

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕПРЕРЫВНОЙ СПИНОВОЙ ДЕТОНАЦИИ ВОДОРОДОКИСЛОРОДНЫХ СМЕСЕЙ.

2. КАМЕРА С РАСШИРЕНИЕМ КОЛЬЦЕВОГО КАНАЛА

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 кольцевой камере сгорания с подачей компонентов топлива через форсунки. В кольцевой камере диаметром 4 см с расширением канала осуществлено сжигание газовой водородокислородной смеси в режиме непрерывной спиновой (вращающейся) детонации. При варьировании расходов компонентов смеси и противодействия внешней среды исследована структура течения. В двумерной нестационарной газодинамической постановке задачи при соответствующих экспериментах геометрических параметрах камеры численно исследована динамика поперечной детонационной волны. Получено удовлетворительное соответствие с экспериментами по форме детонационных фронтов, скорости детонации и высоте фронта волны. Определена оптимальная длина начала расширения канала, обеспечивающая максимальный удельный импульс при спиновом детонационном режиме.

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

ВВЕДЕНИЕ

В работах [1–4] описаны режимы непрерывной спиновой детонации ацетиленокислородной смеси, а в работе [5] — ацетиленовоздушных и водородовоздушных смесей в камерах с расширением кольцевого канала. В экспериментах [1–5] окислитель подавался через щель, а горючее — через отверстия, равномерно расположенные по окружности камеры. В проточном варианте камеры выявлены некоторые особенности поведения поперечных детонационных волн (ПДВ), обусловленные ухудшением перемешивания компонентов топлива, в частности уменьшением числа волн и укрупнением их структуры. При сравнении результатов исследований ПДВ в камере кольцевой цилиндрической геометрии и в камере с расширением канала также выяснилось, что в последнем случае ПДВ были более устойчивы и характеризовались расширенными пределами существования детонации по давлению.

В настоящей работе реализован и исследован процесс сжигания водородокислородной смеси в режиме непрерывной спиновой (вращающейся)

детонации в камере с расширяющимся сечением кольцевого канала. Проведена верификация математической модели [6]. На основании экспериментальных данных и модели непрерывной спиновой детонации исследованы свойства поперечных детонационных волн, структура течения при изменении условий подачи топлива и противодействия среды, определена оптимальная геометрия канала, обеспечивающая максимальный удельный импульс.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

1.1. Постановка экспериментов

Исследования проводились в камере, схема которой приведена на рис. 1. Наружная стенка камеры была цилиндрической (диаметр $d_c = 4$ см, длина $L = 10$ см), а внутренняя представляла собой конус с углом при вершине 17° , высотой 10 см. Ширина канала при основании конуса составляла $\Delta = 0.5$ см, площадь поперечного сечения $S_0 = 5.5$ см². Остальные элементы экспериментальной установки: система подачи топлива, емкость для сброса продуктов детонации (в дальнейшем будем ее называть просто «емкость»), системы инициирования детонации и регистрации процесса — остались такими же, как в работе [7]. Длительность процесса не превышала 0.36 с. Добавим, что для

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 05-01-00298, 07-01-00174) и фонда Президента РФ по поддержке ведущих научных школ (НШ-8583.2006.1).

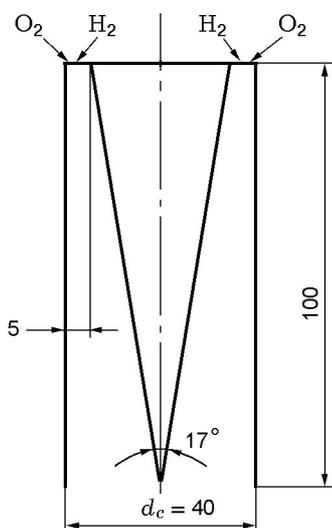


Рис. 1. Схема камеры с расширением кольцевого канала

фоторегистрации ПДВ в данных экспериментах, помимо использования подсветки в виде струйки ацетилена против окна камеры, проводили также предварительную суточную выдержку фотопленки в среде водорода с целью увеличения ее чувствительности.

Выполнены две серии опытов: в первой серии в течение эксперимента значительно изменялось соотношение компонентов (коэффициент избытка горючего ϕ уменьшался со временем в диапазоне $1.41 \div 0.56$, расход топливной смеси $G = 48.4 \div 29.6$ г/с, удельный расход смеси $g_{\Sigma} = G/S_0 = 96.8 \div 59.2$ кг/(с·м²)); во второй серии соотношение компонентов примерно постоянно ($\phi \approx 1$, $G = 38.8 \div 21$ г/с, $g_{\Sigma} = 77.6 \div 42$ кг/(с·м²)). Истечение продуктов осуществлялось в вакуумированную емкость объемом $V_t = 0.43$ м³ с начальным давлением $p_{t0} = 0.02 \cdot 10^5$ Па. Кроме того, в первой серии часть опытов проводилась при давлении $p_{t0} = 1 \cdot 10^5$ Па.

1.2. Результаты экспериментов

Истечение продуктов в вакуумированную емкость. В данной камере при сжигании газовой смеси H_2-O_2 режим спиновой детонации с одной поперечной детонационной волной реализован в достаточно широкой области экспериментальных условий. Фрагмент типичной фоторегистрограммы ПДВ, снятый методом компенсации скорости, приведен на рис. 2. В камере реализовалась одна стабильная ПДВ, су-

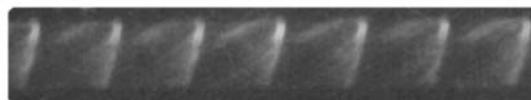


Рис. 2. Фрагмент фоторегистрограммы непрерывной спиновой детонации водородокислородной смеси в камере с расширением кольцевого канала ($p_{t0} = 0.02 \cdot 10^5$ Па)

ществующая в течение времени $t \approx 0.34$ с и вращающаяся в одном направлении. Ее структура близка к структуре в камере кольцевой цилиндрической геометрии [7], скорость D изменялась во времени от 2.51 до 2 км/с, частота вращения f — от 22.8 до 18.2 кГц. От момента инициирования до появления устойчивой ПДВ проходило около 0.7 мс. Причем после инициирования скопившейся в камере смеси продукты детонации полностью выбрасывались из камеры. ПДВ появилась только через ≈ 0.15 мс после проникновения в камеру продольной детонационной волны, которая сформировалась в емкости и распространилась по натекающей свежей смеси в камере.

Давления в системе подачи и коллекторах, расходы и соотношения компонентов полностью соответствуют данным [7]. Давления в камере и емкости в течение эксперимента представлены на рис. 3. Начальные давления в соответствующих коллекторах и в камере равны начальному давлению в емкости: $p_{m,ox} = p_{mH} = p_c = p_{t0} = 0.02 \cdot 10^5$ Па. После открытия клапанов и начала опорожнения ресиверов давление в камере повышается на $0.01 \cdot 10^5$ Па.

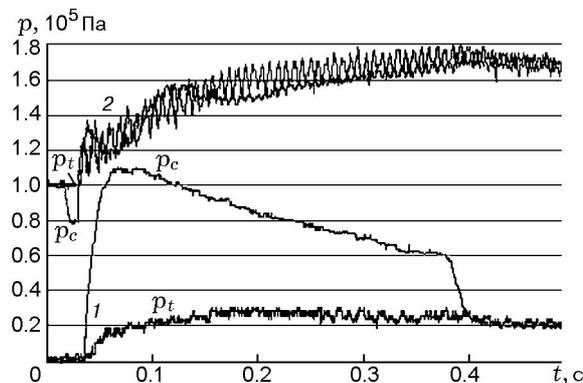


Рис. 3. Давления в камере (p_c) и в емкости для сброса продуктов (p_t):

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

После инициирования происходит резкий рост давления, и оно достигает максимума ($p_c = 1.09 \cdot 10^5$ Па) за время $t \approx 30$ мс. Затем давление монотонно убывает в соответствии с расходом компонентов и в конце опыта уменьшается до $0.6 \cdot 10^5$ Па. Давление в емкости также растет, но более плавно, достигая максимума ($p_t = 0.28 \cdot 10^5$ Па) за время $t \approx 150$ мс. В дальнейшем, несмотря на приток продуктов, давление в емкости уменьшается до значения $p_t = 0.2 \cdot 10^5$ Па, что соответствует давлению в камере после окончания процесса. К этому времени давления в коллекторах выравниваются с давлением в камере и емкости — $p_{m,ox} = p_{mH} = p_c = p_t = 0.2 \cdot 10^5$ Па.

