

УДК 536.46

ГОРЕНИЕ КЕРОСИНА В ПСЕВДОСКАЧКЕ ПРИ ИЗМЕНЕНИИ УСЛОВИЙ НА ВХОДЕ В МОДЕЛЬ КАМЕРЫ СГОРАНИЯ СПВРД

П. К. Третьяков, А. В. Тупикин, В. Н. Зудов

Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН, 630090 Новосибирск
paveltr@itam.nsc.ru

Представлены результаты изучения горения керосина в псевдоскачке при изменении температуры и скорости на входе в модель камеры сгорания (КС) СПВРД. Термодинамические оценки показали, что возможно сохранение сверх- либо трансзвукового течения по тракту КС при параметрах потока, соответствующих числу Маха на входе в двигатель $M_0 \approx 4.5$. В эксперименте изучалась возможность осуществления псевдоскачкового режима горения в секции постоянного сечения КС для случая, когда число Маха после воздухозаборника (на входе в КС) $M_c > 1$. Определены условия инициирования и развития такого режима горения при импульсно-периодическом воздействии на течение.

Ключевые слова: камера сгорания, сверхзвуковой прямоточный воздушно-реактивный двигатель (СПВРД), сверхзвуковой поток, волновые структуры, горение в псевдоскачке.

DOI 10.15372/FGV20210601

Постановка исследований связана с задачей об изменении режима горения в камере сгорания (КС) при переходе в сверхзвуковом прямоточном воздушно-реактивном двигателе (СПВРД) от дозвуковой скорости в тракте к сверхзвуковой. Известно [1], что максимальное значение импульса реального СПВРД для керосина при горении в дозвуковом потоке соответствует полету с числом Маха $M_0 \approx 3$. Для организации горения в СПВРД с применением керосина в качестве топлива при дозвуковых скоростях воздушного потока необходимы устройства для стабилизации горения. Это вызывает дополнительные гидравлические потери. СПВРД с дозвуковой скоростью в тракте рассматривается вплоть до числа Маха полета $M_0 \approx 6$. Однако с увеличением числа Маха полета ($M_0 > 3$) импульс заметно уменьшается [1]. В работах [2–4] изучалось горение керосина в высокоскоростном потоке при параметрах, соответствующих полету летательных аппаратов с числом Маха $M_0 = 6.0$ (температура торможения $T^* \approx 1650$ К, скорость потока на входе в КС $M_c = 2 \div 2.2$), в осесимметричной модельной КС с воздействием на процесс пакетом газодинамических импульсов пе-

ременной энергии. Было показано, что такое воздействие приводит к инициированию и интенсивному псевдоскачковому пульсирующему режиму горения в части КС постоянного сечения при отсутствии специальных средств стабилизации пламени. Интенсивный режим горения переходит в стационарный при отключении воздействия после организации горения в расширяющейся части КС. При соответствующем коэффициенте избытка воздуха в части КС постоянного сечения поток на выходе из нее тормозится до скорости звука (в среднем значении по сечению), т. е. реализуется режим горения, получивший название «преддетонационный». Отсутствие волновых потерь от перехода сверхзвуковой скорости потока в дозвуковую и стабилизирующих горение устройств приводит к снижению гидравлического сопротивления. В [5] такие же результаты были получены при применении для управления режимом горения газодинамических импульсов продуктов паровой конверсии керосина.

Как отмечалось в [4], в литературе рассматривается возможность снижения начального числа Маха для реализации гиперзвукового ПВРД, использующего углеводородное топливо, начиная с числа Маха $M_0 = 3.5$ и без существенных изменений тракта высокоскоростного ПВРД [6]. Ниже приведены результаты термодинамической оценки процессов, когда в воздухозаборном устройстве (ВЗУ) отсутству-

Работа выполнена в рамках государственного задания (номер госрегистрации 121030500157-3) и при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 20-08-00245).

© Третьяков П. К., Тупикин А. В., Зудов В. Н., 2021.

