

ТУРБУЛЕНТНОСТЬ

ОСОБЕННОСТИ ТЕРМОГАЗОДИНАМИКИ РДТТ

ФГБОУ ВО "Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет)" (МАИ):

Юрий Михайлович Кочетков, д.т.н., профессор
Николай Юрьевич Кочетков, к.т.н., старший преподаватель

Проведен всесторонний анализ термогазодинамических процессов и выявлен современный взгляд на эту проблему. Рассмотрены случаи применимости традиционных уравнений движения и уравнений, описывающих процессы неустойчивости горения и неравновесные процессы. Показано, что течение по тракту РДТТ практически всегда ламинарное за исключением областей звездообразных и зонтичных форм, а так же течений в утопленной зоне сопла. Доказывается невозможность возникновения в РДТТ неустойчивости.

A comprehensive analysis of thermogasodynamic processes is carried out and a modern view of this problem is revealed. The cases of applicability of the traditional equations of motion and equations describing the processes of gorenje instability and nonequilibrium processes are considered. It is shown that the flow along the solid-fuel rocket engine path is almost always laminar, with the exception of star-shaped and umbrella-shaped areas, as well as flows in the sunken zone of the nozzle. The impossibility of the occurrence of instability in the solid-fuel rocket engine is proved.

Ключевые слова: турбулентность, релаксация, кинетика, уравнение Больцмана.

Keywords: turbulence, laminarity, instability, star-shaped charge, umbrella charge.

Термогазодинамические расчеты при проектировании и создании ракетных двигателей большой мощности являются определяющими. Они снабжают исходными данными расчеты тепловых процессов, прочности, энергетические расчеты. Соответственно продуктами этих расчетов являются поля скоростей, температур, давлений, которые используются для анализа состояния потоков внутри рабочих конструкций ЖРД: течение в камере сгорания ракетного двигателя, течение в трансзвуковой области, в сверхзвуковой части сопла, а для РДТТ еще обратные течения в над сопловой области течения утопленной части.

Отличия в конструкциях РДТТ и ЖРД принципиальные. Проточная часть РДТТ формируется из зарядов твердого топлива различных конфигураций (торцевые заряды, канальные, звездообразные проточные тракты и зонтичные), комплектующих камер сгорания и уносимого сопла из углеродного композита (УУКМ, УККМ или углепластика). Это все свидетельствует о том, что внутренний проточный канал РДТТ постоянно изменяется со временем работы. Свободный объем камеры сгорания не сохраняется постоянным $V \neq \text{const}$, а значит параметры движения рабочего тела постоянно меняются по величине и направлению. Говорить о стационарном движении в расчетах не приходится и необходимо решать динамическую задачу.

Кроме того, с поверхности заряда РДТТ непрерывно поступает все новый и новый расход в камеру сгорания. Он тоже не является независимым от времени, так как любая, даже весьма искусно выбранная площадь горения произвольного заряда никогда не даст её постоянство в зависимости от времени. Исключение составляют торцевой заряд и заряд нормального горения. Все это накладывает свой отпечаток на моделирование газодинамического процесса.

В отличие от РДТТ в ЖРД картина абсолютно отличается. Внутренние стенки камеры и сопла ЖРД металлические и не сгорают в процессе работы. Температура на их поверхности фиксирована и не превышает допустимых значений. Это обеспечивается регенерационным охлаждением, когда с постоянным неизменяющимся расходом в межрубашечное пространство подается охлаждающий компонент. У основания камеры расположена форсуночная головка, которая обеспечивает равномерную подачу топлива в камеру. Геометрические параметры форсуночной головки в процессе работы не изменяются, расходы компонентов в камере также постоянны и соответствуют заданным величинам. При отсутствии завес гидродинамическая поверхность у стенки всегда гладкая и в процессе работы ЖРД её состояние не меняется.

Таким образом, термодинамика и газодинамика ракетных

двигателей твердого топлива и жидкостных ракетных двигателей принципиально разная. Первая - нестационарная и существенно неравновесная, а вторая - абсолютно стационарная, но также неравновесная. Последняя оговорка означает присутствие в потоке неравновесных радикалов, образующихся по тракту при сгорании топлива. Расчетным путем установлено, что процент химической неравновесности в ЖРД составляет величину $\sim 0,2$.

