

# ИССЛЕДОВАНИЕ НЕПРЕРЫВНОЙ СПИНОВОЙ ДЕТОНАЦИИ ВОДОРОДОКИСЛОРОДНЫХ СМЕСЕЙ.

## 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 расчетно-экспериментальное исследование непрерывной спиновой детонации смеси  $H_2-O_2$  в кольцевых камерах сгорания с форсуночной подачей компонентов топлива. В кольцевой камере диаметром 4 см осуществлено сжигание газовой водородокислородной смеси в режиме непрерывно вращающейся детонации. При варьировании расходов компонентов смеси, длины и формы камеры исследована структура течения. В двумерной нестационарной постановке задачи при соответствующих экспериментах геометрических параметрах камер численно получена и исследована динамика поперечной детонационной волны. Проведено сравнение с экспериментами, и получено удовлетворительное соответствие по скорости детонации и давлению в камере. Заметно отличаются от расчетных экспериментальные размеры и форма детонационных фронтов.

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

### ВВЕДЕНИЕ

Режимы детонационного сжигания газовых смесей в поперечных детонационных волнах (ПДВ) в кольцевой цилиндрической камере для смесей  $C_2H_2-O_2$ ,  $C_3H_8-O_2$  и  $CH_4-O_2$  при раздельной подаче компонентов через форсунки были реализованы в [1, 2]. Там же отмечалось, что для газовой смеси  $H_2-O_2$  получить фотоснимки не удалось из-за слабого свечения зоны реакции. Таким образом, вплоть до последнего времени вопрос о реализации непрерывно вращающейся детонации в газовых смесях  $H_2-O_2$  оставался открытым. В работе [3] для визуализации течения в области ПДВ в верхней части окна впрыскивалась тонкая струйка пропана, улучшающая свечение продуктов, но не влияющая на процесс в целом. Используя метод «подсветки» [3], логично было попытаться зафиксировать на фотоснимках непрерывную спиновую детонацию и в смесях  $H_2-O_2$ . Тем более что по физико-математической модели непрерывно вращающейся детонации было получено [4] периодическое решение с ПДВ для стехиометрической водородокислородной смеси.

Цель данной работы — исследовать режим

непрерывного детонационного сжигания водородокислородной смеси в камере кольцевой цилиндрической геометрии и провести верификацию математической модели [4]; на основании экспериментальных данных и модели непрерывной спиновой детонации исследовать свойства поперечных детонационных волн, структуру течения при изменении геометрии камеры, условий подачи топлива и противодавления среды; численно получить значения удельного импульса для детонационного режима и оценить степень его эффективности.

### ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Исследование вращающейся детонации проводилось в кольцевой цилиндрической камере диаметром  $d_c = 4$  см, ширина канала  $\Delta = 0.5$  см, площадь поперечного сечения  $S_c = 5.5$  см<sup>2</sup> (рис. 1). Длина камеры 10 см, а длина кольцевого канала определялась длиной внутренних вставок  $L_c = 8.7, 4$  и  $2$  см, которые заканчивались на выходе или прямым срезом (камеры типа А), или усеченным конусом длиной 1.2 см с углом к образующей  $15^\circ$  (камеры типа Б). В дальнейшем эти разновидности камер обозначены А1, А2, А3 и Б1, Б2, Б3 соответственно.

Кислород и водород вводились в камеру вблизи наружной стенки по торцу через форсунку со скрещивающимися струями, в кото-

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке грантами Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 05-01-00298, 07-01-00174) и НШ 8583.2006.1.

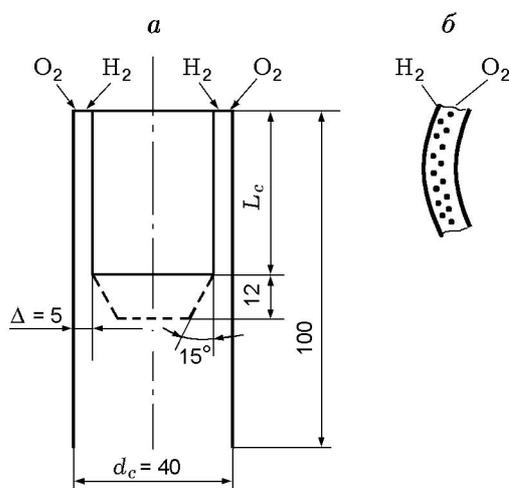


Рис. 1. Схема камеры сгорания (а). Расположение форсунок (вид с торца, б)

рой равномерно расположенные отверстия горючего были направлены навстречу отверстиям окислителя, причем те и другие под углом  $30^\circ$  как к цилиндрической поверхности, так и относительно осевого сечения камеры. Система подачи компонентов топлива включала ресиверы кислорода (объемом  $V_{r,ox} = 3.2$  л) и водорода ( $V_{r,f} = 1.75$  л), а также быстродействующие электромагнитные клапаны и коллекторы перед отверстиями форсунок. В ряде опытов ресиверы менялись местами. Применялись технические водород и кислород, в которых объемная доля компонентов составляла 98 %, остальное — азот и водяные пары. Задавались следующие значения начальных давлений в ресиверах: кислорода —  $p_{ox0} = 10 \cdot 10^5$  Па, водорода —  $p_{H_2} = 15 \cdot 10^5$  или  $10 \cdot 10^5$  Па. Расход смеси за время эксперимента ( $t = 0.35$  с) непрерывно уменьшался по мере истечения газов из ресиверов в диапазоне  $G = 48 \div 25$  г/с. Соответственно изменялся удельный расход смеси  $g_\Sigma = G/S_c = 87.3 \div 45.4$  кг/(с·м<sup>2</sup>). Коэффициент избытка горючего  $\phi$  изменялся в пределах  $\phi = 1.4 \div 0.4$ . Расход компонентов рассчитывался по методике, изложенной в работе [5].

Процесс инициировался пережиганием проволоки электротоком с энергией  $\approx 5$  Дж. Канал для инициирования длиной 1 см, в который вставлялись электроды, располагался в стенке камеры и был ориентирован тангенциально навстречу струе кислорода. Истечение продуктов детонации из камеры происходило в емкость объемом  $V_t = 0.43$  м<sup>3</sup>, в которой создавалось начальное противодавление

$p_{t0} = (0.02 \div 0.11) \cdot 10^5$  Па или  $p_{t0} = 1 \cdot 10^5$  Па. За время эксперимента давление в емкости  $V_t$  увеличивалось на  $(0.2 \div 0.75) \cdot 10^5$  Па. Статическое давление в камере на расстоянии 0.5 см от форсунок изменялось в пределах  $p_c = (1.86 \div 0.5) \cdot 10^5$  Па.

Процесс фотографировался фоторегистратором с падающим барабаном [6] через продольное окно в камере, выполненное из органического стекла шириной 1 см и длиной 10 см. Для регистрации процесса сжигания в камере исследуемой смеси  $H_2$ — $O_2$  использовался метод компенсации скорости [7]. Поскольку свечение фронта детонации и ее продуктов очень слабое и не регистрируется даже на чувствительную фотопленку (аэрофотопленка типа 42Л), использовалась, аналогично [3], дополнительная подсветка детонации с помощью струйки ацетилена, впрыскиваемой в камеру со стороны верхней части окна. Локальная подача ацетилена с расходом менее 1 % от расхода основных компонентов не влияла на процесс. Дополнительно в ряде опытов для увеличения чувствительности пленки ее перед съемкой не менее суток выдерживали в водороде. Компьютерная система регистрировала сигналы с датчиков давления газов: в ресиверах ( $p_{r,ox}$ ,  $p_{rH}$ ), в коллекторах ( $p_{m,ox}$ ,  $p_{mH}$ ), в камере ( $p_c$ ) на расстоянии 0.5 см от торца и в емкости для сброса продуктов ( $p_t$ ).

## РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

В данных экспериментах при сжигании смеси  $H_2$ — $O_2$  впервые реализован режим вращающейся детонации с поперечными детонационными волнами в достаточно широкой области экспериментальных условий. Фрагмент типичной фоторегистрограммы ПДВ для камеры А1, снятый методом компенсации скорости, приведен на рис. 2 (1/10 часть длины пленки). Сжигание смеси происходит в двух ПДВ, движущихся слева направо. Их скорость с течением времени изменяется от 2.51 до 1.92 км/с, а частота вращения соответственно от 45.65 до 35 кГц. Скорость детонации вычислялась относительно среднего диаметра кольцевого зазора камеры. Длительность фрагмента по горизонтали  $\approx 1.2$  мс, а каждая последующая дорожка сдвинута по времени на 12.5 мс. Вертикальный размер одной дорожки равен 10 см. Видно, что через  $\approx 0.15$  мс после инициирования (моменту энерговыделения соответствует яркая вспышка на фоторегистрограмме) в камере формиру-

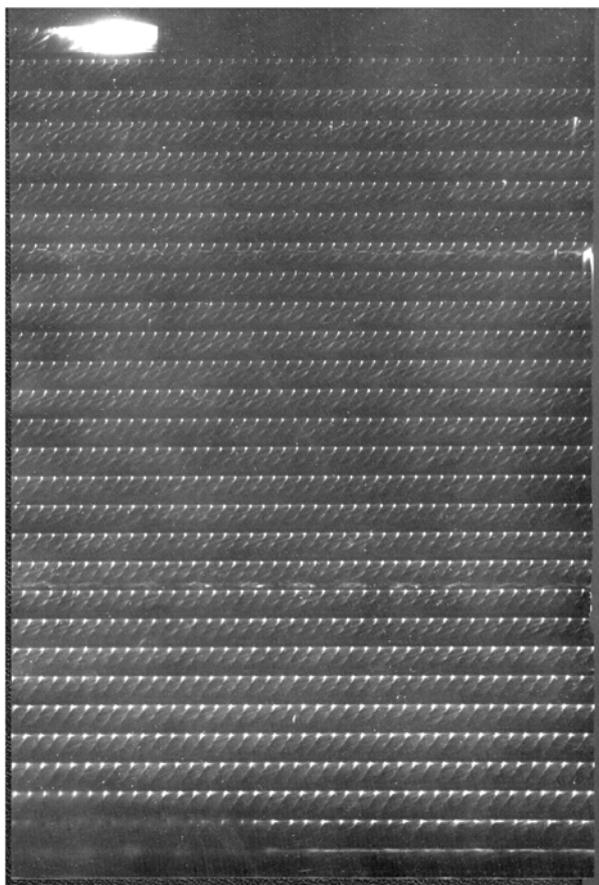


Рис. 2. Фрагмент фоторегистрограммы ПДВ для камеры А1 ( $p_{t0} = 0.02 \cdot 10^5$  Па)

ются стабильные ПДВ, существующие в течение времени  $t \approx 0.34$  с (27 дорожек) и вращающиеся в одном направлении.

Укрупненный фрагмент фоторегистрограммы ПДВ приведен на рис. 3,а ( $\phi = 1$ ), а обобщенная структура волн и течения в области ПДВ в системе волн — на рис. 3,б. Дetonационный фронт  $BC$  распространяется по области 1, содержащей свежую смесь. К нему примыкает шлейф  $CN$ , представляющий собой косую ударную волну в продуктах 2. Тонкими линиями показаны линии тока, пунктирная кривая — контактный разрыв между свежей смесью и продуктами детонации. Заметим, что структура ПДВ водородокислородной смеси принципиально не отличается от установленной ранее структуры для углеводородных топлив [2].

На рис. 4 для камеры А1 приведены осциллограммы изменения параметров подачи компонентов смеси (рис. 4,а), а также измене-

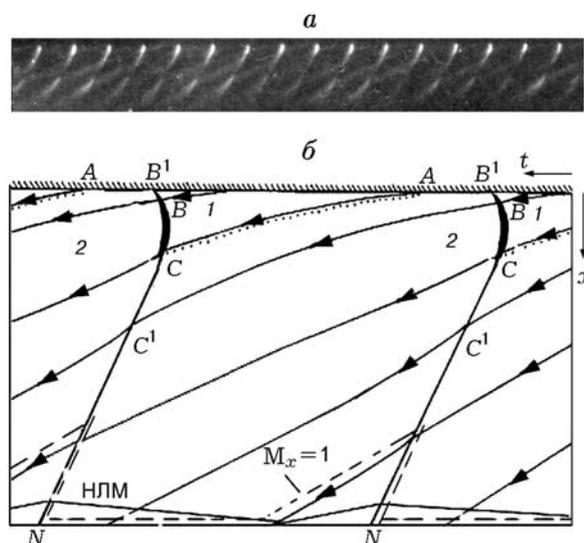


Рис. 3. Укрупненные фрагменты фоторегистрограммы ПДВ (а) и обобщенная структура волн и течения в области ПДВ в системе волн (б):

НЛМ — нейтральная линия Маха

ния давления в камере  $p_c$  и в емкости для сброса продуктов  $p_t$  в течение эксперимента (рис. 4,б, кривые 1 и 2), соответствующие процессу, изображенному на рис. 2. До момента срабатывания клапанов (12 мс) давления в ресиверах имеют начальные значения: кислорода —  $p_{ox0} = 10 \cdot 10^5$  Па, водорода —  $p_{H0} = 15 \cdot 10^5$  Па (рис. 4,а). Давления в соответствующих коллекторах равны начальному давлению в емкости для сброса продуктов:  $p_{m,ox} = p_{mH} = p_{t0} = 0.02 \cdot 10^5$  Па.

После открытия клапанов и начала истечения из ресиверов давление в коллекторах быстро увеличивается, принимая максимальные значения: кислорода  $p_{m,ox} = 9.5 \cdot 10^5$  Па за время  $t = 23$  мс, водорода —  $p_{mH} = 12.8 \cdot 10^5$  Па за  $t = 13$  мс. Затем до закрытия клапанов ( $t = 0.37$  с) происходит истечение из ресиверов с уменьшением расходов компонентов:  $G_0 = 41 \div 27.7$  г/с,  $G_H = 7.4 \div 1.9$  г/с. С учетом переходного процесса в коллекторах максимальное значение  $\phi$  несколько меньше вычисленного по начальным расходам и изменяется в пределах  $\phi = 1.41 \div 0.56$ . После окончания процесса давления в коллекторах выравниваются с давлением в емкости для сброса продуктов ( $p_{m,ox} = p_{mH} = p_t = 0.23 \cdot 10^5$  Па). Заметим, что для камер всех типов и размеров при од-

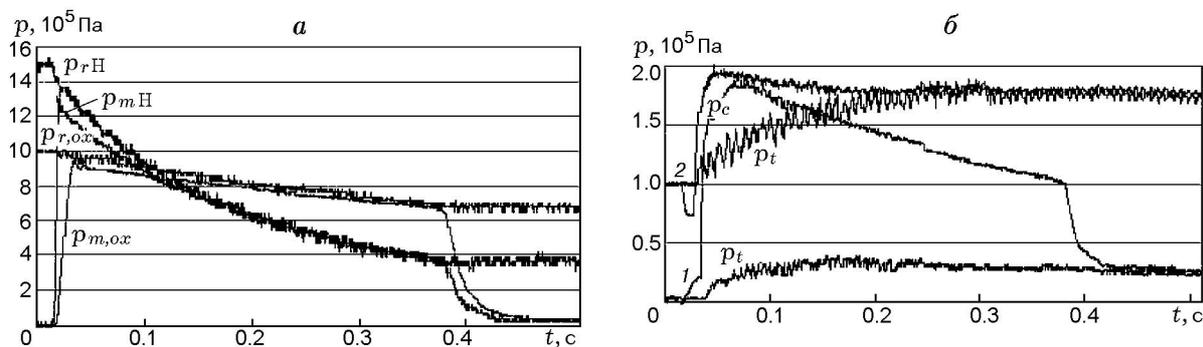


Рис. 4. Изменение параметров подачи компонентов (а) и давлений в камере и емкости для сброса продуктов (б):

1 —  $p_{t0} = 0.02 \cdot 10^5$  Па, 2 —  $p_{t0} = 1 \cdot 10^5$  Па

них и тех же начальных давлениях в ресиверах изменение соответствующих параметров в системе подачи было одинаковым (см. рис. 4, а).

