

ГОРЕНИЕ, ВЗРЫВ И УДАРНЫЕ ВОЛНЫ

УДК 533.6.011.5

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ДЕТОНАЦИОННОГО ГОРЕНИЯ ПАРОВ КЕРОСИНА И БЕНЗИНА В СОПЛЕ ЛАВАЛЯ

© 2021 г. Ю. В. Туник^{1*}, Г. Я. Герасимов¹, В. Ю. Левашов¹

¹Институт механики Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

*E-mail: tunik@imec.msu.ru

Поступила в редакцию 23.04.2020;
после доработки 30.10.2020;
принята в печать 20.11.2020

Численно исследуется возможность стабилизации детонационного горения паров керосина и бензина в сверхзвуковом потоке воздуха, поступающем в осесимметричное конвергентно-дивергентное сопло с центральным телом в условиях атмосферы на высоте 16 км. Центральное тело обеспечивает прямое инициирование детонации за счет тепловой и кинетической энергии набегающего потока. В основе математической модели — двумерные нестационарные уравнения Эйлера для осесимметричного течения многокомпонентного реагирующего газа и редуцированные кинетические модели горения воспламеняющихся смесей. В расчетах используется модификация численной схемы С.К. Годунова второго порядка точности по пространственным переменным. Рассматривается центральное тело типа “цилиндр—конус” и “конус—цилиндр—конус”. Показана возможность стабилизации детонационного горения керосина при числах Маха набегающего потока $M = 7$ и 9 с генерацией тяги. В случае бензина лишь небольшая часть смеси сгорает в детонационном режиме за отошедшей ударной волной перед торцевой стенкой центрального тела. Полученная на парах бензина тяга не компенсирует аэродинамическое сопротивление сопла и центрального тела.

Ключевые слова: керосин, бензин, детонационное горение, кинетическая модель, сверхзвуковой поток, сопло Лаваля, уравнения Эйлера.

DOI: 10.31857/S0207401X21060145

ВВЕДЕНИЕ

Стабилизация детонационных волн произвольной формы в плоском канале исследовалась в работах [1, 2]. В работах [3–5] показана возможность стабилизации детонационного горения водорода с генерацией тяги на высотах до 16 км в одном и том же осесимметричном конвергентно-дивергентном сопле с центральным телом типа “цилиндр—конус” (ЦК). На высотах 20–30 км более эффективным оказывается центральное тело типа “конус—цилиндр—конус” (КЦК) [6, 7].

В теоретических работах по моделированию стабилизации детонационного горения в соплах и каналах переменного сечения, как правило, рассматривается горение водородовоздушных смесей, для которых имеются достаточно надежные схемы химической кинетики. Практический интерес могут представлять керосин и бензин. Однако в настоящее время нет ясности относительно возможности их использования в силовых установках с детонационным горением. Детонационная способность паров керосина или насыщенных углеводородов экспериментально исследована на базе пульсирующих детонационных

двигателей в работах [8–13]. Обычно жидкие углеводородные топлива впрыскиваются в камеру сгорания в дисперсном виде, что дополнительно затрудняет как реальное инициирование детонации, так и моделирование этого процесса [14]. Численные исследования по горению паров керосина в сверхзвуковых потоках, как правило, проводятся на основе глобальных кинетических моделей [15–17].

В данной работе изучается возможность стабилизации детонационного горения паров керосина и бензина в сверхзвуковом потоке воздуха, поступающем в осесимметричное конвергентно-дивергентное сопло с центральным телом ЦК и КЦК. Моделирование процессов воспламенения и горения паров керосина проводится на основе сравнительно простого редуцированного кинетического механизма, предложенного в работе [18], который включает в себя 68 реакций и 44 компонента. В случае бензина используется редуцированная кинетическая схема, состоящая из 44 реакций и 33 компонентов, которая обсуждается в следующем разделе.

КИНЕТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ГОРЕНИЯ КЕРОСИНА И БЕНЗИНА

Реальные ракетные топлива представляют собой сложную смесь из сотен углеводородных соединений, таких как линейные и разветвленные парафины, нафтенны, олефины и ароматические соединения [19]. Это создает значительные трудности при моделировании поведения химически реагирующей среды методами вычислительной гидродинамики. Тем не менее горение реальных топлив может быть эффективно воспроизведено более простыми “суррогатными” смесями, содержащими небольшое число компонентов и достаточно точно воспроизводящими физические и химические свойства топлива.

Состав керосина зависит от природы перерабатываемой нефти и применяемых в технологии ее переработки нефтехимических процессов. К типичным представителям линейных и разветвленных парафинов в керосине относятся *n*-декан (*n*-C₁₀H₂₂) и изо-октан (*i*-C₈H₁₈) [20]. Нафтенны присутствуют преимущественно в виде моноциклических соединений, таких как циклогексан (сy-C₆H₁₂) и метил-циклогексан (CH₃-сy-C₆H₁₁) [21]. Содержание ароматических соединений в керосине ограничивается в связи с их повышенной склонностью к образованию нагара [22]. Особый интерес при построении кинетических моделей горения керосина представляет *n*-декан, который входит практически во все “суррогатные” смеси, моделирующие горение керосина, и относится к так называемым основным эталонным топливам [23]. Более того, кинетика воспламенения и горения керосина в целом хорошо воспроизводится кинетическими моделями, разработанными для *n*-декана [24].