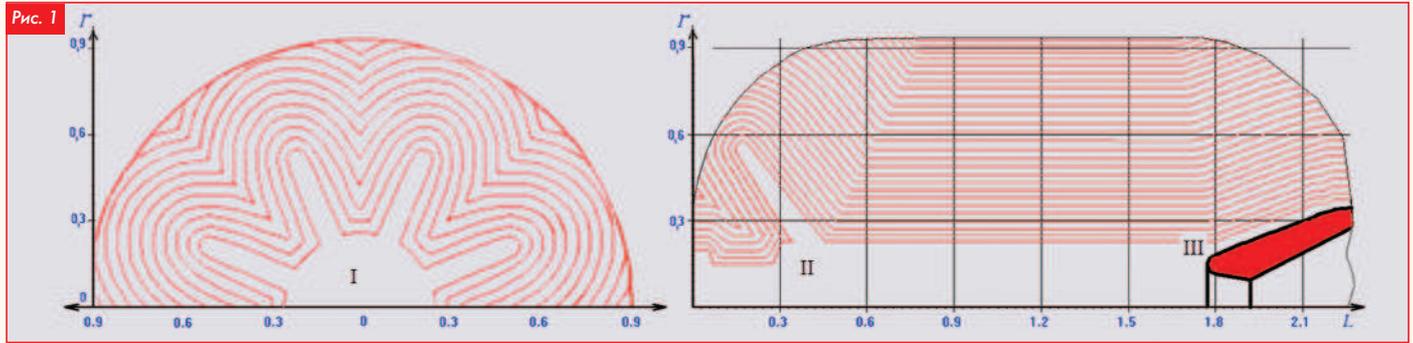
Турбулентные режимы

Турбулентное течение в РДТТ практически всегда отсутствует. Это обусловлено тем, что при сбалансированном течении при правильно спроектированных заряде и камере, будут отсутствовать встречные потоки. Потоки, отходящие непосредственно от заряда всегда ламинарные. Линии тока от них гармонично укладываются эквидистантно друг к другу, и также организованно распространяются вдоль камеры и сопла, не нарушая своего продольного послойного направления (рис. 1). Причиной появления поперечного направления, которые могут привести к обратным токам и турбулентности могут быть две:

Течение в зоне межщелевого пространства в звездообразной области заряда или между поверхностями "зонтичной" области, а так же течение над утопленной частью сопла в области обтекания лобовой части (обратные токи).

Первая причина может приводить колебаниям "перьев" звездообразного заряда и их разрушению. Этот эффект подробно описал в своей кандидатской диссертации Н.Г. Альков. Но существование перьев из-за интенсивного выгорания заряда недолговременно - несколько секунд. Далее процесс стабилизируется и выравнивается, а канал быстро превращается в цилиндрический [1]. Возможность появления вихрей в области щелей "зонтичного" пространства возможна, но маловероятна в силу симметричности потока. Скорее всего образуются линии стекания.

Вторая причина - особенность конструкции надсопловой утопленной части может также приводить к образованию вихревых структур. Эти течения подробно исследованы в кандидатской диссертации В.Н. Наумова, и прокомментированы в работе [2]. Показано, что от взаимного расположения лобовой части дозвукового сопла и геометрии канально-щелевого заряда зависят условия натекания потока на стенку в лобовой части, а разделительные области со временем могут испытывать инверсию. В сверхзвуковой области сопла поток в соответствии с теоремой № 5 не является турбулентным. Пристенные зоны и зоны уступов в РДТТ не являются также источниками образования вихрей, так как их углеродные стенки "горят" под воздействием высокоэнтальпийного по-



тока и создают завесу из поперечных течений в сторону оси ($v_1 = \text{const}$). Итак, течение в РДТТ практически всегда ламинарное.

Течение в камере и сопле ЖРД также всегда ламинарное, за исключением области форсуночной головки. Здесь в зависимости от конструкции и режимов её работы могут создаваться предпосылки появления турбулентных течений. Если имеются пересечения струй, например за центробежными форсунками, то причина появления вихревых зон ($\text{rot} \vec{v} \neq 0$) весьма реальна. Этот факт также является причиной появления ВЧ-неустойчивости.

Другой причиной возникновения турбулентности в ЖРД является вязкость. Превышение числа Рейнольдса критического значения приводит к нарушению ламинарного потока в пограничном слое.

Известно также, что в процессе движения рабочего тела от форсуночной головки в сторону среза сопла градиент статического давления всегда отрицательный, что является причиной возрастания скорости. Но если по каким-либо другим причинам он становится положительным, то создаются условия для появления обратных токов, то есть появления вихревых турбулентных течений [3]. Причин появления положительного градиента давления может быть три:

1. Трение вблизи стенки (вязкость).
2. Натекание на преграду и встречные потоки.
3. Электромагнитные силы (для плазмы).

