

**СРАВНЕНИЕ ТРЕХМЕРНОГО И ДВУМЕРНОГО РАСЧЕТОВ  
ТЯГОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ВОЗДУШНО-РЕАКТИВНОГО  
ИМПУЛЬСНОГО ДЕТОНАЦИОННОГО ДВИГАТЕЛЯ  
В УСЛОВИЯХ СВЕРХЗВУКОВОГО ПОЛЕТА**

© 2014 г. А. Э. Зангиев, В. С. Иванов, С. М. Фролов\*

*Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва*

*Институт химической физики им. Н.Н. Семенова*

*Российской академии наук, Москва*

*Центр импульсно-детонационного горения, Москва*

*\*E-mail: smfrol@chph.ras.ru*

Поступила в редакцию 11.03.2014 г.

С помощью трехмерного газодинамического расчета подтвержден вывод о превосходстве воздушно-реактивного импульсного детонационного двигателя по удельной тяге на 20–30% над идеальным прямоточным воздушно-реактивным двигателем на обычном горении.

*Ключевые слова:* переход горения в детонацию, импульсный детонационный двигатель, удельный импульс.

DOI: 10.7868/S0207401X14120152

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  $M = 3$  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 конечно-го 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 и 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 вход-

ное устройство, ресивер, кольцевой обводной канал и камеру сгорания, оборудованную механическим клапаном, регулярными кольцевыми препятствиями-турбулизаторами (9 штук) 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 движения и энергии для нестационарного, сжимаемого, турбулентного, реагирующего течения, но не в осесимметричной 2D-постановке, а в полной 3D-постановке. Турбулентные потоки вещества, количества движения и энергии моделировали с помощью стандартной  $k$ -модели турбулентности. Для учета вкладов фронтального горения и объемных предпламенных реакций в химические источники члены при турбулентном горении пропана использовали алгоритм явного выделения фронта пламени и метод частиц [2], причем последний 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 тепло-

физические параметры газа считались переменными.

Для численного решения использовали метод, основанный на конечнообъемной 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  $M = 3$  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 со стадии, кратковременной продувки внутреннего тракта двигателя набегающим потоком воздуха. 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-ю слабыми точечными источниками зажигания (по одному на сектор с углом  $30^\circ$ ), 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 и при двумерном осесимметричном расчете [1], когда 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 в направлении к соплу ИДД. У входа в сопло детонация вырождалась в ударную волну, а после выхода последней 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  $\dot{m}_j$ .

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 (три-четыре 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 (три-четыре цикла с зажиганием), а последующие два цикла рассчитывали без учета зажигания. В обоих случаях силу, действующую на ИДД в полете, определяли по последнему циклу, в котором отсутствовало зажигание. Различие 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 детонации 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

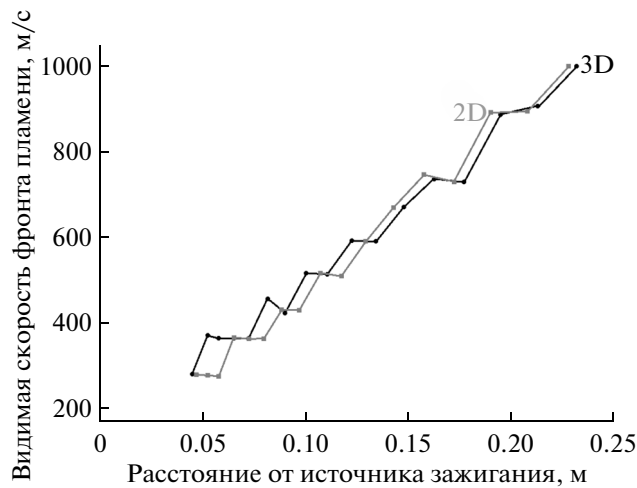


Рис. 1. Скорость фронта пламени вдоль тракта ИДД для 2D- и 3D-расчетов.

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 правильный, поскольку он более “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 вклада в эту силу не дают, 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.