ет теплообмен со стенками либо он пренебрежимо мал, т. е. при сохранении полной энтальпии, как было сделано в [6]. Удельная энтальпия (на единицу массы) в таком случае запишется в виде $i = \text{const} = c_p T_0 + \frac{v_0^2}{2} = c_p T_c + \frac{v_c^2}{2} = c_p T^*$, где c_p — теплоемкость при постоянном давлении, v — скорость, T^* — температура торможения, индексы 0 и c соответствуют параметрам течения в сечениях на входе в ВЗУ и КС соответственно. Отсюда получаем число Маха на входе в КС:

$$M_c = \sqrt{\frac{2}{\gamma_c - 1} \left[\frac{T_0}{T_c} \left(1 + \frac{\gamma_0 - 1}{2} M_0^2 \right) - 1 \right]}.$$

Условие $M_c \geq 1$ определяет предельное значение отношения температур T_c/T_0 , которое приведено на рис. 1 при показателях адиабаты воздуха на входе в ВЗУ и КС $\gamma_0 = 1.4$ и $\gamma_c = 1.36$ соответственно. При $M_0 = 3.5 \div 4.0$ отношение температур лежит в диапазоне $T_c/T_0 = 2.7 \div 3.3$. На предполагаемой, как в [6], высоте полета СПВРД 20 км температура на входе в КС будет выше необходимой для воспламенения керосина.

В исследуемом процессе должно сохраняться сверхзвуковое либо транзвуковое течение среды по всему тракту, т. е. на выходе КС число Маха всегда $M_k \geq 1$ (индексом k обозначаются параметры течения в выходном сечении КС). Полагая, что гидравлические потери

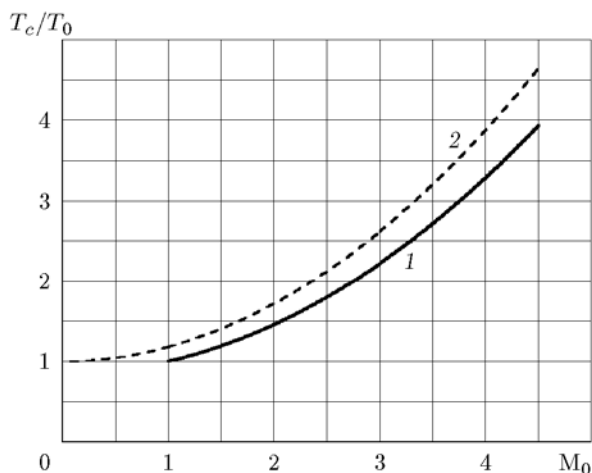


Рис. 1. Зависимость температуры на входе в КС от числа Маха полета:

1 — звуковая линия ($M_c = 1$), 2 — запуск ВЗУ

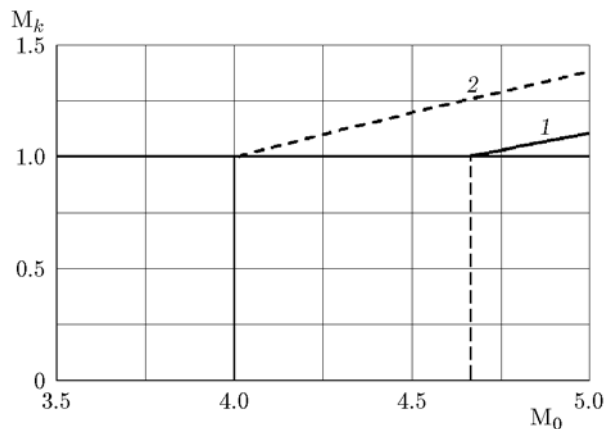


Рис. 2. Число Маха на выходе КС в зависимости от полетного числа Маха при полноте сгорания $\psi = 1$ (линия 1) и $\psi = 0.7$ (линия 2)

в КС не учитываются, а температура достаточно для воспламенения керосина и среднее значение коэффициента избытка воздуха $\alpha = 1$, можно определить связь параметров потока на выходе из КС с числом Маха полета. На рис. 2 представлены результаты при двух значениях полноты сгорания ψ . При $\psi = 1$ режим с сохранением сверхзвукового течения в КС начинается при полетном числе Маха $M_0 = 4.6$, при этом число Маха на входе в КС $M_c = 2.1$, а температура в выходном сечении КС $T_k = 2170$ К. В условиях недожога топлива (при $\psi = 0.7$) полетное число Маха снижается до $M_0 = 4$. Для этого режима число Маха на входе в КС $M_c = 1.7$, а температура $T_k = 2100$ К. Для уточнения условий перехода от дозвуковой к сверхзвуковой скорости в тракте СПВРД необходим подробный анализ, включающий в себя тяговые характеристики двигателя, учет потерь давления и теплообмена со стенками, которые будут зависеть от всей конфигурации тракта ПВРД.

