

На правах рукописи

УДК 533.6.011.5:532.525.2

Бобьшев Святослав Васильевич

**СТРУКТУРНО-ЭЛЕМЕНТНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ
ГАЗОСТРУЙНЫХ СИСТЕМ**

**Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
доктора технических наук**

по специальности 01. 02. 05. «Механика жидкости, газа и плазмы»

Научный консультант

д. т. н., проф. И.Л. Добросердов

Санкт-Петербург - 2003

Работа выполнена в Балтийском государственном техническом университете «Военмех» им. Д.Ф. Устинова.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук, профессор Павловский Валерий Алексеевич;

доктор технических наук, профессор Садин Дмитрий Викторович;
доктор технических наук, профессор Сизов Анатолий Михайлович.

Ведущая организация: ФГУП Конструкторское бюро транспортного машиностроения (г. Москва).

Защита состоится « ____ » _____ 2003 г. в _____ часов на заседании Диссертационного Совета Д 212. 228. 02 при Санкт-Петербургском государственном морском техническом университете по адресу: 190008, Санкт-Петербург, Лоцманская ул., д. 3.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Санкт-Петербургского государственного морского технического университета.

Отзыв на автореферат, заверенный печатью учреждения, в двух экземплярах просим направлять по вышеуказанному адресу на имя Ученого секретаря Диссертационного Совета.

Автореферат разослан « ____ » _____ 2003 г.

Ученый секретарь Диссертационного Совета
кандидат технических наук, доцент

С. Г. Кадыров

2003-A
19824

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность проблемы

Газодинамические процессы, сопровождающие старты ракет и космических аппаратов, во многом определяют их технический облик. т.к. с этими процессами связаны возможности возникновения аварийных ситуаций, которые необходимо исключить путем соответствующего выбора газодинамических схем старта, конструктивных материалов, прочностных, жесткостных и массогабаритных характеристик отдельных узлов и деталей. В отличие от ракетно-космической техники, где необходимо минимизировать воздействие газоструйных течений и явлений их сопровождающих, в ряде отраслей техники и производства именно эти течения положены в основу производственного цикла, и от реализации оптимального сочетания параметров газодинамического процесса в решающей степени зависит качество выпускаемой продукции, экономическая эффективность и экологичность технологических процессов.

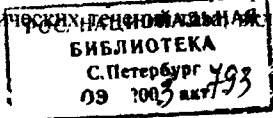
Как бы ни видоизменялся конверторный процесс производства стали, основу его составляет взаимодействие газовых струй с расплавом, а сверхзвуковые струи кислорода и нейтрального газа являются одним из главных инструментов для воздействия на расплавленный металл с целью получения требуемого химического состава.

В агрегатах газовой сварки, резки, огневой зачистки металла и газотермического напыления весь ход технологического процесса определяется параметрами газоструйного течения.

Очень перспективными направлениями в создании новых высокоэффективных технологий является уникальная возможность получения стабильных пульсаций давления и высоких температур при взаимодействии струй с полузамкнутыми полостями различной формы. В настоящее время уже достаточно широко используются акустические волны, излучаемые при таких взаимодействиях во внешнюю среду. Это устройства для интенсификации реакторных процессов и пламени горелок, коагуляции и осаждения аэрозолей, пылеподавления, нашедшие применение в агрегатах и технологиях химической и нефтегазовой промышленности, топливно-энергетического комплекса, производства строительных материалов. В целях обороны страны применяются излучатели инфразвука и инфракрасных волн.

Широта использования газоструйных агрегатов и технологий стимулировала исследования разнообразных видов газоструйных течений, которые систематически и широко проводятся с пятидесятых годов. На первом этапе это были преимущественно экспериментальные работы, проводимые на основе эмпирического и полупэмпирического подхода применительно к конкретным техническим задачам.

В процессе инженерных разработок, решения соответствующих газодинамических задач было выяснено, что эмпирический подход мало эффективен для выбора требуемых режимов работы газоструйных технических систем из-за большого числа факторов, сложным образом влияющих на формирование течения, в особенности на структуру неизобарического течения, включающих химически



реагирующие компоненты. В дальнейшем научно-практическая продуктивность исследований существенно повысилась, благодаря широкому применению методов конечно-разностного моделирования газодинамических процессов. Последние практически полностью вытеснили подходы, существовавшие до внедрения ЭВМ в практику инженерных и научно-исследовательских разработок. Однако, практическое применение расчетных методов и программ, составленных на основе конечно-разностного моделирования, выявило и два присущих им недостатка. Первым является большие затраты машинного времени на вычисление параметров квазистационарных и нестационарных газоструйных процессов при наличии газодинамических разрывов и турбулентности.

Затраты машинного времени измеряются десятками часов. Вторым недостатком является сложность обеспечения надежности и достоверности применяемых программ, поскольку получаемые расчетные результаты во многом определяются квалификацией и опытом работы пользователя программ в области тех или иных разделов газодинамики. Эти особенности существенно затрудняют поиск решений по оптимальному построению технических газоструйных систем, повышают стоимость инженерных работ. Оперативное же управление режимами работы таких систем, используемое в современных технологических процессах, когда требуется производить расчеты в режиме реального времени, практически невозможно.

На современном этапе изучения газоструйных течений как в ракетной технике, так и в энергетических, машиностроительных, металлургических и ряде других производств актуальной проблемой является разработка новых методов математического моделирования стационарных и нестационарных газоструйных течений, ориентированных на построение быстродействующего и надежно работающего программного обеспечения инженерных расчетов в области проектирования и отработки газоструйных систем различного назначения.

В данной диссертационной работе обобщаются результаты, полученные автором за двенадцатилетний период при выполнении хозяйственных и госбюджетных НИР, до 1992 г проведенных по правительственным постановлениям в рамках направления научных исследований "Проблемы повышения эффективности и надежности автоматических установок", утвержденного Минвузом СССР. В последние годы эти работы были продолжены в рамках Республиканской межвузовской научно-технических программ "Конверсия и высокие технологии" и "Университеты России - Фундаментальные исследования"

Цель и задачи исследований

Целью диссертации является применение нового метода математического моделирования газоструйных процессов, предназначенного для выбора оптимальных характеристик газоструйных систем, используемых в ракетной технике и современных технологиях различного назначения. Эта цель достигается решением следующих задач:

1. Развитием принципов структурно-элементного моделирования газодинамических процессов, обеспечивающих повышение быстродействия инженерных

расчетов в сотни и более раз по сравнению с обычно применяемыми конечно-разностными методами расчета газоструйных систем.

2. Построение комплекса базовых физико-математических моделей, позволяющих реализовывать разработанные принципы математического моделирования процессов в исследованиях и расчетах газовых течений, распространяющихся при стартах ракет и осуществлении газоструйных технологий.

3. Созданием методов и соответствующих вычислительных программ для расчета неизобарических сверхзвуковых турбулентных струй газа с химически реагирующими компонентами и процессов стационарного и нестационарного их взаимодействия с полужамкнутыми полостями различных форм.

Научная новизна

Научная новизна работы определяется совокупностью впервые полученных результатов, к которым относятся:

1. Базовые физико-математические модели, позволяющие разрабатывать решение различных газодинамических задач на основе принципов структурно-элементного моделирования.

2. Физико-математические модели характерных подобластей и элементов газодинамической структуры неизобарического участка струи, истекающей из сопла Лавала, и ее турбулентного слоя смешения в диапазоне изменения условий истечения газа, отвечающих гипотезе сплошности среды (степень нерасчетности струй от 0,1 до 500)

3. Основные физические механизмы, создающие и поддерживающие автоколебания при взаимодействии струи с цилиндрической полужамкнутой полостью.

4. Физико-математические модели для расчета процессов формирования, движения и взаимодействия возмущений в цилиндро - конических полужамкнутых полостях.

5. Метод аналитической оценки амплитудно-частотных характеристик газоструйных резонаторов различного типа.

Достоверность результатов

Основные результаты диссертации являются научно-обоснованными по следующим причинам:

1. Теоретической основой для проведенных разработок являются фундаментальные методы, имеющие строгие логико-математические и физические обоснования и широко апробированные в практике различных исследований. При построении математических изделий используются конечно-разностное моделирование газодинамических процессов, статистическая модель турбулентности, метод волн, интегральные методы расчета струйных течений.

2. Экспериментально- теоретический анализ процессов опирается на опыт выполнения научно-технических работ, сформированный в период развития стартовой газодинамики. В соответствии с ним главное внимание уделяется получению подробных физических представлений о структурах потоков, оцениванию влияния на процессы различных факторов, включая масштабные и эксплуатационно-технологические, применению надежно функционирующих измерительной

оснастки и регистрирующей аппаратуры. Соблюдаются и такие общие правила, как привлечение в возможно большем объеме экспериментальных и расчетных данных из других работ, проверка расчетных соотношений на соответствие физическому смыслу при предельных сочетаниях параметров, методический контроль состояния измерительной оснастки и приборов.

3. Неотъемлемой частью структурно-элементного метода является проверка адекватности полученных математических моделей реальному процессу с помощью статистических критериев.

Научное значение

Значение выполненных разработок для дальнейшего развития научных исследований заключается в следующем.

Разработанные принципы структурно-элементного моделирования создают органичную основу для проведения обобщений результатов предшествующих экспериментальных и теоретических исследований, полученных в результате применения различных методов: конечно-разностных, интегральных, конструирования сложных течений из простейших, хорошо изученных.

Базовые модели структурно-элементного метода существенно дополняют имеющийся в газодинамике набор теоретических моделей с простыми вычислительными свойствами, расширяя тем самым возможности получения решений, отражающих в аналитической форме взаимосвязи между факторами, формирующими газодинамический процесс в различных условиях.

Решение задачи о распространении одиночной неизобарической сверхзвуковой однофазной струи может быть применено для построения решений задач расчета двухфазных струй, струй, истекающих из многосопловых аппаратов, и других типов течений, формирующихся под влиянием тех же механизмов, что и одиночная струя.

Предложенный подход к исследованию и расчету автоколебательных и стационарных осесимметричных взаимодействий струй с полужамкнутыми полостями может быть развит в целях изучения сложных процессов несимметричного взаимодействия струй с преградами и полостями другой геометрии.

Дальнейшая разработка структурно-элементного метода и его применения для решения газодинамических задач неизбежно стимулирует подробное изучение структур течений, углубляя знания и физические представления о закономерностях формирования течений.

Практическое значение

Прикладное значение выполненной работы определяется инженерными задачами, послужившими причиной разработки структурно-элементного метода. Метод предназначен для создания программ, обладающих следующими достоинствами:

1. Малыми расходами вычислительного времени, позволяющими практически без "задержек" выводить на терминальные устройства данные расчета сложных газоструйных процессов с использованием современных персональных ЭВМ. Времена "задержек" вывода на печать данных расчета тех же процессов с помо-

пью программ конечно-разностных методов измеряются десятками минут, часами.

2. Гарантированной достоверностью данного расчета в диапазоне изменения входных данных, представляющем интерес для практики.

3. Простотой и доступностью применения программ для широкого круга пользователей, не обязательно специализирующихся в области решения газодинамических задач.

Перечисленные достоинства программного обеспечения инженерных газодинамических расчетов на основе структурно-элементного метода позволяют:

- сокращать сроки проектных работ и повышать одновременно научно-технический уровень проектов;
- уменьшить срок и сложность экспериментальных отработок стартовых комплексов и газоструйных систем технологического назначения;
- организовать диалоговые режимы взаимодействия разработчиков с ЭВМ;
- применять программы поиска оптимального сочетания определяющих параметров в соответствии с заданными целевыми многомерными функциями, имеющими неупорядоченный рельеф.

