



Руслан Сейфетдинов

Рабочий процесс пульсирующих воздушно-реактивных двигателей

Методы моделирования

 **LAP**
LAMBERT
Academic Publishing

Руслан Сейфетдинов

Рабочий процесс пульсирующих воздушно-реактивных двигателей



Руслан Сейфетдинов

**Рабочий процесс
пульсирующих воздушно-
реактивных двигателей**

Методы моделирования

LAP LAMBERT Academic Publishing

Impressum/Imprint (nur für Deutschland/only for Germany)

Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek: Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über <http://dnb.d-nb.de> abrufbar.

Alle in diesem Buch genannten Marken und Produktnamen unterliegen warenzeichen-, marken- oder patentrechtlichem Schutz bzw. sind Warenzeichen oder eingetragene Warenzeichen der jeweiligen Inhaber. Die Wiedergabe von Marken, Produktnamen, Gebrauchsnamen, Handelsnamen, Warenbezeichnungen u.s.w. in diesem Werk berechtigt auch ohne besondere Kennzeichnung nicht zu der Annahme, dass solche Namen im Sinne der Warenzeichen- und Markenschutzgesetzgebung als frei zu betrachten wären und daher von jedermann benutzt werden dürften.

Coverbild: www.ingimage.com

Verlag: LAP LAMBERT Academic Publishing GmbH & Co. KG
Dudweiler Landstr. 99, 66123 Saarbrücken, Deutschland
Telefon +49 681 3720-310, Telefax +49 681 3720-3109
Email: info@lap-publishing.com

ДА: Самара, Самарский государственный аэрокосмический университет им. акад. С.П.Королева, 2008

Herstellung in Deutschland:
Schaltungsdienst Lange o.H.G., Berlin
Books on Demand GmbH, Norderstedt
Reha GmbH, Saarbrücken
Amazon Distribution GmbH, Leipzig
ISBN: 978-3-8454-1018-0

Только для России и стран СНГ

Библиографическая информация, изданная Немецкой Национальной Библиотекой. Немецкая Национальная Библиотека включает данную публикацию в Немецкий Книжный Каталог; с подробными библиографическими данными можно ознакомиться в Интернете по адресу <http://dnb.d-nb.de>.

Любые названия марок и брендов, упомянутые в этой книге, принадлежат торговой марке, бренду или запатентованы и являются брендами соответствующих правообладателей. Использование названий брендов, названий товаров, торговых марок, описаний товаров, общих имён, и т.д. даже без точного упоминания в этой работе не является основанием того, что данные названия можно считать незарегистрированными под каким-либо брендом и не защищены законом о брендах и их можно использовать всем без ограничений.

Изображение на обложке предоставлено: www.ingimage.com

Издатель: LAP LAMBERT Academic Publishing GmbH & Co. KG
Dudweiler Landstr. 99, 66123 Saarbrücken, Germany
Телефон +49 681 3720-310, Факс +49 681 3720-3109
Email: info@lap-publishing.com

Напечатано в России
ISBN: 978-3-8454-1018-0

АВТОРСКОЕ ПРАВО ©2011 принадлежат автору и LAP LAMBERT Academic Publishing GmbH & Co. KG и лицензиарам
Все права защищены. Saarbrücken 2011

СОДЕРЖАНИЕ

Введение.....	3
1 Анализ рабочего процесса ПуВРД и методов его математического моделирования.....	5
1.1 Анализ рабочего процесса ПуВРД.....	5
1.2 Анализ существующих подходов к математическому моделированию рабочего процесса ПуВРД. Преимущества, недостатки, условия применимости.....	13
1.3 Анализ конструкций ПуВРД с аэродинамическим клапаном.....	43
2 Теоретическое исследование особенностей рабочего процесса ПуВРД с аэродинамическим клапаном.....	49
2.1 Методика трехмерного численного моделирования процессов смесеобразования, воспламенения, горения и течения методом контрольных объемов.....	51
2.2 Теоретическое исследование влияния скорости заряда на входе в камеру сгорания на процесс наполнения и горения.....	59
2.3 Теоретическое исследование формирования и эволюции контактного разрыва в резонансной трубе.....	65
2.4 Теоретическое исследование влияния U-образной формы резонансной трубы на форму и амплитуду волн давления.....	67
3 Разработка методики одномерного численного моделирования рабочего процесса ПуВРД с аэродинамическим клапаном.....	69
3.1 Составление системы дифференциальных уравнений нестационарного движения рабочего тела в проточной части ПуВРД.....	71
3.2 Получение из системы дифференциальных уравнений системы уравнений характеристик и уравнений совместности.....	79
3.3 Выявление типовых расчетных точек в проточной части ПуВРД и разработка алгоритмов их численного расчета.....	83

3.4	Разработка математической модели квазиизохорного процесса теплоподвода в камере сгорания ПуВРД.....	93
3.5	Разработка замкнутого алгоритма численного расчета рабочего процесса ПуВРД.....	97
4	Экспериментальное исследование рабочего процесса ПуВРД с аэродинамическим клапаном.....	101
4.1	Описание экспериментальной установки и системы измерения....	101
4.2	Экспериментальное исследование временных реализаций давления и динамики процесса запуска модельного ПуВРД. Проверка адекватности разработанной методики расчета.....	107
	Заключение.....	111
	Список использованных источников.....	113
	Приложения	

ВВЕДЕНИЕ

Расширение областей применения беспилотных летательных аппаратов (БЛА) приводит к необходимости разработки силовых установок различного типа, позволяющих успешно решать большой круг специфических задач. Основными типами двигателей, применяемых в составе силовых установок БЛА, являются поршневые, турбореактивные и пульсирующие воздушно-реактивные двигатели (ПуВРД). Из перечисленных типов двигателей менее изученными до сих пор остаются ПуВРД. Практически исчерпанные возможности снижения удельного расхода топлива современных газотурбинных двигателей (ГТД), привели к тому, что проблема разработки современных ПуВРД стала актуальной. Более того интерес к созданию ПуВРД для БЛА вызывает ожидаемая простота конструкции, дешевизна и надежность двигателя.

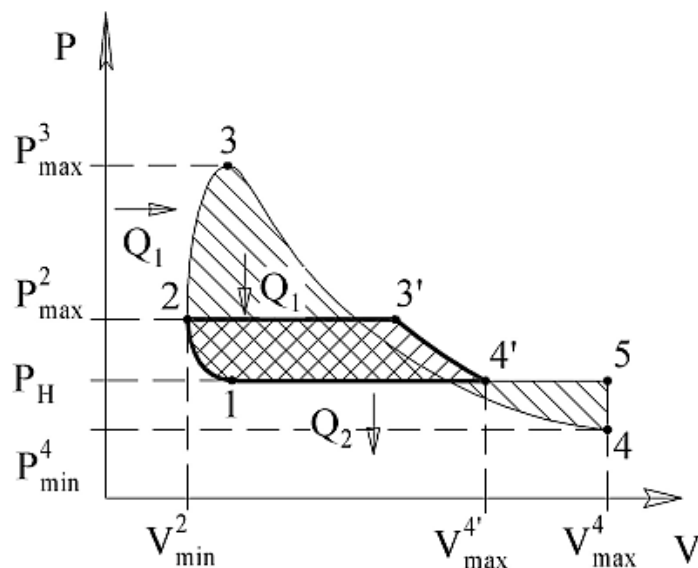


Рисунок 1 – Термодинамические циклы в PV – координатах [9, 10]
— цикл Брайтона ($p=const$);
--- цикл ПуВРД (модифицированный цикл Гемфри)

Известно, что термодинамические циклы с подводом теплоты при постоянном объеме являются более выгодными. Это объясняется большей теплонапряженностью процесса горения, большей степенью расширения и большим значением термического КПД, чем при $p=const$. Однако процесс подвода теплоты в цикле ПуВРД является квазиизохорным, поскольку

одновременно с процессом теплоподвода начинается процесс расширения (рисунок 1).

Проведенные к настоящему времени экспериментальные и теоретические исследования рабочих процессов в ПуВРД представляют большую научную ценность, однако носят разрозненный характер, что сдерживает внедрение ПуВРД, затрудняет разработку критериев оценки эффективности ПуВРД. Это связано с тем, что в настоящее время не существует единого мнения о механизмах рабочего процесса ПуВРД. Значение максимального и минимального давления в цикле ПуВРД определяется параметрами заряда в камере сгорания, которые в свою очередь определяются геометрией проточной части. В связи с этим необходимо разрабатывать методики расчета, позволяющие более детально моделировать рабочий процесс ПуВРД с учетом всей геометрии проточной части ПуВРД.

1 АНАЛИЗ РАБОЧЕГО ПРОЦЕССА ПУВРД И МЕТОДОВ ЕГО МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

1.1 АНАЛИЗ РАБОЧЕГО ПРОЦЕССА ПУВРД

Для обозначения положения пульсирующих воздушно-реактивных двигателей среди авиационных силовых установок необходимо провести классификацию типов авиадвигателей. В качестве отличительных признаков, по которым была проведена классификация, выбраны характеристики процессов горения в камерах сгорания авиационных двигателей.

Процессы горения можно классифицировать с точки зрения скорости распространения фронта пламени и характера протекания процесса горения (рисунок 1.1). Левая ветка схемы представляет процессы горения, которые нашли применение в авиационных силовых установках на данный момент, правая ветка представляет процессы горения, которые считаются перспективными, но не получившие практического применения на сегодняшний день.

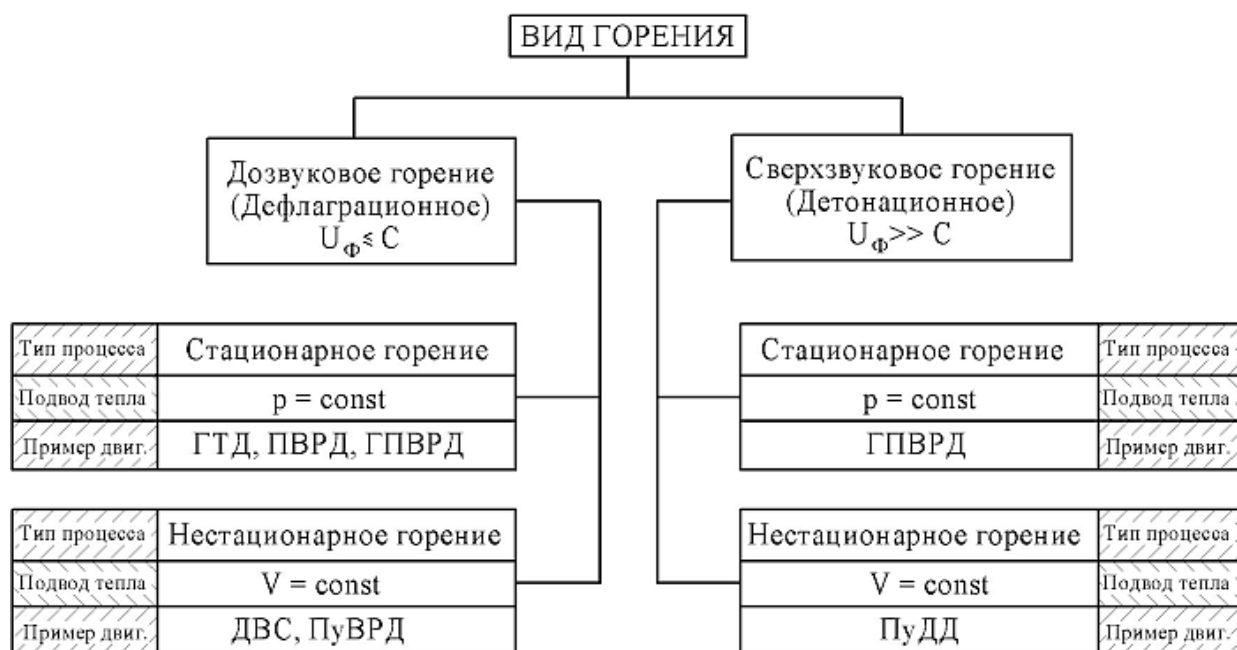


Рисунок 1.1 – Классификация процессов горения в авиационных силовых установках

U_{ϕ} - скорость распространения фронта пламени; C - местная скорость звука

Хорошо известно, что в камерах сгорания двигателей, работающих по циклу с подводом теплоты при постоянном давлении, также могут возникать

нестационарные процессы тепловыделения так называемое вибрационное горение или так называемая термоакустическая неустойчивость процесса горения. Вибрационное горение встречается в ракетных жидкостных и твердотопливных двигателях, основных и форсажных камерах ГТД, промышленных энергетических установках.

В настоящее время отсутствует четкое терминологическое разделение между нестационарными процессами, имеющими место в пульсирующем воздушно-реактивных двигателях, аппаратах пульсирующего горения и вибрационным горением. Причем если раньше вибрационное горение рассматривалось исключительно как отрицательное явление [13, 19, 20, 21] в энергетических установках, то, сейчас его рассматривают как один из перспективных способов повышения эффективности сжигания углеводородных топлив [5,10]. Многие авторы в своих работах не проводят четкой границы между пульсирующим и вибрационным горением. Данная ситуация во многом обусловлена родством физико-химических процессов, протекающих при вибрационном и пульсирующем горении. В связи с этим предложена классификация типов устройств реализующих нестационарные процессы горения (рисунок 1.2).

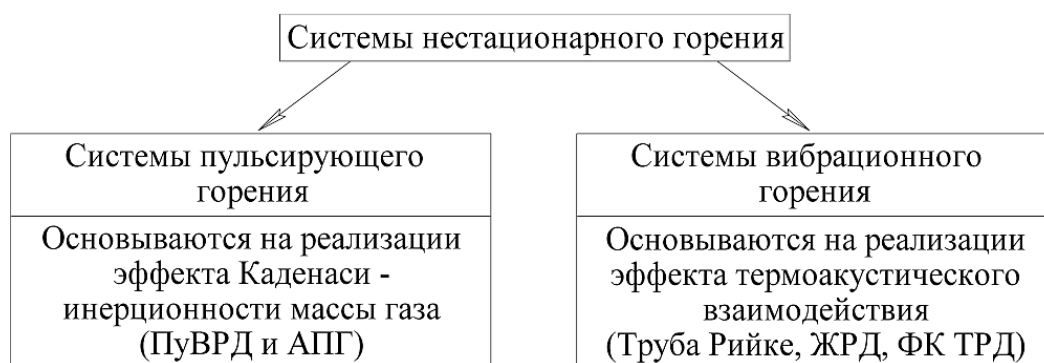


Рисунок 1.2 – Классификация типов устройств реализующих нестационарные процессы горения

Четкое представление типа устройства нестационарного горения позволяет определиться с математическим аппаратом и корректно выбрать подход при математическом моделировании рабочих процессов.

Поскольку рабочий процесс ПуВРД носит нестационарный характер, то проведение даже качественного анализ рабочего процесса весьма

затруднительно. В связи с этим, предлагается разложить рабочий процесс на составляющие и выделить три типа процессов: газодинамические, акустические и горение. Газодинамические процессы обусловлены переносом количества вещества и энергии, акустические – передачей только энергии, горение – подводом энергии (рисунок 1.3). Поскольку при нестационарном движении сплошной среды течение рабочего тела связано с распространением возмущений распространяющихся с местными скоростями звука, то предлагается акустические и газодинамические процессы объединить в один процесс и назвать его волновым.

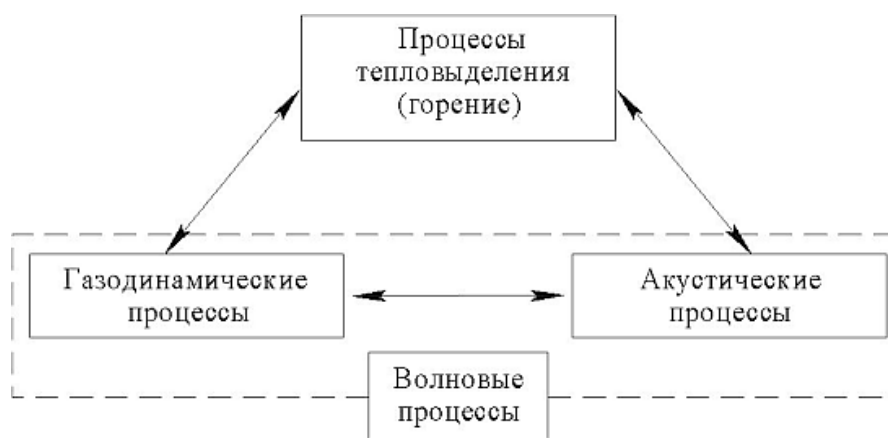


Рисунок 1.3 – Типы процессов в ПуВРД

Из рисунка 1.3 видно, что все три процесса взаимосвязаны и должны рассматриваться при описании рабочего процесса ПуВРД совместно.

Далее при анализе рабочего процесса ПуВРД основное внимание будет уделено волновым процессам, а анализ процесса тепловыделения будет проводиться косвенно, основываясь на массе горючей смеси поступающей в камеру сгорания.

Для проведения анализа рабочего процесса с точки зрения динамики волновых процессов удобно воспользоваться волновыми диаграммами для двигателя с механическими клапанами, поскольку волновая диаграмма в этом случае более доступна для анализа. На рисунке 1.4 представлена теоретическая волновая диаграмма, рассчитанная по линейным зависимостям метода характеристик для двигателя AS-014 /22/. При расчетах были введены следующие допущения: отношение длины заряда к общей длине двигателя ξ' на

первом цикле равно $1/7$, отношение пропускной площади клапанной решетки к площади поперечного сечения камеры сгорания равно 0.4, реальная форма проточной части аппроксимируется ступенчатым изменением сечения с отношением 0.5, длина волн считается бесконечно малой величиной.

Из диаграммы видно, что волна сжатия **a**, сформированная процессом горения, распространяется вправо и ускоряет рабочее тело в направлении выхлопа. Проходя через конфузторный участок, она распадается на прошедшую **a** и отраженную волну сжатия **c**. При этом по заряду в противоположную сторону движется волна разрежения **b**, которая также ускоряет продукты сгорания в направлении выхлопа и далее отражается от клапанной решетки в обратном направлении. На рисунке 1.4 в кружках цифрами обозначены номера областей, расчетные значения параметров состояния в которых приведены в приложении 1. Достигая среза резонансной трубы, волна сжатия **a** инвертируется, отражаясь волной разрежения **e**, которая, двигаясь в направлении клапанной решетки, продолжает ускорять поток в противоположном направлении - направлении выхлопа. Отраженная от клапанной решетки волна разрежения **b** продолжает двигаться за волной сжатия **a** (**e**) с отставанием. При этом, взаимодействуя со скачками поперечного сечения канала, волна **b** теряет свою интенсивность, распадаясь на отраженные и преломленные волны. Достигая клапанной решетки, отраженная волна **e** создает разрежение в проточной части у решетки, что приводит к открытию клапанов и начинается процесс всасывания через клапанную решетку. В это время волна **b** достигнув среза резонансной трубы отразилась волной сжатия **f** и останавливая процесс истечения движется в след за волной **e**.

По мере движения к клапанной решетке отраженная волна сжатия **f** сливается с вторичными отраженными волнами сжатия **g** и **h**, усиливая свою интенсивность.

Достигая клапанной решетки, суммарная волна **i**, проходя через заряд, тормозит его и, повышая давление у решетки, закрывает клапаны.

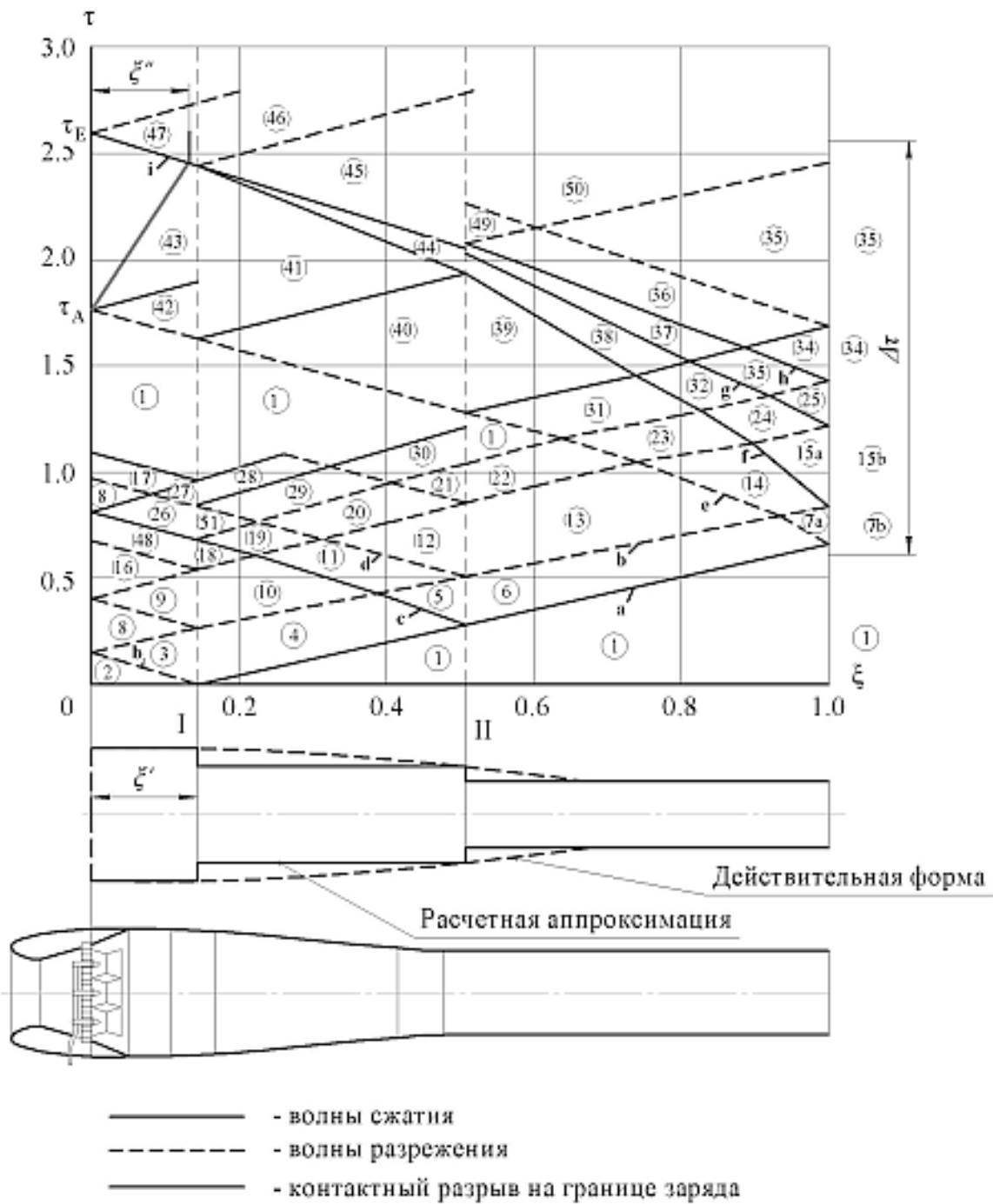


Рисунок 1.4 – Расчетная волновая диаграмма рабочего процесса ПуВРД AS-014 в представлении бесконечно малых волн /22/
 τ – безразмерное время; ξ – безразмерная длина

Начинается процесс горения второго цикла. Из рисунка 1.4 видно, что объем заряда на втором цикле ξ'' меньше объема исходного заряда. Как показали опыты объем заряда на втором и последующих циклах, как правило, меньше исходного, однако условие устойчивой работы требует, чтобы объем заряда от цикла к циклу существенно не менялся.

Волновая диаграмма наглядно демонстрирует, что рабочий процесс определяется формой проточной части ПуВРД. При этом волновая картина сильно зашумлена и движение основных волн, определяющих процессы всасывания и истечения, происходит на фоне многочисленных отраженных волн. Поэтому расчет и построение детальной волновой диаграммы даже в таком упрощенном виде представляет собой сложный и трудоемкий процесс, возлагающий на исследователя задачи определения и анализа волнового взаимодействия в процессе расчета. Далее будет показано, что наиболее простая картина течения характерная для формы проточной части постоянного поперечного сечения.

Поскольку волны конечной амплитуды, которые в действительности имеют место в рабочем процессе ПуВРД, имеют длину, то начало и конец волнового взаимодействия представляется на волновой диаграмме не в виде точки, а в виде областей. Так как допущение о бесконечно малых длинах волн не позволяет построить и проанализировать области волнового взаимодействия, то на рисунке 1.5 представлена волновая диаграмма, построенная с учетом длин волн, и позволяющая проанализировать области волнового взаимодействия. Для упрощения анализа представлена диаграмма для проточной части с постоянным поперечным сечением. На данном рисунке положительное избыточное давление обозначено +, а отрицательное избыточное давление –. Направление движения рабочего тела обозначено стрелками.

Волны сжатия A' и A'' , которые создаются горением на первом и втором циклах, приводят к началу истечения из резонансной трубы при положительном избыточном давлении. Волны B' и D' осуществляют дальнейшее расширение рабочего тела до атмосферного давления. А отраженная волна C' осуществляет расширение рабочего тела до субатмосферного давления. На клапанной решетке волны C' и C'' инициируют период всасывания. Когда голова волны C' достигает клапанной решетки клапаны из-за своей инерционности открываются не сразу, а постепенно.

Поэтому головная часть волны разрежения C' отражается волной разрежения F' , а хвостовая часть отражается волной сжатия G' .

Анализ волновой диаграммы (рисунок 1.5) показывает, что первый цикл влияет на последующие посредством волн E' , F' и G' . Волна разрежения F' отражаясь от среза резонансной трубы волной сжатия H' приводит к всасыванию атмосферного воздуха в резонансную трубу. Подобный эффект также наблюдался в экспериментах Пауля Шмидта. Далее волна сжатия H' создает условия для горения при положительном избыточном давлении /22, 23/.

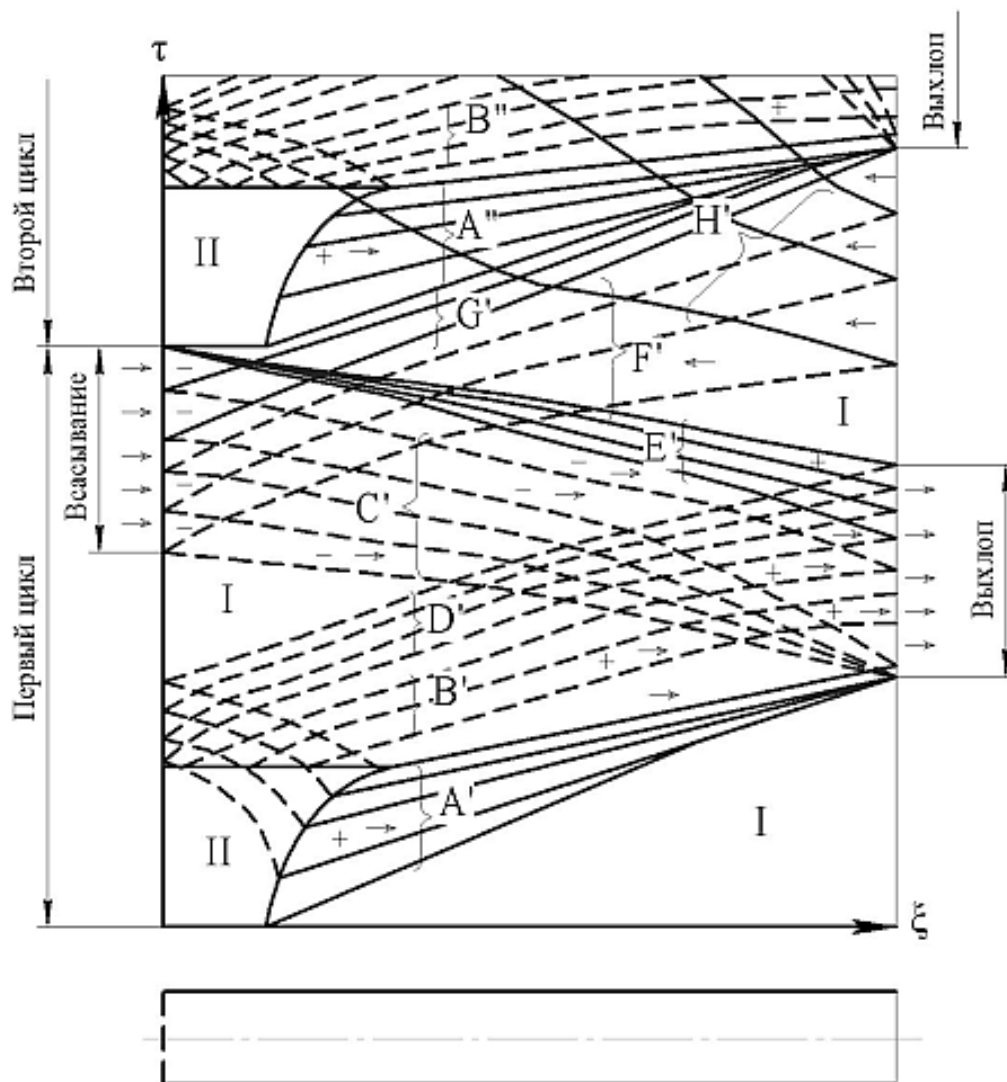


Рисунок 1.5 – Волновая диаграмма волн конечной амплитуды в проточной части ПуВРД постоянного поперечного сечения /22, 23/
 I – атмосферные условия; II – условия в зоне горения

Расчет волновых диаграмм дальнейших циклов существенно усложняется в связи с усложнением волновой картины течения в проточной части и анализ становится затруднителен.

Очевидно, что волновая картина для ПуВРД с аэродинамическим клапаном будет еще более сложной, как с точки зрения ее расчета, так и точки зрения ее качественного анализа. Кроме того, до сих пор в зарубежной и отечественной открытой литературе не приводятся волновые диаграммы ПуВРД с аэродинамическим клапаном. Тем не менее, приблизительная картина траекторий движения частиц в проточной части бесклапанного ПуВРД Escopette (SNECMA) изображена на рисунке 1.6.

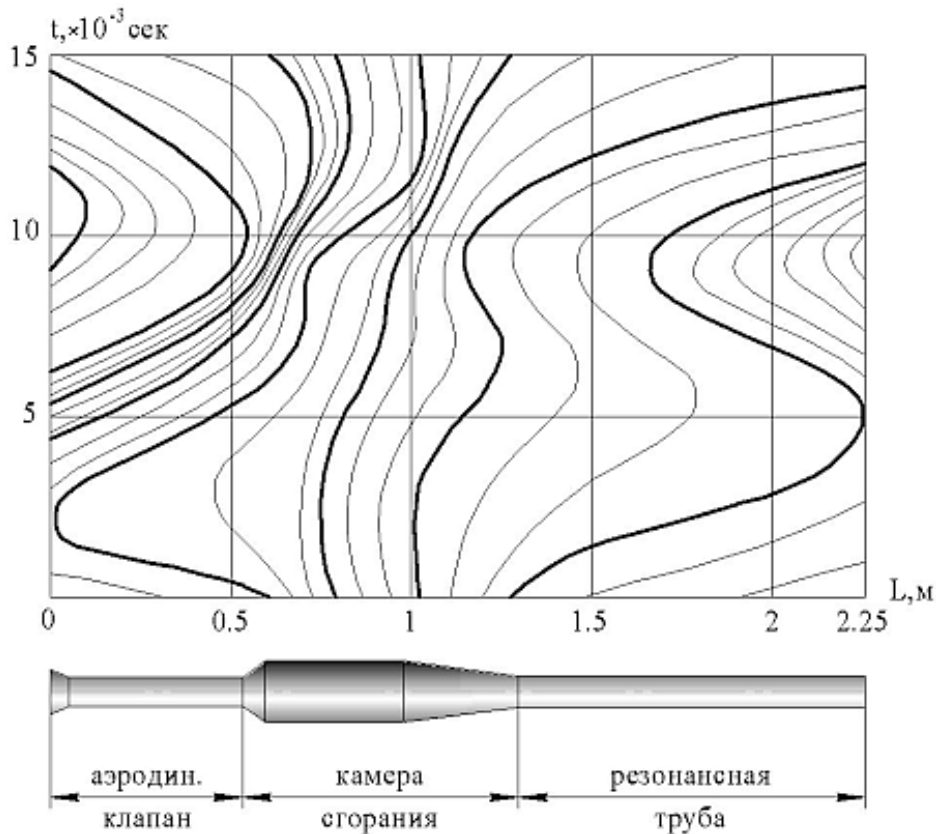


Рисунок 1.6 – Картина течения в проточной части бесклапанного ПуВРД Escopette (SNECMA) /24/

На данном рисунке густота линий отвечает за изменение плотности рабочего тела. Видно, что общая картина течения, как в резонансной трубе, так и в аэродинамическом клапане хорошо согласуется с волновыми диаграммами, представленными на рисунках 1.4 и 1.5.

1.2 АНАЛИЗ СУЩЕСТВУЮЩИХ ПОДХОДОВ К МАТЕМАТИЧЕСКОМУ МОДЕЛИРОВАНИЮ РАБОЧЕГО ПРОЦЕССА ПУВРД. ПРЕИМУЩЕСТВА, НЕДОСТАТКИ, УСЛОВИЯ ПРИМЕНИМОСТИ

Явление термоакустического возбуждения газа, а также влияние инерционности ускоренной массы воздуха на понижение давления в конце процесса истечения известны давно. Однако математическое описание данных явлений, в основе которых заложена волновая природа течения сплошной среды, оказалось довольно сложным. Более того, в виду высоких скоростей протекания процессов вибрационного и пульсирующего горения долгое время были затруднены экспериментальные исследования данных явлений. Это приводило к тому, что процессы разработки и доводки ПуВРД, а также энергетических установок пульсирующего горения, носили экспериментальный характер, а успех решения данных задач во многом определялся научно-технической интуицией разработчиков. Тем не менее, отдельные ученые не прекращали попытки выполнить математическое описание рабочего процесс ПуВРД хотя бы в существенно упрощенной форме. Во многом этому процессу препятствовала недостаточная изученность физики рабочего процесса ПуВРД. Данные проблемы актуальны и на данный момент. Сложившиеся условия привели к тому, что до сих пор не существует единого подхода к трактовке основополагающих механизмов рабочего процесса ПуВРД, и как следствие не существует единого подхода к математическому описанию рабочего процесса ПуВРД и установок вибрационного горения.

Появление мощных вычислительных средств, численных методов и средств измерения с высокой частотой дискретизации измеряемых параметров позволили активизировать экспериментальные и теоретические исследования рабочего процесса ПуВРД. Целью данной главы является проведение анализа существующих математических моделей рабочего процесса ПуВРД и установок вибрационного горения с целью выявления

подхода к математическому моделированию, наиболее адекватно отвечающего эффективному использованию современной вычислительной техники при проектировании и доводке ПуВРД.

Вопросу изучения рабочих процессов ПуВРД посвящены немногочисленные исследования, среди которых следует отметить работы П. Шидта, Рейнста Ф. Г., Харратта С.Е., Фoa, Быченка В.И., Побежимова В.Н., и др. При этом значительная часть теоретических и экспериментальных исследований носит незаконченный характер, вследствие сделанных допущений и поставленных целей. Что не позволяет использовать полученные результаты для решения задач проектирования ПуВРД.

Рейнст моделировал рабочий процесс ПуВРД с точки зрения линейной акустики и классической термодинамики. Он рассматривал ПуВРД конструкции Пауля Шмидта, и представлял его как четверть волновой акустический резонатор, представляющий собой трубу постоянного поперечного сечения, закрытую с одной стороны (рисунок 1.7).