В качестве “суррогатного” топлива, моделирующего горение бензина, обычно используется смесь *n*-гептана и *i*-октана [25, 26]. Для учета влияния ароматических соединений, входящих в состав бензина, рассматриваются также тройные смеси *n*-гептана, *i*-октана и толуола [27]. Следует отметить, что *n*-гептан имеет линейную структуру, из-за чего время задержки воспламенения этого соединения, τ_{ign} , имеет ярко выраженный отрицательный температурный коэффициент в области низких температур ($750 < T < 950$ К) [26]. Молекула *i*-октана имеет разветвленную структуру, что затрудняет процесс ее окисления при низких температурах и практически сглаживает отрицательную температурную зависимость величины τ_{ign} при низких температурах. Поэтому при моделировании горения бензина в отличие от керосина нельзя использовать одно основное эталонное топливо. Тем не менее в области высоких температур ($T > 1000$ К), которая характерна для детонационного горения, эти два компонента “суррогатной” смеси ведут себя одинаково [28].

Это позволяет воспользоваться кинетической схемой горения *n*-гептана для моделирования горения смеси в целом.

В настоящее время имеются достаточно подробные детальные кинетические модели горения керосина и бензина, рассматривающие процесс окисления исходного топлива на молекулярном уровне [24, 29–32]. Такие модели содержат несколько тысяч элементарных химических реакций и несколько сотен химических компонентов, что позволяет с достаточно хорошей точностью описать основные характеристики процесса горения. Тем не менее громоздкость таких схем не позволяет их использовать при численном моделировании процессов в реальных камерах сгорания. Более простые редуцированные модели разрабатываются на основе детальных кинетических моделей и содержат небольшое число основных химических реакций и компонентов. Редуцированные кинетические модели широко используются при расчете различных камер сгорания, работающих как на керосине [33–38], так и на бензине [39–42].

В данной работе для расчета высокотемпературного окисления керосина и бензина в сверхзвуковой прямоточной камере сгорания используются кинетические модели горения основных эталонных топлив — *n*-декана и *n*-гептана соответственно. Горение *n*-декана описывается редуцированным кинетическим механизмом [18], который включает в себя 68 реакций и 44 компонента. Механизм основан на кинетической модели горения *n*-декана [37], дополненной иницирующими реакциями высокотемпературного разложения *n*-декана [33]. Для бензина в высокотемпературной области ($T > 1000$ К) принят механизм окисления *n*-гептана [40], дополненный реакциями образования и окисления метана [41]. С учетом реакций низкотемпературного окисления топлива ($750 < T < 950$ К) кинетическая модель включает в себя 44 реакции и 33 компонента. Термодинамические свойства всех химических компонентов, включенных в использованные механизмы, взяты из базы термодинамических данных [31].

Тестирование кинетических моделей проведено на основе сравнения экспериментальных и расчетных данных, которые описывают поведение зависимости $\tau_{ign}(T)$, как для отдельных компонентов “суррогатных” смесей — керосина и бензина, так и для смеси в целом. Линиями на рис. 1 представлены результаты расчета времени задержки в адиабатических условиях при постоянной плотности по принятым в данной работе кинетическим моделям. Точки соответствуют экспериментальным данным. Измеренные значения τ_{ign} , относящиеся к керосину, представлены данными для *n*-декана при $T < 1300$ К и $p = 13$ атм [43], *n*-декана и керосина марки Jet-A при $T < 1750$ К и $p = 9$ атм [44], керосина марки Jet-A при $T < 1320$ К

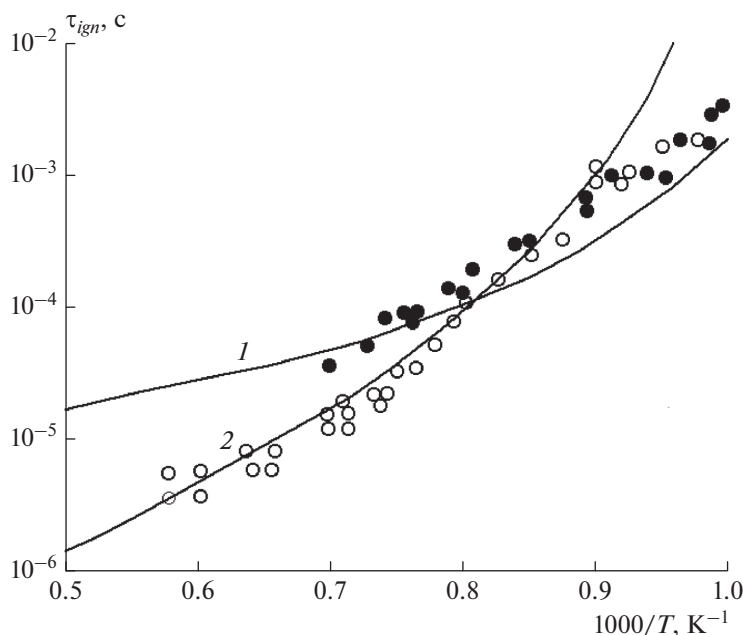


Рис. 1. Расчетное время задержки воспламенения бензина (1) и керосина (2) в воздухе в сравнении с измеренными значениями в ударных трубах при $p = 13$ атм и $\phi = 1.0$.

и $p = 11$ атм [45], керосина марки Jet-A при $T < 1380$ К и $p = 10$ атм [46]. Экспериментальные значения τ_{ign} , относящиеся к бензину, представлены данными для н-гептана при $T < 1300$ К и $p = 13.5$ атм [47], *i*-октана при $T < 1320$ К и $p = 13$ атм [48], н-гептана при $T < 1350$ К и $p = 10$ атм [49], смеси н-гептана и н-пропилбензола при $T < 1420$ К и $p = 10$ атм [50].