Большое практическое значение имеют и физические модели газоструйных процессов, которые позволяют дополнять и уточнять информацию о механизмах влияния конструктивных и режимных параметров типовых газоструйных систем на характеристики формирующихся в них течений. Это создает основу для появления более прогрессивных технических решений и разработки новых высокоэффективных газоструйных технологий.

Реализация результатов

Полученные к настоящему времени результаты реализованы в ходе выполнения научно-исследовательских работ в организациях Московский Институт Теплотехники, Конструкторское Бюро Транспортного Машиностроения, Конструкторское Бюро Общего Машиностроения, НПО "Энергия", ЦАГИ, Институт Теоретической и Прикладной Механики (г. Новосибирск), Санкт-Петербургский Государственный Университет, Конструкторское Бюро Машиностроения (г. Коломна), Конструкторское Бюро Машиностроения (г. Миасс). Структурно-элементное моделирование газоструйных течений определилось как одно из научных направлений для подготовки аспирантов по кафедре БГТУ "Стартовые и технические комплексы ракет и космических аппаратов". Материалы по теме диссертации систематически используются в курсовом и дипломном проектировании, или чтении курсов лекций "Теория расчета и автоматизированного проектирования стартовых комплексов" и "Теория старта". "Физические основы пуска", включены в два опубликованных учебных пособия.

Апробация работы

Результаты исследований по теме диссертации докладывались и обсуждались на всесоюзных семинарах по газовым струям в ЛМИ и БГТУ (1984, 1991, 1997, 2000, 2002 гг), в ИТПМ (1980, 1987, 1995 г. Новосибирск), на Второй Международной Конференции по неравновесным процессам в соплах и струях, на отраслевых научно-технических конференциях САПР в КБТМ (1986, 1987, 1988 гг

раслевых научно-технических конференциях САПР в КБТМ (1986, 1987, 1988 гг. Москва), Научно-технических конференциях в МГТУ им. Баумана (1988, г. Москва), ЧПИ (1982, г. Челябинск), ВВИУ им. Маршала артиллерии М.М. Чистякова (1984, 1986 гг. г. Казань), ВАИУ им. Главного Маршала артиллерии Н.А. Воронова (1982, 1987 гг. г. Пенза). НПФ "Простор" (1992. г. Красноармейск, Московской области), на международных конференциях по неравновесным процессам в МАИ (1998, 2000, 2001 и 2002 г.г)

Публикации

По теме диссертации опубликовано два учебных пособия. 45 статей и тезисов докладов, получено 2 авторских свидетельства на изобретения.

Структура работы

Диссертация состоит из введения, 3-х разделов, заключения с изложением основных результатов, содержит 71 иллюстрацию и библиографический список из 160 наименований. В ней 260 страниц машинописного текста.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

ГЛАВА 1. В этой главе излагаются основные принципы структурно-элементного моделирования газоструйных процессов (СМ) и базовые математические модели. Построение нового решения начинается с разработки физической модели исследуемого процесса. Границами выделяемых в потоке подобластей являются скачки уплотнения, характеристические линии, где претерпевают разрыв те или иные производные параметров, поверхности тангенциального разрыва, фронты вязких напряжений, продвигающиеся внутрь потока или во внешнюю среду. Такие разделительные элементы разграничивают области с монотонными изменениями параметров. В совокупности они образуют структурную сетку, разбивающую естественным образом в соответствии с физической картиной процессов все поле течения на большие подобласти - макроячейки. Очевидно, что число макроячеек в структурной сетке получается на несколько порядков меньше числа необходимых ячеек в сетках, организуемых для численного интегрирования уравнений газодинамики. Выделяемые подобласти и их границы являются, таким образом, отдельными элементами общей газодинамической структуры рассматриваемого течения, что и послужило причиной наименования метода. Краевые условия задачи задаются процессами на разделительных элементах, образующих границу сетки.

Для получения разрешающей системы расчетных соотношений используются базовые математические модели процессов и проблемно-ориентированный набор аппроксимирующих функций. Основная новизна структурно-элементного метода заключается в разработке аппарата базовых теоретических моделей типовых процессов на сеточных линиях и внутри макроячеек. Базовые модели обладают простыми вычислительными свойствами и дополняют существующий в газодинамике набор теоретических моделей с аналогичными свойствами (уравнения одномерной газодинамики, соотношения для течения Прандтля-Майера, струи то-

чною источника, аналитические решения для потенциальных движений жидкости и др.). Для построения моделей процессов на разделительных элементах и в подобластях с развитым турбулентным движением используется статистическая модель турбулентности, а также метод векторных линий [3, 7] .

Базовые модели применяются совместно с проблемно-ориентированным набором аппроксимирующих функций. Проблемная ориентация аппроксимирующих зависимостей состоит в построении и подборе таких функций, которые, минимизируя объем вычислительных операций, наилучшим образом воспроизводят характерную геометрию структурных элементов и характерные для газоструйных процессов распределения параметров вдоль выбранных направлений и сеточных линий.

При относительно большом числе элементов структурной сетки разрешающая система расчетных соотношений может оказаться весьма обширной, включающей сотни аппроксимирующих зависимостей. Но и в этих случаях общее число узлов интерполяции будет несопоставимо меньше количества узлов при конечно-разностном описании того же процесса. В этом состоит главная причина высокого быстродействия расчетных алгоритмов структурно-элементного метода.

В разделе 1.1 изложена математическая модель осесимметричного истечения газа в вакуум. Структура изэнтропического истечения газа из сопла Лавала в вакуум достаточно подробно исследована. Невозмущенное сферическое течение продолжается лишь до первой из волн разрежения, возникающих в течении Прандтля-Майера на кромке сопла. Положение первой волны разрежения определяется из соотношения $v + 2\theta = const = v_a + 2\alpha_a$, справедливого в точках ее пересечения с линиями тока. Здесь: θ - угол наклона линии тока к оси симметрии, v - функция Прандтля-Майера, α_a - угол полураствора сопла. Проведенные исследования позволяют рассматривать процесс изэнтропического расширения газа, как бесконечную последовательность отклонений линий тока на волнах разрежения исчезающе малой интенсивности, исходящих с кромки сопла.

Метод волн дает возможность определить параметры потока вдоль оси струи лишь по значениям параметров потока на кромке сопла без вычисления параметров в других точках поля течения. Такая возможность основывается на положении о том, что при пересечении изэнтропических волн друг с другом интенсивность их сохраняется, следовательно, сохраняется начальная интенсивность каждой отдельной волны $\frac{\Delta p}{p} = \left(\frac{\Delta p}{p} \right)_a$. При этом течение газа в окрестности оси можно рас-

сматривать как сферическое с перемещающимся центром. Анализ результатов численного расчета показал, что это течение быстро превращается в течение из неподвижного сферического источника, а изменение радиуса сферического течения R при изменении координаты x достаточно точно аппроксимируется зависимостью:

$$R(x) = R_c \left\{ 1 + a_m (x - x_c) + b_m \left[(x - x_c) + \frac{1 - e^{-\alpha_m (x - x_c)}}{\alpha_m} \right] \right\}^{\frac{1}{2}},$$

$$a_m = \frac{1}{R_c} + \frac{(M_c^2 - 1) \sqrt{M_{a0}^2 - 1}}{M_c^3 \sqrt{x_c^2 + r_a^2}}, \quad M_{a0} - \text{число Маха на срезе сопла, } r_a - \text{ радиус}$$

выходного сечения сопла, индекс «с» относится к точке пересечения первой волны разрежения, сходящей с кромки сопла, с осью. С помощью метода волн построена математическая модель процесса разворота линии тока на волнах разрежения в окрестности кромки сопла и получено уравнение для определения начальных радиусов кривизны поверхностей с постоянными значениями чисел Маха (изомах). Расчет течения на кромке сопла и вдоль оси струи позволяет с помощью аппроксимирующих функций построить в поле течения такие поверхности с любым числом Маха $M_n > M_{a0}$, а также задать распределения углов наклона пересекающих их линий тока.

В разделе 1.2 изложена математическая модель для определения положения точки нерегулярного отражения на скачке уплотнения в осесимметричном потоке идеального газа. В окрестности точки отражения скачка от оси рассмотрена элементарная грубка тока (см рис 1). Площадь ее начального сечения A_0 представляет собой площадь боковой поверхности усеченного конуса.

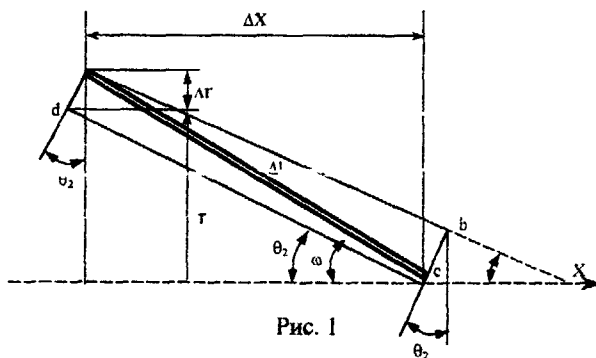


Рис. 1

Так как $\frac{A}{A_0} = \frac{1}{2 \frac{r}{\Delta r} + 1} = \frac{1}{2 \frac{\operatorname{tg} \theta_2}{\operatorname{tg}(\omega - \theta_2)} + 1}$ и не зависит от x , поэтому $\frac{d}{dx} \left(\frac{A}{A_0} \right) = 0$

Следовательно, $\lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{\Delta A}{A_0 \Delta x} = 0$, никакого усиления висячего скачка в окрестности оси не происходит, что свидетельствует о возможности реализации как регулярного так и нерегулярного отражения. Регулярные отражения претерпевают

относительно слабые скачки, интенсивность которых оказывается меньше некоторого критического значения. По критерию фон Неймана регулярное отражение становится невозможным при достижении падающим скачком уплотнения интенсивности, соответствующей стационарной тройной конфигурации, у которой маховский диск, является прямым скачком уплотнения. Для однозначного определения положения в потоке маховского диска необходимо сформулировать три условия. Два из них традиционны, они заключаются в равенстве статических давлений и углов наклона векторов скорости по обе стороны тангенциального разрыва. Третье условие для осесимметричных течений, в которых существует градиент статического давления в направлении нормальном к линии тока, представляет собой равенство кривизн линий тока в дозвуковой и сверхзвуковой областях течения за тройной точкой. Оно позволяет записать дифференциальное уравнение для определения газодинамических параметров непосредственно в тройной точке, не рассматривая все поле течения.

Расчеты показали, что погрешность в определении положения маховского диска при использовании условия фон Неймана, как правило, не превышает 10%, причем, найденное по этому условию положение, располагается выше по течению.

В разделе 1.3 представлена математическая модель процесса формирования волновых процессов под воздействием расходного и геометрического факторов.

Модель построена путем применения конкретных физических представлений об ударно-волновых явлениях к составлению уравнения, их описывающего. Уравнение, определяющее связь между изменением интенсивности волны на величину $d\rho$ и расходно-геометрическими факторами, действующими на волновой процесс, выводится для достаточно общего случая распространения волны сжатия (разрежения) в движущейся со скоростью $u_0(x)$ среде с изменяющейся плотностью $\rho_0(x)$:

$$d\rho = \frac{u_0 \Delta \rho}{c + u_0} - \frac{1}{2} \left[\Delta \rho + \frac{(\rho_0 + \Delta \rho) u_0}{c + u_0} \right] \frac{ds}{s} + \frac{q_\delta}{c + u_0} \frac{1}{2} \frac{s_\delta}{s}$$

где c - скорость движения волны, s - площадь поверхности волны, s_δ - площадь контактной поверхности, образующейся в процессе ее движения, q_δ - удельный расход. Для определения возмущений по заданной функции расхода $q_\delta(t)$, возникающих при входе потока в цилиндрический канал ($ds=0$; $q_\delta=0$), получено уравнение:

$$\frac{\gamma}{2a_0} q_\delta(t) = \rho \left[\left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma - 1 \right], \quad (\gamma - \text{показатель адиабаты, } a_0 - \text{скорость звука в не-}$$

возмущенной среде), позволяющее по заданному закону изменения расхода рассчитывать скорости, плотности и другие параметры потока во входном сечении канала в выбранные моменты времени.