Во всех других случаях потоки в ЖРД будут ламинарными.

Высокочастотная неустойчивость

Высокочастотная неустойчивость в камере сгорания напрямую зависит от наличия в потоке турбулентных течений. Поэтому в сверхзвуковом потоке она отсутствует [4]. ВЧ-неустойчивость - это уникальный эффект появления в колебательной системе автоколебаний. Не следует путать автоколебания и простые гармонические колебания, которые могут возникать по различным ситуационным причинам. Автоколебания - это вынужденные гармонические колебания. Они появляются тогда и только тогда, когда диссипативные силы вязкоупругого колебательного звена становятся равными дисперсным силам. Это (автоколебания) - временной солитон. Другими словами, когда силы, приводящие к затуханию колебаний (в основном это вязкостные силы) уравниваются силами, выражающимися в математической трактовке как нелинейные. Не следует путать вынуждающие нелинейные воздействия на систему с гармоническими воздействиями с частотой, равной собственной, то есть с резонансом. Автоколебания - это отнюдь не резонанс. Нелинейные - это такие силы, которые, обладая имманентными свойствами, являются своеобразными трансцендентными математическими объектами, порождёнными дополнительной энергией извне. В ЖРД этой энергией является химическая энергия сгорания топлива, переходящая в камере сгорания в потенциальную и представляющуюся как статическое давление [$\rho = \text{H}/\text{M}^2 = \text{Дж}/\text{M}^3$].

В работе [5] представлено главное уравнение колебательного звена. Предусматривая, что при работе ЖРД могут возникнуть колебательные составляющие, давление представим как среднее \bar{p} и колебательное \tilde{p} , запишем:

$$\frac{d^2 \tilde{p}}{d\bar{\tau}^2} = \frac{8\pi v}{\omega_0 R^2} \cdot \frac{d^2 \tilde{p}}{d\bar{\tau}^2} + \frac{8\pi v}{\omega_0 R^2} \kappa M^2 \frac{d \ln \frac{R}{\omega}}{d\bar{\tau}} \tilde{p} = 8\pi \frac{\mu \omega^2}{\omega_0} \cdot \frac{d \ln \frac{R}{\omega}}{d\bar{\tau}}$$

Для упрощения записи введем критерии:

$$\text{Be} = \frac{v}{R^2 \omega_0}; \quad \text{Me} = \kappa M^2 \frac{R}{\omega} \frac{d \ln \frac{R}{\omega}}{d\bar{\tau}}$$

Запишем главное уравнение колебательного звена:

$$\frac{d^2 \tilde{p}}{d\bar{\tau}^2} + 8\pi \text{Be} \frac{d\tilde{p}}{d\bar{\tau}} + 8\pi \text{Be} \cdot \text{Me} \cdot \tilde{p} = 8\pi R \mu \frac{\omega}{\omega_0} \frac{d \ln \frac{R}{\omega}}{d\bar{\tau}}$$

Здесь $\bar{\tau} = (\omega_0 \tau) / 2\pi$;

ω_0 - собственная частота системы;

ω - угловая скорость вихря;

R - радиус вихря;

μ - динамическая вязкость термодинамической системы.

Решаем характеристическое уравнение:

$$x^2 + 8\pi \text{Be} x + 8\pi \text{Be} \cdot \text{Me} = 0, \quad x_{1,2} = \frac{-8\pi \text{Be} \pm \sqrt{64\pi^2 \text{Be}^2 - 32\pi \text{Be} \cdot \text{Me}}}{2}$$

Находим необходимые условия возникновения колебаний: $64\pi^2 \text{Be}^2 - 32\pi \text{Be} \cdot \text{Me} < 0$, или $\text{Me}/\text{Be} > 2\pi$.

