

А.Н. Головин, В.П. Шорин

ГАСИТЕЛИ КОЛЕБАНИЙ
ДЛЯ ГИДРАВЛИЧЕСКИХ СИСТЕМ

САМАРА 2005

Головин А. Н., Шорин В. П. Гасители колебаний для гидравлических систем. – Самара: Изд-во Самарского научного центра РАН, 2005. 168 с.: ил. 80.

ISBN 5-93424-187-7

Рассмотрены условия применения акустических гасителей в гидравлических системах различных технических объектов и энергетических установок. Систематизированы закономерности волновых процессов и модели базовых гасителей. На этой основе предложена обобщенная структура и сформированы требования к динамическим параметрам устройств, выполнение которых гарантирует уменьшение пульсаций давления в системах независимо от их динамических свойств. Обоснованы расчетные схемы предпочтительных для применения гасителей, выявлены взаимосвязи между параметрами основных элементов и исследованы собственные характеристики при различных моделях динамических процессов в устройствах.

Монография предназначена для специалистов, занимающихся разработкой, производством и эксплуатацией гидравлических, топливных и гидромеханических систем энергетических и технологических установок, а также для студентов и аспирантов соответствующих специальностей.

Работа выполнена на кафедре автоматических систем энергетических установок и в институте акустики машин Самарского государственного аэрокосмического университета.

Печатается по решению издательского совета Самарского научного центра РАН

Рецензенты: д-р техн. наук, проф. И. С. Загузов,
д-р техн. наук, проф. Е. В. Шахматов.

ISBN 5-93424-187-7 © А. Н. Головин, В. П. Шорин, 2005

ОСНОВНЫЕ УСЛОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

- $A(\omega)$, $B(\omega)$, $C(\omega)$, $D(\omega)$ – коэффициенты матрицы передачи;
 C – акустическая емкость;
 L – акустическая инерционность;
 Re – число Рейнольдса для стационарной составляющей расхода;
 Re_m – пульсационное число Рейнольдса;
 Y – акустическая проводимость;
 Z – импеданс;
 Z_{ci} – волновое сопротивление гасителя;
 R – активное сопротивление дросселя;
 Θ_1 – функция взаимодействия;
 ν – кинематическая вязкость рабочей среды;
 ρ – плотность рабочей среды;
 t – время;
 λ – длина волны колебаний;
 α – скорость распространения звука;
 δ – коэффициент затухания;
 ε – коэффициент фазы;
 x – координата;
 ℓ – длина гасителя;
 $\bar{\ell}$ – относительная длина гасителя;
 f – циклическая частота колебаний;
 ω – угловая частота колебаний;
 $\bar{\omega}$ – относительная частота колебаний;
 $\omega_{гр}$ – граничная частота;
 ω_p – резонансная частота;
 w – переменная составляющая скорости потока;
 q – переменная составляющая объемного расхода;
 p – переменная составляющая давления;
 ΔP – перепад статического давления;
 $\tau_{он}$ – нестационарное касательное напряжение на стенке трубы;
 $B_{тр}$ – модуль объемной упругости рабочей жидкости;
 $E_{ст}$ – модуль упругости материала стенки трубопровода;
 δ – толщина стенки трубопровода;
 $d_{тр}$ – внутренний диаметр трубопровода;
 K_c – коэффициент собственного затухания;
 $K_{вн}$ – коэффициент вносимого затухания;
 $K_б$ – коэффициент бегущей волны;
 $j = \sqrt{-1}$ – мнимая единица.

ВВЕДЕНИЕ

Потребительские свойства технических объектов связаны с качеством функционирования всех взаимосвязанных между собой систем. Широкое применение получили гидромеханические системы, которые включают источник энергии (насос), трубопроводы и исполнительные механизмы. Рабочее тело от источников давления или расхода к исполнительным органам подается по трубопроводным магистралям или цепям. Уравнение, характеризующее работу систем, в которых передача движения от источника энергии к нагрузкам осуществляется за счет перемещающихся объемов жидкости под действием давления нагнетания P_n , имеет вид

$$P_n = \sum_{i=1}^n \Delta P_{\text{три}} + \sum_{j=1}^k P_{\text{нагр}j} \quad (1)$$

В формуле (1) первое слагаемое определяет потери на трение в магистралях, а второе – учитывает потери давления в элементах нагрузки.

Исходя из условия (1) следует, что функционирование гидропривода зависит, в том числе, от режимов течения среды. Если течения пульсирующие, то в результате нелинейных процессов будут изменяться параметры отдельных слагаемых равенства (1) и, как следствие, возникнут погрешности положения исполнительных механизмов.

Пульсации давления влияют на техническое состояние гидравлического оборудования и его ресурс. Одним из нормативных документов, устанавливающих влияние пульсаций давления на интенсификацию процессов изменения технического состояния гидравлического оборудования, в частности гидравлических насосов, является стандарт ГОСТ 1 00389 [57]. Стандарт определяет методику режимов ускоренных ресурсных испытаний аксиально-поршневых насосов на стадиях:

- опытного производства, при отработке начального назначенного ресурса;

- серийного производства, при увеличении ресурса или при проведении конструктивных и технологических усовершенствований.

В соответствии со стандартом ОСТ 1 00389, число циклов нагружения элементов гидравлического оборудования, при котором происходит изменение их технического состояния, зависит от действующих нагрузок. Для нагрузок, которые определяются пульсациями давления рабочей среды, изменение циклов нагружения подсчитывается по формуле

$$N_{II} = N_0 \left(K_t K_v \frac{P_0}{P_{II}} \right)^m, \quad (2)$$

где N_{II} – число циклов нагружения при увеличении (уменьшении) эквивалентной нагрузки P_{II} за счет увеличения (уменьшения) амплитуды пульсаций давления; N_0 – число циклов нагружения при эквивалентной нагрузке P_0 ; K_t , K_v – коэффициенты, учитывающие изменение температуры испытаний и частоты циклов нагружения; m – показатель степени в уравнении кривой усталости материала.

Например, для стальных элементов при испытаниях "растяжение-сжатие" $m = 6$. Таким образом, снижение амплитуд пульсаций давления в степенной зависимости увеличивает количество циклов нагружения, необходимых для изменений технического состояния гидравлического устройства, и способствует увеличению его назначенного ресурса.

Влияние частот колебаний на усталостную прочность материалов корпусных деталей гидрооборудования изложено в работе [62]. Из анализа приведенных данных следует, что при увеличении частоты колебаний ресурс гидрооборудования уменьшается. Причем эта тенденция при изменениях частот в исследованном диапазоне 5 – 2000 Гц не изменяется, и поэтому целесообразно подавлять колебания всех частот, амплитуды которых существенны.

Пульсации давления рабочей среды являются источником акустического шума и причиной вибраций агрегатов, арматуры и трубопроводов. Динамические нагрузки приводят к разгерметизации соединений, усталостным разрушениям элементов, повышенным износам золотников, клапанов [6, 16, 17, 20, 48, 59, 66, 68, 71]. Диаграмма, иллюстрирующая воздействия пульсаций на параметрическую и функциональную надежность трубопроводных систем, их элементов и других компонентов технических объектов приведена на рис. 1.



Рис. 1. Влияние пульсаций на функционирование технических объектов

Основными причинами возникновения колебаний рабочей среды в гидравлических и газовых магистралях являются следующие: переменная подача жидкости объемными насосами; вибрационные нагрузки на трубопроводах; неустойчивость динамических характеристик исполнительных органов гидронефмосистем; вихреобразование на местных сопротивлениях; кавитация и разрыв струи во всасывающих магистралях; воздействие переменных массовых сил на рабочую среду [34,38,39,47,54,59].

Среди методов и средств, применяемых для устранения пульсаций давления, выделяют следующие:

- Борьба с пульсациями давления в источниках колебаний. Очевидно, что непосредственное воздействие на механизм возникновения колебаний в самих источниках – наиболее эффективный путь устранения пульсаций рабочей среды в трубопроводах. Однако нередкими являются ситуации, когда источники пульсаций и механизм их распространения определены, но устранить колебания в источниках невозможно из-за необходимости конструктивных переделок или в силу самого принципа работы агрегата, в котором возбуждаются колебания.

- Другой путь снижения пульсаций давления – частотные отстройки. Частотные отстройки системы от резонансов наиболее

эффективны на фиксированных режимах. Отстройка может быть осуществлена переносом отдельных агрегатов, изменением длин соединительных трубопроводов, введением гибких шлангов или буферных емкостей.

- Применение специальных устройств – гасителей колебаний – во многих случаях является наиболее рациональным технически и экономически. Введение гасителя в систему не требует переконфигурирования систем, но представляет сложную акустическую задачу по выбору схемы устройства и расчету ее параметров. Существующие классификации гасителей колебаний разнообразны, но сводятся в основном к делению устройств по принципу действия. Гасители подразделяются на диссипативные, реактивные, комбинированные, пассивные, активные и гибридные. Схема классификации гасителей показана на рис. 2.



Рис. 2. Классификация гасителей колебаний

Действия активных гасителей заключаются в следующем. С помощью специального устройства в трубопроводных системах возбуждаются колебания той же амплитуды и частоты, что и подавляемые, но имеющие противоположную фазу. Компенсация колебаний основана на принципах суперпозиции и интерференции распространяющихся в системе подавляемых и созданных волн. Основным недостатком активных систем гашения колебаний состоит в сложности их эксплуатации и в том, что они относительно дорогие.

Пассивные гасители работают на энергии существующих колебаний. При этом реактивные гасители колебательными процессами управляют за счет формирования "волновых пробок", изменяющих условия распространения акустических волн. В диссипативных гаси-

телях энергия колебаний преобразуется в тепло в специальных элементах или в специальном материале. При построении комбинированных гасителей используют одновременно свойства поглощения и отражения энергии колебаний.

Гибридные гасители объединяют активные и пассивные методы управления колебательными процессами в системах.

Для устранения колебаний в гидравлических системах часто применяют пассивные гасители. В настоящее время известно большое количество конструкций устройств, разработаны методы расчета, имеются экспериментальные результаты исследования характеристик гасителей и др. Серьезным недостатком существующих методик и теорий расчета гасителей является их обособленность друг от друга, хотя все они построены на одной модели колебательного процесса. Этот недостаток делает проблематичным обоснование выбора типа гасителя для конкретных систем и оптимизацию его параметров.

В монографии приведены результаты исследований, имеющих цель выработать обобщенные методы формирования структур гасителей с заданными акустическими свойствами.

* * *

Глава 1. ОБЛАСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ГАСИТЕЛЕЙ

1.1. Анализ исследований гасителей

В основе методов снижения динамических нагрузок в элементах трубопроводных систем технических объектов лежит классическая работа Н. Е. Жуковского о гидравлическом ударе в водопроводных трубах [37]. Эта работа явилась началом исследований по непорному неустановившемуся движению жидкости и предотвращению колебаний с помощью специальных устройств, в частности, с помощью уравнительных башен и буферных емкостей. Н. Е. Жуковским рассматривается движение упругой идеальной жидкости. Систематическое изучение влияния вязкости на динамические процессы в трубах началось с работы И. С. Громеки [33]. В этой работе жидкость принимается несжимаемой, но учитываются вязкость и податливость стенок. Влияние вязкости жидкости на параметры колебательных процессов при квазистационарной модели трения в последующем обобщено в работе И.А. Чарного [75], а исследования влияния нестационарных диссипативных потерь изложены в работе Д. Н. Попова [58].

Периодические колебания сжимаемой идеальной жидкости в трубопроводах поршневых насосных установок впервые были сформулированы Г. Бергом и изучены Л. С. Лейбензоном [49].

Модели расчетов гасителей колебаний рабочей среды как самостоятельных устройств заложены в работах по глушению шума выхлопа двигателей внутреннего сгорания (ДВС). Это исследования: академика Н. Н. Андреева, давшего методы расчета выхлопных систем ДВС и глушителей на основе акустических четырехполюсников и изучавшего особенности распространения колебаний в движущейся среде [1,2]; А. И. Белова, разработавшего метод оценки эффективности действия глушителей с помощью понятия вносимого затухания и развившего теорию акустических четырехполюсников [7,8]; Б. К. Шапиро, изучавшего способы расчета сферических и цилинд-

рических ячеек глушителя для случая сравнимости их размеров с длиной волны колебаний и глушителей с заданным гидравлическим сопротивлением [76, 77]; Л. Н. Инзеля, обсуждавшего вопросы получения наибольшей мощности ДВС при постановке глушителей и методы расчета и испытаний глушителей [42]; А. Кауфмана и У. Шмидта [44], В. А. Боднера [10], А. В. Васильева [15] и других исследователей.

Позднее вопросы проектирования гасителей развивались применительно к специфике подавления колебаний в трубопроводных коммуникациях компрессорных и газоперекачивающих станций. Это, в первую очередь, работа И. А. Чарного [75], в которой предложен метод линеаризации волновых уравнений при течении вязкой жидкости. Используя линеаризованные одномерные дифференциальные уравнения, автор решает ряд практически важных задач неустановившегося напорного движения вязкой и упругой жидкости с дозвуковой скоростью. В качестве граничных условий И. А. Чарный принимает расходы, напоры или их линейные комбинации. Для решения поставленных задач используется метод контурного интегрирования. И. А. Чарным изучались колебания в трубопроводе с камерой и без нее; работа воздушных колпаков поршневых насосов и буферных ресиверов поршневых компрессоров; колебания жидкости в трубопроводной обвязке при перекачке жидкости несколькими поршневыми насосами и при последовательном соединении центробежного и поршневого насосов. Даны формулы для расчета собственных частот колебаний жидкости в трубопроводе с камерой. Рассмотрено влияние подводящей трубки на точность показания датчика давления. При составлении уравнений предполагалось, что течение одномерное. При движении капельной жидкости в длинных трубопроводах с дозвуковой скоростью градиент скоростного напора вдоль оси трубы пренебрежимо мал, силы трения допускают осреднение по длине трубы и времени.

Среди последующих работ необходимо отметить исследования Ю.Н. Гризодуба [31, 32] по распространению колебаний в многоузловых разветвленных гидравлических системах машин и автоматических устройств; работы Ю.А. Видякина, А.П. Владиславлева, П.А. Гладких, С.А. Хачатуряна, Р.Ф. Ганиева [16, 17, 18, 19, 20], исследовавших методы оценки эффективности действия гасителей,

способы расчета ряда конструкций устройств и развивших теоретические и экспериментальные вопросы исследований периодических процессов в трубопроводных цепях и гасителях.

Теоретические и экспериментальные методы изучения гасителей развивались также при создании устройств снижения шума, излучаемого системами кондиционирования, вентиляционными каналами и специальными установками [45, 50, 68]. Следует выделить работы по судовой акустике, в которых рассматриваются разнообразные колебания, их воздействие на организм человека и методы управления колебательными процессами. Гасители колебаний и их характеристики исследуются применительно к снижению шума выпуска судовых двигателей и уменьшению пульсаций в трубопроводах обвязки, линиях и системах [67].

Проблеме подавления колебаний в трубопроводных цепях двигателей и системах летательных аппаратов с помощью гасителей посвящены работы В. П. Шорина. Им изучался большой круг вопросов, связанных с расчетом динамических процессов в трубопроводах, гасителях и их элементах. Для условий сосредоточенности параметров разработаны критерии оценки эффективности действия устройств на входных и выходных участках систем и общие принципы проектирования гасителей определенных структур. Предложены для использования и исследовались теоретически и экспериментально гасители, содержащие в структуре активные сопротивления. Существенное место в работах В. П. Шорина занимает изучение нелинейных явлений при пульсирующих течениях рабочих сред в дросселях и инерционных каналах и исследования гасителей как корректирующих устройств измерительных каналов и информационных цепей [79, 80, 81].

Общим принципам построения гасителей и изучению распространения колебаний в средах посвящены работы Р. Н. Старобинского. Использование электроакустических аналогий позволило Р. Н. Старобинскому дать аналитическое решение задачи о влиянии стационарного потока на звукопоглощение в канале и оценить влияние перегородок в звукопоглощающем слое. Им исследовано распространение звука по системе с перфорированными трубами, нашедшее применение для глушения шума авиационных и автомобильных двигателей. На основании анализа решений задачи о затухании звука в поглощающих трубах автор разработал и исследовал

экспериментально ряд конструкций гасителей колебаний рабочей среды, рассеивающих энергию колебаний на параллельных сопротивлениях [69,70]. Следует отметить также работы по снижению погрешностей измерений комплексных параметров пульсирующих потоков введением компенсационных схем в измерительные цепи.

Одновременно с изучением общих закономерностей и методов расчета проводились исследования конкретных схем и структур гасителей. Здесь следует выделить работы: Л. И. Брудкова [13], рассматривавшего вопросы синтеза гасителей с активными волновыми сопротивлениями и методы их расчета; В. И. Санчугова – по гасителям с резонансными контурами, выполнившего большой объем экспериментов, направленных на изучение расчетных моделей типовых элементов гасителей [62]; А. Г. Гимадиева – по применению гасителей в измерительных системах и для устранения автоколебаний в автоматике двигателей [79]; Н. Д. Быстрова, предложившего методы расчета гасителей для выравнивания частотных характеристик измерительных магистралей [79]; А. Н. Головина, систематизировавшего гасители исходя из обобщенной структуры и уточнившего модели эффективности действия гасителей [23-30]; Е. В. Шахматова, сформировавшего направление исследований по применению гасителей колебаний с целью шумоглушения в различных системах энергетических установок [78]; Г. В. Шестакова, исследовавшего возможности применения автоматизированных методов расчета и проектирования гасителей [27,28].

Решению задач формирования методов расчета и конструирования гасителей способствовали работы по теории звука Дж. В. Рэлея [60], Е. Скучика [64], С. Н. Ржевкина [61]; работы В. В. Бердникова [9], Б. Ф. Гликмана [21,22], К. С. Колесникова [46], развивших теорию электроакустических аналогий и методы исследования динамических процессов в трубопроводных системах технических объектов, и ряд других авторов.

Вопросам создания гасителей колебаний большое внимание уделяется и за рубежом. Можно выделить исследования гасителей для вертолетных двигателей, проведенных НАСА [82]; работы D. Hoffmann [88] и W. M. Jungowski [86], обсуждавших вопросы

расчета, испытаний и использования камерных гасителей и гасителей, построенных по принципу реактивного акустического фильтра низких частот; работу U. Ingard [85], давшего методы расчета акустических резонаторов с максимальной степенью поглощения колебаний и изучавшего влияние на степень поглощения нелинейных реактивных и активных сопротивлений, а также работы [84, 87, 88, 93].

Анализ перечисленных и других публикаций позволяет сделать следующие основные выводы:

1. Работа акустических гасителей колебаний базируется на двух принципах:

- отражении набегающих волн;
- превращении энергии колебаний в тепловую энергию.

Если диссипативные эффекты при работе гасителей проявляются незначительно, то такие гасители относят к реактивным устройствам. Иначе гасители считаются диссипативными. Для трубопроводных систем, характеризующихся высокой добротностью и широким диапазоном изменения рабочих режимов, предпочтительными являются гасители, содержащие в структуре элементы рассеивания колебательной энергии.

2. При подавлении колебаний, частоты которых лежат выше частот 150-200 Гц, когда рабочими средами являются капельные жидкости, предпочтительными являются гасители, построенные по принципу акустических фильтров низких частот, т. е. гасители, имеющие полосу характеристического затухания [20, 25].