Давление в камере  $p_c$  после открытия клапана водорода немного уменьшается (до  $0.01 \cdot 10^5$  Па), а при поступлении в камеру кислорода начинает расти (рис. 4, б). При достижении значения  $p_c = 0.2 \cdot 10^5$  Па происходит инициирование детонации и давление в камере резко возрастает. Максимум давления в камере ( $p_c = 1.85 \cdot 10^5$  Па) достигается через 30 мс после инициирования, а затем давление монотонно убывает в соответствии с расходом компонентов до  $p_c = 1 \cdot 10^5$  Па. Давление в емкости до момента инициирования практически не меняется и начинает расти спустя 3 мс после инициирования (время, затраченное на прохождение звуковой волны до датчика в большей части по холодному газу). Накопившийся начальный объем смеси после инициирования вызвал резкий подъем давления в емкости, а затем давление в емкости плавно повышалось до своего максимального значения  $p_t = 0.36 \cdot 10^5$  Па и в дальнейшем, несмотря на приток продуктов, начинало уменьшаться до  $p_t = 0.23 \cdot 10^5$  Па, выравниваясь с давлением в камере после окончания процесса. Сравнивая давления компонентов в ресиверах, коллекторах и давления в камере, а также давления в камере и емкости для сброса продуктов (см. рис. 4), видим, что истечение компонентов из ресиверов в коллекторы докритическое, а истечение из коллекторов в камеру и из камеры в емкость — сверхкритическое.

В камере Б1 процесс детонации несколько отличался от процесса в камере А1. В частности, в начале процесса проявлялась склонность

к одноволновому режиму — после инициирования иногда возникали неустойчивые режимы по числу ПДВ (до  $t = 25$  мс). Иногда наблюдалось обратное вращение ПДВ по окружности камеры (направление прямого вращения условно совпадает с направлением ориентации отверстий в форсунке кислорода). Заметного изменения скорости ПДВ при смене направления вращения не обнаружилось.

Когда в камере А1 ресиверы в трактах подачи менялись местами, реализовывались режимы при незначительном изменении  $\phi$  от начала и до конца процесса ( $\phi = 0.99 \div 0.95$ ). Получен неожиданный результат — значения скорости детонации  $D$  оказались примерно на 10 % ниже, чем в предыдущем случае при достижении в ходе процесса стехиометрии ( $\phi = 1$ ) и при том же расходе смеси. Подобное поведение скорости детонации наблюдалось и в камере Б1.

Установлено, что при истечении продуктов детонации в разреженную среду и в среду с противодействием (до влияния последнего на смесеобразование) высота детонационного фронта  $BC$  практически постоянна и составляет  $h = 10 \div 12$  мм. Причем нижняя часть фронта (его половина) явно имеет наклон к набегающему потоку смеси (см. рис. 2 и 3, а).

С уменьшением длины вставки до  $L_c = 4$  см (камера А2) количество и регулярность ПДВ не меняются. В камере Б2 одноволновый режим реализовался и был устойчив около 150 мс ( $D = 2570 \div 2270$  м/с), а затем перешел в двухволновый ( $D = 2180 \div 1815$  м/с) с кратковременным переходом к одноволновому режиму со скоростью  $D = 1870$  м/с в конце эксперимента (рис. 5). Причем неустойчивость

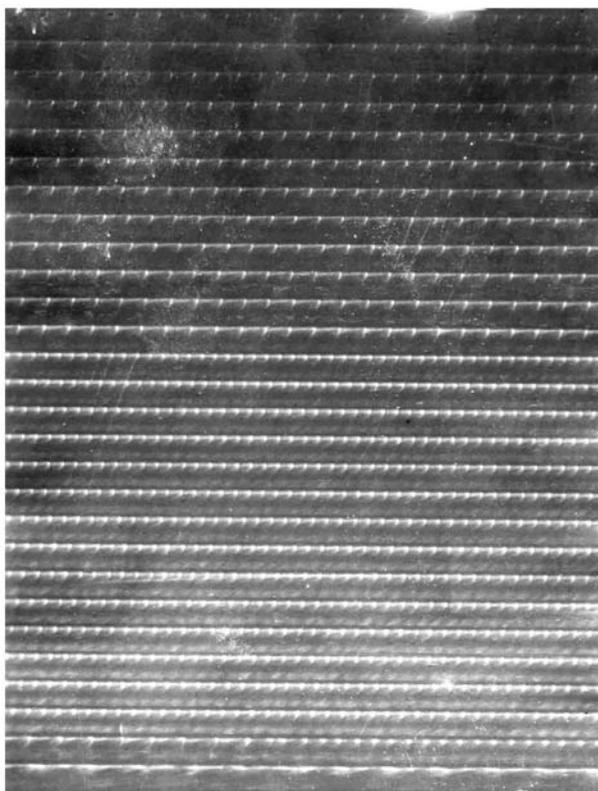


Рис. 5. Фрагмент фоторегистрограммы ПДВ для камеры А2 ( $p_{t0} = 0.02 \cdot 10^5$  Па)

по числу волн проявилась лишь после инициирования (в течение 0.5 мс) и в конце процесса. Из рис. 5 видно, что смена числа волн происходит быстро — на одном или двух оборотах ПДВ.

Дальнейшее уменьшение длины камеры до  $L_c = 2$  см (камера А3) в течение первых 25 мс привело к реализации устойчивого одноволнового режима с максимально наблюдаемой скоростью ПДВ  $D = 2.75 \div 2.58$  км/с. Далее за один период вращения волны произошел быстрый переход к двум ПДВ, которые также регулярно существовали до окончания процесса. В одноволновом режиме фронт занимает всю длину камеры (20 мм), в двухволновом — примерно ее половину ( $10 \div 11$  мм). В камере Б3 одноволновый режим в начале процесса был более продолжительным — 50 мс, затем также перестроился в двухволновый и существовал до окончания процесса. Высота фронта детонации, его наклон и скорость  $D$  практически не отличались от соответствующих параметров в камере А3.

Параметры процессов для различных ка-

Таблица 1  
Основные параметры вращающейся детонации для камер А и Б

Тип	$L_c$ , см	$p_c$ , $10^5$ Па	$p_t$ , $10^5$ Па	$D$ , км/с	$n$	$h$ , мм
А1	8.7	1.6	0.29	2.47	2	10
А2	4	1.41	0.2	2.23	2	10.5
А3	2	1.43	0.23	2.3	2	10
Б1	8.7	1.48	0.15	2.31	2	10.5
Б2	4	1.46	0.25	2.36	1	20
Б3	2	1.41	0.28	2.32	2	10.5

мер при  $\phi = 1$  ( $\phi = 1.35 \div 0.56$ ),  $G = 40.2$  г/с ( $g_\Sigma = 73.1$  кг/(с·м<sup>2</sup>)),  $p_{r,ox} = 8.8 \times 10^5$  Па,  $p_{rH} = 8.2 \cdot 10^5$  Па,  $p_{m,ox} = 8.2 \cdot 10^5$  Па,  $p_{mH} = 7.6 \cdot 10^5$  Па и истечении в вакуумированный объем представлены в табл. 1.

Исследовалось влияние противодействия на детонационный процесс. Для этого истечение продуктов из камер А и Б осуществлялось в емкость с начальным давлением  $p_{t0} = 1 \cdot 10^5$  Па. В камере А1 устойчивая детонация наступила только через 0.6 мс после инициирующего импульса и в течение первых 35 мс реализовывался процесс с двумя ПДВ (рис. 6), аналогичный истечению продуктов в вакуумированную емкость. Затем со стороны среза камеры появлялись скачки уплотнения, движущиеся вверх по потоку продуктов, которые вначале сносились потоком, а через 40 мс проникали в зону смесеобразования. После этого примерно в течение 35 мс сохранялись устойчивые ПДВ, затем их регулярность по числу волн и скорости детонации нарушалась, а интенсивность обычного горения усиливалась. Примерно через 200 мс от начала инициирования в камере наблюдалось преимущественно обычное горение с наложением высокочастотной неустойчивости, выраженной появлением вращающихся звуковых волн. К этому времени статическое давление в камере и давление в емкости для сброса продуктов выравнивались, достигая к концу процесса значения  $p_c = p_t = 1.8 \cdot 10^5$  Па (см. рис. 4, б). Высота и форма фронта детонации до прихода продольных скачков уплотнения в зону смесеобразования (начало процесса) не отличалась от таковых при истечении продуктов в вакуумированный объем ( $h \approx 11$  мм). Но затем под влиянием противодействия ско-

