

РЕАЛИЗАЦИЯ И МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕПРЕРЫВНОЙ СПИНОВОЙ ДЕТОНАЦИИ ВОДОРОДОКСЛОРОДНОЙ СМЕСИ В КАМЕРАХ ПРОТОЧНОГО ТИПА.

2. КАМЕРЫ С РАСШИРЕНИЕМ КОЛЬЦЕВОГО КАНАЛА

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

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

Приведены результаты расчетно-экспериментального исследования непрерывной спиновой детонации смеси H_2-O_2 в проточных кольцевых камерах с расширением канала, в которые кислород подавался сплошным потоком через кольцевую щель, а водород — через форсунки. Впервые в указанных камерах реализовано и исследовано сжигание водородокислородных смесей в непрерывно вращающихся (спиновых) и пульсирующих детонационных волнах при истечении продуктов в вакуумированную емкость с повышением противодавления, а также в атмосферу. Определена область реализации непрерывной детонации. Проведена верификация математической модели по результатам экспериментов и получено удовлетворительное соответствие основных параметров детонации: структуры поперечных детонационных волн и их скорости, давлений в камере и системе подачи.

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

ВВЕДЕНИЕ

Обзор современного состояния исследований по детонационному способу сжигания топлива в непрерывно вращающихся (спиновых) поперечных детонационных волнах (ПДВ) представлен в [1]. В работе [2] приведены результаты экспериментального и численного исследования непрерывной спиновой детонации водородокислородной смеси в камере типа жидкостного ракетного двигателя (ЖРД) с расширением кольцевого канала, в которой компоненты смеси поступали через форсунки и процессы в камере не влияли на систему подачи. Цель данной работы — экспериментальное и численное исследование режима непрерывного детонационного сжигания водородокислородной смеси в камерах типа воздушно-реактивного двигателя (ВРД) с расширением кольцевого канала, в которые кислород подавался сплошным потоком через кольцевую щель, а водород — через форсунки. Аналогичная задача решалась в работе [3] для камеры кольцевой цилиндрической геометрии.

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).

ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Опыты проводились в кольцевых камерах сгорания (рис. 1), наружная стенка которых была цилиндрической диаметром $d_c = 4$ или 10 см, длиной $L_c = 10$ см, а внутренняя — конусной с углом при вершине 17° . Ширина канала у основания конуса в обеих камерах $\Delta =$

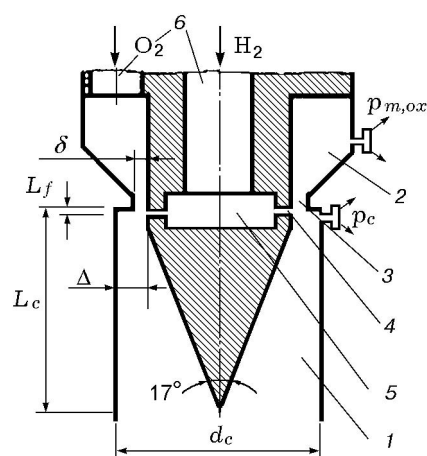


Рис. 1. Схема камеры:

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

Таблица 1

Параметры детонации в камере диаметром $d_c = 4$ см с расширением канала для ряда значений ширины кольцевой щели δ

Номер опыта	δ , мм (δ/Δ)	ϕ	g , кг/(с·м ²)	p_t	$p_{m,ox}$	p_{c1}	f , кГц	D , км/с	n	h , мм	h/l
				10 ⁵ Па							
1	0.2 (0.04)	2.1→0.68	98→63	0.05→0.33	8→5.1	1.5→0.55	—	2.0→1.49	1	20→15	1/5→1/7
2	0.5 (0.1)	1.31→0.56	130→62	0.05→0.31	4.94→2.82	2.2→1.2	3.7→1.5→3	—	—	—	—
3	1.25 (0.25)	1.1→0.54	155→64	0.05→0.38	3.72→1.27	2.1→0.88	4.2→1.5→3	—	—	—	—
4	1.75 (0.35)	1.3→0.46	158→63	0.05→0.35	3→1.07	1.67→0.75	4.5→1.5→2.9	—	—	—	—
5	2.25 (0.45)	1→0.54	155→64	0.05→0.4	2.7→0.9	1.8→0.89	4→1.7→3.3	—	—	—	—

0.5 см. В камере диаметром $d_c = 4$ см вставка имела длину 10 см, а в камере $d_c = 10$ см — выходила за ее пределы. Кислород в камеру 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 два ряда отверстий форсунки 5, равномерно распределенных по внутренней стенке камеры на расстоянии $L_f = 1$ мм от щели для подачи окислителя. В некоторых опытах использовался один ряд отверстий форсунки. Минимальная площадь сечения подводящих трубопроводов составляла $S_{tube} = 1.1$ см².

Инициирование, выброс продуктов, длительность процесса, фоторегистрация, подсветка течения продуктов детонации струйкой ацетиленом, определение расходов, компьютерная система регистрации сигналов аналогичны работе [3]. Из-за слабого свечения ПДВ и для надежной визуализации детонации водородокислородной смеси в расширяющемся канале фотопленку дополнительно (аналогично работе [2]) выдерживали в среде водорода при давлении $1 \cdot 10^6$ Па в течение суток.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Камера диаметром $d_c = 4$ см. Опыты проведены для щелей шириной $\delta = 0.2, 0.5, 1.25, 1.75$ и 2.25 мм. Продукты сбрасывались в емкость с начальным давлением $p_{t0} = 0.05 \cdot 10^5$ Па. За время эксперимента противодавление увеличивалось, но не превышало $p_t = 0.4 \cdot 10^5$ Па, поэтому влияние противодавления на процесс в

камере было заметным только в конце эксперимента. Основные результаты представлены в табл. 1. Здесь D и n — скорость и число ПДВ, h — высота детонационного фронта, l — расстояние между волнами по средней окружности кольцевого канала камеры у основания, f — частота продольных детонационных волн. Знак \rightarrow указывает направление изменения параметров в течение процесса. Противодавление в емкости p_t увеличивалось немонотонно и в середине процесса (примерно через 0.2 с после иницирования детонации) достигало максимума, превышающего конечные значения, указанные в таблицах, на $8 \div 12$ %.

Непрерывную спиновую детонацию удалось реализовать только в эксперименте с шириной щели $\delta = 0.2$ мм (опыт 1), причем в слабом одноволновом ($n = 1$) режиме: $D = 2.0 \rightarrow 1.49$ км/с, $h = 20 \rightarrow 15$ мм, $h/l = 1/5 \rightarrow 1/7$. При $\delta \geq 0.5$ мм ($\delta/\Delta \geq 0.1$) непрерывная спиновая детонация не наблюдалась, а реализовывалась пульсирующая детонация с продольными детонационными волнами и частотой пульсаций несколько килогерц. Большие значения частоты f (см. табл. 1) соответствовали повышенным значениям коэффициента избытка горючего ϕ и удельного расхода смеси g в начале и возросшему противодавлению в конце эксперимента (опыты 2–5). В последнем опыте расходы и давления лимитировались площадью сечения трубопровода ($S_{tube} < S_\delta$, где S_δ — площадь щели для подачи кислорода).

