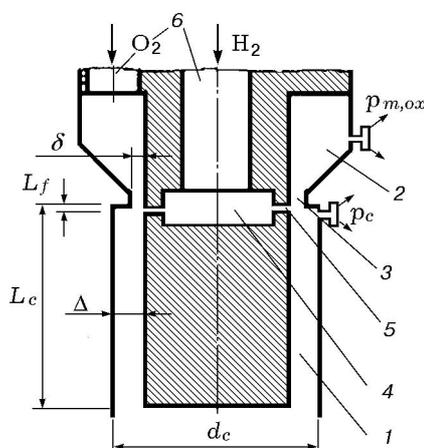


Рис. 1. Схема камеры сгорания:

1 — камера сгорания, 2, 4 — коллекторы, 3 — кольцевая щель, 5 — форсунка, 6 — подводящие трубопроводы

ряд отверстий форсунки. Минимальная площадь сечения подводящих трубопроводов 6 составляла $S_{tub} = 1.1 \text{ см}^2$.

Детонация смеси, образующейся в камере, инициировалась пережиганием проволоочки, расположенной на расстоянии 4 см от щели. Продукты детонации вытекали в емкость объемом $V_t = 0.43 \text{ м}^3$ с начальным давлением $p_{t0} = (0.02 \div 0.8) \cdot 10^5 \text{ Па}$, а также в атмосферу. В течение эксперимента давление в емкости возрастало. Фоторегистрация процесса производилась через продольное окно из оргстекла длиной 8.7 см и шириной 1 см, расположенное в стенке камеры (на рисунке не показано). Для подсветки детонации образующейся водородо-кислородной смеси со стороны торцевой части камеры напротив окна впрыскивалась струйка ацетилена. Процесс длился $\approx 0.25 \text{ с}$ и регистрировался фоторегистратором с падающим барабаном [5] методом компенсации скорости [6]: движение изображения поперечных детонационных волн (ПДВ) и фотопленки совпадали по направлению. При этом ПДВ и течение в их окрестности фиксировались в системе волны.

Начальные и текущие расходы компонентов: кислорода $G_{0,ox}$ и G_{ox} , водорода $G_{0,f}$ и G_f , а также удельные расходы горючей смеси $g = (G_{ox} + G_f)/S_c$ — определялись по уменьшению давления в ресиверах [3]. При малых значениях δ ($S_\delta < S_{tub}$, где S_δ — площадь сечения щели шириной δ) на расход кислорода оказывала влияние и ширина щели. Началь-

ное давление кислорода в ресиверах $p_{0r,ox} = (2.5 \div 13) \cdot 10^5 \text{ Па}$, водорода — $p_{0r,f} = (7 \div 20) \cdot 10^5 \text{ Па}$. В течение эксперимента давление кислорода в ресивере уменьшалось примерно вдвое, а водорода — в 5–9 раз. Соответственно в 2.5 ÷ 4.5 раза уменьшался, по сравнению с начальным, и коэффициент избытка горючего ϕ . При данных параметрах подачи расход кислорода составлял $G_{ox} = 200 \div 20 \text{ г/с}$, водорода — $G_f = 30 \div 2 \text{ г/с}$, что обеспечивало диапазоны $\phi = 2.5 \div 0.22$ и $g = 135 \div 15 \text{ кг/(с} \cdot \text{м}^2)$.

Компьютерная система регистрировала сигналы с датчиков давления газов в ресиверах кислорода ($p_{r,ox}$) и горючего ($p_{r,f}$), в коллекторах кислорода ($p_{m,ox}$) и горючего ($p_{m,f}$), в камере на расстоянии 0.5 см от ее переднего торца (p_c). Временное разрешение датчиков было не ниже 0.2 мс (время дискретизации компьютерной системы).

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Камера диаметром $d_c = 4 \text{ см}$. Эксперименты проведены при ширине щели $\delta = 0.2 \div 2.25 \text{ мм}$ ($\delta/\Delta = 0.04 \div 0.45$). Продукты сгорания истекали в среду с начальным давлением $p_{t0} = 0.02 \cdot 10^5$ или $0.05 \cdot 10^5 \text{ Па}$. За время эксперимента противодавление не превышало $p_t = 0.28 \cdot 10^5 \text{ Па}$, поэтому истечение продуктов из камеры было сверхкритическим и отсутствовало влияние внешней среды на процессы в камере. Основные результаты экспериментов представлены в табл. 1. Здесь f , D и n — частота, скорость и число ПДВ, h — высота детонационного фронта, l — расстояние между волнами по средней окружности кольцевого канала камеры, знак \rightarrow указывает направление изменения параметров в течение процесса, знак \leftrightarrow — смену параметров при изменении числа волн.

Устойчивые режимы непрерывной спиновой детонации в исследованных диапазонах параметров $g = 95 \div 46 \text{ кг/(с} \cdot \text{м}^2)$ и $\phi = 2.07 \div 0.5$ наблюдались лишь при $\delta = 0.2$ и 0.5 мм , когда процессы в камере не влияли или влияли слабо на систему подачи кислорода. При $\delta = 0.2 \text{ мм}$, $\phi = 1.7 \rightarrow 0.9$, $g = 95.3 \rightarrow 74 \text{ кг/(с} \cdot \text{м}^2)$ существовали две ПДВ ($n = 2$), движущиеся со скоростью $D = 1.96 \rightarrow 1.83 \text{ км/с}$. При $\phi = 0.9$ произошел переход к одноволновому режиму ($n = 2 \rightarrow 1$) с повышением скорости ПДВ, а затем (через 60 мс) и сменой направления ее вращения (рис. 2). С уменьшением

Таблица 1

Параметры непрерывной спиновой детонации в камере диаметром $d_c = 4$ см с разной шириной щели δ

Номер опыта	δ , мм	ϕ	g , кг/(с·м ²)	p_t	$p_{m,ox}$	p_c	f , кГц	D , км/с	n	h , мм	h/l
				10 ⁵ Па							
1	0.2	1.7→0.9	95.3→74	0.05→0.28	8.4→7.54	2.37→1.43	35.6→33.3	1.96→1.83	2	12→15	0.22→0.27
		0.9→0.58	74→63	0.28→0.24	7.54→6.8	1.43→1.1	20→15.4	2.2→1.69	1	20	0.18
2	0.5	2.07→1.7	83.3→71.1	0.05→0.33	5.1→5.0	2.3→2.25	25↔14.8	1.38↔1.7	2↔1	15↔20	0.27↔0.18
		1.7→0.91	71.1→46	0.33→0.36→0.33	5.0→2.66	2.25→1.04	16.7→13.7	1.83→1.57	1	20	0.18
3	1.25	1.34→1	140→105	0.05→0.41	4.27→3.03	3.4→2.55	—	Горение	—	—	—
		1→0.56	105→62	0.41→0.39	3.03→1.4	2.55→1.1	14.3→12.5	1.64→1.43	1	15	0.27
4	1.75	1.31→0.67	135→77.6	0.05→0.4	4.6→1.84	3.6→1.8	—	Горение	—	—	—
		0.67→0.59	77.6→68	0.4→0.37	1.84→1.44	1.8→1.42	12→11.7	1.38→1.34	1	15→20	0.27→0.18
5	2.25	1.31→0.56	135→62	0.05→0.37	4.17→1.23	3.8→1.2	—	Горение	—	—	—