При температуре ниже 1250 К экспериментальные данные для обоих топлив близки. Рост кривой зависимости $\tau_{ign}(T)$ для керосина при снижении температуры от 1100 до 1000 К объясняется отсутствием в кинетической модели блока низкотемпературных реакций. К сожалению, в литературе отсутствуют достоверные экспериментальные данные по времени задержки воспламенения бензина при температурах свыше 1450 К. Очевидно, однако, что при температуре выше 1100 К расчет превышает времени задержки воспламенения бензина над аналогичным параметром для керосина. При температуре >1450 К, что характерно для ударных волн в сверхзвуковых потоках, это различие составляет уже более полпорядка. Принятая кинетическая модель отражает эту тенденцию.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ О ДЕТОНАЦИОННОМ ГОРЕНИИ В СОПЛЕ ЛАВАЛЯ

В нашей постановке задача аналогична той, что решается в работе [7] для водородовоздушной

смеси. Сопло с одинаковым радиусом на входе и выходе встроено в коаксиальное цилиндрическое тело, что позволяет не учитывать аэродинамическое сопротивление этого тела и рассчитывать только внутреннее течение. Контур конвергентной и дивергентной частей сопла, как и в [7], задается степенной функцией синусоиды с перегибом в конвергентной секции в точке $x = -5$ и угловой точкой на входе в расширяющееся сопло при $x = 0.5$ (рис. 2). Здесь и ниже все расстояния и длины отнесены к максимальному радиусу центрального тела $r_0 = 5$ см. Уступ на контуре центрального тела во всех расчетах равен 0.2. Этот уступ, так же как и торцевая стенка центрального тела ЦК, должен обеспечивать прямое инициирование детонации в набегающем потоке. Расчетная сетка задается аналогично тому, как это делается в [7] для области внутреннего течения. На рис. 3 представлены фрагменты расчетной сетки у торцевой стенки центрального тела ЦК и КЦК.

Смесь паров керосина с воздухом поступает в сопло при давлении p_H и температуре T_H атмосферного воздуха на высоте $H = 16$ км. Скорость набегающего воздушного потока на высоте 16 км u_H считается равной скорости потока u_0 с числом Маха M_0 в условиях нормальной атмосферы, точнее, при температуре $T_0 = 300$ К.

Моделирование проводится на основе двумерных нестационарных уравнений Эйлера для осесимметричного течения многокомпонентного реагирующего газа с использованием упомянутой выше кинетической модели горения паров

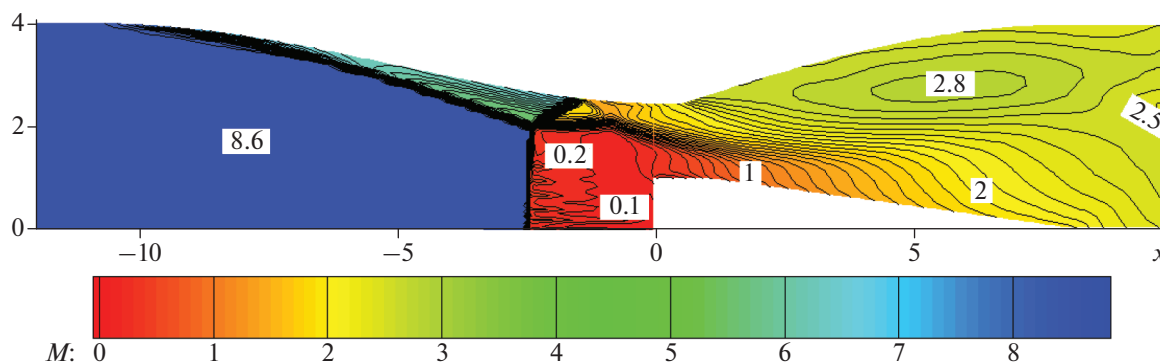


Рис. 2. Распределение числа Маха в потоке стехиометрической смеси керосина с воздухом при $M_0 = 7$.

керосина. Параметры на входе в сопло не изменяются во времени. На оси симметрии и поверхности любого тела выполняются условия непротекания. На правой границе считаются равными нулю производные параметров течения по нормали.

В начальный момент времени во всей расчетной области задаются постоянные значения состава газа, давления p_H , температуры T_H , скорости u_H . В этой постановке численное моделирование не описывает развитие процесса, но позволяет получить решение, соответствующее установившемуся течению.

Расчеты проводятся с использованием β -модификации [51] конечно-разностной схемы С.К. Годунова [52], повышающей порядок аппроксимации гладких решений до второго по пространственным переменным. Эффективность и точность β -модификации подробно обсуждается в работе [53]. Второй порядок точности позволяет использовать сравнительно грубую расчетную сетку.

На рисунках и в тексте давление p отнесено к давлению нормальной атмосферы $p_0 = 0.101325$ МПа, время t — к $t_0 = r_0/U_0$, где $U_0 = (p_0/\rho_0)^{1/2}$, ρ_0 — плотность воздуха при нормальном давлении и температуре T_0 .

ДЕТОНАЦИОННОЕ ГОРЕНИЕ КЕРОСИНА

Считается, что на высоте $H = 16$ км давление в десять раз меньше нормального ($p_H = 0.1$), а температура $T_H = 216.7$ К. В случае стехиометрической смеси керосина с воздухом в сопло поступает поток с $M = 8.59$ при числе Маха набегающего воздушного потока $M_0 = 7$ в условиях нормальной атмосферы. Воспламенение перед торцевой стенкой центрального тела ЦК приводит к формированию перескающей детонации, которая распространяется вверх по потоку и выходит в сужающуюся секцию сопла (рис. 2). Это не позволяет получить тягу. Стабильное детонационное горение паров керосина

