

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ  
ИНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И ПРИКЛАДНОЙ МЕХАНИКИ  
ИМ. С.А. ХРИСТИАНОВИЧА  
СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

Примаков Антон Вадимович

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО-ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ  
ГЕОМЕТРИИ БИКАНАЛЬНЫХ СИСТЕМ ГЕНЕРАТОРА ЗВУКА  
ГАРТМАНОВСКОГО ТИПА НА ИХ АМПЛИТУДНО-ЧАСТОТНЫЕ  
ХАРАКТЕРИСТИКИ

1.1.9 – механика жидкости, газа и плазмы

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель

К.ф.-м.н., доцент Жилин А.А.

Новосибирск 2023

## Оглавление

Введение.....	3
Глава 1. Физические механизмы формирования высокоинтенсивных акустических потоков в газодинамических биканальных системах генератора звука Гартмановского типа .....	22
1.1. Физическое исследование генерации высокоинтенсивных акустических потоков в биканальной струйной установке .....	36
1.2. Газодинамические параметры потока в биканальной системе с глубокими резонаторами.....	39
1.3. Исследование газодинамического потока в тракте акустического устройства в системе сопло-резонатор .....	45
Глава 2. Физико-математическое моделирование газодинамических течений в тракте биканальной акусто-конвективной установки .....	53
2.1. Физическая и математическая постановка задачи .....	57
2.2. Валидация расчётов .....	61
2.3. Моделирование газодинамического течения в биканальной системе с разным соотношением диаметров сопла и резонатора .....	68
2.4. Картина течения в биканальном тракте в системе сопло-резонатор.....	73
2.5. Влияние глубины резонатора на газодинамические параметры потока в бакиральном тракте .....	84
2.6. Развитие газодинамического потока в основном резонаторе биканальной системы .....	89
2.7. Развитие газодинамического потока в тракте дополнительного канала биканальной системы .....	101
Глава 3. Моделирование многоканальных резонирующих акустических систем .....	118
3.1. Последовательная конфигурация многоканальных систем .....	123
3.2. Параллельная конфигурация многоканальных систем.....	135
Заключение .....	145
Список литературы .....	146

## Введение

С ранних этапов развития человечество встречалось с предметами, которые при взаимодействии с воздушными потоками становятся источником звука в определённом диапазоне частот. Примерами таких предметов могут быть каменные или деревянные поверхности волнообразной формы, а также различные полости и отверстия в твёрдых телах. Применение особенностей подобных форм привело к созданию устройств, генерирующих различные звуки – полых трубок разных форм. Движение воздуха через подобные трубки приводит к возникновению мощного акустического колебания, а устройства на их основе стали широко применяться для подачи сигналов на большие расстояния. На принципе генерации звуков с помощью полых предметов различных форм работают многие музыкальные инструменты, что является важным с культурной и эстетической точки зрения. В работе музыкальных инструментов большое значение имеет явление резонанса в полых телах, возникающего вследствие прохождения воздуха по тракту инструмента, а наличие шероховатости или изгибов формы тракта приводит к изменению резонансной частоты, что соответственно влияет на тон результирующего звука [1]. Некоторые инструменты применяются не только в сфере искусства, но и в промышленности. Примером может служить паровой свисток, в работе которого используются принципы работы газодинамических свистков. Понятие «свисток» до конца 18 века применялось в основном к музыкальным инструментам, но с открытием паровых механизмов и переходу в паровую эпоху данное понятие стало применимо также и к такому устройству, как паровой свисток, который использовался в железнодорожных локомотивах и кораблях. Применение звуковых устройств в жизнедеятельности человека имеет потенциал в промышленной и научной сфере, благодаря чему возникает особый интерес со стороны научного сообщества к генераторам акустических колебаний.

Возможность создания высокоинтенсивных колебаний в закрытом тракте многоканальных систем представляет фундаментальный научный интерес, а области применения явления могут оказаться полезны в промышленности. Существует несколько способов генерации акустических колебаний в среде. Наиболее хорошо изучены механические и газоструйные генераторы звука. К механическому типу можно отнести устройства, основанные на колебаниях мембран или струн, когда колебания окружающей среде передаются от колеблющегося тела. Принципиально другим способом создания колебаний представляются газоструйные излучатели, источником энергии в которых служит кинетическая энергия газовой струи. Рабочим телом в подобных устройствах является газ, а динамические процессы, происходящие в газовой среде, являются основой для работы многих систем [2]. Во многих приборах, работающих на основе явлений газовой динамики, возможна реализация акустических колебаний. В повседневной жизни к таким приборам можно отнести приборы охлаждения и отопления, в промышленной сфере - системы отвода тепла и теплопереноса [3 – 5]. Газовая среда является благоприятной для формирования и распространения акустических колебаний, что широко используется в газодинамических генераторах колебаний. Среди излучателей выделяют два типа устройств: высокоэффективные, но сложные в производстве динамические сирены [6 – 8] и конструктивно простые свистки с низким КПД [9 – 10].

Работа сирен основана на механическом перекрытии потоков газа, а принцип работы свистков заключается в колебаниях, возникающих в результате взаимодействия нерасчетной струи с преградой. Генератор Гартмана [11], является газодинамическим излучателем типа свисток, который выгодно выделяется среди прочих газодинамических излучателей возможностью создавать колебания значительной мощности. Реализуемые колебания давления в газовом потоке при работе свистка Гартмана создают условия для сложных волновых процессов, описание которых относится к области нелинейной газодинамики [12 – 13]. Нелинейные волновые процессы

в сформированном потоке являются интересной особенностью, которая открывает обширные возможности для создания многих технических устройств. Необходимое условие для работы свистка Гартмана – наличие резонирующей полости (резонатора), закрытой с одной стороны, в котором происходят волновые взаимодействия.

**Свисток (генератор) Гартмана.** Исследование генераторов Гартмана началось с открытия Юлием Гартманом (Julius Hartmann) эффекта в резонирующих системах, названных в его честь [14]. Эффект Гартмана может быть легко продемонстрирован в эксперименте: направлением сжатого воздуха в открытый конец металлического цилиндра (рис. 1). Эффект заключается в возникновении мощного звука при попадании струи воздуха в наглухо закрытую с одной стороны полость – резонатор. Обнаружен эффект был экспериментально при работе с сверхзвуковыми струйными течениями в 1918. При помещении экспериментатором трубки Пито в определённые области струи возникали сильные колебания. При этом Гартман заметил, что частота колебаний связана с геометрией трубки Пито, а зоны струи, где происходил “резонанс”, названы областями неустойчивости. Вне этих областей поток воспринимал трубку Пито как препятствие, но не резонатор, то есть был стабилен. Дальнейшие исследования с полостями большей глубины привели к лучшему пониманию резонансного эффекта Гартмана и причинам его возникновения [15]. Следует отметить, что звук, генерируемый свистком, имеет свой тон, определяемый резонатором, но в амплитудно-частотном спектре присутствуют тона с повышенной амплитудой. Возникновение такого усиленного звука характерно для струйных течений и возникают в результате трения воздушных масс на границе струи, а также при обтекании преград [16 – 19]. Подобный звук называется фоновым шумом и часто является нежелательным.

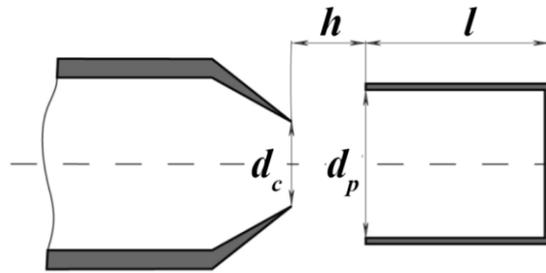


Рис. 1. Устройство свистка Гартмана. Основные геометрические параметры:  $d_c$  – диаметр сопла,  $d_p$  – диаметр резонатора,  $l$  – глубина резонатора,  $h$  – Зазор между соплом и резонатором

Созданное устройство было названо свистком Гартмана. Высокая акустическая мощность устройства вызвала большой интерес со стороны научного сообщества, что привело к активному изучению эффекта Гартмана в различных конфигурациях генераторов [20 – 22]. За открытием последовал ряд экспериментальных и теоретических исследований, направленных на изучение характеристик явления, связанных с работой свистка. Наибольший вклад в популяризацию устройства вложил сам Гартман, занимавшийся параметрическими исследованиями в течение 30 лет [23]. Развитие идеи Гартмана реализовал Шпренгер в 1954 году, обнаружив эффект резонансного нагрева, в связи с чем генераторы с глубокими резонаторами были названы его именем, поскольку в таких полостях эффект нагрева наиболее заметен [24]. Термин резонатор или трубка Гартмана-Шпренгера относится не столько к геометрии резонатора, сколько к резонансным трубкам, в которых большое внимание обращается на резонансный нагрев [25]. После 60-х годов вновь возрастает интерес к генераторам Гартмана, в том числе и со стороны учёных СССР. К примеру, в работах В.П. Куркина (1962 г.) расширены исследования влияния геометрии генераторов на акусто-конвективные параметры генерируемого потока и усовершенствовано знание об источнике колебаний в генераторе [26]. Доказано, что колебания диска Маха в струе вносят вклад в режим колебаний. Также в СССР приведены варианты практического применения генераторов Гартмана. В работах Р.Ш. Школьниковой (1964) предлагается осуществлять процесс слипания диспергированных частиц в

спреях под действием акустических колебаний [27]. В 1964 году Т. Смит и А. Пауэл публикуют исследование, обобщающее идеи Ю. Гартмана о влиянии структуры струи на работу генератора и описывающее причины возникновения областей неустойчивости [28]. Конкретизированный авторами физический процесс известен сегодня как релаксационный механизм работы генератора Гартмана.

Наиболее активные исследования по применению свистков Гартмана проводятся в 1980-2000 годах. Особый интерес представляют области применения свистков Гартмана и генерируемого ими акусто-конвективного потока. Во многих прикладных направлениях звук является шумом, то есть нежелательным эффектом. Уменьшение уровня шума является важной проблемой в таких сферах как технологии очистки, нанесений жидкостных или порошковых покрытий, а также в процессах, связанных с ударными волнами, граничными тонами, возникающими в результате формирования реактивной струи в летательных аппаратах [29 – 30]. Однако в некоторых направлениях звук является полезным явлением. Активно эксплуатируется тепловой эффект резонатора [31], что позволяет использовать генераторы в качестве механических актуаторов [32]. У механики есть неоспоримое преимущество над актуаторами, работающими за счёт электрического замыкания, так как исключается возможность возникновения искры, что крайне важно в системах, работающих с горючими веществами [33 – 34]. Кроме того, воздух, необходимый для процесса горения, является рабочим телом и для свистков. Таким образом, свисток Гартмана является выгодным решением в вопросе безопасных актуаторов в системах сжигания в авиации. Другим интересным применением генераторов звука является их использование для управления потоком газа с помощью внесения акустических колебаний в окружающую среду [35 – 36]. С помощью свистков можно влиять на звук внешнего источника, подобрав настройки генератора, нарастив или подавив амплитуду звука. Управление потоком невозможно с помощью одного свистка, что приводит к необходимости изучения

многоканальных генераторов Гартмана. В качестве примера [37] можно привести расположенные по кругу диффузоры, в которых встроены свистки Гартмана (рис. 2). Созданный акустический поток усиливается, взаимодействуя с потоком от соседнего свистка. Таким образом, на большом расстоянии от источников звука в отработанном потоке газа формируются мощные колебания. Другим примером является привод с подпитываемыми резонансными трубками [38]. В данной конфигурации взаимодействие потоков происходит гораздо ближе к источникам звука, а само устройство является более компактным. Преимуществами двух вышеописанных устройств является их возможность создавать мощные колебания в широком частотном спектре. Такие конструкции позволяют усиливать или ослаблять формирующиеся колебания, а также изменять тон результирующего сигнала. Однако в данных устройствах источники звука (струи) не взаимодействуют между собой и не синхронизированы, в результате чего не возможно достичь максимального эффекта резонанса. Синхронизация струй позволяет усилить результирующие колебания, поскольку вблизи источника осцилляции сильнее ввиду затухания колебаний с расстоянием.

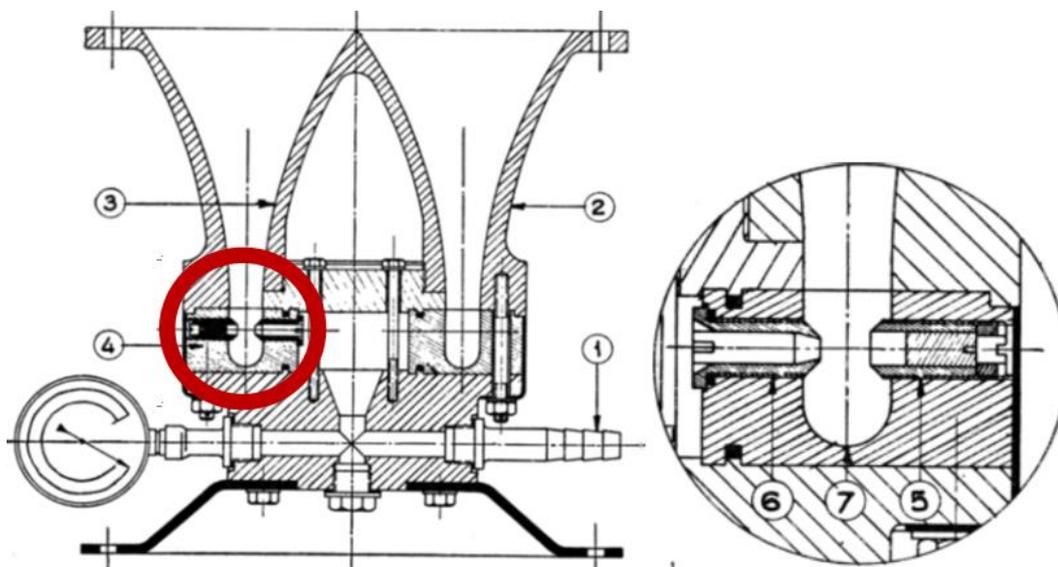


Рис. 2. Схема многоканального устройства с циклический расположением свистков Гартмана [37].

**Применение генераторов Гартмана.** Особенности течений при работе Гартмановских генераторов вызывают интерес как с научной, так и с прикладной точки зрения, а принцип его работы ложится в основу прогрессивных технологий в разных областях. Генерируемые высокоинтенсивные акустические колебания помогают улучшить качества спрея [39] за счет увеличения конуса разброса капель и уменьшения их размера, способствуют слипанию микрочастиц, осаждению паров [27], перемешиванию жидкостей и газов [37], интенсифицируют горение [40 – 42], позволяют управлять акусто-конвективными потоками [38], подавляют и усиливают исходные возмущения [35 – 36], используются для сушки пористых материалов [43 – 47]. Высокоинтенсивные колебания в многоканальных резонирующих системах служат базисом для новых технологий в различных отраслях промышленности. В химических отраслях используются термодинамические эффекты газового потока [46 – 47], для фармацевтической и пищевой промышленности важен эффект низкотемпературной акусто-конвективной сушки [48 – 50]. Интенсивность сушки и конструктивная простота сушильной системы привлекательны для полупромышленных направлений [51]. В экономическом плане акустический метод отличается тем, что не требует поддержания температурного режима, вакуума или применения электромагнитных полей. Энергия не затрачивается на парообразование, что позволяет сделать метод более выгодным экономически [52 – 53]. Время, затрачиваемое на процесс полного высушивания материала в поле акустического излучения, в 2-5 раз, а в некоторых случаях на порядок меньше, чем при прочих методах [46, 53].

**Применение генераторов Гартмана в ИТПМ СО РАН.** Уникальным прикладным направлением в исследовании генераторов Гартмана является акусто-конвективная сушка пористых материалов [44 – 45, 54]. Автором патентов по акустической сушке является В.Н. Глазнев [48]. Эффект влагопереноса в акустическом поле был обнаружен в ИТПМ СО РАН при

экспериментах с реактивными струйными течениями. Генерируемый струёй звук воздействовал на деревянный корпус установки, что привело к осушению древесины вблизи сопла. Такой эффект был замечен учёными и положен в основу акусто-конвективного сушильного устройства [55].

Разработанная в ИТПМ СО РАН акусто-конвективная сушильная установка (АКСУ) позволяет получать высокоинтенсивные колебания с помощью генератора Гартмановского типа. Технология генерации акустических колебаний с помощью резонатора была усовершенствована для применения свистков в сфере осушения веществ. В данном случае энергия подводится за счёт акустического излучения, создаваемого взаимодействием сверхзвуковой струи с потоком воздуха, который одновременно служит для удаления влаги с поверхности осушаемого материала. АКСУ в конце 90-х годов применялась для сушки продуктов пищевой промышленности (зерно, овощи, фрукты, орехи), древесины, продукция химической, медико-биологической промышленности.

Развитием данного метода сушки, а также исследованием газодинамических процессов в тракте многоканальных систем на базе уникального экспериментального стенда многоканальной резонирующей системы занимается группа учёных в ИТПМ СО РАН под руководством академика В.М. Фомина. Благодаря особой конструкции сушильного устройства обеспечивается возможность удаления влаги с помощью воздуха, участвующего в создании звука, что делает акусто-конвективный метод экономически и энергетически выгодным.

В многоканальной (биканальной) системе АКСУ выполнена конфигурация свистка Гартмана закрытого типа. Данная конфигурация дополнена внешним корпусом – каналом. Дополнительный канал является конструктивным решением, позволяющим модифицировать устройства, подстроив его под прикладные нужды. Таким образом, внешний канал работает, как дополнительный резонатор и рабочая часть для сушки материала. Заключение свистка Гартмана в закрытый канал (рабочую часть)

позволяет сфокусировать осциллирующий поток и наиболее эффективно использовать его энергию [46], в том числе при сушке пористых материалов [43].

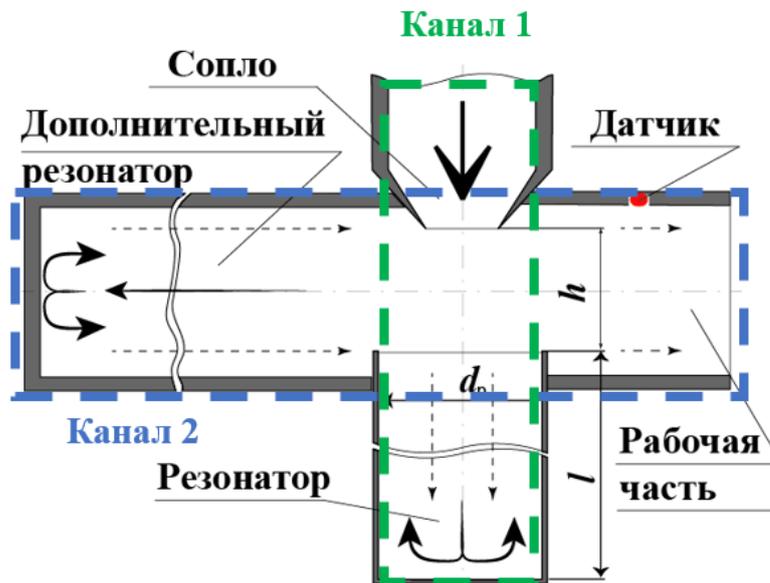


Рис. 3. Схематичное изображение резонансной многоканальной (биканальной) системы.

Многоканальная (биканальная) резонансная система представляет собой двухканальное устройство Гартмановского типа: один из каналов служит одновременно рабочей камерой устройства и резонансной полостью, в которой, также, находится сопло, испускающее сверхзвуковую струю и резонансная трубка (рис. 3). Наличие дополнительного резонансного канала позволяет поднять амплитуду колебаний свистка до 180 дБ.

**Актуальность проблемы** обусловлена необходимостью исследования волновых взаимодействий, происходящих в тракте многоканальных систем. Особенность исследуемой в представленной работе многоканальной системы в ограниченности канала, в котором формируется газодинамический поток. Ограниченность тракта системы выгодно отличает систему от классического излучателя Гартмана.

Механизм возникновения высокоинтенсивных колебаний в ограниченном тракте многоканальных систем является важной фундаментальной задачей в области аэрофизики. Уникальные газодинамические явления привлекают интерес учёных к сложным системам

каналов с начала 20го века, а многие эффекты до настоящего момента описаны недостаточно подробно или вовсе не поддаются теоретическому описанию. Исследования процессов генерации колебаний в таких системах способствует лучшему пониманию принципов работы генераторов Гартмановского типа и резонансных явлений в ограниченных каналах. Взаимодействие трансзвуковых волн возмущений представляют большой интерес, как для исследования генератора Гартмана и многоканальных систем, так и в области ракето-самолётостроения.

Большая часть научных знаний, накопленная на сегодняшний день, получена в результате экспериментальных исследований. Такой подход позволяет получать информацию о процессе, как о квазистационарном течении, фазовая синхронизация при этом затруднительна. Кроме того, исследование наиболее интересных областей труднодоступно из-за особенностей конструкции. Применение методов численного моделирования способствует изучению потоков в труднодоступных в эксперименте областях. Применение вычислительных технологий в исследовании позволит изучить особенности газовых потоков и предсказать возможности новых конфигураций многоканальных систем. Такой приём делает возможным получение новых данных в проблеме описания потоков в многоканальных системах, генерирующих акустические колебания.

Создание новых конфигураций многоканальных систем – важная прикладная задача, решаемая авторами. Большой интерес к концептуально новым системам возникает из необходимости повышения уровня звукового давления в акусто-конвективном потоке. Увеличение интенсивности колебаний позволит усовершенствовать устройство акусто-конвективного сушильного устройства, увеличив сечение его рабочей части и, как следствие, объём осушаемого материала, что крайне важно в промышленности.

**Цель диссертационной работы:**

создание научных основ для построения многоканальных генераторов высокоинтенсивных акусто-конвективных колебаний.

**Задачами** настоящей работы являются:

- экспериментально получить зависимости интенсивности и частоты рабочего потока в тракте биканальных системах от давления в форкамере и геометрических параметров системы;

- применить физико-математическую модель с привлечением трёхмерных уравнений Навье-Стокса, осреднённых по Фавру, для расчётов газодинамических потоков в тракте биканальной системы, генерирующей высокоинтенсивные акустические колебания;

- верифицировать полученные численные результаты на экспериментальных данных, а также известных теоретических моделях;

- с помощью численного моделирования провести оценку АХЧ резонирующих систем в широком диапазоне геометрий и входных параметров в биканальных системах;

- провести модификацию разработанной численной методологии для описания течения в многоканальной системе, провести ее тестирование, необходимое для дальнейшего исследования в задачах, связанных с акусто-конвективными потоками в трактах би- и многоканальных систем;

- на основе полученных данных исследовать газодинамические характеристики новых перспективных многоканальных устройств;

- с помощью реализованной вычислительной методологии исследовать взаимодействия волновых структур, генерируемых резонансными полостями многоканальной системы и особенностями её геометрии.

**Научная новизна** работы заключается в следующем:

- Впервые для биканальных газодинамических систем выявлен эффект гистерезиса формирующегося акусто-конвективного потока, характеризующийся повышенным значением уровня звукового давления при меньших давлениях газа в форкамере.

- Показан процесс перехода к режиму доминирования второй гармоники в амплитудно-частотном спектре, характерному для биканальных систем с глубокими резонаторами.

- Предложена концептуально новая многоканальная резонирующая система в двух конфигурациях (последовательная и параллельная), включающая несколько взаимодействующих между собой пар сопло-резонатор и описаны особенности течения в её тракте. Установлен факт рассогласования резонансных пар в последовательной конфигурации, в результате чего формируется акустический поток с большим количеством низкоинтенсивных тонов в спектре. В параллельной конфигурации удалось достичь резонанса генераторов Гартмана, что привело к значительному увеличению интенсивности колебаний в потоке.

**Практическая ценность работы** заключается в возможности использования полученных в работе амплитудно-частотных характеристик в научных исследованиях и при проектировании и реализации аналогичных устройств; в адаптации разработанной методологии расчётов трёхмерных нестационарных течений в тракте би- и многоканальной системы, генерирующей высокоинтенсивные колебания, для подобных процессов; в реализации методологии оценки влияния геометрии системы на формирование акусто-конвективного потока; в усовершенствовании акусто-конвективной установки и создании концептуально новых многоканальных технических устройств.

**Достоверность** экспериментально полученных данных обеспечена применением зарекомендовавших себя стандартных методов проведения экспериментального исследования, проведённой тарировкой измерительных инструментов и повторяемостью результатов.

Достоверность результатов численного моделирования подтверждается:

- результатами тестирования расчётной модели;
- согласованием полученных данных с результатами эксперимента и теоретической модели;
- соответствием известным результатам других авторов, в том числе представленных в зарубежной литературе;

- повторяемостью численного эксперимента в различных условиях и различных системах каналов.

**Апробация работы:**

Основные результаты докладывались на семинарах под руководством академика РАН Фомина В.М., профессора Федорова А.В. (ИТПМ СО РАН), а также на XVI и XVII Всероссийском семинаре "Динамика Многофазных Сред" (Новосибирск, 2019 и 2021гг.), XIV и XVII Всероссийских конференциях молодых ученых «Проблемы механики: теория, эксперимент и новые технологии» (Новосибирск - Шерегеш, 2019 и 2022гг.), XV Международной научно-технической конференции «Актуальные вопросы архитектуры и строительства» (Новосибирск, НГАСУ, 2022г.)

**Публикации по теме диссертации.** Общее число публикаций по материалам диссертации – 10, в том числе опубликовано: 3 статьи в рецензируемых научных журналах (Web of Science, Scopus, ВАК), 3 статьи в сборниках трудов конференций (Web of Science, Scopus) и 4 публикации в тезисах конференций различного уровня (РИНЦ).

**Статьи в рецензируемых журналах (ВАК, Scopus, WoS):**

1. **Жилин А.А., Примаков А.В.** Численное исследование тепловых эффектов в акусто-конвективном потоке биканальной системы // Теплофизика и аэромеханика. 2022. Т. 29, № 1. С. 79-89.
2. **Примаков А.В., Жилин А.А.** Численное моделирование газодинамического течения в резонирующих системах // Известия вузов. Строительство. 2022. № 3. С. 103-111.
3. **Примаков А.В., Жилин А.А.** Численное исследование влияния геометрии биканальной системы на область существования эффекта Гартманна // Теплофизика и аэромеханика. 2023. Т. 30, № 3. С. 427–440.

**Статьи в сборниках конференций (Scopus, WoS):**

4. **Primakov A.V., Zhilin A.A.** Studying of the resonator depth influence on amplitude-frequency characteristics operating flow in the two-channel system // J. Phys.: Conf. Ser. 2019. Vol. 1404, № 012096 (6 p.).

5. **Primakov A.V., Zhilin A.A.** Gas-dynamic studying of the two-channel system flow using numerical simulation methods // AIP Conf. Proc. 2020. Vol. 2288. 030060 (6 p.).
6. **Primakov A.V., Zhilin A.A.** Effect of resonant cavity edge thickness on flow acoustic-convective characteristics in the multi-channel tract // AIP Conf. Proc. Vol. 2023. 2504 030101 (6 p.).

**На защиту выносятся:**

1. Результаты экспериментальных исследований по влиянию глубины резонансной полости и зазора между срезом сопла и кромкой резонатора в биканальных системах на газодинамические параметры акусто-конвективного потока с высокоинтенсивными колебаниями.
2. Верификация результатов расчёта на основе созданной численной модели газоструйного течения биканальной системы генератора высокоинтенсивных колебаний с экспериментально полученными данными.
3. Результаты численных исследований газодинамических потоков в многоканальных резонансных системах в последовательной и параллельной конфигурациях с двумя и более парами сопло-резонатор.

**Объем и структура диссертации.** Диссертационная работа состоит из введения, трех глав, заключения и списка литературы, включающего 114 наименований. Материал изложен на 157 страницах, включает 5 таблиц, 75 рисунков и схем.

**Содержание работы:**

Во **введении** приведён исторический обзор возникновения газодинамических свистков и генераторов Гартмана. История открытия данного устройства и области его применения. Введено понятие биканальной акустической системы. Обоснована актуальность темы диссертации, сформулирована цель работы, кратко изложены полученные результаты.

**Первая глава** посвящена экспериментальным исследованиям биканальной системы, генерирующей высокоинтенсивные колебания. Приведён обзор литературы, освещающий проблему формирования потока с

помощью свистков Гартмана. В обзоре литературы дана информация о пионерских исследованиях в области изучения различных устройств на основе генератора Гартмана. Проведено сравнение собственных частот резонатора, полученных в эксперименте, с теоретическими значениями, вычисленными по формуле Гельмгольца, показавшее хорошее совпадение (погрешность не более 2,5%).

В П. 1.1. представлена технология проведения физического эксперимента. Описана применяемая аппаратура и дано физическое описание биканальной системы.

В П. 1.2. представлен результат экспериментальных исследований влияния глубины резонансной полости на амплитудно-частотные характеристики (АЧХ) биканальной системы. Описано исследование систем с глубокими резонаторами (более 20 калибров). Установлено, что в спектрах систем с глубокими резонаторами преобладает тон, соответствующий второй гармонике. Первая гармоника (122 Гц) при этом имеет в разы меньшую амплитуду и сравнима с гармониками третьего и больших порядков. Обнаружено влияние глубины резонатора на область эффекта Гартмана: с увеличением глубины растёт и область существования. При этом заметно падение частоты основного тона с ростом глубины резонатора, что согласуется с теорией. Проведено сравнение результатов, полученных в эксперименте с теоретическим значением по формуле Гельмгольца для собственной частоты резонатора и показано хорошее совпадение (погрешность не более 2,5%).

В П. 1.3. описано экспериментальное исследование биканальных систем с изменяемым зазором между соплом и резонатором. Показана область эффекта Гартмана для такой конфигурации в зависимости от давления в форкамере: от 3 до 6 атм. и продемонстрирована возможность исследования областей нарастающей и падающей интенсивности, то есть области выхода на режим высокоинтенсивного звучания. Выделено несколько характерных областей существования эффекта Гартмана с отличными картинами течения:

I. режим фонового звучания струи, II. нарастание интенсивности колебаний, III. режим высокоинтенсивных колебаний, IV. снижение интенсивности колебаний до фонового уровня, V. шум струи. Установлено существование явления гистерезиса в акусто-конвективном потоке при последовательном увеличении и уменьшении давления в форкамере системы. Сравнение с полуэмпирической формулой Гельмгольца собственной частоты резонатора показало удовлетворительное совпадение экспериментальных с теорией (погрешность не более 3%).

Во **второй главе** приводится обзор литературы, посвящённой численному моделированию газодинамических систем, основанных на генераторах Гартмана. Описан процесс разработки цифровой копии акустической системы ИТПМ СО РАН от первых приближений с применением собственного кода до реализованной в настоящей работе модели. В данной главе проводится определение оптимальных геометрических параметров биканальной системы.

В П. 2.1. описана физико-математическая модель, применяемая в дальнейших расчётах би и многоканальных систем. Устанавливается порядок действий при проведении численного эксперимента.

П. 2.2. посвящён тестированию, валидации и верификации численной модели по результатам экспериментов. Устанавливаются правила подбора параметров цифровой модели, среди которых структура расчётной сетки и временной шаг расчёта в зависимости от характерной частоты колебаний в системе.

В П. 2.3. представлен результат численного моделирования биканальных систем с разными отношениями диаметров сопла и резонатора  $K$ . Показан процесс заполнения полости струёй. Установлено, что в случае небольшого диаметра резонатора ( $K = 1$ ) возникает обтекание полости, что приводит к потере интенсивности результирующего акусто-конвективного потока. В случаях  $K = 1,5$  и  $2$  зафиксированы спектры колебаний с малым количеством шумов и высокой интенсивностью колебаний.

В П. 2.4. исследуются конфигурации биканальных систем при изменении расстояния между соплом и резонатором  $S$ . Варьирование расстояния сопло-резонатор в численном моделировании привело к лучшему пониманию процесса формирования струи в центральной части биканальной системы при помещении резонатора в струю. При наименьшем зазоре ( $S/d = 0,85$ ) наблюдается высокочастотное колебание. Перемещение резонатора дальше по потоку ( $S/d = 1,10$ ) приводит к более равномерному заполнению полости и формированию «бочки» струи. Оптимальные колебания в чистом спектре с максимальной интенсивностью реализуются при помещении резонатора в начало второй бочки ( $S/d = 1,35$ ). Последующее увеличение расстояния между соплом и резонатором приводит к возникновению субгармоник и дополнительных кратных гармоник.

П. 2.5. посвящён исследованию влияния глубины  $l$  резонатора на АЧХ биканальной системы. Выявлен эффект резонанса между основным и дополнительными резонаторами биканальной системы. Явление перехода ко второй гармонике, возникающее в конфигурациях с глубокими резонаторами ( $l/d > 20$ ), связано с наличием дополнительного резонатора. Выбрана система с оптимальной глубиной резонатора  $l/d = 15$ .

В П. 2.6. проводится подробное описание цикла заполнения-опустошения резонансной полости большой глубины ( $l/d = 30$ ). В соответствии с характерными этапами циклического явления рассмотрен газодинамический процесс заполнения-опустошения. Устанавливается связь между тепловыми эффектами в глубоких резонаторах с волновыми взаимодействиями в тракте каналов системы. Зафиксировано взаимодействие ответного потока из резонатора с изначальной струей, в результате чего возникают локализованные области повышенного давления. Установлено наличие высокотемпературной ( $200^\circ\text{C}$ ) застойной зоны вблизи торцевой стенки резонатора.

В П. 2.7. уделено внимание газодинамическим процессам в тракте дополнительного канала биканальной системы. Получено температурное

распределение вдоль тракта. Отмечено, что температура в рабочей части системы не превышает  $30^{\circ}\text{C}$ . Установлено, что возмущения, возникшие в результате взаимодействия ответного потока из основного резонатора со струёй, вызывают колебания диска Маха и формируют пакет волн, наблюдаемых в дополнительном канале. Проведено исследование волн, распространяющихся в тракте дополнительного канала и обнаружен эффект взаимного усиления волн сжатия в дополнительном канале и рабочей части биканальной системы.

**Третья глава** посвящена численному моделированию концептуально новых многоканальных систем, основанных на физических принципах генератора Гартмана. Представлен обзор литературы, посвящённой взаимодействию сопряжённых струй и устройств, работающих на принципе их взаимодействия. Исследованы многоканальные системы в последовательной и параллельной конфигурациях, определяющими параметрами которых являются количество расположенных друг напротив друга пар сопло-резонатор и их положение в системе каналов.

В П. 3.1. проведено численное исследование системы с двумя последовательно расположенными парами сопло-резонатор. Обнаружен эффект рассогласования потоков в резонансных парах, проявляющийся при взаимодействии соседних струй в ограниченном тракте. При рассогласовании возникают дополнительные тона в акустическом спектре, что негативно влияет на интенсивность потока. Таким образом, получен спектр с большим количеством тонов, но меньшей, чем в биканальном случае интенсивностью.

В П. 3.2. представлено исследование параллельного расположение пар сопло-резонатор. В результате модификации системы с помощью дополнительной резонансной пары удалось добиться синхронизации генераторов Гартмана, что позволило увеличить площадь рабочей части без потерь интенсивности рабочего потока и без смещения частоты генерируемого потока. Установлено негативное влияние жёстких стенок,

ограничивающих пары сопло-резонатор, на зашумлённость сигнала, и, как следствие его интенсивность.

В **заключении** сформулированы основные выводы диссертационной работы.

**Благодарности.** Автор диссертации выражает искреннюю благодарность научному руководителю доценту, с.н.с. лаборатории №12 к.ф.- м.н. Жилину Александру Анатольевичу, профессору, в.н.с. лаборатории №12 д.ф.-м.н. Фёдоровой Наталье Николаевне, в.н.с. лаборатории №12 д.ф.- м.н. Хмель Татьяне Алексеевне, а также коллективу лаборатории №12 и сотрудникам ИТПМ СО РАН им. С.А. Христиановича за ценные советы, помощь и рекомендации при обсуждении результатов работы на лабораторных семинарах.

Исследования проведены при частичной поддержке гранта РФФИ № 20-31-90117 А «Исследование влияния газодинамического течения в многоканальной системе на формирование высокоинтенсивных акустических волн» (2020 – 2023 гг.)

## **Глава 1. Физические механизмы формирования высокоинтенсивных акустических потоков в газодинамических биканальных системах генератора звука Гартмановского типа**

За генерацию высокоинтенсивных колебаний в газодинамической системе ответственен «свисток» Гартмана. Принципы работы генератора Гартмана основаны на истечении нерасчётной струи из конического сопла в атмосферу. Для генерации высокоинтенсивных акустических колебаний давление на срезе сопла должно превышать 1,88 атм., что позволяет формировать сверхзвуковую недорасширенную струю [11, 56]. Нерасчетная струя взаимодействует с покоящейся средой, образуя череду волн разрежения и сжатия. В результате формируется периодическая структура, называемая «бочкой» (конусом Маха) (рис.1.1а). При высокой степени нерасчётности струи, давление на срезе сопла достигает 4,8 атм., в центральной части возникает плоский скачок уплотнения (диск Маха) (рис.1.1б) и нарушается периодичность потока [57] с возникновением интенсивных возмущений [17, 58], схожих с волнами Толлмина-Шлихтинга [59]. Струя генерирует акусто-конвективное поле, которое взаимодействует с окружающей средой и оказывает обратное влияние на струю [60 – 62].

Для устранения воздействия на струю сформировавшейся автоколебательной картины течения в ближнее поле струи устанавливается экран, в результате происходит подавление шумов, генерируемых струей, а у среза сопла возникает сложная интерференционная картина течения [63, 64]. При помещении на пути струи экрана из пористого материала происходит снижение интенсивности генерируемых возмущений [65, 66]. При воздействии на сформировавшуюся нерасчетную струю внешним акустическим полем с разными интенсивностями наблюдается значительное расширение струи вниз по потоку с последующим распадом на несколько отдельных потоков [67].

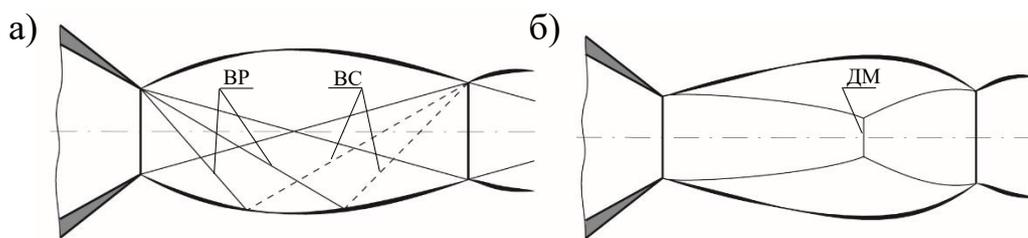


Рис. 1.1. Схематическое изображение бочкообразной структуры с а) конусом (ВС – волна сжатия, ВР – волна разрежения) б) диском Маха (ДМ).

Вторым основным элементом конструкции генератора Гартмана является непроницаемая преграда. Расположение преграды в виде диска на пути истекающей нерасчетной струи приводит к деформации бочкообразной структуры, уменьшая длину бочки [68]. В результате натекания потока на преграду генерируются возмущения, которые через слой смешения воздействуют на саму струю и формируют дополнительные акустические тона с более высокой интенсивностью. В [69] показано, что интенсивность акустических колебаний, генерируемых струей в свободном потоке, составляет 117 дБ, при наличии преграды интенсивность возрастает до 121 дБ. Аналогичный результат получен в работе [65]. Здесь также зафиксировано нарастание уровня звукового давления со 156 дБ в свободной струе до 167 дБ в случае натекания струи на непроницаемую преграду.

Соосное расположение преграды в виде цилиндрической трубки, у которой один открытый край (кромка) открыт и располагается навстречу струе, а второй оканчивается глухим торцом [14, 15], приводит к еще большему усилению интенсивности колебаний [11, 70 – 73]. Как показано в [69], резонатор позволяет создавать возмущения большей интенсивности (до 135 дБ), чем в случае взаимодействия струи с преградой (121 дБ) и свободной струи (117 дБ). Данная тенденция подтверждена в [63, 74], где струя, натекающая на преграду генерирует шум интенсивностью до 135 дБ, а система с резонансной полостью – до 160 дБ. В ряде работ получены мощные акустические потоки, созданные конфигурациями с резонансной трубкой, интенсивность формируемых ими колебаний 140 [75], 145 [76], 150 [77] и 155 [78] дБ.

**Механизм генерации высокоинтенсивных акустических потоков в резонаторе Гартмана.** Процесс генерации высокоинтенсивных акустических полей связан с взаимным расположением источника нерасчетной струи и кромки резонатора. При расположении открытого торца резонатора в области за конусом или диском Маха, где давление возрастает, формируется область неустойчивости, называемая областью существования эффектом Гартмана [20, 74]. Эффектом Гартмана является процесс генерации высокоинтенсивных колебаний, для его описания существует ряд теорий. Каждая из теорий имеет свои достоинства и недостатки, но ни одна из них не дает единой и целостной картины исследуемого процесса. Рассмотрим две наиболее популярные теории, описывающие механизм генерации высокоинтенсивного потока – эффект Гартмана.

**Релаксационная теория.** Помещенный в струю резонатор заполняется воздухом. Рассмотрим процесс заполнения-опустошения полости в режиме устоявшихся колебаний. На начальный момент в резонаторе давление равно начальному значению  $P_n$  – давлению струи на срезе резонатора. (рис. 1.2а). При заполнении резонатора газом внутрь полости, в сторону торца, движется волна сжатия, за фронтом которой давление повышается до  $P_1$  [22]. Достигнув торца, волна сжатия отражается также волной сжатия, но с повышением давления до  $P_2$  за её фронтом. К моменту достижения отражённой волной сжатия кромки резонатора внутри полости давление достигает значения, сопоставимого с давлением в струе у кромки. Возникает неустойчивое состояние, приводящее к истечению накопленного газа из полости и деформации струи, в результате чего наступает разгрузка резонансной полости (рис. 1.2б). В резонансную полость направляется веер волн разрежения, при этом давление понижается до  $P_3$ . Волна разрежения отражается от глухого торца и возвращается к открытой кромке, постепенно понижая давление внутри полости. Между соплом и резонатором происходит столкновение струи с ответным потоком. При столкновении формируются потоки, удаляющиеся от струи. С постепенным опустошением резонатора

изначальная струя будет подавлять ответное течение, поэтапно смещая область столкновения потоков к кромке резонатора (рис. 1.2в). Давление в резонаторе снижается до значения  $P_H$ , меньшего, чем в струе, в результате чего вновь начнётся заполнение полости [37]. Такой циклический процесс заполнения-опустошения резонатора называется релаксационной моделью работы генератора Гартмана.

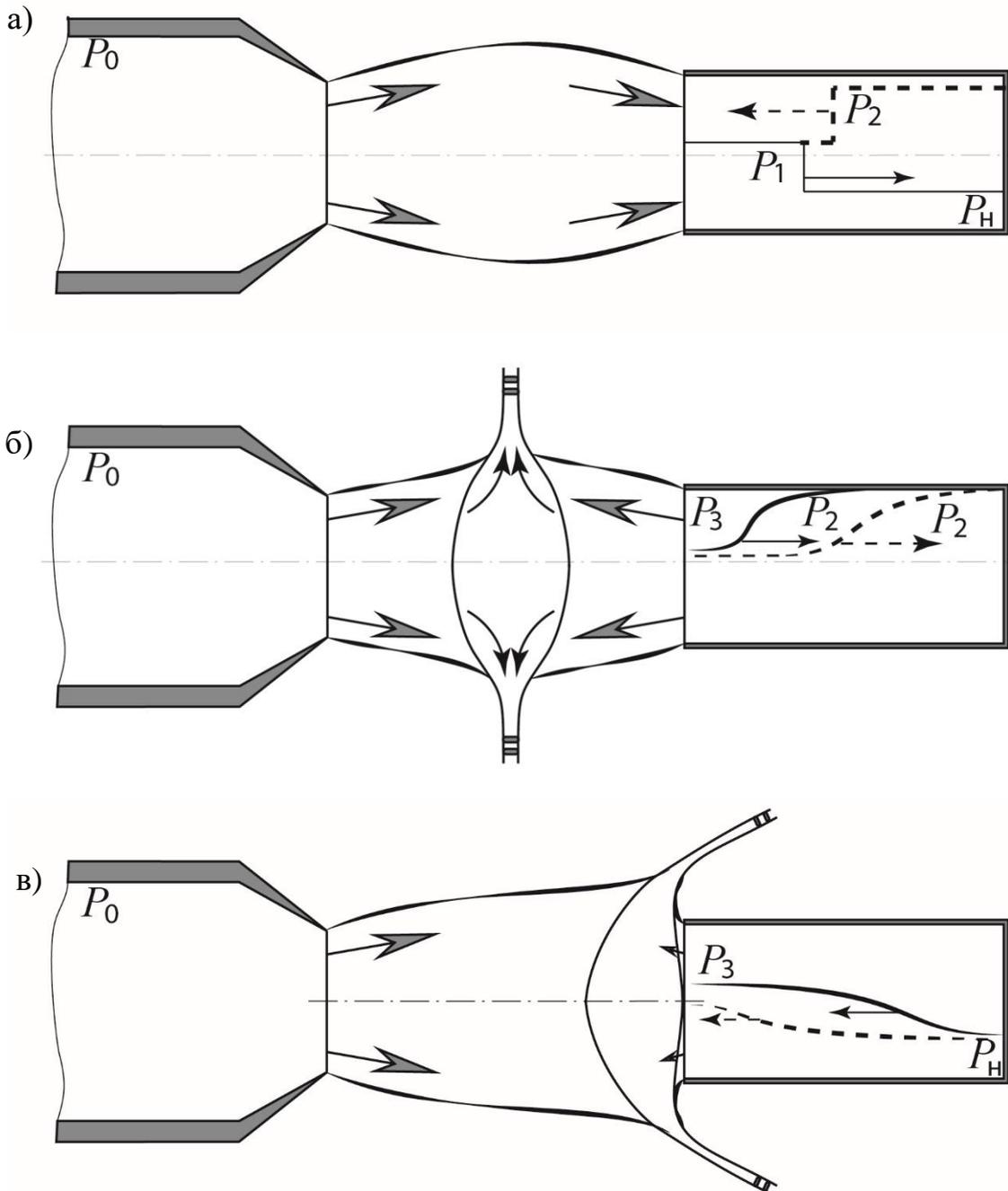


Рис. 1.2. Релаксационная теория: а) – заполнение резонатора струёй; б) – разгрузка резонатора; в) – уменьшение давления в резонаторе, снижение давления резонатора до изначального значения.

Источником звука в данной теории является осциллирующий столб газа, втекающий и истекающий из полости. На параметры результирующего звука в таком случае влияет геометрия резонансной трубки [79]. Частота сигнала определяется по формуле Гельмгольца (0.1) для собственной частоты резонатора соответствующей формы (цилиндрической)

$$f = \frac{c}{4(l+0,3d)}, \quad (0.1)$$

где  $c$  – скорость звука,  $l$  – глубина резонатор,  $d$  – диаметр резонатора.

Из вышеописанной релаксационной теории следует, что на частоту излучения влияет только геометрия резонатора. Однако эксперименты показывают, что на частоту также оказывает влияние расстояние между соплом и резонатором [15, 20]. Как на частоту, так и на амплитуду колебаний влияет также загруженность ближнего поля устройства: помещение вокруг струи кольца (рис 1.3) или экранирующей стенки вблизи устройства приводит к изменению режима генерации [63]. Плавное уменьшение глубины резонатора приводит к нарастанию частоты. Таким образом, можно свести объём резонатора к нулю, оставив в потоке резонансную пластину [68]. При этом эффект Гартмана будет существовать, несмотря на то что резонансной полости в потоке больше нет. Однако в таком случае амплитуда колебаний будет значительно ниже, чем в случае с полным резонатором [58, 80]. Вышеперечисленные факты сложно объяснить, следуя релаксационной теории [62].

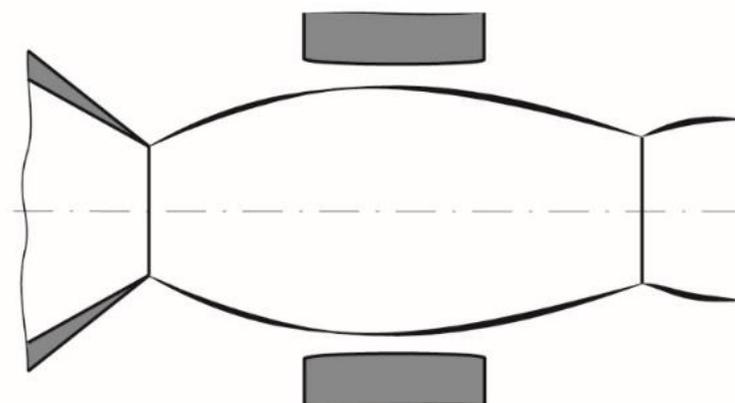


Рис. 1.3. Экран (кольцевой) вблизи струи.

**Резонансная теория.** Релаксационный механизм хорошо описывает возникновение низкочастотных колебаний в свистках Гартмана с полыми трубками, но колебания, возникающие при помещении отражающего диска в область неустойчивости струи, объясняются резонансной теорией. Отметим также, что подобное явление происходит при направлении двух струй друг на встречу другу и их столкновении. Помещение отражающей поверхности в струю приводит к смещению диска Маха ближе к соплу (рис. 1.4). Расстояние, на которое сместится скачок уплотнения, зависит от объёма газа, заторможенного преградой, и её размеров [81]. Изменение позиции отражателя относительно сопла по-разному влияет на положение скачка уплотнения. При близком расположении преграды к соплу диск Маха устойчив. Однако на некотором расстоянии от сопла до отражателя скачок совершает высокочастотные колебания. Возникают такие колебания в результате развития возмущений в струе. Возмущения, возникающие на границе диска Маха, могут двигаться только вниз по потоку в сторону отражающего экрана, поскольку перед скачком сохраняется сверхзвуковая скорость [56]. Двигаясь вниз по потоку, возмущение сталкивается с жестким экраном и отражается от него в направлении к диску Маха. По достижении скачка, отражённое возмущение взаимодействует с ним, в результате чего возможно усиление изначального колебания диска Маха, что в свою очередь приводит к зарождению новых более мощных возмущений. Новые возмущения, имеющие большее давление, повторяют цикл отражений, увеличивая амплитуду осцилляций скачка уплотнения [65]. Процесс усиления скачка будет длиться до тех пор, пока потери энергии из-за трения воздуха и излучения не сравняются с энергией, приносимой отражённым возмущением [59, 63]. Вышеописанный механизм возникновения и развития колебаний диска Маха принято называть резонансным. Возникающие при этом колебания происходят в высокочастотном спектре, как правило, в ультразвуковом.

