

На правах рукописи



Куроедов Алексей Анатольевич

Исследование линейной неустойчивости рабочего процесса в
энергетических установках твердого топлива

Специальность 01.02.05

«Механика жидкости, газа и плазмы»

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Москва – 2018

Работа выполнена на кафедре тепловых процессов федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Московский физико-технический институт (государственный университет)»

**Научный
руководитель:**

Борисов Дмитрий Марианович
доктор технических наук, профессор,
зам. начальника отделения 2 – начальник отдела
государственного научного центра Российской
Федерации – федерального государственного
унитарного предприятия «Исследовательский
центр имени М.В. Келдыша»

**Официальные
оппоненты:**

Рашковский Сергей Александрович
доктор физико-математических наук, ведущий
научный сотрудник ФГБУН «Институт проблем
механики им. А.Ю. Ишлинского РАН».

Иванов Игорь Эдуардович
кандидат физико-математических наук, доцент,
доцент ФГБОУ ВО «Московский
государственный университет им.
М.В. Ломоносова».

**Ведущая
организация:**

Акционерное общество «Военно-промышленная
корпорация «Научно-производственное
объединение машиностроения».

Защита диссертации состоится «21» декабря 2018 года в 12 ч. 00 мин. на заседании диссертационного совета Д 212.125.14 в Федеральном государственном бюджетном образовательном учреждении высшего образования «Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет)» (МАИ) по адресу: 125993, г. Москва, Волоколамское шоссе, д. 4.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке МАИ по адресу: 125993, г. Москва, Волоколамское шоссе, д. 4.

Автореферат разослан « ____ » _____ 2018 года.

Ученый секретарь
диссертационного совета Д 212.125.14,
кандидат физико-математических наук, с.н.с.



Гидаспов В.Ю.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Работа посвящена разработке комплексной методики исследования линейной неустойчивости рабочего процесса в энергетических установках твердого топлива, в которую входит методика экспериментального определения акустической проводимости зоны горения топлива.

Актуальность работы

Учёт возможности перехода на неустойчивые режимы работы, сопровождающиеся автоколебаниями давления в камере сгорания двигателя, занимает важное место при проектировании энергетических установок твердого топлива (ЭУТТ). Неустойчивость рабочего процесса может проявляться как в виде колебаний давления малой амплитуды, составляющих не более 5% от среднего давления в камере сгорания (КС), колебаний конечной амплитуды, не меняющейся со временем, так и в виде распространения ударных волн по камере сгорания двигателя. Данные явления наблюдались во многих установках и приводили к различным последствиям: от выхода из строя узлов и агрегатов систем управления до схода с расчетной траектории и разрушения ЭУТТ. Недостаточное внимание, уделяемое исследованию неустойчивости ЭУТТ на стадии проектирования установки, в дальнейшем может привести к увеличению материальных затрат и увеличению времени доработки изделия.

Первые ЭУТТ, в которых наблюдалась неустойчивость рабочего процесса, обладали малыми габаритами, что позволяло эмпирическим путем (изменением формы наполнителя или геометрии КС) добиться устойчивой работы установки. В дальнейшем с разработкой крупногабаритных ЭУ данный подход оказался чрезвычайно затратным, что послужило началом интенсивных работ по теоретическому исследованию неустойчивости рабочего процесса в ЭУТТ. В настоящее время можно выделить три основных подхода исследования неустойчивых режимов работы ЭУТТ: подход, основанный на использовании полуаналитических методик; подход, включающий в себя решение системы линейаризованных уравнений Эйлера (или системы уравнений Навье-Стокса) в частотной и временной областях для определения пульсаций давления в КС ЭУТТ; подход, заключающийся в непосредственном решении полных уравнений, описывающих динамику продуктов сгорания в КС ЭУТТ. Все эти подходы, помимо описания распространения возмущений давления в камере сгорания должны быть дополнены моделями нестационарного горения топлива, которые позволяют корректно описывать взаимодействие возмущений с зоной горения топлива. Каждый из представленных методов имеет свои недостатки и преимущества. В силу своей наглядности и малых вычислительных затрат наибольшее распространение получили полуаналитические методики. Наиболее перспективным в плане полноты описания процессов, протекающих во время перехода на неустойчивые режимы работы, является метод, основанный на решении полных уравнений, описывающих законы сохранения для продуктов сгорания (ПС) топлива. В настоящее время этот подход становится все более популярным. Однако его применение весьма ограничено в силу большой вычислительной ресурсоемкости и трудностей, связанных с построением

адекватных моделей нестационарного горения смесевых топлив. Для полуаналитических методик и методик, основанных на решении линеаризованных уравнений Эйлера в частотной области, решение проблемы моделирования взаимодействия возмущений давления с поверхностью горения упрощается введением в рассмотрение акустической проводимости (или акустического импеданса) топлива, связывающей пульсации скорости и давления у поверхности горения. Измерения акустической проводимости могут быть выполнены в различных установках, к которым относятся Т-камера, установка с вращающимся клапаном, импедансная труба, СВЧ-камера и установка с магнитным расходомером. Однако не все указанные методы могут быть использованы для определения свойств металлизированных топлив. В данной работе предлагается схема импульсной Т-камеры, позволяющей определять акустическую проводимость как металлизированных, так и безметалльных топлив в широком диапазоне частот и среднего давления в КС. Общая задача исследования линейной неустойчивости решается с использованием подхода, основанного на решении системы линеаризованных уравнений Эйлера.

Несмотря на многочисленные теоретические, расчётные и экспериментальные работы, посвященные исследованию различных аспектов неустойчивости рабочего процесса в ЭУТТ, существует ряд задач, не получивших в настоящее время удовлетворительного решения. К таким задачам относятся измерение акустических свойств зоны горения перспективных высокотемпературных металлизированных топлив, а также определение устойчивости рабочего процесса в многокамерных и многосопловых ЭУТТ со сложной формой канала. В данной работе изложено решение этих задач, направленное на создание комплексной методики определения линейной неустойчивости рабочего процесса в ЭУТТ.

Целью работы является комплексное исследование линейной неустойчивости рабочего процесса в ЭУТТ, работающих на безметалльных и металлизированных топливах.

Предметом исследования данной работы является распространение возмущений давления малой амплитуды в газовом тракте ЭУТТ.

Метод исследования

Результаты работы получены с помощью совместного использования математического моделирования и экспериментальных исследований, что позволяет обеспечить всесторонний анализ рассматриваемых задач.

Основными задачами, решаемыми в работе, являются:

1. Разработка методики моделирования распространения возмущений давления малой амплитуды в осесимметричном канале переменного сечения с проницаемыми стенками, заполненном газовой средой;
2. Разработка экспериментальной установки для определения акустических свойств зоны горения топлива. Проведение экспериментальных исследований акустической проводимости безметалльных и металлизированных составов для различных частот колебаний давления и среднего давления в КС;

3. Расчет устойчивости рабочего процесса в различных ЭУТТ, работающих на безметалльных и металлизированных топливах, акустическая проводимость которых определялась с использованием разработанной установки;
4. Модификация энергетической методики определения неустойчивости рабочего процесса в ЭУТТ, связанного с особенностями усреднения рабочих параметров по времени в объеме КС ЭУТТ.

Научная новизна

1. Предложена схема экспериментальной установки по определению акустических свойств зоны горения топлив с использованием вспомогательных камер генерации давления;
2. На разработанной автором экспериментальной установке проведено измерение акустической проводимости зоны горения безметалльного и металлизированного топлив;
3. С использованием математически обоснованного способа усреднения по времени рабочих параметров в камере сгорания предложена модификация энергетической методики определения линейной неустойчивости рабочего процесса в ЭУТТ;
4. Предложена комплексная методика исследования устойчивости рабочего процесса в ЭУТТ с осесимметричной проточной частью с учетом влияния частиц конденсированной фазы продуктов сгорания топлива.

Практическая ценность результатов данной работы заключается в том, что предложенная методика расчета позволяет прогнозировать устойчивость к возмущениям давления малой амплитуды ЭУТТ, работающих как на безметалльных, так и металлизированных топливах. Разработанная экспериментальная методика определения акустических свойств топлив позволяет определять акустическую проводимость и функцию отклика зоны горения по давлению в широком диапазоне частот реализуемых колебаний. Применение комплексной методики позволило установить возможность перехода на неустойчивые режимы двухкамерной многосопловой ЭУТТ при использовании безметалльного топлива.

Личный вклад

Автором разработана методика определения продольной линейной неустойчивости рабочего процесса в ЭУТТ, в которую входит методика экспериментального определения акустической проводимости зоны горения топлива. Осуществлена верификация методики для шести ЭУТТ, работающих на безметалльных составах. Определены акустическая проводимость и функция отклика зоны горения по давлению для безметалльного и металлизированного топлив с использованием разработанной экспериментальной установки. Автором проведены расчеты устойчивости двух ЭУТТ, использующие металлизированное топливо. Проведены расчеты устойчивости двухкамерной ЭУ, работающей на безметалльном топливе. Предложена модификация энергетической методики по определению линейной неустойчивости рабочего процесса в ЭУТТ.