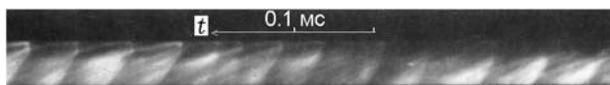


Рис. 2. Фрагмент фоторегистрограммы процесса, соответствующего опыту 1 (см. табл. 1): смене направления вращения соответствуют значения параметров $D = 1.93$ км/с, $\phi = 0.76$, $g = 74$ кг/(с·м²), $p_{m,ox} = 7.3 \cdot 10^5$ Па, $p_{c1} = 1.3 \cdot 10^5$ Па, $p_t = 0.26 \cdot 10^5$ Па

$\phi = 0.9 \rightarrow 0.58$ скорость ПДВ изменялась в диапазоне $D = 2.2 \rightarrow 1.93$ км/с. Окончание процесса не связано с пределом детонации по параметру ϕ , а вызвано прекращением подачи смесевых компонентов после закрытия клапана, так как в конце эксперимента наблюдались устойчивые детонационные волны.

С увеличением ширины щели до $\delta = 1.25$ мм ($\delta/\Delta = 0.25$) спиновые детонационные волны в камере данного диаметра существовали только при $\phi < 1$. При $\phi > 1$ преобладало обычное горение с тангенциальной неустойчивостью в виде звуковых возмущений. Дальнейшее увеличение ширины щели до $\delta = 1.75$ мм снизило предел существования ПДВ до $\phi = 0.67$. При более высоких значениях ϕ наблюдалось обычное горение без признаков неустойчивости. Наконец, при $\delta = 2.25$ мм ($\delta/\Delta = 0.45$) во всем исследованном диапазоне удельных расходов и коэффициентов избытка горючего существовало только обычное горение с

признаками неустойчивости в конце процесса.

Описанные выше экспериментальные результаты показали, что в кольцевой цилиндрической камере сгорания проточного типа диаметром $d_c = 4$ см с увеличением ширины щели для подачи кислорода становится недостаточно диаметра камеры для реализации режима непрерывной спиновой детонации водородо-кислородной смеси. Поэтому была выполнена новая серия экспериментов, в которой диаметр кольцевой камеры был увеличен в 2.5 раза.

Камера диаметром $d_c = 10$ см. Эксперименты проведены при $\delta = 0.275 \div 3$ мм. Истечение продуктов осуществлялось в емкость с начальным давлением $p_{t0} = 0.05 \cdot 10^5$, $0.5 \cdot 10^5$ или $0.8 \cdot 10^5$ Па, а также в атмосферу. Ввиду повышенного расхода компонентов смеси за время эксперимента противодавление в емкости изменялось в широких пределах: $p_t = (0.1 \div 1.7) \cdot 10^5$ Па. Поэтому при увеличении ширины щели δ на ход процесса оказывало влияние не только соотношение давлений кислорода в коллекторе и в камере, но и, начиная с определенных моментов времени, противодавление. Основные параметры детонационных режимов для ряда значений параметра δ представлены в табл. 2.

При установке самой узкой щели шириной $\delta = 0.275$ мм происходило сверхкритическое истечение компонентов в камеру, при этом отношение площадей S_δ/S_c в данной камере и камере типа ЖРД [2] были близки. Поэтому, несмотря на различие в процессах смесеобразования, степень воздействия ПДВ на подачу

Таблица 2

Параметры непрерывной спиновой детонации в камере диаметром $d_c = 10$ см с разной шириной щели δ

Номер опыта	δ , мм	ϕ	g , кг/(с·м ²)	p_t	$p_{m,ox}$	p_c	D , км/с	f , кГц	n	h , мм	h/l
				10 ⁵ Па							
6	0.275	1.3→0.27	120→48	0.05→0.5	8.16→3.6	2.5→0.7	2.48→1.66	41.6→11.1	5→2	15→25	0.25→0.17
7		1.3→0.27	120→48	0.5→1.5	8.28→3.6	2.5→1.5	2.48→1.82	33.3→18.3	4→3	20	0.27→0.2
8	1.25	1.38→0.27	120→46	0.05→0.5	4→1.2	2.44→0.84	2.37→1.45	23.8→9.7	3→2	25→35	0.25→0.23
9		1.38→0.46	120→65	0.5→1.42	4.0→2.0	2.5→1.54	2.26→2.48→ →1.86	15.2→16.6→ →12.5	2	25→35	0.17→0.23
10	1.25	1.3→0.34	117→55.7	1.0	4→1.57	2.5→1.2	2.79→1.8	18.7→12.1	1→2	25→20	0.084→0.13
11		1.66→0.76	71→26.6	1.0	2.22→1.16	1.6→1.08	2.26→1.75	15.2→5.87	2→1	20→40	0.13
12	2.5	0.98→0.27	86→49	≈1→1.04	1.95→1.2	1.6→1.15	2.13→1.99	14.3→13.3	2	20→25	0.13→0.17
13		1.4→0.8	80→65	0.8→1.7	2.3→2.2	1.9→1.9	2.39→1.62	16→14.1	2	25	0.17
14	3.0	0.6→0.45	85→73	0.64→0.6	0.95→0.8	0.86→0.64	1.8→1.75	6→5.9	1	25	0.084

кислорода в вариантах камер ВРД и ЖРД выравнивалась. В результате в данной проточной камере для широкого диапазона значений ϕ и g , так же как и в камере диаметром $d_c = 4$ см, были реализованы устойчивые режимы непрерывной спиновой детонации с сильными ПДВ как без воздействия противодействия, так и под его влиянием (см. табл. 2, опыты 6 и 7).

Фрагмент фоторегистрограммы детонационного режима при $\delta = 1.25$ мм представлен на рис. 3, а соответствующие режиму изменения давлений подачи и в камере — на рис. 4. Данный процесс, реализованный при $p_{t0} = 0.5 \cdot 10^5$ Па (см. табл. 2, опыт 9), характеризуется влиянием всех параметров на ПДВ, в том числе и противодействия. Из рис. 4, б видно, что истечение кислорода из коллектора в камеру докритическое ($p_{m,ox}/p_c < 1.86$) и процессы в камере и системе подачи оказывают заметное взаимное влияние друг на друга (ср. значения $p_{m,ox}$ при детонации и «холостом» выстреле $p_{m,ox(хол)}$). Отметим, что за счет охлаждения продуктов на стенках емкости давление в



Рис. 3. Фрагмент фоторегистрограммы процесса, соответствующего опыту 9 (см. табл. 2):

$D = 2.48$ км/с, $\phi = 0.63$, $g = 78$ кг/(с·м²), $p_{m,ox} = 2.42 \cdot 10^5$ Па, $p_{c1} = 1.7 \cdot 10^5$ Па, $p_t = 1.35 \cdot 10^5$ Па

ней растет нелинейно с расходом. Истечение водорода из форсунок сверхкритическое, поэтому его истечение в камеру определяется только геометрией тракта подачи горючего. В начале процесса истечение продуктов в емкость также сверхкритическое, но с некоторого момента времени ($t \approx 0.08$ с) становится докритическим и противодействие начинает влиять на процессы в камере, а через них и на подачу кислорода.