Организация рабочего процесса в КС (как в [4]) изучалась экспериментально. Схема модельной КС, состоящей из двух секций постоянного сечения с диаметрами 50 и 90 мм, представлена на рис. 3,а. Эксперименты проводились в режиме присоединенного воздухопровода. Воздух из форкамеры (p_0 — давление в форкамере) через сопло с расчетным числом Маха $M_c = 1.7$ поступал на вход в КС. Газодинамические импульсы создавались генератором (ГИ), который состоял из быстродействующего клапана с ресивером на входе. Место подвода газодинамических импульсов находилось в конце первой секции постоянного сечения (см.

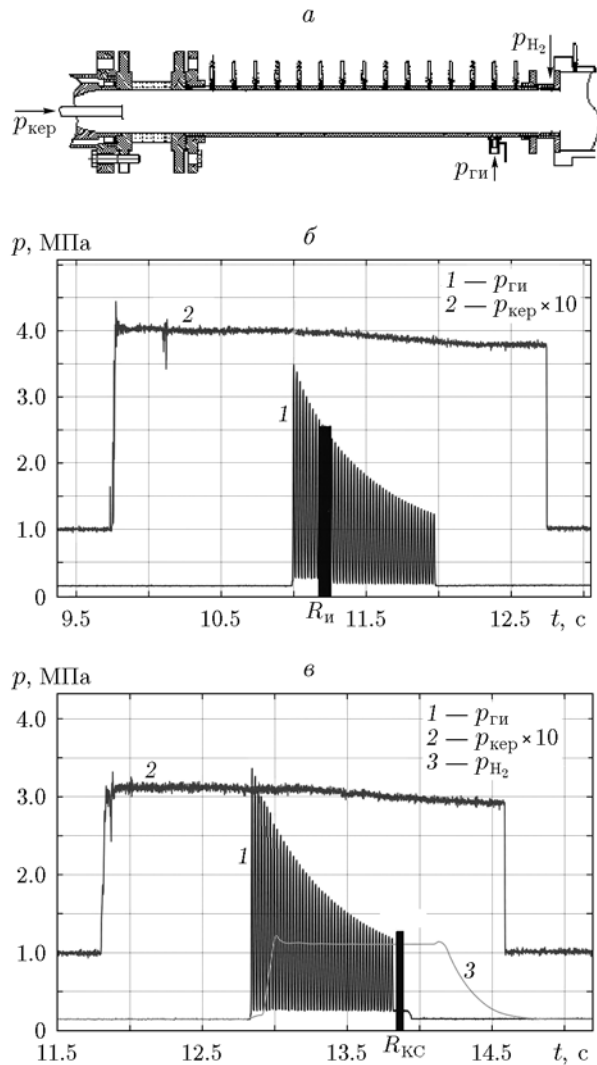


Рис. 3. Схема модельной КС (а) и циклограммы экспериментов без подачи H_2 (б) и с подачей H_2 (в)

рис. 3, а — $p_{ги}$). Керосин подавался по оси потока ($p_{кер}$), коэффициент избытка воздуха по керосину $\alpha_{кер} \approx 9.3$. Перед внезапным расширением по периметру канала имелось 32 отверстия диаметром 1 мм, через которые подавался водород для стабилизации псевдоскачкового режима горения (см. рис. 3, а — p_{H_2}). Коэффициент избытка воздуха по водороду $\alpha_{H_2} \approx 9$, суммарный — $\alpha \approx 4.8$.