3. Для расчетов влияния гасителей на динамические процессы в системах широко применяют методы, базирующиеся на моделях четырехполосников. Выделяют собственные характеристики гасителей, среди которых основными являются следующие:

- коэффициент собственного затухания, K_c :

$$K_c = \left| \sqrt{A(\omega)D(\omega)} + \sqrt{B(\omega)C(\omega)} \right|; \quad (1.1)$$

- волновое сопротивление гасителя со стороны входа, Z_{c1} :

$$Z_{c1} = \sqrt{A(\omega)B(\omega)/C(\omega)D(\omega)} \quad (1.2)$$

и волновое сопротивление гасителя со стороны выхода, Z_{c2} :

$$Z_{c2} = \sqrt{A(\omega)D(\omega)/C(\omega)A(\omega)}. \quad (1.3)$$

В формулах (1.1)–(1.3) параметрами $A(\omega)$, $B(\omega)$, $C(\omega)$, $D(\omega)$ обозначены коэффициенты матрицы передачи гасителей как акустических четырехполосников.

4. Оценку эффективности действия гасителей в трубопроводных системах целесообразно осуществлять [80]:

- на входном участке системы с помощью коэффициента бегущей волны

$$K_{\text{б}} = \left| \frac{P_{\text{б}}}{P_{\text{вх}}} \right|; \quad (1.4)$$

- на выходном участке с помощью коэффициента вносимого затухания

$$K_{\text{вн}} = \left| \frac{P_{\text{вых}}}{P_{\text{вх}}^{\text{гас}}} \right|, \quad (1.5)$$

где $P_{\text{б}}$ – амплитуда колебаний в бегущей волне; $P_{\text{вх}}$ – амплитуда колебаний на входном участке системы после введения гасителя; $P_{\text{вых}}$, $P_{\text{вх}}^{\text{гас}}$ – соответственно амплитуды колебаний в одном и том же сечении на выходном участке системы без гасителя и с гасителем.

Применение коэффициентов $K_{\text{б}}$ и $K_{\text{вн}}$ позволяет перейти непосредственно к характеристикам гасителя как акустического четырехполосника и расчету параметров его элементов. Основным недостатком существующих зависимостей коэффициентов эффективности является то, что они не позволяют одновременно оценить изменения уровней пульсаций давления на входном и выходном участках. Это, в свою очередь, затрудняет выбор схем гасителей и оптимизацию параметров их элементов.

4. Эффективность действия гасителя помимо его собственных характеристик зависит от характеристик системы, т. е. от входных импедансов источника колебаний и присоединенной цепи $Z_{\text{и}}$ и $Z_{\text{н}}$, которые являются комплексными и зависящими от частоты колебаний.

Существующие методы расчета гасителей базируются на двух концепциях.

Первая предполагает, что все качественные и количественные характеристики систем известны (или легко определяются) и изменяются в процессе работы незначительно.

Во второй концепции используются только условия пассивности цепи и независимости источника колебаний, в то время как количественная и качественная оценки поведения характеристик опускаются, т. е. предполагается, что характеристики системы могут быть произвольными или могут изменяться в широких пределах.

В первом варианте требуемые для заданной эффективности действия характеристики гасителя можно определить прямыми вычислениями, используя формулы для коэффициентов K_G и $K_{\text{вн}}$. Это обстоятельство делает возможным создание гасителей небольших габаритов, но обладающих высокой эффективностью действия. Например, остро настроенные резонансные гасители. Однако использовать данную схему расчета гасителей для разветвленных или многоузловых трубопроводных цепей во многих случаях невозможно по той причине, что информация о динамических характеристиках таких систем является, как правило, неполной, а сами характеристики нельзя считать маломеняющимися.

Гасители, построенные на основе второй концепции, можно использовать с гарантией работоспособности во многих трубопроводных цепях [24, 80]. Однако эффективность действия таких гасителей обычно небольшая. Универсальность применения гасителей достигается, как правило, за счет увеличения габаритов и гидравлического сопротивления стационарному потоку. Поэтому их широкое применение нецелесообразно. Особенно нежелательно использовать эту концепцию проектирования гасителей для авиационных систем, которые должны иметь минимальные габариты и вес.

Учитывая изложенное, можно утверждать, что, приняв во внимание определенные качественные особенности в изменении характеристик систем, в каждом конкретном случае можно создать гасители, наиболее полно отвечающие предъявляемым к ним требованиям.

1.2. Классификация гасителей

Объектом исследований данной работы являются пассивные гасители (см. рис. 2), которые объединяют реактивные, диссипативные и комбинированные устройства. Проведем анализ построения и функционирования гасителей типовых схем с целью их обобщения и выработки принципов формирования структурных схем с требуемыми динамическими свойствами.

Устранение колебаний рабочей среды в системах с помощью гасителей колебаний предусматривает решение следующих задач:

1. Разработку схем и конструкций гасителей колебаний на основе общих требований к устройствам. Исследование собственных характеристик и принципов конструирования гасителей. Оценку возможных областей применения разработанных схем.

2. Исследование динамических характеристик источников колебаний в трубопроводных системах и их элементов.

3. Исследование взаимодействия гасителя с источником колебаний и присоединенной системой в реальной трубопроводной системе.

На практике изучение перечисленных задач часто сводится к рассмотрению схем электрических аналогов гасителей и расчету их собственных характеристик. Исследования же основных свойств источников колебаний гидравлических систем и их элементов, проведенных к настоящему времени как в теоретическом, так и в экспериментальном плане, явно недостаточны. Поэтому для эффективного применения гасителей в конкретных гидравлических системах требуется комплексное изучение вопросов, изложенных в пп. 1, 2, 3, и естественным является выделение их в качестве важнейших задач для исследований по гасителям.

Рассмотрим классификацию гасителей, приведенную на рис. 2. Деление гасителей на реактивные и диссипативные зависит от принципов гашения колебаний:

1. Гашение колебаний путем изоляции источника колебаний от присоединенной трубопроводной системы. С этой целью гаситель, представляющий устройство, состоящее из реактивных акустических элементов, устанавливается на пути распространения колебаний между источником и акустической системой и обеспечивает “перекачку” колебательной энергии из источника в гаситель и обратно.

2. Гашение колебаний рабочей среды путем превращения энергии колебательного потока в необратимые потери трения. Характерной особенностью таких гасителей является наличие значительного активного сопротивления, с помощью которого и обеспечивается рассеивание энергии.

Гасители, работающие по первому принципу, обычно называют реактивными гасителями. К ним следует отнести:

- интерференционные гасители;
- камерные гасители;

- резонаторные гасители;
- гасители типа акустического фильтра.

К диссипативным гасителям, работающим по второму принципу, будем относить гасители, рассеивающие энергию в звукопоглощающем материале. Это гасители:

- с последовательной фрикцией и
- параллельной фрикцией

в сосредоточенных сопротивлениях.

1.2.1. Реактивные гасители

• Гашение колебаний интерференцией волн основано на известном в акустике законе. Если две волны одинаковой частоты находятся в одной фазе, то амплитуды их складываются. Если фазы колебаний противоположны, то результирующая колебаний равна разности амплитуд. Конструктивно интерференционные гасители могут выполняться в виде отвода или петли, устанавливаемой на участке магистрали (рис. 1.1).

Длина отвода должна быть больше протяженности участка магистрали на величину, равную половине длины акустической волны или нечетному числу половин. Акустические волны, пройдя различные пути по магистрали и отводу, встретятся в противоположных фазах и взаимно ослабят друг друга. Анализ работы интерференционных гасителей и экспериментальные данные [20] показывают, что устройства обладают рядом недостатков. Интерференционное гашение эффективно лишь при распространении чистых тонов фиксированной частоты колебаний. При этом требуются громоздкие дополнительные трубы и аппараты. Например, для гидравлических магистралей на частоте 150 Гц длина отвода должна составлять ~ 9 м.

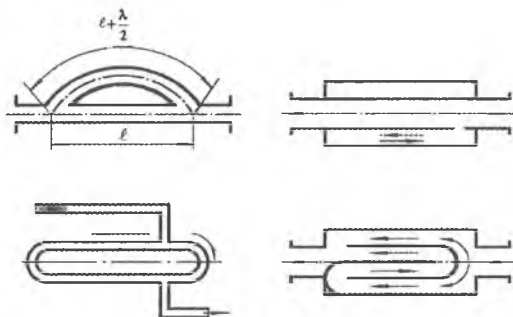


Рис. 1.1. Интерференционные гасители

Камерные гасители широкое распространение получили в компрессоростроении и представляют емкости различного объема и формы, устанавливаемые в магистрали пульсирующего потока газа.

- Камерные гасители широкое распространение получили в компрессоростроении и представляют емкости различного объема и формы, устанавливаемые в магистрали пульсирующего потока газа.

Такие гасители часто называют камерными или буферными емкостями, ресиверами, расширительными камерами, пустотелыми гасителями и т. д.

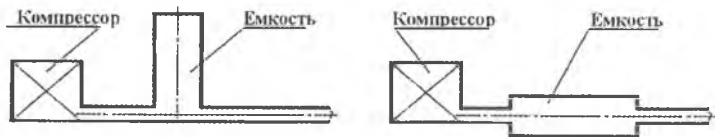


Рис. 1.2. Способы подключения емкости к трубопроводу

Различными авторами по-разному понимается и механизм работы гасителей. Одни [16,18] считают, что гасители работают по принципу рассеивания энергии силами вязкого или внутреннего трения. Другие [20] рассматривают их как элементы упругого реактивного сопротивления, пренебрегая потерями на трение, что подтверждается теоретически и экспериментально.

При расчетах камерных гасителей учитывается не только форма емкости, но и способ установки ее в магистраль пульсирующего потока. Рассматривают Т-образное и последовательное включение емкости в трубопровод (рис. 1.2) и различные условия входа основного потока в расширительную камеру и выхода из камеры (рис. 1.3).

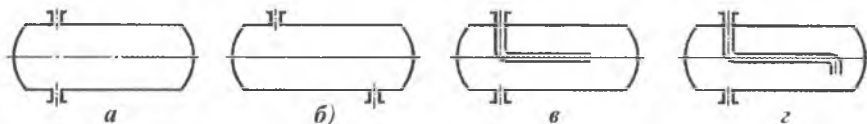


Рис. 1.3. Изменения условий входа и выхода потока в полость

- Под резонаторным гасителем обычно подразумевают замкнутую полость с жесткими стенками, сообщающую через узкий канал с трубопроводом, в котором необходимо устранить колебания рабочей среды [62, 80]. Упругость объема полости и инерционность узкого канала образуют резонансный контур.

Конструктивно резонаторные гасители выполняются различно. Они могут отличаться по форме и объему емкости, по конфигурации подводящего канала – "горла" резонатора (рис. 1.4а, б). Широкое применение в системах гидравлического привода находят резонаторные гасители в виде пневмогидравлических аккумуляторов. Они представляют собой емкость, разделенную внутри гибкой, обычно резиновой, перегородкой на жидкостную и замкнутую газовую

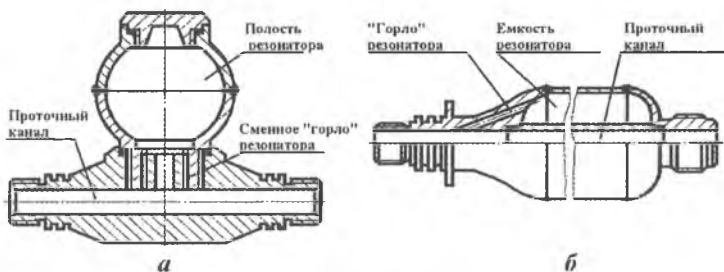


Рис. 1. 4. Резонаторные гасители

полости (рис.1.5). Жидкостная полость сообщается с основной магистралью системы через специальный разъем. Впервые пневмогидравлические аккумуляторы (ПГА) нашли применение как источники питания гидравлических систем, преобразующие потенциальную энергию сжатого газа в кинетическую энергию потока жидкости. Применение устройств оказалось целесообразным и для защиты систем от гидравлических ударов, которые могут быть значительно снижены с помощью ПГА за счет упругости сжатого в нем газа. Гасители типа ПГА широко применяются и в авиационных гидравлических системах.

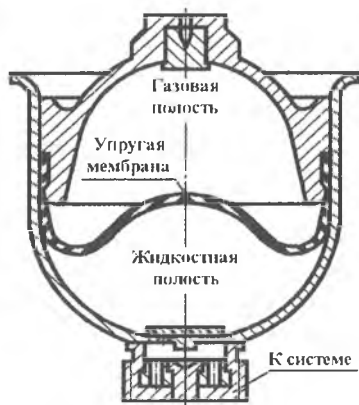


Рис. 1.5. Пневмогидроаккумулятор с упругой перегородкой

В последнее время появился целый ряд отечественных и зарубежных патентов по ПГА, работающих как гасители колебаний жидкости в гидравлических системах. Они вызваны широким применением ПГА и направлены, в основном, на повышение надежности их работы за счет совершенствования конструкции. Вместо чечевицеобразной предпочтение стали отдавать сферической форме емкости ПГА как более выгодной с точки зрения прочности и веса. В качестве упругих элементов в резонаторных гасителях часто используют механические пружины и другие вставки.

Теоретические исследования резонансных гасителей базируются на изучении резонатора Гельмгольца в области акустики. В частности, С. Н. Ржевкиным [61] рассмотрена задача о поглощении звука резонатором Гельмгольца с учетом линейного закона потерь в

"горле" резонатора. Определены резонансные частоты, соответствующие максимальному поглощению, рассмотрена работа многослойных резонаторов при нормальном падении звуковых волн. В работе [20] приводится расчет резонаторного гасителя, основанный на определении его собственной частоты. Аналогичные расчеты имеются и в работе [16], в которой гаситель рассматривается без учета активных потерь и не учитывается влияние присоединенной системы на эффективность гашения колебаний. Обширные исследования гасителей резонаторного типа были проведены Jngard U. [85]. Им рассмотрены две расчетные схемы реактивного резонатора, а также учтены активные потери в "горле" устройства. На основе решения линейных трехмерных уравнений акустики для реактивного резонатора автор делает вывод о его высокой частотной избирательности. Это ограничивает применение устройства в качестве гасителя колебаний для систем с широким спектром возмущений. Анализируя влияние активного сопротивления, установленного в "горле" резонатора, на характеристики устройства, автор указывает на необходимость введения элементов активных потерь с целью расширения полосы гашения колебаний.

В исследованиях, приведенных в работах [62,80], получены данные о влиянии нелинейных эффектов на динамические свойства устройств и разработаны номограммы, облегчающие проектирование резонаторов и прогнозирование их действия.

- Гасители типа акустического фильтра во многих случаях являются предпочтительными для устранения колебаний рабочей среды в диапазоне частот свыше 200-250Гц. Они препятствуют прохождению пульсаций определенной частоты в трубопровод за гасителем. Эта частота зависит от массы и упругости жидкости в ячейках гасителя. По сравнению с емкостью выигрыш достигается за счет уменьшения габаритов при одинаковой эффективности действия или за счет увеличения эффективности при одинаковых габаритах. Для простейших типов акустических фильтров это показано теоретически и экспериментально в работе [80]. В сравнении с дросселирующими элементами преимущество достигается за счет значительного уменьшения сопротивления гасителя стационарному потоку.

Акустические фильтры обычно разделяют на фильтры нижних, верхних частот и полосовые. Для уменьшения колебаний рабочей среды в качестве гасителей используются схемы акустических фильтров нижних частот (АФНЧ) и акустические фильтры верхних частот (АФВЧ). Принципиальные схемы гасителей, работающих по типу АФНЧ, обычно представляют чередование последовательно соединенных трубок и объемов, устанавливаемых на пути распространения колебаний [8, 20, 76].

Схема многозвенного АФНЧ и электрические аналоги его типовых ячеек приведены на рис. 1.6. В схеме гасителя можно выделить элементы инерционного и упругого сопротивлений. В общем случае конструкции гасителей различаются конфигурациями проточных частей. Проточные части представляют либо магистральный трубопровод в виде, изображенном на рис. 1.7а

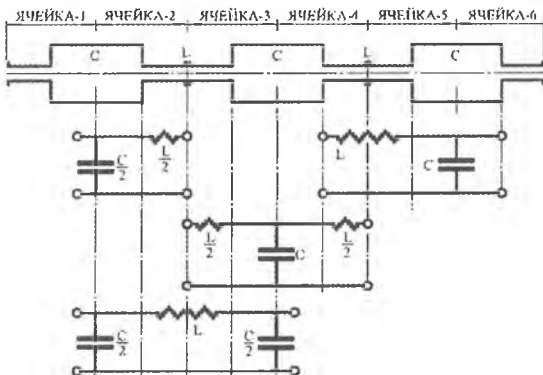


Рис. 1.6. Принципиальные схемы ячеек гасителей типа АФНЧ и их электрические аналоги

либо ряд цилиндрических трубок различных длин и сечений, устанавливаемых в перегородках гасителя (рис. 1.7б, д). Проточные трубки гасителей также могут иметь перфорацию в виде ряда отверстий (рис. 1.7в, е), либо иметь поперечные отводы (рис. 1.7з). Внутренний объем гасителей перегородками делится на несколько камер, сообщающихся между собой и центральной магистралью

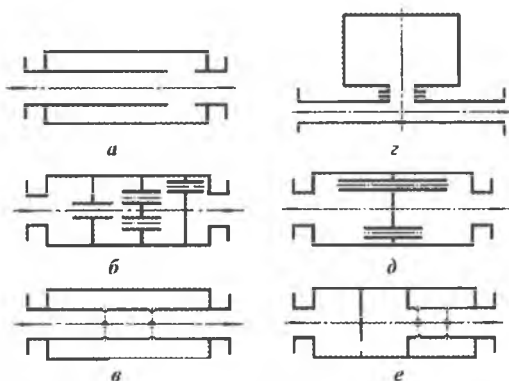


Рис. 1.7. Схемы гасителей, построенных по принципу АФНЧ

(рис. 1.7б, д). Камеры могут быть установлены непосредственно на пути распространения основного потока и иметь различную форму при одинаковых объемах.

Аналитические оценки работоспособности гасителей типа АФНЧ в большинстве работ сводятся к подсчету граничной частоты. Подобного рода оценки являются недостаточными для постановки задачи о проектировании гасителя. В ряде работ [17,80] содержится методика проектировочного расчета гасителя типа АФНЧ по заданной величине коэффициента собственного затухания, граничной частоте полосы гашения, а также по величине волнового сопротивления гасителя. Такой проектировочный расчет обычно сводится к определению оптимального количества ячеек АФНЧ из условия минимума суммарного объема. Однако подобное исследование гасителя типа АФНЧ необходимо базировать на учете трех взаимосвязанных параметров фильтра: собственного затухания – K_c , собственного фазового сдвига – φ_r и волновых сопротивлений Z_{ci} . Частотная зависимость затухания определяет граничную частоту зоны гашения и величину затухания гасителя в этой зоне. Фазовая характеристика определяет изменение фазы колебаний в зоне непропускания. Зависимость волнового сопротивления от частоты позволяет подобрать для работы такой гаситель, который обеспечит согласование с нагрузкой или область рационального применения гасителя.

Основным недостатком АФНЧ является его относительно невысокая эффективность действия на низких частотах. Для устранения этого недостатка в структуры гасителей вводят дополнительные

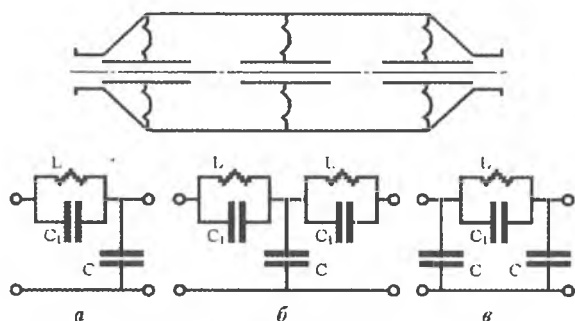


Рис. 1.8. Схема гасителя АФНЧ с резонансными контурами и электрические аналоги типовых ячеек

элементы, назначение которых – изменить граничную частоту базовой схемы. Как следует из схем, приведенных на рис. 1.8, модифицированная схема гасителя отличается от схемы АФНЧ, изображенной на рис. 1.6, тем, что последовательное плечо ячеек представляет колебательный контур

$L - C_1$, а не одну инерционность L . В результате граничная частота сдвигается в сторону низких частот и увеличивается коэффициент затухания в окрестности частоты настройки резонансного контура [80]. На этом же рисунке приведены схемы электрических аналогов типовых ячеек, имеющих резонансные контуры.