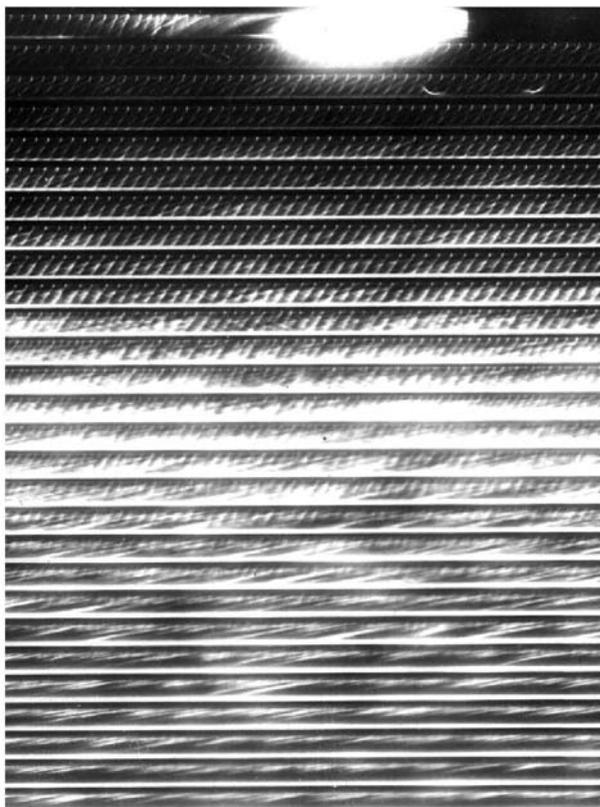


Рис. 6. Фрагмент фоторегистрограммы для камеры А1 ( $p_{i0} = 1 \cdot 10^5$  Па)

рость смеси (за счет снижения степени расширения компонентов) и высота фронта начинали уменьшаться. На границе регулярности ПДВ высота фронта достигала  $h = 5 \div 7$  мм, фронт принимал округлые формы в виде горошины.

Уменьшение длины камеры до 4 и 2 см для камер А и Б не приводило к принципиальным отличиям поведения ПДВ в камере и их формы от варианта А1.

### ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Рассмотрена задача математического моделирования детонационного сжигания смеси  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ . Течение происходит в кольцевом пространстве камер с границами  $\Gamma_1$  (горючая смесь поступает через форсунки в торце камеры) и  $\Gamma_2$  (продукты сгорания вытекают через открытый конец камеры). Математическая формулировка двумерной нестационарной задачи о вращающейся детонационной волне в кольцевой цилиндрической камере сгорания ракетного типа и метод ее численного решения

приведены в [4]. С целью сравнения с экспериментами численное моделирование проведено при тех же геометрических размерах камер, что и в описанных выше экспериментах. Расширение камер типа Б вдоль оси симметрии моделировалось в квазидвумерном приближении.

При заданных термодинамических свойствах газовой смеси, обезразмеривая аналогично [4] в уравнениях и граничных условиях искомые функции, координаты и время ( $p/p_0$ ,  $\rho/\rho_0$ ,  $T/T_0$ ,  $\mu/\mu_0$ ,  $u/u_0$ ,  $v/u_0$ ,  $x/l$ ,  $y/l$ ,  $t/t_0$ ) относительно давления  $p_0$ , плотности  $\rho_0$ , температуры  $T_0$ , молекулярной массы  $\mu_0$ , скорости звука  $u_0 = \sqrt{p_0/\rho_0}$ , расстояния между смежными ПДВ  $l$ , времени  $t_0 = l/u_0$ , получаем, что решение задачи о непрерывно вращающейся детонационной волне зависит от следующих определяющих параметров: трех безразмерных параметров в системе подачи (давление торможения смеси  $p_m/p_0$ , температура торможения смеси  $T_m/T_0$ , отношение суммарной площади сечений отверстий форсунок к полному поперечному сечению входа камеры  $S_*/S_c$ ) и четырех масштабных размеров (общая длина камеры  $L$ , длина ее цилиндрической части  $L_c$ , отношение площади выходного сечения камеры к входному  $S_{exit}/S_c$ , периметр  $l$ ). Численное исследование выполнено для стехиометрической смеси  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$  при следующих значениях обезразмеривающих параметров:  $T_0 = 300$  К,  $p_0 = 1.013 \cdot 10^5$  Па,  $\mu_0 = 12$  кг/кмоль,  $\rho_0 = p_0 m_0 / RT_0 = 0.487$  кг/м<sup>3</sup>,  $u_0 = \sqrt{p_0/\rho_0} = 456$  м/с. Здесь  $R$  — универсальная газовая постоянная.

### РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Расчеты вращающейся детонации проведены при значениях определяющих параметров в системе подачи:

$$p_m/p_0 = 8.5, \quad T_m/T_0 = 0.8667, \\ S_*/S_c = 0.0555, \quad (1)$$

соответствующих экспериментальным данным при  $\phi = 1$ . При этом исходный удельный расход смеси равен  $g_{\Sigma 0} = 77$  кг/(с · м<sup>2</sup>). Для нахождения периодического решения с ПДВ остается единственный свободный параметр — период  $l$ . В расчетах для сравнения картины течения с экспериментальным двухволновым режимом детонации полагали значение периода

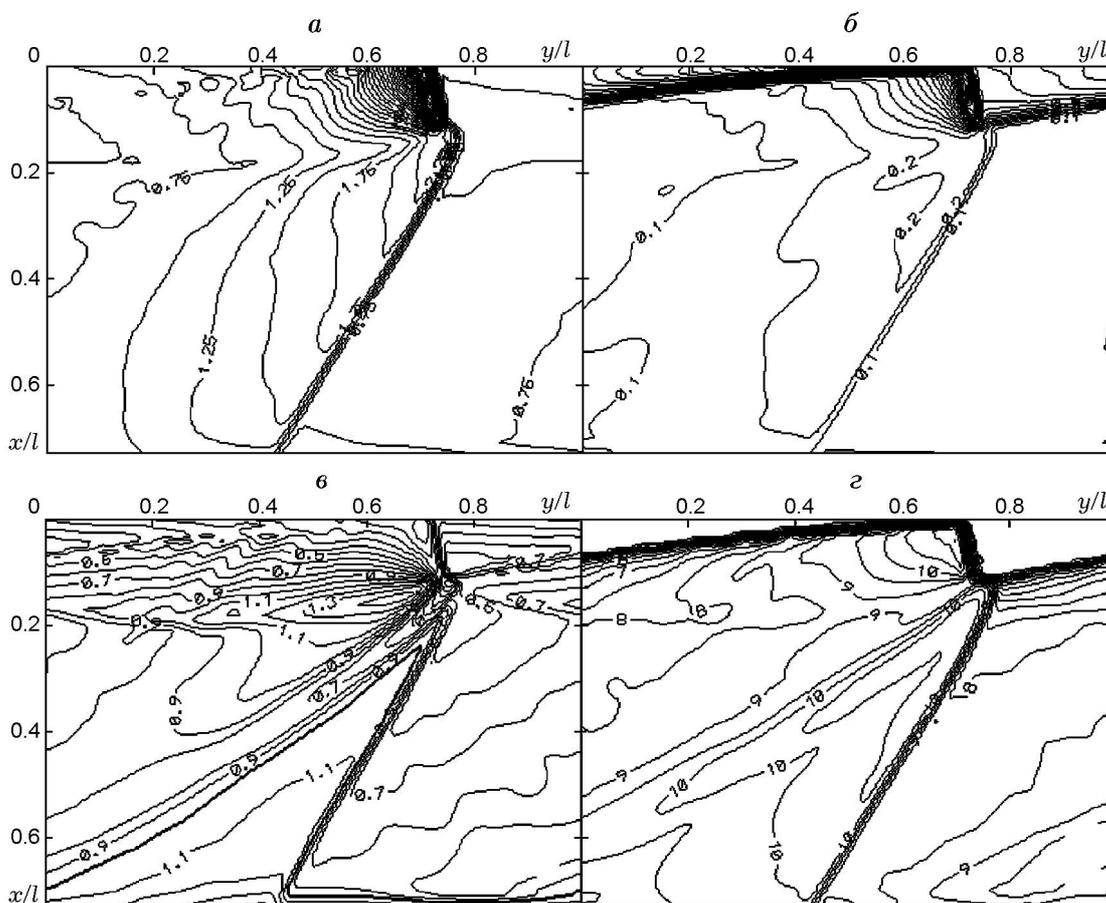


Рис. 7. Расчетная двумерная структура вращающейся детонации для варианта А2:  
 а — изобары  $p/p_0$ ; б — изохоры  $\rho/\rho_0$ ; в — изолинии чисел Маха  $M_x = u/c$ ; г — изотермы  $T/T_0$

равным половине периметра камеры, вычисленного по среднему диаметру кольцевого зазора, т. е.  $l = 0.5\pi(d_c) = 5.5$  см.