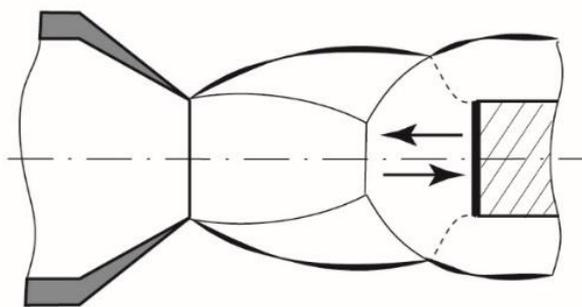


Рис. 1.4. Резонанс струи с преградой в струе.

Таким образом, рассмотренные подходы к описанию механизма генерации колебаний в свистках Гартмана можно условно разделить на низкочастотный – релаксационный (инфразвук и слышимый спектр частот) и высокочастотный – резонансный (высокочастотная часть слышимого спектра и ультразвук).

**Влияние расстояния между срезом сопла и кромкой резонатора.** В зависимости от расстояния сопло-резонатор  $S$  определяется область существования эффекта Гартмана. Для её локализации рассмотрим зависимость интенсивности формируемого акустического сигнала от исследуемого параметра (рис 1.5). На представленной зависимости можно выделить ряд областей, при расположении в которых кромки резонатора проявляются разные режимы генерации звука. Область **I** начинается при нулевом зазоре между соплом и резонатором. В этом случае в спектре наблюдается шум, характерный для струи, и эффект Гартмана не проявляется. Область **II** расположена в дозвуковой части первой «бочки» струи. Во второй области формируется область существования эффекта Гартмана. Помещение резонатора во вторую область приводит к нарастанию давления вблизи свистка со значений, близких к фоновому шуму. При расположении резонатора в данном месте струи происходит выход на режим работы устройства, в котором интенсивность колебаний нарастает от уровня шума до высокой, характерной для свистка Гартмана. **III.** Генерация колебаний максимальной интенсивности достигается при установке резонатора в тех областях струи, где реализуется эффект Гартмана [20]. В описанной области

происходит торможение потока газа, что и является определяющим моментом в генерации колебаний [17, 74, 58]. **IV**. Эффект ограничен не только снизу, но и сверху. По мере удаления резонатора от сопла происходит выход из режима высокоинтенсивных колебаний с сопутствующим уменьшением уровня давления. **V**. После падения давления в спектре преобладают фоновые шумы, происходит запираение полости, в результате чего интенсивность звука сравнима с тем, что получен в случае взаимодействия струи со стенкой, т.е. достигается уровень шума. Пятая область аналогична первой по параметрам, за ней давление снова нарастает, аналогично области **II**. В результате формируется периодическая картина снижений и нарастаний амплитуды колебаний давления, коррелирующая с периодичной бочкообразной структурой струи [11, 74]. Определение области струи, в которой возникают колебания с наибольшими амплитудами, является важной задачей, актуальной для каждого устройства [22]. Изучению области существования эффекта посвящено много исследований, начиная работами Гартмана и заканчивая современными трудами [11, 20, 74].

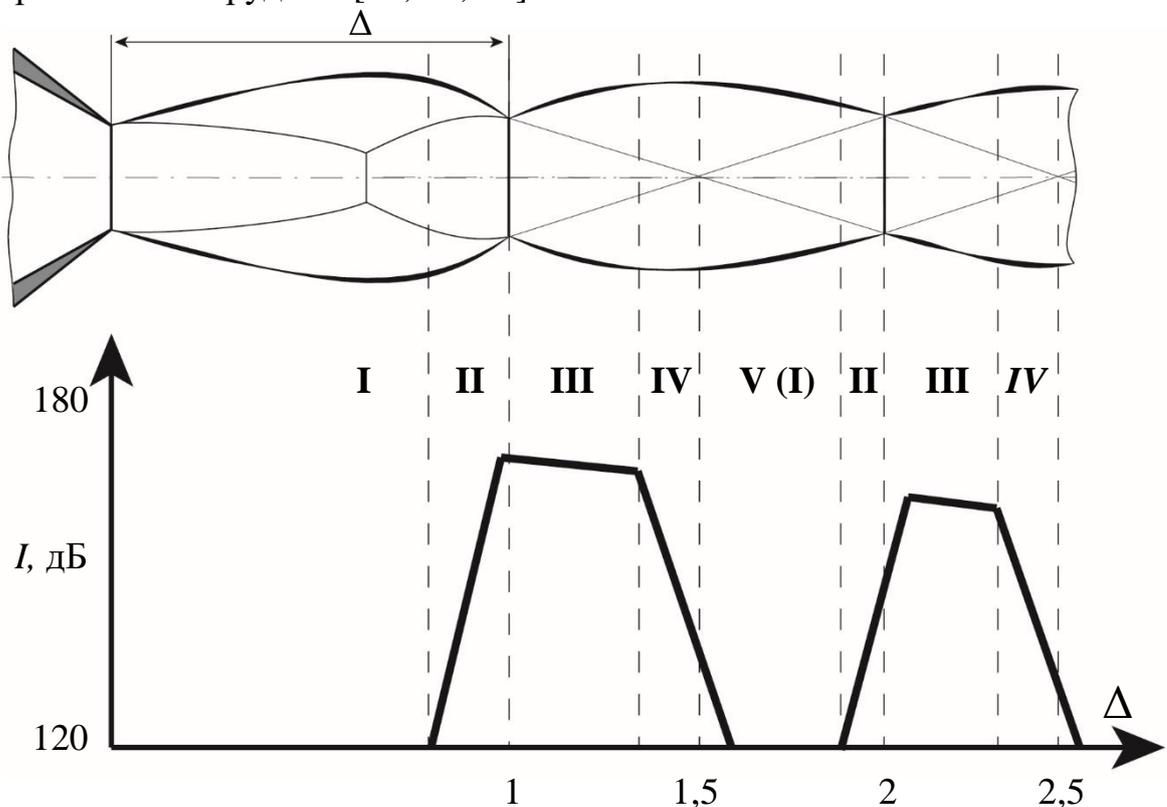


Рис. 1.5. Схематическая иллюстрация области существования эффекта Гартмана при помещении в нерасчётную струю резонатора (штриховые линии).

В результате исследований [15, 23] даны рекомендации располагать кромку резонансной полости в последнюю треть бочки, где возникают максимальные давления. Похожие рекомендации устанавливать резонирующую полость в конце второй трети бочки или в середине области существования эффекта даны в работах [26, 82]. В исследовании [74] закреплено понятие области существования эффекта Гартмана и обобщены её границы в пределах одной длины бочки невозмущённой струи снизу и полутора длин бочки ( $\Delta \leq S \leq 1,5\Delta$ ).

Помимо описанного влияния на область существования эффекта Гартмана, расстояние между соплом и резонатором также определяет частоту колебаний формирующегося сигнала [11, 15, 27]. Такое влияние обусловлено удалением дна резонатора от среза сопла при неизменной глубине полости. Другими словами, совокупность расстояния между соплом и резонатором и глубины резонатора является эффективной глубиной свистка. Резонатор (глубина полости) же, в свою очередь, является основным элементом, задающим частоту колебаний в системе [62]. Сильная взаимосвязь параметров вынуждает исследователей и изобретателей рассматривать параметры создаваемых технических устройств комплексно и учитывать взаимное влияние всех элементов системы.

**Влияние глубины резонансной полости.** Как указано выше, на частоту колебаний резонирующей системы наибольшее влияние имеет глубина резонирующей полости  $l$ . Изменение глубины резонатора от нулевого значения (преграды) до больших калибров приводит к изменению газодинамических параметров формируемого акустического потока. Такое влияние определяется временем, за которое газ заполняет полость и начинает истекать из резонатора. Для его описания применяется полуэмпирическая формула Гельмгольца (0.1) [11, 14, 15]. С помощью которой удаётся достоверно оценить связь глубины полости и основных частот колебаний. Однако имеются и отклонения, свойственные высоким частотам (рис. 1.6 линии 1 – 3). При увеличении глубины наблюдаются переходные участки, на

которых частота меняется скачкообразно. С ростом глубины резонатора такие переходные участки возникают всё реже [83].

Увеличение расстояния между диском Маха струи и дном резонатора и его объёма приводит к снижению частоты цикла заполнения – опустошения резонатора. Классические свистки Гартмана имеют соотношение глубины резонатора к его диаметру  $l/d = 1$ , однако впоследствии исследовались устройства большего калибра. Оптимальным соотношением, по мнению Гартмана, являются свистки с  $0,6 < l/d < 1$  [20, 22]. К похожим выводам пришли и другие исследователи, получившие максимальные колебания давления при соотношении  $l/d = 1$  [36]. Однако наличие конструктивных особенностей в устройстве может значительно изменить оптимальные значения геометрических параметров.

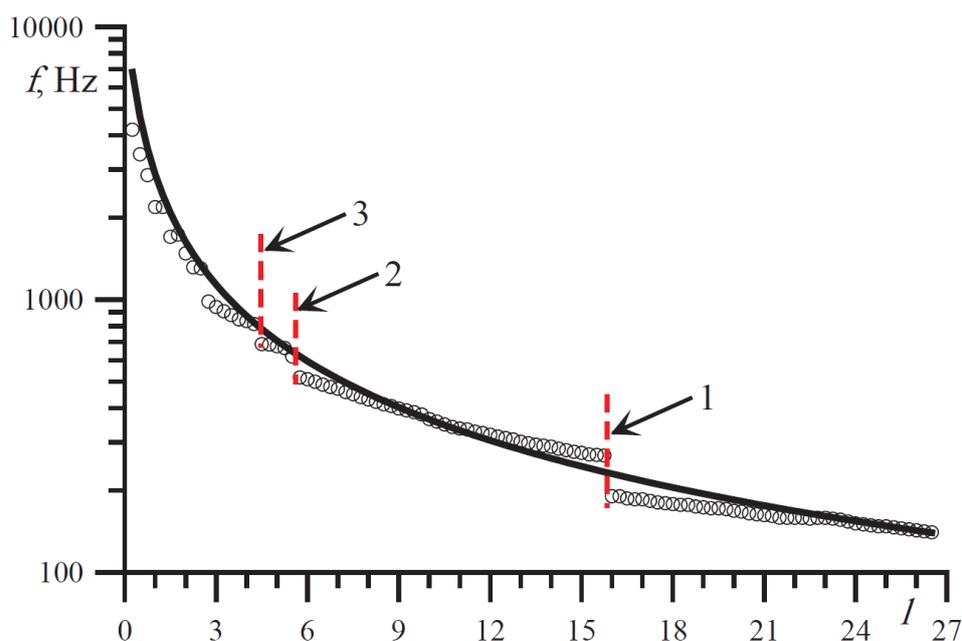


Рис. 1.6. Распределение собственных частот с изменением глубины резонансной полости [83] (точки – экспериментальные данные, линия – расчётные значения по формуле Гельмгольца).

Важной особенностью течений в тракте вышеописанных биканальных систем (рис. 3) является перепад температур между рабочей частью и резонатором. Взаимодействие волн в резонаторе приводит к резкому нагреву газа до нескольких сотен градусов Цельсия, создавая сложное поле температур в системе, при этом у кромки резонирующей полости температура не превышает комнатную. Особенно ярко эффект нагрева проявляется в системах с глубокими резонаторами, т.к. в них взаимодействие волн, приводящее к прогреву стенок полости происходит в большем объеме [31 – 32]

Для систем с глубокими резонаторами характерен нагрев торцевой стенки до высоких значений. Например, при акустических колебаниях в 120 дБ резонансная полость в 20 калибров нагревается до 200°C [84]. Воздействие температур потока на резонансные полости зависит от формы и материала, из которого изготовлена конструкция [58]. Так, для деревянного резонатора была достигнута температура на торце почти в 400°C, в результате чего торцевая стенка была прожжена насквозь. Наибольшие температуры, как правило, достигаются в конических резонаторах. Температура выше 450°C достигнута для конического резонатора, сделанного из металла. Следует отметить, что высокие температуры в резонаторе реализуются и в малых полостях при использовании теплоизолирующих материалов. Так, в резонаторе с глубиной в 3 калибра возможно достичь значения 630°C [42]. Изменение условий теплоизоляции влияет на газодинамические характеристики потока в полости, что отражается на прогреве полости [85], а также на акустических параметрах свистка.

**Влияние отношения диаметра резонатора к соплу.** Немаловажным параметром устройства свистка Гартмана является соотношения диаметров сопла и резонатора  $K = d/d_c$ . Классическое соотношение соответствует  $K = 1$ , однако Гартманом были рассмотрены и варианты с большим значением  $K$  [20, 22]. От соотношения диаметров зависит процесс затекания струи внутрь резонатора. Необходимо, чтобы струя была полностью поглощена полостью, но при этом не происходило истечения вдоль стенок, приводящее к потерям

давления внутри резонатора. Резонатор устанавливается в место, где струя имеет либо максимальное сечение ( $S = 1,5 \Delta$ , где  $\Delta$  – длина бочки струи), либо стремится к сечению, сравнимому с площадью среза сопла ( $S = \Delta$ ) [58]. Исходя из этих соображений оптимальным выбором будет резонансная полость с сечением, несколько большим, чем сопло. Эксперименты подтверждают такой вывод: при соотношении  $K = 1,33$  амплитуда колебаний, созданных генератором, значительно увеличивается [37]. Обширное исследование резонансных конфигураций выявило диапазон оптимальных значений  $K = 1,6 – 1,66$ . Повышение  $K$  в некоторых случаях приводит к повышению амплитуд [27, 69]. Вопрос об оптимальном соотношении  $K$  является открытым ввиду большого количества исследуемых конфигураций и особенностей течения в каждой из них.

**Влияние формы резонансной полости.** Форма резонирующей полости оказывает существенное влияние на амплитудно-частотные характеристики генерируемого звука. К геометрическим параметрам, характеризующим форму резонатора, относятся: форма кромки резонансной полости (фаски и скосы), форма резонатора (цилиндр, конус и т.д.), форма дна резонатора (плоская, скруглённая, коническая).

**Кромка резонатора.** В экспериментальном исследовании [86] проводится оценка влияния толщины кромок резонатора на частоту излучения в генераторах Гартмана. Показано, что при увеличении толщины кромок в амплитудно-частотных спектрах могут возникать новые гармонические семейства тонов. Частота новых тонов совпадает с тонами, создаваемыми при столкновении сверхзвуковой струи со стенкой. Наблюдается высокочастотный ряд тонов, индуцируемых низкочастотными семействами. При этом в случаях, когда в спектре возникают оба дополнительных семейства тонов, зафиксировано снижение давления на торцевой стенке резонатора. Геометрия кромки резонирующей полости свистка Гартмана рассмотрена в [75]. Проводится сравнение частот и амплитуд излучений в системе с различным скосом среза резонаторов. Сравнивались резонансные полости с

фаской ( $15^\circ$  и  $30^\circ$ ) на внутренней и внешней части полости. Показано, что в качестве усилителя акустических колебаний лучше подходят резонаторы с фаской на внутренней стороне резонансной трубки [75, 87]. Также отмечается, что свистки, скошенные внутри, обладают более высокими частотами: при угле скоса  $30^\circ$  основная частота свистков, скошенных внутри равна 3 кГц (165 дБ), а внешне скошенных 1,8 кГц (155 дБ). С помощью колебаний, создаваемых аэродинамическим свистком с цилиндрическим резонатором со скошенной кромкой возможно создать устройство, управляющее гиперзвуковым пограничным потоком [88]. Отмечается наличие гармоничного сигнала с частотой свыше 26 кГц и нагрев газа в полости до  $70^\circ\text{C}$ . Максимальное значение амплитуд достигает 70 дБ (уровень звукового давления 50 Па) на расстоянии 200 мм от резонатора.

**Форма полости.** Помимо размеров резонатора, на параметры излучения имеет влияние форма внутренней части полости, поэтому исследования различных конфигураций достаточно актуальны. Применение резонаторов с большим объёмом (ступенчатые, колбы) приводит, как правило, к генерации колебаний с большими интенсивностями, но с меньшей частотой звука, что связано с более долгим заполнением полости [22, 77]. Различные формы резонаторов сравниваются в [76]. Показано, что частота колебаний цилиндрического резонатора (4 кГц) меньше частоты у соответствующего конического (6,3 кГц). В спектрах как конических, так и цилиндрических резонаторов обнаружены два вида пиков, не связанных гармонически: низкочастотные пики с основной частотой 2,3 кГц и высокочастотные пики до 60 кГц.

**Форма дна резонансной полости** вносит свой вклад в акустические параметры устройства [37]. Торец, выполненный в форме плоскости, является классическим и позволяет создавать колебания со значительными интенсивностями (135 дБ). Устройство с конической формой дна резонатора также создаёт высокоинтенсивные осцилляции. Выпуклость конуса имеет значение: выпуклое в сторону открытой кромки резонатора дно генерирует

более мощный шум (132 дБ), чем резонатор с выпуклостью в противоположную от кромки сторону (125 дБ). Свистки с торцом другой формы, в том числе сферической, уступают в интенсивности (117 – 125 дБ).

**Давление в форкамере**, как отмечается в экспериментах слабо влияет на частоту, что позволяет пренебрегать этим параметром при вычислении частоты генерируемого сигнала [11, 89]. Однако, отмечено влияние давления в форкамере на область существования эффекта Гартмана. Диапазоны давлений в форкамере, при которых существует режим высокоинтенсивных колебаний, называются областями существования эффекта Гартмана [74]. Давление в форкамере имеет прямое влияние на длину бочки. Изменение давления приводит к соответствующему изменению длины бочки струи, и положение резонатора относительно структуры струи меняется, смещается и область существования эффекта Гартмана. Можно отметить сходство взаимосвязи параметров с влиянием зазора сопло-резонатор. С увеличением давления область высокоинтенсивных колебаний значительно уменьшается [37, 78]. Таким образом, при определении области существования эффекта Гартмана необходимо также учитывать давление в форкамере.

**Дополнительный резонансный канал.** Ряд работ посвящён усовершенствованию стандартного генератора Гартмана. Помещению канала сопло-резонатор в дополнительный внешний контур посвящены статьи [21, 35, 36, 55]. Установлено, что закрытые излучатели генерируют более мощные сигналы, прирост составляет примерно 20 дБ. Определена оптимальная глубина дополнительной полости, при которой амплитуда максимальна: глубина внешнего канала должна быть кратна половине длины волны. При этом отмечается, что худший режим работы резонатора при глубине, близкой четверти длины волны. В биканальных устройствах возможна генерация высокоамплитудных тонов со значением интенсивности колебаний до 185 дБ [44, 63, 83]. Применение дополнительного канала в системе позволяет направить энергию потока в нужном направлении и сконцентрировать для решения прикладных задач.

### 1.1. Физическое исследование генерации высокоинтенсивных акустических потоков в биканальной струйной установке

В данном параграфе исследуется акустическая установка (рис. 1.7), состоящая из двух перпендикулярно пересекающихся каналов. Подобная компоновка называется биканальной, а исследуемое устройство в дальнейшем будем называть биканальной системой. Первый канал состоит из соосно расположенных форкамеры (1) с дозвуковым сужающимся соплом (2) и резонатора (3) цилиндрической формы. Диаметр резонансной полости составляет  $d = 20$  мм, а диаметр сопла  $0,5d$ . Первый канал является свистком Гартмана, который генерирует акустические колебания. Второй канал квадратного сечения состоит из дополнительного резонатора (4) с закрытой торцевой частью и рабочей части (5) со свободным выходом. Внутри форкамеры установлены датчики, фиксирующие динамическое и статическое давление перед соплом. В качестве датчика применяется пневмометрический насадок – трубка Пито-Прандтля малого сечения. Полученные значения поступают на стрелочные манометры и используются для определения влияния входного давления на АЧХ системы. До начала экспериментов газодинамические параметры в тракте биканальной системы соответствуют нормальным условиям  $P_a = 1$  атм.,  $T = 20$  °С,  $u = 0$  м/с, а давление в форкамере варьируется от 0 до 10 атм.

Для регистрации пульсационных параметров формирующегося газодинамического потока в тракте технического устройства установлен пьезоэлектрический датчик ЛХ-610. Зафиксированные датчиком параметры направляются на аналого-цифровой преобразователь L-card E440 и визуализируются с применением программы PowerGraph для дальнейшего анализа персоналом научной лаборатории.

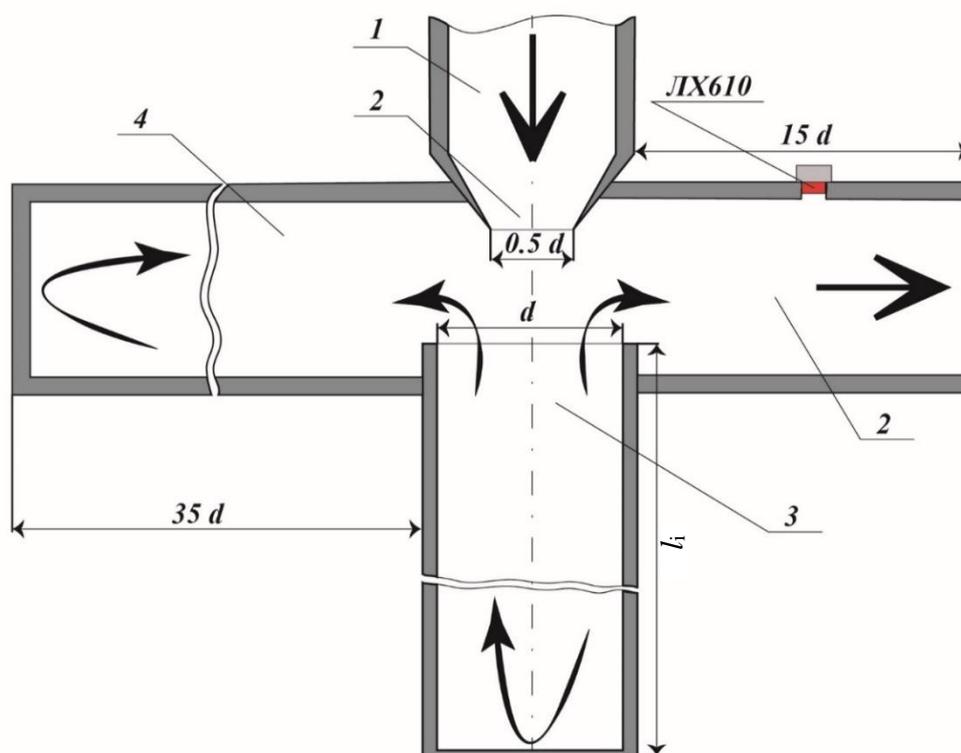


Рис. 1.7. Схематичное изображение экспериментального стенда биканальной системы.

Полученные экспериментальные данные представляются в виде амплитудно-частотного спектра. Амплитуда колебаний, полученная с помощью пьезодатчика, измеряется в вольтах  $U$ . Общепринятыми единицами измерения давления звука являются децибелы, следовательно, необходимо произвести перевод данных с помощью формулы

$$I = L_{\text{тар}} + 20 \lg(U/U_{\text{тар}}),$$

где  $I$  – интенсивность сигнала,  $L_{\text{тар}}$  – интенсивность эталонного устройства, с помощью которого производится тарировка,  $U_{\text{тар}}$  – напряжение датчика при процедуре тарировки. Тарировка проводится перед анализом данных с применением эталонного пистона ПП-110а со следующими параметрами: постоянный уровень звукового давления 118-126 дБ, абсолютная погрешность не превышает 0,3 дБ, частота генерируемых синусоидальных колебаний  $(285 - 315) \pm 0,3$  Гц.  $U_{\text{тар}}$  находится, как сумма среднего значения напряжения и среднеквадратичного отклонения  $\Delta_{\text{тар}}$

$$\Delta_{\text{тар}} = \sqrt{\sum_{i=1}^n \frac{U_i - \bar{U}}{n(n-1)}}.$$

Сопоставив тарифовочные значения напряжения со значениями давления звука эталонного излучателя получим  $U_{\text{тар}} = 10,4 \pm 0,6$  мВ.

Вопрос достоверности полученных в эксперименте данных решается повторяемостью замеров параметров. Также применяется усреднение данных средствами PowerGraph. Каждое исследование имеет своё требование к доверительным интервалам. Следует учитывать, что в различных областях эффекта Гартмана происходят разные процессы в потоке. При больших амплитудах из-за нелинейности волновых процессов требования к доверительным интервалам выше, что приводит к большим количествам экспериментальных замеров на высокоинтенсивных режимах работы устройств. В большинстве работ доверительная вероятность 95% является достаточной. В области выхода на режим и с режима звучания такое условие достигается тремя замерами данных. В области высокоинтенсивного звучания наблюдается большой разброс значений, что повышает требование к количеству проводимых экспериментов. В большинстве случаев пяти замеров достаточно для удовлетворения доверительных условий. На рис. 1.8 показан разброс давлений звука и частоты в соответствии с доверительными интервалами. В дальнейшем результаты эксперимента будут приводится в виде средних значений для удобства восприятия данных.

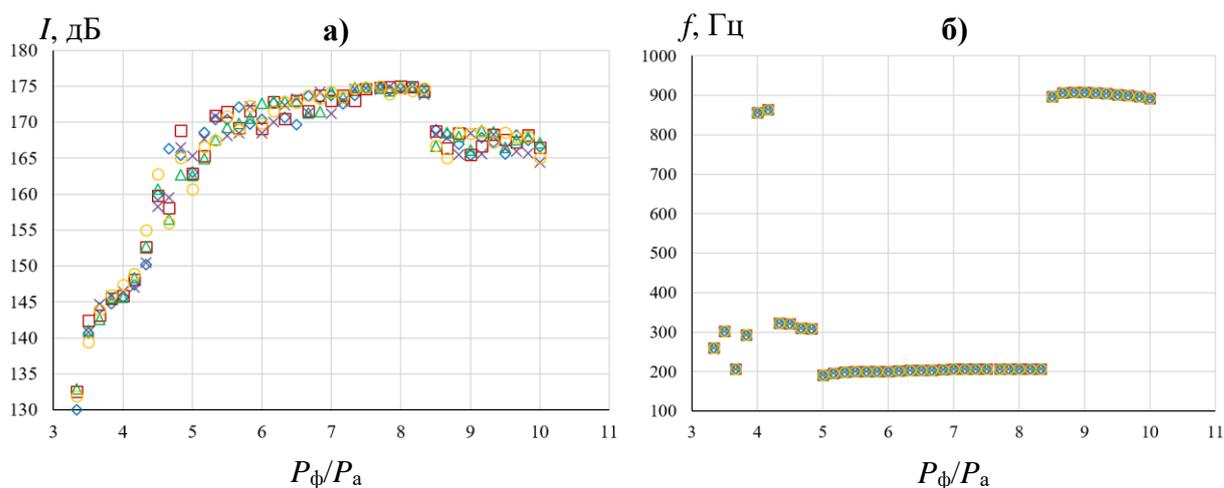


Рис. 1.8. Разброс экспериментальных данных а) амплитуд; б) частот с изменением давления в форкамере.



давлениях до 4 атм. (рис. 1.10а); **II.** установившийся высокоинтенсивный или оптимальный режим работы генератора (рис. 1.10б); **III.** затухание колебаний при высоких давлениях более 8 атм. (рис. 1.10в).

При низких и высоких давлениях в спектре преобладает первая гармоника, однако с выходом на режим высоких интенсивностей преобладает вторая гармоника. Наибольший интерес представляет режим высокоинтенсивных колебаний, так как в нём реализуются нелинейные физические процессы [80]. На втором этапе при высокоинтенсивном режиме работы системы отчетливо выделяются характерные максимумы в АЧХ, представляющие собой гармоническую последовательность основной прогнозируемой частоты. Основная частота оценивается с помощью формулы Гельмгольца (0.1). Доминирующая вторая гармоника имеет частоту 250 Гц и амплитуду от 130 до 140 дБ, тогда как амплитуда первой гармоники на частоте 125 Гц составляет от 127 до 132 дБ. Пики в спектре с частотой 375, 500, 625, 750, 875, 1000 Гц видны на рис. 1.10б, что соответствует 3-8 гармоникам, но их интенсивность значительно ниже. Амплитуды 5-й и 7-й гармоник малы и почти сравнимы с фоновым шумом.

Переход ко второй гармонике сопровождается резким увеличением частоты и интенсивности всех гармоник (рис. 1.11а) и сохраняется до окончания высокоинтенсивного режима работы, о котором свидетельствует резкое снижение амплитуды всех тонов. При увеличении давления в форкамере наблюдается незначительное увеличение частоты колебаний (рис. 1.11б). При высоком давлении ( $\geq 6,5$  атм.) амплитуда гармоник повышается и сохраняется высокой до момента затухания колебаний при 9,3 атм. Рассмотрим изменение интенсивности на примере 3 и 4 гармоник. Видно, что амплитуда кратных гармоник значительно меньше амплитуд первой и второй гармоник во всём диапазоне существования акустического спектра.

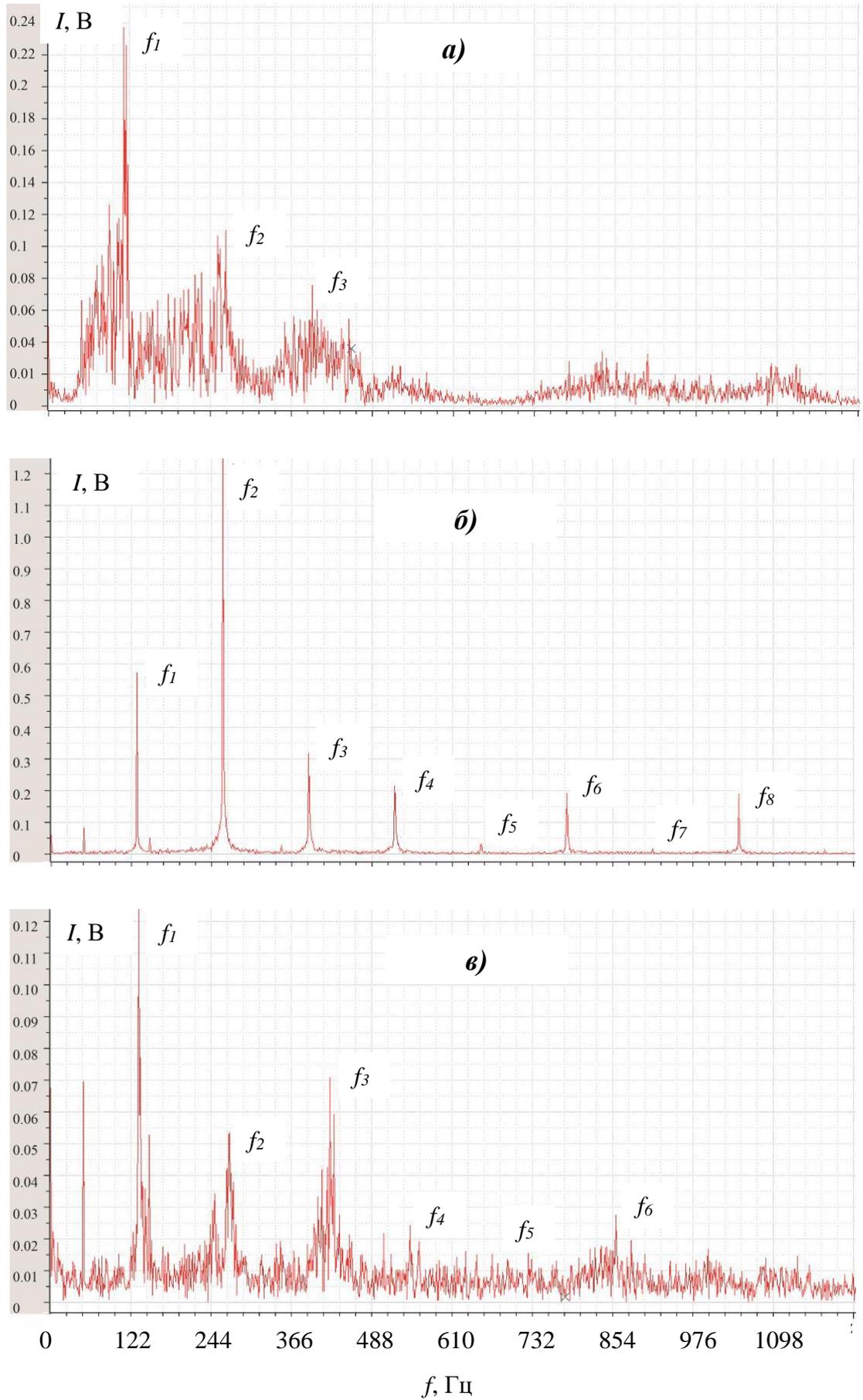


Рис. 1.10. Амплитудно-частотные спектры для характерных режимов возникновения эффекта Гартмана при а)  $P_{\Phi}/P_a = 4,9$ ; б)  $P_{\Phi}/P_a = 6,9$ ; в)  $P_{\Phi}/P_a = 8,7$  ( $l/d = 30$ )

Изменение интенсивности гармоник в зависимости от давления в форкамере носит немонотонный характер, что естественно для процессов колебания. На рис. 1.11 штрихами выделены характерные спектры для каждого из режимов работы генератора. В интервале между режимами **I** и **III** значение основной гармоник остается практически постоянным, а динамика второй, третьей и четвертой гармоник носит немонотонный характер с максимумом. Таким образом, область **II** соответствует режиму колебаний собственной частоты резонатора при наибольшей интенсивности осцилляций, что позволяет назвать её областью высокоинтенсивного колебательно режима.

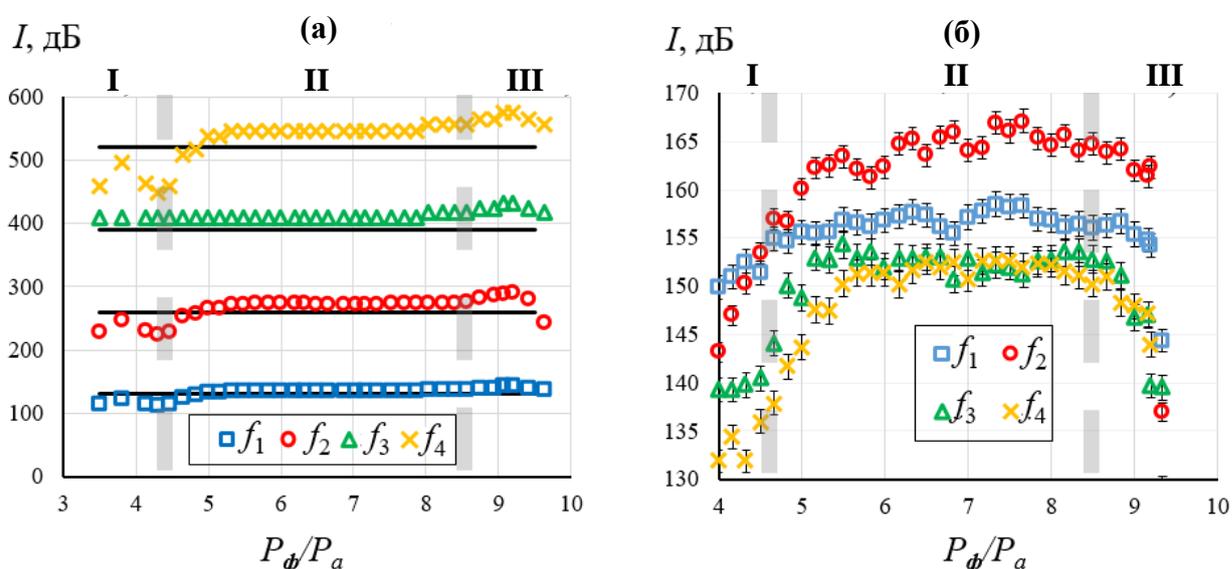


Рис. 1.11. Сравнение характерных (а) частот и (б) интенсивностей акустических гармоник при изменении давления в форкамере при  $l/d = 30$  (черные линии — расчетные значения частот соответствующих гармоник).

Экспериментально изучено влияние глубины резонатора на частоту и интенсивность генерируемого акусто-конвективного течения. Анализ данных показал, что уменьшение глубины резонатора  $l/d$  приводит к смещению основной частоты в сторону больших значений. В частности, максимальная интенсивность 167 дБ реализуется для второй гармоник при  $l/d = 31,5$  и частоте 245 Гц, а при  $l/d = 23,5$  – интенсивность минимальна: 157 дБ при частоте 310 Гц (рис. 1.12а). Отмечено, что глубина резонатора влияет на интенсивность генерируемого звука. Большие глубины соответствуют

большей интенсивности: при уменьшении относительной глубины резонатора с 31,5 до 23,5 интенсивность увеличивается на 10 дБ (рис. 1.12б). Звук высокой интенсивности наблюдается при значениях статического давления в форкамере в диапазоне 4 – 10 атм., который будем называть оптимальным. При уменьшении глубины резонатора наблюдается тенденция к сужению области существования эффекта Гартмана. Так, для наиболее глубоких полостей выход на режим высокоинтенсивных колебаний (переход ко второй гармонике) наблюдается в диапазоне давлений от 4,4 до 9,7 атм., когда для резонаторов с меньшей глубиной при 5,8 – 8,3 атм. (рис. 1.12а).

Проведено сравнение экспериментально полученных данных с теоретическим значением собственной частоты Гельмгольца для резонаторов соответствующей формы (0.1). Частоты, определяемые по формуле Гельмгольца, хорошо согласуются с экспериментальными данными, в особенности для первых двух гармоник. Частоты субгармоник сравниваются с собственной частотой соответствующей гармоники, помноженной на волновое число (рис. 1.13). Видно, что как экспериментальные данные, так и расчетные значения монотонно возрастают с уменьшением глубины резонатора. Увеличение расхождения между кривыми отчетливее заметно при малых значениях глубины, что также наблюдалось в работе [72].

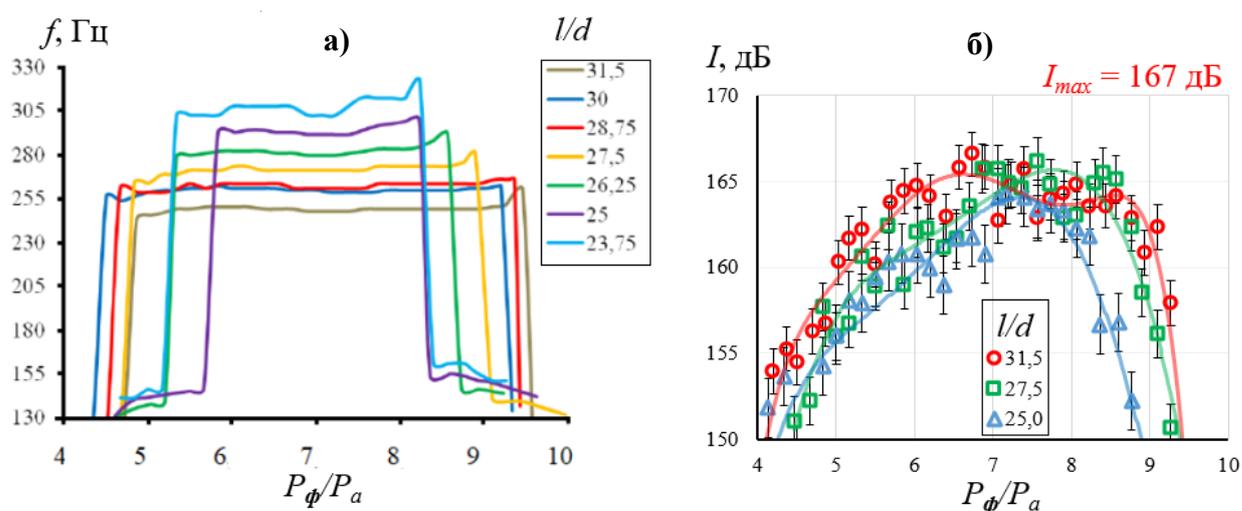


Рис. 1.12. Сравнение а) частоты и б) интенсивности ( $l/d = 30$ ) гармоник акустического сигнала для различных значений глубины резонатора  $l$ .

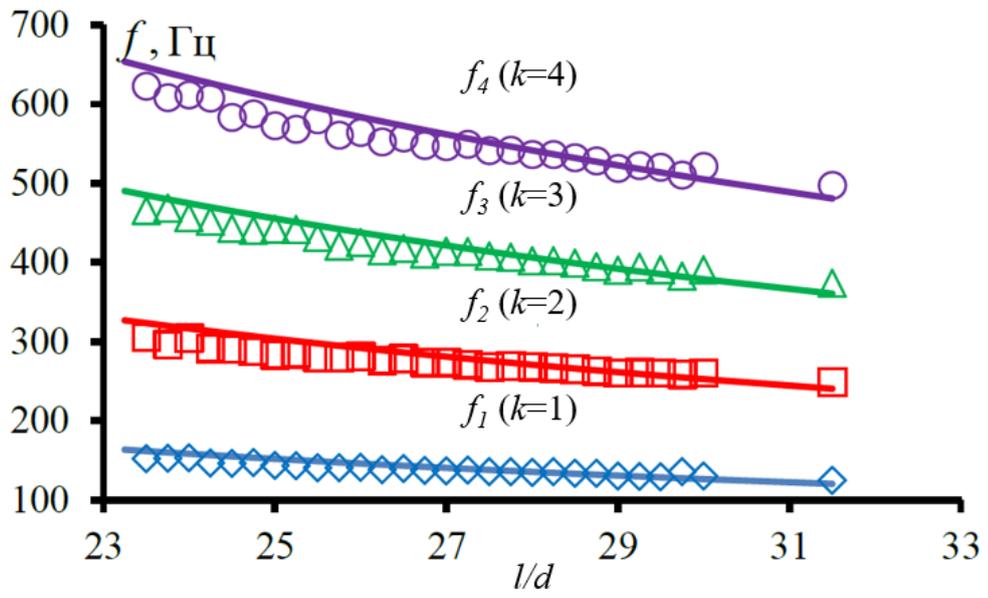


Рис. 1.13. Сравнение частот сигнала с теоретическим значением собственной частоты Гельмгольца по гармоникам 1-4. ( $S/d = 1,75$ )

### 1.3. Исследование газодинамического потока в тракте акустического устройства в системе сопло-резонатор

Важным вопросом в работе генераторов Гартмановского типа является влияние расстояния между соплом и резонатором на режим работы устройства. Данный раздел посвящён исследованию величины зазора сопло-резонатор и его влияния на АЧХ формирующегося акусто-конвективного потока в биканальной системе (рис. 1.7). В экспериментальном исследовании проводится измерение параметров потока с помощью датчика давления в рабочей части при разных положениях кромки резонансной полости относительно среза сопла. Исследования проводились для пяти вариантов расположения кромки резонансной полости относительно среза сопла:  $S_i = 0,2d - 2,2d$ , где  $S_i$  – зазор между соплом и резонатором (рис.1.14). Глубина резонансной полости для исследования зафиксирована на значении  $l/d=15$ .

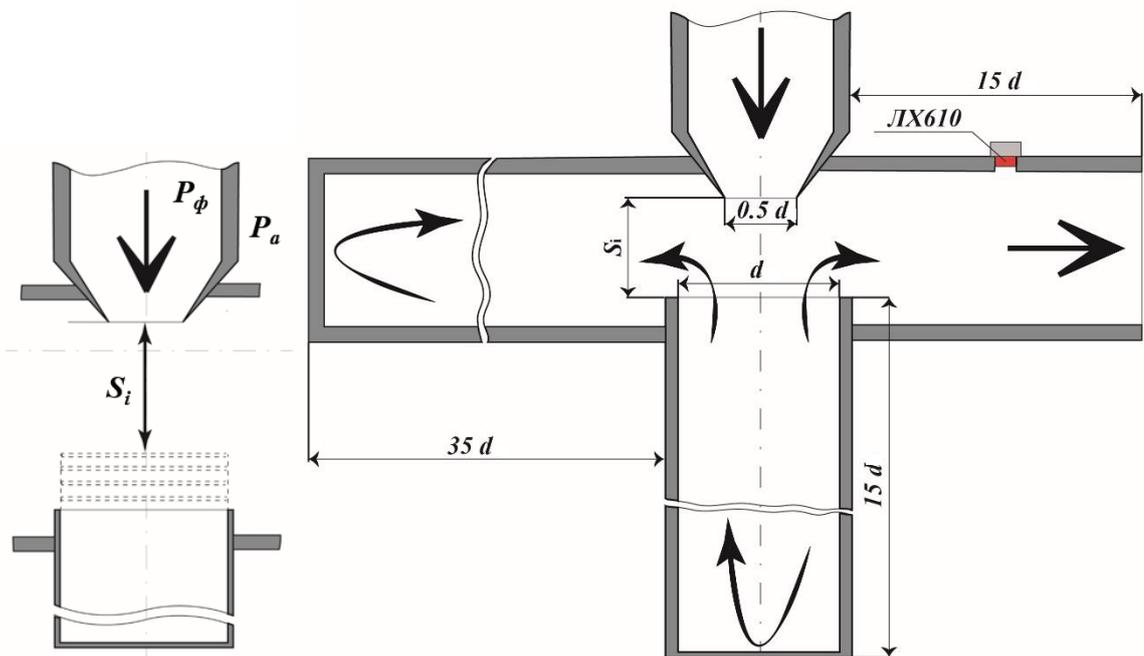


Рис. 1.14. Схема биканальной системы с изменяемым расстоянием между соплом и резонатором.

**Амплитудно-частотные характеристики систем с небольшим зазором.** Рассмотрим изменение АЧХ с перемещением кромки резонатора относительно среза сопла в основном канале биканальной системы. На рис. 1.15 продемонстрировано, что при небольшом зазоре между соплом и резонатором (до  $S/d = 0,8$ ) наблюдается высокочастотный сигнал в 1,44 кГц. При этом амплитуда колебаний достигает относительно невысоких значений 147 – 151 дБ. Полученные данные можно сравнить с результатами численного исследования [90], где для частоты 4,8 кГц получена амплитуда 130 дБ. Похожий результат был получен в работе [69]. Сигнал был получен при помещении резонатора вплотную к соплу, а, генерируемые колебания сравнимы со звуком падения струи на стенку. Высокий тон регистрируемого сигнала связан с положением резонатора в струе. Резонансная полость помещается в разогнанный до сверхзвуковых скоростей поток (до диска Маха невозмущённой струи), в результате чего нарушается заполнение резонатора и реализуется резонансный сценарий работы генератора Гартмана [11]. Близкое расположение сопла и резонатора формирует уникальную конфигурацию свистка Гартмана, поскольку картина течения не имеет периодического повторения при переходе к последующим бочкам струи.

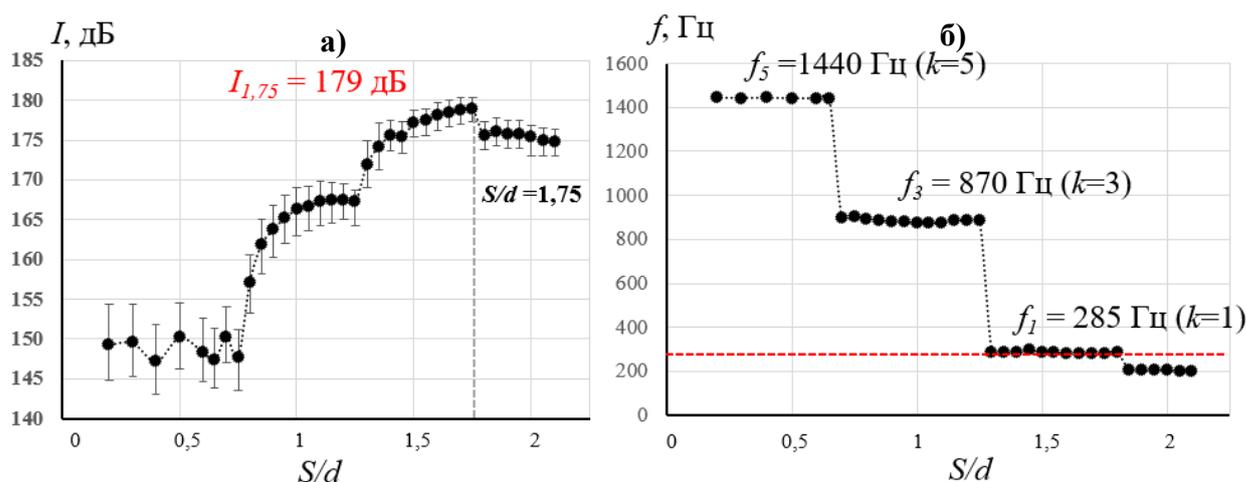


Рис. 1.15. Влияние зазора сопло-резонатор на а) амплитуду и б) частоту системы.

**Нарастание давления (оптимальный зазор).** Дальнейшее увеличение зазора сопло-резонатор приводит к нарастанию давления с падением частоты генерации, коррелирующей с частотой Гельмгольца. При этом нарастание

колебаний происходит в два этапа: параболическое нарастание интенсивности с выходом на постоянное значение к  $S/d = 1,3$  (167 дБ), что сохраняется до значения  $S/d = 1,4$ . При этом на первом этапе основная частота изменяется в диапазоне 874 – 903 Гц (среднее 885 Гц). После чего происходит переход к следующему этапу с частотой 279 – 295 Гц (среднее 283 Гц) При этом наибольшая интенсивность зафиксирована при зазоре  $S/d = 1,75$  – 179 дБ со значением  $f = 278$  Гц. После значения зазора  $S/d = 1,76$  происходит падение амплитуды, что означает выход из оптимальной области существования эффекта Гартмана.

