

УДК 533.6.01,534.222,544.45

## РЕАКТИВНАЯ ТЯГА ПРИ НЕПРЕРЫВНОЙ ДЕТОНАЦИИ В РЕЖИМЕ ЭЖЕКЦИИ ВОЗДУХА

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

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

В режиме эжекции воздуха экспериментально исследованы процессы непрерывной спиновой и пульсирующей детонации, а также горения водородовоздушной смеси в проточной кольцевой камере диаметром 306 мм. Удельные расходы водорода составляли  $0.6 \div 9.8 \text{ кг}/(\text{с} \cdot \text{м}^2)$ . Установлено, что наибольшие удельные импульсы тяги камеры сгорания достигаются при непрерывной спиновой детонации. В среднем они превышают в 1.5 раза соответствующие величины при сжигании смеси в продольных детонационных волнах, в 2 раза — при обычном горении (в 3 раза при максимальном импульсе тяги  $2200 \text{ м}/\text{с}$ ), в 10 раз — при истечении холодного водорода. Изменение удельного расхода водорода начиная от величины  $\approx 1.2 \text{ кг}/(\text{с} \cdot \text{м}^2)$ , соответствующей максимальному импульсу тяги, уменьшает его значение, причем более резко при приближении к пределам детонации по удельному расходу водорода. Вблизи верхнего предела при значении удельного расхода водорода  $3 \text{ кг}/(\text{с} \cdot \text{м}^2)$  в исследованной детонационной камере развивается максимальная реактивная тяга — 83 Н.

Ключевые слова: эжекция воздуха, проточная камера сгорания, водородовоздушная смесь, непрерывная спиновая детонация, пульсирующая детонация, реактивная тяга, удельный импульс тяги.

### ВВЕДЕНИЕ

Принято считать, что в режиме эжекции ( $M_0 = 0$ ) при обычном (турбулентном) сжигании топлива прямоточные воздушно-реактивные двигатели не создают силу тяги [1]. Однако согласно экспериментальным данным [2, 3] при вибрационном горении водорода в эжектируемом воздухе получена ненулевая сила тяги, которая действовала на трубку с диффузором. В работах [4–6] в камерах проточного типа реализованы процессы непрерывной спиновой и пульсирующей детонации в режиме эжекции воздуха. По проведенным оценкам расходы эжектируемого воздуха увеличивались по сравнению с режимами стационарного истечения в типичном эжекторе [7], причем как при истечении холодного водорода, так и в режиме его горения. В силу различия скоростей поступающего в камеру воздуха при эжекции и потока продуктов (несмотря на неравномерность скоростей течения обоих потоков), а также из-за своеобразной конструкции камеры

сгорания возможно существование силы тяги в режимах непрерывной детонации. Цель настоящей работы — измерить силу тяги (удельный импульс тяги), развиваемую в проточной кольцевой камере в режиме эжекции воздуха при детонационном и обычном турбулентном горении. В качестве горючего использовался водород, в качестве окислителя — воздух.

### ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Исследования проводили в осесимметричной кольцевой проточной камере с расширением площади проходного сечения на выходе. Размеры кольцевого канала камеры сгорания 1 (рис. 1) аналогичны принятым в работах [4, 5].

Кольцевая камера сгорания образована внешней стенкой 2 диаметром  $d_c = 306 \text{ мм}$ , длиной 400 мм и внутренней вставкой 3, формирующей расширяющийся под углом  $15^\circ$  кольцевой канал, длина которого вместе с цилиндрической частью составляла 395 мм. Наименьшая ширина канала  $\Delta = 23 \text{ мм}$ , ширина кольцевой щели 4 для всасывания воздуха  $\delta = 10 \text{ мм}$ . Вход в кольцевую щель как со стороны внешней стенки, так и со стороны внутренней вставки выполнен по радиусу 30 мм. Наружная стенка камеры и внутренняя вставка жестко связаны четырьмя пластинами 5 толщиной 6 мм.

Работа выполнена в рамках программы Президиума РАН № 2.6, при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 10-01-00203) и фонда Президента РФ по поддержке ведущих научных школ (НШ-247.2012.1).

© Быковский Ф. А., Ждан С. А., Ведерников Е. Ф., 2013.

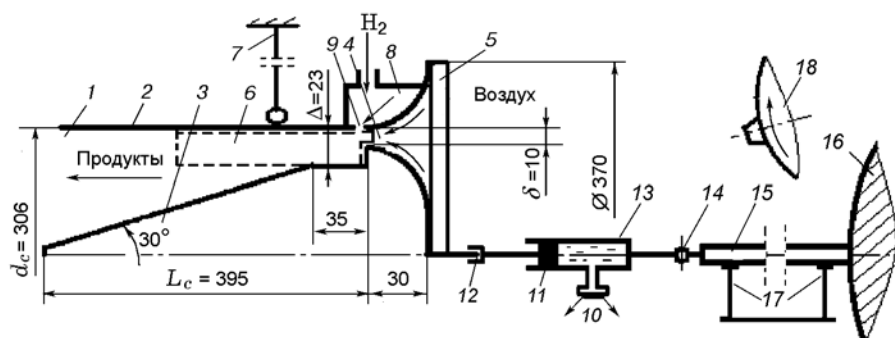


Рис. 1. Схема камеры и системы измерения силы тяги:

1 — кольцевая камера сгорания, 2 — внешняя стенка камеры, 3 — внутренняя вставка, 4 — кольцевая щель, 5 — пластины, 6 — радиальные перегородки, 7 — трос, 8 — коллектор, 9 — форсунка, 10 — датчик давления, 11 — поршень, 12 — упор, 13 — цилиндр, 14 — шарнир, 15 — стержень, 16 — упор, 17 — подставка, 18 — фоторегистратор с падающим барабаном

В ряде опытов в камере устанавливали четыре радиальные перегородки 6 длиной 200 мм. Камеру массой 41.5 кг подвешивали по центру тяжести на трос 7 длиной 1.5 м.