при $M_0 = 7$ удается получить в обедненной смеси с коэффициентом избытка топлива $\phi = 0.6$ (рис. 3а). В установившемся режиме аэродинамическое сопротивление центрального тела ЦК уменьшает силу F_p , действующую на сопло со стороны газа, почти на 76%, если торцевая стенка расположена в точке $x_w = 0$. В итоге удельный импульс I (отношение тяги к весовому расходу топлива) составляет примерно 76.6 с, а тяга F_T равна 0.158 т (рис. 4а, кривая 1), что эквивалентно 1.58 т по аэродинамическому сопротивлению полезной нагрузки в условиях нормальной атмосферы. На повышение эффективности детонационного горения керосина можно рассчитывать, используя центральное тело КЦК вместо ЦК. При $M_0 = 7$ и $\phi = 0.6$ аэродинамическое сопротивление центрального тела КЦК почти в два с половиной раза меньше, чем у тела ЦК: 0.208 вместо 0.5 т. Однако возникающая в результате горения сила ($F_p = 0.184$ т) не компенсирует это сопротивление. Неудача объясняется тем, что лишь часть смеси сгорает в детонационном режиме за отошедшей ударной волной перед торцевой стенкой центрального тела (рис. 3б). Масса смеси, в которой происходит трансформация кинетической и тепловой энергии в энергию инициирования перед центральным телом ЦК, очевидно, больше, чем в случае тела КЦК. Энергия инициирования определяет форму и положение детонационной волны в установившемся потоке. В сопле с центральным телом КЦК энергии набегающего потока не хватает на инициирование детонации во всем потоке.

В случае центрального тела ЦК доля несгоревшего газа существенно меньше (рис. 3а). Перемещение торцевой стенки центрального тела ЦК вверх по потоку в точку $x_w = -1$ заметно повышает удельный импульс и тягу соответственно до 172.4 с и 0.356 т (рис. 4а, кривая 2). В то же время из рис. 3б видно, что тяга отсутствует (рис. 4а, кривая 3), а аналогичное перемещение тела КЦК не приведет к генерации тяги в обедненной смеси. Картина меняется в случае стехиометрической смеси: в детонационной волне сгорает вся смесь. Однако де-

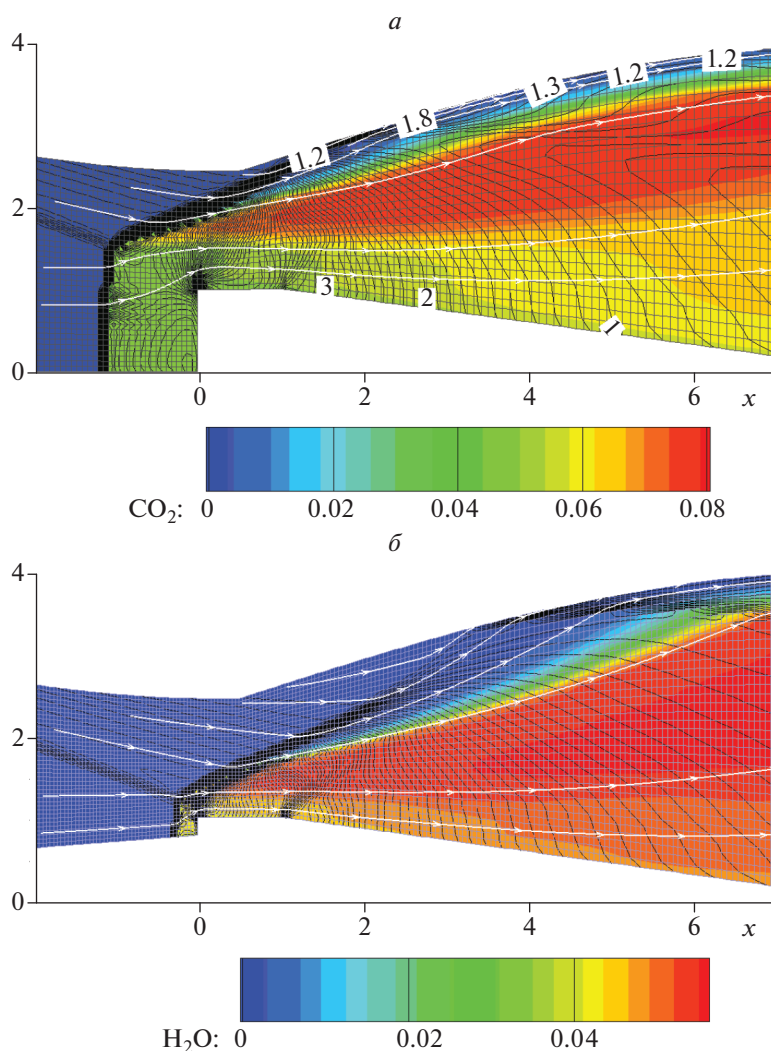


Рис. 3. Расчетная сетка, линии тока и изобары в установившемся потоке обедненной смеси керосина с воздухом ($\phi = 0.6$) при $M_0 = 7$ в сопле с центральным телом ЦК (а) и КЦК (б) на фоне массовой доли углекислого газа и водяного пара.

тонация медленно продвигается вверх по потоку даже при $x_w = 0$, что отражается, в частности, на росте тяги (рис. 4а, кривая 4). Стабилизация происходит в смеси, близкой по составу к стехиометрической. При $\phi = 0.9$ удельный импульс $I \approx 393$ с, тяга $F_T \approx 1.2$ т (рис. 4а, кривая 5), что существенно превосходит соответствующие значения, полученные в сопле с центральным телом ЦК.