Во второй серии опытов также зарегистрирована одна ПДВ определенного направления и той же структуры (см. рис. 2). Скорость волны за время эксперимента уменьшалась в пределах $D = 2.22 \div 1.73$ км/с. Характер изменения давления в камере и емкости в целом соответствует предыдущему, показанному на рис. 3 (кривые 1), но амплитуда меньше — $p_c = 0.73 \cdot 10^5$ Па при $G = 34$ г/с, $p_{m,ox} = 8.7 \cdot 10^5$ Па и $p_{mH} = 8.3 \cdot 10^5$ Па.

Истечение продуктов в объем с начальным атмосферным давлением. В этих опытах также реализован режим непрерывной спиновой детонации при сжигании газовой смеси H_2-O_2 . В отличие от рассмотренного выше случая режим с одной ПДВ наблюдался только в начале процесса (≈ 16 мс), причем наряду с «прямым» направлением вращения волны (принятым условно) в некоторые моменты времени режим перестраивался и детонационная волна вращалась в противоположном направлении. Прямые и обратные ПДВ легко различаются по четкости изображения на пленке: волны, бегущие в обратном направлении, регистрируются с полной раскомпенсацией (изображение двигалось навстречу движению пленки) и выглядят на пленке размытыми. Между прямыми и обратными волнами наблюдалась переходная зона длительностью, соответствующей трем оборотам волны. Скорость прямых и обратных волн ≈ 2.36 км/с. В дальнейшем детонационный режим перестраивался в двухволновый как с прямым, так и со сменяющим его встречным вращением волн. Одновременно движущихся в противоположных направлениях волн (сталкивающихся волн) не наблюдалось. Несмотря на уменьшение расхода компонентов смеси и рост давления в емкости, ско-

рость волн как в прямом, так и в обратном направлении вращения почти постоянна ($D \approx 2.25$ км/с) на протяжении 90 мс. Затем число волн увеличивалось, их скорость становилась непостоянной, а структура течения — нерегулярной. Когда в камере начинало преобладать обычное горение, ПДВ вырождались в акустические волны ($D \approx c$), которые затем стабилизировались. Процесс заканчивался обычным горением с дозвуковым истечением продуктов, на фоне которого просматривались тангенциальные звуковые волны, движущиеся в каком-либо одном направлении.

Осциллограммы давления в камере и емкости в течение эксперимента приведены на рис. 3 (кривые 2). В исходном состоянии давления в коллекторах, камере и емкости равны атмосферному — $p_{m,ox} = p_{mH} = p_c = p_{t0} = 1 \cdot 10^5$ Па. После открытия клапанов давление в камере понизилось до $p_c = 0.8 \cdot 10^5$ Па и при инициировании резко (за время $t \approx 1.5$ мс) повысилось до значения $p_c = 1.08 \cdot 10^5$ Па. Затем в течение нескольких миллисекунд оно приблизилось к давлению в емкости, которое также начало расти из-за ее заполнения продуктами. До окончания эксперимента эти давления оставались близкими, увеличиваясь со временем до значения $p_c = p_t = 1.7 \cdot 10^5$ Па. Датчики давления регистрировали коррелирующие между собой колебания давлений с периодом ≈ 8 мс. Эти колебания появились сразу после инициирования процесса и стали затухать после его окончания (момент закрытия клапанов в системе подачи — $t = 385$ мс или 360 мс после инициирования). При этом во время существования ПДВ, стабильных по числу волн и скорости, давление в камере при одноволновом режиме было немного выше, а при двухволновом — ниже давления в емкости. Но во время существования неустойчивых ПДВ и преобладания обычного горения давление в емкости в среднем на $0.1 \cdot 10^5$ Па превышало давление в камере.

2. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Математическое моделирование детонационного сжигания смеси $2H_2 + O_2$ проводилось для условий описанных выше экспериментов. Рассматривалось течение в кольцевом пространстве камеры с границами Γ_1 (торец камеры, через форсунки в котором поступает горючая смесь) и Γ_2 (открытый конец камеры,

через который вытекают продукты сгорания). Задача решалась в квазидвумерном приближении. Система уравнений газовой динамики [6] естественным образом обобщается на этот случай:

$$\begin{aligned} \rho_t + S^{-1}(\rho u S)_x + (\rho v)_y &= 0, \\ (\rho u)_t + S^{-1}(\rho u^2 S)_x + (\rho uv)_y + p_x &= 0, \\ (\rho v)_t + S^{-1}(\rho uv S)_x + (\rho v^2)_y + p_y &= 0, \\ (\rho E)_t + S^{-1}[\rho u(E + p/\rho)S]_x + [\rho v(E + p/\rho)]_y &= 0, \\ Y_t + uY_x + vY_y &= f_5, \\ \mu_t + u\mu_x + v\mu_y &= f_6. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь x, y — пространственные переменные ортогональной системы координат; t — время; ρ — плотность; u, v — компоненты вектора скорости \mathbf{u} ; p — давление; $E = U + (u^2 + v^2)/2$; $U(T, \mu)$ — полная внутренняя энергия газа, T — температура, μ — текущая молярная масса смеси; Y — доля периода химической индукции. Энерговыведение описывалось в рамках двухстадийной модели кинетики [8]: индукционная стадия ($0 < Y \leq 1, f_5 = -1/t_{ind}, f_6 = 0$), когда энерговыведения нет; стадия химического превращения ($Y = 0, f_5 = 0, f_6 \neq 0$), когда скорость энерговыведения определяется скоростью химических реакций.

Зависимость площади сечения канала от расстояния вдоль оси имеет следующий вид: $S(x) = S_0$ при $0 < x < L_1$; $S(x) = S_0 + (S_{exit} - S_0)(x - L_1)/(L - L_1)$ при $L_1 < x < L$. Здесь S_0 — площадь сечения цилиндрической части канала длиной L_1 , далее расширение канала до площади выходного сечения $S = S_{exit}$.

Обезразмеривая, аналогично [6], уравнения и граничные условия относительно параметров $p_0, \rho_0, T_0, \mu_0, u_0 = \sqrt{p_0/\rho_0}, l, t_0 = l/u_0$, получим, что решение задачи о непрерывно вращающейся детонационной волне в расширяющемся канале зависит от трех безразмерных параметров системы подачи (давления торможения смеси p_m/p_0 , температуры торможения смеси T_m/T_0 , отношения суммарной площади сечений отверстий форсунок, полного поперечного сечения входа камеры S_*/S_c) и четырех масштабных размеров (общей длины камеры L , длины ее цилиндрической части L_1 , отношения площади выходного сечения камеры к входному S_{exit}/S_0 , периметра l).

Численное исследование выполнено для стехиометрической смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ при $T_0 = 300 \text{ K}$, $p_0 = 1.013 \cdot 10^5 \text{ Па}$, $\mu_0 = 12$, $\rho_0 = p_0\mu_0/RT_0$, $u_0 = \sqrt{p_0/\rho_0}$. Здесь $R = 8.3144 \times 10^3 \text{ Дж/(кмоль} \cdot \text{K)}$ — универсальная газовая постоянная.