На рис. 2 приведен фрагмент фоторегистрограммы для $\delta = 1.75$ мм (опыт 4), отно-



Рис. 2. Фрагмент продольной пульсирующей детонации (опыт 4, табл. 1)

сящийся к моменту времени, когда устанавливались значения: $g = 95.4 \text{ кг}/(\text{с} \cdot \text{м}^2)$, $\phi = 0.7$, $p_t = 0.4 \cdot 10^5 \text{ Па}$, давление в коллекторе кислорода $p_{m,ox} = 1.64 \cdot 10^5 \text{ Па}$, статическое давление в камере на расстоянии 5 мм от торца $p_{c1} = 1.04 \cdot 10^5 \text{ Па}$, $f = 2.9 \text{ кГц}$. На данной снимке зарождение продольных волн не попало в поле зрения фоторегистратора. Они входили в камеру со скоростью $v_D \approx 0.5 \text{ км}/\text{с}$ и ускорялись до $1.65 \text{ км}/\text{с}$. Скорость натекающего потока увеличивалась вдоль камеры от $v_z \approx 0.4 \text{ км}/\text{с}$ вблизи щели подачи кислорода до $v_z \approx 0.6 \text{ км}/\text{с}$ на контактной границе с продуктами, поэтому $D = v_D + v_z = 1.1 \div 2.05 \text{ км}/\text{с} < D_{CJ} = 2.53 \text{ км}/\text{с}$ (значение скорости детонации Чепмена — Жуге D_{CJ} при $\phi = 0.7$ взято из работы [4]). Отразившаяся от торца камеры волна принимала скорость относительно спутного потока $D = 3.1 - 0.6 = 2.5 \text{ км}/\text{с}$. В результате воздействия детонационной волны на систему подачи кислорода подача его в камеру задерживалась примерно на $1/5$ периода между волнами (что видно по контактной границе между продуктами и свежей смесью).

Описанные выше эксперименты показали, что в проточной кольцевой камере с расширением канала диаметром $d_c = 4 \text{ см}$ с увеличением ширины щели для подачи кислорода диаметра камеры становится недостаточно для реализации режима непрерывной спиновой детонации водородокислородной смеси. Поэтому была проведена новая серия экспериментов, в которой диаметр кольцевой камеры был увеличен в 2.5 раза.

Камера диаметром $d_c = 10 \text{ см}$. Эксперименты проведены при $\delta = 0.275, 1.25, 2.5$ и 3 мм . Отметим, что при противодавлении $p_{t0} = 0.02 \cdot 10^5 \text{ Па}$ инициирование образующейся смеси тепловым импульсом с энергией 5 Дж осуществить не удалось, а надежное инициирование получали при $p_{t0} \geq 0.05 \cdot 10^5 \text{ Па}$. После инициирования противодавление в емкости изменялось в широких пределах — $p_t = (0.1 \div 1.7) \cdot 10^5 \text{ Па}$ — или оставалось постоянным при истечении продуктов в атмосферу. В определенные моменты времени по мере умень-

шения расходов компонентов смеси на ход процесса оказывало влияние не только соотношение давлений подачи и камеры, но и противодавление. Основные параметры детонационных режимов для ряда значений δ представлены в табл. 2. Стрелками \leftrightarrow обозначена смена количества волн в течение эксперимента и связанное с этим изменение скоростей ПДВ. Наибольшее количество опытов с изменением параметров подачи и внешней среды было проведено при $\delta = 1.25 \text{ мм}$ ($\delta/\Delta = 0.25$) и начальных давлениях внешней среды $p_{t0} = 0.05 \cdot 10^5$ или $0.5 \cdot 10^5 \text{ Па}$ (опыты 8–10), а также с выбросом продуктов в атмосферу $p_{t0} = p_t = 1.013 \cdot 10^5 \text{ Па}$ (опыты 11, 12). Опыт 12 — один из тех, в которых площадь сечения форсунки горючего была уменьшена в два раза путем устранения одного ряда отверстий, что позволяло снизить удельные расходы смеси. Кроме того, за счет снижения давления подачи кислорода были увеличены значения ϕ .

При установке самой узкой щели $\delta = 0.275 \text{ мм}$ (опыты 6 и 7) реализовался режим сверхкритического истечения компонентов в камеру, при этом значения отношения площадей S_δ/S_c (S_c — площадь сечения камеры сгорания у основания конуса) для данной камеры и камеры типа ЖРД [2] были близки. Поэтому, несмотря на различие в процессе смесеобразования, степени воздействия ПДВ на подачу кислорода в вариантах камер ВРД и ЖРД выравнивались. В результате в данной проточной камере для широкого диапазона значений ϕ и g были реализованы устойчивые режимы непрерывной спиновой детонации с сильными ПДВ как без воздействия противодавления, так и под его влиянием.

Типичный спиновый детонационный режим при $\delta = 1.25 \text{ мм}$ (опыт 8) отображен на фрагменте фоторегистрограммы (рис. 3, а), а соответствующие режиму изменения давлений в течение всего процесса на осциллограммах: в системе подачи (рис. 3, б), коллекторе кислорода, камере и в емкости (рис. 3, в, кривые 1). Отметим, что при одинаковых начальных давлениях в ресивере водорода $p_{0r,f}$ ход кривых давления в ресивере и коллекторе горючего (соответственно $p_{r,f}$ и $p_{m,f}$), приведенных на рис. 3, б, идентичен для всех опытов (кроме небольшого числа экспериментов, в которых использовались форсунки с одним рядом отверстий). Расходы кислорода возрастали с увеличением размера щели, причем при $\delta \geq 1.25 \text{ мм}$

Таблица 2

Параметры детонации в камере диаметром $d_c = 10$ см с расширением канала для ряда значений ширины кольцевой щели δ

Номер опыта	δ , мм (δ/Δ)	ϕ	g , кг/(с·м ²)	p_t	$p_{m,ox}$	p_{c1}	f , кГц	D , км/с	n	h , мм	h/l
				10 ⁵ Па							
6	0.275 (0.055)	1.42→0.45	108→60	0.05→0.76	7.8→5	1.2→1	—	2.57→1.74	2→3	30→15	1/5→1/6
7		1.54→0.63	112→70	0.5→1.35	8→5.2	1.2→1.35	—	2.0→1.66	3→4	25→15	1/4→1/5
8	1.25 (0.25)	1.21→0.28	112→48	0.1→0.6	2.6→1.08	1.03→0.6	—	2.37→1.29	1→2	(90→35)→ →15	(1/3→1/8)→ →1/10
9		1.42→0.37	120→57	0.5→1.48	2.9→2.2	1.24→1.48	—	2.53→2.2→ →2.1→1.52	1→2→ →3→4	90→20→ →12→10	1/3→1/7→ →1/8→1/7
10		1.1→0.41	63→31	0.1→0.4	1.36→0.75	0.53→0.46	1.7→8.1	—	—	—	—
11	1.25 (0.25)	1.42→0.37	120→57	1.0	2.95→1.85	1.34→1.09	—	2.64→1.66	1→2	40→20	1/7
12		1.64→0.76	71→27	1.0	8→5.2	1.2→1.35	—	2.98→2.23→ →1.99	1→2→2	20→18→ →16	1/14→1/8→ →1/9
13	2.5 (0.5)	1.14→0.25	151→59	0.05→0.58	2.6→0.95	0.8→0.66	1.4→8.3	—	—	—	—
14		1.38→0.66	120→81	0.8→1.4	2.4→2	1→1.47	—	2.4→2.13	1→2	90→35	1/3→1/4
15	3.0 (0.6)	1.38→0.27	117→48	0.05→0.6	2.25→0.95	0.73→0.64	2→5	—	—	—	—
16		1.38→0.7	117→85	1→1.4	2.17→1.9	1.3→1.45	—	2.13→1.96	1	50→35	1/6→1/8

($S_{tube} < S_\delta$) эта зависимость проявлялась слабо (в пределах нескольких процентов), так как расходы кислорода определялись уже площадью сечения подводящих трубопроводов S_{tube} . Расходы водорода во всех опытах были идентичны, за исключением опытов 10 и 12, в которых рассматривалось влияние общего расхода. Отметим, что во время эксперимента направление вращения волн изменялось два раза. Вначале в камере сформировалась ПДВ прямого направления. Направление вращения выбрано нами условно, и термин «прямое» означает, что направления движения изображения волны и пленки фоторегистратора совпадают (здесь — слева направо). Затем, через несколько оборотов ПДВ, ее направление вращения менялось на противоположное без изменения скорости. При достижении $g \approx 69.5$ кг/(с·м²), $\phi \approx 0.5$ и $D = 1.96$ км/с прямое вращение ПДВ восстанавливалось с удвоением числа ПДВ и снижением скорости до $D = 1.59$ км/с (см. рис. 3, а, где на верхней дорожке зафиксировано обратное, а на нижней — прямое направления вращения ПДВ). Моменты смены направления вращения ПДВ не попали в рассматриваемый фрагмент фоторегистрограммы.

