

## НЕПРЕРЫВНАЯ ДЕТОНАЦИЯ ДОЗВУКОВОГО ПОТОКА ТОПЛИВА

Ф. А. Быковский, Е. Ф. Ведерников

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

Экспериментально показана принципиальная возможность реализации управляемого горения дозвукового потока топливной смеси в продольных пульсирующих и спиновых детонационных волнах. Рассмотрены условия и причины существования детонационных волн.

Ключевые слова: топливо, детонация, дозвуковой поток, камера сгорания, структура течения.

### ВВЕДЕНИЕ

Известно, что в стационарном одномерном дозвуковом потоке стационарно может быть организована только дефлаграция [1]. Однако при создании определенных условий не исключена возможность осуществления пульсирующих нестационарных режимов дефлаграции и даже детонации. В работах [2, 3] были реализованы и исследованы режимы сжигания дозвукового потока заранее приготовленной смеси ацетилен — кислород, поступающей через узкую радиальную щель в камеру сгорания плоской кольцевой геометрии с сужением выходного сечения. Сжигание проходило при наличии вращающихся волн, скорость которых близка к скорости звука в продуктах. Это обстоятельство является признаком того, что в камере преобладало обычное турбулентное дозвуковое горение смеси, так как при высокой химической активности смеси недогорание маловероятно. Структура волн и течений исследовалась в [4], но работа не была завершена полностью. В работах [5–7] непрерывные режимы сжигания газообразных, жидких и двухфазных топлив в поперечных детонационных волнах были реализованы и изучены в кольцевой цилиндрической камере. Топливные компоненты подавались в камеру отдельно через специально ориентированные отверстия, создающие турбулизацию газовых компонентов и необходимое дробление на капли жидких компонентов. В случае подачи газовых компонентов наблюдалось как сверхзвуковое, так и дозвуковое истечение газов в камеру. Представляет научный и практический интерес схема детонационного сжигания, когда горючее впрыскивается в сплошной поток окислителя, занимающий все

сечение камеры сгорания. При этом зона смеобразования сильно растягивается, а при дозвуковом течении окислителя возмущения из зоны горения проникают вверх по потоку и нарушают постоянство параметров поступающего в камеру окислителя. Эти обстоятельства накладывают существенные ограничения на организацию в подобных камерах управляемых детонационных режимов.

Целью данной работы является реализация и исследование непрерывного детонационного сжигания горючего в дозвуковом потоке окислителя, занимающего все сечение камеры сгорания. Исследовалось сжигание близких к стехиометрии смесей ацетилен — кислород.

### КАМЕРА СГОРАНИЯ

Схема камеры сгорания представлена на рис. 1, а. Использовались кольцевые камеры с наружным диаметром  $d_c = 40$  и  $100$  мм. Кислород поступал в камеру через кольцевую щель шириной  $0,2$  мм. Перепад давлений на щели был сверхкритическим. Ацетилен также под сверхзвуковым перепадом давлений подавался через форсунку, отверстия которой равномерно располагались по окружности на внутренней стенке кольцевого канала.

Ширина кольцевого канала до впрыска горючего составляла  $5$  мм. В ряде экспериментов этот канал последовательно, от опыта к опыту, заужался на  $0,5$  мм вплоть до ширины  $0,5$  мм. Расстояние между форсункой и кольцевой щелью подачи окислителя варьировалась в диапазоне  $L_f = 1 \div 200$  мм. Канал за форсункой длиной  $L_c$  в одной серии опытов оставался кольцевым цилиндрическим, в другой — плавно расширялся под углом  $8,5^\circ$ .

В случае горения перепад давления на щели подачи окислителя близок к критическому, поэтому тонкая кольцевая струя окислителя

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (номер проекта 02-01-00551).

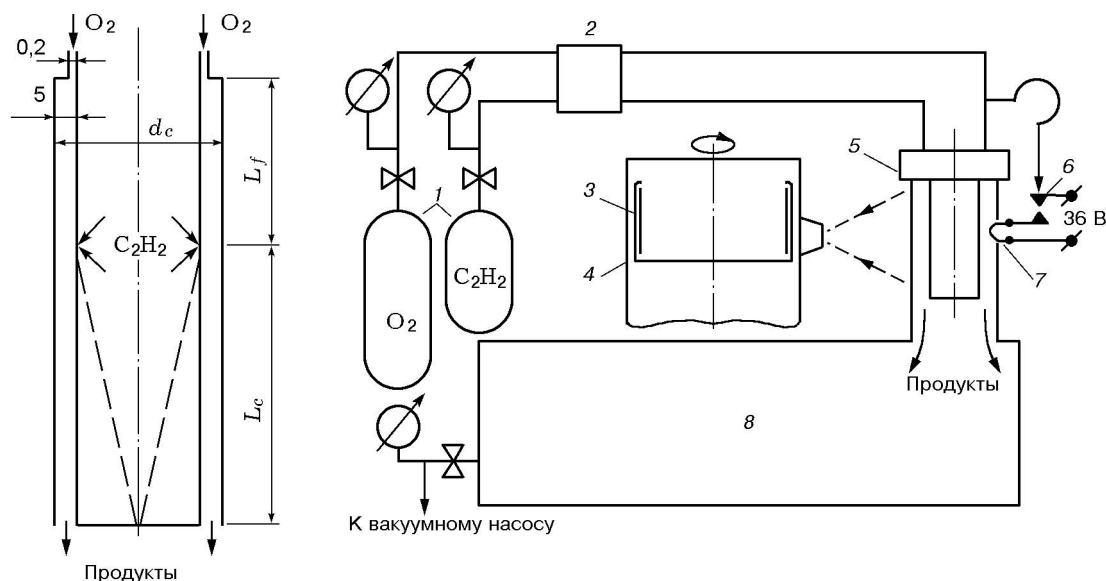


Рис. 1. Схема камеры сгорания (а) и установки (б):

1 — ресиверы, 2 — клапан, 3 — пленка, 4 — фоторегистратор, 5 — камера сгорания, 6 — контакты, 7 — проволочка поджигания, 8 — емкость для сброса продуктов горения

быстро тормозилась, взаимодействуя со стенками и окружающей средой, и на расстоянии  $\approx 1$  см принимала скорость звука. Далее устанавливался дозвуковой поток со средней скоростью  $\langle u \rangle \approx 23 \div 26$  м/с. Тонкие струи ацетилена тормозились еще быстрее, что было вызвано большей поверхностью взаимодействия с потоком, меньшим расходом по сравнению с кислородом и торможением на противоположной стенке канала. Подача кислорода в камеру через узкую щель обусловлена необходимостью исключить влияние процессов в камере на расход газа из ресивера, обеспечив при этом звуковой поток вдали от щели.

## ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Схема установки представлена на рис. 1, б. Топливные компоненты подавались в камеру сгорания из ресиверов объемом 4,1 л ( $O_2$ ) и 2,1 л ( $C_2H_2$ ) после открытия клапана. Процесс инициировался пережиганием проволоочки током после замыкания контактов при появлении давления в трубопроводе кислорода. Энергия инициирования ( $\approx 1$  Дж) вычислялась как произведение осредненных по времени тока и напряжения на зажимах проволоочки, регистрируемых электронным осциллографом. Время пережигания проволоочки около 0,2 мс. Время срабатывания механической системы замыка-

ния контактов не превышало нескольких миллисекунд. Таким образом удавалось сводить к минимуму выброс из камеры образующейся в ней смеси до инициирования процесса. Продукты истекали в емкость объемом  $V_t = 428$  л, в которой создавалось начальное противодавление  $P_t = (0,06 \div 1,0) \cdot 10^5$  Па. Продолжительность истечения газов из ресиверов составляла 0,15 с.