Результаты расчетов газодинамической структуры течения с определяющими параметрами (1) для вариантов А2 и Б2 представлены на рис. 7, 8, а значения скорости вращающейся детонации  $D$ , среднего давления на торце  $p_c$ , относительного размера ПДВ  $\eta = h/l$  и среднего удельного импульса  $J_D$  приведены в табл. 2.

Подробная картина течения для варианта А2 приведена на рис. 7. Заметим, что существующее экспериментальное оборудование не позволяет измерить локальные характеристики представленного на рис. 7 течения. Волна движется слева направо со скоростью ПДВ  $D = 2.35$  км/с по треугольной низкотемпературной области, содержащей водородокислородную смесь, поступающую через верхнюю границу расчетной области (контактная граница раздела горючей смеси и продуктов сгора-

ния хорошо видна на рис. 7, б, г). Перед фронтом ПДВ давление меньше 0.5 атм, а высота фронта равна  $h = 6$  мм. Видно, что за волной продукты детонации постепенно расширяются и при давлении продуктов, меньшем давления подачи, отесняются вниз новыми порциями газов. Создаются условия для распространения новой ПДВ на следующем периоде. Вниз от ПДВ отходит косая ударная волна (шлейф), движущаяся по продуктам детонации. Изобары (рис. 7, а) и изохоры (рис. 7, б) показывают быстрый спад давления и плотности за фронтом ПДВ. Причем если на границе  $\Gamma_1$  степень неоднородности давления равна 20, то на границе  $\Gamma_2$  (выход из камеры  $x = L$ ) степень неоднородности давления для данного варианта снижается до трех. Заметим, что перед фронтом ПДВ газодинамические параметры также неоднородны. Изолинии чисел Маха для проекции вектора скорости на ось  $x$  ( $M_x = u/c$ ), приведенные на рис. 7, в, показыва-

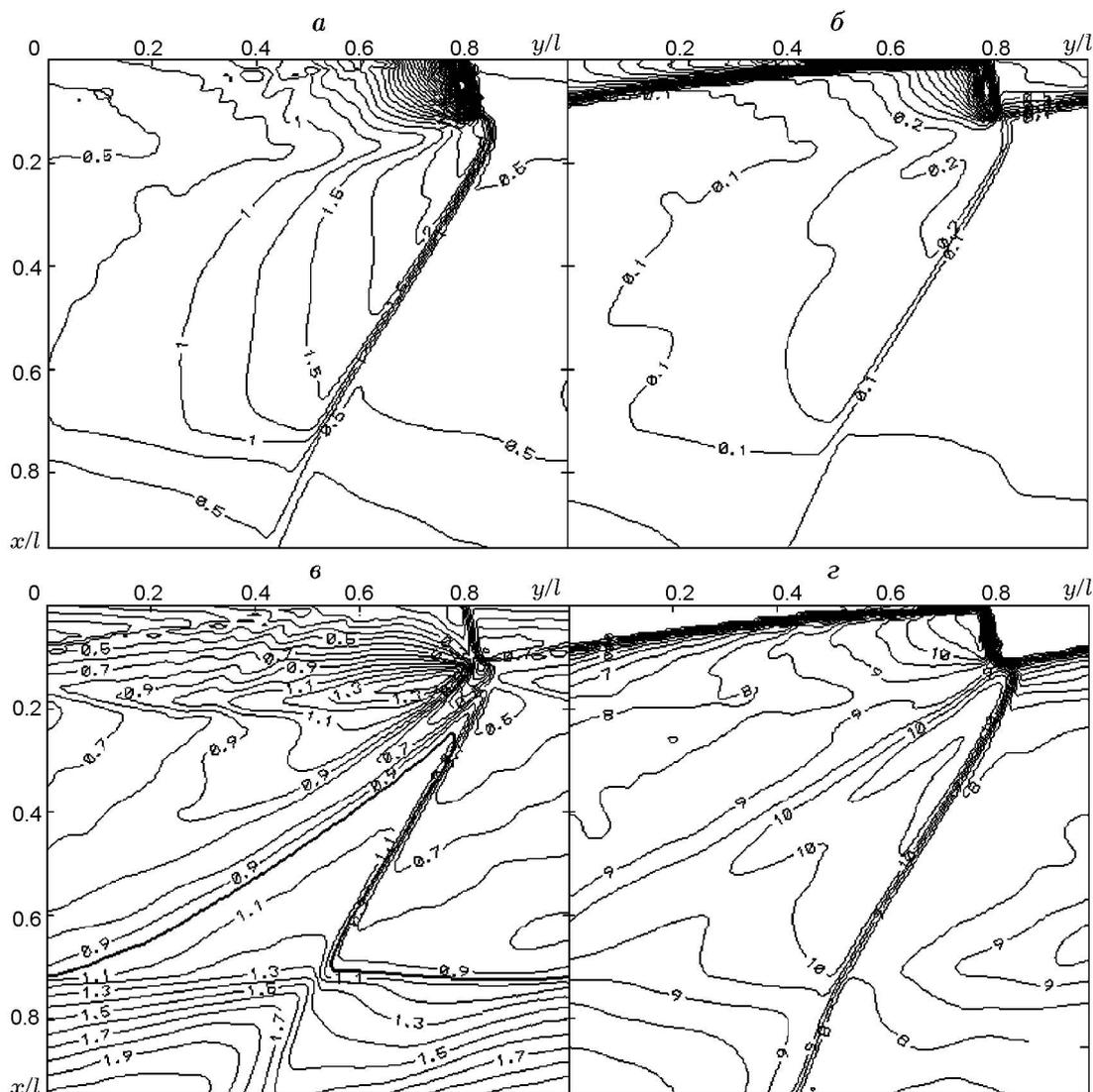


Рис. 8. Расчетная двумерная структура вращающейся детонации для варианта Б2:  
 а — изобары  $p/p_0$ ; б — изохоры  $\rho/\rho_0$ ; в — изолинии чисел Маха  $M_x = u/c$ ; г — изотермы  $T/T_0$ ;  
 ( $S_{exit}/S = 1.5$ )

ют, что перед фронтом ПДВ —  $M_x < 1$ , т. е. в этой области течения проекция вектора скорости на ось  $x$  меньше скорости звука. С удалением от  $\Gamma_1$  вниз по оси  $x$  вплоть до относительного расстояния  $x/l < 0.25$  поток также дозвуковой, за исключением локальной сверхзвуковой зоны в окрестности точки пересечения ПДВ с косой ударной волной, формирующейся за фронтом ПДВ из-за бокового расширения продуктов детонации. При  $x/l > 0.25$  за фронтом косой ударной волны начинает формироваться расширяющаяся вниз по потоку сверхзвуковая зона, в которой величина  $M_x$  постепенно растет и достигает значения  $M_x = 1.3$ . Изоли-

ния  $M_x = 1$  представлена жирной кривой. Из рис. 7,в видно, что на нижней границе  $\Gamma_2$  газодинамическое течение вдоль оси  $x$  сверхзвуковое в среднем. Это означает, что в области решения  $\Omega$  при распространении ПДВ реализуется трансзвуковой переход [4]. Поэтому никакие звуковые возмущения на выходе из области решения  $\Gamma_2$  не могут повлиять на параметры ПДВ. Расчетное поле температур, представленное на рис. 7,г, показывает, что максимальные температуры ( $> 3000$  К) реализуются за фронтом ПДВ и косой ударной волной. Именно эта высокотемпературная область высвечивается на фоторегистрограммах (см. рис. 3,а).