Дальнейшее увеличение ширины щели до 2.5 мм усилило взаимовлияние процессов в камере и системе подачи. В опыте 10 инициирование было поздним, давление в емкости резко возросло за счет сгорания накопившейся смеси и в дальнейшем мало отличалось от атмосферного. Тем не менее наблюдалась непрерывная спиновая детонация в широких пределах коэффициента избытка горючего ϕ и давлений p_c и $p_{m,ox}$.

Наконец, при $\delta = 3$ мм и значениях параметров $p_{m,ox} = 3.7 \rightarrow 1.52 \cdot 10^5$ Па, $p_c = 2.86 \rightarrow 1.5 \cdot 10^5$ Па, $p_t = 0.05 \rightarrow 1.5 \cdot 10^5$ Па, $g = 120 \rightarrow 46$ кг/(с·м²) и $\phi = 1.38 \rightarrow 0.27$ детонация в камере наблюдалась лишь в узком диапазоне параметров $g = 85 \div 73$ кг/(с·м²) и $\phi = 0.6 \div 0.45$, а вне его — обычное горение, иногда со слабыми признаками высокочастотной неустойчивости (опыт 14).

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Рассмотрим задачу математического моделирования детонационного сжигания смеси

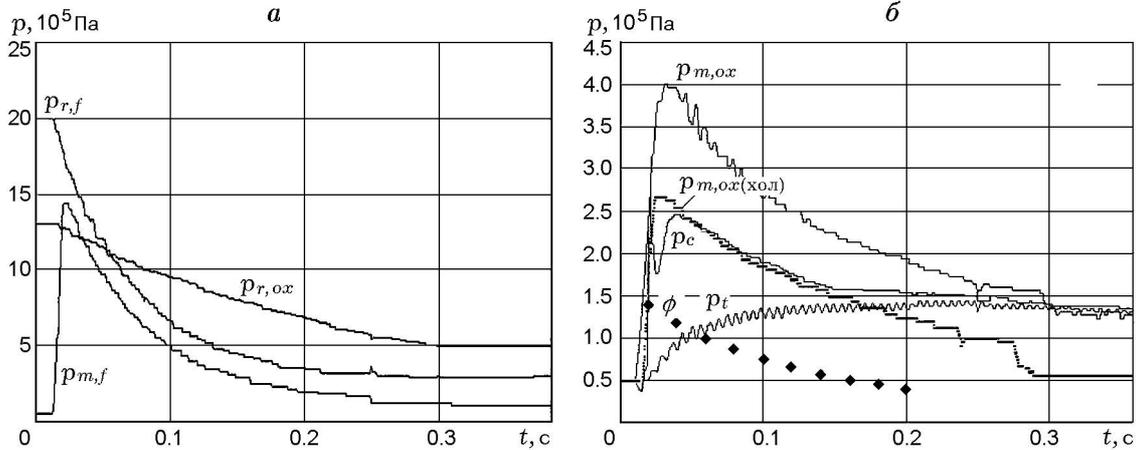


Рис. 4. Осциллограммы давлений, полученные в опыте 9:

a — в ресиверах кислорода ($p_{r,ox}$) и водорода ($p_{r,f}$), в коллекторе водорода ($p_{m,f}$); *б* — в коллекторе кислорода при детонации ($p_{m,ox}$) и в ее отсутствие ($p_{m,ox(хол)}$), в камере (p_c), в емкости для сброса продуктов (p_t), а также коэффициент избытка горючего ϕ

$2H_2 + O_2$ в проточной цилиндрической камере при истечении смеси из коллектора. Смесь подается через форсунки в торцевой стенке кольцевого коллектора (длина L_0 , высота H_0), проходит через кольцевую щель шириной δ и поступает в камеру сгорания кольцевой цилиндрической геометрии (см. рис. 1, диаметр камеры d_c , длина L , ширина кольцевого канала Δ ($\Delta > \delta$)), сопрягающегося с участком длиной L_2 на входе с линейным расширением кольцевого канала от δ до Δ . Поскольку для рассмотренных выше экспериментальных камер сгорания кольцевой геометрии справедливы неравенства $\delta < \Delta < H_0 \ll d_c$, то задачу можно рассматривать, как и в [7], в двумерном приближении. В пространстве камеры с границами Γ_0 (торцевая стенка кольцевого коллектора), Γ_1 (вход в камеру сгорания) и Γ_2 (открытый конец камеры, через который вытекают продукты сгорания) кольцевую область, разрезав ее, можно развернуть в прямоугольную область $\Omega = \Omega_1 \cup \Omega_2$. Здесь $\Omega_1 = (-L_0 < x < 0, 0 < y < l)$; $\Omega_2 = (0 < x < L, 0 < y < l)$; x, y — пространственные переменные ортогональной системы координат; l — период задачи. Течение смеси в области решения Ω описывалось системой уравнений нестационарной газовой динамики с химическими превращениями в квазидвумерном приближении. Замыкание системы уравнений для реагирующих водородокислородных смесей с переменным тепловыделением в зоне реакции проводилось по модели химической кинетики Ю. А. Николае-

ва [8], подробно описанной в [7]. Зависимость площади сечения канала с постоянным углом расширения на начальном участке камеры сгорания задавалась в виде

$$S(x) = \begin{cases} H_0 l, & -L_0 < x < L_1, \\ [\delta + (\delta - H_0)x/L_1]l, & -L_1 < x < 0, \\ [\delta + (\Delta - \delta)x/L_2]l, & 0 < x < L_2, \\ \Delta l, & x \geq L_2. \end{cases} \quad (1)$$

Граничные условия. (а) На границе Γ_0 ($x = -L_0, 0 \leq y \leq l$) подачу горючего и окислителя в коллектор моделировали поступлением горючей смеси через систему микросопел Лавалья, равномерно распределенных вдоль границы Γ_0 . Отношение площадей критического и выходного сечений микросопел полагали равным отношению суммарной площади сечений отверстий к площади полного поперечного сечения коллектора. Газодинамические параметры на выходе из микросопел определяли исходными параметрами смеси в ресивере и давлением в коллекторе $p(-L_0, y, t)$ [7]. Тогда на границе Γ_0 справедливы соотношения:

$$\begin{aligned} p &= p(-L_0, y, t), \quad \text{если } p' \leq p(-L_0, y, t) < p_r; \\ u &= u_{\max} \left[1 - (p/p_r)^{(\gamma-1)/\gamma} \right]^{1/2}, \quad \rho = \rho_r (p/p_r)^{1/\gamma}, \\ &\text{если } p'' \leq p(-L_0, y, t) < p_r; \quad (2) \\ \rho u S_m &= \rho_* u_* S_*, \quad \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p}{\rho} + \frac{u^2}{2} = \frac{u_{\max}^2}{2}, \end{aligned}$$

если $p(-L_0, y, t) < p''$.