Процесс регистрировался на пленку с помощью фоторегистратора с падающим барабаном [8] через продольное окно из органического стекла. Ось барабана устанавливалась параллельно окну камеры. Если в камере возникали поперечные детонационные волны (ПДВ) и скорость их изображения совпадала со скоростью фотопленки, то ПДВ фиксировались достаточно отчетливо в пределах изменения скоростей  $1600 \div 2300$  м/с. Волны противоположного направления фиксировались размытыми. Отчетливость траекторий продуктов горения, движущихся в осевом направлении, не зависела от направления вращения ПДВ. В тех редких случаях, когда скорость изображения ПДВ и ее направление совпадали со скоростью и направлением пленки, достигалась так называемая полная компенсация скорости и структура ПДВ фиксировалась в неискаженном виде. Все движущиеся вдоль окна светящиеся объекты, в том числе продольные волны горения и дето-

нации, а также продукты регистрировались в виде известных  $(z-t)$ -диаграмм ( $z$  — координата вдоль оси камеры).

Поскольку газы истекали из ресиверов конечного объема  $V_r$ , параметры газов в ресиверах изменялись в течение эксперимента. Решение обыкновенного дифференциального уравнения  $dm = V_r d\rho$  при условии адиабатичности и сверхзвукового истечения газа из конечного объема дает следующие известные зависимости:

$$P/P_0 = (1+ct)^{-2\gamma/(\gamma-1)}; \quad \rho/\rho_0 = (1+ct)^{-2/(\gamma-1)};$$

$$T/T_0 = (1+ct)^{-2},$$

$$G/G_0 = (1+ct)^{-(\gamma+1)/(\gamma-1)}; \quad (1)$$

$$G_0 = 2V_r \rho_0 c / (\gamma - 1),$$

$$V = (G_0/\rho_0)(1/c) \ln(1+ct).$$

Здесь  $m$ ,  $P$ ,  $\rho$ ,  $T$ ,  $G$  и  $V$  — соответственно масса, давление, плотность, температура, расход и объем истекшего газа в момент времени  $t$ ; индекс нуль соответствует начальным параметрам газа при  $t = 0$ ;  $\gamma = c_p/c_v$  — отношение удельных теплоемкостей газа;

$$c = [2/(\gamma + 1)]^{1/(\gamma-1)} [(\gamma - 1)/2] \times \\ \times \{ [2\gamma/(\gamma + 1)] P_0/\rho_0 \}^{0,5} S_f \mu / V_r, \quad (2)$$

где  $S_f$  — площадь сечения форсунки, через которую топливный компонент подается в канал,  $\mu$  — коэффициент расхода форсунки. Однако в расчетах коэффициент  $c$  определялся по более точно измеряемым параметрам — начальному ( $P_0$ ) и конечному ( $P_e$ ) давлениям в ресивере:

$$c = [(P_e/P_0)^{-(\gamma-1)/2\gamma} - 1]/t, \quad (3)$$

причем давление  $P_e$  соответствовало давлению при адиабатическом расширении газа из ресивера и измерялось сразу после эксперимента. Коэффициент  $c$  находили по формуле (2) лишь при истечении остатков компонентов из трубопроводов после закрытия клапанов (см. ниже). Условие адиабатичности сверхзвукового истечения газа из ресивера через насадки различных профилей проверялось в работе [9] и подтвердилось при опорожнении ресивера в

течение 1 с, а также неоднократно подтверждалось (с точностью ошибки измерения основных параметров эксперимента) при истечении через форсунки детонационных камер при малых длинах трубопроводов, небольшом уменьшении давления в ресиверах (порядка нескольких десятков процентов) и времени истечения  $0,2 \div 0,3$  с. Изменение давления в емкости для сброса продуктов в течение эксперимента находили из соотношения

$$\Delta P_a = 17,07 P_a V / V_t, \quad (4)$$

где  $V$  — суммарный объем вытекшего газа (горючего и окислителя), приведенный к атмосферному давлению  $P_a$ ; коэффициент 17,07 указывает на увеличение давления в объеме  $V$  при полном сгорании в нем стехиометрической ацетиленокислородной смеси в отсутствие теплообмена со стенками емкости во время эксперимента [10]. Максимальные значения  $\Delta P_a$ , измеренные в ряде опытов с помощью манометра сразу после окончания процесса, а также датчиками давления, близки к значениям, вычисленным по формуле (4).

Среднее давление в камере определяли по формуле, полученной из законов сохранения массы и импульса:

$$P_c = [(\gamma_f + 1)/\gamma_f] (G/S_c) u_{*f}, \quad (5)$$

где  $\gamma_f = 1,25$  — эффективный показатель адиабаты продуктов,  $S_c$  — площадь поперечного сечения канала камеры,  $u_{*f}$  — критическая скорость потока продуктов. Изменение  $\gamma_f$  в пределах  $1,25 \pm 0,5$ , что возможно при учете химического равновесия продуктов или неполного сгорания за счет частичного перемешивания, приводит к ошибке вычисления  $P_c$  на  $\pm 3$  %. Значение  $u_{*f}$  удобно находить через скорость идеальной детонации Чепмена — Жуке  $D_{i,c-j} = u_{*f}(\gamma_f + 1)$ , полученной из известной формулы [3]  $D_{i,c-j}^2 = 2(\gamma_f^2 - 1)J_0 = 2(\gamma_f^2 - 1)0,5[(\gamma_f + 1)/(\gamma_f - 1)]u_{*f}^2$ , где  $J_0$  — энтальпия торможения продуктов. Для стехиометрической ацетиленокислородной смеси в стандартных условиях (атмосферное давление и комнатная температура)  $D_{i,c-j} = 2424$  м/с [10]. Среднее давление в опытах было близко к атмосферному, а средняя температура адиабатически расширенной смеси в камере  $\approx 200$  К. Однако изменение  $D_{i,c-j}$  не превышало 2,5 % значения скорости  $D_{i,c-j}$  при стандартных условиях [11]. Небольшие отклонения от стехиометрии не приводили к увеличению погрешности.

Поэтому в расчетах брали постоянное значение  $D_{i,C-J}$  для стандартных условий и пользовались выражением (5), записанным в виде

$$P_c = (D_{i,C-J}/\gamma_f)(G/S_c). \quad (6)$$

После закрытия клапанов и прекращения подачи газов из ресиверов процесс в камере продолжался за счет вытекания газов из подводящих трубок. При этом давление подачи газов изменялось от значения в момент закрытия клапанов до давления  $P_t$  в емкости для сброса продуктов. Изменение параметров газа в трубопроводах определялось по формулам (1), при этом в качестве начальных значений параметров потока принимались их конечные значения в момент закрытия клапанов. Коэффициент определяли по выражению (2), где значение  $V_r$  заменялось значением  $V_p$  — объем трубопроводов от клапана до форсунок. Как только во всей камере устанавливалось дозвуковое течение продуктов, значения  $P_c$ , вычисленные по формуле (6), увеличивались на величину  $P_t$ .