Наряду с применением гасителей, работающих по принципу АФНЧ, имеются схемы устройств, сформированные по типу фильтра верхних частот [20, 56]. Некоторые из них изображены на рис. 1.9. Однако еще Л. И. Инзелем [42] было отмечено, что создание акустических фильтров верхних частот для проточных гидравлических систем принципиально невозможно. Работа АФВЧ требует наличия в последовательном плече гасителя упругого сопротивления, которое реализуется только с помощью непроницаемой упругой перегородки. Поэтому такой гаситель может найти применение в непроточных каналах автоматики и систем измерения. В расходных гидравлических системах и цепях использовать АФВЧ нельзя.

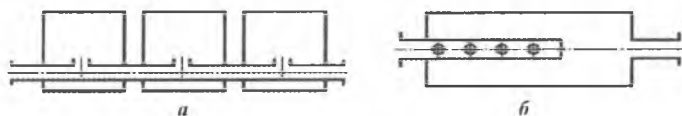


Рис. 1.9. Схемы гасителей, построенные по принципу акустических фильтров высоких частот

Таким образом, исследования гасителей типа акустического фильтра низких частот должны предусматривать решение следующих задач:

- изучение элементов и ячеек гасителей;
- формирование общих методов анализа собственных характеристик устройств;
- разработка алгоритмов проектирования гасителей с оптимальными параметрами основных элементов.

1.2.2. Диссипативные гасители

Диссипативные гасители содержат элементы, рассеивающие колебательную энергию. В зависимости от способа размещения элементов активного сопротивления или элементов трения внутри схемы гасители делятся на два класса. Если элемент трения включен последовательно на пути распространения колебаний, то такой

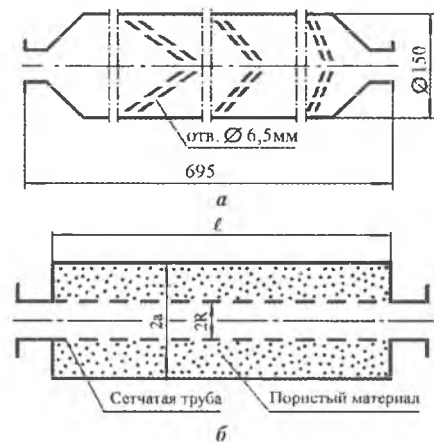


Рис. 1.10. Схемы гасителей:
а – с последовательной фрикцией;
б – с параллельной фрикцией

гаситель называют гасителем с последовательной фрикцией (рис. 1.10а). Элемент трения может быть реализован дроссельной шайбой, жиклером, стенкой из пористого материала и т.п. Эффективность сглаживания пульсаций давления рабочей среды такими гасителями определяется величиной активного сопротивления. Наибольшее применение гасители с последовательной фрикцией нашли в непроточных магистралях. В проточных магистралях применение их ограничено из-за увеличенного сопротивления стационарной составляющей потока.

Если элемент трения включен в схему гасителя параллельно по отношению к переменному потоку, то такой гаситель называют гасителем с параллельной фрикцией (рис. 1.10б). В качестве элемента трения в гасителях может использоваться звукопоглощающий материал. Этот материал помещается в пространство, образованное двумя концентрическими трубопроводами, из которых внутренний представляет собой трубчатую сетку с множеством отверстий. Такая конструкция гасителя позволяет значительно уменьшить сопротивление стационарному потоку жидкости при сохранении высокой эффективности гашения колебаний. Принцип действия гасителей с параллельной фрикцией заключается в следующем. Пульсирующий поток рабочей жидкости проходит через гаситель по двум параллельным каналам. Один из них, основной канал, обладает большим реактивным сопротивлением, которое препятствует прохождению через него переменной составляющей потока. Вследствие высокой добротности этого канала постоянная составляющая потока проходит по нему без существенных потерь. Параллельный канал, в который направляется переменная составляющая потока, обладает активным сопротивлением, на котором и происходит рассеивание колебательной энергии потока рабочей среды. Рассеивание энергии в гасителях с параллельной фрикцией основано на поглощении коле-

бательной энергии потока, распространяющегося вдоль звукопоглощающего материала по оси трубопровода. Теоретическому исследованию таких гасителей были посвящены работы Н. Н. Андреева [2], Р. М. Morse [89,90], Р. А. Scott [91,92], Р. Н. Старобинского [69,70] и других. Эффективность действия гасителей определяется, в основном, свойствами звукопоглощающего материала и конструктивными факторами. Характеристики применяемых в настоящее время звукопоглощающих материалов обеспечивают эффективное гашение колебаний только на частотах свыше 500 Гц. При этом гасители имеют большие габариты и вес. Увеличение эффективности подавления колебаний достигается либо увеличением площади контакта рабочей среды со звукопоглощающим слоем, либо увеличением угла падения звуковых волн на поверхность материала, изменением направления движения потока. Однако подобные решения приводят к увеличению сопротивления постоянной составляющей потока жидкости, что ограничивает применение устройств в магистральных с большим расходом.

Помимо труб, облицованных звукопоглощающим материалом, для рассеивания энергии пульсирующего потока могут использоваться диссипативные гасители с сосредоточенными сопротивлениями в качестве элементов параллельной фрикции. Основной проблемой при расчете диссипативных гасителей является формирование точных количественных характеристик таких нелинейных элементов как жиклеры, диафрагмы и пористые материалы. Этим объясняется малочисленность методик инженерных расчетов конкретных схем и ограниченность рекомендаций по применению той или иной схемы. Одним из хорошо изученных диссипативных материалов является материал МР [14]. Применение материала МР в гасителях исследовалось в работах Р. Н. Старобинского. Им выделены два типа звеньев, реализующих рассеивание энергии. Одно из них составлено параллельным соединением элементов инерционного и активного сопротивлений (элемент $R - L$, рис. 1.11а, б). Другое звено образовано последовательным соединением сосредоточенного активного и акустического упругого сопротивлений.

Принцип работы элемента $R - L$ состоит в следующем. При наличии переменного расхода в основном канале, образованного цилиндрической трубкой (рис. 1.11а), возникает инерционный перепад давления

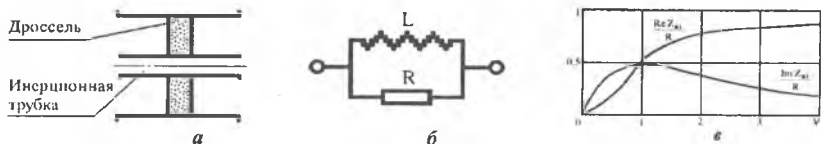


Рис. 1.11. а, б - принципиальная и расчетная схемы гасителя R-L; в - зависимости активной и реактивной составляющих сопротивления гасителя

$$\Delta P_{\text{ин}} = \frac{\rho \ell}{S} \frac{dQ}{dt}, \quad (1.6)$$

где ℓ , S – длина и площадь поперечного сечения проточного канала; ρ , Q – плотность и расход рабочей среды.

Под действием перепада давления поток продавливается через активное гидравлическое сопротивление и происходит частичное рассеивание энергии потока. Зависимости активной и реактивной составляющих сопротивления элемента $R - L$ от приведенной частоты $\nu = \omega L/R$ показаны на рис.1.11в. Расчеты элемента заключаются в выборе значения дросселя R из условия максимума активного сопротивления контура переменной составляющей потока.

Звено $R - C$ рассеивает энергию колебаний также на диссипативном элементе и состоит из последовательного соединения активного и упругого сопротивлений. При наличии переменного давления реактивное сопротивление элемента $R - C$ снижается и возрастает рассеивание энергии на сосредоточенном активном сопротивлении. В отличие от элемента $R - L$, который может быть введен как в проточный, так и в параллельный каналы, элемент $R - C$ целесообразно использовать в параллельных ветвях гасителей. Различные комбинации элементов $R - L$ и $R - C$ позволили построить ряд новых схем диссипативных гасителей. Для изучения указанных гасителей удобно воспользоваться методом выделения характерных ячеек, как это делается при исследованиях акустических фильтров.

На рис.1.12 представлены аналоги П- и Т-образных ячеек диссипативных гасителей. С использованием метода эквивалентных преобразований все остальные схемы могут быть сведены к последовательному соединению основных ячеек, отличающихся волновым сопротивлением.

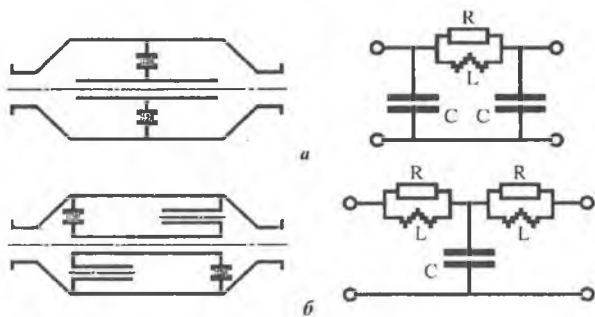


Рис. 1.12. П - и Т - образные схемы гасителей с рассеиванием энергии на параллельных сопротивлениях

Так на рис.1.13 представлена схема диссипативного гасителя, состоящего из двух Т-образных звеньев (рис.1.12б). Гаситель имеет характеристические сопротивления, равные волновому сопротивлению однозвенной Т-образной ячейки, но большее значение коэффициента собственного затухания. Схемы гасителей, в которых шунтирован тракт инерционной трубки (рис.1.13), могут быть сведены к соединениям Т- и П-образных звеньев, содержащих дополнительные акустические сопротивления в параллельных отводах. Причем характер этих дополнительных сопротивлений соответствует последовательному соединению элементов R и C. Введение элемента R – L в параллельные ветви позволяет сформировать гасители, элементарная ячейка которых изображена на рис.1.12. С применением ячейки R – C могут быть построены гасители, рассеивающие энергию колебаний рабочей среды в элементах упругости устройств (рис.1.14).

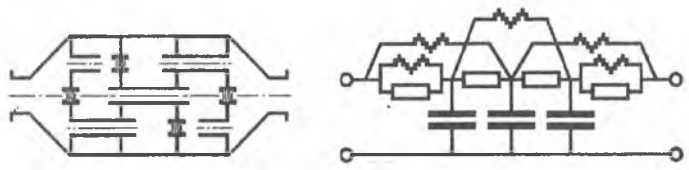


Рис. 1.13. Схема гасителя, построенная комбинациями типовых элементов

Для каждой из рассмотренных схем определены зависимости коэффициентов собственного затухания и волновых сопротивлений в полосе гашения. При этом считались заданными, из конструктив-

ных соображений, параметры элементов, определяющие реактивные свойства устройств, которые влияют на гидравлическое сопротивление стационарному потоку. Расчет гасителей, в целом, предлагается проводить из условия обеспечения максимального значения минимально возможного рабочего затухания.

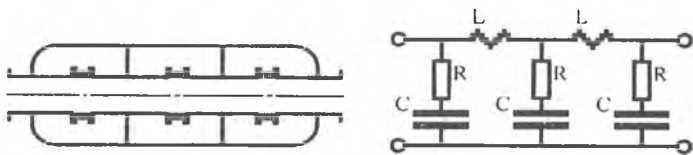


Рис. 1.14. Схема и электрический аналог гасителя с рассеиванием энергии в элементах податливости устройства

Основной недостаток рассмотренных моделей гасителей состоит в отсутствии сравнительных оценок схем и ограниченности рекомендаций по их применению. Это объясняется, в свою очередь, отсутствием единого алгоритма, позволяющего оптимизировать конструкции устройств при обоснованных нормах на сопротивление стационарному потоку. Использование в структурах схем нелинейных сосредоточенных активных сопротивлений типа диафрагм является определенным препятствием на пути существующих методик расчета.

Анализ результатов исследований позволяет сделать вывод о необходимости разработки расчетных моделей, детализирующих свойства элементарных ячеек гасителей. В качестве основы оптимизации параметров может быть выбрано условие обеспечения наибольшего рабочего затухания ячейки. Представляет практический интерес создание новых схем гасителей и обоснование рекомендаций по выбору гидравлического сопротивления гасителя постоянному потоку рабочей среды. Является перспективной разработка методов проектирования комбинированных схем, оптимально сочетающих преимущества реактивных и диссипативных гасителей. Особо следует отметить необходимость исследований характеристик при распределенных параметрах в основных элементах устройств и влияние на динамические характеристики нелинейных эффектов.

* * *

Глава 2. КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ГИДРАВЛИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

2.1. Установившиеся и неуставившиеся процессы

Функционирование гидравлических систем связано с движением жидкости по трубопроводам. Математическое описание существующих гидромеханических процессов базируется на известных общих уравнениях движения сплошных сред с использованием экспериментальных значений коэффициентов гидравлических сопротивлений, коэффициентов расходов и коэффициентов гидродинамических сил. Характерными для гидравлических систем являются процессы, при которых движение рабочей среды является либо установившимся (стационарным), либо неуставившимся (нестационарным).

Установившееся течение – это течение, при котором гидромеханическое давление и скорость являются функциями координат и не зависят от времени. Давление и скорость могут изменяться при перемещении частиц жидкости из одного положения в другое, но в данной неподвижной относительно стенок трубы точке величины давления и скорости при установившемся движении не меняются во времени.

Математически это записывается следующим образом:

$$P = f_1(x, y, z); w = f_2(x, y, z); \frac{\partial P}{\partial t} = 0; \frac{\partial w_x}{\partial t} = 0; \frac{\partial w_y}{\partial t} = 0; \frac{\partial w_z}{\partial t} = 0, \quad (2.1)$$

где индексы у скорости "w" означают проекции этой скорости на соответствующие оси, жестко связанные с руслом трубопровода.

В частном случае установившееся течение может быть равномерным, когда скорость каждой частицы не меняется с изменением ее координат. Траектории частиц жидкости при установившемся течении являются неизменными во времени кривыми. Примером установившегося течения является истечение жидкости из смкости, в которой поддерживается постоянный уровень.

При неустановившемся (нестационарном) течении давление и скорость зависят от координат и от времени, т.е.

$$P = F_1(x, y, z, t); \quad w = F_2(x, y, z, t), \quad (2.2)$$

а траектории различных частиц, проходящих через данную точку среды, будут иметь различную форму. Примером неустановившегося течения является колебательное движение жидкости во всасывающем или напорном трубопроводе плунжерного насоса, плунжеры которого совершают возвратно-поступательное движение. Нестационарные гидромеханические процессы дополнительно классифицируются в зависимости от видов законов изменения физических величин во времени. По этому признаку нестационарные процессы делятся на две группы процессов: периодические и переходные. Периодические процессы могут быть гармоническими и негармоническими. При отвлеченном от физического содержания математическом описании периодические процессы иногда относят к категории установившихся (стационарных) процессов из-за регулярной во времени повторяемости контролируемых величин. Однако такое определение вида процесса противоречит принятому в гидродинамике, согласно которому движение жидкости с переменными во времени давлениями и скоростями называется неустановившимся или нестационарным.

Периодическое или колебательное движение (течение) жидкости в трубопроводах является неустановившимся. Для описания динамических процессов в трубопроводных линиях обычно применяют одномерные модели неустановившихся потоков. В этих моделях состояние потока характеризуется осредненными по сечению значениями давления, плотности и скорости, которые связываются между собой соответствующими коэффициентами гидравлического сопротивления, количества движения и кинетической энергии. Недостаточная изученность неустановившихся потоков вынуждает применять квазистационарные значения перечисленных коэффициентов, которые могут быть определены при замене реального неустановившегося потока сменяющейся во времени последовательностью установившихся потоков. Квазистационарные значения коэффициентов находятся по экспериментальным зависимостям и формулам гидравлики. Однако теоретические и экспериментальные исследования показывают, что при неустановившемся движении реальной среды изменяются законы распределения местных скоростей по сечениям. Следовательно, мгновенные коэффициенты осреднения гид-

родинамических величин должны отличаться от своих квазистационарных значений. Поэтому одна из основных задач гидродинамики состоит в определении границ использования квазистационарных значений коэффициентов в уравнениях движения рабочих сред. Сформулированная задача пока не имеет общего решения и, прежде всего, из-за сложности математического описания неустановившихся движений реальных сред. На практике, для неустановившегося движения жидкостей в трубопроводах, с помощью ряда допущений удается получить расчетные зависимости, раскрывающие основные особенности неустановившихся потоков, и найти коррективы к квазистационарным значениям коэффициентов уравнений [58].

Таким образом, различия в структурах установившегося и неустановившегося потоков реальных сред зависят от ряда факторов, которые могут быть учтены в расчетных зависимостях с различной степенью детализации.

Этим, например, объясняется широкое использование в расчетах квазистационарных значений коэффициентов гидравлических сопротивлений. Во многих случаях процессы, рассчитанные по уравнениям с квазистационарными коэффициентами, хорошо подтверждаются экспериментальными исследованиями динамических процессов в системах и акустических характеристик трубопроводов.

В тех случаях, когда совпадение результатов расчета и эксперимента недостаточное, необходимо вводить коррективы к квазистационарным значениям коэффициентов.

2.2. Ламинарные и турбулентные нестационарные течения

Возможны два режима или два вида течения жидкостей в трубах: ламинарное и турбулентное. Переход от одного вида течения к другому происходит вследствие потери потоком устойчивости. В теории устойчивости движения вязких жидкостей из-за значительной математической сложности рассмотрены только отдельные варианты течений. При этом даже при установившемся движении среды основная роль в определении условий устойчивости ламинарных потоков отводится экспериментальным исследованиям.

Обзор исследований устойчивости неустановившегося течения жидкостей в трубопроводах приводится в работе [63]. В этой и других работах отмечается увеличение критического числа Рейнольдса, при котором нарушается устойчивость неустановившегося потока по

сравнению с критическим числом Рейнольдса для установившегося ламинарного течения. Известное из гидравлики критическое число Рейнольдса $Re_{кр}$ для ламинарного потока определяется по формуле [40]:

$$Re_{кр} = \frac{w_{кр} d_{тр}}{\nu} \approx 2300, \quad (2.3)$$

где $w_{кр}$ – критическая скорость течения жидкости в трубе, при которой ламинарный режим сменяется на турбулентный; $d_{тр}$ – диаметр трубопровода; ν – кинематическая вязкость среды.

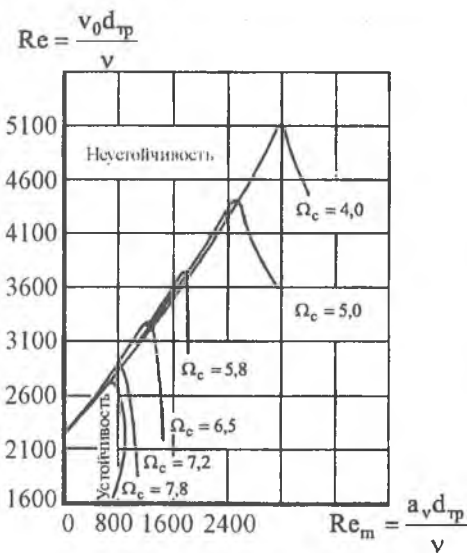


Рис. 2.1. Границы устойчивости ламинарного неустановившегося движения жидкости в трубопроводе

Ω_c характеризует безразмерную частоту колебаний расхода жидкости. Значение параметра Ω_c определяется по формуле:

$$\Omega_c = \sqrt{\frac{\omega R_{тр}^2}{\nu}}, \quad (2.4)$$

где ω – круговая частота колебаний расхода жидкости в трубопроводе; $R_{тр}$ – радиус проходного сечения трубопровода.