Достоверность полученных результатов подтверждается сопоставлением результатов расчета, полученных по предложенной методике, с данными экспериментальных исследований и результатами расчётов, проведённых с использованием других методик. Достоверность экспериментальных результатов обеспечивается тщательным планированием эксперимента и качественным экспериментальным оборудованием.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Методика определения линейной неустойчивости рабочего процесса в ЭУТТ с осесимметричной проточной частью;
2. Методика экспериментального определения акустической проводимости зоны горения безметалльных и металлизированных составов;
3. Результаты экспериментальных исследований акустических свойств зоны горения безметалльных и металлизированных топлив в диапазоне частот до 1000 Гц;
4. Результаты расчетов коэффициентов затухания для различных ЭУТТ с осесимметричной КС;

Апробация результатов исследования

Основные результаты, изложенные в диссертации, докладывались и обсуждались на 54-ой, 55-ой и 56-ой открытой конференции Московского физико-технического института в 2011, 2012, 2013 гг.; научных семинарах и конференциях Центра Келдыша. Основное содержание и результаты диссертационной работы отражены в 4 публикациях, в том числе 3 из перечня ВАК.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, 4-х глав, заключения и приложения. Общий объём диссертации – 146 машинописных листов, работа содержит 80 рисунков, 14 таблиц и список используемой литературы из 173 наименований.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении диссертации приведена краткая характеристика проблемы неустойчивости рабочего процесса в ЭУТТ. На основе литературного обзора, представленного в Главе 1, изложены цель работы, задачи диссертационного исследования, показаны практическая значимость, научная новизна, а также обоснована достоверность полученных результатов.

В первой главе приведен **обзор литературы** по существующим направлениям исследования неустойчивости рабочего процесса в ЭУТТ. Представлена классификация видов неустойчивости. Рассмотрены основные подходы исследования линейной неустойчивости. Описаны методы экспериментального определения акустической проводимости зоны горения топлива. На основе проведенного литературного обзора сформулированы цели и задачи исследования.

Вторая глава содержит описание двух подходов определения устойчивости ЭУТТ с осесимметричной КС к малым возмущениям, распространяющимся в неоднородном стационарном потоке. В рамках рассматриваемых подходов исследуется устойчивость рабочего процесса в ЭУТТ, состоящей из корпуса,

внутри которого размещается топливо с цилиндрическим каналом. Вдвуд продуктов сгорания (ПС), обусловленный горением топлива, осуществляется по нормали к поверхности горения. Предполагается, что размер зоны, в которой происходит разложение топлива и дальнейшее химическое взаимодействие продуктов сгорания, существенно меньше радиуса проточной части КС. ПС в самой камере рассматриваются в виде среды с постоянными теплофизическими свойствами. Истечение ПС происходит через сопло.

К первому подходу определения устойчивости рабочего процесса в ЭУТТ относится **энергетическая методика**, являющаяся полуаналитической. В рамках данной методики исследуется устойчивость течения в КС к некоторому возмущению с использованием уравнения изменения энергии возмущения. Возмущение либо представляется в виде суперпозиции собственных мод колебаний проточной части КС, либо может исследоваться устойчивость отдельной моды. С вычислительной точки зрения задача сводится к определению знака комплексной части круговой частоты колебаний. Данная методика не требует больших вычислительных ресурсов и позволяет в кратчайшие сроки определить устойчивость рабочего процесса в исследуемой ЭУТТ к определённым видам возмущений. Основным недостатком методики является то, что вид возмущения задается (исходя из физических соображений), а не определяется в процессе решения.

В рамках данной методики анализ линейной устойчивости рабочего процесса в ЭУТТ проводится с использованием уравнения сохранения энергии возмущения в некотором контрольном объёме, имеющего следующий вид в дифференциальной безразмерной форме:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{p' \cdot p'}{2} + \frac{\vec{u}' \cdot \vec{u}'}{2} \right] = & -\nabla(p' \vec{u}') - M_b \frac{\vec{u}_0}{2} \nabla(p' \cdot p') - \\ & - M_b \vec{u}' \cdot [\nabla(\vec{u}' \vec{u}_0)] + M_b \vec{u}' \cdot (\vec{u}' \times \nabla \times \vec{u}_0 + \vec{u}_0 \times \nabla \times \vec{u}') + \\ & + \delta_a^2 \vec{u}' \nabla \cdot (\nabla \cdot \vec{u}') - \delta^2 \vec{u}' \cdot [\nabla \times \nabla \times \vec{u}'] \end{aligned}$$

где p_0 , \vec{u}_0 , ρ_0 - давление, скорость и плотность основного стационарного потока; p' , \vec{u}' , ρ' - давление, скорость и плотность возмущенного течения; $\delta^2 = \mu/\rho_0 a_0 L$; μ - коэффициент динамической вязкости; L - длина камеры сгорания; $\delta_a^2 = \delta^2(\zeta/\mu + 4/3)$; ζ - коэффициент объёмной вязкости. Параметры основного течения ищутся отдельно и считаются известными. Сами возмущения задаются в виде

$$q'(r, \varphi, z, t) = \hat{q}'(r, \varphi, z) e^{\alpha t} e^{i\omega t},$$

где пространственная форма возмущений $\hat{q}'(r, \varphi, z)$ известна. Задача сводится к определению знака коэффициента α , получаемого после подстановки выражения для $q'(r, \varphi, z, t)$ в уравнение изменения энергии возмущения, интегрирования полученного выражения по объёму проточной части КС и усреднения по времени.

В работах авторов, развивающих данный подход, усреднение по времени некоторой физической величины q осуществляется следующим образом:

$$\langle q \rangle = \frac{k}{2\pi} e^{\alpha t} \int_0^{\frac{2\pi}{k}} q(t) \cdot e^{-\alpha t} dt$$

Данная операция усреднения отличается от классической

$$\langle q \rangle = \frac{k}{2\pi} \int_0^{\frac{2\pi}{k}} q(t) dt$$

Использование первого усреднения значительно упрощает расчёты и позволяет получить легко интерпретируемое выражение для коэффициента затухания α в виде суперпозиции отдельных коэффициентов затухания α_i , имеющих различную физическую природу. Коэффициенты α_i могут принимать как положительные, так и отрицательные значения. В случае применения второй операции усреднения к уравнению изменения энергии возмущения получается следующее уравнение относительно α

$$\int_0^{\frac{2\pi}{k}} e^{2\alpha t} [A \cos^2(kt) + B \sin^2(kt)] dt = D e^{2\alpha \frac{2\pi}{k}},$$

где A, B и D – числовые константы, получаемые в результате интегрирования по объёму КС пространственной формы пульсаций давления и скорости.

Вторая методика определения линейной неустойчивости рабочего процесса в ЭУТТ, развиваемая в данной работе, сводится к решению линеаризованной системы уравнений, описывающих динамику продуктов сгорания с использованием значений акустической проводимости, определяемой экспериментально.

Исходная система уравнений, описывающая законы сохранения массы, количества движения и полной энергии газообразных продуктов сгорания топлива, имеет следующий вид:

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \vec{u}) = 0 \\ \frac{\partial(\rho \vec{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u} \otimes \vec{u} - \vec{\tau}) = 0 \\ \frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \nabla \cdot [\vec{u} \rho \varepsilon - \vec{\tau} \cdot \vec{u}] + \nabla \cdot \vec{q} = 0 \\ p = \rho RT \end{cases}$$

$$\tau_{ij} = -p \delta_{ij} + \mu_v \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \left(\xi - \frac{2}{3} \mu_v \right) \frac{\partial u_l}{\partial x_l} \delta_{ij}, \vec{q} = -\lambda \nabla \cdot T$$

$$\varepsilon = e + \frac{\vec{u} \cdot \vec{u}}{2}, e = c_v T, \vec{u} = \begin{bmatrix} u_r \\ u_\varphi \\ u_z \end{bmatrix} \equiv \begin{bmatrix} u \\ v \\ w \end{bmatrix}, u_\varphi = 0$$

где ρ, p, T – плотность, давление и температура ПС; \vec{u} – вектор скорости; τ_{ij} – компоненты тензора напряжений; δ_{ij} – символ Кронекера; e – удельная

внутренняя энергия ПС, ε – удельная полная энергия ПС; c_V – удельная теплоёмкость ПС при постоянном объеме; $R = \frac{R_{\text{ун}}}{\mu}$ $R_{\text{ун}} = 8,314 \frac{\text{Дж}}{\text{кг}\cdot\text{К}}$ – универсальная газовая постоянная; μ – молярная масса ПС; μ_v – коэффициент динамической вязкости ПС; ξ – коэффициент объёмной вязкости ПС; λ – коэффициент теплопроводности ПС. Для исследования развития малых возмущений давления в ЭУТТ течение в КС представляется в виде суперпозиции основного и пульсационного. Консервативные переменные $\vec{U} = [\rho, \rho u, \rho w, \rho \varepsilon]$, входящие в исходную систему уравнений, представимы в виде

$$\vec{U}(\vec{r}, t) = \vec{U}_0(\vec{r}) + \vec{U}'(\vec{r}, t),$$

при этом предполагается, что

$$\frac{|U'_i|}{|[U_0]_i|} \ll 1, \quad i = 1 \dots 4$$

На протяжении всего времени работы ЭУТТ значение основных параметров ПС меняется со временем. Претерпевает изменение и геометрия проточной части КС, обусловленная выгоранием топлива. Однако, в силу относительно высокой частоты реализуемых в ЭУТТ колебаний давления (100 ... 1000 Гц) изменения параметров основного течения в КС по времени являются несущественными на фоне нескольких периодов колебаний давления. Данное обстоятельство позволяет рассматривать основное течение в КС стационарным (при фиксированной геометрии проточной части). Подобные рассуждения справедливы для основного участка работы ЭУТТ и требуют особой проверки на этапах выхода на режим и спаде давления.

