

ТРЕХМЕРНЫЙ РАСЧЕТ РАБОЧЕГО ПРОЦЕССА
И ТЯГОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК
ВОЗДУШНО-РЕАКТИВНОГО ИМПУЛЬСНОГО
ДЕТОНАЦИОННОГО ДВИГАТЕЛЯ В УСЛОВИЯХ
СВЕРХЗВУКОВОГО ПОЛЕТА

А. Э. Зангиев^{1,2,3}, В. С. Иванов^{1,2}, С. М. Фролов^{1,2,3}

¹ Центр ИДГ
г. Москва, Россия
²ИХФ РАН
г. Москва, Россия
³НИЯУ МИФИ
г. Москва, Россия

В [1] проведены расчеты основных тяговых характеристик — удельного импульса, удельного расхода топлива, удельной тяги и коэффициента тяги — воздушно-реактивного импульсного детонационного двигателя (ИДД) в компоновке с входным устройством и соплом в условиях сверхзвукового полета с числом Маха 3 на разных высотах (от 8 до 28 км над уровнем моря) с учетом внешнего обтекания двигателя, физико-химических особенностей окисления и горения углеводородного горючего (пропана), а также конечного времени ускорения турбулентного пламени и перехода горения в детонацию (ПГД) в камере сгорания. При этом рабочий процесс в ИДД моделировали численно в двумерном (2D) осесимметричном приближении. Ввиду того, что в [1] сделан важный вывод о превосходстве ИДД по удельной тяге более чем на 20% над идеальным прямоточным воздушно-реактивным двигателем (ПВРД) на обычном горении, этот вывод следовало проверить путем решения трехмерной (3D) задачи в той же постановке при тех же значениях определяющих параметров. Цель данного сообщения — сравнение расчетных тяговых характеристик ИДД, полученных с помощью 3D и 2D расчетов.

Рассматривали ИДД общей длиной 2,12 м и внешним диаметром 83 мм, включающий входное устройство, ресивер, кольцевой обводной канал и камеру сгорания, оборудованную механическим клапаном, регулярными кольцевыми препятствиями-турбулизаторами (9 шт.) и суживающе-расширяющимся соплом (в [1] такая конфигурация двигателя названа базовой). Как и в [1], математическая модель течения, положенная в основу расчетов, — осредненные по Рейнольдсу уравнения сохранения массы, количества дви-

жения и энергии для нестационарного, сжимаемого, турбулентного, реагирующего течения, но не в 2D осесимметричной, а в полной 3D постановке. Турбулентные потоки вещества, количества движения и энергии моделировали с помощью стандартной $k-\epsilon$ модели турбулентности. Для учета вкладов фронтального горения и объемных предпламенных реакций в химические источники при турбулентном горении пропана использовали алгоритм явного выделения фронта пламени и метод частиц [2], причем метод частиц был модифицирован: учтена возможность протекания предпламенных реакций самовоспламенения в застойных зонах на наветренной и подветренной сторонах препятствий [3]. Систему уравнений модели замыкали калорическим и термическим уравнениями состояния идеального газа с переменной теплоемкостью, а также начальными и граничными условиями. Все теплофизические параметры газа считались переменными. Для численного решения использовали метод, основанный на конечно-объемной дискретизации дифференциальных уравнений с первым порядком аппроксимации по пространству и по времени. Чтобы избежать чрезмерного сгущения сетки к твердым поверхностям с прилипанием потока, использовали стандартный метод пристеночных функций. Расчет проводили для условий сверхзвукового полета ИДД с числом Маха 3 на высоте 16 км (атмосферное давление 0,01 МПа, температура воздуха 216,7 К).