В камере с  $d_c = 40$  мм расход топлива из ресиверов менялся в диапазоне  $G = 32 \div 26$  г/с при начальном давлении кислорода в ресивере  $4 \cdot 10^5$  Па, ацетилена —  $2 \cdot 10^5$  Па. Давление в камере изменялось в пределах  $P_c = (1,15 \div 0,92) \cdot 10^5$  Па, а максимальный рост давления в емкости для сброса продуктов составлял  $\Delta P_a = 0,15 \cdot 10^5$  Па. Коэффициент избытка горючего  $\Phi$  в течение эксперимента при сверхзвуковом истечении компонентов в камеру практически не менялся и был близок к единице. Его значение находили из известного выражения  $\Phi = \alpha \frac{G_r}{G_{ox}}$ , где  $\alpha = 3,08$  — соотношение расходов окислителя ( $G_{ox}$ ) и горючего ( $G_r$ ) при стехиометрии. В одном из опытов расход топлива увеличивался вдвое путем двойного увеличения давления подачи, поэтому значения указанных выше параметров также удваивались. Несколько опытов проводилось при 2 ÷ 5-кратном избытке ацетилена для получения более яркого свечения продуктов путем соответствующего повышения давления в ресивере.

В камере с  $d_c = 100$  мм расход топлива на единицу длины окружности канала камеры и соотношение компонентов оставались примерно такими же, как и в камере с  $d_c = 40$  мм, поэтому средние давления в камерах были близки, а расходы топлива и рост давления в емкости для сброса продуктов увеличивались при-

мерно в три раза. Средняя скорость кислорода в камере вычислялась по известному расходу с учетом его адиабатического расширения до среднего давления в камере сгорания.

## ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Рассмотрим варианты реализованных в камерах детонационных режимов.

**Вариант 1.** Форсунка впрыска горючего расположена на расстоянии  $L_f = 1$  мм от щели подачи окислителя (рис. 2,а). В этом случае реализовывались режимы с ПДВ. На рис. 2,б приведены фрагменты фоторегистрограммы с ПДВ (мелкий и крупный масштабы), а на рис. 2,г — построенная на их основе структура ПДВ и течение в ее окрестности в системе волны. Здесь  $BC$  — поперечный детонационный фронт, распространяющийся по образующей смеси,  $CN$  — ударная волна (шлейф), возникающая в результате обтекания продуктами зоны повышенного давления за фронтом. Структура ПДВ принципиально не отличается от изученной ранее в камерах сгорания типа жидкостных ракетных двигателей (ЖРД), в которых кислород подавался через отверстия, равномерно расположенные в торцевой стенке камеры [5]. Имеющиеся отличия заключаются в следующем.

1. В связи с «затянутой» зоной перемешивания по длине окружности камеры реализуется в 4 ÷ 5 раз меньше ПДВ, чем в камере сгорания типа ЖРД при тех же средних давлениях в камере. Зона реакции длиннее во столько же раз и составляет 5 ÷ 6 мм или  $\approx (25 \div 30)a$  ( $a$  — характерное расстояние между столкновениями поперечных волн при многофронтной детонации, иначе — «размер ячейки» [3]). Высота фронта  $BC$   $h \approx 12$  мм =  $60a$ , а его отношение к расстоянию  $l$  между смежными ПДВ по окружности канала составляет  $h/l \approx 1/10$ . Поэтому в камере с  $d_c = 40$  мм реализовалась только одна ПДВ, вращающаяся со скоростью  $D = 2000 \div 2150$  м/с, а в камере с  $d_c = 100$  мм, как правило, было три с близкой скоростью вращения. В последнем случае иногда возникали две ПДВ и их скорость возрастала до 2350 м/с.

2. Явно выделяется фронт горения  $AC$ , возникающий первоначально на границе раздела продуктов и свежей смеси (точка  $A$ ). От точки  $A'$ , отмечающей начало истечения в камеру

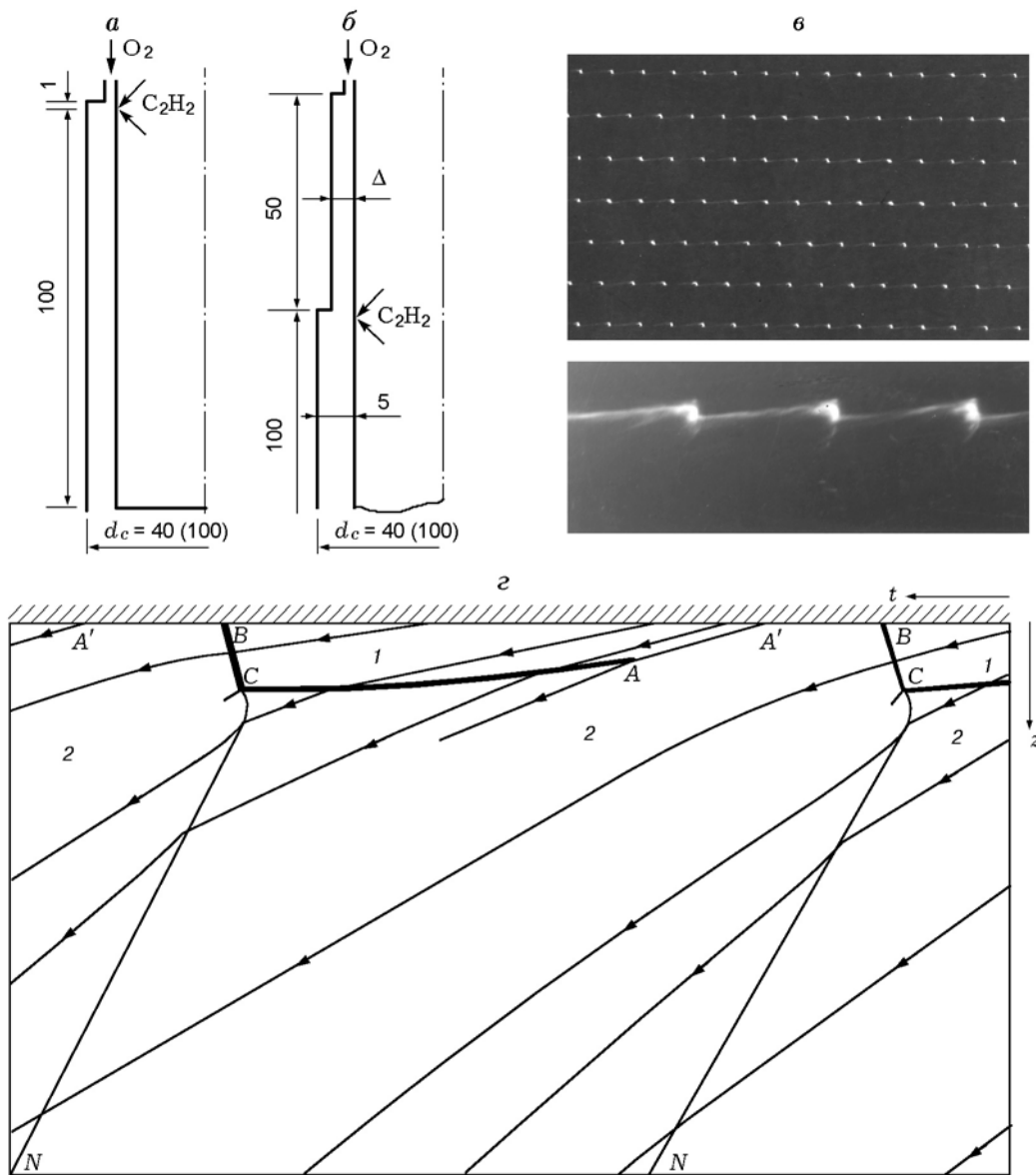


Рис. 2. Спиновая детонация при расположении форсунки впрыска горючего на расстоянии 1 мм от щели окислителя:

*a* — схема камеры сгорания; *б* — вариант с расширением щели подачи окислителя; *в* — фрагменты фоторегистрограммы ПДВ (диаметр камеры  $d_c = 40$  мм, скорость ПДВ  $D = 2130$  м/с, число ПДВ  $n = 1$ ); *г* — развернутая на плоскость структура ПДВ и течение в ее окрестности в системе волны; 1 — свежая смесь, 2 — продукты горения, толстые линии — фронты детонации и горения, тонкие линии — ударные фронты, стрелки — линии потока

кислорода, поджатого в форсунке повышенным давлением за фронтом, до точки *A* граница светящейся области представляет собой контактный разрыв, а ниже точки *A* — фронт горения, поскольку здесь линии тока продуктов пересекают светящуюся область (линии тока холодной свежей смеси не видны). По предполагаемому наклону траекторий холодной смеси, которые перпендикулярны фронту *BC*, можно оценить долю смеси, сгорающей в ПДВ: 80 ÷ 85 %. Остальная смесь сгорает во фронте горения. Во всех режимах  $D < D_{i,C-J}$ . При малой ширине кольцевого канала ( $\delta = 5$  мм) отношение  $\delta/d_c$  равно 0,125 и 0,05, поэтому влияние пространственной структуры на среднюю скорость детонации, вычисленную по среднему диаметру, незначительно, и в предположении линейного изменения скорости детонации вдоль радиуса канала ее уменьшение обусловлено, в основном, неполным перемешиванием. По оценкам, полученным с помощью модели детонации частично перемешанных смесей [11], доля перемешанных компонентов составляет примерно 90 ÷ 94 % от общего потока, попадающего в детонационный фронт *BC*.

3. Период переходного процесса от момента инициирования до возникновения стабильных ПДВ более продолжительный — примерно 25 оборотов ПДВ ( $\approx 1,3$  мс) вместо 5 ÷ 10 оборотов для камер сгорания типа ЖРД.

Если увеличивать ширину щели подачи кислорода до размера кольцевого канала при сохранении расхода, то скорость кислорода становится дозвуковой. Эта серия опытов проводилась в постановке, изображенной на рис. 2, б. Здесь между щелью подачи окислителя и форсункой впрыска горючего устанавливалась вставка, ступенчато (на 0,5 мм) увеличивающая ширину кольцевой щели  $\Delta$  от 0,5 мм до полного раскрытия канала. Качество смесеобразования и формирование детонационноспособного слоя при этом ухудшались, и скорость детонации уменьшалась (рис. 3, а). Причем в случае минимального диаметра камеры ( $d_c = 40$  мм, число ПДВ  $n = 1$ ), где нет резерва для маневра волны, этот спад более крутой и детонация быстрее вырождается во фронт горения, перпендикулярный набегающему потоку. В камере с  $d_c = 100$  мм реализуются три ПДВ и детонация поддерживается до скорости истечения кислорода  $\langle u \rangle \approx 0,1u_* = 30$  м/с ( $u_* = 300$  м/с — критическая скорость истечения). Эта скорость соответствует щели раз-

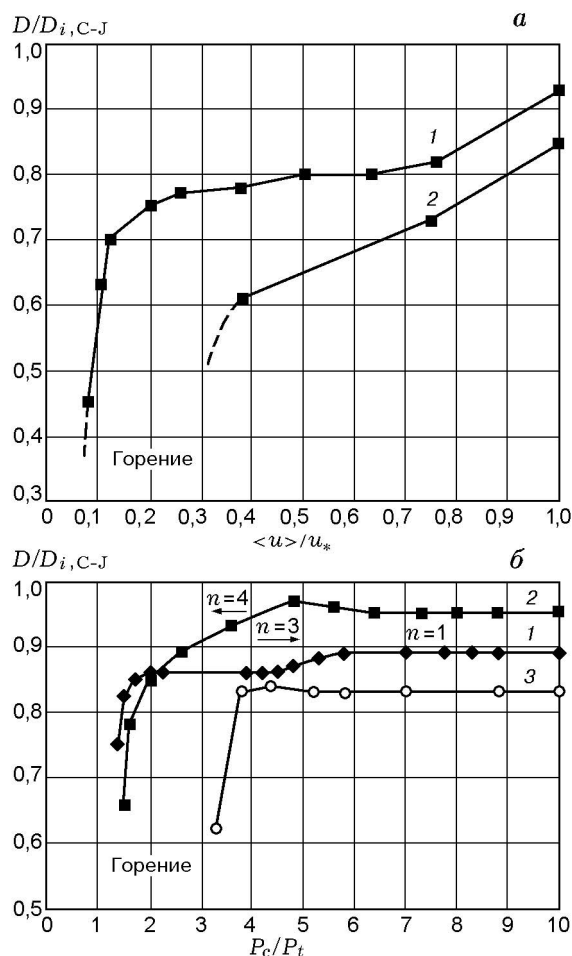


Рис. 3. Зависимость скорости детонации от скорости набегающего потока кислорода (а) и от давления среды и геометрии камеры сгорания (б):

а: 1 —  $d_c = 100$  мм,  $n = 3$ ,  $P_c/P_t = 6$ ; 2 —  $d_c = 40$  мм,  $n = 1$ ,  $P_c/P_t = 6$ ; б: 1 —  $d_c = 40$  мм,  $P_t = (0,1 \div 0,25) \cdot 10^5$  Па; 2 —  $d_c = 100$  мм,  $P_t = (0,2 \div 0,65) \cdot 10^5$  Па,  $n = 3 \div 4$ ; 3 —  $d_c = 100$  мм,  $P_t = (0,1 \div 0,55) \cdot 10^5$  Па,  $n = 1$  (камера с расширением)

мером 4,5 мм или уступу в кольцевом канале 0,5 мм.

На рис. 3, б приведена зависимость скорости детонации от противодавления среды. Видно, что скорость детонации практически стабильна до значений  $P_c/P_t > 5$  (кривые 1 и 2), когда реализуется сверхзвуковое истечение из камеры. Несмотря на то, что в области значений  $P_c/P_t = 5 \div 2$  также существует сверхзвуковое истечение из камеры, скачок уплотнения, который всегда возникает при истечении сверхзвукового потока в среду с противодавлением, «проскакивает» в канал перед шлейфом