Здесь $p_r, \rho_r, T_r = p_r \mu_0 / (\rho_r R)$ — давление, плотность и температура торможения смеси в ресивере; ρ_*, u_*, u_{\max} — критические плотность, скорость и максимальная скорость, которые являются известными функциями γ, p_r и ρ_r ; S_m, S_* — площади выходного и критического сечений микросопел; p', p'' — расчетные давления сверх- и дозвукового режимов истечения, удовлетворяющие уравнению

$$\left(\frac{p}{p_r}\right)^{1/\gamma} \left[1 - \left(\frac{p}{p_r}\right)^{(\gamma-1)/\gamma}\right]^{1/2} = \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{1/(\gamma-1)} \left(\frac{\gamma-1}{\gamma+1}\right)^{1/2} \frac{S_*}{S_m}.$$

(б) На границе Γ_1 ($x = 0, 0 \leq y \leq l$), где газ из коллектора через кольцевую щель поступает в камеру сгорания, выставлялось условие

$$Y = 1, \quad \mu = \mu_0, \quad (3)$$

обеспечивающее инертность газового потока в коллекторе ($-L_0 \leq x \leq 0$), поскольку в экспериментах вдув водорода осуществлялся на входе в камеру сгорания.

(в) На выходе из камеры (граница Γ_2 : $x = L, 0 \leq y \leq l$) при истечении струи продуктов сгорания в пространство с достаточно низким противодавлением происходит переход через скорость звука, следовательно, вдоль всей границы Γ_2 осевая составляющая вектора скорости u не меньше местной скорости звука c . Условие свободного истечения продуктов имеет вид

$$u(L, y, t) \geq c(L, y, t). \quad (4)$$

(г) На левой и правой границах области Ω ставилось условие периодичности решения. В силу периодичности (с периодом l) течения по координате x любая газодинамическая функция $F(x, y, t)$ удовлетворяет условию

$$F(x, 0, t) = F(x, l, t), \quad -L_0 \leq x \leq L. \quad (5)$$

Начальные условия в камере аналогичны приведенным в работе [7]. При численном решении задачи применялась конечно-разностная схема Годунова — Колгана. С целью сравнения с экспериментами численное моделирование проведено для стехиометрической смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2$

при значениях констант $T_0 = 300 \text{ K}, p_0 = 1.013 \cdot 10^5 \text{ Па}, \mu_0 = 12 \text{ кг/кмоль}, \rho_0 = p_0 \mu_0 / (RT_0)$ и при тех же геометрических размерах канала камеры, что и в описанных выше экспериментах: $L_0 = 3 \text{ см}, L_1 = 1.5 \text{ см}, L_2 = 0.5 \text{ см}, L = 10 \text{ см}, \Delta = 0.5 \text{ см}, H_0/\Delta = 1.43, \delta/\Delta = 0.25$.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Расчеты динамики формирования непрерывно вращающейся детонации выполнены при значениях параметров в системе подачи $p_r/p_0 = 11.5, T_r/T_0 = 1, S_*/S_m = 0.041$ и удельном расходе смеси $g_\Sigma = 102 \text{ кг/(с} \cdot \text{м}^2)$, которые соответствуют экспериментальным данным опыта 8 при $\phi = 1$. Для нахождения периодического решения с ПДВ остается единственный свободный параметр задачи — период l . Для сравнения картины течения с экспериментальным трехволновым при $\phi = 1$ режимом непрерывной спиновой детонации (опыт 8) в расчете полагали значение периода равным одной трети периметра камеры относительно среднего диаметра кольцевого зазора, т. е. $l = \pi(d_c)/3 = 9.948 \text{ см}$.

Расчетные зависимости текущего давления $P(t) = p(L_2, 0, t)/p_0$ на входе в цилиндрическую часть камеры сгорания (в точке с координатами $x = L_2 = 0.5 \text{ см}, y = 0$) от времени t в течение первых 0.5 мс от момента инициирования ПДВ представлены на рис. 5.

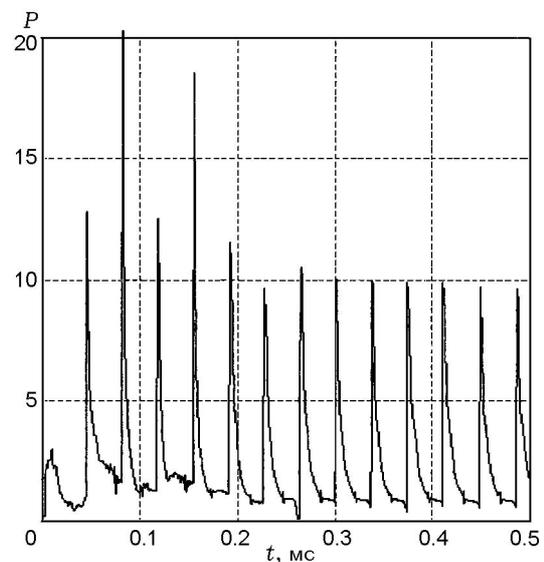


Рис. 5. Зависимости давления от времени в фиксированной точке камеры с координатами $x = 0.5 \text{ см}, y = 0$

Видно, что давление в фиксированной точке пространства камеры меняется немонотонно — пульсирует со временем. Первый пик давления ($P_{\max,1} \approx 13$) соответствует моменту прихода ПДВ в эту точку первый раз, второй пик давления $P_{\max,2} \approx 20$ — второй раз и т. д. Причем на ранней стадии процесса (около десяти пульсаций) давление совершает нерегулярные колебания с различной амплитудой, а затем переходит на почти периодические (с периодом $\Delta t \approx 37.4$ мкс) колебания с отношением амплитуд $P_{\max}/P_{\min} \approx 15 \div 16$. Знание промежутка времени Δt между пульсациями давления позволяет определить среднюю за период скорость ПДВ $\langle D \rangle = l/\Delta t = 2.66 \pm 0.02$ км/с и отношение $\langle D \rangle/D_0 = 0.94$. Здесь $D_0 = 2.84$ км/с — скорость идеальной детонации Чепмена — Жу́ге в смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ [6].