Из анализа графиков следует, что и при неустановившемся течении жидкости также имеются границы ламинарного и турбулент-

В этой же работе [63] приводится график, на котором определяются границы устойчивости ламинарного течения при гармоническом колебании потока жидкости в трубопроводе. Этот график изображен на рис. 2.1. На графике по оси абсцисс отложены значения числа Рейнольдса Re_m , вычисленные по амплитуде колебаний средней по сечению трубы скорости жидкости a_v , а по оси ординат отложены значения числа Рейнольдса, соответствующие осредненной за период колебания средней по сечению скорости v_0 . Параметр

ного режимов, которые определяются параметрами потока и колебаний. Границы ламинарного и турбулентного режимов течения при установившемся и неустановившемся режимах не совпадают. Поэтому, в общем случае, не будут совпадать и коэффициенты гидравлических сопротивлений. Однако при небольших амплитудах колебаний скорости значение критического числа Рейнольдса для неустановившегося потока приближается к значению критического числа Рейнольдса для установившегося потока. Это формально доказывает, что в этой или определенной области изменения параметров потока для описания неустановившихся течений можно применять коэффициенты сопротивлений классической гидравлики.

2.3. Уравнения движения рабочей среды

Движение вязкой жидкости описывается уравнением Навье-Стокса совместно с уравнениями неразрывности; состояния среды; баланса тепла и уравнением, характеризующим изменение вязкости и теплопроводности среды.

Уравнение Навье-Стокса

$$\rho \frac{d\bar{w}}{dt} = \rho \bar{P} - \text{grad} \left[p + \left(\frac{2}{3} \mu - \mu_v \right) \text{div} \bar{w} \right] + 2 \text{div} (\mu S), \quad (2.5)$$

где \bar{w} – вектор скорости; \bar{P} – вектор объемной скорости, отнесенной к единице массы; S – тензор скоростей деформаций; div – дивергенция тензора.

Уравнение неразрывности для сжимаемой жидкости следующее:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \bar{w}) = 0. \quad (2.6)$$

Соотношение между давлением, плотностью и температурой T° в данной точке потока устанавливается уравнением состояния среды

$$\rho = f(p, T^\circ). \quad (2.7)$$

Уравнение баланса тепла имеет следующий вид:

$$\rho c_v \frac{dT^\circ}{dt} = 2\mu (S)^2 - p \text{div} \bar{w} - \left(\frac{2}{3} \mu - \mu_v \right) (\text{div} \bar{w})^2 + \text{div}(k_T \text{grad} T^\circ), \quad (2.8)$$

где k_T – коэффициент теплопроводности среды. Значения этого коэффициента пропорциональны параметру μ . Число Прандтля

$$\text{Pr} = \frac{\mu c_p}{k_T} \quad (2.9)$$

является постоянным.

Входящие в уравнения (2.5) и (2.8) коэффициенты динамической вязкости μ и объемной вязкости μ_v изменяются в зависимости от температуры и давления, т.е.

$$\mu = \mu(p, T^\circ) \quad (2.10)$$

и

$$\mu_v = \mu_v(p, T^\circ). \quad (2.11)$$

Уравнения (2.5) – (2.11) образуют замкнутую систему, которая в общем виде не решается. Поэтому применяют ряд допущений, позволяющих упростить эту систему уравнений и получить решения, подтверждаемые экспериментами.

Задача о нестационарном движении вязкой жидкости в трубопроводах круглого сечения изучалась многими исследователями, среди которых можно отметить Н. Helmholtz [87], И.С. Громеко [33], П. Лямбоси [53], Р. Szymanski [93], И.А. Чарного [75], Д.Н. Попова [58], а также работы [3, 4, 12, 35, 36, 39, 40, 72, 73, 74]. В монографии Л.Г. Лойцянского [51] приводится решение задачи о ламинарном пульсирующем движении вязкой жидкости в круглом трубопроводе под действием гармонически изменяющегося со временем перепада давления. Для изотермического течения при постоянных параметрах ρ и ν Л.Г. Лойцянский приводит следующую формулу для вычисления эпюр скоростей w по радиусу r трубопровода в различные моменты времени t :

$$w(r, t) = \frac{\Lambda}{\omega} \left\{ 1 - \frac{\text{bei}\left(a\sqrt{\frac{\omega}{\nu}}\right)\text{bei}\left(r\sqrt{\frac{\omega}{\nu}}\right) - \text{ber}\left(a\sqrt{\frac{\omega}{\nu}}\right)\text{ber}\left(r\sqrt{\frac{\omega}{\nu}}\right)}{\text{ber}^2\left(a\sqrt{\frac{\omega}{\nu}}\right) + \text{bei}^2\left(a\sqrt{\frac{\omega}{\nu}}\right)} - \frac{\text{ber}\left(a\sqrt{\frac{\omega}{\nu}}\right)\text{ber}\left(r\sqrt{\frac{\omega}{\nu}}\right) - \text{bei}\left(a\sqrt{\frac{\omega}{\nu}}\right)\text{bei}\left(r\sqrt{\frac{\omega}{\nu}}\right)}{\text{ber}^2\left(a\sqrt{\frac{\omega}{\nu}}\right) + \text{bei}^2\left(a\sqrt{\frac{\omega}{\nu}}\right)} \right\} \sin \omega t + \left. \frac{\text{bei}\left(a\sqrt{\frac{\omega}{\nu}}\right)\text{ber}\left(r\sqrt{\frac{\omega}{\nu}}\right) + \text{ber}\left(a\sqrt{\frac{\omega}{\nu}}\right)\text{bei}\left(r\sqrt{\frac{\omega}{\nu}}\right)}{\text{ber}^2\left(a\sqrt{\frac{\omega}{\nu}}\right) + \text{bei}^2\left(a\sqrt{\frac{\omega}{\nu}}\right)} \right\} \cos \omega t. \quad (2.12)$$

Если в формуле (2.12) принять $x = a\sqrt{\omega/\nu}$, то

$$\left. \begin{aligned} \text{ber}(x) &= \text{Re}\left[J_0(x\sqrt{i})\right] = 1 - \frac{x^4}{2^2 4^2} + \frac{x^8}{2^2 4^2 6^2 8^2} - \dots \\ \text{bei}(x) &= \text{Im}\left[J_0(x\sqrt{i})\right] = \frac{x^2}{2^2} - \frac{x^6}{2^2 4^2 6^2} + \frac{x^{10}}{2^2 4^2 6^2 8^2 10^2} - \dots \end{aligned} \right\}, \quad (2.13)$$

где $J_0(x\sqrt{i})$ – бesselова функция нулевого порядка от комплексного аргумента, а действительные функции Кельвина $\text{ber}(x)$ и $\text{bei}(x)$ представляют действительную и взятую с обратным знаком мнимую часть $J_0(x\sqrt{i})$; A – амплитуда колебаний давления; i – мнимая единица; ω – круговая частота колебаний; ν – кинематическая вязкость жидкости; $a = R_{\text{тр}}$ – радиус внутреннего сечения трубопровода.

Характер изменения эюр скоростей в поперечном сечении трубопровода во времени проиллюстрирован на рис.2.2а, б. Эпюры построены для значений корней функции

$$\text{ber}\left(a\sqrt{\omega/\nu}\right) = 2,879$$

и $\text{ber}\left(a\sqrt{\omega/\nu}\right) = 7,237$.

Анализ зависимостей показывает, что при пульсирующем движении жидкости в трубопроводе возникают обратные токи. Наблюдается также опережение слоев, расположенных вблизи оси трубы, пристеночными слоями. На рис.2.3 приведены графики, иллюстрирующие распределение местных скоростей при нескольких фиксированных моментах времени. Расчет выполнен для трубы с внутренним диаметром 40 мм, в которой поршнем создаются гармонические изменения расхода жидкости АМГ-10 около нулевого значения [58]. На графиках нанесены точки, полученные с осциллограмм, на которых с помощью электротермоанемометра записывались местные скорости в различных точках сечения трубы. Графики подтверждают, что максимальные значения местных скорости имеют вблизи стенки.

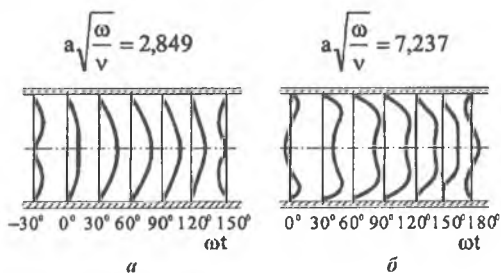


Рис. 2.2. Расчетные эпюры скоростей в поперечном сечении трубопровода при ламинарном гармоническом течении

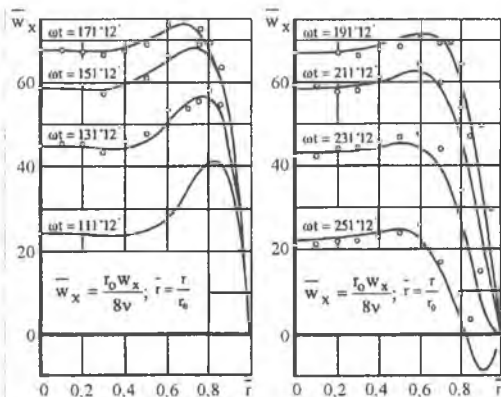


Рис. 2.3. Расчетные и экспериментальные данные распределения скоростей по сечению трубопровода

гармонические изменения расхода жидкости АМГ-10 около нулевого значения [58]. На графиках нанесены точки, полученные с осциллограмм, на которых с помощью электротермоанемометра записывались местные скорости в различных точках сечения трубы. Графики подтверждают, что максимальные значения местных скорости имеют вблизи стенки.

Задача приведения в движение покоящейся в цилиндрической трубе радиусом $R_{\text{тр}}$, протяженностью ℓ вязкой жидкости от действия внезапно приложенного заданного постоянного перепада давления Δp изложена в монографии Н.А. Слезкина [65]. Решение задачи сводится к рядам, содержащим бесселевы функции. Формула, описывающая распределения скоростей по окружности радиусом r сечения трубы в любой момент времени, имеет вид

$$w(r,t) = R_{\text{тр}}^2 \frac{\Delta p}{4\mu\ell} \left[1 - \frac{r^2}{R_{\text{тр}}^2} - 8 \sum_{k=1}^{\infty} \exp\left(-\frac{vt\lambda_k^2}{R_{\text{тр}}^2}\right) \frac{J_0\left(\lambda_k \frac{r}{R_{\text{тр}}}\right)}{\lambda_k^2 J_1(\lambda_k)} \right], \quad (2.14)$$

где λ_k – корни уравнения $J_0(\lambda_k) = 0$, а J_0 и J_1 – бесселевы функции нулевого и первого порядка.

Первые два слагаемых в соотношении, находящемся в квадратных скобках, выражают установившееся движение жидкости при значении $t = \infty$. Это соответствует закону распределения скоростей по известной параболе Пуазейля-Гагена, используемой для расчета трубопроводов с ламинарным режимом течения. Потери на трение определяются с использованием формулы И. Ньютона

$$\tau = \mu(dw/dr). \quad (2.15)$$

Для колебательного течения, даже при установленном распределении скоростей, например в виде (2.12), точных формул для расчета касательных напряжений до настоящего времени нет. Поэтому для определения потерь на трение применяют приближенные зависимости.

2.4. Нестационарные и квазистационарные модели колебательного движения жидкости в трубопроводах

В технических исследованиях распространение получили зависимости расчета колебательных потоков в трубопроводах, которые достаточно подробно изложены в работах И. А. Чарного [75] и Д. Н. Попова [58]. Проведем анализ этих исследований.

В работе [58] для ламинарного осесимметричного потока, распространяющегося в цилиндрической трубе с достаточно малыми изменениями температуры и давления, постоянной вязкостью и плотностью рабочей среды система уравнений (2.5)–(2.11) приводится к следующим двум уравнениям: уравнению движения вязкой среды в трубопроводе и уравнению неразрывности в виде

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial w}{\partial t} &= -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{2\tau_{\text{он}}}{\rho_0 R_{\text{тр}}} \\ \frac{\partial p}{\partial t} &= -B_{\text{тр}} \frac{\partial w}{\partial x} \end{aligned} \right\}, \quad (2.16)$$

где $\tau_{\text{он}}$ – нестационарное касательное напряжение на стенке трубы; $B_{\text{тр}}$ – приведенный модуль упругости трубы.

$$\tau_{\text{он}} = -\rho_0 v \left(\frac{\partial w_x}{\partial r} \right)_{r=R_{\text{тр}}}; \quad (2.17)$$

$$B_{\text{тр}} = \frac{B}{1 + \frac{2R_{\text{тр}}B}{\delta E_{\text{ст}}}}, \quad (2.18)$$

где $E_{\text{ст}}$ – модуль упругости материала стенки; B – модуль объемной упругости рабочей жидкости; δ – толщина стенки трубопровода.

Зависимости (2.16) описывают неустановившееся ламинарное движение среды в упругой цилиндрической трубе. Формулы применимы и для неустановившегося турбулентного движения жидкости, если все неизвестные параметры усредняются по Рейнольдсу. Это допустимо, когда период колебаний исследуемого процесса значительно превышает период турбулентных пульсаций.

Уравнения (2.16) содержат три переменных: p , w и $\tau_{\text{он}}$. Для получения замкнутой системы уравнений необходимо установить зависимость изменения величины нестационарного касательного напряжения $\tau_{\text{он}}$ от давления p или от скорости w . В этом и состоит основная проблема расчета и исследований динамических процессов в трубопроводных линиях. Рассмотрим основные этапы ее решения с позиций существующих видов течения рабочей жидкости и приведения расчетных зависимостей к типовым соотношениям.

При гармоническом колебании потока нарушается параболический закон распределения скоростей по сечению трубопровода, который имеет место при стационарном движении. Изменение закона распределения местных скоростей по сечению трубопровода сопровождается изменением диссипации энергии в неустановившемся потоке среды. Для оценки этого изменения Попов Д. Н. вводит коррективы активной и реактивной составляющих полного импеданса трубы:

$$\chi_a = \frac{\omega}{k_1} \quad (2.19)$$

$$\chi_p \beta = \frac{k_2}{k_1}, \quad (2.20)$$

где

$$k_1 = \frac{(2\sqrt{\omega}-1)(4\bar{\omega}-2\sqrt{\omega}+1)}{4\bar{\omega}-\sqrt{\omega}}; \quad (2.21)$$

$$k_2 = \frac{4\bar{\omega}(2\sqrt{\omega}-1)}{4\bar{\omega}-\sqrt{\omega}}. \quad (2.22)$$

Безразмерная частота ω определяется соотношением

$$\bar{\omega} = \frac{R_{\text{тр}}^2 \omega}{8\nu}. \quad (2.23)$$

Мгновенные отклонения давления и скорости среды от установившихся значений и скорость распространения возмущения по трубопроводу зависят от физических свойств рабочей среды, жесткости стенок и гидравлического сопротивления трубопровода. Перечисленные факторы совместно учитываются комплексным коэффициентом распространения возмущений

$$\gamma(j\omega) = \pm(\delta + j\varepsilon). \quad (2.24)$$

Входящие в выражение (2.24) параметры δ и ε являются соответственно коэффициентом затухания и коэффициентом фазы. Коэффициент затухания характеризует уменьшение по длине трубопровода амплитуды давления или амплитуды скорости среды в волне возмущения, распространяющегося с фазовой скоростью

$$c = \frac{\omega}{\varepsilon}. \quad (2.25)$$

Выражения для расчета параметров δ и ε следующие:

$$\delta = \varepsilon_0 \sqrt{\frac{k_2}{2k_1} \left(\sqrt{1 + \frac{1}{k_2^2}} - 1 \right)}; \quad (2.26)$$

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \sqrt{\frac{k_2}{2k_1} \left(\sqrt{1 + \frac{1}{k_2^2}} + 1 \right)}, \quad (2.27)$$

где

$$\varepsilon_0 = \omega \sqrt{\frac{\rho_0}{B_{\text{тр}}}}. \quad (2.28)$$

Для условия квазистационарности гидравлического сопротивления трубопровода коэффициенты k_1 и k_2 равны и рассчитываются по формуле

$$k_1 = k_2 = \frac{\omega R_{\text{тр}}^2}{8\nu}. \quad (2.29)$$

Если вычисленные при таких значениях параметров k_1 и k_2 квазистационарные значения коэффициентов затухания и фазы обозначить соответственно $\delta_{\text{КС}}$ и $\varepsilon_{\text{КС}}$, то отношения $\delta/\delta_{\text{КС}}$ и $\varepsilon/\varepsilon_{\text{КС}}$ устанавливают влияние нестационарного распределения местных скоростей по сечению потока на параметры распространения возмущений в трубопроводе. Зависимости параметров $\delta/\delta_{\text{КС}}$ и $\varepsilon/\varepsilon_{\text{КС}}$ приведены на рис.2.4.

Из анализа графиков следует, что использование при расчетах квазистационарных значений коэффициентов сопротивления трения в трубопроводе может привести к существенной ошибке в определении коэффициента затухания. Причем ошибка возрастает при увеличении безразмерной частоты $\bar{\omega}$. Разница в значениях ε и $\varepsilon_{\text{КС}}$ меньше, а при частотах $\bar{\omega} > 10$ можно принять $\varepsilon = \varepsilon_{\text{КС}}$.

Распространение возмущений по трубопроводу зависит от его волнового сопротивления. С учетом зависимостей (2.25) и (2.26) выражение для волнового сопротивления вязкой среды, определяемое отношением комплексной амплитуды колебаний давления к комплексной амплитуде колебаний скорости в волне возмущения, следующее:

$$Z_{\text{в}}(j\omega) = Z_{\text{во}} \left[\sqrt{\frac{k_2}{2k_1} \left(\sqrt{1 + \frac{1}{k_2^2}} + 1 \right)} - j \sqrt{\frac{k_2}{2k_1} \left(\sqrt{1 + \frac{1}{k_2^2}} - 1 \right)} \right], \quad (2.30)$$

где $Z_{\text{во}} = \sqrt{\rho_0 B_{\text{тр}}}$ – волновое сопротивление невязкой среды.

В безразмерной форме соотношение (2.30) можно записать в виде

$$\bar{Z}_{\text{в}}(j\omega) = \bar{Z}_{\text{втр}}(j\omega) = \frac{Z_{\text{в}}(j\omega)}{Z_{\text{во}}} = \left[\sqrt{\frac{k_2}{2k_1} \left(\sqrt{1 + \frac{1}{k_2^2}} + 1 \right)} - j \sqrt{\frac{k_2}{2k_1} \left(\sqrt{1 + \frac{1}{k_2^2}} - 1 \right)} \right]. \quad (2.31)$$

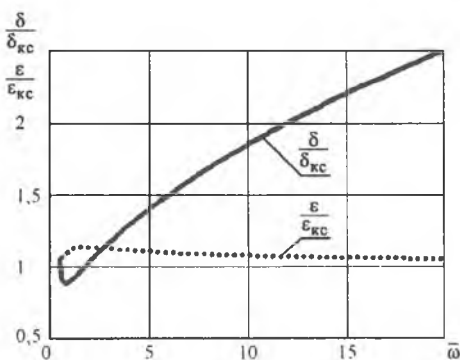


Рис. 2.4. Сравнение коэффициентов затухания и коэффициентов фазы для потоков с нестационарным и квазистационарным распределением местных скоростей по сечению трубопровода

Выражения (2.30), (2.31) вследствие вязкости рабочей среды являются комплексными и зависят от частоты колебаний, вязкости среды, диаметра трубопровода и принятого условия описания и учета гидравлических потерь.