Согласно термодинамическим оценкам запуск СПВРД с транзвуковой скоростью в КС возможен в условиях полета летательного аппарата с числом Маха $M_0 \leq 4.5$. В этом случае на входе в КС уровень температуры торможения будет $T^* < 1500$ К, а число Маха

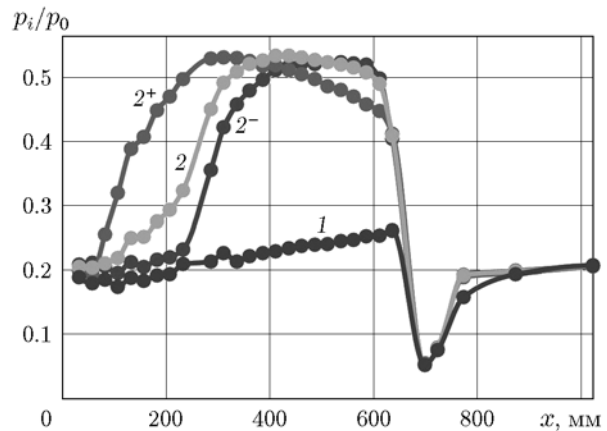


Рис. 4. Распределение давления на стенке КС, отнесенного к давлению в форкамере:

1 — без горения, 2 — «среднее» в пульсирующем режиме, 2⁺ и 2[−] — отклонения от среднего

$M_c \approx 1.7$. В этих условиях реализованы режимы пульсирующего горения с поддержанием газодинамическими импульсами ($R_{и}$ на циклограмме рис. 3, б) и стационарного псевдоскачкового горения при отключении воздействия после организации горения водорода в расширяющейся части ($R_{КС}$ на циклограмме рис. 3, в). В пульсирующем режиме волновые структуры носят существенно нестационарный характер, о чем свидетельствует динамика распределения статического давления на стенке КС. Пульсирующий режим был реализован при давлении в форкамере $p_0 = 0.5$ МПа, температуре торможения $T^* = 1400$ К, числе Маха на входе в КС $M_c = 1.7$ и протяженности участка КС постоянного сечения $L = 680$ мм. На рис. 4 представлено «среднее» распределение (2) давления за время газодинамического импульса, а также отклонения от среднего (2⁺ и 2[−]). Для тех же условий на входе в КС получен квазистационарный режим при горении водорода в расширяющейся части КС. Характерное распределение давления на стенке КС приведено на рис. 5. Согласно оценке по квазиодномерной методике (см. [7]) полнота сгорания керосина равна $\psi \approx 0.95$, при этом за псевдоскачком число Маха $M = 0.8$, а в конце первой секции КС возрастает до $M = 0.9$ (кривая 2 на рис. 6).

В канале длиной $L = 410$ мм режимы пульсирующего и квазистационарного горения не реализовывались, но инициирование горения в ряде опытов наблюдалось. Время пребывания в канале постоянного сечения КС, определенное по скорости на входе, составляет $\delta t \approx 0.4$ мс

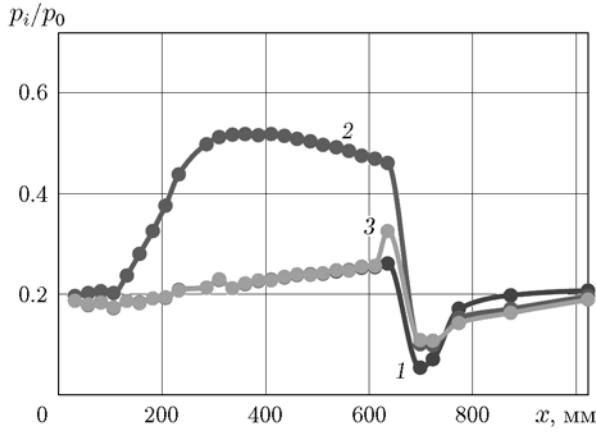


Рис. 5. Распределение давления на стенке КС, отнесенного к давлению в форкамере:

1 — без горения, 2 — интенсивное горение с подачей H_2 после отключения ГИ, 3 — после срыва горения с подачей H_2