Водород в камеру сгорания поступал из ресивера объемом  $V_{rf} = 13.3$  или 4.1 л через гибкий шланг длиной 1 м, направленный под углом  $90^\circ$  к оси камеры (на рисунке не показаны), через коллектор 8 и форсунку 9, параметры которой аналогичны форсунке F2 из работы [4]. Начальное давление подачи водорода устанавливали  $p_{0rf} = 25 \cdot 10^5$  и  $50 \cdot 10^5$  Па в ресивере объемом  $V_{rf} = 13.3$  л и  $p_{0rf} = 78 \cdot 10^5$  Па в ресивере объемом  $V_{rf} = 4.1$  л. При этом получались начальные расходы  $G_{0f} = 50, 120$  и  $200$  г/с соответственно (начальные удельные расходы  $g_{f0} = G_{0f}/S_c = 2.45, 5.9$  и  $9.8$  кг/(с·м<sup>2</sup>), где  $S_c$  — площадь поперечного сечения камеры сгорания на цилиндрическом участке. В ходе эксперимента ( $t \approx 0.5$  с) по мере опорожнения ресиверов расходы водорода уменьшались: при  $V_{rf} = 13.3$  л примерно в 2.5 раза, при  $V_{rf} = 4.1$  л — в 27 раз. Ошибка расчета расхода водорода по уменьшению давления в ресивере [8] за время эксперимента не превышала  $\pm 3\%$ .

Порядок проведения экспериментов, запись средних статических давлений в камере и процесс инициирования описаны в [4]. Силу тяги регистрировали сертифицированным датчиком давления 10 с временным разрешением не более 1 мс (класс точности 0.5) по изменению давления масла под поршнем 11, упирающимся штоком в камеру сгорания через упор 12. Цилиндр 13 через шарнир 14 и стержень 15 упирался в массивное тело 16. Стержень укладыва-

ли на двух подставках 17. Конструкция камеры позволяла также измерять силу тяги, действующую отдельно на внутреннюю вставку 3. При этом наружную стенку камеры 2 закрепляли неподвижно, пластины 5 отсоединяли от внутренней вставки, которую подвешивали на тросах с обоих концов. Оптическую регистрацию процесса проводили через кольцевую щель 4 фоторегистратором с падающим барабаном 18 [9].

Остановимся подробнее на методике измерения силы тяги. В общем случае модель (камера) в потоке газов может испытывать шесть воздействий: три силы (вдоль оси и в двух поперечных направлениях) и три крутящих момента относительно этих направлений. В нашем случае на стенки камеры действует только продольная сила и отсутствует крутящий момент вокруг оси камеры. Во-первых, по закону сохранения количества движения он нулевой при осевой подаче горючего до инициирования и после него, во-вторых, экспериментально зафиксировано, что треки продуктов на выходе из камеры оставляют следы вдоль образующей камеры, в-третьих, это подтверждается и расчетным путем [10]. Продукты за фронтом поперечной детонационной волны сначала увлекаются в направлении вращения волны, а затем в волне разрежения движутся в обратном направлении, приближаясь к нулевой тангенциальной скорости. Для горения и пульсирующей детонации это очевидно (при соблюдении осевого направления результирующих струй горючего). Поперечные силы и моменты могут появиться при нарушении соосности камеры и измерительной системы за счет несоосного на-

правления струи продуктов и натекающих компонентов смеси. При подготовке эксперимента на это обращалось внимание. При вращении детонационной волны по окружности камеры перемещались и точки приложения сил давления, действующих в продольном направлении, но создающих «бегущие» поперечные моменты соответствующих сил с плечом  $d_c/2$ . За время оборота волны  $((0.6 \div 0.7) \cdot 10^{-3} \text{ с})$  их действием на камеру пренебрегали. В случае вращения четного числа волн (при  $n = 2$ ) моменты вращения вокруг поперечных осей по разные стороны диаметра камеры компенсировали друг друга. Все эти возможные паразитные воздействия на систему измерения устранялись подвижной точкой контакта шаровая поверхность — плоскость на конце поршня 11 и упором-стержнем 12, отходящим от камеры. Усилия в пределах измеряемой силы тяги, прикладываемые к камере в поперечном направлении при подготовке эксперимента, не нарушали установку нулевой продольной силы. Отметим, что даже при жестком закреплении упора и штока поршня не наблюдалось заметных изменений в показаниях датчика давления 10.