Рассмотрим влияние гидравлических потерь на характеристики волнового сопротивления трубопровода. Расчеты по формуле (2.31) проведем для трех моделей учета влияния потерь на распространение колебаний.

1. Гидравлические потери не учитываются, параметр затухания $\delta = 0$. Рабочая среда невязкая, $\nu = 0$.

2. Гидравлическое сопротивление трубопроводной линии принимается квазистационарным. Коэффициент затухания δ и коэффициент фазы ε принимаются соответственно: $\delta = \delta_{kc}$; $\varepsilon = \varepsilon_{kc}$.

3. Коэффициент затухания δ и коэффициент фазы ε рассчитываются с учетом влияния нестационарности местных скоростей по сечению потока.

Для всех вариантов расчетов базовые параметры трубопровода и рабочей среды имеют следующие значения: $V_{тр} = 1470$ МПа; $\rho_0 = 870$ кг/м³; $\nu = 18 \cdot 10^{-2}$ см²/с; $R_{тр} = 6,35$ мм.

Частотные зависимости модуля и аргумента волнового сопротивления трубопровода приведены на рис. 2.5а, б, в. По осям абсцисс графиков отложена относительная протяженность трубопровода $\bar{\ell}$, которая связана с длиной волны колебаний λ и, следовательно, с частотой колебаний формулой

$$\bar{\ell} = \frac{\ell}{\lambda}. \quad (2.32)$$

Графики, приведенные на рис. 2.5а, построены при значениях $R_{тр} = 6,35$ мм, $\nu = 18 \cdot 10^{-2}$ см²/с; на рис. 2.5б – при значениях $R_{тр} = 10,00$ мм, $\nu = 18 \cdot 10^{-2}$ см²/с; на рис. 2.5в – при значениях $R_{тр} = 10,00$ мм, $\nu = 36 \cdot 10^{-2}$ см²/с.

Из анализа графиков следует, что волновое сопротивление трубопровода имеет упругий (емкостный) характер. При увеличении частоты колебаний доля реактивной составляющей в величине модуля относительного волнового сопротивления уменьшается, а величина самого модуля стремится к единице, т.е. волновое сопротивление приближается к волновому сопротивлению трубопровода без учета вязкости среды.

При увеличении диаметра трубопровода доля реактивной составляющей в структуре модуля волнового сопротивления и градиент изменения модуля относительного волнового сопротивления уменьшаются. Увеличение вязкости рабочей среды воздействует на параметры волнового сопротивления наоборот – реактивная составляющая в модуле волнового сопротивления и градиент изменения модуля волнового сопротивления увеличиваются.

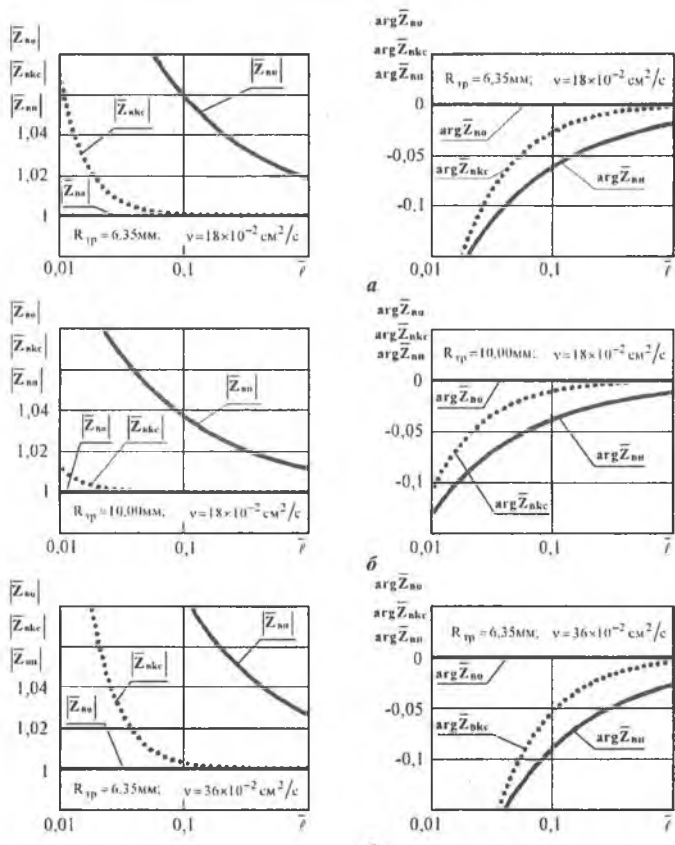


Рис. 2.5. Зависимости модуля и аргумента волнового сопротивления трубопровода при различных моделях гидравлических потерь

При всех вариантах изменения параметров рабочей среды и трубопровода зависимости модуля волнового сопротивления трубопровода при квазистационарной модели гидравлических потерь находятся между зависимостями, построенными без учета гидравлических потерь и с учетом нестационарных гидравлических потерь.

Рассмотрим динамические характеристики протяженных трубопроводов.

Операторный коэффициент распространения колебаний $\gamma(s)$ связан с операторным волновым сопротивлением $Z_B(s)$ зависимостью

$$\gamma(s) = \frac{sZ_B(s)}{B_{\text{тр}}}. \quad (2.33)$$

Для трубопровода длиной ℓ изображения по Лапласу давления и скорости среды в начале и конце трубопровода соответственно равны: $p_1(s)$, $p_2(s)$, $w_1(s)$ и $w_2(s)$. Уравнения, связывающие выходные параметры колебательного потока с его входными параметрами, имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} p_2(s, \ell) &= p_1(s, 0) \operatorname{ch}[\gamma(s)\ell] - \frac{\gamma(s)B_{\text{тр}}}{s} w_1(s, 0) \operatorname{sh}[\gamma(s)\ell] \\ w_2(s, \ell) &= w_1(s, 0) \operatorname{ch}[\gamma(s)\ell] - \frac{s}{\gamma(s)B_{\text{тр}}} p_1(s, 0) \operatorname{sh}[\gamma(s)\ell] \end{aligned} \right\}; \quad (2.34)$$

$$\left. \begin{aligned} p_1(s, 0) &= p_2(s, \ell) \operatorname{ch}[\gamma(s)\ell] + \frac{\gamma(s)B_{\text{тр}}}{s} w_2(s, \ell) \operatorname{sh}[\gamma(s)\ell] \\ w_1(s, 0) &= w_2(s, \ell) \operatorname{ch}[\gamma(s)\ell] + \frac{s}{\gamma(s)B_{\text{тр}}} p_2(s, \ell) \operatorname{sh}[\gamma(s)\ell] \end{aligned} \right\}. \quad (2.35)$$

При определении входных параметров колебательного потока по известным выходным параметрам следует применять уравнения (2.35).

Если в формулах (2.34), (2.35) вместо колебаний скорости ввести колебания объемного расхода среды $Q_i(s, \ell_i)$ в виде

$$Q_i(s, \ell_i) = \pi R_{\text{тр}}^2 w_i(s, \ell_i), \quad (2.36)$$

то функции конечных операторных акустических сопротивлений или входных импедансов трубопроводов будут описываться следующими зависимостями:

$$Z_1(s) = \frac{p_1(s, 0)}{Q_1(s, 0)}, \quad Z_2(s) = \frac{p_2(s, \ell)}{Q_2(s, \ell)}. \quad (2.37)$$

Операторное волновое сопротивление трубопровода $Z_{\text{втр}}(s)$ определяется по формуле

$$Z_{\text{втр}}(s) = \frac{Z_B(s)}{\pi R_{\text{тр}}^2}. \quad (2.38)$$

Схема расчетной модели трубопроводной линии протяженностью ℓ , имеющей входной импеданс $Z_1(s)$ и работающая на конце-

вую нагрузку $Z_2(s)$ приведена на рис.2.6. Основными характеристиками линии, представленной в виде отрезка трубопровода, являются:

- передаточная функция;
- амплитудно-фазовые частотные зависимости изменения параметров колебаний потока относительно выделенных сечений "1-1" и "2-2";
- амплитудно-фазовые частотные зависимости изменения входных импедансов (входных сопротивлений) трубопровода относительно тех же сечений.

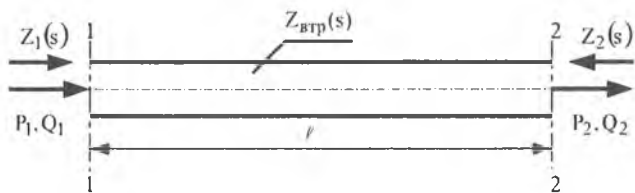


Рис. 2.6. Схема расчетной модели трубопровода

Выражения для входных импедансов трубопроводной линии, вытекающие из соотношений (2.33) – (2.36) следующие:

$$Z_1(s) = Z_{\text{втр}}(s) \frac{\text{sh}[\gamma(s)l] + \frac{Z_2(s)}{Z_{\text{втр}}(s)} \text{ch}[\gamma(s)l]}{\frac{Z_2(s)}{Z_{\text{втр}}(s)} \text{sh}[\gamma(s)l] + \text{ch}[\gamma(s)l]}; \quad (2.39)$$

$$Z_2(s) = Z_{\text{втр}}(s) \frac{\frac{Z_1(s)}{Z_{\text{втр}}(s)} \text{ch}[\gamma(s)l] - \text{sh}[\gamma(s)l]}{\text{ch}[\gamma(s)l] - \frac{Z_1(s)}{Z_{\text{втр}}(s)} \text{sh}[\gamma(s)l]}. \quad (2.40)$$

В формуле (2.39) параметр распространения $\gamma(s)$ в виде (2.24) принимается со знаком «плюс», а в формуле (2.40) – со знаком «минус».

Передаточная функция, являющаяся отношением изображений по Лапласу давлений в выходном и входном сечениях, после преобразований формул (2.34), (2.35) имеет вид

$$\frac{p_2(s, l)}{p_1(s, 0)} = \frac{1}{\frac{Z_{\text{втр}}(s)}{Z_2(s)} \text{sh}[\gamma(s)l] + \text{ch}[\gamma(s)l]}. \quad (2.41)$$

Передаточная функция (2.41) трансформируется в амплитудно-фазовую частотную характеристику трубопровода после подстановки $s=j\omega$ и учета соотношения (2.24). В результате имеет место следующая формула:

$$\frac{p_2(j\omega, \ell)}{p_1(j\omega, 0)} = \frac{1}{\frac{Z_{втр}(j\omega)}{Z_2(j\omega)} \operatorname{sh}(\delta + j\varepsilon)\ell + \operatorname{ch}(\delta + j\varepsilon)\ell}. \quad (2.42)$$

Амплитудно-фазовая частотная характеристика трубопровода, при прочих равных условиях, зависит от соотношения параметров его волнового сопротивления и импеданса нагрузки. Если

$$\frac{Z_{втр}(j\omega)}{Z_2(j\omega)} = 1, \quad (2.43)$$

то нагрузка является согласованной с волновым сопротивлением трубопровода. В этом случае наряду с передаточной функцией целесообразно рассматривать обратную ей функцию, которая называется коэффициентом собственного затухания. Коэффициент собственного затухания отрезка трубопровода определяется как модуль отношения амплитуд колебаний давления в начале и конце трубопровода. Формула для вычисления коэффициента собственного затухания отрезка трубопровода имеет вид

$$\left| \frac{p_1(j\omega, \ell)}{p_2(j\omega, 0)} \right| = K_{стр}. \quad (2.44)$$

Рассмотрим зависимости (2.42), (2.44) при трех моделях гидравлических потерь. Базовые параметры потока и трубопровода для сопоставления результатов приняты такими же, как и в работе [58]:

$\ell_{тр} = 12,3\text{ м}$; $V_{тр} = 1470\text{ МПа}$; $\rho_0 = 18 \cdot 10^{-2}\text{ см}^2/\text{с}$; $R_{тр} = 6,35\text{ мм}$; $Z_2(j\omega) = R_{ан} = 0,0292\text{ МПа} \cdot \text{с}/\text{см}^2$.

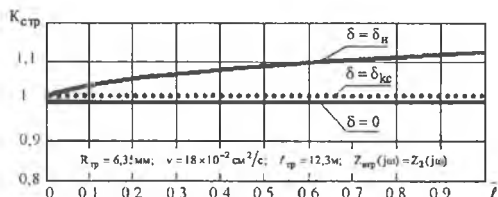


Рис. 2.7. Зависимости коэффициента собственного затухания отрезка трубопровода при различных моделях гидравлических потерь

Результаты расчетов коэффициентов собственного затухания трубопровода приведены на рис.2.7. Из графиков следует, что при неучете диссипативных явлений, когда $\delta = 0$, коэффициент собственного затухания отрезка трубопровода равен единице. При квазистационарной модели гидравлических потерь

$\delta = \delta_{kc}$ функция коэффициента затухания не зависит от частоты колебаний и отображается прямой, параллельной оси абсцисс, а также параллельно прямой, отражающей зависимость коэффициента затухания отрезка трубопровода без потерь.

Для нестационарной модели гидравлических потерь величина коэффициента затухания становится зависимой от частоты: колебания давления, имеющие более высокую частоту, затухают интенсивнее, чем колебания меньших частот.

Представленная картина взаимного положения характеристик коэффициентов собственного затухания трубопровода при соответствующих моделях гидравлических потерь является типичной и для всех других частотных характеристик трубопровода. А именно — любые характеристики при квазистационарных гидравлических потерях находятся между характеристиками, которые образуются при значениях $\delta = \delta_H$ и $\delta = 0$.

Зависимости, иллюстрирующие изменения аргумента коэффициента собственного затухания отрезка трубопровода, приведены на рис.2.8. Ввиду того, что линии расположены близко друг к другу, на графике представлены только две крайние зависимости. Одна отражает частотную функцию аргумента при параметре $\delta = 0$, а другая — при параметре $\delta = \delta_H$. Изменения аргумента коэффициента собственного затухания линейные. Причем зависимость изменения аргумента K_c без учета потерь отстает от подобной зависимости, построенной при квазистационарной модели течения рабочей среды.

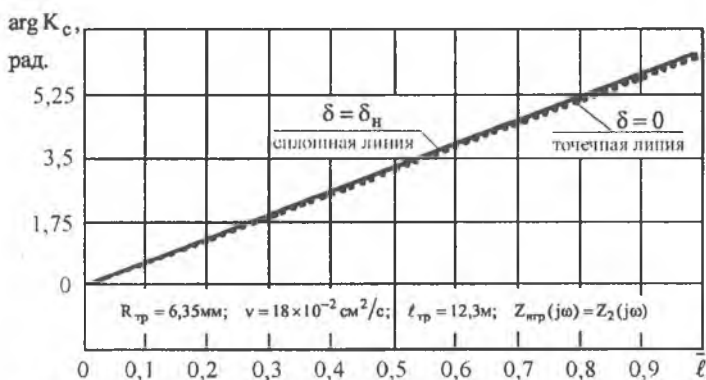


Рис. 2.8. Зависимости аргумента коэффициента собственного затухания отрезка трубопровода при различных моделях гидравлических потерь

На рис.2.9 приведены графики передаточной функции отрезка трубопровода при различных моделях гидравлических потерь. Параметры трубопровода и рабочей среды те же, что и при расчете собственного коэффициента затухания. Нагрузкой трубопровода в сечении 2–2 является дроссельная шайба, имеющая гидравлическое сопротивление стационарному потоку $Z_2(j\omega) = R_{ан} = 0,0292 \text{ МПа} \cdot \text{с}/\text{см}^2$. Анализ приведенных зависимостей показывает, что все основные закономерности поведения частотных характеристик передаточной функции те же, что и отмеченные при анализе зависимостей для коэффициента K_c .

Дополнительно следует отметить следующее – при нестационарных моделях течения затухание колебаний зависит от их частоты. Это следует учитывать при графическом отображении процессов так, чтобы амплитуды колебаний исследуемых параметров или характеристик при увеличении частоты колебаний уменьшались. Должны одновременно уменьшаться пики гребней и глубины впадин относительно начальных отметок. Это проиллюстрировано на графиках передаточной функции, изображенной на рис.2.9 в увеличенном масштабе.

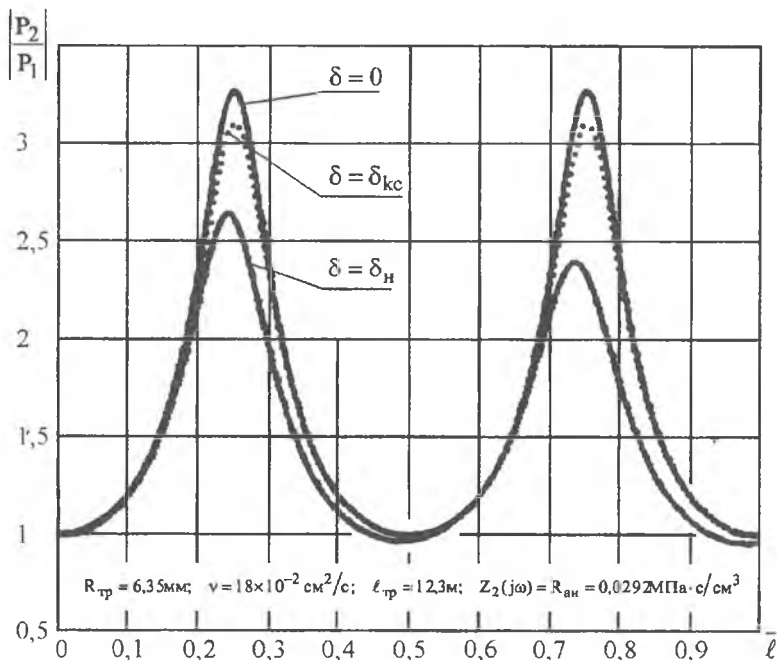


Рис. 2.9. Амплитудно-частотные характеристики трубопровода при различных моделях гидравлических потерь

Частотные характеристики модуля входного импеданса трубопровода, рассчитанные при тех же параметрах трубопровода и рабочей среды, что и зависимости передаточных функций, представлены на рис.2.10. Анализ показывает, что графики модуля входного импеданса трубопровода и графики передаточной функции трубопровода имеют внешнее сходство. Основное отличие в том, что они сдвинуты друг относительно друга на половину длины волны колебаний. Из-за существующей частотной зависимости гидравлических потерь при нестационарной модели потока "амплитуды" колебаний модуля входного импеданса трубопровода при увеличении частоты колебаний уменьшаются. Уменьшение "амплитуд" колебаний модуля входного импеданса трубопровода осуществляется за счет уменьшения максимальных значений модуля импеданса при одновременном увеличении его минимальных значений. Сама же величина модуля входного импеданса трубопровода стремится к единице.