2.1. Результаты расчетов

Истечение продуктов в вакуумированное пространство. С целью сравнения с экспериментами при истечении продуктов в вакуумированную емкость сначала были проведены расчеты непрерывно вращающейся детонации при тех же геометрических размерах камеры ($L_1 = 0, L = 10 \text{ см}$, $S_{exit}/S_0 = 2.286$), что и в описанных выше экспериментах. Параметрам системы подачи компонентов стехиометрической смеси ($\phi = 1$)

$$\begin{aligned} p_m/p_0 &= 8.5, \quad T_m/T_0 = 0.8667, \\ S_*/S_0 &= 0.0555 \end{aligned} \quad (2)$$

соответствует исходный удельный расход смеси $g_{\Sigma 0} = 77 \text{ кг/(с} \cdot \text{м}^2)$. Для сравнения с экспериментальным одноволновым режимом детонации период решения задачи по пространству полагался равным периметру камеры, вычисленному по среднему диаметру кольцевого зазора: $l = \pi \langle d_c \rangle = 11 \text{ см}$.

В результате инициирования детонации за время, соответствующее прохождению ПДВ расстояния, равного $(5 \div 6)l$, получен выход нестационарного решения периодической задачи на установившийся детонационный режим с удельным расходом $g_{\Sigma} = 76 \text{ кг/(с} \cdot \text{м}^2)$, скоростью $D = 2.36 \text{ км/с}$ ($D/D_{C-J} = 0.83$, где D_{C-J} — скорость идеальной детонации Чепмена — Жуге [9]) и высотой ПДВ $h = 13.6 \text{ мм}$. Результаты расчетов детальной газодинамической структуры течения в расширяющемся канале представлены на рис. 4. Значения среднего давления на торце p_c/p_0 , относительного размера ПДВ $\eta = h/l$ и среднего удельного импульса $\langle J \rangle$ приведены в первой строке таблицы. Заметим, что существующее экспериментальное оборудование не позволяет измерить локальные характеристики течения.

Волна движется слева направо по треугольной низкотемпературной области, содержащей водородокислородную смесь, поступающую через верхнюю границу расчетной области (контактная граница раздела исходной

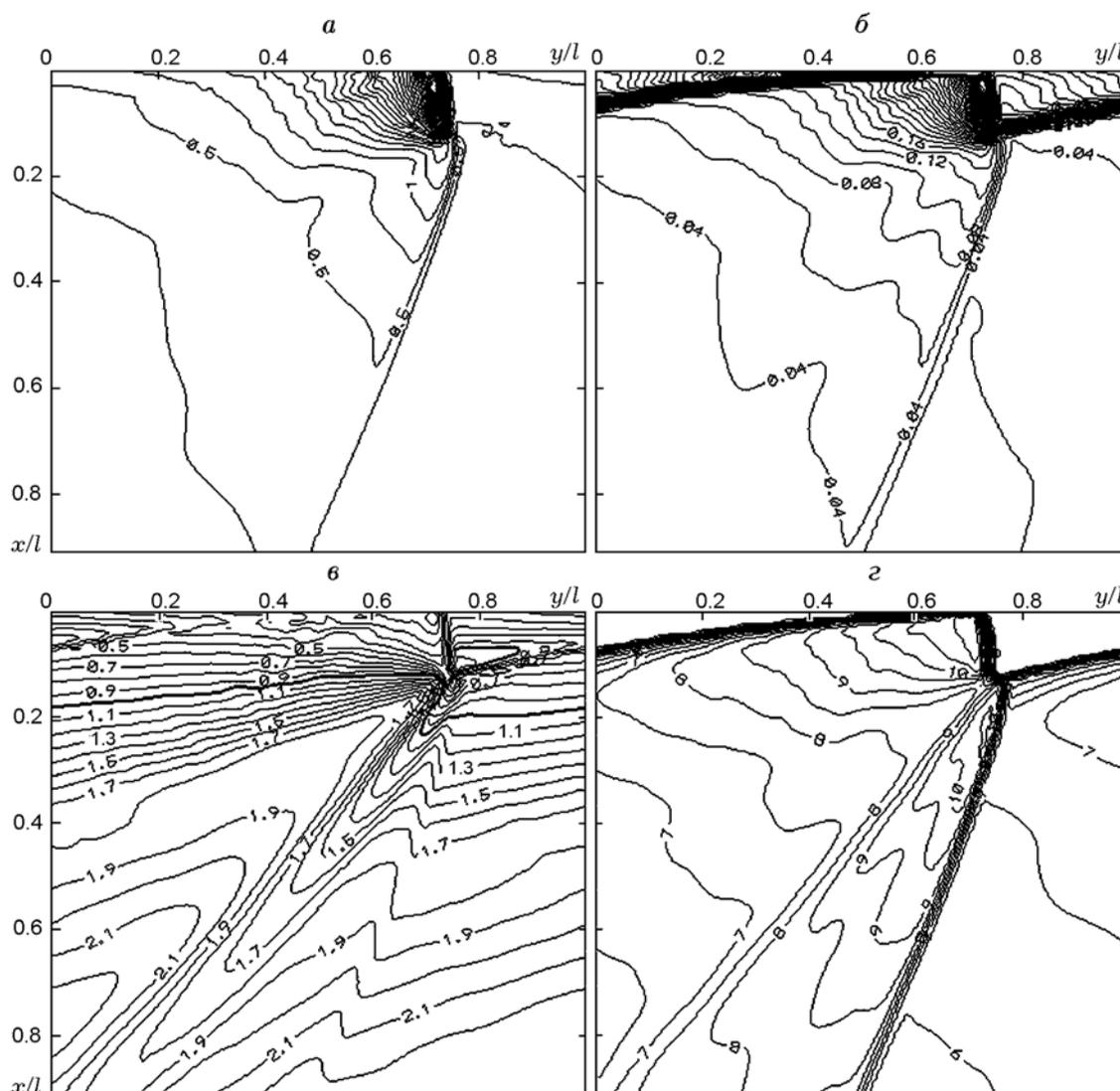


Рис. 4. Расчетная структура вращающейся детонации в расширяющемся канале:
 а — изобары p/p_0 , б — изохоры ρ/ρ_0 , в — изолинии $M_x = u/c$, г — изотермы T/T_0 ; $S_{exit}/S = 2.286$

горючей смеси и продуктов сгорания хорошо видна на рис. 4,б). Заметим, что перед фронтом ПДВ давление неоднородно и находится в диапазоне $(0.25 \div 0.5) \cdot 10^5$ Па, монотонно уменьшаясь с удалением от границы Γ_1 . Видно, что за волной продукты детонации постепенно расширяются и при давлении продуктов, меньшем давления подачи, оттесняются 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. 4,а) и изохоры (рис. 4,б) в расширяющемся канале пока-

зывают еще более быстрый, чем в канале постоянного сечения [6], спад давления и плотности за фронтом ПДВ. Причем если на границе Γ_1 степень неоднородности давления равна $p_{max}/p_{min} = 19$, то на нижней границе Γ_2 (выход из камеры $x = L$) степень неоднородности давления для данного варианта снижается до значения $p_{max}/p_{min} = 3.65$.