Кратковременность процесса в камере, наличие ударной силы сразу после его инициирования, изменение параметров потока газов во время опыта накладывали определенные требования на систему измерения [11]. Для увеличения жесткости системы измерения использовалась большая масса упора 16 (9 т) и толстый стальной стержень 15 диаметром 50 мм. При максимальной зарегистрированной силе тяги сжатие стержня составляло  $\Delta l = lT/(S_p E) = 0.77 \cdot 10^{-6} \text{ м}$ , где  $l = 4 \text{ м}$ ,  $S_p = 19.6 \text{ см}^2$  — соответственно длина и площадь поперечного сечения стержня,  $T = 80 \text{ Н}$  — максимальная сила тяги,  $E = 2 \cdot 10^7 \text{ Н/см}^2$  — модуль упругости стали. Без упора под действием силы  $T = 80 \text{ Н}$  за время  $t = 10^{-3} \text{ с}$  (время разрешения датчика давления) возможно перемещение камеры массой  $m = 41.5 \text{ кг}$  на расстояние  $\Delta l^1 = Tt^2/(2m) \approx 2 \cdot 10^{-6} \text{ м}$ . Так как  $\Delta l^1 > \Delta l$ , то упор, включающий стержень и массу, можно принять достаточно жестким, а система измерения могла реагировать на изменение силы в миллисекундном диапазоне и работать при изменении расходов компонентов топлива в течение эксперимента (до 0.5 с). Жесткость системы измерения могли снизить пузырьки воздуха под поршнем, поэтому перед опытом их устраняли. При измерении отрицательных сил, ко-

торые действовали на внутреннюю вставку камеры (внешняя стенка отсоединена механически), с помощью пружины создавалась начальная положительная осевая сила. Используемая система измерения силы тяги позволила всего за  $t \approx 0.1 \text{ с}$  ликвидировать начальные колебания от взрыва скопившейся в камере смеси. Показания датчика давления 10 под поршнем принимали во внимание только после окончания этого переходного колебательного режима.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Конструкция камеры обеспечивала как режимы обычного турбулентного горения, так и режимы детонации — непрерывной спиновой и пульсирующей продольной. Режим обычного горения получали искусственно установкой радиальных перегородок в замкнутом кольцевом канале (см. рис. 1). Это исключало условия для существования вращающейся детонационной волны, но не устраняло возможности реализации пульсирующей детонации. Типичные фоторегистрограммы (фрагменты) непрерывной спиновой детонации, пульсирующей детонации и обычного горения приведены на рис. 2.

Поскольку пленка фоторегистратора двигалась линейно, а детонационная волна — по окружности, то вращающиеся светящиеся объекты прорисовывали на ней циклоиду [12]. Движущиеся вдоль оси камеры и входящие в щель продольные волны оставляли яркие отрезки с максимальной засветкой на участках щели, вдоль которых двигалась пленка (верхняя и нижняя части дорожки). При обычном горении более яркая засветка по краям дорожки сохранялась, но вдоль дорожки фиксировалась сплошная однородная засветка. Циклоиды, прорисованные вращающимися волнами, имели неравномерную засветку (см. рис. 2, а). Те ее участки, которые прорисованы волнами с частичной компенсацией скорости пленки (направления движения пленки и составляющая скорости изображения в этом направлении совпадали), наиболее отчетливы. Наоборот, при раскомпенсации скорости изображения (противоположное движение изображения) его отчетливость нарушалась. Если происходила полная компенсация скорости изображения (скорость пленки совпадала со скоростью изображения по направлению и величине), то циклоида подходила к краю световой дорожки перпендикулярно. Когда скорость движения пленки опережала скорость движения изображения, цик-

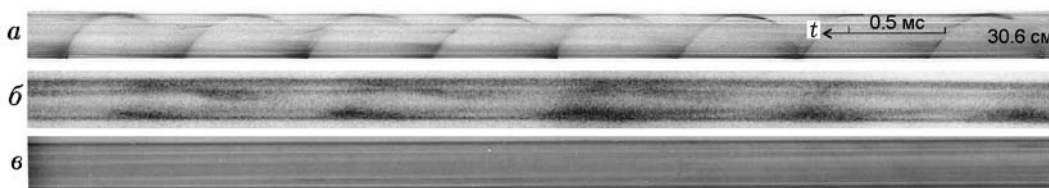


Рис. 2. Фоторегистрограммы (фрагменты) непрерывной спиновой детонации (*a*), пульсирующей детонации (*б*) и обычного горения (*в*):

*a* —  $g_f = 1.57 \text{ кг}/(\text{с} \cdot \text{м}^2)$ ,  $D = 1.45 \text{ км}/\text{с}$ ,  $n = 1$ ; *б* — камера с перегородками,  $g_f = 1.72 \text{ кг}/(\text{с} \cdot \text{м}^2)$ ,  $f = 0.75 \text{ кГц}$ ; *в* — камера с перегородками, обычное горение,  $g_f = 1.37 \text{ кг}/(\text{с} \cdot \text{м}^2)$

лоида подходила под углом к краю дорожки и под этим же углом отражалась. Если же скорость пленки отставала от скорости изображения, циклоида имела петлю на краю дорожки.