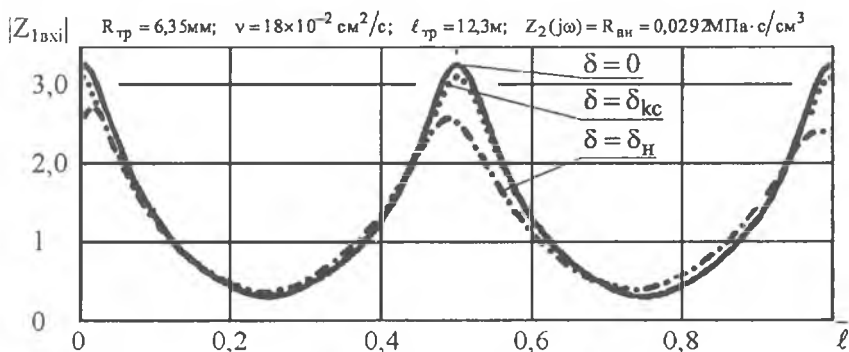


Рис. 2.10. Зависимости модуля входного сопротивления трубопровода при различных моделях гидравлических потерь

На рис.2.11 приведены зависимости модулей относительных входных импедансов тупикового трубопровода $Z_{\text{н}} = \infty$ и трубопровода с акустически открытым торцом $Z_{\text{н}} = 0$, построенные при тех же параметрах рабочей среды и геометрии трубопровода, что и зависимости, приведенные на рис.2.10. Модуль относительного входного импеданса рассчитан, исходя из зависимостей (2.39), (2.40), по формуле

$$|\bar{Z}_{\text{вх}}| = \left| \frac{Z_{\text{вх}}}{Z_{\text{нр}}} \right|, \quad (2.45)$$

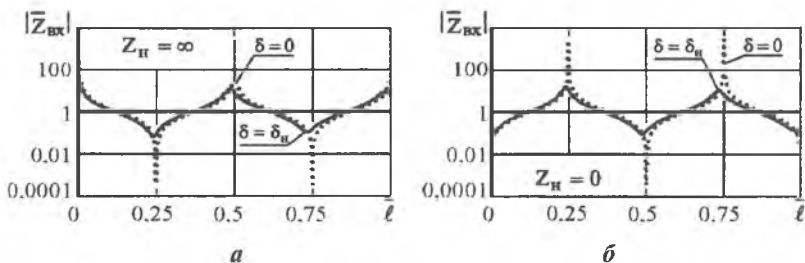


Рис. 2.11. Зависимости входных сопротивлений трубопровода при различных моделях гидравлических потерь: *а* – с акустически закрытым торцом; *б* – с акустически открытым торцом

Графики построены для двух моделей гидравлических потерь. На обоих графиках пунктирными линиями нанесены зависимости модулей входных импедансов трубопроводов при значении $\delta = 0$, а сплошными линиями – при значении $\delta = \delta_H$. Анализируемые зависимости симметричны относительно ординаты со значением $|\bar{Z}_{вх}| = 1$. При коэффициенте потерь $\delta = 0$ и частотах колебаний, соответствующих условию

$$\bar{\ell} = \frac{1}{4}n \quad (n=1, 2, \dots), \quad (2.46)$$

импедансные характеристики принимают экстремальные значения: 0 и ∞ . При параметре затухания $\delta = \delta_H$ экстремумы принимают промежуточные значения, а с ростом частоты колебаний величина экстремумов стремится к единице. Положения экстремумов смещаются в сторону низких частот. При низких частотах в интервалах, находящихся между частотами реализации экстремальных значений модулей входных сопротивлений, зависимости характеристик, построенные при значении $\delta = 0$ и значении $\delta = \delta_H$, отличаются незначительно. Поэтому в этих интервалах частот проектные расчеты можно проводить при неучете диссипации колебаний.

На рис.2.12 приведены графики, иллюстрирующие изменение аргумента входного импеданса исследуемого тупикового трубопровода и аргумента входного импеданса трубопровода, имеющего открытый торец. Графики построены при значениях параметров диссипации $\delta = 0$ и $\delta = \delta_H$. Зависимости аргументов симметричны относительно ординаты со значением $\arg Z_{вхi} = 0$. Характеры входных импедансов трубопроводов сменяются на противоположные в окре-

стностях частот колебаний, при которых протяженности трубопроводов кратны четверти длины волны колебаний. Следует заметить, что на графиках $\arg Z_{вх1}$ более отчетливо, чем на графиках $|\bar{Z}_{вх1}|$, прослеживается влияние параметров диссипации на расхождение характеристик. Однако из сравнения этих зависимостей и зависимостей, приведенных на рис.2.11, следует, что тенденции их изменения подобные. Поэтому более детально анализировать частотные характеристики аргумента входного импеданса не будем.

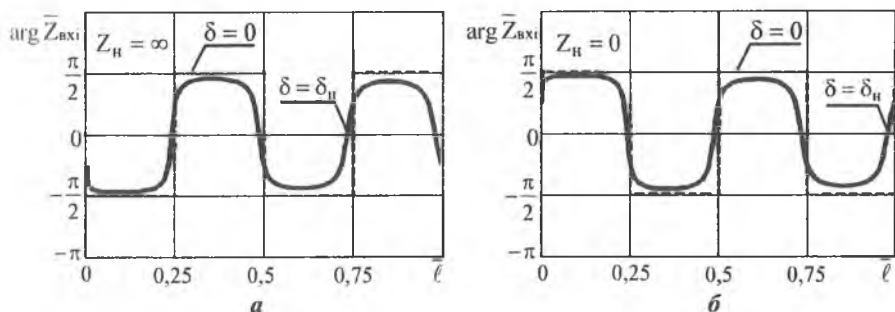


Рис. 2.12. Зависимости аргументов входных импедансов трубопроводов при различных моделях гидравлических потерь: а – с акустически закрытым торцом; б – с акустически открытым торцом

Рассмотрим зависимости для исследования динамических процессов, предложенные И. А. Чарным. В своей работе [75] И. А. Чарный зависимости (2.5) – (2.11) приводит к уравнениям движения и неразрывности в виде

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial x} &= \frac{\partial(\rho w)}{\partial t} + \frac{\lambda \rho w^2}{2d_{тр}} \\ -\frac{\partial p}{\partial t} &= c^2 \frac{\partial(\rho w)}{\partial x} \end{aligned} \right\} \quad (2.47)$$

и предлагает варианты линеаризации соотношений (2.47), заключающиеся в замене нелинейного члена

$$y(w) = \frac{\lambda w^2}{2d_{тр}} \quad (2.48)$$

его осредненным значением

$$\frac{\lambda w^2}{2d_{тр}} \approx \left(\frac{\lambda w}{2d_{тр}} \right)_{cp} \rho w = 2a\rho w. \quad (2.49)$$

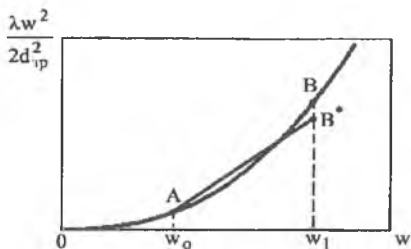


Рис. 2.13. Иллюстрация линейризации квадратичного члена в уравнении движения жидкости

ента $2a$ будет осуществляться по соотношению

$$2a = \frac{\lambda}{3d_{\text{тр}}} \frac{w_1^2 + w_1 w_0 - 2w_0^2}{w_1 - w_0} \quad (2.50)$$

В формуле (2.49) коэффициент гидравлического сопротивления λ принимается квазистационарным, то есть считается, что λ при неустановившемся движении жидкости является той же функцией числа Рейнольдса, что и при установившемся.

Для ламинарного установившегося режима течения величина λ обратно пропорциональна числу Рейнольдса

$$\text{Re} = \frac{4w\delta_n}{\nu} \quad (2.51)$$

$$\lambda = \frac{A}{\text{Re}} \quad (2.52)$$

где A – постоянное число; δ_n – смоченный периметр.

Для круглого трубопровода диаметра $d_{\text{тр}}$: $A = 64$; $\delta_n = d_{\text{тр}}/4$.

Отсюда

$$\frac{\lambda w}{2d_{\text{тр}}} = \frac{32\nu}{d_{\text{тр}}^2} = 2a \quad (2.53)$$

Для капельной жидкости без существенной погрешности можно принять, что вязкость ν не зависит от давления и условие

$$2a = \text{const} \quad (2.54)$$

является достаточно точным при ламинарном потоке. При квазистационарном турбулентном течении функция (2.48) усредняется согласно условию формулы (2.49). После линейризации уравнений (2.47) новая система линейных уравнений имеет вид

$$\left. \begin{aligned} -\frac{\partial p}{\partial x} &= \frac{\partial(\rho w)}{\partial t} + 2a(\rho w), \\ -\frac{\partial p}{\partial t} &= c^2 \frac{\partial(\rho w)}{\partial x}. \end{aligned} \right\} \quad (2.55)$$

Уравнения (2.55), как и уравнения (2.16), помимо описания динамических процессов в трубопроводе описывают также распространение электрического тока вдоль кабеля и называются "телеграфными". При этом сила электрического тока является аналогом массовой скорости ρw ; электрическое напряжение является аналогом давления p ; скорость распространения тока – аналогом скорости звука; омическое сопротивление единицы длины кабеля – аналогом $2a$. Если начальные и граничные условия для задач движения жидкости и распространения электрического тока одинаковые, то и решения получаются одинаковыми. На этом основаны методы электро моделирования динамических процессов в трубопроводах.

Основное отличие уравнений (2.55) от уравнений (2.16) состоит в различных диссипативных слагаемых в уравнениях движения. В уравнении движения (2.55) диссипативный член сформирован из условия квазистационарности гидравлических потерь, а в уравнении движения (2.16) – на базе модели, учитывающей нестационарное напряжение трения на стенках трубопровода. Модель, учитывающая нестационарное напряжение на стенках трубопровода, позволяет учитывать также частотную диссипацию колебаний. Поскольку квазистационарная модель гидравлических потерь является частным случаем нестационарной модели, то для исследования динамических процессов целесообразно использовать формулы, полученные на основе нестационарной модели гидравлического трения. Такой подход к исследованиям обоснован также следующим: частотные характеристики трубопроводов при нестационарной модели движения рабочей жидкости охватывают снизу или сверху (в зависимости от решаемой задачи) частотные зависимости характеристик трубопроводов при квазистационарной модели гидравлических потерь.

2.5. Волновые процессы в гидравлических системах

2.5.1. Стоячие волны в трубопроводах

Рассмотрим закономерности образования и существования стоячих волн в трубопроводах. Опираясь на результаты, изложенные в главе 2, исследования проведем при параметре диссипации $\delta=0$.

Стоячие волны образуются в трубопроводе с акустически закрытыми или акустически открытыми торцами.

Акустически закрытый – это трубопровод, в торце которого установлена жесткая пробка, крышка или заглушка. Распространяющиеся по трубопроводу волны колебаний давления достигают закрытого торца трубопровода и отражаются от него без изменения фаз колебаний. Волны колебаний скорости частиц отражаются от акустически закрытого торца трубопровода и изменяют фазы колебаний на угол 180° .

Акустически открытый – это трубопровод, торец которого соприкасается с полостью или емкостью, в которой отсутствуют колебания давления и объемной скорости исследуемой частоты или возбудить колебания давления и объемной скорости с этой частотой невозможно. Распространяющиеся по трубопроводу волны колебаний давления у акустически открытого торца отражаются с изменением фаз колебаний на угол 180° . Волны колебаний объемной скорости отражаются от акустически открытого торца без изменения фаз колебаний. То есть процессы отражения падающих волн давления и волн колебательной скорости от акустически открытого и акустически закрытого торца трубопровода являются противоположными.

На рис.2.14 приведены схемы формирования стоячей волны давления и стоячей волны объемной скорости в трубопроводе, один из торцов (правый) которого акустически закрыт. Колебания возбуждаются источником гармонических колебаний, расположенным у другого (левого) торца трубопровода. На рис.2.15 приведены схемы колебаний давления и объемной скорости в стоячей волне в трубопроводе, имеющем акустически закрытый торец.

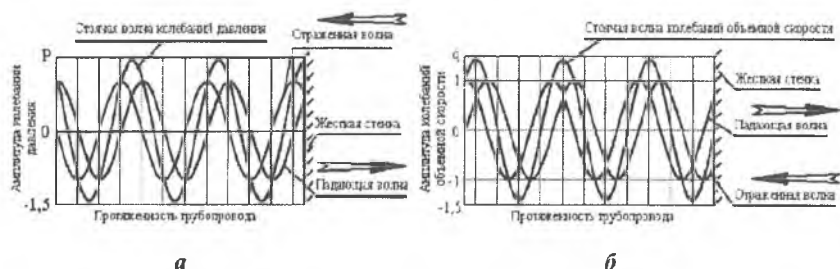


Рис. 2.14. Формирование стоячих волн: *а* – колебаний давления; *б* – колебаний скорости частиц в трубопроводе с акустически закрытым торцом

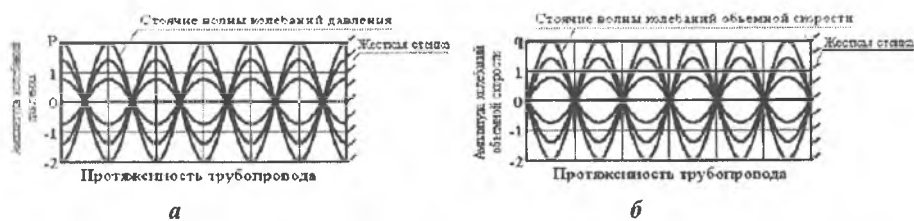


Рис. 2.15. Стоячие волны: *а* - колебаний давления; *б* - колебаний объемной скорости частиц в трубопроводе с акустически закрытым торцом

Амплитуды колебаний давления p_x и объемной скорости q_x в сечении трубопровода, отстоящего от акустически закрытого торца на расстоянии x , определяются по формулам:

$$p_x = 2p_m \cos\left(\frac{\omega}{a}x\right) \sin\omega t; \quad (2.56)$$

$$q_x = 2q_m \sin\left(\frac{\omega}{a}x\right) \cos\omega t. \quad (2.57)$$

Для амплитуд колебаний давления и скорости частиц в сечении трубопровода, отстоящего от акустически открытого торца на том же расстоянии x , расчетные формулы следующие:

$$p_x = 2p_m \sin\left(\frac{\omega}{a}x\right) \cos\omega t; \quad (2.58)$$

$$q_x = 2q_m \cos\left(\frac{\omega}{a}x\right) \sin\omega t. \quad (2.59)$$

В формулах (2.56)–(2.59) параметры p_m и q_m – амплитуды колебаний давления и объемной скорости в бегущей волне, которая реализуется в трубопроводе “бесконечной” протяженности, подключенном к источнику гармонических колебаний:

$$p = p_m \sin\omega t. \quad (2.60)$$

Уравнения бегущих волн давления и объемной скорости на любом удалении r по направлению распространения волны слева направо от источника колебаний имеют следующий вид:

$$p_r = p_m \sin\left[\omega\left(t - \frac{r}{a}\right)\right]; \quad (2.61)$$

$$q_r = q_m \sin\left[\omega\left(t - \frac{r}{a}\right)\right]. \quad (2.62)$$

Из анализа формул (2.61) и (2.62) следует, что бегущие волны давления и объемной скорости имеют одинаковые фазы. Это означа-

ет, что пучность давления движется вместе с пучностью колебательной скорости. Одинаковые фазы бегущих волн давления и колебательной скорости определяют чисто активный характер входного сопротивления трубопровода в этом режиме. Сопротивление, оказываемое столбом рабочего тела внутри трубопровода распространяющимся вдоль него волнам, определяет волновое сопротивление трубопровода. Волновое сопротивление трубопроводной линии вычисляется по формуле

$$Z_{вт} = \frac{P_m}{Q_m} = \frac{P}{q} \quad (2.63)$$

Выводы, вытекающие из анализа формул (2.56)–(2.59), описывающие распределение амплитуд давления и объемной скорости в стоячих волнах, следующие:

- Стоячая волна характеризуется одновременным изменением фазы давления (колебательной скорости) по всей протяженности трубопровода.

- Амплитуды давления (колебательной скорости) изменяются по длине трубопровода. Сечения, в которых амплитуды давления (колебательной скорости) достигают своих наибольших значений при фиксированных частотах, остаются с течением времени в одних и тех же местах трубопровода и называются пучностями стоячих волн. Сечения, в которых давление (колебательная скорость) всегда равно нулю, тоже остаются расположенными неизменно и называются узлами стоячих волн давления или колебательной скорости соответственно.

- Волны не перемещаются вдоль трубопровода. Давление и колебательные скорости периодически пульсируют, а точки узлов и пучностей при фиксированных частотах колебаний остаются неподвижными.

- Давление или колебательная скорость стоячей волны, в отличие от бегущей волны, колеблется во всех сечениях трубопровода синхронно, но с разными амплитудами. В узлах происходят повороты фаз колебаний на угол 180° .

- Между колебаниями давления и колебательной скоростью в любом сечении трубопровода существует фазовый сдвиг во времени на угол 90° , то есть вдоль трубопровода стоячие волны давления и колебательной скорости сдвинуты на четверть длины волны.

- У акустически закрытого торца трубопровода всегда имеется пучность давления и узел колебательной скорости. У акустиче-

ски открытого торца трубопровода наоборот: образуются узел давления и пучность колебательной скорости.

- Волновое сопротивление трубопроводной линии определяется отношением максимальных амплитуд колебаний давления и колебательной скорости в их пучностях, т.е. по типу (2.63).

2.5.2. Смешанные волны в трубопроводах

В реальных системах нагрузками трубопроводов являются гидромеханические устройства, входные акустические сопротивления которых – комплексные произвольной величины. В этом общем случае у торцового сечения трубопровода будет отражаться волна, несущая только часть энергии падающей волны. Другая часть энергии падающей волны будет поглощаться в нагрузочном сопротивлении трубопровода, являющимся в то же время входным акустическим сопротивлением гидромеханического устройства. В результате сложения отраженных волн с равными им по амплитудам падающими волнами образуются стоячие волны. Волны, амплитуды которых являются разностью между амплитудами падающих и отраженных волн и энергия которых поглощается в гидромеханическом устройстве (в нагрузке), являются бегущими волнами от источника колебаний к нагрузке. Совокупность бегущих и стоячих волн в трубопроводе образуют смешанные волны. Структура смешанных волн зависит от параметров нагрузочного импеданса трубопровода. В общем случае для характеристики трубопроводной линии и нагрузочного импеданса линии используют коэффициент отражения бегущей волны

$$K_{\text{отр}} = \frac{p_m^{\text{отр}}}{p_m^{\text{пад}}} = \frac{q_m^{\text{отр}}}{q_m^{\text{пад}}}, \quad (2.64)$$

где $p_m^{\text{отр}}$, $p_m^{\text{пад}}$, $q_m^{\text{отр}}$, $q_m^{\text{пад}}$ – соответственно комплексные амплитуды давления и колебательной скорости отраженных и падающих волн в сечении стыка трубопровода и входного патрубка гидромеханического агрегата.

Опустив промежуточные преобразования, получим

$$K_{\text{отр}} = \frac{Z_n - Z_{\text{тр}}}{Z_n + Z_{\text{тр}}}, \quad (2.65)$$

где Z_n и $Z_{\text{тр}}$ – соответственно комплексное сопротивление нагрузки или входное комплексное акустическое сопротивление гидромеханического устройства и комплексное волновое сопротивление трубопровода.

На основе формулы (2.65) можно проиллюстрировать уже рассмотренные варианты распространения волн в трубопроводе.

Так, если сопротивление нагрузки равно волновому сопротивлению подводящего трубопровода, т.е. $Z_H = Z_{тр}$, то

$$K_{отр} = 0, \quad (2.66)$$

отражений нет, и в магистральном трубопроводе реализуется режим бегущих волн.

При сопротивлении нагрузки $Z_H = \infty$, т. е. когда трубопровод имеет жесткую крышку

$$K_{отр} = 1. \quad (2.67)$$

Этот вариант соответствует полному отражению падающих волн от тупикового торца трубопровода без поворота фазы колебаний давления и с поворотом фазы колебаний скорости на угол 180° .

Когда $Z_H = 0$,

$$K_{отр} = -1. \quad (2.68)$$

Последний вариант характеризует работу трубопровода с акустически открытым торцом. Падающие волны полностью отражаются. Волны колебаний давления отражаются с поворотом фазы на угол 180° . Волны колебаний скорости частиц отражаются у акустически открытого торца без изменения фазы колебаний.