***Падение давления (большой зазор).*** Увеличение зазора приводит к падению интенсивности колебаний. В данной работе зафиксировано падение интенсивности до 174 дБ. Дальнейшее исследование невозможно ввиду физических ограничений установки. Картина течения при больших зазорах качественно описана в [74, 83], что позволяет подтвердить циклический характер генераций.

***Оценка зависимости интенсивности колебаний от частоты.*** Имеет смысл отдельно отметить взаимосвязь амплитуды колебаний от их частоты (рис. 1.16). С ростом зазора между соплом и резонатором, а, следовательно, падением частоты колебаний, отмечается возрастание давления в рабочей части системы. При этом низкой частоте (200 – 300 Гц) соответствует высокая интенсивность 172 – 178 дБ, а для больших частот наблюдается большой диапазон значений давления звука 147 – 167 дБ. Высоким же частотам соответствуют наименьшие значения колебаний давления 147 – 150 дБ, поскольку такие частоты возникают при небольшом расстоянии сопло-резонатор и основным фактором в создании звуковых колебаний выступает колеблющийся диск Маха. Следует отметить, что переход к более низким частотам при удалении резонатора относительно сопла носит ступенчатый характер. При этом частота сигнала уменьшатся, переходя к более низким гармоникам, минуя чётные субгармоники, что свойственно для резонаторов с одной открытой кромкой.

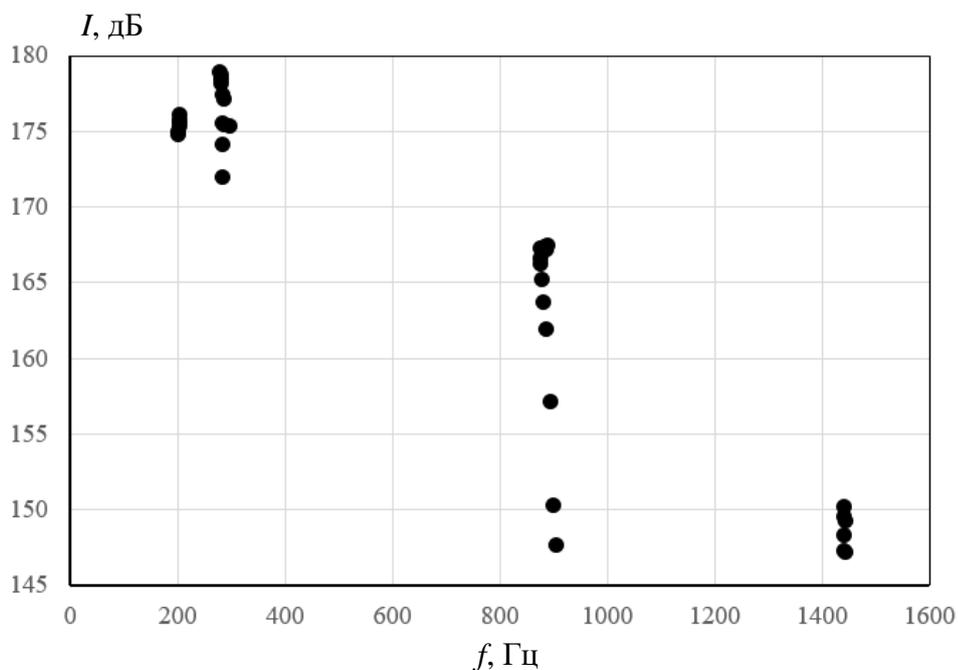


Рис. 1.16. Взаимозависимость частоты и амплитуды сигнала.

**Область существования эффекта Гартмана.** Получены данные о распределении интенсивности колебания (рис. 1.17а) и его частоты (рис. 1.17б) в зависимости от избыточного давления в форкамере установки. С ростом давления в форкамере увеличивается длина бочки, что и приводит к изменению характера генерации звука. При изменении давления в форкамере в диапазоне 3 – 4,3 атм. уровень звукового давления в рабочей части резко нарастает на величину  $\sim 40$  дБ. Следующий этап соответствует оптимальному режиму – резонатор находится в области  $\Delta - 1,5\Delta$ . На этом этапе фиксируются наиболее высокоинтенсивные колебания в системе в диапазоне 162 – 179 дБ. При давлении в форкамере выше 8,9 атм. в форкамере наблюдается выход резонансной полости из эффективной части струи и соответствующий спад амплитуды колебания до начальных значений.

Частота колебаний в зависимости от давления в форкамере имеет изменяется. Изменение частоты от 220 до 320 Гц наблюдается на всех этапах. При давлении в форкамере 6 атм. устанавливается значение частоты 280 Гц, которое сохраняется вплоть до давления 7 атм. Однако в диапазоне давлений 7 – 8 атм частота колебаний становится равной 200 Гц. Таким образом, даже в оптимальном режиме наблюдается нестабильное поведение частоты

колебаний. Падение интенсивности колебаний. При давлении в форкамере выше 8 атм. происходит резкое нарастание частоты до 900 Гц.

**Явление гистерезиса.** В ходе экспериментов, проведённом в два этапа, получено явление гистерезиса при формировании акусто-конвективного потока [51]. На первом этапе (прямой ход) давление в форкамере постепенно увеличивается с 0 до 10 атм., второй этап (обратный ход) соответствует снижению давления в форкамере с 10 до 0 атм. (рис. 1.17). Понижение давления в форкамере после возникновения эффекта Гартмана приводит к стабилизации колебательных процессов в системе (см.  $\square$  на рис. 1.17). Разброс интенсивности колебаний уменьшается, а среднее значение интенсивности увеличивается с 170 до 172 дБ. Форма кривой (см.  $\square$  на рис. 1.17) позволяет говорить о выходе интенсивности на постоянное значение. Частота колебаний также более стабильна: в оптимальной области сохраняется значение в 280 Гц.

Таким образом, интенсивность в рабочей части системы максимальна при понижении давления в форкамере. Также отмечен рост области существования эффекта (в полтора раза), где сохраняются высокоинтенсивные колебания, чем при его увеличении.

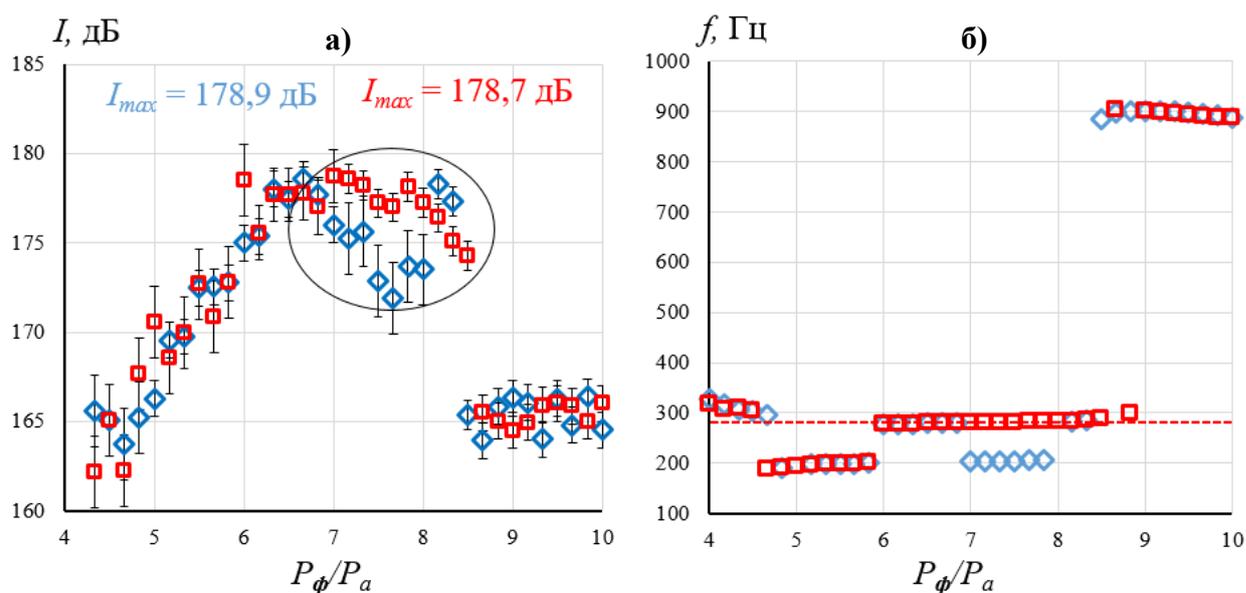


Рис. 1.17. Характерное влияние давления в форкамере на а) амплитуду и б) частоту системы ( $S/d = 1,75$ ;  $l/d = 15$ ).

$\diamond$  – прямой ход (нарастание давления);  $\square$  – обратный ход (убывание давления)

**Гармоники спектра.** Рассмотрим изменение АЧХ гармоник в зависимости от давления в форкамере системы. На рис. 1.18 представлены наиболее интенсивные гармоники (1 – 4 гармоники) в генерируемом потоке. Первая гармоника имеет частоту 200 – 320 Гц, изменение частоты колебания связаны с нарастанием давления. В области существования эффекта Гартмана наблюдается переход всех гармоник к частоте более старшей гармоники (частота первой гармоники равняется частоте второй, а вторая третьей и т.д.) После достижения значения давления в форкамере 8 атм. происходит переход к тону с частотой 900 Гц, что означает выход резонатора из оптимальной области эффекта Гартмана. Второй (400 – 640 Гц), третий (600 – 960 Гц) и четвёртый (800 – 1280 Гц) тона являются кратными гармониками и имеют качественно схожую картину поведения. Однако возникают некоторые особенности развития тонов. В оптимальной области существования эффекта Гартмана (5,5 – 8 атм.) наблюдается перераспределение интенсивности второй и третьей гармоник, когда интенсивность второй гармоники падает, а интенсивность третьей резко возрастает. При этом интенсивность четвёртой

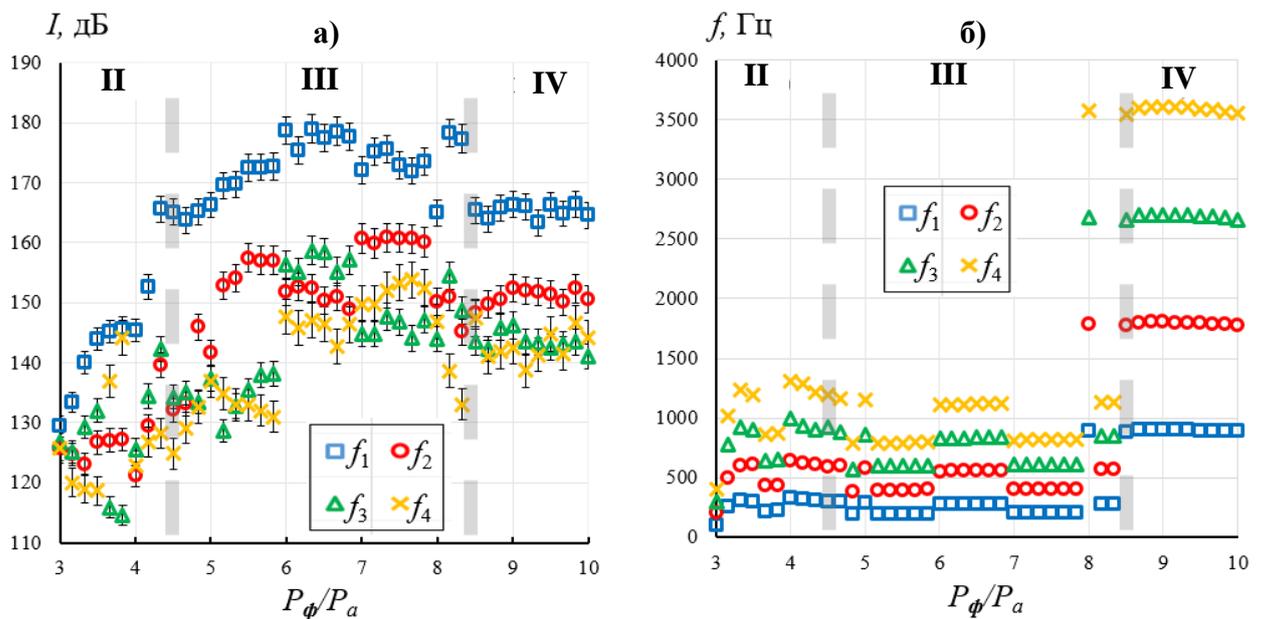


Рис. 1.18. Характерное распределение а) амплитуд и б) частот гармоник биканальной системы с неглубоким резонатором ( $S/d = 1,75$ ;  $l/d=15$ )

Области существования эффекта Гартмана отмечены штриховыми линиями: **II** – нарастание давления; **III** – область высокоинтенсивных колебаний; **IV** – падение давления до уровня шума.

гармоники в этой области также нарастает. Интенсивности кратных гармоник не превышает 161 дБ, в то время как амплитуда доминирующей первой гармоники не превышает 180 дБ.

**Сравнение АЧХ с основной частотой Гельмгольца.** При оптимальном расстоянии  $S/d = 1,75$  проведено сравнение АЧХ полученных колебаний с собственным значением частоты резонансной полости, вычисленной по формуле Гельмгольца (0.1). Рис. 1.19 показывает хорошее совпадение значений (278 Гц в эксперименте и 285 Гц по формуле Гельмгольца, погрешность 2,46%). Амплитуда колебаний в данном случае достигает значения 178 дБ, что близко к значению 180 дБ, полученному в работе [83].

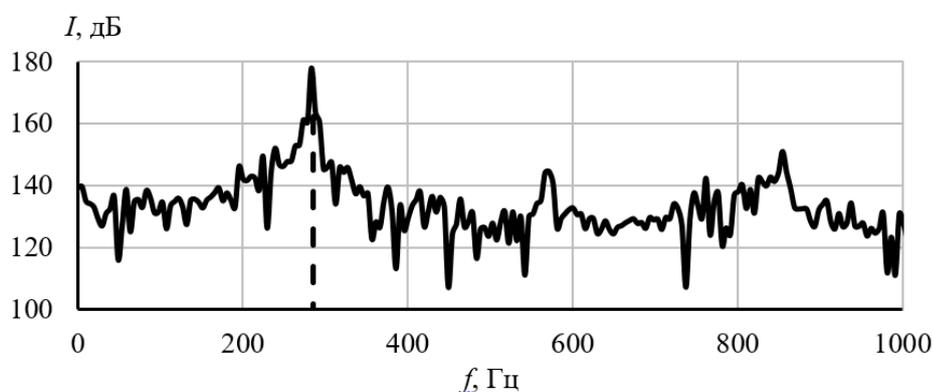


Рис. 1.19. Сравнение характерного АЧХ в эксперименте при  $S/d = 1,75$ ;  $l/d = 15$  (сплошная линия) со значением, полученным по формуле Гельмгольца (штриховая линия).

## Выводы по главе 1

Проведённая серия экспериментальных исследований влияния геометрических параметров (глубины резонатора  $l$  и расстояния сопло-резонатор  $S$ ) биканальной системы на газодинамические характеристики потока показала:

- существование высокоинтенсивного сигнала с амплитудой до 180 дБ в рабочей части системы;
- перераспределение интенсивности в конфигурации с глубокими резонаторами, приводящему к доминированию второй гармоники в спектре;
- наличие следующих характерных областей эффекта Гартмана: **I.** режим фонового звучания струи, **II.** нарастание интенсивности колебаний, **III.** режим высокоинтенсивных колебаний, **IV.** снижение интенсивности колебаний до фонового уровня, **V.** шум струи;
- существование явления гистерезиса в акусто-конвективном потоке;
- удовлетворительное согласование полученных экспериментальных данных с теоретическим значением собственной частоты, полученной по формуле Гельмгольца. Погрешность результата не превышает 3%.

## **Глава 2. Физико-математическое моделирование газодинамических течений в тракте биканальной акустической установки**

Многие эффекты, происходящие в тракте биканальных систем сложно обнаружить и подробно исследовать в физическом эксперименте, что связано со сложной геометрией установки и недостаточной чувствительностью измерительных приборов. В подобных условиях для изучения газодинамических потоков разумно использовать методы численного моделирования. В настоящее время существуют возможности проведения расчетов как с помощью собственных программных кодов, так и с применением коммерческих программных пакетов, специализированных на решении задач газовой динамики. Расчёт характеристик потока в биканальной системе относится к задачам вычислительной гидродинамики (CFD – Computational Fluid Dynamics), а одним из наиболее распространённых в данной области является ANSYS Fluent.

В данной главе на базе ANSYS Fluent формируется цифровая копия биканальной акустической установки ИТПМ СО РАН, эксперименты с которой описаны в первой главе. Цифровая копия позволит визуализировать картину течения в тракте биканальной установки и провести анализ физических процессов, формирующих акусто-конвективный поток.

Одним из первых приближений в реализации расчётной модели стал оригинальный алгоритм [91], основанный на решении уравнений Навье-Стокса в двумерной постановке задачи о газодинамических параметрах потока в биканальной системе [92]. Проведённая комплексная работа с выполнением расчётов и экспериментальных исследований показала возможность численного описания акусто-конвективного течения. Однако АЧХ рассчитанного потока значительно отличались от эксперимента. Полученная частота 500 Гц существенно отличалась от экспериментального значения 380 Гц. Погрешность, составившая 24%, вызвана двухмерностью расчёта, пренебрежением влияния сложной трёхмерной геометрии установки и

взаимодействия потоков в каналах. Естественным развитием методов моделирования стало использование трёхмерной постановки [93], что позволило получить в акусто-конвективном потоке колебания с частотой 312 Гц, совпадает с экспериментальным значением с точностью 15%. Учет пространственной картины течения позволил описать затекающие и отражённые волны сжатия и разрежения в резонаторе, приводящие к генерации высокоинтенсивных колебаний.

Применение коммерческого проекта ANSYS Fluent, реализованное в данной работе, позволило получить детальную картину течения в биканальной системе. Данный пакет программ обладает обширным инструментарием, начиная широкими возможностями построения геометрии исследуемой модели и формирования расчётной сетки, заканчивая возможностью проведения параметрических расчётов и обработки данных. Гибкость в настройке решаемых проблем позволяет осуществить расчёт как двумерных, так и трёхмерных задач в стационарной или нестационарной постановке [94]. Акусто-конвективный поток в биканальных системах является нестационарным ввиду колебательных процессов, происходящих в тракте системы. Расчёт в нестационарной трёхмерной постановке позволил получить параметры потока, которые близки к экспериментальным с идентичной геометрией биканальной системы [95, 96]. В эксперименте получена амплитуда 180 дБ для основной частоты 285 Гц, расчёты дают основную частоту 280 Гц с амплитудой 179 дБ (погрешность 1,75%). Таким образом, реализованная численная модель хорошо описывает основные газодинамические процессы внутри тракта биканальной системы, а АХЧ колебаний в акусто-конвективном потоке соответствуют полученному в эксперименте. Несмотря на хорошее совпадение газодинамической картины течения, не удалось добиться корреляции с экспериментом по термодинамическим параметрам. В частности, в расчете получен слишком большой прогрев газа в полости резонатора, который в конечном счёте повлиял на акусто-конвективные параметры потока [85]. Данный эффект

связан с не учтённым в расчетной модели теплообменом между стенками полости и окружающей средой.

Следует отметить, что достижение подобных высоких температур не является невозможным в Гартмановских генераторах. В зависимости от условий теплоизоляции резонатора и геометрических настроек системы температура в наиболее горячей точке полости – торце может достигать до  $700^{\circ}\text{C}$  [77], или даже  $800^{\circ}\text{C}$  [32].

Задача о прогреве потока и самой конструкции была исследована автором на моделях генератора с глубоким резонатором [90, 97]. Для моделирования прогрева потока необходимо модифицировать цифровую копию биканальной системы, в частности, учесть зависимость свойств газа (вязкости, теплоемкости и теплопроводности) от температуры. Важное значение в этой задаче имеют тепловые условия на стенке модели. Большое внимание также было уделено сложной геометрии биканальной системы, доработана расчётная сетка модели и подобран оптимальный временной шаг расчёта, который позволяет разрешить главные соответствующий частоты колебаний в потоке.

С помощью усовершенствованной цифровой копии биканальной системы получены значения АЧХ, которые отличаются от параметров колебаний в экспериментальной установке не более чем на 3%. Значения частоты основной гармоники сигнала, полученного для конфигурации с глубоким резонатором  $l/d = 30$ , равны 124 Гц в расчёте и 125 Гц в эксперименте. Расчетная интенсивность сигнала 168 дБ также хорошо совпадает с экспериментальным значением 167 дБ.

При численном исследовании тепловых эффектов в резонансной полости была обнаружена застойная область с температурой  $200^{\circ}\text{C}$  [90], что сравнимо с температурой в установке. Реализованная цифровая модель позволила также объяснить наблюдаемый для глубоких резонаторов биканальной системы эффект, когда в спектре сигнала начинает доминировать вторая гармоника над первой.

Важным вопросом в формировании цифровой копии является аккуратное моделирование всех аспектов, влияющих на генерацию колебаний. К их числу можно отнести такой параметр системы каналов, как толщина кромки резонансной полости [98]. Численные исследования показали, что в системах с резонаторами с кромкой большой толщины  $0,25d$  и  $0,5d$  в спектрах сигналов (тракте рабочей части системы) существуют дополнительные тоны 174 Гц, амплитуда которых нарастает. При этом амплитуды основных гармоник 277 Гц снижаются до 171 дБ и 163дБ соответственно. Наибольшая же интенсивность 181 дБ зафиксирована в расчёте системы с нулевой толщиной стенки. Увеличение толщины кромки до значений  $0,5d$ , которое в рамках данной геометрии можно считать бесконечным, привело к возникновению дополнительного тона при 90 Гц с низкой амплитудой 136 дБ. По видимому, этот тон гармонически связан с описанными выше сигналами, являясь их субгармоникой. Аналогичный эффект был обнаружен в независимой работе [69], выполненной численно и подтверждённой экспериментально. В [69] исследовалась система, в основе которой лежат принципы работы генератора Гартманского типа. Для выбранной системы характерны высокочастотные колебания свыше 20 кГц. С увеличением толщины кромки резонатора был получен тон, связанный гармонически с основным колебанием, однако имеющий значительно меньшую частоту 5 кГц.

## 2.1. Физическая и математическая постановка задачи

В данной главе биканальная система (рис. 2.1), состоящая из двух перпендикулярно пересекающихся каналов, исследуется численно. Геометрия расчетной области соответствует физической модели, которая подробно описана в Главе 1. Для регистрации параметров формирующегося газодинамического потока в тракте биканальной системы установлено три точки-монитора: М-I – вблизи торца цилиндрического резонатора, М-II – между кромкой резонатора и срезом сопла (расстояние между срезом сопла и монитором М-II равно  $0,80d$ ), М-III – в рабочей части. Задача численного исследования – определить картину течения в тракте и зарегистрировать газодинамические параметры в точках мониторов.

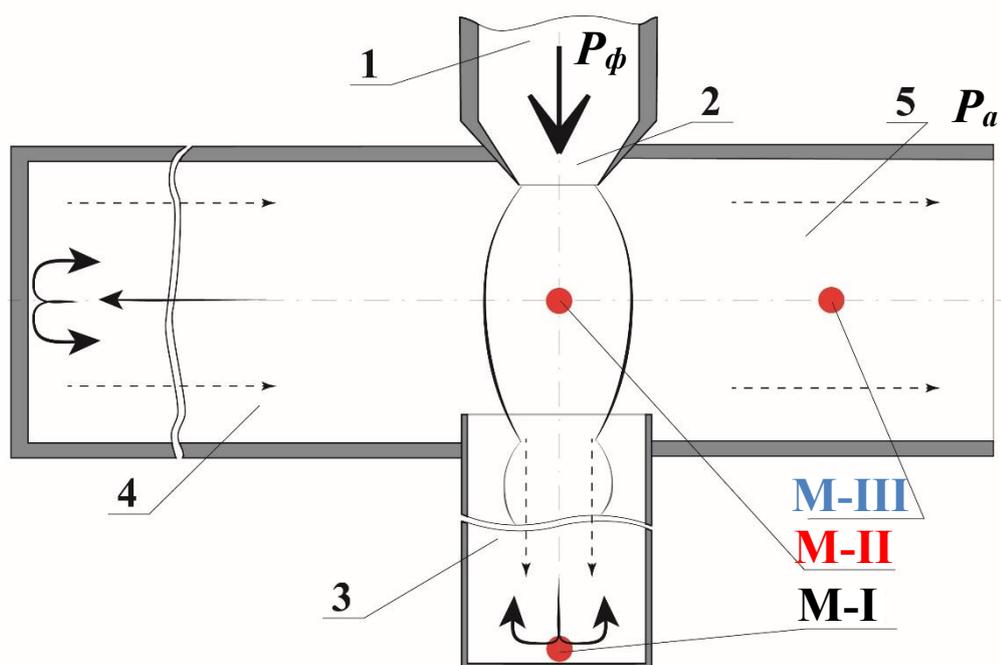


Рис. 2.1. Принципиальная схема исследуемой биканальной системы.  
 Расположение характерных точек мониторинга газодинамических параметров потока:  
 (М-I) вблизи торца, (М-II) в центре, (М-III) в рабочей части.

Для математического описания исследуемого явления привлекаются нестационарные трёхмерные уравнения Навье-Стокса осреднённые по Фавру (2.1):

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} = 0, \quad \frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j} + \frac{\partial P}{\partial x_i} = \frac{\partial (\sigma_{ji} + \tau_{ji})}{\partial x_j}. \quad (2.1)$$

дополненные  $k$ - $\omega$  SST моделью турбулентности (2.2) [99]:

$$\frac{\partial}{\partial t} [\rho E] + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \rho u_j \left( h + \frac{u_i u_j}{2} \right) \right] = \frac{\partial}{\partial x_j} [q_j + q_{tj}] + \frac{\partial}{\partial x_j} [u_i (\sigma_{ji} + \tau_{ji})],$$

$$\frac{\partial (\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_j k)}{\partial x_j} = \rho \tau_{ji} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta^* \rho k \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \sigma^* \frac{\rho k}{\omega} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right], \quad (2.2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial (\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_j \omega)}{\partial x_j} &= \alpha \frac{\omega}{k} \rho \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta \rho \omega^2 + \\ &+ \sigma_d \frac{\rho}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \sigma \frac{\rho k}{\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] \end{aligned}$$

Для замыкания применяется уравнение состояния для идеального газа Менделеева-Клапейрона (2.3):

$$PV = nRT \quad (2.3)$$

Вязкость газа рассчитана с применением трёхкомпонентного уравнения Сазерленда (2.4):

$$\mu = \mu_0 \left( \frac{T}{T_0} \right)^{3/2} \frac{T_0 + S}{T + S}. \quad (2.4)$$

Удельная теплоёмкость при постоянном давлении, рассчитанная по кусочно-полиномиальной формуле (2.5):

$$\begin{aligned} T_{min,1} \leq T < T_{max,1}: C_p(T) &= A_1 + A_2 T + \dots + A_8 T^7, \\ T_{min,2} \leq T < T_{max,2}: C_p(T) &= B_1 + B_2 T + \dots + B_8 T^7. \end{aligned} \quad (2.5)$$

В уравнениях (2.1) – (2.5)  $\rho$  – средняя плотность,  $u_i, u_j$  – усреднённый по Фавру вектор скорости,  $i, j$  – индексы (принимают значения от 1 до 3),  $P$  – давление газа,  $\sigma_{ji} = \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ji}$  – тензор вязких напряжений,  $\tau_{ji} = \mu_t \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu_t \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij}$  – тензор турбулентных напряжений,  $k$  – усредненная по Фавру удельная кинетическая энергия турбулентности,  $\mu, \mu_t$  – молекулярная динамическая вязкость и турбулентная вязкость,  $\omega$  – удельная скорость диссипации  $k$  в тепло,  $\alpha, \beta, \sigma, \sigma$  – коэффициенты замыкания в уравнении удельной скорости диссипации,  $\beta^*, \sigma^*$  – коэффициенты замыкания в уравнении турбулентности-кинетической энергии,  $\mu_0$  – относительная вязкость,  $h$  – удельная энтальпия,  $q_j = -\frac{\mu}{Pr} \frac{\partial h}{\partial x_j}$  – осредненные тепловые потоки,  $q_{tj} = -\rho u_j'' h = -\frac{\mu_t}{Pr_t} \frac{\partial h}{\partial x_j}$  – турбулентный тепловой поток,  $Pr_t$  – турбулентное число Прандтля,  $n$  – количество вещества,  $V$  – объём газа,  $R$  – универсальная газовая постоянная,  $T$  – заданная температура  $T_0$  – статическая температура,  $S$  – постоянная Сазерленда,  $A, B$  – полученные экспериментальным путём коэффициенты.

Все графики ниже показаны для безразмерных параметров:

$$P' = (P - P_a)/P_a ; t' = (t - t_0)/t_0 ; T' = (T - T_w)/T_w ; \\ \rho' = (\rho - \rho_0)/\rho_0 ; U' = (U - a_0)/a_0$$

где  $P_a$  – атмосферное давление,  $t_0 = 10^{-3}$  с,  $T_w = 20$  °C.  $\rho_0$  – плотность воздуха и  $a_0$  – скорость звука при нормальных условиях. Все геометрические размеры отнесены к диаметру резонатора  $d = 20$  мм. В дальнейшем в тексте штрих при обезразмеренных и отнесённых параметрах будет опущен для упрощения записи.

Численное решение поставленной нестационарной задачи проводилось с помощью программного пакета ANSYS Fluent. Для реализации расчёта построена трёхмерная расчётная область, соответствующая геометрии многоканальной системы. Расчётная область представляет многоблочную структурированную сетку, состоящую из гексаэдральных и тетраэдральных

элементов, сгущающихся к стенкам. Учитывая особенность геометрии установки, удастся сократить расчётную область в два раза введением плоскости симметрии. До начала эксперимента газодинамические параметры в тракте биканальной системе соответствуют нормальным условиям  $P = 1$  атм.,  $T = 20$  °С,  $u = 0$  м/с, а газ в форкамере находится под давлением 6 атм. В начальный момент времени  $t = 0$  “мембрана” в форкамере убирается и начинается истечение сжатого газа из форкамеры в тракт биканальной системы. На жёстких поверхностях соблюдается условие прилипания газа, а температура стенки принималась постоянной  $T_w = 20$ °С.

В результате численного моделирования получается осциллирующий газодинамический поток. Колебания в потоке в начальный момент значительно отличаются от колебаний, в установившемся акусто-конвективном течении (Рис. 2.2). Для большей точности обработки полученных результатов, данные до выхода на режим установившихся колебаний отбрасываются и не учитываются при последующем анализе. Установившийся режим в рассматриваемых в диссертации системах является режимом колебаний Гартмана.

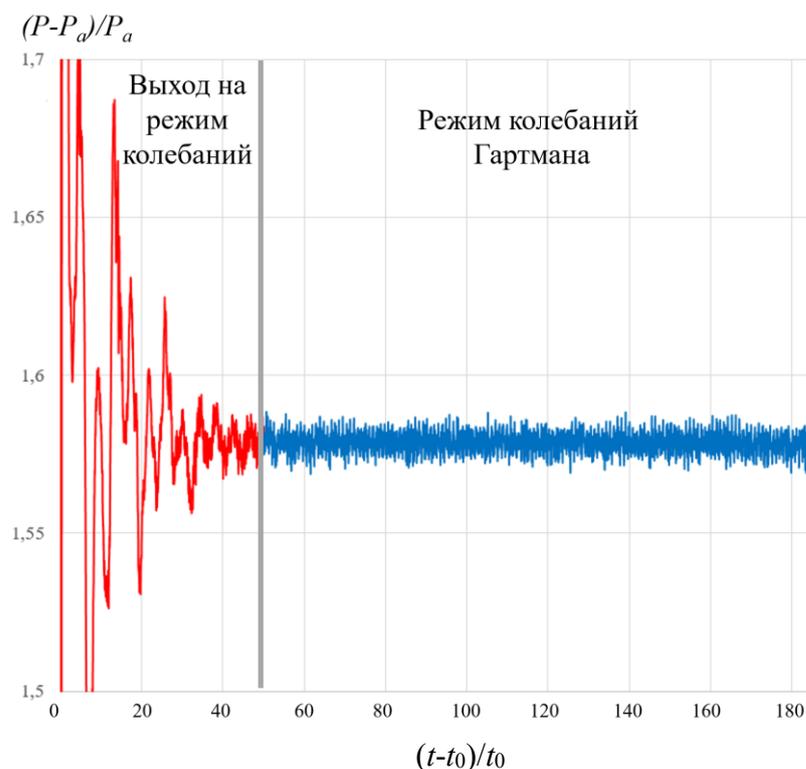


Рис. 2.2. Определение времени выхода на установившийся режим.

## 2.2. Валидация расчётов

Для оценки достоверности результатов численного моделирования проводится валидация численной модели газодинамического течения биканальной системы с данными, полученными экспериментально в ИТПМ СО РАН, которые представлены в первой главе. Для валидации используются данные о распределении давления в рабочей части системы и АЧХ потока. Сравнение проводится для систем с резонатором глубиной  $l/d = 15$ , частота собственных колебаний которого равна 285 Гц соответственно формуле Гельмгольца. Частота сигнала, полученного в эксперименте 285 Гц, а его амплитуда 179 дБ. В расчетной области построена многоблочная комбинированная расчетная сетка с различной плотностью, фрагмент которой представлен на рис. 2.3. Размер сеточных элементов уменьшается в характерных областях, где происходят наиболее интенсивные газодинамические процессы. Такими областями являются центральная область системы между соплом и резонатором, где формируется недорасширенная струя, и резонансная полость, в которой происходят волновые взаимодействия. Вблизи стенок резонатора также проводится сгущение сетки для разрешения турбулентного пограничного слоя. В рабочей части системы с целью экономии расчётных ресурсов сгущение к стенкам отсутствует, пограничный слой в этой области не учитывается в связи с высокой турбулизируемостью течения ( $Re_{рч}$  более 20000). Во всех характерных областях сетка структурирована и состоит из гексаэдральных элементов.

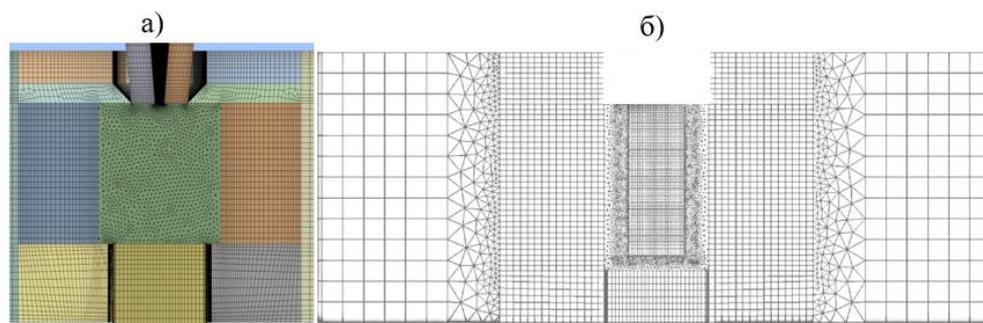


Рис. 2.3. Варианты расчётных сеток а) начальная б) оптимизированная.

В области рабочей части и дополнительного резонатора сетка также структурирована и состоит из гексаэдров большего размера, что приводит к необходимости создания переходных областей от меньших элементов к большим. Такой переход выполнен в два этапа. Первый этап – переход от области, где формируется струя, к области вокруг струи и к области внутри резонатора. Элементы вокруг струи и внутри резонансной полости соприкасаются на грани резонатора, вследствие чего их размер совпадает. Выполнение этих элементов в равных размерах позволяет реализовать в центральной части структурированную сетку. Второй этап – переход от центральной части к рабочей части системы и дополнительному резонатору, где элементы сетки имеют наибольший размер. Переходные области выполнены в виде неструктурированной тетраэдральной сетки. С целью оптимизации расчёта сопло биканальной системы смоделировано отдельно, а данные с кромки сопла использованы в качестве граничных условий на кромке сопла, которая является входной плоскостью в расчётную область. Такой подход позволил значительно сократить число сеточных элементов, и, следовательно, уменьшить расчётное время. На рис. 2.3 представлены расчётные сетки до (рис. 2.3а) и после (рис. 2.3б) оптимизации.

Результат исследования сходимости по размеру элемента в сравнении с экспериментальными данными приведён на рис. 2.4. Представлены решения, полученные на пяти разных сетках, отличающихся структурой, размером и количеством элементов в характерных (табл. 2.1). Экспериментальные данные, полученные в первой главе, представлены в виде точек в табл. 2.1 и рис. 2.4. Сетка с наименьшим количеством элементов в области струи (линия 1 на рис. 2.4) позволяет быстро получить решение, однако даёт лишь качественное описание процесса. Получена основная частота колебаний 180 Гц с амплитудой, сравнимой с уровнем шума в эксперименте (погрешность 40,84%). Увеличение числа сеточных элементов приводит к лучшему количественному описанию колебаний в системе (линия 2 на рис. 2.4). Частота колебаний в расчёте составляет 277 Гц, однако амплитуда сигнала (176 дБ)

существенно ниже экспериментальной. Адаптированная с помощью инструментов пакета Fluent сетка (линия 3 на рис. 2.4) позволяет получить хорошее совпадение с экспериментальными данными. Кроме того, рассчитанный сигнал является чистым и не имеет в спектре дополнительных тонов. Частота основной гармоники в таком спектре 278 Гц, а интенсивность колебаний 178 дБ (в эксперименте 283 Гц и 174 дБ). Дальнейшее измельчение сетки с помощью инструментов Fluent и использование полиэдральных элементов в переходных областях (линия 4 на рис. 2.4) приводит к возникновению дополнительных колебаний в спектре, а основная частота колебаний составляет 275 Гц с интенсивностью 179 дБ. Особо можно выделить сетку, в характерную область которой входит сопло (линия 5 на рис. 2.4), что приводит к значительному увеличению количества сеточных элементов. Расчёт течения в сопле необходим для определения параметров на срезе сопла, однако использование такой сетки приводит к увеличению расчетного времени, поэтому в дальнейшем, как было указано выше, расчет течения в сопле проводился отдельно от основного течения. Представленные в Таблице 2.1 данные показывают, что расчетные частоты отличаются от  $f_{Г}$  на 2,81; 2,46; 3,51 и 1,40 % для 2; 3; 4 и 5 сеток, соответственно. По результатам проведенных исследований оптимальной признана сетка 3, которая используется в дальнейших расчётах.

Таблица 2.1. Особенности исследуемых расчётных сеток.

Ряд данных	Кол-во элементов сетки		Размер элементов в характерной области (м)	Отклонение от собственной частоты резонатора (%)
	В системе	В характерной области		
○	экспериментальные данные			
1	548 466	42 880	0,0003	40,84
2	1 365 949	143 276	0,0002	2,81
3	1 315 763	142 572	0,0002	2,46
4	1 127 458	142 572	0,0002	3,51
5	1 507 807	643 148	0,0003	1,40

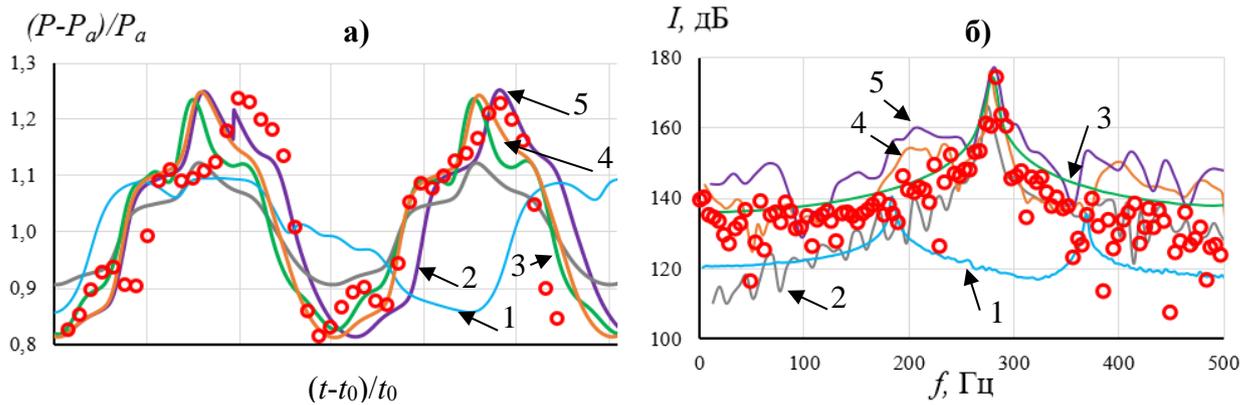


Рис. 2.4. а) Колебания давления в зависимости от времени процесса б) АЧХ потока в исследованиях при разных расчётных сетках 1-5.

На следующем этапе валидационных расчётов исследовано влияние шага по времени. Временной шаг выбирается таким образом, чтобы он позволял разрешать основную частоту  $f_{\Gamma} = 285$  Гц. Выбор оптимального временного шага проводится в зависимости от времени, затрачиваемого на расчёт. Рассмотрены расчёты с шагами по времени  $1 \cdot 10^{-3}$ ,  $5 \cdot 10^{-4}$ ,  $1 \cdot 10^{-4}$ ,  $5 \cdot 10^{-5}$  (табл. 2.2). Экспериментальные данные, полученные в первой главе, представлены в виде точек в табл. 2.2 и рис. 2.5. В зависимости от временного шага на один период колебаний укладывается различное количество расчетных точек. При наибольшем временном шаге (линия 1 на рис. 2.5) на один период попадает 3 точки, поэтому расчет не может правильно описать спектр колебаний. Отклонение от теоретического значения частоты резонатора составляет 89,47%, интенсивность также имеет большую погрешность. При уменьшении шага по времени (линия 2 на рис. 2.5) на один период приходится 7 точек, получена основная частота 255 Гц с интенсивностью 154 дБ, которая отличается от теоретического значения на 55,44%. Однако появилось также дополнительное колебание с более низкой частотой 127 Гц. Второй тон является основным в гармоническом ряде и отличается от частоты колебаний резонатора на 55,44%. Последующее уменьшение шага (линия 3 на рис. 2.5) позволяет получить оптимальный вариант для расчёта основной частоты колебаний резонатора (35 точек на колебание), частота в данном случае составляет 278 Гц (погрешность 2,11%) с

интенсивностью 178 дБ. При этом спектр сигнала не имеет паразитных шумов. Последний вариант (линия 4 на рис. 2.5) отличается от предыдущего большим количеством тонов в спектре, однако параметры основного тона идентичны. Такой вариант позволяет проанализировать вторую и последующие гармоники в АЧХ потока. Частота колебаний в четвёртом случае составила 277 Гц (погрешность 2,81%).

Уменьшение временного шага расчёта приводит к увеличению временных затрат в исследовании. Время, необходимое для выхода на режим установившихся колебаний Гартмана, составило 4, 20, 70, 95 часов соответственно для каждого шага по времени (табл. 2.2).

Для ряда экспериментальных данных в табл. 2.2. значение временного шага соответствует времени, за которое происходит один период колебания в рабочей части биканальной системы.

Таблица 2.2. Разрешающая способность расчётов с разными шагами по времени.

Ряд данных	Временной шаг (с)	Частота колебаний основной гармоники (Гц)	Количество точек на один период	Время расчёта до выхода на режим (ч)	Отклонение от собственной частоты резонатора (%)
○	$3,5 \cdot 10^{-3}$	285	экспериментальные данные		
1	$1 \cdot 10^{-3}$	30	3	4	89,47
2	$5 \cdot 10^{-4}$	127	7	20	55,44
3	$1 \cdot 10^{-4}$	279	35	70	2,11
4	$5 \cdot 10^{-5}$	277	70	95	2,81

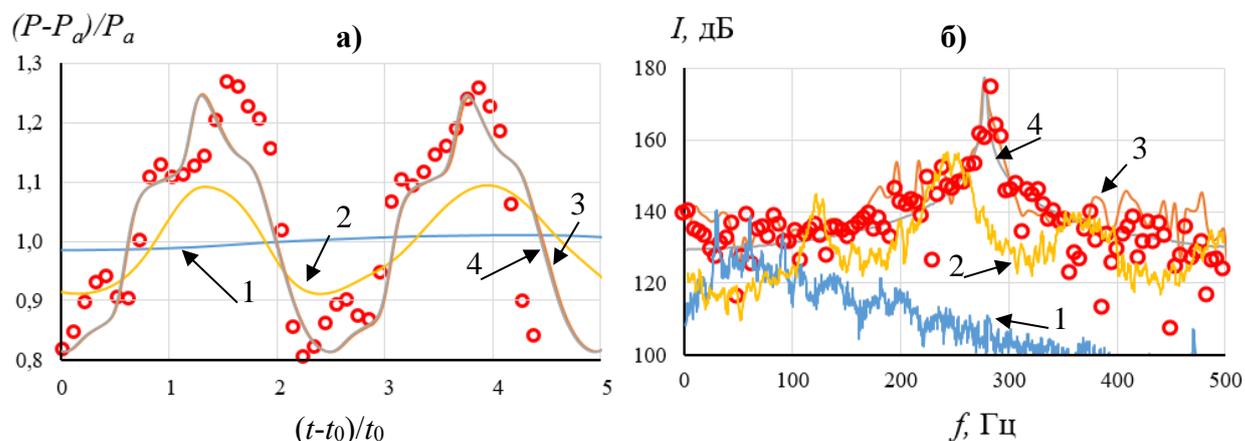


Рис. 2.5. а) Колебания давления в зависимости от времени процесса б) АЧХ потока в исследованиях при разных шагах по времени в расчётах 1-4.

На следующем этапе валидации численной модели газодинамического потока проведено сравнение параметров формирующейся струи с экспериментальными данными независимых авторов [69]. На рис. 2.6а приведено качественное сравнение шпирен-изображения струи в генераторе Гартмановского типа в эксперименте [69] с расчётной картиной в биканальной системе, а также количественное сравнение расстояния до диска Маха  $\delta/d$  (рис. 2.6б). Несмотря на то, что сравниваются системы с разными зазорами между соплом и резонатором, получено совпадение тенденций зависимости исследуемого параметра от величины  $S/d$ .

На следующем шаге были сопоставлены расчетные области существования эффекта Гартмана в биканальной системе с данными эксперимента, проведённого в ИТПМ СО РАН [74] на акусто-конвективной установке, которым посвящена первая глава диссертации. Оценивается параметр интенсивности генерируемого потока в зависимости от зазора сопло-резонатор. Показаны характерные области существования эффекта и установлено удовлетворительное совпадение данных (рис. 2.7).

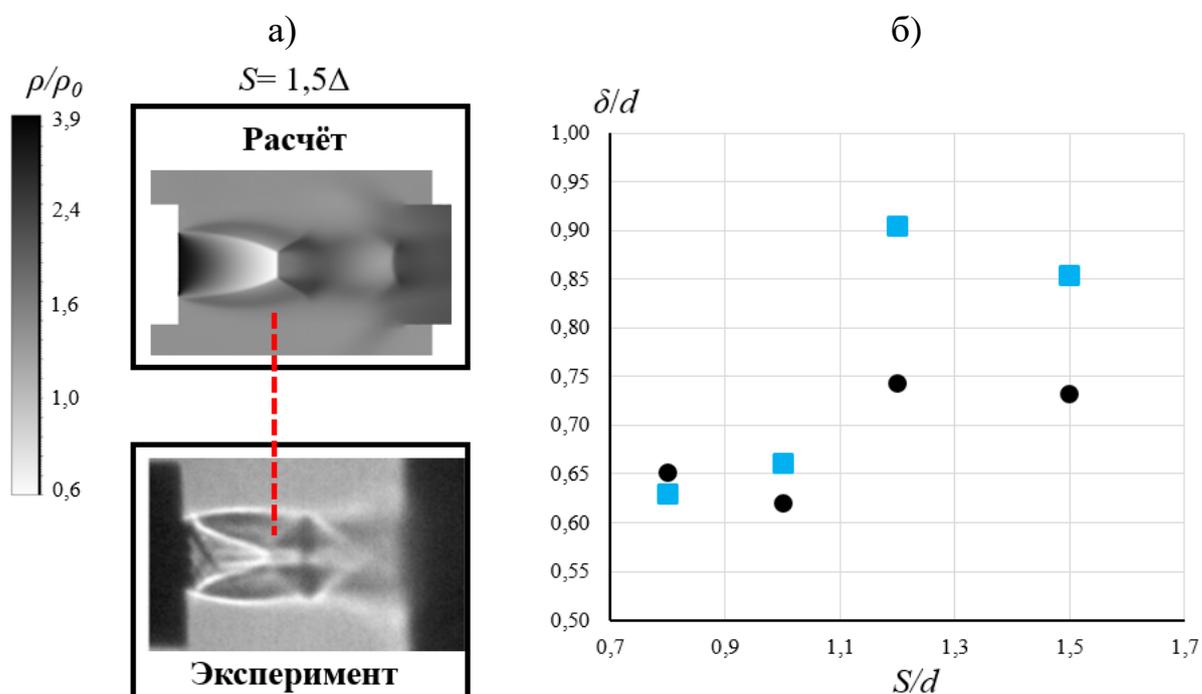


Рис. 2.6. Качественное сравнение сформированной струи при наличии резонатора в первой бочке в численном ■ исследовании и ● эксперименте [69] в виде а) шпирен-изображений и б) зависимости расстояния  $\delta/d$  от  $S/d$ .