По шагу циклоиды определяли среднюю скорость вращения спиновой детонационной волны относительно наружной стенки камеры:  $D = \pi d_c / \Delta t_r$ , где  $\Delta t_r$  — шаг циклоиды по времени. При пульсирующей детонации частоту пульсаций определяли по частоте появления ярких вспышек по краям засвеченной дорожки:  $f = 1 / \Delta t_p$ , где  $\Delta t_p = \Delta l_p / v_p$  — период времени между яркими засветками,  $\Delta l_p$  — расстояние между ними,  $v_p = 37.7 \text{ м}/\text{с}$  — скорость движения пленки. Мгновенную скорость волны определяли методом развертки во время ее движения перпендикулярно направлению перемещения пленки (середица полосы на рис. 2, *a*):  $D = kv_p \text{tg } \alpha$ , где  $k = 43.7$  — коэффициент уменьшения изображения,  $\alpha$  — угол между касательной к циклоиде и направлением движения пленки. Из рис. 2, *a* следует, что вращается одна волна (одна циклоида,  $n = 1$ ). Средняя скорость детонации относительно наружной стенки камеры, вычисленная по шагу циклоиды на данной фоторегистрограмме, составляет  $D = 1.45 \text{ км}/\text{с}$ . Близки к этому значению и мгновенные значения скорости, рассчитанные методом развертки. Вне пределов непрерывной спиновой детонации и в камере с перегородками короткое время ( $\approx 100 \text{ мс}$  при  $g_f = 2 \div 1.6 \text{ кг}/(\text{с} \cdot \text{м}^2)$ ) наблюдали продольные детонационные волны, пульсирующие с частотой  $f = 0.75 \text{ кГц}$  (см. рис. 2, *б*). Вне пределов существования продольных детонационных волн в камере с перегородками развивалось обычное горение (см. рис. 2, *в*).

Основное количество опытов проведено при установке начального давления в ресивере водорода  $p_{rf0} = 25 \cdot 10^5 \text{ Па}$ . За время эксперимента ( $t \approx 0.5 \text{ с}$ ) давление в ресивере умень-

шалось до  $p_{rf} = 10 \cdot 10^5 \text{ Па}$ , а расход — от  $G_{f0} = 48.8 \text{ г}/\text{с}$  ( $g_f = 2.39 \text{ кг}/(\text{с} \cdot \text{м}^2)$ ) до  $G_f = 19.8 \text{ г}/\text{с}$  ( $g_f = 0.97 \text{ кг}/(\text{с} \cdot \text{м}^2)$ ). Осциллограммы давления в ресивере ( $p_{rf}$ ), в коллекторе водорода ( $p_{mf}$ ) и среднего давления в камере ( $p_c$ ) при непрерывной спиновой детонации аналогичны приведенным в работе [6]. Изменения этих давлений во времени при режимах пульсирующей детонации и горения были идентичными.

Результаты измерения давления под поршнем ( $p_t$ ), создаваемые силой тяги  $T$ , для перечисленных выше типов горения представлены на рис. 3. Здесь же приведена осциллограмма давления при истечении водорода (без иницирования). Средняя осциллограмма 3–2–3 примечательна тем, что во время опыта удалось зафиксировать как режим горения на начальном и конечном этапах процесса (участки 3), так и режим пульсирующей детонации (участок 2). После иницирования скопившейся в камере и за ее пределами горючей смеси датчик измерения тяги в течение времени до 0.1 с записывал колебания давления, которые отмечались как при развитии горения, так и при детонации и не были связаны с конкретным режи-

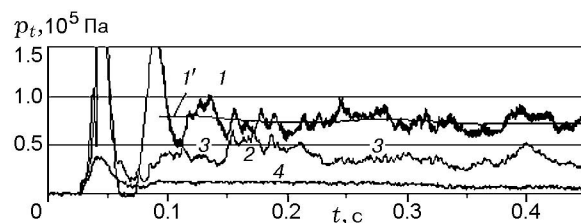


Рис. 3. Давление под поршнем, создаваемое силой тяги:

1 — непрерывная спиновая детонация (1' — осреднение кривой давления полиномом шестой степени), 2 — пульсирующая продольная детонация, 3 — обычное турбулентное горение, 4 — истечение водорода (без иницирования)

мом горения. Нерегулярные по частоте колебания давления, но меньшей амплитуды фиксировались на протяжении всего процесса детонации и горения. Их появление, например, при непрерывной спиновой детонации нельзя объяснить давлением в камере, поскольку процесс в камере (скорость вращения волн) очень стабилен. По-видимому, колебания давления связаны с наличием воздушных полостей в масле под поршнем системы измерения тяги, наличие которых трудно контролировать. Эти колебания не удалось устранить механическими способами без искажения среднего значения давления. Достаточно гладкая кривая давления регистрируется при истечении водорода (кривая 4).

Силу тяги определяли по формуле

$$T = p_t S_p, \quad (1)$$

где  $S_p = 7.065 \text{ см}^2$  — площадь поршня. Среднеквадратичная погрешность измерения давления не превышала 0.5 % (определялась классом точности датчика давления). Осциллограмму давления  $p_t$  предварительно сглаживали на компьютере с помощью полинома шестой степени (например, сглаживающая кривая 1' на рис. 3).