Из осциллограмм (см. рис. 3, в, кривые 1) видно, что с момента инициирования (резкий

подъем давления в емкости p_t) давление в коллекторе кислорода повысилось на 11 %. Таким образом, процесс в камере оказал влияние на систему подачи кислорода, и это влияние сохранялось до конца эксперимента. Давления в камере по-разному отреагировали на возникновение детонации. В большей степени это отразилось на величине давления у торца камеры p_{c1} (не считая пика давления p_{c3} на расстоянии 87 мм от торца). Давление в емкости поднялось очень круто, поэтому влияние противодавления на процессы в камере обнаружилось уже через 15 мс и проявилось по росту (вместо спада) давлений в камере, особенно p_{c1} . С этого момента во всех процессах в системе подачи кислорода, в камере и емкости присутствовало взаимовлияние.

Увеличение начального давления в емкости до $p_{t0} = 0.5 \cdot 10^5$ Па (см. также табл. 2, опыт 9) еще более сократило время невлияния противодавления на детонационный процесс в камере (до 4 мс), но затем все рассмотренные выше явления повторились, причем при более сильном воздействии противодавления (см. рис. 3, в, кривые 2). Видно, что основное влияние на детонационные процессы оказывает противодавление. Увеличение максимального давления в емкости было в два раза больше, чем

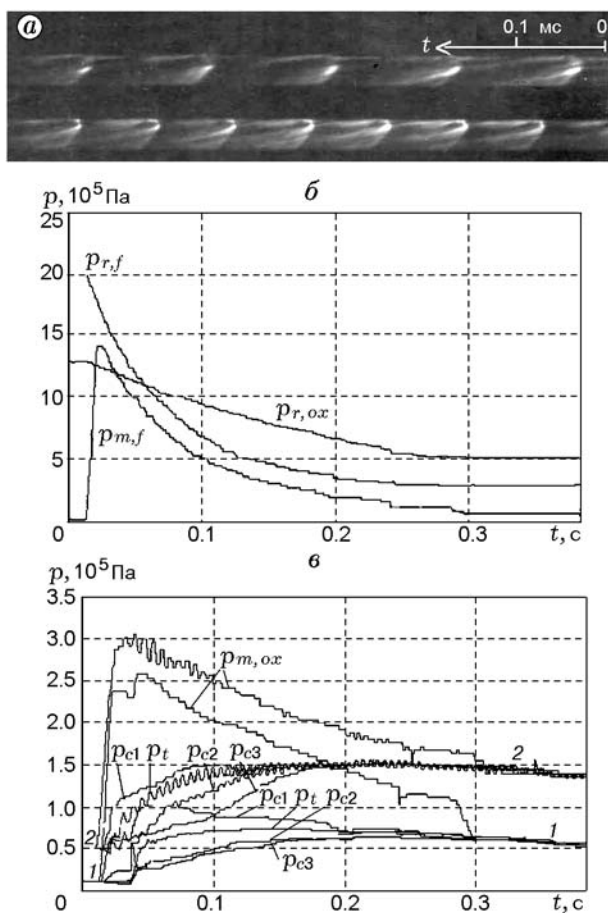


Рис. 3. Фрагмент фоторегистрограммы непрерывной спиновой детонации (а) и изменение давлений в системе подачи кислорода и водорода во время эксперимента (б) и в коллекторе кислорода, в камере и емкости (в):

а — параметры всего процесса приведены в табл. 2 (опыт 8), смене числа ПДВ ($n = 1 \rightarrow 2$; $D = 1.96 \rightarrow 1.59$ км/с) соответствуют значения $g = 69.5$ кг/(с · м²), $\phi = 0.5$, $p_{m,ox} = 1.3 \cdot 10^5$ Па, $p_{c1} = 0.73 \cdot 10^5$ Па, $p_t = 0.63 \cdot 10^5$ Па; б — соответствует опыту 8 в табл. 2; в — соответствуют опыту 8 (линии 1) и опыту 9 (линии 2) из табл. 2

в опыте 8, за счет нагрева большей массы находящегося в ней воздуха. С ростом противодавления интенсифицировалось выгорание смеси перед волной по механизму обычного горения, и при $p_t \approx 1.5 \cdot 10^5$ Па ($\phi \approx 0.5$) это привело к вырождению детонационных волн. Уменьшение расхода компонентов примерно в два раза с небольшим изменением ϕ (опыт 10) снизило давление в камере и при $p_{t0} = 0.05 \cdot 10^5$ Па привело к возникновению пульсирующей детонации с продольными волнами, аналогичными

представленным на рис. 2. Отметим также, что противодавление в емкости максимально повышалось в середине процесса, а затем уменьшалось (примерно на 10 % в конце процесса), несмотря на приток продуктов (см. рис. 3, в). Подобное явление наблюдалось и в опытах с камерой $d_c = 4$ см. Единственное объяснение данного явления — охлаждение продуктов на холодных стенках емкости.

Опыт 9 наглядно показал, что при заданных расходах компонентов смеси непрерывная спиновая детонация осуществима и при выбросе продуктов детонации в атмосферу (опыты 11, 12), причем на протяжении всего эксперимента вплоть до сближения значений $p_{m,ox} \approx p_{c1} \approx p_a = 1 \cdot 10^5$ Па (p_a — атмосферное давление). Несмотря на то, что величина противодавления постоянна, его влияние на ход детонационного процесса в течение опыта усиливалось из-за уменьшения значений $p_{m,ox}$, p_{c1} и ϕ .

При $\delta = 0.275$ мм и $p_{t0} = 0.05 \cdot 10^5$ Па (опыт 6) в камере реализовывались две ПДВ с переходом на три ПДВ в конце процесса. Увеличение начального давления в емкости ($p_{t0} = 0.5 \cdot 10^5$ Па) повысило количество волн на единицу. С увеличением ширины щели до $\delta = 2.5$ и 3.0 мм и истечении продуктов в емкость при $p_{t0} = 0.05 \cdot 10^5$ Па во всем диапазоне параметров g и ϕ наблюдались пульсирующие режимы детонации с продольными волнами (опыты 13 и 15). Непрерывная спиновая детонация реализовывалась только при значительном воздействии противодавления (опыты 14 и 16).

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Математическое моделирование детонационного сжигания смеси $2H_2 + O_2$ в проточной камере с расширением кольцевого канала при истечении смеси из коллектора проводилось для условий описанных выше экспериментов. Решение задачи зависит от следующих определяющих параметров: трех безразмерных параметров в системе подачи — давления торможения смеси p_r/p_0 , температуры торможения смеси T_r/T_0 , отношения суммарной площади сечений отверстий форсунок и полного поперечного сечения коллектора S_*/S_m ; восьми масштабных факторов — трех геометрических параметров коллектора (общей длины L_m , относительной ширины H_0/Δ и длины его сужающейся части L_1), четырех геометрических параметров камеры (общей длины L , относитель-

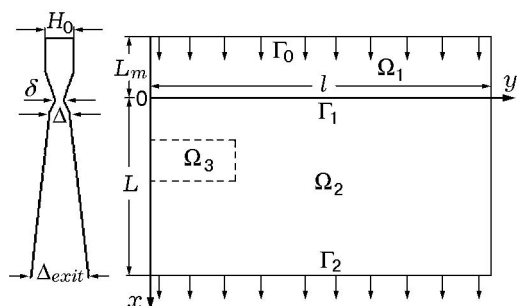


Рис. 4. Область численного решения задачи

ной ширины щели на входе δ/Δ , длины расширяющейся части L_2 до размера Δ , относительной ширины щели на выходе Δ_{exit}/Δ и периода l . Область численного решения представлена на рис. 4.