При $M_0 = 9$ энергии набегающего потока хватает, чтобы обеспечить стабильное сгорание всей массы стехиометрической смеси с генерацией тяги как в сопле с центральным телом ЦК, так и с КЦК. Однако в сопле с центральным телом КЦК, торцевая стенка которого располагается в точке $x_w = 0$, за угловой точкой формируется область вихревого течения с пониженным давлением (рис. 5), что приводит к потере тяги. В результате $I = 33.3$ с, $F_T = 0.146$ т (рис. 4б, кривая 1). При $x_w = -1$

вихревая область исчезает, удельный импульс и тяга увеличиваются соответственно до 63.0 с и 0.277 т, но остается часть внутренней поверхности расширяющегося сопла, на которую не воздействуют продукты детонационного горения. При дальнейшем сдвиге центрального тела вверх по потоку эта неактивная область исчезает, однако при $x_w = -2$ (рис. 4б, кривая 3) детонация стабилизируется перед входом в цилиндрическую часть сопла минимального радиуса. Продукты детонации оказывают давление на стенки диффузора, что не позволяет получить тягу выше, чем при $x_w = -1$ (рис. 4б, кривая 2). В сопле с центральным телом ЦК, несмотря на потери, связанные с ростом сопротивления, удельный импульс и тяга при $x_w = -1$ увеличиваются соответственно до 93.4 с и 0.41 т (рис. 4б, кривая 4, верхняя ось абсцисс). Тело ЦК выигрывает по тяге благодаря

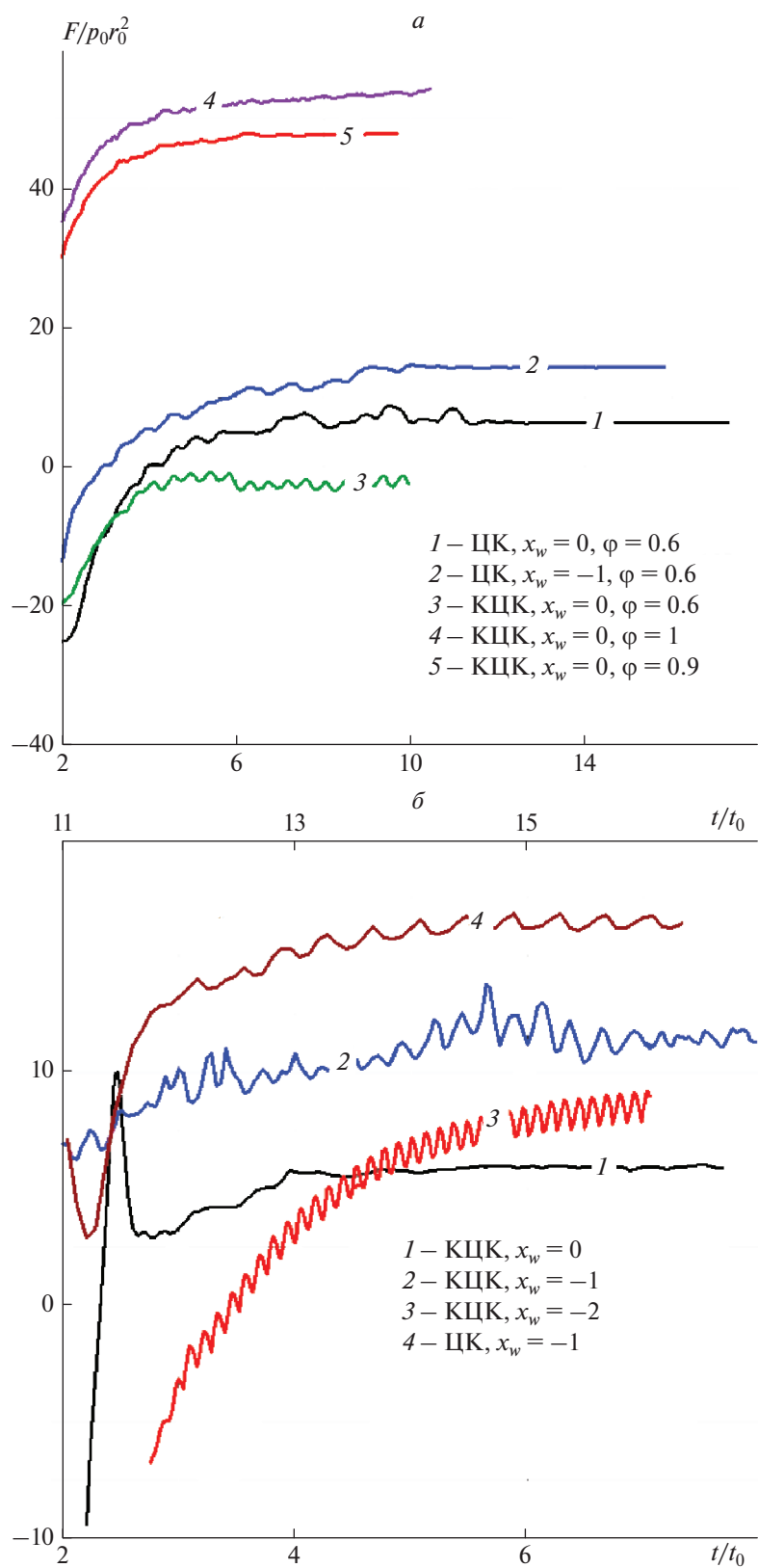


Рис. 4. Изменение тяги в сопле с центральным телом ЦК и КЦК в процессе стабилизации решения: *а* – $M_0 = 7$, *б* – $M_0 = 9$ и $\varphi = 1.0$.