Таблица 2  
Основные расчетные параметры  
вращающейся детонации  
в стехиометрической смеси  $\text{H}_2\text{—O}_2$  для камер А и Б

Тип	$p_c/p_0$	$D$ , км/с	$\eta = h/l$	$J_D$ , м/с	$(p_2/p_1)_{ex}$
A1	1.78	2.33	0.11	2 550	1.75
A2	1.75	2.35	0.11	2 550	3.1
A3	1.74	2.29	0.115	2 517	5.1
Б1	1.77	2.35	0.11	2 845	1.8
Б2	1.75	2.31	0.11	2 830	2.8
Б3	1.74	2.29	0.113	2 785	4.6

В процессе расширения продуктов за ПДВ их температура уменьшается до  $2000 \div 2300$  К.

Сопоставление результатов расчетов вариантов А2 (см. рис. 7) и Б2 (см. рис. 8) показывает, что параметры течения практически не отличаются в области канала постоянного сечения  $0 < x < 4$  см. Причем для варианта Б2 в области расширения канала  $4 < x < 5.2$  см давление, плотность и температура продолжают уменьшаться, числа Маха при заданной степени расширения канала  $S_{exit}/S = 1.5$  достигают значения  $M_x = 2$ . Также начинает изменяться угол наклона шлейфа (он отклоняется вперед). Отметим, что представленная на рис. 7, 8 расчетная структура ПДВ в стехиометрической смеси  $\text{H}_2\text{—O}_2$  для вариантов А2 и Б2 качественно соответствует структуре, полученной экспериментально.

Из данных табл. 2 следует, что добавление в расчетах к каналу постоянного сечения расширяющегося сопла, так же как уменьшение в исследованных пределах длины камеры  $L$ , практически не изменяет скорости, среднего давления у верхнего торца камеры и размера ПДВ, поскольку выше нейтральной линии Маха [4] газодинамическое течение не изменяется. В то же время удельный импульс при детонации  $J_D$  растет с увеличением площади выходного сечения  $S_{exit}$ , так же как при обычном горении в жидкостных ракетных двигателях. То есть при реализации в канале постоянного сечения непрерывно вращающихся детонационных волн для увеличения тяги достаточно присоединения расширяющегося сопла.

Расчеты также показали, что при уменьшении параметра  $L_c/l$  от 1.58 до 0.36 детонационный режим с непрерывно вращающейся ПДВ сохраняется. Причем расход практи-

чески не меняется:  $g(L, t) = 75$  кг/(с·м<sup>2</sup>). Наблюдается незначительное уменьшение скорости волны  $D$ , среднего давления  $p_c$ , среднего удельного импульса  $J_D$  и небольшое увеличение относительного размера ПДВ  $\eta$ . В то же время с уменьшением длины канала  $L$  значительно увеличивается степень неоднородности газодинамических переменных на выходе из него (см. последний столбец табл. 2). Так, если для камеры А1 косая ударная волна на выходе вырождается в акустическую (скачок давления на ее фронте  $((p_2 - p_1)/p_1)_{ex} = 0.75$ ), то для камеры А3 на выходе она сильная —  $((p_2 - p_1)/p_1)_{ex} = 4.1$ .

## АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Сравнение параметров детонации, наблюдаемых в эксперименте и полученных в расчете, показывает, что средние давления в камере  $p_c$  и скорости детонации  $D$  хорошо согласуются. Однако в эксперименте высота ПДВ существенно больше расчетных значений (при  $l = 5.5$  см соответственно  $h \approx 6$  и 10 мм). Несколько по-другому выглядит и профиль детонационного фронта: в эксперименте он имеет большие кривизну и наклон к набегающим линиям тока. Объясняется это тем, что в эксперименте топливные компоненты подавались раздельно в виде струй, а расчет проводился для перемешанной на молекулярном уровне смеси. Так как в эксперименте перемешивание происходит в самой камере, то образующаяся смесь в направлении истечения имеет 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, чем критический размер предварительно перемешанного слоя.

Заметим, что разной степени перемешивания топливных компонентов соответствуют различные параметры детонации, в том числе и скорости детонационных волн. Так как в тангенциальном направлении волна движется по различным состояниям смеси с одинаковой скоростью  $D$ , то различные участки фронта должны «подстраиваться» к этой скорости. Это подстраивание выражается в изменении

угла наклона детонационного фронта или в вырождении его в ударный. Участок фронта  $BC$  (см. рис. 3, б) — искривленный детонационный фронт, идущий по достаточно хорошо перемешанному слою смеси 1. Участок  $BB^1$  — косой ударный фронт, распространяющийся по недостаточно перемешанному участку слоя смеси 1. Эту часть фронта детонации можно считать шлейфом, идущим по холодной смеси. Обычно он сопровождается регулярным отражением от торца камеры. Компоненты смеси, прошедшие через него, продолжают перемешиваться и сгорать в режиме обычного турбулентного горения. Косая волна  $CN$  — шлейф ПДВ, распространяющийся по продуктам детонации 2, на котором участок  $CC^1$  может быть и детонационным, где сжигается остаток смеси компонентов, прошедших через ударный фронт  $BB^1$ . Ввиду воздействия ПДВ на систему подачи топлива, поступление топливных компонентов непосредственно за фронтом  $B^1C$  приостанавливается или вообще прекращается вплоть до заброса продуктов в систему подачи. Истечение компонентов в камеру восстанавливается от точки  $A$ . Линия  $AC$  — контактный разрыв между свежей смесью и продуктами детонации. В случае сжигания активных топливных смесей она трансформируется во фронт горения.

Особенностью детонации водородокислородных смесей является высокая скорость смеси в камере. Измеренная из фоторегистрограммы по методу развертки при  $\phi = 1$ , она перед фронтом ПДВ около контактной границы достигает 900 м/с. Детонационный фронт в нижней своей части является косым, что нагляднее всего проявляется в более коротких камерах. Подобный наклон фронта наблюдался и при непрерывной спиновой детонации водородовоздушных смесей [8]. Высокая скорость исходной смеси и наличие участка недостаточного смешения  $BB^1$  удлиняет детонационный фронт и изменяет его структуру. В расчетах (см. рис. 7, 8) перед фронтом ПДВ около контактной границы число Маха для проекции вектора скорости на вертикальную ось достигает значения  $M_x = 1$ .

Из анализа всего экспериментального материала для всех камер следует, что отношение  $h/l$  достаточно стабильно —  $h/l \approx 1/5$  для  $n = 1$  и 2. Оно является максимальным из ряда других топливно-кислородных смесей [2] и связано, по-видимому, с более высокой скоростью звука в исходной смеси. Полученное от-

ношение  $h/l \approx 1/5$  также может служить критерием для определения числа ПДВ в камере по фоторегистрограмме процесса, снятой методом компенсации скорости при известном коэффициенте уменьшения изображения.

Ранее [9, 10] при сопоставлении высоты фронта ПДВ с поперечным размером детонационных ячеек ( $a$ ) классической многофронтной детонации [11] для ряда углеводородно-кислородных газовых смесей была получена приближенная формула

$$h = Na \approx (12 \pm 5)a, \quad (2)$$

позволяющая априорно оценивать высоту фронта ПДВ в газовых смесях по известным значениям размера ячейки  $a$ . Здесь  $a$  выбирается при исходном давлении газовой смеси в трубе, равном среднему давлению в камере  $p_c$ , и соответствующем значении коэффициента избытка горючего.

Проведем априорную оценку  $h$  для водородокислородной смеси, основываясь на формуле (2). При  $p_c = 1.5$  атм (см. табл. 1) для стехиометрической смеси  $H_2-O_2$   $a \approx 1$  мм [12], тогда  $h \approx 7 \div 17$  мм, что находится в хорошем соответствии с нашими экспериментальными данными, представленными в табл. 1. То есть выражение (2) можно применять для априорных оценок высоты фронта непрерывно вращающихся детонационных волн в еще не исследованных газовых смесях, для которых известны размеры детонационных ячеек. Тем не менее нужно ясно понимать, что оценка (2) не отражает реального количества детонационных ячеек, которые могут реализовываться вдоль фронта ПДВ. Действительно, во-первых, перед фронтом ПДВ  $p_{c0} \approx 0.3p_c$ , т. е. поперечный размер ячейки должен увеличиться в 3 с лишним раза по отношению к ее размеру при  $p = p_c$ ; во-вторых, при значениях  $D/D_{C-J} = 0.8 \pm 0.05$ , которые имели место в наших исследованиях, размер ячейки также должен возрастать в 4–5 раз по отношению к его размеру при  $D = D_{C-J}$  [13]. То есть реально при непрерывной вращающейся детонации вдоль фронта ПДВ может располагаться не более одной ячейки. Тем не менее во фронте ПДВ не исключено существование «тонкой структуры» более мелких поперечных детонационных волн, которую наблюдали в классической спиновой детонации во многих газовых смесях, в том числе и водородокислородных [14].