Газодинамическая постановка задачи в квазитрехмерном приближении и метод ее численного решения подробно описаны в [3, 5], поэтому здесь не приводятся. Степень расширения канала вдоль оси $S = S(x)$ с постоянным углом расширения на начальном участке камеры сгорания задавалась в виде

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

Граничные и начальные условия задавались аналогично работе [3]. Численное моделирование выполнено для стехиометрической смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ при $T_0 = 300 \text{ K}$, $p_0 = 1.013 \cdot 10^5 \text{ Па}$, $\mu_0 = 12 \text{ кг/кмоль}$, $\rho_0 = p_0 \mu_0 / (RT_0)$.

Результаты расчетов

С целью сравнения с экспериментами при истечении продуктов в вакуумированную емкость сначала были проведены расчеты непрерывно вращающейся детонации при тех же геометрических размерах канала:

$$\begin{aligned} L_m &= 3 \text{ см}, & L_1 &= 1.5 \text{ см}, & L_2 &= 0.5 \text{ см}, \\ L &= 10 \text{ см}, & \Delta &= 0.5 \text{ см}, & H_0/\Delta &= 1.43, \\ \delta/\Delta &= 0.25, & \Delta_{exit}/\Delta &= 3.36, \end{aligned} \quad (2)$$

что и в описанных выше экспериментах. Параметрам системы подачи смеси

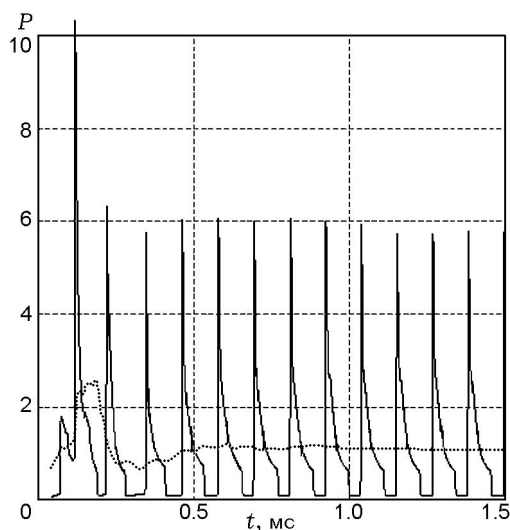
$$p_r/p_0 = 11.5, \quad T_r/T_0 = 1, \quad S_*/S_m = 0.041 \quad (3)$$

соответствует исходный удельный расход смеси $g_\Sigma = 102 \text{ кг/(с} \cdot \text{м}^2)$. Для сравнения с экспериментальным одноволновым режимом детонации (опыт 8) период решения задачи полагался равным периметру камеры, вычисленному по среднему диаметру кольцевого зазора: $l = \pi \langle d_c \rangle = 29.85 \text{ см}$.

В результате сверхкритического мгновенного энерговыделения в области Ω_3 по каналу распространяется ПДВ, которая за время, соответствующее прохождению ПДВ расстояния, равного $(5 \div 6)l$, выходит на установившийся режим непрерывной спиновой детонации.

На рис. 5 представлены расчетные зависимости текущего давления $P(t) = p/p_0$ (сплошная линия) (в точке с координатами $x = L_2 = 0.5 \text{ см}$, $y = 0$) и среднего за период давления

$\langle P(L_2, t) \rangle = \frac{1}{lp_0} \int_0^l p(0.5, y, t) dy$ в сечении камеры $x = L_2$ (пунктирная линия) от времени в течение первых 1.5 мс от момента инициирования ПДВ. Видно, что давление в фиксированной точке пространства камеры меняется немонотонно — пульсирует со временем. Первый пик давления ($P_{\max,1} \approx 10.2$) соответствует моменту прихода ПДВ в эту точку первый

Рис. 5. Зависимости текущего (сплошная линия) и среднего за период (пунктирная) давления на расстоянии $x = 0.5 \text{ см}$ от входа в канал камеры

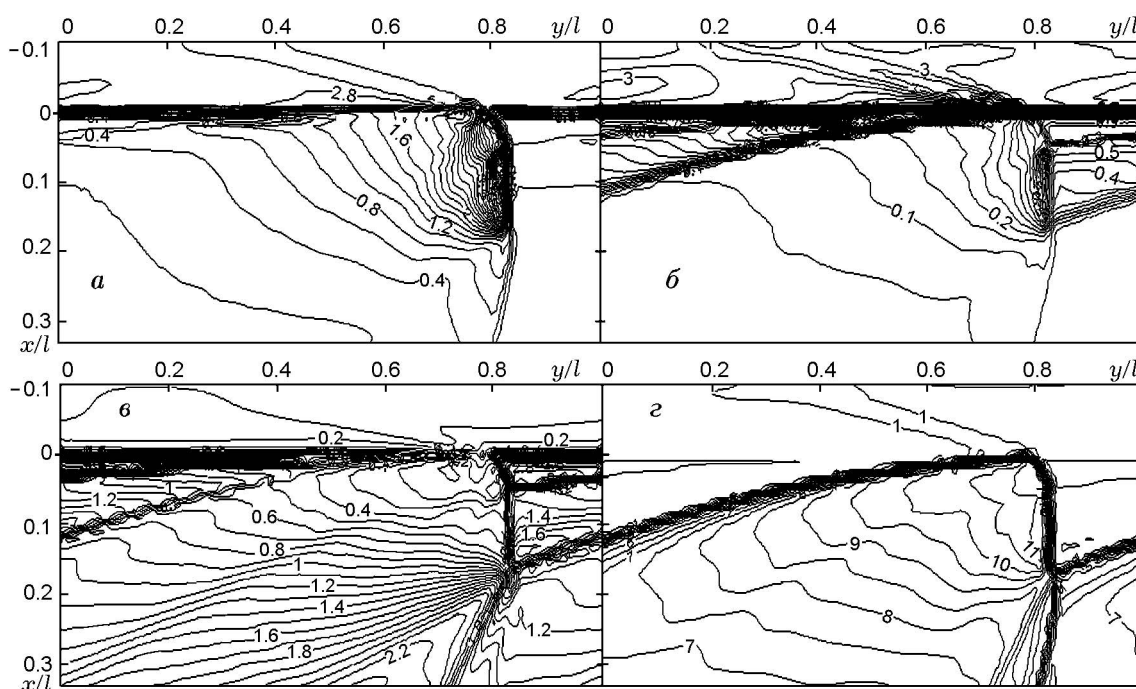


Рис. 6. Расчетная двумерная структура непрерывно вращающейся ПДВ в проточной камере с расширением канала при $l = 29.85$ см, $\delta/\Delta = 0.25$, $\Delta_{exit}/\Delta = 3.36$, $p_a = 0$:
 а — изобары p/p_0 ; б — изохоры ρ/ρ_0 ; в — изолинии $M_x = u/c$; г — изотермы (T/T_0)

раз, второй пик давления ($P_{\max,2} \approx 6.3$) — второй раз и т. д. На ранней стадии процесса (5–7 пульсаций) давление совершает нерегулярные колебания, затем переходит на регулярные периодические с периодом $\Delta t \approx 117$ мкс. Находим среднюю за период скорость ПДВ $\langle D \rangle = l/\Delta t = 2.55 \pm 0.02$ км/с и отношение $\langle D \rangle/D_{CSJ} = 0.9$. Здесь $D_{CSJ} = 2.84$ км/с — скорость идеальной детонации Чепмена — Жу́ге в смеси $2H_2 + O_2$ при нормальных условиях [4]. Для данного варианта расчета средние статические давления на входе в коллектор $\langle P(-L_m, t) \rangle$, в камере на расстоянии L_2 от щели $\langle P(L_2, t) \rangle$ и на выходе $\langle P(L, t) \rangle$ при $t \geq 1.5$ мс принимают следующие постоянные значения: $\langle P(-L_m, t) \rangle \approx 2.95$, $\langle P(L_2, t) \rangle \approx 0.9$ и $\langle P(L, t) \rangle \approx 0.175$. Заметим, что начальное давление в коллекторе, соответствующее режиму обычного газодинамического истечения смеси в камеру, равно $\langle P(-L_m, 0) \rangle = 2.75$. То есть при осуществлении непрерывного детонационного процесса с вращающейся ПДВ в проточной кольцевой камере с расширением канала из-за обратного влияния непрерывной детонации на систему подачи статическое давление в коллекторе возрастает на 7 %.