По измеренной силе тяги  $T$  и расходу водорода  $G_f$  определяли удельный импульс  $I_f$ :

$$I_f = T/G_f. \quad (2)$$

С учетом погрешностей вычисления расхода, показаний датчика давления, а также сглаживания кривой (по оценке не более  $\pm 3 \%$ ) среднеквадратичная погрешность вычисления удельного импульса тяги может составлять  $\pm 4.5 \%$ .

Для выяснения места приложения силы тяги была проведена серия опытов с разделением механической связи внутренней вставки и внешней стенки камеры (см. рис. 1). Эксперименты показали, что сила тяги в основном создается внешней стенкой (рис. 4). При горении (участок 3) она равна примерно 1/4 части от общей силы. В режиме пульсирующей детонации внутренняя вставка испытывает нулевое усилие (участок 2), а при непрерывной спиновой детонации развивается отрицательное усилие (осциллограмма 1), составляющее до 1/3 части общего усилия в начале процесса и приближающееся к нулю в его конце.

Увеличение расхода водорода за счет повышения начального давления в ресивере  $V_{rf} =$

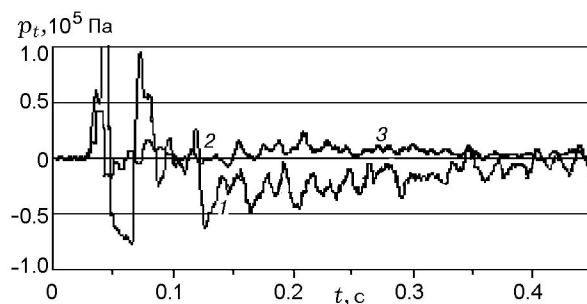


Рис. 4. Давление под поршнем при воспринимающей усилии внутренней вставке:

1 — непрерывная спиновая детонация, 2 — пульсирующая детонация, 3 — горение

13.3 л до  $p_{rf0} = 52 \cdot 10^5 \text{ Па}$  и в ресивере  $V_{rf} = 4.1 \text{ л}$  до  $p_{rf0} = 78 \cdot 10^5 \text{ Па}$  позволило определить верхний предел по удельному расходу топлива, при котором реализуется непрерывная спиновая детонация с одной поперечной детонационной волной (ПДВ) —  $g_{f\max} \approx 4 \text{ кг}/(\text{с} \cdot \text{м}^2)$ . Во время переходного режима, длившегося около 10 мс, наблюдали либо вторую ПДВ, либо продольную пульсирующую детонацию с частотой  $f \approx 0.8 \text{ кГц}$ . Этому переходному режиму предшествовало обычное горение. Нижний предел по удельному расходу топлива также удалось определить при истечении водорода из ресиверов объемом  $V_{rf} = 4.1$  и  $13.3 \text{ л}$  —  $g_{f\min} = 0.9 \text{ кг}/(\text{с} \cdot \text{м}^2)$ . При меньших удельных расходах ПДВ трансформируются в пульсирующие продольные волны с частотой  $f = 0.7 \text{ кГц}$  и существующие непродолжительное время — около 30 мс. Затем в камере устанавливается обычное горение.

Вычисленные по измеренному давлению под поршнем удельные импульсы тяги  $I_f$  относительно удельного расхода водорода приведены на рис. 5. Видно, что значения  $I_f$  при непрерывной спиновой детонации больше, чем при обычном горении, а тем более при истечении холодного водорода (что можно сразу же оценить по осциллограммам давления на рис. 3). Однако это различие непостоянно и зависит не только от удельного расхода водорода, но и от его начального расхода (ср. значения, отмеченные темными и светлыми точками). В среднем величина  $I_f$  при непрерывной спиновой детонации превышает удельный импульс силы тяги при горении в 2 раза (в максимуме почти в 3 раза —  $I_f = 2200 \text{ м/с}$ ), при пульсирующей продольной детонации — в 1.5 раза, а при ис-

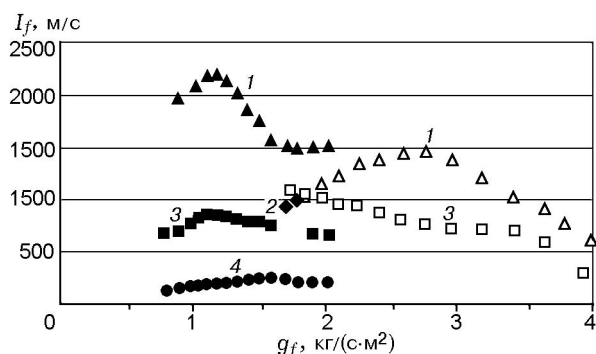


Рис. 5. Удельные импульсы тяги при непрерывной спиновой детонации (1), продольной пульсирующей детонации (2), обычного турбулентного горения (3) и истечении холодного водорода (4) в зависимости от удельного расхода водорода:

темные точки — истечение начиная от  $p_{rf0} = 25 \cdot 10^5$  Па, светлые —  $p_{rf0} = 52 \cdot 10^5$  Па;  $V_{rf} = 13.3$  л

течения холодного водорода — почти в 10 раз.