В рамках данного предположения после группировки членов одного порядка малости и пренебрежения членами более высокого порядка исходная система уравнений распадается на две – систему уравнений, описывающую стационарное течение в КС, и систему, описывающую пульсационное течение, накладываемое на данное стационарное течение.

В рамках описанных выше допущений, система уравнений, которой подчиняются параметры установившегося течения ПС в КС, имеет следующий вид:

$$\begin{cases} \nabla(\rho_0 \vec{u}_0) = 0 \\ \nabla \cdot (\rho_0 \vec{u}_0 \otimes \vec{u}_0 - \vec{\tau}_0) = 0 \\ \nabla \cdot [\vec{u}_0 \rho_0 \varepsilon_0 - \vec{\tau}_0 \cdot \vec{u}_0] + \nabla \cdot \vec{q}_0 = 0 \\ p_0 = \rho_0 R T_0 \end{cases}$$

$$\varepsilon_0 = e_0 + \frac{u_0^2}{2}, \quad e_0 = c_V T_0$$

$$[\tau_{ij}]_0 = -p_0 \delta_{ij} + \mu_v \left(\frac{\partial [u_i]_0}{\partial x_j} + \frac{\partial [u_j]_0}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu_v \frac{\partial [u_i]_0}{\partial x_i} \delta_{ij}, \quad \vec{q}_0 = -\lambda \nabla T_0$$

Расчетная область ограничена поверхностью горения (b), твердой стенкой (w), сверхзвуковой частью сопла (n) и осью симметрии (s). В качестве граничных условий на поверхности горения задается скорость продуктов сгорания u_{0b} ,

давление p_{0b} и температура T_{0b} . Скорость горения определяется через параметры ПС в камере в предположении, что происходит полная газификация топлива:

$$(\rho_{0b} \vec{u}_{0b}) \cdot \vec{n}_b = \rho_T u_T(p_b), \quad \vec{u}_{0b} \cdot \vec{\tau}_b = 0$$

Здесь ρ_T – плотность топлива; $u_T = ap^v$ – закон горения топлива; a, v – константы; $\vec{n}_b, \vec{\tau}_b$ – вектор нормали и вектор касательной к поверхности горения. Давление на поверхности горения равно местному давлению ПС, а температура T_{0b} является функцией p_{0b} .

$$p_{0b} = p_0 \\ T_{0b} = T_{0b}(p_{0b})$$

На твердой стенке действует условие прилипания

$$\vec{u}_{0s} = 0$$

Также стенка является теплоизолированной.

На границе сверхзвуковой части сопла производная потоков массы, импульса и энергии по нормали к границе равны нулю.

Стационарное решение нелинейной системы уравнений ищется методом установления в рамках метода конечных элементов с использованием метода Галеркина с разрывными базисными функциями (РМГ). При использовании данного подхода решается следующая система уравнений:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \rho_0}{\partial t} + \nabla(\rho_0 \vec{u}_0) = 0 \\ \frac{\partial(\rho_0 \vec{u}_0)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_0 \vec{u}_0 \otimes \vec{u}_0 - \vec{\tau}_0) = 0 \\ \frac{\partial(\rho_0 \varepsilon_0)}{\partial t} + \nabla \cdot [\vec{u}_0 \rho_0 \varepsilon_0 - \vec{\tau}_0 \cdot \vec{u}_0] + \nabla \cdot \vec{q}_0 = 0 \\ p_0 = \rho_0 R T_0 \end{array} \right.$$

В более компактной форме данная система уравнений может быть записана следующим образом:

$$\frac{\partial \vec{U}_0}{\partial t} + \nabla(\vec{F}_0^E - \vec{F}_0^{visc}) = 0$$

Общий поток массы, импульса и полной энергии разделяется на два: \vec{F}_0^E – поток, не содержащий членов с вязкостью, и \vec{F}_0^{visc} – поток, определяемый вязкостью среды. Решение данной системы уравнений для двухмерного осесимметричного случая ищется с использованием метода Галеркина с разрывными базисными функциями. Упрощенное для удобства записи скалярное уравнение имеет вид:

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \nabla(\vec{f}) = 0$$

где поток \vec{f} , согласно ранее принятым обозначениям, представим в виде $\vec{f} = \vec{f}^E - \vec{f}^{visc}$. Поток \vec{f}^E является нелинейной функцией w , в то время как $\vec{f}^{visc}(w, \nabla w)$. Исходная расчетная область V разбивается на множество попарно непересекающихся треугольных элементов $\{V^m, m = \overline{1, M}\}$, таких, что $\cup_m V^m = V$. Для каждого элемента V^m вводится локальный набор базисных функций

$\{\psi_k^m(\vec{x}), k = \overline{1, N}\}$. В пределах каждого элемента V^m решение $u^m(\vec{r}, t)$ уравнения переноса с соответствующими граничными условиями реконструируется в виде разложения по введенному в данном элементе базису $\psi_k^m(\vec{r})$:

$$w^m(\vec{r}, t) = \sum_{k=1}^N \hat{w}_k^m(t) \psi_k^m(\vec{r})$$

Подставляя данное выражения в исходное уравнение, необходимо потребовать ортогональность невязки в объёме элемента V^m всем базисным функциям ψ_l^m , что достигается последовательным умножением полученного выражение на $\psi_l^m(\vec{r}), l = \overline{1, N}$ и интегрированием по элементу V^m . Данную процедуру необходимо повторить для всех $V_m, m = \overline{1, M}$. Поток \vec{f} также аппроксимируется внутри ячейки разложением в ряд по базисным функциям:

$$\vec{f}(\vec{r}, t) = \sum_{k=1}^N \hat{f}_k^m(t) \psi_k(\vec{r}),$$

в результате чего исходное уравнение сведется к следующей системе алгебраических уравнений:

$$\sum_{k=1}^N \frac{\partial \hat{w}_k^m}{\partial t} \int_{V_m} \psi_l \psi_k dV + \sum_{k=1}^N \hat{f}_k^m \Big|_{\Gamma} \vec{n}^m \int_{S_m} \psi_l \psi_k dS + \sum_{k=1}^N \hat{f}_k^m \int_{V_m} \psi_k (\nabla \psi_l) dV,$$

где \vec{n}^m – единичный вектор внешней нормали поверхности ∂V^m . Данное уравнение может быть записано в матричном виде:

$$\hat{M}^m \frac{\partial \hat{w}^m}{\partial t} + \sum_i [(\hat{B}_r^m)^i \hat{f}_r^m \Big|_{\Gamma^i} + (\hat{B}_z^m)^i \hat{f}_z^m \Big|_{\Gamma^i}] + \hat{K}_r^m \hat{f}_r^m + \hat{K}_z^m \hat{f}_z^m = 0$$

где \hat{M}^m, \hat{B}^m и \hat{K}^m – матрица масс, потоковая матрица и матрица жесткости для элемента V^m . Суммирование ведется по всем границам элемента m . В общем виде выражения для \hat{M}^m, \hat{B}^m и \hat{K}^m имеют следующий вид:

$$\hat{M}_{lk}^m = \int_{V_m} \psi_l \psi_k dV, \quad [\hat{K}_r^m]_{lk} = \int_{V_m} \psi_k \frac{\partial \psi_l}{\partial r} dV, \quad [\hat{K}_z^m]_{lk} = \int_{V_m} \psi_k \frac{\partial \psi_l}{\partial z} dV$$

$$[\hat{B}_r^m]_{lk} = \int_u \int_v (\psi_l \psi_k) N_r dudv, \quad [\hat{B}_z^m]_{lk} = \int_u \int_v (\psi_l \psi_k) N_z dudv$$

Здесь N_r и N_z есть r и z -компоненты вектора внешней нормали \vec{N} поверхности S элемента расчетной сетки. Если поверхность элемента задается некоторым векторным уравнением $\vec{r} = \vec{r}(u, v), \{u, v\} \in \Omega$, тогда $\vec{N} = [\vec{r}_u, \vec{r}_v]^1$. Для дальнейшего решения системы ОДУ относительно $\hat{w}_k^m(t)$ необходимо выбрать

¹ $\vec{r}_u \equiv \frac{\partial \vec{r}}{\partial u}, \vec{r}_v \equiv \frac{\partial \vec{r}}{\partial v}$

способ аппроксимации потока \vec{f} на границе ячейки. В данной работе для приближения невязкого потока \vec{f}^E используется соотношение Лакса-Фридрикса:

$$f_{\Gamma}^E = \frac{1}{2} (\vec{f}_+^E + \vec{f}_-^E) \cdot \vec{n}_{\Gamma} - \frac{1}{2} \tau (w_+ - w_-)$$

где \vec{n}_{Γ} – внешняя нормаль границы рассматриваемой ячейки; величины с нижним индексом «+» берутся из самого элемента, а с индексом «-» берутся из соседнего.