Как и в [1], рабочий цикл в ИДД состоял из четырех стадий: продувки, заполнения, горения и истечения. Расчет начинали с кратковременной продувки внутреннего тракта двигателя набегающим потоком воздуха (стадия продувки). Далее в поток воздуха, поступающий в камеру сгорания, подавали газообразный пропан, обеспечивая заполнение камеры стехиометрической пропановоздушной смесью почти до входа в сопло (коэффициент заполнения 0,9 [1]). По окончании стадии заполнения начиналась стадия горения: механический клапан мгновенно закрывался, и горючая смесь поджигалась 12 слабыми точечными источниками зажигания (по одному на сектор с углом 30°), которые находились в одном сечении камеры сгорания в застойной зоне за первым кольцевым препятствием-турбулизатором. Энергию источника подбирали так, чтобы через 0,2 мс после зажигания возникший фронт пламени прошел вдоль оси камеры такое же расстояние, как в 2D осесимметричном расчете [1], где смесь поджигалась кольцевым источником. После зажигания фронт пламени перемещался вниз по течению с ускорением, вызванным, главным образом, высокой интенсивностью турбулентности в свежей смеси, а перед фронтом пламени образовывалась и распространялась ударная волна с амплитудой, нарастающей во времени. На некотором расстоянии от источника зажигания, называемом преддетонационным расстоянием, в области между пламенем и ударной волной возникал локальный объемный взрыв («взрыв во взрыве» — одна из определяющих стадий ПГД [4]) с центром взрыва в застойной зоне на подветренной стороне одного из кольцевых препятствий-турбулизаторов. Локальный взрыв

приводил к возникновению пересжатой детонационной волны, которая впоследствии трансформировалась в самоподдерживающуюся детонацию, бегущую по свежей смеси по направлению к соплу ИДД. У входа в сопло детонация вырождалась в ударную волну, а после выхода ударной волны из сопла начиналась стадия истечения продуктов детонации и горения в атмосферу. Стадия истечения продолжалась до тех пор, пока среднее давление на клапане со стороны камеры сгорания не уменьшалось до некоторого критического значения P^* , еще обеспечивающего положительную мгновенную суммарную силу (мгновенную эффективную тягу), действующую на двигатель в полете. После достижения P^* эта сила становилась близкой к нулевой, клапан открывался, и все стадии рабочего процесса повторялись. Как и в [1], для определения тяговых характеристик ИДД проводили расчеты трех–четырех рабочих циклов (до достижения полностью воспроизводимого периодического режима) с учетом внешнего обтекания двигателя. Мгновенную эффективную тягу определяли как интеграл сил давления и вязкого трения по всем твердым поверхностям ИДД и считали положительной, если ее направление совпадало с направлением полета ИДД. Кроме мгновенной эффективной тяги и давления открытия клапана P^* из расчета находили время одного рабочего цикла и, следовательно, частоту f рабочего процесса в ИДД, а также массовый расход горючего \dot{m}_f .

Для определения мгновенной тяги, создаваемой ИДД, необходимо знать силу аэродинамического сопротивления двигателя в полете. В [1] эту силу определяли, решая задачу, описанную выше, с двумя изменениями: с «одним пропуском зажигания» (способ 1) и «двумя пропусками зажигания» (способ 2). В первом случае сначала решали задачу, описанную выше, до достижения полностью воспроизводимого периодического режима (3–4 цикла с зажиганием), а в последующем цикле после заполнения камеры сгорания горючей смесью зажигание не производили. Во втором случае задачу также сначала решали до достижения полностью воспроизводимого периодического режима (3–4 цикла с зажиганием), а последующие 2 цикла рассчитывали без зажигания. В обоих случаях силу, действующую на ИДД в полете, определяли по последнему циклу, в котором отсутствовало зажигание. Отличие между двумя способами расчета аэродинамического сопротивления связано с тем, что в первом случае в последнем цикле (без зажигания) при заполнении ИДД горючей смесью из камеры сгорания вытеснялись остаточные (горячие) продукты горения предыдущего цикла, а во втором случае из нее вытеснялась непрореагировавшая (холодная) горючая смесь предыдущего цикла. Зная мгновенную силу аэродинамического сопротивления, легко определить среднюю силу аэродинамического сопротивления, например, за время одного рабочего цикла.

Анализ результатов [1] показал, что определение силы аэродинамического сопротивления двигателя по способу 2 дает несколько более высокое значение этой силы, чем в способе 1, и, следовательно, завышенное значение

тяги. По нашему мнению, способ 1 определения силы аэродинамического сопротивления все же более правилен, поскольку он «привязан» к циклическому рабочему процессу. Поэтому для расчета силы аэродинамического сопротивления ИДД целесообразно использовать способ 1.