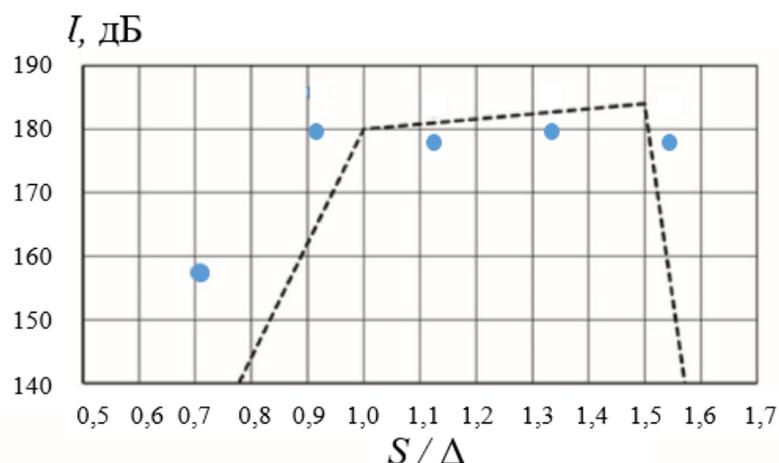


Рис. 2.7. Сравнение области существования эффекта Гартмана в ■ расчёте с --- экспериментальными данными [74].

На рис. 2.8 приведено сравнение полученной в расчёте относительной частоты колебаний с экспериментальными данными [69], которое показывает удовлетворительное совпадение (рис. 2.8). Резонансные системы, в которых значения частоты генерируемого сигнала стремятся к  $f/f_{\Gamma} = 1$  ( $S_i/\Delta = 0,9 - 1,6$ ), работают в режиме собственной частоты колебаний резонатора ( $\Delta$  – длина первой бочки сформированной струи).

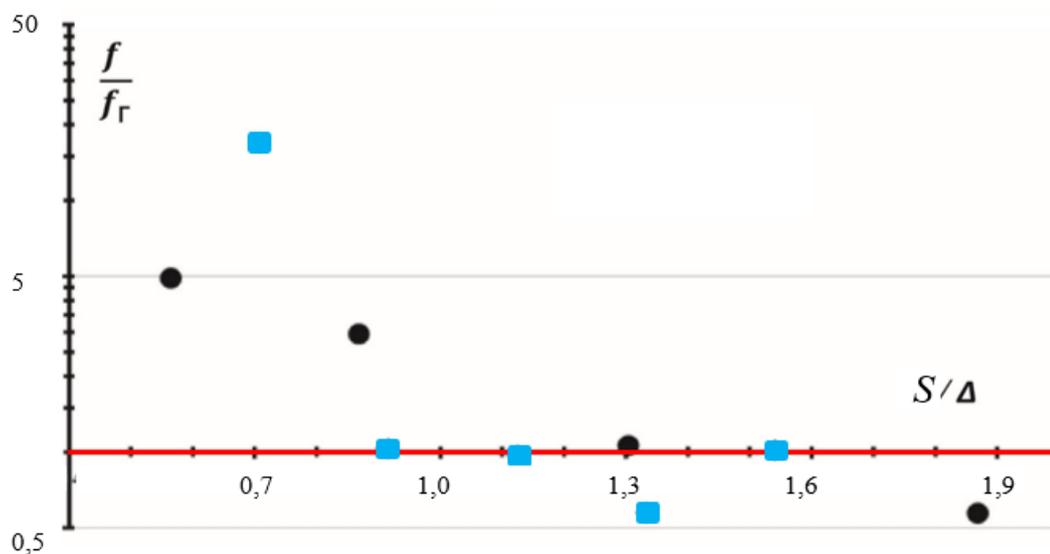


Рис. 2.8. Сравнение частоты колебаний  $f$ , отнёсённой к собственной частоте резонатора  $f_{\Gamma}$  в ● эксперименте [69] и ■ расчёте.

### 2.3. Моделирование газодинамического течения в биканальной системе с разным соотношением диаметров сопла и резонатора

Проведено исследование влияния отношения диаметров сопла и резонатора на АЧХ потока, генерируемого в биканальной резонансной системе. Для изучения выбрана система с оптимальными параметрами: глубина резонатора  $l/d = 15$ , расстояние сопло-резонатор  $S/d = 1,35$ , соотношение диаметров сопла и резонатора  $K = d/d_c$ , где  $d$  – диаметр резонатора, а  $d_c$  – диаметр сопла (рис. 2.9). В исследовании варьировался размер диаметра резонансной полости  $d_i$ . Параметр  $d_i$  подбирался таким образом, чтобы реализовать наиболее интересные [11, 27] варианты конфигураций с соотношением  $K = 1; 1,5; 2$ .

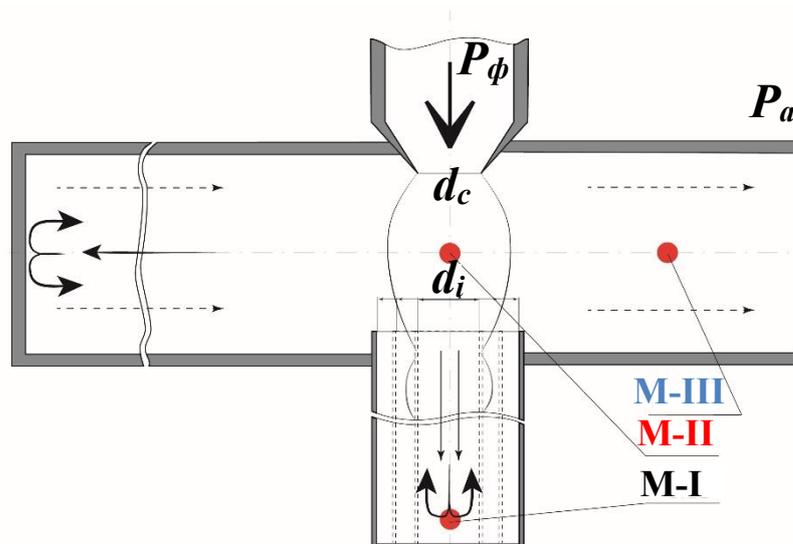


Рис. 2.9. Схематичное изображение биканальной системы с разными диаметрами сопла  $d_c$  и резонатора  $d$ .

Расположение характерных точек мониторинга газодинамических параметров потока: (M-I) вблизи торца, (M-II) в центре, (M-III) в рабочей части.

На рис. 2.10 представлены распределения давления в области симметрии системы в двух характерных фазах процесса генерации колебаний: при заполнении и опустошении резонансной полости. На картинах видно, что при  $K = 1$  на этапе заполнения струя частично обтекает резонансную полость, в результате чего заполнение происходит менее эффективно. Струя обтекает резонатор, формируя вокруг него течение, которое падает на стенку системы

за резонатором, где наблюдается нарастание давления. При этом область повышенного давления у стенки за резонатором становится больше в результате того, что давление струи превосходит давление в резонансной полости и, соответственно в ответном течении. В случае  $K = 1,5$  струя полностью поглощена резонатором, области повышенного давления за резонатором также видны при заполнении полости. Наблюдается понижение давления в струе вблизи кромки резонатора и чередование областей повышенного и пониженного давления у кромки, что говорит о наличии вихря вблизи стенки. При истечении из резонатора происходит столкновение ответного течения и струи, в результате чего давление достигает значения 2,5. Последняя исследованная конфигурация системы с  $K = 2$  характеризуется полным поглощением струи резонатором. В резонаторе видна структура бочки струи и наблюдается формирование второй и третьей бочек. При истечении из резонатора видна деформированная первая бочка при этом давление между соплом и резонатором достигает 2,3, что меньше, чем во второй конфигурации.

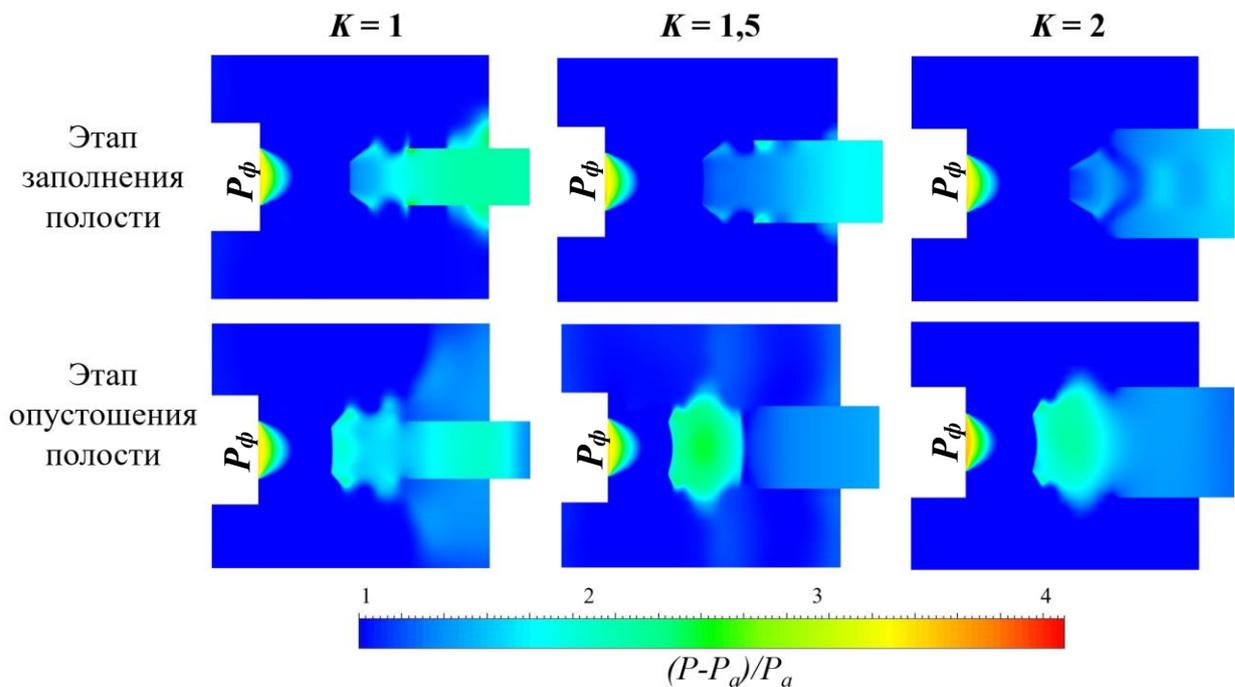


Рис. 2.10. Распределение давления в центральной части системы на этапах заполнения и опустошения резонансной полости при разных соотношениях диаметров сопла и резонатора  $K$ .

В результате численного моделирования получены картины распределения давления с изменением времени (рис. 2.11). В конфигурации, когда диаметр резонатора равен диаметру сопла  $K = 1$ , во всех мониторах наблюдаются хаотические колебания давления с изменением амплитуды в диапазоне от 2,8 до 6 в М-I; 1,8 – 2,7 в М-II; 1,0 – 1,1 в М-III. Для  $K = 1,5$  устанавливается квазипериодический режим колебаний. Наибольшее относительное давление в М-I составляет 4,9, М-II – 2,4, М-III – 1,2. Примечательно, что в мониторах М-I и М-II в областях снижения давления график имеет ступенчатый вид, а в М-III подобная форма графика наблюдается в области нарастания давления. При  $K = 2$  также генерируются квазипериодические колебания. Для данного случая хорошо выражены области постоянства давления в зоне максимумов, т.е. получен режим с характерной «полочкой» постоянного давления, когда колебания практически отсутствуют. При этом вне резонансной полости (М-II, М-III) в области падения давления кривые имеют дополнительные максимумы. Для всех трёх конфигураций в М-II получена полочка в области минимума, который близок к 0, наличие которой свидетельствует о смещении диска Маха таким образом, что М-II из области, где давление в струе нарастает, попадает в область падения давления.

Нарастание давления в М-III является характерной особенностью биканальных систем. В рабочей части рост давления происходит в два этапа. После достижения локального максимума наблюдается дополнительное нарастание давления, которое можно объяснить взаимодействием волн, пришедших из дополнительного резонатора. Амплитуды волн складываются, что фиксирует монитор М-III в виде ступенчатого нарастания давления.

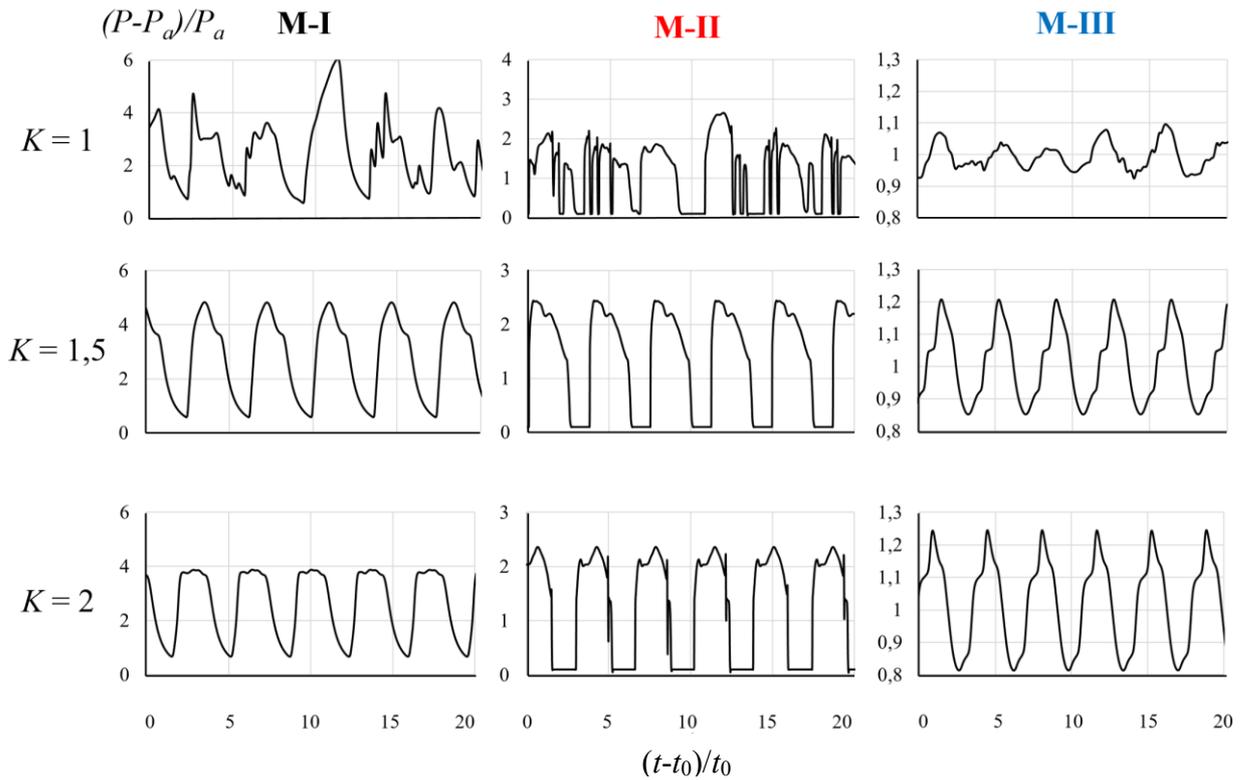


Рис. 2.11. Распределение давления с изменением времени для систем с разным соотношением диаметров сопла и резонатора в характерных мониторах (**М-I**) вблизи торца, (**М-II**) в центре, (**М-III**) в рабочей части.

Амплитудно-частотные характеристики полученных в мониторах распределений давления представлены на рис. 2.12. В случае, когда соотношение диаметров сопла и резонатора равно 1, спектр представляет собой зашумлённый сигнал с основной частотой 290 Гц. Вне струи сигнал имеет низкую интенсивность: 144 дБ в М-I; 130 дБ в М-III. Однако в области, где струя сталкивается с ответным потоком, зафиксирована наибольшая из всех трёх конфигураций интенсивность 189 дБ. При  $K = 1,5$  формируется акусто-конвективный поток с чистым спектром с основной частотой колебания при 280 Гц и интенсивностью 188 дБ в М-I, 181 дБ в М-II и 177,8 дБ в М-III. В спектре отчётливо видны кратные гармоники. Третий вариант  $K = 2$  также генерирует поток с чистым спектром и выделяющимся гармоническим рядом с частотой основной гармоники 278 Гц и её интенсивностью 186 дБ в М-I, 184 дБ в М-II и 178,4 дБ в М-III.

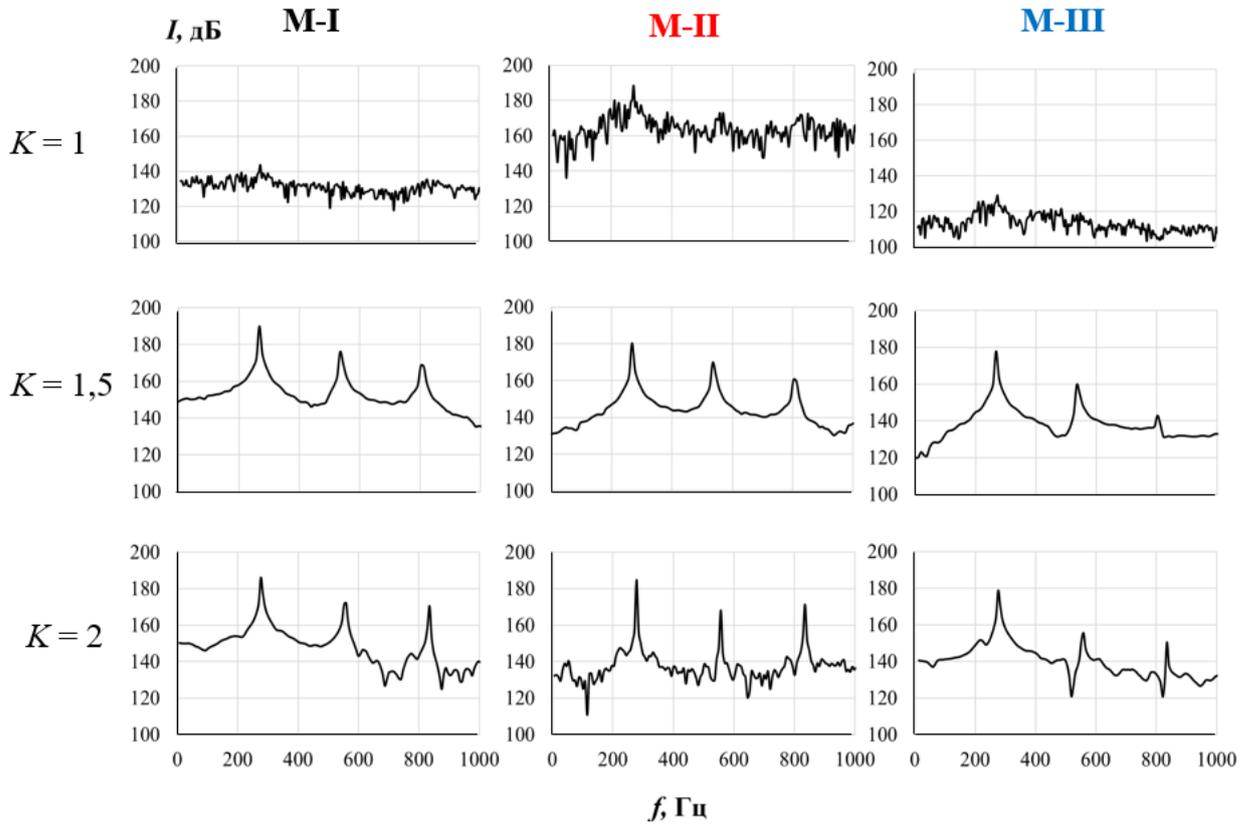


Рис. 2.12. Спектральный состав газодинамического потока в системах с разными соотношения  $K$  в характерных мониторах (М-I) вблизи торца, (М-II) в центре, (М-III) в рабочей части.

Приведённое выше описание зависимости АЧХ сигнала, генерируемого биканальной системой, от соотношения диаметров сопла и резонатора  $K$  позволяет определить оптимальный вариант системы. Исходя из прикладных интересов авторов наиболее интересной представляется система с  $K = 2$ , которая позволяет создавать поток с чистым спектром и максимальной интенсивностью колебаний.

## 2.4. Картина течения в биканальном тракте в системе сопло-резонатор

В данном параграфе исследуется влияние расстояния сопло-резонатор на АЧХ потока, генерируемого в биканальной акустической системе (Рис. 2.13). Для изучения формирующейся между соплом и резонатором струи выбрана система с оптимальными параметрами: глубина резонатора  $l/d = 15$  (имеет чистый низкочастотный тон), расстояние сопло-резонатор  $K = 2$  (см. раздел выше).

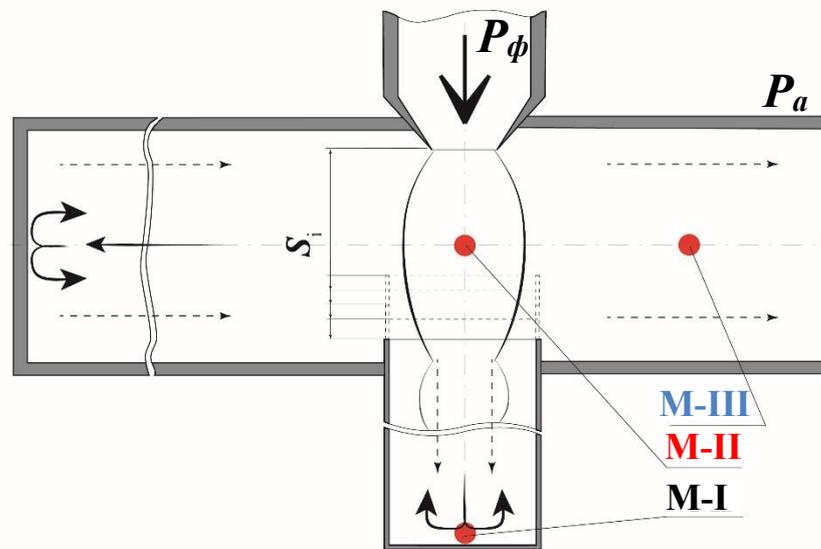


Рис. 2.13. Схематичное изображение биканальной системы с разным расстоянием между соплом и резонансной полостью.

Расположение характерных точек мониторинга газодинамических параметров потока: (М-I) вблизи торца, (М-II) в центре, (М-III) в рабочей части.

Исследование проводится для пяти вариантов расположения резонансной полости относительно среза сопла:  $S_1 = 0,85d$ ,  $S_2 = 1,10d$ ,  $S_3 = 1,35d$ ,  $S_4 = 1,60d$ ,  $S_5 = 1,85d$ , где  $S_i$ ,  $i = 1, \dots, 5$  – зазор между соплом и резонатором. Для оценки расстояния между соплом и резонатором принято вводить единицу отсчета, связанную с длиной первой бочки ( $\Delta$ ). В данных расчетах за единицу принимается длина бочки, определенная по формуле Гартмана [7, 11], которая соответствует  $\Delta/d = 1,2$ . На рис. 2.14 показано распределение давления в двух областях, разделенных штриховой линией: первая (левая) – зазор между соплом и резонатором, вторая (правая) – внутри

резонансной полости. Для каждого варианта представлено два предельных случая положения диска Маха: на верхнем рисунке диск Маха находится на минимальном удалении от среза сопла, на нижнем – на максимальном удалении. Продемонстрированные на рис. 2.14 картины течения соответствуют характерным моментам фазы заполнения (диск Маха максимально удалён от сопла) и фазы опустошения (наименьшее расстояние между диском Маха и соплом) резонансной полости. Картины течения хорошо коррелируют с результатами, представленными в работе [44]. Остановимся на анализе картин течения более подробно.

На рис. 2.14а представлено течение, сформировавшееся при геометрии, с наименьшим зазором  $S_1$  (вариант 1). Видно, что реализуется периодическое заполнение и опустошение резонатора газом небольшого объёма. В первой области классическая бочкообразная структура не успевает сформироваться, поскольку резонатор размещён на расстоянии 0,7 от расчетной длины бочки. На верхнем графике реализуется истечение из резонатора, сформировавшаяся структура имеет минимальную длину 0,677 (см. табл. 2.3), а диск Маха перемещается максимально близко к срезу сопла на расстояние 0,468 (см. табл. 2.4). На нижнем графике представлен процесс заполнения резонатора. В этом случае бочкообразная структура полностью сформирована, а диск Маха максимально удалён от среза сопла на расстояние 0,597. На рис. 2.14а во второй области можно выделить четыре полных периода колебания давления, при этом амплитуда максимума постепенно уменьшается, а минимума увеличивается при продвижении вглубь резонатора (см. рис. 2.15а). Амплитуда колебания давления на торце резонатора является минимальной из всех рассмотренных вариантов и по данным монитора М-1 составляет 0,06 (см. рис. 2.15а).

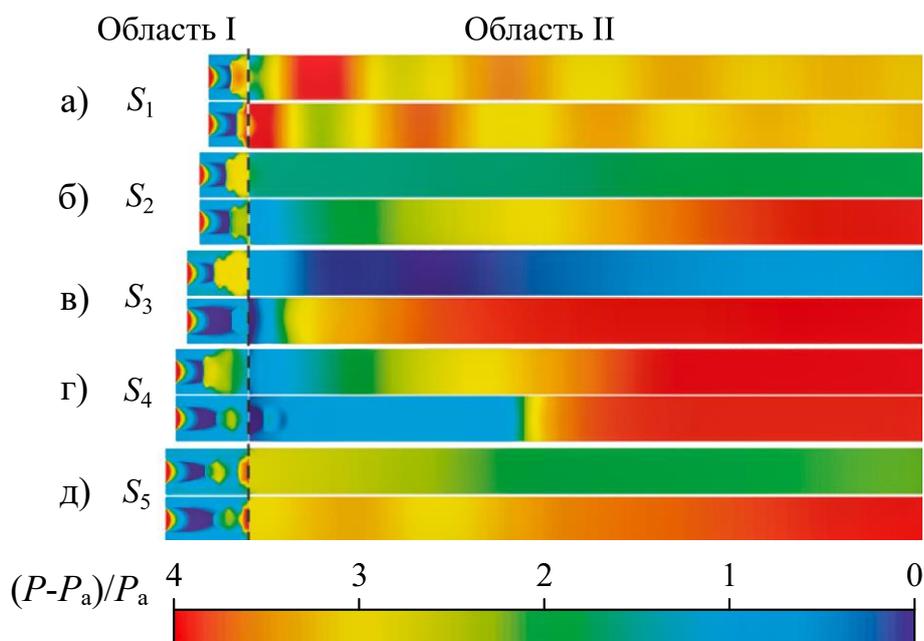


Рис. 2.14. Картина течения в центральной части системы (распределение давления: минимум – холодные цвета, максимум – тёплые цвета).

Область I – расстояние между соплом и резонатором (изменяется в соответствии с условием задачи  $S_1$ - $S_5$ )

Область II – резонансная полость постоянной глубины.

Конфигурация второго варианта ( $S_2$ ) имеет большую величину зазора, которая составляет 0,9 от расчетной длины бочки. Распределение давления показано на рис. 2.14б. В первой области наблюдается смещение диска Маха дальше от среза сопла, при этом амплитуда колебаний диска Маха в режиме заполнения и опустошения резонатора является минимальной из рассмотренных конфигураций и составляет 0,097. Стоит отметить, что изменение размеров бочкообразной структуры для данной конфигурации также является минимальным (0,032). Характерной особенностью в области II для данной конфигурации является периодическое (верхний рисунок) или линейное изменение давления вдоль всего тракта резонатора (нижний рисунок). Амплитуда колебания давления, регистрируемая М-И на торце резонатора (рис. 2.15б) существенно увеличивается и достигает 2,5.

Таблица 2.3. Параметры потока на границе первой бочки при ее минимальной и максимальной длине.

	$\Delta$		$P$		$U$		$T$		$\rho$		$M$	
	min	max	min	max	min	max	min	max	min	max	min	max
$S_1$	0,677	---	2,669	---	0,197	---	1,398	---	2,565	---	0,225	---
$S_2$	0,935	0,967	2,312	1,857	0,026	0,009	1,036	0,915	2,269	1,839	0,030	0,011
$S_3$	0,886	1,241	2,348	1,810	0,037	0,025	1,000	0,717	2,307	1,814	0,043	0,029
$S_4$	0,758	1,225	2,131	1,874	0,165	0,526	0,831	-0,036	2,115	1,981	0,192	0,630
$S_5$	1,080	1,290	1,997	1,802	0,835	0,624	-1,082	-0,325	1,876	1,948	1,042	0,755

Таблица 2.4. Газодинамические параметры потока до и за диском Маха для случая минимального расстояния между срезом сопла и диском Маха.

	$\delta_{\min}$	$P$		$U$		$T$		$\rho$		$M$	
$S_1$	0,468	0,350	2,492	1,694	0,462	-6,996	0,602	0,846	2,612	3,068	0,551
$S_2$	0,564	0,249	2,064	1,774	0,442	-7,783	0,474	0,614	2,105	3,239	0,520
$S_3$	0,564	0,263	2,161	1,762	0,400	-7,652	0,632	0,612	2,147	3,150	0,465
$S_4$	0,580	0,229	1,946	1,788	0,451	-7,897	0,464	0,579	1,986	3,305	0,531
$S_5$	0,774	0,124	1,235	1,846	0,417	-8,484	0,472	0,343	1,256	3,575	0,490

Таблица 2.5. Газодинамические параметры потока до и за диском Маха для случая максимального отдаления диска Маха от среза сопла.

	$\delta_{\max}$	$P$		$U$		$T$		$\rho$		$M$	
$S_1$	0,597	0,220	2,190	1,793	0,232	-7,942	1,194	0,545	2,149	3,288	0,268
$S_2$	0,661	0,166	1,674	1,833	0,422	-8,354	0,512	0,450	1,703	3,518	0,496
$S_3$	0,967	0,110	0,901	1,822	0,404	-8,322	0,521	0,260	0,915	3,262	0,474
$S_4$	0,871	0,082	0,820	1,936	0,402	-9,422	0,507	0,261	0,849	4,163	0,477
$S_5$	0,919	0,066	0,913	1,953	0,381	-9,587	0,497	0,234	0,928	4,285	0,448

Увеличение расстояния между соплом и резонатором реализует ситуацию, когда на срезе резонатора находится начало второй бочкообразной структуры ( $1,125\Delta$ ). Рассматриваемый случай  $S_3$  считается оптимальным в большинстве рассмотренных в обзоре работ. На рис. 2.14в представлено распределение давления в области I для двух крайних положений диска Маха относительно среза сопла сверху минимальное  $\delta_{\min} = 0,564$ , внизу максимальное  $\delta_{\max} = 0,967$ . Таким образом, для данной конфигурации амплитуда перемещения диска Маха является максимальной

( $\delta_{\max} - \delta_{\min} = 0,403$ ) из всех рассмотренных вариантов. Процесс движения газодинамического потока в области II подробно исследован ранее в работе [44]. При этом колебания давления на торце резонатора в точке М-I имеют наибольшую амплитуду 3,3 (рис. 2.15в), что является максимумом из рассмотренных вариантов.

В случае  $S_4$  расстояние между соплом и резонатором составляет  $S/\Delta = 1,33$ . Из рис. 2.14г видно, что перемещение границы первой бочки является максимальным и, как показано в табл. 3 составляет  $S/\Delta = 0,467$ . Данный эффект объясняется подавлением одного из периодов разгрузки резонирующей полости (см. график монитора М-I на рис. 2.15г). Оно возникает в результате серии взаимодействий отраженной от торца резонатора волны с чередой бочкообразных структур при её продвижении к открытой части резонатора и финальным столкновением с областью высокого давления, расположенной между диском Маха и концом первой бочки. Нестабильное положение диска Маха в первой бочке зарегистрировано монитором М-II и представлено на рис. 2.15г.

В последнем рассмотренном варианте  $S_5$  зазор между резонатором и соплом составляет  $S/\Delta = 1,54$ . Из представленных на рис. 2.14д мгновенных картин течения видно, что в области I первая бочкообразная структура существует всегда, при этом ее длина колеблется в диапазоне от  $1,080\Delta$  до  $1,290\Delta$  (см. табл. 2.3). Данные датчика М-II приведенные на рис. 2.15д показывают, что колебания диска Маха в области I, как и в случаях  $S_2$  и  $S_3$ , являются установившимися, но имеют меньшую амплитуду. В области II прослеживаются полноценные этапы заполнения и опустошения резонатора, при этом давление на торце резонатора, регистрируемое М-I, более низкое (рис. 2.15д). Таким образом, представленные численные результаты подтверждают экспериментальные данные [24, 30] по восстановлению газодинамического колебательного механизма Гартмана при увеличении расстояния между срезом сопла и кромкой резонирующей полости. Отметим, что при переходе к взаимодействию второй бочки с резонирующей полостью

происходит уменьшение интенсивности колебаний формируемого акустического течения. Такое уменьшение давления связано с диссипацией энергии в струе.

На рис. 2.15 представлена динамика давления (шкала слева) и температуры (шкала справа) в трех точках мониторов для пяти вариантов взаимного расположения сопла и резонатора. Первые два монитора регистрируют процесс формирования газодинамического потока и были рассмотрены ранее. Третий монитор фиксирует параметры установившегося течения в рабочей части биканальной системы. Распределение температуры приведены в мониторах М-I и М-III, поскольку именно в этих областях имеется прикладной интерес в исследуемой задаче. Представленные данные показывают, что максимальные перепады давления и температур реализуются у торца резонатора (М-I), а минимальные в рабочей части (М-II). При сравнении влияния величины зазора, можно отметить конфигурацию  $S_3$  для которой реализуется чистый сигнал.

Следует отметить, что на рис. 2.15 диапазоны значений на оси абсцисс, указывающей на время колебательного процесса, совпадают для случаев  $S_2 - S_5$ , поэтому ось абсцисс приведена только для  $S_5$ .

Отдельный интерес представляет степень турбулизации потока, что оценивается безразмерным числом Рейнольдса для трёх характерных конфигураций  $S_1$ ,  $S_3$ ,  $S_5$  в центре струи и в рабочей части системы. Число Рейнольдса в работе вычисляется по формуле  $Re_{рч} = uD_{г}/\nu$ , где  $u$  – скорость потока в точке,  $D_{г}$  – гидравлический диаметр в тракте,  $\nu$  – кинематическая вязкость потока. Гидравлический диаметр в тракте второго канала биканальной системы составляет  $2,6d$ . Число Рейнольдса меняется в зависимости от цикла заполнения-опустошения резонансной полости и степени деформации струи. В случае  $S_1$  в рабочей части  $Re_{рч} = 31606 - 31803$ , а в струе  $Re_{стр} = 53000 - 74000$ . Такой небольшой разброс  $Re$  связан с тем, что струя постоянно находится в деформированном состоянии, а в тракте системы наблюдаются колебания высокой частоты. Для случая  $S_3$  числа Рейнольдса

варьируются в следующих диапазонах:  $Re_{рч} = 20000 - 38000$ , а в струе  $Re_{стр} = 5000 - 20000$ . Низкочастотные колебания с большой интенсивностью приводят к изменению турбулентности в тракте, что обеспечивает большой разброс в значениях  $Re$ . Для конфигурации  $S_5$  характерны колебания с большим количеством гармоник, что отражается и в изменении чисел Рейнольдса в тракте:  $Re_{рч} = 23000 - 68000$ , а в струе  $Re_{стр} = 58000 - 251000$ .

От качественных картин течения, представленных на рис. 2.14, перейдем к анализу количественных данных газодинамических потоков, формирующихся в системах при изменении расстояния между срезом сопла и кромкой резонатора. На рис. 2.16 приведено распределение давления (шкала слева) и температуры (шкала справа) для пяти изучаемых конфигураций в момент, когда отражённая волна сжатия от торца преодолела половину области II. Видно, что в случаях  $S_1$  и  $S_2$  (рис. 2.16а и 2.16б) бочкообразная структура не успевает сформироваться в зазоре между соплом и резонатором, а в случаях  $S_3 - S_5$  (рис. 2.16в – д) резонатор размещается за границей первой бочки ( $\Delta/d = 1,2$ ), при этом виден процесс формирования второй бочки внутри резонирующей полости. Длина первой бочки и газодинамические параметры, сформировавшиеся на её границе, представлены в таблице 2.3. В ячейках таблицы показаны два значения, соответствующие минимальной и максимальной длине бочки. Для случая  $S_1$  бочка постоянно находится в деформированном состоянии, что не позволяет определить её максимальную длину. В таблицах 2.4 и 2.5 представлено минимальное и максимальное расстояние от диска Маха до среза сопла и газодинамические параметры перед и за скачком давления.

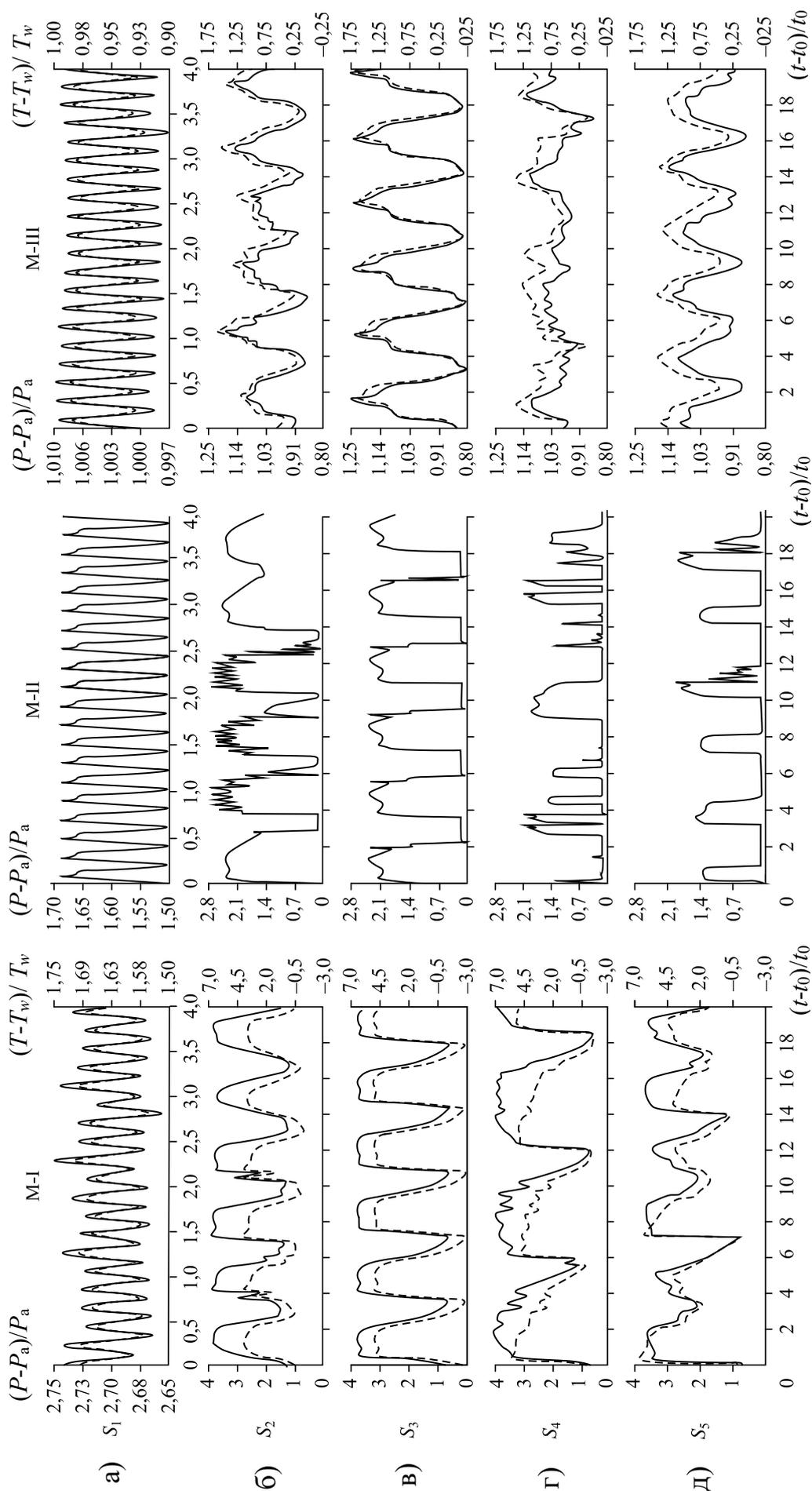


Рис. 2.15. Динамика давления (сплошная линия) и температуры (штриховая линия), регистрируемая в точках мониторов.

Из представленных данных видно, что длина бочки и положение диска Маха хорошо коррелируют. Максимальные размеры бочки соответствуют моменту завершения этапа заполнения резонансной полости, а минимальные - моменту перед этапом опустошения полости, при этом с ростом зазора между соплом и резонатором происходит перемещение диска Маха вниз по потоку. Распределение газодинамических параметров показывает, что за диском Маха сверхзвуковой поток резко тормозится и становится дозвуковым, а давление, плотность и температура скачкообразно возрастают. Перемещение диска Маха из положения минимум в положение максимум (табл. 2.4) происходит за следующие интервалы времени 0,09; 1,00; 1,35; 3,29 и 2,07 соответственно для величин зазора между соплом и резонатором  $S_1 - S_5$ .

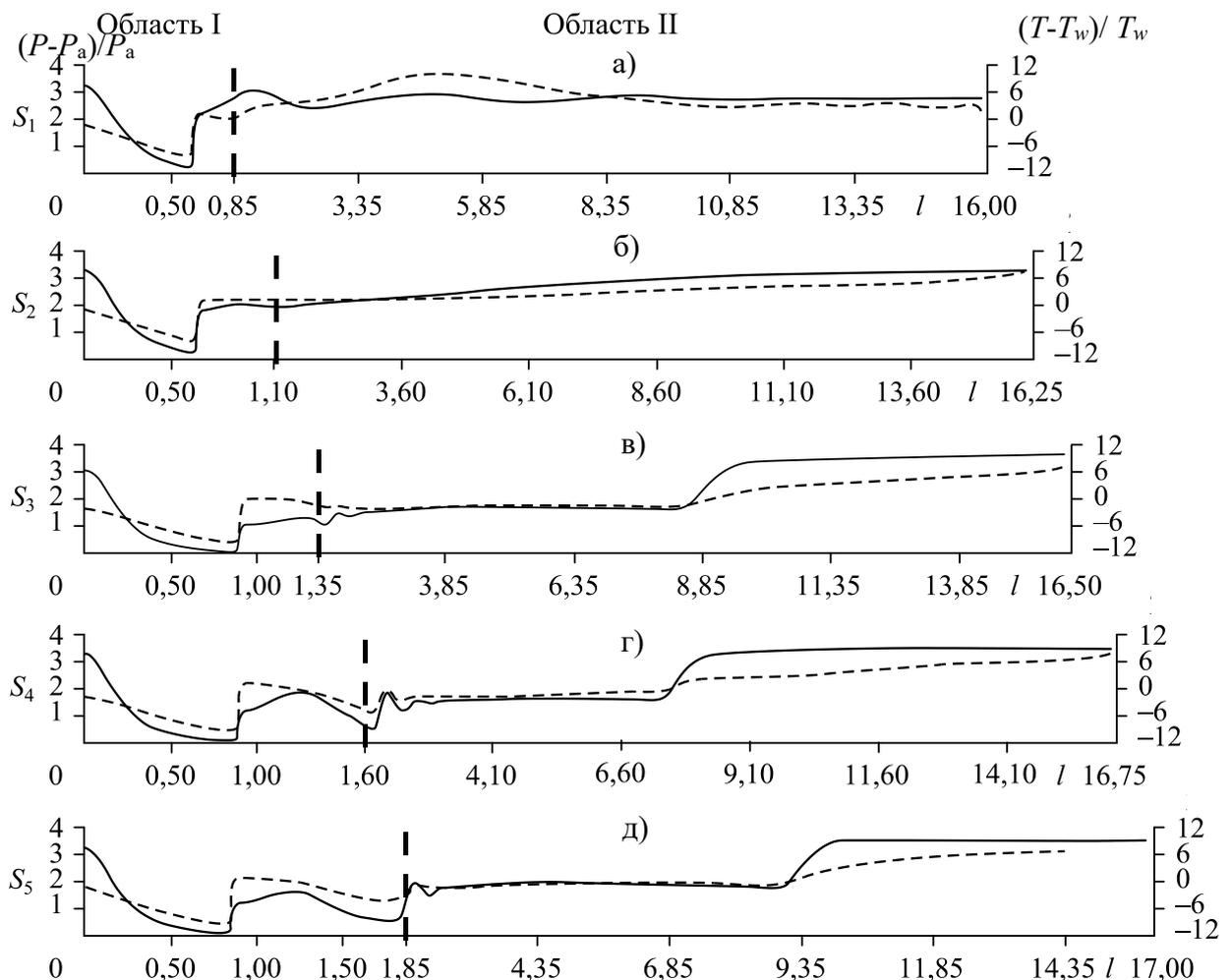


Рис. 2.16. Распределение давления (сплошная линия) и температуры (штриховая линия) вдоль центральной оси сопло-резонатор. Область I – расстояние между соплом и резонатором (изменяется в соответствии с условием задачи  $S_1-S_5$ )  
Область II – резонансная полость постоянной глубины.

На рис. 2.17 представлены результаты обработки сигналов мониторов в виде амплитудно-частотного спектра для каждого из пяти вариантов зазора. В случае  $S_1$  (рис. 2.17а) в изучаемой системе формируется сигнал с частотой 4,8 кГц и интенсивностью доминирующей гармоники 150 дБ (М-I); 157 дБ (М-II) и 131 дБ (М-III). Вторые гармоники наблюдаются вблизи частоты 10 кГц, однако их интенсивность для каждого монитора меньше основной 106; 144 и 92 дБ в мониторах М-I, М-II и М-III, соответственно.

В конфигурации  $S_2$  амплитуда основной частоты колебаний при 292 Гц в мониторах М-I, М-II и М-III составляет 185 дБ; 182 дБ и 164 дБ соответственно. Амплитуда второй и последующих гармоник для М-I и М-II ниже 175 дБ, а для М-III составляет 7,4 дБ (рис 2.17 б).

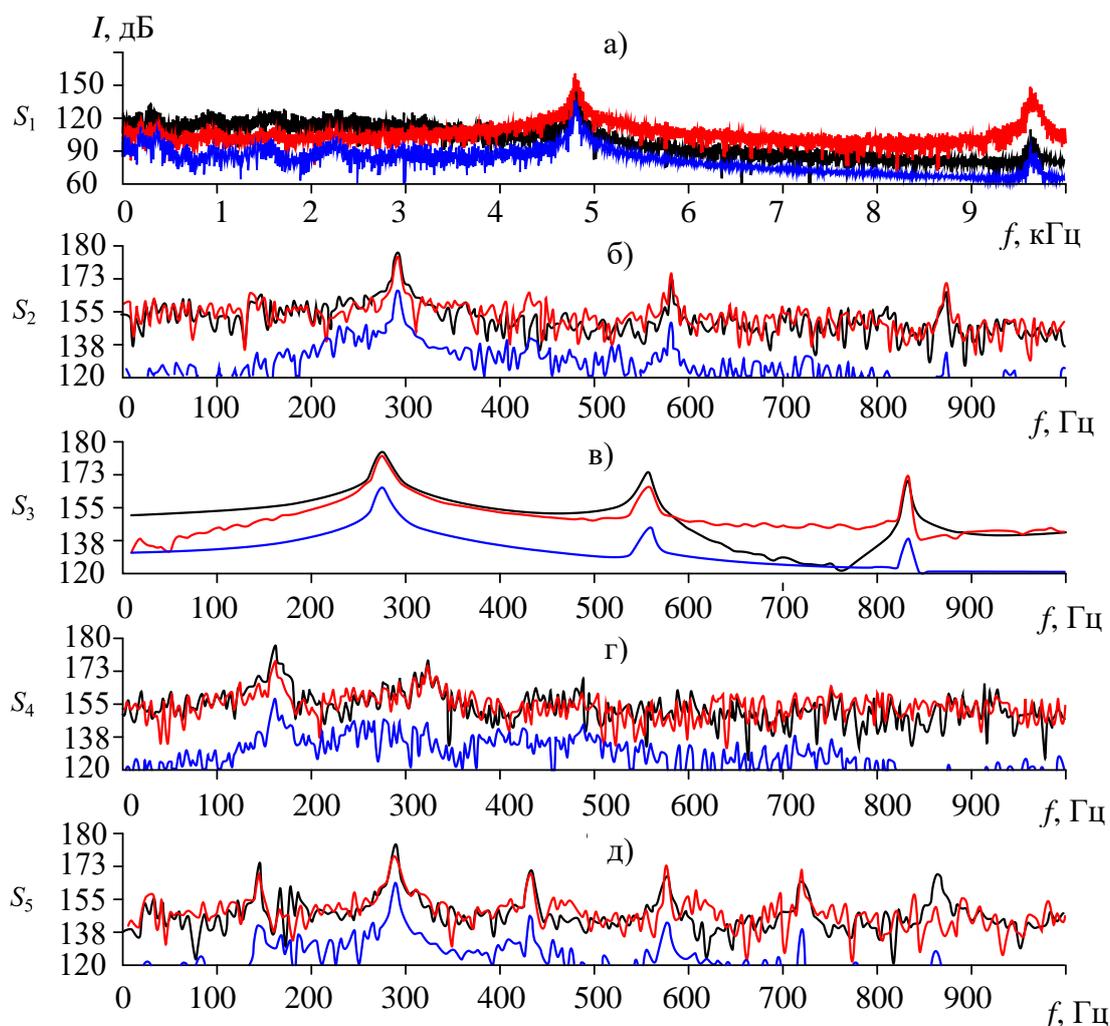


Рис. 2.17. Амплитудно-частотная характеристика в точках мониторов (чёрный цвет – М-I; красный цвет – М-II; синий цвет – М-III).

При установке резонатора в оптимальной области  $S_3$  возникает чистый амплитудно-частотный спектр колебаний, где наблюдается чистый тон с основной частотой 274 Гц (рис. 2.17в) и интенсивностью 189 дБ; 181 дБ и 168,6 дБ для каждого монитора. Вторая гармоника при  $f = 558$  имеет интенсивность 172 дБ; 165 дБ и 143 дБ, а третья при частоте 832 – 169 дБ; 170 дБ и 135 дБ, соответственно. В данной конфигурации реализован чистый тон с обертонами в условиях согласования всех геометрических элементов биканальной системы. Несогласованное изменение одного из геометрических параметров, влияющих на генерацию акустических колебаний, приводит к рассогласованию волн в тракте системы. Такое рассогласование является причиной большого количества нежелательных шумов, наблюдаемых в случаях  $S_1$ ,  $S_2$ ,  $S_4$ ,  $S_5$ , что подтверждает необходимость комплексного исследования взаимовлияния геометрических параметров системы.