Для случая вязкого потока $\vec{f}^{visc}(w, \nabla w) = \sum_{k=1}^N (\hat{f}^{visc})_k^m(t) \psi_k(\vec{r})$ для получения выражений для $(\hat{f}_{\Gamma}^{visc})_k^m$ через $(\hat{w}_{\pm})_k^m$ предварительно необходимо рассчитать значения градиента величины w внутри самой ячейки. Для этого производные представляются в виде разложения по базисным функциям

$$\frac{\partial w}{\partial x_i} = \sum_{k=1}^N g_{i,k}^m(t) \psi_k^m(\vec{r})$$

Последовательно домножая данное разложение на $\psi_l^m(\vec{r}), l = \overline{1, N}$ и интегрируя по объёму ячейки V^m , можно получить следующую систему уравнений относительно $g_{i,k}^m(t)$:

$$\int_{V_m} \sum_{k=1}^N g_{i,k}^m(t) \psi_k^m \psi_l^m dV - \int_{\partial V^m} \psi_l w dS + \int_{V_m} \frac{\partial \psi_l}{\partial x_i} \sum_{k=1}^N \hat{w}_k^m(t) \psi_k^m(\vec{r}) dV = 0, l = \overline{1, N}$$

Решение данной системы уравнений дает возможность получить выражения $g_{i,k}^m(t)$ через $(\hat{w}_{\pm})_k^m$ и итоговые выражения для $(\hat{f}_{\Gamma}^{visc})_k^m$

Для решения $\frac{\partial w}{\partial t} + \nabla(\vec{f}) = 0$ используется метод Рунге-Кутты второго порядка. Если записать исходную решаемую задачу в виде $\frac{\partial \hat{w}}{\partial t} = \hat{f}(t, \hat{w})$, то значение \hat{w} , на временном слое $n + 1$ будет определяться через значения на временном слое n следующим образом

$$\hat{w}^{n+1/2} = \hat{w}^n + \frac{\Delta t}{2} \hat{f}(t^n, \hat{w}^n), \quad \hat{w}^{n+1} = \hat{w}^n + \Delta t \hat{f}(t^{n+1/2}, \hat{w}^{n+1/2})$$

Шаг по времени Δt определяется через число Куранта C :

$$\Delta t = C \frac{\min_{m=1 \dots M} (d^m)}{\max_{m=1 \dots M} (\lambda^m)}$$

Система алгебраических уравнений, получающаяся в результате аппроксимации системы уравнений, описывающих основное установившееся течение, решается перезапускаемым методом обобщенных минимальных невязок (GMRES(m) – Restarted General Minimal RESiduals). Расчет по времени прекращается, когда относительное отклонение поля давления в КС на $n + 1$ временном слое от поля давления на временном слое n по норме L_1 не превосходит наперед заданного значения (в данном случае $\delta_{L1} = 0,01$). В качестве начального значения давления продуктов сгорания p_0^{init} берется значение,

удовлетворяющие уравнению баланса расходов с поверхности горения и через сопло при реализации сверхзвукового течения (при фиксированном радиусе проточной части КС):

$$\rho_T u_T (p_0^{init}) S_T = \frac{p_0^{init} F_{кр}}{\sqrt{\left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} \gamma R T_0}},$$

где S_T – площадь горения топлива; $F_{кр}$ – площадь критического сечения сопла. После отыскания параметров стационарного течения в камере сгорания полученные значения подставляются в линеаризованную систему уравнений:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \rho'}{\partial t} + \nabla(\rho_0 \vec{u} + \rho' \vec{u}_0) = 0 \\ \frac{\partial(\rho_0 \vec{u}' + \rho' \vec{u}_0)}{\partial t} + \nabla(\rho' \vec{u}_0 \otimes \vec{u}_0 + \rho_0 \vec{u}' \otimes \vec{u}_0 + \rho_0 \vec{u}_0 \otimes \vec{u}' - \vec{\tau}') = 0 \\ \frac{\partial(\rho' \varepsilon_0 + \rho_0 \varepsilon')}{\partial t} + \nabla[\vec{u}_0 \rho_0 \varepsilon' + \vec{u}_0 \rho' \varepsilon_0 + \vec{u}' \rho_0 \varepsilon_0 - \vec{\tau}' \vec{u}_0 - \vec{\tau}_0 \vec{u}'] + \nabla \vec{q}' = 0 \\ p' = \rho' R T_0 + \rho_0 R T' \end{array} \right.$$

В рамках энергетической методики было показано, что при режимах течения, реализующихся в камере сгорания ЭУТТ, диссипация энергии малых возмущений, обусловленная вязкостью и теплопроводностью газа, значительно ниже диссипации энергии, вызванной её выносом через сопло. Поэтому членами $\vec{\tau}'$, $\vec{\tau}' \cdot \vec{u}_0$, $\vec{\tau}_0 \cdot \vec{u}'$ и $\nabla \cdot \vec{q}'$ можно пренебречь, т.е. рассматривать линеаризованные уравнения Эйлера.

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \rho'}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_0 \vec{u} + \rho' \vec{u}_0) = 0 \\ \frac{\partial(\rho_0 \vec{u}' + \rho' \vec{u}_0)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho' \vec{u}_0 \otimes \vec{u}_0 + \rho_0 \vec{u}' \otimes \vec{u}_0 + \rho_0 \vec{u}_0 \otimes \vec{u}' + p') = 0 \\ \frac{\partial(\rho' \varepsilon_0 + \rho_0 \varepsilon')}{\partial t} + \nabla \cdot [\vec{u}_0 \rho_0 \varepsilon' + \vec{u}_0 \rho' \varepsilon_0 + \vec{u}' \rho_0 \varepsilon_0 + p' \vec{u}_0 + p_0 \vec{u}'] = 0 \\ p' = \rho' R T_0 + \rho_0 R T' \end{array} \right.$$

Акустические свойства зоны горения, стенки КС и соплового блока характеризуются значениями акустических импедансов Z_b , Z_w и Z_n . Для поверхности горения в качестве её характеристики вместо акустического импеданса Z_b чаще используется безразмерная акустическая проводимость.

В случае распространения возмущений в движущейся среде связь между пульсациями давления p' и нормальной компонентой пульсации скорости \vec{u}' на границе области с импедансом Z определяется выражением:

$$\vec{u}' \cdot \vec{n} = \frac{p'}{Z} + \frac{1}{i\omega} \vec{u}_0 \cdot \nabla \left(\frac{p'}{Z} \right) - \frac{p'}{i\omega Z} \vec{n} \cdot (\vec{n} \cdot (\nabla \cdot \vec{u}_0))$$

Таким образом, для поверхности топлива имеем:

$$\vec{u}'_b \cdot \vec{n} = \frac{p'_b}{Z_b} + \frac{1}{i\omega} \vec{u}_{0b} \cdot \nabla \left(\frac{p'_b}{Z_b} \right) - \frac{p'_b}{i\omega Z_b} \vec{n} \cdot (\vec{n} \cdot (\nabla \cdot \vec{u}_{0b}))$$

На стенке камеры сгорания в силу условия прилипания $\vec{u}_{0w} = 0$. При этом предполагается, что на стенке амплитуда падающей волны равняется амплитуде отраженной, т.е. $Z_w \rightarrow \infty$. Отсюда следует, что

$$\vec{u}'_w \cdot \vec{n} = 0$$

Для соплового блока справедливо следующее соотношение:

$$\vec{u}'_n \cdot \vec{n} = \frac{p'_n}{Z_n}$$

В случае, когда длина волны существенно превосходит длину докритической части сопла, рассмотрение отражения волн в КС существенно упрощается. В рамках данных допущений можно получить следующее выражение для Z_n :

$$Z_n = \frac{2\bar{\rho}_0 \bar{c}_0}{(\gamma - 1)\bar{M}_0},$$

где $\bar{\rho}_0$, \bar{c}_0 и \bar{M}_0 – среднее значение плотности основного течения, скорости звука и числа Маха на входе в сопло. При этом данное граничное условие выставляется не в критическом сечении сопла, а на входе в сопло.