Изолинии проекции вектора скорости на ось x ($M_x = u/c$), приведенные на рис. 4,в, показывают, что перед фронтом ПДВ значения M_x монотонно увеличиваются от 0.55 до 1.17 с удалением от границы Γ_1 . То есть в этой области течения проекция вектора скорости на ось

Основные расчетные параметры ПДВ
в расширяющемся канале при варьировании
параметра L_1 ($L = 10$ см, $S_{exit}/S_0 = 2.286$)

L_1 , см	$\frac{\langle p_c \rangle}{p_0}$	D , км/с	$\eta = h/l$	$\langle J \rangle$, км/с	$\left(\frac{p_{max}}{p_{min}}\right)_{ex}$
0	1.52	2.36	0.124	2.905	3.65
2	1.75	2.43	0.10	3.041	3.9
4	1.77	2.42	0.10	3.048	3.7
6	1.76	2.42	0.10	3.053	3.6
8	1.77	2.43	0.10	3.050	3.56

x втекающей водородокислородной смеси становится сверхзвуковой, в то время как в продуктах детонации за фронтом ПДВ она дозвуковая.

При $x/l > 0.2$ за фронтом косо ударной волны формируется расширяющаяся вниз по потоку сверхзвуковая зона, в которой величина M_x постепенно растет за косо ударной волной и достигает значения $M_x = 2.2$. (Изолиния $M_x = 1$ выделена толстой линией). То есть при распространении ПДВ внутри расширяющегося канала реализуется трансзвуковой переход [6], а нейтральная линия Маха находится на расстоянии от торца $x \approx 1.5h$. Ниже течение газа вдоль оси x в среднем сверхзвуковое и не может влиять на параметры перед фронтом ПДВ и параметры системы подачи. Максимальные температуры (больше 3000 К) наблюдаются за фронтом ПДВ и примыкающей к ней верхней части шлейфа. Именно эта высокотемпературная область хорошо высвечивается на фоторегистрограммах (см. рис. 2). В процессе расширения продуктов за ПДВ их температура уменьшается до 1800 К в нижней части канала. Заметим, что рассчитанное среднее за период статическое давление у торца $\langle p \rangle = 1.52 \cdot 10^5$ Па (на 15 % меньше, чем расчетное значение в канале постоянного сечения [7]), а средний удельный импульс на выходе $\langle J \rangle = 2.905$ км/с (на 360 м/с больше, чем в канале постоянного сечения).

Расчет непрерывной детонации при воздействии противодействия. При формулировке задачи, учитывающей противодействие окружающей среды, появляется новый параметр задачи — противодействие p_a . В этом случае граничные условия на выходе из камеры сгорания

Γ_2 , в отличие от работы [6], определялись в процессе решения нестационарной задачи. Потоки массы, импульса и энергии через границу Γ_2 на каждом временном шаге и в каждой ячейке сетки находились из решения задачи о распаде произвольного разрыва на границе Γ_2 . Для этого вводился слой законтурных ячеек, расположенных ниже границы Γ_2 , со значением давления, равным противодействию p_a . В результате распада разрыва на ребре ячейки сетки, соответствующем границе Γ_2 , определяются потоки массы, импульса и энергии, необходимые для применения конечно-разностной схемы Годунова в области численного решения задачи.

Расчеты проведены для стехиометрической водородокислородной смеси при значениях параметров в системе подачи (2), тех же геометрических размерах канала ($L_1 = 0$, $L = 10$ см, $l = 11$ см, $S_{exit}/S_0 = 2.286$) и значении противодействия $p_a = 1 \cdot 10^5$ Па. Нестационарное решение периодической задачи выходит на установившийся детонационный режим с удельным расходом $g_{\Sigma} = 76$ кг/(с·м²), скоростью $D = 2.37$ км/с и высотой ПДВ $h = 12.7$ мм. Среднее рассчитанное за период статическое давление у торца $\langle p \rangle = 1.53 \cdot 10^5$ Па, а средний удельный импульс на выходе

$$\langle J \rangle_{ex} = \int_0^l (p + \rho u^2 - p_a) dy / \int_0^l \rho u dy = 0.79 \text{ км/с.}$$

Результаты расчетов детальной структуры течения в расширяющемся канале при $p_a = 1 \cdot 10^5$ Па представлены на рис. 5.

ПДВ движется слева направо по треугольной низкотемпературной области, содержащей водородокислородную смесь, поступающую через верхнюю границу расчетной области (контактная граница раздела исходной горючей смеси и продуктов сгорания хорошо видна на рис. 5, б). При $p_a = 1 \cdot 10^5$ Па в нижней части канала структура течения существенно отличается от представленной на рис. 4, поскольку волна сжатия (см. рис. 5) входит в расширяющуюся часть канала и останавливается на расстоянии $\approx 2h$ от верхнего торца. При этом примыкающий к ПДВ шлейф более сильно отклоняется назад. Изолинии проекции вектора скорости на ось x ($M_x = u/c$), приведенные на рис. 5, в, показывают, что ниже волны сжатия $M_x < 1$.

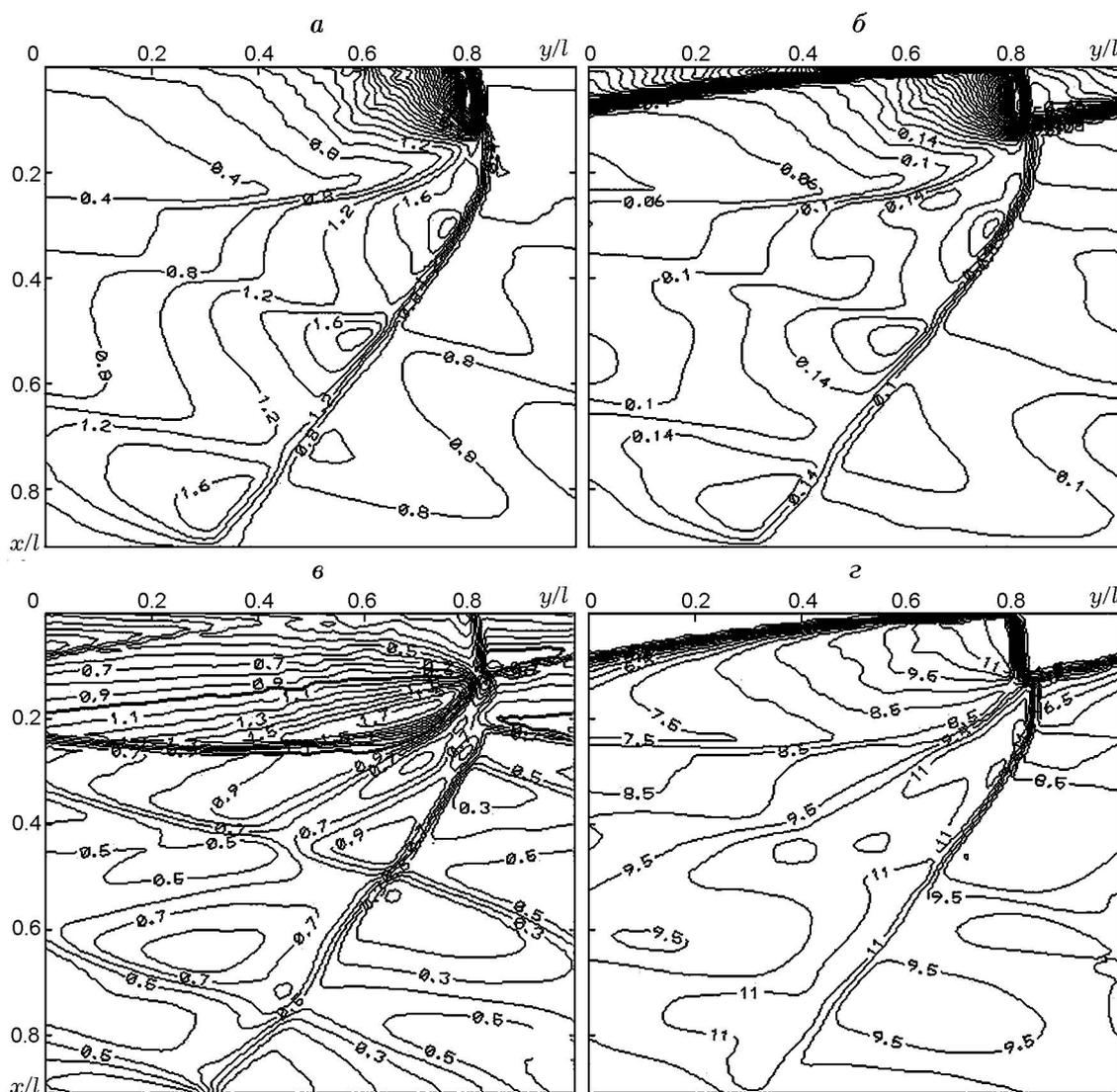


Рис. 5. Расчетная структура вращающейся детонации в расширяющемся канале при воздействии противодействия p_a :

a — изобары p/p_0 , b — изохоры ρ/ρ_0 , v — изолинии $M_x = u/c$, z — изотермы T/T_0 ; $p_a = 1 \cdot 10^5$ Па

3. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

3.1. Детонация при истечении продуктов в вакуумированную емкость

Течение в камере в области смесеобразования.