Достаточные условия получим, приравняв второй диссипативный член уравнения к нелинейному уравнению в правой части:

$$\frac{d^2 \tilde{p}}{d\bar{\tau}^2} + \frac{4v}{R^2} \frac{d\tilde{p}}{d\bar{\tau}} + \frac{4v}{R^2} \kappa M^2 \frac{d \ln \frac{R}{\omega}}{d\bar{\tau}} \tilde{p} = 4\pi \mu \omega^2 \frac{d \ln \frac{R}{\omega}}{d\bar{\tau}}$$

$$\frac{4v}{R^2} \frac{d\tilde{p}}{d\bar{\tau}} = 4\mu \omega^2 \frac{d \ln \frac{R}{\omega}}{d\bar{\tau}}$$

После преобразований:

$$\frac{1}{R^2} d\tilde{p} = \rho \omega^2 d \ln \frac{\omega}{R} \rightarrow d \ln \frac{\rho v^2}{2} = 2 d \ln \frac{R}{\omega}$$

и логарифмирования

$$\ln \frac{\rho v^2}{2} - \ln \left(\frac{R}{\omega} \right)^2 + c = 0$$

получаем достаточные условия возникновения автоколебаний: $\rho \omega^4 = \text{const}$.

Необходимые условия перепишем в следующем виде:

$$\Phi Z = \frac{kv^3}{va^2} \cdot \frac{d \frac{v}{\text{rot}^2 v}}{d\bar{\tau}} > \frac{1}{4} \quad \text{- критерий Филина-Зенина.}$$



Питер Рийке

Ранее было показано, что последняя формула качественно совпадает с результатами опытов основателя термоакустики нидерландского естествоиспытателя Питера Рийке.

Таким образом, необходимым и достаточным условием возникновения ВЧ-неустойчивости является соотношение критерия Филина-Зенина и постоянство произведения $\rho \omega^4$ [4].

Проанализируем последнее утверждение

дение, когда оно будет выполняться. Рассмотрим три случая:

1. Если плотность ρ будет изменяться с течением времени как $1/\omega^4$ - то этот случай невозможен физически.

2. Если считать, что $\sqrt[4]{\rho} \cdot \omega = \text{const}$, где высокое значение корня превращает подкоренное выражение практически в единицу и тогда реализуется постоянство угловой скорости вращения вихря (частоте вихря), но и это всё-таки приближение.

3. Наиболее правильный случай - когда плотность и частота вращения одновременно постоянны: $\rho = \text{const}$ и $\omega = \text{const}$.

Понимая под $\rho = 1/V_{\text{уд}}$ - обратную величину удельного объёма, делаем вывод о том, что для достаточного условия требуется постоянство объёма камеры или свободного объёма внутри РДТТ. Другими словами, для реализации достаточного условия требуется постоянство геометрии и установившегося течения. Этот результат реализуется для ЖРД, но никогда не сможет реализоваться в РДТТ. Эта задача является эксклюзивной для ЖРД.

Форма уравнений движения

В связи с изложенным можно констатировать следующее, что уравнения движения для ЖРД и РДТТ принципиально различаются. Для проточной части жидкостного ракетного двигателя будет справедлива следующая математическая постановка. Уравнение движения может быть записано для ламинарного случая, что обусловлено тем, что у стенки везде ламинарный подслои толщиной 1...2 мм, а сверхзвуковой турбулентный поток невозможен [7]:

$$\rho \frac{d\vec{v}}{d\tau} = -\text{grad} \left(\rho + \frac{4}{3} \rho \frac{d\rho}{d\tau} \right).$$

Тогда корректные граничные условия следующие [8]: условия прилипания $v = 0$ и условия сопровождения $dv_{\text{оси}}/dy = 0$.

Учитывая, что в РДТТ все стенки "горят", то есть имеется от них фиксированный отток продуктов сгорания, то задача с вязкостью на стенке заменяется условием появления поперечной скорости, и тогда будет корректна постановка задачи с применением уравнения Эйлера с дополнительным членом, учитывающим двухфазное течение:

$$\rho \frac{d\vec{v}}{d\tau} = -\text{grad}p + \frac{\rho_s}{\rho} \vec{f}$$

с граничными условиями $v_1 = \text{const}$ и условием сопровождения, когда производная скорости на оси двигателя - величина, равная нулю: $dv_{\text{оси}}/dy = 0$.

С учетом химической неравновесности уравнение движения приобретает следующий вид:

$$\frac{d\rho\vec{v}}{d\tau} = \text{div}\Pi - \frac{k+1}{k-1} \rho \text{grad} \ln \left(\frac{\rho}{R_{\mu} T} e^{-\left(\frac{E}{RT}\right)} \right).$$

Вводя безразмерный температурный параметр $\xi = RT/E$, получим:

$$\frac{d\rho\vec{v}}{d\tau} = \text{div}\Pi - \frac{k+1}{k-1} \rho \text{grad} \ln(\rho\psi(\xi)).$$

Преобразование учитывает, что константы перед экспонентой в результате операции градиент логарифма сокращаются.