Исходная система линеаризованных уравнений решается в частотной области – предполагается, что возмущения в КС являются гармоническими по времени, т.е. $\vec{q}'(r, z, t) = \hat{\vec{q}}'(r, z)e^{i\omega t}$, где $\vec{q}' = [\rho', \rho_0 \vec{u}' + \rho' \vec{u}_0, \rho_0 \varepsilon' + \rho' \varepsilon_0]^T$. Таким образом, исходная система уравнений сводится к виду

$$\begin{cases} i\omega \hat{\rho}' + \nabla(\rho_0 \hat{\vec{u}}' + \hat{\rho}' \vec{u}_0) = 0 \\ i\omega(\rho_0 \hat{\vec{u}}' + \hat{\rho}' \vec{u}_0) + \nabla(\hat{\rho}' \vec{u}_0 \otimes \vec{u}_0 + \rho_0 \hat{\vec{u}}' \otimes \vec{u}_0 + \rho_0 \vec{u}_0 \otimes \hat{\vec{u}}' + \hat{p}') = 0 \\ i\omega(\hat{\rho}' \varepsilon_0 + \rho_0 \hat{\varepsilon}') + \nabla \cdot [\vec{u}_0 \rho_0 \hat{\varepsilon}' + \vec{u}_0 \hat{\rho}' \varepsilon_0 + \hat{\vec{u}}' \rho_0 \varepsilon_0 + p' \vec{u}_0 + p_0 \hat{\vec{u}}'] = 0 \\ \hat{p}' = \hat{\rho}' RT_0 + \rho_0 RT' \end{cases}$$

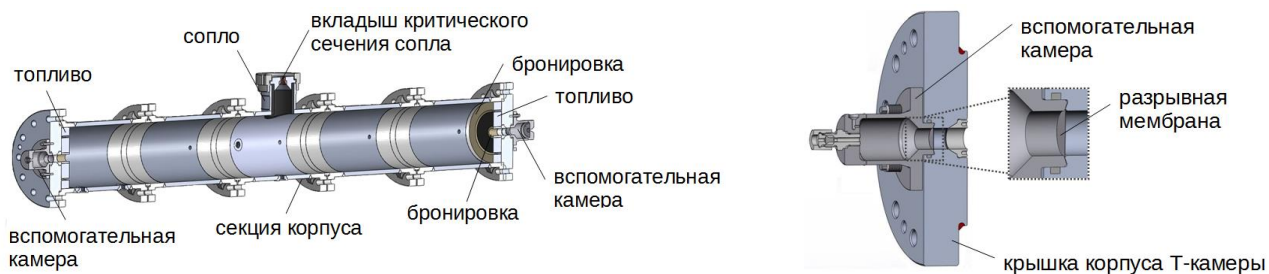
Данная система уравнений является линейной. Процесс дискретизации уравнений аналогичен процессу дискретизации для системы уравнений для основного течения. При этом в силу линейности потоков их аппроксимация выполняется существенно проще. После дискретизации задача сводится к поиску собственных значений в общей постановке:

$$A \vec{q}' = \omega B \vec{q}',$$

где матрицы A и B можно выразить через матрицу масс, потоковую матрицу и матрицу жесткости.

Третья глава посвящена описанию предлагаемой экспериментальной методики измерения акустической проводимости зоны горения топлива. Описываются схема экспериментальной установки, порядок проведения эксперимента, а также способ последующей обработки полученных экспериментальных данных. В Главе 3 приводятся результаты по определению акустической проводимости безметалльного и металлизированного составов в диапазоне частот до 1000 Гц для трёх давлений в камере сгорания. Полученные данные сопоставляются с данными для схожих топлив.

Для экспериментального определения акустических свойств зоны горения предлагается использовать импульсную Т-камеру, схема которой представлена на рис. 1. В состав установки входят классическая Т-камера и две вспомогательных камеры генерации возмущений давления (далее ВК). Т-камера состоит из пяти съёмных стальных секций. Длина проточной части Т-камеры 1700 мм, диаметр – 151 мм. Изменение числа секций Т-камеры позволяет варьировать частоту создаваемых продольных колебаний продуктов сгорания. Конструкция соплового блока предусматривает возможность изменение диаметра критического сечения до запуска установки путём замены молибденового вкладыша. В свободном объёме ВК размещается пиротехнический состав, обеспечивающий разрыв металлической мембраны, зажимаемой в канале, соединяющем свободный объём ВК и Т-камеры. Посадочное место разрывной мембраны в крышке Т-камеры и поверхность ответной детали ВК имеют форму усеченного конуса. Данная конструкция позволяет сформировать при зажиме мембраны кольцевой концентратор напряжений, по которому происходит её разрыв.



а) схема импульсной Т-камеры:

б) схемы вспомогательной камеры генерации возмущений давления

Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

Для определения акустической проводимости зоны горения исследуемого состава проводится серия опытов. Для каждого опыта изготавливаются образцы в форме цилиндра с центральным отверстием. В первом опыте ВК не используются, а по торцам Т-камеры устанавливаются крышки без отверстий, к внутренней поверхности которых приклеиваются изготовленные образцы. В начальный момент времени после появления тока в цепи происходит одновременное срабатывание воспламенительных устройств, необходимых для поджига основного наполнителя. По полученным данным определяется продолжительность работы установки, используемая в дальнейшем для правильного выставления временной задержки для своевременного срабатывания пиротехнических составов в ВК в последующих запусках. В дальнейших запусках

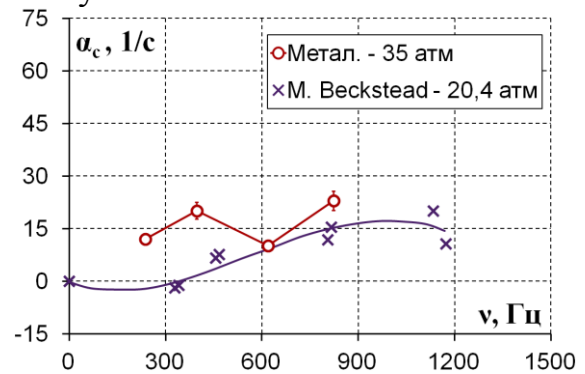
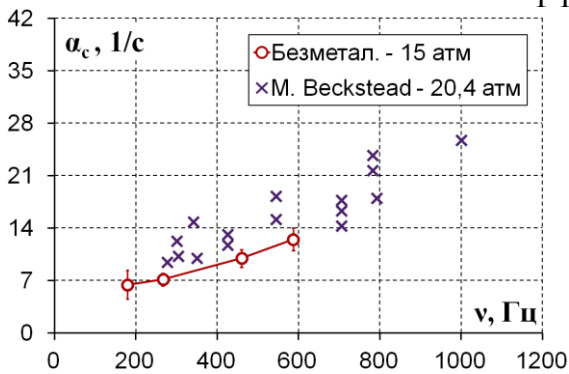
по торцам Т-камеры устанавливаются две ВК с металлическими мембранами. Внутри ВК располагаются воспламенительные устройства. Времена задержки между срабатыванием воспламенительных устройств выставляются таким образом, чтобы срабатывание ВК приходилось на основной период работы установки и на участок спада, в момент, когда оба заряда уже выгорели. При достижении в ВК давления разрыва мембраны в Т-камере создается импульс давления, который затухает со временем. Пульсации давления в эксперименте фиксируются охлаждаемыми высокочастотными датчиками давления (ДДИ-21), на основании показаний которых рассчитываются коэффициенты затухания первого и второго импульсов. По полученным коэффициентам затухания рассчитывается акустическая проводимость зоны горения топлива и функция отклика зоны горения по давлению. Для первого импульса коэффициент затухания $\alpha_1 = \alpha_c + \alpha_d$, где $\alpha_c > 0$ – коэффициент затухания, характеризующий приток энергии от поверхности горения топлива; $\alpha_d < 0$ – коэффициент затухания, описывающий диссипацию акустической энергии Т-камере. При этом $\alpha_c = 2f \frac{S_b a_{th}}{S_c a} (A_b + M_b)$, где f – частота реализуемых колебаний; S_b – площадь горения топлива; S_c – площадь проточной части Т-камеры; $a = 2Lf$ – скорость звука; L – длина проточной части Т-камеры; $a_{th} = \sqrt{\gamma R T_{th}}$ – теоретическая скорость распространения звуковых волн в ПС, находящихся в термодинамическом равновесии; $R = \frac{R_{ун}}{\mu_g}$ – газовая постоянная; μ_g – молярная масса продуктов сгорания; T_{th} – температура продуктов сгорания; A_b – акустическая проводимость зоны горения; $M_b = \frac{\rho_T u_T(P_g)}{a \rho_{th}}$ – число Маха у поверхности горения; ρ_T – плотность топлива; $u_T(P_g)$ – скорость горения топлива.

Для второго импульса $\alpha_c = 0$. Таким образом, для акустической проводимости справедливо соотношение $A_b = \frac{1}{2} \left(\frac{\alpha_1}{f_1} - \frac{\alpha_2}{f_2} \right) \frac{S_c}{S_b} \frac{a}{a_{th}} - M_b$

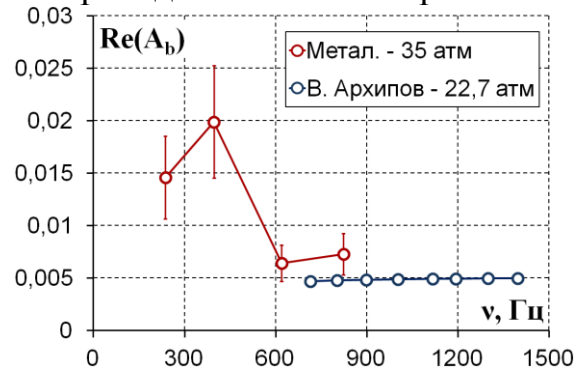
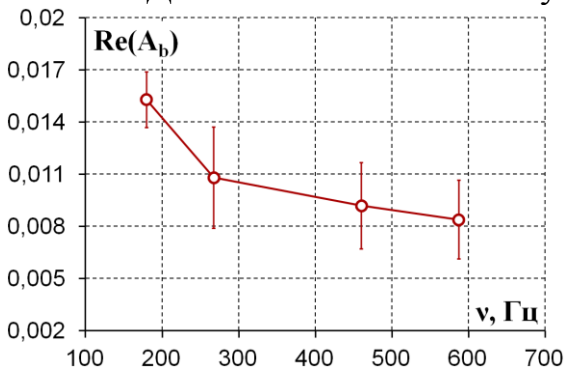
Для получения значений акустической проводимости при других частотах и давлениях в установке изменяются количество секций и диаметр критического сечения сопла. Функция отклика зоны горения по давлению R_b связана с акустической проводимостью соотношением $R_b = \frac{1}{\gamma} + \frac{A_b}{\gamma M_b}$.