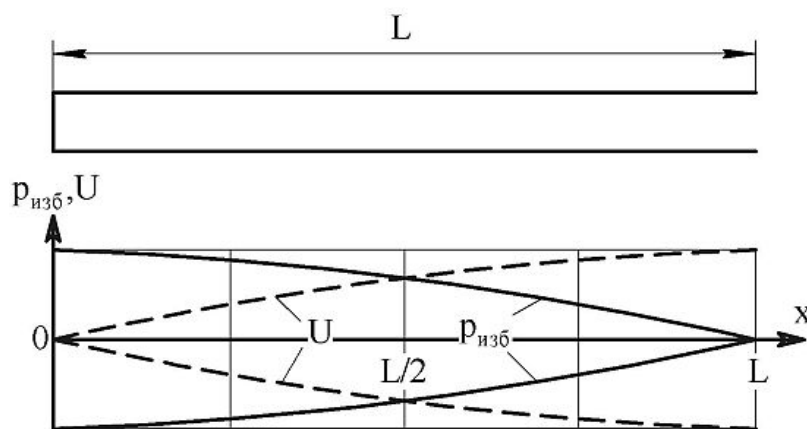


Рисунок 1.7 – Графики распределения давления и скорости в стоячей волне четверть волнового резонатора /1/

Для определения рабочей частоты ПуВРД использовалась хорошо известная в линейной акустике зависимость собственной частоты четверть волнового резонатора /1, 6/:

$$f = \frac{a}{4L}, \quad (1.1)$$

где f - рабочая частота (собственная частота резонатора), a - местная скорость звука в резонаторе, L - длина трубы.

Для расчета термодинамических параметров рабочего процесса ПуВРД Рейнст ввел допущение о изохорности процесса и применил термодинамический цикл Ленуара (рисунок 1.8).

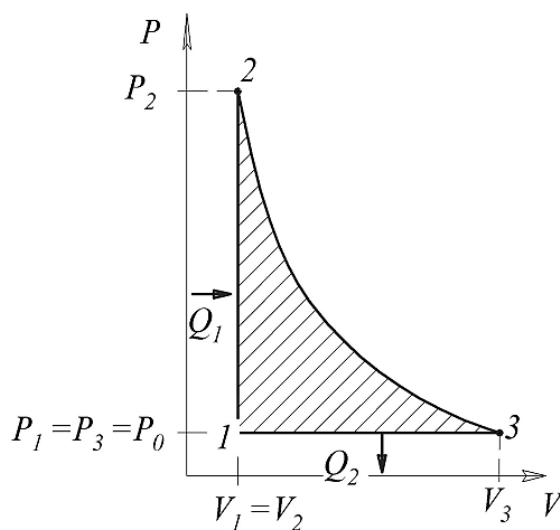


Рисунок 1.8 – Представление термодинамического цикла Ленуара в pV -координатах [1/]

Расчет параметров состояния в точках рабочего процесса велся по стандартным термодинамическим зависимостям для цикла Ленуара. При этом определялись давление, температура, работа цикла и термический КПД.

Данная модель является наиболее простой, и позволяет провести только грубую оценку термодинамических параметров рабочего цикла ПуВРД с точки зрения тепловой машины. Зависимость (1.1) для собственной частоты применима для описания распространения малых акустических возмущений в неподвижной среде и не учитывает изменение импульса рабочего тела. Так же данная зависимость не позволяет учесть температурную неоднородность рабочего тела в ПуВРД. Поэтому выражение (1.1) носит поясняющий характер и не может быть применено в практических целях.

В 1960 году Фoa попытался описать рабочий процесс идеализированного ПуВРД. Для этого он ввел следующие допущения: давление в камере сгорания в конце цикла всасывания эквивалентно давлению торможения заряда, все термодинамические процессы, за исключением горения являются изоэнтропными. При этом Фoa рассматривал процесс истечения виде ступенчатой временной функции прямоугольного профиля [8/]. В своей

работе Фoa показал, что с увеличением числа Маха эффективность ПуВРД приближается к эффективности прямого ВРД (ПВРД). Проведенные позже экспериментальные исследования ПуВРД другими учеными показали, что сделанное Фoa предположение о полном использовании давления торможения заряда в камере сгорания является ошибочным, и в действительности приближается к атмосферным условиям, а потери полного давления заряда в зоне горения существенны. Таким образом моделирование рабочего процесса ПуВРД предложенное Фoa не нашло практического применения в силу существенно упрощенного подхода.

В 1965 году Харратт рассмотрел процесс расширения в трубе постоянного сечения закрытой с одной стороны, применив аналогию с рабочим процессом ударной трубы (рисунок 1.9).

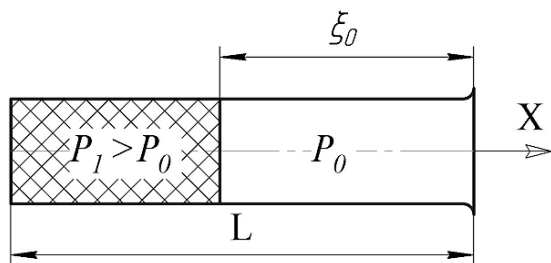


Рисунок 1.9 – Расчетная схема ПуВРД предложенная Харраттом /4/

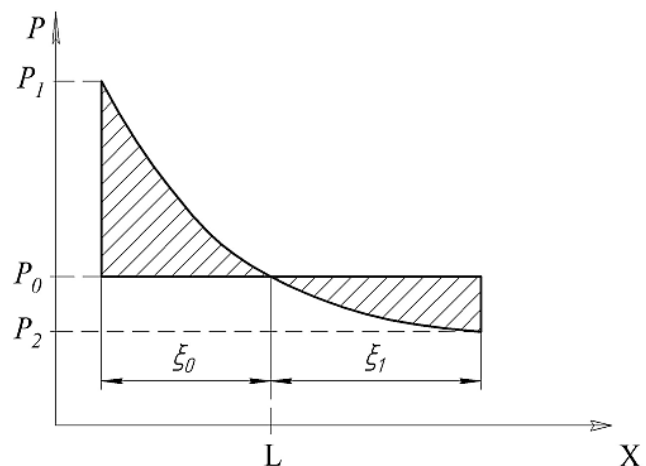


Рисунок 1.10 – Термодинамический цикл ПуВРД в рх-координатах /4/

Термодинамически рабочий процесс Харратт предложил рассматривать как модифицированный цикл Ленуара (рисунок 1.10). В начальный момент труба на заданную длину заполнена сжатым горячим газом с заданными параметрами. Работа расширения рабочего тела считается равной кинетической энергии газа на срезе трубы, при этом процесс расширения продолжается до тех пор, пока координата границы газа не станет равной $X = L + \xi_1$. В данный момент давление в трубе имеет минимальное значение за цикл. На этом расчет рабочего процесса заканчивается.

Введя предположение, что работа расширения эквивалентна работе сжатия Харратт вывел зависимость, связывающую значения ξ_0 и ξ_1

$$\left[1 - (\xi_0/L)\right]^{-(k-1)} - [(k-1)(\xi_0/L)] = \left[1 + (\xi_1/L)\right]^{-(k-1)} + [(k-1)(\xi_1/L)] \quad , \quad (1.2)$$

где k – отношение изобарной и изохорной теплоемкостей.

Однако ввиду того, что применение данной зависимости затруднено, Харратт предложил заменить ее аппроксимирующей кривой

$$\xi_1/L = 1 - \left[1 - (\xi_0/L)\right]^1. \quad (1.3)$$

Далее введя предположение, что ПуВРД работает как гармонический осциллятор, уравнение (3) было распространено на весь рабочий цикл

$$\xi/L = 1 - \left[1 - (\xi_0/L)\right]^{\sin(nx) \cos(\varphi)}, \quad (1.4)$$

где n - частота, φ – фаза рабочего процесса.

На основе второго закона Ньютона и уравнения (1.4) было выведено уравнение определяющее изменение давления в процессе инерционного истечения /4/

$$p/p_0 = \left[1 - (nL) \cos(nx) \cos(\varphi) \left[1 - (\xi_0/L)\right]^{\sin(nx) \cos(\varphi)} \ln \left[1 - (\xi_0/L)\right]^{-1}\right]^k. \quad (1.5)$$

Так же Харратт описал процесс затухания колебаний в трубе вследствие потерь энергии при истечении в атмосферу. Для этого он рассмотрел трансформацию плоской акустической волны в сферическую волну, при истечении в атмосферу в совместности с уравнением (1.5) и в конечном итоге получил следующую интегральную зависимость /4/

$$\int \frac{d(\xi_0/L)}{\sin^2(nL) \ln1 - (\xi_0/L)} = \int \frac{c}{4L} dt, \quad (1.6)$$

где c – скорость звука.

Результаты расчета колебания давления у закрытого конца трубы при различных степенях наполнения приведены на рисунке 1.11.

Основываясь на предположении о гармоническом характере изменения давления в ПуВРД, и используя газодинамические функции, Харраттом была получена зависимость, связывающая степень наполнения с амплитудой изменения числа Маха при всасывании /4/

$$M = \left([2/(k-1)] \left[\left\{ 1 - nL \cos(\varphi) \ln[1 - \xi_0/L]^{-1} \right\}^{k-1} - 1 \right] \right)^{1/2}, \quad (1.7)$$

где M – число Маха в аэродинамическом клапане при всасывании.

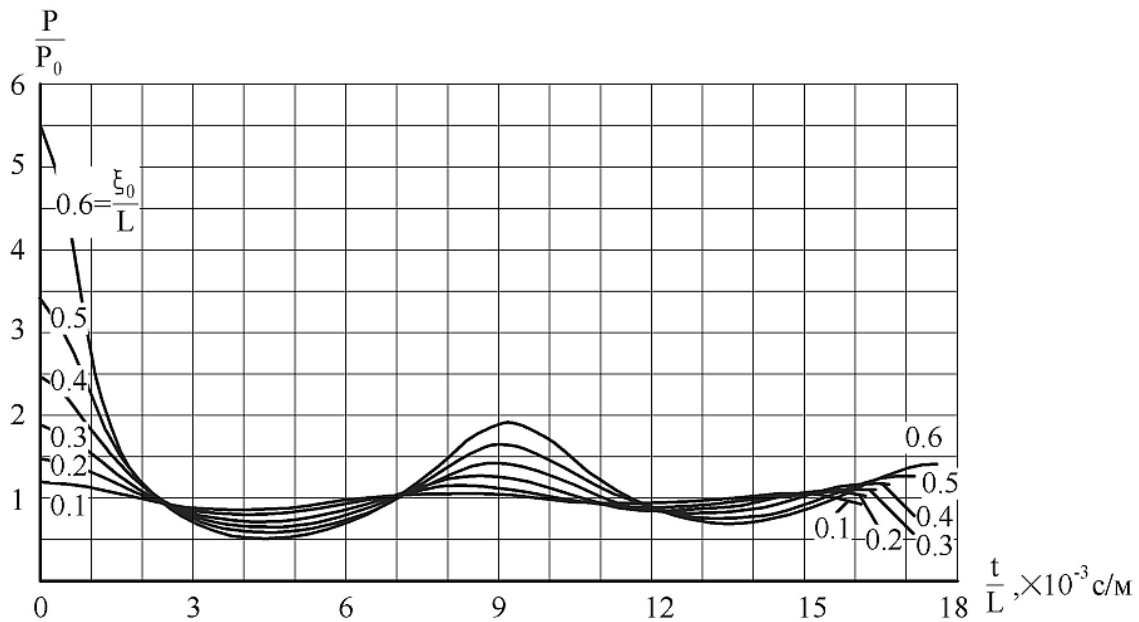


Рисунок 1.11 – Расчетное изменение давления у закрытого конца трубы полученное Харратом при температуре газа 700 К, для различных масс заряда /4/

Также получено уравнение, позволяющее определить потерю полного давления по перепаду на аэродинамическом клапане и числу Маха /4/

$$\frac{P_0 - P_2}{P_0} = 1 - (P_0/P_2) \left\{ \frac{1 + 1/2(k-1)M_2^2}{1 + 1/2(k-1)M_0^2} \right\}^{\frac{k}{k-1}}, \quad (1.8)$$

где P_0 – полное давление в атмосфере, P_2 – полное давление в трубе, M_0 – число Маха на входе в клапан, M_2 – число Маха в трубе.

Таким образом, можно сказать, что Харратом была предпринята попытка создать математическую модель аэродинамического клапана.

Несколько позже Харратт описал работу и механических лепестковых клапанов, используя подходы классической механики. Однако полученные результаты по глубине проработки и научной новизне не превзошли более точные и емкие модели работы лепестковых клапанов двухтактных поршневых двигателей.

Расчет тяги предложено было производить по интегральной зависимости /4/

$$F = \frac{p_0 A}{360} \int_0^{360} \left[\left(\frac{p}{p_0} \right)_{x=0} - 1 \right] d\varphi, \quad (1.9)$$

где A – площадь торцевой стенки трубы.

Модель рабочего процесса ПуВРД предложенная Харраттом является одной из наиболее проработанных и позволяет провести оценочные расчеты на этапе эскизного проектирования. Тем не менее, при ее создании автор ввел существенные допущения, наложившие ограничения на ее применимость. Во-первых, модель рассматривает геометрию проточной части ПуВРД только как трубу постоянного сечения закрытую с одной стороны. Во-вторых, моделируется только фаза инерционного истечения для получения максимального и минимального значения за цикл. Изменение давления в течение всего рабочего цикла аппроксимируется гармонической зависимостью. В-третьих, модель не позволяет получать изменение значения скорости истечения.

В 80-х годах в Королевском университете Белфаста Ж.С.Ричардсон, Д.В.Артт и Г.П.Блэр проводили теоретические и экспериментальные исследования рабочих процессов ПуВРД с аэродинамическими и механическими клапанами. При этом был использован подход на основе одномерного метода характеристик, который позволяет детально рассмотреть нестационарное течение сжимаемого газа в канале переменного сечения с теплоподводом. При этом моделировалось распространение импульса давления полученного в процессе сгорания через резонансную трубу. Математическая модель основывалась на дифференциальных уравнениях совместности и уравнениях характеристик гиперболического типа /2, 3/

$$\frac{dx}{dt} = u \pm a - \text{уравнение акустических характеристик;} \quad (1.10)$$

$$\frac{dx}{dt} = u - \text{уравнение энтропийной характеристики;}$$

$$\frac{dp}{dt} \pm \rho a \frac{du}{dt} - (k-1)\rho(q + u \frac{4f}{D} \frac{u^2}{2|u|}) + \frac{a^2 \rho u}{F} \frac{dF}{dx} \pm \frac{4f}{D} \frac{\rho a u^2}{2|u|} = 0 -$$

$$\text{уравнение совместности вдоль акустических характеристик;} \quad (1.11)$$

$$\frac{dp}{dt} - a^2 \frac{dp}{dt} + (k-1)\rho(q + u \frac{4f}{D} \frac{u^2}{2|u|}) = 0 -$$

уравнение совместности вдоль энтропийной характеристики;

где u – скорость течения, a – скорость звука, x – осевая координата, t – время, ρ – плотность, p – давление, q – подведенная теплота, f – коэффициент трения, D – гидравлический диаметр, F – площадь поперечного сечения.

Решение данной математической модели реализовывалось численно конечно-разностным методом с помощью специально разработанной программы. Однако отсутствие на тот момент достаточно мощных средств вычислительной техники не позволило в полной мере использовать возможности применения метода характеристик. Тем не менее, предложенный подход позволил на тот момент наиболее точно смоделировать рабочий процесс ПуВРД и создать на основе произведенных расчетов рабочий образец модельного ПуВРД. Разработанный подход на основе метода характеристик обладает широкими границами применимости, поскольку позволяет производить расчеты нестационарного течения в каналах любой формы. Более того, в данный подход заложены большие возможности развития математических моделей с точки зрения учета трения, теплопередачи, тепловыделения и т.д. Также метод характеристик может быть применен как для расчета рабочего процесса ПуВРД с механическим клапаном, так и для расчета ПуВРД с аэродинамическим клапаном. К недостаткам такого подхода можно отнести необходимость построения численного решения уравнений совместности и характеристик, а также жесткость получаемой математической модели с точки зрения ее модификации, например в случае изменения количества граничных условий.

Побежимовым В. Н. предложена физическая модель рабочего процесса бесклапанного ПуВРД на основе представления термодинамического цикла в виде элементарных процессов, позволяющая получить аналитические зависимости для определения основных параметров рабочего процесса. Похожий подход при моделировании рабочего процесса ПуВРД использовал Харратт /4/. Однако предложенная Побежимовым модель описывает процесс инерционного истечения из канала произвольной формы и основана на фундаментальных законах сохранения и основных уравнений газовой динамики. При моделировании рассматривается модифицированный цикл Ленура, в котором учитывается квазиизохорность процесса теплоподвода (рисунок 1.12).

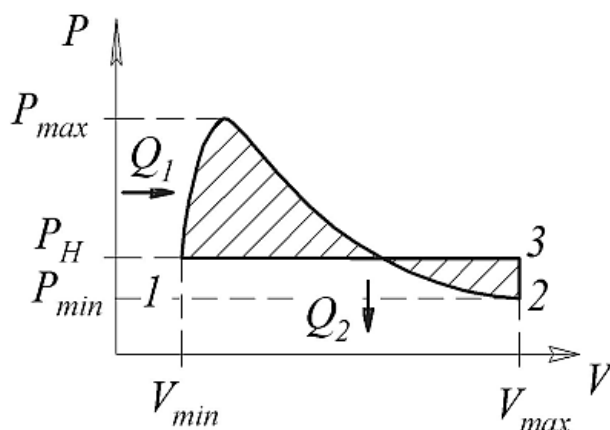


Рисунок 1.12 – Модифицированный цикл Ленура /10/

Вводятся допущения, что процесс расширения газа адиабатический, а движение одномерное и квазиустановившееся. В начале процесса инерционного истечения полагается, что статическое давление газа постоянно по длине проточной части и равно окружающему давлению; граница газа, участвующего в процессе инерционного истечения, расположена на открытом конце $z=L$ (рисунок 1.13). При этом на выходе из двигателя газ продолжает двигаться по инерции со скоростью W_L /9/.

В конце процесса инерционного истечения скорость газа по всей длине проточной части равна нулю. При этом: закон распределения давления по длине камеры линейный с минимальным давлением у закрытого конца и атмосферным давлением на срезе; граница газа участвующего в процессе

инерционного истечения, переместилась на расстояние ξ от среза; закон распределения скоростей в газе, покинувшем двигатель в процессе инерционного истечения является линейным; скорость потока при $z=L$ равна нулю, при $z=L+\xi$ равна W_ξ ; статическое давление газа, покинувшего проточную часть равно окружающему.

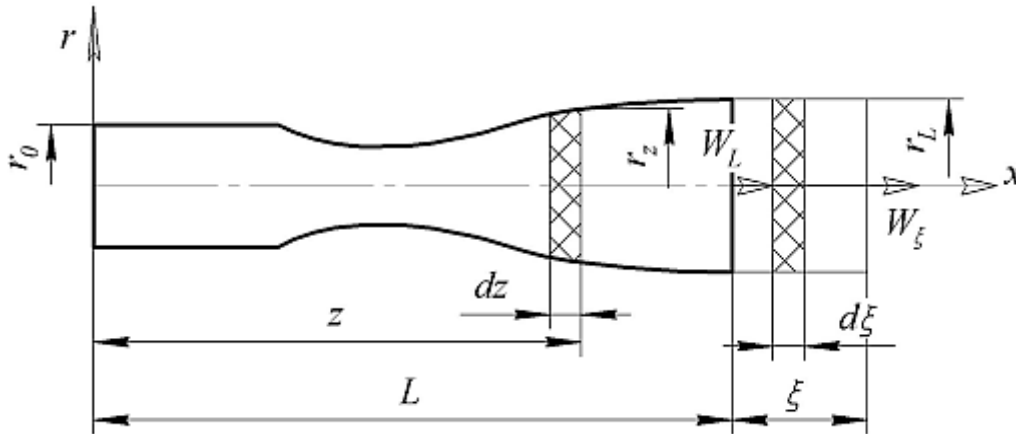


Рисунок 1.13 – Расчетная схема проточной части ПуВРД /9/

Далее Побежимовым применены уравнения кинетической энергии газа для моментов начала и конца процесса инерционного истечения

$$K_0 = \frac{\pi}{2} \rho_0 \int_0^L r_z^2 W_z^2 dz - \text{кинетическая энергия газа в двигателе};$$

$$K_\xi = \frac{\pi}{2} \rho_0 r_L^2 \frac{W_L^2}{4} \xi - \text{кинетическая энергия газа, покинувшего}$$

(1.12)

двигатель,

где ρ_0 – плотность газа в двигателе в начале процесса истечения.

Выражая ξ через работу расширения газа и применяя законы сохранения массы и энергии, в работе /9/ получены аналитические зависимости для определения осредненного давления за цикл и минимального давления у закрытого конца канала

$$p_{CP} = p_H \left(1 - \frac{\pi r_L^2 W_L \tau}{V} \right)^k;$$

$$p_{\min} = p_H \left[2 \left(1 - \frac{\pi r_L^2 W_L \tau}{V} \right)^k - 1 \right],$$

(1.13)

где p_H – атмосферное давление, V – объем проточной части, τ – длительность процесса инерционного истечения.

В работе /10/ Побежимовым выведено уравнение для максимального давления в цикле с учетом квазиизохорности процесса теплоподвода

$$P_{\max} = P_{\text{ДОН}} \xi_{\text{ТР}} \xi_{\text{РАСШ}} \left[\frac{\bar{V}_{\text{TBC}} (\pi^{1/k} - 1) + 1 + \bar{V}_{\text{ВЫТ}}}{1 + \bar{V}_{\text{ВЫТ}}} \right]^k, \quad (1.14)$$

где \bar{V}_{TBC} - относительный объем топливовоздушной смеси, $\bar{V}_{\text{ВЫТ}}$ - относительный объем газа вытесненный из камеры сгорания за время сгорания топливовоздушной смеси, π - изохорная степень повышения давления при сгорании, $P_{\text{ДОН}}$ - донное давление, $\xi_{\text{ТР}}$ - потери на преодоление сил трения, $\xi_{\text{РАСШ}}$ - потери на внезапное расширение канала.

Для определения \bar{V}_{TBC} в работе /10/ так же разработана аналитическая зависимость, однако для ее использования необходимо знать значение коэффициента времени наполнения двигателя, который определяется экспериментально. Кроме того, в данную зависимость включена частота пульсаций, которая в работе /10/ определяется по зависимости

$$n = \frac{\sqrt{kR \left[T_{\max} \left(\frac{P_{\min}}{P_{\max}} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}}{4L}. \quad (1.15)$$

Как отмечалось ранее, зависимость (1.15) как и (1.1) является акустическим приближением и не может быть с успехом применена для канала переменного сечения.

Таким образом, разработанная в /10/ модель рабочего процесса ПуВРД является развитием подхода, предложенного Тарраттом, и позволяет установить аналитические зависимости осредненного, минимального и максимального давления в цикле от геометрии проточной части. Данный подход игнорирует рассмотрение ПуВРД как резонансной автоколебательной системы и не позволяет оценить возможность устойчивой работы ПуВРД. Данная модель позволяет определить тяговые и экономические характеристики ПуВРД по импульсу, создаваемому на фазе инерционного истечения. Поэтому

данная модель не нацелена на детальное моделирование непосредственно рабочего процесса ПуВРД.

После 70-х годов работы по исследованиям рабочего процесса ПуВРД как в нашей стране, так и за рубежом были приостановлены, что в значительной степени обусловлено активным развитием в то время газотурбинных двигателей. Однако, интерес к применению в энергетических отраслях установок на основе пульсирующего горения, как высокоэффективных устройств, для сжигания углеводородных топлив остался высоким и сохраняется по сей день. Поэтому работы по исследованию теперь уже аппаратов пульсирующего или как их еще называют, вибрационного горения сконцентрировались в отраслевых энергетических институтах и университетах. В это же время начались исследования по проблемам вибрационного горения в камерах сгорания газотурбинных и ракетных двигателей, с той особенностью, что здесь неустойчивость процесса горения носила отрицательный характер. Все это наложило отпечаток на используемые научные подходы при рассмотрении рабочего процесса аппаратов пульсирующего горения (АПГ). Во многом, это было обусловлено тем, что в энергетических отраслях уже достаточно давно исследовали влияние акустических полей на процессы в зоне тепловыделение так называемую термоакустическую неустойчивость. Поэтому рабочий процесс аппаратов пульсирующего горения в основном стал рассматриваться как один из частных случаев термоакустической неустойчивости процесса горения.

Здесь следует отметить работы Хиггинса, Раушенбаха Б.В., Натанзона М.С., Рэля, Рийке П.Л., Зондхаусса С., Аbruкова С.А., Бабкина Ю.Л., Ротта Н., Подымова В.М. и др. Имеется ряд монографий, в которых представлены результаты исследований по устойчивости рабочего процесса в камерах сгорания авиационных двигателей, а также по использованию автоколебательного режима горения в практических целях.

В 1986 году опубликована работа /7/ в которой Б. Зинн развил подход Рейнста, рассмотрев акустические колебания в закрытой трубе с линейным теплоподводом. В качестве практического примера устройства Зинн использует пульсирующую камеру сгорания, предложенную французскими инженерами Эснольт и Перти (рисунок 1.14).

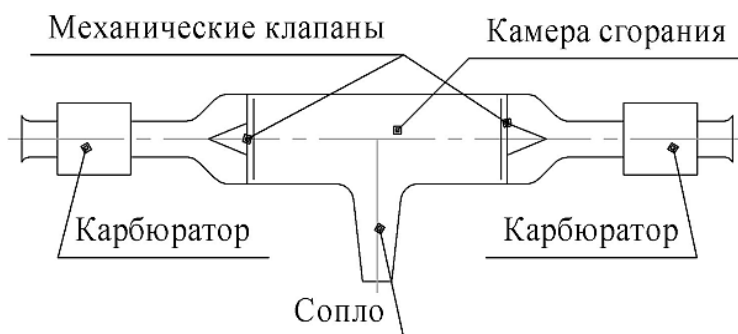


Рисунок 1.14 – Камера сгорания пульсирующего горения Эснольт-Перти /1/

Зинн решил систему волновых уравнений, используя функцию Грина, для подтверждения правильности критерия Релея. При этом сделано допущение, что изменение давления в камере ведет себя как акустическая стоячая волна в случае закрытого канала. Зинн получил зависимость связывающую амплитуду акустического давления в трубе с количеством подведенной теплоты. Таким образом, для того чтобы предложенный в работе /7/ подход мог быть использован в практических целях, его необходимо развить и рассмотреть влияние на систему граничных условий на открытом конце канала, а также рассмотреть изменение количества движения вследствие наличия втекания и истечения рабочего тела в канале. Что потребует, по меньшей мере, пересмотреть задачу с точки зрения нелинейной акустики.

Необходимо отметить, что все модели, использующие акустические зависимости автоматически используют серьезное допущение, связанное с рассмотрением ПуВРД или АПГ не как газодинамической системы, а как акустической. Это допущение является серьезным по той причине, что из анализа результатов многочисленных экспериментов, а также согласно теории ударной трубы становится очевидно, что в ПуВРД и АПГ имеют место не акустические волны, а так называемые волны конечной амплитуды.

В.Б. Раушенбах рассматривая колебания газа, вызванные теплоподводом ввиду сложности описания течения газа в зоне горения предложил заменить реальную зону горения условной поверхностью разрыва /13/. Быченко В.И. использовал предложенный в /13/ подход применительно к рабочему процессу аппарата пульсирующего горения и заменил реальную картину течения условной, в которой свойства потока изменяются скачком на поверхностях разрыва, которые отделяют аэродинамический клапан, камеру сгорания и резонансную трубу друг от друга. В литературе такой подход называют подходом к идеализации зоны теплоподвода Раушенбаха-Мерка. На рисунке 1.15 представлена расчетная схема течения в аппарате пульсирующего горения /11, 12/.

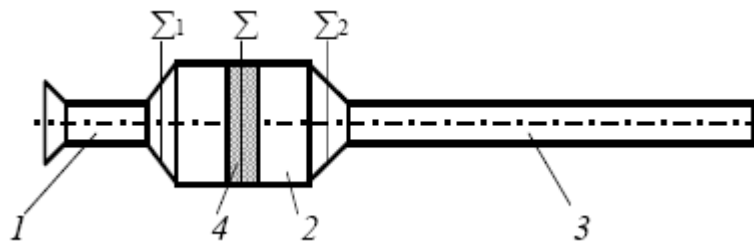


Рисунок 1.15 – Расчетная схема аппарата пульсирующего горения /11, 12/
 1 – аэродинамический клапан, 2 – камера сгорания, 3 – резонансная труба,
 4 – зона горения

Для описания течения по обе стороны от поверхности разрыва применяются уравнения неразрывности, импульса и энергии в интегральной форме. На основе данных уравнений составляется система уравнений, описывающая плоское движение сплошной среды с разрывами газодинамических параметров /11/

$$\left\{ \begin{array}{l} \oint \rho w d\tau = -\oint \rho dx; \\ \oint (p + \rho w^2) d\tau = -\oint \rho w dx; \\ \oint \rho w \left(h + \frac{w^2}{2} \right) d\tau = -\oint \rho \left(u + \frac{w^2}{2} \right), \end{array} \right. \quad (1.16)$$

где ρ – плотность, w – скорость, h – энтальпия, u – внутренняя энергия.

Для зоны горения получена система уравнений, связывающая параметры течения до 1 и после 2 разрыва Σ (рисунок 1.15)

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho_2 w_2 - \rho_1 w_1 = -\frac{1}{F} \frac{d}{d\tau} \int_V \rho dV + M^* ; \\ (\rho_2 w_2 + p_2) - (\rho_1 w_1 + p_1) = -\frac{1}{F} \frac{d}{d\tau} \int_V \rho w dV ; \\ \rho_2 w_2 \left(\frac{w_2^2}{2} + h_2 + q_2 \right) - \rho_1 w_1 \left(\frac{w_1^2}{2} + h_1 + q_1 \right) = -\frac{1}{F} \frac{d}{d\tau} \int_V \rho \left(\frac{w^2}{2} + u + q \right) dV , \end{array} \right. \quad (1.17)$$

где V – рассматриваемый объем, M^* – приток топлива в зону горения отнесенный к площади канала F , q – теплота.

Аналогичный подход предлагается использовать для описания стационарных и нестационарных течений в зоне соединения камеры сгорания с аэродинамическим клапаном (поверхность разрыва Σ_1) и резонансной трубой (поверхность разрыва Σ_2). Для учета перемещения поверхностей разрыва в аэродинамическом клапане и резонансной трубе вводится функция $D(\tau) = dx/d\tau$ и система (1.17) преобразуется к виду

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho_1 (w_1 - D) = \rho_2 (w_2 - D) ; \\ \rho_1 (w_1 - D)^2 + p_1 = \rho_2 (w_2 - D)^2 + p_2 ; \\ \rho_1 (w_1 - D) \left(h_1 + \frac{(w_1 - D)^2}{2} \right) = \rho_2 (w_2 - D) \left(h_2 + \frac{(w_2 - D)^2}{2} \right) . \end{array} \right. \quad (1.18)$$

Предложенный подход позволяет в определенной степени с учетом сделанных допущений решать задачи о колебательном движении газа в аппарате пульсирующего горения с использованием уравнения Лагранжа, в котором в качестве обобщенной координаты выступает объем продуктов сгорания в камере. Однако данная модель не позволяет анализировать волновую природу колебательного движения газа и связанные с ней особенности нестационарного течения.

В работе /14/ Киликарсланом разработана модель аппарата пульсирующего горения с механическими воздушными и топливными клапанами. В данной модели камера сгорания рассматривается как контрольный объем, для которого составляется баланс энергии. При этом баланс определяется втеканием в контрольный объем горючей смеси и

истечением из него продуктов сгорания через резонансную трубу. Поток горючей смеси моделируется уравнением для квазистационарного течения и является функцией от перепада давления на клапанной решетке. Течение в резонансной трубе рассматривается как движение столба газа постоянной плотности под действием перепада давления между камерой сгорания и атмосферой. Модель не принимает во внимание потери, связанные с трением и теплопередачей в окружающую среду. Газы горючей смеси и продуктов сгорания подчиняются закону состояния идеального газа и их удельные теплоемкости считаются постоянными и одинаковыми.

Считается, что процесс смешения воздуха \dot{m}_a и топлива \dot{m}_g происходит только в смесительной головке * (рисунок 1.16) и в камеру сгорания поступает однородная смесь \dot{m}_r .

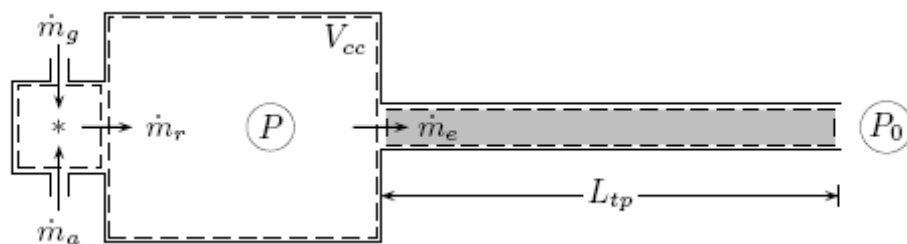


Рисунок 1.16 – Расчетная схема аппарата пульсирующего горения /14, 15/
 \dot{m}_g - расход топлива; \dot{m}_a - расход воздуха; \dot{m}_r - расход топливоздушной смеси; \dot{m}_e - расход продуктов сгорания через резонансную трубу; V_{cc} - объем камеры сгорания; L_{tp} - длина резонансной трубы; P - давление в камере сгорания; P_0 - атмосферное давление

При составлении модели рассматривался закон сохранения энергии применительно ко всей системе, а также уравнение баланса расхода для камеры сгорания и уравнение сохранения импульса для потока в резонансной трубе.

Уравнение энергии формулировалось в следующем виде

$$\frac{dE_{cc}}{dt} = \dot{Q} + h_r \dot{m}_r - h_e \dot{m}_e, \quad (1.19)$$

где E_{cc} - энергия в камере сгорания, t - время, \dot{Q} - количество подведенного тепла, h_r и h_e - удельная энтальпия смеси и продуктов сгорания соответственно,

\dot{m}_r - расход смеси в камеру сгорания, \dot{m}_e - расход продуктов сгорания из камеры в резонансную трубу.

Расход газообразного топлива и воздуха моделируется уравнением расхода через отверстие для квазистационарного потока, исходя из допущения, что механические клапаны имеют два положения – полностью открыты или полностью закрыты. Давление на входе в топливный клапан считается равным давлению на входе в воздушный клапан и равно атмосферному P_0 .

Уравнение переменного расхода заряда имеет вид

$$\dot{m}_r(t) = \left(\sqrt{2} \rho_g C_g A_g \right) \cdot \left(1 + \sqrt{\frac{\rho_a C_a A_a}{\rho_g C_g A_g}} \right) \sqrt{|P - P_0|} f_1(P - P_0), \quad (1.20)$$

где ρ_a и ρ_g - плотность воздуха и топлива соответственно, C_a и C_g - коэффициенты расхода для воздушного и топливного клапанов соответственно, A_a и A_g - проходные площади воздушного и топливного клапанов, P – давление в камере сгорания, $f_1(P - P_0)$ - индикаторная функция, зависящая от значения избыточного давления в камере сгорания и принимающая значения 1 или 0.

Изменение импульса в резонансной трубе описывается уравнением

$$L_{TP} \frac{d\dot{m}_e}{dt} = A_{TP}(P - P_0), \quad (1.21)$$

где L_{TP} - длина резонансной трубы, A_{TP} - площадь поперечного сечения резонансной трубы.

На основе уравнений (1.19)-(1.21) Киликарслан вывел нелинейное дифференциальное уравнение второго порядка для изменения давления в камере сгорания

$$\frac{d^2 p}{dt^2} + k_g (1 + r) \frac{(\gamma - 1) h_e}{V_{CC}} \left(\frac{1}{2\sqrt{|p|}} f_1(p) \right) \frac{dp}{dt} + \frac{(\gamma - 1) h_e}{V_{CC}} \frac{A_{TP}}{L_{TP}} p = 0, \quad (1.22)$$

где $p = P - P_0$ - избыточное давление в камере сгорания, $k_g = \sqrt{2\rho_g C_g A_g}$ - параметр характеризующий расход через топливный клапан, $r = \sqrt{\frac{\rho_a C_a A_a}{\rho_g C_g A_g}}$ - соотношение расхода воздуха и топлива, γ - соотношение удельных теплоемкостей.