Для контроля времени выхода решения на постоянные средние параметры газодинамического потока вычислялись средние за период l значения статических давлений в трех сечениях: на входе в коллектор $\langle P(-L_0, t) \rangle$, в камере на расстоянии 0.5 см от щели $\langle P(L_2, t) \rangle$ и на выходе $\langle P(L, t) \rangle$, определяемые из соотношений

$$\begin{aligned} \langle P(-L_0, t) \rangle &= \frac{1}{l} \int_0^l \frac{p(-L_0, y, t)}{p_0} dy, \\ \langle P(L_2, t) \rangle &= \frac{1}{l} \int_0^l \frac{p(L_2, y, t)}{p_0} dy, \\ \langle P(L, t) \rangle &= \frac{1}{l} \int_0^l \frac{p(L, y, t)}{p_0} dy. \end{aligned} \quad (6)$$

На рис. 6 приведены зависимости указанных средних давлений от времени. Распространяющаяся по камере ПДВ формирует косую ударную волну, проникающую через щель в коллектор, в результате чего увеличивается давление $\langle P(-L_0, t) \rangle$. Немонотонность кривой 1 при $t < 0.4$ мс связана с продольными колебаниями газа в коллекторе. Заметим, что если скорость ПДВ выходит на почти постоянное значение $\langle D \rangle = 2.66$ км/с за время $0.3 \div 0.4$ мс, то газодинамические параметры в коллекторе и камере (см. рис. 6) устанавливаются за время $t \approx 2$ мс. Для данного варианта расчета

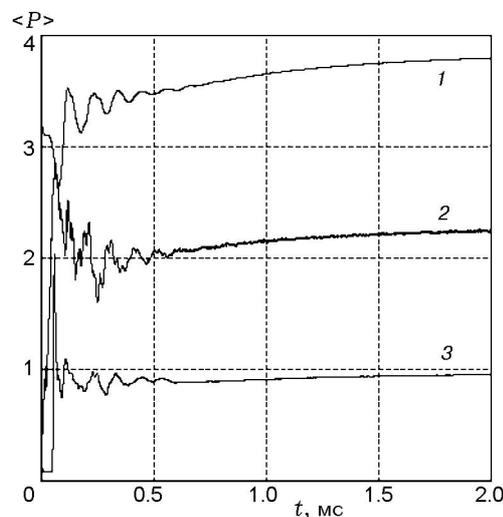


Рис. 6. Расчетные зависимости средних давлений от времени:

1 — $\langle P(-L_0, t) \rangle$, 2 — $\langle P(L_2, t) \rangle$, 3 — $\langle P(L, t) \rangle$

рассматриваемые средние статические давления при $t \geq 2$ мс принимают следующие постоянные значения: $\langle P(-L_0, t) \rangle \approx 3.8$, $\langle P(L_2, t) \rangle \approx 2.25$ и $\langle P(L, t) \rangle \approx 0.96$. Заметим, что начальное давление в коллекторе, соответствующее режиму обычного газодинамического истечения смеси в камеру, составляет $\langle P(-L_0, 0) \rangle = 2.75$. То есть при осуществлении непрерывного детонационного процесса с вращающейся ПДВ в кольцевой камере из-за обратного влияния детонации на систему подачи статическое давление в коллекторе возрастает почти в 1.4 раза.

Структура ПДВ. Рассмотрим структуру установившегося газодинамического течения при распространении ПДВ в проточной камере сгорания. На рис. 7 представлена двумерная структура течения в момент времени $t = 2.03$ мс при $l = 9.948$ см и $L = 10$ см. Верхняя часть рисунка (при $x < 0$) относится к течению в коллекторе, нижняя ($x > 0$) — в канале камеры сгорания. Волна движется слева направо со скоростью $D = 2.66$ км/с по треугольной низкотемпературной области в камере сгорания, содержащей исходную смесь $2\text{H}_2 + \text{O}_2$, поступающую из коллектора (граница раздела горючей смеси и продуктов сгорания хорошо видна на рис. 7, б). Причем сверху от ПДВ отходит косая ударная волна, движущаяся по холодному газу в коллекторе, а снизу от ПДВ — косая ударная волна (шлейф), движущаяся по горячим продуктам детонации в камере. Отметим, что в проточной камере сгорания наблю-

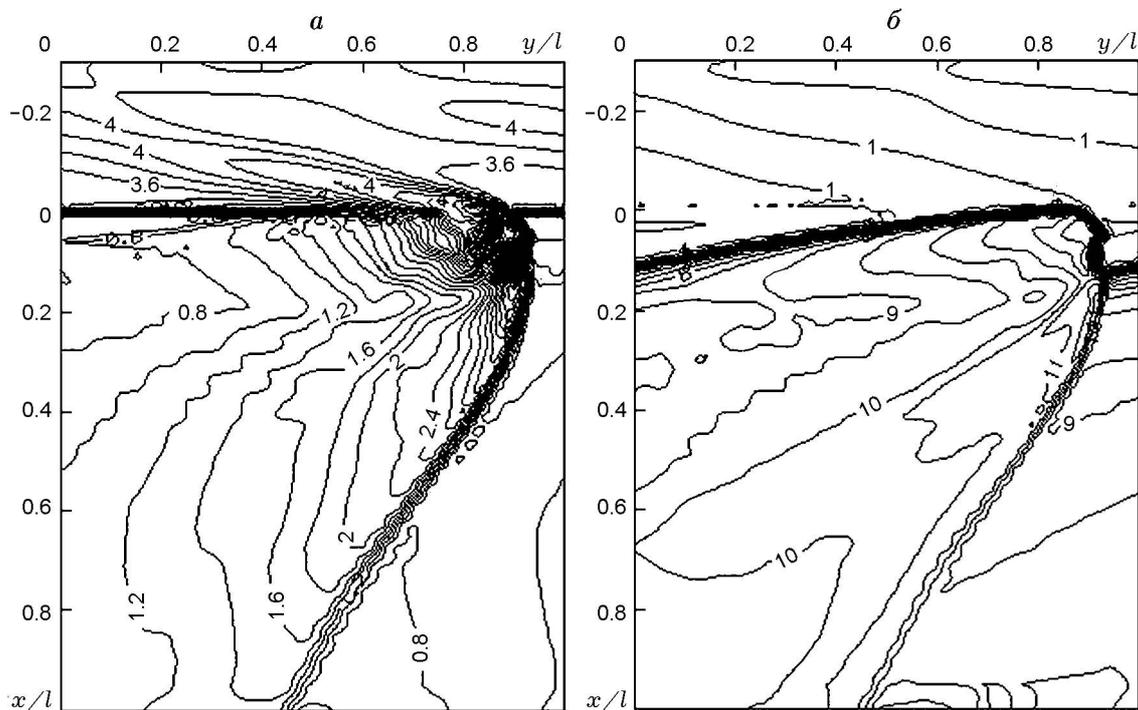


Рис. 7. Расчетная двумерная структура непрерывно вращающейся детонационной волны в проточной камере ($l = 9.948$ см, $\delta/\Delta = 0.25$):

a — изобары p/p_0 ; b — изотермы T/T_0

дается более сильное отклонение фронта ПДВ от вертикальной оси, чем в камере типа ЖРД [2]. Высота слоя горючей смеси перед фронтом ПДВ при указанных значениях параметров равна $h = 1.22$ см. За волной продукты детонации постепенно расширяются и при давлении продуктов, меньшем давления в коллекторе, оттесняются вниз новыми порциями газов. Создаются условия для распространения новой ПДВ на следующем периоде. Изобары (см. рис. 7, a) показывают быстрый спад давления за фронтом ПДВ в канале камеры. Заметим, что перед ПДВ газодинамические параметры неоднородны. Расчеты показывают, что косая ударная волна, распространяющаяся вверх по потоку в коллектор быстро затухает. Так, уже на расстоянии, равном размеру ПДВ ($x = -h$), степень неоднородности давления в коллекторе $(P_{\max} - P_{\min})/\langle P \rangle = 0.12$, а при $x = -L_0$ имеем $(P_{\max} - P_{\min})/\langle P \rangle = 0.06$. Расчетное поле температур (см. рис. 7, b) показывает, что в коллекторе и в камере перед фронтом ПДВ газ холодный, а максимальные температуры (больше 3300 К) наблюдаются за фронтом ПДВ и косой ударной волной (шлейфом).