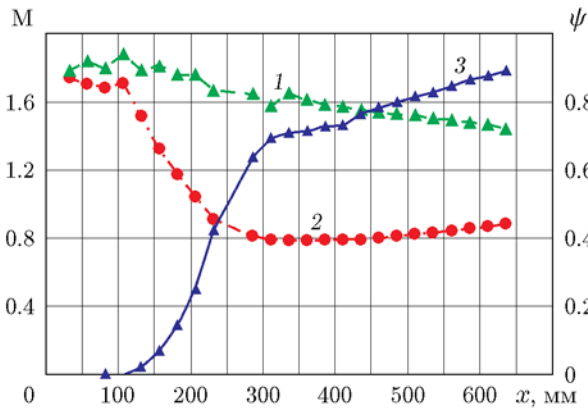


Рис. 6. Распределение числа Маха (1 — без горения, 2 — с горением) и оценка полноты сгорания (3)

для секции протяженностью $L = 410$ мм и $\delta t \approx 0.7$ мс для $L = 680$ мм. Период задержки воспламенения керосина для условий эксперимента $\tau_{ign} \leq 400$ мкс [8, 9]. Возможно, что времени пребывания в канале длиной $L = 410$ мм (близкого к периоду задержки воспламенения) недостаточно для реализации пульсирующего и квазистационарного горения. Этот факт подтверждается изменением характера движения волновых структур навстречу потоку от места подвода газодинамических импульсов. На рис. 7 показана динамика распространения волновых структур от газодинамического импульса (δx — смещение волновых структур навстречу потоку). Данные 1 получены для канала длиной $L = 680$ мм при $M_c = 1.7$, $T^* =$

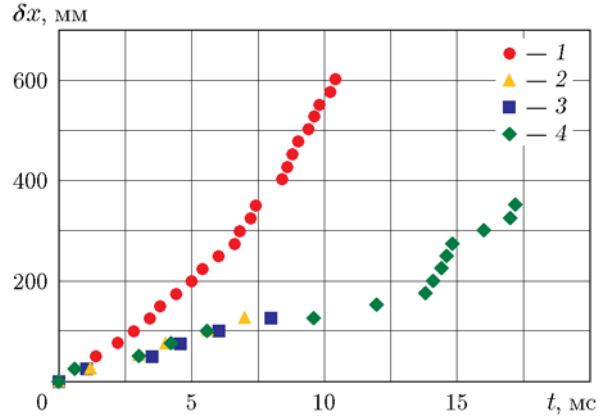


Рис. 7. Динамика распространения волновых структур от газодинамического импульса:

1 — канал длиной 680 мм; 2–4 — канал длиной 410 мм

1400 К и $\alpha_{кер} \approx 9.3$. Движение поддерживается горением керосина, средняя скорость относительно стенок КС $v_{ср} \approx 50 \div 60$ м/с. Для канала длиной $L = 410$ мм представлено три случая: без подачи керосина (2); с подачей керосина без инициирования горения (3) и с инициированием горения (4). Данные 2, 3 и на начальном участке 4 совпадают, движение идет за счет энергии газодинамического импульса со скоростью $v_{ср} \approx 15.5$ м/с. На графике 4 наблюдается излом (см. $t = 14$ мс), который соответствует моменту воспламенения керосина, после этого скорость распространения становится практически такой же, как в случае 1.

В нашем случае максимальная скорость движения при горении определяется детонацией Чепмена — Жуге:

$$M_{CJ} = \sqrt{1 + \frac{\gamma + 1}{2} \frac{Hu}{(1 + \alpha L_0) c_p T}} + \sqrt{\frac{\gamma + 1}{2} \frac{Hu}{(1 + \alpha L_0) c_p T}} \quad [10],$$

где $Hu = 10\,400$ ккал/кг — теплотворная способность керосина, $L_0 = 14.7$ — стехиометрический коэффициент, $\gamma = 1.35$ — показатель адиабаты для условий эксперимента, $c_p = 0.27$ ккал/(кг·К) и T — теплоемкость и температура набегающего потока. При $M_c = 1.7$, $T^* = 1400$ К и $\alpha_{кер} \approx 9.3$ скорость детонации $v_{CJ} = 1065$ м/с. Начальная скорость потока

$v_0 = 1020$ м/с. Разница этих скоростей соответствует наблюдаемой в эксперименте средней скорости движения волновых структур при горении. Полученный режим можно считать преддетонационным.