Силу аэродинамического сопротивления, действующую на ИДД, можно определить и по-другому. Поскольку аэродинамическое сопротивление набегающему потоку воздуха создается только стенками, обтекаемыми воздухом, очевидно, что внутренние стенки камеры сгорания не дают вклада в эту силу, когда клапан закрыт (на стадиях горения и истечения). Однако, когда клапан открыт (на стадиях продувки и заполнения), внутренние стенки камеры сгорания дают вклад в эту силу. Если учесть это обстоятельство и рассчитать среднюю силу аэродинамического сопротивления, действующую на двигатель в течение одного цикла, то легко определить тягу двигателя, не прибегая к дополнительным расчетам с пропусками зажигания.

Оба метода определения силы аэродинамического сопротивления должны давать близкие результаты. Это связано с тем, что вклад сил давления и вязкого трения на внутренней поверхности камеры сгорания ИДД при закрытом клапане и пропуске зажигания в суммарную силу аэродинамического сопротивления двигателя несоизмеримо ниже, чем вклад сил давления и вязкого трения по всем другим твердым поверхностям двигателя.

На рис. 1 приведено сравнение расчетных зависимостей видимой скорости лидирующей точки фронта пламени от пройденного расстояния вдоль тракта ИДД в течение одного рабочего цикла для 2D и 3D расчетов после выхода двигателя на периодический режим работы с зажиганием в каждом цикле. Обе кривые обрываются при видимой скорости фронта около 1000 м/с. При достижении этой скорости происходил «взрыв во взрыве» и

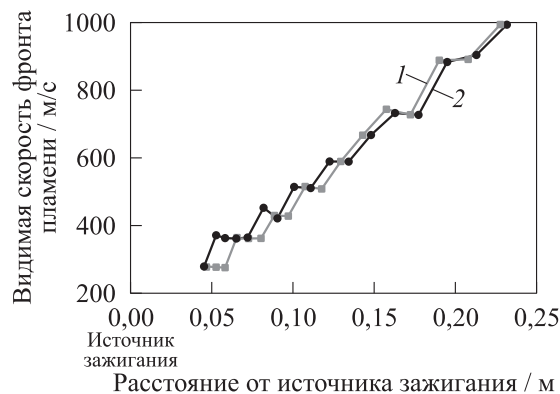


Рис. 1 Скорость фронта пламени вдоль тракта ИДД для 2D (1) и 3D (2) расчетов

изменялся механизм распространения реакции: вместо фронта турбулентного пламени по ударно сжатой свежей смеси распространялся фронт самовоспламенения, расположенный сразу за фронтом бегущей ударной волны. Из сравнения кривых на рис. 1 следует, что в 3D расчете ПГД достигался приблизительно на том же расстоянии, что и в 2D осесимметричном расчете. Подчеркнем, что в 3D расчете единственной причиной для возникновения 3D эффектов было использование 12 точечных источников зажигания вместо одного кольцевого источника в 2D расчете. Так, на рис. 2 приведено сравнение радиального распределения температуры в некотором сечении камеры сгорания