Киликарслан предположил, что если пренебречь вторым членом в уравнении (1.22), отвечающим за демпфирование колебаний давления, то расчет рабочей частоты аппарата пульсирующего горения можно вести по уравнению для собственной частоты резонатора Гельмгольца

$$f = \frac{\omega_0}{2\pi} = \frac{\sqrt{(\gamma-1)h_e}}{2\pi} \sqrt{\frac{A_{TP}}{V_{CC} L_{TP}}}, \quad (1.23)$$

где ω_0 - круговая частота колебаний давления.

В действительности модель Киликарслана считает, что в момент понижения давления в камере сгорания ниже атмосферного начинает поступать горючая смесь и одновременно с поступлением заряда в камеру сгорания начинается процесс теплоподвода. Такой подход автоматически не обеспечивает критерий Релея, в результате чего второй член уравнения (1.22) имеет существенное влияние на затухание колебательного процесса. Демпфирование колебаний в данной модели определяется расходом через топливный и воздушный клапаны и параметрами тепловыделения, то есть скоростью выравнивания давления вследствие наполнения камеры сгорания и повышения давления при теплоподводе. На рисунке 1.17 приведены результаты расчета пульсаций давления в камере сгорания по модели Киликарслана для длины резонансной трубы 2000 мм, диаметра резонансной трубы 42 мм и объема камеры сгорания 0,0026 м³, проходная площадь топливного клапана эквивалентна 0,01 площади поперечного сечения резонансной трубы. На рисунке 1.18 приведены результаты расчета пульсаций давления в камере сгорания при уменьшенной степени демпфирования за счет уменьшения проходной площади топливного

клапана на 50%, десятикратного увеличения объема камеры сгорания и четырехкратного уменьшения длины резонансной трубы /15/.

Из рисунков видно, что модель дает заведомо ложный результат, поскольку при изменении параметров аппарата пульсирующего горения в широком диапазоне степень демпфирования колебаний все равно остается существенной и устойчивые пульсаций давления не достигаются.

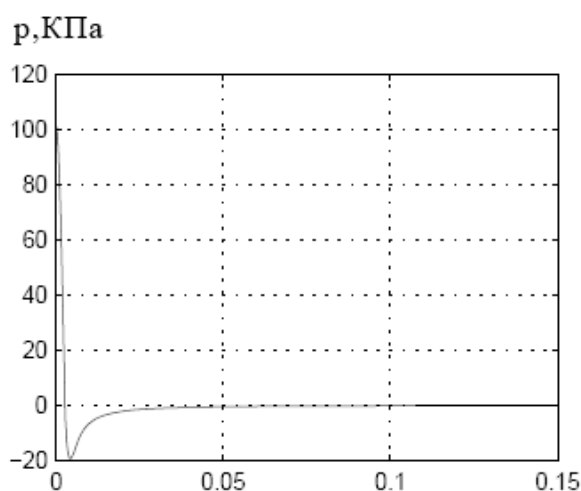


Рисунок 1.17 – Временная реализация давления в камере сгорания при большей пропускной способности клапанов /15/

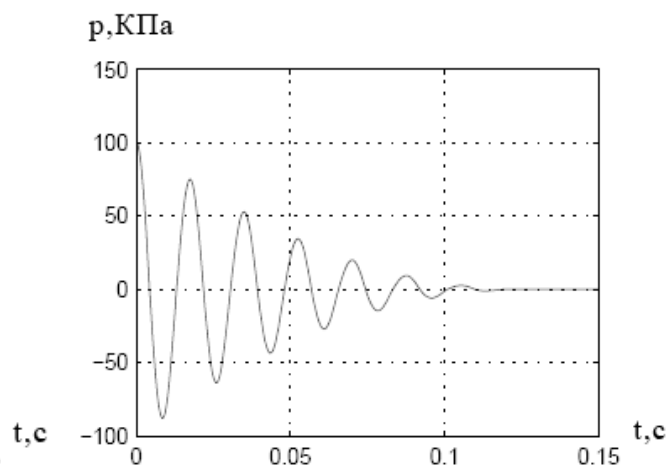


Рисунок 1.18 – Временная реализация давления в камере сгорания при значительно меньшей пропускной способности клапанов /15/

Рассмотренный в работе /14/ подход практически полностью копирует модель рабочего процесса аппарата пульсирующего горения предложенную ранее Аренсом в работе /16/. Различие заключается только в подходе к рассмотрению процесса теплоподвода. Аренс предложил рассматривать зону теплоподвода как две отдельные зоны: холодную и горячую. В холодной зоне находится горючая смесь, а в горячей продукты сгорания. Горение происходит в плоскости раздела данных зон. Процесс выгорания заряда моделируется как движения плоскости теплоподвода, охватывающей всю площадь поперечного сечения камеры сгорания, по области заряда – холодной области. Таким образом, данная модель устанавливает связь между массой заряда в объеме камеры сгорания и количеством подведенного тепла. Поскольку при таком подходе масса заряда зависит только от плотности горючей смеси, то при постоянной атмосферной температуре заряда

плотность смеси будет определяться давлением в камере сгорания /15/. Такая модель тепловыделения позволяет обеспечить выполнение критерия Релея, поскольку максимальный теплоподвод будет при максимальном давлении в камере сгорания, при этом амплитуда колебаний давления будет увеличиваться, в случае поступления и выгорания смеси в камеру сгорания при низком давлении, теплоподвод будет гасить пульсации давления. В работе /16/ считается, что для определения условий устойчивой работы аппарата пульсирующего горения необходимо правильно подобрать характеристики процесса тепловыделения (скорость распространения плоскости пламени) и геометрию аппарата пульсирующего горения.

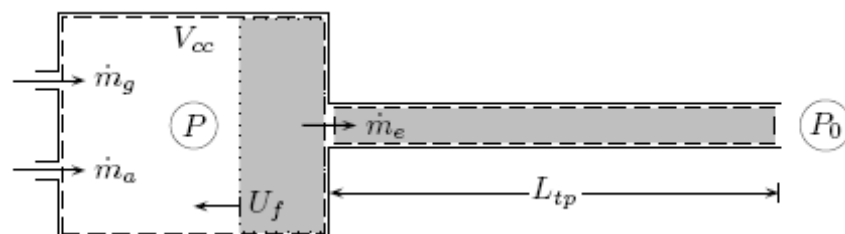


Рисунок 1.19 – Расчетная схема аппарата пульсирующего горения /15, 16/

\dot{m}_g - расход топлива; \dot{m}_a - расход воздуха; \dot{m}_e - расход продуктов сгорания через резонансную трубу; V_{cc} - объем камеры сгорания; L_{tp} - длина резонансной трубы; P - давление в камере сгорания; P_0 - атмосферное давление; U_f – скорость движения плоскости теплоподвода

Таким образом, дифференциальное уравнение изменения давления в камере сгорания (1.22), представленное в /14/ аналогично уравнению, представленному в /16/. Различия составляют члены уравнений, отвечающие за процесс демпфирования колебаний. Выше говорилось, что модели, разработанные Киликарсланом в /14/ и Аренсом в /16/, отличаются только подходами к рассмотрению рабочего процесса камеры сгорания, поэтому далее будет кратко рассмотрена и проанализирована математическая формулировка модели процесса теплоподвода, представленная в работе /16/.

Уравнение выгорания заряда при движении плоскости тепловыделения по камере сгорания имеет вид /15/

$$\dot{m}_b = \rho_r A_b U_f, \quad (1.24)$$

где \dot{m}_b - расход продуктов сгорания через плоскость теплоподвода; ρ_r - плотность смеси; A_b - площадь поперечного сечения камеры сгорания.

В /16/ подчеркивается, что U_f не расценивается как физическая скорость распространения пламени, а рассматривается как параметр процесса сгорания, определяющий устойчивую работу аппарата пульсирующего горения.

Уравнение выгорания заряда дополняется уравнение изменения массы заряда в камере сгорания

$$\frac{dM_r}{dt} = \dot{m}_r - \dot{m}_b, \quad (1.25)$$

где M_r - масса горючей смеси в камере сгорания.

При этом условие баланса масс смеси и продуктов сгорания за все время цикла записывается в интегральной форме

$$\int_{\text{цикл}} (\dot{m}_r - \dot{m}_b) dt = 0. \quad (1.26)$$

В процессе численного решения модели рабочего процесса аппарата пульсирующего горения было обнаружено, что для определенного набора параметров системы устойчивые пульсации давления достигаются при вполне конкретных значениях скорости движения плоскости тепловыделения U_f и максимального давления p_{max} /16/. Для установки связи между значениями U_f и p_{max} в /16/ были сформулированы и проанализированы два критерия устойчивости пульсаций давления. Первый критерий устойчивости требует выполнения баланса массы в камере сгорания по всему рабочему циклу (1.26). Второй критерий требует, чтобы среднее за цикл избыточное давление в камере сгорания было равно 0, то есть должно выполняться условие $p_{max} = - p_{min}$.

В результате было получено уравнение связывающее U_f и p_{max}

$$U_f = \frac{\int_0^{\pi/2} \sqrt{\cos(\omega_0 t)} d(\omega_0 t)}{\pi} RT_0 \frac{k_g (1+r)}{P_0 A_b} \sqrt{p_{max}}. \quad (1.27)$$

Необходимо сделать важное замечание, что модель теплоподвода предложенная Аренсом является функцией давления и автоматически выполняет критерий Релея и поэтому приводит к неустойчивому процессу колебаний с нарастающей амплитудой. Для устойчивой работы данная модель требует обеспечить баланс между демпфированием колебаний за счет увеличения массы смеси и раскачкой колебаний за счет теплоподвода. Данный баланс обеспечивается путем применения корректных значений U_f и p_{max} .

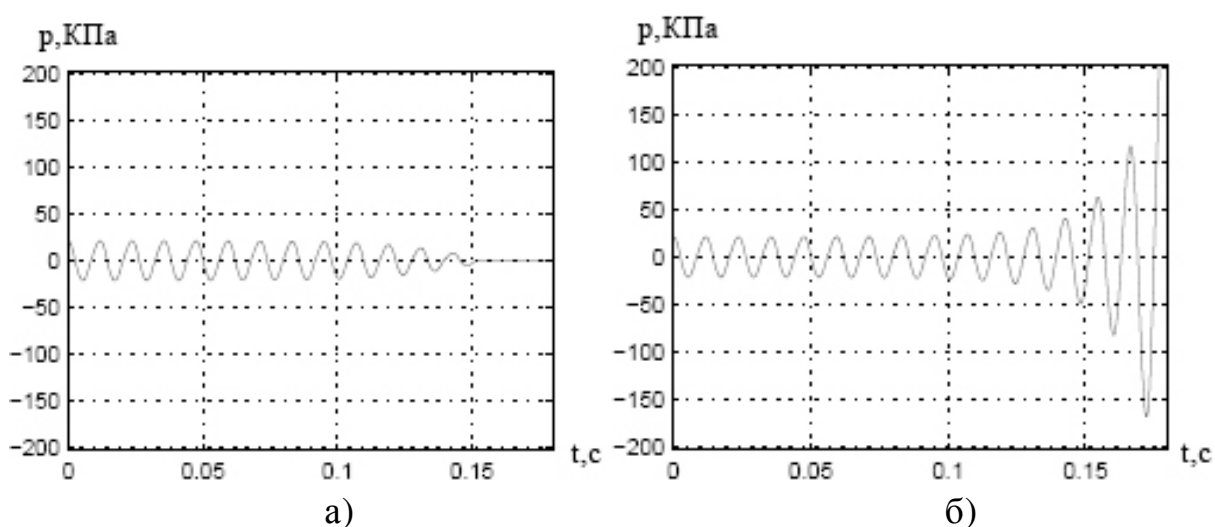


Рисунок 1.20 – Временная реализация давления в камере сгорания при начальных условиях а) $p_0=1.242p_{max}$; б) $p_0=1.243p_{max}/15/$

Численная апробация модели Аренса /15/ показала, что она крайне чувствительна к начальным условиям. На рисунке 1.20 показано влияние начальных условий на расчетные пульсации давления в камере сгорания.

Существенное упрощение процессов в зоне теплоподвода не позволяет использовать данную модель для анализа экспериментальных результатов. Поэтому для использования модели при теоретических исследованиях условий возникновения устойчивых пульсаций необходимо существенно доработать подход к рассмотрению процессов в камере сгорания с точки зрения более детального описания физических процессов протекающих в камере. В целом, подходы, предложенные в работах /14/-/16/ и кратко рассмотренные выше, не раскрывают суть рабочего процесса аппарата пульсирующего горения. Поэтому данные модели не могут быть эффективно

применены на стадиях проектирования и доводки аппаратов пульсирующего горения.

Большинство моделей рабочего процесса аппаратов пульсирующего горения рассматривают схемы с механическим топливным и воздушным клапаном. Такие схемы используют подачу топлива из магистрали при низком избыточном давлении, близком к атмосферному давлению и позволяют ввести допущения при рассмотрении работы клапанов, вносящие четкость в процесс подачи топлива и воздуха в камеру сгорания. Однако существуют схемы аппаратов пульсирующего горения, в которых осуществляется непрерывная подача топлива методом непосредственного впрыска через форсунки в камеру сгорания (внутреннее смесеобразование) или в аэродинамический клапан (внешнее смесеобразование). На рисунке 1.21 представлена классификация способов организации подачи топлива и смесеобразования в ПуВРД и АПГ.

Подача топлива через форсунки под давлением существенно превышающем максимальное давление в камере сгорания позволяет исключить влияние акустических процессов в топливной системе на работу АПГ. Поэтому при моделировании таких систем можно пренебрегать влиянием топливной системы как присоединенной системы.

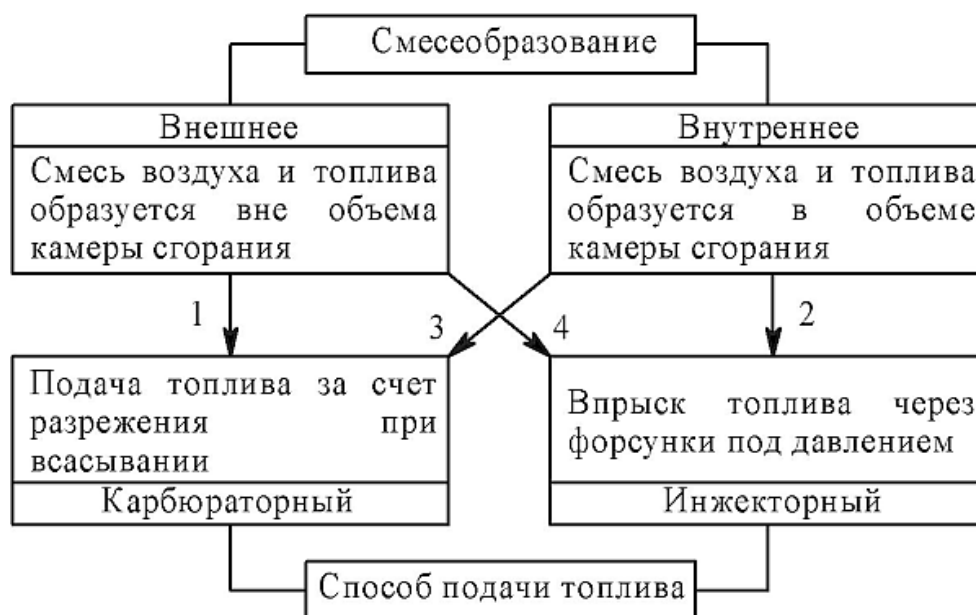


Рисунок 1.21 – Классификация методов организации подачи топлива и смесеобразования в ПуВРД и АПГ

Моделирование процесса подачи топлива с впрыском представляет собой более сложную задачу, поскольку расход топлива в данном случае является непрерывной функцией давления в камере сгорания.

В работе /17/ Ричардсом разработана модель пульсирующего горения при непрерывной подаче топлива в камеру сгорания. Примененный подход аналогичен рассмотренным выше моделям /14, 16/, то есть использует допущение о сосредоточенных параметрах и рассматривает камеру сгорания как контрольный объем. Количество выделяемой в камере сгорания энергии зависит от процессов наполнения, сгорания, истечения и теплопередачи через стенки камеры сгорания. Кинетика процесса сгорания моделируется законом Аррениуса для бимолекулярной реакции между топливом и окислителем. Распределение параметров по объему камеры сгорания и резонансной трубы считается равномерным, а процесс истечения из камеры в резонансную трубу изоэнтропным. Модель учитывает трение рабочего тела о стенки проточной части. Применяя к контрольному объему закон сохранения массы и энергии в совокупности с законом сохранения импульса, для резонансной трубы Ричардс получил систему обыкновенных дифференциальных уравнений.

Уравнение сохранения энергии для контрольного объема имеет вид

$$\frac{d}{dt} \int_{\Omega} \rho \left(e + \frac{1}{2} v^2 \right) dV = - \int_{\partial\Omega} \rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} \left(e + \frac{1}{2} v^2 \right) dA - \int_{\partial\Omega} P \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} dA + \int_{\Omega} \dot{Q} dV - \int_{\partial\Omega} \mathbf{q} \cdot \mathbf{n} dA, \quad (1.28)$$

где Ω - обозначает контрольный объем; $\partial\Omega$ - обозначает границу контрольного объема; ρ - плотность; e - удельная энтальпия; P - давление; \dot{Q} - удельное количество теплоты; \mathbf{v} - скорость рабочего тела; v^2 - обозначает $\mathbf{v} \cdot \mathbf{v}$; \mathbf{q} - тепловой поток через границу контрольного объема; \mathbf{n} - внешняя нормаль к границе контрольного объема.

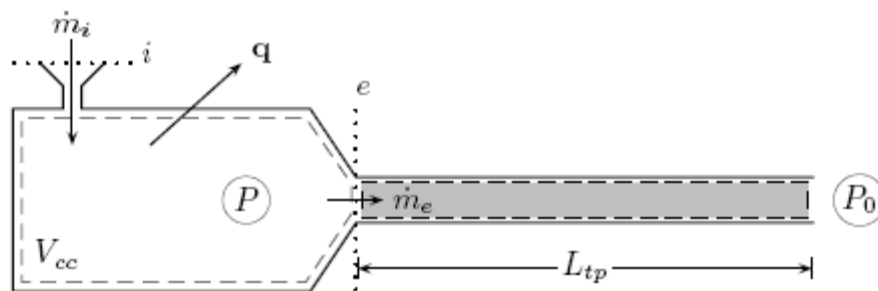


Рисунок 1.22 – Расчетная схема аппарата пульсирующего горения /15, 17/
 \dot{m}_i - расход смеси; \dot{m}_e - расход продуктов сгорания через резонансную трубу; V_{cc} - объем камеры сгорания; L_{tp} - длина резонансной трубы; P - давление в камере сгорания; P_0 - атмосферное давление; q – тепловой поток через границу контрольного объема

Интеграл в левой части уравнения (1.28) выражает изменение количества полной энергии в контрольном объеме. Первый интеграл в правой части уравнения выражает изменение энергии на выходе из контрольного объема. Второй интеграл в правой части отражает изменение работы совершаемой газом в контрольном объеме. Третий интеграл описывает выделение теплоты в контрольном объеме, а последний интеграл описывает тепловой поток через границу контрольного объема /15, 17/. Для описания теплового потока использовался закон Ньютона

$$q \cdot n = \hat{h}(T - T_w), \quad (1.29)$$

где \hat{h} - коэффициент теплопередачи, который считался постоянным по всей границе контрольного объема; T_w - температура стенки камеры сгорания.

Уравнение сохранения массы в контрольном объеме

$$\frac{d(\rho V_{cc})}{dt} = \dot{m}_i - \dot{m}_e. \quad (1.30)$$

Далее рассмотрение уравнений ведется в терминах безразмерных параметров, для чего давление, температура и плотность делятся на атмосферные значения. Поскольку модель рассматривает динамику рабочего процесса, вводятся три характерных времени

$$\tau_f = \frac{\rho_0}{\dot{m}_i} V_{cc}, \quad \tau_{HT} = \frac{L_1 c_p \rho_0 T_0}{\hat{h} T_w}, \quad \tau_c = \frac{c_p \rho_0 T_0}{\dot{Q}}, \quad (1.31)$$

где индекс 0 относится к атмосферным значениям параметров; $L_1 = \frac{V_{CC}}{A_S}$ - характерная длина, равная отношению объема камеры к площади поверхности камеры сгорания; τ_f - время необходимое для протекания не реагирующему изотермическому потоку через камеру сгорания; τ_{HT} - характерное время, связанное с процессом теплопередачи; τ_c - характерное время, связанное с процессом горения.

Далее используя уравнения сохранения энергии, массы и уравнение состояния идеального газа Ричардс получает дифференциальное уравнение изменения температуры в камере сгорания, выраженное в терминах безразмерных параметров и характерных времен.

Динамика выделяемого количества тепла на единицу контрольного объема выражается через теплотворную способность топлива ΔH_f и скорость реакции окисления \dot{R}_f

$$\dot{Q} = \Delta H_f \dot{R}_f. \quad (1.32)$$

Как упоминалось ранее, скорость реакции процесса окисления моделируется зависимостью Аррениуса для бимолекулярной реакции взаимодействия топлива и окислителя

$$\dot{R}_f = \hat{A} \sqrt{T} \rho^2 Y_o Y_f e^{\left(-\frac{E_A}{R_U T}\right)}, \quad (1.33)$$

где \hat{A} - константа; Y_o и Y_f - массовые доли окислителя и топлива соответственно; E_A - энергия активации; R_U - газовая постоянная.

Характерное время процесса сгорания для стехиометрической смеси при условии полного сгорания до диоксида углерода и воды определяется уравнением

$$\frac{1}{\tau_c} = \hat{A} \rho_0 \sqrt{T_0} \frac{Y_o}{Y_f} \frac{\Delta H_f}{c_p T_0} \frac{\tilde{P}^2}{\tilde{T}^{3/2}} Y_f^2 e^{\left(-\frac{E_A}{R_U T_0 \tilde{T}}\right)}, \quad (1.34)$$

где \tilde{P} и \tilde{T} - безразмерное давление и температура соответственно.

При разработке уравнения (1.33) использовались результаты, полученные в работе /18/, и Ричардс отмечает, что уравнения (1.33)-(1.34) могут быть применены к бедному горению. Однако в работе /18/ в уравнении скорости реакции фигурирует коэффициент избытка окислителя, который в (1.33) отсутствует. Поэтому диапазон применимости уравнений (1.33)-(1.34) по составу смеси неясен и требует более детального исследования.

Описание динамики движения газа в резонансной трубе основывается на законе сохранения количества движения (импульса) /15/

$$(P_e - P_0)A_{tp} + F_f = \int_{\Omega_{tp}} \rho dV \frac{du}{dt} = \rho_e A_{tp} L_{tp} \frac{du}{dt}, \quad (1.35)$$

где F_f - сила трения; A_{tp} - площадь поперечного сечения резонансной трубы; u - скорость рабочего тела в резонансной трубе; P_e и ρ_e - давление и плотность на входе в резонансную трубу соответственно.

Из уравнения (1.36) видно, что предположение о равномерном распределении плотности по объему резонансной трубы эквивалентной плотности в сечении на входе в трубу будет неизбежно приводить к ошибке в скорости течения, поскольку в момент начала истечения масса газа в резонансной трубе будет завышена, а в процессе всасывания занижена.

Далее полученная система обыкновенных дифференциальных уравнений может быть решена с помощью численных методов приближенного решения дифференциальных уравнений.

Из анализа моделей, представленных в работах /14-17/ видно, что подходы к рассмотрению рабочего процесса аппарата пульсирующего горения аналогичны. Однако подход Ричардса /17/ моделирует процесс горения более детально с учетом кинетики процесса и наиболее пригоден для применения в практических целях. На основе его модели компанией DLF Sustainable была разработана методика для расчета аппарата пульсирующего горения /15/.

Однако модели, построенные на предположении о сосредоточенных параметрах в камере сгорания и резонансной трубе, имеют потенциальное ограничение применимости, связанное с не учетом влияния формы проточной части на динамику рабочего процесса аппарата пульсирующего горения.

Количество моделей рабочего процесса ПуВРД и АПГ различных схем, разработанных отечественными и зарубежными исследователями и находящихся в открытой печати крайне велико чтобы охватить их в одном анализе. Поэтому выбор моделей основывался на условии обеспечения разнообразия в подходах к моделированию рабочего процесса.

Проведенный анализ моделей показал, что на данный момент не существует единого подхода к моделированию рабочего процесса ПуВРД и аппаратов пульсирующего горения. В связи с этим разработана классификация существующих подходов к моделированию рабочего процесса ПуВРД и АПГ (рисунок 1.23).

Согласно рисунку 1.23 выявлено пять подходов к описанию рабочего процесса ПуВРД и АПГ: акустический, механический, газодинамический, волновой и вихревой подходы.

Акустический подход для описания рабочего процесса использует аналогию с акустическими резонаторами, в которых имеют место стоячие волны. В данном подходе используется допущение о том, что в ПуВРД имеют место волны бесконечно малой амплитуды, которые не приводят к существенному проявлению сжимаемости. Поэтому для описания распространения и взаимодействия волн в проточной части ПуВРД применяются уравнения линейной и не линейной акустики.

В основу механического подхода заложена аналогия с механическими колебательными системами типа масса-пружина, поэтому здесь, как правило, вводится допущение о сосредоточенных параметрах.

В газодинамическом подходе к моделированию рабочего процесса ПуВРД рабочий цикл условно разделяется на элементарные процессы – фазы. Далее на основе аналитических зависимостей газовой динамики, исходя из представления о квазистационарности течения в элементарном процессе, определяются параметры в начальный и конечный момент элементарного процесса. Обычно рассматривается процесс инерционного истечения рабочего тела.

Вихревая теория рабочего процесса ПуВРД на данный момент является наименее развитой и обоснованной. Здесь рабочий процесс ПуВРД рассматривается с точки зрения природы вихревых течений в камере сгорания. Однако большинство исследователей склонны полагать, что нестационарное вихревое течение в камере является не основополагающим процессом, а следствием протекания других процессов. Поэтому данный подход к моделированию рабочего процесса ПуВРД не нашел распространения.

Указанные выше четыре подхода при моделировании рабочего процесса ПуВРД выделяют одни физический процесс имеющий место в рабочем цикле двигателя и применительно к нему осуществляют математическое моделирование. В действительности все процессы, рассматриваемые в пределах одного из описанных подходов, имеют место в рабочем цикле ПуВРД. Такая комплексность рабочего процесса ПуВРД с точки зрения протекающих в нем явлений обусловлена особенностями нестационарного движения газа. Поэтому для комплексного описания рабочего цикла двигателя необходимо применять подход, основанный на теории нестационарного движения газа, которым является волновой подход к моделированию рабочего процесса ПуВРД.

Данный подход основан на составлении и решении систем дифференциальных уравнений выражающих основные законы сохранения.

Поскольку описание даже одномерного нестационарного движения газа основывается на дифференциальных уравнениях в частных производных гиперболического типа, не имеющих аналитического решения, то данные системы уравнений, как правило, решаются различными численными методами. Так как построение математических моделей на основе численных методов требует применения средств вычислительной техники, что существенно усложняет модель, насыщая ее вычислительными алгоритмами, то применение метода характеристик позволяет понизить уровень задачи до решения систем обыкновенных дифференциальных уравнений и применить

более простые численные методы, например методы, основанные на конечных разностях.

При этом метод характеристик обладает физической наглядностью и позволяет извлечь максимум информации о волновой природе нестационарного движения сплошной среды. К основным достоинствам данного метода также стоит отнести надежность получения сходящегося решения. Следует отметить, что метод характеристик применялся для моделирования течений в ПуВРД еще в 1940-х годах при исследовании рабочего процесса германского ПуВРД AS-014. Однако отсутствие мощных вычислительных средств на тот момент не позволило реализовать все преимущества данного метода.

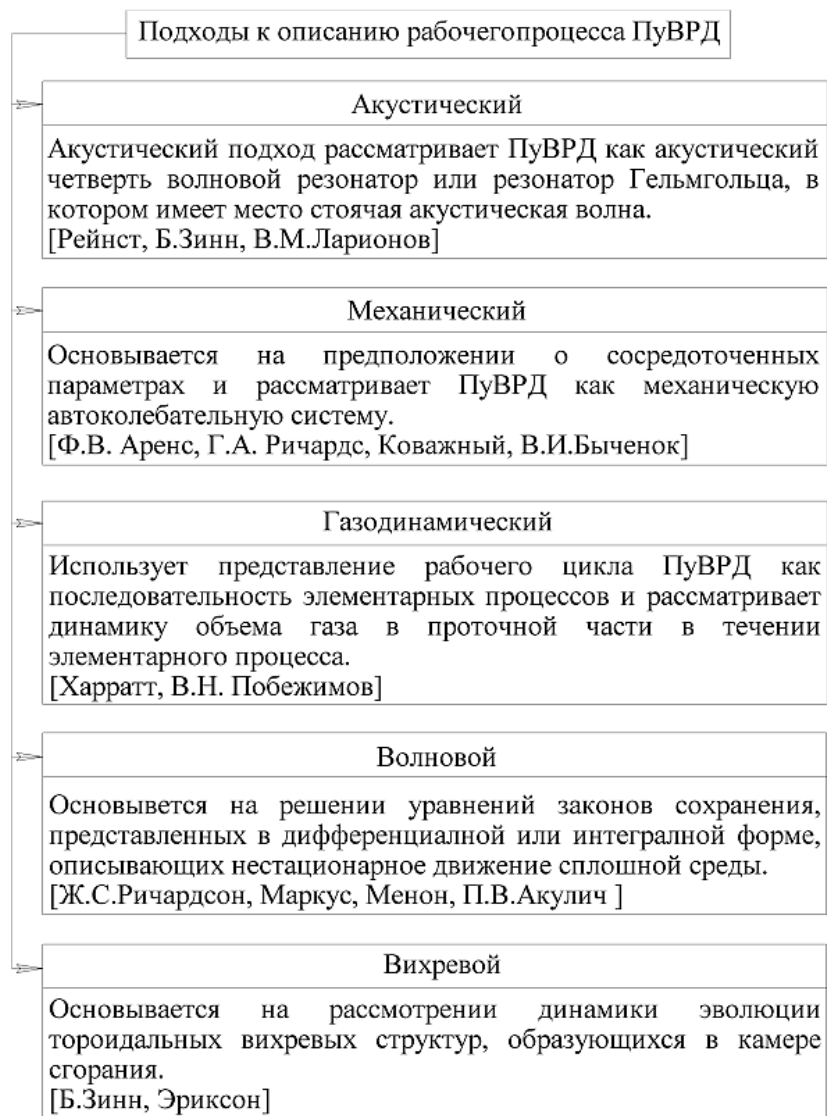


Рисунок 1.23 – Классификация существующих подходов к моделированию рабочего процесса ПуВРД и АПГ

1.3 АНАЛИЗ КОНСТРУКЦИЙ ПУВРД С АЭРОДИНАМИЧЕСКИМ КЛАПАНОМ

Отсутствие в конструкции ПуВРД вращающихся элементов и волновая природа рабочего процесса открывают широкие возможности конструктивной реализации двигателей. Это приводит к сложностям классификации ПуВРД с аэродинамическим клапаном по конструктивным признакам. Однако сложности расчета параметров рабочего процесса и характеристик даже самых простых схем ПуВРД ограничили конструктивное разнообразие существующих двигателей. Анализ существующих в настоящее время ПуВРД с аэродинамическим клапаном показал, что конструкции ПуВРД можно проклассифицировать по конструктивным признакам аэродинамического клапана, камеры сгорания и резонансной трубы (рисунок 1.24). Аэродинамические клапаны можно классифицировать по форме осевой линии проточной части, по форме проточной части, по количеству клапанов, по расположению. Резонансные трубы различаются по форме осевой линии проточной части, по характеру изменения поперечного сечения. Камеры сгорания различаются главным образом по форме образующих поверхностей.

Первый ПуВРД с аэродинамическим клапаном был запатентован французом Жоржем Марконе в 1909 (рисунок 1.25) и имел цилиндрический прямой аэродинамический клапан, камеру сгорания с входным диффузором и прямую диффузорную резонансную трубу.

На рисунке 1.26 представлен ПуВРД фирмы SNECMA тягой 11 кг и весом 5 кг. Данный двигатель входил в состав силовой установки в количестве 4-6 штук, установленной под крыльями легкого планера SA 104 Emouchet. При создании двигателя разработчики стремились обеспечить как можно более низкий удельный расход топлива, который составил 1.8 кг топлива на кг тяги в час. Данная конструкция двигателя имеет прямой цилиндрический аэродинамический клапан с не большим углублением в камеру сгорания, что сделано для увеличения сопротивления клапана истечению из камеры.

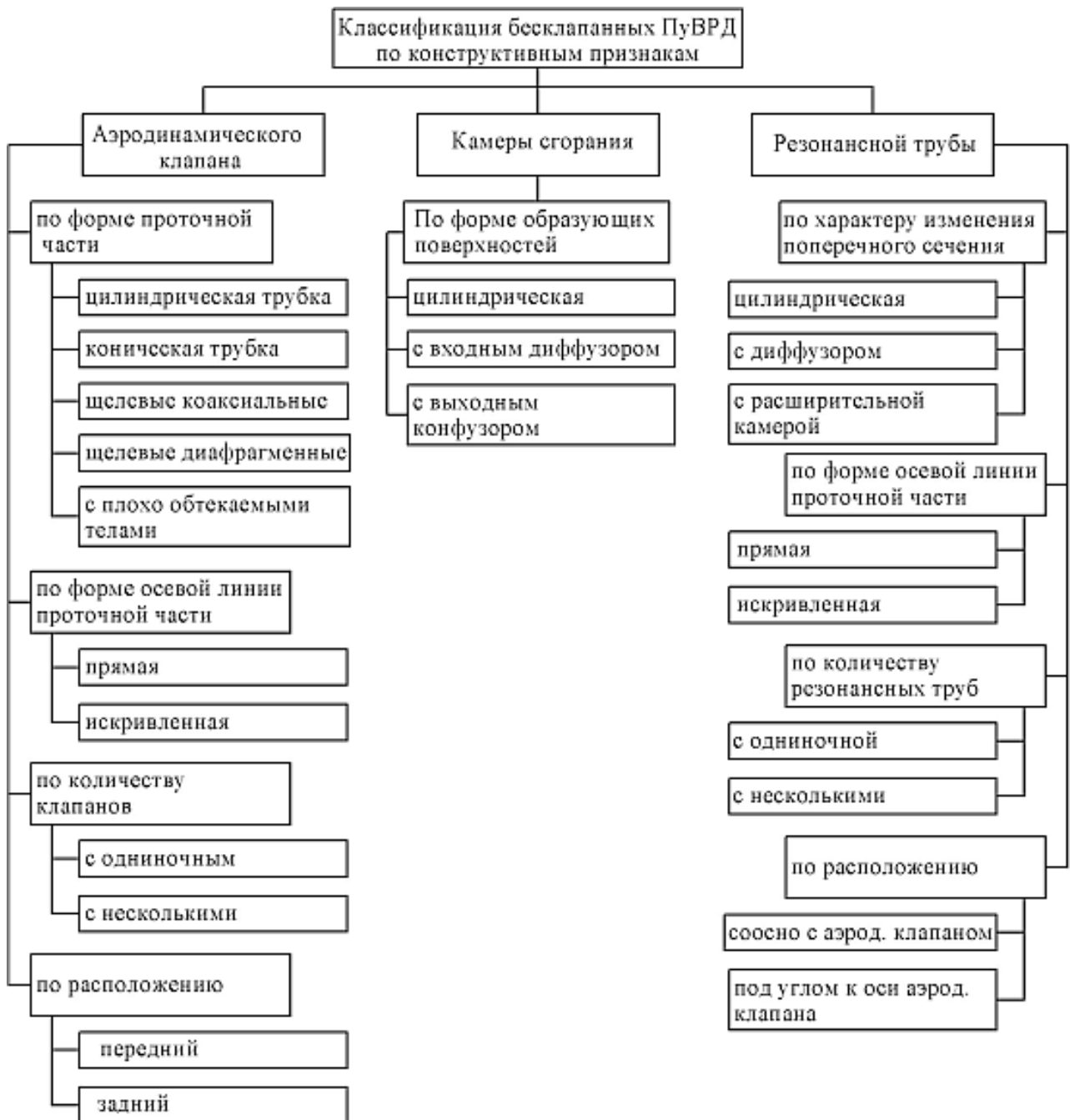


Рисунок 1.24 – Классификация ПуВД с аэродинамическим клапаном по конструктивным признакам

Прямая резонансная труба имеет диффузорный участок, а камера сгорания выходной конус. Данная конструкция ПуВД является классической схемой нашедшей наибольшее распространение.