В разделе 1.4 рассматриваются процессы формирования и развития нерегулярных отражений скачков уплотнения. Вначале приводится математическая модель формирования таких отражений в потоках идеального газа, где отсутствуют какие-либо источники возмущений, расположенные как выше, так и ниже по течению относительно точки отражения. Проблема раскрытия механизма возникнове-

ния нерегулярных отражений решается на основе концепции о том, что главной причиной появления таких отражений является непрерывно происходящий в период установления течения процесс нарушения и одновременно восстановления динамической совместности отраженных скачков в тройной точке. В том случае, когда интенсивность падающего скачка уплотнения превышает значение, соответствующее критерию фон Неймана, маховская ветвь начинает двигаться вверх потока, а наклонный отраженный скачок уплотнения, либо остается остановленным до некоторого предельного значения своей интенсивности, либо движется более медленно, чем маховская ветвь. Между перемещающимися скачками образуется поверхность, претерпевающая распад. Процесс распада ослабляет маховскую ветвь, а волны сжатия, распространяясь перед косым скачком, приводят к восстановлению тройной точки ликвидировав поверхность разрыва. Этот непрерывный процесс одновременного нарушения и восстановления динамической совместности скачков завершается в момент установления стационарного течения. Разработка физико-математической модели такого процесса невозможна, если рассматривать скачки уплотнения и тангенциальный разрыв как математические поверхности. Для исследования закономерностей распределения параметров внутри ударного слоя в работе используется математическая модель, построенная Я. Б. Зельдовичем и Ю. П. Райзером в рамках гидродинамики реальной жидкости и принимающая во внимание диссипативные процессы вязкости и теплопроводности. В результате были определены границы области ветвления ударных слоев и построена схема процесса нарушения динамической совместности, как процесса нарушения совместности изобар, которые до перемещения маховской ветви сопрягались на линии тока A_0B_0 (см. рис. 2). В соответствии с этой схемой уравнение процесса 'ослабления маховского скачка уплотнения в результате нарушения его динамической совместности с наклонным отраженным скачком получает вид:

$$\frac{d p_M}{dx_M (1-W)} = -\frac{1}{2} p_2 \left(\frac{2}{3} M_{n2}^2 + 1 \right) m \frac{\sin \beta_2}{\cos \delta_1},$$

$$\text{где: } W = \frac{a_2}{a_1} \frac{\sqrt{\frac{\gamma-1}{2\gamma} + \frac{\gamma+1}{2\gamma} \frac{p_M}{p_2}} - M_{n2}}{\sqrt{\frac{\gamma-1}{2\gamma} + \frac{\gamma+1}{2\gamma} \frac{p_M}{p_1}} - M_1 \sin \beta_M} \frac{\cos \delta_1}{\sin \beta_2 \sin \beta_M}, \quad m = 1:1 \frac{M_{n2}^2 - 1}{M_{n2}}$$

β - угол наклона скачка по отношению к набегающему на него потоку, $M_n = M \sin \beta$, δ - угол отклонения потока на скачке, индексы «1», «2» и «м» относятся соответственно к падающему, отраженному наклонному и маховскому скачкам. Размер маховской ветви стационарной маховской конфигурации определяется

$$\text{из уравнения: } H = 2 \cos \delta_1 q \beta_1 \frac{1}{p_2} \int_{p_M}^{p_{M0}} \frac{dp_M}{p_M (1-W) \left(\frac{2}{3} M_{n2}^2 + 1 \right) m \sin \beta_2}$$

Сравнение данных расчета, в которых не использовались эмпирические величины, и опубликованных в работах сотрудников ИТПМ г. Новосибирска результатов

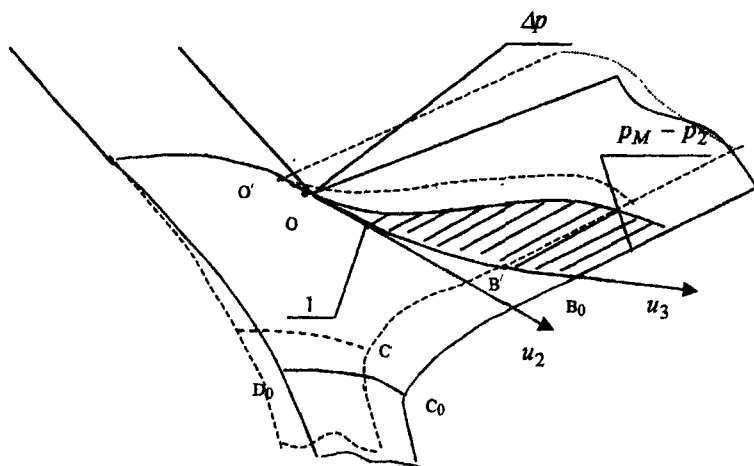


Рис. 2.

эксперимента, подтверждает, что нарушение динамической совместности отраженных скачков является причиной возникновения нерегулярных отражений.

В этом разделе так же представлена базовая модель, ориентированная на создание быстродействующих методов расчета процессов распространения волн в сужающихся каналах. Основными особенностями представленной математической модели по сравнению с известными моделями локального приближения являются следующие положения:

- для расчета параметров в точке ветвления ударных волн разработана разрешающая система уравнений, не использующая допущение об ортогональности маховской ветви к линии тока и эмпирические данные о траектории движения тройной точки;

- учитываются изменения интенсивностей падающей и отраженных волн, вызванные изменениями площадей их поверхностей в процессе движения, что обеспечивается результатами, полученными в разд. 1.3.

Схема развития процесса нерегулярного отражения падающей плоской волны от наклонной поверхности, в соответствии с которой строится математическая модель процесса, приведена на рис. 3.

Уравнения, описывающие условия течения за волнами, и условия существования тройной точки дают возможность по заданной скорости движения падающей волны определять в текущий момент времени геометрические и газодинамические параметры ударно-волновой конфигурации в окрестности точки ветвления скачков ($p_1, p_2 = p_3, u_1, u_2, u_3, \omega, \chi, \theta_3, c_2, c_3$). При этом на контактной поверхности КТ, образующейся при движении тройной точки Т, формулируется условие сплошности среды, выражающейся в равенстве плотностей потока массы, нормальных к сс поверхности по обе стороны контактного разрыва. Далее были получены уравнения, определяющие изменения интенсивностей падающей и отраженной волн при их распространении в осесимметричном сужающемся канале с углом 2φ .

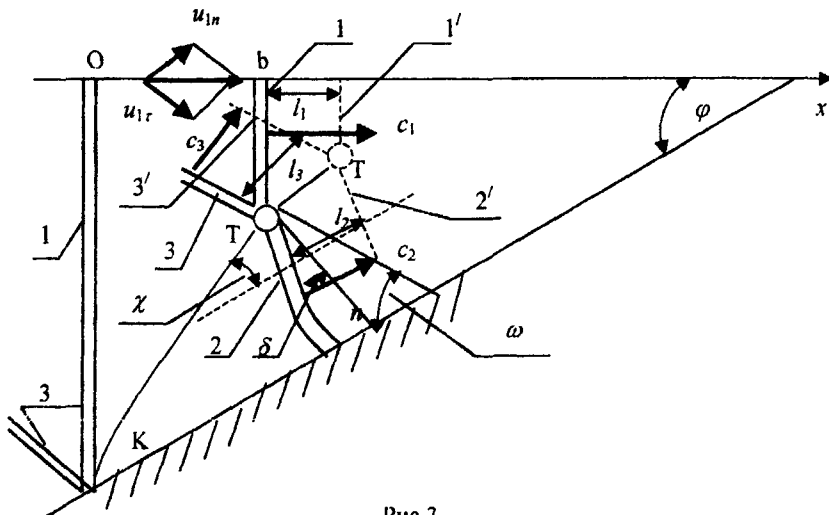


Рис.3.

Для падающей волны 1: $\frac{d\rho}{\Delta\rho_1} = -\frac{tg(\omega - \varphi)}{r} dx$ Для отраженной волны 2.

$$\frac{d\rho_M}{\Delta\rho_M} = \frac{dx}{(R \cos^2 \varphi + r \sin^2 \varphi)^2 - r^2 \left[\frac{\rho_2 u_2}{\rho_M u_M} \frac{\sin \chi \cos \varphi}{\cos(\chi + \varphi)} r - (\sin^2 \varphi tg(\chi + \varphi) - \cos^2 \varphi g\varphi) \right] \times (R \cos^2 \varphi + r \sin^2 \varphi) + r tg(\chi + \varphi)}$$

здесь: R – текущее значение радиуса поперечного сечения канала.

К этим уравнениям необходимо добавить еще одно, определяющее координаты

точки ветвления волн: $\frac{dr}{dx} = tg(\chi + \varphi)$.

ГЛАВА 2. В этой главе представлены физико-математические модели, разработанные в рамках исследований по существенному расширению диапазона изменения начальных параметров созданной ранее при участии автора программы расчета стационарных сверхзвуковых турбулентных струй. Новая программа расчета разработана для диапазона изменения начальных параметров, отвечающем диапазону применимости гипотезы сплошности среды: числа Маха 1.01 - 7.0; степени нерасчетности 0.1 - 500; углы полураствора сопла $0^\circ - 40^\circ$; показатели адиабаты 1.14 - 1.6667, степени подогрева рабочего тела 1 - 15. Для того, чтобы обеспечить работоспособность методики в таком широком расчетном диапазоне, потребовалось разработать ряд новых физико - математических моделей процессов в струях, истекающих из сопел Лавала с очень большим недо- и перерасширением, а так же существенно дополнить используемый при расчете набор проблемно-ориентированных аппроксимирующих функций. Во второй главе изложены физико-математические модели структурных элементов расположенных в пределах

первой ударно-волновой конфигурации. Элементами газодинамической структуры на этом участке струи являются изэнтропическая зона, сжатый слой и разгонная зона. Границами областей с монотонными распределениями газодинамических параметров являются скачки уплотнения, образующие эту конфигурацию, и границы двух слоев смещения внешнего, развивающегося на границе струи, и внутреннего, развивающегося за тройной конфигурацией в случае формирования в струе нерегулярного отражения.