Дополнительно вычислялись параметры на выходе из камеры: средние за период удельный расход $\langle G(L, t) \rangle = \frac{1}{l} \int_0^1 \rho u dy$, полное давление $\langle P^*(L, t) \rangle = \frac{1}{lp_0} \int_0^1 (p + \rho u^2) dy$ и удельный импульс $\langle J(L, t) \rangle = \frac{1}{l} \int_0^1 \frac{p + \rho u^2}{\langle G(L, t) \rangle} dy$. Для данного варианта расчетный удельный импульс при $t \geq 1$ мс выходит на постоянное значение $\langle J(L, t) \rangle = 2.77$ км/с.

Структура ПДВ

Рассмотрим структуру установившегося течения при распространении ПДВ в расширяющемся канале проточной камеры с параметрами (2), (3) и нулевым противодавлением $p_a = 0$. На рис. 6 в момент времени $t = 1.49$ мс представлена двумерная структура течения для $l = 29.85$ см и $L = 10$ см. Верхняя часть рисунка (при $x < 0$) относится к течению в коллекторе, нижняя часть ($x > 0$) — в канале камеры сгорания. Волна движется слева направо со скоростью ПДВ $D = 2.55$ 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. 6,з). Причем сверху от ПДВ отходит косая УВ, движущаяся по холодному газу в коллекторе, а снизу от ПДВ — косая УВ (шлейф), движущаяся по горячим продуктам детонации в камере. Отметим, что в проточной камере сгорания наблюдается более сильное отклонение фронта ПДВ (особенно в верхней его части) от вертикальной оси, чем в расширяющемся канале камеры типа ЖРД [2]. Высота слоя горючей смеси перед фронтом ПДВ для данного варианта равна $h = 4.86$ см. За волной продукты детонации постепенно расширяются и при давлении продуктов, меньшем давления в коллекторе, отесняются вниз новыми порциями газов. Создаются условия для распространения новой ПДВ на следующем периоде. Вниз от ПДВ отходит косая ударная волна (шлейф). Изобары (рис. 6,а) и изохоры (рис. 6,б) в расширяющемся канале свидетельствуют об еще более быстром, чем в канале постоянного сечения [3], спаде давления и плотности за фронтом ПДВ. Заметим, что перед ПДВ газодинамические параметры неоднородны. Расчеты показывают, что косая ударная волна, распространяющаяся вверх по потоку в коллектор, быстро затухает. Так, уже на входе в коллектор ($x = -L_m$) степень неоднородности давления в коллекторе равна $(P_{\max}(-L_m, t) - P_{\min}(-L_m, t))/\langle P(-L_m, t) \rangle = 0.1$, в то время как на входе в камеру сгорания ($x = 0$) степень неоднородности давления $(P_{\max}(0, t) - P_{\min}(0, t))/\langle P(0, t) \rangle = 5.95$.

Изолинии проекции вектора скорости на ось x ($M_x = u/c$), приведенные на рис. 6,в, показывают, что если всюду в коллекторе $M_x < 1$, то в канале перед фронтом ПДВ значения M_x увеличиваются от 1 до 1.8 с удалением от входа в камеру. То есть в этой области течения проекция вектора скорости на ось x втекающей водородокислородной смеси сверхзвуковая, в то время как в продуктах детонации за фронтом ПДВ она дозвуковая. При $x/l > 0.16$ за фронтом косой ударной волны формируется расширяющаяся вниз по потоку сверхзвуковая зона, в которой число Маха потока в осевом направлении M_x постепенно растет и достигает за косой ударной волной значений $M_x = 2, 3$. То есть при распространении ПДВ внутри расширяющегося канала реализуется трансзвуковой переход [5], а нейтральная линия Маха находится

на расстоянии от входа в камеру $x \approx h$. Ниже течение газа вдоль оси x в среднем сверхзвуковое и не может влиять на параметры перед фронтом ПДВ и системы подачи. Расчетное поле температур (см. рис. 6,з) показывает, что в коллекторе и в камере перед фронтом ПДВ газ холодный ($T \approx 200 \div 300$ К), а максимальные температуры (больше 3000 К) наблюдаются за фронтом ПДВ и примыкающей к ней верхней части шлейфа. В процессе расширения продуктов за ПДВ их температура уменьшается до 2000 К в нижней части канала.

Заметим, что рассчитанное среднее за период статическое давление на расстоянии 0.5 см от щели $\langle P(L_2, t) \rangle \approx 0.9$ (в 2.5 раза меньше, чем дает расчет в канале постоянного сечения [3]), а средний удельный импульс на выходе $\langle J \rangle = 2.77$ км/с (на 170 м/с больше, чем в канале постоянного сечения). Полное давление на расстоянии 0.5 см от щели $\langle P^*(L_2, t) \rangle \approx 1.54$.

При учете противодействия окружающей среды, появляется новый параметр задачи p_a . В этом случае граничные условия на выходе из канала камеры определялись в процессе решения нестационарной задачи, аналогично [2]. При значениях определяющих параметров (2), (3) и противодействии $p_a = 0.6 \cdot 10^5$ Па проведены расчеты и получен выход нестационарного решения периодической задачи на установившийся режим непрерывной спиновой детонации с удельным расходом $g_\Sigma = 102$ кг/(с·м²), скоростью $D = 2.61$ км/с и высотой ПДВ $h = 4.43$ см. Для данного варианта средние давления принимают следующие постоянные значения: $\langle P(-L_m, t) \rangle \approx 2.99$, $\langle P(L_2, t) \rangle \approx 1.02$, $\langle P^*(L_2, t) \rangle \approx 1.65$, $\langle P(L, t) \rangle \approx 0.55$ и $\langle P^*(L, t) \rangle \approx 0.99$, а средний удельный импульс на выходе $\langle J \rangle_{exit} = \int_0^1 (p + \rho u^2 - p_a) dy / \int_0^1 \rho u dy = 1.26$ км/с. Результаты расчетов детальной структуры течения в расширяющемся канале при $p_a = 0.6 \cdot 10^5$ Па представлены на рис. 7. Видно, что в нижней части канала газодинамическая структура существенно отличается от приведенной на рис. 6, поскольку волна сжатия (см. рис. 7) входит в расширяющуюся часть канала и останавливается на расстоянии $\approx h$ от входа в канал камеры сгорания. При этом примыкающий к ПДВ шлейф (косая ударная волна) выдвигается вперед.