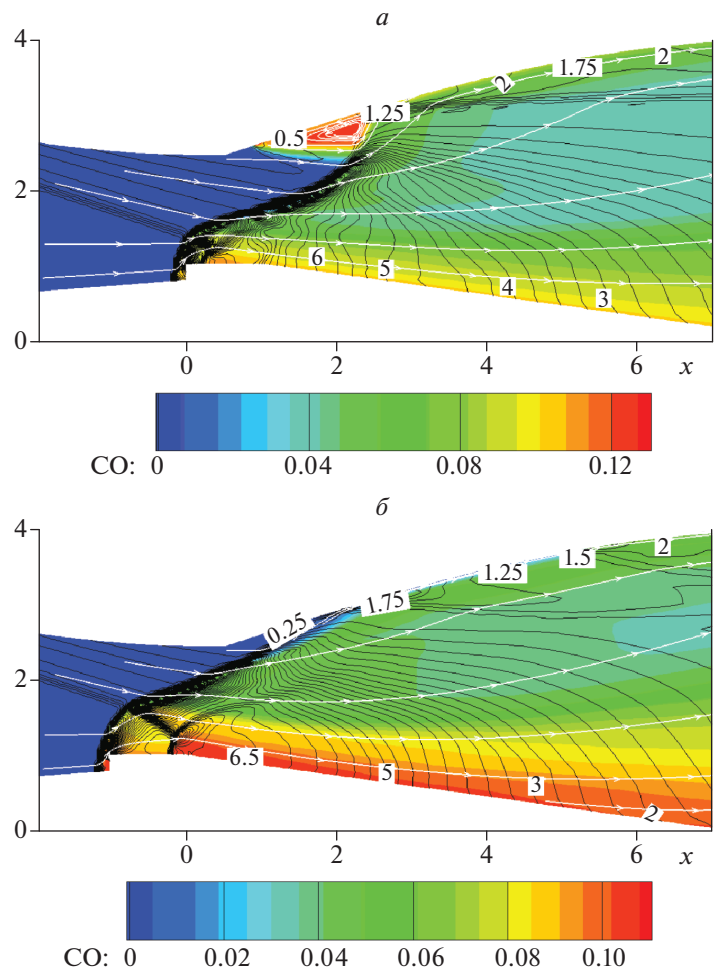


Рис. 5. Линии тока и изобары на фоне массовой доли окиси углерода в установившемся потоке стехиометрической смеси в сопле с центральным телом КЦК при $M_0 = 9$: $a - x_w = 0$, $b - x_w = -1$.

удачному расположению детонационной волны (рис. 6). Колебательный характер кривых на рис. 4 обусловлен пульсациями в дозвуковой области

течения перед торцевой стенкой центрального тела. Эти пульсации практически не сказываются на силе, действующей на стенки сопла.

В табл. 1 приводятся максимальные значения удельного импульса, а также эквивалентной тяги по аэродинамическому сопротивлению полезной нагрузки в условиях нормальной атмосферы. На высоте 16 км режим с $M_0 = 7$ оказывается энергетически намного более эффективным, чем при $M_0 = 9$. При $M_0 = 7$ центральное тело КЦК обеспечивает существенно более высокие значения удельного импульса и тяги, чем тело ЦК, за счет стабилизации детонационного горения стехиометрической смеси.

ВОСПЛАМЕНЕНИЕ И ГОРЕНИЕ БЕНЗИНА

На высоте 16 км только часть бензиновой смеси сгорает в детонационной волне, сформировавшейся перед торцевой стенкой центрального тела в сопле, которое используется выше для сжига-

Таблица 1. Значения удельного импульса и эквивалентной тяги

Центральное тело	I , с	F_T , т
$M_0 = 7, \varphi = 0.6$		
ЦК	172.4	3.56
КЦК	<0	<0
$M_0 = 7, \varphi = 1$		
ЦК	<0	<0
КЦК	393.5	11.9
$M_0 = 9, \varphi = 1$		
ЦК	93.4	4.1
КЦК	63.0	2.77

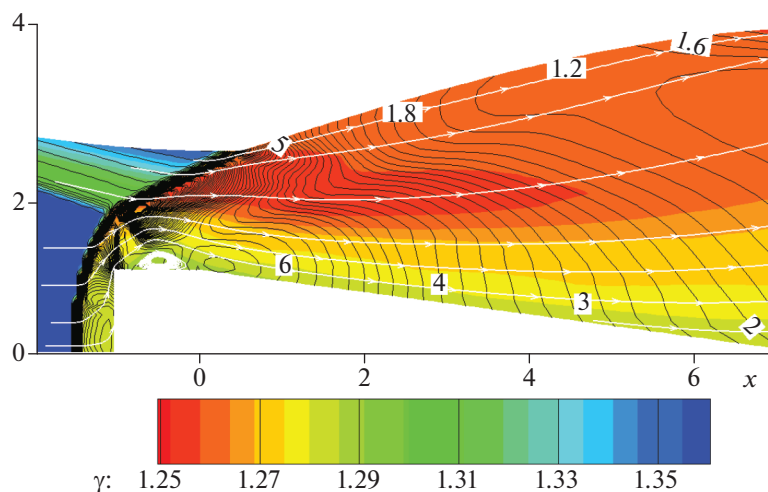


Рис. 6. Линии тока и изобары на фоне показателя адиабаты γ в установившемся потоке стехиометрической смеси керосина с воздухом в сопле с центральным телом ЦК при $M_0 = 9$ и $x_w = -1$.