Изэнтропическая зона. Для струй со степенью нерасчетности истечения $\eta > 1$ система аппроксимирующих зависимостей, полученная в разд. 1.1, используется для дискретизации изэнтропической зоны с помощью сетки, сформированной из двадцати изомах. Сетка построена таким образом, чтобы охватить расчетной сеткой всю область изэнтропического течения в струе. В соответствии с логикой разработанной алгоритмической системы расчета струи в ее изэнтропической зоне необходимо кроме параметров M и θ определить еще и величину относительного расхода Q в трубке тока, проходящей через произвольную точку с координатами (x, r) . Для этого в данном сечении x распределение величины $Q(r)$ аппроксимируется экспоненциальной зависимостью с помощью метода наименьших квадратов (МНК) по точечным приближениям Q_i , вычисляемых на поверхностях изомах, составляющих расчетную сетку. Следующим этапом расчета является выделение в потоке границы струи идеального газа. Модель, позволяющая сделать это не рассматривая все поле течения, основана на представлении процесса искривления границы, т. е. процесса поворота граничной трубки к оси струи, как совокупность отдельных, в пределе бесконечно малых отклонений потока на исчезающе слабых волнах сжатия. Пограничный слой смещения не изменяет физическую сущность этого процесса и может лишь способствовать увеличению той области струи, где статическое давление уравнивается с давлением окружающей среды. Естественной математической моделью для описания этого процесса является метод волн. Анализ результатов интегрирования полученных с помощью этого метода дифференциальных уравнений позволил свести расчет формы границы струи идеального газа к решению двух параметрических уравнений

$$r_{z,p}(\theta) = r_a + \frac{(r_m - r_a)}{(\Omega_a - \Omega_m)} \left[\Omega_a - \sqrt{\Omega_a^2 - \frac{\cos \theta - \cos \theta_a}{1 - \cos \theta_a} (\Omega_a^2 - \Omega_m^2)} \right], \text{ где}$$

$$r_m = r_a + 2\sqrt{M_{z,p}^2 - 1} \frac{1 - \cos \theta_a}{\Omega_a + \Omega_m}, \quad \Omega = \frac{\sin \theta}{r_{z,p}} + \frac{1}{R}, \quad \Omega_a = \frac{\sin \theta_a}{r_a} + \frac{1}{R_a}, \quad \Omega_m = \frac{1}{R_m}.$$

R - радиус кривизны нормали к линии тока, индекс «а» относится к параметрам на срезе сопла, а «m» к параметрам в точке, где радиус границы максимален.

$$x_{z,p}(\theta) = \sqrt{M_{z,p}^2 - 1} \int_{\theta_{z,p}}^{\theta_a} \frac{\cos \theta d\theta}{\sqrt{\Omega_a^2 - \frac{\cos \theta - \cos \theta_a}{1 - \cos \theta_a} (\Omega_a^2 - \Omega_m^2)}}$$

Висячий скачок уплотнения. Для выделения в потоке висячего скачка уплотнения используются уравнения, полученные в [3]:

$$\frac{dr_{ck}}{dx} = \operatorname{tg}(\theta_1 - \beta), \beta = \arcsin\left(\frac{M_n}{M_1}\right), \frac{dM_n}{dx_{ck}} = \frac{1}{f_2} \left(f_1 \frac{dM_1}{dx_{ck}} + f_3 \frac{\partial p_2}{p_2 \partial S} + \frac{d\theta_1}{dx_{ck}} - z_3 \right) \quad (2.1)$$

$$f_1 = \frac{z_1}{M_1} + \frac{2 \operatorname{ctg}(\beta - \vartheta)_1 M_1}{M_2^2 (2 + (\gamma - 1) M_1^2)}; \quad f_2 = \frac{\operatorname{ctg}^2(\beta - \vartheta)_1 - M_2^2 + 1}{\gamma M_2 \cos \omega_1}; \quad z_1 = \frac{\sin 2\beta_1 - \sin 2(\beta - \vartheta)_1}{2 \cos^2 \beta_1},$$

$$z_2 = \frac{2 \sin 2(\beta - \vartheta)_1}{2 + (\gamma - 1) M_n^2}, \quad f_3 = \frac{4 M_n \operatorname{ctg}(\beta - \vartheta)_1}{M_2^2 (2 \gamma M_n^2 - (\gamma - 1))} + \frac{z_1 + z_2}{M_n}; \quad z_3 = \frac{\sin \theta_2 \sin(\beta - \vartheta)_1}{r_{ck} \cos \omega_1}.$$

Уравнение является достаточно точным, однако непосредственное его интегрирование конечно-разностными методами связано с существенными затратами машинного времени. Методологии структурно - элементного моделирования более соответствует итерационный подход. Математическая модель для начальной оценки закона изменения интенсивности скачка уплотнения учитывает лишь один фактор - изменение плотности набегающего потока - ρ_1 . Соответствующее уравнение с учетом введенной для упрощения расчетов аппроксимаций имеет вид:

$$M_n = \sqrt{\left(\frac{2 + (\gamma - 1) M_1^2}{2 + (\gamma - 1) M_{10}^2} \right)^{2k_1} (M_{n0}^2 + k_2) - k_2}, \quad k_1 = 0.01 + 0.095(\gamma - 1) + 0.885(\gamma - 1)^2$$

$k_2 = 0.01 - 0.15(\gamma - 1) + 0.544(\gamma - 1)^2$. Таким образом, для начальной оценки интенсивности скачка достаточно знать лишь параметры потока перед ним и параметры M_{10} и M_{n0} в точке его зарождения. При построении формы висячего скачка уплотнения первое приближение предусматривает использование модели идеального газа, оно может быть осуществлено после того, как проведены расчеты структуры изэнтропической зоны и определена граница струи идеального газа. Для определения радиальной координаты висячего скачка в первом приближении используется интегральное уравнение расхода, при этом в пределах скачкового слоя распределение величины $q = \sqrt{\frac{R_g T_0}{\gamma}} \rho u$ (R_g - газовая постоянная, T_0 - температура

торможения газа, истекающего из сопла) в поперечных сечениях струи принимается изменяющимся по линейному закону в зависимости от радиальной координаты. Доля расхода газа, приходящаяся в выбранном поперечном сечении на изэнтропическую зону, определяется по соотношениям соответствующей математической модели. С помощью специальной алгоритмической процедуры определяются значения радиальных координат скачка в характерных поперечных сечениях, которые используются для аппроксимация его формы окружностью или параболой в зависимости от значения угла наклона скачка в точке зарождения. Во втором приближении основное внимание уделяется оценке интенсивности скачка с применением точного уравнения (2.1), учитывающего все факторы ее опреде-

ляющие: возмущения, сопутствующие искривлению границы струи идеального газа, усиление этих возмущений за счет эффектов турбулентности в слое смешения, геометрия линий тока за скачком, изменение параметров набегающего потока вдоль скачка. Для решения уравнения используется метод аппроксимирующих функций. В соответствии с таким подходом изменение интенсивности скачка аппроксимируется полиномом: $M_{n1}(x) = M_{n0} + a_1x + a_2x^n$. Для вычисления производных во всех точках на начальном этапе полагается $\frac{\partial p_2}{\partial s} = 0$, другие вели-

чины, входящие в уравнение, заимствуются из результатов первого приближения. Найденные на начальном этапе значения M_n являются недостаточно точными, поэтому на следующем этапе второго приближения оценивается влияние на изменение интенсивности скачка изэнтропических волн сжатия, формирующихся на границе струи. Для этого интегрируется уравнение, связывающее величину угла отклонения скорости потока $d\theta$ на изэнтропической волне интенсивностью dp . В результате интегрирования получаем суммарную интенсивность всех волн на участке изменения угла наклона границы от θ_{cp} до текущего значения θ_p :

$$\frac{\Delta p_{\text{ш}}}{p} = \frac{(\theta_{cp} - \theta_p)}{\sqrt{M_{cp}^2 - 1}} \gamma M_{cp}^2. \text{ Образующийся на границе струи турбулентный слой}$$

смешения оказывает подтормаживающее воздействие на часть истекающих из сопла газов, охваченных процессами в слое смешения. Подтормаживающее воздействие вязких сил приводит к усилению описанных выше изэнтропических волн. Для учета этого эффекта приближенно можно считать, что вблизи границы струи идеального газа на некоторой малой толщине Δr слой смешения выравнивает статическое давление до атмосферного. В результате получено уравнение для градиента давления, который определяет скорость нарастания возмущений давления вдоль границы от образования слоя смешения:

$$\frac{dp_a}{p dx} = \gamma \frac{M_{cp}^2}{\sqrt{M_{cp}^2 - 1}} \Omega \frac{[\gamma g \theta_{cp} - \gamma g (\theta_{cp} - \alpha_m)]}{\cos \theta_{cp}}, \quad \gamma g \alpha_m = \frac{2.145}{4.16 + 32.48 M_{cp} - 0.64 M_{cp}^2}$$

Угол наклона фронта турбулентности α_m , продвигающегося в струю, определяется по методике, построенной В. А. Зазимко на основании статистической модели турбулентности. Общее воздействие возмущений, зарождающихся на границе струи, определяется суммарным эффектом, связанным с возникновением изэнтропических волн и их усилением вследствие подтормаживания потока вязкими силами. Составляющие этого эффекта оцениваются раздельно с помощью аппроксимирующих функций. Далее, из условия на контактном разрыве, образующемся при малом изменении статического давления за скачком dp_2 , принимая скорость звука набегающего потока a_1 постоянной, т.к. влияние на интенсивность скачка изменения параметров набегающего потока было учтено при оценке величины M_{n1} , а использование в обеих оценочных моделях изэнтропических волн допускает суперпозицию переносимых ими возмущений. После несложных пре-

образований можно получить уравнение, определяющее закон прироста интенсивности скачка по сравнению с M_{n1} :

$$\Delta M_n(x) = \left(1 - \frac{1}{2k(\gamma)} + M_{n0} \left(\exp \left(b \frac{\Delta p_{\Sigma}}{p} (x) \right) - 1 \right) \right), k(\gamma) = 0.17 + 0.7(\gamma - 1), b = \frac{\sqrt{\gamma + 1}}{2\gamma} k(\gamma)$$

Приведенное соотношение является основой для организации итерационной процедуры уточнения значений постоянных коэффициентов, входящих в аппроксимирующую зависимость для $M_{n1}(x)$. Полученная аппроксимирующая зависимость является окончательной. Она дает возможность определять интенсивность скачка от среза сопла до точки отражения.

Использование упрощенной модели отражения сводит процедуру поиска на всячем скачке уплотнения положения тройной точки к определению координаты x_{m0} , где $M_{nkp}(M_{n1}) = M_n(x_{m0})$. Если же в точке пересечения скачка с осью x_{ms} оказывается, что $M_{nkp} > M_n(x_{ms})$, то реализуется регулярное отражение.

Сжатый слой. Положение внутренней границы фронта турбулентности, которая, разделяет изоэнергетическую область сжатого от слоя смешения с внешней средой, определяется скоростью распространения турбулентных пульсаций. Угол наклона границы фронта турбулентности по направлению набегающего потока α_m известен. Параметры встречного потока оценок принимаются равными параметрам движения газа вдоль идеальной границы струи. Фронт турбулентности строится путем интегрирования кривой, описывающей изменение угла наклона α_m вдоль оси x . Зависимости, аппроксимирующие форму внутренней границы слоя смешения целесообразно выбирать подобными тем, которые использовались для аппроксимации границы струи идеального газа.

При расчете изоэнергетической части сжатого слоя принимается, что параметры распределены в этой части поля течения так же, как и в струе идеального газа от скачка до границы. В любом поперечном сечении x распределения названных величин $f(r) = |P_0, p, \theta|$ описываются достаточно точно полиномами третьей степени:

$f(r) = a_0 + a_1(r - r_{ck}) + a_2(r - r_{ck})^2 + a_3(r - r_{ck})^3$. четыре постоянных коэффициента которых определяются по значениям функции f и ее производных $\frac{\partial f}{\partial r}$ непосредственно за скачком уплотнения и на границе струи.

Эффективный в вычислительном смысле алгоритм расчета слоя смешения основан на малом влиянии химических реакций в потоке на распределения полных и статических давлений. Благодаря этому можно начинать расчет с задания распределений импульсного параметра $L_2 = p - p_a + \rho u_x^2$ и статического давления p , которые в последствии не корректируются. При этом распределение $L_2(r)$ строится с помощью асимптотической последовательности вида:

$$L_2(r) = a_1 \exp(b_1 \Delta r^2) + a_2 \exp(b_2 \Delta r^2) \quad (2.2)$$

где: $\Delta r = r - r_{cm}$, r_{cm} - радиальная координата внутренней границы слоя смешения, p_a - давление окружающей среды, которая позволяет путем подбора постоянных

коэффициентов a_1, a_2, b_1, b_2 получать разнообразные формы кривых, наблюдаемых в экспериментах на различных участках турбулентных сверхзвуковых струй.