Дополнительно вычислялись средние за

период удельный расход $\langle G(L, t) \rangle = \frac{1}{l} \int_0^l \rho u dy$ и

удельный импульс $\langle J(L, t) \rangle = \frac{1}{l} \int_0^l \frac{(p + \rho u^2)}{\langle G(L, t) \rangle} dy$

на выходе из камеры. Для данного варианта расчетный удельный импульс при $t \geq 1$ мс принимает постоянное значение $\langle J(L, t) \rangle = 2.6$ км/с.

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

В данной работе впервые получены режимы непрерывной спиновой детонации смеси водород — кислород в камере проточного типа. Ранее подобные режимы сжигания были получены для смеси ацетилен — кислород [3, 4], а также ацетилен — воздух и водород — воздух [9]. Реализация непрерывной спиновой детонации смеси водород — кислород, по крайней мере при малых значениях параметра δ/Δ , обеспечивающих при заданных расходах сверхкритическое истечение компонентов в камеру, сомнений не вызывала, так как такие режимы

были осуществлены нами в камере типа ЖРД [2] и результаты экспериментов хорошо коррелировали с расчетными данными. В настоящей работе важно было получить непрерывную спиновую детонацию при умеренных значениях геометрического параметра δ/Δ и сравнить результаты эксперимента и расчетов по модели непрерывной спиновой детонации в камере проточного типа.

Заметим, что в работе [2] использовались форсунки со скрепляющимися струями, которые обеспечивали хорошее смесеобразование на молекулярном уровне по ширине детонационного фронта $h \approx 10$ мм. Истечение компонентов смеси из форсунок было сверхкритическим, поэтому для заданных расходов спиновый детонационный процесс в камере определялся внутренней структурой течения. Из внешних факторов заметное влияние на непрерывную детонацию оказывало противодействие, которое, как и в данной работе, формировалось в емкости для сброса продуктов или атмосфере.

Очевидно, что в проточном варианте камеры при подаче горючего в сплошной поток окислителя возрастает масштаб турбулентности потока, определяющий время смешения $\tau_m = x_w^2/D_{ox,f}$, где x_w — характерный размер вихря, а $D_{ox,f}$ — коэффициент диффузии компонентов [10]. Это приводит к увеличению пути перемешивания компонентов и, как следствие, к укрупнению структуры ПДВ, в частности к увеличению высоты детонационного фронта h . Если щель для подачи кислорода достаточно узка ($\delta/\Delta \ll 1$) и реализуется сверхкритическое истечение компонентов в камеру, то, как и в случае камер типа ЖРД, поперечные детонационные волны не будут оказывать заметного влияния на систему подачи. Тогда непрерывная спиновая детонация и структура волн в проточной камере будут определяться внутренней структурой течения и, как правило, при прочих равных условиях детонация будет сопровождаться меньшим количеством ПДВ с более укрупненной структурой [9].

Примерно при тех же удельных расходах горючей смеси, что и в варианте ЖРД [2], в проточной камере диаметром $d_c = 4$ см при $\delta = 0.2$ мм размещаются только две слабые или одна сильная ПДВ ($D/D_{CJ} \approx 0.6$ и $D/D_{CJ} \approx 0.8$ соответственно, см. табл. 1, опыт 1). В то же время в варианте ЖРД реализуются две сильные ПДВ ($D/D_{CJ} \approx 0.84$, здесь D_{CJ} — скорость идеальной детонации Чепмена — Жуге

для соответствующего значения ϕ [11]). Казалось бы, при $\phi > 0.9$ вполне могла быть реализована одна сильная волна, однако режим «выбирает» две, но слабые. По-видимому, существенную поправку в реализацию процесса вносит ослабляющее детонацию обычное горение, которое в варианте ВРД, как правило, дольше задерживается вблизи форсунки горючего, чем в варианте ЖРД [2], из-за торможения потока кислорода из щели непосредственно за фронтом ПДВ. Способствует горению и увеличение временного интервала между ПДВ при меньшем их числе по окружности камеры. При $\phi > 0.9$ волна также ослаблена из-за недостаточности большого диаметра камеры: по высоте фронта h компоненты не успевают достичь необходимой степени перемешивания.

С возрастанием размера щели δ увеличивается степень воздействия ПДВ на систему подачи кислорода. Вместе с тем ухудшается и смесеобразование. В результате количество ПДВ уменьшается, а их структура укрупняется. Из табл. 1 также видно, что с возрастанием параметра δ высота детонационного фронта увеличивается. Замедление роста величины h и даже ее уменьшение связаны с воздействием противодействия (см. табл. 2).

Область существования непрерывной детонации. Рассмотрим влияние на детонацию диаметра камеры и ширины щели для подачи кислорода. На рис. 8 представлены области существования непрерывной спиновой детонации для камер диаметром $d_c = 4$ и 10 см в переменных $(\delta/\Delta, \phi)$ и $(\delta/\Delta, g)$. Ее верхние границы очерчены сплошными линиями. Каждому значению δ/Δ однозначно соответствуют значения ϕ и g по порядку следования точек. Крайние правые точки на рисунках, соответствующие большим значениям ϕ и g , получены в условиях без влияния противодействия. С уменьшением в ходе экспериментов значений g начинает оказывать влияние противодействие, поэтому крайние левые точки получены при значительном его проявлении, особенно для камеры диаметром $d_c = 10$ см. Заметим, что при истечении компонентов смеси из ресиверов конечного объема величины g и ϕ уменьшались примерно пропорционально в течение опыта.

Видно, что область существования непрерывной детонации значительно шире для камеры диаметром $d_c = 10$ см, что полностью согласуется с данными работ [3, 4] по детонации ацетиленокислородной смеси в камере про-