Выполненные исследования подтверждают возможность реализации в СПВРД перехода от дозвуковой скорости в тракте части постоянного сечения к сверхзвуковой (на выходе из воздухозаборника), соответствующей числу Маха $M_c = 1.7$ при температуре торможения $T^* = 1400$ К и организации горения керосина в псевдоскачке. Эта часть канала примерно соответствует протяженности изолятора перед КС прямоточного двигателя. Торможение потока происходит за счет интенсивного преддетонационного режима с высокой полнотой сгорания и сохранением транзвуковой скорости потока на входе в расширяющуюся часть КС. Необходимо отметить, что в эксперименте не ставилась цель моделирования параметров, соответствующих условиям реального полета. Полученное граничное значение $T^* = 1400$ К при осуществлении импульсно-периодического газодинамического воздействия на инициирование и развитие процесса горения свидетельствует о возможности применения этого метода к переходу от дозвуковой к сверхзвуковой скорости в КС СПВРД.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Машиностроение.** Энциклопедия: в 40 т. — Раздел IV, т. IV-21, кн. 3: Авиационные двигатели, раздел 1, гл. 1.2.4: Прямоточные двигатели для сверхзвуковых и гиперзвуковых скоростей полета. — М.: Машиностроение, 2010. — С. 99–106.
2. **Третьяков П. К., Крайнев В. Л., Постнов А. В., Тупикин А. В.** Способ перехода работы ПВРД на режим ГПВРД // Материалы докл. АКТО: Всерос. науч.-практ. конф. с междунар. участием, 8–10 августа 2018 г. — Т. 1. — С. 291–295.
3. **Третьяков П. К.** Иницирование горения керосина в сверхзвуковом потоке воздуха пакетом газодинамических импульсов // Докл. АН. Механика. — 2019. — Т. 489, № 3. — С. 30–33. — DOI: 10.1134/S1028335819110077.
4. **Третьяков П. К.** Организация эффективного горения керосина в канале при больших скоростях потока // Физика горения и взрыва. — 2020. — Т. 56, № 1. — С. 42–47. — DOI: 10.15372/FGV20200504.
5. **Третьяков П. К., Тупикин А. В., Куранов А. Л., Колосенок С. В., Саваровский А. А., Абашев В. М.** Применение синтез-газа для интенсификации горения керосина в сверхзвуковом потоке // Физика горения и взрыва. — 2020. — Т. 56, № 5. — С. 45–48. — DOI: 10.15372/FGV20200104.
6. **Roberts K. N., Wilson D. R.** Analysis and design of a hypersonic scramjet engine with a transition Mach number of 4.0 // 47th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including The New Horizons Forum and Aerospace Exposition, 5–8 January 2009, Orlando, Florida. — AIAA 2009-1255. — DOI: 10.2514/6.2009-1255.
7. **Тупикин А. В., Третьяков П. К.** Применение квазиодномерного подхода для анализа рабочего процесса в сверхзвуковой камере сгорания // V Минский междунар. colloquium по физике ударных волн, горения и детонации, Минск, 11–14 ноября 2019 г. / Институт тепло- и массообмена им. А. В. Лыкова НАН Беларуси: сб. докл. — С. 170–174.
8. **Zhang X. Y., Qin L. Z., Chen H., He X.-Z., Liu Y.** Radical recombination in a hydrocarbon-fueled scramjet nozzle // Chin. J. Aeronaut. — 2014. — V. 27, N 6. — P. 1413–1420. — DOI: 10.1016/j.cja.2014.10.007.
9. **Туник Ю. В., Герасимов Г. Я.** Воспламенение паров керосина при сверхзвуковом обтекании цилиндра с торцевой наветренной стенкой // Физ.-хим. кинетика в газовой динамике. — 2018. — Т. 19, № 2. — <http://chemphys.edu.ru/issues/2018-19-2/articles/742/>.
10. **Бартльме Ф.** Газодинамика горения. — М.: Энергоиздат, 1981.

Поступила в редакцию 07.04.2021.

После доработки 07.06.2021.

Принята к публикации 09.06.2021.