В ходе всего эксперимента сохранялся сверхкритический перепад давления на форсунках. Поэтому истечение топливных компонентов через отверстия форсунок в камеру вне области воздействия давления за фронтом ПДВ на систему подачи [7] происходило со скоростью звука. Для изучения поведения детонационных волн и их структуры необходимо иметь пред-

ставление о скорости течения образующейся смеси перед фронтом ПДВ. Прежде всего, оценим скорости течения холодной смеси. Рассмотрим случай, когда начальные давления в ресиверах кислорода и водорода одинаковы и в течение эксперимента $\phi \approx 1$.

Критическая скорость звука стехиометрической смеси водород — кислород ($2H_2 + O_2$) при нормальных условиях $c_* = \{ [2\gamma/(\gamma + 1)](RT_0/\mu_0) \}^{0.5} = 486$ м/с. Здесь $\gamma = c_p/c_v = 1.4$ — отношение удельных теплоемкостей, $T_0 = 293$ К, $\mu_0 = 12$ кг/кмоль. При $\phi = 1.4$ и 0.6 $c_* = 530$ и 417 м/с соответственно.

Прямое измерение осевой составляющей

скорости исходной смеси v_z ($v_z = u$) перед фронтом ПДВ по углу наклона θ граничных с продуктами линий тока, высвечиваемых на фоторегистрограммах горячей струйкой ацетилена, дает значение $v_z = k \operatorname{tg} \theta \cdot v_b = 870 \pm 30$ м/с, где $k = 24$ — коэффициент уменьшения изображения, $\theta = 20^\circ$, $v_b = 100$ м/с — скорость вращения фотопленки. Этой абсолютной скорости потока соответствует безразмерная скорость $\lambda = v_z/c_* = 870/486 = 1.8$, т. е. поток перед фронтом ПДВ является существенно сверхзвуковым.

Аналогичные оценки показывают, что в опытах с переменным значением ϕ ($\phi = 1.41 \div 0.56$) перед фронтом ПДВ также реализуется сверхзвуковое течение смеси. При изоэнтропическом расширении величине $\lambda = 1.8$ соответствует соотношение $S_i/S_{c1} = 0.4$, где $S_i = 0.3$ см² — площадь сечения отверстий форсунок, S_{c1} — площадь кольцевого потока смеси. При этом площадь сечения кольцевой струи смеси должна быть не более 0.75 см² (менее миллиметра по толщине). Однако при струйном течении, наличии ударных скачков и перемешивании истечение смеси не будет изоэнтропическим. Часть окружающего газа (продуктов) будет вовлечена в движение. Повидимому, вследствие дискретности элементарных сверхзвуковых струй, истекающих из отверстий форсунок и направленных под углом друг другу, их торможения при соударениях, частичного выгорания образующейся смеси внутри кольцевой струи за счет подмешивания продуктов, кольцевая струя не локализована, а разбита по всему пространству кольцевого канала. Очевидно, имеется треугольная вихревая область со свежей смесью и продуктами в противоположном углу кольцевого канала в начале расширения струй компонентов. Влияние этой области на ход процесса исследовано в работе [10]. По регистрируемому свечению исходной смеси перед волной можно утверждать, что или внутри потока смеси, или на границе с вихревой областью идет процесс горения. Не исключено одновременное существование того и другого механизма выгорания смеси. Вследствие этого не всегда отчетливо проявляется контактный разрыв между холодной и горячей смесями, который превращается во фронт горения [1].

Иницирование детонации. При низком статическом давлении в камере ($p_c = 0.03 \times 10^5$ Па) иницирование непрерывной детона-

ции затруднено. Энергии разряда $E_i = 1$ Дж было достаточно для прямого иницирования детонации заполнившей камеру смеси при $\phi = 1.3$. Отметим, что эта энергия на порядок ниже, чем при иницировании взрывающейся проволочкой неподвижной водородокислородной смеси стехиометрического состава, приведенной к этому же начальному давлению [11]. Однако непрерывная детонация сразу не реализовалась из-за сильного воздействия противодействия на систему подачи во время иницирования, результатом которого явилось кратковременное прекращение подачи в камеру топливных компонентов. Детонация вошла в камеру только через 0.7 мс в виде продольной волны, сформировавшейся в емкости. После ее отражения от торца камеры возникла тангенциальная неустойчивость, которая быстро (на двух оборотах) сформировала одну устойчивую ПДВ, которая просуществовала до конца процесса. При иницировании детонации в опытах с $\phi \approx 1$ происходило также прямое иницирование детонации наполняющей камеру смеси и дальнейшее прекращение в ней процесса. Однако проникновение в камеру продольной детонационной волны, сформированной в емкости, затягивалось на 10 мс. Но переход к ПДВ был таким же быстрым, как и в первом случае. В обоих рассмотренных опытах для возбуждения ПДВ существенным оказалось наличие емкости. Вопрос о том, будет ли при данном давлении реализовываться непрерывная спиновая детонация при выбросе продуктов детонации в открытое пространство, остается открытым.

Фронт ПДВ. Высота фронта ПДВ составляет $h = 12 \div 15$ мм и при $n = 1$ является сравнительно малой величиной по отношению к высоте фронта ПДВ при двухволновом режиме в камере кольцевой цилиндрической геометрии ($h = 10 \div 12$ мм [7]). Объяснение можно получить при детальном рассмотрении течения в области фронта, которое достаточно отчетливо видно на некоторых снимках (см. рис. 2). Видно, что контактный разрыв между свежей смесью и продуктами начинается не вблизи фронта предыдущей ПДВ, а почти с середины периода между волнами. По сути, контактный разрыв является продолжением фронта горения, который на половине периода примыкает к форсункам, а затем уже в волне разрежения за предыдущей волной сносится вниз по потоку. Таким образом, на фронт ПДВ приходится лишь доля смеси, поступаю-

щей в камеру. Оставшаяся ее часть горит в дефлаграционном режиме и, возможно, догорает в шлейфе ПДВ, создавая иллюзию большой высоты фронта (≈ 30 мм). Наличие фронта горения приводит к уменьшению величины h/l до $1/9 \div 1/7$, где l — расстояние между волнами. В камере кольцевой цилиндрической геометрии при $n = 2$ отрыв фронта горения происходил гораздо раньше и перед фронтом ПДВ накапливался достаточно высокий слой смеси. И даже в этих камерах часто наблюдались случаи неустойчивости момента отрыва фронта от форсунок и возникала конкуренция между одной и двумя ПДВ. Если время отрыва затягивалось, то для двух ПДВ смеси становилось недостаточно и оставалась одна волна. Но для одной волны слой смеси был сверхкритическим по высоте, что приводило к появлению второй волны и повторению процесса. Однако в коротких камерах наблюдались устойчивые режимы с $n = 1$ в достаточно продолжительном временном интервале и структурным подобием волн ($h/l \approx 1/5$) по сравнению с волнами в двухволновом режиме.