Однако имеются особенности при истечении водорода в случае повышенного начального давления. В области удельных расходов, близких к предельным по существованию непрерывной спиновой детонации ( $g_f = 4$  кг/(с·м<sup>2</sup>)), различие удельных импульсов силы тяги между детонацией и горением становится меньше среднего значения. С уменьшением расхода это различие восстанавливается ( $g_f \approx 2.8$  кг/(с·м<sup>2</sup>)), а затем при  $g_f \approx 1.8$  кг/(с·м<sup>2</sup>) сводится к нулю. Отметим, что последнему значению  $g_f$  соответствует режим продольной пульсирующей детонации, отчетливо зафиксированный в камере с перегородками (см. рис. 2, б). Если в камере с перегородками при истечении водорода с начальным давлением  $p_{rf0} = 25 \cdot 10^5$  Па наблюдали резкое отличие удельных импульсов силы тяги при переходе обычного горения в пульсирующую детонацию, то при истечении водорода при высоком начальном давлении, как при детонации, так и при горении, расчет показал плавный подход к режиму пульсирующей детонации. К сожалению, конец процесса не попадал на пленку, поэтому не удавалось визуально наблюдать переход спиновой детонации или горения в пульсирующую детонацию. Максимальная сила тяги при непрерывной спиновой детонации ( $T_{\max} = 83$  Н) не совпадала с ее максимальным импульсом и находилась в области удельных расходов водорода  $g_f \approx 3$  кг/(с·м<sup>2</sup>). Представленные ре-

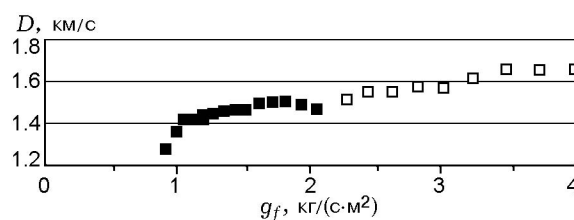


Рис. 6. Скорость непрерывной спиновой детонации с одной ПДВ в зависимости от удельного расхода водорода:

темные точки — истечение водорода начиная от  $p_{rf0} = 25 \cdot 10^5$  Па, светлые —  $p_{rf0} = 52 \cdot 10^5$  Па;  $V_{rf} = 13.3$  л

зультаты измерения удельных импульсов силы тяги в режиме эжекции воздуха однозначно показывают преимущество режима непрерывной спиновой детонации по сравнению с обычным турбулентным горением.

Зависимость скорости непрерывной спиновой детонации с одной ПДВ от удельного расхода водорода представлена на рис. 6. Видно, что с ростом последнего в диапазоне  $g_f = 0.9 \div 4$  кг/(с·м<sup>2</sup>) скорость детонации  $D$  плавно увеличивается, хотя изменяется слабо. Так, при  $g_f = 0.9 \rightarrow 2$  кг/(с·м<sup>2</sup>) увеличение составило 15 % ( $D = 1.23 \rightarrow 1.41$  км/с), а при  $g_f = 2 \rightarrow 4$  кг/(с·м<sup>2</sup>) — 17 % ( $D = 1.41 \rightarrow 1.65$  км/с). В области  $g_f = 1.5 \div 1.6$  кг/(с·м<sup>2</sup>) иногда наблюдали смену направления вращения ПДВ. Отметим, что эта область близка к области «особой» точки ( $g_f \approx 1.8$  кг/(с·м<sup>2</sup>)), когда в камере с перегородками реализуется пульсирующая продольная детонация и сходятся зависимости 1 и 3 (см. рис. 5). После иницирования при достижении  $g_f \approx 4.3$  кг/(с·м<sup>2</sup>) горение на короткое время ( $\approx 10$  мс) переходило в детонационный процесс с двумя ПДВ, движущимися со скоростью  $D = 1.5$  км/с. В переходном процессе при формировании одноволновой ПДВ скорость детонации немного снижалась (излом зависимости на рис. 6 в области  $g_f \approx 2$  кг/(с·м<sup>2</sup>)). Вблизи нижнего предела по детонации ( $g_f \approx 1$  кг/(с·м<sup>2</sup>)) скорость детонации резко уменьшалась и в дальнейшем детонация исчезала.

## АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Эксперименты показали увеличение удельного импульса тяги при переходе от режима обычного горения к режимам продоль-

ной пульсирующей и непрерывной спиновой детонации. Ранее [2, 3] было обнаружено увеличение удельного импульса тяги при переходе от обычного турбулентного горения к вибрационному в цилиндрической трубке с входным диффузором при удельном расходе водорода  $g_f = 7 \div 20$  кг/(с·м<sup>2</sup>). Сила тяги действовала на входной диффузор за счет разности давлений — полного на наружной и статического на внутренней поверхности диффузора. При отношении длины трубки к диаметру  $L/d < 8.5$  ( $d = 18$  мм) резонансное горение не возбуждалось. В трубке без диффузора сила тяги отсутствовала и была даже отрицательной за счет сил трения потока о поверхность трубки. В наших опытах кольцевая камера имела канал с отношением  $L_c/d_c = 1.3$  ( $L_c/\Delta = 17.4$ ), сформированный двумя поверхностями — наружной стенкой и внутренней вставкой (см. рис. 1). В создании тягового усилия вклад наружной стенки понятен — за счет разности давлений на диффузоре и реакции струи водорода. Вклад внутренней вставки удалось определить путем отсоединения ее от наружной стенки камеры. Осциллограммы давления на рис. 4 показывают, что при обычном горении разность давлений создает силу тяги (т. е. сила, действующая на уступ и конусную часть вставки, превышает силу, приложенную к наружной поверхности диффузора). При пульсирующей продольной детонации эти силы компенсируют друг друга, а при непрерывной спиновой детонации направление силы меняется на обратное, т. е. внутренняя вставка является тормозом для тяги вперед. Этот эффект вполне объясним распределением давления за фронтом ПДВ в проточной камере детонационного горения, которое, согласно численным расчетам [13] и данным эксперимента [5, 6], перед фронтом ПДВ в 2–3 раза меньше среднего давления в камере. Для случая продольной пульсирующей детонации пока нет данных по распределению давления за полный период пульсации.