Обычно недостатком ПуВД является тот факт, что при выхлопе часть продуктов сгорания выбрасываются через аэродинамический клапан, то есть аэродинамический клапан создает тягу.

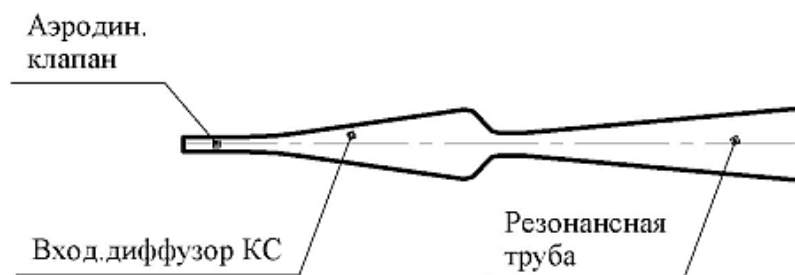


Рисунок 1.25 – ПуВРД Жоржа Марконне (1909) /1/

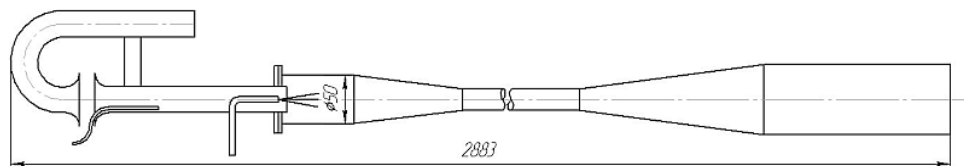


Рисунок 1.26 – ПуВРД Escopette фирмы SNECMA (1950) /1/

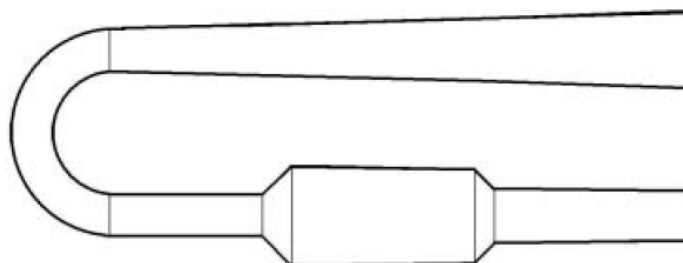


Рисунок 1.27 – ПуВРД схемы Локвуда /25/

На рисунке 1.27 представлена схема ПуВРД запатентованная Локвудом в 1969 году /25/, в которой резонансная труба имеет U-образный изгиб.

При этом истечение из клапана и резонансной трубы происходит в одну сторону. Кроме того, аэродинамический клапан и камера сгорания имеют сужение порядка 1° в сторону выхлопа через клапан. Такая схема также позволяет сократить общую длину двигателя. Поэтому двигатели, построенные по подобной схеме, как правило, имеют длинные резонансные трубы и работают на низких частотах 40-80 Гц. Это приводит к увеличенному периоду рабочего цикла и позволяет в ряде случаев увеличить продолжительность фазы всасывания и повысить тем самым коэффициент наполнения камеры. Первые двигатели тягой порядка 25 кг были построены по данной схеме.

В последнее время все большее распространение стали получать двигатели с задним расположением нескольких аэродинамических клапанов (рисунок 1.28). При такой схеме, как и в случае схемы Локвуда выхлоп через

клапаны и резонансную трубу происходит в одном направлении. Однако такая схема обладает существенным недостатком. В условиях полета с увеличением скорости увеличиваются потери на всасывание через аэродинамические клапаны. Для частичной компенсации данных потерь на двигателе TermoJet Джона Меленрика установлены совки, задача которых подтормаживать входящий в них поток и повышать тем самым давление у среза клапанов. Разделение одного клапана на несколько клапанов позволяет улучшить качество процесса наполнения и смесеобразования в камере сгорания.

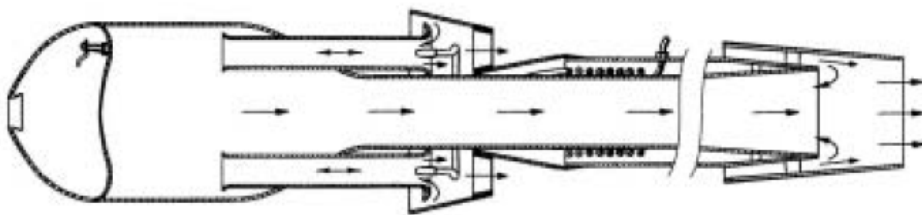


Рисунок 1.28 – ПуВРД TermoJet

Существуют экспериментальные ПуВРД с кольцевыми щелевыми аэродинамическими клапанами (рисунок 1.29). В таких двигателях проточная часть клапана формируется за счет закапотирования передней части камеры сгорания, которая выполняется открытой /4/. Первые исследования подобных схем проводил Пауль Шмидт в 1930-х годах. В 1950-х годах исследования данных схем также провел Харратт.

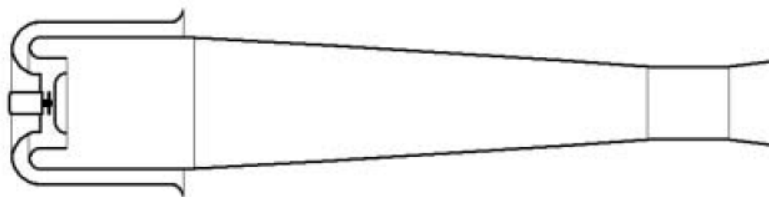


Рисунок 1.29 – ПуВРД с кольцевым щелевым аэродинамическим клапаном /4/

В университете Кэлгари в 1980-х годах, Кентфилдом исследовался ПуВРД традиционной схемы с четырьмя прямыми аэродинамическими клапанами (рисунок 1.30). Данный двигатель при достаточно большом диаметре камеры сгорания имел короткую резонансную трубу и работал на частоте порядка 160 Гц. Применение разделенных клапанов позволило улучшить процесс наполнения камеры, смесеобразования и получить достаточно равномерное

заполнение объема камеры сгорания однородной смесью, что позволило сократить длину камеры и ускорить процесс сгорания заряда.

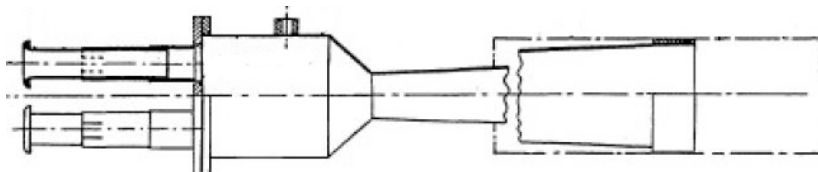


Рисунок 1.30 – ПуВРД с четырьмя аэродинамическими клапанами /26/

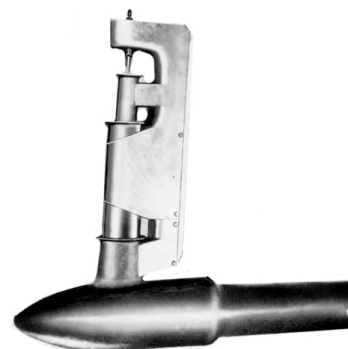


Рисунок 1.31 – ПуВРД G-8-2-130 /27/

На рисунке 1.31 изображен общий вид ПуВРД конструкции Глухарева, предназначавшегося для установки на концы лопастей легкого вертолета для создания вращательного момента. Характерной особенностью данной конструкции является использование очень короткой резонансной трубы и трехступенчатого щелевого клапана овального поперечного сечения. Причем секции клапана представляют собой трубки разной длины, вставленные друг в друга. Также имеется ряд патентов полученных в последние годы на подобные схемы ПуВРД /27/.

Как упоминалось ранее, несмотря на обширные возможности конструктивной реализации ПуВРД количество реализованных на практике схем не так велико.

Что же касается аппаратов пульсирующего горения, то здесь количество разработанных и исследованных схем гораздо больше. Однако рассмотрение схем АПГ не является целесообразным, поскольку большинство из них не могут быть эффективно применены в качестве двигателей. Таким образом, из проведенного анализа становится ясно, что возможности использования ПуВРД еще до конца не исследованы. Во много широкому исследованию и созданию ПуВРД различных схем препятствует отсутствие достаточной теоретической базы.

2 ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ РАБОЧЕГО ПРОЦЕССА ПУВРД С АЭРОДИНАМИЧЕСКИМ КЛАПАНОМ

Результаты экспериментальных исследований ПуВРД отечественных и зарубежных ученых показывают, что в рабочем процессе ПуВРД имеется ряд особенностей характерных для всех типов ПуВРД, а так же ряд особенностей характерных для конкретных конструктивных схем ПуВРД. Под особенностями рабочего процесса понимаются явления, наблюдаемые при работе ПуВРД, для которых теоретическая оценка их влияния на параметры рабочего процесса затруднительна ввиду их недостаточной изученности. К наиболее общим особенностям относятся формирование и эволюция контактного разрыва у среза резонансной трубы и наличие искривления осевой линии проточной части ПуВРД. Для ПуВРД с аэродинамическим клапаном также малоизученными остаются процессы зарядки, смесеобразования и воспламенения в камере сгорания. Современная вычислительная техника и численные методы позволяют применять, так называемый, численный эксперимент для детального изучения нестационарных процессов течения и горения. В данной главе приводится краткая информация о расчетной модели, реализованной в программе Star-CD, а также методология и результаты его применения для исследования особенностей рабочего процесса модельного ПуВРД с аэродинамическим клапаном.

2.1 МЕТОДИКА ТРЕХМЕРНОГО ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ СМЕСЕОБРАЗОВАНИЯ, ВОСПЛАМЕНЕНИЯ, ГОРЕНИЯ И ТЕЧЕНИЯ МЕТОДОМ КОНТРОЛЬНЫХ ОБЪЕМОВ

В программе Star-CD для описания движения сжимаемой и несжимаемой жидкости используются дифференциальные уравнения законов сохранения массы и импульса (уравнения Навье-Стокса), которые в тензорной форме в декартовой системе координат имеют вид [29]

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j) = s_m \quad ; \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j u_i - \tau_{ij}) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + s_i \quad , \quad (2.2)$$

где t – время; x_i - декартова координата ($i = 1, 2, 3$); u_i - абсолютная компонента скорости жидкости в направлении x_i ; p - пьезометрическое давление = $p_S - \rho_0 g_m x_m$, где p_S - статическое давление, ρ_0 - принятая плотность, g_m - компонента гравитационного поля, а x_m - координаты точки, в которой определена плотность; ρ – плотность; τ_{ij} - компоненты тензора напряжений; s_m - источник массы; s_i - компоненты изменения момента. Повторяющиеся нижние индексы обозначают суммирование.

Для турбулентных течений u_i , p и другие зависимые переменные, включая τ_{ij} , используются по их средним значениям (осредненным аналогично осреднению по времени для стационарных случаев). Для ньютоновской жидкости это выглядит так

$$\tau_{ij} = 2\mu s_{ij} - \frac{2}{3}\mu \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} - \overline{\rho u'_i u'_j} \quad , \quad (2.3)$$

где u'_{ij} - флуктуации относительно средней скорости, черта вверху означает процесс осреднения. Самый правый элемент этого уравнения представляет собой дополнительные рейнольдсовы напряжения, определяющие турбулентную природу потока. Они связаны с полем средней скорости через модели турбулентности.

Уравнение статической энтальпии для термохимических процессов представляется общей формой уравнения сохранения энтальпии для смеси жидкостей /30/

$$\frac{\partial \rho h}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho h u_j + F_{h,j}) = \frac{\partial p}{\partial t} + u_j \frac{\partial p}{\partial x_j} + \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + s_h \quad , \quad (2.4)$$

где, h - статическая энтальпия, определяемая уравнением

$$h \equiv \bar{c}_p T - c_p^0 T_0 + \sum Y_m H_m = h_t + \sum Y_m H_m \quad , \quad (2.5)$$

где T - температура; Y_m - массовая фракция m , являющаяся частью смеси; H_m - теплота превращения компоненты m смеси; Σ - сумма всех компонент смеси; \bar{C}_p - средняя удельная теплоемкость при постоянном давлении для температуры T ; C_p - удельная теплоемкость при постоянном давлении для температуры T_0 ; h_t - термическая энтальпия, описываемая выражением

$$h_t = \bar{c}_p T - c_p^0 T_0 \quad . \quad (2.6)$$

При наличии термохимических реакций уравнение полной энтальпии получается сложением уравнения сохранения механической энергии и уравнения статической энтальпии и имеет вид

$$\frac{\partial \rho H}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j H + F_{h,j} - u_i \tau_{ij}) = - \frac{\partial p u_j}{\partial x_j} + s_i u_i + s_h \quad , \quad (2.7)$$

где

$$H = \frac{1}{2} u_i u_i + h \quad ; \quad (2.8)$$

$F_{h,j}$ – поток диффузионной тепловой энергии в направлении x_j . При этом статическая энтальпия h задается как сумма термической и химической компонент энтальпии /29/.

При взаимодействии диффузионных потоков в Star-CD считается, что потоки тепла и массы подчиняются законам Фурье и Фика соответственно. Поэтому для турбулентного, осредненного по времени течения

$$F_{h,j} \equiv -k \frac{\partial T}{\partial x_j} + \bar{\rho} \overline{u_j' h'} + \sum_m h_m \rho V_{m,j} \quad ; \quad (2.9)$$

где средний член уравнения, содержащий флуктуацию статической энтальпии h' представляет собой поток энергии турбулентного диффузионного течения.

Плотность определяется по уравнению состояния, которое для смесей газов имеет вид

$$\rho = \frac{P}{RT \left(\sum_m \frac{Y_m}{M_m} \right)}, \quad (2.10)$$

где Y_m - массовая фракция с молекулярным весом M_m , причем суммируются все составляющие компоненты, включая и “фоновую” жидкость. R – универсальная газовая постоянная.

Определение температурной зависимости вязкости ведется по формуле Сазерленда

$$\mu = \left(\frac{T}{273.15} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{273.15 + C_s}{T + C_s} \mu_0, \quad (2.11)$$

где μ_0 – динамическая вязкость при 273.15 К и 101.325 кПа; C_s – константа Сазерленда; T – абсолютная температура /28/.

Удельную теплоемкость для многокомпонентных смесей m с “фоновой” жидкостью, STAR-CD вычисляет как средневзвешенную по массе /29/

$$c_p = \sum_{m \neq bg} Y_m c_{p,m} + \left(1 - \sum_{m \neq bg} Y_m \right) c_{p,bg}, \quad (2.12)$$

где c_p – теплоемкость смеси, $c_{p,m}$ и Y_m – теплоемкость и массовая фракция компоненты m , соответственно, а $c_{p,bg}$ – удельная теплоемкость «фоновой» жидкости.

Молекулярная вязкость смеси газов вычисляется по формуле Вилке. Молекулярная вязкость каждой компоненты вычислялась по кинетической теории газов, за исключением “фоновой” жидкости – воздуха, для которой вязкость задавалась полиномиальной зависимостью для азота.

Теплопроводность смесей газов определяется выражением

$$k = \frac{1}{2} \left(\sum_{i=1}^N X_i k_i + 1 / \left(\sum_{i=1}^N \frac{X_i}{k_i} \right) \right), \quad (2.13)$$

где k – теплопроводность i -й компоненты, которая также может вычисляться с помощью кинетической теории газов или задаваться полиномиальными соотношениями.

В модель течения также включена модель молекулярной диффузии

$$D_m = \left(\sum_{i=1, i \neq m}^N X_i M_i \right) / \left(\bar{M} \sum_{i=1, i \neq m}^N \frac{X_i}{D_{im}} \right), \quad (2.14)$$

где M_i – молекулярный вес компоненты i в смеси; \bar{M} – средний молекулярный вес смеси; D_{im} – взаимная диффузность компонентов i и m . Для вычисления D_{im} использовалась зависимость, основанная на кинетической теории газов.

Поскольку в задачу численного моделирования не входит исследование турбулентности, то для моделирования турбулентного течения была выбрана стандартная модель турбулентной вязкости – нелинейная k - ϵ модель больших чисел Рейнольдса. Данная модель может быть применена для полностью турбулентных, сжимаемых потоков. Она также допускает в определенной мере расчет эффектов конвективности [29]. Данная модель основывается на уравнении турбулентной кинетической энергии и уравнении скорости диссипации кинетической энергии.

Уравнение турбулентной кинетической энергии имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\rho u_j k - \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] = \mu_t (P + P_B) - \rho \epsilon - \frac{2}{3} \left(\mu_t \frac{\partial u_i}{\partial x_i} + \rho k \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_i} + \mu_t P_{NL} \quad (2.15)$$

где

$$P \equiv S_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (2.16)$$

$$P_B \equiv - \frac{g_i}{\sigma_{h,t}} \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x_i} \quad (2.17)$$

$$P_{NL} = - \frac{\rho}{\mu_t} \overline{u_i' u_j'} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \left[P - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_i} + \frac{\rho k}{\mu_t} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right], \quad (2.18)$$

σ_k – турбулентное число Прандтля. Первый член в правой части уравнения (2.15) представляет турбулентность, порождаемую касательными и

нормальными напряжениями и силами конвективности, второй - вязкое рассеивание, а третий – усиление или затухание из-за эффекта сжимаемости. Последний член отвечает за нелинейные связи.

Скорость диссипации кинетической энергии представляется как

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\rho u_j \varepsilon - \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] =$$

$$C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \left[\mu_t P - \frac{2}{3} \left(\mu_t \frac{\partial u_i}{\partial x_i} + \rho k \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right] + C_{\varepsilon 3} \frac{\varepsilon}{k} \mu_t P_B -$$

$$C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + C_{\varepsilon 4} \rho \varepsilon \frac{\partial u_i}{\partial x_i} + C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \mu_t P_{NL}$$
(2.19)

где σ_k - турбулентное число Прандтля, а $C_{\varepsilon 1}$, $C_{\varepsilon 2}$, $C_{\varepsilon 3}$, $C_{\varepsilon 4}$ - коэффициенты, значения которых приведены в таблице 2.1 /31-33/. Члены правой части представляют эффекты аналогичные, описанным выше для уравнения турбулентной кинетической энергии. Турбулентная вязкость μ_t определяется по уравнению

$$\mu_t = f_\mu \frac{C_\mu \rho k^2}{\varepsilon},$$
(2.20)

где C_μ - это эмпирический коэффициент, принимаемый постоянным; f_μ - функция демпфирования.

Таблица 2.1 – Значения коэффициентов принятых для k - ε модели турбулентности

C_μ	σ_k	σ_ε	σ_h	σ_m	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	$C_{\varepsilon 3}$	$C_{\varepsilon 4}$	k	E
0.09	1.0	1.22	0.9	0.9	1.44	1.92	1.44	-0.33	0.42	9.0

Как было сказано выше, процессы смесеобразования, воспламенения и горения в ПуВРД с аэродинамическим клапаном на данный момент изучены недостаточно. Однако анализ, проведенный в первой главе, показал, что в ПуВРД может иметь место как предварительное внешнее смесеобразование, так внутреннее смесеобразование. Поэтому скорости реакций процесса горения могут протекать как в кинетической области, так и в диффузионной. В связи с этим, для моделирования горения в программе Star-CD была выбрана

комбинированная модель кинетики и дисперсии вихря (Hybrid Kinetics/Eddy Break-Up Models). Данная модель позволяет учесть как кинетику химических реакций, так и влияние турбулентного перемешивания на скорость реакций. Такой подход позволяет вычислять обе локальные величины скорости горения и минимальную из них принять за определяющую

$$R_{lr} = -\min[|R_{lr, kin}|, |R_{lr, ebu}|] \quad , \quad (2.21)$$

где $R_{lr, kin}$ – кинетическая скорость реакции горения; $R_{lr, ebu}$ – скорость реакции, характеризующаяся турбулентностью.

Расчет кинетической скорости реакции ведется на основе выражения Аррениуса /29/

$$R_{lr} = -A M_{lr} T^B \prod_{\text{all } m} \left(\frac{\rho Y_m}{M_m} \right)^{\nu_m} e^{-E_a/RT} \quad , \quad (2.22)$$

где ν_m – показатели скоростей экспонент реакций; M_m – молекулярные массы; R – универсальная газовая постоянная; A , B и E_a – предэкспоненциальный фактор для показательной функции, степенной показатель температурной экспоненты и энергии активации реакции, соответственно.

Поскольку топливо и окислитель поступают в расчетную область отдельно, то имеем диффузионную не гомогенную систему. Поэтому для каждой рассматриваемой реакции решается дополнительное дифференциальное уравнение сохранения.

В качестве реакции горения была выбрана одноступенчатая реакция горения пропана $C_3H_8 + 5O_2 \rightarrow 3CO_2 + 4H_2O$.

В качестве модели описывающей химические реакции управляемые турбулентными процессами используется модель ”дисперсии вихря” (EBU), предложенная Магнуссеном /34/. Согласно модели, объемный расход ‘горючего’ описывается уравнением

$$R_F = -\frac{\rho \varepsilon}{k} A_{ebu} \min \left[Y_F, \frac{Y_O}{S_O}, B_{ebu} \frac{Y_P}{S_P} \right] \quad , \quad (2.23)$$

где A_{ebu} , B_{ebu} являются эмпирическими коэффициентами с номинальными значениями 4 и 0.5 соответственно. Первые два параметра в квадратных скобках уравнения дают концентрацию, определяющую локальную скорость реакции, в то время как третья часть предназначена, чтобы остановить реакцию в областях, где температура стала низкой. Шкала времени микросмешивания берется по масштабу времени отношения k/ε , времени диссипации.

Для осуществления пространственной дискретизации расчетной области была построена трехмерная неструктурированная гексаэдральная сетка. В качестве исходной геометрии была выбрана геометрия экспериментального модельного ПуВРД. Генерация сетки осуществлялась с использованием встроенных в пакет программ Star-CD модулей Surf и Automesh. Общая структура методик построения расчетной сетки представлена на рисунке 2.1.

На рисунке 2.2 представлена схема расчетной сетки, а также расположение и типы граничных условий на выходе из резонансной трубы, на входе в аэродинамический клапан и на входе в топливную трубку. Для срезов резонансной трубы и аэродинамического клапана применено условие постоянства статического давления равного 101325 Па. На входе в топливную трубку установлено условие постоянства полного давления равного 0.222 МПа.

Размер расчетной области составил 83048 ячеек со средним размером 1.2 мм. Решение задачи проводилось с использованием алгоритма PISO [29, 35]. Начальные параметры расчета принимались по умолчанию за исключением шага временной дискретизации, который рассчитывался согласно критерию Фридрикса – Леви.

Далее в процессе пробных расчетов значения коэффициента релаксации, количества шагов корректора алгоритма PISO и других параметров решения были уточнены. В качестве пространственно-временной схемы дискретизации была выбрана схема второго порядка точности Кранка-Никольсона. Шаг временной дискретизации составил 4×10^{-6} с.

Среднее время расчета на персональном компьютере составило порядка 20 часов на рабочий цикл. Проведенный расчет охватил порядка шести рабочих циклов, начиная с момента подачи топлива и воспламенения.

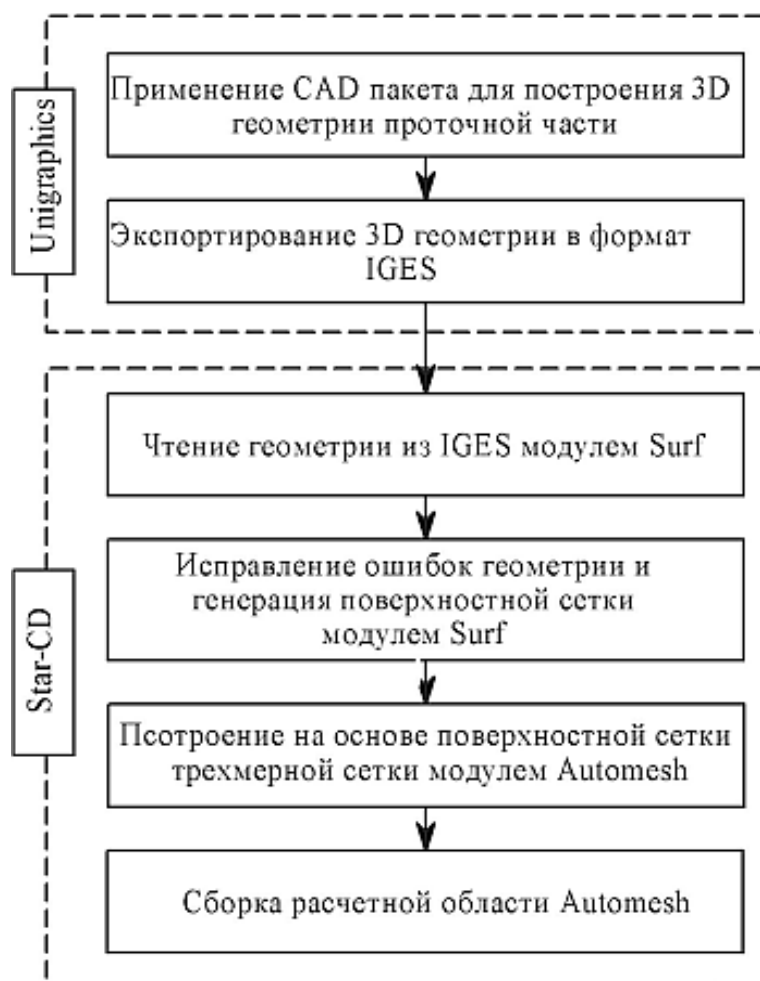


Рисунок 2.1 – Структура методики построения расчетной сетки
Граничные условия на срезе рез. трубы (Pressure)

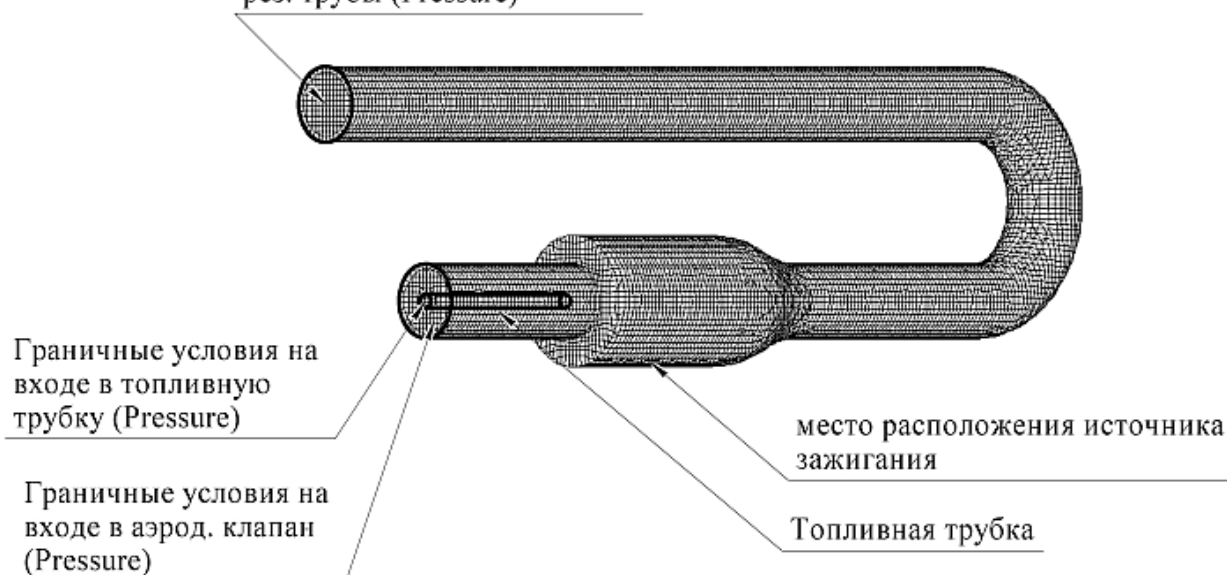


Рисунок 2.2 – Общий вид расчетной сетки и расположения граничных условий

2.2 ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ СКОРОСТИ ЗАРЯДА НА ВХОДЕ В КАМЕРУ СГОРАНИЯ НА ПРОЦЕСС НАПОЛНЕНИЯ И ГОРЕНИЯ

В приложении 2 приведены рассчитанные поля скорости, давления и температуры в продольном сечении проточной части модельного ПуВРД для различных моментов времени.

На рисунке 2.3 изображена временная реализация давления в точке на входе в резонансную трубу полученная в результате расчета.

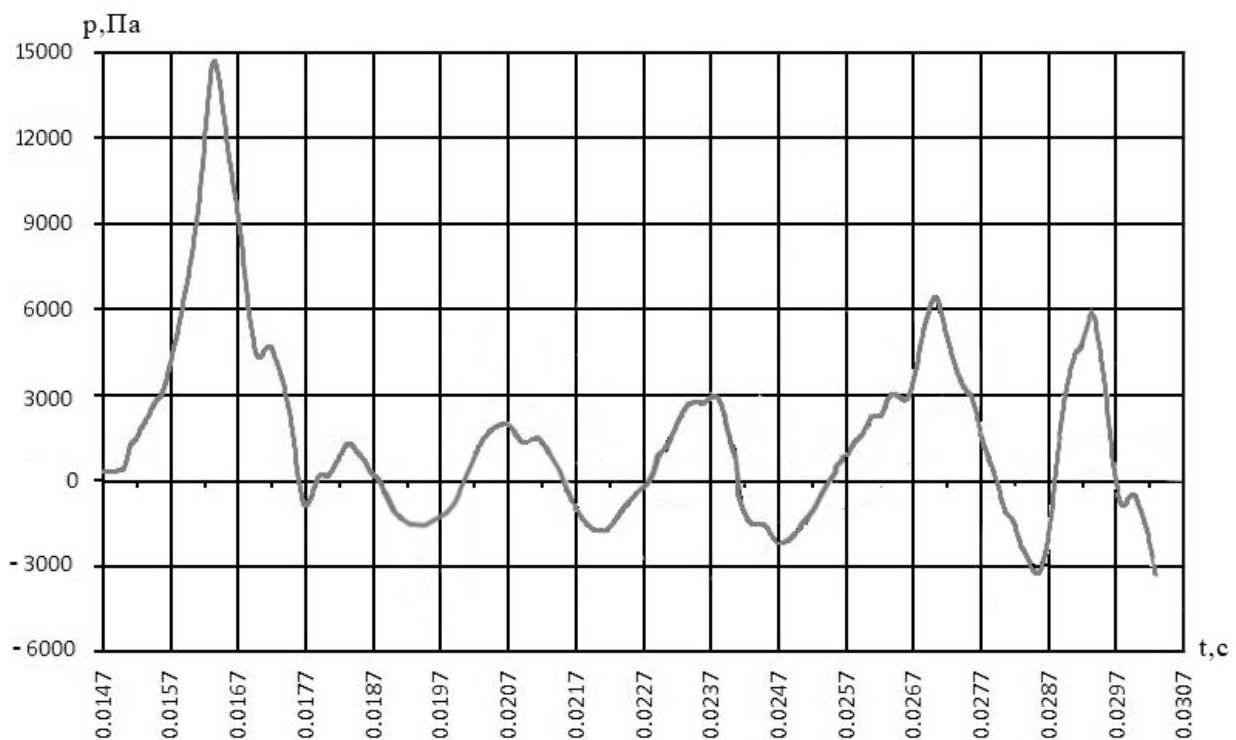


Рисунок 2.3 – Временная реализация давления в точке на входе резонансную трубу

В результате выполненного трехмерного численного моделирования рабочего процесса ПуВРД методом контрольных объемов были получены данные, которые позволили проанализировать влияние скорость заряда при входе в камеру сгорания на процесс наполнения и воспламенения заряда.

На рисунках 2.4 – 2.8 показано поле векторов скорости, поля температуры и поле концентрации топлива (пропана) для момента времени 0,02046 с. Данный момент времени соответствует процессу воспламенения после первой фазы сгорания и всасывания. Из рисунка 2.4 видно, что с поступлением топлива в камеру сгорания через струйную форсунку имеет место одновременное

истечение смеси топлива и продуктов сгорания из камеры. Данный процесс обусловлен преждевременным повышением давления в камере за счет сгорания в ней поступающего топлива. При этом скорость в струе топлива на входе в камеру сгорания не превышает 100 м/с. На рисунке 2.4 толстой сплошной линией со стрелками показана линия тока.

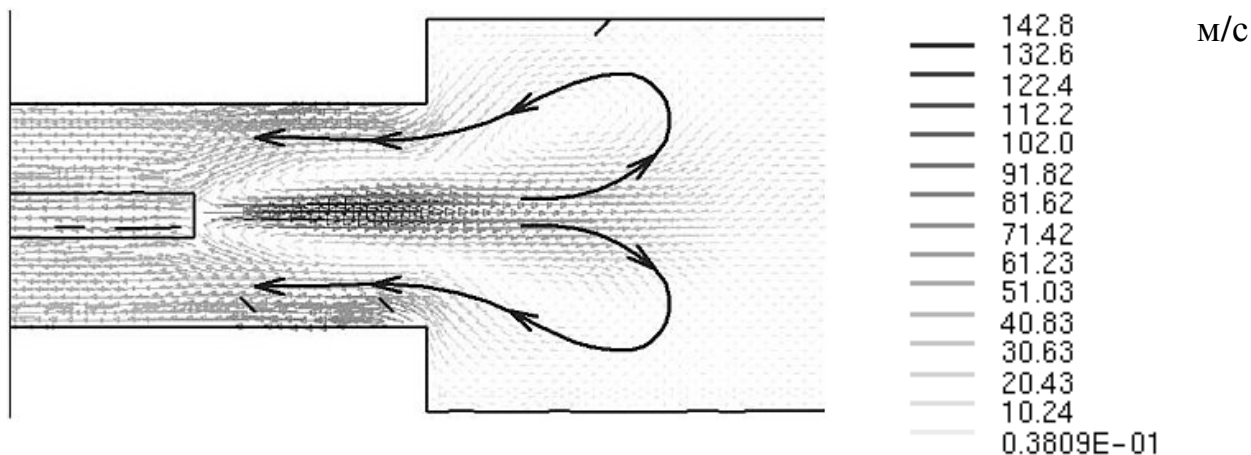


Рисунок 2.4 – Поле векторов скорости для момента времени 0,02046 с

Рисунок 2.5 отражает расчетную картину распределения температуры в поперечном сечении проточной части. Согласно расположению темных областей соответствующих наибольшей температуре видно, что зона горения в камере расположена на незначительном удалении от аэродинамического клапана и достаточно мала по своим размерам. Также видно, что значительная часть топлива уносится обратными токами из камеры сгорания в аэродинамический клапан, где догорает. Таким образом, значительная часть топлива сгорает вне камеры сгорания. Такая же картина наблюдается на рисунке 2.6, который изображает изоповерхности температуры 2000 К в камере сгорания и аэродинамическом, а также на рисунке 2.7, который отражает поля температуры в серии поперечных сечений. Видно, что основная область горения расположена в аэродинамическом клапане, а не в камере сгорания.