В случае  $S_4$  (рис 2.17 д) видно, что основная частота снижается почти в два раза и составляет 163 Гц с амплитудой 182 дБ; 163 дБ и 156 дБ. Амплитуда второй и последующих гармоник сопоставима с фоновым шумом.

Доминирующая частота в спектре для конфигурации  $S_5$  находится при  $f = 288$  Гц и имеет амплитуду 184 дБ (М-I); 177 дБ (М-II) и 163 дБ (М-III), однако она не является основной (рис. 2.17е). Первой гармоникой в данном спектре пульсаций является тон при частоте 144 Гц, с интенсивностью 174 дБ; 168 дБ и 140 дБ соответственно, т.е. для данной конфигурации произошёл переход от основной частоты к половинной. Количество гармоник, наблюдаемых в спектре также в два раза больше. Отметим, что в рабочей части системы разница в амплитудах между гармониками и основной частотой больше, чем в центральной части и у торца резонатора.

В результате численного моделирования была установлена оптимальная конфигурация по параметру расстояния между соплом и резонатором. Оптимальной выбран случай  $S_3 = 1,35d$

## 2.5. Влияние глубины резонатора на газодинамические параметры потока в бакиральном тракте

В данном разделе исследуется влияние глубины резонансной полости на газодинамические параметры потока в тракте биканальной системы. В исследовании варьируется расстояние между открытой кромкой резонатора до его торца. Для изучения выбраны 5 конфигураций системы с разными глубинами резонаторов. Глубина определяется исходя из прикладных интересов. Изучены варианты с глубинами  $l/d = 2,0; 4,0; 5,5; 15,0; 30,0$ . Прочие характеристики выбраны оптимальными с учётом выводов предыдущих исследований:  $S/d = 1,35, K = 2$ .

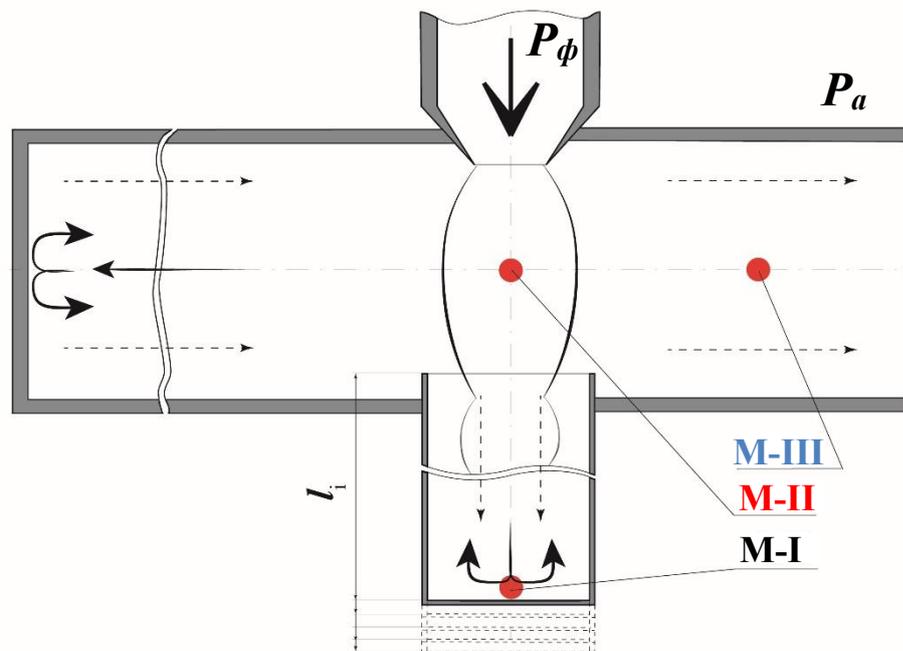


Рис. 2.18. Схематичное изображение биканальной системы с разной глубиной резонансной полости. Расположение характерных точек мониторинга газодинамических параметров потока: (М-I) вблизи торца, (М-II) в центре, (М-III) в рабочей части.

На рис. 2.19 представлены распределения давления по времени. Для случаев  $l/d = 2,0; 4,0$  в расчёте сгенерированы колебания высокой частоты и для их рассмотрения выбран диапазон времени от 0 до 4, для остальных случаев колебания имеют меньшую частоту и показаны в диапазоне времени 0 – 20. Отметим, что на графиках ниже (рис. 2.19 – 2.20) показана общая ось абсцисс для случаев  $l/d = 2,0; 4,0$ , также для случаев  $l/d = 5,5; 15,0; 30,0$  своя

общая ось. На распределениях всех конфигураций чётко выражены области нарастания давления, режим высокоинтенсивных колебаний и падение давления до уровня шума (М-I). Во всех случаях давление доходит до максимального значения 4. Другими словами давление, достигаемое в резонаторе, не зависит от его объёма, а зависит от сформированной струи, её параметров. В центре системы, в струе (М-II) форма колебаний меняется под воздействием волн в дополнительном канале. Область высокоинтенсивных колебаний из полочки с постоянным значением давления становится немонотонной линией с одним или несколькими максимумами. Наибольшие достигаемые давления 2,3 ( $l/d = 2,0$ ), 2,3 ( $l/d = 4,0$ ), 2,5 ( $l/d = 5,5$ ), 2,3 ( $l/d = 15,0$ ), 2,1 ( $l = 30,0$ ). В данном мониторе виден выход на минимальное значение давления близкое к нулю, характерное для перехода диска Маха через отслеживаемую точку. Зафиксировано наличие дополнительных тонов высокой частоты, чего не видно в других мониторах. Наиболее выражены данные тона в системах с малыми резонаторами  $l/d = 2,0, 4,0, 5,5$ . В рабочей части (М-III) колебания имеют вид более к синусоиде. Максимум давления не превышает 1,2 во всех случаях кроме  $l/d = 15,0$ , что достигнуто благодаря резонансу дополнительного и основного резонаторов. В случае  $l/d = 30,0$  видно падение амплитуды в области высокоинтенсивного режима звучания. Это уменьшение давления также связано с взаимодействием волн из дополнительного и основного резонаторов, которые в данной конфигурации находятся в рассогласовании и подавляют друг друга. Следует отметить, что в случае  $l/d = 4,0$  колебания в дополнительном резонаторе крайне малы, их амплитуда составляет 0,1. Подобная картина наблюдается не только в М-III, но и вдоль всего дополнительного канала.

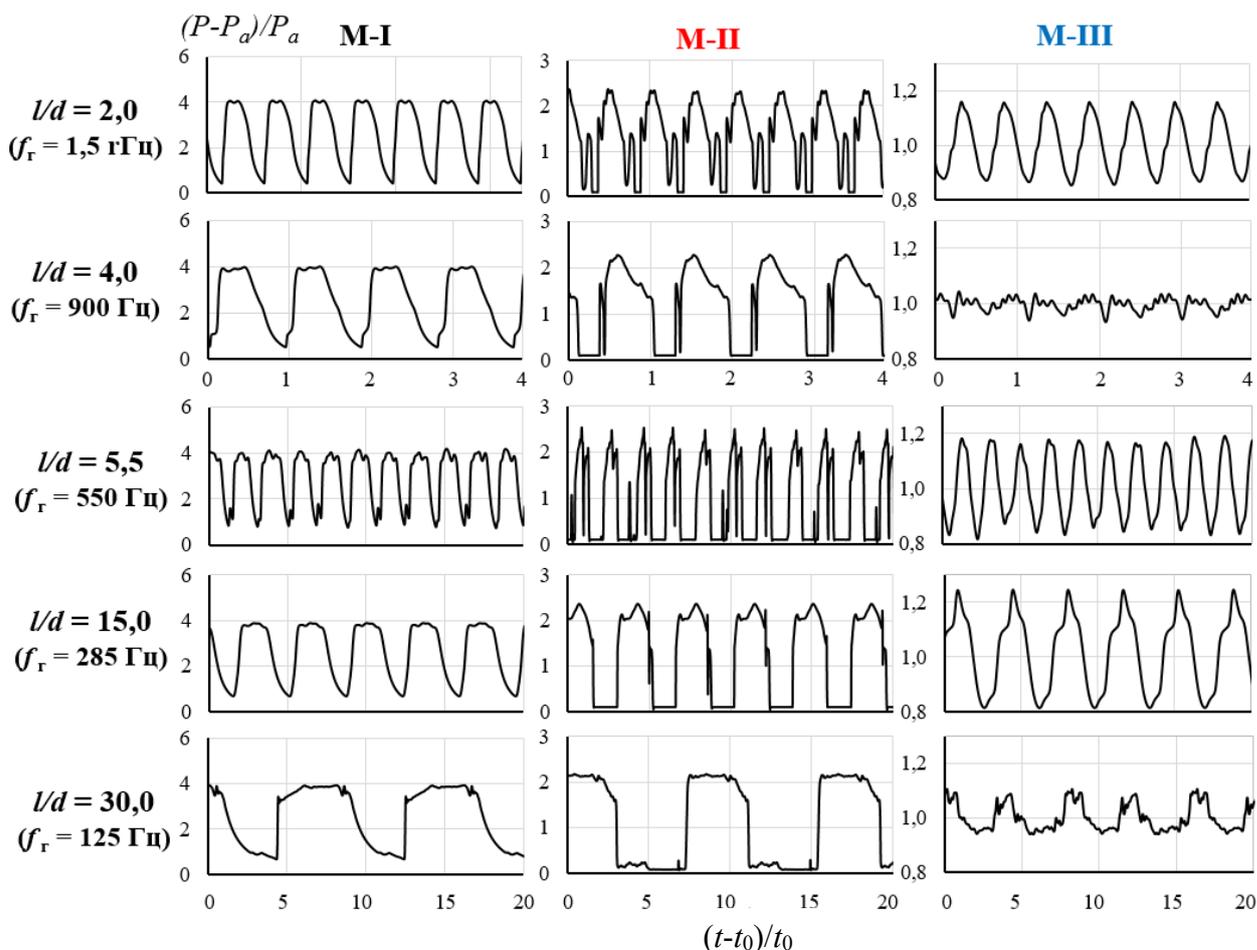


Рис. 2.19. Распределение давления с изменением времени в системах с резонаторами разной глубины в характерных мониторах: (М-I) вблизи торца, (М-II) в центре, (М-III) в рабочей части.

Распределения давления в характерных мониторах переведены в вид АЧХ (рис.2.20). Для случаев  $l/d = 2,0; 4,0$  показан диапазон частот от 0 до 4 кГц, для остальных конфигураций диапазон составляет 0 – 1 кГц. В случае  $l/d = 2,0$  генерируется сигнал с высокой частотой 1476 Гц, а формула Гельмгольца (0,1) даёт значение 1500 Гц. Интенсивность колебаний давления в мониторе М-I, расположенном на дне резонатора, в данном случае максимальна и достигает 199 дБ для основной гармоники. При этом в центре системы (М-II) интенсивность равна 192 дБ, а в рабочей части (М-III) снижается до 177 дБ.

При  $l/d = 4,0$  частота генерации составляет 836 Гц при теоретической величине 900 Гц. В резонаторе и рабочей части также зафиксирована высокая интенсивность сигнала: 196 дБ в М-I и 191 дБ в М-II. В рабочей части наблюдается перераспределение интенсивности между гармониками сигнала.

В амплитудно-частотном спектре виден гармонический ряд с сопоставимыми интенсивностями тонов. Первая гармоника в спектре имеет интенсивность 156 дБ, вторая преобладает с уровнем звукового давления 159 дБ. Третья и шестая гармоники имеют наименьшую интенсивность – 145 дБ. Такое перераспределение энергии между тонами и нарастание второй гармоники не свойственно коротким резонаторам. Подобный эффект можно наблюдать в глубоких резонаторах (более 25 калибров). Однако в системах с глубокими резонаторами вторая гармоника значительно преобладает ( $I_{f2} = 168$  дБ, что на 12 дБ больше основного тона) над остальными тонами в спектре. В исследуемом случае первая и вторая гармоника имеют сопоставимую интенсивность  $I_{f1} = 155$  дБ,  $I_{f2} = 158$  дБ, что говорит о переходе к другому режиму колебаний, не связанному с режимом глубоких резонаторов.

Случай  $l/d = 5,5$  отличается большой зашумлённостью сигнала. Основная частота в данном случае 530 Гц (550 Гц по Гельмгольцу). Интенсивность основной гармоники достигает 187 дБ в М-I, 185 дБ в М-II и 177 дБ в рабочей части (М-III). Конфигурация с резонатором длиной

Конфигурация с резонатором длиной  $l/d = 15$  генерирует чистый сигнал с наибольшей интенсивностью в рабочей части. Основная частота акусто-конвективного потока в такой системе 278 Гц (285 Гц по Гельмгольцу), а интенсивность в спектре достигает 186 дБ в М-I, 184 дБ в М-II и 178 дБ (178,7 дБ) в М-III.

Конфигурация биканальной системы с глубоким резонатором ( $l/d = 30$ ) генерирует осциллирующий поток с частотой основной гармоники 121 Гц (125 Гц по Гельмгольцу). Уровень звукового давления у торца резонатора равен 186 дБ. В струе (М-II) этот параметр падает до 183 дБ. В рабочей части происходит взаимодействие волн из основного и дополнительного резонаторов, что в данном случае приводит к ослаблению основного тона (125 Гц) и усилению второй гармоники (250 Гц). Таким образом, в спектре доминирует вторая гармоника с интенсивностью 168 дБ. Интенсивность первой гармоники составляет 156 дБ. Такой эффект перераспределения энергии между

гармониками характерен для биканальных систем с глубокими резонаторами и является их отличительной чертой.

Проведённое численное моделирование позволило оценить газодинамические параметры биканальных систем с резонаторами разной глубины и выбрать наиболее перспективные конфигурации. Оптимальной системой выбрана конфигурация с глубиной полости  $l/d = 15$ , поскольку позволяет реализовать акусто-конвективный поток с максимальной интенсивностью колебаний, а в амплитудно-частотном спектре наблюдается наименьшее количество шумов.

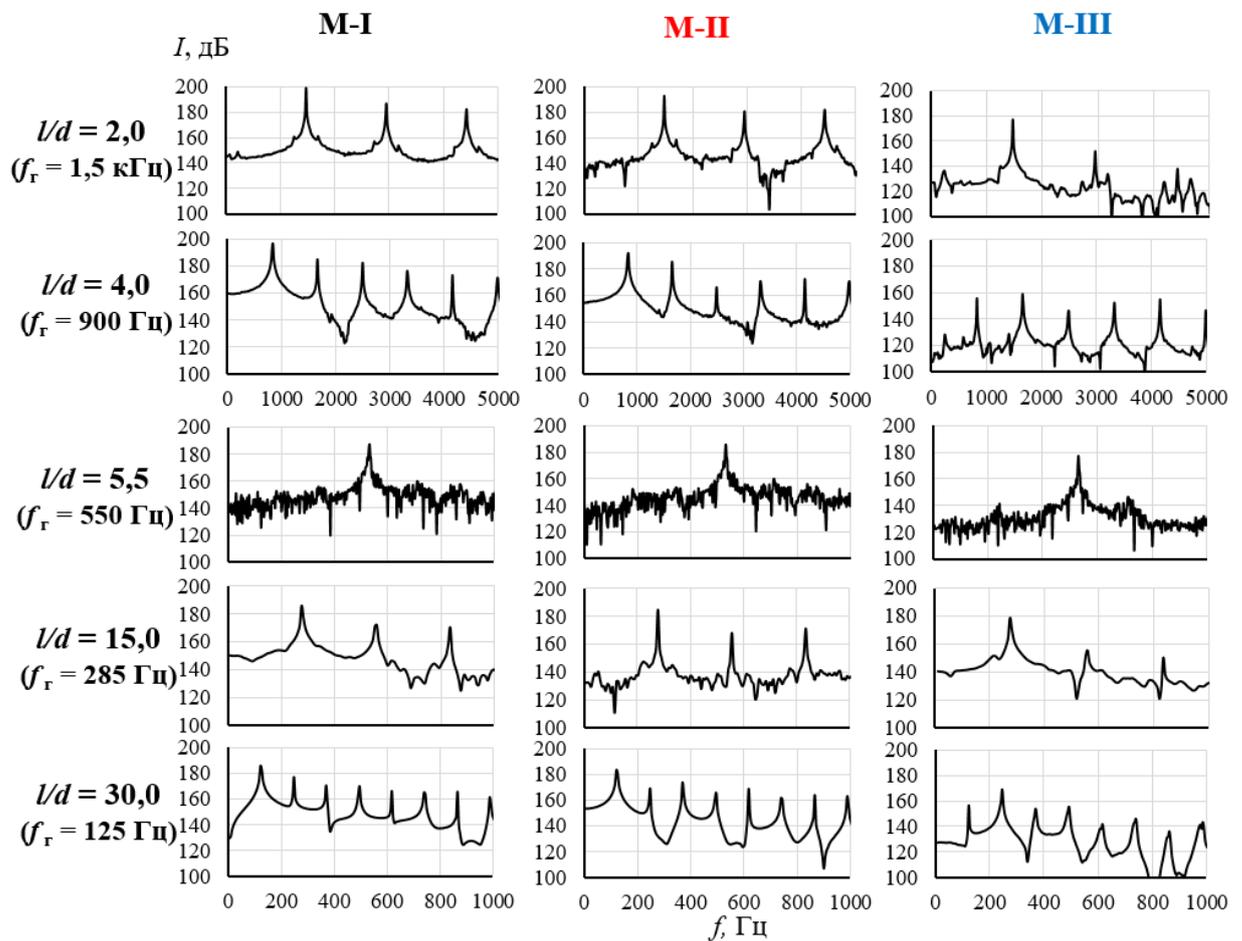


Рис. 2.20. Спектральный состав колебаний акусто-конвективного потока в системах с резонаторами разной глубины в характерных мониторах (М-I) вблизи торца, (М-II) в центре, (М-III) в рабочей части

## 2.6. Развитие газодинамического потока в основном резонаторе биканальной системы

Глубокие резонаторы представляют особый интерес с точки зрения прикладных направлений. Большую роль играет эффект прогрева резонатора, который сильнее проявляется в резонаторах с большой глубиной. В этом разделе рассмотрен циклический процесс заполнения и опустошения резонансной полости недорасширенной струёй и исследовано взаимодействие волн, которое приводит к нагреву полости и формированию колебаний в биканальной системе (рис.2.21).

Ниже приведён анализ результатов, полученных в численном моделировании с помощью оттестированной в предыдущих разделах модели. Выбрана оптимальная (для исследования теплового эффекта) система с глубоким резонатором. Исследуется биканальная система со следующими геометрическими параметрами:  $l/d = 32,00$ ;  $S/d = 1,75$ ;  $K = 2,00$ .

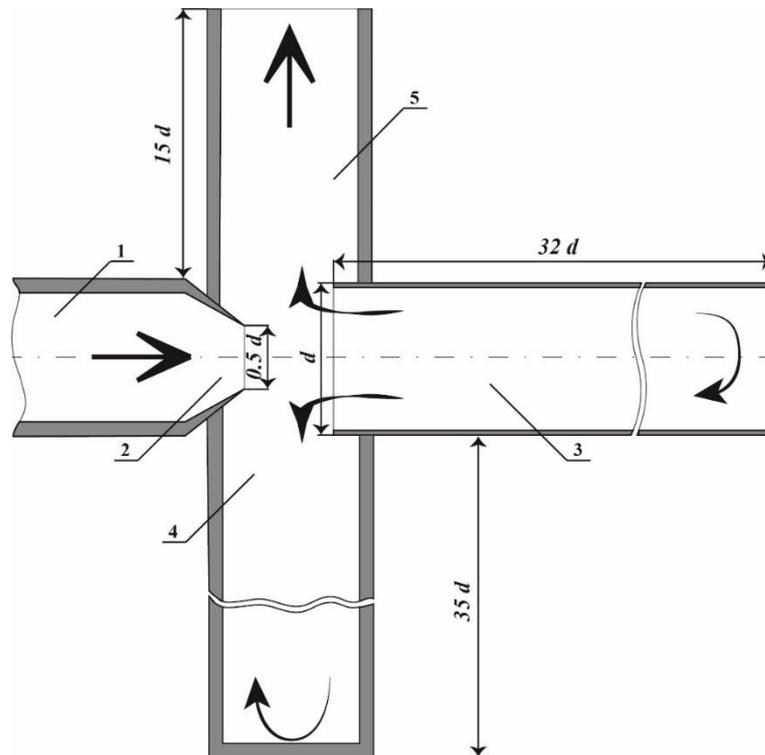


Рис. 2.21. Принципиальная схема биканальной системы

(1) Форкамера; 2) Сопло; 3) Резонатор; 4) второй канал (резонатор) квадратного сечения; 5) рабочая часть. Стрелки в каналах указывают характерное направление потоков).

Процесс генерации звука в биканальной системе состоит из двух фаз: заполнения и опустошения. В результате возникают высокоинтенсивные акустические волны [100]. Поскольку используется резонатор с большой глубиной (32 калибра), внутри наблюдается каскад волн разрежения и сжатия, взаимодействующих между собой.

Картины распределения давления и температур в фазе заполнения резонатора представлены на рис. 2.22 – 2.25, а фаза опустошения представлена на рис. 2.26 (для лучшего визуального восприятия ширина полости увеличена в 2 раза, с помощью пунктирной линии резонатор разделен на три равные части). Рассмотрим подробно процесс эволюции полей давления и температур в резонансной полости, состоящей из пяти этапов.

**Этап I.** В начальный момент времени ( $t = 0$ ) газ в полости находится в состоянии покоя под давлением  $P = 1,1$  (рис. 2.22а). В этот момент на открытой кромке резонатора формируется волна сжатия, затекающая в полость, что приводит к нарастанию давления до  $P = 1,8$  у среза. В большей части резонатора газ имеет низкую температуру  $T = 7,5$  (рис. 2.22б), а в окрестности торца расположена область длиной 3,5 калибра, где температура газа вблизи стенки резонатора составляет 3, а на оси 1. Продвижение волны сжатия внутрь полости в момент  $t = 2$  приводит к тому, что на входе в резонатор устанавливается давление  $P = 2,8$  и температура 2.25. При  $t = 2$  на входе в резонатор появляется струя со скоростью 265 м/с и температурой до 0,65.

В момент  $t = 3$  струя развивается и формируется бочкообразная структура на входе в резонансную полость, о чем свидетельствует появление области с повышенным давлением на рис. 2а. Перед бочкообразной структурой в резонансную полость движется волна сжатия, формируя за собой область с повышенным давлением ( $P = 3$ ). Сформировавшаяся «бочка» изменяет картину течения на кромке резонатора. Область повышенных значений давления и температур (3,5) продвигается вглубь резонатора, а ее место занимает холодная струя с большой скоростью и пониженным давлением, направленная в сторону глухого торца.

В момент времени  $t = 5$  за волной сжатия снижаются давление до  $P = 2,2$  и температура до  $T = 3,25$ . При этом вблизи кромки на расстоянии до 3 калибров область повышенного давления расширяется, значение давления уменьшается с 3 до 2, а температура снижается до  $T = 2$ . Уменьшение давления связано с продолжающимся притоком холодной струи газа (скорость струи составляет 430 м/с), формирующим область с низкой температурой возле кромки, что и влечёт за собой понижение давления.

При  $t = 10$  на фронте волны сжатия начинает формироваться область повышенного давления  $P = 2,25$  и температуры  $T = 4$ .

На момент времени  $t = 14$  значение температуры в близкой области за фронтом волны сжатия достигает 5,25, давление -  $P = 2,3$ . В результате продвижения фронта волны сжатия по всей длине резонатора, к моменту  $t = 15$ , устанавливается перепад давления от  $P = 2,3$  вблизи кромки полости до  $P = 1,8$  за фронтом волны вблизи торца. При этом температура на фронте волны повышается до 6, а за фронтом волны на расстоянии 11 калибров (третья часть глубины резонатора) от торца формируется область с градиентом температуры, падающей до 3. В следующей трети резонатора наблюдается более сильный перепад температур, постепенно понижающихся до 0, что связано с влиянием волн разрежения, идущих следом за основной волной.

Таким образом, первый этап заполнения резонатора от начального момента до столкновения волны сжатия с торцом связан с приходом бочкообразной структуры струи на переднюю кромку резонирующей полости и генерацией волны сжатия, распространяющейся вглубь полости.

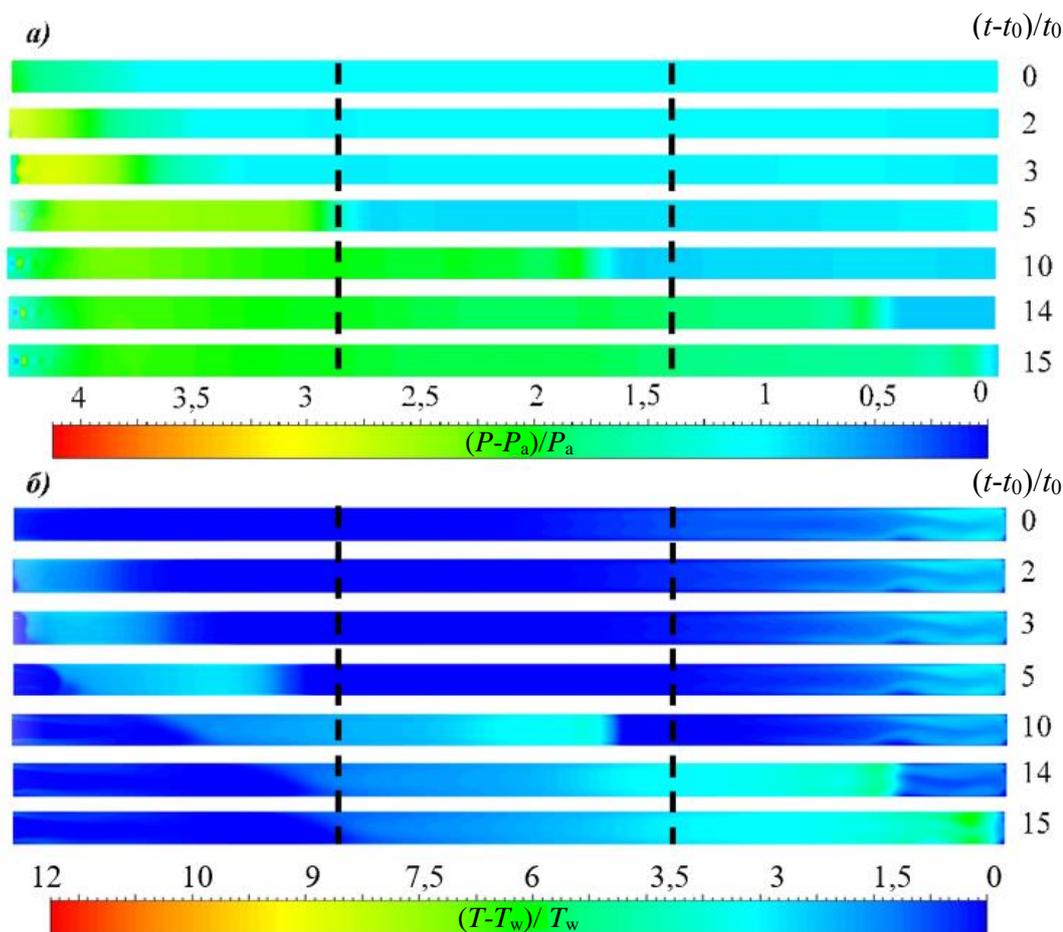


Рис. 2.22. Распределение давления (а) и температур (б) в резонаторе на этапе затекания струи в резонатор.

В результате анализа полученных данных определена скорость волны сжатия, на данном этапе она составляет 445 м/с при местной скорости звука в 330 м/с ( $M = 1,35$ ). У торца в начальный момент зафиксирована нагретая область, которая медленно остывает (с  $T = 3$  до  $T = 1$ ) до момента столкновения с волной сжатия, что приводит к деформации фронта волны в тепловом поле. Фронт волны при этом претерпевает изменения и имеет форму дуги, в результате формируется поле течения, с максимальным значением температуры у стенок и минимальным на оси симметрии.

**Этап II.** Волна сжатия при  $t = 15,5$  достигает глухого торца резонатора, взаимодействует и отражается от жесткой стенки, поток за отраженной волной имеет нулевую скорость [95 – 98, 101 – 102]. Отраженная волна движется в сторону открытого торца. Параметры за падающей волной вблизи торца к  $t = 15,5$  составили  $P = 2,25$  и  $T = 6$ . В последующий момент  $t = 15,6$  вблизи

торцевой стенки происходит резкое нарастание давления до  $P = 3,1$  (рис. 2.23а) и температуры 9 (рис. 2.23б). При  $t = 15,7$  за отраженной волной устанавливается область с повышенным давлением  $P = 4,1$  и температурой 12,5. Далее при  $t = 16,0$  волна сжатия, отражённая от стенки, удаляется от торца на расстояние 2 калибра. Помимо волны сжатия у торца ещё проявляется влияние отражённой волны разрежения от предыдущего периода, снижающей температуру у торцевой стенки до 11,75, а давление до  $P = 3,7$ . Отметим, что в области торца наблюдается неравномерное распределение температуры в поперечном сечении потока. В частности, видно, что температура газа выше у стенок резонатора ( $T = 10$ ), чем в центре полости ( $T = 9$ ).

Следовательно, при падении волн на торцевую стенку происходит резкий рост параметров газа за отраженной волной: давление увеличивается в 1,8 раз, а температура в 1,4. Однако давление, установившееся за отражённой волной, ниже ожидаемого, что можно связать с влиянием второй гармоники и волны разрежения от предыдущего периода.

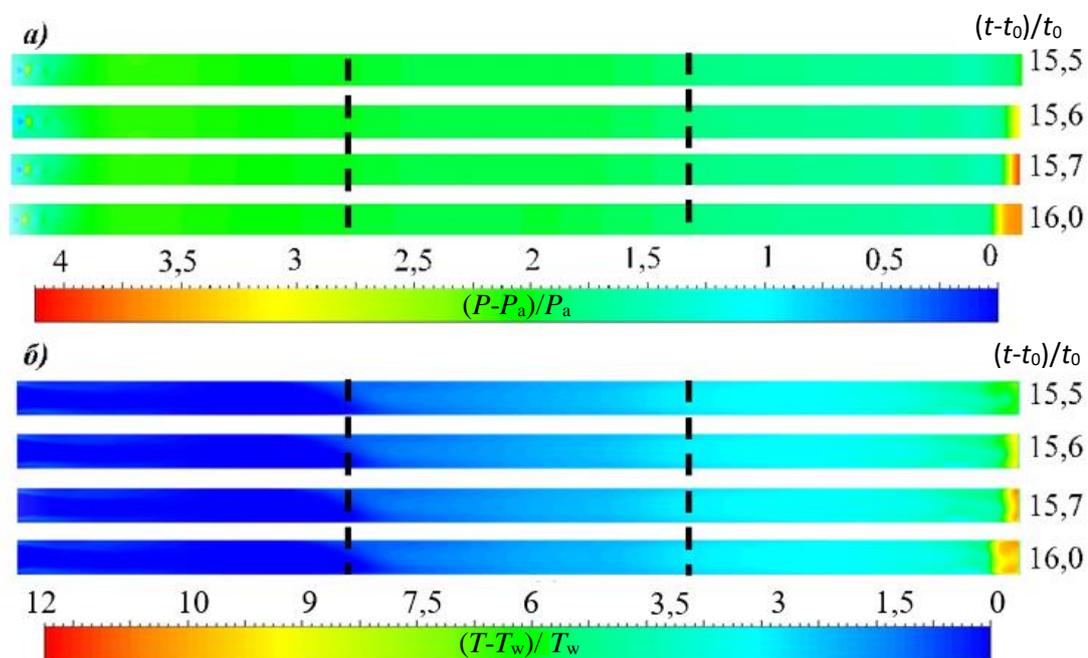


Рис. 2.23 Распределение давления (а) и температур (б) вдоль тракта резонансной полости. Заполнение резонатора в момент отражения волны от торца.

**Этап III.** Фронт отраженной волны сжатия движется в сторону открытой кромки резонансной полости (рис. 2.24). В результате взаимодействия набегающих волн сжатия со стороны кромки резонатора и волн, отражённых от его торца с большей амплитудой, на фронте волны образуется перепад давлений с  $P = 1,75$  перед волной ( $t = 17$ ) до  $P = 3,9$  на фронте волны. Сразу за фронтом отраженной волны наблюдается понижение давления до  $P = 3,1$ , затем давление плавно повышается до  $3,5$  в области торца резонатора. При этом между фронтом волны и торцом резонатора наблюдается неравномерное поле температур, в котором присутствуют локальные области с максимумом  $T = 10,5$  возле стенки и минимумом  $T = 5$  возле цилиндрической поверхности резонатора, а средняя температура составляет  $9$ . К моменту времени  $t = 23$  давление в области между фронтом отраженной волны и торцом резонатора выравнивается до  $P = 3,7$  и формируется перепад температур от  $11$  у торцевой стенки до  $4,5$  на фронте волны. Зона вблизи торцевой стенки протяженностью  $11$  калибров сохраняет распределение температуры на протяжении половины цикла заполнения-опустошения резонатора, поэтому данную область считаем стационарной. При дальнейшем распространении отражённой волны к выходу из резонатора на поле давления наблюдается взаимодействие набегающих и отражённых волн, что проявляется в виде неравномерного распределения параметров по течению (рис. 2.24а). При этом амплитуда перепада давления на фронте отраженной волны уменьшается: давление перед волной по-прежнему равно  $P = 1,75$ , на фронте  $P = 3,75$ , а за фронтом наблюдается ряд чередующихся областей с давлениями в диапазоне от  $3,25$  до  $3,60$ .

К моменту  $t = 27$  отраженная волна перемещается к середине резонатора, давление за волной выравнивается и достигает  $3,8$ , а температура имеет локализованный у оси полости участок овальной формы с более низкой температурой  $T = 2,25$ , от фронта волны до стационарной области. Нарастание давления за фронтом основной волны связано с отражением от стенки торца волн сжатия, соответствующих высшим гармоникам.

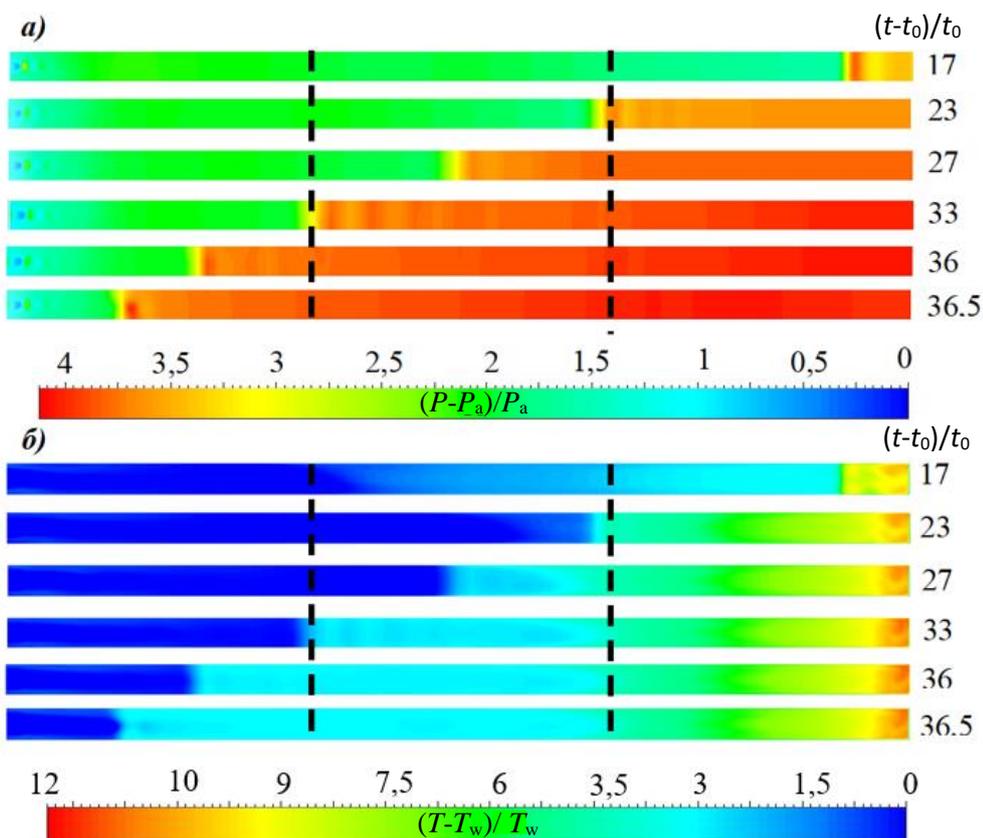


Рис. 2.24. Распределение давления (а) и температур (б) в резонаторе после отражения волны сжатия от торца резонатор до взаимодействия со струей.

На момент  $t = 33$  в распределении давления чётко выделяются четыре области с чередованием нарастания и падения давления от  $P = 3,75$  до  $3,3$ , отображающиеся также в тепловом распределении с локальными минимумами до  $T = 2,5$ .

В момент  $t = 36$  происходит взаимодействие волны сжатия со шлейфом втекающей струи, в результате чего за фронтом повышается давления до  $P = 3,9$ . Фронт волны при этом начинает искривляться, приобретая дугообразную форму. За фронтом волны распределение температур выравнивается при этом области минимумов, отмеченные в предыдущий момент времени, практически не видны, а минимальная температура равна  $3,75$ .

К моменту  $t = 36,5$  отражённая волна достигает границы втекающей в резонатор струи, поэтому давление на фронте увеличивается, в результате за фронтом формируется локальный максимум  $P = 4$ . При этом передний фронт

тепловой волны принимает выпуклый вид: струя втекает в центр полости, пронизывая фронт волны, холодный газ окружается вытянутыми вдоль стенок резонатора областями с повышенной температурой до 3. В распределении температуры на оси резонатора виден локальный минимум (примерно 0,5), в том же положении, что и минимум давления.

Таким образом, завершающий этап фазы заполнения резонатора обусловлен прохождением отражённой от торца резонатора волны сжатия и её взаимодействия с внешней струей. Скорость отражённой волны сжатия при прохождении по резонатору примерно 315 м/с, а местная скорость звука 307 м/с ( $M = 1$ ). За отраженной волной сжатия газ останавливается. Наблюдается увеличение давления до предельного значения, превышающего давление во внешней струе ( $P = 4$ ), в результате чего резонатор становится вторым источником, из которого истекает ответная струя. Отметим, что вблизи от торца на расстоянии 11 образуется область с постоянной температурой, вне которой устанавливается равномерная низкая температура.

**Этап IV.** В момент  $t = 36,7$  (рис. 2.25) происходит взаимодействие фронта отраженной волны сжатия со следом втекающей струи. В результате за фронтом формируется сферическая область с повышенным давлением  $P = 4,1$ , за которой следует еще одна сфера, но с пониженным давлением  $P = 3,2$ . Под воздействием струи фронт волны искривляется и принимает выпуклую форму [78, 103].

При  $t = 37$  фронт волны смещается ближе к кромке открытого торца резонатора, при этом давление в первой сфере незначительно увеличивается до  $P = 4,12$ , а во второй - немного уменьшается до  $P = 3,1$ . Поле температур существенно не изменяется.

При  $t = 37,5$  в центре первой сферы давление не изменилось, а в центре второй сферы давление продолжило снижаться и составило  $P = 2,8$ . К моменту времени  $t = 38$  отраженная волна взаимодействует с волной сжатия, находящейся внутри первой бочкообразной структуры, расположенной на расстоянии двух калибров от среза резонатора.

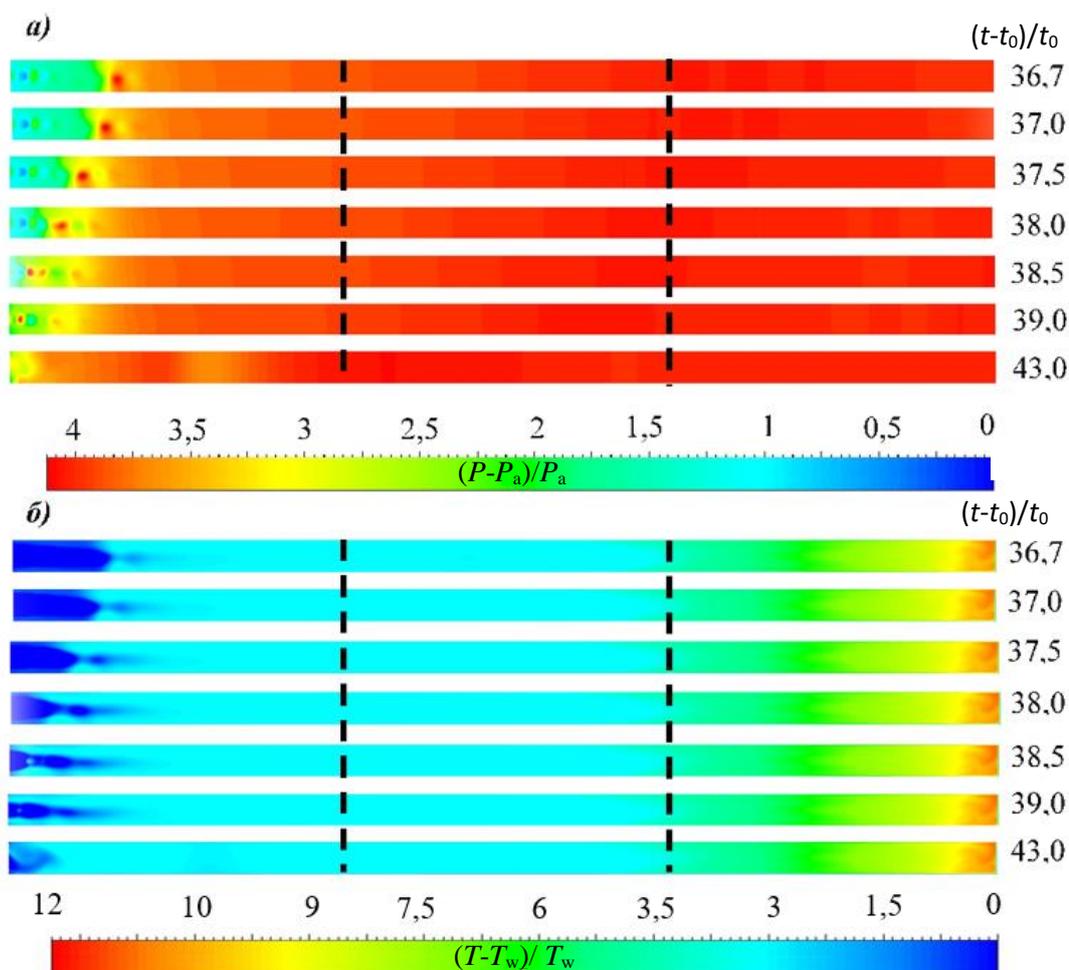


Рис. 2.25. Распределение давления (а) и температур (б) в резонаторе при взаимодействии волны сжатия со струёй.

В результате взаимодействия двух волн сжатия давление в бочкообразной структуре начинает возрастать, и к моменту времени  $t = 38$  оно выравнивается с давлением в отраженной от торца резонатора волне, которое понижается и в результате образуется небольшое плато с давлением  $P = 3,6$ . Затем давление продолжает возрастать и в максимуме составляет  $P = 4$ , при этом рассматриваемая бочкообразная структура перемещается следом за проходящей волной в сторону открытой кромки резонатора. Отраженная волна, продолжая движение к открытой кромке резонатора, начинает взаимодействовать со следующей бочкообразной структурой, находящейся на расстоянии 1,25 калибра от кромки резонатора. К моменту  $t = 38,5$  на рис. 2.25 образуются две сферические области с давлением  $P = 3,75$  в первой и  $P = 3,5$  во второй. Формирование первой сферы связано с повышением давления при

взаимодействии отраженной волны с волной сжатия, расположенной во второй бочкообразной структуре. Образование второй сферической области является результатом взаимодействия отраженной волны с предыдущей бочкообразной структурой, которая переместилась ближе к кромке резонатора и имеет координату 1,65 калибра.

Описанные процессы также отражаются на температурном распределении. В момент времени  $t = 39$  в результате взаимодействия отраженной волны и бочкообразной структуры достигается максимальное давление  $P = 4,7$ , при этом передняя кромка волны сжатия достигает открытой кромки резонатора. В последующие моменты времени происходит выход отраженной волны из резонирующей полости. Стоит отметить, что вышедшая из резонатора волна взаимодействует с бочкообразной структурой, находящейся за пределами резонатора, однако на течение в резонирующей полости это взаимодействие оказывает слабое влияние. В момент  $t = 43$  истечение отраженной волны из резонирующей полости подходит к завершению.

Проведенный анализ показал, что при взаимодействии фронта отраженной волны сжатия с нерасчетной струей реализуется вытеснение нерасчетной струи из резонирующей полости. Разобран механизм взаимодействия бочкообразных структур с волной сжатия, в результате которого образуются сферические области с пониженным и повышенным давлением. В результате взаимодействия отраженной волны и последней волны сжатия в бочкообразной структуре давление повышается и достигает максимального для всего рассматриваемого процесса значения  $P = 4,71$ . После взаимодействий отраженной волны и волны сжатия бочкообразной структуры вглубь резонатора распространяются слабые волны сжатия.

**Этап V.** После выхода из резонирующей полости волны сжатия, отраженной от жесткой стенки, давление в резонаторе составляет  $P = 3,9$ , что превышает давление в набегающей нерасчетной струе  $P = 1,9$ . В результате из резонатора начинает вытекать ответная струя, т.е. резонатор становится

источником второй струи, направленной навстречу первой нерасчетной струе, истекающей из конического сопла. По мере истечения струи из резонансной полости вглубь резонатора распространяется веер волн разрежения, таким образом начинается фаза разгрузки резонатора (рис. 2.26).

В момент времени  $t = 45$  начинается формирование веера волн разрежения на кромке резонатора, в результате чего давление снижается от  $P = 3,9$  до 2,5, а температура уменьшается с 3,75 до 1,50. При  $t = 46$  формирование волны разрежения закончилось, и она начинает перемещение вглубь резонирующей полости. При этом передняя кромка волны разрежения находится на расстоянии 4,6, а задняя – 0,8 калибров. Давление за волной разрежения снижается до  $P = 1,6$ . Температура в волне разрежения плавно уменьшается от 3,75 до 4.

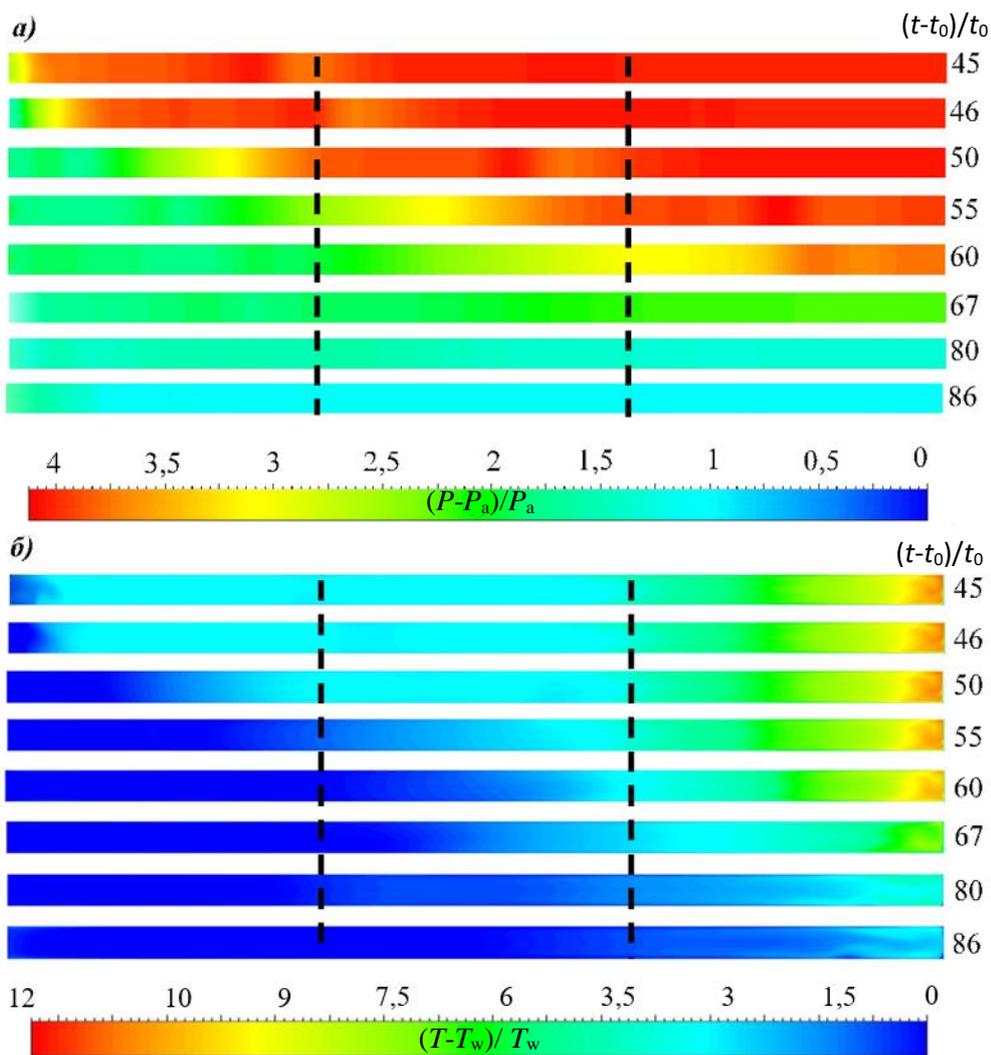


Рис. 2.26. Распределение давления (а) и температур (б) в резонаторе на этапе разгрузки резонатора.