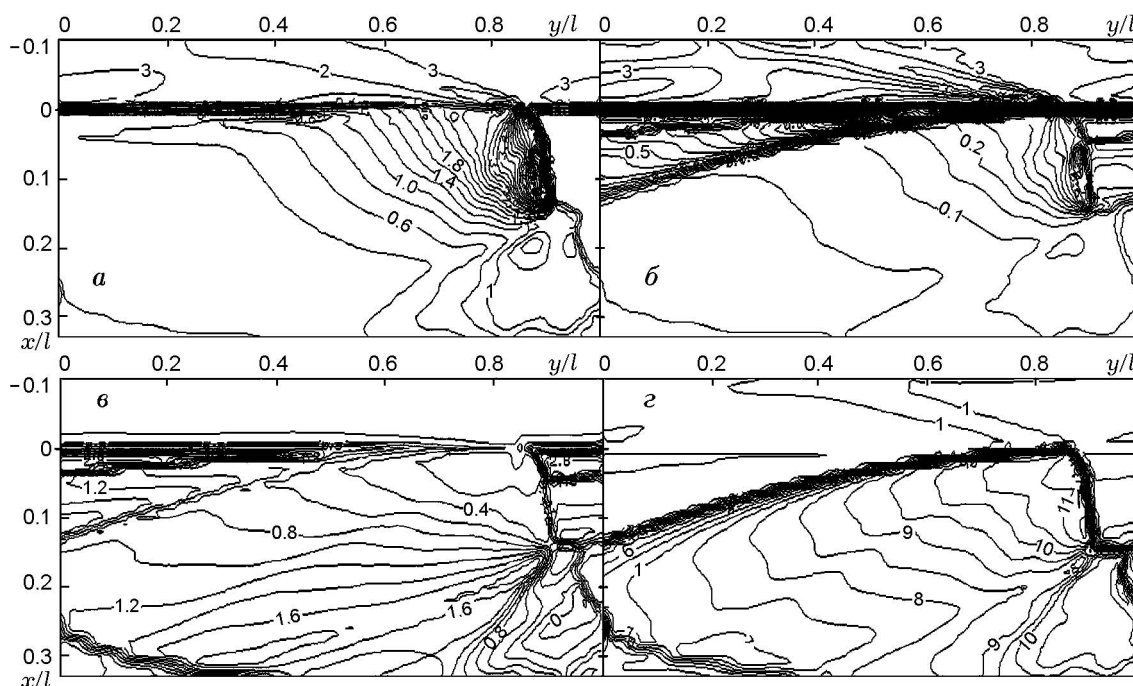


Рис. 7. Расчетная двумерная структура непрерывно вращающейся ПДВ в проточной камере с расширением канала при $l = 29.85$ см, $\delta/\Delta = 0.25$, $\Delta_{exit}/\Delta = 3.36$, $p_a/p_0 = 0.6$:

a — изобары p/p_0 ; *b* — изохоры ρ/ρ_0 ; *v* — изолинии $M_x = u/c$; *z* — изотермы (T/T_0)

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

В данной работе режимы непрерывной спиновой и пульсирующей детонации смеси водород — кислород в проточной кольцевой камере с расширением канала получены впервые. Ранее подобные режимы сжигания были реализованы для смеси ацетилен — кислород [6, 7], а также ацетилен — воздух и водород — воздух [8].

Отличительными особенностями детонации в проточных камерах по сравнению с камерами типа ЖРД являются: во-первых, ухудшение перемешивания компонентов и в связи с этим увеличение размеров области смешения; во-вторых, большая степень влияния процессов в камере, а часто и внешней среды на систему подачи. При малом значении δ воздействие процесса в камере на систему подачи кислорода в принципе не отличалось от соответствующего влияния в камере типа ЖРД [2] и ограничивалось малой областью за фронтом ПДВ. Отличие заключалось в качестве смесеобразования, которое в варианте ВРД более грубое и проявлялось в уменьшении количества ПДВ при тех же значениях удельного расхода g . Так, например, если в варианте ЖРД одна сильная ПДВ реализовывалась в камере диаметром $d_c = 4$ см

[2], то в варианте ВРД — в камере диаметром $d_c = 10$ см (см. табл. 2, опыт 8). Снижение удельных расходов переводило детонацию в пульсирующий режим (опыт 10). При меньшем щелевом зазоре ($\delta = 0.275$ мм, опыт 6) смесеобразование улучшалось, и в камере реализовывались уже две ПДВ. Ранее [6, 7] подобные закономерности были отмечены и на примере компонентов ацетилен — кислород.

Существование непрерывной спиновой детонации при установке щелевых зазоров малого размера и без влияния противодействия показало, что используемые камеры сгорания имели предельно малый диаметр, особенно камера $d_c = 4$ см, в камере такого диаметра удалось реализовать одну достаточно слабую ПДВ (см. табл. 1, опыт 1).

В камере диаметром $d_c = 10$ см при истечении продуктов в вакуумированный объем фронт одной ПДВ (в течение короткого времени $t \approx 10$ мс после инициирования) занимал почти всю длину камеры: $h \approx 90$ мм ($h/l \approx 1/3$). В результате прихода в камеру волн сжатия из внешней среды высота фронта ПДВ резко сократилась до половины длины камеры: $h \approx 50$ мм ($h/l = 1/6$). Затем с ростом противодействия, несмотря на уменьшение ϕ , значение h

продолжало уменьшаться до 40 мм ($h/l = 1/7$). С появлением второй ПДВ (см. рис. 3, *a*) высота фронта сократилась примерно вдвое и постепенно уменьшалась до $h \approx 15$ мм ($h/l = 1/10$) к концу эксперимента. Таким образом, воздействие противодавления приводило к снижению критического «диаметра» детонации (высота детонационного фронта близка к критическому значению $h \approx h^*$) и увеличению возможностей для реализации непрерывной спиновой детонации в камере предельно малых размеров. Следует отметить, что величину h^* нельзя беспредельно уменьшать, так как она связана и со степенью смешения компонентов, которая меняется от нуля у торца камеры до какого-то значения (не обязательно до полного смешения компонентов) в нижней части фронта ПДВ. Для топливно-кислородных смесей недостаточно перемешанный слой составляет до 1/3 высоты переднего фронта непрерывной детонации, который на этом участке вырождается в ударный. Волна сжатия в коллекторе кислорода формируется сразу же после возникновения детонации. На фоторегистрограмме она не видна, но выявляется в результате численного решения по физико-математической модели (см. рис. 6, *a* и 7, *a*).

Итак, при близких значениях g и ϕ с увеличением ширины кольцевого зазора ($\delta \geq 0.5$ мм для $d_c = 4$ см и $\delta \geq 2.5$ мм для $d_c = 10$ см) качество перемешивания компонентов ухудшалось и усиливалось взаимовлияние процессов в камере сгорания и системе подачи кислорода. Поэтому не формировался критический «диаметр» детонации, необходимый для распространения спиновой волны (опыты 2–5, 10, 13, 15). В результате непрерывная спиновая детонация переходила в пульсирующий режим (см. рис. 2), в котором исходная смесь сжигалась за два прохода детонационной волны — в ускоряющейся до торцевой стенки ($D_{l,f} \approx 0.5 \rightarrow 1.6$ км/с) и в отраженной от стенки ($D_{l,r} = 2.3 \div 3.3$ км/с) по частично выгоревшему газу за падающей волной. Скорости волн определены относительно неподвижной системы координат, поэтому их абсолютные значения надо изменить на скорости потоков ($0.4 \div 0.6$ км/с) относительно стенки камеры. Источником зарождения детонационных волн являлись скачки уплотнения, возникающие в результате торможения продуктов за детонационными волнами в расширяющейся части камеры или за ее пределами. Подобные режимы наблюдались ра-

нее при пульсирующей детонации ацетилено-кислородных смесей в плоскорадиальной камере [9], которая также представляла собой расширяющийся вниз по потоку канал. В работе [6] продольные детонационные волны для смеси $C_2H_2-O_2$ реализовывались и в камере кольцевой цилиндрической геометрии с расширением канала, однако они появлялись в результате перехода горения в детонацию свежей смеси, а скачки уплотнения, возникающие в продуктах, ускоряли этот переход.

Заметим, что первичная продольная детонационная волна, сформированная после иницирования в емкости, на входе в камеру имела скорость $D = 2.2$ км/с. По оценкам, проведенным для степени расширения смеси по давлению ($p_{m,ox}/p_t = 30$), коэффициент скорости потока λ для смеси перед иницированием равен $\lambda \approx 2$, а $v_z \approx 1$ км/с. Тогда скорость детонации относительно потока составляет $D = v_D + v_z \approx 3.2$ км/с $> D_{CJ} = 3$ км/с ($\phi = 1.3$). В движущихся потоках смеси превышение скоростью детонации значений идеальной детонации Чепмена — Жуге наблюдалось и в экспериментах [10]. Падающая детонационная волна отражалась от торца в виде ударной волны, движущейся по продуктам.