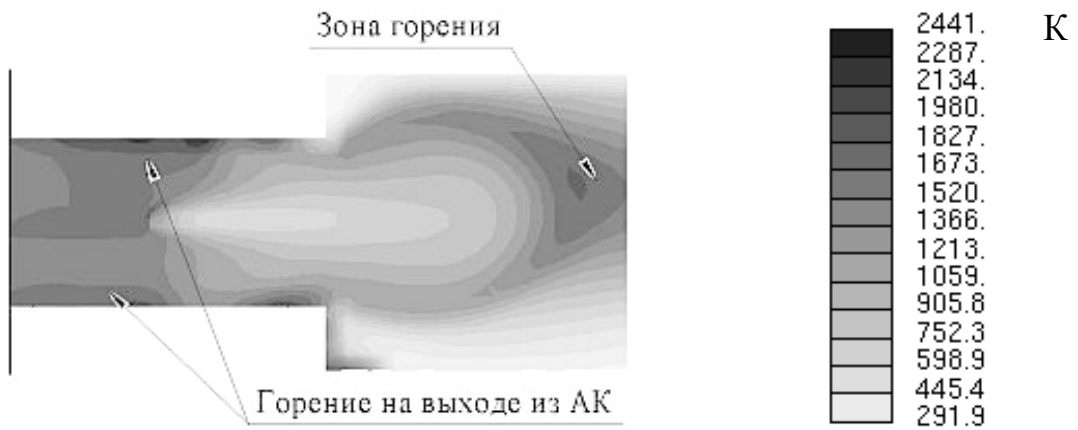


Рисунок 2.5 – Поле температур для момента времени 0,02046 с

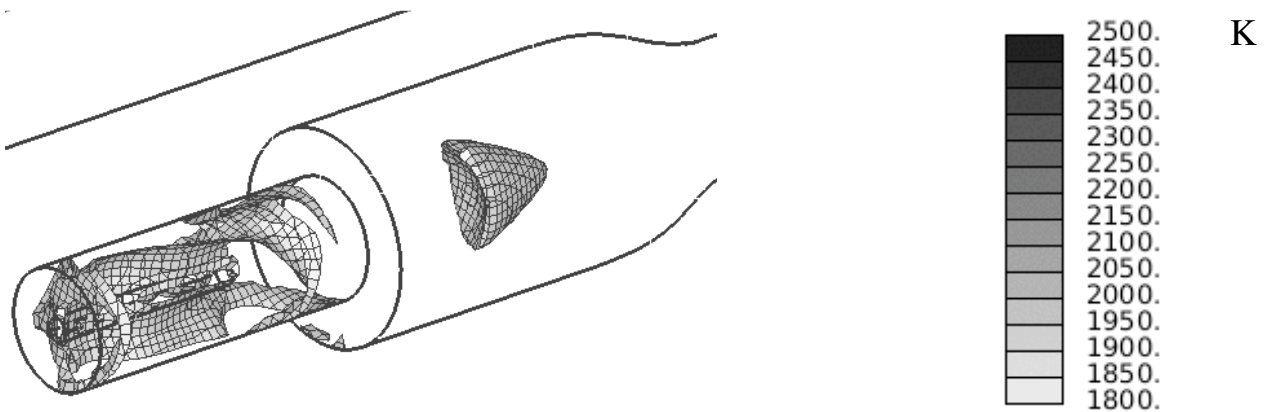


Рисунок 2.6 – Изоповерхности температуры 2000 К для времени 0,02046 с

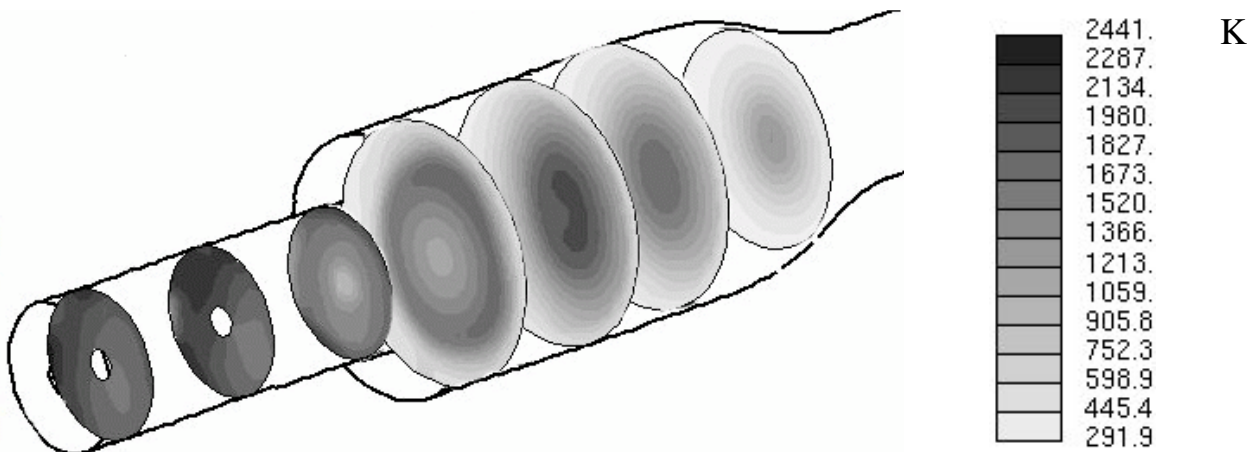


Рисунок 2.7 – Поле температуры в сечениях для времени 0,02046 с

Анализ расчетных полей скорости и температуры подтверждает предположение о том, что низкая скорость заряда приводит к раннему воспламенению заряда, что в свою очередь приводит к раннему повышению давления в камере и препятствует процессу наполнения камеры уменьшая объем заряда и выбрасывая часть топлива в аэродинамический клапан. Этот факт подтверждает и поле распределения концентрации топлива (пропана) представленное на рисунке 2.8. Наименьшая концентрация топлива

располагается в областях соответствующих зонам горения (рисунки 2.5-2.7). При этом видно, что глубина проникновения и распределения топлива по объему камеры сгорания составляет менее 50% от полного объема камеры.

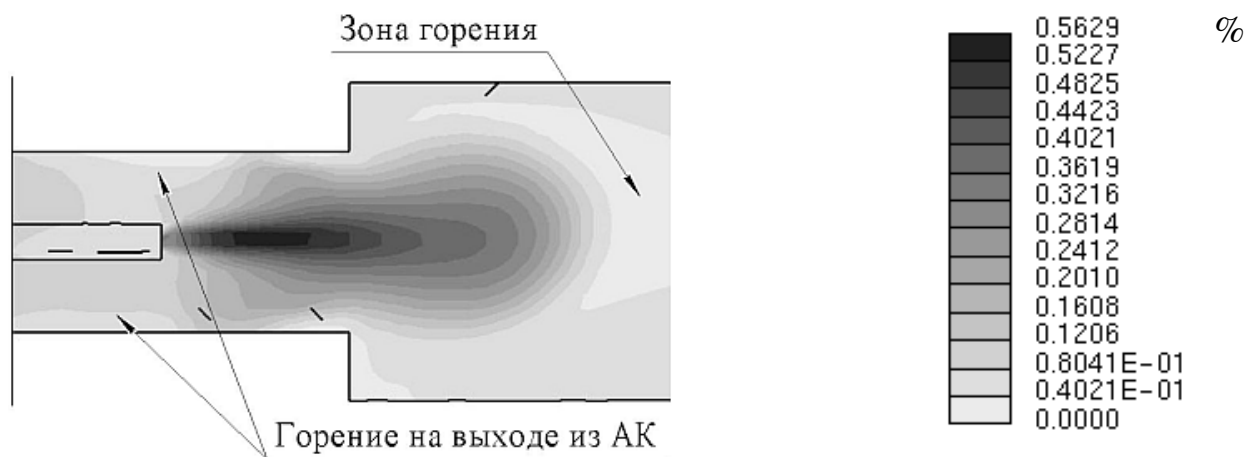
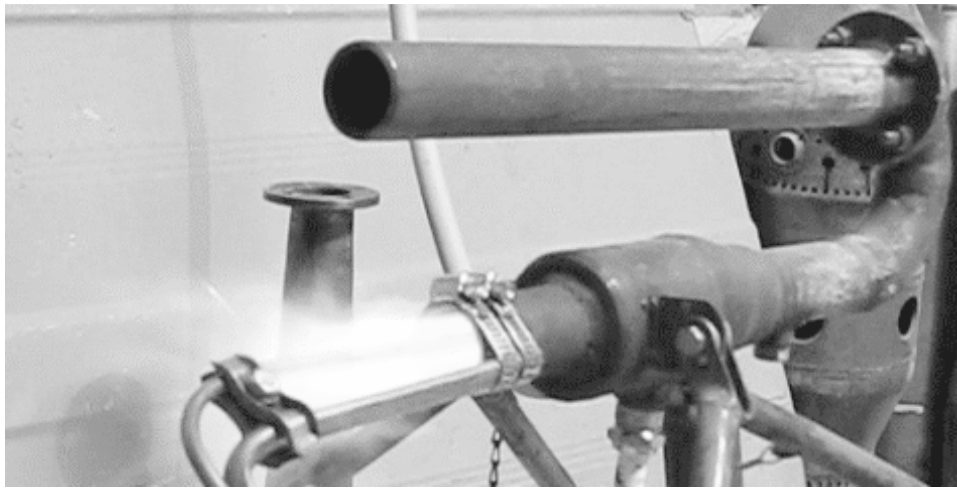


Рисунок 2.8 – Поле концентрации топлива для момента времени 0,02046 с

Расположение зон горения обозначенных на рисунках 2.5-2.7 также подтвердилось экспериментально (рисунок 2.9). На рисунке 2.9 представлены фотографии для двух последовательных моментов времени, показывающие выброс пламени из аэродинамического клапана и последующий выброс пламени из резонансной трубы. В процессе работы ПуВРД визуальное наблюдение показало, что основное свечение пламени наблюдалось в районе стыка аэродинамического клапана и камеры сгорания, сопровождаемое периодическими выбросами пламени из клапана.

При подаче на вход в аэродинамический клапан работающего двигателя скоростного напора 10 м/с от вентилятора наблюдалось снижение выброса пламени из аэродинамического клапана и увеличение уровня создаваемого шума (рисунок 2.10). При этом давление топлива перед форсункой поддерживалось постоянным 0.222МПа.

Анализ возникновения и распространения зон горения показал, что воспламенение происходит от остаточных продуктов сгорания, причем возникает в турбулентном слое смешения на границе заряда и продуктов сгорания.



а)



б)

Рисунок 2.9– Истечение из аэродинамического клапана а) и резонансной трубы б)

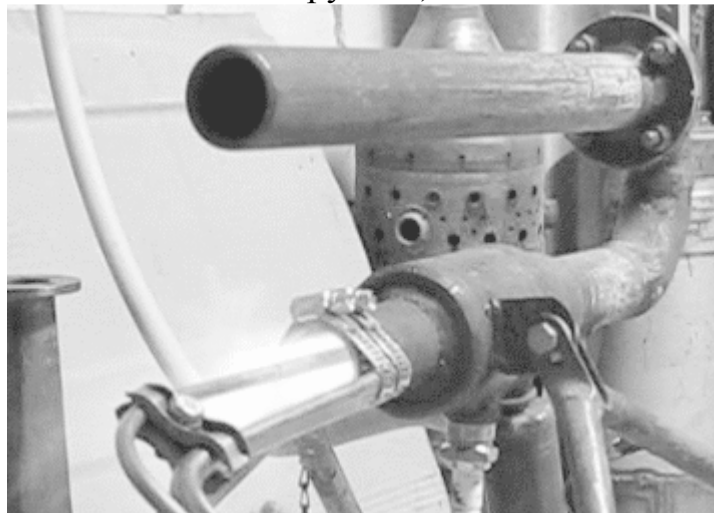


Рисунок 2.10 – Истечение из аэродинамического клапана при подаче на вход в клапан скоростного напора 10 м/с

Поскольку данная конструкция модельного ПуВРД не позволяет организовать длительный период всасывания, то для исследования формы заряды при заполнении камеры сгорания было проведено отдельное численное

моделирование процесса наполнения камеры сгорания без расчета процессов горения. Моделировалось всасывание атмосферного воздуха в камеру сгорания, в которой находятся продукты сгорания с отрицательным избыточным давлением.

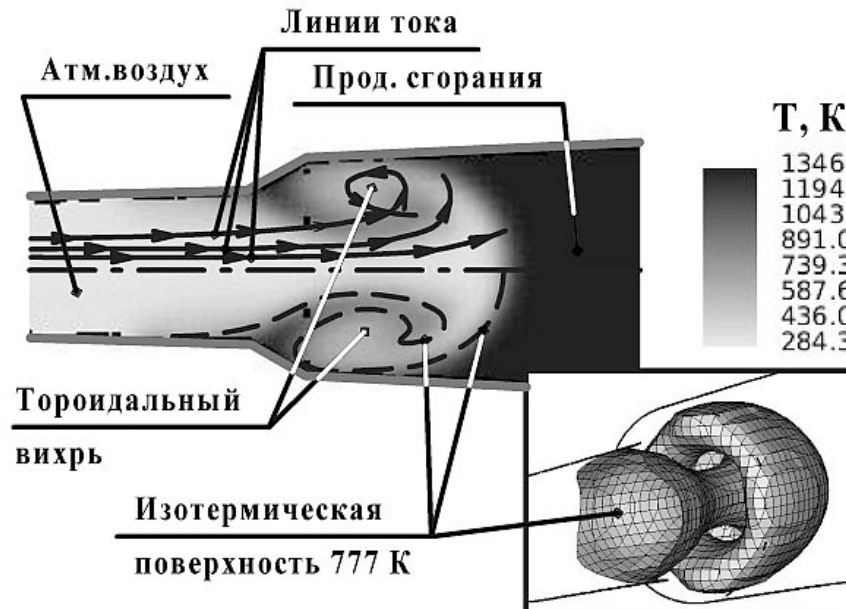


Рисунок 2.11 – Структура течения при наполнении КС и форма изотермической поверхности, на которой возможно самовоспламенение смеси

При поступлении атмосферного воздуха в камеру сгорания формируется тороидальный вихрь (рисунок 2.11). В результате этого контактная поверхность отделяющая продукты сгорания от воздуха приобретает грибовидную форму, при этом начинается перемешивание продуктов сгорания и заряда. Скорость заряда максимальна в ядре потока – на оси камеры сгорания. На рисунке 2.11 представлена форма изотермической поверхности в поперечном сечении и трехмерном виде, полученная при численном моделировании. Температура поверхности 777 К, поэтому она может быть источником воспламенения топливовоздушной смеси в случае обеспечения концентрационных пределов воспламенения.

2.3 ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ И ЭВОЛЮЦИИ КОНТАКТНОГО РАЗРЫВА В РЕЗОНАНСНОЙ ТРУБЕ

Данных численного моделирования рабочего процесса экспериментального ПуВРД также подтвердили формирование контактного разрыва у среза резонансной трубы, однако глубина проникновения разрыва для данной геометрии оказалась незначительной порядка 15 мм. Поэтому для исследования эволюции контактного разрыва также было выполнено отдельное численное моделирование без расчета горения. При этом моделировалось всасывание атмосферного воздуха в резонансную трубу заполненную газом с параметрами соответствующими осредненными значениями параметров продуктов сгорания.

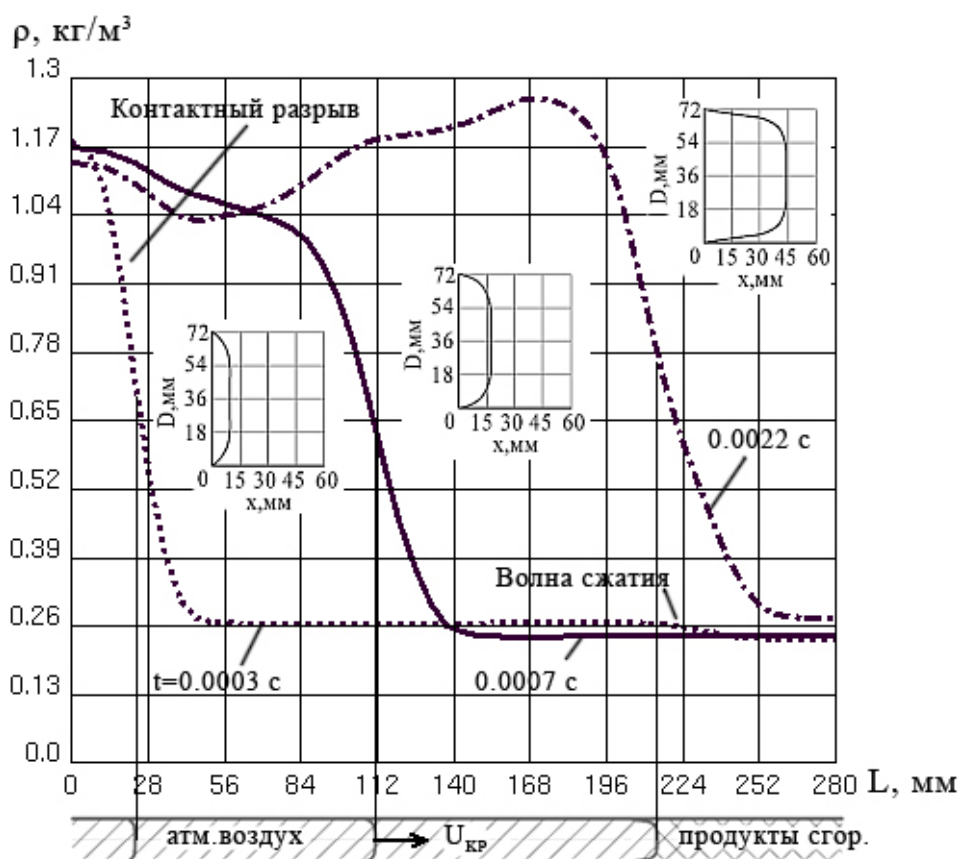


Рисунок 2.12 – Распределение плотности у среза резонансной трубы и эволюция формы поверхности контактного разрыва

Результаты расчета показали, что при всасывании атмосферного воздуха в резонансную трубу формируется контактный разрыв, который отделяет продукты сгорания с низкой плотностью и высокой температурой от

атмосферного воздуха и создает неоднородность термогазодинамических параметров у среза резонансной трубы.

Контактный разрыв может проникать в резонансную трубу на значительное расстояние (рисунок 2.12), при этом контактный разрыв несколько размывается в результате теплопроводности, диффузии и турбулентного перемешивания. Взаимодействуя с горячим пограничным слоем, контактный разрыв изменяет форму своей поверхности. Глубина проникновения контактного разрыва в резонансную трубу зависит от геометрии проточной части ПуВРД. На рисунке 2.12 также виден слабый скачок плотности, обусловленный прохождением волны сжатия при начале втекания атмосферного воздуха в резонансную трубу.

Контактный разрыв движется со скоростью течения газа и представляет собой границу сред с разными акустическими свойствами. Поэтому при прохождении через него волн сжатия или разрежения формируются отраженные волны. Таким образом, при наличии у среза резонансной трубы контактного разрыва имеет место не простое отражение от открытого конца трубы, а более сложное волновое взаимодействие, которое, в конечном счете, влияет на всю волновую картину течения в проточной части ПуВРД.

Поэтому при моделировании рабочего процесса ПуВРД необходимо учитывать наличие, эволюцию и взаимодействие контактного разрыва с волнами сжатия и разрежения.

влиянием изгиба резонансной трубы, а наличием отраженной волны сжатия в проточной части ПуВРД.

Поэтому при моделировании рабочего процесса в случае рассмотрения неизоэнтропного течения в резонансной трубе достаточно ограничиться расчетом потерь полного давления в искривленном канале. Однако расчет и оценка гидравлического сопротивления искривленного канала при пульсирующем потоке и переменной температуре является проблемой, требующей отдельного научного рассмотрения.

3 РАЗРАБОТКА МЕТОДИКИ ОДНОМЕРНОГО ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ РАБОЧЕГО ПРОЦЕССА ПУВРД С АЭРОДИНАМИЧЕСКИМ КЛАПАНОМ

Построение инженерных методик расчета на основе численных методов обладает двумя важными особенностями. Эти особенности обусловлены ограничениями, которые потенциально содержат в себе численные методы. Во-первых, численно решаются, как правило, прямые задачи, в то время как при проектировании и доводке изделий необходимо решать обратные задачи. Во-вторых, объем решаемых задач, а также точность и скорость решения все еще значительно ограничиваются ресурсами вычислительной техники. Первое ограничение использования численных методик приводит к тому, что процесс проектирования и расчета нового изделия носит итерационный характер, то есть для получения требуемой геометрии двигателя применяется метод последовательных приближений, с анализом полученных результатов на каждом этапе приближения. Данный факт определяет основное требование, предъявляемое к численной методике расчета: численная методика расчета должна обеспечивать требуемую точность решения при сохранении доступности численной модели для исследования. Это значит, что ресурсы рабочего времени, затрачиваемые на создание численной модели, и ресурсы машинного времени, а также аппаратные ресурсы вычислительной техники, необходимые для решения численной модели должны быть минимальными. Эти условия должны сократить время, затрачиваемое на расчет изделия на каждом этапе приближения к требуемой геометрии, а значит сократить время проектирования.

3.1 СОСТАВЛЕНИЕ СИСТЕМЫ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ НЕСТАЦИОНАРНОГО ДВИЖЕНИЯ РАБОЧЕГО ТЕЛА В ПРОТОЧНОЙ ЧАСТИ ПУВРД

Модель одномерного неустановившегося движения является одной из наиболее полно изученных газодинамических моделей, так как наиболее полно разработан математический аппарат для исследования систем уравнений с двумя независимыми переменными. Предположение об одномерном характере движения получило широкое распространение по целому ряду причин. Во-первых, оно приближенно оправдывается для многих случаев реального течения газа; даже если течение в целом неоднородно, отдельные его области могут быть описаны в рамках одномерного течения. Во-вторых, многие выявленные в рамках одномерного приближения особенности оказываются качественно присущими и более сложным течениям. В-третьих, уравнения с двумя независимыми переменными являются сравнительно доступными для качественного анализа, численного расчета и геометрической интерпретации на плоскости. Так одномерным неустановившимся движениям газа можно придавать наглядную форму в плоскости линейной координаты и времени. В-четвертых, в теории одномерных течений имеется много до конца решенных конкретных задач /36, 37/.

Численное решение уравнений Навье-Стокса учитывающих вязкость и теплопроводность, зачастую невозможно, а во многих задачах в нем просто нет необходимости. Результаты, полученные из решения уравнений Эйлера, имеют практическую значимость на стадии проектирования, когда требуется только знание распределения давления. Уравнения Эйлера представляют самостоятельный интерес еще и потому, что в них содержатся основные элементы динамики газа. Данные уравнения описывают течения невязкого нетеплопроводного газа и имеют различный тип при разных режимах течения. Если в них сохранены зависящие от времени члены, то тип получающихся нестационарных уравнений гиперболический для любых чисел Маха и они могут быть решены с использованием маршевых по времени алгоритмов.

В таблице 3.1 приведена классификация уравнений движения невязкого газа.

Таблица 3.1 – Классификация уравнений Эйлера /38/

Тип течения	Дозвуковое	Трансзвуковое	Сверхзвуковое
Стационарное	Эллиптическое	Параболическое	Гиперболическое
Нестационарное	Гиперболическое	Гиперболическое	Гиперболическое

Как видно из таблицы 3.1 для случая нестационарного течения тип уравнений остается гиперболическим не зависимо от режима течения.

В общем случае решений нелинейных гиперболических уравнений в частных производных в аналитическом виде не существует, поэтому приходится прибегать к численным методам для их решения. Старейшим из них является метод характеристик, который наиболее близок к точному решению гиперболических уравнений в частных производных. Даже новые наиболее легко реализуемые конечно-разностные методы в своей основе содержат метод характеристик и его приложения /38/. Метод характеристик позволяет свести решение дифференциальных уравнений в частных производных первого порядка к решению системы обыкновенных дифференциальных уравнений вдоль характеристических направлений. Поэтому в дальнейшем при разработке численных алгоритмов решения будет применяться метод характеристик.

При изучении одномерных неустановившихся движений газа с эйлеровой точки зрения искомыми функциями являются одна компонента скорости u и две термодинамические переменные, например, давление p и плотность ρ , а независимыми переменными – линейная координата x и время t /37/.

Конечный вид уравнений Эйлера зависит от типа решаемой задачи и допущений, вводимых при моделировании. При составлении уравнений применительно к неустановившемуся течению в проточной части ПуВРД необходимо принимать во внимание изменение площади поперечного сечения, а также наличие теплоподвода. В качестве упрощений вводятся следующие допущения: не учитывается наличие трения о стенки канала, а также не учитывается наличие дополнительных источников массы. Под источниками

массы понимается введение в проточную часть топлива. Таким образом, при составлении уравнений не будет учитываться влияние подачи топлива.

Для вывода первого уравнения Эйлера - уравнения неразрывности рассмотрим закон сохранения массы для контрольного объема, заключенного между двумя поперечными сечениями канала, соответствующим значениям x и $x+dx$ осевой координаты (рисунок 3.1)

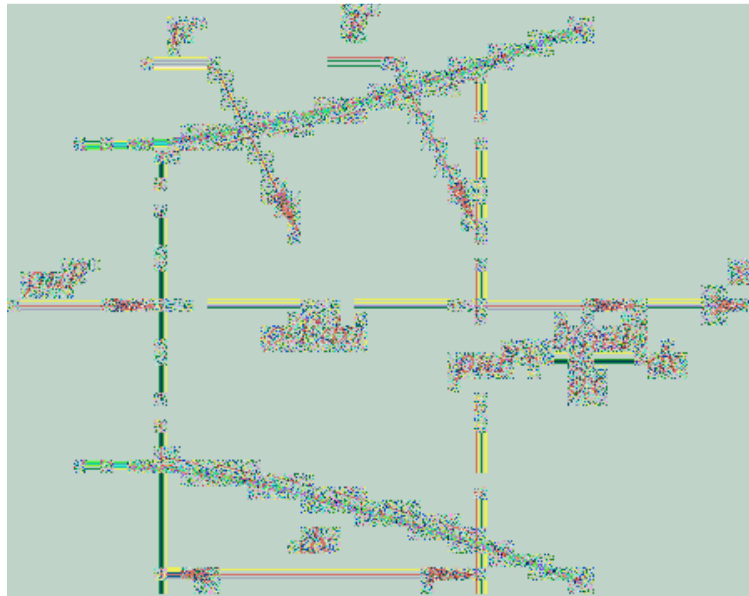


Рисунок 3.1 – Модель неустановившегося течения в контрольном объеме для вывода уравнения неразрывности /39, 40/

За элементарный промежуток времени dt масса среды, находившаяся в момент t в рассматриваемом элементарном объеме, изменилась на величину

$$\frac{\partial}{\partial t}(F \rho dx) dt = \frac{\partial}{\partial t}(F \rho) dx dt \quad . \quad (3.1)$$

С другой стороны, то же изменение массы с учетом втекания и вытекания газа через сечения x и $x+\Delta x$ можно выразить так

$$\left[(F \rho u)_x - (F \rho u)_{x+\Delta x} \right] dt = - \frac{\partial (F \rho u)}{\partial x} dx dt \quad . \quad (3.2)$$

Приравнявая (3.1) и (3.2), получим

$$\frac{\partial(\rho F)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(F \rho u) = 0 \quad , \quad (3.3)$$

или

$$F \frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \frac{\partial F}{\partial t} + \rho u \frac{\partial F}{\partial x} + u F \frac{\partial \rho}{\partial x} + \rho F \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad . \quad (3.4)$$

Для вывода уравнения количества движения к выделенному объему, изображенному на рисунке 3.2, применим принцип Даламбера, гласящий, что в каждый момент движения любой материальной системы все силы, приложенные к ней, включая и силы инерции, взаимно уравновешиваются.

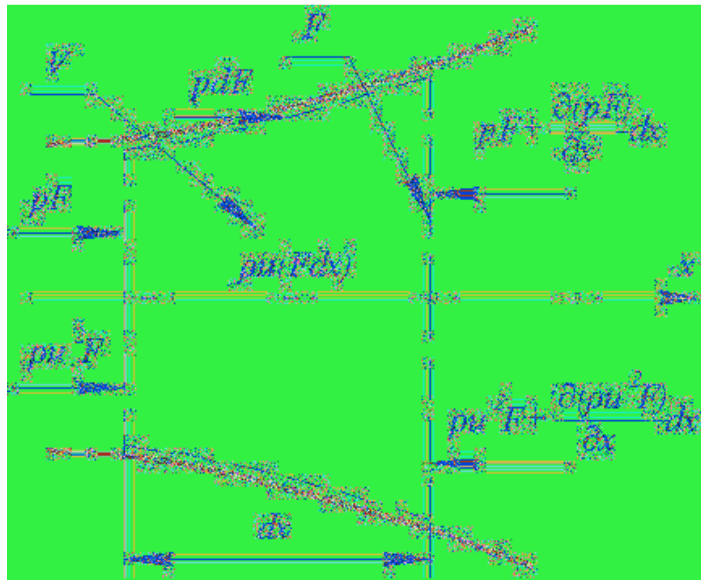


Рисунок 3.2 – Модель неустановившегося течения в контрольном объеме для вывода уравнения импульса /39, 40/

Тогда

$$\int_V \bar{w} \rho dV + \int_F \bar{p}_n d\bar{F} = 0, \quad (3.5)$$

здесь \bar{w} - ускорение элемента, \bar{p}_n - вектор поверхностной силы.

Для идеальной жидкости вектор поверхностной силы \bar{p}_n совпадает по направлению с нормалью к поверхности и направлен внутрь объема. Вводя в рассмотрение орт \bar{n} внешней нормали, имеем

$$\bar{p} = -p\bar{n}, \quad (3.6)$$

и уравнение (3.5) принимает вид

$$\int_V \bar{w} \rho dV - \int_F p \bar{n} dF = 0. \quad (3.7)$$

Применяя ко второму интегралу преобразование Остроградского-Гаусса, получаем

$$\int_V [\bar{w} \rho - grad p] dV = 0. \quad (3.8)$$

В силу произвольности рассматриваемого объема, считая, что рассматриваемые функции непрерывно дифференцируемы, подинтегральное выражение должно быть равно нулю в каждой точке жидкости и в любой момент времени. Таким образом, приходим к основному уравнению движения идеальной жидкости проекции на ось x

$$w - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \quad . \quad (3.9)$$

Выражая ускорение w через субстанциональную производную в переменных Эйлера, получаем выражения для ускорения

$$w = \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} \quad . \quad (3.10)$$

Подставляя (3.10) в (3.9), уравнение Эйлера, выражающее закон сохранения количества движения для идеальной жидкости

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} + \rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \quad . \quad (3.11)$$

Составим уравнение энергии для случая неизоэнтропного течения в проточной части ПуВРД с теплоподводом, но без учета сил трения и источников энтальпии.

Тогда уравнение энергии для элементарного объема, представленного на рисунке 3.3 примет вид /40, 41/

$$\begin{aligned} & -\delta Q + \frac{\partial}{\partial t} \left[(\rho F dx) \left(h - p\nu + \frac{u^2}{2} \right) \right] + \\ & + \left\{ (\rho u F) \left(h + \frac{u^2}{2} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left[(\rho u F) \left(h + \frac{u^2}{2} \right) \right] dx \right\} - (\rho u F) \left(h + \frac{u^2}{2} \right) = 0 \quad , \quad (3.12) \end{aligned}$$

где Q – количество подводимого тепла, h – статическая энтальпия, ν – удельный объем.

С целью упрощения введем полную энтальпию и перепишем уравнение (3.12)

$$H = h + \frac{u^2}{2} \quad . \quad (3.13)$$

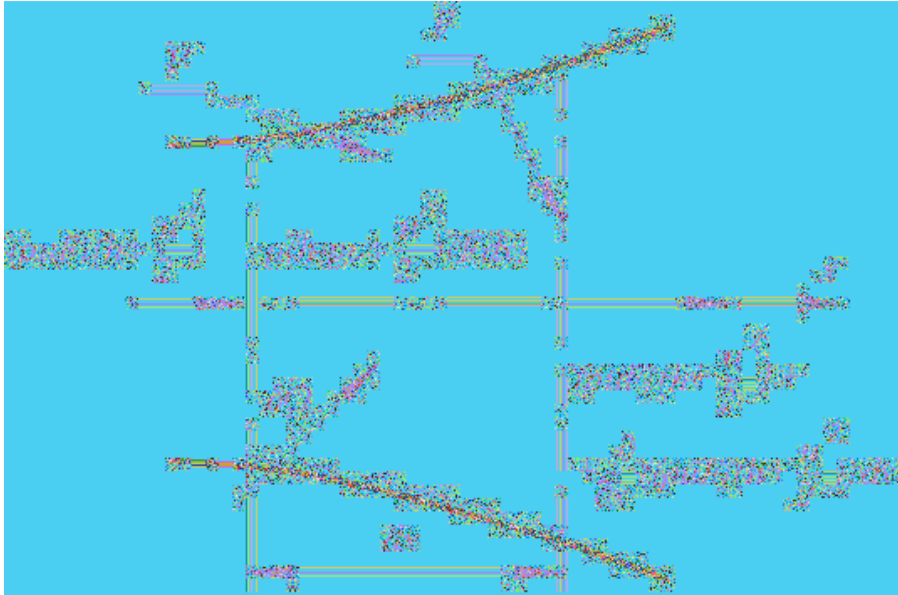


Рисунок 3.3 – Модель неустановившегося течения в контрольном объеме для вывода уравнения энергии /40, 41/

$$\begin{aligned}
 & -\delta Q + H \left[\frac{\partial}{\partial t} (\rho F dx) + \frac{\partial}{\partial x} (\rho u F) dx \right] + (\rho F dx) \frac{\partial H}{\partial t} + \\
 & + (\rho u F) \frac{\partial H}{\partial x} dx - \frac{\partial}{\partial t} [(\rho F dx) p v] = 0 \quad . \quad (3.14)
 \end{aligned}$$

Объединяя уравнение неразрывности (3.4) и (3.14) получаем

$$-\delta Q + (\rho F dx) \left(\frac{\partial H}{\partial t} + u \frac{\partial H}{\partial x} \right) - \frac{\partial p}{\partial t} F dx = 0 \quad . \quad (3.15)$$

Далее перепишем первые два члена уравнения импульса в виде

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} = \frac{1}{u} \left[\frac{\partial \left(\frac{u^2}{2} \right)}{\partial t} + u \frac{\partial \left(\frac{u^2}{2} \right)}{\partial x} \right] = \frac{1}{u} \frac{D}{Dt} \left(\frac{u^2}{2} \right) \quad . \quad (3.16)$$

Подставляем (3.16) в (3.11)

$$\rho \frac{D}{Dt} \left(\frac{u^2}{2} \right) = -u \frac{\partial p}{\partial x} \quad . \quad (3.17)$$

Подставляя (3.17) в (3.15) получаем

$$\rho \frac{Dh}{Dt} - \frac{Dp}{Dt} = \rho u \frac{\delta Q}{dx} \quad . \quad (3.18)$$

Уравнения (3.4), (3.11) и (3.18) представляют собой систему из трех дифференциальных уравнений в частных производных, определяющую четыре

зависимые переменные: скорость u , давление p , плотность ρ и статическую энтальпию h /40, 41, 42/. Для замыкания системы уравнений необходимо четвертое уравнения. Используем уравнение состояния идеального газа, выраженное через давление и плотность.

Кроме того, для использования системы уравнений в методе характеристик уравнение энергии (3.18) также должно быть представлено в терминах давления, плотности и скорости. Поскольку рабочее тело рассматривается как идеальный газ, то можно записать уравнение энтальпии в виде /42/

$$dh = c_p T \left(\frac{dp}{p} - \frac{d\rho}{\rho} \right) = \frac{a^2}{k-1} \left(\frac{dp}{p} - \frac{d\rho}{\rho} \right), \quad (3.19)$$

где c_p – теплоемкость при постоянном давлении, a – скорость звука, k – отношение удельных теплоемкостей, T – температура.

Для удобства преобразуем (3.19) в терминах субстанциональной производной

$$\frac{Dh}{Dt} = \frac{a^2}{k-1} \left(\frac{1}{p} \frac{Dp}{Dt} - \frac{1}{\rho} \frac{D\rho}{Dt} \right). \quad (3.20)$$

Подставляя (3.20) в уравнение энергии (3.18) и преобразуем

$$\frac{Dp}{Dt} - a^2 \frac{D\rho}{Dt} = (k-1) \left(\rho u \frac{\delta Q}{dx} \right). \quad (3.21)$$

Записываем конечную форму уравнения энергии (3.21) в развернутом виде

$$\frac{\partial p}{\partial t} + u \frac{\partial p}{\partial x} - a^2 \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} \right) = (k-1) \left(\rho u \frac{\delta Q}{dx} \right). \quad (3.22)$$

Таким образом, получена система из трех дифференциальных уравнений в частных производных: уравнение неразрывности (3.4), уравнение сохранения импульса (3.11) и уравнение сохранения энергии (3.22), в которых в качестве независимых переменных выступают координата x и время t , а в качестве зависимых переменных скорость u , давление p и плотность ρ . Данная система уравнений полностью описывает нестационарное течение рабочего тела в проточной части ПуВРД и учитывает изменение площади поперечного сечения проточной части, а также теплоподвод к рабочему телу.