В момент времени 50 передняя кромка переместилась на 11,1, а задняя – всего на 2,8 калибра, таким образом, ширина волны разрежения составляет 8,3 калибра. При  $t = 55$  передняя кромка переместилась на 19,8, а задняя – на 6,3 калибра. Ширина волны разрежения увеличилась до 13,5 калибров. В момент времени  $t = 60$  передняя кромка волны отошедшая от кромки на 27,7 калибра, максимально приблизилась к торцу резонатора, а задняя продвинулась только на 10,2 калибра, что составляет треть общей части глубины резонатора. Как видно из рис. 5б до момента времени  $t = 60$  стационарная область возле торца резонатора остаётся не неизменной, но к  $t = 67$  волна разрежения достигает торца резонатора и, отражаясь от него, понижает как давление  $P = 2,2$ , так и температуру  $T = 7,5$  возле жесткой стенки резонатора. На момент  $t = 80$  волна разрежения продолжает отражаться от торца, в результате чего давление понижается до 1,3, а температура в окрестности торца имеет неравномерное распределение. Температура имеет более высокие значения  $T = 4$  возле боковых стенок и  $T = 3,25$  в центре резонатора. При  $t = 86$  в большей части полости устанавливается давление  $P = 1,1$ , что соответствует давлению при  $t = 0$ , т.е. момент  $t = 86$  является началом нового цикла заполнения резонатора.

Используя данные о координатах передней и задней кромки веера волн разрежения на моменты времени 50, 55 и, была определены скорости распространения переднего (330 м/с) и заднего (132 м/с) фронтов волны.

## 2.7. Развитие газодинамического потока в тракте дополнительного канала биканальной системы

В данном разделе численно исследуется газодинамический поток в дополнительном канале биканальной системы. Данная область особо важна для прикладных направлений, поскольку именно здесь происходит усиление звукового давления и воздействие высокоинтенсивным акусто-конвективным потоком. При заполнении воздухом, истекающим из основного канала, дополнительный канал работает как второй резонатор [104 – 105]. Исследуется оптимальная система с глубоким резонатором, рассмотренная в предыдущем разделе, с размерами  $l = 30,00$ ;  $S = 1,75$ ;  $K = 2,00$ . Для удобства в представлении данных дополнительный канал разделён на три геометрические подобласти (см. рис. 2.27). С одной стороны область I ограничена закрытым торцом дополнительного резонатора, а с другой стороны – плоскостью, параллельной оси основного резонатора, совпадающей с поперечным сечением дополнительного канала. Область II является центром системы и включает в себя кромку сопла, центральную часть канала и основной резонатор. Область III, ограниченная плоскостью, параллельной оси основного резонатора и выходом из биканальной системы, является рабочей частью.

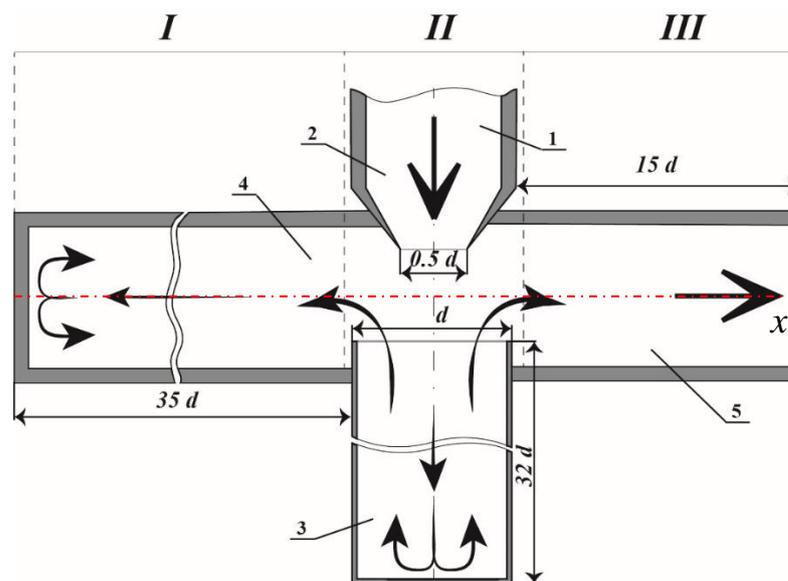


Рис. 2.27. Принципиальная схема биканальной системы

- 1) Форкамера; 2) Сопло; 3) Резонатор; 4) второй канал (резонатор) квадратного сечения;
- 5) рабочая часть. Стрелки в каналах указывают характерное направление потоков.

На рис. 2.28 представлено распределение температуры в дополнительном канале на разные моменты времени, в пределах одного периода колебаний в процессе заполнения-опустошения основного резонатора, рассмотренного в предыдущем разделе. Температурный режим определяется взаимодействием двух потоков: холодной струи, формирующейся в области III при  $t = 0 - 40$ , и прогретого ответного потока из основного резонатора при  $t = 45 - 83$ . В момент времени  $t = 0$  начинается процесс заполнения основного резонатора. В дополнительном канале происходит взаимодействие волн, сформированных в предыдущих циклах заполнения-опустошения. При этом в интервал времени  $t = 0 - 40$  дополнительный канал охлаждается как в области дополнительного резонатора, так и в рабочей части. С наступлением этапа истечения ( $t = 40 - 83$ ) из основного резонатора в дополнительный канал устремляется нагретый ответный поток, в результате чего температура в тракте повышается. В момент  $t = 73$  в центре дополнительного резонатора зафиксированы области повышенной температуры, которые возникли под действием волн сжатия. Также на рис. 2.28 при  $t = 73 - 83$  видна прогретая область вблизи торца, возникшая при отражении волны сжатия от стенки, в которой температура достигает значения  $\underline{T} = 2$ . За время всего цикла заполнения-опустошения резонатора температура в рабочей части изменяется в диапазоне  $T = 1,0 - 1,5$ , соответствующим комнатным условиям, что позволяет реализовать низкотемпературное воздействие высокоинтенсивным акусто-конвективным потоком на образцы, расположенные в рабочей части биканальной системы.

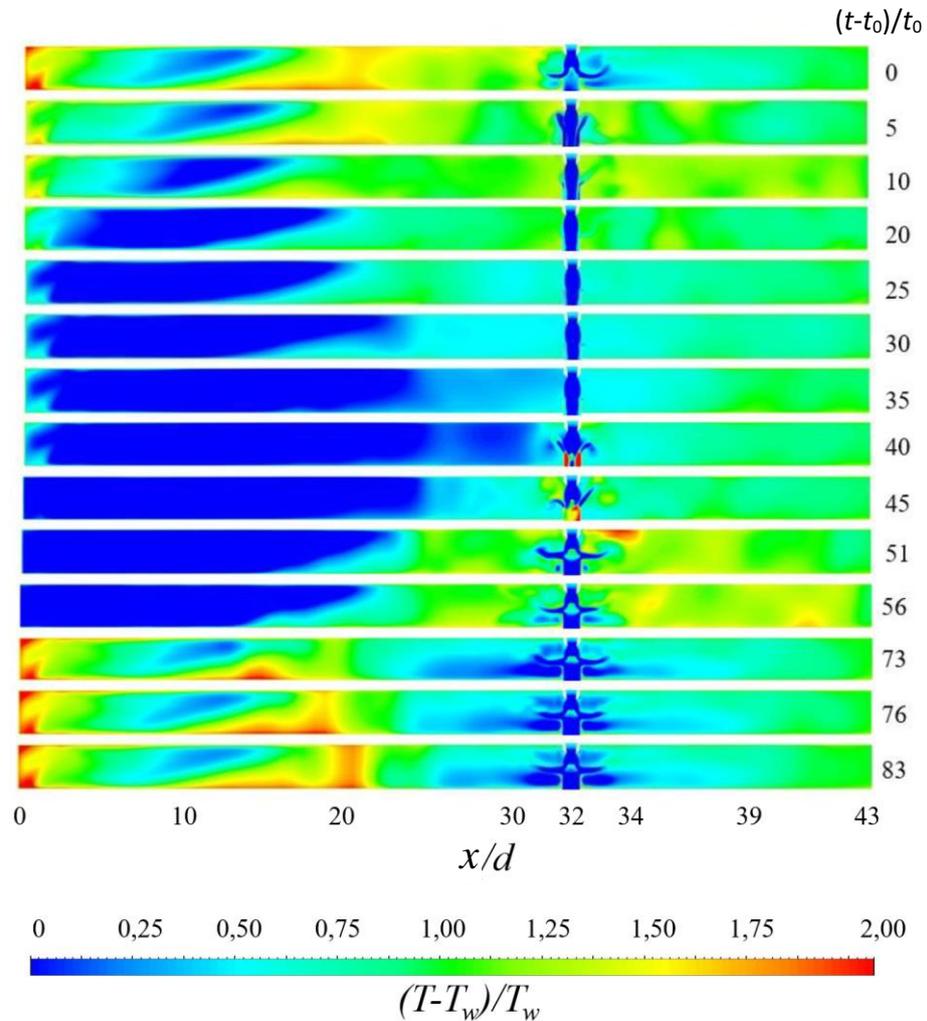


Рис. 2.28. Развитие течения в тракте акусто-конвективной установки в биканальной системе ( $x/d$  – глубина дополнительного канала)

Распределение давления вдоль центральной оси дополнительного канала (красная штрихпунктирная линия на рис. 2.27) для разных моментов цикла заполнения-опустошения тракта представлено на рис. 2.29 и 2.30. Следует отметить, что в области II диапазон перепада давления больше, чем в других областях. По этой причине масштаб шкалы давления в области II не линеен на рис. 2.27 (области 0 – 0,76, 0,76 – 1,27 и 1,27 – 1,80 равны одному делению шкалы). Моменты времени, для которых представлены графики, синхронизированы с процессом заполнения-опустошения резонансной полости и совпадают с моментами, рассмотренными в предыдущем разделе. Процесс заполнения основного резонатора начинается в момент  $t_0$ . В то же время в системе дополнительного канала происходит падение давления, т.е. идет процесс опустошения дополнительного резонатора.

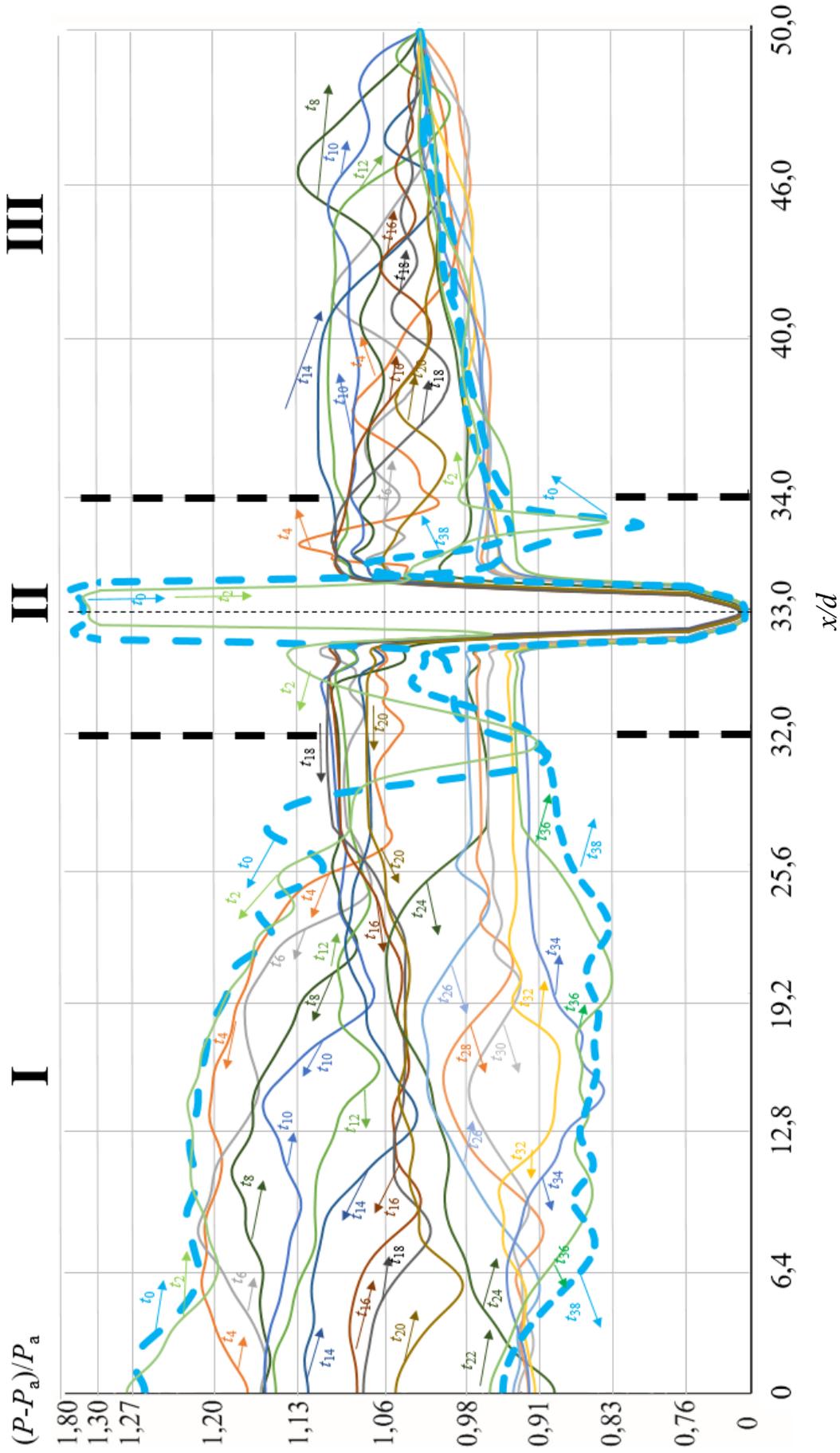


Рис. 2.29. Развитие течения в дополнительном канале акусто-конвективной системы на этапе заполнения основного резонатора

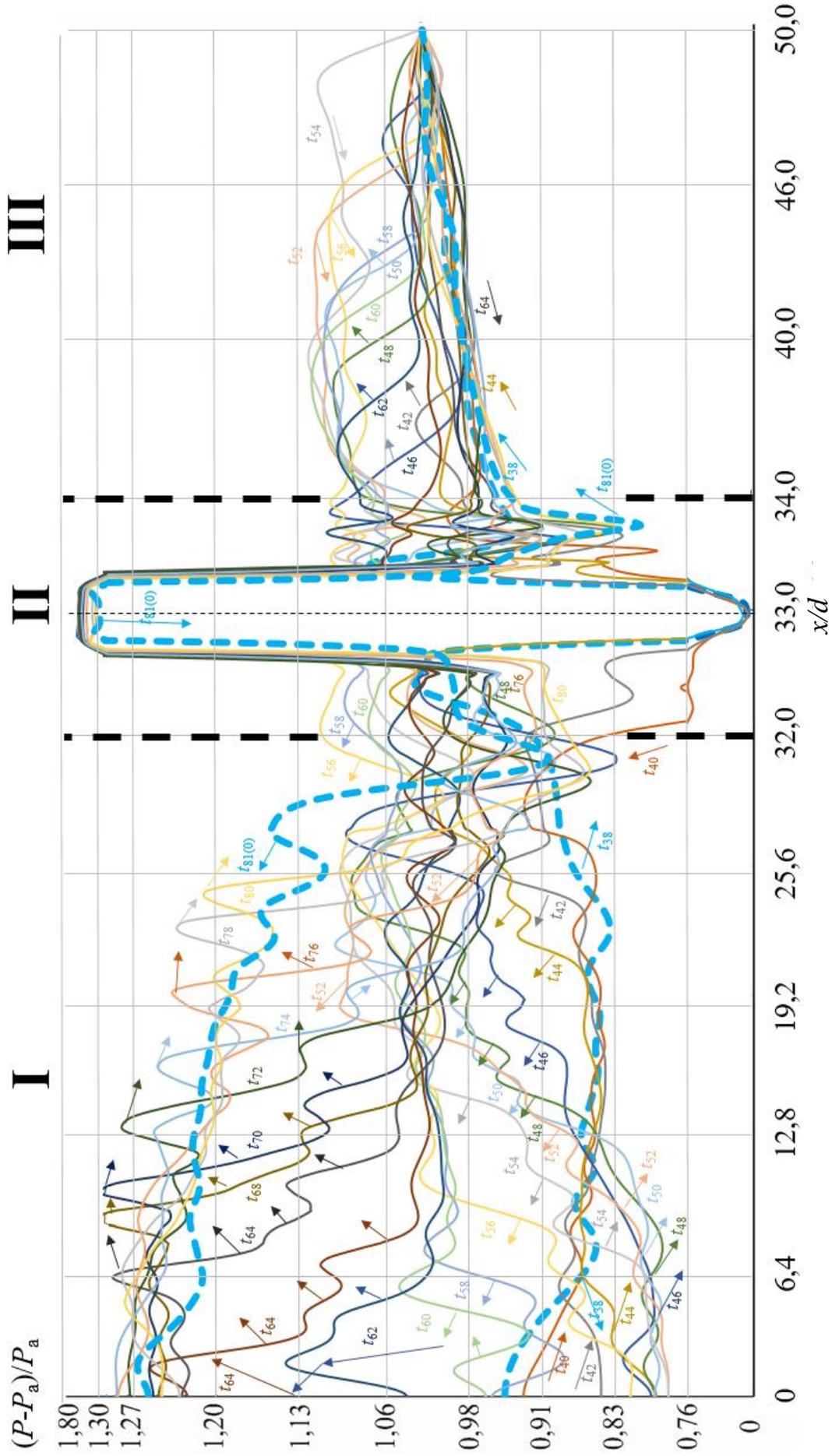


Рис. 2.30. Развитие течения в дополнительном канале акусто-конвективной системы на этапе опустошения основного резонатора

**Этап заполнения основного резонатора.** Рассмотрим поведение давления в каждой из областей дополнительного канала. На рис. 2.29 представлены распределения давления на этапе заполнения резонатора. В период  $t_0 < t < t_{38}$  струя в основном, поглощается резонансной полостью, поэтому в рабочую часть газ практически не поступает. При этом взаимодействие бочкообразной структуры с кромкой резонатора, приводит к возникновению возмущений небольшой интенсивности в рабочей части.

Поскольку рассматривается периодический процесс, в момент времени  $t_0$  в системе присутствуют волны, возникшие в предыдущие периоды. При этом диск Маха находится выше центральной оси примерно посередине между соплом и резонатором. Линия, вдоль которой представлены распределения параметров, проходит через дозвуковую часть струи – область торможения за диском Маха. Возмущения, идущие вдоль центральной линии, отражаются от бочки струи без изменения: волны сжатия отражаются волнами сжатия, а волны разрежения – волнами разрежения. В процессе поглощения струи основным резонатором диск Маха, формирующийся внутри струи, смещается к кромке резонатора и затем пересекает центральную ось дополнительного канала ( $t_0 = 3$ ). В следующие моменты времени ( $t_0 = 3 - 81$ ) наблюдается обратная картина: ось проходит через сверхзвуковую область перед диском Маха, в которой скорость нарастает, а давление уменьшается. В этой области возмущения, пришедшие извне струи, при взаимодействии с «бочкой» отражаются от её границ в виде противоположной волны, т.е. волны сжатия отражаются волнами разрежения, и наоборот.

При заполнении основного резонатора давление в области I постепенно снижается с  $P = 1,27$  в момент  $t = 0$  до  $P = 0,82$  в момент  $t = 38$ . При этом в области струи ( $x/d = 32,5$ ) видны возникающие волны разрежения, направленные к торцу области I. В начальный момент периода заполнения резонатора давление вблизи торца имеет наибольшее значение. В области I происходит снижение давления, а возмущения – волны сжатия, возникшие при предшествующей разгрузке резонатора, не оказывают влияния на

распределение давления. В момент  $t = 2$  на границе с областью II происходит резкое нарастание давления и выход на постоянное значение (плато), сохраняющееся в области  $x/d = 26,5 - 32,5$ . В области струи формируется зона, постоянного давления  $P = 1,10$ . Это продолжается до момента  $t = 8$ . При  $t = 12$  в результате взаимодействия волн разрежения по середине области I ( $x/d = 16$ ) образуется минимум давления  $P = 1,04$ . В дальнейшем (см. момент  $t = 24$ ) устойчивое состояние (постоянство давления) вблизи границы с областью II нарушается, происходит падение давления до  $P = 1,05$ . Волна разрежения распространяется в сторону торца до момента  $t = 30$ . При этом наблюдается максимумом давления  $P = 0,98$ . При  $t = 32$  волна разрежения взаимодействует по середине области I с волной разрежения, движущейся со стороны области II, где максимум давления сменяется минимумом  $P = 1,04$ , а среднее по области  $x/d = 11 - 19$  давление равно  $P = 0,90$ . При  $t = 38$  достигается минимальное давление на данном этапе ( $P = 0,83$  при  $x/d = 24$ ), после чего происходит переход к следующему этапу истечения газа из основного резонатора, в результате чего в рабочую часть начинают распространяться волны сжатия большой интенсивности.

В области II канала формируется бочкообразная структура струи (этап заполнения основного резонатора). В период  $t = 0 - 1$  на центральной оси дополнительного резонатора наблюдается высокое давление, что свидетельствует о том, что диск Маха находится выше этой линии. Максимальное давление  $P = 1,75$  наблюдается у границ струи, в центре струи  $P = 1,54$ . В последующие моменты времени этапа заполнения резонатора картина распределения давления практически не меняется. При этом давление достигает минимального значения  $P = 0,09$  ( $x/d = 33$ ).

Для описания процесса колебаний диска Маха рассмотрим период времени  $t = 7 - 16$ . В период времени от диск маха находится на расстоянии  $0,424489d$  от кромки резонатора, после чего он перескакивает в новое положение, и к моменту 10 оказывается на расстоянии  $0,42857d$  от кромки. Это положение практически не меняется вплоть до момента  $t = 16$ . В начале

процесса истечения ответного потока из резонатора диск Маха находится на расстоянии  $0,53040d$  от кромки резонатора. Изменение положения диска Маха происходит в результате воздействия на струю волн, сформировавшихся на предшествующих циклах заполнения-опустошения основного резонатора. Эти волны сгенерированы в процессе взаимодействия ответного потока из резонатора со структурой струи, сформированной внутри полости. Это взаимодействие подробно описано в предыдущем разделе: этап IV, рис. 2.25.

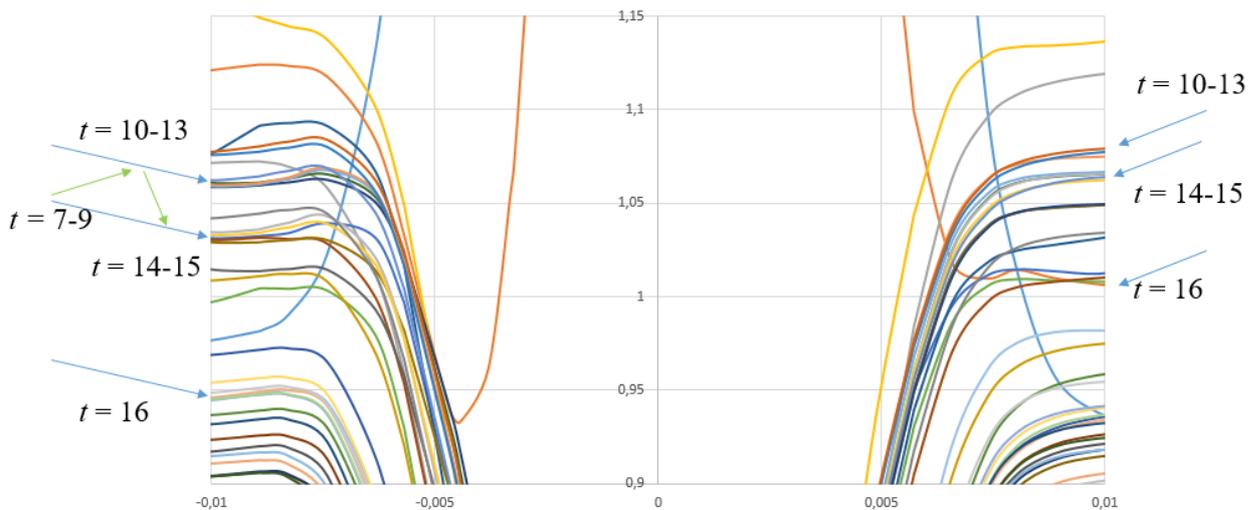


Рис. 2.31. Колебания диска Маха на этапе заполнения основного резонатора.

В момент времени  $t = 0$  в открытую рабочую часть (область III) из области II распространяются две волны сжатия ( $x/d = 33 - 33,5$ ), с максимумом давления  $P = 1$ . К моменту  $t = 4$  в рабочей части видны волны сжатия, сформированные газом, отражённым от кромок резонатора и потоками из закрытой рабочей части, обтекающими струю (волны сжатия из предшествующих циклов заполнения-опустошения резонатора). Эти волны приводят к повышению давления в области III, в то время как в области I давление падает. Максимальное давление  $P = 1,13$  достигается к  $t = 8$  в  $x/d = 46,5$ . К моменту  $t = 12$  в области  $x/d = 34 - 45$  устанавливается плато давления со значением  $P = 1,12$ . В последующие моменты уровень давления неравномерно падает до начальных значений ( $P = 0,98$ ) под влиянием волн разрежения. При  $x/d = 50$  давление равно 1, т.к. в этом сечении в расчете

задается граничное условие, соответствующее нормальным атмосферным условиям.

**Этап опустошения основного резонатора.** Распределение давления вдоль центральной оси изображено на рисунке 2.30. При  $t = 38$  начинается процесс обратного истечения из резонатора, поэтому из центральной области II в сторону торца области I распространяется волна сжатия, а у торцевой стенки области I формируется веер волн разрежения, отражённых от торца. У торца ( $x/d = 0$ ) давление имеет значение  $P = 0,92$ . На границе областей I и II происходит нарастание давления, возникающее в результате продвижения волн сжатия от основного резонатора. При  $t = 42$  волны сжатия с амплитудой на фронте волны  $P = 0,93$  продвигаются в сторону торца дополнительного резонатора. В момент  $t = 46$  вблизи резонатора проявляется каскад волн сжатия, за которыми устанавливается уровень давления  $P = 0,93$ . Каскад волн состоит из трёх возмущений, распространяющихся последовательно и образовавшихся в результате взаимодействия ответного потока из резонатора со структурой, сформированной внутри струи (см. раздел 2.6, этап IV, рис. 2.25). При этом волны со стороны торца слабо различимы, а давление в среднем равно  $P = 0,81$ . На момент  $t = 46$  в области I зарегистрирована волна с амплитудой на фронте  $P = 1,05$  ( $x/d = 27$ ). Такое высокое значение может быть установлено в результате взаимодействия волны, набегающей со стороны основного резонатора, с отражёнными от торца дополнительного резонатора волнам. Это взаимодействие является отличительной особенностью биканальных систем, позволяющей значительно повысить амплитуду генерируемых системой волн. При  $t = 52$  за фронтом волны достигается максимальное значение давления  $P = 1,08$ , а фронт волны проходит середину области I. В дальнейшие моменты происходит продвижение волн сжатия по области I вплоть до столкновения со стенкой в момент  $t = 56$ . При этом на распределении давления видны также локальные минимумы, обусловленные наличием волн разрежения в тракте.

При  $t = 58$  вблизи торца дополнительного резонатора наблюдается нарастание давления до  $P = 0,96$ , в результате отражения волны сжатия. Навстречу этой отражённой волне движется волна большой амплитуды с  $P = 1,02$  ( $x/d = 8$ ). По достижении этой волной (с большей амплитудой) торца области I происходит нарастание значения давления до  $P = 1,13$  к моменту  $t = 62$ . Следующая волна после отражения от торца повышает давление в области I до 1,26. В момент  $t = 68$  в результате взаимодействия отражённых волн сжатия с волнами, распространяющимися к торцу, достигается максимальное значение давления  $P = 1,30$ . В диапазоне времени  $t = 63 - 69$  перед фронтом наиболее интенсивной волны видны два фронта волн с меньшими амплитудами и скоростями распространения, которые взаимодействуют с доминирующей волной при  $t = 68$  и  $t = 78$ . За фронтом волны проявляются многократные волны сжатия низкой интенсивности. Возникновение этих волн, как и падение амплитуды на фронте доминирующей волны в момент  $t = 70$ , объясняется наличием волн разрежения в тракте дополнительного резонатора.

До момента  $t = 46$  давление в струе (Область II) сохраняется низкое давление  $P = 0,09$ , что означает, диск Маха находится ниже центральной оси дополнительного резонатора. Однако в момент  $t = 46$  давление резко возрастает до значения  $P = 1,57$  вследствие смещения диска Маха выше центральной оси. Это происходит в результате вытеснения струи ответным потоком из резонатора. При этом давление в дозвуковой области бочки струи на этапе истечения резонатора сравнимо с аналогичным значением давления на этапе заполнения резонатора. В дальнейшие моменты давление нарастает до значения  $P = 2,13$  к  $t = 54$ . Начиная с момента  $t = 54$  давление в струе постоянно убывает, что происходит в результате уменьшения давления в основном резонаторе. При этом происходит смещение струей ответного потока из резонатора к его кромке. До момента  $t = 76$  давление падает до  $P = 1,81$ . При этом наблюдается плато в максимуме давления, где распределение практически постоянно во всей области II. В момент  $t = 78$  у

кромки основного резонатора возникают области повышенного давления  $P = 1,83$ , а в центре резонатора давление составляет  $P = 1,75$ . При  $t = 80$  максимум давления равен  $P = 1,79$ , а минимум  $P = 1,67$ . что близко к значениям в начальный момент этапа заполнения.

В области III с момента истечения основного резонатора ( $t = 38$ ) начинают распространяться волны сжатия от центра системы (область II). Здесь, как и в области I, наблюдается каскад волн. В момент  $t = 42$  зафиксирована волна сжатия с давлением на фронте  $P = 0,98$ , после чего происходит резкое нарастание давления, которое в момент  $t = 46$  достигает значения  $P = 1,04$ . В результате опустошения основного резонатора давление в области III нарастает до максимального значения  $P = 1,10$  в момент  $t = 54$  ( $x/d = 39$ ). Этот максимум достигнут в результате взаимодействия с волнами, отражёнными от стенки дополнительного резонатора в предшествующих циклах. В последующие моменты  $t = 56 - 80$  наблюдается монотонное снижение давления в данной области в результате распространения волны разрежения со стороны открытой рабочей части.

Далее изучим распространение волн сжатия и разрежения в дополнительном резонаторе. Продвижение волны по каналу в зависимости от времени приведено на рисунке 2.32 в виде  $x-t$  диаграммы. Анализ развития волн разрежения во времени позволил оценить расхождение характеристик, образующих веер волны разрежения. В момент  $t = 0$  расстояние между крайними характеристиками веера волн равно  $0,5d$ . К тому времени, как кромка волны достигает торца ( $t = 15$ ), расстояние между передней и конечной кромками веера волн увеличивается и становится равным  $5,7d$ . По достижении торца конечной кромкой волны разрежения ( $t = 18$ ), разница составляет  $3,75d$ , что говорит о взаимодействии волн разрежения в тракте дополнительного канала, в результате чего скорость передней кромки волны уменьшается. До  $t = 20$  разница между характеристиками быстро нарастает, что видно по увеличению угла наклона к горизонтальной оси линии передней кромки волны, при этом скорость последней кромки неизменна.

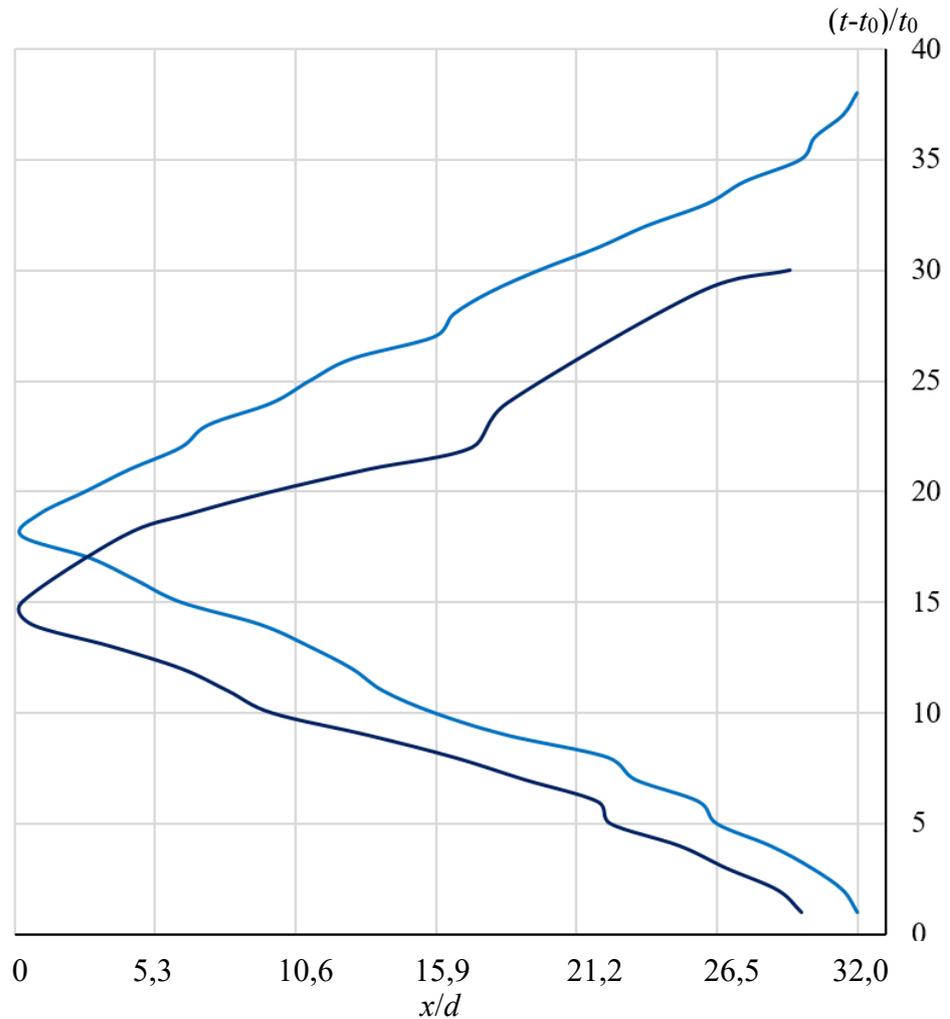


Рис. 2.32. X-t диаграмма в области I, соответствующая этапу заполнения резонатора

В момент 23 происходит резкая остановка передней кромки вследствие столкновения с волной сжатия, идущей со стороны струи. В этот момент наблюдается максимальное расстояние  $10,5d$  между передней и конечной кромками волны разрежения. В дальнейшие моменты времени вплоть до  $t = 38$  скорость кромок волны не меняется, а расстояние между ними условно постоянно и примерно равно  $7,5d$  (в момент  $t = 27$  видно взаимодействие конечной кромки веера с волной сжатия малой амплитуды).

С началом процесса истечения из полости основного резонатора ( $t = 40$ ) в дополнительный канал устремляется каскад волн сжатия. Распространение волн сжатия по дополнительному резонатору представлено на  $x-t$  диаграмме (рис. 2.33). В результате многократного взаимодействия волн сжатия между собой и структурой струи в основном резонаторе формируется волновой пакет из ряда волн разной частоты. Следует отметить, что в тракте дополнительно

резонатора также существуют возмущения, сформированные во время предшествующих этапов опустошения основного резонатора. Наличие этих возмущений приводит к взаимодействию с волнами, истекающими из резонатора, что затрудняет анализ развития акусто-конвективного течения. На  $x-t$  диаграмме отмечены только волны, представляющие интерес для исследования, а описание некоторых волн опущено для лучшего восприятия рисунка. Первая волна сжатия, зафиксированная в дополнительном канале в момент  $t = 42$ , устремляется к глухой стенке дополнительного канала, и в момент  $t = 59$  достигает его. После отражения волна сжатия движется в обратном направлении из дополнительного резонатора ( $t = 79$ ). При этом наблюдается взаимодействие данной волны с возмущениями, находящимися в тракте дополнительного канала. После взаимодействия возникают волны, направленные в противоположную сторону. Таким образом, при  $t = 56$  в результате столкновения возникла волна сжатия с амплитудой меньшей, чем у первой волны, направленная в сторону открытой рабочей части. Данная волна должна достигнуть выхода из дополнительного резонатора в момент  $t = 67$ , но в результате взаимодействия с другими волнами проследить за ней сложно при  $t > 65$ . Вторая волна сжатия зафиксирована на входе в дополнительный резонатор с небольшим отставанием от первой (0,5 момента времени. После прохождения расстояния равного 1 калибру по тракту, отставание становится равным 4 моментам и сохраняется до конца процесса распространения волн вдоль канала) и достигает торца в момент  $t = 61$ . Третья волна возникает в момент  $t = 44$  и наблюдается до  $t = 53$ , после чего пропадает в результате взаимодействия со встречными волнами. В момент  $t = 46$  формируется четвёртая волна, достигшая торца дополнительного канала в  $t = 63$ . Возникновение первой, второй и четвёртой волн может быть объяснено результатом взаимодействия ответного потока из основного резонатора с изначальной струёй. В распределении давления также видны волны малой амплитуды, что можно наблюдать на непродолжительных отрезках времени до момента их взаимодействия с другими волнами сжатия и разрежения.

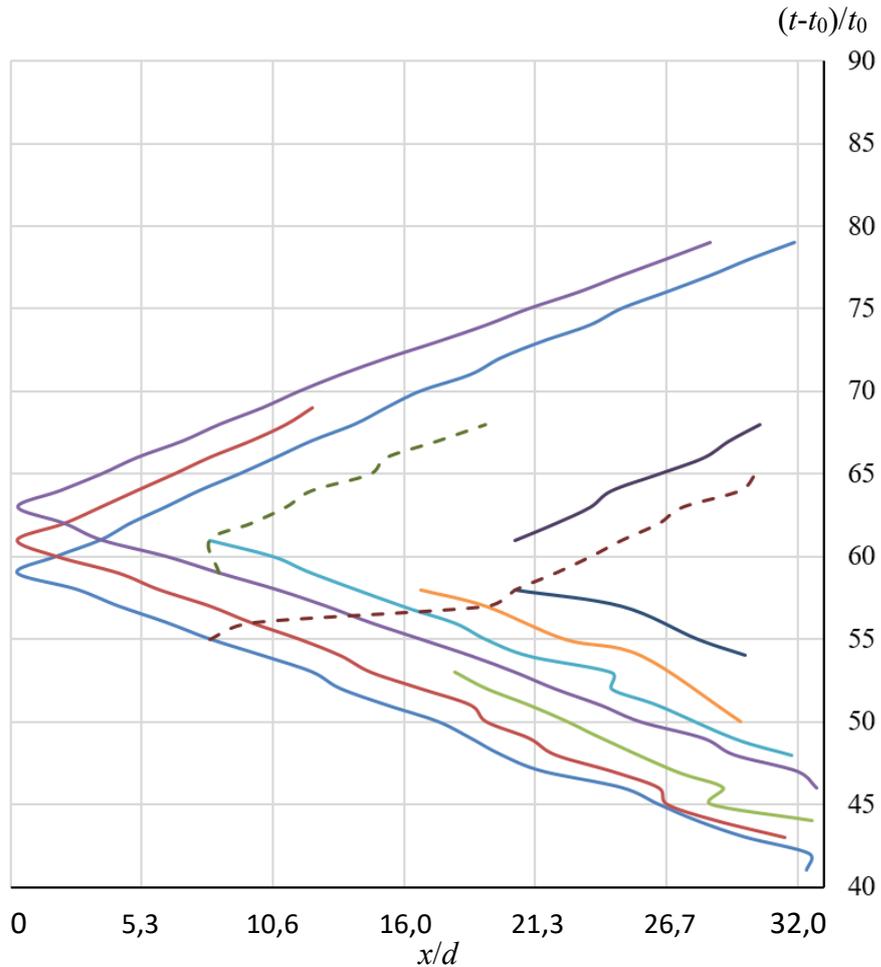


Рис. 2.33. X-t диаграмма в области I, соответствующая этапу опустошения основного резонатора

С точки зрения прикладных задач необходимо исследовать процессы, которые реализуются в рабочей части резонансной системы, с чем связан интерес к параметрам потока в её характерных областях. Рассмотрены зависимости давления от времени в трёх мониторах в плоскости симметрии (рис 2.34): М-III.1 – на небольшом удалении от струи (2,5 калибра), М-III – в центре рабочей части (7,5 калибров) и М-III.2 – недалеко от выхода из рабочей части (15 калибров). В результате анализа параметров нестационарного течения продемонстрирована тенденция к падению амплитуды колебаний с удалением от их источника – резонатора и струи.

В точке М-III.1 колебания давления происходят в диапазоне от 0,75 до 1,28. При этом в области высокоинтенсивных колебаний перед нарастанием давления, связанного с наличием дополнительного резонатора, видно небольшое падение амплитуды на 0,05. В центре (М-III) колебания имеют

меньшую амплитуду, виден выход на режим высокоинтенсивных колебаний при давлении  $P = 1,10$ . Также наблюдается влияние дополнительного резонатора – нарастание давление с 1,10 до 1,24. Вблизи выхода из рабочей части М-Ш.2 амплитуды значительно уменьшаются. Колебания давления происходят в диапазоне от 0,94 до 1,11. При этом обнаруживается влияние открытой кромки рабочей части, за которой соблюдаются параметры, соответствующие комнатным условиям. Влияние кромки проявляется в значительном падении амплитуды с 1,11 до 0,98 в области высокоинтенсивных колебаний. В спектре системы преобладает первая гармоника с частотой 278 Гц, её интенсивность достигает значения 178,77 дБ в начале рабочей части (М-Ш.1), 178,25 дБ в середине канала (М-Ш) и падает до 165,56 дБ в конце канала (М-Ш.2).

Вблизи открытой кромки рабочей части в спектре акусто-конвективного течения происходит перераспределение интенсивности между гармониками, которое выражается в усилении гармоник с волновым числом выше трёх. Рассмотрим развитие третьей (833 Гц), четвёртой (1117 Гц), пятой (1391 Гц) и шестой (1665 Гц) гармоник в характерных точках рабочей части. Уровень звукового давления третьей гармоники в М-Ш составляет 150,87 дБ, а с удалением от источника колебаний он возрастает до 163,69 дБ в М-Ш.2. Амплитуда четвёртой гармоники нарастает с удалением от пары сопло-резонатор и в центре и конце рабочей части она почти постоянна 158-159 дБ. Пятая гармоника в М-Ш имеет интенсивность 157,24 дБ, а ближе к открытой кромке её амплитуда нарастает до 158,72 дБ. Шестая гармоника в точке М-Ш.1 имеет интенсивность 145,13 дБ, в мониторе М-Ш зафиксировано подавление этой гармоники до уровня фонового шума, однако с приближением к открытой кромке амплитуда шестой гармоники возрастает до 145,39 дБ.

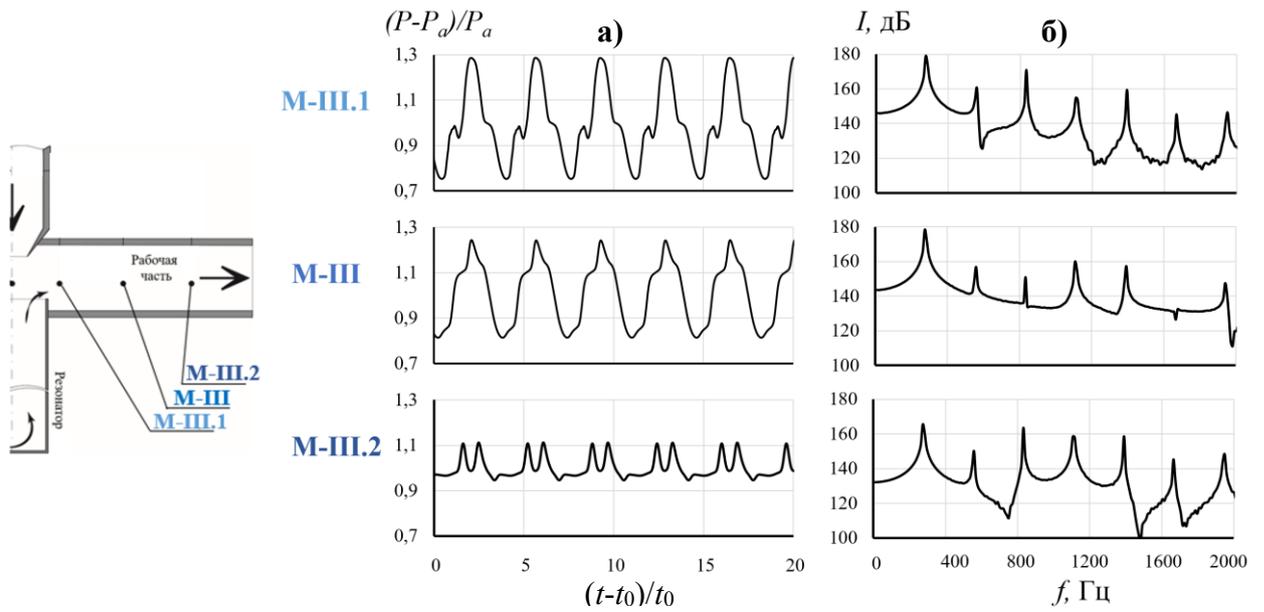


Рис. 2.34. Распределение давления с изменением времени а) и соответствующие АЧХ б) в характерных областях рабочей части (М-III.1 – вблизи источника колебаний; М-III – центр рабочей части; М-III.2 – вблизи открытого торца).

## Выводы по главе 2

С применением методологии численного моделирования получена картина газодинамического течения в тракте биканальной системы, что позволило визуализировать циклический процесс заполнения и опустошения резонансной полости в биканальной системе на основе газоструйного генератора звука Гартмановского типа.

Проведена верификация математической модели и валидация численных результатов по экспериментальным данным. Реализованная модель позволяет проводить расчёт течения в системе с погрешностью определения основных газодинамических параметров не более 3%.

Создана цифровая модель газодинамического потока биканальной системы, соответствующей геометрии акусто-конвективной установки ИТПМ СО РАН.

Представлена визуализация процесса прогрева резонирующей полости под воздействием волн. Установлено наличие высокотемпературной ( $200^{\circ}\text{C}$ ) застойной области вблизи торца резонатора большой глубины (более 20 калибров).

Показана возможность применения методологии для оценки амплитудно-частотных параметров системы с целью последующего выбора оптимальной конфигурации системы.

### **Глава 3. Моделирование многоканальных резонирующих акустических систем**

Идея увеличения интенсивности акустических колебаний занимала исследователей на протяжении десятилетий. Одним из возможных вариантов является подход, основанный на применении нескольких пар сопло-резонатор. Такие многоканальные резонансные системы изучены в [35 – 38, 33]. Однако подобные модификации генераторов не нашли широкого распространения в прикладных задачах, где в основном применяются классические генераторы колебаний. Одно из перспективных применений многоканальной системы, генерирующей высокоинтенсивный акусто-конвективный поток, представлено в предыдущих главах данной работы – применение биканальной системы в акустической сушке пористых материалов. В этой главе численно исследуются возможные схемы многоканальных систем, основанные на генераторе Гартмана.

Внесение в биканальную систему дополнительного источника струи неизбежно приводит к взаимодействию струй в одном акусто-конвективном потоке. Взаимодействие потоков в такой системе происходит аналогичным образом, что и при взаимодействии струй из сопел самолётов.

Цель создания многоканальной системы состоит в достижении больших значений давления в тракте такой системы при наименьших расходах газа. Достигается такой эффект в результате достижения резонанса между источниками колебаний. Однако резонанс может иметь и негативный эффект, приводящий к повреждению и последующему разрушению конструктивных элементов [106 – 108]. Поэтому многие исследования направлены на разработку способов подавления резонанса с помощью дополнительных конструктивных элементов.

Одним из возможных вариантов подавления резонанса является подбор правильной формы сопла [106,109]. С помощью сопел со скошенными кромками, обращенными друг к другу и образующими форму «А» (рис. 3.1а)

удалось полностью предотвратить струйный резонанс. Если кромки сопла располагались в обратном направлении в форме буквы «V» (рис. 3.1б) происходило активное взаимодействие потоков и наблюдался резонанс. Исследование взаимодействия струй, созданных при разных начальных условиях, показало, что когерентные источники позволяют генерировать более мощные колебания. Разница в амплитудах когерентных и некогерентных источников может достигать 12 дБ [106]. В данном эксперименте показано, что когерентные струи, работающие в режиме резонанса, генерируют колебания до 145 дБ, при том, что одна струя – 125 дБ. При этом резонировали только первые две гармоники генерируемого спектра, а само взаимодействие струй происходило через слой смешения, что согласуется с результатами работы [63]. В [109] уровень звукового давления двух резонирующих струй достигает 174 дБ (V-образная компоновка сопел), при интенсивности струй, работающих вне режима резонанса, не превышающей 170 дБ.

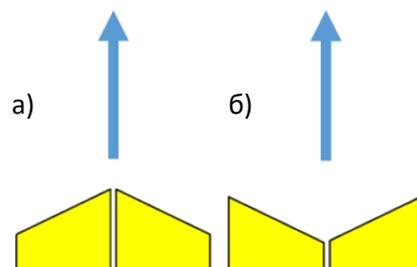


Рис. 3.1. Схематичное изображение взаимного расположения кромок сопла  
а) А – образное б) V-образное.