В опытах 14 и 16 за счет большего давления газов, скопившихся в емкости, критический «диаметр» для спиновой детонации уменьшился и появились ПДВ, которые затем переродились в горение при $\phi < 0.66 \div 0.7$, вероятно, при достижении предела по концентрации или при ухудшении качества смешения компонентов, что равносильно снижению ϕ [11].

Область реализации непрерывной детонации. Варьированием размера кольцевой щели δ для подачи кислорода исследовано его влияние на детонацию. Обобщенные данные области реализации детонационного процесса в координатах $(\delta/\Delta, g)$ и $(\delta/\Delta, \phi)$ для камеры $d_c = 10$ см представлены на рис. 8. Отметим, что на рис. 8, *a* и 8, *b* имеется полное соответствие между точками $(\delta/\Delta, g)$ и $(\delta/\Delta, \phi)$ — каждой точке g_i соответствует точка ϕ_i для данного δ/Δ . Видно (темные точки), что с увеличением ширины щели, когда ухудшается перемешивание компонентов и усиливается взаимовлияние процессов в камере сгорания и системе подачи, область существования непрерывной спиновой детонации сужается. Причем при $\delta/\Delta \geq 0.5$ и истечении в среду с малым противодавлением (темные треугольники) в указанном диа-

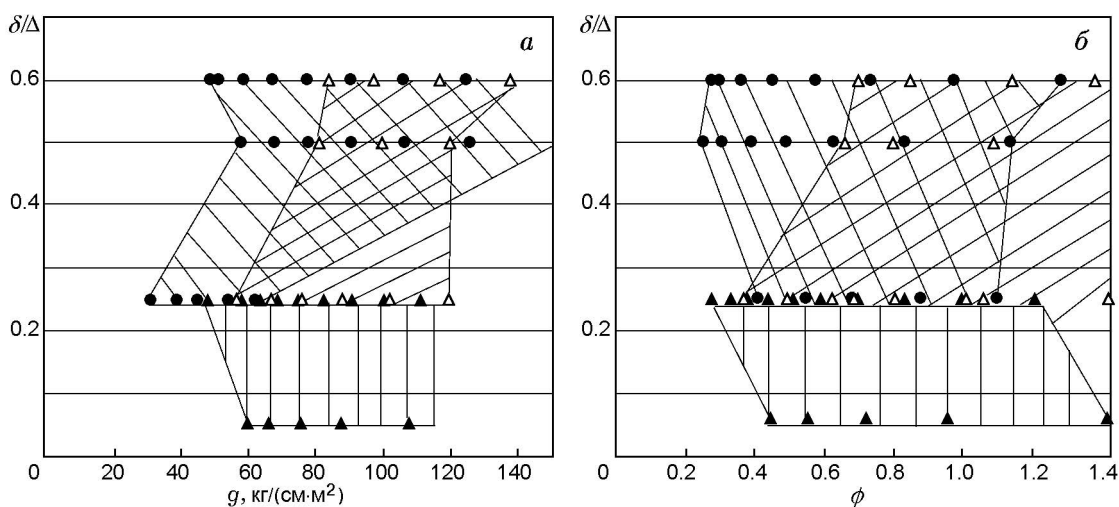


Рис. 8. Область реализации непрерывной спиновой и пульсирующей детонации в камере диаметром $d_c = 10$ см при относительной ширине щели δ/Δ в зависимости от удельного расхода смеси g (а) и коэффициента избытка горючего ϕ (б)

пазоне удельных расходов получить непрерывную спиновую детонацию не удалось. Однако детонация не прекращалась и переходила в режим пульсирующей с продольными волнами (темные кружки). Отношение $\delta/\Delta = 0.25$ находится на границе, когда может развиваться как спиновая, так и пульсирующая детонация, причем при изначально повышенных значениях g и ϕ развивалась и продолжалась до конца эксперимента непрерывная спиновая детонация, а при их уменьшенных значениях — пульсирующая детонация. Наблюдалась также неустойчивость спиновой детонации по числу ПДВ, а при пульсирующей детонации — появление поперечных волн. Противодавление расширяло пределы существования непрерывной спиновой детонации (светлые треугольники) и сужало область пульсирующей. Заметим, что в камере $d_c = 4$ см в отсутствие влияния противодавления непрерывная спиновая детонация существовала только при $\delta = 0.2$ мм ($\delta/\Delta = 0.04$) и в тех же диапазонах по g и ϕ . При больших значениях параметра δ реализовывалась только пульсирующая детонация.

На рис. 9 приведены зависимости скорости непрерывной детонации, отнесенные к скорости Чепмена — Жуге (D/D_{CJ}), от коэффициента избытка горючего ϕ . Данные соответствуют экспериментам в камере диаметром $d_c = 10$ см при $\delta = 1.25$ мм ($\delta/\Delta = 0.25$, табл. 2) и истечении продуктов в емкость с начальными

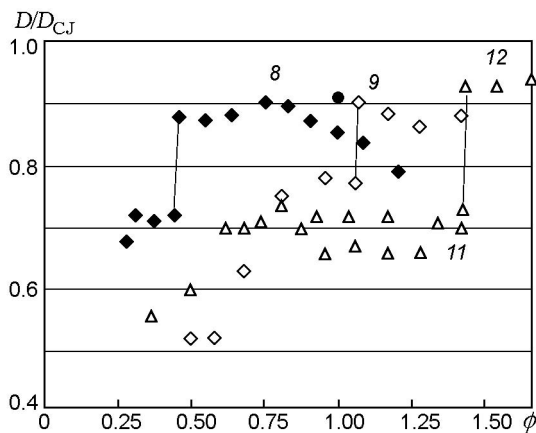


Рис. 9. Относительные скорости непрерывной детонации D/D_{CJ} :

8, 9, 11, 12 — данные, соответствующие опытам, приведенным в табл. 2, черный кружок — расчет

давлениями $p_{t0} = 0.1 \cdot 10^5$ и $0.5 \cdot 10^5$ Па (точки 8 и 9 соответственно), а также в атмосфере $p_{t0} = 1.013 \cdot 10^5$ Па = const (точки 11, 12). Там же для сравнения нанесено расчетное значение (черный кружок) скорости непрерывной спиновой детонации при $\phi = 1$. Сопоставление данных опытов показывает, что противодавление в области значений $\phi \geq 1$ и $n = 1$ способствует усилению детонационных волн. Под термином «сильная» ПДВ мы понимаем такую волну, для которой $D/D_{CJ} = 0.8 \div 1.0$. Следует

отметить, что с уменьшением ϕ в течение эксперимента уменьшались и значения удельного расхода g , а соответствие величин ϕ и g можно определить из рис. 8. При увеличении воздействия противодействия (см. 3, б и опыты 8, 9 в табл. 2) снижается критический «диаметр» детонации. Поэтому в определенный момент времени происходят размножение волн и резкое уменьшение скорости волн при одинаковых значениях ϕ (см. рис. 9). Размножение волн происходит также при $p_{t0} = 1.013 \cdot 10^5$ Па = const и уменьшении значений g и ϕ (опыты 11, 12 в табл. 2). Каждое увеличение количества волн сопровождается снижением их скорости вплоть до акустической на фоне возрастающей интенсивности обычного горения. При этом по мере увеличения количества волн химическая активность смеси снижается (уменьшается ϕ). Для идеальной детонации закономерность обратная: структура волн укрупняется. По-видимому, в случае непрерывной детонации, которой всегда сопутствует горение, при определенном противодействии ухудшается смесеобразование. Формирующейся смеси становится недостаточно для сильной волны, и процесс перестраивается на большее количество слабых волн, которые сопровождаются повышенным выгоранием смеси перед фронтом.