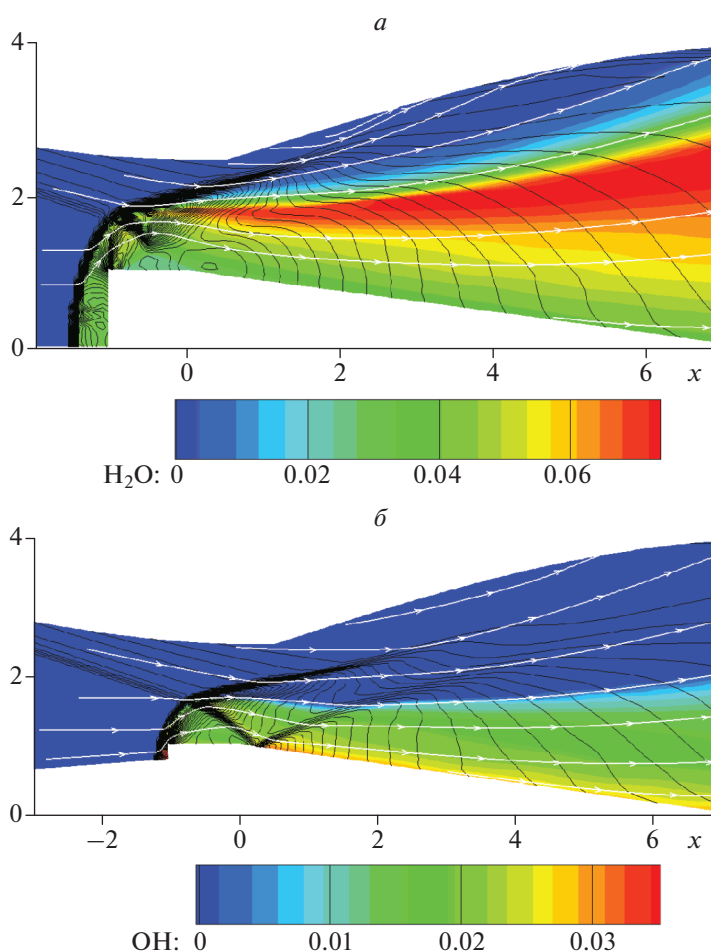


Рис. 7. Линии тока и изобары на фоне массовой доли водяного пара (а) и радикала ОН (б) в установившемся потоке стехиометрической смеси паров бензина с воздухом при $M_0 = 9$ на высоте 16 км.

ния керосина (рис. 7). Лишь небольшая часть потока сгорает за отошедшей ударной волной. Кроме того, очевидно, что ситуация существенно не

улучшится, если переместить центральное тело вверх по потоку. Кинетической и тепловой энергии, выделяющейся за отошедшей ударной вол-

ной, явно не хватает для прямого инициирования детонационного горения во всем потоке даже в случае стехиометрической смеси при $M_0 = 9$. Известно, что минимальная энергия прямого инициирования детонации является степенной функцией времени задержки воспламенения газа за скачком уплотнения в детонационной волне. Показатель степени $\nu = 1, 2$ и 3 для плоской, осесимметричной и сферической детонационной волны соответственно. Чем меньше время задержки, тем меньшая энергия требуется для инициирования детонации. В экспериментах и принятой кинетической модели при температуре выше 1200 К (рис. 1) время задержки воспламенения бензина более чем на полпорядка больше соответствующего значения для керосина. Следовательно, в рассматриваемом осесимметричном сопле минимальная энергия инициирования детонации в бензиновой смеси должна быть как минимум на порядок больше, чем в смеси воздуха с керосином. Для этого необходимо значительно увеличивать скорость набегающего потока и радиус центрального тела, что непредсказуемым образом скажется на структуре течения и величине генерируемой тяги.

ВЫВОДЫ

1. Численно показана возможность стабилизации детонационного горения паров керосина с воздухом в сопле Лавала с центральным телом “цилиндр–конус” (ЦК) и “конус–цилиндр–конус” на высоте 16 км.

2. Режим с числом Маха $M_0 = 7$ оказывается энергетически более эффективным, чем при $M_0 = 9$. При $M_0 = 7$ центральное тело КЦК обеспечивает существенно более высокие значения удельного импульса и тяги, чем тело ЦК.

3. Генерация тяги в результате детонационного горения бензина в сопле Лавала представляется более сложной задачей, чем в случае керосина.

Работа выполнена в рамках госзадания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации “Экспериментальное и теоретическое исследование кинетических процессов в газах” (регистрационный номер АААА-А19-119012990112-4) и при финансовой поддержке международным грантом Российского фонда фундаментальных исследований № 20-51-00003 (Бел_а) с использованием суперкомпьютера “Ломоносов”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Журавская Т.А., Левин В.А. // Изв. РАН. МЖГ. 2015. № 2. С. 117.
2. Левин В.А., Журавская Т.А. // Тр. Мат. ин-та им. В.А. Стеклова РАН. 2018. Т. 300. С. 123.
3. Туник Ю.В. // Изв. РАН. МЖГ. 2010. № 2. С. 107.