Взаимодействующие когерентные струи в случае резонанса генерируют колебания со значительно большими амплитудами. Интенсивность шума, создаваемого изолированной струей, составляет 153 дБ, в то время, когда две идентичные резонирующие струи генерируют колебания до 165 дБ [110]. Отмечается, что для парных струй характерно меньшее количество мод, а также большие значения длин акустических волн. Авторы отмечают, что интенсивность колебаний с помощью гофрирования можно уменьшить на 3-6 дБ относительно уровня звукового давления в потоке, создаваемом

гладкими соплами (примерно 140 дБ) [111]. Уплотнение сопла гофрированием является вариантом подавления колебаний, генерируемых сопряжёнными струями [112]. Изменение формы сопла приводит к уменьшению пограничного слоя вдоль стенки сдвоенных сопел, что увеличивает статическое давление на кромке. Другим способом подавления является установка на кромке сопла щитков и выемок с размерами порядка 0,2 диаметров сопла [108]. Подавление колебаний в потоке с помощью щитков на стенке сопла признано эффективным. Данным способом получено уменьшение уровня звукового давления с 144 до 142 дБ. Однако модифицирование сопла с помощью выемок на стенке привело к усилению колебаний, в результате чего были достигнуты интенсивности 146 дБ. Покрытие резонирующих поверхностей демпфирующим материалом также может быть использовано для понижения уровня звукового давления [104].

В связи с возможностью реализации резонирующих струйных потоков возникает необходимость исследования расстояния, на которое нужно разнести сопла для достижения или устранения резонансного эффекта. На расстоянии до двух калибров во всех экспериментальных и расчётных исследованиях струи входили в состояние резонанса [113 – 114]. Синхронизация струй происходит при взаимодействии волн в слое смешения струи [114]. На это указывает факт, что с увеличением расстояния между соплами эффект синхронизации пропадает. Естественно, что на резонанс струй влияют параметры генерации самой струи. Для струи, истекающей из сопел прямоугольного сечения диаметром (35 мм на 7 мм), с числом Маха на срезе сопла 1,25, резонанс достигался при межосевом расстоянии, равном 28 мм. Для струи с числом Маха на срезе 1,75 синхронизация струй достигается при 96 мм между соплами. Также в [114] исследован случай с четырьмя когерентными взаимодействующими струями. Предполагалось, что на каждую струю влияют только струи, расположенные непосредственно рядом, а эффект от резонанса с дальними струями незначителен из-за экранирования соседней струей. Установлено, что синхронизация струй влияет на форму

результатирующего потока. Показано, что при синхронизации струи имеют наибольшую область, где существуют и взаимодействуют бочкообразные структуры. Такой эффект может обеспечить существенные преимущества смешивания в совокупности с реализуемым шумом от резонирующих струй.

Идея реализовать многоканальную систему с несколькими излучателями Гартмана не нова, она впервые появилась в классической работе [37]. Идея устройства основана на взаимодействии потоков, создаваемых несколькими генераторами Гартмана. Такое взаимодействие может привести к усилению колебаний или их ослаблению, а также введению в амплитудно-частотный спектр дополнительных тонов, поскольку каждый из генераторов может работать на собственной отличной частоте. Подобные устройства используются в качестве механического актуатора для управления потоками. В серии работ [35, 38] подавление колебаний проводится введением в спектр внешних колебаний в противофазе. Интерес представляет многоканальность устройства из семи/пятнадцати свистков Гартмана. Гибкость в настройке амплитудно-частотного спектра, генерируемого такой системой, позволяет успешно подавлять интенсивность внешних колебаний со 170 дБ до 145 дБ.

Особенностью вышеперечисленных многоканальных систем является взаимодействие потоков от изолированных генераторов Гартмана. Каждая пара сопло-резонатор находится в своём отсеке, а генерируемые струи не взаимодействуют друг с другом.

В предыдущих главах диссертации исследуются биканальные системы, перспективные в реализации многих прикладных задач [33 – 34, 38, 55]. Особенность биканальных систем проявляется во взаимодействии генерируемого акусто-конвективного потока с генератором Гартмана, приводящего к увеличению уровня звукового давления в тракте [90]. Прикладные задачи требуют создавать течения с более мощными колебаниями. Предлагается дополнить биканальную систему новыми парами сопло-резонатор, что делает их многоканальными. Поскольку в данной конфигурации расположенные на небольшом расстоянии струи ничем не

отгорожены друг от друга, актуален вопрос о синхронизации и взаимодействии струй в одном потоке. В данной главе преследуется важная в прикладном плане задача увеличения масштаба рабочей части системы каналов с сохранением высокоинтенсивного акусто-конвективного потока.

### 3.1. Последовательная конфигурация многоканальных систем

Первым вариантом многоканальной системы является последовательное расположение пар сопло-резонатор в тракте биканальной системы (рис. 3.2). Появление дополнительной пары сопло-резонатор приводит к возникновению взаимодействия двух потоков, генерирующих акустические колебания. При этом ограниченность канала стенками вносит дополнительное влияние на акусто-конвективное течение в рабочей части системы.

**Постановка задачи.** Численное моделирование газодинамического потока в многоканальной системе в последовательной конфигурации проводится с помощью цифровой модели, разработанной и оттестированной во второй главе. В данном разделе цифровая адаптирована с учётом особенностей геометрии последовательной конфигурации. Между рабочей и центральной частями системы установлена дополнительная центральная часть, содержащая сопло и резонатор, в связи с чем в систему введены дополнительные мониторы: М-П.1 – центр первой пары между соплом и резонатором (аналог монитора М-П); М-П.2 – центр второй пары сопло-резонатор.

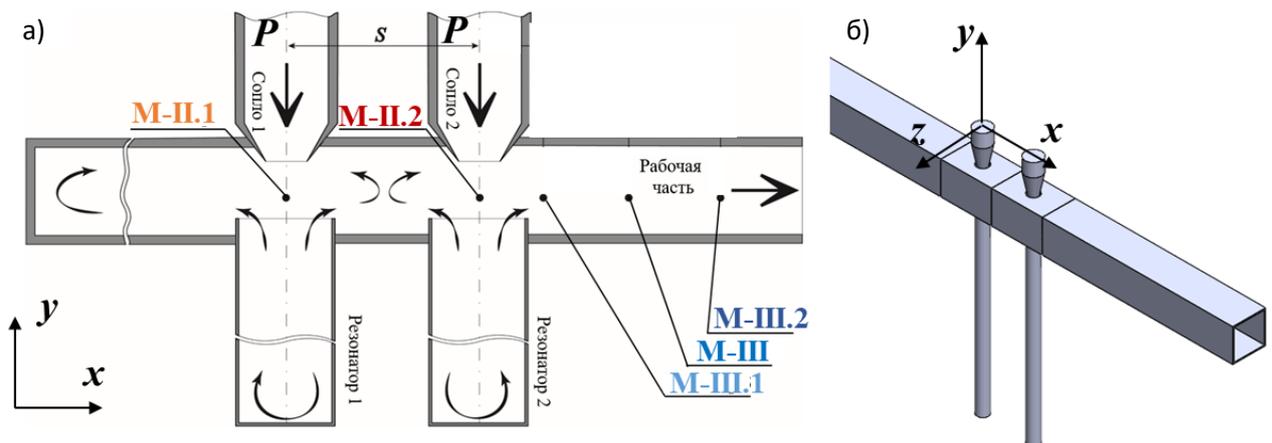


Рис. 3.2. а) Схематичное изображение и б) изометрический вид последовательной конфигурации многоканальной системы.

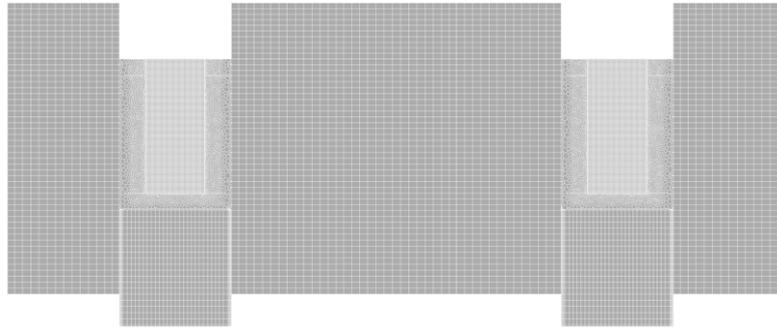


Рис. 3.3. Расчётная сетка, адаптированная для исследования газодинамического потока в последовательной конфигурации.

В области между резонансными парами (рис. 3.3) расчётная сетка формируется так же, как и в переходной области между центральной частью, областью дополнительного резонатора и рабочей частью (см.рис. 2.3). Давление на кромке обоих сопел системы задается равным 6 атм.

**Обработка полученных результатов.** Описанная во второй главе биканальная система имела согласованную геометрию основного и дополнительного резонатора, а также рабочей части. Таким образом, волны, генерируемые резонансной полостью, взаимодействуют с волнами, распространяющимися в дополнительном канале. Введение в эту систему дополнительной резонансной пары вносит рассогласование, и возникает дополнительная геометрическая характеристика  $S$ , определяющая расстояние между осями резонансных пар. Введение дополнительной пары сопло-резонатор приводит к изменению картины течения в тракте акустической установки. Генерируемые волны, продвигающиеся по тракту, взаимодействуют в разных фазах, а в некоторых случаях в противофазе, что ведёт к падению амплитуды колебаний. Может произойти явление рассогласования или рассинхронизации резонансной системы, параметры которой зависят от расстояния между осями резонансных пар.

На рис. 3.4 представлены характерные поля давления в многоканальных системах с двумя парами сопло-резонатор. На первой картине (рис. 3.4а) продемонстрирован момент первого заполнения резонатора, когда среда в тракте системы не возмущена. Процесс заполнения резонансных полостей

протекает синхронно до момента истечения из резонаторов. Однако после взаимодействия ответного потока со струёй происходит рассогласование потоков и их заполнение идёт по разным сценариям (рис. 3.6б). Таким образом, рассогласование системы начинается со второго цикла заполнения резонатора. Следует отметить, что сформированная струя также создаёт возмущения, распространяющиеся в тракте дополнительного канала: в сторону глухого торца дополнительного резонатора и открытой кромки рабочей части. Глубина основного резонатора равна глубине рабочей части, следовательно, возмущения из одного источника продвигаются по этим канал одновременно. Волна, созданная струёй и отражённая от кромки рабочей части, достигает резонатор 2 в тот же момент, что и волна, отражённая от торца резонатора 2. После взаимодействия результирующая волна направляется в сторону резонатора 1. Резонатор 1 также генерирует волну, которая взаимодействует с описанной выше результирующей волной. Аналогичные волны формируются также в тракте дополнительного резонатора, усложняет волновую картину. Таким образом, появление дополнительного канала является причиной рассинхронизации резонаторов, поскольку каждый резонатор взаимодействует с волнами в разных фазах.

Для рассогласованных систем характерно наличие двух основных частот колебаний в амплитудно-частотном спектре. При этом одна частота близка к основной частоте колебаний резонатора, а вторая ниже.

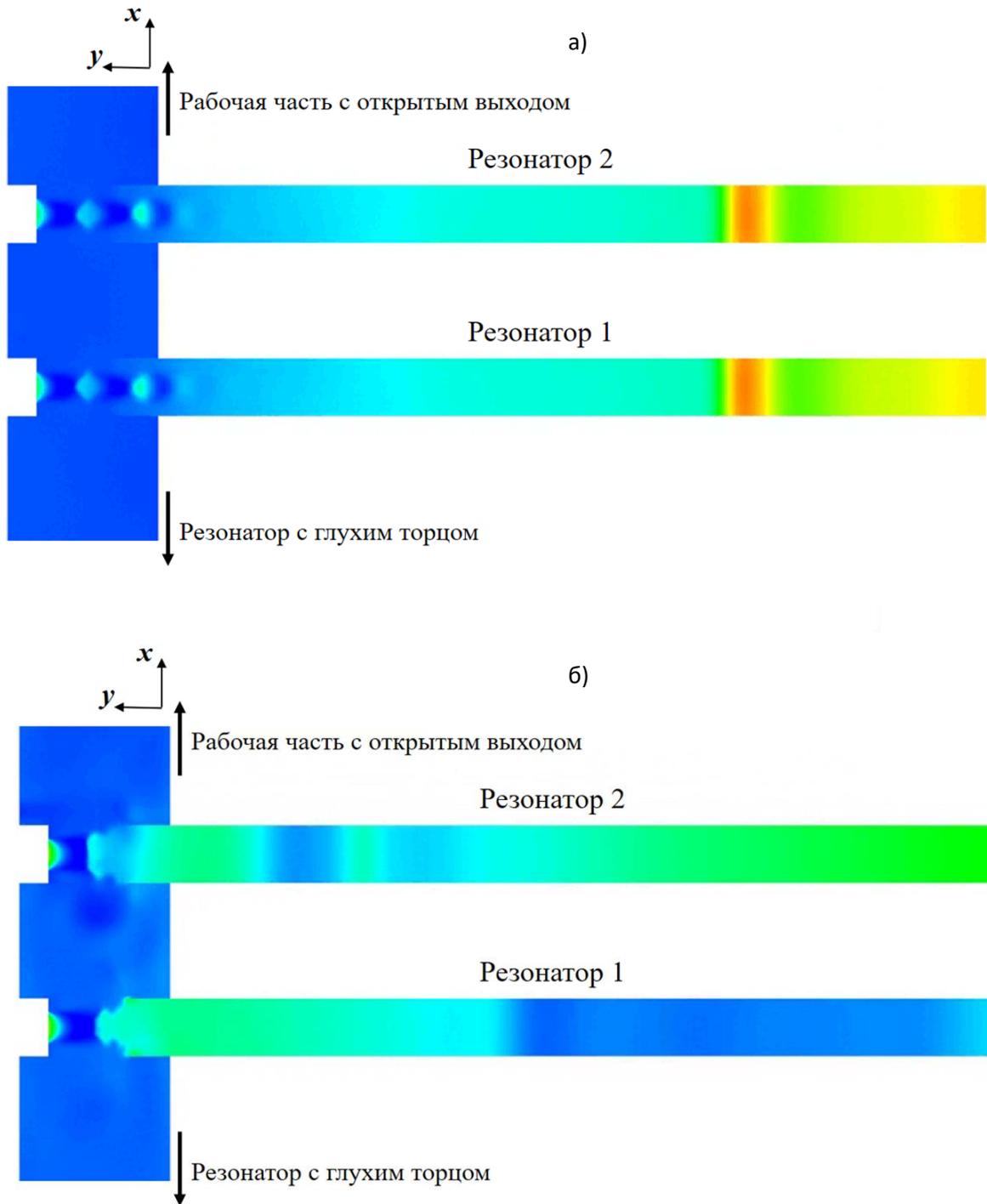


Рис. 3.4. Явление рассинхронизации резонаторов в последовательной конфигурации. а) согласованные б) рассогласованные резонаторы.

Наибольший интерес представляют колебания именно в рабочей части, поскольку идея многоканальности возникла из прикладных соображений. С точки зрения прикладных задач рабочая часть является той областью, где происходят все полезные процессы. Однако особенности последовательной

конфигурации приводят к необходимости уделять большое внимание центральной части системы, где формируются колебания.

Исследуем АЧХ в области каждой струи многоканальной системы (рис. 3.5), где генерируются наибольшие колебания в системе и сравним их параметры со значениями, полученными для одной струи. Для сравнения выбрана многоканальная система с расстоянием между осями резонансных пар  $S = 5$ , поскольку данная система генерирует наибольший уровень акустических колебаний при наименьшей зашумлённости сигнала, а его частота хорошо коррелирует с Гельмгольцевой частотой. Основная частота одного резонатора 285 Гц, при добавлении дополнительной пары сопло-резонатор в спектре фиксируются две преобладающих частоты  $f_1$  и  $f_2$ . В АЧХ сигнала, измеренного вблизи первого резонатора (М-П.1), обнаружены частоты  $f_1 = 220$  Гц (180 дБ) и  $f_2 = 280$  Гц (179 дБ). В точке, расположенной вблизи второго резонатора (М-П.2), зафиксированы частоты  $f_1 = 215$  Гц (178 дБ) и  $f_2 = 285$  Гц (179 дБ). Данные показывают, что между двумя резонансными парами происходит активное взаимодействие волн давления, что и приводит к значительному изменению АЧХ потока. При этом в спектре видны пики меньшей частоты, гармонически связанные с вышеописанными субгармониками 72 Гц и 140 Гц. Эти гармоники имеют амплитуду меньше, чем описанные ранее, что может навести на мысль о перераспределении амплитуды в пользу третьей ( $f_1 = 220$  Гц) и четвёртой ( $f_2 = 280$  Гц) гармоник.

Эффект рассогласования продемонстрирован на рисунке 3.6, где показана история давления в точках М-П.1 и М-П.2 в зависимости от времени. В некоторые моменты колебания в обеих рассматриваемых точках совпадают, т.е. акусто-конвективный поток в последовательной конфигурации синхронизирован:  $t = 2,0; 4,7; 7,4$ . Несложно заметить, что эти синхронизация повторяются с периодом в  $t = 2,7$ . При этом также наблюдаются моменты синхронизации вне этих моментов:  $t = 0,9; 3,8; 5,8; 7,9; 8,1$ . Можно также отметить, что с момента  $t = 2,0$  и до  $t = 4,7$  сигнал в М-П.2 отстаёт по фазе от

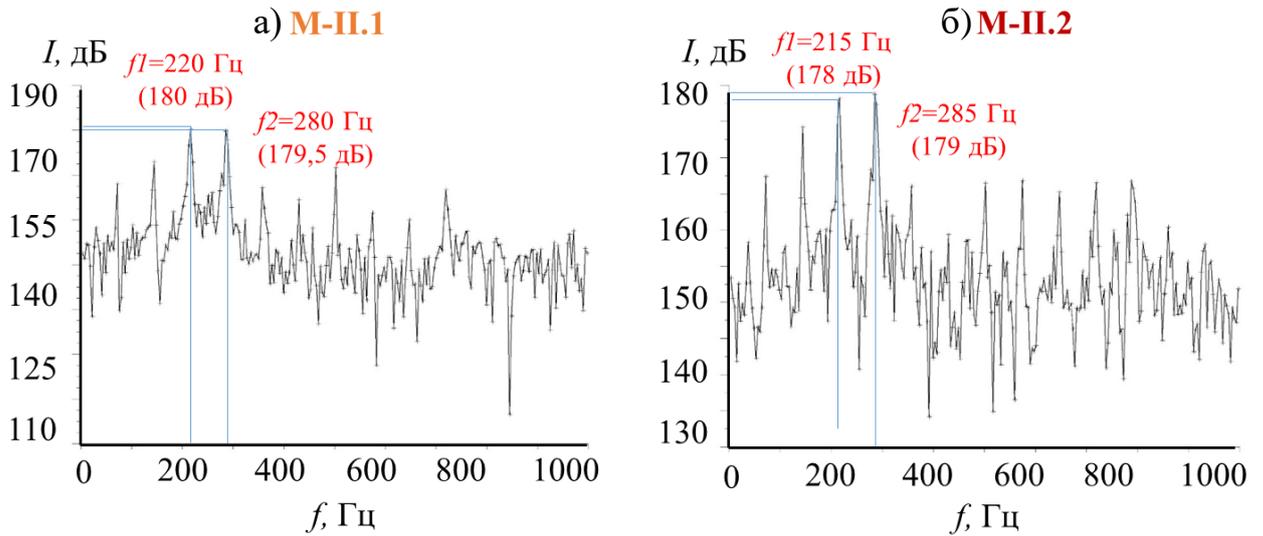


Рис. 3.5. Спектральный состав акустического потока в мониторах между соплом и резонатором в а) первой (М-II.1) и б) второй (М-II.2) резонансных парах.

М-II.1, а после  $t = 4,7$  колебания в точке М-II.2 реализуются раньше, чем в М-II.1.

Сравним параметры биканальной системы с многоканальным вариантом  $S = 5$  (рис.3.7). Распределение давления в многоканальной системе зашумлено высокочастотными колебаниями. В струе (М-II) колебания сохраняют форму, аналогичную наблюдаемой в биканальном случае. Однако заметно влияние внешних волн на развитие осцилляций – каждое третье колебание значительно деформировано, что говорит о преждевременном опустошении резонатора. Виден момент перехода диска Маха через оцениваемую точку-монитор, означающую смену режима заполнения и опустошения резонатора.

Переход от одного режима к другому в многоканальной системе наступает раньше из-за деформированной формы колебаний. Такое явление наблюдается не каждый цикл: в диапазон времени  $t = 15,0 - 16,7$  наблюдается затянувшееся (на  $\Delta t = 0,05$  или 10% от аналогичного времени в биканальном случае) заполнение полости, а в диапазоне  $t = 7,5 - 8,0$  процесс заполнения произошёл почти в три раза быстрее. Биканальной системе подобная нестабильность колебаний несвойственна: каждое колебание довольно точно повторяет предыдущее, а переход от этапа заполнения к опустошению резонатора происходит с одинаковыми промежутками времени.

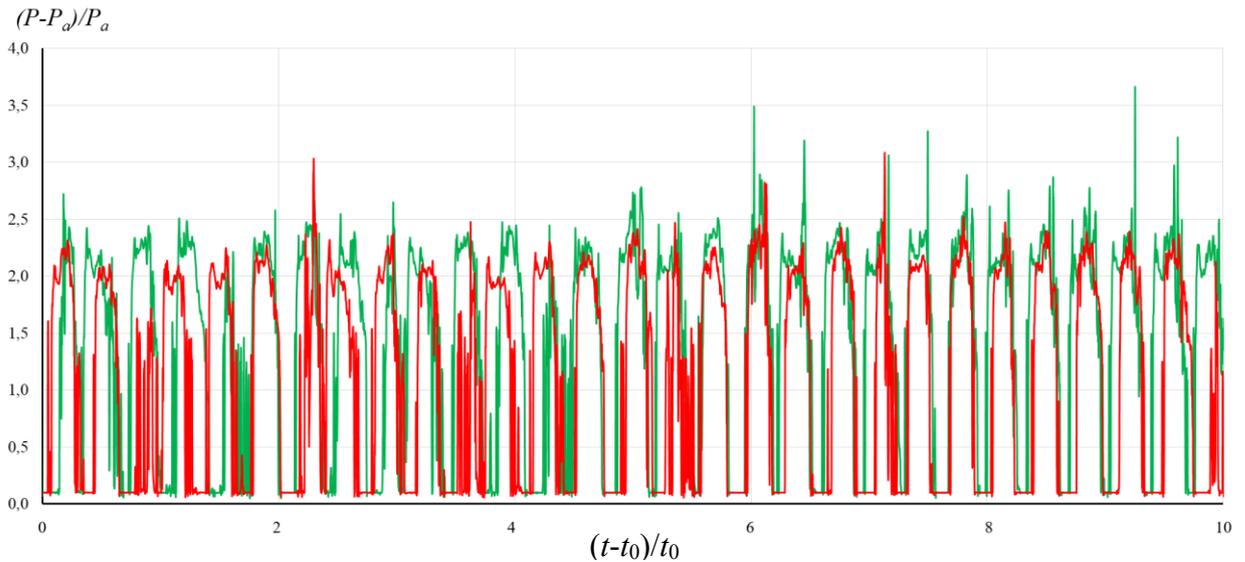


Рис. 3.6. Эффект рассогласования резонансных полостей. Распределение давления с изменением времени. М-II.2 М-II.1

В рабочей части форма колебаний значительно отличается от случая с одним резонатором: в результате взаимодействия волны колебания теряют амплитуду и становятся более “смазанными”. При этом значения давления в центре тракта (М-II) и рабочей части соизмеримы для обеих конфигураций систем.

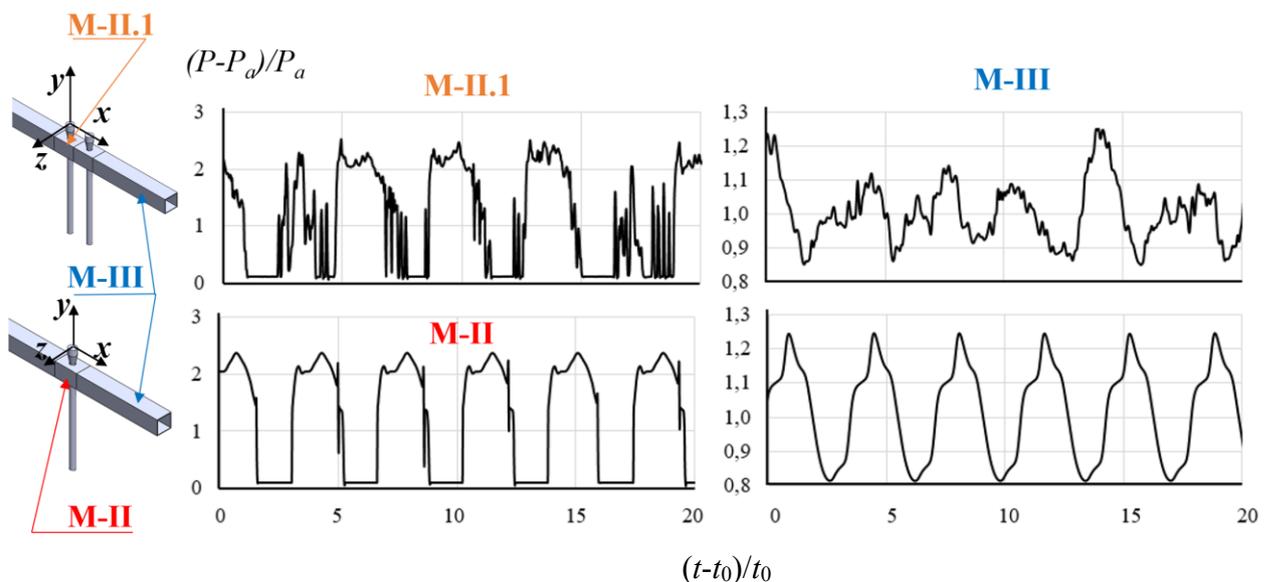


Рис. 3.7. Сравнение колебаний в акусто-конвективном потоке последовательной многоканальной системе с биканальным случаем в характерных мониторах: в центрах систем (М-II.1 для последовательной конфигурации; М-II для биканальной конфигурации) и рабочей части систем (М-III).

Рассмотрим спектральный состав систем с одной и двумя парами сопло-резонатор (рис. 3.8). Сравнение затрудняет наличие дополнительного геометрического параметра – расстояния между осями пар сопло-резонатор  $S$ , отсутствующего в биканальном случае, а также необходимость выбора резонансной пары многоканальной конфигурации (М-II.1 или М-II.2). В данной работе для сравнения был выбран монитор М-II.1, который находится ближе к закрытому торцу дополнительного резонатора, а область, в которой происходит сравнение будет называться центром системы (М-II). В области М-II в биканальной системе генерируются колебания с интенсивностью 184 дБ при частоте 278 Гц. В многоканальной системе формируются более зашумлённый сигнал с двумя тонами высокой интенсивности: один с частотой 215 Гц, имеющий уровень звукового давления 191 дБ, второй – 285 Гц с интенсивностью 190 дБ. В центральной области происходит взаимодействие двух сверхзвуковых потоков, что и приводит к повышению давления в этой части устройства с учётом ограниченности геометрии стенками.

В рабочей части системы (М-III) в биканальной конфигурации фиксируются колебания с частотой 276 Гц и интенсивностью 178 дБ. Интенсивность тонов в многоканальной системе имеет меньшие значения: 169 дБ при 285 Гц и 163 дБ при 144 Гц. Такое падение амплитуды связано с взаимодействием существующих в каналах волн сжатия и разрежения в разных фазах. Рассогласованность геометрии системы (разные расстояния от источников возмущений до открытого и закрытого торцов дополнительного канала) приводит к тому, что, взаимодействуя, волны теряют интенсивность. Для многоканальной конфигурации в рабочей части (М-III) характерен сигнал большим количеством шумов в спектре по сравнению с биканальной системой. Наличие дополнительных тонов в спектре многоканальной системы говорит о перераспределении энергии между гармониками сигнала, что также приводит к падению их интенсивности.

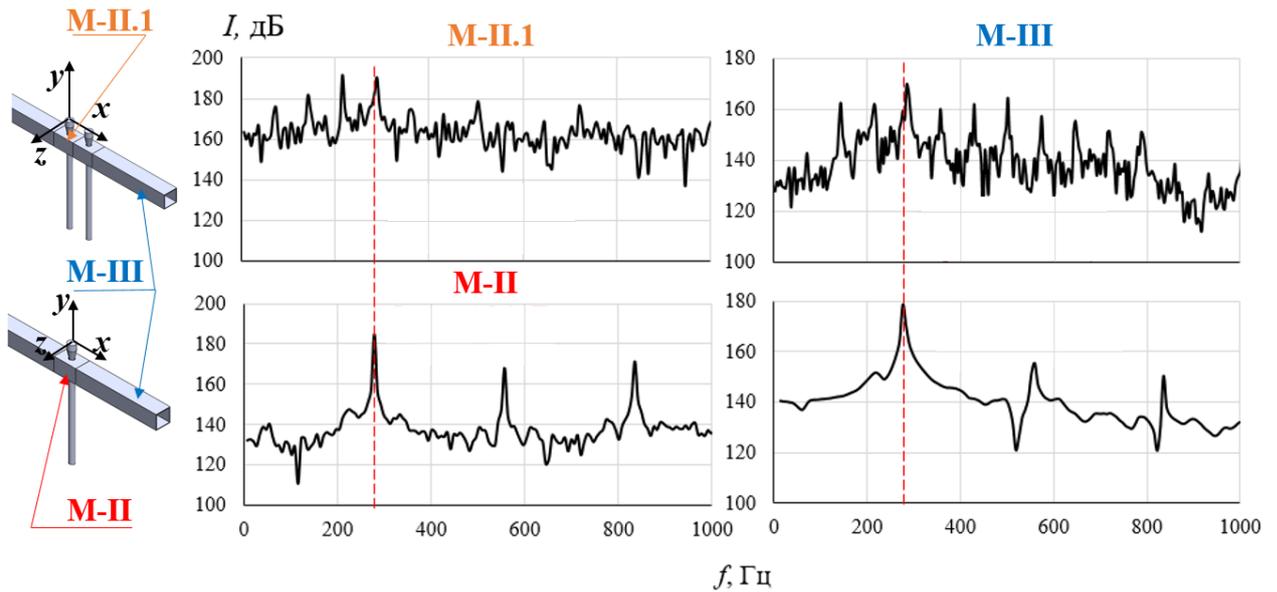


Рис. 3.8. Сравнение спектрального состава акусто-конвективного потока в последовательной многоканальной системе с биканальным случаем в характерных мониторах: в центрах систем (М-II.1 для последовательной конфигурации; М-II для биканальной конфигурации) и рабочей части систем (М-III).

Проведено исследование влияния межсоевого расстояния  $S$  между резонансными парами на АЧХ многоканальных систем в центральной области для каждой из струй (М-II.1 и М-II.2). Исследовано пять вариантов систем с разными расстояниями между парами сопло-резонатор  $S/d = 3,0; 3,5; 4,0; 4,5; 5,0$  (рис 3.9). Анализ проведён для двух наиболее интенсивных тонов в сигнале  $f_1$  и  $f_2$ , которые описаны выше. Полученная зависимость имеет немонотонных характер, что говорит о возможности согласования геометрии за счёт межсоевого расстояния. Наименьшее расстояние  $S/d = 3,0$  выбрано с учётом размеров форкамеры моделируемой установки. В точке М-II.1 интенсивность преобладающего тона  $f_1$  в спектре при  $S/d = 3,0$  составила 179 дБ, а его частота 280 Гц. Второй тон  $f_2$  в той же точке имеет интенсивность 177 дБ при 240 Гц. Увеличение межсоевого расстояния до  $S/d = 3,5$  привело к нарастанию амплитуды наибольшего тона до 182 дБ с частотой 300 Гц.

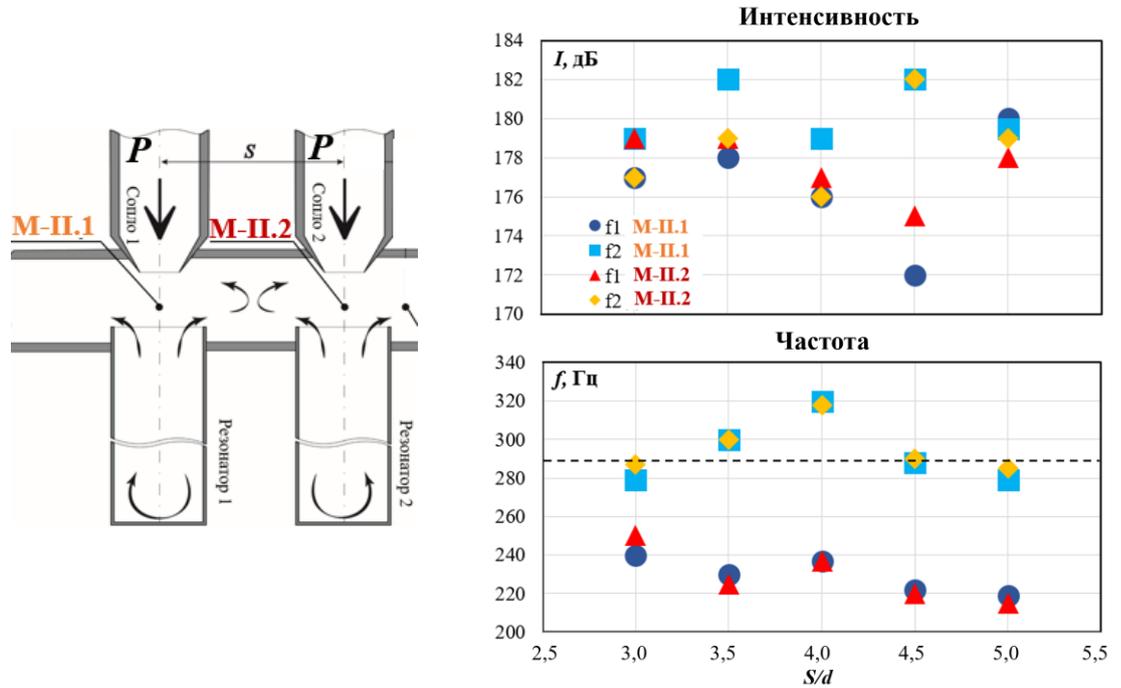


Рис. 3.9. Влияние межсоевого расстояния  $S$  на АЧХ формируемого потока в мониторах в первой (М-II.1) и второй (М-II.2) резонансных парах.

Дальнейшее увеличение расстояния до  $S/d = 4,0$  негативно влияет на интенсивность, т.е. приводит к падению амплитуды доминирующего тона при 320 Гц до 179 дБ. В случае  $S/d = 4,5$  интенсивность снова нарастает и составляет 182 дБ для доминирующего тона при 285 Гц. Во всех случаях наибольшую интенсивность имеет сигнал в М-II.1, с доминирующим тоном  $f_2$ . Меньшие интенсивности в точке М-II.2 можно объяснить взаимодействием с волнами, пришедшими от открытой кромки рабочей части системы. Свой вклад вносит также наличие дополнительной пары сопло-резонатор между точкой М-II.2 и закрытым торцом дополнительного резонатора, что ослабляет эффект резонанса.

Анализ акусто-конвективного потока в рабочей части позволил оценить спектральный состав результирующего течения. Рассматривается зависимость интенсивности и частоты от глубины рабочей части системы в трёх характерных точках: М-III.1, М-III, М-III-2. На рис.3.10 показано распределение АЧХ в точке, удалённой от источника колебаний – второго резонатора. Зависимость немонотонна и имеет как области с нарастанием

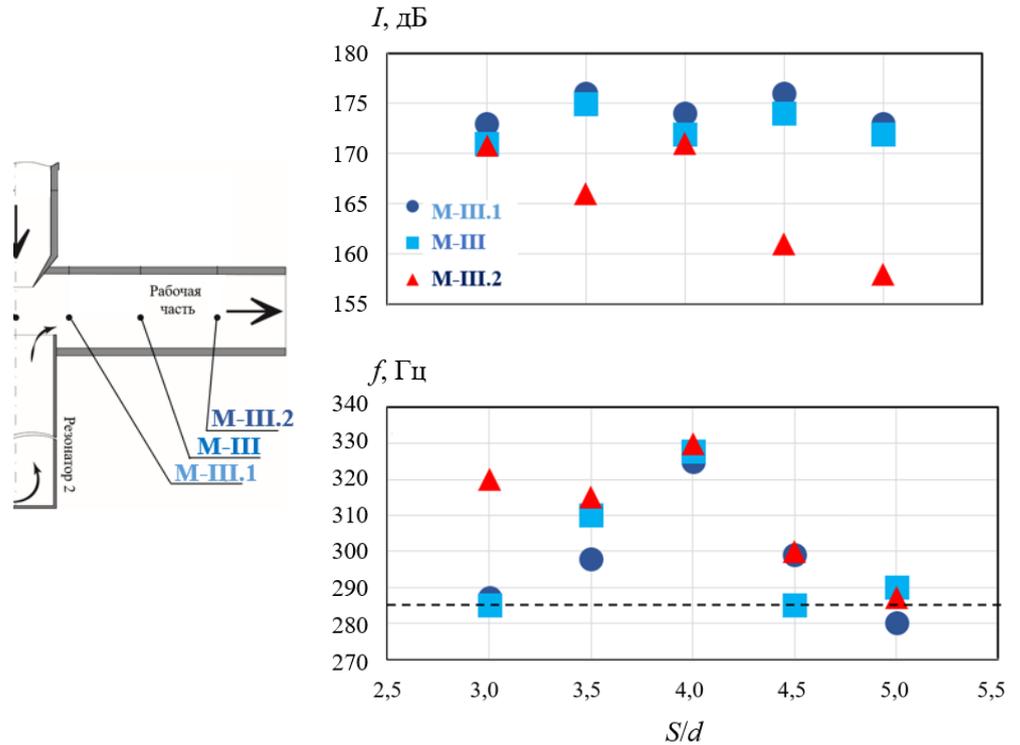


Рис. 3.10. Влияние межрядного расстояния  $S$  на АЧХ формируемого потока в рабочей части многоканальной системы в мониторах М-III.1 – вблизи резонансной пары, М-III = центра рабочей системы, М-III.2 – вблизи выхода из рабочей части.

амплитуды до 177 дБ ( $S/d = 3,5; 4,5$ ), так и области с низкой интенсивностью 170 дБ ( $S/d = 3,0; 4,0$ ).

Наименьшая интенсивность зафиксирована при  $S/d = 5,0$ :  $I = 157$  дБ. Частота соответствует Гельмгольцевой частоте собственных колебаний резонатора в системах с межрядным расстоянием  $S/d = 3,0; 4,5$ ; в М-III и при  $S/d = 5,0$  собственная частота наблюдается в мониторе М-III-2. Частота колебаний увеличивается при увеличении межрядного расстояния до  $S/d = 4,0$  со значения 286 Гц до 328 Гц, после чего падает до значения 290 Гц (для М-III). Тенденция соблюдается и в мониторах М-III.1, М-III-2. С увеличением расстояния от резонаторов колебания теряют свою интенсивность.

Проведено исследование равномерности потока в рабочей части многоканальной последовательной системы (рис. 3.11). В сечении, расположенном в центре рабочей части, вблизи точки М-III (1) устанавливаются дополнительные мониторы: вблизи верхней стенки (2), дна

рабочей части (3) и боковой стенки (4). Равномерность определяется по распределениям давления с изменением времени. На рисунке представлено распределение для конфигурации  $S/d = 5$ . Показано что колебания во всех точках идентичны, за исключением незначительных отличий в режиме высокоинтенсивных колебаний. Амплитуда колебания достигает 1,18 в точках 1,2,4, а вблизи дна системы поднимается до 1,19.

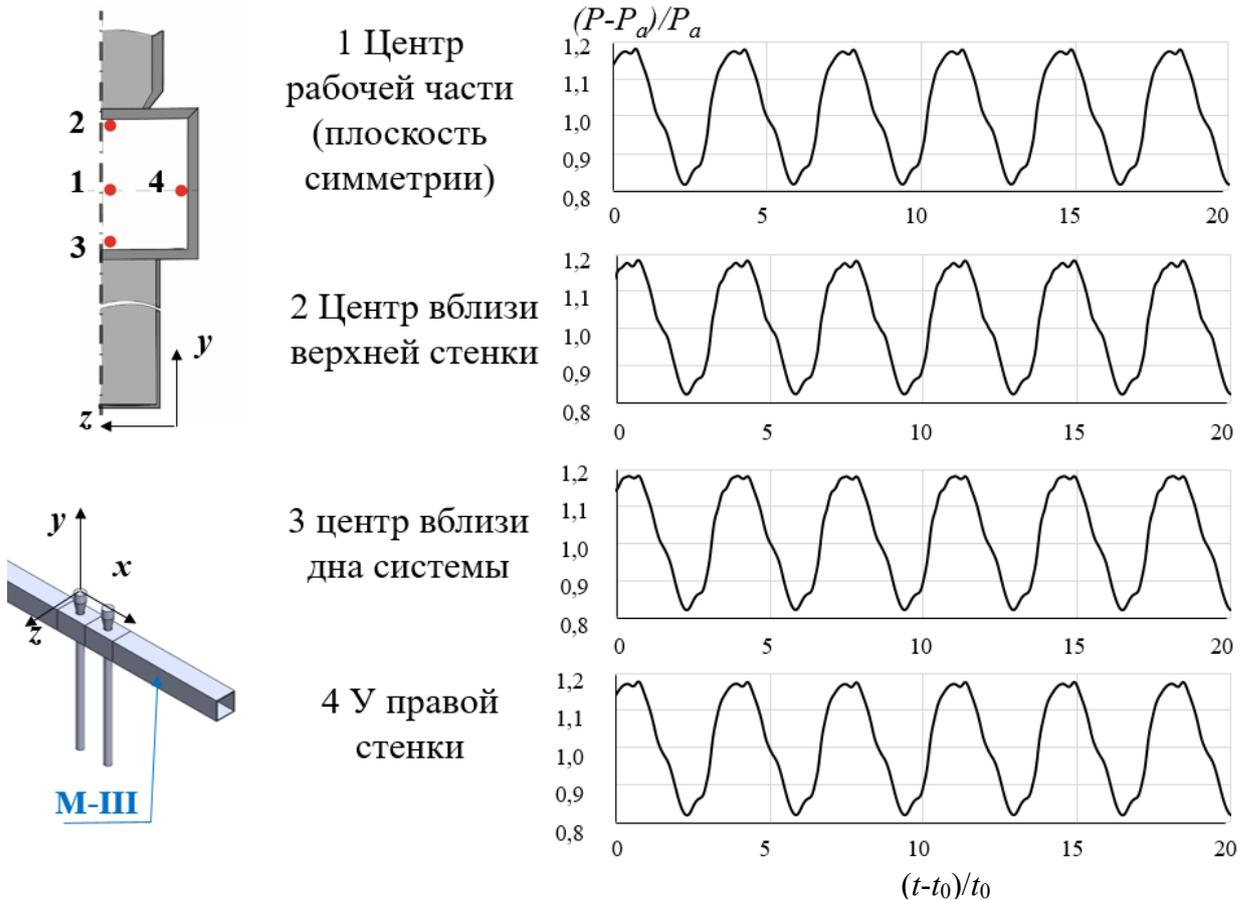


Рис. 3.11. Равномерность формируемого акусто-конвективного потока в рабочей части многоканальной системы в последовательной конфигурации.

### 3.2. Параллельная конфигурация многоканальных систем

Вторым вариантом реализации многоканальной системы является установка дополнительной пары сопло-резонатор в параллельной конфигурации (рис. 3.12а). Если в случае последовательной конфигурации дополнительная резонансная пара устанавливалась в дополнительный канал системы продольным образом, то при параллельной конфигурации дополнительная резонансная пара устанавливается поперёк тракта (рис. 3.12б). Такая конфигурация имеет расширенную центральную часть и, как следствие, более широкую рабочую часть системы.

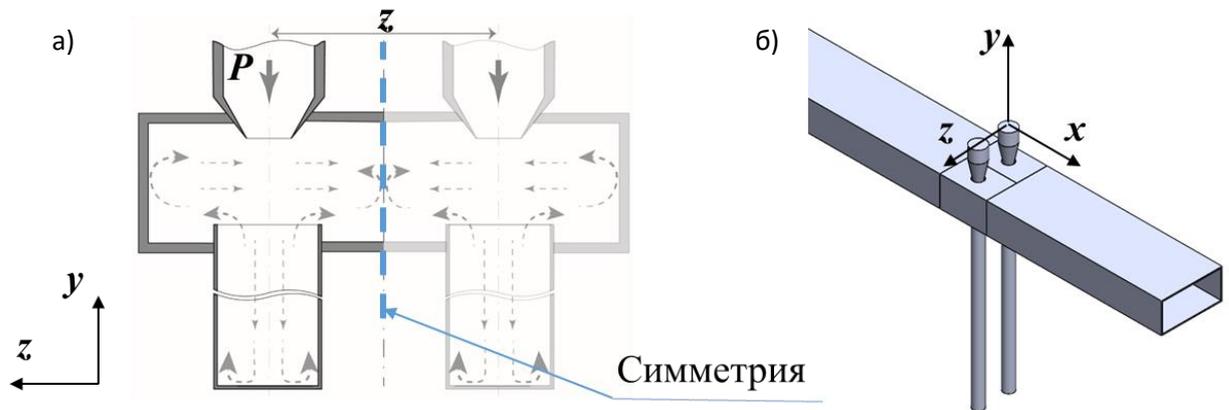


Рис. 3.12. а) Схематичное изображение и б) изометрический вид параллельной конфигурации многоканальной системы.

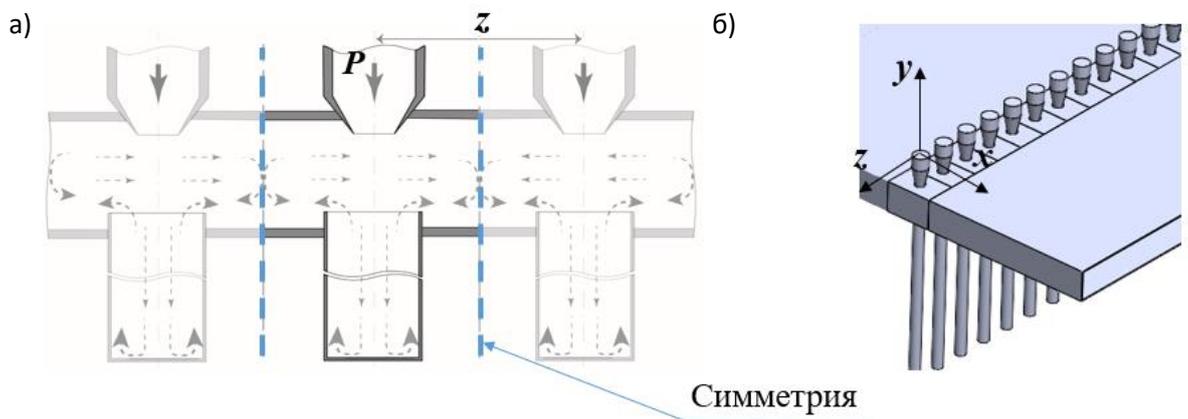


Рис. 3.13. а) Схематичное изображение и б) изометрический вид параллельной конфигурации многоканальной системы с бесконечным рядом пар сопло-резонатор.

**Постановка задачи.** Параллельная конфигурация многоканальной резонансной акусто-конвективной системы в численном моделировании реализуется с помощью задания условия симметрии (рис. 3.12а) на одной из боковых границ биканальной установки. Таким образом, за этой плоскостью имитируется поток, полностью симметричный потоку в расчётной области. В данном разделе проводится численное моделирование системы с двумя парами и бесконечным количеством пар сопло-резонатор в канале (рис. 3.13а – 3.13б), что реализуется с применением условия симметрии на обеих боковых границах дополнительного канала (рис. 3.13а).

**Обработка полученных результатов.** Введение в систему дополнительной пары сопло-резонатор привело к увеличению амплитуды колебаний в сформированном в системе потоке. Форма колебаний аналогична той, что наблюдается в биканальном случае: в рабочей части (М-III) наблюдается выход на режим колебаний с постоянной амплитудой, однако возникает дополнительное нарастание давления, связанное с наличием дополнительного резонатора (рис. 3.14а). В данном случае цикл опустошения-заполнения резонаторов не нарушен, а работа генераторов Гартмана протекает в рамках стандартного сценария. Важно отметить, что амплитудно-частотные параметры резонансной системы также сохраняются, а режим работы системы соответствует режиму собственных колебаний резонатора (рис. 3.14б). Этот факт позволяет оценивать работу системы на основе теории классического излучателя Гартмана. Проведённый анализ амплитудно-частотного спектра потока параллельной конфигурации системы показал, что реализуемый сигнал имеет частоту 280 Гц, что отличается от собственной частоты резонатора на 2,7%, а амплитуда колебаний в рабочей части составляет 181 дБ.

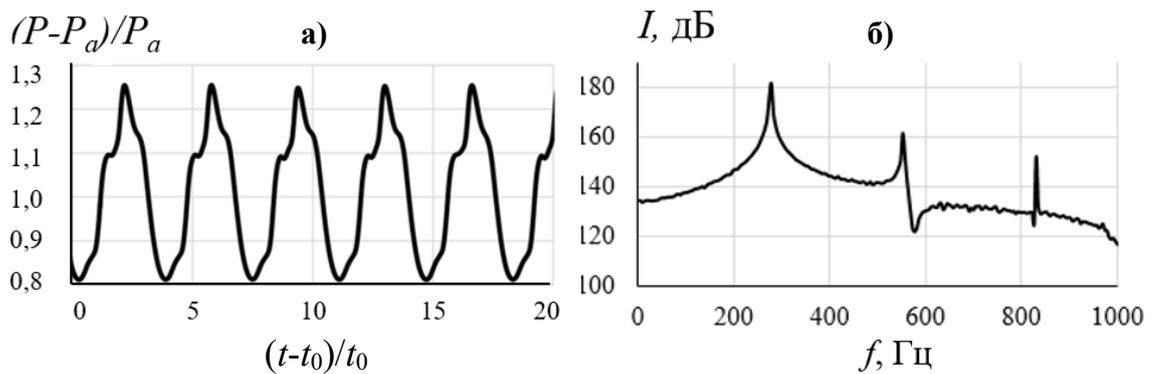


Рис. 3.14. а) Распределение давления с течением времени и б) соответствующий спектральный состав акустического течения в многоканальной системе при параллельной конфигурации.