Увеличение числа волн при воздействии противодействия — характерная особенность непрерывной детонации топливно-кислородных смесей, в том числе и в камерах кольцевой цилиндрической геометрии [3]. При истечении в вакуумированную емкость без влияния противодействия наблюдается обратная картина: с уменьшением ϕ и g (или одного из этих параметров) скорость D уменьшается до момента времени, когда на смену приходит режим с меньшим числом ПДВ (если $n \geq 2$). При этом значение D возрастает и явление повторяется. Подобная картина наблюдалась и в непрерывной спиновой детонации водородовоздушных смесей в кольцевой цилиндрической камере при истечении продуктов в атмосферу [8], где критический «диаметр» детонации зависел в основном от уменьшающегося значения ϕ . Критический «диаметр» детонации увеличивался, и детонация подстраивалась соответствующим образом — уменьшала количество волн с увеличением ширины их детонационного фронта.

Комплексный подход к исследованию непрерывной спиновой детонации смеси H_2 —

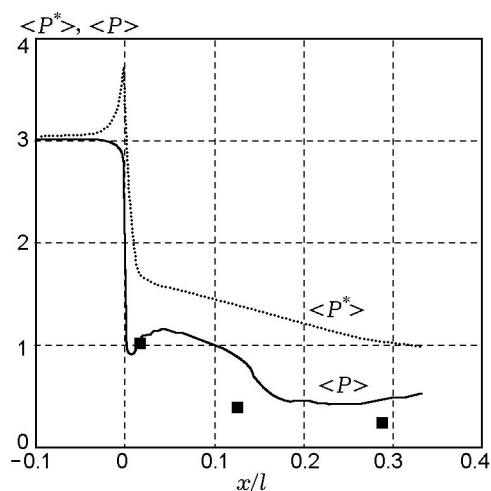


Рис. 10. Распределения по длине коллектора ($x/l < 0$) и расширяющегося канала статического $\langle P \rangle$ (сплошная) и полного $\langle P^* \rangle$ (штриховая линия) давлений (точки — эксперимент)

O_2 в проточной камере с расширением канала позволяет сравнить результаты эксперимента с данными расчетов для стехиометрической ($\phi = 1$) смеси. В экспериментах при $\delta = 1.25$ мм (опыт 8), $\phi \approx 1$ и $g = 102$ кг/(с·м²) в камере диаметром $d_c = 10$ см реализована непрерывная спиновая детонация с одной ПДВ, движущейся со скоростью $D = 2.37$ км/с, с высотой фронта ПДВ $h = 40$ мм. К этому моменту 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 — $p_{m,ox} = 2.6 \cdot 10^5$ Па и $p_{m,f} = 9.8 \cdot 10^5$ Па, в камере на расстоянии 0.5 см от щели — $p_{c1} = 1.02 \cdot 10^5$ Па, в емкости для сброса продуктов — $p_t = 0.6 \cdot 10^5$ Па. Нестационарные расчеты в проточной камере при геометрических размерах канала и параметрах в системе подачи, соответствующих данному эксперименту (подробно представлены выше), также демонстрируют режим непрерывной спиновой детонации с параметрами $p_m = 2.99 \cdot 10^5$ Па, $p_c = 1.02 \cdot 10^5$ Па, $D = 2.61$ км/с, $h = 44.3$ мм. На рис. 10 представлены распределения рассчитанных значений среднего статического давления $\langle P \rangle(x)$ (сплошная кривая) и полного давления $\langle P^* \rangle(x)$ (пунктирная) по длине канала камеры. Там же нанесены экспериментальные значения статического давления с датчиков, располагавшихся на расстоянии 0.5, 4 и 8.7 см от торца камеры. Видно, что ста-

тическое давление в расширяющемся канале уменьшается с увеличением относительного расстояния x/l . Причем в зоне энерговыделения ($0 < x/l \leq 0.15$) наблюдается быстрый спад давления от $1.2 \cdot 10^5$ до $0.5 \cdot 10^5$ Па, затем оно плавно растет до значения $0.6 \cdot 10^5$ Па на выходе из канала, равного величине противодействия. Полное давление $\langle P^* \rangle(x)$ при непрерывной спиновой детонации в расширяющемся канале монотонно уменьшается вдоль длины канала от $1.6 \cdot 10^5$ до $1 \cdot 10^5$ Па. Сравнение параметров непрерывной спиновой детонации, наблюдаемых в эксперименте и полученных в расчете, показывает, что средние значения давления в коллекторе p_m и в камере сгорания p_c , а также скорости детонации D и размеры детонационного фронта близки. Причем расчетные значения систематически превышают экспериментальные максимум на 10 %. Структуры волн, полученные экспериментально и в расчете, качественно совпадают.

ВЫВОДЫ

1. В проточной камере с расширением кольцевого канала впервые реализовано и исследовано сжигание водородокислородных смесей в непрерывно вращающихся (спиновых) или продольных пульсирующих детонационных волнах при истечении продуктов в вакуумированную емкость и в атмосферу.

2. Противодействие окружающей среды способствует реализации непрерывной спиновой детонации посредством уменьшения критического «диаметра» детонации образующейся смеси.

3. С увеличением ширины щели подачи кислорода возрастает влияние процессов в камере на систему подачи кислорода, а также ухудшаются условия перемешивания компонентов. В результате структура ПДВ укрупняется, а в камере предельно малого диаметра детонация переходит в режим продольной пульсирующей.

4. По данным экспериментов построена область существования детонационного процесса в координатах $(\delta/\Delta, g)$ и $(\delta/\Delta, \phi)$. С увеличением ширины щели δ пределы существования непрерывной спиновой детонации сужаются, а пульсирующей с продольными волнами — расширяются. Противодействие расширяет пределы существования непрерывной спи-

новой детонации и сужает область пульсирующей детонации.

5. При возрастании влияния противодействия в течение процесса происходит увеличение количества все более ослабленных ПДВ.

6. Структуры спиновых детонационных волн, зарегистрированных экспериментально и полученных в расчете, качественно совпадают, а их основные параметры: среднее давление в коллекторе кислорода, давление в камере, скорости детонации и размеры детонационного фронта — близки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bykovskii F. A., Zhdan S. A., Vedernikov E. F. Continuous spin detonations // J. of 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. 2. Камера с расширением кольцевого канала // Физика горения и взрыва. — 2008. — Т. 44, № 3. — С. 95–108.
3. Быковский Ф. А., Ждан С. А., Ведерников Е. Ф. Реализация и моделирование непрерывной спиновой детонации водородокислородной смеси в камерах проточного типа. 1. Камеры кольцевой цилиндрической геометрии // Физика горения и взрыва. — 2009. — Т. 45, № 5. — С. 111–123.
4. Льюис Б., Эльбе Г. Горение, пламя и взрывы в газах. — М.: Мир, 1968.
5. Ждан С. А., Быковский Ф. А., Ведерников Е. Ф. Математическое моделирование вращающейся волны детонации в водородно-кислородной смеси // Физика горения и взрыва. — 2007. — Т. 43, № 4. — С. 90–101.
6. Быковский Ф. А., Ведерников Е. Ф. Непрерывная детонация дозвукового потока топлива // Физика горения и взрыва. — 2003. — Т. 39, № 3. — С. 93–104.
7. 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.
8. 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.
9. Быковский Ф. А., Ведерников Е. Ф. Самоподдерживающаяся пульсирующая детонация потока газовой смеси // Физика горения и взрыва. — 1996. — Т. 32, № 4. — С. 99–106.
10. McKenna W. W. Interaction between detonation waves and flowfields // AIAA Journal. — 1967. — V. 5, N 5. — P. 868–873.

11. **Быковский Ф. А.** О влиянии степени перемешивания газов на параметры детонации // Динамика сплошной среды. — Новосибирск: Ин-т гидродинамики СО РАН СССР. — 1983. — Вып. 62. — С. 23–31.

Поступила в редакцию 18/II 2009 г.