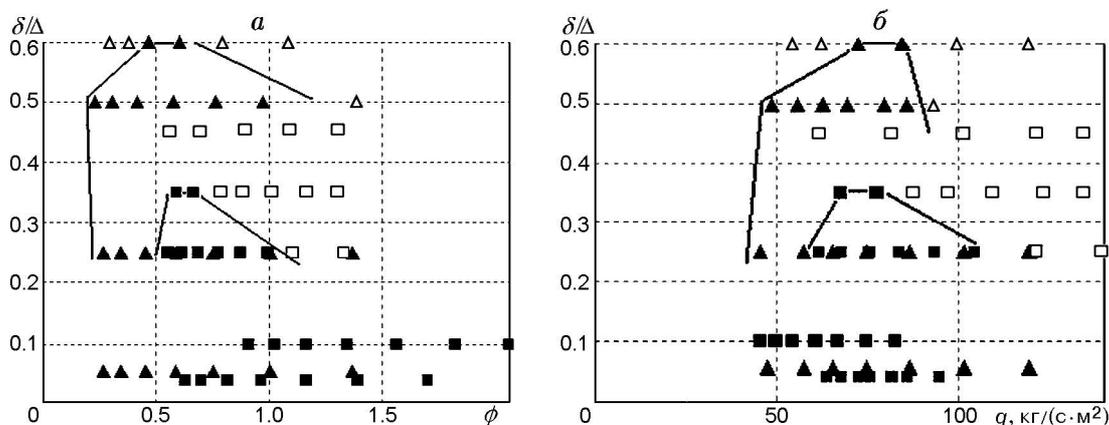


Рис. 8. Область существования непрерывной спиновой детонации при различных относительной ширине щели δ/Δ и диаметре камеры d_c в зависимости от коэффициента избытка горючего ϕ (а) и удельного расхода смеси g (б):

$d_c = 4$ см: ■ — детонация, □ — горение; $d_c = 10$ см: ▲ — детонация, △ — горение

точного типа. Причина — большие возможности для распространения минимально необходимого количества ПДВ (одной волны) в камере $d_c = 10$ см по сравнению с камерой $d_c = 4$ см при одинаковой системе смесеобразования и одинаковых значениях δ/Δ , ϕ и g . С увеличением параметра δ/Δ усиливается воздействие ПДВ на систему подачи и ухудшается смесеобразование. Внешне это проявляется в уменьшении количества ПДВ и их интенсивности. Например, если в камере диаметром $d_c = 10$ см (см. табл. 2) при $\delta/\Delta = 0.055$ фиксировалось пять ПДВ, для которых $D/D_{CJ} \approx 0.83$, то на границе области существования ($\delta/\Delta = 0.6$) распространялась лишь одна ослабленная волна ($D/D_{CJ} = 0.74$). Эта тенденция наиболее выражена для камеры меньшего диаметра — $d_c = 4$ см. Правая часть области существования детонации ограничивается возрастающей интенсивностью обычного горения, так как здесь реализуются повышенные давления в камере при высокой химической активности смеси. Левая часть ограничивается в основном недостаточным диаметром камеры для существования одной волны при пониженной активности смеси (малые значения ϕ), а также более низким давлением в камере (повышенные критические «диаметры» детонации). На правой и левой границах ПДВ также ослаблены.

Противодавление, воздействующее на процессы в камере и систему подачи, сужает область существования детонации со всех сторон. Однако в ряде случаев, особенно для малоактивной смеси, ПДВ могут усиливаться. Напри-

мер, в опыте 12 (см. табл. 2) скорость ПДВ вплотную приближается к скорости детонации Чепмена — Жуге. Отметим, что наряду с противодавлением на реализацию режима детонации существенно влияет удельный расход компонентов: с его уменьшением волны ослабевают (ср. опыты 10 и 11). Обычно это связано с процессом смесеобразования. Более слабые струи компонентов (сплошная для кислорода и дискретные для горючего), как правило, в таких условиях дозвуковые при истечении из форсунок или становятся таковыми в результате быстрой диссипации слабых сверхзвуковых струй. С одной стороны, уменьшаются относительные скорости струй и увеличивается масштаб турбулентности потока, снижающие степень перемешивания [10], с другой стороны, дозвуковые струи легче дробятся, что способствует перемешиванию [12], провоцируя преждевременное воспламенение образующейся смеси. Как показывает опыт, степень выгорания образующейся смеси во фронте горения возрастает, что проявляется в увеличении зоны свечения вблизи щели подачи кислорода за фронтом ПДВ. Процесс смесеобразования для данной системы подачи топливных компонентов специально не изучался и может быть оценен только по его проявлениям. В частности, основным критерием может служить скорость детонации образующейся в камере смеси, а точнее, отношение D/D_{CJ} .

Комплексный подход к исследованию непрерывной спиновой детонации смеси $\text{H}_2\text{—O}_2$ позволяет сравнить результаты

эксперимента с данными расчетов для стехиометрической смеси. В экспериментах при $\delta = 1.25$ мм (опыт 8), когда коэффициент избытка горючего достигал значения $\phi \approx 1$, а удельный расход смеси — $g = 102$ кг/(с·м²), в камере диаметром $d_c = 10$ см реализована непрерывная спиновая детонация с тремя ПДВ, движущимися со скоростью $D = 2.37$ км/с, высота фронта ПДВ $h = 25$ мм. К этому моменту времени зарегистрированы следующие значения давлений: в ресиверах кислорода и водорода — $p_{r,ox} = 11.3 \cdot 10^5$ Па и $p_{r,f} = 11.9 \cdot 10^5$ Па, в соответствующих коллекторах — $p_{m,ox} = 3.76 \cdot 10^5$ Па и $p_{m,f} = 9.6 \cdot 10^5$ Па, в камере на расстоянии 0.5 см от щели — $p_c = 2.4 \cdot 10^5$ Па, в емкости для сброса продуктов — $p_t = 0.38 \cdot 10^5$ Па. Нестационарные расчеты по модели непрерывной спиновой детонации в камере проточного типа при геометрических размерах канала и параметрах в системе подачи, соответствующих данному эксперименту (подробно представлены выше), также дают выход на режим непрерывно вращающейся детонации с параметрами $p_m = 3.85 \cdot 10^5$ Па, $p_c = 2.28 \cdot 10^5$ Па, $D = 2.66$ км/с, $h = 12.2$ мм. Сравнение параметров детонации, наблюдаемых в эксперименте и полученных в расчете, показывает, что средние давления в коллекторе p_m , в камере p_c и средние скорости вращающейся детонации D имеют близкие значения. Структуры волн, полученные экспериментально (см. рис. 3) и в расчете (см. рис. 7), качественно совпадают. Однако в эксперименте высота ПДВ существенно больше расчетных значений (при $l = 9.948$ см высота $h \approx 20 \div 25$ и 12 мм соответственно).

При математической формулировке периодической задачи (1)–(6) о детонационном сжигании смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ в проточной цилиндрической камере при истечении смеси из коллектора отмечалось, что даже при фиксированных значениях параметров в системе подачи и геометрических размеров канала камеры остается свободный параметр задачи — период l . Выше с целью сравнения с экспериментом указанный параметр фиксировался ($l = 9.948$ см) исходя из экспериментальных данных по числу ПДВ ($n = 3$), наблюдавшихся в камере диаметром $d_c = 10$ см ($\delta/\Delta = 0.25$).