Для ламинарного равновесного течения $\psi(\xi) = 1$ уравнение принимает наиболее простой вид:

$$\frac{d\rho\vec{v}}{d\tau} = -2 \frac{k}{k-1} \text{grad}p - 4 \frac{v}{3} \text{grad} \frac{d\rho}{d\tau},$$

а при постоянстве k и v всё компонуется под градиентом:

$$\frac{d\rho\vec{v}}{d\tau} = -\text{grad} \left(2 \frac{k}{k-1} p + 4 \frac{v}{3} \frac{d\rho}{d\tau} \right).$$

В случае замороженного течения $\psi(\xi) = 0$ уравнение превращается в уравнение Навье-Стокса. Очевидно, что именно функция $\psi(\xi)$ определяет кинетику химического процесса.

Последние две формулы наиболее актуальны для РДТТ. С учетом этих неравновесных зависимостей можно скорректировать термодинамические расчеты, полученные по стандартным равновесным программам. ▣

Литература

1. Ю.М. Кочетков. Турбулентность. Особенности теплообмена сопел РДТТ при работе на звездообразных зарядах // Двигатель № 1, 2020 г.
2. Ю.М. Кочетков. Турбулентность пространственных компонок. Инверсия Наумова // Двигатель № 3, 2009 г.
3. Ю.М. Кочетков, Н.Ю. Кочетков. Турбулентность в РДТТ. Разделительные линии // Двигатель № 4, 2010 г.
4. Ю.М. Кочетков. Турбулентность и математическое доказательство ее невозможности в сверхзвуковом потоке // Двигатель № 3, 2018 г.
5. Ю.М. Кочетков. Турбулентность, возникновение неустойчивости в ЖРД // Двигатель № 2, 2012 г.
6. Ю.М. Кочетков. Турбулентность и автоколебательные процессы в ЖРД // Двигатель № 3, 2012 г.
7. Ю.М. Кочетков. Турбулентность. Пять теорем как инструмент глобального преобразования уравнений сохранения в целях разработки новых подходов вычислительной газовой динамики // Двигатель № 4, 2019 г.
8. Ю.М. Кочетков. Турбулентность. Фундаментальное граничное условия сопровождения и новая постановка задачи вязкой газовой динамики // Двигатель № 5, 2015 г.
9. Ю.М. Кочетков, Н.Ю. Кочетков. Турбулентность. Актуализация проблемы неравновесности в ЖРДМТ // Двигатель № 4-6, 2010 г.

Связь с авторами: swgeorgy@gmail.com

ИНФОРМАЦИЯ. Нанодвигатель на лазерном луче

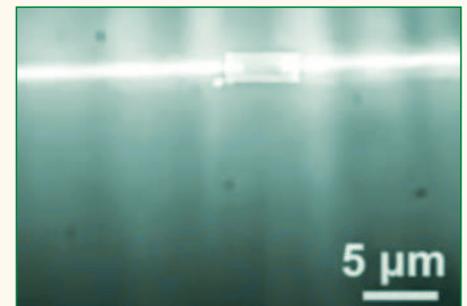
Группа исследователей из Токийского университета спроектировала и изготовила новый линейный нанодвигатель, размером менее бактерии, направлением и скоростью движения которого управляют при помощи света. Двигатель такого размера необходим для оснащения им миниатюрных лабораторий-чипов, установки в насосы, клапаны и другие устройства, для привода которых достаточно воздействия света от лазерного луча.

Двигатель изготовлен из золотых цилиндрических наностолбиков, на которые направляется луч лазерного света. Объект с установленными на него столбиками-двигателями перемещается в направлении лазерного луча. Изменение направление

луча вызывает изменение направления движения, а изменение угла падения - скорость движения.

Движение возникает под действием силы, возникающей в результате бокового поперечного рассеивания света, эффективность которого увеличена в несколько раз благодаря тщательному размещению наностолбиков на поверхности нанодвигателя и строгом соблюдении расстояния между ними. В конструкции нанодвигателя есть также подвижные элементы, которые при освещении рассеянным нефокусированным светом обеспечивают движение по некоторой траектории.

В настоящее время ученые работают над проблемой повышения точности движе-



ния по заданной траектории и надежности системы в целом. Такая относительно несложная конструкция нанодвигателя позволит в будущем изготавливать подобные устройства в больших количествах при невысокой стоимости их производства. ▣