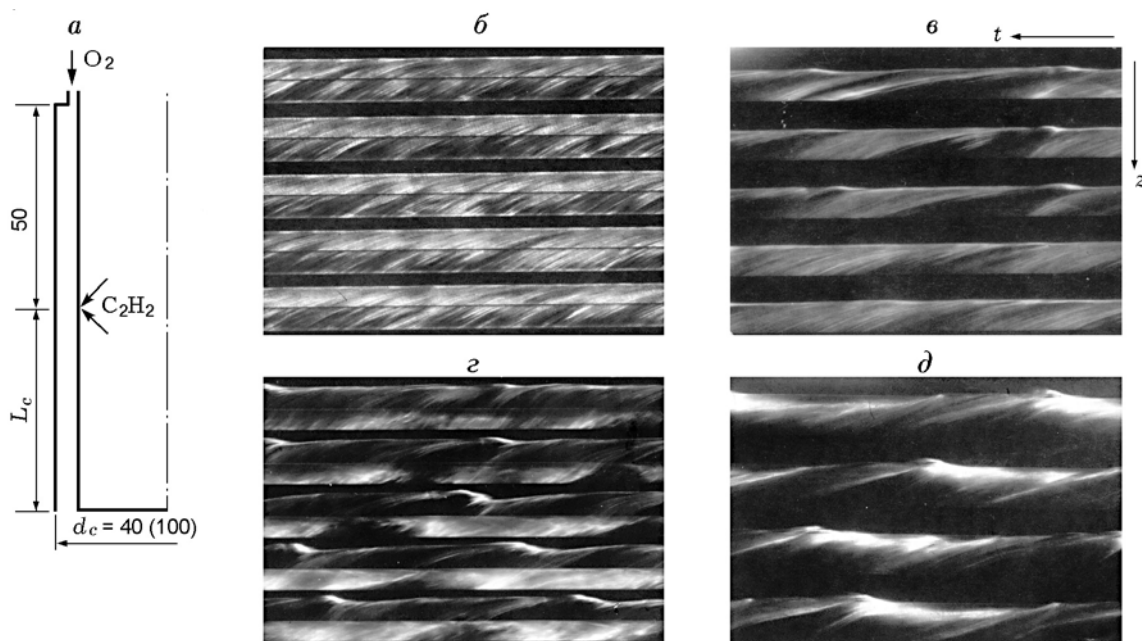


Рис. 4. Горение и пульсирующие режимы детонации при расположении форсунки впрыска горючего на расстоянии 50 мм от щели подачи окислителя:

*a* — схема камеры сгорания; *б* —  $d_c = 100$  мм,  $L_c = 100$  мм; *в* —  $d_c = 40$  мм,  $L_c = 100$  мм; *г* —  $d_c = 40$  мм,  $L_c = 50$  мм; *д* —  $d_c = 40$  мм,  $L_c = 5$  мм

последующей ПДВ в области меньших скоростей истечения [6, 12]. В неподвижной системе координат скачок уплотнения представляет собой косую нестационарную волну, так как формируется движущимся источником — зоной повышенного давления за выходящим наружу шлейфом ПДВ. В системе волны скачок уплотнения — тоже косая ударная волна, но растянутая вдоль направления движения ПДВ. Скачок уплотнения доходит до зоны смесеобразования и изменяет начальные условия перед волной, а именно, уменьшает ширину хорошо перемешанного слоя  $h$  (степень перемешивания растет вниз по потоку). Скорость детонации при этом снижается. В камере с  $d_c = 100$  мм скачок уплотнения вызывает появление четвертой ПДВ, что также уменьшает слой  $h$ , поскольку данный расход топлива распределяется уже на четыре волны. В результате скорости ПДВ падают более круто, чем при одноволновом режиме в камере с  $d_c = 40$  мм.

В камерах сгорания типа ЖРД при хорошем перемешивании вблизи форсуночных отверстий часто наблюдались режимы, в которых скачок уплотнения достигал торцевой стенки одновременно с приходом ПДВ в ту же точку. В результате скорость ПДВ и фазо-

вая скорость скачка уплотнения вдоль торцевой стенки взаимно согласовывались в сторону увеличения. Подобное явление наблюдалось при отражении шлейфа ПДВ от кольца, заужающего выход из камеры [5]. Для кольцевых цилиндрических камер (кривые 1 и 2 на рис. 3, б) ПДВ существовали до значений  $P_c/P_t = 1,4$ , когда истечение из камеры было дозвуковым, а сверхзвуковая зона течения ограничивалась лишь узкой областью за поверхностью Чепмена — Жуге фронта детонации.

**Вариант 2.** Форсунка впрыска горючего расположена на расстоянии  $L_f = 50$  мм от щели подачи окислителя (рис. 4, а). Этот вариант является предельным для камеры, изображенной на рис. 2, б: кольцевая щель раскрывалась до ширины канала. В этом случае скорость течения кислорода при подходе к форсунке впрыска горючего выравнивалась по ширине канала и достигала среднего значения  $\langle u \rangle = 23 \div 26$  м/с. Процесс смесеобразования растягивался во времени и пространстве, что препятствовало образованию критического диаметра детонации для обеих камер. В результате в длинных камерах ( $L_c = 100$  мм) смесь сгорала во фронте горения, отстоящем от форсунок на  $\approx 6$  мм (рис. 4, б, в). Возникающие иногда

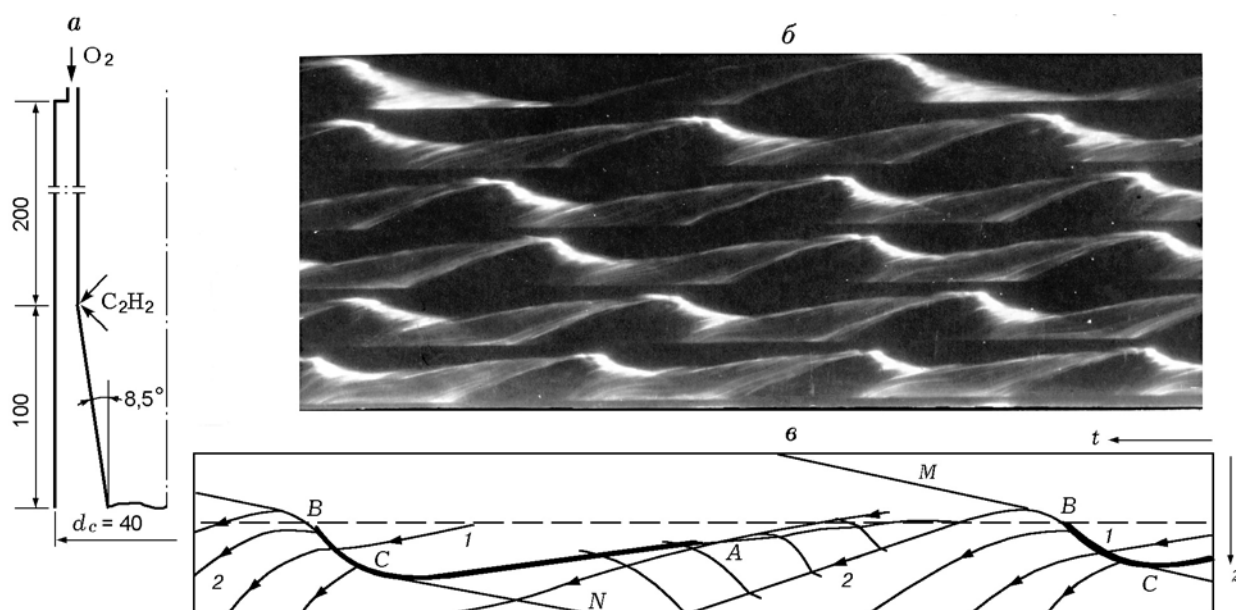


Рис. 5. Пульсирующий режим детонации в камере сгорания с плавно расширяющимся каналом: *a* — схема камеры; *б* — фрагмент фоторазвертки ( $D = 1000 \div 2000$  м/с); *в* —  $(z-t)$ -диаграмма пульсирующего режима детонации; 1 — свежая смесь, 2 — продукты горения; толстые линии — фронты детонации и горения, тонкие линии — ударные фронты, стрелки — линии тока, штриховая линия — положение форсунок впрыска горючего

продольные пульсации фронта существенно не влияли на режим горения. Уменьшение длины канала за форсункой впрыска горючего за счет длины центрального тела усиливало продольные пульсации, и при  $L_c = 5$  мм они становились доминирующими (рис. 4, *з, д*).