Интересно выяснить, допускает ли сформулированная выше в газодинамическом при-

Таблица 3
Расчетные параметры непрерывной спиновой детонации в камере диаметром $d_c = 10$ см при вариации параметра l

l , см	p_m/p_0	p_c/p_0	D , км/с	n	h/l
9.948	3.8	2.25	2.66	3	0.123
7.46	3.84	2.25	2.62	4	0.131
5.97	3.83	2.25	2.59	5	0.146
4.975	3.8	2.23	2.45	6	0.156
4.264	2.75	0.09	—	—	—

ближении математическая модель периодические решения с ПДВ при уменьшении параметра l и существует ли «минимальный» период l_{\min} [8]. Для этого в расчетах последовательно уменьшалось значение l : 7.46 см ($n = 4$); 5.97 см ($n = 5$); 4.975 см ($n = 6$); 4.264 ($n = 7$). Физически это означает увеличение количества ПДВ, способных разместиться в камере диаметром $d_c = 10$ см. Некоторые результаты расчетов представлены в табл. 3. Видно, что периодические решения с ПДВ существуют в довольно широком диапазоне значений l , вплоть до его двукратного уменьшения ($l = 4.975$ см). Однако уже при $l = 4.264$ см происходит «срыв» вращающейся ПДВ и унос фронта горения и продуктов сгорания вниз по потоку из области Ω . После этого в области решения наблюдается обычное газодинамическое истечение исходной не реагирующей водородо-кислородной смеси из коллектора в канал камеры. То есть установлено, что при варьировании параметра l существует такое минимальное значения l_{\min} , что при всех $l < l_{\min}$ отсутствует периодическое решение с вращающейся в одном направлении ПДВ. Рассчитанное минимальное значение находится в диапазоне $4.6 \text{ см} < l_{\min} \leq 4.975 \text{ см}$. То есть в кольцевой цилиндрической камере диаметром $d_c = 10$ см газодинамический расчет для смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ допускает распространение до шести следующих друг за другом ПДВ, что в два раза больше, чем в эксперименте. Итак, расчетным путем подтверждено сильное влияние процессов смешения компонентов смеси, являющихся лимитирующим фактором на реализацию непрерывной спиновой детонации.

Так как процесс перемешивания в эксперименте происходит в самой камере, то образующаяся смесь в направлении истечения име-

ет переменную (увеличивающуюся) концентрацию перемешанной на молекулярном уровне, готовой к детонации смеси перед фронтом волны. Не исключено влияние и трехмерности течения, обусловленной расширением струй потока образующейся смеси по радиусу камеры. Поэтому и критический размер частично перемешанного слоя смеси, по которому может распространяться ПДВ, должен быть больше критического размера предварительно перемешанного слоя. Этими же обстоятельствами может быть объяснено меньшее значение скорости детонации (на 11 %), полученное в эксперименте. Очевидно, что для разных типов форсунок и щелей, в том числе и использованных в данной работе, можно получить различные зависимости $D/D_{CJ} = f(\delta)$. При осуществлении идеального перемешивания ширина щели не должна существенно влиять на детонацию, что находит подтверждение при сравнении экспериментальных и расчетных данных для камер типа ЖРД [2]. Представленный анализ указывает на необходимость привлечения модели смешения компонентов при численном моделировании непрерывной спиновой детонации в проточных камерах.

Отношение h/l изменялось в широких пределах. Без влияния противодействия оно составляло величину $h/l \approx 1/5$ и соответствовало значению этого отношения для камеры типа ЖРД [2], но превышало расчетные значения для проточного варианта камеры. При воздействии противодействия отношение h/l снижалось до $\approx 1/6 \div 1/7$ и приближалось к вычисленным значениям (см. табл. 3). В опытах с большими значениями δ при одноволновом режиме выполнялись соотношения $h/l \approx 1/12$. Тенденция к уменьшению h/l при снижении числа волн наблюдается и в расчете, однако численные значения этого отношения остаются ниже, чем в эксперименте, что обусловлено возрастанием пути перемешивания компонентов, не учитываемым в модели.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В камерах кольцевой цилиндрической геометрии проточного типа впервые реализованы режимы непрерывной спиновой детонации смеси водород — кислород. Для данного типа камер и системы подачи компонентов определены области существования детонации в зависимости от соотношения компонентов и их

удельного расхода. Показано, что с увеличением ширины щели подачи кислорода повышается взаимовлияние процессов в камере и системе подачи кислорода. Одновременно ухудшается смесеобразование и происходит укрупнение структуры поперечных детонационных волн. Эти обстоятельства требуют увеличения минимального диаметра камеры, в котором могла бы существовать одна ПДВ. Выявлена неоднозначность влияния противодействия на детонационный процесс: при высокой химической активности смеси оно интенсифицирует горение, а при низкой — детонацию. Отмечено влияние смешения компонентов на реализацию непрерывной спиновой детонации. Игнорирование в газодинамической модели процесса смешения компонентов приводит к уменьшению геометрических размеров поперечных детонационных волн и двукратному увеличению их числа. Сравнение экспериментальных и расчетных данных для детонационных режимов в области стехиометрического соотношения компонентов показало их хорошее соответствие, за исключением высоты фронта ПДВ.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Bykovskii F. A., Zhdan S. A., Vedernikov E. F.** Continuous spin detonations // *J. Propulsion and Power*. — 2006. — V. 22, N 6. — P. 1204–1216.
2. **Быковский Ф. А., Ждан С. А., Ведерников Е. Ф.** Исследование непрерывной спиновой детонации водородокислородных смесей. 1. Камеры кольцевой цилиндрической геометрии // *Физика горения и взрыва*. — 2008. — Т. 44, № 2. — С. 32–45.
3. **Быковский Ф. А., Ведерников Е. Ф.** Непрерывная детонация дозвукового потока топлива // *Физика горения и взрыва*. — 2003. — Т. 39, № 3. — С. 93–104.
4. **Быковский Ф. А., Ждан С. А., Ведерников Е. Ф.** О непрерывной спиновой детонации топлив в кольцевых камерах сгорания // *Физика горения и взрыва*. — 2005. — Т. 41, № 4. — С. 99–109.
5. **Быковский Ф. А.** Высокоскоростной ждущий фоторегистратор // *Журн. науч. и приклад. фотографии и кинематографии*. — 1981. — № 2. — С. 85–89.
6. **Войцеховский Б. В., Митрофанов В. В., Топчиян М. Е.** Структура фронта детонации в газах. — Новосибирск: Изд-во СО АН СССР, 1963.
7. **Ждан С. А., Быковский Ф. А., Ведерников Е. Ф.** Математическое моделирование вращающейся волны детонации в водородокисло-

- родной смеси // Физика горения и взрыва. — 2007. — Т. 43, № 4. — С. 90–101.
8. **Николаев Ю. А., Зак Д. В.** Согласование моделей химических реакций в газах со вторым началом термодинамики // Физика горения и взрыва. — 1988. — Т. 24, № 4. — С. 87–90.
 9. **Быковский Ф. А., Ждан С. А., Ведерников Е. Ф.** Непрерывная спиновая детонация топливно-воздушных смесей // Физика горения и взрыва. — 2006. — Т. 42, № 4. — С. 107–115.
 10. **Седов Л. И.** Механика сплошной среды. — М.: Наука, 1973. — Т. 2.
 11. **Льюис Б., Эльбе Г.** Горение, пламя и взрывы в газах. — М.: Мир, 1968.
 12. **Абрамович Г. М.** Прикладная газовая динамика. — М.: Наука, 1976.

Поступила в редакцию 18/VIII 2008 г.