Необычная структура течения в области ПДВ и, в частности, поведение фронта горения в камере с расширением канала связаны, по-видимому, с высокой активностью смеси водород — кислород и хорошим смешением вблизи форсунок, обусловленным большой разностью скоростей исходных компонентов. Отметим, что подобная ситуация наблюдалась и в активных смесях ацетилен — кислород, когда контактный разрыв перерождался во фронт горения и какое-то время примыкал к форсункам [1]. Однако для химически малоактивных смесей (например, водородовоздушных) наличие заметного перерождения контактного разрыва во фронт горения не обнаружено и при смене количества волн подобие их структур сохранялось [5].

Скорости детонационных волн. Высота фронта ПДВ, близкая к критической ($h \rightarrow h_*$), а также частичное выгорание образующейся смеси даже при хорошем перемешивании топливных компонентов снижают скорость детонации. Поэтому измеренные значения скорости непрерывной спиновой детонации D меньше скорости идеальной детонации Чепмена — Жуге D_{C-J} в неподвижных и заранее приготовленных смесях. При благоприятных условиях установившиеся режимы характеризуются исключительной стабильностью структуры волн

не менее чем на 8500 оборотах волны, которые удалось зафиксировать на фотопленку форматом 1256×190 мм, один из фрагментов которой приведен на рис. 2.

На рис. 6 представлены изменения отношений скоростей D/D_{C-J} в течение опыта при $\phi = 1.4 \div 0.56$ и $\phi \approx 1$. Здесь значения D_{C-J} взяты из [9] для конкретных значений ϕ при нормальных условиях. Видно, что значения D/D_{C-J} в двух сериях опытов различны. В первой серии обращает на себя внимание постоянство отношения $D/D_{C-J} \approx 0.845$ на протяжении всего процесса, несмотря на уменьшение ϕ в 2.5 раза, p_c в 2 раза, а D_{C-J} на 25 %. Во второй серии опытов наблюдается небольшое снижение этого отношения: $D/D_{C-J} = 0.76 \div 0.69$ при $\phi \approx \text{const}$, $D_{C-J} \approx \text{const}$ и при уменьшении p_c в два раза. Когда в первом случае состав смеси становится стехиометрическим, значение D/D_{C-J} на 11.3 % больше, чем во втором случае. К концу процесса это различие достигает 24 %.

В сравниваемых опытах в обоих случаях давления в коллекторах примерно одинаковы — около $8 \cdot 10^5$ Па, а противодействие среды соответствовало звуковому истечению продуктов из камеры. Различались в основном температура и плотность водорода в коллекторах. Параметры кислорода отличались незначительно, так как его расширение происходило от того же начального давления. В первой серии опытов расширение водорода из ресивера в коллектор при $\phi = 1$ было в два раза больше по давлению, что соответствовало понижению начальной температуры в 1.22 и плотно-

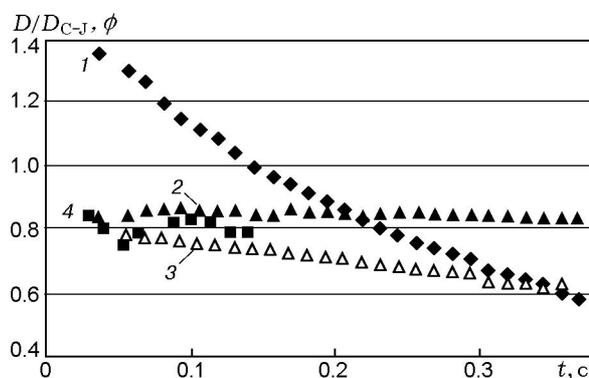


Рис. 6. Зависимости ϕ (кривая 1) и D/D_{C-J} (кривые 2–4) от времени эксперимента:

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

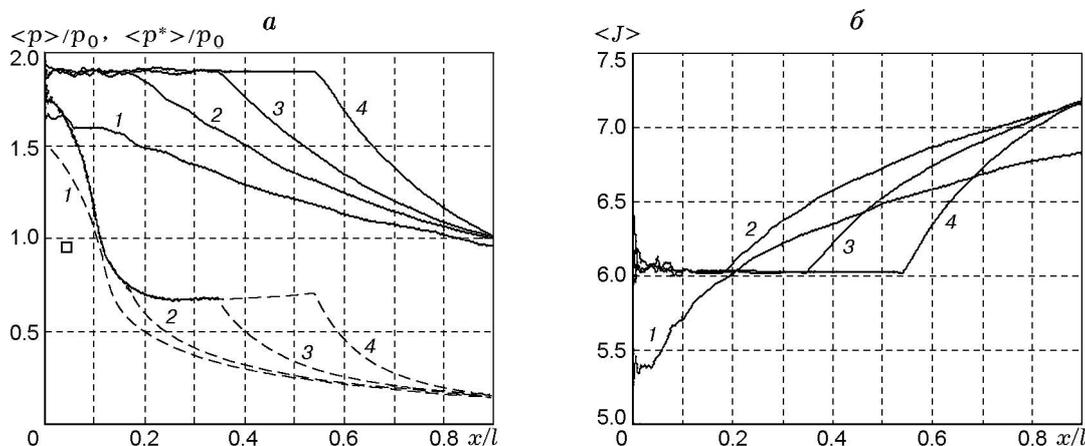


Рис. 7. Распределения по длине канала статического $\langle p \rangle(x)/p_0$ (штриховые) и полного $\langle p^* \rangle(x)/p_0$ (сплошные линии) давлений (а) и удельного импульса $\langle J \rangle(x)/\sqrt{p_m/\rho_m}$ (б):
1 — $L_1 = 0$, 2 — 2, 3 — 4, 4 — 6 см; □ — эксперимент

сти в 1.64 раза в коллекторе. Во втором случае до момента инициирования температура и плотность водорода в коллекторе уменьшились незначительно по сравнению с начальными значениями в ресивере. Таким образом, по сравнению с первой серией опытов температура водорода была выше примерно на 20 %, а плотность ниже на 10 %.

Такое поведение поперечных волн трудно объяснить с точки зрения классической теории детонации [12], по которой скорость детонации вполне определена и вдали от пределов зависит только от физико-химических параметров смеси, причем для газовой смеси слабо зависит от начальной температуры, давления и плотности [13, 14]. Таким образом, в движущемся и перемешивающемся потоке смесевых компонентов процесс распространения ПДВ более сложный, так как включает дополнительные физические факторы в виде неоднородностей параметров смеси перед фронтом ПДВ по его высоте (ϕ , P , ρ , T , скорости v_z , сечения смеси S_{c1} и т. д.).

Во всех опытах, проведенных в исследуемой камере (за исключением влияния противодавления), вращение волн осуществлялось в направлении подачи водорода (навстречу кислороду). В камерах кольцевой цилиндрической геометрии (за исключением нескольких опытов) волны вращались в обратном направлении [7]. Этот результат еще раз говорит о мобильности и недостаточной предсказуемости направления вращения непрерывной спиновой детонационной волны. И наконец, наблюдав-

шийся быстрый переход от одного количества устойчивых ПДВ к другому происходил при одних и тех же параметрах подачи компонентов смеси, что неоднократно наблюдалось в данной работе. При этом значения скоростей изменялись до 10 %.