Интересно сравнить высоты фронта ПДВ

Таблица 3

Сравнение высоты фронта ПДВ непрерывно вращающейся детонации и спина при классической детонации газовых смесей в трубах

Горючее	$p_{s1} = p_{c0}, 10^5 \text{ Па}$	$p_{s0}, 10^5 \text{ Па}$	$p_{s1}/p_{s0}$	$h_s/l_s$	$d_{\min}, \text{ мм}$	$h_s, \text{ мм}$	$h, \text{ мм}$
Ацетилен	0.5	0.02	25	1/12	7.5	2	$2 \div 3$
Водород	0.5	0.026	19.6	1/12	45.5	11.9	11
Метан	0.66	0.02	33	1/25	92	11.5	$9 \div 15$

$h$  и высоты поперечного фронта спина  $h_s$  в классической детонации при одинаковом начальном давлении перед ними ( $p_{c0} = p_{s1}, \phi = 1$ ). Несмотря на разницу в температуре смеси перед фронтами свыше 1000 К [14], сравнение (табл. 3) показывает, что для исследованных нами газовых смесей значения  $h$  и  $h_s$  близки и уменьшаются с увеличением химической активности смеси. (Здесь  $p_{s0}$  — начальное давление заранее приготовленной смеси при классической детонации в трубе,  $p_{c0} \approx 0.3p_c$  [4] — давление перед фронтом ПДВ,  $l_s$  и  $d_{\min}$  — периметр и предельный диаметр трубки, в которой реализуется классическая спиновая детонация). Величина  $h_s$  оценивалась из известных соотношений:  $d_{\min} \approx a/2$ ,  $ap_{s0}^\nu \approx \text{const}$ ,  $\nu \approx 1$ ,  $l_s \approx \pi d_{\min}$  [11] и  $h_s/l_s$  [15]. Близость размеров  $h$  и  $h_s$  для указанных смесей, по нашему мнению, не случайна и связана с физико-химическими свойствами смеси, которые определяют всю ударно-детонационную структуру ПДВ, ширину детонационного фронта и отношение  $h/l$ .

Известно, что при детонации в трубах существует поверхность Чепмена — Жуге, через которую звуковые возмущения из области продуктов не попадают на фронт детонации [16]. Для разных неподвижных взрывчатых газовых смесей ее положение (зону «химпика») удалось определить экспериментально по распространению детонации в разлетающихся трубках [17], а также с помощью малоинерционных пьезометрических датчиков давления [18]. В случае непрерывной спиновой детонации измерение зоны «химпика» крайне проблематично вследствие больших тепловых потоков в стенки камеры. Однако стационарность вращения волны заведомо предполагает наличие поверхности Чепмена — Жуге вблизи фронта детонации. Если отождествить зону «химпика» с областью яркого свечения во фронте ПДВ, то в приведенных экспериментах она составляет  $\approx 3$  мм, или  $(1/3 \div 1/4)h$ .

Отметим также достаточно стабильную волновую структуру ПДВ и течения в ее окрестности (см. рис. 2, а и рис. 5, 6). В водородокислородной смеси не наблюдалось течений типа перерасширенной сверхзвуковой струи за детонационным фронтом  $BC$  («бочек») или дополнительных скачков уплотнения за шлейфом  $CN$ , которые имели место при непрерывной спиновой детонации топливных смесей на основе углеводородных горючих [3]. Одна из возможных причин — низкая энергия активации водородокислородных смесей по сравнению с другими взрывчатыми смесями, способствующая быстрому протеканию химических реакций и регулярности структуры детонационных волн [19].

Во всех ранее реализованных непрерывных спиновых детонационных режимах с углеводородными горючими в камерах достаточно большого диаметра с уменьшением расхода топлива количество волн уменьшалось [2], так как с уменьшением давления в камере увеличивалась критическая высота фронта  $h_*$  для детонации. В данной работе эта тенденция сохранялась лишь на пределе существования детонации (обычно в конце процесса при малых давлениях в камере, низком значении  $\phi$  и воздействии противодействия). В самом начале процесса ( $\phi = 1.4$ ,  $p_c = 1.8 \cdot 10^5$  Па) всегда наблюдалась тенденция к реализации одноволнового режима, особенно в коротких камерах, а также при выхлопе продуктов в разреженную среду. Объяснения рассмотренному явлению пока не находится, поскольку все описанные процессы протекают выше нейтральной линии Маха, положение которой примерно одинаково для камер А и Б.

Численное моделирование позволило также получить распределение среднего статического  $\langle p \rangle(x) = \frac{1}{l} \int_0^l p dy$  и полного  $\langle p^* \rangle(x) =$

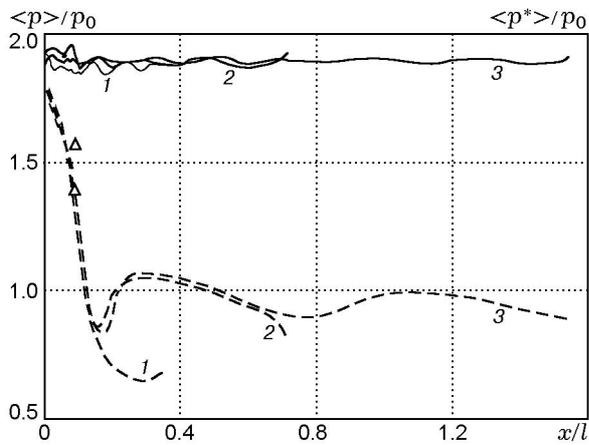


Рис. 9. Зависимости статического (штриховые линии) и полного (сплошные) давлений от расстояния  $x/l$ :

1 — А3, 2 — А2, 3 — А1,  $\Delta$  — эксперимент

$$\frac{1}{l} \int_0^l (p + \rho u^2) dy$$

давлений по длине канала. Результаты расчетов представлены на рис. 9 для трех вариантов А1, А2 и А3. Там же нанесены экспериментальные значения статического давления с датчика, располагавшегося на расстоянии 0.5 см от торца камеры. Видно, что статическое давление монотонно уменьшается от  $1.75 \cdot 10^5$  до  $0.8 \cdot 10^5$  Па в зоне основного энерговыделения вплоть до расстояния  $x/l \approx 0.17$  ( $x/h \approx 1.5$ ) и практически одинаково для всех вариантов. Затем для длинных каналов (А1 и А2)  $\langle p \rangle(x)$  начинает увеличиваться до  $1.05 \cdot 10^5$  Па ( $x/l \approx 0.3$ ) с последующими незначительными колебаниями, в то время как для короткого канала А3 ( $L/l = 0.36$ ) статическое давление продолжает уменьшаться до  $0.65 \cdot 10^5$  Па. Последнее означает, что процессы истечения продуктов из канала А3 начинают влиять на течение в нижней части канала, что приводит, в частности, к уменьшению удельного импульса при детонации  $J_D$  (см. табл. 2). Заметим, что результаты расчетов среднего статического давления хорошо коррелируют с экспериментальными данными. Полное давление (сплошные кривые на рис. 9) при непрерывной спиновой детонации слабо изменяется вдоль длины канала и для указанных вариантов находится в диапазоне  $\langle p^* \rangle(x) = (1.9 \pm 0.05) \cdot 10^5$  Па.