Рассмотрим другие условия работы магистральных трубопроводов.

2.5.3. Работа трубопровода на активную нагрузку

Возможны два способа стыковки трубопровода без потерь и гидромеханического устройства с активным входным сопротивлением.

2.5.3.1. Входное сопротивление нагрузки больше волнового сопротивления подводящего трубопровода

В этом случае все входящие в формулу (2.65) параметры вещественные, коэффициент отражения веществен и

$$K_{отр} > 0. \quad (2.69)$$

Отражение от нагрузки происходит подобно отражению от акустически закрытого торца трубопровода. То есть волна колебаний давления отражается без изменения фазы, а волна колебаний скорости отражается с изменением фазы на угол 180° . Поэтому в сечении стыка трубопровода и нагрузки всегда будет максимум амплитуды

колебаний давления и минимум амплитуды колебаний скорости. Это следует учитывать при исследованиях фазовых характеристик колебаний. Иллюстрация работы трубопровода приведена на рис.2.16.



Рис. 2.16. Распределение амплитуд колебаний давления и амплитуд колебаний объемной скорости вдоль трубопровода, нагруженного на активную нагрузку, величина которой больше волнового сопротивления трубопровода

Процессы, происходящие в трубопроводе, следующие: в результате сложения равных по величине амплитуд падающих и отраженных волн образуются стоячие волны давления и стоячие волны скорости. Разность между амплитудами падающих и отраженных волн дает амплитуды бегущих волн. На рис.2.16 соответствующие графики изменения амплитуд стоячих и бегущих волн отделены пунктирными линиями. Режимы смешанных волн, характеризующиеся наличием максимумов и минимумов амплитуд давления и скорости, будут наблюдаться вдоль трубопровода через каждую четверть волны, считая от его конца. В этих сечениях колебания давления и скорости смешанных волн совпадают по фазе. Фазы колебаний падающих и отраженных волн давления и скорости в этих же сечениях, в зависимости от удаления от торца трубопровода, принимают значения 0° и 180° .

Режим смешанных волн обычно оценивают коэффициентом бегущей волны, который рассчитывается отношением

$$K_{\text{б}} = \frac{P_{\text{мин}}}{P_{\text{макс}}} = \frac{Q_{\text{мин}}}{Q_{\text{макс}}} \leq 1. \quad (2.70)$$

Для рассматриваемого варианта нагрузки трубопровода

$$K_{\text{б}} = \frac{Z_{\text{втр}}}{Z_{\text{н}}}. \quad (2.71)$$

Коэффициент бегущей волны $K_{\text{б}}$ и коэффициент отражения $K_{\text{отр}}$ связаны между собой следующей зависимостью:

$$K_{\text{отр}} = \frac{1 - K_{\text{б}}}{1 + K_{\text{б}}}. \quad (2.72)$$

2.5.3.2. Входное сопротивление нагрузки меньше волнового сопротивления подводящего трубопровода

Для такого условия коэффициент отражения остается вещественным, но отрицательным:

$$K_{\text{отр}} < 0. \quad (2.73)$$

Следовательно, волна колебаний давления отражается от торца трубопровода с изменением фазы колебаний на угол 180° , а волна колебаний скорости будет отражаться от торца трубопровода без изменения фазы. В сечении стыка трубопровода с нагрузкой реализуются максимум амплитуды колебаний скорости и минимум амплитуды колебаний давления. Коэффициент бегущей волны в данном случае рассчитывается по формуле

$$K_{\text{б}} = \frac{Z_{\text{н}}}{Z_{\text{втр}}}. \quad (2.74)$$

Иллюстрация волновых процессов в таком трубопроводе приведена на рис.2.17.

2.5.4. Комплексное входное сопротивление нагрузки

При комплексной конечной нагрузке трубопровода коэффициент отражения также становится комплексным. Следовательно, падающая и отраженная волны давления и скорости могут иметь любой фазовый сдвиг во времени. Амплитуды давления и скорости в концевом сечении трубопровода примут некоторые промежуточные значения между максимумом и минимумом. Возможная картина волновых процессов в трубопроводе с комплексным входным импедансом нагрузки приведена на рис.2.18.

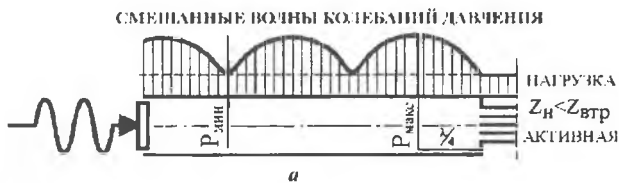


Рис. 2.17. Распределение амплитуд колебаний давления и амплитуд колебаний объемной скорости вдоль трубопровода, нагруженного на активную нагрузку, величина которой меньше волнового сопротивления трубопровода

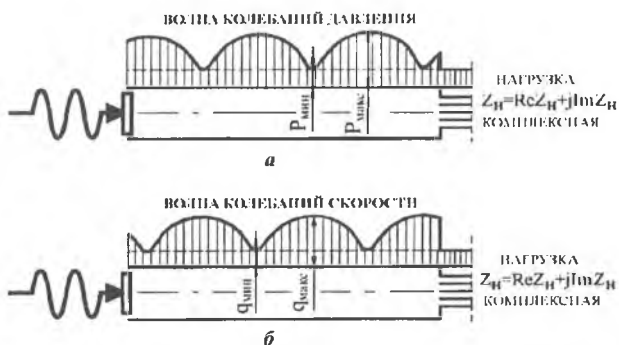


Рис. 2.18. Распределение амплитуд колебаний давления и амплитуд колебаний объемной скорости вдоль трубопровода, нагруженного на комплексную нагрузку

2.6. Влияние податливости стенок трубопроводов на распространение волны

Реальные трубопроводы имеют податливые стенки. Это влияет на скорость распространения звука и, в конечном итоге, на состояние волнового процесса в трубопроводной системе. Для оценки

влияния податливости стенок трубопроводов на скорость звука воспользуемся результатами работы [43].

Изменение давления при колебаниях вызывает изменение сжатия рабочей среды и изменение сечения трубы. Изменение сечения трубы для распространяющихся волн колебаний равносильно изменению сжимаемости среды, которую можно оценить относительным изменением длины столба среды в трубопроводе.

Относительное укорочение столба среды в трубе, обусловленное сжимаемостью самой среды, равно

$$\Delta_{1сж} = \beta_0 P = P \frac{1}{\rho c_0^2}, \quad (2.75)$$

где β_0 , c_0 , ρ – соответственно сжимаемость среды, скорость звука в среде и плотность среды.

Под действием давления сечение S трубы увеличивается на ΔS . Это увеличение сечения трубы вызовет дополнительное относительное укорочение столба среды:

$$\Delta_{2сж} = \frac{\Delta S}{S}. \quad (2.76)$$

Суммарная сжимаемость среды β будет равна

$$\beta = \beta_0 + \frac{\Delta S}{PS}. \quad (2.77)$$

В среде с такой сжимаемостью, помещенной в трубу с абсолютно жесткими стенками, волны будут распространяться так же, как в данной среде, помещенной в трубу с податливыми стенками. Следовательно, скорость звука в трубе с податливыми стенками равна

$$c = \frac{1}{\rho \beta} = \frac{c_0}{1 + \frac{\Delta S}{S \beta_0 P}}. \quad (2.78)$$

Из соотношения (2.78) следует, что при упругой податливости стенок:

- скорость волны в трубе меньше скорости звука в неограниченной среде или в трубе с абсолютно жесткими стенками;
- дисперсия скорости звука отсутствует.

Для круглой стальной трубы с радиусом $R_{тр}$ и толщиной стенок δ скорость волн определяется по соотношению [43]:

$$c = \frac{c_0}{\sqrt{1 + \frac{2R_{тр}}{\delta E_{ст} \beta_0}}} \quad (2.79)$$

В формуле (2.79) $E_{ст}$ – модуль упругости стенок трубопровода, который связан с модулем Юнга E зависимостью

$$E_{ст} = E(1 - \nu^2), \quad (2.80)$$

где ν – коэффициент Пуассона.

Формула (2.79) подобна формуле (2.18), учитывающей влияние упругости стенок трубопровода на нестационарные колебательные процессы.

Если скорость волн в материале трубопровода меньше скорости звука в среде, заполняющей трубопровод, например в стенках резиновой трубки, заполненной жидкостью, то в некотором диапазоне частот будет радиальный резонанс. При резонансе проводимость стенок становится “бесконечной”. В диапазоне частот ниже резонансной частоты проводимость имеет упругий характер, а при частотах выше резонансной – проводимость стенок приобретает массовый или инерционный характер. Соответственно появится дисперсия скорости звука.

Для трубопроводов, реакция стенок которых не чисто упругая, изменение поперечного сечения зависит от давления и от формы волны. Суммарная сжимаемость оболочки трубопровода и рабочей жидкости становится функцией от частоты колебаний, может изменять знак, и соответственно усложняется дисперсионное поведение трубопровода. Без изменения формы в таких трубопроводах смогут распространяться только гармонические колебания.

Частотная дисперсия скорости звука и ее зависимость от свойств материала стенок трубопровода создает необходимость для исследований динамических процессов в агрегатах и гидравлических линиях в качестве измерительных магистралей применять только стальные трубопроводы.

* * *

Глава 3. ЭФФЕКТИВНОСТЬ ДЕЙСТВИЯ ГАСИТЕЛЕЙ

3.1. Влияние характеристик гасителей на пульсационное состояние выходного участка трубопроводной системы

Установим в произвольную трубопроводную систему (рис. 3.1), имеющую независимый источник колебаний [80], вместо отрезка трубопровода длиной ℓ с волновым сопротивлением $Z_{\text{в}}$ гаситель колебаний произвольной структуры.

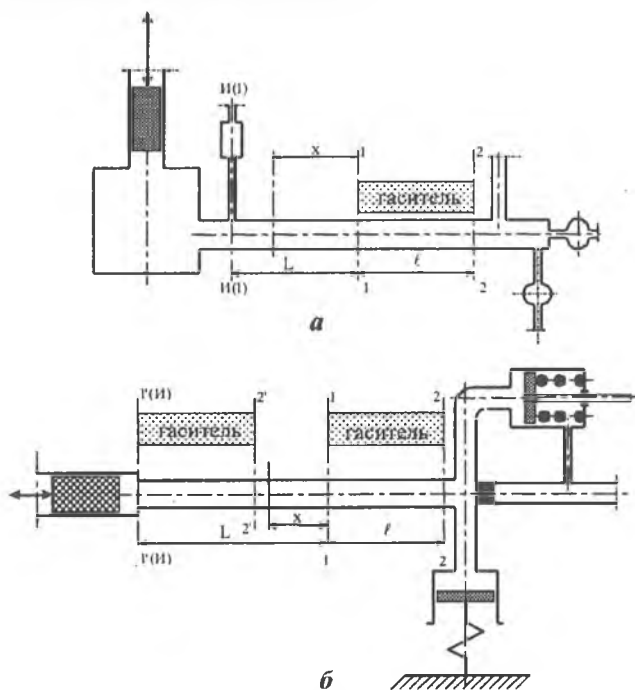


Рис. 3.1. Варианты размещения гасителей в трубопроводных системах: а – гаситель размещен в произвольном месте системы между сечениями 1 и 2. Импеданс источника колебаний приведен к сечению $I(1)$ - $I(1)$; б – гаситель размещается либо на удалении от источника колебаний между сечениями 1 и 2, либо у источника колебаний между сечениями $I'(И)$ и $2'$

После введения гасителя амплитуды колебаний давления и переменного расхода рабочей жидкости в системе изменятся. Расчетные схемы для определения их изменения изображены на рис.3.2. На схемах:

- часть трубопроводной системы, расположенная слева от гасителя (входной участок), характеризуется входным импедансом $Z_1=Z_1(\omega)$;
- часть трубопроводной системы, расположенная справа от гасителя (выходной участок) характеризуется входным импедансом $Z_2=Z_2(\omega)$.

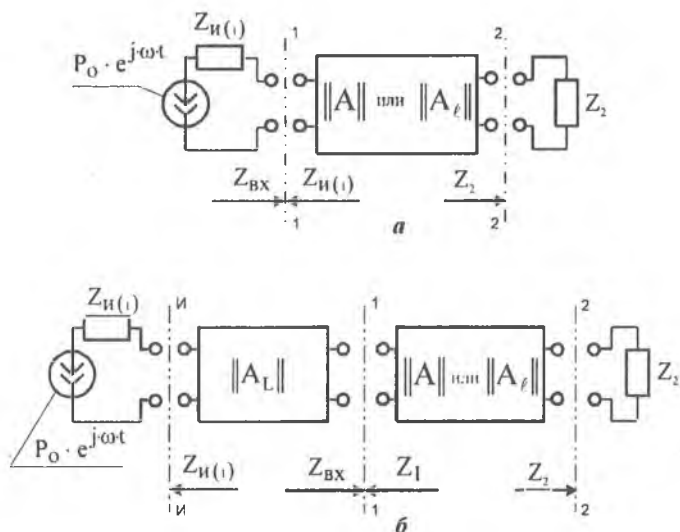


Рис. 3.2. Расчетные схемы трубопроводных цепей: *a* – импедансы источника колебаний $Z_{и(1)}$ и нагрузки Z_2 "приведены" к сечениям 1-1 и 2-2; *б* – источник колебаний с импедансом $Z_{и}$ соединен с гасителем трубопроводом длиной L . В обоих вариантах импеданс нагрузки приведен к сечению выхода из гасителя 2-2. Параметром $\|A\|$ без дополнительных обозначений и с подстрочными индексами ℓ и L обозначены соответственно матрицы передачи гасителя, "удаляемого" отрезка трубопровода и трубопровода, соединяющего источник колебаний с гасителем

Используя результаты работ [24, 80], запишем выражения для амплитуд колебаний давления, которые были в сечении 2-2 (рис. 3.2) до установки гасителя и стали в этом сечении трубопроводной системы после его установки (соответственно для P_2^* и P_2^{**}):

$$P_2^* = P \frac{2 \cdot Z_2 \cdot Z_B}{e^{\gamma_{\text{тр}}} \left[(Z_1 + Z_B)(Z_2 + Z_B) - e^{-2\gamma_{\text{тр}}} (Z_B - Z_2)(Z_B - Z_2) \right]}; \quad (3.1)$$

$$P_2^{**} = P \frac{2 \cdot Z_2 \cdot \sqrt{Z_{c2} \cdot Z_{c1}}}{e^{\gamma_r} \left[(Z_1 + Z_{c1})(Z_2 + Z_{c2}) - e^{-2\gamma_r} (Z_{c2} - Z_2)(Z_{c1} - Z_1) \right]}; \quad (3.2)$$

где $i=1$ или $i=2$; $Z_{ci} = Z_{ci}(\omega)$ – волновое сопротивление гасителя; $\gamma_{\text{тр}} = \gamma_{\text{тр}}(\omega)$ – постоянная передачи трубопровода, в который устанавливается гаситель; $\gamma_r = \gamma_r(\omega)$ – постоянная передачи гасителя.

Подставим выражения (3.1) и (3.2) в формулу для $K_{\text{вн}}$ (1.5). После преобразований будем иметь:

$$K_{\text{вн}} = \frac{K_c}{K_{\text{стр}}} \left| \sqrt{\frac{Z_B}{Z_{c1}}} \right| \left| \frac{Z_1 + Z_{c1}}{Z_1 + Z_B} \right| \left| \sqrt{\frac{Z_B}{Z_{c2}}} \right| \left| \frac{Z_2 + Z_{c2}}{Z_2 + Z_B} \right| \times \left| 1 - \frac{e^{-j2\cdot\varphi_r}}{K_c^2} \left(\frac{Z_1 - Z_{c1}}{Z_1 + Z_{c1}} \right) \left(\frac{Z_2 - Z_{c2}}{Z_2 + Z_{c2}} \right) \right| \times \left| 1 - \frac{e^{-j2\cdot\varphi_{\text{тр}}}}{K_{\text{стр}}^2} \left(\frac{Z_1 - Z_B}{Z_1 + Z_B} \right) \left(\frac{Z_2 - Z_B}{Z_2 + Z_B} \right) \right| \quad (3.3)$$

где $|e^{\gamma_{\text{тр}}}| = K_{\text{стр}}$, $|e^{\gamma_r}| = K_c$; $K_{\text{стр}} = K_{\text{стр}}(\omega)$, $K_c = K_c(\omega)$ – коэффициенты собственного затухания удаляемого отрезка трубопровода и гасителя; $\varphi_r = \varphi_r(\omega)$, $\varphi_{\text{тр}} = \varphi_{\text{тр}}(\omega)$ – характеристические фазовые сдвиги гасителя и удаляемого отрезка трубопровода; $\varphi_r = \arg(e^{\gamma_r}) = \arg \left[\sqrt{A(\omega)D(\omega) + \sqrt{B(\omega)C(\omega)}} \right]$; $\varphi_{\text{тр}} = \omega \cdot \ell / \alpha$; α – скорость звука; $j = \sqrt{-1}$.

В общем случае, при известных характеристиках системы, выражение (3.3) позволяет:

- определить эффективность действия гасителей конкретных схем или
- определить характеристики гасителя, необходимые для обеспечения требуемой величины $K_{\text{вн}}$, и синтезировать структуру гасителя.

Для решения этих задач необходимо знать зависимости входных импедансов участков системы Z_i . Однако их определение, как уже отмечалось, на практике затруднено и ограничено в большин-

стве случаев лишь приближенными оценками. Поэтому проведем анализ соотношения (3.3) с целью его упрощения и формирования способов выбора типа гасителя и его характеристик при ограниченной или неполной информации о динамических свойствах и характеристиках системы. Это также позволит получить обобщенные рекомендации проектирования гасителей для систем с известными характеристиками.

Введем дополнительные обозначения и, учитывая, что $K_{стр} \approx 1$, формулу (3.3) приведем к виду:

$$K_{вн} \approx K_c \Theta_1 \Theta_2 \left(\frac{M}{N} \right). \quad (3.4)$$

В выражение (3.4) входят параметры, которые определяются следующими зависимостями:

$$\Theta_i = \left| \sqrt{\frac{Z_B}{Z_{ci}}} \left| \frac{Z_i + Z_{ci}}{Z_i + Z_B} \right| \right| \quad (3.5)$$

функции взаимодействия гасителя и системы в сечении входа $i = 1$ и в сечении выхода $i = 2$;

$$M = \left| 1 - \frac{e^{-j \cdot 2 \cdot \varphi_r}}{K_c^2} \left(\frac{Z_1 - Z_{c1}}{Z_1 + Z_{c1}} \right) \left(\frac{Z_2 - Z_{c2}}{Z_2 + Z_{c2}} \right) \right| \quad (3.6)$$

функция, характеризующая затухание, обусловленное несовпадением входных сопротивлений участков системы и соответствующих волновых сопротивлений гасителя;

$$N \approx \left| 1 - e^{-j \cdot 2 \cdot \varphi_{тр}} \left(\frac{Z_1 - Z_B}{Z_1 + Z_B} \right) \left(\frac{Z_2 - Z_B}{Z_2 + Z_B} \right) \right| \quad (3.7)$$

функция, характеризующая затухание, обусловленное несовпадением входных сопротивлений участков системы и волнового сопротивления удаляемого отрезка трубопровода или трубопровода, в который устанавливается гаситель. В формулах (3.4), (3.7) знак приближенного равенства стоит из-за пренебрежения активными потерями по длине удаляемого отрезка трубопровода, т.е. принято, что $K_{стр} \approx 1$.