3.2 ПОЛУЧЕНИЕ ИЗ СИСТЕМЫ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ СИСТЕМЫ УРАВНЕНИЙ ХАРАКТЕРИСТИК И УРАВНЕНИЙ СОВМЕЩНОСТИ

В данной главе, используя полученную в главе 3.1 систему дифференциальных уравнений в частных производных, будут выведены уравнения характеристик и уравнения совместности без приведения исходных уравнений к характеристической форме [43, 44]. Такой подход делает процедуры вывода уравнений менее наглядной с физической точки зрения, однако при этом упрощается и сокращается сама процедура вывода.

Введем три неизвестных параметра σ_1 , σ_2 и σ_3 , умножая их на уравнения (3.4), (3.11) и (3.22) соответственно [40]. После преобразования получим

$$\begin{aligned} & (\rho\sigma_1 + \rho u\sigma_2) \left[\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\rho\sigma_2}{\rho\sigma_1 + \rho u\sigma_2} \frac{\partial u}{\partial t} \right] + (\sigma_2 + u\sigma_3) \left[\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\sigma_3}{\sigma_2 + u\sigma_3} \frac{\partial p}{\partial t} \right] + \\ & + (u\sigma_1 - a^2 u\sigma_3) \left[\frac{\partial \rho}{\partial x} + \frac{\sigma_1 - a^2 \sigma_3}{u\sigma_1 - a^2 u\sigma_3} \frac{\partial \rho}{\partial t} \right] + \\ & + \left(\sigma_1 \rho u \frac{d(\ln F)}{dx} - \sigma_3 (k-1) \left(\rho u \frac{\delta Q}{dx} \right) \right) = 0 \end{aligned} \quad (3.23)$$

Из теории метода характеристик известно, что угол наклона характеристик равен

$$\lambda = \frac{dt}{dx}, \quad (3.24)$$

и более того, является коэффициентом частных производных

$$\frac{\partial u}{\partial t}, \quad \frac{\partial p}{\partial t} \quad \text{и} \quad \frac{\partial \rho}{\partial t}.$$

Тогда

$$\lambda = \frac{\sigma_2}{\sigma_1 + u\sigma_2} = \frac{\sigma_3}{\sigma_2 + u\sigma_3} = \frac{\sigma_1 - a^2 \sigma_3}{u\sigma_1 + a^2 u\sigma_3}. \quad (3.25)$$

Предполагая, что зависимые переменные непрерывны во всей области течения, можно записать

$$\frac{du}{dx} = \frac{\partial u}{\partial x} + \lambda \frac{\partial u}{\partial t} . \quad (3.26)$$

Тогда выражение (3.23) можно привести к следующему виду

$$\begin{aligned} & \rho(\sigma_1 + u\sigma_2)du + (\sigma_2 + u\sigma_3)dp + (u\sigma_1 + a^2u\sigma_3)d\rho + \\ & + \left(\sigma_1\rho u \frac{d(\ln F)}{dx} - \sigma_3(k-1)(\rho u \frac{\delta Q}{dx}) \right) dx \end{aligned} . \quad (3.27)$$

Уравнение (3.27) является уравнением совместности, которое справедливо вдоль характеристического направления задаваемого уравнением (3.25). Теперь необходимо исключить из уравнений (3.25) и (3.27) параметры σ_1 , σ_2 и σ_3 . Для этого решим уравнение (3.25) относительно данных параметров и получим

$$\begin{aligned} & \sigma_1(\lambda) + \sigma_2(u\lambda - 1) + \sigma_3(0) = 0; \\ & \sigma_1(0) + \sigma_2(\lambda) + \sigma_3(u\lambda - 1) = 0; \\ & \sigma_1(u\lambda - 1) + \sigma_2(0) + \sigma_3 a^2(1 - u\lambda) = 0. \end{aligned} \quad (3.28)$$

Определим детерминант для матрицы коэффициентов (3.28)

$$\begin{vmatrix} \lambda & (u\lambda - 1) & 0 \\ 0 & \lambda & (u\lambda - 1) \\ (u\lambda - 1) & 0 & -a^2(u\lambda - 1) \end{vmatrix} , \quad (3.29)$$

$$(u\lambda - 1) \left[(u\lambda - 1)^2 - a^2 \lambda^2 \right] = 0 . \quad (3.30)$$

Уравнение (3.30) является кубическим и имеет три корня. Если эти корни действительные, то они соответствуют трем характеристическим кривым.

Если в уравнении (3.30) принять $(u\lambda - 1) = 0$, то получим следующее уравнение характеристической кривой

$$\lambda_0 = \left(\frac{dt}{dx} \right)_0 = \frac{1}{u} . \quad (3.31)$$

Уравнение (3.31) является уравнением энтропийной характеристики, и описывает траекторию движения частицы газа. Здесь и далее индекс 0 будет означать принадлежность к энтропийной характеристике.

Выражение, заключенное в квадратных скобках кубического уравнения (3.30) дает остальные два корня, то есть остальные два уравнения акустических характеристик

$$(u\lambda - 1)^2 = a^2 \lambda^2; \quad u\lambda - 1 = \pm a\lambda; \quad \lambda_{\pm} = \left(\frac{dt}{dx} \right)_{\pm} = \frac{1}{u \pm a} \quad (3.32)$$

Уравнения совместности вдоль характеристик получаем, решив (3.28) относительно σ и подставляя полученные результаты в (3.27). Вдоль энтропийной характеристике $(u\lambda - 1) = 0$, и уравнения (3.28) дают, что $\sigma_1 = 0$, $\sigma_2 = 0$ и σ_3 – произвольное значение. Подставляем эти значения в (3.28) и получаем

$$dp_0 - a^2 d\rho_0 = \frac{(k-1)(\rho_0 u \frac{\delta Q}{dx})}{u} dx \quad (3.33)$$

Вдоль акустических характеристик $(u\lambda - 1)^2 = a^2 \lambda^2$ и тогда из (3.28) получаем

$$\sigma_1 = -\sigma_2 \frac{(u\lambda - 1)}{\lambda} = \sigma_3 \frac{(u\lambda - 1)^2}{\lambda^2} a^2 \sigma_3 \quad (3.34)$$

$$\sigma_2 = -\sigma_3 \frac{(u\lambda - 1)}{\lambda} \quad (3.35)$$

$$\sigma_1 = a^2 \sigma_3 \quad (3.36)$$

Уравнения (3.34) и (3.36) являются зависимыми. Следовательно, существует только два независимых соотношения между σ_1 , σ_2 и σ_3 . Подставляем (3.34) и (3.35) в (3.27) и получаем выражения для уравнения совместности вдоль акустических характеристик

$$\rho \left[a^2 - \frac{u(u\lambda - 1)}{\lambda} \right] du + \left[-\frac{(u\lambda - 1)}{\lambda} + u \right] dp + (a^2 u - a^2 u) d\rho + \left[\rho u a^2 \frac{d(\ln F)}{dx} - (k-1)(\rho u \frac{\delta Q}{dx}) \right] dx = 0 \quad (3.37)$$

Заменяя $(u\lambda - 1) = a\lambda$ и учитывая (3.32) получаем конечные уравнения совместности вдоль акустических характеристик

$$dp_{\pm} \pm \rho a du_{\pm} = \left(\rho u a^2 \frac{d(\ln F)}{dx} + (k-1) \left(\rho u \frac{\delta Q}{dx} \right) \right) dt \quad (3.38)$$

Здесь индекс + относится к положительной акустической характеристике, а индекс – относится к отрицательной акустической характеристике.

Уравнения (3.31) - (3.33) и (3.38) представляют собой систему уравнений, описывающую нестационарное движение рабочего тела в проточной части ПуВРД с точки зрения теории характеристик. Таким образом, применение метода характеристик позволяет заменить систему из трех дифференциальных гиперболических уравнений в частных производных системой из четырех обыкновенных дифференциальных уравнений, называемых уравнениями характеристик и уравнениями совместности. Структура методики расчета точки нестационарного течения в проточной части ПуВРД в общем виде представлена на рисунке 3.4.

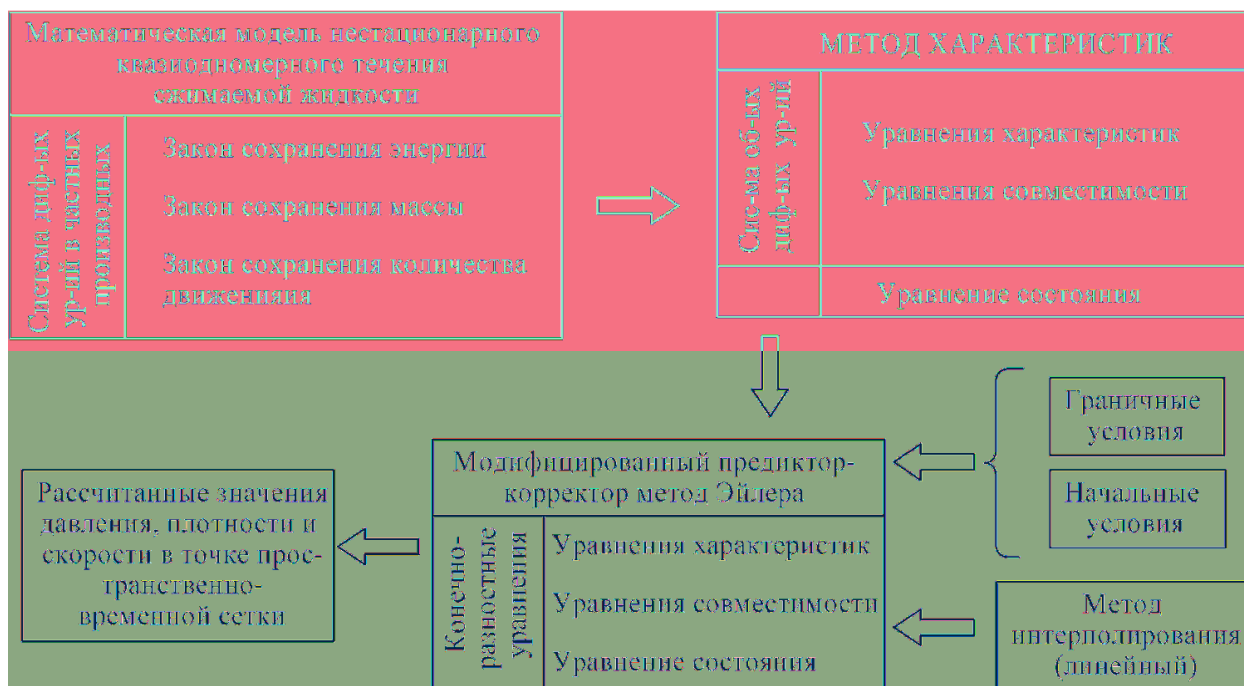


Рисунок 3.4 – Структура методики численного расчета точки нестационарного течения в проточной части ПуВРД методом характеристик

3.3 ВЫЯВЛЕНИЕ ТИПОВЫХ РАСЧЕТНЫХ ТОЧЕК В ПРОТОЧНОЙ ЧАСТИ ПУВРД И РАЗРАБОТКА АЛГОРИТМОВ ИХ ЧИСЛЕННОГО РАСЧЕТА

В предыдущих двух главах 3.1 и 3.2 была разработана математическая модель, позволяющая описать неустановившееся течение рабочего тела в проточной части ПуВРД, и учесть изменения поперечного сечения проточной части двигателя, а также учесть наличие теплоподвода. Далее, используя основные свойства уравнений характеристик и уравнений совместности, а также используя численные методы их решения можно разработать алгоритмы расчета значений независимых переменных u , p и ρ в проточной части ПуВРД. Для этого необходимо составить расчетные схемы и выбрать метод численного решения уравнений.

Существует три типа метода характеристик: прямой, обратный и полухарактеристический. Прямой метод реализует разностные схемы, в которых характеристическая сетка выстраивается в процессе решения. Обратный метод, реализует разностные схемы с заранее заданной системой расчетных точек и методом интерполирования. Полухарактеристический метод использует схемы с понижением тем или иным способом количества независимых переменных [45]. Прямой метод характеристик удобен при решении задач внешней газодинамики, когда волновая область вокруг обтекаемого тела строится автоматически в процессе расчета. Для расчета неустановившегося течения в проточной части ПуВРД наиболее подходящим является обратный метод характеристик.

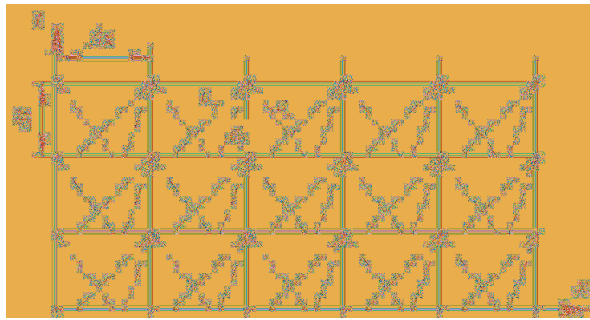
Обратный метод характеристик реализует маршевый по времени алгоритм расчета. Поэтому возможны четыре способа построения расчетной сетки и организации алгоритма расчета и соответственно четыре способа пространственной дискретизации проточной части ПуВРД. Первый способ заключается в организации маршевого алгоритма с заранее заданными узловыми точками (рисунок 3.5 а) на пересечениях линий постоянного времени и линий постоянной координаты. Второй способ - маршевый алгоритм с

расчетной сеткой, основанной на положительных характеристиках (рисунок 3.5 б). Здесь расчетные точки определяются при пересечении положительных характеристик с линиями постоянного времени. Третий способ маршевый алгоритм с расчетной сеткой, основанной на отрицательных характеристиках (рисунок 3.6 а). Третий способ определяет расчетные точки как пересечение отрицательных характеристик с линиями постоянного времени. Четвертый способ – организация маршевого алгоритма с расчетной сеткой, основанной на пересечении траекторий движения частиц жидкости (рисунок 3.6 б). Данный способ образует расчетные точки на пересечении энтропийных характеристик с линиями постоянного времени [43, 45]. Конечно-разностные сетки для данных типов алгоритмов приведены на рисунках 3.5 и 3.6.

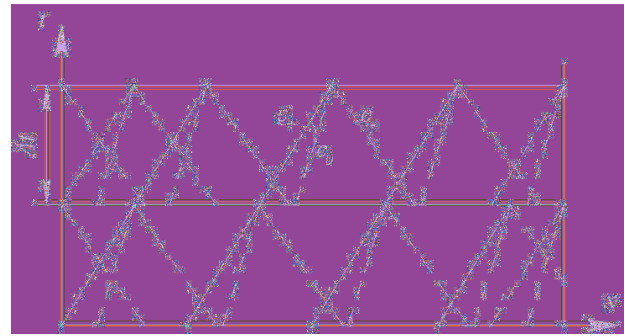
Маршевые алгоритмы, основанные на положительных или отрицательных характеристиках удобно применять в случаях, когда точно известно, что в области течения имеет место ударные волны одного семейства характеристик. Использование маршевых алгоритмов основанных на пересечении энтропийных характеристик с линиями постоянного времени целесообразно применять при необходимости непрерывно отслеживать траектории движения частиц жидкости, например в течениях с неравновесными химическими реакциями.

Для разработки маршевого алгоритма и построения расчетной сетки при моделировании нестационарного течения в проточной части ПуВРД наиболее подходящим с точки зрения простоты реализации и физической наглядности является обратный метод характеристик заранее заданными узловыми точками на пересечении линий постоянного времени и линий постоянной координаты (рисунок 3.5 а).

Недостатком обратных методов характеристик перед прямыми методами является снижение точности расчета связанное с получением значений параметров течения в точках пересечения посредством интерполирования по параметрам течения в точках, находящихся вне области зависимости точки решения.



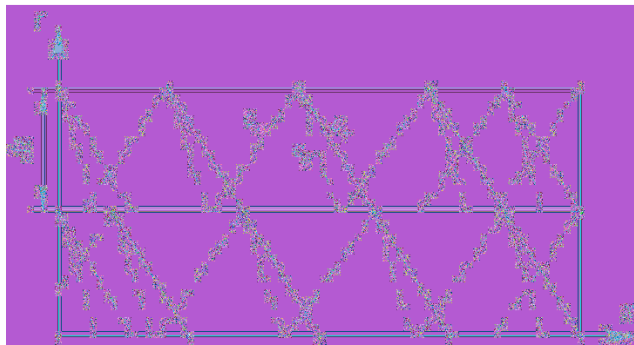
а)



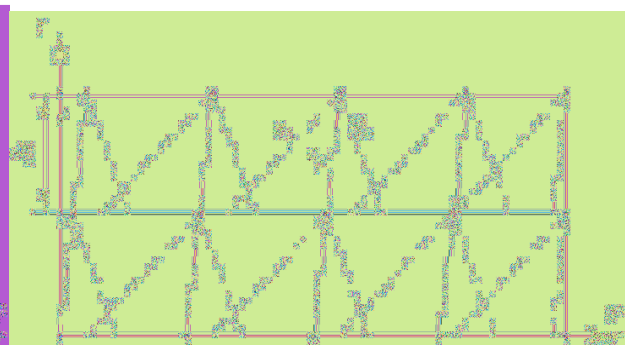
б)

Рисунок 3.5 – Конечно разностная сетка и схема маршевого алгоритма расчета

- а) с расчетными точками на пересечении линий постоянного времени и линий постоянной координаты
- б) с расчетными точками на пересечении положительных характеристик с линиями постоянного времени



а)



б)

Рисунок 3.6 – Конечно разностная сетка и схема маршевого алгоритма расчета

- а) с расчетными точками на пересечении отрицательных характеристик с линиями постоянного времени
- б) с расчетными точками на пересечении энтропийных характеристик с линиями постоянного времени

В соответствии с выбранным маршевым по времени алгоритмом (рисунок 3.5 а) процедура расчета параметров течения в точке конечно-разностной сетки проточной части ПуВРД выполняется в следующей последовательности (рисунок 3.7). Так как положение расчетной точки 4 на $x-t$ плоскости является заданным, то из расчетной точки 4 проводятся характеристики до пересечения с линией предыдущего времени 1,2 и 3, на которой находятся точки, являющиеся точками начальных данных 5,6 и 7 для данной расчетной точки, рассчитанные в свою очередь на предыдущем этапе. Параметры неустановившегося течения в точках 1, 2 и 3 определяются методом интерполирования по точкам начальных

данных 5, 6 и 7. При этом, для получения устойчивого решения необходимо обеспечивать выполнение критерия Куранта-Фридрихса-Леви, согласно которому точки 1, 2 и 3 должны находиться в интервалах между точками 5, 6 и 7. Таким образом, интерполирование должно основываться на точках, лежащих вне области зависимости точки 4, что приводит к снижению точности расчета. Однако частично это можно компенсировать за счет уменьшения шагов пространственной и временной дискретизации в соответствии с критерием Куранта-Фридрихса-Леви.

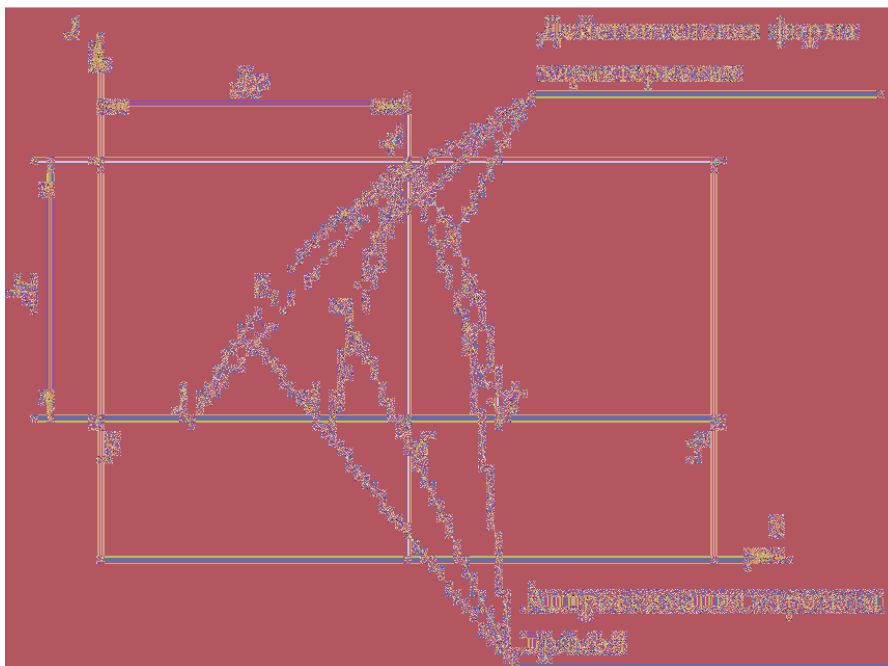


Рисунок 3.7 – Процедура расчета параметров течения в точке конечно-разностной сетки проточной части ПуВРД

Как ясно из рисунка 3.7 расчет параметров неустановившегося течения в проточной части ПуВРД основывается на использовании уравнений характеристик, приходящих в расчетную точку, для определения интерполированных точек исходных данных и на решения уравнений совместности для данных характеристик, с целью получения значений параметров течения в расчетной точке.

В зависимости от расположения расчетной точки в проточной части ПуВРД и мгновенных условий течения рабочего тела количество приходящих в расчетную точку характеристик может быть различным. Данный факт приводит к тому, что метод характеристик не позволяет создать на его основе

универсальный алгоритм расчета точек в проточной части ПуВРД. В связи с этим были выделены семь типов расчетных точек в проточной части ПуВРД (рисунок 3.8).

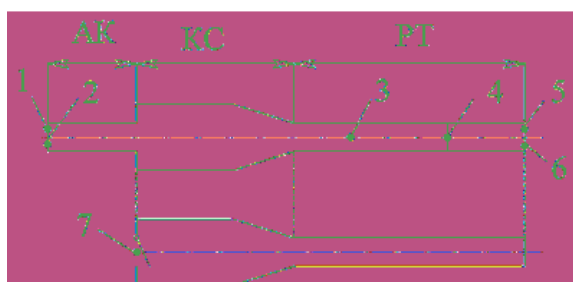


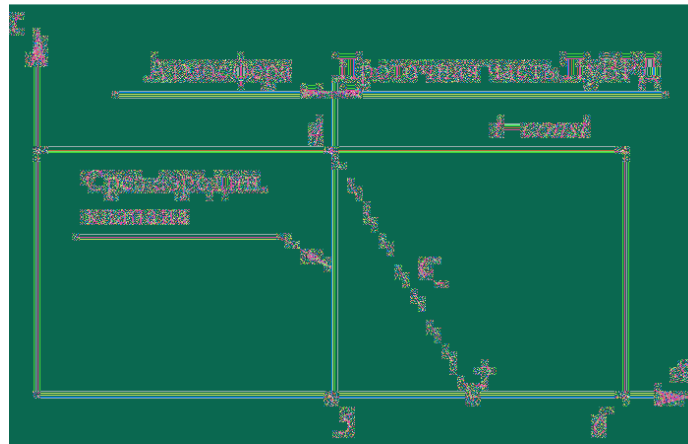
Рисунок 3.8 – Типы расчетных точек в проточной части ПуВРД

Точки 1 и 2 соответствуют геометрически точкам на срезе аэродинамического клапана для условий втекания и истечения из клапана соответственно. Точка 3 является внутренней точкой неустановившегося течения в проточной части ПуВРД. Точка 4 является расчетной точкой на поверхности контактного разрыва. Расчетные точки типов 5 и 6 соответствуют точкам на срезе резонансной трубы для условий истечения и втекания соответственно. С целью заложения в алгоритм возможностей расчета ПуВРД с механическим клапаном также выделен седьмой тип расчетной точки на твердой стенке.

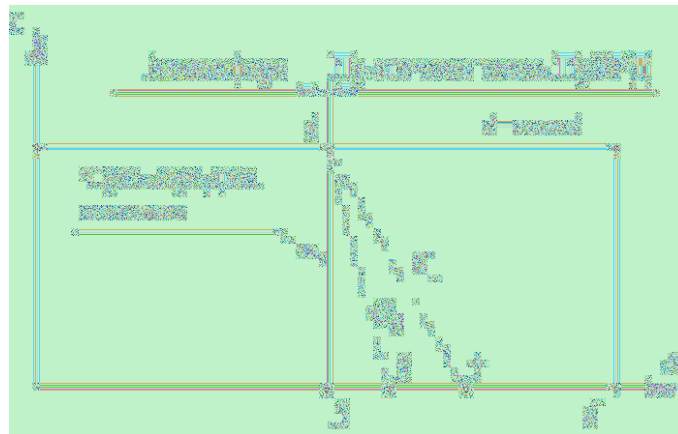
На рисунке 3.9 приведена расчетная схема для точек первого и второго типов.

Из рисунка 3.9 а видно, что при втекании атмосферного воздуха через аэродинамический клапан в двигатель в расчетную точку приходит только одна характеристика C_{\dots} . Поэтому решение строится на одном уравнении совместности для отрицательной характеристики, а для определения остальных двух параметров течения необходимо задать как минимум два граничных условия: постоянство статического давления и энтропию втекающего газа. Для расчетной точки второго типа, когда происходит истечения из аэродинамического клапана (рисунок 3.9 б) в расчетную точку приходят две характеристики отрицательная акустическая и энтропийная характеристика. В этом случае, можно составить систему из двух уравнений совместности определяющую два из трех зависимых параметра течения.

Тогда достаточно указать одно граничное условие на срезе аэродинамического клапана – постоянное статическое атмосферное давление.



а)



б)

Рисунок 3.9 – Расчетная схема для точки на срезе аэродинамического клапана

а) при втекании, точка первого типа; б) при истечении, точка второго типа

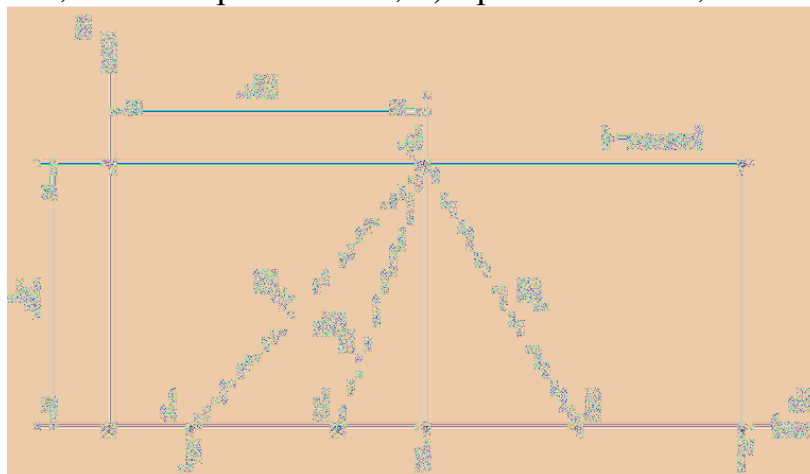
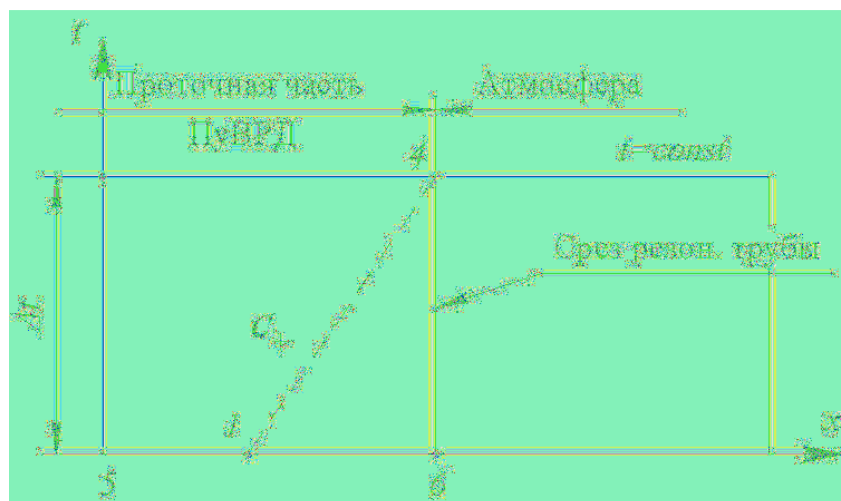
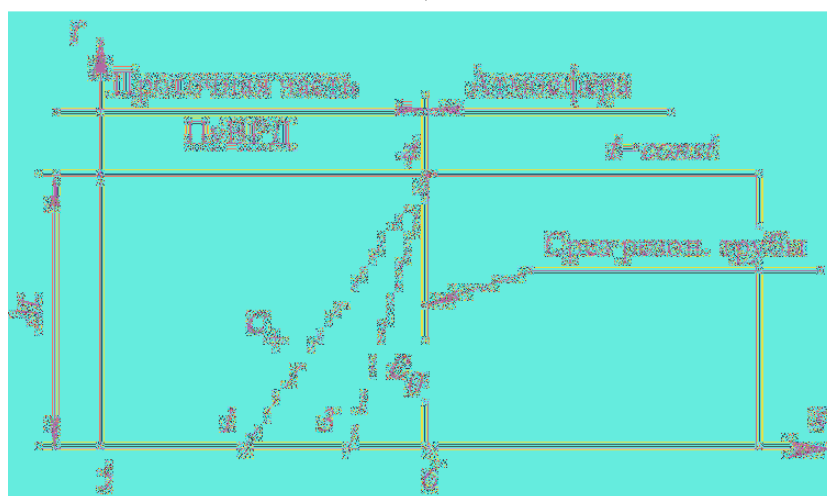


Рисунок 3.10 – Расчетная схема для внутренней точки (тип 3)



а)



б)

Рисунок 3.12 – Расчетная схема для точки на срезе резонансной трубы а) при втекании, точка шестого типа; б) при истечении, точка пятого типа

Алгоритм расчета точки на срезе резонансной трубы (рисунок 3.12) при втекании и истечении аналогичен алгоритму расчет точки на срезе аэродинамического клапана (рисунок 3.9) с той лишь разницей, что картины приходящих характеристик отражаются в вертикальной плоскости и соответственно меняются решаемые уравнения совместности.

Как упоминалось выше, с целью заложения в методику расчета возможности расчета ПуВРД с механическими клапанами введен седьмой тип точки на твердой стенке, который соответствует условиям полностью закрытых клапанов. Расчетная схема для точки седьмого типа приведена на рисунке 3.13.

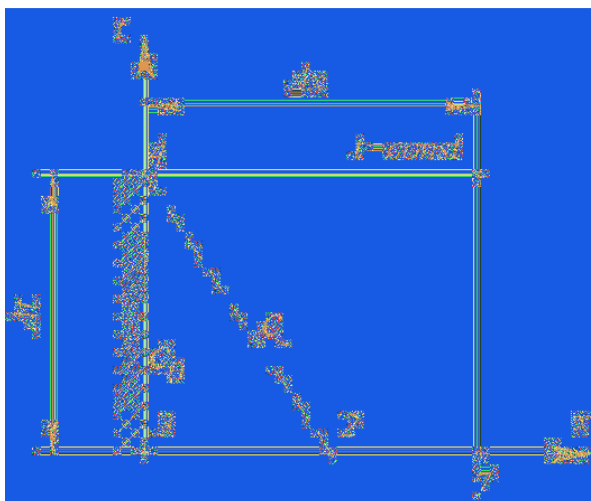


Рисунок 3.13 – Расчетная схема для точки на твердой стенке (тип 7)

Для точки на твердой стенке граничным условием является нулевая скорость. Для нахождения остальных двух зависимых параметра решается система из двух дифференциальных уравнений совместности для энтропийной и отрицательной акустической характеристик.

Согласно приведенным расчетным схемам для каждого типа точки разработан отдельный алгоритм расчета, что позволило построить методику по модульной схеме и адаптировать ее к применению на персональном компьютере.

Для решения обыкновенных дифференциальных уравнений характеристик и уравнений совместности выбран простой метод приближенного решения дифференциальных уравнений, относящийся к группе методов конечных разностей – модифицированный предиктор-корректор метод Эйлера /46, 47/. При этом, на этапе корректора для корректировки используется среднеарифметическое осреднение параметров течения /40, 41/.

Алгоритм расчета каждого типа точки состоит из двух итерационных циклов находящихся на разных уровнях. На первом уровне находится цикл итерационного расчета значений скорости, давления и плотности в расчетной точке. Внутри данного цикла – второй уровень, находится цикл определения положения точек пересечения характеристик с линией расчетного времени. Выход из циклов осуществляется при достижении заданного критерия сходимости или при выполнении заданного числа итераций. В качестве

критерия сходимости принято условие обеспечения заданного значения разности между текущей и предыдущее итерацией для всех трех расчетных значений зависимых переменных.

Пример алгоритма расчета внутренней точки представлен на рисунке 3.14.

Алгоритмы расчета остальных шести типов точек аналогичны алгоритму расчета внутренней точки, приведенному на рисунке 3.14. Как упоминалось ранее и как видно из рисунка 3.14 в процессе расчета параметров течения в узловой точке конечно-разностной сетки возникает необходимость интерполирования значений скорости, давления и плотности в точках пересечения характеристик с линиями постоянного времени. С целью упрощения реализации алгоритмов расчета для интерполирования выбрана формула Ньютона для “интерполирования назад” /46, 47/.