Проведено сравнение амплитудно-частотных характеристик потоков, сформированных в биканальной и многоканальной параллельной конфигурациях в рабочей части (М-III). Анализ АЧХ систем показал сходство спектров акусто-конвективных потоков биканальной и параллельной систем (рис.3.15). В обоих случаях частоты колебаний (278 Гц и 280 Гц) близки между собой и мало отличаются от значения 285 Гц по формуле Гельмгольца. В случае параллельной системы наблюдается более чистый спектр, что может говорить о меньшем влиянии формирующихся в тракте волн на процессы истечения струи, заполнения и опустошения основного резонатора. Важно отметить, что в параллельной системе нет дополнительных тонов, а это означает, что оба излучателя Гартмана работают в режиме собственной частоты резонатора и, соответственно, являются когерентными. Другими словами, данная конфигурация согласованна. Уровень звукового давления в биканальной системе составлял 178 дБ, добавление новой пары сопло-резонатор позволило увеличить интенсивность до 181 дБ. При этом следует также отметить, что в параллельной конфигурации в два раза увеличилась площадь сечения рабочей части. Таким образом, наблюдается увеличение интенсивности в рабочей части с большим сечением. В итоге, данная конфигурация позволяет реализовать более эффективную в прикладном плане систему ввиду больших масштабов акусто-конвективного воздействия в рабочей части без потери, а в ряде случаев и с увеличением интенсивности.

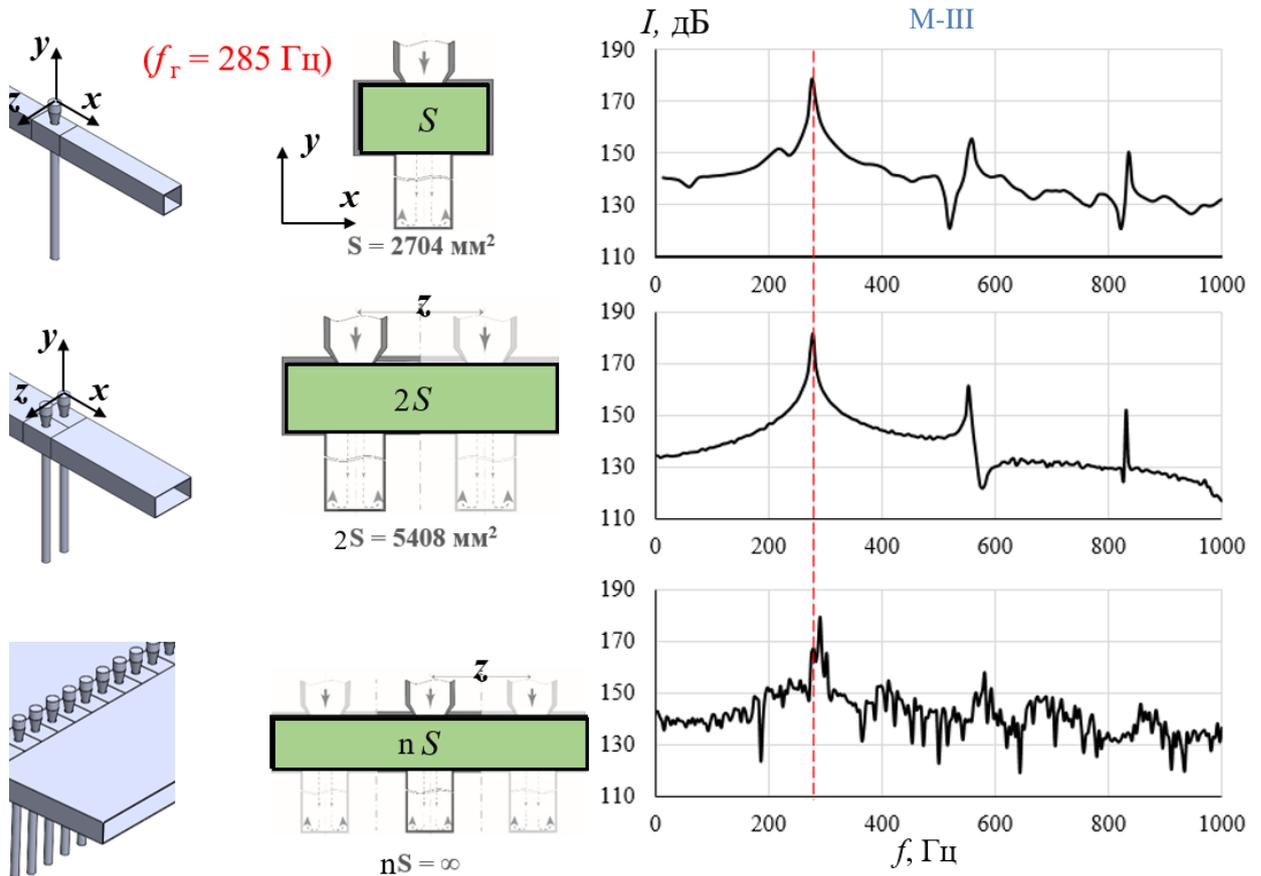


Рис. 3.15. Сравнение спектрального состава сигнала в рабочей части (М-III) биканальной и многоканальных систем в параллельной конфигурации с двумя и бесконечным рядом пар сопло-резонатор.  $S$  – площадь сечения рабочей части.

Следующим шагом стало исследование системы, состоящей из бесконечного ряда пар сопло-резонатор. Такая система позволяет бесконечно увеличить рабочую часть, и, как следствие, эффективность системы, исходя из требований прикладных задач. АЧХ такой системы имеет зашумлённый спектр дополнительными тонами малой интенсивности на уровне фонового шума. Наличие таких шумов, вероятно, связано с отсутствием влияния боковых стенок в системе, поскольку в процессе моделирования они не задаются исходя из выбранного метода расчёта (условие симметрии на обеих стенках). Таким образом, геометрия системы является несогласованной, что приводит к дополнительным волновым взаимодействиям в тракте дополнительного канала. Частота результирующего потока составляет 290 Гц, а интенсивность колебаний 179 дБ, что на 1 дБ выше, чем в биканальном случае. В рабочей части биканальной системы с бесконечными рядами

резонансных пар также удалось увеличить интенсивность колебаний давления при соответствующем увеличении поперечного сечения рабочей части.

Так же, как и в случае последовательной конфигурации многоканальных систем, для параллельной системы необходимо исследовать влияние межосевого расстояния пар сопло-резонатор  $z$  на газодинамические характеристики потока. На рис. 3.16 представлены результаты таких исследований с разнесением резонирующих пар на разное расстояние  $z/d$ . Минимальное межосевое расстояние выбрано в соответствии с геометрией сечения дополнительного канала. Исследованы три случая с разными межосевыми зазорами:  $z/d = 2,6; 3,0; 3,4$ . При расстоянии  $z/d = 2,6$  амплитуда колебаний давления в потоке составляет 181 дБ при частоте 278 Гц. Увеличение межосевого расстояния приводит к падению амплитуды до 176 дБ, а частота колебаний падает до 184 Гц в результате перераспределения энергии в дополнительные тона, видимые в спектре. В спектральном составе наблюдается тон при 280 Гц с ослабленной до 170 дБ амплитудой. Наблюдаемый спектр имеет большую зашумлённость. Такой результат обусловлен несогласованным изменением геометрии системы. Изменяется межосевое расстояние, но расстояние до боковой стенки системы остаётся прежним, что приводит к многократным отражениям волн и последующему взаимодействию волн, сформированных в разных фазах процесса.

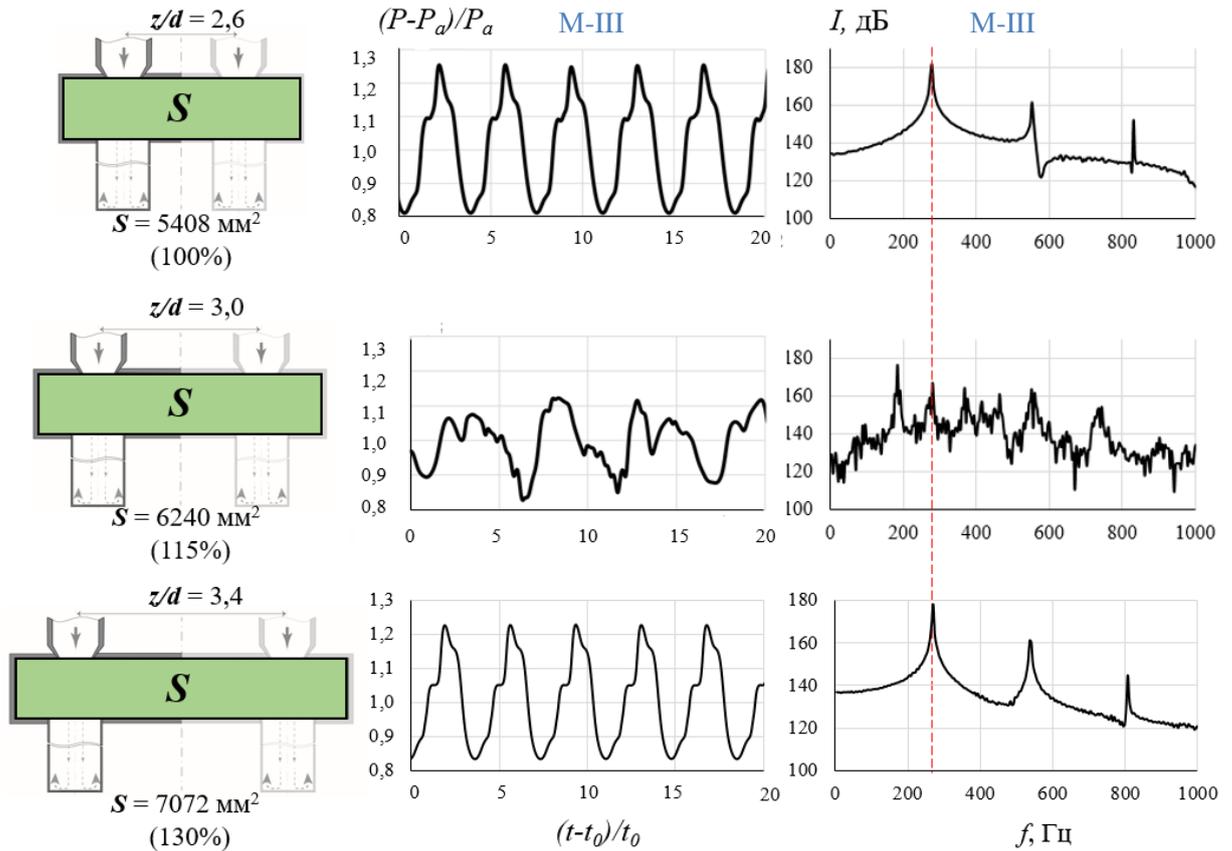


Рис. 3.16. Влияние межсоевого расстояния на газодинамические характеристики потока в параллельной конфигурации с двумя парами сопло-резонатор в рабочей части (М-III).

Исследовано развитие потока с целью оценить АЧХ колебаний в тракте рабочей части (рис. 3.17). Рассматривается зависимость интенсивности и частоты сигнала от глубины рабочей части многоканальной параллельной системы с варьируемым межсоевым расстоянием  $z/d$  (2,6; 3,0; 3,4) в трёх характерных точках: М-III.1, М-III, М-III-2. Вблизи источника возмущений (М-III.1) – пары когерентных струй, наблюдается наибольший уровень звукового давления в рабочей части. В случае  $z/d = 2,6$   $I = 179$  дБ, разнесение сопел на большее расстояние  $z/d = 3,0$  приводит к падению интенсивности до 178 дБ, а при  $z/d = 3,4$  интенсивность имеет наибольшее значение 180 дБ. С увеличением расстояния от источника колебаний вдоль рабочей части амплитуда колебаний уменьшается. При этом в случаях  $z/d = 2,6$  и  $z/d = 3,4$  значения в мониторах М-III.1 и М-III отличаются не более, чем на 1 дБ. При  $z/d = 3,0$  интенсивность в точке М-III падает на 6 дБ и составляет 172 дБ. Наименьшие амплитуды колебаний наблюдаются вблизи открытого выхода из

рабочей части. Во всех трёх конфигурациях зафиксировано значительное отличие колебаний давления вблизи открытого выхода от колебаний в вышеописанных мониторах. Уровень звукового давления в М-III.2 составил 166, 159 и 165 дБ для конфигураций с межосевым расстоянием  $z/d = 2,6, 3,0$  и  $3,4$  соответственно. Частота генерации зависит от расстояния  $z/d$  немонотонно: в случае  $z/d = 2,6$  и  $z = 3,4$  частота колебаний близка к значению собственной частоты резонансной полости по Гельмгольцу и составляет 277 Гц и 280 Гц соответственно. В случае, когда сопла разнесены на расстояние  $z/d = 3,0$  частота равна 184 Гц, что значительно отличается от собственной. При этом, как отмечено выше, в спектре наблюдается также и тон 280 Гц. Увеличение расстояния до источника колебаний не оказывает влияния на частоту колебаний в акусто-конвективном потоке параллельной конфигурации.

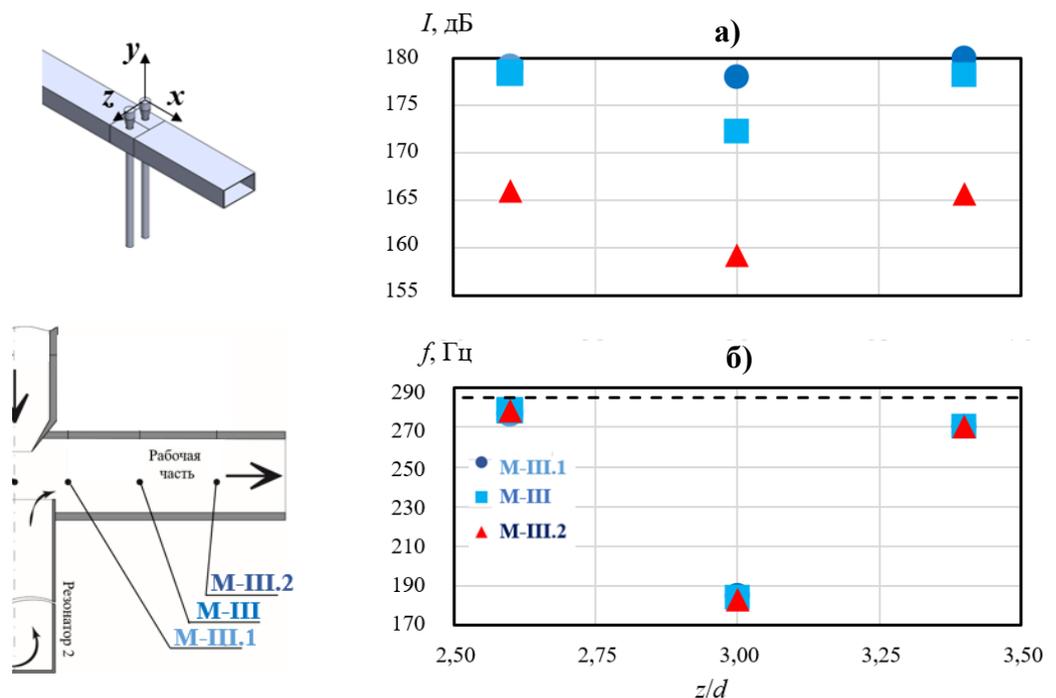


Рис. 3.17 Влияние межосевого расстояния  $z$  на газодинамические параметры (амплитуду а) и частоту б)) многоканальной системы с двумя парами сопло резонатор.

В прикладных задачах поток, создаваемый в рабочей части системы, должен быть равномерным. С этой целью мы исследовали поток в четырёх точках системы с параллельной конфигурацией в мониторах М-III и М-III-1: в центре рабочей части (1), у верхней стенки (2), между резонансными парами

вблизи плоскости симметрии (3) и у боковой стенки (4) (см. рис. 3.18). В мониторе М-III-1 давление во всех областях, кроме точки 3, достигает значения 1,30. В области между парами сопло-резонатор наблюдается повышенное давление 1,33, что говорит о взаимодействии двух потоков от резонансных пар. В мониторе М-III давление во всех областях достигает значения 1,27, а влияния соседней пары сопло-резонатор не видно. Таким образом, в рабочей части многоканальной системы в параллельной конфигурации наблюдается равномерный поток с одинаковыми параметрами по всему сечению.

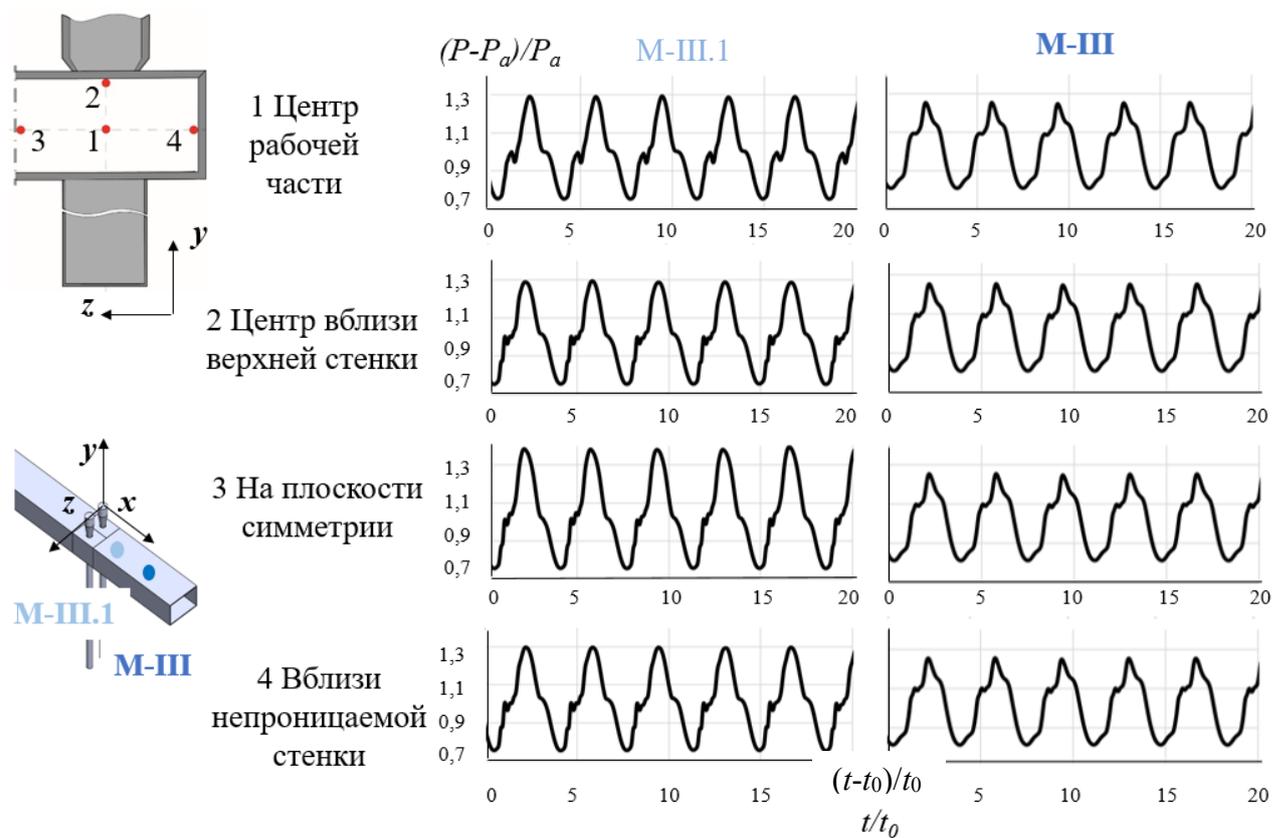


Рис. 3.18. Равномерность потока в рабочей части многоканальной системы в параллельной конфигурации с двумя парами сопло-резонатор в точках М-III и М-III.1.

Для параллельных конфигураций с бесконечным рядом резонансных пар проведено аналогичное исследование плотности потока в тех же областях 1-4 для монитора М-III (рис.3.19). Давление во всех областях достигает значения 1,18. При этом видно, что колебания имеют несколько различающуюся форму достигая в максимуме значения 1,15. В области верхней стенки 2 в момент выхода на режим высокоинтенсивных колебаний возникает дополнительное возмущение – влияние дополнительного резонатора. В целом, поток в рабочей части этой системы менее равномерен, чем в конфигурации с двумя парами сопло-резонатор.

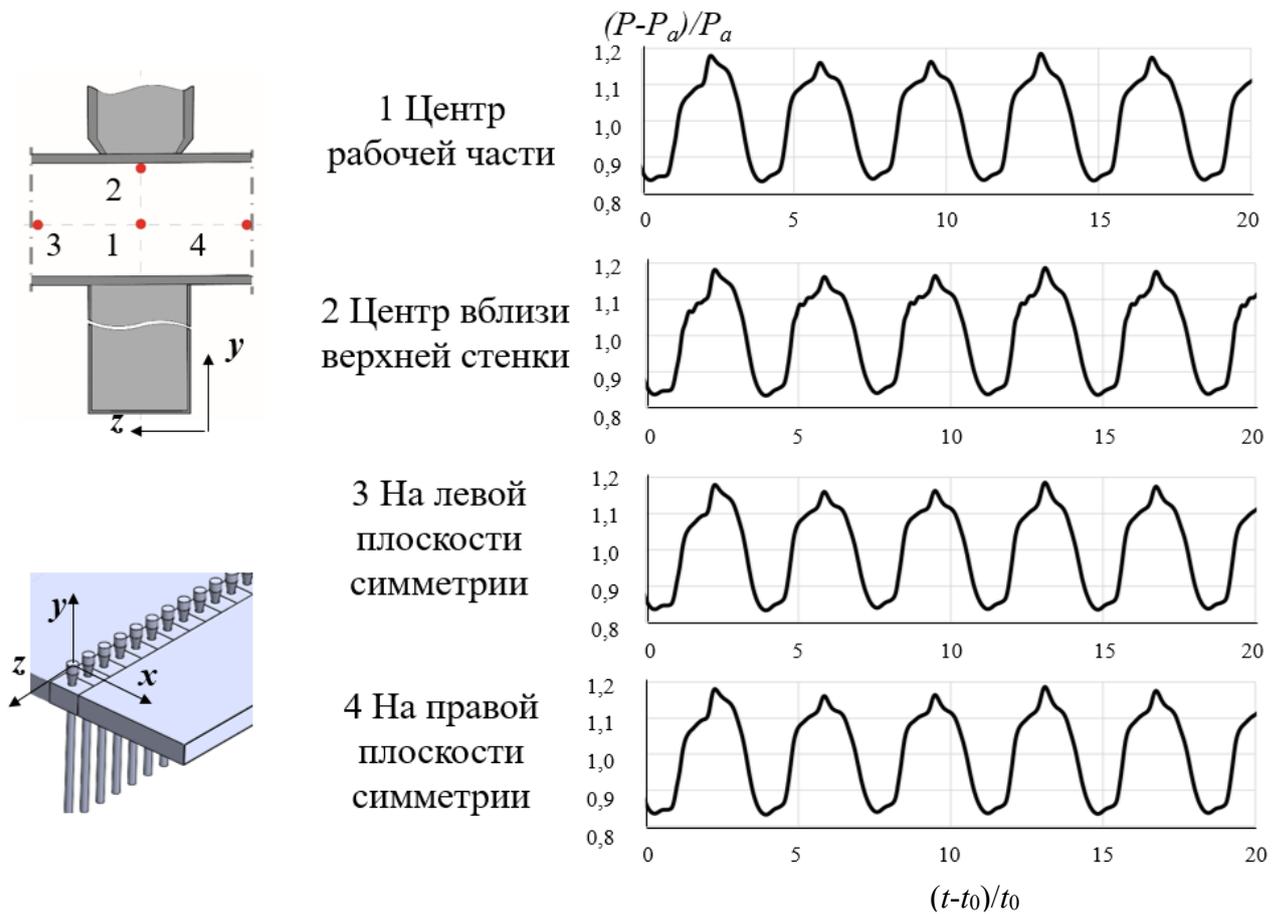


Рис. 3.19. Равномерность потока в рабочей части многоканальной системы в параллельной конфигурации с бесконечным рядом пар сопло-резонатор в точке М-III.

### Выводы по главе 3

На основе численного моделирования многоканальных систем с дополнительными парами сопло-резонатор выявлены следующие особенности:

- для последовательной конфигурации установлен факт рассогласования газоструйных потоков в резонансных полостях, приводящий к снижению интенсивности акусто-конвективного потока. Реализуемый режим течения характеризуется спектральным составом с несколькими негармоничными тонами значительной интенсивности;
- при параллельной конфигурации достигнута синхронизация генераторов Гартмана, приводящая к значительному увеличению интенсивности акусто-конвективного потока. С увеличением межосевого расстояния имеет место падение интенсивности и нарастание шумов в спектре;
- при варьировании расстояния между осями резонансных пар изменение газодинамических параметров в рабочей части системы носит немонотонный характер.

Результаты могут быть использованы при разработке многоканальных генераторов высокоинтенсивных акусто-конвективных колебаний.

## Заключение

На акустической установке ИТПМ СО РАН проведена серия экспериментальных исследований влияния геометрических параметров системы (глубина резонатора  $l$  и расстояния сопло-резонатор  $S$ ) на газодинамические характеристики потока. Определена область существования эффекта Гартмана в зависимости от давления в форкамере и расстояний  $l$  и  $S$ .

На основе пакета Ansys Fluent создана цифровая модель действующей экспериментальной акустической системы ИТПМ СО РАН. Проведена валидация и верификация численных результатов по экспериментальным данным (расхождение не более 3%). Методами численного моделирования нестационарных трехмерных турбулентных течений получены картины газодинамических потоков в тракте биканальной системы. Показан процесс прогрева резонирующей полости под воздействием волн сжатия. Установлено наличие высокотемпературной (200°C) застойной области вблизи торца резонатора большой глубины (более 20 калибров). Проведён параметрический анализ с варьированием геометрических параметров, позволивший выявить оптимальные конфигурации биканальных акустических систем.

Методами численного моделирования установлены следующие особенности многоканальных систем с дополнительными парами сопло-резонатор:

- для последовательной конфигурации установлен факт рассогласования газоструйных потоков в резонансных полостях, приводящий к снижению интенсивности акусто-конвективного потока.
- для параллельной конфигурации достигнута синхронизация генераторов Гартмана, приводящая к увеличению интенсивности акусто-конвективного потока.

## Список литературы

1. Johnson R. H. Instability of hypersonic flow about blunt bodies // *Phys. Fluids*. 1959. Vol. 2. P. 526 – 532.
2. Подвязников М.Л., Самонин В.В., Шевкина А.Ю. Применение различных форм энергии для управления сорбционными процессами // *Химическая промышленность сегодня*. 2008. № 9. С. 41 – 49.
3. Баев В. К., Федоров А. В., Фомин В. М., Хмель Т. А. исследование процессов центробежной конвекции при быстром вращении тел из ячеисто-пористых материалов // *Прикладная механика и техническая физика*. 2006. Т. 47, №1, С. 46 – 57.
4. Низовцев М.И., Бородулин В.Ю., Летушко В.Н. Регенеративный теплообменник для вентиляции помещений с периодическим изменением направления воздушного потока // *Теплофизика и аэромеханика*. 2015. Т. 22, №6, С. 785 – 796.
5. Йонгсири К., Тяньпонг С., Нанан К., Эямса-ард С. Улучшение теплогидравлической эффективности труб с помощью спирально закрученной волнистой ленты с изменяемой осью // *Теплофизика и аэромеханика*. 2016. Т. 23, №1. С. 73 – 86.
6. Вяльцев В.В., Хоргуани В.Г. Мощная низкочастотная звуковая сирена // *Акустический журнал*. 1961. Т. 7, № 3. С. 377 – 378.
7. Allen C. H., Rudnick I. A Powerful High Frequency Siren // *The Journal of the Acoustical Society of America*. 1947. Т. 19, No. 5. P. 857 – 865.
8. Веллер В. А., Степанов Б. И. Ультразвуковые сирены с приводом от электродвигателя // *Акустический журнал*. 1963. Т. 9, No.3. P. 291 – 296
9. Chanaud R. C. Experiments Concerning the Vortex Whistle // *The Journal of the Acoustical Society of America*. 1963. Vol. 35, No. 7. P. 953 – 960.
10. Vonnegut B. A Vortex Whistle // *The Journal of the Acoustical Society of America*. 1954. Vol. 26, No. 1. P. 18 – 20.

11. Борисов Ю.Г. Газоструйные излучатели звука Гартмановского типа // Физика и техника мощного ультразвука. Книга 1: «Источники мощного ультразвука» / Под ред. Л.Д. Розенберга. – М.: Наука, 1967. С.7 – 110.
12. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. Часть 1. М.: Наука. 1987. С. 1 – 464.
13. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. Часть 2. М.: Наука. 1987. С. 1 – 360.
14. Hartmann J., Troll B. On a new method for the generation of sound waves // Phys. Rev. 1922. Vol. 20, № 11. P. 719 – 727.
15. Hartmann J., Trolle B. New investigation of the air-jet generator for acoustic waves // Dan. Mat. Fys. Medd. 1930. Vol. 7, No. 6. P. 1 – 38.
16. Denham, J.W. Investigation of screech tone elimination in an underexpanded supersonic jet // 21st Aerospace Sciences Meeting, Reno, NV, Jan. 10-13. 1983. Vol. 0646. P. 1 – 7.
17. Антонов А.Н., Пульсации давления при струйных и отрывных течениях. М.: Машиностроение. 1990. С.1 – 272.
18. Seiner. J. Advances in high speed jet aeroacoustics // 9th Aeroacoustics Conference. 1984. Vol. 2275. P. 1 – 41.
19. Raman G. Cessation of screech in underexpanded jets // Aeroacoustics Conference. 1996. Vol. 1719. P. 1 – 33.
20. Hartmann J., Trolle B. Modus operandi of the air-jet pulsator // Dan. Mat. Fys. Medd. 1930. Vol. 10, No. 4. P. 1 – 70
21. Kurkin V. P. Oblique-shock gas-jet sound radiator // Akust. Zh. 1962. Vol. 8, No. 4. P. 438 – 441.
22. Hartmann J. On the production of acoustic waves by means of an air-jet of a velocity exceeding that of sound // Phil Mag. And J. Sci. 1931. Vol. 11. P. 926 – 948.
23. Hartmann J, Larris F. The air-jet generator as a means of setting up waves in a liquid medium // Dan. Mat. Fys. Medd. 1951. Vol. 11. P. 1 – 26.

24. Sprenger H. Ueber thermische effekte bei reseonanzrohren // Mitt. Inst. Aerodyn. ETH. 21. 1954. P. 18 – 35.
25. Brocher E., Maresca C. Etude des phenomenes thermiques dans un tube de Hartmann-Sprenger // International Journal of Heat and Mass Transfer. 1973. Vol. 16, No. 3. P. 529 – 538.
26. Куркин В.П. К вопросу о генерации звука газоструйной сиреной // Акустический журнал. 1961. Т. 7, №. 4. С. 442 – 445.
27. Школьников Р.Ш. Воздухоструйные генераторы акустических колебаний для коагуляции аэрозолей // Акустический журнал. 1963. Т. 9, №. 3. С. 368 – 375.
28. Smith TJB, Powell A. Experiments concerning the Hartmann whistle // Report 64 – 42, Department of Engineering, UCLA, 1964.
29. Бакулев В. Л., Воробьев А. М. Снижение шума блочной сверхзвуковой струи с помощью впрыска воды // Вестник Санкт-Петербургского университета. 2015. Т. 2, № 60. С. 415 – 425.
30. Cai C., Mak C. M. Noise control zone for a periodic ducted Helmholtz resonator system // The Journal of the Acoustical Society of America. 2016. Vol.140, No.6. P. 471 – 477.
31. Kadaba P.V., Bondarenko V.L., Arkharov A. M. Thermal characteristics of a Hartmann-Sprenger tube // International Journal of Refrigeration. 1990. Vol.13, No.5. P. 309 – 316.
32. Marchese V.P. Development and Demonstration of Flueric Sounding Rocket Motor Ignition // NASA – CR. 1974. № 2418. P. 1 – 42.
33. Патент № 2379858 С1 Российская Федерация, МПК H05B 3/26. Устройство для нагрева газового потока с проволочным электрическим нагревателем: № 2008123401/09: заявл. 16.06.2008: опубл. 20.01.2010 / В. В. Ефремов, П. К. Третьяков; заявитель Государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования Московский государственный университет дизайна и технологии (МГУДТ). – EDN ZFVPOH.

34. Патент № 2029121 С1 Российская Федерация, МПК F02С 7/264. Газодинамический способ воспламенения горючего газа в глухом канале: № 4891188/06: заявл. 17.12.1990: опубл. 20.02.1995 / В. И. Головичев, П. К. Третьяков; заявитель Институт теоретической и прикладной механики СО РАН. – EDN IAQSMB.

35. Raman G., Kibens V., Cain A., Lepicovsky J. Advanced actuator concepts for active aeroacoustic control // 6th Aeroacoustics Conference and Exhibit. 2000. Vol. 1930. P. 1 – 23.

36. Mills A., Raman G., & Kibens V. Optimization of high frequency actuators for weapons bay noise suppression // 40th AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit. 2002. Vol.0660. P. 1 – 14.

37. Brun E, Boucher RMG. Research on the acoustic air-jet generator: a new development // J. Acoust. Soc. Am. 1957. Vol. 29, No. 5. P. 573 – 83.

38. Raman G, Kibens V. Active flow control using integrated powered resonance tube actuators // AIAA paper. 2001. Vol. 3024. P. 1 – 19.

39. Narayanan S., Srinivasan K., Sundararajan T. Atomization in the Acoustic Field of a Hartmann Whistle. // International Journal of Spray and Combustion Dynamics. 2013. Vol. 5, No. 1. P. 1 – 24.

40. Козлов В. В., Грек Г. Р., Коробейничев О. П., Литвиненко Ю. А., Шмаков А. Г. Особенности горения водорода в круглой и плоской микроструе в поперечном акустическом поле и их сравнение с результатами горения пропана в тех же условиях // Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Серия: Физика. 2014. Т. 9, № 1. С. 79 – 86.

41. Rountree ME, Kranc SC. Combustion driven resonance tubes // Trans. ASME. J. Basic Eng. 1972. Vol. 94, No. 2. P. 509 – 510.

42. Sarohia V., Back L.H. Experimental investigation of flow and heating in a resonance tube // Journal of Fluid Mechanics. 1979. Vol. 94, No 4. P. 649 – 672.

43. Zhilin A. A., Fedorov A. V., Grebenshchikov D. M. Dynamics of acousto-convective drying of sunflower cake compared with drying by a traditional

thermo-convective method // *Foods and Raw Materials*. 2018. Vol. 6, № 2. P. 370 – 378.

44. Жилин А.А., Федоров А.В. Акусто-конвективная сушка ячеистого газобетона // *Инж.-физ. журн.* 2017. Т. 90, № 6. С. 1483 – 1498.

45. Zhilin A. A. Acoustic-convective drying of coniferous sawdust // *AIP Conference Proceedings*. 2019. Vol. 2125, 030085 (6 p).

46. Федоров А.В., Жилин А.А., Коробейников Ю.Г. Исследование процессов пропитки и сушки зернистого силикагеля // *Инж.-физ. журн.* 2011. Т. 84, № 5. С. 897 – 906.

47. Yu. G. Korobeinikov, A. V. Fedorov, E. A. Buluchevskii, and A. V. Lavrenov, Сорбент типа "соль в пористой матрице" и древесные опилки как осушители воздуха для систем вентиляции // *Инж.-физ. журн.* 2009. Т. 82, №5. С. 246 – 250.

48. Патент № 2062416 С1 Российская Федерация, МПК F26B 5/02. Способ акустической сушки капиллярно-пористых материалов: № 94027716/06: заявл. 22.07.1994: опубл. 20.06.1996 / В. Н. Глазнев, А. Б. Глинский; заявитель Институт теоретической и прикладной механики СО РАН. – EDN SPPRFF.

49. Жилин А.А., Федоров А.В. Акусто-конвективная сушка кедрового ореха // *Инж.-физ. журн.* 2014 Т. 87, №4. С. 908 – 916.

50. Жилин А.А., Федоров А.В. Исследование акусто-конвективной сушки мяса // *Инж.-физ. журн.* 2016. Т. 89, № 2. С. 916 – 925.

51. Шум Е. И., Жилин А. А. Оптимизация расходных параметров акусто-конвективной сушильной установки // *Наука. Промышленность. Оборона: Труды XIV Всероссийской научно-технической конференции, Новосибирск, 24–26 апреля 2013 года.* – Новосибирск: Новосибирский государственный технический университет, 2013. – С. 708 – 712.

52. Лыков А.В. Теория сушки. - 2-е изд. - М.: Энергия. 1968. С. 1 – 471.

53. Коробейников Ю. Г., Назаров А. А., Федоров А. В. Энергозатраты при сушке древесины акустическим способом // Деревообрабатывающая промышленность. 2004. №4. С. 6 – 7.
54. Yu. G. Korobeinikov, G. V. Trubacheev, A. V. Fedorov, K. M. Chu, D. M. Zheong, and Yu. I. Kim, J. Experimental investigation of the acoustic-convective drying of unhusked Korean rice. Journal of Engine // Eng. Phys. Thermophys. 2008. Vol. 81, №4. P. 676 – 679.
55. Патент на полезную модель № 4591 U1 Российская Федерация, МПК F26B 7/00. Устройство для сушки древесины: № 96104617/20 : заявл. 04.03.1996: опубл. 16.07.1997 / В. Н. Глазнев; заявитель Институт теоретической и прикладной механики СО РАН. – EDN QVEBII.
56. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа М. -Л.: Гостехиздат. 1950. С. 1 – 676 с.
57. Дейч М.Е. Техническая газодинамика, – М.-Л.: Госэнергоиздат. 1961. С. 1 – 670.
58. Блохинцев Д.И. Акустика неоднородной движущейся среды, – М.: Наука. 1981. С. 1 – 207.
59. Глазнев В.Н. Полуэмпирическая теория генерации дискретных тонов сверхзвуковой недорасширенной струей, натекающей на преграду // ПМТФ. 1976. №6. С. 49 – 55.
60. Maslov A. A., Mironov S. G. Экспериментальное исследование устойчивости сильнонедорасширенных ламинарной свободной и импактной струй // Прикладная механика и техническая физика. 2001. Т. 42, № 6. С. 959 – 965.
61. Запрягаев В.И. Солотчин А.В. Спектральные характеристики неустойчивого течения в слое смешения начального участка сверхзвуковой недорасширенной струи // Теплофизика и аэромеханика, 2009. Т. 16, № 2. С. 221 – 230.
62. Харкевич А.А. Автоколебания, – М.: гостехиздат. 1953, С. 1 – 176.

63. Глазнев В.Н. О механизме обратной связи в автоколебаниях при натекании сверхзвуковой недорасширенной струи на плоскую преграду // ПМТФ. 1991. №4. С. 59 – 63.
64. Raman G., Srinivasan K. The powered resonance tube: From Hartmann's discovery to current active flow control applications // Progress in Aerospace Sciences. 2009. Vol. 45. P. 97 – 123.
65. Запрягаев В.И. Солотчин А.В., Кавун И.Н., Яровский Д.А. Натекание сверхзвуковой недорасширенной струи на преграды различной проницаемости // Прикладная механика и техническая физика. 2011. Т. 52, № 5. С. 60 – 67.
66. Абдрашитов А.А., Марфин Е.А., Чачков Д.В. Экспериментальное изучение скважинного акустического излучателя в длинной цилиндрической камере // Акустический журнал. 2018. Т. 64, №. 2. С. 241 – 249.
67. Фомин В. М., Анискин В. М., Маслов А. А., Миронов С. Г., Цырюльников И. С. Газодинамическая структура течения и развитие возмущений в микроструях // Доклады академии наук. 2010. Т. 433, № 5. С. 635 – 638.
68. Hartmann J. The Acoustic Air-Jet Generator // NASA/TT. 2021. Vol. 0016495. P. 1 – 26.
69. Murugappan S, Gutmark E. Parametric study of the Hartmann-Sprenger tube // Exp Fluids. 2005. Vol. 38, No. 6. P. 813 – 823.
70. Пимштейн В.Г. Об излучении звука при взаимодействии вихрей в турбулентно струе // Доклады Академии Наук. 1996. Т. 349. № 5. С. 628 – 629.
71. Гиневский А. С., Власов Е. В., Колесников А. В. Аэроакустические взаимодействия. М.: Машиностроение. 1978. С. 1 – 176.
72. Цырюльников И.С., Миронов С.Г. Исследование волнового поля контролируемых периодических возмущений двух источников // Теплофизика и аэромеханика. 2005. Т. 12, № 3. С. 379 – 386.

73. Sakakibara Y., Iwamoto J. Numerical Study of Oscillation Mechanism in Underexpanded Jet Impinging on Plate // *Journal of Fluids Engineering*. 1998. Vol. 120, No. 3. P. 477 – 481.
74. Глазнев В.Н., Коробейников Ю.Г. Эффект Гартмана. Область существования и частоты колебаний // *Прикл. механика и техн. физика*. 2001. Т. 42, № 4. С. 62 – 67.
75. Narayanan, S., Srinivasan, K., Sundararajan T. Aero-acoustic features of internal and external chamfered Hartmann whistles: A comparative study // *Journal of Sound and Vibration*. 2014. Vol. 333, No. 3. P. 774 – 787.
76. Sreejith G.J, Narayanan S., Jothi T.J.S., Srinivasan K.. Studies on conical and cylindrical resonators // *Applied Acoustics* 69. 2008. P. 1161 – 1175.
77. Narayanan S., Bholanath Behera, Sundararajan T., Srinivasan K. Acoustic heating effects in Hartmann whistle // *International Journal of aeroacoustics*. 2013. Vol. 12, No. 5 & 6. P. 557 – 578.
78. Primakov A.V., Zhilin A.A. Studying of the resonator depth influence on amplitude-frequency characteristics operating flow in the two-channel system // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2019. Vol.1404, No. 1. 012096 (6 p).
79. Betchov R. Nonlinear Oscillations of a Column of Gas // *Physics of Fluids*. 1958. Vol. 1, No. 3. P. 205 – 212.
80. Накоряков В.Е., Горин А.В. Тепломассоперенос в двухфазных системах - Новосибирск: Институт теплофизики. 1994. С. 1 – 431.
81. Mørch K. A theory for the mode of operation of the Hartmann air jet generator // *Journal of Fluid Mechanics*. 1964. Vol. 20, No. 1. P. 141 – 159.
82. Monson H. O., Binder R. C. Intensities Produced by Jet - Type Ultrasonic Vibrators // *The Journal of the Acoustical Society of America*. 1953. Vol. 25, No. 5. P. 1007 – 1009.
83. Zhilin A.A., Golubev E.A. Experimental study of the amplitude-frequency characteristics in a two-channel system // *AIP Conf. Proc.* 2018. Vol. 1939. 020016 (6 p).

84. Thompson, P. A. Jet-driven resonance tube // AIAA Journal. 1964. Vol. 2, No. 7. P. 1230 – 1233.
85. Губайдуллин А.А., Пяткова А.В. Акустическое течение в цилиндрической полости при варьировании ее радиуса и граничных условий // Теплофизика и аэромеханика. 2019.Т. 26, №. 6. С. 889 – 899.
86. Vinoth B. R., Throavagunta P., Rathakrishnan E. Effect of tube lip thickness on the performance of Hartmann–Sprenger tubes // Proc. IMechE Part G: J. Aerospace Engineering. 2010. Vol. 226. P. 74 – 87.
87. Mercier J.-F., Marigo J.-J., & Maurel A. Influence of the neck shape for Helmholtz resonators // The Journal of the Acoustical Society of America. 2017. Vol. 142, No. 6. P. 3703 – 3714.
88. Цырюльников И.С., Миронов С.Г. Исследование волнового поля контролируемых периодических возмущений двух источников // Теплофизика и аэромеханика. 2005. Т. 12, № 3, С. 379 – 386.
89. Brocher E., Maresca C., Bournay M.-H. Fluid dynamics of the resonance tube // Journal of Fluid Mechanics. 1970. Vol. 43, №. 2. P. 1 – 369.
90. Жилин А.А., Примаков А.В. Численное исследование тепловых эффектов в акусто-конвективном потоке биканальной системы // Теплофизика и аэромеханика. 2022. Т. 29, № 1. С. 79 – 89.
91. Borisov A. V., Fedorova N. N. Calculation of turbulent detached flows on the basis of the method of higher-order approximation // Thermophysics and Aeromechanics. 1995. Vol. 2, No.3. P. 253 – 269.
92. Федоров А.В., Федорченко И.А., Ан С.Б. Физическое и математическое моделирование акусто-конвективной сушки риса. // Инженерно-физический журнал. 2010. Т. 83, № 1. С. 64 – 73.
93. Федорченко И.А., Федоров А.В. Математическое моделирование акустических и газодинамических процессов в канале установки акусто-конвективной сушки. // Инженерно-физический журнал. 2013. Т. 86, № 4. С. 685 – 688.

94. Федорова, Н.Н. Основы работы в Ansys 17/ Н.Н. Федорова, С.А. Вальгер, М.Н. Данилов, Ю.В. Захарова. – М.: ДМК Пресс. 2017. С. 1 – 210.
95. Kravchenko A. S., Zhilin A. A., Fedorova N. N. Mathematical modeling of flow in the working part of an acousto-convective drying system // AIP Conf. Proc. 2018. Vol. 1939. 020018 (5 p)
96. Kravchenko A.S., Zhilin A.A. Mathematical modeling of the generation of acoustic waves in a two-channel system // J. Phys.: Conf. Ser. 2019. Vol. 1268. 012037 (5 p).
97. Primakov A.V., Zhilin A.A. Gas-dynamic studying of the two-channel system flow using numerical simulation methods // AIP Conf. Proc. 2020. Vol. 2288. 030060 (6 p).
98. Primakov A.V., Zhilin A.A. Effect of resonant cavity edge thickness on flow acoustic-convective characteristics in the multi-channel tract // AIP Conf. Proc. 2023. Vol. 2504. 030101 (6 p).
99. Menter F.R. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications // AIAA J. 1994. Vol. 32, No. 8. P. 1598 – 1605.
100. Гольдфельд М.А., Захарова Ю.В., Фёдоров А.В., Фёдорова Н.Н. Влияние волновой структуры течения в сверхзвуковой камере сгорания на восстановление и стабилизацию горения // Физика горения и взрыва. 2018. Т. 54, № 6. С. 2 – 16.
101. Жилин А.А., Федоров А.В. Отражение ударной волны от жесткой стенки в смеси жидкого металла и твердых частиц // Физика горения и взрыва. 2000. Т.36, №. 4. С. 97 – 108.
102. Zhilin A. A., Fedorov A. V. Application of the TVD scheme for the two-phase flow calculations at different component velocities and pressures // Matem. Mod. 2008. Vol. 20, No. 1. P. 29 – 47.
103. Пимштейн В. Г. Об излучении волн Маха сверхзвуковыми струями // Прикладная механика и техническая физика. 2016. Т. 57, № 6. С. 93 – 103.

104. D'Elia M. E., Humbert T., Aurégan Y. Effect of flow on an array of Helmholtz resonators: Is Kevlar a “magic layer”? // *J. Acoust. Soc. Am.* 1 December. 2020. Vol. 148, No.6. P. 3392 – 3396.
105. Bennett G. J., Stephens D. B., Rodriguez Verdugo F. Resonant mode characterisation of a cylindrical Helmholtz cavity excited by a shear layer // *The Journal of the Acoustical Society of America.* 2017. Vol. 141, No 1. P. 7 – 18.
106. Panickar P., Srinivasan K., & Raman G. Aeroacoustic features of coupled twin jets with spanwise oblique shock-cells // *Journal of Sound and Vibration.* 2004. Vol. 278, No. 1-2. P. 155 – 179.
107. Norum T. D., Shearin J. G. Dynamic loads on twin jet exhaust nozzles due to shock noise // *Journal of Aircraft.* 1986. Vol. 23. P. 728 – 729.
108. Seiner J. M., Manning J. C., Capone F. J., Pendergraft Jr., O. C., Study of external dynamic flap loads on a 6 percent B-1B model // *J. Eng. Gas Turbines and Power.* 1992. Vol. 114. P. 817 – 828.
109. Srinivasan K., Panickar P., Raman G., Kim B. H., Williams D., Study of coupled supersonic twin jets of complex geometry using higher-order spectral analysis // *Journal of Sound and Vibration.* 2009. Vol. 323, No. 3 – 5. P. 910 – 932.
110. Seiner J. M., Manning J. C., Ponton M. K. Dynamic pressure loads associated with twin supersonic plume resonance // *American Institute of Aeronautics and Astronautics Journal.* 1988. Vol. 26. P. 954 – 960.
111. Jothi T. J. S., Srinivasan K. Surface roughness effects on noise from pipe jets // *Journal of Sound and Vibration.* 2013. Vol. 332, No.4. P. 839 – 849
112. Seiner J. M., Jansen B. J., Murray N. Aero-performance efficient noise suppression of a supersonic model twin jet nacelle // *15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, May 11–13. Hyatt Regency. Miami. Florida. 2009. Vol. 3130. P. 1 – 13.
113. Tam C. K. W., Seiner J. M. Analysis of twin supersonic plume resonance // *AIAA, 11th Aeroacoustics Conference*, October. 19–21, Sunnyvale. 1987. Vol.2695. P. 1 – 10.

114. Raman G., & Taghavi R. Resonant interaction of a linear array of supersonic rectangular jets // An experimental study. *Journal of Fluid Mechanics*. 1996. Vol. 309. P. 93 – 111.