Максимальное значение удельного импульса тяги  $I_{f\max} = 2200$  м/с реализуется вблизи нижнего предела существования детонации по удельному расходу топлива —  $g_f \approx 1.2$  кг/(с·м<sup>2</sup>), когда скорость детонации еще достаточно высока —  $D = 1.43$  км/с. С уменьшением  $D$  до предельного значения быстро падает величина  $I_f$ . Это указывает на резкое снижение количества всасываемого воздуха в

ослабленной волне разрежения за детонационной волной (снижением градиента давления в волне разрежения). Увеличение в 4 раза удельного расхода водорода (от значения, при котором реализуется  $I_{f\max}$ , до предельного по детонации) примерно в 4 раза снижает удельный импульс тяги.

В области реализуемых удельных расходов водорода существует и максимальная сила тяги, но ее значение сдвинуто в сторону более богатых по горючему смесей —  $T_{\max} = 83$  Н при  $g_f \approx 3$  кг/(с·м<sup>2</sup>). При приближении к пределам детонации сила тяги незначительно уменьшается: до  $T = 53$  Н вблизи нижнего предела и  $T = 60$  Н — вблизи верхнего. Поскольку сила тяги в значительной степени определяется расходом эжектируемого воздуха, отсюда следует, что он практически постоянен в правой от  $I_{f\max}$  области существования непрерывного режима спиновой детонации. Частично этот вывод подтверждается увеличением скорости детонации с ростом удельного расхода водорода (см. рис. 6), когда растет коэффициент избытка горючего  $\phi$ . Если в [14] для заранее приготовленных водородовоздушных смесей рост  $\phi$  в 3 раза относительно нижнего предела детонации по  $\phi$  увеличивает скорость детонации на 30 %, то в нашем случае — всего лишь на 12 %. Более медленный рост скорости непрерывной детонации можно также объяснить неидеальностью режима, а именно неполным смешением при поступлении воздуха через широкий кольцевой зазор [15]. Заметим, что постоянство силы тяги при изменении удельного расхода водорода наблюдали и при вибрационном горении [2, 3]. Однако вывод о постоянстве расхода эжектируемого воздуха противоречит предположению о его росте с увеличением расхода водорода, высказанному при оценке расхода воздуха по постоянству скорости детонации в более узких пределах по  $g_f$  [5]. Вопрос об определении расхода эжектируемого воздуха остается открытым и достаточно сложно разрешимым экспериментально в связи с нестационарным течением на входе и выходе диффузора. Отметим, что полученные зависимости  $I_f(g_f)$  соответствуют эжекции воздуха в исследованной камере. Ясно, что параметры режимов будут меняться при изменении геометрии и условий эксперимента. В частности, возможно повышение удельного импульса путем расширения до определенных пределов щели для эжекции воздуха [6], следовательно, путем повышения его

расхода, но это требует отдельных исследований.

При горении, так же как и при непрерывной спиновой детонации, обнаруживается максимальное значение  $I_f$ , причем в близкой области по  $g_f$ . Можно ли это считать проявлением нового режима горения (вибрационного?) — пока не известно, так как применяемый метод оптической регистрации не дает ответа на этот вопрос. Да и вибрационное горение в трубках [2, 3] возбуждалось при значительно больших удельных расходах водорода —  $g_f > 7 \text{ кг}/(\text{с} \cdot \text{м}^2)$ . При истечении холодного водорода также наметился максимум  $I_f$ , которого, казалось бы, не должно быть в связи с монотонностью роста расхода воздуха с увеличением расхода водорода [5].

В работах [2, 3] наблюдали гистерезис в появлении силы тяги при изменении расхода водорода в большую и меньшую сторону. В настоящей работе всегда происходило уменьшение расхода водорода в течение опыта. Однако истечение водорода начиная от другого начального состояния (повышенного давления в ресивере) приводило к неоднозначности силы тяги (удельного импульса тяги, см. рис. 5). Многозначность параметров детонации при одинаковых условиях подачи компонентов смеси наблюдали и раньше, например, при быстрой смене числа ПДВ [15], что находило объяснение во взаимосвязи множества параметров детонационного режима. Максимальные удельные импульсы при непрерывной спиновой детонации в данной постановке и вибрационного горения водорода (без резонатора) [2, 3] оказались близки — 2200 и 2000 м/с соответственно. По-видимому, это не предельные значения удельных импульсов тяги при эжекции воздуха.