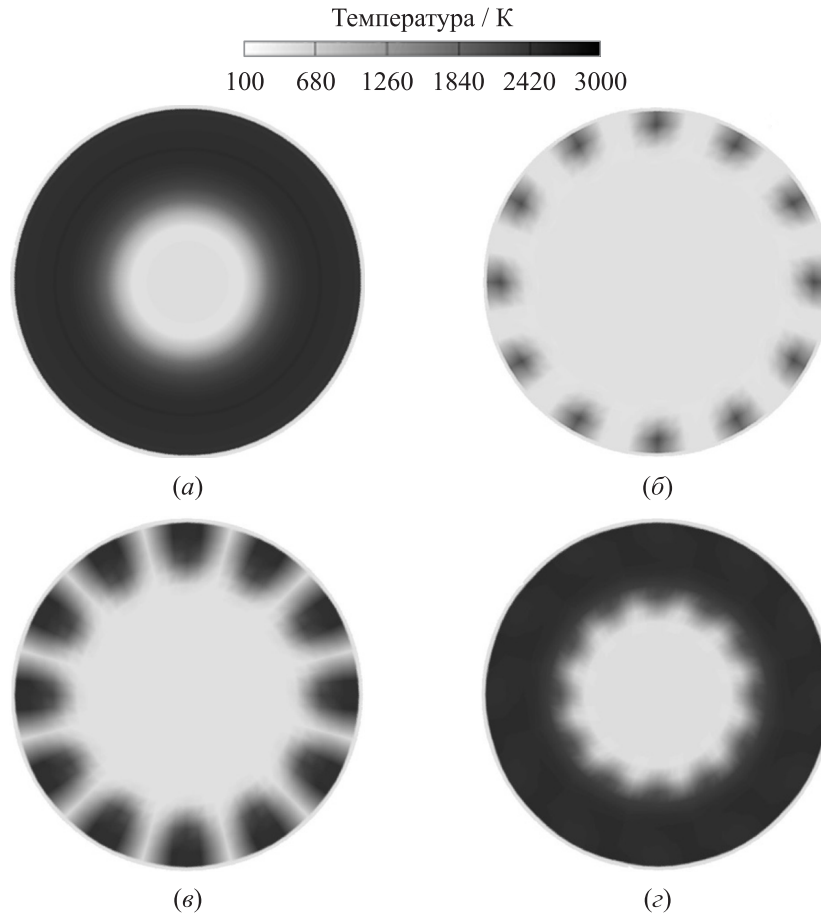


Рис. 2 Сравнение распределений температуры в одном сечении камеры сгорания вблизи источника зажигания в 2D (а) и в 3D расчетах в разные моменты времени: (б) 100 мкс; (в) 200; (г) 300 мкс

рания вблизи кольцевого источника зажигания в 2D расчете (рис. 2, *a*) через 300 мкс после зажигания с распределениями температуры в том же сечении в 3D расчете (рис. 2, *b*–рис. 2, *z*) через 100, 200 и 300 мкс после зажигания. Видно, что через 300 мкс радиальные распределения температуры в 2D и в 3D расчетах несколько отличаются: объем продуктов горения (темная область) в 2D расчете больше, чем в 3D расчете, однако поверхность пламени в 3D расчете более развита, т. е. мгновенная эффективная скорость фронта горения в 3D расчете больше, чем в 2D расчете.

Заметим, что отмеченные выше модификации в методе частиц [3] привели к тому, что в 2D расчете на рис. 1 преддетонационное расстояние оказалось на 35%–40% (на ~ 140 мм) меньше, чем в аналогичном 2D расчете в [1], где не учитывалась возможность предпламенного самовоспламенения в застойных зонах возле препятствий. Необычно короткие преддетонационные расстояния ($\sim 0,23$ м) для стехиометрической пропановоздушной смеси, полученные в 2D и 3D расчетах на рис. 1, объясняются очень высокой интенсивностью турбулентности ($\sim 30\%$), а также высокими значениями температуры (450–500 К) в ядре потока свежей смеси.

На рис. 3 приведено сравнение расчетных зависимостей мгновенной эффективной тяги от времени в течение одного рабочего цикла для 2D и 3D расчетов после выхода двигателя на периодический режим работы с зажиганием в каждом цикле. По кривым на рис. 3 можно определить время одного рабочего цикла и, следовательно, частоту f рабочего процесса в ИДД, а также среднюю эффективную тягу ИДД F за время одного рабочего цик-

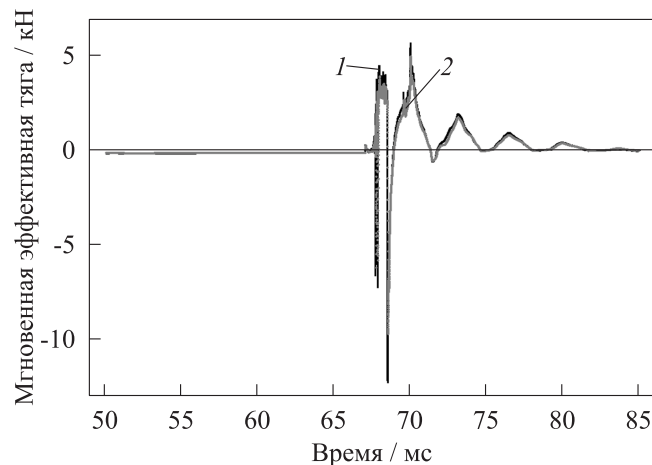


Рис. 3 Расчетная зависимость мгновенной эффективной тяги от времени; ИДД с девятью препятствиями-турбулизаторами в условиях сверхзвукового полета с числом Маха 3 на высоте 16 км для 2D (1) и 3D (2) расчетов