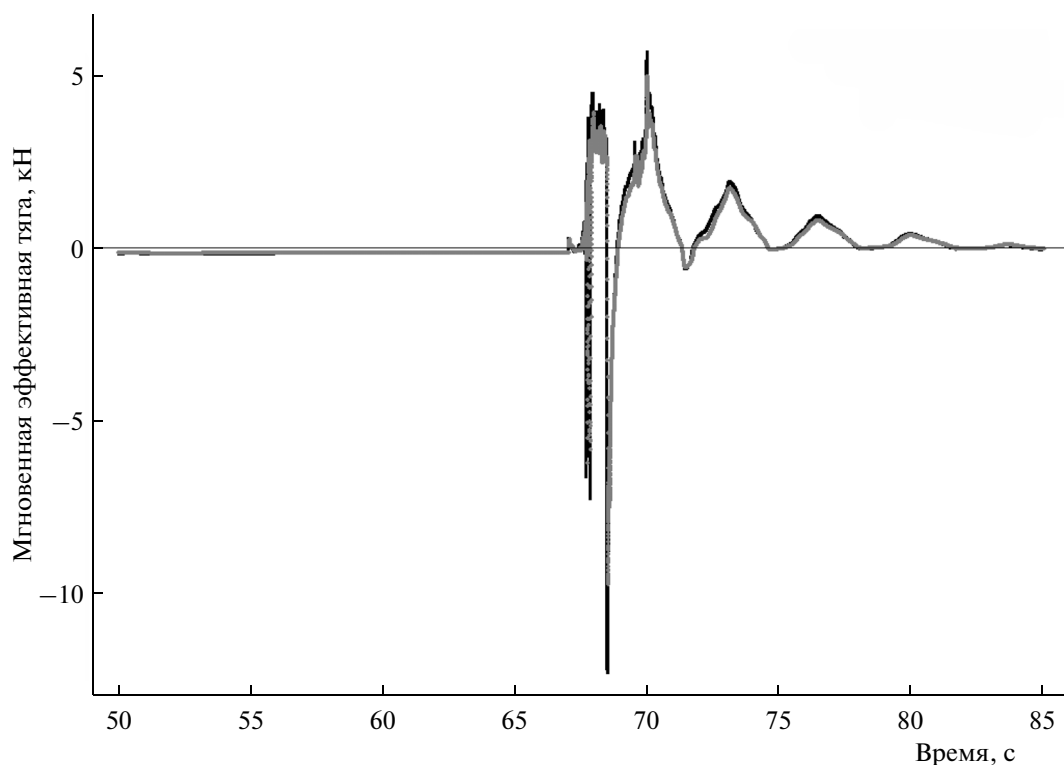
Оба метода определения силы аэродинамического сопротивления должны давать близкие результаты. Это связано с тем, что вклад сил давления и вязкого трения на внутренней поверхности камеры сгорания ИДД при закрытом клапане и пропуске зажигания в суммарную силу аэродинамического сопротивления двигателя несоизмеримо 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 такой скорости происходил “взрыв во взрыве” и 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 осесимметричном 2D-расчете. Отметим, что в 3D-расчете единственной причиной для возникновения 3D-эффектов было использование 12-ти точечных источников зажигания вместо одного кольцевого источника в 2D-расчете.

Отметим, что модификации в методе частиц [3] привели к тому, что в 2D-расчете на рис. 1 преддетонационное расстояние оказалось 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 для стехиометрической пропановоздушной смеси, полученные в 2D и 3D расчетах (см. рис. 1), объясняются очень высокой интенсивностью турбулентности (~30%), а также высокими значениями температуры (450–500 К) в ядре потока свежей смеси.

На рис. 2 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. 2 можно определить время одного рабочего цикла и, следова-



**Рис. 2.** Расчетная зависимость мгновенной эффективной тяги от времени; ИДД с девятью препятствиями-турбулизаторами в условиях сверхзвукового полета с  $M = 3$  на высоте 16 км для 2D- и 3D-расчетов – черный и серый цвет зависимостей соответственно.

тельно, частоту  $f$  рабочего процесса в ИДД, а также среднюю эффективную тягу ИДД  $F$  за время одного рабочего цикла. В 3D-расчете частота рабочего процесса  $f$  оказалась несколько меньше (54 Гц), чем в осесимметричном 2D-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 приблизительно вдвое меньше (13 Н), чем в осесимметричном 2D-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  $\dot{m}_j$ , можно определить удельные тяговые характеристики: удельный импульс  $I_{уд}$  (средняя тяга двигателя  $R$ , отнесенная к секундному расходу горючего  $\dot{m}_j$ ), удельную тягу  $N_{уд}$  (средняя тяга двигателя  $R$ , отнесенная к секундному расходу воздуха) и удельный расход топлива  $C_{уд}$  (часовой расход топлива, приходящийся на 1 Н развиваемой двигателем средней тяги).

В таблице проведено сравнение удельных тяговых характеристик, полученных в 3D-расчете и в осесимметричном 2D-расчетах, причем для ха-

**Результаты двумерного (2D) и трехмерного (3D) расчетов тяговых характеристик ИДД при сверхзвуковом полете с  $M = 3$  на высоте 16 км**

Расчет	$f$ , Гц	$P^*$ , МПа	$\dot{m}_j$ , г/с	$F$ , Н	$R$ , Н	$I_{уд}$ , с	$N_{уд}$ , $\frac{\text{кН}}{\text{кг/с}}$	$C_{уд}$ , $\frac{\text{кг}}{\text{Н} \cdot \text{ч}}$
2D	56	0.138	15.4	19/17	252/250	1670/1650	1.06/1.06	0.22/0.23
3D	54	0.146	16.5	13	263	1630	1.02	0.23

рактик  $I_{уд}$ ,  $N_{уд}$  и  $C_{уд}$  указаны два значения параметров, разделенные наклонной чертой: первое значение получено на основе определения средней силы аэродинамического сопротивления при одном пропуске зажигания (как в [1]), а второе — без пропусков зажигания. Из таблицы видно, что удельные тяговые характеристики ИДД в 3D-расчете и в осесимметричном 2D-расчете приблизительно одинаковы. Следовательно, вывод [1] о превосходстве ИДД по удельной тяге  $N_{уд}$  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.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Зангиев А.Э., Иванов В.С., Фролов С.М.* // Хим. физика. 2013. Т. 32. № 5. С. 62.
2. *Иванов В.С., Фролов С.М.* // Там же. 2011. Т. 30. № 7. С. 48.
3. *Frolov S.M., Ivanov V.S., Basara B., Suffa M.* // J. Loss Prevent. Proc. Ind. 2013. V. 26. P. 302.
4. *Oppenheim A.K.* Introduction to Gasdynamics of Explosions. Wien—N.Y.: Springer, 1972.
5. *Kurzke J.* // RTO-AVT-VKI Lecture series 2010-AVT 185. Belgium: Von Karman Institute for Fluid Dynamics, 2010. P. 2.1.