**Вариант 3.** В камере сгорания диаметром  $d_c = 40$  мм канал за форсункой впрыска горючего плавно расширялся под углом  $8,5^\circ$  (рис. 5, *а*). В этом случае продольные пульсации фронта горения проявляются особенно наглядно (рис. 5, *б*). Возникает вопрос, что представляют собой продольные пульсации зоны свечения. Обработка многочисленных фоторегистрограмм показала, что эти пульсации не что иное, как периодическое (с частотой  $1 \div 4$  кГц) перемещение фронта горения вниз по потоку и его ускорение вверх по потоку до значений скорости детонации  $1000 \div 2000$  м/с. Ширина зоны свечения близка к ширине зоны реакции за детонационным фронтом:  $3 \div 5$  мм или  $(15 \div 25)a$  — и примерно совпадает с шириной зоны свечения в ПДВ (см. вариант 1). Ее значение в  $5 \div 8$  раз больше ширины зоны реакции за фронтом идеальной детонации, идущим по заранее приготовленной смеси в трубах [13], что связано с частичным перемешиванием смеси. Скорость истечения продуктов

за период пульсации неравномерна и меняется от  $500$  м/с  $< u_{*f}$  за фронтом горения до  $1500 \div 1700$  м/с  $> u_{*f}$  за детонационным фронтом, где  $u_{*f} = D_{i,C-J}/(\gamma_f + 1) = 1080$  м/с. Внутри камеры поток продуктов может тормозиться до нулевой скорости в достаточно сильных скачках уплотнения, возникающих в сверхзвуковой зоне продуктов и распространяющихся в продуктах за фронтом горения. При перемещении скачка уплотнения вверх по потоку поток продуктов горения разгоняется и к выходу из камеры принимает указанные выше значения.

На рис. 5, *в* показана обобщенная  $(z-t)$ -диаграмма пульсирующего детонационного горения. Здесь  $AC$  — сносимый вниз по потоку фронт горения,  $CB$  — ускоряющийся фронт детонации. Доля сгорающей смеси в детонационном фронте примерно та же, что и в ПДВ в варианте 1 (см. рис. 2, *з*). Возникновение детонационных волн оказалось неожиданным, так как дозвуковой поток свежей смеси разгонялся перед возникновением детонационной волны до скорости  $250 \div 300$  м/с при средней скорости течения кислорода  $23$  м/с. Причина ускорения смеси — волна разрежения за ударным фронтом  $BM$ , который остается от детонационного комплекса при его входе в поток окислителя



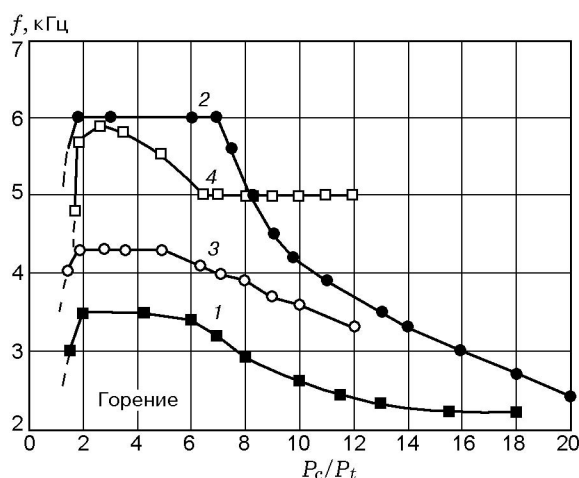


Рис. 6. Влияние давления среды на частоту пульсаций в камере сгорания с плавным расширением канала:

1 —  $L_f = 200$  мм,  $G = 32 \div 0$  г/с,  $P_c = (1,14 \div 0,2) \cdot 10^5$  Па,  $P_t = (0,06 \div 0,2) \cdot 10^5$  Па; 2 —  $L_f = 200$  мм,  $G = 64 \div 0$  г/с,  $P_c = (2,28 \div 0,36) \cdot 10^5$  Па,  $P_t = (0,06 \div 0,36) \cdot 10^5$  Па; 3 —  $L_f = 50$  мм,  $G = 32 \div 0$  г/с,  $P_c = (1,14 \div 0,2) \cdot 10^5$  Па,  $P_t = (0,06 \div 0,2) \cdot 10^5$  Па; 4 —  $L_f = 13$  мм,  $G = 32 \div 0$  г/с,  $P_c = (1,14 \div 0,2) \cdot 10^5$  Па,  $P_t = (0,06 \div 0,2) \cdot 10^5$  Па

выше форсунок впрыска горючего. Продукты детонации сначала движутся вслед за волной  $ВМ$  вверх по потоку, что отчетливо прослеживается на фоторегистраграммах, особенно при избытке ацетилена, затем сносятся вниз по потоку. В волне разрежения сносится и фронт горения, возникающий на границе продуктов горения и свежей смеси в зоне с достаточной для воспламенения степенью перемешивания компонентов (точка  $A$ ). На момент перехода горения в детонацию могут оказывать влияние скачки уплотнения  $СN$  в сверхзвуковом потоке продуктов от предыдущей детонационной волны, которые по продуктам за фронтом горения входят в свежую смесь. Влияют на процесс и отраженные от торца камеры волны  $ВМ$ , если расстояние от торца до форсунок мало. Эти отраженные волны при прохождении через свежую смесь и фронт горения увлекают их за собой вниз по потоку и способствуют заполнению камеры свежей смесью. При расположении форсунок на расстоянии  $L_f = 100 \div 200$  мм (случай с  $L_f = 200$  мм приведен на рис. 5) отраженная от торца камеры ударная волна не влияет на частоту пульсаций. Однако при  $L_f = 50$  мм и особенно при  $L_f = 13$  мм влияние отраженной волны уже существенно.

Рис. 6 иллюстрирует влияние противодействия среды на частоту пульсаций  $f$ . С увеличением противодействия среды (уменьшение отношения  $P_c/P_t$ ) частота монотонно растет, а при  $P_c/P_t < 5 \div 7$  выходит на стационарное значение. После того как скачок уплотнения, возникающий в сверхзвуковом потоке на выходе из камеры сгорания, достигает форсунки впрыска горючего, градиент давления в области смесеобразования становится недостаточным для ускорения свежей смеси и образования детонационноспособного слоя. Пульсирующий режим детонации прекращается, и реализуется обычное турбулентное горение образующейся смеси. С ростом абсолютного давления в камере за счет увеличения расхода смеси частота пульсаций возрастает. Это вызвано уменьшением критического диаметра детонации, и переход горения в детонацию начинается при меньшем ее диаметре. На рис. 6 приведено также изменение частоты пульсаций в зависимости от противодействия среды для форсунок впрыска горючего, находящихся на расстоянии от торца камеры  $L_f = 50$  и 13 мм. Видно, что с уменьшением  $L_f$  частота пульсаций растет. В коротких цилиндрических камерах (см. вариант 2) частота пульсаций слабо зависит от противодействия среды и находится в пределах  $2,2 \div 3,3$  кГц в случае  $L_c = 50$  мм и  $2,2 \div 2,8$  кГц для  $L_c = 5$  мм. В камере с  $L_c = 5$  мм смесь формировалась уже вне кольцевого канала. Поскольку давление в этой области ниже, чем в кольцевом канале, критический диаметр детонации увеличивался, а частота пульсаций уменьшалась.