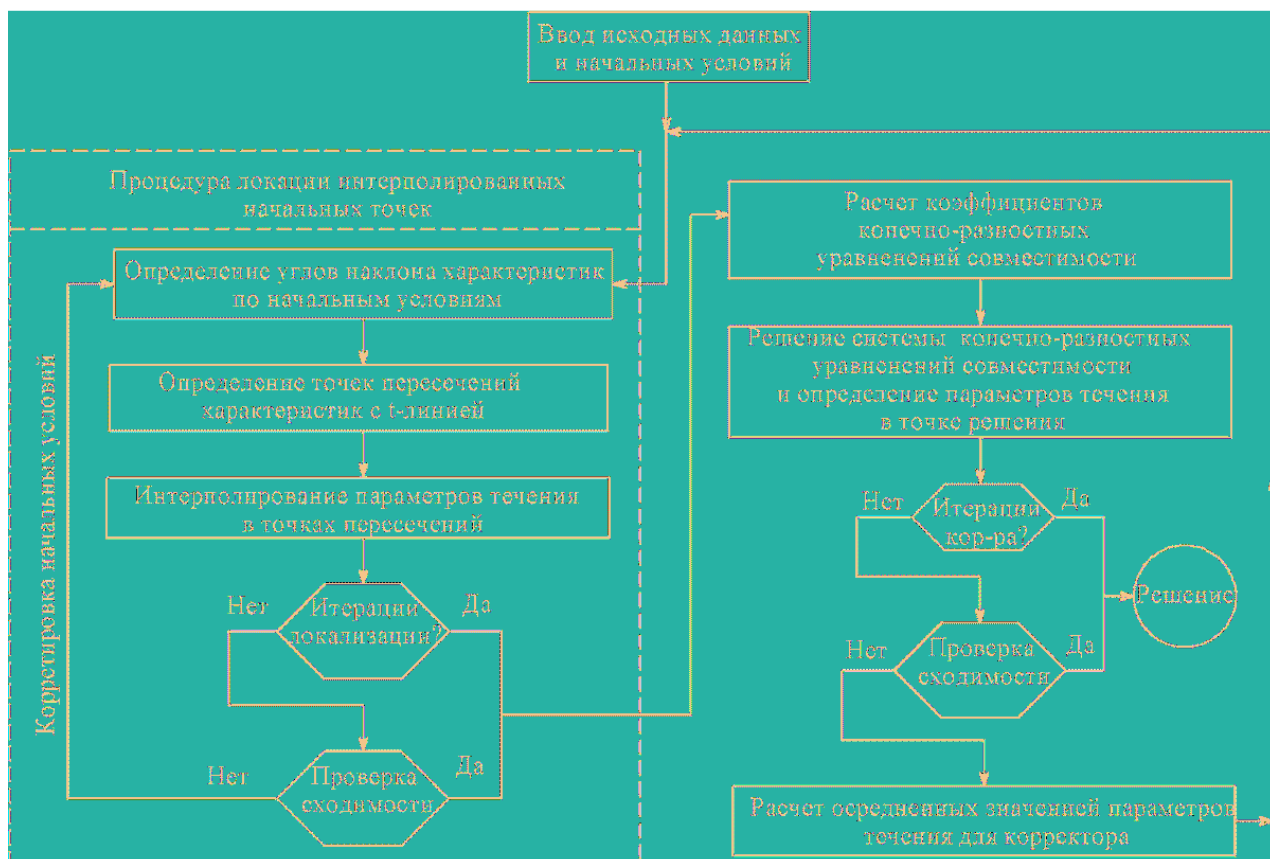


Рисунок 3.14 – Алгоритм расчета внутренней точки

3.4 РАЗРАБОТКА МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ КВАЗИИЗОХОРНОГО ПРОЦЕССА ТЕПЛОПОДВОДА В КАМЕРЕ СГОРАНИЯ ПУВРД

Процессы смесеобразования, воспламенения и сгорания заряда в камере сгорания ПуВРД, являются важнейшими и одновременно наименее изученными явлениями. Динамика рабочего процесса камеры сгорания определяет не только экологичность и эффективность использования топлива, но также определяет работоспособность двигателя. Как было показано в первой главе, в основу рабочего процесса ПуВРД заложена динамика резонансно-волновых процессов. При этом амплитуда и длина волны давления создаваемой при сгорании заряда и являющейся источником энергии для всего рабочего цикла определяется процессами, протекающими в камере сгорания. Так как рабочий процесс ПуВРД имеет циклический характер, то к времени протекания процессов смесеобразования воспламенения и сгорания предъявляются жесткие требования, определяемые геометрией проточной части двигателя. Нестационарность и быстрота протекания процессов выгорания заряда затрудняет проведение экспериментальных исследований. С теоретической точки зрения динамическая постановка задачи исследования процесса сгорания требует применения математического аппарата кинетики химических реакций и явлений переноса, для описания диффузионных процессов. Более того, в отличие от изохорного процесса сгорания в цилиндрах поршневых двигателей, процесс сгорания заряда в ПуВРД является квазиизохорным. Из вышесказанного становится ясно, что детальное моделирование динамики выгорания заряда в камере сгорания ПуВРД представляет собой самостоятельную проблему, требующую отдельного научного рассмотрения. Кроме того, применение сложной модели динамики выгорания заряда привело бы к существенному усложнению математической модели рабочего процесса ПуВРД, что сделало бы модель “тяжелой” для использования на персональном компьютере и не позволило бы достичь цели данной работы. В связи, с этим рабочий процесс камеры сгорания ПуВРД рассматривается в упрощенной форме.

Камера сгорания моделируется методом характеристик как элемент проточной части ПуВРД, в котором осуществляется подвод теплоты к рабочему телу. При этом алгоритм расчета импульса давления при теплоподводе аналогичен алгоритму расчета внутренней точки (рисунок 3.14). Модель процесса зарядки и смесеобразования в камере сгорания ПуВРД представлена на рисунке 3.15.

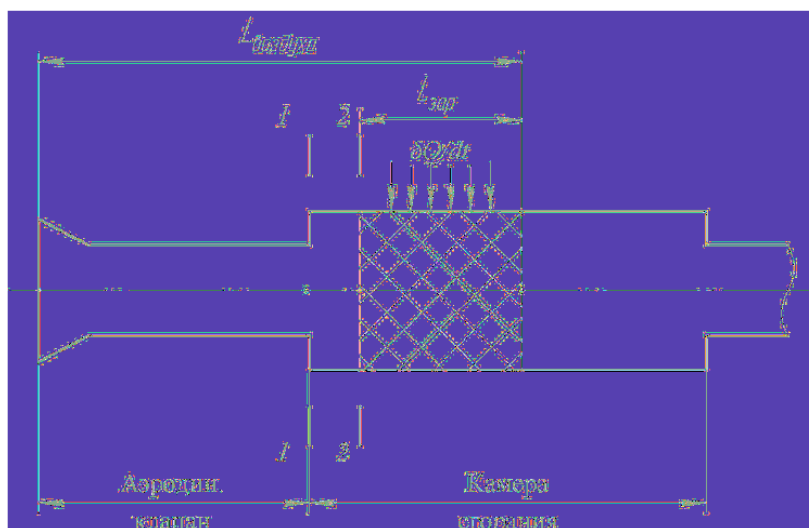


Рисунок 3.15 – Модель процесса зарядки и смесеобразования в камере сгорания ПуВРД

На рисунке 3.15 сечение 1-1 соответствует контрольному сечению, в котором на каждом временном шаге вычисляется осредненный расход воздуха поступающего в камеру сгорания при всасывании. Сечение 2-2 соответствует положению топливной форсунки. В конце цикла всасывания рассчитывается глубина проникновения воздуха в камеру сгорания $L_{воздуха}$ и по положению топливной форсунки (сечение 2) определяется положение заряда в камере сгорания $L_{зар}$. Далее по положению заряда в камере сгорания определяется зона теплоподвода, которая принимается равной $L_{зар}$.

В модели приняты следующие допущения: зона теплоподвода совпадает с зоной заряда и не меняет своего положения до полного выгорания смеси, распределение подводимой теплоты по длине зоны теплоподвода равномерное, смесь считается однородной, состав смеси определяется по расчетным массам воздуха и топлива, поступившего в камеру при заданном давлении топлива перед форсункой. Так же считается, что топливо,

поступившее в камеру сгорания в начале фазы истечения, полностью выбрасывается и догорает в аэродинамическом клапане и в рабочем процессе ни как не учитывается. В качестве условия воспламенения принимается равенство осредненной скорости заряда и скорости распространения фронта диффузионного пламени для топливовоздушной смеси при коэффициенте избытка воздуха 1.2. /48-50/.

Для описания динамики процесса теплоподвода в зоне тепловыделения $\delta Q/dt$ были проанализированы модели расчета динамики сгорания смеси в цилиндрах дизельных двигателей, а также двигателей с искровым зажиганием /51-58/. Выявлено, что большинство реально протекающих реакций горения связано с последовательностью взаимосвязанных элементарных реакций, однако, несмотря на это нередко сложная реакция формально приводит к тем же закономерностям, что и простые моно- и бимолекулярные законы. В связи с этим для описания динамики выгорания заряда в камере сгорания ПуВРД предложено использовать уравнение К. Неймана, которое было получено исходя из представления реакции горения как бимолекулярной реакции между топливом и кислородом воздуха /53/

$$\frac{dy}{dt} = K_y \left(M_T \frac{V}{G_{\text{ц}}} \right) C_T C_{O_2}, \quad (3.39)$$

где y - доля прореагировавшего топлива, K_y - условная константа скорости реакции, M_T - молекулярная масса топлива, V - объем камеры сгорания, $G_{\text{ц}}$ - подача топлива за цикл, C_T и C_{O_2} - текущие значения концентрации топлива и кислорода. Используя для описания условной константы скорости реакции экспоненциальную зависимость Аррениуса и выражая концентрации кислорода и топлива через коэффициент избытка воздуха и процентное содержание кислорода в воздухе уравнение (3.39) можно свести к виду

$$\frac{dy}{dt} = K_e e^{-\frac{Ea}{RT}} \frac{\left[0.209 G_f M_0 (\alpha - 1) y \right] (1 - y)}{V_K}, \quad (3.40)$$

где E_a – условная энергия активации предпламенных реакций, R – газовая постоянная, T – температура заряда, G_f – масса топлива, M_0 – теоретическое количество воздуха необходимое для полного сгорания 1 кг топлива, α – коэффициент избытка воздуха, V_K – объем камеры сгорания, K – комплекс, учитывающий влияние на скорость выгорания топлива следующих факторов: размеров камеры сгорания, вид топлива, агрегатное состояние, степень турбулизации заряда, однородность заряда, вероятность возникновения эффективных взаимодействий молекул в единице объема в единицу времени. Поскольку теоретическое определение K затруднительно, значение было получено экспериментально, на основе измерения динами нарастания давления в КС и для КС диаметром 55 мм составило $2,8 \cdot 10^6$.

Уравнение (3.40) является обыкновенным дифференциальным уравнением и решается также численным методом Эйлера, как и уравнения совместности и характеристик. Решение данного уравнения на каждом временном шаге дает значение доли топлива прореагировавшего к данному моменту времени. Далее использую значение теплотворной способности топлива и, задаваясь коэффициентом полноты сгорания, определяется количество теплоты подведенной в зоне горения к рабочему телу за текущий интервал времени.

3.5 РАЗРАБОТКА ЗАМКНУТОГО АЛГОРИТМА ЧИСЛЕННОГО РАСЧЕТА РАБОЧЕГО ПРОЦЕССА ПУВРД

В предыдущих главах была составлена модель нестационарного течения рабочего тела и разработаны: алгоритм пространственно-временной дискретизации проточной части ПуВРД, алгоритмы расчета параметров неустановившегося течения рабочего тела в типовых точках проточной части ПуВРД, а также модель квазиизохорного процесса теплоподвода в камеры сгорания ПуВРД.

Для замыкания разработанных моделей расчета в единый вычислительный процесс был разработан алгоритм взаимодействия и обмена данными между другими алгоритмами расчета и моделями, в основу которого заложена физическая модель рабочего процесса бесклапанного ПуВРД. Данный алгоритм в автоматизированном режиме позволяет определять тип точки, назначать корректно исходные данные для расчетов, а также формировать, следить за эволюцией и выходом контактного разрыва. Здесь же осуществляется процесс расчета взаимодействия волн сжатия и разрежения с контактным разрывом, отслеживаются условия воспламенения и расчета цикловой массы воздуха и топлива, поступивших в камеру сгорания при переменном давлении. В разработанный алгоритм также заложена возможность задачи параметров заряда на первом цикле соответствующих продувке камеры сгорания при запуске, что позволило рассчитать динамику запуска и разгона ПуВРД.

Упрощенно структура методики расчета рабочего процесса ПуВРД численным методом на основе метода характеристик и модифицированного метода Эйлера представлена на рисунке 3.16.

Разработанная методика одномерного численного моделирования рабочего процесса ПуВРД, позволяет в зависимости от геометрии проточной части двигателя определять волновую картину течения, динамику изменения термогазодинамических параметров и степень наполнения камеры сгорания с

учетом совместной работы аэродинамического клапана, камеры сгорания и резонансной трубы.

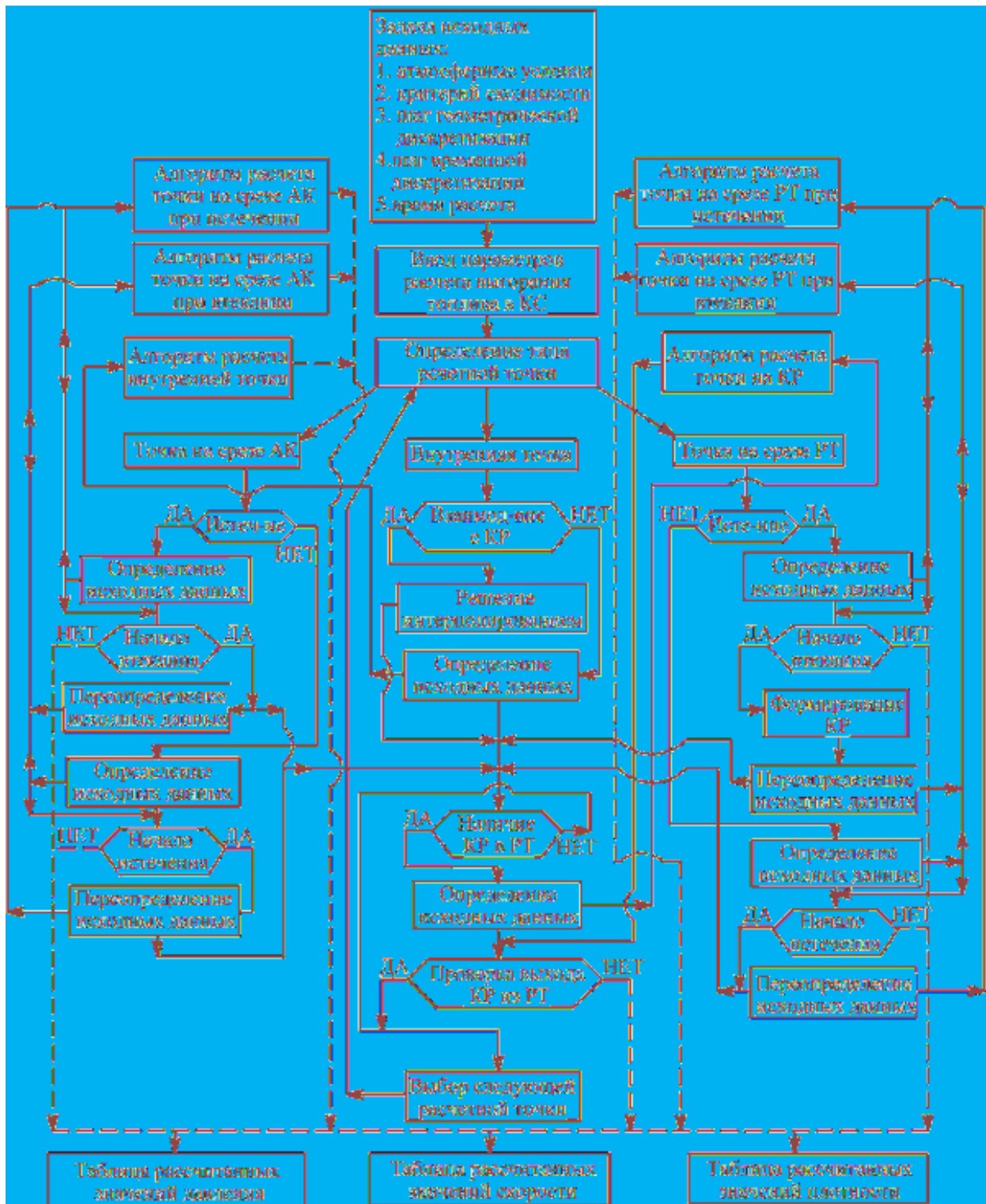


Рисунок 3.16 – Упрощенная структура методики расчета рабочего процесса ПуВРД

В разработанной методике приняты следующие допущения: не учитывается теплообмен рабочего тела со стенками проточной части, не учитывается трение рабочего тела о стенки проточной части, не учитываются

потери полного давления на срезах аэродинамического клапана и резонансной трубы при всасывании, не учитывается картина течения за срезом аэродинамического клапана и резонансной трубы, не учитывается искривление осевой линии проточной части, при расчете эволюции контактного разрыва, не учитывается действие явлений переноса и вязкости, таких как турбулентное перемешивание, диффузия, теплопроводность. При расчете процесса сгорания зона теплоподвода определяется на основе расчета глубины проникновения заряда в КС и считается неподвижной до полного выгорания цикловой массы заряда.

На основе представленной методики разработана программа численного моделирования рабочего процесса бесклапанного ПуВРД. Программа реализована в среде инженерно-научного программирования MATLAB и имеет модульную структуру, что позволило заложить в нее возможности модернизации путем создания и подключения дополнительных модулей. Так для описания расхода через форсунку подключается отдельный модуль, описывающий модель истечения топлива через струйную форсунку. Поэтому имеется возможность создания базы данных модулей и подключения их к расчетной модели, что придает программе расчета универсальность.

На рисунке 3.17 приведена общая структура программы численного расчета рабочего процесса ПуВРД с аэродинамическим клапаном.

Как видно из рисунка 3.17 программа имеет полностью модульную структуру и состоит из десяти подпрограмм. Семь подпрограмм выполняют расчеты параметров течения в типовых точках проточной части: OPEN_subout_L и OPEN_subin_L рассчитывают точку на срезе аэродинамического клапана при истечении и втекании соответственно, OPEN_subout_R и OPEN_subin_R рассчитывают точку на срезе резонансной трубы при истечении и втекании соответственно, подпрограмма INTER решает внутреннюю точку, подпрограмма CONTACT решает точку на поверхности контактного разрыва, SOLID решает точку на твердой стенке.

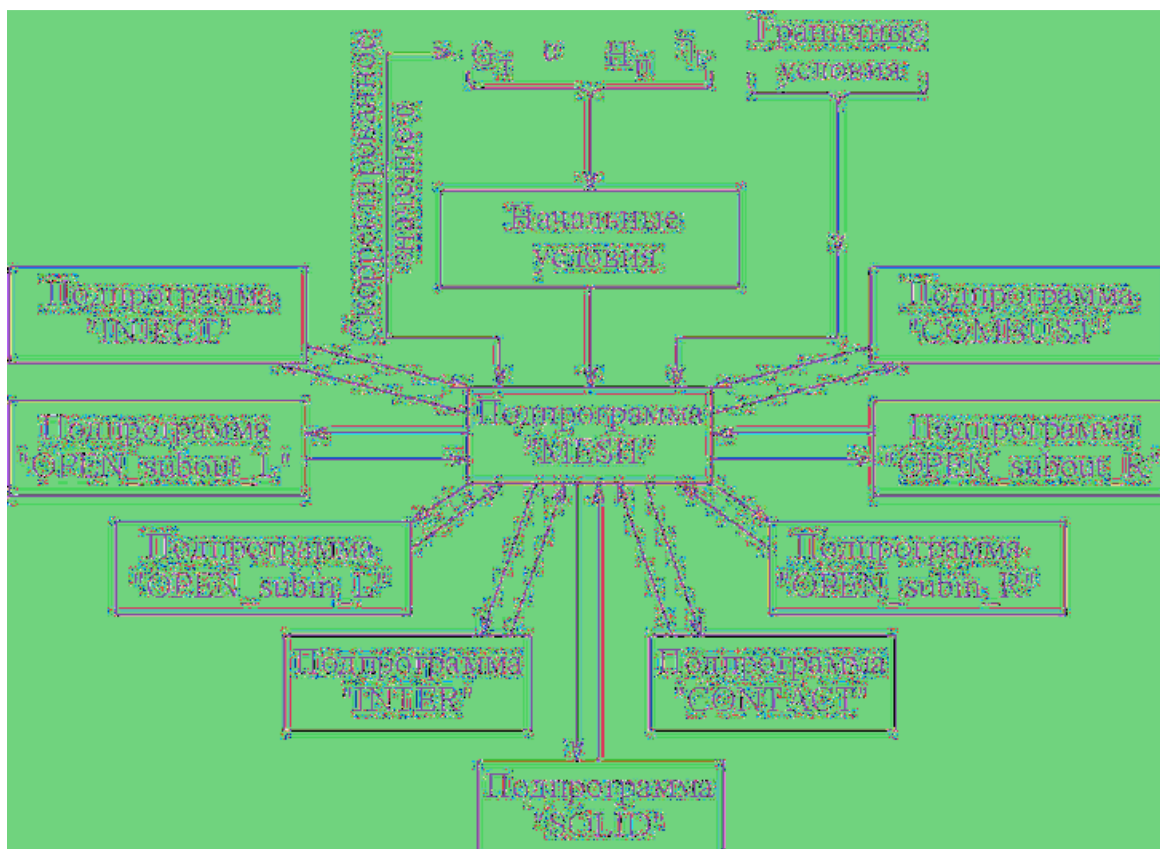


Рисунок 3.17 – Структура программы численного расчета рабочего процесса ПуВРД с аэродинамическим клапаном

Центральная подпрограмма MESH осуществляет дискретизацию проточной части ПуВРД, ввод начальных и граничных условий, а также осуществляет идентификацию типа расчетной точки и определение исходных данных для расчета. Здесь же осуществляется запись и хранение результатов расчетов. Информация о значениях зависимых параметров в узловых точках конечно-разностной сетки хранится в матричном виде, что упрощает поиск и адресацию при назначении исходных данных для подпрограмм расчета типовых точек. В подпрограмму MESH так же заложены алгоритмы вычисления глубины проникновения заряда в камеру сгорания и вычисления расхода воздуха. Подпрограмма COMBUST содержит в себе модель динамики выгорания заряда в камере сгорания, а INJECT модель расхода топлива через топливную форсунку. Таким образом, процесс расчета параметров рабочего процесса ПуВРД полностью автоматизирован.

4 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАБОЧЕГО ПРОЦЕССА ПУВРД С АЭРОДИНАМИЧЕСКИМ КЛАПАНОМ

4.1 ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ И СИСТЕМЫ ИЗМЕРЕНИЯ

Для оценки адекватности разработанной методики одномерного численного моделирования рабочего процесса ПуВРД, а также проведения экспериментальных исследований была разработана экспериментальная установка на базе модельного ПуВРД. Установка состоит из модельного ПуВРД, системы топливопитания, системы зажигания, системы водяного охлаждения порта датчика пульсаций и многоканальной системы измерения. Схема экспериментальной установки представлена на рисунке 4.1.

Топливная система установки состоит из баллона сжатого газа 2 (пропан-бутан), газового регулируемого редуктора 12, манометра 13, датчика массового расхода газа анемометрического типа, подводящих гибких шлангов и газовой струйной форсунки 10. Расход газа регулировался настройкой давления перед форсункой за счет затяжки пружины газового редуктора и контролировался по датчику расхода. Топливная форсунка имеет резьбовое соединение и может легко меняться. В процессе пробных запусков испытывались форсунки с диаметром отверстия 0.2, 0.5 и 0.8 мм. Во всех случаях наблюдался легкий запуск. Однако наилучший результат был достигнут при использовании форсунки с диаметром отверстия 0.5 мм. С данной форсункой двигатель имел наибольший диапазон устойчивой работы по расходу топлива 600...1200 л/ч.

Система зажигания состоит из агрегата зажигания, автомобильной свечи и тумблера. Зажигание включалось только при запуске. Испытания также показали, что на работающем двигателе включение и отключение зажигания ни как ни сказывается на его работе. При этом частота разряда на электродах свечи, определяемая агрегатом зажигания была 20КГц.

Система измерения состоит из охлаждаемого порта датчика пульсаций давления, датчика пульсаций давления, микрофона, кабелей и многоканальной системы измерения.

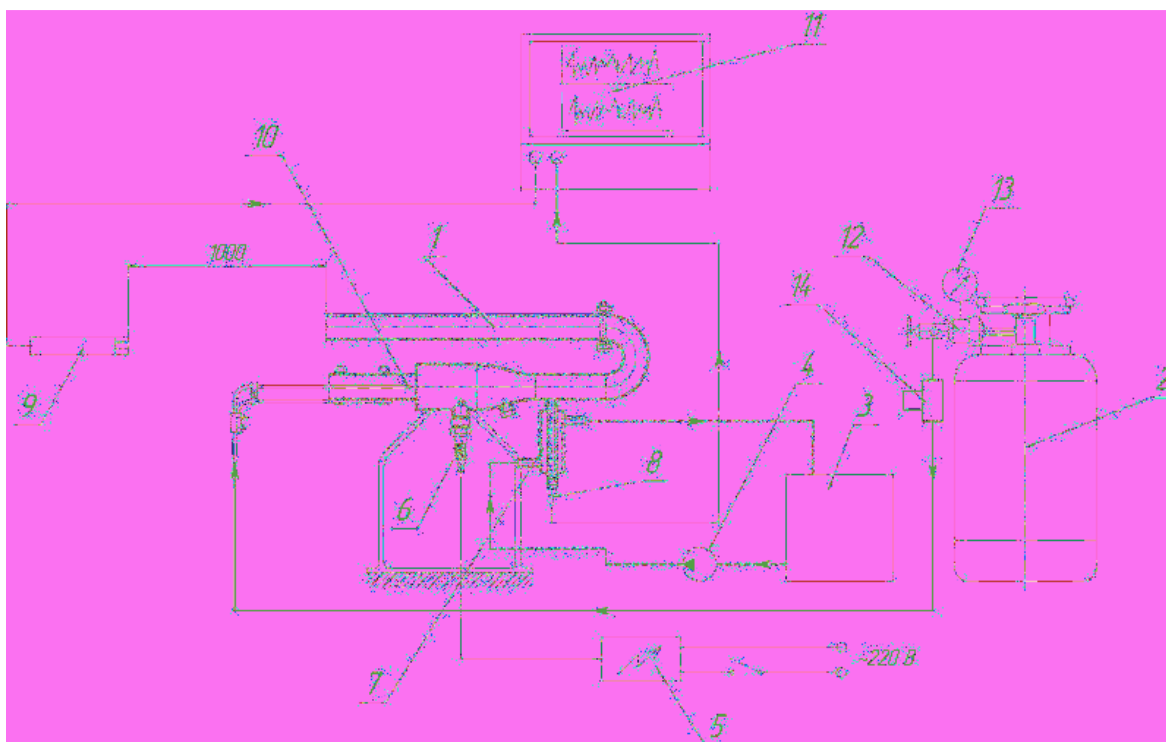


Рисунок 4.1 – Схема экспериментальной установки с измерительной системой

1-ПуВРД; 2- топливный баллон (пропан-бутан); 3- бак охлаждающей жидкости; 4- насос; 5- агрегат зажигания; 6- свеча зажигания; 7- охлаждаемый порт датчика пульсаций давления; 8- датчик пульсаций давления; 9- микрофон; 10- топливная форсунка; 11- измерительная многоканальная система; 12- газовый редуктор; 13- манометр; 14- датчик массового расхода газа.

Для сбора, хранения и обработки информации применялась 4-х канальная измерительная система фирмы LMS. Данная система является специализированной в области проведения виброакустических измерений и позволяет производить экспресс анализ сигналов поступающих с датчиков в реальном времени. С помощью данной системы проводился также последующий спектральный анализ записанных сигналов полученных с датчика пульсаций давления и микрофона. Общий вид системы измерения представлен на рисунке 4.2.

Для регистрации пульсаций давления использовался пьезоэлектрический датчик пульсаций давления NM101A04 фирмы PCB piezotronics. Данный датчик имеет встроенный ICP усилитель заряда, что существенно упрощает организацию измерительной цепи. Кроме того, датчик отличается своей компактностью, что позволило проводить измерения на модельном ПуВРД без

каких либо затруднений. Датчик также имеет изолированную массу, что делает его применение на установки с напряжением на корпусе от системы зажигания более безопасным для измерительного оборудования.

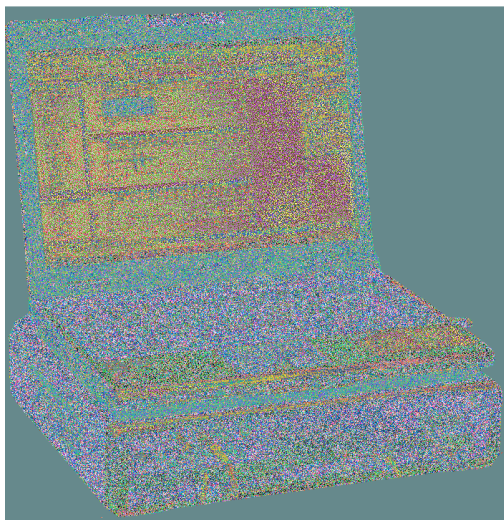
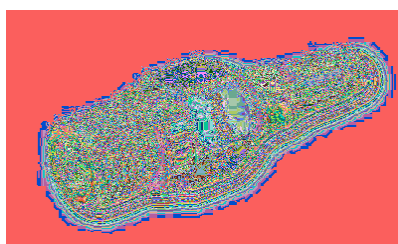
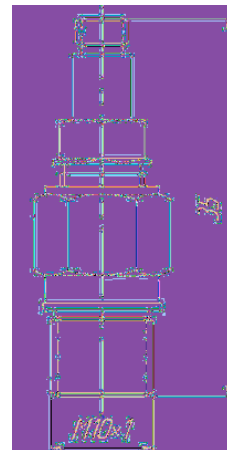


Рисунок 4.2 – Четырех канальная система виброакустических измерений фирмы LMS



а)



б)

Рисунок 4.2 – Пьезоэлектрический ICP датчик пульсаций давления HM101A04

а) общий вид; б) габаритный и присоединительный размеры

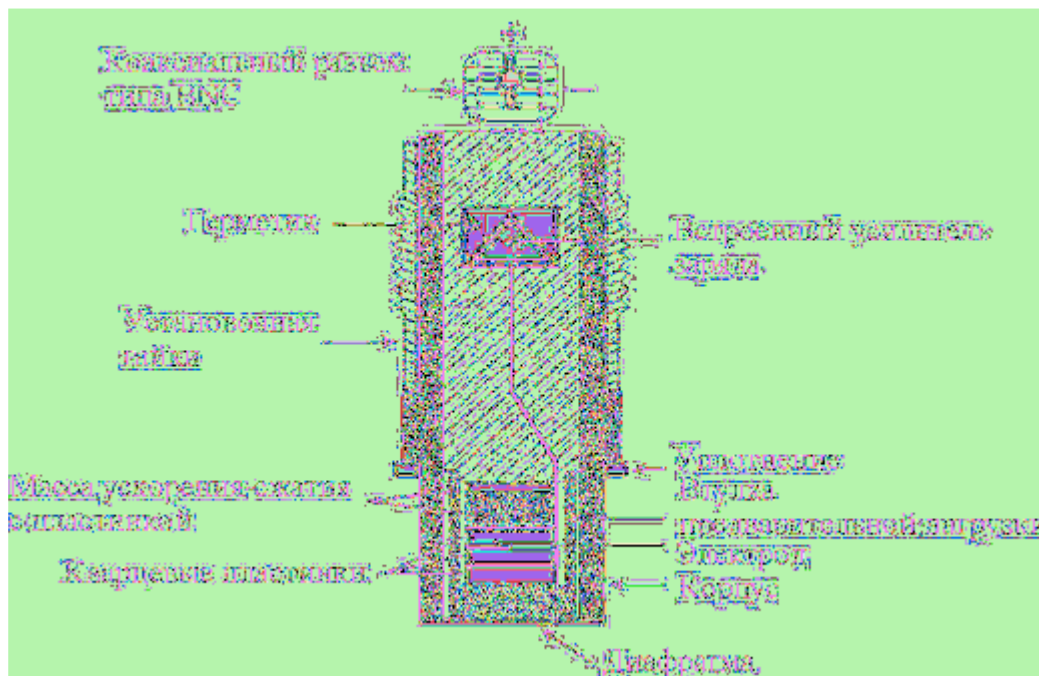


Рисунок 4.3 – Принципиальная схема пьезоэлектрического ICP датчика пульсаций давления HM101A04

Недостатком пьезоэлектрического датчика является тот факт, что он способен измерять только динамическую составляющую пульсаций давления, поэтому применять его для статических или медленно меняющихся процессов невозможно. Основные характеристики датчика представлены в таблице 4.1.

Таблица 4.1 – Характеристик пьезоэлектрического ICP датчика пульсаций давления HM101A04

Диапазон измерения, МПа	34.5
Чувствительность, мВ/КПа	0.145
Максимально допустимое статическое давление, МПа	10.3
Разрешение, КПа	0.69
Резонансная частота, КГц	400
Температурный диапазон, °С	-37...135

В процессе работы установки ее корпус быстро и сильно разогревается. Кроме того пьезоэлектрические датчики со встроенным усилителем заряда при работе сами нагреваются. В связи с этим на установке предусмотрен охлаждаемый порт датчика пульсаций давления, представляющий из себя трубку с рубашкой водяного охлаждения, через которую прокачивается охлаждающая жидкость (рисунок 4.4). Применение охлаждаемого порта позволило не только обеспечить работу, исключив перегрев датчика, но также обеспечить его работу при стабильных температурных условиях.

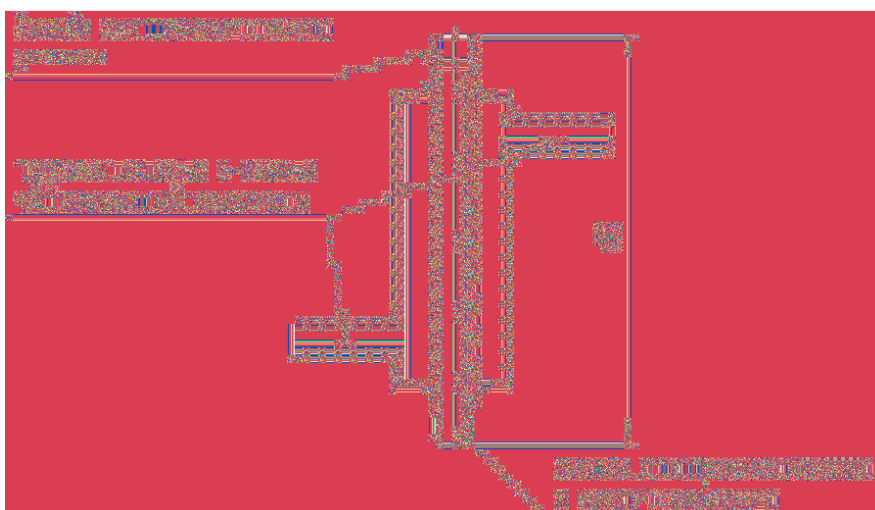


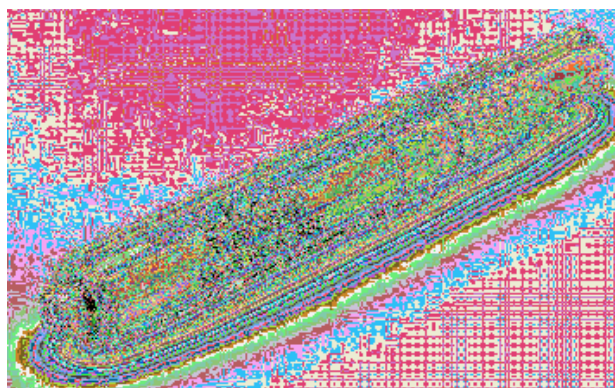
Рисунок 4.4 – Охлаждаемый порт датчика

Резонансная частота трубки охлаждаемого порта датчика пульсаций давления была оценена по акустической зависимости для четверть волнового резонатора и составила 795 Гц, что выходит за диапазон рабочих частот двигателя и позволяет пренебречь влиянием системы измерения на рабочий процесс.

Для записи шума создаваемого в ближнем диффузионном акустическом поле применялся высокочувствительный $\frac{1}{2}$ дюймовый конденсаторный микрофон фирмы GRAS 40AF с чувствительностью 50 мВ/Па (рисунок 4.5 а) и внешней поляризацией. Микрофон использовался совместно с предусилителем той же фирма 26АК (рисунок 4.5 б). Микрофон устанавливался нормально к направлению излучения шума, поэтому применения корректировки к полученным результатам не требовалось.



а)



б)

Рисунок 4.5 – Высокочувствительный микрофон GRAS
а) микрофон 40AF; б) предусилитель 26АК

4.2 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВРЕМЕННЫХ РЕАЛИЗАЦИЙ ДАВЛЕНИЯ И ДИНАМИКИ ПРОЦЕССА ЗАПУСКА МОДЕЛЬНОГО ПУВРД. ПРОВЕРКА АДЕКВАТНОСТИ РАЗРАБОТАННОЙ МЕТОДИКИ РАСЧЕТА

С целью оценки адекватности разработанной методики моделирования и исследования динамики процесса запуска ПуВРД были проведены экспериментальные исследования на разработанной установке. В процессе экспериментов регистрировалось давление топлива перед форсункой, пульсации давления на ходе в резонансную трубу, ток ионизации пламени и шум на удалении 1 м от среза резонансной трубы. В экспериментах применялась струйная газовая форсунка с диаметром отверстия 0.5 мм.

Сначала были проведены одиночные тесты с контролируемой подачей порции газа в камеру сгорания и последующим инициированием одиночной вспышки, при этом регистрировалась динамика изменения давления в камере сгорания и ионизация пламени. Обработка результатов данных тестов помогла определить динамику нарастания давления в камере сгорания, а также момент начала и конца тепловыделения для конкретной конструкции камеры сгорания. В конечном итоге эти данные были использованы для точной настройки программы расчета, посредством корректировки комплекса K в уравнении 3.40.