Построенные распределения в соответствии с законом сохранения количества движения позволяют, исходя из уравнения

$$\frac{I_{2\Sigma}}{2\pi} = \int_0^{r_q} L_{2u} r dr = \int_0^{r_{сх}} L_2(r) r dr + \int_{r_{сх}}^{r_{см}} L_2(r) r dr + \int_{r_{см}}^{r_{зп}} L_2(r) r dr, \text{ в текущем поперечном сече-}$$

нии x определить внешнюю границу слоя смешения.

Отраженный скачок уплотнения. Первое приближение для отраженного скачка уплотнения производится в рамках модели идеального газа. Если в потоке реализуется нерегулярное отражение, то форма маховского диска на основании принятого допущения о его ортогональности линиям тока в изэнтропической зоне аппроксимируется окружностью, практически совпадающей с изомахой, т. к. в области отражения всякого скачка течение близко к сферическому (см. разд. 1. 1).

Построение отраженного скачка уплотнения, течение за которым останется сверхзвуковым, основывается на отсеченной в ряде численных исследований особенности течения в сжатом слое струй идеального газа. Эта особенность заключается в том, что на участке от сечения, где происходит отражение всякого скачка ($x_{\text{об}}$), до отраженного скачка статическое давление, а следовательно, и другие газодинамические параметры вдоль каждой линии тока остаются практически постоянными. Возможность "замораживания" газодинамических параметров вдоль линий тока позволяет построить относительно простой способ расчета отраженного скачка. В поперечном сечении $x_{\text{об}}$ производится расчет параметров внутри сжатого слоя струи идеального газа. Для этого выбираются четыре линии тока и определяются параметры p_1, M_1, θ_1 , а так же координаты $\Delta x_{m1} = x_{m1} - x_{\text{об}}$ точек пересечения линий тока с отраженным скачком. Таким образом получаем точечные оценки для построения распределений газодинамических параметров перед отраженным скачком: $p_{21} = p_1, M_{21} = M_1, \theta_{21} = \theta_1$. Анализ многочисленных расчетов показал, что с достаточной для практических целей точностью, нормальные к скачку составляющие чисел Маха $M_{\text{ном}}$ могут определяются в результате центрирования двух крайних оценок этих величин. Первые значения $M_{\text{ном}}$ в точках пересечения скачка с выбранными линиями тока находятся из условия постоянства за отраженным скачком статического давления $p_3(x) = p_{3\text{об}}$, второе - из условия постоянства за ним углов наклона линий тока $\theta_3(x) = \theta_{\text{об}}$. В точках пересечения выбранных линий тока с отраженным скачком Δx_{m1} определяются значе-

ния параметра $q_{ni} = q_{21} \frac{M_{\text{ном}i}}{M_{21}}$, где $q_{21} = p_{21} M_{21} \sqrt{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_{21}^2}$.

Далее, по полученным точечным оценкам $p_{21}, M_{21}, \theta_{21}, M_{\text{ном}i}, q_{ni}$ с помощью метода наименьших квадратов (МНК) строятся распределительные зависимости вида: $f(x) = f(x_{\text{об}}) + a\Delta x + b(\Delta x)^2$, где $\Delta x = x - x_{\text{об}}$, для определения параметров $f = |p_2, M_2, \theta_2, M_{\text{ном}}, q_n|$ вдоль скачка. Интегральное уравнение сохранения расхода, при сохранении допущения о прямолинейности отраженного скачка, которое имеет вид:

$$Q_{\Sigma}(1 - \bar{q}(x_{\text{мд}}, r_{\text{мд}})) = 2\pi \int_0^{\Delta x_{k1}} q_n(x) \frac{(r_{\text{мд}} + tg \omega_{om} \Delta x)}{\cos \omega_{om}} dx$$

используется для определения длины проекции отраженного скачка на ось $x - \Delta x_{k1}$.

Далее находятся координаты точки пересечения внутренней границы слоя смешения с отраженным скачком (x_{nc}, r_{nc} на рис. 4), построенным в первом приближении. Найденные в первом приближении параметры потока перед отраженным скачком, его интенсивность и форма: $r_{om} = r_{\text{мд}} + tg \omega_{om}(x - x_{\text{мд}})$

при $x \leq x_{nc}$ более не корректируются.

При $x > x_{nc}$ отраженный скачок формируется в слое, где эффекты вязкости весьма существенны. Физико-математическая модель процесса формирования скачка уплотнения при наличии в потоке турбулентной вязкости рассмотрена в [7]. Реализация этой модели в полном объеме нецелесообразна, т.к. усложнение алгоритма расчета не оправдано из-за незначительной протяженности участка $x_{nc} - x_{k1}$ в первой ударно-волновой конфигурации. Достаточно ограничиться предположениями о том, что в слое смешения за отраженным скачком общая длина отраженного скачка сохраняется такой же как и в случае идеального газа, а давление p_3 , числа Маха M_3 , углы наклона расходящихся линий θ_3 вдоль скачка и его интенсивность $\frac{p_3}{p_2}$ монотонно уменьшаются от своих значений в точке x_{nc} до значения $p_3 = p_b$, $M_3 = 1$, $\theta_3 = 5^0$, $\frac{p_3}{p_2} = 1$ в точке вырождения отраженного скачка x_{k1} .

Закон изменения указанных параметров аппроксимируются параболой с производными равными 0 в точке x_{nc} .

Закон изменения указанных параметров аппроксимируются параболой с производными равными 0 в точке x_{nc} .

$$f(\xi) = f(x_{nc}) + [f(x_{k1}) - f(x_{nc})] \xi^2, \quad \text{где: } \xi = \frac{x - x_{nc}}{x_{k1} - x_{nc}}$$

Форма скачка в пределах слоя смешения удовлетворительно воспроизводится зависимостью:

$$r_{om} = r_{\text{зв}}(x_{k1}) - \left(\frac{x_{k1} - x}{a_c} \right)^{n_c}, \quad \text{где: } n_c = \frac{r_{\text{зв}}(x_{k1}) - r_{nc}}{(x_{k1} - x_{nc}) tg \omega_{om}},$$

$$a_c = \exp[\ln(x_{k1} - x_{nc}) - n_c (r_{\text{зв}}(x_{k1}) - r_{nc})]$$

Окончательное построение формы отраженного скачка в слое смешения может быть произведено после того, как построено распределение газодинамических параметров в сечении x_{k1} .

Разгонная зона. В соответствии с концепцией структурно-элементного метода производится дискретизация поля течения на отдельные расчетные области. Границами этих областей являются внутренние границы слоев смешения, развивающихся в разгонной зоне и поперечное сечение, в котором вырождается первый отраженный скачок x_{k1} (см. рис. 4). Кроме того, в потоке выделяются векторные

трубки расходного и импульсного полей, берущие начало на поверхности первого отраженного скачка.

Как показали многочисленные расчеты, при относительно небольших размерах маховского диска ($r_{м0} < r_a$), реальные процессы адекватно описываются моделями, использующими упрощенную схему расчета, в соответствии с которой течение в изэнтропической области, формирующейся за маховским диском, рассматривается как одномерное, а внутренняя граница слоя смещения $r_{см}$ принимается прямолинейной. Изменение параметра q в узловых сечениях с координатами $\frac{\Delta x_{нс}}{2}$ и $\Delta x_{нс}$ представляется кусочно-непрерывной функцией вида:

$$q(r) = \begin{cases} q_m, & r \leq r_{см} \\ q_m + (q_{3с} - q_m) \left(\frac{r - r_{см}}{r_{ом} - r_{см}} \right)^2, & r_{см} \leq r \leq r_{ом} \end{cases} \quad \text{В каждом из сечений стати-}$$

ческое давления от оси струи до отраженного скачка принимается постоянным и равным давлению за скачком в данном сечении. Это дает возможность определять осевые значения q_m вследствие того, что полное давление в изэнтропическом ядре, формирующемся за маховским диском известно, в свою очередь, полученные при расчете отраженного скачка распределительные зависимости, дают возможность определить значение параметра $q_{3с}$ за отраженным скачком и находясь радиус изэнтропического ядра $r_{см}$ в выделенных сечениях по уравнение расхода, составленному для контуров, образованных поверхностью скачка и каждым из рассматриваемых сечений Δx . В результате преобразований получено уравнение:

$$r_{см}^2 \Delta q_{см} + \Delta q_{см} r_{см} r_{ом} - \frac{1}{4} \left(r_{ом}^2 (6q_m + 3\Delta q_{см}) \right) - 12I_{1с} = 0, \text{ где:}$$

$I_{1с}$ - расход, проходящий через выделенный контур, $\Delta q_{см} = q_{3с} - q_m$

При $r_{м0} > r_a$ необходимо использовать более точные математические модели процессов в приосевой области разгонной зоны, основанные на более детальном рассмотрении процесса эжекции газа из изэнтропического ядра во внутренний слой смещения. На основании анализа экспериментальных исследований процесса развития слоя смещения в затопленных и спутных струйных потоках с разными значениями плотностей ρ_1 и ρ_2 на контактной поверхности в [3] получена зависимость для определения скорости эжекции:

$\Delta u_{эж} = 20 + 25 \frac{\rho_1}{\rho_2}$, где: ρ_1 - плотность эжектируемого потока. Тогда, эжектирующая способность сверхзвукового потока в начальном сечении изэнтропического

клина $x_{м0}$ составит: $\frac{dQ_0}{dx} = 2\pi r_{м0} q_{r0}$, где $q_{r0} = \sqrt{\frac{RT_0}{\gamma}} \rho_1 \Delta u_{эж}$.

Задавая изменение эжектирующей способности в развивающемся на контактной поверхности слое смещения по длине изэнтропического течения по закону, полученному в результате анализа экспериментальных данных в виде.

$\frac{dQ}{dx} = \frac{dQ_0}{dx} \left(1 - \left(\frac{\Delta x}{\Delta x_{CV}} \right)^3 \right)$, можно определить протяженность изэнтропической области

$\Delta x_{CV} = \frac{2}{3} \frac{Q_0}{\pi q r_0} r_{M0}$. Полученные результаты позволяют построить в разгонной зоне границу изэнтропического течения, используя для этой цели параболическую аппроксимацию вида:

$$r_{CV}(x) = r_{M0} + tg \omega_{CV} \Delta x - (r_{M0} + tg \omega_{CV} \Delta x) \left(\frac{\Delta x}{\Delta x_{CV}} \right)^2, \text{ где: } \omega_{CV} = \theta_{M0} - \alpha_{1CV}$$

$tg \alpha_{1CV} = \frac{\Delta u_{эж}}{u_{1M0}}$, u_{1M0} - скорость потока в тройной точке за маховским диском.