ла. В 3D расчете частота рабочего процесса f оказалась несколько меньше (54 Гц), чем в 2D осесимметричном расчете (56 Гц), что в основном связано с увеличением длительности стадии продувки. Что касается средней эффективной тяги F (определена как среднее интегральное значение мгновенной эффективной тяги за один цикл), то в обоих случаях она оказалась положительной, хотя в 3D расчете она несколько меньше (13 Н), чем в 2D осесимметричном расчете (19 Н). Это связано с увеличением силы аэродинамического сопротивления для внутреннего течения в 3D расчете и с соответствующим увеличением длительности стадии продувки. Положительное значение средней эффективной тяги означает, что ИДД может двигаться с ускорением.

Сложив мгновенную силу аэродинамического сопротивления и мгновенную эффективную тягу, можно определить мгновенную тягу ИДД, по которой легко рассчитать среднюю тягу ИДД R за время одного рабочего цикла. Зная среднюю тягу и секундный расход горючего \dot{m}_f , можно определить удельные тяговые характеристики: удельный импульс (средняя тяга двигателя R , отнесенная к секундному весовому расходу горючего), удельную тягу (средняя тяга двигателя R , отнесенная к секундному весовому расходу воздуха) и удельный расход топлива (часовой расход топлива, приходящийся на 1 Н развиваемой двигателем средней тяги).

Результаты 2D и 3D расчетов тяговых характеристик ИДД при сверхзвуковом полете с числом Маха 3 на высоте 16 км

Расчет	f , Гц	P^* , МПа	\dot{m}_f , г/с	F , Н	R , Н	$I_{уд}$, с	$N_{уд}$, кН/кг/с	$C_{уд}$, кг/(Н·ч)
2D	56	0,138	15,4	19	252	1670	1,06	0,22
3D	54	0,146	16,5	13	263	1630	1,02	0,23

В таблице проведено сравнение удельных тяговых характеристик, полученных в 3D и в 2D осесимметричном расчетах, причем для последних указаны значения параметров, полученные на основе определения средней силы аэродинамического сопротивления при одном пропуске зажигания. Из таблицы видно, что удельные тяговые характеристики ИДД в 3D и в 2D осесимметричном расчетах приблизительно одинаковы. Следовательно, вывод [1] о превосходстве ИДД по удельной тяге над идеальным ПВРД на обычном горении подтвержден 3D расчетом, причем количественно это превосходство составляет 20%–30% по отношению к значению $\sim 0,85$ кН/кг/с для идеального ПВРД [5].

Авторы признательны В. В. Власенко (ЦАГИ) за полезное обсуждение работы.

Литература

1. Зангиев А. Э., Иванов В. С., Фролов С. М. Тяговые характеристики воздушно-реактивного импульсного детонационного двигателя в условиях сверхзвукового полета на разных высотах // Хим. физика, 2013. Т. 32. № 5. С. 62–75.
2. Иванов В. С., Фролов С. М. Математическое моделирование рабочего процесса и тяговых характеристик воздушно-реактивного импульсного детонационного двигателя в условиях сверхзвукового полета // Хим. физика, 2011. Т. 30. № 7. С. 48–61.
3. Frolov, S. M., V. S. Ivanov, B. Basara, and M. Suffa. 2013. Numerical simulation of flame propagation and localized preflame autoignition in enclosures. *J. Loss Prevention Proc. Ind.* 26(2):302–309.
4. Oppenheim A. K. 1972. The mission defines the cycle: Turbojet, turbofan and variable cycle engines for high speed propulsion. *Introduction to gasdynamics of explosions*. Wien–N.Y.: Springer. 220 p.
5. Kurzke, J. 2010. The mission defines the cycle: Turbojet, turbofan and variable cycle engines for high speed propulsion. Lecture series 2010-AVT 185. Belgium: Von Karman Institute for Fluid Dynamics. RTO-AVT-VKI. P. 2.1.