В работе проводились измерения акустической проводимости зоны горения для низкотемпературного безметалльного топлива (ПХА-70%, связка-22%) и металлизированного топлива (ПХА-70%, связка-11%, алюминий-18%). Значения коэффициента затухания, акустической проводимости и функции отклика по давлению для указанных топлив изображены на рис. 2. Для обоих составов проводилось измерение акустической проводимости при трёх различных давлениях в КС в указанных диапазонах частот.

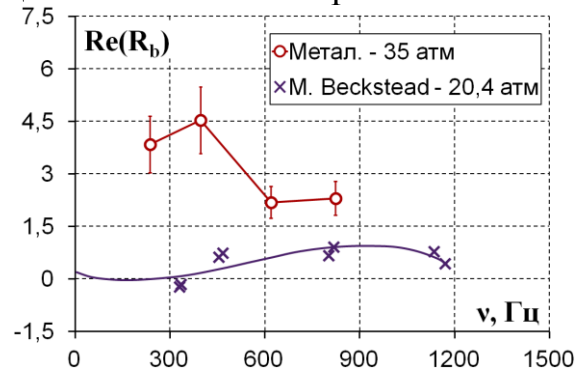
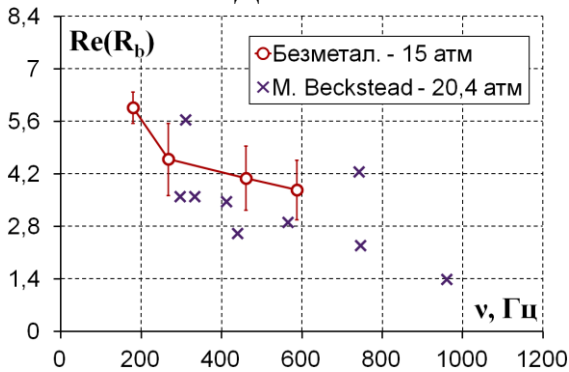
Коэффициент затухания



Действительная часть акустической проводимости зоны горения



Действительная часть функции отклика зоны горения



Зависимость действительной части функции отклика зоны горения от среднего давления

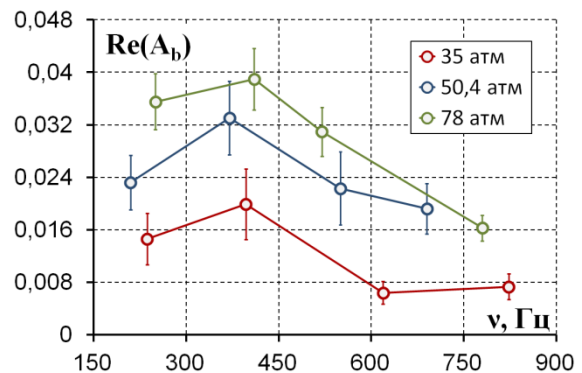
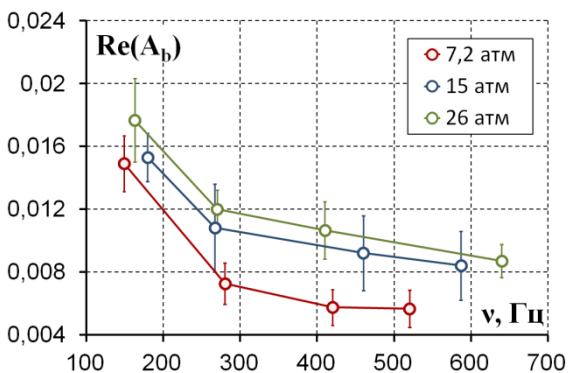


Рис. 2. Акустические свойства зоны горения безметалльного и металлизированного топлив.

Для безметалльного топлива наблюдается монотонное убывание акустической проводимости A_b с увеличением частоты пульсаций давления, в то время как для металлизированного топлива наблюдается максимум в указанном диапазоне частот и давлений.

В четвертой главе диссертации представлены результаты исследования устойчивости рабочего процесс в различных ЭУТТ, проводимых с помощью модифицированной энергетической методики, и предложенной автором методики, основанной на численном решении линеаризованных уравнений методом Галеркина с разрывными базисными функциями. В первом пункте проводится сравнение результатов расчетов устойчивости трех тестовых ЭУ, проводимых в рамках энергетической методики с использованием двух способов усреднения рабочих параметров в камере сгорания установки по времени. Во втором пункте главы рассматриваются тестовые задачи определения собственных колебаний в областях простой формы, численно решаемые методом разрывных функций Галеркина. В третьем пункте представлены результаты расчетов коэффициентов затухания шести модельных ЭУТТ с цилиндрическим наполнителем, проводимых с использованием разработанной автором методики. Все ЭУ работают на безметалльных топливах, акустические характеристики которых представлены в литературе. В четвертом пункте приводятся результаты расчетов для ЭУ, где в качестве топлива используется металлизированное топливо №2, акустические свойства зоны горения которого были получены с использованием импульсной Т-камеры и представлены в Главе 3. В конце Главы 4 представлены результаты расчетов устойчивости ЭУТТ с каналом сложной формы, в котором используется безметалльное топливо.

Расчеты устойчивости модельных ЭУТТ в рамках **энергетической методики** проводятся для установок, параметры которых представлены в таб. 1. Для получения значения коэффициента затухания α осуществляется усреднение уравнения изменения энергии возмущения по времени двумя способами: усреднение $\langle q \rangle = \frac{k}{2\pi} e^{\alpha t} \int_0^{\frac{2\pi}{k}} q(t) \cdot e^{-\alpha t} dt$, используемое в работах Г. Фландро (G. Flandro), и классическое усреднение $\langle q \rangle = \frac{k}{2\pi} e^{\alpha t} \int_0^{\frac{2\pi}{k}} q(t) \cdot e^{-\alpha t} dt$.

Таб. 1. Параметры ЭУ

ЭУ	L , м	R , м	M_b	f , Гц	A_b	α_0 , м/с
Малые	0,6	0,025	$1,7 \cdot 10^{-3}$	1227	2,5	1427
Средние	2,03	0,102	$3,1 \cdot 10^{-3}$	360	1,2	1462
Крупногабаритные	35,1	0,7	$2,3 \cdot 10^{-3}$	19,5	1	1369

На рис. 3 представлены зависимости коэффициентов затухания α от радиуса канала и от скорости вдува с поверхности горения (M_b) для указанных двигателей.