Необходимо отметить, что в потоке, в котором происходит перемешивание топливных компонентов, частота пульсаций (готовность смеси к детонации) зависит как от степени перемешивания, так и от химической активности компонентов. Для данных химически активных компонентов ацетилен — кислород определяющим является смесеобразование. На это указывает более чем двукратное увеличение высоты детонационноспособного слоя смеси при переходе от струйного перемешивания в камере сгорания типа ЖРД к перемешиванию горючего в сплошном потоке окислителя (см. вариант 1). Это подтверждает и высота образующегося детонационноспособного слоя в рассматриваемом варианте 3, достигающая значений до 100 мм без влияния или при слабом влиянии скачков уплотнения в потоке продук-

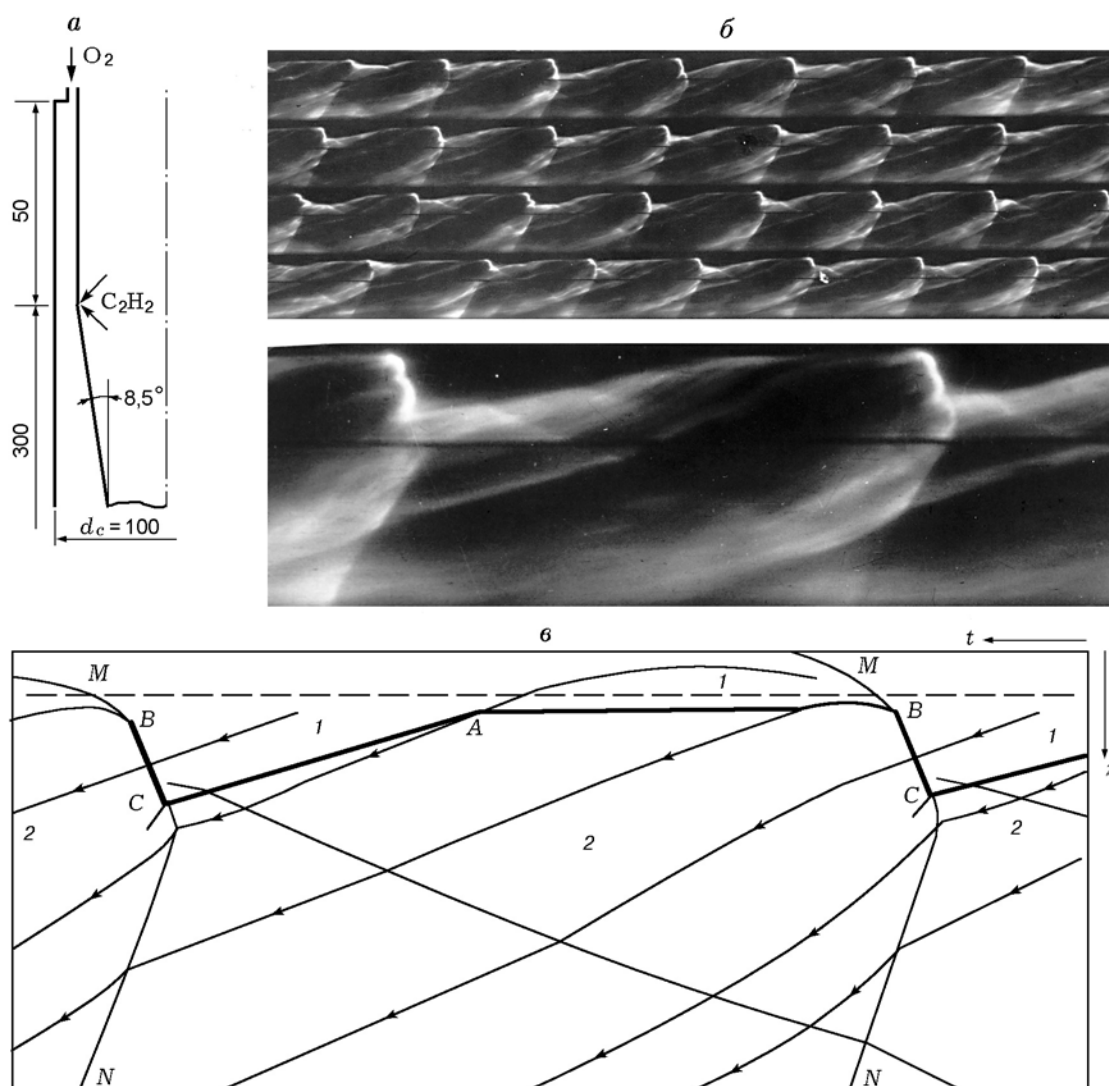


Рис. 7. Спиновый режим детонации в камере сгорания с плавно расширяющимся каналом:

*a* — схема камеры; *б* — фрагменты фоторазвертки,  $D = 2000$  м/с,  $n = 1$ ; *в* — структура ПДВ и течение в ее окрестности в системе волн; 1 — свежая смесь, 2 — продукты горения; толстые линии — фронты детонации и горения, тонкие линии — ударные фронты, стрелки — линии тока, штриховая линия — положение форсунок впрыска горючего

тов и отраженных от торцевой стенки камеры волн. Частота пульсаций практически не менялась в диапазоне  $\Phi = 1 \div 3$ . Заметное снижение частоты пульсаций (примерно в 1,5 раза) наблюдалось лишь при  $\Phi = 5$ , когда на высоту детонационноспособного слоя начинала влиять и химическая активность смеси. Поэтому при прочих одинаковых условиях для менее химически активных газовых топливных смесей, в том числе и топливовоздушных, следует ожидать более низких частот пульсаций, коррелирующих с их химической активностью.

Несмотря на то что ацетилен способен де-

тонировать самостоятельно, в проведенной серии опытов эта ситуация не реализовалась. Во-первых, при данных давлениях в камере сгорания размеры каналов ниже критических для детонации чистого ацетилена. Во-вторых, размеры ячеек  $a$  для чистого ацетилена почти на три порядка превышают значения  $a$  для стехиометрической ацетиленокислородной смеси [14, 15]. В-третьих, оценки констант равновесия возможных реакций в детонационной волне показывают, что доля разложившегося ацетилена без промежуточных продуктов окисления в детонационных волнах в рассматриваемых слу-

чаях ничтожна и не влияет на процесс.

Наблюдаемая в данной работе пульсирующая детонация дозвукового потока топлива является самоподдерживающейся, так как периодически воспроизводится всем комплексом взаимосвязанных детонационных волн, волн горения, газодинамикой течения свежей смеси и продуктов реакции без влияния каких-либо внешних источников. Если рассматривать отдельно пульсирующую детонационную волну, то сама по себе она не является самоподдерживающейся, как в случае идеальной детонации Чепмена — Жуге. Ранее были обнаружены пульсирующие самоподдерживающиеся режимы сжигания сверхзвукового потока смеси в плоскорадиальных камерах [16]. В этих камерах продольным детонационным волнам часто сопутствовали и поперечные. Возникновение поперечных волн было возможно благодаря сверхзвуковому истечению газов из форсунок и образованию детонационноспособного в тангенциальном направлении слоя смеси. Детонацию сверхзвукового потока смеси в пульсирующих волнах, образующихся перед тупым телом, наблюдал Р. И. Солоухин [17]. Результаты одномерного расчета сжигания сверхзвукового потока смеси в пульсирующих детонационных волнах при переменном коэффициенте избытка окислителя приведены в работе [18].