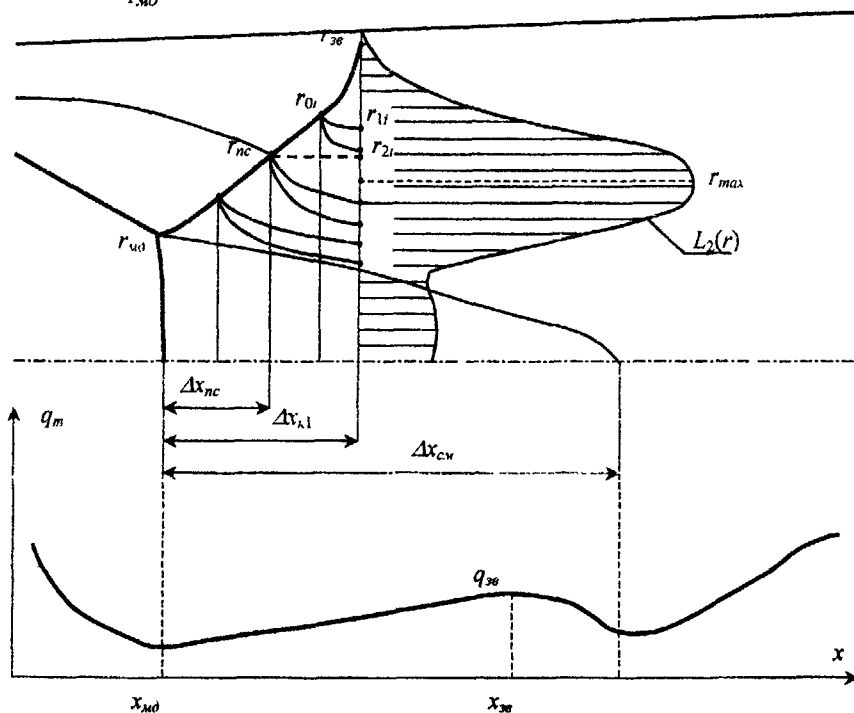


Рис. 4

Распределение параметра q внутри изэнтропического ядра, строится с помощью распределительной зависимости: $q(x,r) = q_m(x) + a_q(x)r^2$. При этом для определения составляющих зависимость распределений $q_m(x)$ и $a_q(x)$ получены следующие соотношения:

$$q_m(x) = q_{x0} + \frac{q_{x8} - q_{x0}}{\Delta x_{x8}} \Delta x \left(2 - \frac{\Delta x}{\Delta x_{x8}} \right), \text{ где: } \Delta x_{x8} - \text{ координата поперечного сечения,}$$

где в изэнтропическом клине поток становится звуковым.

Значение Δx_{x8} определяется исходя из закона изменения эжектирующей способности.

$$a_q = \frac{da_q}{dx_0} \Delta x_{cm} \left(\xi - \frac{\xi^4}{4} \right), \text{ где: } \frac{da}{dx_0} = -4 \left(\frac{qr_0}{r_{м0}^3} + \frac{q_{x8} - q_{x0}}{\Delta x_{x8} r_{м0}^2} \right), \xi = \frac{\Delta x}{\Delta x_{cm}}$$

Распределение $q(x, r)$ позволяет определить все остальные газодинамические параметры в пределах изэнтропической области, т. к. там сохраняются постоянными полное давление и температура торможения.

Расчет параметров в сечении x_{k1} предусматривает проведение двух приближений. В первом приближении определяются распределения импульсного параметра $L_2(r)$ и статического давления $p(r)$ на участке от оси до периферийного максимума импульсного параметра r_{max} . Во втором приближении определяются распределения этих параметров при $r > r_{max}$. Расчет начинается с определения осевых значений $L_{2m}(x_{k1})$ и $p_m(x_{k1})$, а также радиуса внутренней границы слоя смещения $r_{cm}(x_{k1})$.

Распределение импульсного параметра $L_2(r)$, строится с помощью метода векторных линий [3, 7]. Для этого выделяется четыре импульсные векторные линии r_{2i} , исходящие из точек на отраженном скачке с продольными координатами

$$\frac{\Delta x_{nc}}{2}, \Delta x_{nc}, \frac{1}{2}(\Delta x_{nc} + \Delta x_{k1}), \Delta x_{k1}. \text{ В этих начальных точках, благодаря построенным ранее распределительным зависимостям, известны все параметры потока.}$$

Далее производится аппроксимация значений импульсной функции формы в сечении x_{k1} . Распределительный полином задается в виде

$$f_2(r_0) = f_{2m} + a_{f_1} r_0^2 + a_{f_2} r_0^3, \text{ где } f_{2m} - \text{ значение функции формы при } r = 0. \text{ Постоянные коэффициенты распределительного полинома определяются из условий}$$

на оси и на границе струи:

$$\text{при } r_0 = 0 \quad f_{2m} = \sqrt{\frac{L_{2,м0}}{L_2(x_{k1})}}, \quad \frac{\partial f_2}{\partial r_0} = 0, \quad \text{при } r_0 = r_{2p}(x_{k1}) \quad f_2 = 1.0, \quad \frac{\partial f_2}{\partial r_0} = 0$$

По соотношениям метода векторных линий определяются координаты четырех выделенных векторных линий в сечении x_{k1} $r_{2i} = r_{0i} f_2(r_{0i})$ и значения импульсно-

го параметра на этих линиях: $L_{2i} = \frac{L_{20i}}{f_2^2(r_{0i}) + r_{0i} f_2(r_{0i}) \frac{\partial f_2}{\partial r_0} |_{r_{0i}}}$.

Полученные точечные оценки искомой распределительной зависимости для $L_2(r)$ дополняются значениями расходов этого параметра внутри соответствующих трубок $I_{2i} = I_{2c}(\Delta x_i)$ и формируется целевая функция, которая оперирует с

обобщенными погрешностями вида: $\delta_1 = \delta L_{21} + \delta L_{21}$. При этом используется аппроксимирующая функция в виде асимптотической последовательности (2.2), в которой постоянные коэффициенты a_1 и a_2 связаны уравнением:

$$a_1 + a_2 = L_{20c}, \text{ где: } L_{20c} = \begin{cases} L_{2cm} \Delta x_{cm} \Delta x_{k1} \\ L_{2m} \Delta x_{cm} \leq \Delta x_{k1} \end{cases}$$

Для определения коэффициента a_1 производится минимизация суммы квадратов этих погрешностей. Вид распределения статического давления в сечении x_{k1} зависит от значения полного давления изэнтропически заторможенного газа в точке $r_{max} - P_{0max}$. Оно определяется по значениям параметра L_{2max} и статического давления на границе изэнтропического ядра $-p_{cm}$ или на оси струи $-p_m$. Если P_{0max} окажется большим, чем значение верхней границы для полного давления в разгонной зоне P_{03max} , то по этому значению и L_{2max} определяется статическое давление p_{max} , используемое для аппроксимации распределения статического давления следующего вида:

$$p(r) = p_1 + (p_{max} - p_1) \xi^2 (3 - 2\xi), \text{ где: } \xi = \frac{r - r_1}{r_{max} - r_1}, r_1 = \begin{cases} r_{cm} \\ 0 \end{cases}, p = \begin{cases} p_{cm} \\ p_m \end{cases}$$

При выполнении ограничения $P_{0max} \leq P_{03max}$ статическое давление при $r)r_1$ сохраняется постоянным. На этом завершается первое приближение.

Во втором приближении уточняется часть профиля $L_2(r)$ при $r)r_{max}$. Естественным приемом для уточнения является кусочно-непрерывная аппроксимация. При этом значения L_2 на участке $0 \leq r \leq r_{max}$ оставляются без изменения, а на внешнем участке от максимума до границы задаются в виде асимптотической последовательности (2.2), коэффициенты которой определяются из двух условий: значения L_{2max} и постоянства количества движения в поперечных сечениях струи. Распределение статического давления на участке $r_{max} - r_{36}$ аппроксимируется параболой:

$$p(r) = p_{max} + (p_{36} - p_{max}) \zeta^2 (3 - 2\zeta), \text{ где: } \zeta = \frac{r - r_{max}}{r_{36} - r_{max}},$$

а при $r)r_{36}$ сохраняется постоянным, равным давлению окружающей среды p_{36} .

Полученные распределения импульсного параметра и статического давления позволяют применить для расчета параметров смеси газов, образующейся в слое смешения; модель ПХРС, приведенную в [7]. Основное уравнение модели имеет

$$\text{вид: } H_c(\psi) = \left[\frac{c_{pc}}{R_c} \frac{(L_2 - p + p_{36})p}{L_3^2} + \frac{1}{2} \left(\frac{L_2 - p + p_{36}}{L_3} \right)^2 \right] \psi^2 \quad (2.3)$$

При наличии в потоке химических реакций правая часть этого уравнения представляется в виде кусочно-линейной зависимости, построенной по результатам термодинамического расчета смеси газов, истекающих из сопла с воздухом. При отсутствии химических реакций $H_c(\psi) = H_a \psi + H_b(1 - \psi)$, где H_a и H_b - соответственно полные энтальпии газа на срезе сопла и воздуха.

Таким образом, определение концентрации газов, истекающих из сопла, в произвольной точке слоя смешения сводится к решению квадратного уравнения. Однако, в общем случае величины c_{pc}, R_c , а так же постоянные коэффициенты левой части уравнения зависят от концентрации газа на срезе сопла ψ .

Поэтому для расчета газодинамических параметров предусматривается итерационная процедура. Вначале в поперечном сечении строятся распределения расходных параметров $L_1(r) = \rho u_x$ и $L_3(r) = \rho u_x \psi$. При этом используются известные из многочисленных исследований особенности течения в развитых турбулентных потоках: тепловая и диффузионная границы приблизительно на 10% шире динамической, а распределения $L_1(r)$ и $L_3(r)$ в поперечных сечениях таких потоков подобны распределениям импульсного параметра $L_2(r)$.

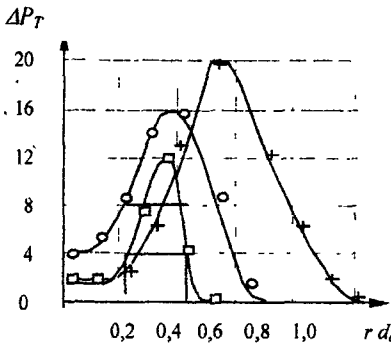
Первоначальную оценку эжектирующей способности, необходимую для построения распределения $L_1(r)$ удобно производить по величине массового секундного расхода, проходящего через поперечное сечение, расположенное на изобарическом участке струи, в котором скорость газа на оси равна местной скорости звука $x_{звн}$, которое определяется по эмпирической формуле:

$$\frac{x_{звн}}{d_a} = \left(13.28 \sqrt{\gamma M_a^2} + 11.8 \right) \sqrt{\eta} - 23.57.$$

Оценка массового секундного расхода в звуковом сечении производится при условии, что распределения параметров L_1, L_2 и L_3 являются экспоненциальными, а осевое значение параметра L_{1m} оценивается для газа с осредненными теплофизическими параметрами. Первоначальные оценки концентраций делаются по полученным выше распределительным зависимостям, а затем с помощью уравнения (2.3) производится несколько последовательных приближений с целью уточнения этих значений (практика расчетов показала, что достаточно провести 2-3 приближения). Полученные точечные оценки ψ_i используются для построения с помощью МНК распределительной зависимости: $\psi(r) = \exp \left[a(r - r_{cm})^2 \right]$, позволяющей с помощью модели ПХРС определять теплофизические параметры газа, образующегося в слое смешения. Полученные в сечении $x_{к1}$ распределения газодинамических параметров используются для выделения в потоке расходных линий r_{ij} (см. рис.4).

Таким образом, в результате проведенных расчетов сформирована газодинамическая структура течения в пределах первой ударно-волновой конфигурации. Определение газодинамических параметров в произвольной точке с координатами (x, r) производится в соответствии с изложенной выше концепцией СЭМ.

Адекватность разработанных математических моделей подтверждается результатами сопоставления данных расчета и эксперимента, проведенного в широком диапазоне изменения параметров на срезе сопла, при этом использовались данные экспериментов, проведенных в ЦАГИ, КБТМ, БГТУ. На рис.5 приведены результаты сопоставления данных расчета и эксперимента в сечении $x_{к0}$.