Значения коэффициента избытка горючего  $\phi$  и отношения измеренной скорости дето-

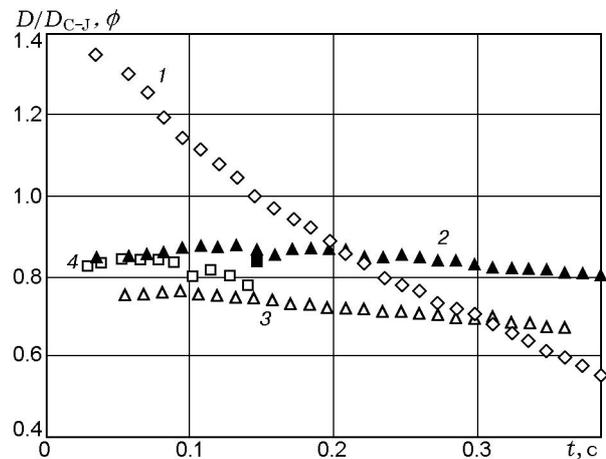


Рис. 10. Зависимости  $\phi(t)$  (кривая 1) и  $D/D_{C-J}(t)$  (кривые 2–4):

2 —  $\phi = 1.4 \div 0.56$ , 3 —  $\phi \approx 1$ ,  $p_{t0} = 0.02 \cdot 10^5$  Па,  
4 —  $\phi = 1.4 \div 0.56$ ,  $p_{t0} = 1 \cdot 10^5$  Па

нации к идеальной скорости Чепмена — Жу́ге ( $D/D_{C-J}$ ) в течение эксперимента для камеры А1 приведены на рис. 10. В достаточно широком диапазоне значений  $\phi$  это отношение почти постоянно — около 0.85. Темным квадратом показана расчетная точка, соответствующая  $D/D_{C-J} = 0.827$  при  $\phi = 1$ . Примерно так же ведут себя скорости и в других камерах А и Б. Уменьшение скорости детонации может быть вызвано многими факторами: неполным перемешиванием, частичным выгоранием образующейся смеси, кривизной фронта, а также близостью высоты слоя смеси перед ПДВ к критическому по детонации. Здесь же приведено изменение значений ( $D/D_{C-J}$ ) для камеры А1 в режиме  $\phi \approx 1$ . Видно, что их значения лежат ниже, чем при  $\phi = 1.4 \div 0.6$ . Неоднозначность параметров процесса детонации при одинаковых условиях можно объяснить возможной реализацией многообразия устойчивых сочетаний параметров детонации.

Заслуживает внимания поведение давления в емкости для сброса продуктов  $p_t$  во время эксперимента. При  $\phi = 1.4$  и отсутствии инициирования детонации («холостой выстрел») давление в емкости плавно увеличивалось на величину  $\Delta p_t = 0.06 \cdot 10^5$  Па. При детонации и истечении продуктов в среду с  $p_{t0} = 0.02 \cdot 10^5$  Па максимальное повышение давления в емкости составляло  $\Delta p_t = 0.25 \cdot 10^5$  Па (см. рис. 4). Когда продукты детонации остывали, эта величина снижалась до  $\Delta p_t = 0.03 \cdot 10^5$  Па. Наконец, при истечении продуктов в среду с

$\Delta p_{t0} = 10^5$  Па наблюдался рост  $p_{t0}$  на величину  $\Delta p_t = 0.76 \cdot 10^5$  Па, что втрое выше, чем при истечении в разреженное пространство. Конечное давление при остывании продуктов вакуумметр не регистрировал, так как оно было больше атмосферного. Эти наблюдения находят вполне конкретные объяснения. Остывшие продукты содержат меньшее число молей, чем исходные компоненты, даже если не сконденсировались водяные пары. Поэтому повышение давления в емкости для холодных продуктов ниже, чем для исходных компонентов. При истечении в среду с  $p_{t0} = 10^5$  Па нагревается находящийся в емкости воздух, на что затрачивается и энергия продуктов.

Во время детонации и истечении продуктов в емкость с  $p_{t0} = 10^5$  Па развиваются достаточно устойчивые звуковые колебания с частотой 125 Гц и амплитудой  $\Delta p_t \approx 0.08 \cdot 10^5$  Па. Они соответствуют двойному пробегу волны вдоль емкости со скоростью  $\approx 375$  м/с. При истечении продуктов в емкость с  $p_{t0} = 0.02 \times 10^5$  Па в последней также наблюдаются колебания, но более высокой частоты, которую трудно выделить из внешних помех.

## ВЫВОДЫ

Проведено комплексное расчетно-экспериментальное исследование непрерывной спиновой детонации смеси  $H_2-O_2$  в кольцевых камерах сгорания с подачей компонентов топлива через форсунки (вариант жидкостного реактивного двигателя). В кольцевой камере диаметром 4 см впервые осуществлено сжигание газовой водородокислородной смеси в режиме непрерывно вращающейся (спиновой) детонации. При варьировании расходов компонентов смеси, длины и формы камеры исследована структура течения. В двумерной нестационарной газодинамической постановке задачи при соответствующих экспериментах геометрических параметрах камер численно исследована динамика поперечной детонационной волны. Сравнение с экспериментами показало идентичность ПДВ по структуре и удовлетворительное соответствие по скорости детонации и давлению в камере. Заметно отличаются от расчетных экспериментальные размеры и форма детонационных фронтов, что связано со струйным течением топливных компонентов и их перемешиванием в области распространения детонационного фронта.

## ЛИТЕРАТУРА

1. **Быковский Ф. А., Клопотов И. Д., Митрофанов В. В.** Спиновая детонация газов в цилиндрической камере // Докл. АН СССР. 1975. Т. 224, № 5. С. 1038–1041.
2. **Быковский Ф. А., Митрофанов В. В.** Детонационное сжигание газовой смеси в цилиндрической камере // Физика горения и взрыва. 1980. Т. 16, № 5. С. 107–117.
3. **Быковский Ф. А.** О некоторых свойствах потока при непрерывной детонации в кольцевой цилиндрической камере // Материалы VIII Всесоюз. симпоз. по горению и взрыву. Ташкент, 1986. С. 16–19.
4. **Ждан С. А., Быковский Ф. А., Ведерников Е. Ф.** Математическое моделирование вращающейся детонационной волны в водородокислородной смеси // Физика горения и взрыва. 2007. Т. 43, № 4. С. 90–101.
5. **Быковский Ф. А., Ведерников Е. Ф.** Коэффициенты расхода насадков и их комбинаций при прямом и обратном течении // ПМТФ. 1996. Т. 37, № 4. С. 98–104.
6. **Быковский Ф. А.** Высокоскоростной ждущий фоторегистратор // Журн. науч. и прикл. фотографии и кинематографии. 1981. № 2. С. 85–89.
7. **Войцеховский Б. В., Котов Б. Е.** Оптические исследования спиновой детонационной волны // Изв. АН СССР. 1958. № 4. С. 74–80.
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. **Zhdan S. A., Bykovskii F. A.** Investigations of continuous spin detonations at Lavrentyev institute of hydrodynamics // Pulse and continuous detonation propulsion / G. Roy, S. Frolov (Eds). Moscow: Torus press, 2006. P. 181–204.
10. **Bykovskii F. A., Zhdan S. A., Vedernikov E. F.** Continuous spin detonations // J. Propulsion and Power. 2006. V. 22, N 6. P. 1204–1216.
11. **Войцеховский Б. В., Митрофанов В. В., Топчиян М. Е.** Структура фронта детонации в газах. Новосибирск: Изд-во СО АН СССР, 1963.
12. **Васильев А. А., Митрофанов В. В., Топчиян М. Е.** Детонационные волны в газах // Физика горения и взрыва. 1987. Т. 23, № 5. С. 109–131.
13. **Vasil'ev A. A.** Cell size as the main geometric parameter of a multifront detonation wave // J. Propulsion and Power. 2006. V. 22, N 6. P. 1245–1260.
14. **Манжалец В. И.** Об устойчивости детонационных скачков в спиновой конфигурации // Физика горения и взрыва. 1973. Т. 7, № 5. С. 703–710.

15. **Манжале́й В. И.** Неустойчивость фронта детонации в газах: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Новосибирск, 1981.
16. **Зельдович Я. Б., Компане́ц А. С.** Теория детонации. М.: Гостехиздат, 1955.
17. **Васильев А. А., Гавриленко Т. П., Топчиан М. Е.** О расположении Чепмена — Жуге в многофронтной детонации в газах // Горение и взрыв. М.: Наука, 1972. С. 481–486.
18. **Васильев А. А.** Протяженность химика в многофронтной детонации // Физика горения и взрыва. 1978. Т. 14, № 4. С. 138–140.
19. **Митрофанов В. В.** Детонация гомогенных и гетерогенных систем. Новосибирск: Ин-т гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 2003.

*Поступила в редакцию 17/IV 2007 г.*

---