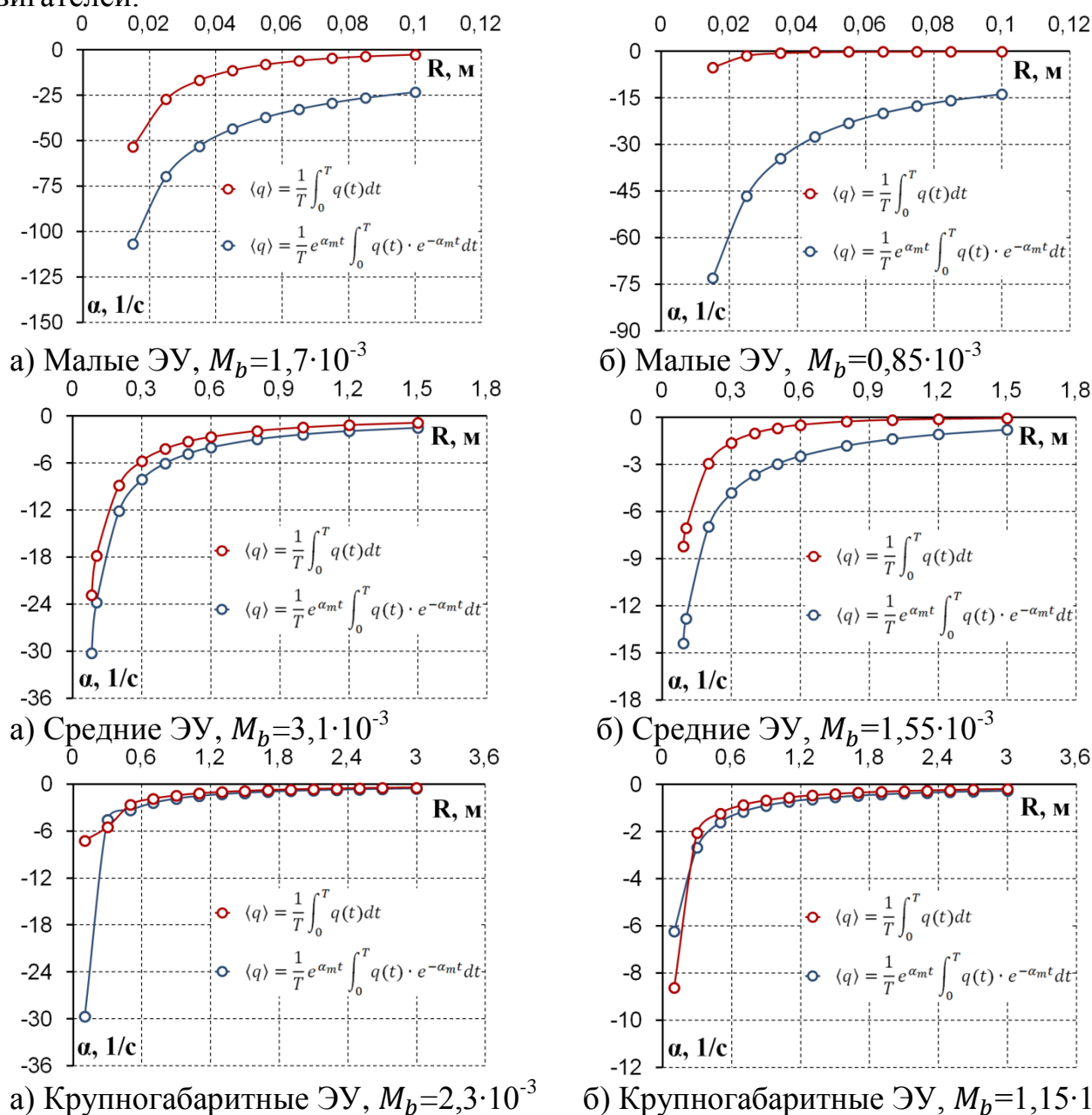


Рис. 3. Зависимость устойчивости различных ЭУ от способа усреднения по времени рабочих параметров в КС.

Согласно рис. 3 рабочий процесс является устойчивым к возмущениям малой амплитуды на протяжении всего времени работы для всех рассматриваемых ЭУТТ, независимо от способа усреднения рабочих параметров. Однако

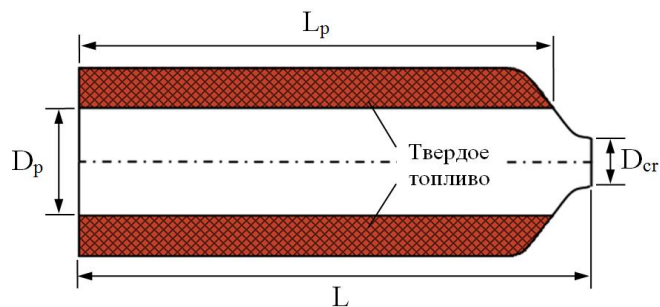
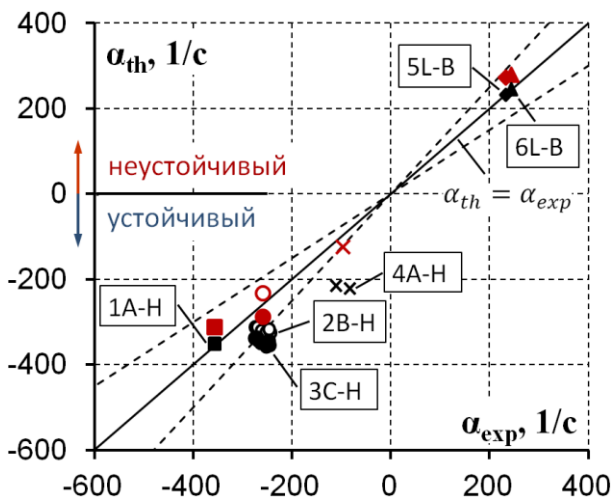
усреднение, используемое в работах Г. Фландро, завышает устойчивость ЭУ. Данное обстоятельство по-разному проявляется для различных ЭУТТ: наибольшее расхождение в результатах наблюдается для двигателей малой тяги, в то время как наименьшее различие – для крупногабаритных. Различие коэффициента затухания, полученного двумя методами усреднения, на начальном этапе работы ЭУТТ составляет 61%, 32% и 26% для малых, средних и крупногабаритных установок соответственно. Полученные результаты указывают на целесообразность использования классического усреднения, используемого автором.

Верификация методики определения продольной линейной неустойчивости рабочего процесса в ЭУТТ, основанной на численном решении линеаризованных уравнений методом Галеркина с разрывными базисными функциями, проводится на экспериментальных данных, полученных Харрисом и Бломшильдом (P. Harris, F. Blomshield) для шести ЭУТТ. В данной серии экспериментов в ЭУ создавался одиночный импульс давления, амплитуда которого составляла не более 10% от среднего давления, и измерялся коэффициент затухания. Все рассматриваемые установки снаряжены наполнителем с каналом в форме цилиндра. Характеристики топлив и параметры двигателей представлены в литературе.

На рис. 4 представлены результаты расчетов α для шести ЭУ. Черно-белые обозначения – данные, полученные Харрисом и Бломшильдом (расчетные значения получены с использованием методики Калика), красные – результаты расчетов с использованием методики, разработанной автором. По оси x отложены значения α , полученные экспериментально, а по оси y – расчетные значения α . Геометрическое место точек, для которых экспериментальные и расчетные значения α совпадают, представлено сплошной черной линией на графике. К областям, ограниченными пунктирными линиями, относится множество точек, для которых расчетные значения α лежат в диапазоне $\pm 25\%$ от соответствующего экспериментального значения α .

Как видно из рис. 4, все установки из работы Харриса (индекс «Н» в наименовании установки) являются устойчивыми по отношению к малым возмущениям. Двигатели 2В-Н, 3С-Н и 4А-Н в реальности являются менее устойчивыми, чем это предсказывает полуаналитическая методика Калика (точки на графике лежат ниже кривой точного совпадения). Для двигателей 2В-Н и 3С-Н данные, полученные по методике Калика, укладываются в диапазон 50% отклонения от экспериментальных данных. Наибольшее отклонение ($>50\%$) наблюдается для двигателей 4А-Н. Данное завышение устойчивости для большинства двигателей может быть связано с неточностями экспериментального определения функции отклика зоны горения по давлению для рассматриваемых топлив.

Расчетные значения α , полученные с использованием описанной в данной работе методики, лежат в диапазоне 25 % отклонения от результатов, полученных экспериментально. При этом все значения α лежат выше значений, полученных по методике Калика. Двигатели 1А-Н и 2В-Н являются более устойчивыми, чем это предсказывает предложенная методика.

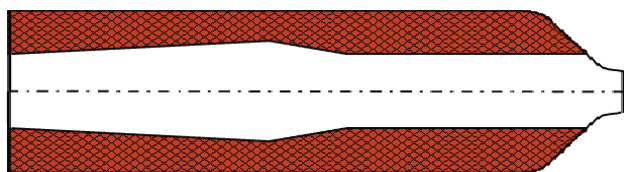


Наименование ЭУТТ	D_p , мм	D_{cr} , мм	L_p , мм	L , мм
1А-Н	66,6	25,6	777	820
2В-Н	67,2	25,6	777	820
3С-Н	67,7	25,6	777	820
4А-Н	123,4	47,3	1438	1509
5L-B	90	40,01	1700	1785
6L-B	90	43,43	1700	1785

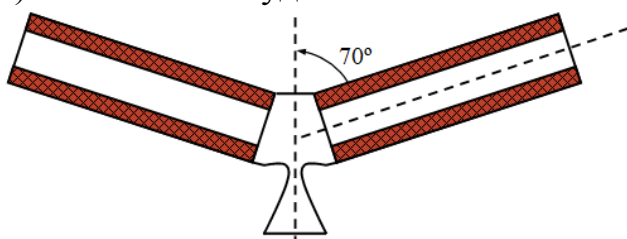
а) коэффициент затухания для ЭУТТ

б) параметры ЭУТТ

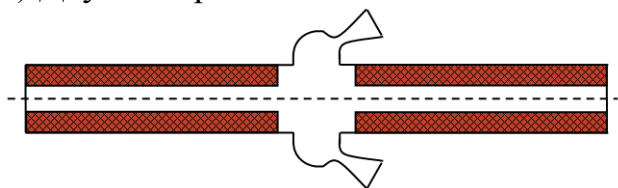
Рис. 4. Результаты верификации методики для шести ЭУТТ (Р. Harris, F Blomshield).



а) ЭУ большого удлинения



б) Двухкамерная ЭУ



в) Многосопловая ЭУ

Рис. 5. Схемы ЭУТТ.

Также в работе исследуется устойчивость двух энергетических установок, использующих металлизированное топливо: установка большого удлинения двухкамерная ЭУ (рис. 5-а, б). Также исследуется устойчивость двухкамерной многосопловой ЭУТТ, использующей безметальное топливо в форме звезды (рис. 5-в). Устойчивость всех трёх установок рассматривается в четырех последовательных моментах времени.

Для использования осесимметричной реализации предлагаемого метода геометрия проточной части двухкамерных ЭУ претерпевает следующие изменения: 1) обе камеры располагаются соосно; 2) сопловый блок, расположенный между камерами сгорания, заменяется кольцевым соплом таким образом, чтобы площадь критического сечения нового сопла равнялась площади критического сечения исходного.