ΔP_T - давление торможения, измеряемое трубой полного напора.

○ + □ - эксперимент

| M_0 | η | α_0 | γ | T_0/T_* |
|-------|--------|------------|----------|-----------|
| 3.02 | 1.2 | 10^0 | 1.41 | 1.0 |
| 3.2 | 7.4 | 10^0 | 1.25 | 6.8 |
| 3.6 | 0.5 | 20^0 | 1.25 | 6.8 |

— - расчет

Рис. 5.

ГЛАВА 3 посвящена исследованиям автоколебательного режима взаимодействия неизобарических струй с полузакнутыми полостями. В первом разделе главы на основании подробного анализа имеющиеся к настоящему времени данных о взаимодействии струй с цилиндрическими и коническими полузакнутыми полостями (ЦПЗП и КПЗП) сформированы структура и схема взаимодействия модулей физико-математической модели автоколебательного процесса. В разделе 3.2 получен критерий возникновения автоколебательного режима взаимодействия струй с ПЗП.

$$k_q = \frac{Q_a}{Q_{вых}} = \frac{p_a M_a \sqrt{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_a^2}}{p_0 \left[\left(\frac{r_n}{r_{cp}} \right)^2 - 1 \right]}, \text{ где: } p_0 = \frac{\frac{I_{2\Sigma}}{r_n^2} + p_h \left[1 - \left(\frac{r_{cp}}{r_n} \right)^2 \right]}{1 - 2 \left(\frac{\gamma+1}{2} \right)^{-\frac{1}{\gamma+1}} \left[1 - \left(\frac{r_{cp}}{r_n} \right)^2 \right]}$$

r_n - радиус поперечного сечения на входе в ПЗП. В соответствии с результатами экспериментов стационарное затекание струи в полость не реализуется, если $k_q > 0,95-1,25$.

В разд. 3.3 рассматривается модель распространения волн сжатия в цилиндрических каналах, когда процесс автоколебаний во входной области канала формируется под влиянием плавно нарастающего расхода $q(t)$ изэнтропические волны сжатия. По мере их движения они догоняют друг друга, образуя фронт ударной волны. После отражения падающей волны от дна фронт отраженной ударной волны и следующие за ним отраженные изэнтропические волны взаимодействуют с возмущениями, продолжающими двигаться ко дну. В процессе взаимодействия падающих и отраженных волн изменяются их параметры. Получено уравнение, определяющее изменение интенсивности изэнтропических волн при их взаимодействии с ударной волной. Давление же на дне канала, создающееся при отражении изэнтропических волн в текущий момент времени, можно рассчитывать, удваивая перепад давления на преломленных падающих волнах, достигающих дна за период с момента отражения ударной волны:

$$p_D = p_{2отр} + 2\Delta p_\Sigma$$

В разд. 3.4 представлена математическая модель механизма изменения геометрии и параметров волновой структуры, при ее распространении внутри КПЗП. Он определяется циклическим процессом регулярного и нерегулярного отражения волн от наклонных поверхностей полости и его можно рассматривать как процесс непрерывного усиления отдельной волны, сформировавшейся во входной области канала. Для перехода к гладким функциям, вводятся в рассмотрение градиенты для давлений и скоростей, изменяющихся во времени и по длине канала таким образом, чтобы получать те же самые суммарные эффекты усиления отдельной падающей волны, что при использовании разрывных функций. Такие градиенты несложно построить после проведения расчета волнового процесса в пределах одного цикла по формулам разд. 1.4. Приведенный в данном разделе приближенный метод оценивания параметров волнового процесса в конических каналах дает возможность получать верхние и нижние значения максимума давления, появляющегося в резонирующей полости в процессе автоколебаний.

В разд. 3.5 представлена модель процесса опорожнения ПЗП. Построение модели упрощает то обстоятельство, что в газоструйных автоколебательных системах используются полости с большим относительным удлинением L_n/d_n , которое, как правило, составляет 10-20. Это позволяет считать течение внутри полости одномерным и использовать хорошо известные результаты решения задачи об опорожнении полостей конечной протяженности. В соответствии с физической моделью автоколебательного процесса реализуется два режима опорожнения ПЗП - докритический и критический. При докритическом режиме изменение давления в полости определяется в предположении о адиабатичности и квазистационарности процесса истечения. При критическом режиме изменение донного давления p_n рассчитывается с помощью зависимости, полученной в работе Т. М. Станковича аппроксимацией результатов точного аналитического решения задачи о нестационарном истечении газа в пустоту. Приблизительно полагается, что отличие процессов истечения из ЦПЗП и КПЗП заключается только в том, что при одинаковом давлении внутри конической полости масса газа в 3 раза меньше, чем в цилиндрической. Такое представление о процессе истечения позволяет сохранить соотношения его математической модели. Как показали расчеты процесс опорожнения конических полостей происходит в 1,8 - 2,3 раза быстрее чем в цилиндрических, что хорошо согласуется с результатами измерений частот соответствующих автоколебательных процессов.

Разд. 3.6 посвящен моделированию механизма установления и поддержания автоколебательного процесса. Таким механизмом в соответствии с физической моделью, является периодическое возвратно-поступательное движение ударно-волновых структур над входом в ПЗП, перестраивающее течение от режима нагнетания газа в полость к режиму опорожнения полости. Возмущения, формирующиеся в окрестности выхода из полости, проникают вверх по потоку, истекающему из сопла, только до ударно-волновой конфигурации. Динамика движения ударных волн однозначно связана с законом изменения во времени перепада давления на их фронте. Давление в любой точке потока, истекающего из сопла, при любом положении ударно-волновой конфигурации рассчитывается с помощью физико-математической модели сверхзвуковой струи. Давление же на по-

верхности ударных волн, со стороны ПЗП определяется в предположении о его постоянстве в области, что оправдано из-за ее малой протяженности по сравнению с длиной ПЗП. Для определения закона изменения давления p_c в выделенной для определения динамики ударно-волновой структуры области, используется уравнение состояния идеального газа, записанное в дифференциальной форме. Представленные в данном разделе модели отдельных процессов, составляющих автоколебательный режим взаимодействия, функционируют в рамках единой алгоритмической системы как единое целое. В результате получена методика, которая позволяет рассчитать весь возможный спектр амплитудно-частотных характеристик газоструйных резонаторов.

В разд. 3.7 представлен метод аналитической оценки амплитудно-частотных характеристик газоструйных резонаторов. Анализ подробных вычислений позволяет установить, что для оценки верхнего уровня среднего по объему давления в полости резонатора целесообразно сразу же определить интенсивность формирующейся волны сжатия по величине максимального расхода втекающего потока q_c^+ , не рассматривая движения и взаимодействия изэнтропических волн в зависимости от перемещений струйных скачков вверх по потоку. С помощью такого подхода определяется суммарный эффект волновых взаимодействий, сокращая на порядок объем вычислений. Для определения интенсивности соответствующей ударной волны используются соотношения, полученные в разд. 1.3. Далее, анализ результатов подробных расчетов показал, что времена прохождения падающими и отраженными волнами полости резонатора близки друг к другу. Малые различия в абсолютных скоростях движения волн объясняются распространением падающих волн в направлении вытекания потока, а отраженных волн - навстречу втекающей струе. Этот факт позволяет оценить длительность фазы сжатия по

простой формуле: $\Delta t_{сж} = 2 \frac{Ln}{a_0}$, где a_0 - скорость звука в резонаторе в начале

процесса взаимодействия. В пределах цикла сжатия происходит уменьшение расхода газа втекающего в полость резонатора, от максимального значения до нуля. Расчеты показали приемлемость аппроксимации для определения текущего значения расхода газа в фазе сжатия с помощью зависимости:

$q^+(t) = q_{smax}^+ \cos\left(\frac{\pi}{2} \frac{\Delta t}{\Delta t_{сж}}\right)$. Суммарное количество газа, поступившего в полость

резонатора за период сжатия равно: $Q = \int_0^{\Delta t_{сж}} q^+(t) dt = q_{smax}^+ \frac{dax}{2} \Delta t_{сж}$ Масса по-

ступившего в резонатор газа Q и масса находившегося к моменту начала фазы сжатия G нагреваются в процессе колебаний до некоторой средней температуры T за счет диссипации энергии на волнах сжатия. На основании данных расчетов и экспериментов величину этой температуры можно принять равной полу сумме температур за падающей T_n и отраженной T_{om} ударными волнами. Максимальный уровень среднего давления в резонаторе определяется из уравнения состояния. Он совпадает с величиной максимума давления в цилиндрическом резонаторе, Выполненный с использованием подробных математических моделей численный

эксперимент для резонаторов более сложной формы свидетельствует, что максимальное значение давления в локализованной области зависит от максимума среднего давления в объеме сужающейся части полости, если иметь в виду составные формы, а также от степени сужения полости. Максимальное среднее давление в сужающейся части полости при расчете составных форм рассчитывается по приведенной выше схеме, но с поправочными коэффициентами, полученными путем аппроксимаций расчетных данных. В частности, для оценки максимума давления в сужающихся полостях разработана формула:

$$p_{max} = k p_{cp max} \left[1 + \frac{1}{(k-1)^\varepsilon} \right], \text{ где: } k - \text{ коэффициент, определяющий усиление волн}$$

в локализованной области, ε - критерий степени сужения полости.

В разделе 3.8 с помощью метода аналитической оценки амплитудно-частотных характеристик газоструйных резонаторов были исследованы автоколебательные системы с коническими резонаторами, с точки зрения получения максимально высоких давлений и температур. В результате оптимизации было определяется поле параметров P_0 и ε , при которых достигается то или иное значение с оптимальным выбором конструктивных размеров автоколебательной системы.

Глава 3 завершается проверкой адекватности разработанных математических моделей. С этой целью проводится сравнение данных расчета с данными экспериментов, опубликованных в работах Е. А. Угрюмова, В. М. Кушова, Я. А. Ваграменко, Е. А. Жигалко, Р. Ф. Макэливи и в ряде других работ. Кроме того, при участии автора было проведено методическое экспериментальное исследование амплитудно-частотных характеристик автоколебательных систем, использующих конические резонаторы, резонаторы, организующие встречно-струйное течение, и цилиндрико-дисковые резонаторы. Сопоставление результатов экспериментальных и расчетных данных показало, что отклонение не превышает 15%. Причем наибольшие отличия наблюдаются лишь в узком диапазоне значений $1/\varepsilon$ ($0.2 \leq 1/\varepsilon \leq 0.3$) для конических резонаторов. В остальных случаях расхождение расчетных и экспериментальных значений не превосходит 5%. Результаты сопоставления свидетельствуют о том, что приближенные методы оценки максимальных давлений в полости резонаторов позволяют рассчитывать давления с приемлемой для практики точностью. Погрешность расчета имеет тот же порядок, что и разброс экспериментальных данных. Это подтверждает правильность представлений о существе протекающих физических процессов в резонаторах различной формы, а приближенные методы оценки давления могут быть рекомендованы для практического использования.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ

1. Исходя из анализа газодинамических аспектов проектирования стартовых комплексов ракет и космических аппаратов, а так же различных технических систем, использующих при своем функционировании газоструйные течения (марте-новские и конверторные процессы производства стали, агрегаты газовой сварки и

резки металлов, газотермического напыления, газодинамические лазеры), были сформулированы требования к инженерным методам газодинамического расчета.

2. Продолжена разработка структурно-элементного метода моделирования газоструйных процессов, создающего основу для проведения обобщенных результатов предыдущих экспериментальных и теоретических исследований и ориентированного на создание программного обеспечения инженерных методов расчета и оперативного управления технологическими процессами.