На рисунке 4.6 представлена теоретическая и экспериментальная временная реализация давления на входе в резонансную трубу. Выявлено, что в процессе запуска ПуВРД можно выделить три стадии: запуск, разгон и режим. Это объясняется тем, что на запуске, в момент воспламенения заряда системой зажигания, параметры заряда в камере сгорания определяются условиями пусковой продувки: расход пускового воздуха через камеру, подача пускового топлива и выдержка. В то время как на режиме параметры заряда поступающего в камеру сгорания определяются динамикой нестационарного течения в проточной части ПуВРД, и время на процесс зарядки камеры строго ограничено. Поэтому для получения достоверных данных о параметрах

рабочего процесса ПуВРД необходимо рассчитывать не менее 20-25 рабочих циклов.

Оценка адекватности разработанной модели осложнена нестационарным характером процесса. Поэтому оценка проводилась по осредненному значению давления на 12 рабочих циклах согласно критерию Фишера. При этом диапазон пульсаций отнесенных к запуску и разгону (рисунок 4.6) не рассматривались. Расхождение теоретических и экспериментальных данных составило 14%.

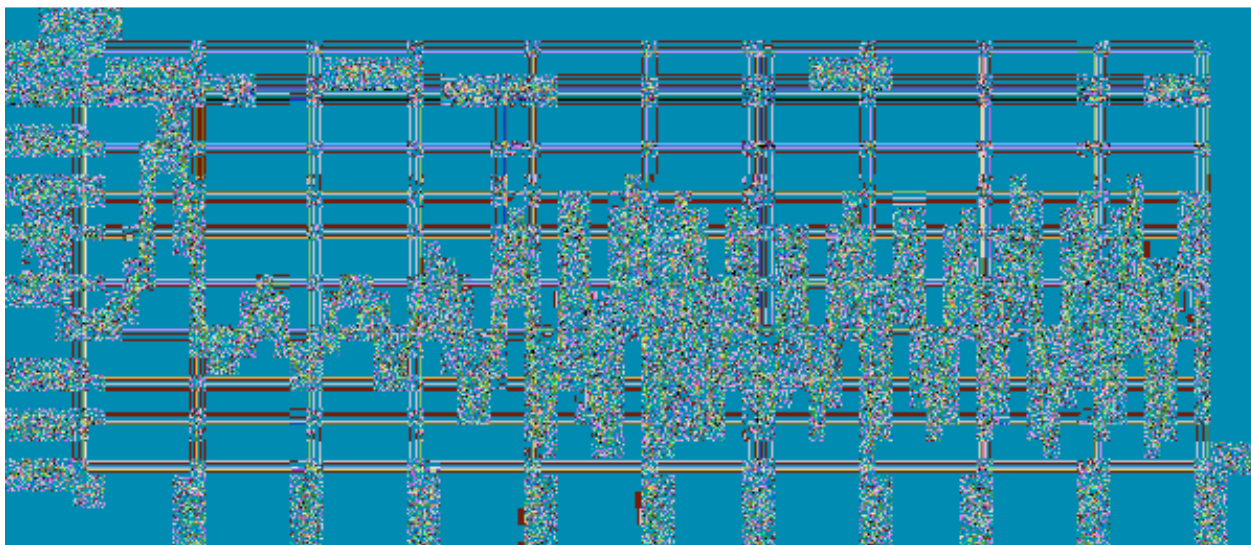


Рисунок 4.6 – Временная реализация давления в камере сгорания

— - рассчитанная по разработанной методике;

----- -экспериментальная

Спектральный анализ экспериментальной временной реализации давления (рисунок 4.7) показал, что основная энергия распределена на частотах 81 Гц и 332 Гц, то есть пульсации давления представляют собой низкочастотный сигнал с частотой 81 Гц модулированный сигналом с частотой 332 Гц. Данный факт объясняется тем, что работа проточной части от передней стенки камеры сгорания до среза резонансной трубы подобна работе четверть волнового резонатора с длиной канала эквивалентной данному расстоянию, а общая длина проточной части ПуВРД от среза аэродинамического клапана до среза резонансной трубы работает как полуволновой резонатор с переменной формой канала.

Эквивалентный уровень шума скорректированный по шкале А составил 103 дБА. При этом как видно из рисунка 4.8 характер спектра шума ПуВРД носит ярко выраженный тональный характер и практически полностью соответствует спектру пульсаций давления в проточной части ПуВРД.

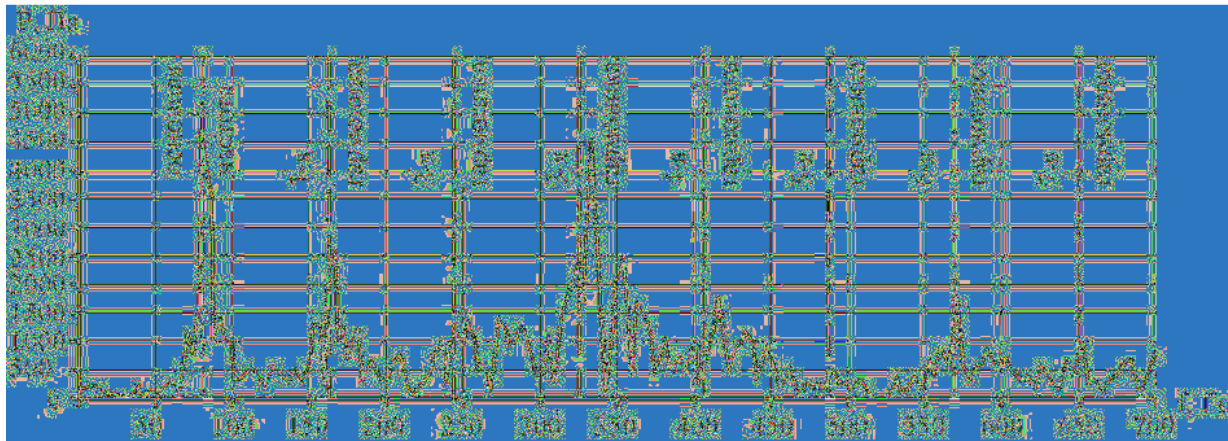


Рисунок 4.7 – Спектр пульсаций давления, полученный по экспериментальной временной реализации давления

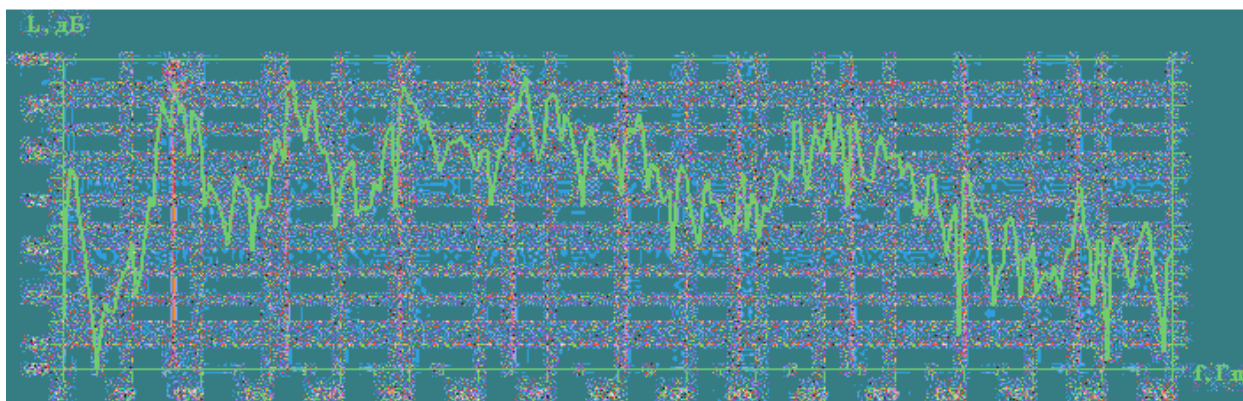


Рисунок 4.8 – Спектр шума модельного ПуВРД в ближнем акустическом поле

Основная часть акустической энергии сосредоточена в низкочастотной области до 800 Гц. Превышения уровня тональных составляющих над фоном составляет более 15 дБ. Причем частоты первых трех тональных составляющих являются гармониками и составляют частотный ряд 82, 163 и 248 Гц, а четвертая слегка отличается от значения четвертой гармоники и составляет 332 Гц. Таким образом, анализ акустической характеристики ПуВРД показывает, что для эффективно снижения шума могут быть применены преимущественно реактивные системы шумоглушения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ методов математического моделирования рабочего процесса ПуВРД показал, что одним из перспективных направлений численного моделирования является разработка методов расчета рабочего процесса ПуВРД на основе метода характеристик. Данный подход позволяет максимально извлечь информацию о волновой природе нестационарных течений в проточной части ПуВРД.

Теоретические исследования формирования и эволюции контактного разрыва среды в резонансной трубе показали, что контактный разрыв формирует существенную неоднородность термогазодинамических параметров, что делает необходимым его учет при расчете рабочего процесса ПуВРД.

Теоретическими исследованиями влияния U-образной формы резонансной трубы на форму и амплитуду волн давления выявлено, что наличие U-образного изгиба РТ с большой степенью кривизны не оказывает значительного влияния на форму и амплитуду волн сжатия и разрежения рабочего тела в РТ.

На основе теоретических исследований скорости заряда на входе в камеру сгорания показано, что скорость заряда влияет на степень наполнения камеры сгорания через задержку воспламенения, обусловленную тем, что скорость заряда в камере сгорания превышает местную скорость распространения фронта пламени.

Методика моделирования нестационарных течений газа в аэродинамическом клапане и резонансной трубе ПуВРД обратным методом характеристик, позволяет учесть формирование и эволюцию контактного разрыва, а также взаимодействие возмущений с контактным разрывом. В случае предложенной модели динамики тепловыделения в камере сгорания ПуВРД, при условии корректировки комплекса K по результатам предварительных экспериментов, предложенная методика численного моделирования позволяет получить удовлетворительные результаты со сходимостью с результатами эксперимента порядка 14%.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Reynst, F. H., Pulsating Combustion, edited by M. W. Thring, Pergamon Press, New York, 1961.
2. Richardson, J.S., Artt, D.W., Blair, G.P., Observations on the Design and Operation of Pulsejet Engines as Derived from an Experimental and Theoretical Investigation, SAE. Techn. Pap. 840422, 1987.
3. Richardson, J.S., Artt, D.W., Blair, G.P., A Computer Model of a Pulsejet Engine, SAE. Techn. Pap. 820953, 1982.
4. Tharratt, C. E., The propulsive duct, The Propulsive Duct, Aircraft Engineering, 1965, vol. 37, no. 12, pp. 359-371.
5. Ларионов В.М., Зарипов Р.Г. Автоколебания газа в установках с горением. Казань: Изд-во Казан. гос. техн. ун-та, 2003. 227 с.
6. Исакович М.А., Общая акустика. Наука, М., 1973. 496 с.
7. Zinn, B. T., "Pulsating Combustion," Advanced Combustion Methods, F. J. Weinberg, ed., Academic Press, Orlando, FL, 1986.
8. Foa, J. V., Elements of Flight Propulsion, John Wiley & Sons, New York, 1960.
9. Побежимов В.Н., Влияние формы проточной части на процесс инерционного истечения и параметры пульсирующего ВРД. Казань: Вестник КГТУ им. А.Н. Туполева, 2004, №2, с. 22-25.
10. Побежимов В.Н., Моделирование рабочего процесса пульсирующего ВРД с аэродинамическим клапаном на основе анализа термодинамического цикла. Изв. Вузов. Авиационная техника, 2007, №1, с. 46-48.
11. Быченко В.И., А.А. Баранов, Применение разрывных решений к задачам газодинамики в аппаратах пульсирующего горения. Труды ТГТУ: Сборник научных статей молодых ученых и студентов. Вып. 11. Тамбов: Изд-во Тамб. гос. техн. ун-та, 2002. 236 с.
12. Быченко В.И. Теплоэнергетика рабочего процесса в аппаратах пульсирующего горения: Дисс. докт. техн. наук. – Воронеж, 2004.- 338с.
13. Раушенбах В.Б. Вибрационное горение. М.: Физматгиз, 1961.
14. Ali Kilicarslan. Frequency evaluation of a gas-fired pulse combustor. International Journal of Energy Research, 29:439–454, 2005.
15. P.A. van Heerbeek. Mathematical modeling of a pulse combustor of the Helmholtz-type. Interim Report, Delft University of Technology, Netherlands, 2008.

16. Frederick W. Ahrens, Choong Kim, and Shiu-Wing Tam. An analysis of the pulse combustion burner. *ASHRAE Transactions*, 84, Part 1:488–507, 1978.
17. G. A. Richards, G. J. Morris, D. W. Shaw, S. A. Keeley, and M. J. Welter. Thermal pulse combustion. *Combustion Science and Technology*, 94:57–85, 1993.
18. D. Kretschmer and J. Odgers. Modeling of gas turbine combustors - a convenient reaction rate equation. *Journal of Engineering for Power (Transactions of the ASME)*, pages 173–180, July 1972.
19. М. Барпер, А. Жомотт, Б.Ф. Вебек, Ж. Ванденкеркхове, Ракетные двигатели. Оборонгиз, М., 1962. 800 с.
20. В. Е. Алемасов, А. Ф. Дрегалин, А. П. Тишин, Теория ракетных двигателей: учебник для студентов машиностроительных специальностей вузов; Под ред. В. П. Глушко. – М.: Машиностроение, 1980 - 533 с.
21. А. П. Васильев, В. М. Кудрявцев, Основы теории и расчета жидкостных ракетных двигателей: Учебник; Под ред. В.М. Кудрявцева. – 3-е изд., исп. И доп. Высш. школа, 1983. – 703 с.
22. F. Shults-Grunow, Gas-dynamics investigation of the pulse-jet tube. Technical memorandum № 1131. NASA, 1947.
23. A. K. Oppenheim, Dynamics of Combustion Systems. Springer-Verlag Berlin Heidelberg. 2006.
24. J. Bertin, F. Paris, J. LeFoll. The snecma escopette pulse-jet, *Inter Avia*, vol. 8, no. 6, pp. 343–347, 1953.
25. R. M. Lockwood et al. Pulse jet engine. US patent 3462955. 1969.
26. Kentfield, J.A.C. and Speirs, B.C., A Multiple-Inlet Core for Gas Turbine, Pulse, Pressure-Gain Combustors', ASME Paper 91 -GT-304, 1991.
27. Laforest, Combustor configuration, International patent, WO 2007/003031 A1.
28. Patankar, S.V. 1980. "Numerical Heat Transfer and Fluid Flow". Hemisphere, Washington, D.C.
29. STAR-CD version 3.24, Methodology. CD adapco Group, 2004.
30. Jones, W.P. 1980. Prediction methods for turbulent flames, *in Prediction Methods for Turbulent Flow* (Ed. W. Kollman). Hemisphere, Washington, D.C., pp. 1-45.
31. Launder, B.E., and Spalding, D.B. 1974. 'The numerical computation of turbulent flows', *Comp. Meth. in Appl. Mech. and Eng.*, 3, pp. 269-289.
32. Rodi, W. 1979. 'Influence of buoyancy and rotation on equations for the turbulent length scale', *Proc. 2nd Symp. on Turbulent Shear Flows*.

33. El Tahry, S.H. 1983. 'k-ε equation for compressible reciprocating engine flows', *AIAA, J. Energy*, 7(4), pp. 345–353.
34. Magnussen, B.F., and Hjertager, B.W. 1981. On the structure of turbulence and a generalised eddy dissipation concept for chemical reaction in turbulent flow, 19th AIAA Aerospace Meeting, St. Louis, USA.
35. Issa, R.I. 1986. 'Solution of the implicitly discretised fluid flow equations by operator-splitting', *J. Comp. Phys.*, 62, pp. 40–65.
36. Зверев И.Н., Смирнов Н.Н. Газодинамика горения. – М.: Изд-во Москв. Ун-та, 1987. – 307 с.
37. Черный Г.Г. Газовая динамика: Учебник для университетов и вузов. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1988. – 424 с.
38. Андерсон Д., Таннехилл Дж., Плетчер Р. Вычислительная гидромеханика и теплообмен: В 2-х т. Т.1: Пер. с англ. – М.: Мир, 1990.-384 с.
39. Рудой Б.П. Теория газообмена ДВС. Учеб. пособ., Уфа, УАИ, 1978.-109 с.
40. J. Zucrow, J.D. Hoffman, *Gas Dynamics. Vol. II*, Ronald Press, New York, 1977.
41. A.H. Shapiro, *The dynamics and Thermodynamics of Compressible Fluid Flow, Vol. II*, Ronald Press, New York, 1953.
42. К.П. Станюкович. Неустановившиеся движения сплошной среды. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1971. – 856 с.
43. Р. Курант, К. Фридрихс. Сверхзвуковое течение и ударные волны. Пер. с англ. А.С. Компанейца.-М.: Изд. иностр. литер. 1950.- 412 с.
44. K.A. Hoffmann, S.T. Chiang, *Computational fluid dynamics, Vol. II*, 2000.
45. К.М. Магомедов, А.С. Холодов. Сеточно-характеристические численные методы. – М.: Наука, 1988. – 290 с.
46. А.А. Гусак, Г.М. Гусак, Е.А. Бричикова. Справочник по высшей математике. – 2-е изд., стереотип. Мн.: ТетраСистемс, 2000 – 640 с.
47. Е.А. Власова, В.С. Зарубин, Г.Н. Кувыркин. Приближенные методы математической физики: Учеб. для вузов / Под ред. В.С. Зарубина, А.П. Крищенко. – М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2001 – 700 с.
48. Ф.А. Вильямс, Теория горения. Пер. с англ. С.С. Новикова, Ю.С. Рязанцева. М.: Наука, 1971 – 616 с.
49. A.K. Oppenheim. *Dynamics of combustion systems*. Springer, 2006.

50. Ю. Варнатц, У. Масс, Р. Диббл. Горение. Физические и химические аспекты, моделирование, эксперименты, образование загрязняющих веществ / Пер. с англ. Г.Л. Агафонова. Под ред. П.А. Власова. – М.:ФИЗМАТЛИТ, 2003. – 352 с.

51. Р.М.Петриченко, С.А. Батулин, Ю.Н. Исаков. Элементы системы автоматизированного проектирования ДВС: Учеб. пособие для уч. вузов. – Л.: Машиностроение, 1990. – 328 с.

52. А.С. Куценко. Моделирование рабочих процессов двигателей внутреннего сгорания ЭВМ. – Киев: Наук. думка, 1988. – 104 с.

53. Н.Ф. Разлейцев. Моделирование и оптимизация процессов сгорания в дизелях. – Харьков: Вища школа. Изд-во при Харьк. Ун-те, 1980. -169 с.

54. А.В. Васильев, Е.А.Григорьев. Математическое моделирование рабочих процессов ДВС: Учебное пособие. Волгоград. гос. техн. ун-т. – Волгоград, 2002. - 67 с.

55. Шароглазов Б. А., Фарафонов М. Ф., Клементьев В. В. Двигатели внутреннего сгорания: теория, моделирование и расчёт процессов: Учебник по курсу «Теория рабочих процессов и моделирование процессов в двигателях внутреннего сгорания». – Челябинск: Изд. ЮУрГУ, 2004. – 344 с.

56. Гаврилов А.А., Игнатов М.С., Эфрос В.В. Расчет циклов поршневых двигателей: Учеб. пособие / Владим. гос. ун-т. Владимир, 2003. - 124 с.

57. В.Г.Кадышев, С.В.Тиунов. Расчет рабочего процесса поршневых и комбинированных автотракторных двигателей. Учебное пособие. Набережные Челны: КамГПИ, 2002г. - 62 с.

58. А.С. Орлин, Д.Н. Вырубов. Двигатели внутреннего сгорания. Под. ред. проф. А.С. Орлина. М.: Машгиз. 1957. – 530 с.

**ПРИЛОЖЕНИЕ 1. РАСЧЕТНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ
СОСТОЯНИЯ ГАЗА В ЗОНАХ ВОЛНОВОЙ ДИАГРАММЫ**

Таблица П.1 - Значения относительной скорости звука и относительной скорости течения газа в зонах волновой диаграммы (рисунок 1.4)

Номер зоны	a/a_1	u/a_1	Номер зоны	a/a_1	u/a_1
1	1	0	25	1	0.210
2	1.144	0	26	1.042	-0.100
3	1.103	0.205	27	1.029	-0.017
4	1.089	0.445	28	1.026	-0.035
5	1.129	0.245	29	1.017	-0.075
6	1.108	0.540	30	1.007	-0.025
7a	1.013	0.013	31	0.995	0.473
7b	1	1	32	0.950	0.260
8	1.062	0	33	0.980	0.110
9	1.047	0.100	34	1	0
10	1.040	0.200	35	1	0.200
11	1.080	0	36	1.020	0.100
12	1.055	0.125	37	1	0.210
13	1.050	0.250	38	0.909	0.360
14	0.955	0.723	39	0.924	0.570
15a	1.013	0.433	40	0.950	0.250
15b	1	0.510	41	0.926	0.310
16	1.032	0	42	0.970	0.150
17	1.049	0.082	43	0.978	0.190
18	1.015	0.075	44	0.986	0.190
19	1.055	-0.123	45	1.016	0.040
20	1.030	0	46	1.013	0.010
21	1.020	0.050	47	1.013	0.010
22	1.020	0.100	48	1.015	0.035
23	0.925	0.573	49	1.019	0.080
24	0.970	0.360	50	0.998	0.180

ПРИЛОЖЕНИЕ 2. ПОЛЯ ДАВЛЕНИЯ, ТЕМПЕРАТУРЫ И СКОРОСТИ В ПРОДОЛЬНОМ СЕЧЕНИИ МОДЕЛЬНОГО ПУВРД, РАССЧИТАННЫЕ ЧИСЛЕННЫМ МЕТОДОМ КОНТРОЛЬНЫХ ОБЕМОВ

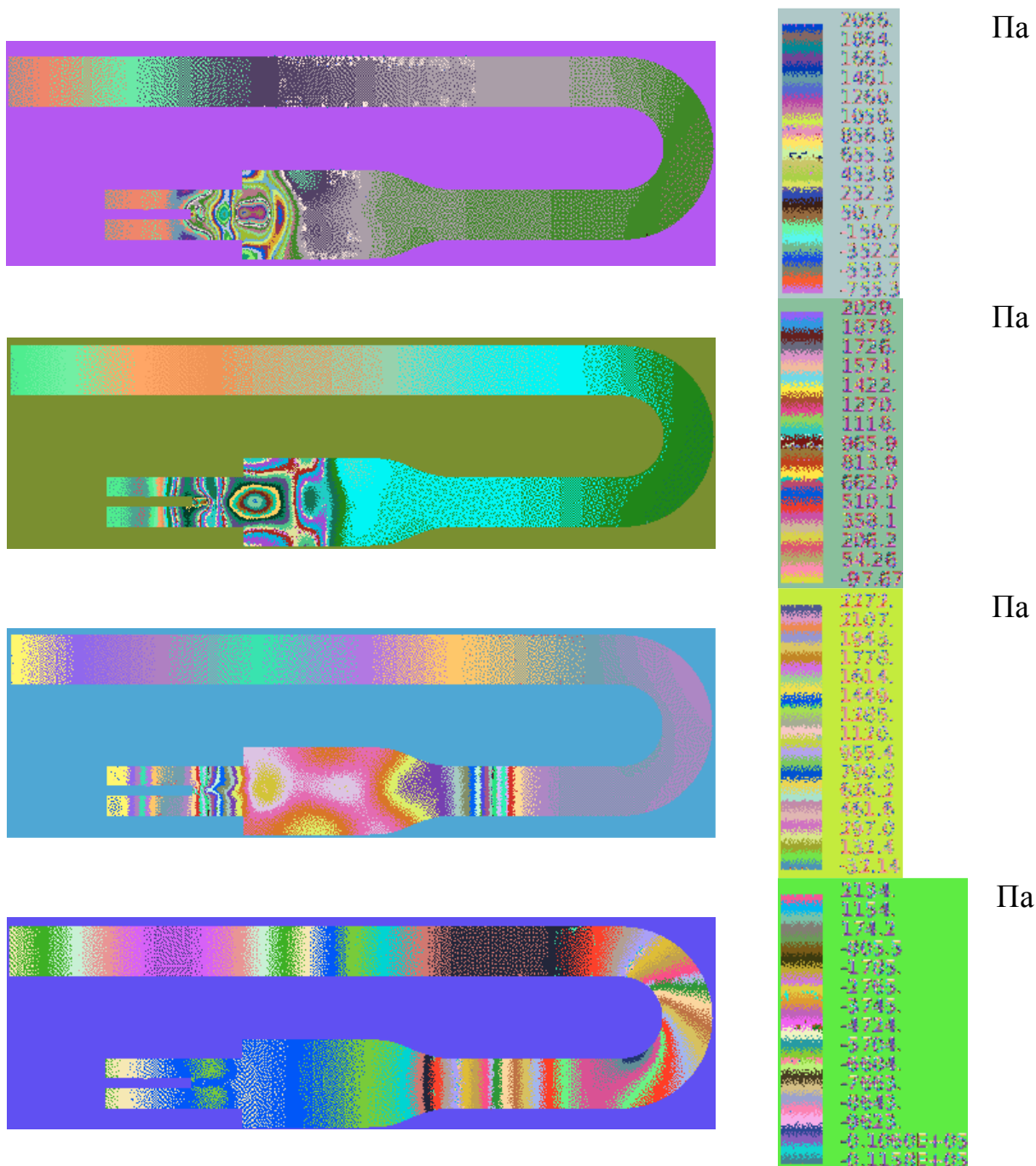


Рисунок П2.1 – Поля давления для моментов времени 0.0147; 0.0148; 0.01504; 0.01694 с

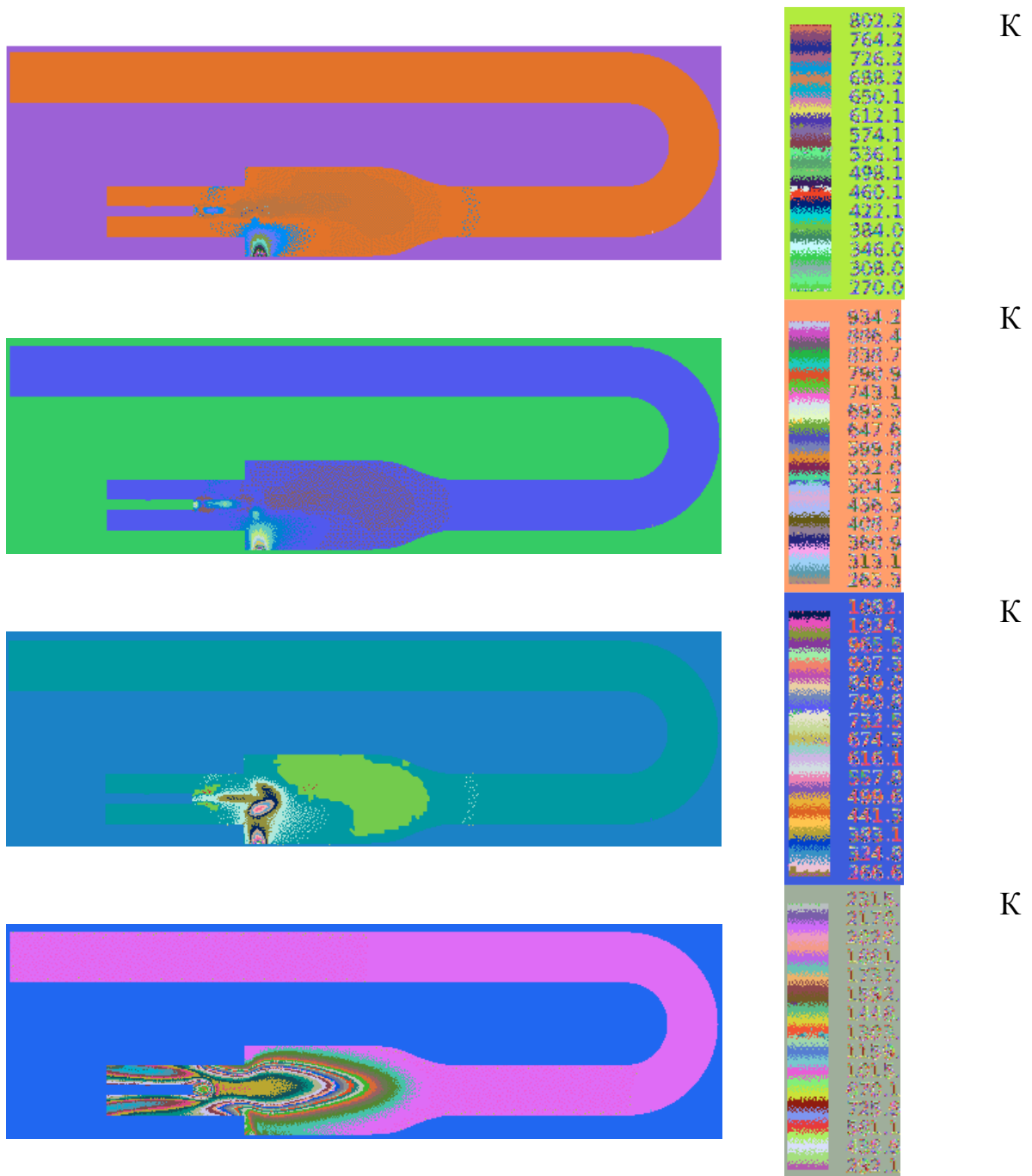


Рисунок П2.2 – Поля температуры для моментов времени 0.0147; 0.0148; 0.01504; 0.01694 с

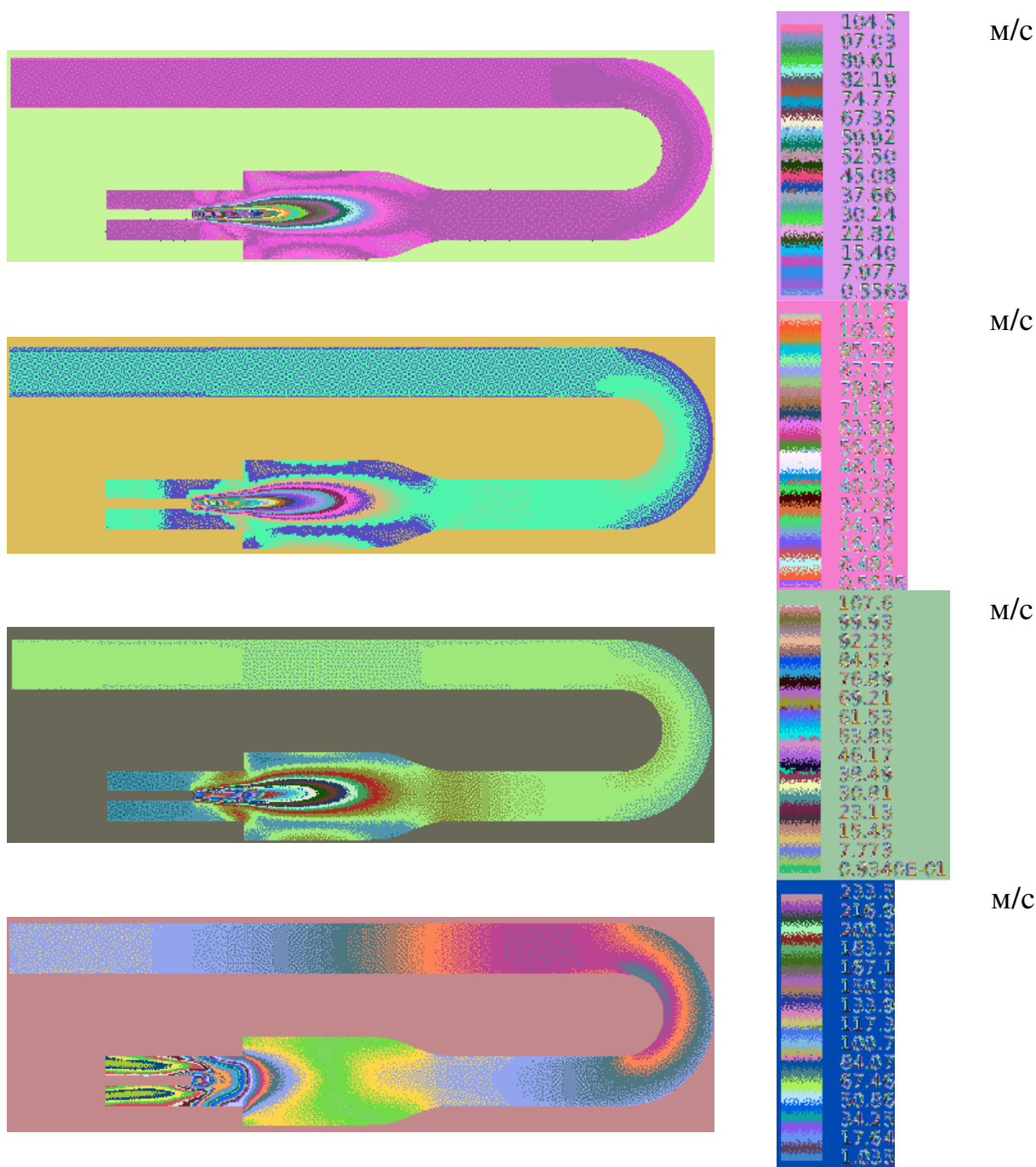


Рисунок П2.3 – Поля скорости для моментов времени 0.0147; 0.0148; 0.01504; 0.01694 с



MoreBooks!
publishing



yes

i want morebooks!

Покупайте Ваши книги быстро и без посредников он-лайн – в одном из самых быстрорастущих книжных он-лайн магазинов! Бесплатная доставка и бережное отношение к окружающей среде благодаря технологии Печати-на-Заказ.

Покупайте Ваши книги на
www.more-books.ru

Buy your books fast and straightforward online - at one of world's fastest growing online book stores! Free-of-charge shipping and environmentally sound due to Print-on-Demand technologies.

Buy your books online at
www.get-morebooks.com



VDM Verlagsservicegesellschaft mbH

Dudweiler Landstr. 99
D - 66123 Saarbrücken

Telefon: +49 681 3720 174
Telefax: +49 681 3720 1749

info@vdm-vsg.de
www.vdm-vsg.de

this paperback is printed by

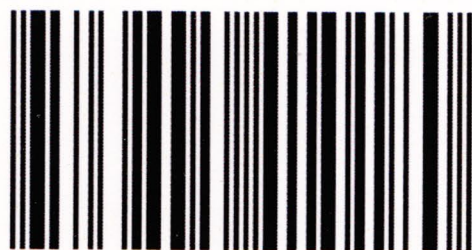
reha gmbh
Dudweilerstraße 72
66111 Saarbrücken
www.rehagmbh.de

Развитие беспилотной авиации и расширение спектра ее применения ставят задачу создания новых экономичных, технологичных и надежных реактивных двигателей. Одно из современных направлений совершенствования энергоустановок - переход к термодинамическими циклами с подводом тепла при постоянном объеме, подобные реализуются в пульсирующих воздушно-реактивных двигателях. Разработка доступных подходов к описанию и моделированию рабочих процессов пульсирующих реактивных двигателей - сложная и актуальная задача. В работе дано описание механизмов рабочего процесса; проведен анализ наиболее известных методов моделирования; проанализированы преимущества, недостатки, условия применимости. Применительно к моделированию предложены классификации внутрикамерных процессов, конструкций, схем топливоподачи и общих расчетных подходов. Численно исследованы некоторые особенности рабочего процесса и разработана методика моделирования на основе обратного метода характеристик. Работа предназначена для студентов технических вузов, инженеров и специалистов работающих в области авиационных двигателей и энергетических установок.



Руслан Сейфетдинов

Кандидат технических наук, СГАУ им. акад. С.П.Королева, ведущий инженер-конструктор в ООО "АэроМах", Самара. Сфера научных интересов: энергетические установки. Основное научное направление: термоакустические процессы в камерах сгорания авиационных двигателей и энергоустановок.



978-3-8454-1018-0