В начальный момент времени проточная часть камеры сгорания многосопловой ЭУТТ (рис. 5-в) является существенно трехмерной. Однако по мере выгорания наполнителя поперечное сечение проточной части стремится к форме круга, что позволяет использовать осесимметричную реализацию предлагаемой методики. Для ЭУ,

использующих в качестве топлива металлизированный состав, необходимо учесть диссипацию энергии возмущения на частицах конденсированной фазы. С учетом данного обстоятельства суммарный коэффициент затухания α может быть представлен в виде

$$\alpha = \tilde{\alpha} + \alpha_p,$$

где $\tilde{\alpha}$ – коэффициент затухания, обусловленный особенностями основного течения в КС, стоком энергии через сопло и взаимодействием возмущения с зоной горения топлива; α_p – коэффициент затухания, обусловленный диссипацией энергии возмущений на частицах конденсированной фазы. Для расчета α_p : используется следующее соотношение

$$\alpha_p = -\eta \frac{\omega \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2},$$

где η – массовая концентрация конденсированной фазы в ПС; $\tau = \frac{\rho_{\text{ч}}}{18\mu_{\text{visc}}} d_{\text{ч}}^2$ – время скоростной релаксации колеблющейся частицы; ω – угловая частота колебаний; $\rho_{\text{ч}}$ – плотность вещества частицы (в данном случае Al_2O_3); $d_{\text{ч}}$ – диаметр частицы.

Пространственное распределение пульсаций давления, радиальной и азимутальной компонент скорости в КС ЭУТТ большого удлинения при $t = 2,5$ с представлено на рис. 6. Результаты расчетов коэффициентов затухания и частоты реализуемых колебаний в различные моменты времени для указанных ЭУТТ представлены на рис. 7.

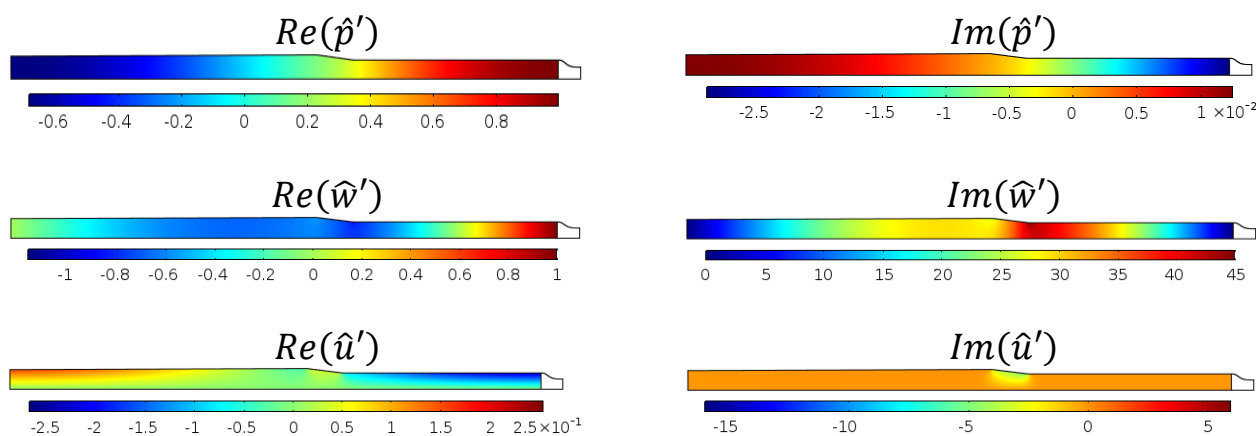


Рис. 6. Пространственное распределение пульсаций давления, радиальной и азимутальной компонент скорости в КС ЭУТТ большого удлинения при $t = 2,5$ с.

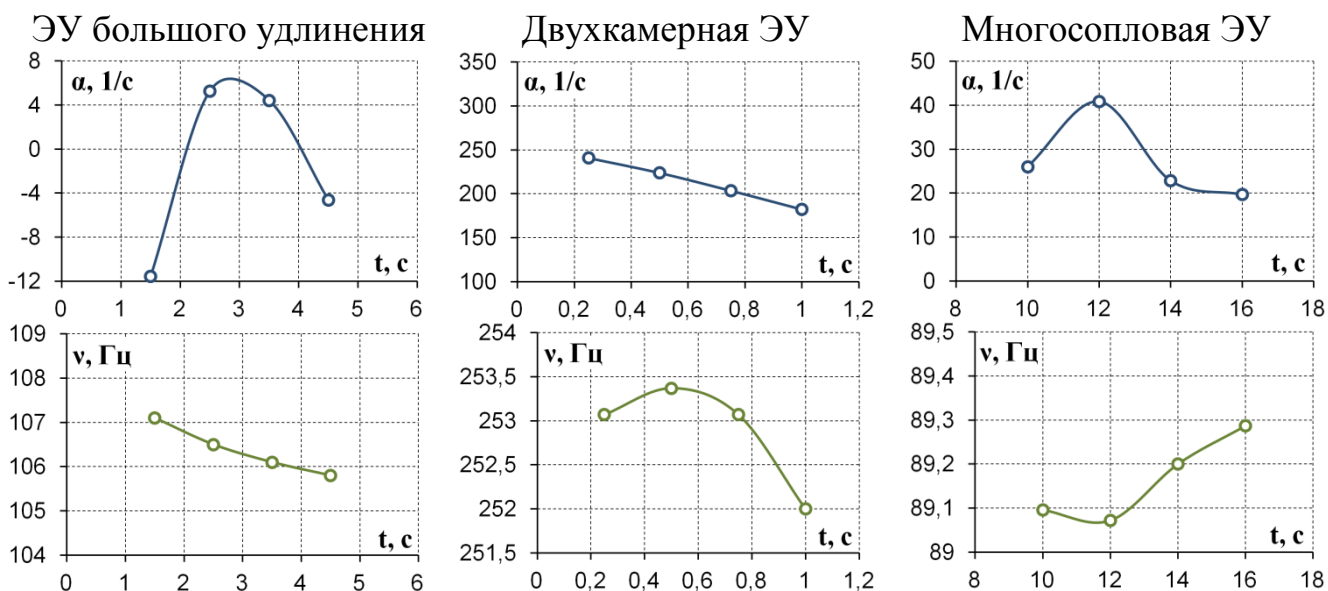


Рис. 7. Зависимость коэффициента затухания α (а) и частоты реализуемых колебаний ν (б) для различных ЭУ.

Как видно из рис. 7, рабочий процесс в двухкамерной установке и многосопловой ЭУ являются неустойчивыми на рассматриваемом временном интервале. В то время, как для ЭУ большого удлинения режим работы вначале является устойчивым, затем происходит потеря устойчивости на коротком интервале времени.

Основные результаты работы

1. Разработана методика определения продольной линейной неустойчивости рабочего процесса в ЭУТТ, в которую входит методика экспериментального определения акустической проводимости зоны горения топлива. Осуществлена верификация методики для шести ЭУТТ, работающих на безметалльных составах. Для всех установок полученные расчетные значения коэффициентов затухания лежат в пределах 25%-ой погрешности по сравнению с экспериментальными данными.
2. Определены акустическая проводимость и функция отклика зоны горения по давлению для безметалльного и металлизированного топлив в диапазоне частот 150...800 Гц и давлений 0,7...8 МПа с использованием разработанной экспериментальной установки.
3. Проведены расчеты устойчивости двух ЭУТТ, использующих металлизированное топливо. В результате численного эксперимента была показана неустойчивость указанных установок. Проведены расчеты устойчивости двухкамерной ЭУ, работающей на безметалльном топливе. Продемонстрирована возможность возникновения продольной неустойчивости на заключительном этапе работы установки.
4. Предложена модификация энергетической методики по определению линейной неустойчивости рабочего процесса в ЭУТТ. Проведены расчеты для трёх типов ЭУ, в рамках которых установлено, что известная ранее реализация методики завышает устойчивость установок, по сравнению с реализацией, предложенной в работе. Данное обстоятельство указывает на целесообразность использования предложенной реализации энергетической методики.

Список публикаций соискателя по теме диссертации

I. Научные труды, опубликованные в ведущих рецензируемых научных изданиях, рекомендованных ВАК Минобрнауки России:

1. Куроедов А.А., Лаптев И.В., Борисов Д.М. Влияние конденсированной фазы на акустическую неустойчивость в энергетических установках на твердом топливе, Труды МАИ, Выпуск № 90, 2016.
2. Куроедов А. А., Борисов Д. М. Влияние способа усреднения рабочих параметров энергетических установок на твердом топливе на значение коэффициента затухания акустических колебаний, Труды МАИ, Выпуск № 94, 2017.
3. Куроедов А. А., Борисов Д. М., Семёнов П. А. Определение акустической проводимости зоны горения безметалльных и металлизированных энергетических конденсированных систем, Труды МАИ, Выпуск №98, 2018

II. Другие научные труды, опубликованные по теме диссертации:

1. Куроедов А.А., Борисов Д.М., Лаптев И.В. Исследование влияния конденсированной фазы на акустическую неустойчивость в энергетических установках на твердом топливе // Труды 56-й научной конференции МФТИ, 2013, Т. 1. С. 106-107.