3. В соответствии с предложенной методологией разработаны физико-математические модели, дополняющие систему базовых моделей для типовых газоструйных процессов. Разработка включает следующие модели:

- истечения идеального газа из сопла Лавала в вакуум;
- процесса нерегулярного отражения на скачке уплотнения в осесимметричном потоке;
- процесса формирования волн под воздействием расходного и геометрического факторов;
- образования маховского отражения скачка уплотнения от плоской безграничной преграды в плоском однородном потоке вследствие процесса нарушения и восстановления динамической совместности скачков в тройной точке;
- процесса развития нерегулярного отражения ударной волны, движущейся по наклонной поверхности.

Все разработанные модели обладают простыми вычислительными свойствами, что позволяет на базе них строить методики расчета типовых газоструйных процессов для создания быстродействующего программного обеспечения.

4. Разработана методика расчета поля течения турбулентной неизобарической струи, истекающей из сопла Лавала, позволяющая вести расчеты в диапазоне изменения начальных данных, отвечающем диапазону применимости гипотезы сплошности среды (числа Маха 1.01 – 7.0, степени нерасчетности истечения 0.1 – 500, углы полураствора сопла 0° – 40° , показатели адиабаты газа 1.14 – 1.667). Такое существенное расширение диапазона расчета достигнуто благодаря доработке созданных ранее физико-математических моделей для расчета элементов газодинамической структуры струи в пределах ее первой ударно-волновой конфигурации. Это модели изэнтропической зоны, границы струи идеального газа, висящего и отраженных скачков уплотнения, сжатого слоя, первой разгонной зоны. На основе данной методики была разработана программа расчета неизобарических турбулентных струй, обладающая уникально высоким быстродействием. Газодинамические параметры в любом поперечном сечении поля течения определяются на современных ПЭВМ за время не превышающее 0.5 с.

5. Предложена физическая модель автоколебательного процесса взаимодействия неизобарических струй с цилиндрическими и коническими полостями, позволившая в соответствии с методологией структурно-элементного моделирования выделить типовые элементы газодинамической структуры формирующегося течения при всех режимах автоколебаний, выявленных при экспериментальных исследованиях.

6. На базе физической модели разработана математическая модель процесса установления и поддержания автоколебательного процесса, функционирующая как

алгоритмическая система, объединяющая в единое целое модули для расчета отдельных его составляющих:

- распространение волн сжатия – разрежения в цилиндрических и конических каналах;
- перестройка газодинамической структуры течения в области, заключенной между срезами сопла Лавала и полости, включающая процессы возвратно-поступательного движения ударно-волновой конфигурации струи и формирование области встречно-струйного взаимодействия.

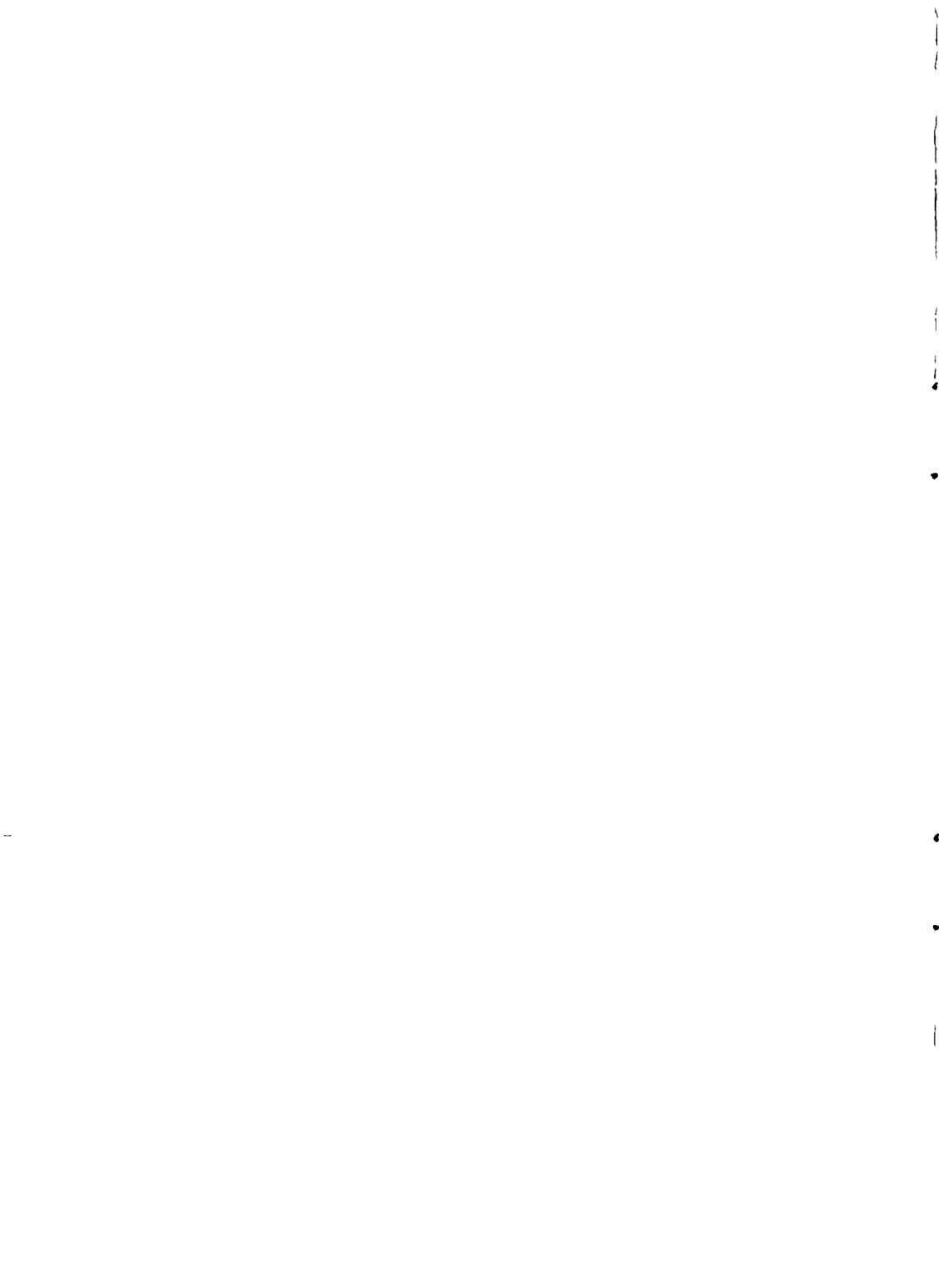
7. Разработан метод аналитической оценки амплитудно-частотных характеристик автоколебательного режима взаимодействия струй с резонаторами сложной формы. Его адекватность подтверждена сопоставлением результатов расчетов с результатами экспериментов, опубликованных в работах, а так же в исследовании, проведенных автором. На базе метода аналитической оценки разработан алгоритм поиска оптимальных схем газоструйных резонаторов.

ОСНОВНЫЕ ПУБЛИКАЦИИ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

1. Бобышев С. В., Добросердов И. Л. Определение формы висячего скачка уплотнения в свободной сверхзвуковой струе, истекающей из соплового аппарата // Л.: Межвузовский сб. Машины и аппараты холодильной и криогенной техники и кондиционирования воздуха, 1983. с. 25-32.
2. Бобышев С. В., Добросердов И. Л. Идентификационное моделирование процессов на неизобарическом участке турбулентной струи // Новосибирск: СО АН СССР. Моделирование в механике, 1987. т. 1 (18). № 6. с.3-13.
3. Бобышев С. В., Добросердов И. Л. Принципы построения алгоритмов расчета неизобарических турбулентных струй. Уч. пособие. Л.: ЛМИ, 1988. 103 с.
4. Афанасьев Е. В., Бобышев С. В., Добросердов И. Л., Ефимов В. П., Матвеев Л. И. Математическое моделирование газодинамического нагружения пускового контейнера при работе маршевого двигателя ракеты // М.: Труды ГП Московский Институт Теплотехники, 1997. т.2 ч.1. с. 29-43
5. Афанасьев Е. В., Бобышев С. В., Добросердов И. Л., Ефимов В. П., Матвеев Л. И. Структурно-элементное моделирование нестационарного истечения струи // М.: Труды ГП Московский Институт Теплотехники, 1997. т.2. ч.1. с. 44-54.
6. Афанасьев Е. В., Бобышев С. В., Добросердов И. Л., Балобан В.И. Структурно-элементный метод расчета газоструйных процессов // Математическое моделирование. М.: РАН, 1998, т.10.№ 1, с.31-43.
7. Афанасьев Е. В., Бобышев С. В., Добросердов И. Л. Модель осредненного турбулентного движения газа // Математическое моделирование М.: РАН, 1999. т.11. с. 75-87.
8. Афанасьев Е. В., Бобышев С. В., Добросердов И. Л., Ефимов В. П., Матвеев Л. И. Экспериментальные исследования амплитудно-частотных характеристик автоколебательных газоструйных систем // М.: Труды ГП Московский Институт Теплотехники, 1999. т.3 ч.1. с. 315-337.

9. Афанасьев Е. В., Бобышев С. В., Добросердов И. Л., Ефимов В. П., Матвеев Л. И. Автоколебательные режимы взаимодействия струи с полостями // М.: Труды ГП Московский Институт Теплотехники, 1999. т.3.ч. с.66-86.
10. Афанасьев Е. В., Бобышев С. В., Добросердов И. Л. Математическая модель границы струи идеального газа // Математическое моделирование М.: РАН, 2000. т.11. №3. с. 50-60.
11. Афанасьев Е. В., Бобышев С. В., Добросердов И. Л., Ефимов В. П., Матвеев Л.И. Физическая модель автоколебательного процесса взаимодействия струй с цилиндрическими полостями // Сборник трудов ГП МИТ «Наука, техника, производство». М.: т. 4. ч.2.2000.с. 72-90.
12. Афанасьев Е. В., Бобышев С. В., Добросердов И. Л. Расчет первой разгонной зоны неизобарической турбулентной струи, истекающей из сопла Лавалья // Современные проблемы неравновесной газо- и термодинамики. Сб. статей под ред. В.Н. Ускова. С-Пб: БГТУ, 2002.с. 100-121.
13. Афанасьев Е. В., Бобышев С. В., Добросердов И. Л., Соколова Т. Т. Структурно-элементное моделирование эжекционных процессов при старте космических ракет-носителей газа // Математическое моделирование М.: РАН, 2001. т.13,№3. с. 104-109.
14. Афанасьев Е. В., Бобышев С. В., Добросердов И. Л. Программа расчета параметров свободных неизобарических струй // Сборник тезисов докладов X юбилейной международной конференции «Вычислительная механика и современные прикладные программные системы». Переяславль-Залесский. 1999. С.29.
15. Афанасьев Е. В., Бобышев С. В., Добросердов И. Л. Структурно-элементное моделирование процесса нерегулярного отражения скачков уплотнения от плоской безграничной преграды в равномерном потоке идеального газа // Сборник тезисов докладов XI международной конференции по вычислительной механике и современным прикладным программным системам. Москва-Истра.2001.с.51.

Подписано в печать 25.10.2003.
Формат 60x84/18. Бумага документальная. Печать трафаретная.
Печ. л. 1,9. Тираж 100 экз. Заказ № 50.
Балтийский Государственный Технический Университет
«ВОЕНМЕХ» им. Д.Ф. Устинова
Типография БГТУ
190005, Санкт-Петербург, 1-я Красноармейская ул., д. 1



4

5

6

7

2003-A

19824

19824