В работах [5, 6] пределы для непрерывной спиновой детонации по удельному расходу водорода оказались меньше: нижний —  $g_{f\min} = 0.6 \text{ кг}/(\text{с} \cdot \text{м}^2)$  вместо  $g_{f\min} = 0.9 \text{ кг}/(\text{с} \cdot \text{м}^2)$  в данной работе, верхний —  $g_{f\max} = 2.7 \text{ кг}/(\text{с} \cdot \text{м}^2)$  вместо  $g_{f\max} = 4 \text{ кг}/(\text{с} \cdot \text{м}^2)$ . Возможно, это связано с большей длиной используемой ранее наружной стенки камеры (1 м вместо 0.4 м) и отличающимся профилем входного канала для воздуха.

Итак, полученные при непрерывной детонации значения удельных импульсов тяги в режиме эжекции (см. рис. 5) хотя и превышают соответствующие значения при горении, тем

не менее ясно, что любой способ сжигания водорода в режиме эжекции без предварительного сжатия воздуха неэффективен для создания тяги в воздушно-реактивном двигателе, поскольку измеренные значения удельных импульсов тяги составляют только 4 % от развиваемых в турбореактивных двигателях на водороде [1]. Детонационное сжигание топлива в режиме эжекции воздуха может найти применение в других устройствах и стационарных установках.

## ВЫВОДЫ

1. В режиме эжекции воздуха при принудительной подаче водорода удельные импульсы силы тяги камеры сгорания больше при непрерывной спиновой детонации. Для данной камеры сгорания они в среднем в 1.5 раза выше, чем при сжигании смеси в режиме продольных детонационных волн, и в 2 раза выше, чем при обычном горении (в 3 раза при максимальном значении). В случае оптимальной конструкции эжекторов при детонации и горении эти соотношения будут другими.

2. Удельный импульс тяги в зависимости от удельного расхода водорода достигает максимального значения ( $\approx 2200 \text{ м}/\text{с}$ ) вблизи нижнего предела существования непрерывной детонации, когда скорость детонационной волны еще высока. Сила тяги также имеет максимум, но он, наоборот, сдвинут в сторону богатых по водороду смесей.

3. При детонационных способах сжигания образующейся смеси в кольцевой камере сгорания сила тяги приложена к наружной стенке. Внутренняя вставка или не создает усилие (пульсирующая продольная детонация), или формирует обратную по направлению силу (является тормозом). При горении благодаря внутренней вставке создается небольшое усилие в направлении силы тяги.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Зуев В. С., Макарон В. С. Теория прямоточных и ракетно-прямоточных двигателей. — М.: Машиностроение, 1971.
2. Баев В. К., Москвичев Д. Ю., Потапкин А. В. Управление тяговыми характеристиками прямоточной камеры сгорания пульсирующего горения с помощью акустических резонаторов // Физика горения и взрыва. — 2000. — Т. 36, № 5. — С. 3–6.



3. **Потапкин А. В., Долматов В. Л., Трубицин А. И.** Экспериментальные исследования тяговых характеристик модельной прямой эжекторной камеры сгорания при вибрационном горении водорода // *Физика горения и взрыва*. — 2004. — Т. 40, № 3. — С. 9–13.
4. **Vukovskii F. A., Zhdan S. A., Vedernikov E. F.** Continuous detonation combustion of hydrogen in the regime of air ejection // *Nonequilibrium processes: plasma, combustion, atmospheric phenomena* / G. D. Roy, S. M. Frolov, A. M. Starik (Eds). — Moscow: Torus Press, 2009. — P. 341–347.
5. **Быковский Ф. А., Ждан С. А., Ведерников Е. Ф.** Непрерывная детонация в режиме автоколебательной подачи окислителя. 2. Окислитель — воздух // *Физика горения и взрыва*. — 2011. — Т. 47, № 2. — С. 102–111.
6. **Быковский Ф. А., Ждан С. А., Ведерников Е. Ф.** Непрерывная детонация в режиме эжекции воздуха. Область существования // *Физика горения и взрыва*. — 2011. — Т. 47, № 3. — С. 92–97.
7. **Абрамович Г. Н.** Прикладная газовая динамика. — М.: Наука, 1991. — Ч. 1.
8. **Быковский Ф. А., Ведерников Е. Ф.** Исследование непрерывной спиновой детонации водородокислородных смесей. 3. Методики измерения параметров потока и структура течения в камерах сгорания различной геометрии // *Физика горения и взрыва*. — 2008. — Т. 44, № 4. — С. 87–97.
9. **Быковский Ф. А.** Высокоскоростной ждущий фоторегистратор // *Журн. науч. и прикл. фотографии и кинематографии*. — 1981. — № 2. — С. 85–89.
10. **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.
11. **Затолока В. В.** Импульсные аэродинамические трубы. — Новосибирск: Наука, 1986. — С. 50–58.
12. **Войцеховский Б. В., Митрофанов В. В., Топчиян М. Е.** Структура фронта детонации в газах. — Новосибирск: Изд-во СО АН СССР, 1963.
13. **Ждан С. А.** Математическое моделирование непрерывной спиновой детонации в кольцевой камере сгорания при сверхзвуковой скорости потока // *Физика горения и взрыва*. — 2008. — Т. 44, № 6. — С. 83–91.
14. **Льюис Б., Эльбе Г.** Горение, пламя и взрывы в газах. — М.: Мир, 1968.
15. **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.

*Поступила в редакцию 17/II 2012 г.*