**Вариант 4.** В камере сгорания диаметром  $d_c = 100$  мм канал за форсункой впрыска горючего плавно расширялся под углом  $8,5^\circ$  (рис. 7,а). Длина окна для фоторегистрации процесса ниже форсунки равнялась 150 мм, что соответствовало половине длины камеры  $L_c$ . Если в камере с  $d_c = 40$  мм реализовывались режимы с продольными пульсирующими детонационными волнами, то в камере с  $d_c = 100$  мм длины окружности кольцевого канала оказалось достаточно для реализации одноволнового спинового режима детонации дозвукового потока смеси. На рис. 7,б приведены фрагменты фоторегистрограммы, а на рис. 7,в отображена структура ПДВ и течение в ее окрестности в системе волн. Структура ПДВ отличается от изображенной на рис. 2,г тем, что имеет второй шлейф — ударную волну  $BM$ , уходящую в свежую смесь. Кроме этого за период вращения ПДВ вверх по потоку распространяются один или несколько скачков уплотнения сверхзвукового потока  $CN$ , входящих в канал и в зону смесеобразования уже при  $P_c/P_t = 10$ . В варианте 1 скачки уплотнения

входили в канал при  $P_c/P_t = 5$ . Из рис. 7,б видно, что эти скачки переводят сверхзвуковой поток продуктов за ПДВ в дозвуковой на расстоянии, не превышающем двойной ширины фронта ПДВ. Внешне структура ПДВ похожа на  $(z-t)$ -диаграмму пульсирующего режима детонации, однако фронт ПДВ имеет реальное положение в пространстве и перпендикулярен натекающей смеси, а в случае продольных волн фиксируется развертка его осевого перемещения. Обращает на себя внимание ширина поперечного фронта  $BC$ , достигающая  $40 \div 50$  мм или  $(400 \div 625)a$ . Зона реакции за фронтом примерно такая же, как и в предыдущих вариантах:  $4 \div 5$  мм или  $(25 \div 30)a$ .

Возможность сжигания топливной смеси в ПДВ в камере с  $d_c = 100$  мм не очевидна. Время одного оборота ПДВ, движущейся со скоростью  $D = 2000$  м/с, составляет 150 мкс. За это время смесь при средней дозвуковой скорости кислорода 26 м/с разгоняется перед фронтом ПДВ до  $250 \div 300$  м/с, если позволяет перепад давления в камере сгорания по отношению к давлению внешней среды. Причина ускорения смеси — волна разрежения в продуктах, примыкающая к поверхности Чепмена — Жуге за фронтом ПДВ. Волна разрежения входит в свежую смесь и ускоряет ее почти до скорости звука. Таким образом создается детонационноспособный слой смеси, который поддерживается при распространении волны в тангенциальном направлении. Волна сама себе обеспечивает «пищу» для существования. Напомним, что в камере меньшего диаметра ( $d_c = 40$  мм) с плавным расширением канала за форсункой впрыска горючего детонационноспособный в тангенциальном направлении слой смеси не образовывался, но детонация не пропадала, а приобретала пульсирующий характер в осевом направлении. Это говорит о «живучести» детонации при организации хорошего смесеобразования. С повышением противодавления градиенты давления в волне разрежения уменьшаются, что приводит к снижению скорости смеси. Скачки уплотнения в сверхзвуковом потоке продуктов, входящие в канал, также уменьшают скорость смеси. Поэтому уменьшается размер хорошо перемешанной смеси, и детонация вырождается в горение со звуковыми волнами, движущимися в тангенциальном направлении. На рис. 3,б (кривая 3) приведена зависимость скорости детонации от противодавления. Детонация держится стабильно вплоть до ее резкой

ликвидации при  $P_c/P_t = 3,5$ . При подходе к пределу скорость детонации несколько увеличивается, несмотря на уменьшение слоя смеси. По-видимому, это связано с уменьшением критического диаметра детонации за счет повышения давления в зоне смесеобразования. Путь перемешивания компонентов в данном случае достаточно большой, и уменьшение слоя смеси не снижает скорости детонации, как это наблюдалось в варианте 1. Видно, что детонация в расширяющемся канале имеет меньший предел по минимальным значениям  $P_c/P_t$ , чем детонация при подаче горючего вблизи щели поступления окислителя. Это связано с воздействием волны на подачу кислорода и более «растянутой» зоной смесеобразования. В варианте 1 также наблюдается воздействие ПДВ на подачу кислорода, но оно выражено слабее из-за большой разницы площадей щели и канала.

### ВЫВОДЫ

1. Впервые экспериментально показана принципиальная возможность осуществления управляемого горения горючего в сплошном дозвуковом потоке окислителя в продольных пульсирующих или спиновых детонационных волнах.

2. Причина возникновения детонационных волн — циклическое в камерах сгорания малого диаметра или непрерывное в камерах большого диаметра образование детонационноспособного слоя смеси, происходящее при входе в смесь волн разрежения, сопровождающих детонационные режимы.

3. Стабильность режимов зависит от противодавления среды и возрастает с его уменьшением.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я. Б. К вопросу об энергетическом использовании детонационного горения // Журн. техн. физики. 1940. Т. 10, вып. 17. С. 1453–1461.
2. Войцеховский Б. В. Стационарная детонация // Докл. АН СССР. 1959. Т. 129, № 6. С. 1254–1256.
3. Войцеховский Б. В., Митрофанов В. В., Топчиян М. Е. Структура фронта детонации в газах. Новосибирск: Изд-во СО АН СССР, 1963.
4. Михайлов В. В., Топчиян М. Е. К исследованиям непрерывной детонации в кольцевом канале // Физика горения и взрыва. 1965. № 4. С. 20–23.
5. Быковский Ф. А., Митрофанов В. В. Детонационное сжигание газовой смеси в цилиндрической камере // Физика горения и взрыва. 1980. Т. 16, № 5. С. 107–117.
6. 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.
7. Bykovskii F. A. and Mitrofanov V. V. A continuous spin detonation in liquid fuel sprays // Control of Detonation Processes / G. Roy, S. Frolov, D. Netzer, A. Borisov (Eds). Moscow: Elex-KM Publishers, 2000. P. 209–211.
8. Быковский Ф. А. Высокоскоростной ждущий фоторегистратор // Журн. науч. и приклад. фотографии и кинематографии. 1981. № 2. С. 85–89.
9. 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.
10. Николаев Ю. А., Топчиян М. Е. Расчет равновесных течений в детонационных волнах в газах // Физика горения и взрыва. 1977. Т. 13, № 3. С. 393–404.
11. Быковский Ф. А. О влиянии степени перемешивания газов на параметры детонации // Динамика сплошной среды. Новосибирск: Ин-т гидродинамики СО АН СССР, 1983. Вып. 62. С. 23–31.
12. Ждан С. А., Мардашев А. М., Митрофанов В. В. Расчет течения спиновой детонации в кольцевой камере // Физика горения и взрыва. 1990. Т. 26, № 2. С. 91–95.
13. Васильев А. А. Протяженность химика в многофронтной детонации // Физика горения и взрыва. 1978. Т. 14, № 4. С. 138–140.
14. Иванов Б. А. Физика взрыва ацетилена. М.: Химия, 1969.
15. Манжалей В. И. О детонации ацетилена вблизи предела // Физика горения и взрыва. 1975. Т. 11, № 1. С. 146–149.
16. Быковский Ф. А., Ведерников Е. Ф. Самоподдерживающаяся пульсирующая детонация потока газовой смеси // Физика горения и взрыва. 1996. Т. 32, № 4. С. 99–106.
17. Солоухин Р. И. Пульсирующее горение газа за ударной волной в сверхзвуковом потоке // ПМТФ. 1961. № 5. С. 57–60.
18. Александров В. Г., Реент К. С. Определение интегральных и локальных характеристик сверхзвукового пульсирующего детонационного прямого воздушного реактивного двигателя (СПДПД) // Материалы VIII Всерос. съезда по теор. и прикл. механике. Пермь, 2001. С. 32.

Поступила в редакцию 18/III 2002 г.,  
в окончательном варианте — 10/XI 2002 г.