4. Зубин М.А., Туник Ю.В. // Физ.-хим. кинетика в газ. динамике. 2015. Т. 16. № 3. С. 1.
5. Туник Ю.В. // ПМТФ. 2016. Т. 57. № 6. С. 3.
6. Tunik Yu.V. // Intern. J. Hydrogen Energy. 2018. V. 43. № 41. P. 19260.
7. Туник Ю.В. // Физ.-хим. кинетика в газ. динамике. 2019. Т. 20. № 1. С. 1.
8. Fan W., Yan C., Huang X., Zhang Q., Zheng L. // Combust. and Flame. 2003. V. 133. № 4. P. 441.
9. Фролов С.М., Аксенов В.С., Иванов В.С. // Хим. физика. 2011. Т. 30. № 8. С. 58.
10. Kindracki J. // Shock Waves. 2014. V. 24. № 6. P. 603.
11. Tian Y., Zeng X., Yang S. et al. // Aerospace Sci. Technol. 2019. V. 84. P. 510.
12. Wang Z., Zhang Y., Huang J. et al. // Appl. Therm. Eng. 2016. V. 93. P. 1.
13. Bachalo W.D. // Proc. 25th Sympos. (Intern.) on Combust. Pittsburgh: The Combust. Inst., 1994. V. 25. P. 333.
14. Ren Z., Wang B., Xiang G., Zheng L. // Proc. Combust. Inst. 2019. V. 37. № 3. P. 3627.
15. Герасимов Г.Я., Лосев С.А. // Инж.-физ. журн. 2005. Т. 78. № 6. С. 14.
16. Федоров А.В., Тропин Д.А. // Физика горения и взрыва. 2012. Т. 48. № 1. С. 47.
17. Franzelli B., Riber E., Sanjosé M., Poinot T. // Combust. and Flame. 2010. V. 157. № 7. P. 1364.
18. Туник Ю.В., Герасимов Г.Я. // Физ.-хим. кинетика в газ. динамике. 2018. Т. 19. № 2. С. 1.
19. Maurice L., Edwards T. // Scramjet Propulsion / Eds. Curran E.T., Murthy S.N.B. Prog. Astronaut. Aeronaut. 2000. V. 189. P. 757.
20. Dagaut P., Cathonnet M. // Prog. Energy Combust. Sci. 2006. V. 32. № 1. P. 48.
21. Granata S., Faravelli T., Ranzi E. // Combust. and Flame. 2003. V. 132. № 4. P. 533.
22. Ranzi E., Frassoldati A., Stagni A. et al. // Intern. J. Chem. Kinet. 2014. V. 46. № 9. P. 512.
23. Козлов В.Е., Тумова Н.С., Торохов С.А. // Хим. физика. 2020. Т. 39. № 5. С. 3.
24. Тумова Н.С., Торохов С.А., Старик А.М. // Физика горения и взрыва. 2011. Т. 47. № 2. С. 3.
25. Curran H.J., Gaffuri P., Pitz W.J., Westbrook C.K. // Combust. and Flame. 2002. V. 129. № 3. P. 253.
26. Cai L., Pitsch H. // Ibid. 2015. V. 162. № 5. P. 1623.
27. Kukkadapu G., Kumar K., Sung C.-J., Mehl M., Pitz W.J. // Ibid. 2012. V. 159. № 10. P. 3066.
28. Gauthier B.M., Davidson D.F., Hanson R.K. // Ibid. 2004. V. 139. № 4. P. 300.
29. Тереза А.М., Андержанов Э.К. // Хим. физика. 2019. Т. 38. № 8. С. 58.
30. Westbrook C.K., Pitz W.J., Herbinet O., Curran H.J., Silke E.J. // Combust. and Flame. 2009. V. 156. № 1. P. 181.
31. Mehl M., Pitz W.J., Westbrook C.K., Curran H.J. // Proc. Combust. Inst. 2011. V. 33. № 1. P. 193.
32. Dagaut P., Karsenty F., Dayma G. et al. // Combust. and Flame. 2014. V. 161. № 3. P. 835.
33. Slavinskaya N. A. // AIAA Paper 2008-992.

34. Chang Y., Jia M., Liu Y., Li Y., Xie M. // *Combust. and Flame*. 2013. V. 160. № 8. P. 1315.
35. Zettervall N., Fureby C., Nilsson E.J.K. // *Energy Fuels*. 2016. V. 30. № 11. P. 9801.
36. Tay K.L., Yang W., Mohan B. et al. // *Energy Convers. Manage.* 2016. V. 108. P. 446.
37. Yan Y., Liu Y., Di D., Dai C., Li J. // *Energy Fuels*. 2016. V. 30. № 12. P. 10847.
38. Yao W., Yuan Y., Li X. et al. // *J. Propul. Power*. 2018. V. 34. № 3. P. 772.
39. Jia M., Xie M. // *Fuel*. 2006. V. 85. № 17–18. P. 2593.
40. Lee K., Kim Y., Min K. // *Combust. Theory Model.* 2011. V. 15. № 1. P. 107.
41. Maroteaux F. // *Combust. and Flame*. 2017. V. 186. P. 1.
42. Li Y., Alfazazi A., Mohan B. et al. // *Fuel*. 2019. V. 247. P. 164.
43. Pfahl U., Fieweger K., Adomeit G. // *Proc. 26th Sympos. (Intern.) on Combust. Pittsburgh: The Combust. Inst.*, 1996. P. 781.
44. Dean A.J., Penyakov O.G., Sevrak K.L., Varatharajan B. // *Proc. Combust. Inst.* 2007. V. 31. № 2. P. 2481.
45. Wang H., Oehlschlaeger M.A. // *Fuel*. 2012. V. 98. P. 249.
46. Zhukov V.P., Sechenov V.A., Starikovskiy A.Yu. // *Ibid.* 2014. V. 126. P. 169.
47. Ciezki H., Adomeit G. // *Combust. and Flame*. 1993. V. 93. № 4. P. 421.
48. Fieweger K., Blumenthal R., Adomeit G. // *Ibid.* 1997. V. 109. № 4. P. 599.
49. Gauthier B.M., Davidson D.F., Hanson R.K. // *Ibid.* 2004. V. 139. № 4. P. 300.
50. Darcy D., Mehl M., Simmie J.M. et al. // *Proc. Combust. Inst.* 2013. V. 34. № 1. P. 411.
51. Тунник Ю.В. // *Журн. вычисл. математики и мат. физики*. 2018. Т. 58. № 10. С. 1629.
52. Годунов С.К. // *Мат. сб.* 1959. Т. 47(89). № 3. С. 271.
53. Тунник Ю.В. // *Физ.-хим. кинетика в газ. динамике*. 2018. Т. 19. № 1. С. 1.