Численное моделирование позволяет получать распределения величин среднего статиче-

ского $\langle p \rangle(x) = \frac{1}{l} \int_0^l p dy$ и полного $\langle p^* \rangle(x) =$

$\frac{1}{l} \int_0^l (p + \rho u^2) dy$ давлений, а также удельно-

го импульса $\langle J \rangle(x) = \int_0^l (p + \rho u^2) dy / \int_0^l \rho u dy$

по длине канала. Результаты расчетов указанных величин для рассмотренного варианта представлены на рис. 7 (кривые 1). Там же нанесены экспериментальные значения статического давления с датчика, располагавшегося на расстоянии 0.5 см от торца камеры. Из рис. 7, а (кривые 1) видно, что в расширяющемся канале статическое давление монотонно уменьшается с увеличением относительного расстояния x/l . Причем в зоне энерговыделения ($0 < x/h \leq 1$) наблюдается быстрый спад давления от $1.52 \cdot 10^5$ до $0.8 \cdot 10^5$ Па, затем более медленный спад до $0.16 \cdot 10^5$ Па на выходе из канала. Полное давление $\langle p^* \rangle(x)$ при непрерывной спиновой детонации в расширяющемся ка-

нале практически линейно уменьшается вдоль длины канала от $1.65 \cdot 10^5$ до $0.95 \cdot 10^5$ Па.

Расчетное статическое давление в камере $\langle p \rangle$ на расстоянии 5 мм от торца оказалось почти в 1.5 раза выше измеренного. Это расхождение можно объяснить струйным характером течения смеси перед фронтом ПДВ, на что указывает повышенная скорость потока в эксперименте по сравнению с расчетом (≈ 800 вместо 500 м/с) и, следовательно, наличие большей динамической составляющей полного давления. Близкие значения измеренных и рассчитанных статических давлений в камере кольцевой цилиндрической геометрии [7], по-видимому, обусловлены удачным расположением датчика давления.

Оптимизация формы канала. Численное моделирование позволяет определить оптимальную форму камеры сгорания, обеспечивающую максимальный удельный импульс при реализации режима непрерывной спиновой детонации. Присоединим к основанию конуса (см. рис. 1) цилиндр того же диаметра ($d = 3$ см) и будем варьировать длину образовавшегося кольцевого цилиндрического канала L_1 в диапазоне $0 \div 8$ см, зафиксировав другие его геометрические размеры: $L = 10$ см, $S_{exit}/S_0 = 2.286$, $l = 11$ см.

Результаты расчетов, представленные на рис. 7 и в таблице, показывают, что с ростом параметра L_1 удельный импульс увеличивается и при $L_1 = 2 \div 8$ см выходит на плато значений $\langle J \rangle \approx 3.05$ км/с. То есть при фиксированных внешних размерах камеры и площади проходных сечений на входе и выходе только за счет оптимизации формы канала можно увеличить удельный импульс еще на 5 %.

3.2. Детонация смеси при воздействии противодействия

Течение в камере в области смесеобразования. Истечение компонентов смеси через отверстия форсунок в камеру при величине противодействия $p_a = 1 \cdot 10^5$ Па на большей части периода между смежными ПДВ оставалось звуковым.

Очевидно, что при тех же условиях подачи компонентов в камеру детонационное течение в ней существенно отличается от рассмотренного выше случая истечения продуктов в вакуумированную емкость, так как происходит влияние процессов вне камеры на реализуемое в ней течение.

Если $\langle p^* \rangle_{ex} > 1.8p_a$ ($\gamma = 1.25$) [15], то звуковые возмущения, формирующиеся во внешней среде, не попадают в зону смесеобразования, поэтому течение смеси и продуктов в этой зоне и распространение ПДВ практически не отличаются от случая истечения продуктов в вакуумированную емкость. Но при $\langle p^* \rangle_{ex} < 1.8p_a$ возмущения из внешней среды достигают зоны смесеобразования и, как правило, начинают ослаблять детонационные волны. Повышение давления в камере понижает степень расширения струй топливных компонентов, истекающих в камеру из отверстий форсунок, что приводит к понижению скорости газа и, следовательно, снижению качества перемешивания. Кроме этого создаются предпосылки для более интенсивного подмешивания продуктов детонации в образующуюся топливную смесь и ее выгорания по механизму обычного турбулентного горения. До прихода возмущений в зону смесеобразования скорость смеси на контактной границе смеси и продуктов, вычисленная по наклону светящихся траекторий на фоторегистрограмме, составляет в среднем $v_z = 735$ м/с ($\theta = 17^\circ$), поэтому для $\phi = 1.4$ и $c_* = 530$ м/с она является сверхзвуковой. Осциллограмма давления показывает (см. рис. 3, кривые 2), что до момента инициирования холодная сверхзвуковая струя смеси перерасширена — $p_c = 0.8 \cdot 10^5$ Па $<$ $p_{t0} = 1 \cdot 10^5$ Па.

В приведенном опыте начальные значения давлений в ресиверах компонентов смеси различались, а именно: $p_{r,ox} = 15 \cdot 10^5$ Па и $p_{rH} = 10 \cdot 10^5$ Па. Поэтому оценки проводились по среднему из них и являются приближенными. В двухволновом режиме детонации скорость смеси в области смесеобразования снизилась до $v_z = 700$ м/с и к концу существования двухволнового режима продолжала уменьшаться до $v_z = 600$ м/с. Отметим, что на этом отрезке времени давление в камере даже понизилось и стало меньше, чем в емкости. С дальнейшим ростом давления в камере начали появляться дополнительные неустойчивые волны, которые монотонно вырождались в акустические на фоне обычного турбулентного горения со скоростями продуктов около $200 \div 150$ м/с.

Иницирование детонации. Иницирование детонации осуществлялось разрядом с энергией 1 Дж. Устойчивые ПДВ появлялись не сразу, а только через 1 мс — примерно так же, как и при истечении в вакуумированную емкость. Однако отличие заключалось в том, что смесь

в камере около 0.3 мс продолжала гореть, после чего появлялась тангенциальная неустойчивость в виде акустических волн, которая развивалась в режим непрерывной спиновой детонации. Время развития неустойчивости явно затянато в связи с более развитым механизмом обычного турбулентного горения и влиянием скачков уплотнения, идущих из емкости.

Фронт ПДВ. Одноволновый режим, который установился в самом начале опыта, был неустойчивым. Скачки уплотнения, идущие из емкости, достаточно сильны и влияют на смесеобразование, изменяя структуру волны, направление вращения. Однако скорость волн остается практически постоянной ($D = 2.36 \div 2.32$ км/с). Увеличение противодавления (p_t) в ходе эксперимента снизило величину критического для детонации слоя смеси, что и привело к удвоению количества волн и уменьшению высоты фронта ПДВ — $h = 11 \div 8$ мм ($h/l = 1/5 \div 1/7$), а затем к появлению новых волн и интенсификации обычного горения.

Следует отметить, что значение $p_c \approx 1.5 \cdot 10^5$ Па, до которого еще существовала устойчивая детонация, не является пределом существования непрерывной детонации водородокислородной смеси по давлению, в чем мы убедились при истечении продуктов в разреженную среду, а является результатом воздействия противодавления на процессы в камере.

Скорости детонационных волн. На рис. 6 приведены зависимости отношения D/D_{C-J} от времени. Наблюдается немонотонность скорости детонации за время существования непрерывного детонационного режима — $D/D_{C-J} = 0.8 \pm 0.05$ (см. рис. 6, кривая 4). Изменение давления в камере и емкости также сопровождается значительными колебаниями (см. рис. 3, кривая 2). Время существования регулярных ПДВ ограничено возросшим до значения $p_t = 1.5 \cdot 10^5$ Па противодавлением, которое в дальнейшем полностью определяет изменение давления в камере, приводит к неустойчивости режима по числу ПДВ, а вместе с ней к неустойчивости течения в области смесеобразования и все возрастающей интенсивности обычного горения.

В процессе детонации в емкости 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 ≈ 375 м/с. Первое звуковое колебание проник-

ло в камеру и изменило направление вращения ПДВ, а второе удвоило число волн. При двухволновом режиме эти колебания не оказывали заметного влияния на процесс. На фоне этих колебаний в начале процесса имеются также колебания с частотой $f \approx 400$ Гц, которые, по-видимому, реализуются вдоль диаметра цилиндрической емкости. В одноволновом режиме детонации эта частота коррелировала со сменой направления вращения волны. При истечении продуктов в емкость с начальным давлением $p_{t0} = 0.02 \cdot 10^5$ Па в последней также наблюдаются колебания, но более высокой частоты, которую трудно выделить из внешних помех.

При дозвуковом течении смеси в камере динамическая составляющая давления потока смеси мала и характер течения перед фронтом ПДВ близок к моделируемому. Поэтому статическое давление в камере, измеренное датчиком на расстоянии 0.5 см от торца ($p_c \approx 1.5 \cdot 10^5$ Па), близко к расчетному значению $\langle p \rangle$.

Влияние противодавления на удельный импульс. Зависимость от противодавления удельного импульса непрерывной спиновой детонации в расширяющемся кольцевом канале численно исследована в диапазоне противодавлений $p_a = (0.02 \div 1) \cdot 10^5$ Па. Результаты расчетов представлены на рис. 8.

Видно, что при приведенных ранее значениях параметров в системе подачи с ростом противодавления до значения $p_a \approx 0.6 \cdot 10^5$ Па (пока $\langle p^* \rangle_{ex} = 0.95 \cdot 10^5$ Па $> 1.8p_a$) удельный импульс линейно уменьшается. Дальнейшее увеличение p_a приводит к изменению ско-

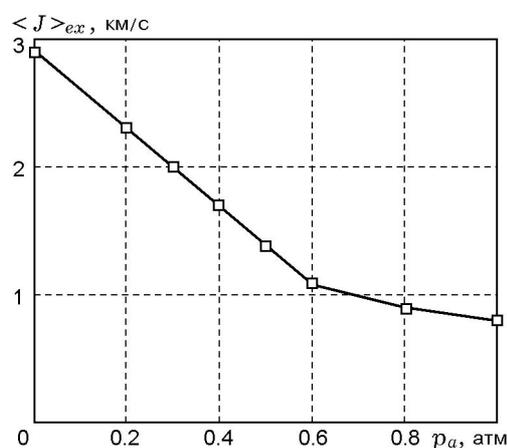


Рис. 8. Зависимость удельного импульса на выходе из канала от противодавления

рости уменьшения удельного импульса. Анализ расчетных данных показал, что при $p_a > 0.6 \cdot 10^5$ Па возмущения из внешней среды проникают в расширяющуюся часть канала в виде волны сжатия, которая с увеличением противодействия p_a постепенно поднимается к верхнему торцу камеры. То есть при истечении продуктов из расширяющегося канала реализуется, как и в обычном сопле Лавала, режим истечения перерасширенной струи [15]. Так, при $p_a \approx 0.6 \cdot 10^5$ Па имеем $x/l \approx 0.85$, при $p_a \approx 0.8 \cdot 10^5$ Па — $x/l \approx 0.7$, а при $p_a \approx 1 \cdot 10^5$ Па волна сжатия уже находится на расстоянии $x/l \approx 0.23$ от торца. Ниже волны сжатия происходит перестройка течения, причем истечение продуктов детонации на выходе из канала (см. рис. 5, в) дозвуковое.

Таким образом, показано сильное влияние противодействия на удельный импульс при реализации непрерывной спиновой детонации. Так, увеличение противодействия от $0.02 \cdot 10^5$ до $\approx 1 \cdot 10^5$ Па снижает удельный импульс в 3.6 раза.

ВЫВОДЫ

- Впервые в кольцевом расширяющемся канале реализовано и исследовано сжигание водородокислородных смесей в непрерывно вращающихся (спиновых) детонационных волнах при истечении продуктов в вакуумированную емкость и в емкость с противодействием. Визуализация детонационных волн и течения в их окрестности оказалась возможной только с использованием подсветки (струйкой ацетиленового пламени) и выдержкой пленки в водородной среде).

- Показано, что при благоприятных условиях волны очень регулярны, особенно при истечении продуктов в разреженную среду. Влияние противодействия проявляется при проникновении скачков уплотнения в зону смесеобразования, что приводит к росту количества волн, интенсификации обычного горения и в конечном счете к вырождению детонационных волн в акустические.

- Показана принципиальная возможность распространения волны по сверхзвуковому потоку смеси, скорость которого и концентрация смеси определяются углом наклона шлейфа.

- Установлено увеличение удельного импульса в кольцевом расширяющемся канале по сравнению с кольцевым цилиндрическим каналом. Определена оптимальная длина нача-

ла расширения канала, обеспечивающая максимальный удельный импульс. Также показано, что с ростом противодействия удельный импульс значительно уменьшается.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Быковский Ф. А., Ведерников Е. Ф.** Непрерывная детонация дозвукового потока топлива // Физика горения и взрыва. 2003. Т. 39, № 3. С. 93–104.
2. **Быковский Ф. А., Ждан С. А., Ведерников Е. Ф.** Возможности использования непрерывной спиновой детонации в двигателях летательных аппаратов и МГД системах // Гидродинамика высоких плотностей энергий: Тр. междунар. семинара, Россия, Новосибирск, 11–15 августа 2003 г. Новосибирск: Ин-т гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 2003. С. 243–254.
3. **Bykovskii F. A., Zhdan S. A., Vedernikov E. F.** Continuous spin detonation in ducted annular combustors // Application of Detonation to Propulsion / G. Roy, S. Frolov, J. Shepherd (Eds). Moscow: Torus Press Ltd., 2004. P. 174–179.
4. **Быковский Ф. А., Ждан С. А., Ведерников Е. Ф.** О непрерывной спиновой детонации топлив в кольцевых камерах сгорания // Физика горения и взрыва. 2005. Т. 41, № 4. С. 99–109.
5. **Быковский Ф. А., Ждан С. А., Ведерников Е. Ф.** Непрерывная спиновая детонация топливно-воздушных смесей // Физика горения и взрыва. 2006. Т. 42, № 4. С. 107–115.
6. **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.
7. **Быковский Ф. А., Ждан С. А., Ведерников Е. Ф.** Исследование непрерывной спиновой детонации водородокислородных смесей. 1. Камеры кольцевой цилиндрической геометрии // Физика горения и взрыва. 2008. Т. 44, № 2. С. 32–45.
8. **Левин В. А., Коробейников В. П.** Сильный взрыв в горючей смеси газов // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1969. № 6. С. 48–51.
9. **Льюис Б., Эльбе Г.** Горение, пламя и взрывы в газах. М.: Мир, 1968.
10. **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.
11. **Васильев А. А., Митрофанов В. В., Топчийн М. Е.** Детонационные волны в газах // Физика горения и взрыва. 1987. Т. 23, № 5. С. 109–131.
12. **Зельдович Я. Б., Компанец А. С.** Теория детонации. М.: Гостехиздат, 1955.

13. **Николаев Ю. А., Топчян М. Е.** Расчет равновесных течений в детонационных волнах в газах // Физика горения и взрыва. 1977. Т. 13, № 3. С. 393–404.
14. **Васильев А. А., Топчян М. Е., Ульяницкий В. Ю.** Влияние начальной температуры на параметры газовой детонации // Физика горения и взрыва. 1979. Т. 15, № 6. С. 149–152.
15. **Абрамович Г. Н.** Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1991. Ч. 1.

*Поступила в редакцию 20/VII 2007 г.,
в окончательном варианте — 6/XII 2007 г.*