Значения функций M и N зависят:

- M – от характеристик гасителя и его места установки в системе;
- N – от предполагаемого места размещения гасителя в системе и относительной длины $\bar{\ell} = \ell/\lambda$ удаляемого отрезка трубопровода. Параметр λ – длина волны подавляемых колебаний.

Рассмотрим выражение (3.6). Представим его следующим образом

$$M = \left| 1 - \frac{T_1 \cdot T_2 \cdot e^{j\varphi}}{K_c^2} \right|, \quad (3.8)$$

В формуле (3.8): $\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 - 2 \cdot \varphi_r$; $T = \left| \frac{1 - m_{cii} \cdot e^{j\varphi_{cii}}}{1 + m_{cii} \cdot e^{j\varphi_{cii}}} \right|$;

$$\varphi_i = \arg \left(\frac{1 - m_{cii} \cdot e^{j\varphi_{cii}}}{1 + m_{cii} \cdot e^{j\varphi_{cii}}} \right); \quad m_{cii} = \left| \frac{Z_{ci}}{Z_i} \right|; \quad \varphi_{cii} = \arg \left(\frac{Z_{ci}}{Z_i} \right).$$

Из соотношения (3.8) следует, что на величину функции M влияют параметры T_i , φ_i и коэффициент K_c . Значения T_i , φ_i , в свою очередь, определяются параметрами m_{cii} и φ_{cii} .

Параметр m_{cii} может принимать любые значения, определяемые неравенством $0 \leq m_{cii} \leq \infty$.

Диапазон изменения аргумента φ_{cii} зависит от характера (инерционный, упругий или активный) импедансов Z_{ci} и Z_i . Для определенности будем считать:

- если $|\varphi_{cii}| \leq \pi/2$, то импедансы Z_{ci} и Z_i одного характера;
- если $\pi/2 < |\varphi_{cii}| \leq \pi$, то импедансы Z_{ci} и Z_i разного характера.

тера.

Запишем выражения для параметров T_i и φ_i в виде:

$$T_i = \begin{cases} 1 - 2 \cdot m_{cii} \cdot \cos \varphi_{cii} + m_{cii}^2; \\ 1 + 2 \cdot m_{cii} \cdot \cos \varphi_{cii} + m_{cii}^2 \end{cases}; \quad (3.9)$$

$$\varphi_i = \pm \arccos \frac{1 - m_{cii}^2}{\sqrt{1 + 2 \cdot m_{cii}^2 \cdot \cos 2 \cdot \varphi_{cii} + m_{cii}^4}}. \quad (3.10)$$

В формуле (3.10) знак "+" следует выбирать, когда $\sin \varphi_{cii} \leq 0$, а знак "минус" при $\sin \varphi_{cii} \geq 0$.

Анализ выражения (3.9) показывает, что величина коэффициента T_i с учетом пределов изменения параметров m_{cii} и φ_{cii} может изменяться:

- при однохарактерном сочетании характеристик – в диапа-

зоне

$$\frac{|1 - m_{cii}|}{1 + m_{cii}} \leq T_i \leq 1 \quad (3.11)$$

или в пределах $0 \leq T_i \leq 1$;

• при разнохарактерном сочетании волновых сопротивлений гасителя и соответствующих входных сопротивлений участков системы, т.е. когда $\pi/2 < |\varphi_{cii}| \leq \pi$, коэффициент T_i может принимать значения в диапазоне

$$1 \leq T_i \leq \frac{1 + m_{cii}}{1 - m_{cii}} \quad (3.12)$$

или $1 \leq T_i \leq \infty$

Аргумент φ_i при изменении величины m_{cii} в диапазоне $0 \leq m_{cii} \leq \infty$ в обоих вариантах сочетания характеристик может принимать любые значения в пределах $0 \leq |\varphi_i| \leq \infty$.

На рис.3.3а, б приведены графики, иллюстрирующие изменение предельных значений функций T_i и $|\varphi_i|$ в зависимости от параметра m_{cii} при различных значениях аргумента φ_{cii} . Графики симметричны относительно ординаты и абсциссы со значениями $T_i = 1$, $m_{cii} = 1$, $|\varphi_i| = \pi/2$. При условиях $m_{cii} \Rightarrow 0$ и $m_{cii} \Rightarrow \infty$ диапазон изменения параметров T_i и $|\varphi_i|$ сужается, а сами величины параметров стремятся к своим предельным значениям: $T_i \Rightarrow 1$, $|\varphi_i| \Rightarrow 0$ или $|\varphi_i| \Rightarrow \pi$.

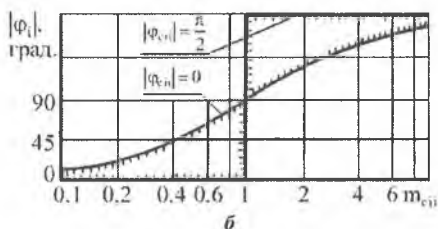
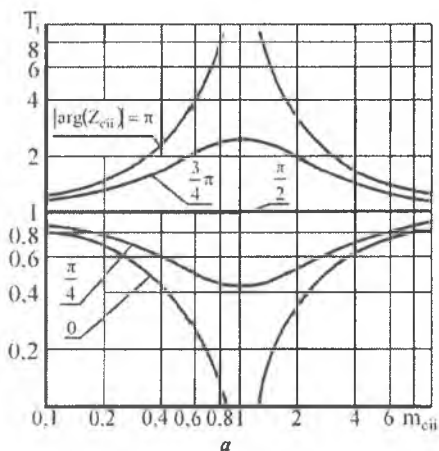


Рис. 3.3. Зависимости предельных значений параметров $|\varphi_i|$ и T_i от соотношения волновых сопротивлений гасителя и взаимодействующих с ними входных сопротивлений участков системы

Для исследования возможного диапазона изменения аргумента φ_r воспользуемся известным соотношением для пассивных четырехполюсников [52]:

$$A(\omega)D(\omega) - B(\omega)C(\omega) = 1 \quad (3.13)$$

и запишем выражение для аргумента φ_r в виде

$$\varphi_r = \arg \left[\sqrt{\operatorname{Re}[A(\omega)D(\omega)] + j\operatorname{Im}[A(\omega)D(\omega)]} + \sqrt{\operatorname{Re}[A(\omega)D(\omega)] - 1} + j\operatorname{Im}[A(\omega)D(\omega)] \right] \quad (3.14)$$

Из анализа формулы (3.14) следует, что параметр φ_r может изменяться в пределах $0 \leq \varphi_r \leq \pi$. При вычислениях аргумента φ_r для конкретной схемы гасителя следует учитывать, что извлечение квадратного корня из комплексного числа – действие неоднозначное. Поэтому фактическую величину φ_r можно определить только после дополнительных исследований. Например, построением векторных диаграмм, иллюстрирующих изменения амплитуд давления и расхода в сечениях трубопровода на входе и выходе гасителя.

Проведенными исследованиями установлено, что параметры $|\varphi|$ и T_i в формуле (3.8) соответственно могут принимать значения в пределах $0 \leq |\varphi| \leq 4\pi$ и $0 \leq T_i \leq \infty$. Причем, если на диапазон изменения параметра T_i оказывает влияние характер φ_{cii} , то на пределы изменения аргумента φ данное влияние менее существенно.

На основе полученных результатов определим диапазон и характер изменения функции M . После алгебраических преобразований соотношения (3.8) получим

$$M = \sqrt{1 - 2 \frac{T}{K_c^2} \cos \varphi + \frac{T^2}{K_c^4}} \quad (3.15)$$

где $T = T_1 \cdot T_2$.

Допуская реализации предельных значений $\cos \varphi$, запишем в виде неравенства границы возможных изменений функции M :

$$\left| 1 - \frac{T}{K_c^2} \right| \leq M \leq \left| 1 + \frac{T}{K_c^2} \right| \quad (3.16)$$

Проведем анализ соотношения (3.16) при однохарактерных $|\varphi_{cii}| \leq \pi/2$; $T \leq 1$ и разнохарактерных $\pi/2 \leq |\varphi_{cii}| \leq \pi$; $T > 1$ сочета-

ниях соответствующих характеристик гасителя и примыкающих к нему частей системы.

В первом случае, с ростом значения коэффициента K_c , границы возможных значений функции M непрерывно сужаются, а ее величина стремится к единице. Во втором случае диапазон изменения функции M с возрастанием коэффициента K_c вначале расширяется, достигая при условии $T = K_c^2$ значений $[0; 2]$, а затем, как и в первом случае, сужается. Функция M стоит в числителе выражения для коэффициента $K_{вн}$ (3.4). Следовательно, для получения большей эффективности гасителя необходимо иметь, по возможности, большие гарантированные значения функции M . При одинаковых характеристиках взаимодействующих характеристик гасителя и системы это будет всегда при условии $K_c \gg 1$. При различных характеристиках характеристик гасителя и системы большие значения функции M принимает при значениях коэффициента K_c много меньших и много больших значений \sqrt{T} . Иначе, даже при увеличенных значениях коэффициента собственного затухания K_c , возможна реализация минимальных значений функции M . На рис.3.4 приведены графики изменения предельных значений функции M в зависимости от изменения коэффициента K_c и параметров комплекса T .

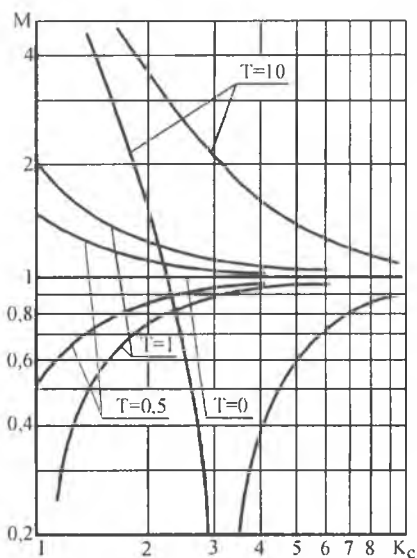


Рис. 3.4. Зависимости предельных значений функции M при различных значениях параметров T

Зависимости, иллюстрирующие возможные разбросы указанных предельных значений функции M , подсчитаны по формуле

$$\Delta M = \pm \left| \frac{M - M_{\text{пред}}}{M_{\text{пред}}} \right| 100\%, \quad (3.17)$$

где $M_{\text{пред}}$ – предельное значение функции M , равное единице, т.е. $M_{\text{пред}} = 1$.

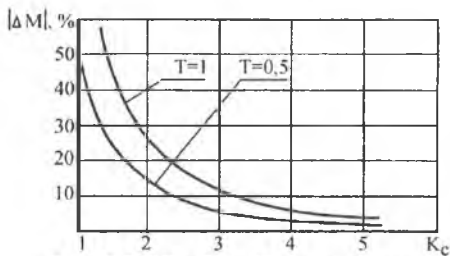


Рис. 3.5. "Разброс" предельных значений функции М

Графики изменений параметров ΔM приведены на рис.3.5. Таким образом, интервал изменения функции М и ее величина существенно зависят от сочетания характеристик гасителя и соответствующих частей системы. При условии $K_c > 1$ минимальный разброс предельных

значений функции М и ее наибольшие гарантированные значения будут при одинаковых характерах характеристик гасителя и системы.

В реальных системах, когда $|\varphi_{сг}| \leq \pi/2$, величина коэффициента T_1 из-за наличия активных потерь в элементах системы всегда меньше единицы. Величина коэффициента Т, равная произведению $T_1 \cdot T_2$, тем более меньше единицы. Поэтому в проектировочных расчетах с максимально возможной погрешностью, определяемой по формуле (3.17), можно принимать $M \approx 1$ при значениях $K_c \geq 2,5 \dots 3$ или даже при условии $K_c \geq 2$. Уменьшение предельного значения K_c существенно упрощает выбор типа гасителя и расчет его эффективности действия. Заметим, что допущение вида $M \approx 1$ при значениях $K_c \geq 2,5 \dots 3$ будет справедливо также, если $T_1 > 1$ ($T_1 < 1$), а $T_2 < 1$ ($T_2 > 1$) при условии $T = T_1 \cdot T_2 \leq 1$.

Выражение для функции N подобно выражению для функции М. Ее величина зависит от относительной длины гасителя ℓ и места размещения гасителя в трубопроводной системе. Так как гаситель устанавливается вместо отрезка трубопровода, волновое сопротивление которого с достаточной для практики точностью принимается чисто активным, всегда $|\arg(Z_{сг}/Z_b)| \leq \pi/2$. Поэтому максимально возможный диапазон изменения коэффициента N равен $[0,2]$, а его границы, в зависимости от значения произведения параметров $N_1 \cdot N_2$, определяются следующим неравенством:

$$1 - N_1 \cdot N_2 \leq N \leq 1 + N_1 \cdot N_2. \quad (3.18)$$

Параметры N_1 и N_2 являются комплексными и вычисляются по формулам

$$N_1 = \frac{|Z_1 - Z_n|}{|Z_1 + Z_n|}; \quad N_2 = \frac{|Z_2 - Z_n|}{|Z_2 + Z_n|}. \quad (3.19)$$

Функция N стоит в знаменателе выражения (3.4). Поэтому для получения наибольшей величины коэффициента вносимого затухания $K_{\text{вн}}$ необходимо, чтобы значение N было минимальным или, по крайней мере, $N < 1$. Это возможно, например, при установке гасителя, продольные размеры которого много меньше длины волны подаваемых колебаний в пучности или узле давления. Однако если частоты колебаний переменны и, следовательно, переменны коэффициенты N_1, N_2 , что характерно, например, для многорезимных трубопроводных систем, то расчет гасителя целесообразно вести исходя из худшего случая, чему соответствует максимальное значение $N=2$. При этом реальная эффективность гасителя будет всегда не ниже расчетной. Данное упрощение является справедливым также на этапе выбора типа гасителя, так как в формулу для функции N не входят параметры, определяющие характеристики устройства.

Рассмотрим поведение функций взаимодействия Θ_i . Приведем выражение (3.5) к виду

$$\Theta_i = \sqrt{\frac{1}{|\bar{Z}_{\text{ci}}|} \frac{|\bar{Z}_{\text{ci}}|^2 + |\bar{Z}_i|^2 + 2|\bar{Z}_{\text{ci}}||\bar{Z}_i|\cos(\varphi_{\text{ci}} - \varphi_{\text{zi}})}{1 + 2|\bar{Z}_i|\cos\varphi_{\text{zi}} + |\bar{Z}_i|^2}}, \quad (3.20)$$

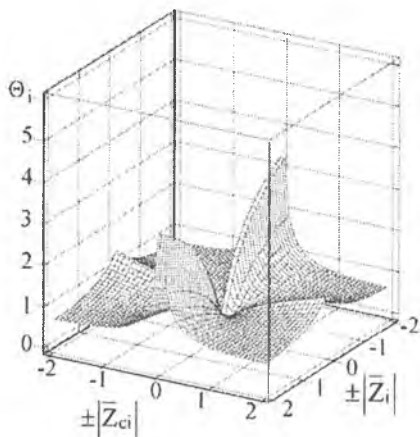
где $|\bar{Z}_{\text{ci}}| = \left| \frac{Z_{\text{ci}}}{Z_{\text{в}}} \right|$, $|\bar{Z}_i| = \left| \frac{Z_i}{Z_{\text{в}}} \right|$, $\varphi_{\text{ci}} = \arg(\bar{Z}_{\text{ci}})$, $\varphi_{\text{zi}} = \arg(\bar{Z}_i)$ — соответственно модули и аргументы волновых сопротивлений гасителя и входных сопротивлений участков системы.

Примем в формуле (3.20) возможные предельные значения функций косинусов и для этих значений запишем выражения для наименьших и наибольших значений функций взаимодействия Θ_i :

$$\inf \Theta_i = \sqrt{\frac{1}{|\bar{Z}_{\text{ci}}|} \frac{|\bar{Z}_i|^2 + |\bar{Z}_{\text{ci}}|^2}{1 + 2|\bar{Z}_i| + |\bar{Z}_i|^2}}, \quad (3.21)$$

$$\sup \Theta_i = \sqrt{\frac{1}{|\bar{Z}_{\text{ci}}|} \frac{|\bar{Z}_i|^2 + 2|\bar{Z}_{\text{ci}}||\bar{Z}_i| + |\bar{Z}_{\text{ci}}|^2}{1 + |\bar{Z}_i|^2}}. \quad (3.22)$$

НАИМЕНЬШИЕ
ЗНАЧЕНИЯ ФУНКЦИИ Θ_i



НАИБОЛЬШИЕ
ЗНАЧЕНИЯ ФУНКЦИИ Θ_i

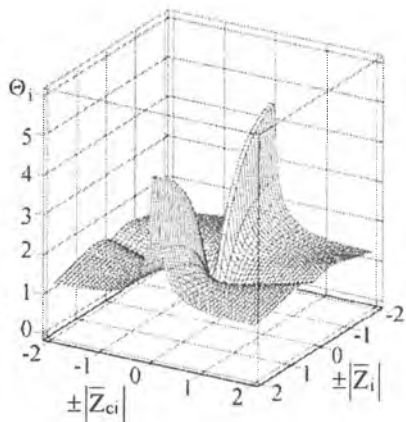


Рис. 3.6. Зависимости наибольших и наименьших значений функций взаимодействия от изменения волновых сопротивлений гасителя и входных импедансов, присоединенных к гасителю частей трубопроводной системы

Графики функций $\inf \Theta_i$ и $\sup \Theta_i$ приведены на рис.3.6. Из анализа графиков следует, что зависимости имеют сложную пространственную конфигурацию с экстремумами и симметричны относительно значений $|\bar{Z}_i| = 0$ и $|\bar{Z}_{ci}| = 0$. Для расчетов и исследований функции $\inf \Theta_i$ и $\sup \Theta_i$ следует принимать значения $|\bar{Z}_i| \geq 0$ и $|\bar{Z}_{ci}| \geq 0$. В этой области изменения параметров функции взаимодействия Θ_i могут принимать любые значения из диапазона

$$0 < \Theta_i < \infty. \quad (3.23)$$

Разделим этот диапазон на два интервала. В первом интервале функция Θ_i имеет значения в пределах

$$0 < \Theta_i < [\Theta_i], \quad (3.24)$$

а во втором интервале значения функции Θ_i определяются неравенством

$$[\Theta_i] \leq \Theta_i < \infty. \quad (3.25)$$

В соотношениях (3.24) и (3.25) параметр $[\Theta_i]$ устанавливает допустимую величину функции взаимодействия, которая рассчиты-

вается из соотношения (3.4) при требуемом значении коэффициента вносимого затухания $K_{вн}$.

Условие (3.25) определяет гарантированное уменьшение амплитуд колебаний за гасителем. Если параметры функции Θ_i находятся в интервале (3.24), то амплитуды колебаний вместо уменьшения могут увеличиться и возникнут условия для резонансных режимов в системе.

Исследуем выражение (3.20) в зависимости от характеристик гасителя, а именно в зависимости от изменения модуля $|\bar{Z}_{ci}|$ и аргумента φ_{ci} волнового сопротивления гасителя. В результате получим, что функция (3.20) при выполнении равенства

$$|\bar{Z}_{ci}| = |\bar{Z}_i| \quad (3.26)$$

имеет минимум. Формула, описывающая траектории минимальных значений функции Θ_i , имеет следующий вид:

$$\min \Theta_i = \sqrt{\frac{2|\bar{Z}_{ci}| [1 + \cos(\varphi_{ci} - \varphi_{zi})]}{1 + 2|\bar{Z}_{ci}| \cos \varphi_{zi} + |\bar{Z}_{ci}|^2}}. \quad (3.27)$$

Параметры функции $\min \Theta_i$ зависят от величин модуля, аргумента волнового сопротивления гасителя и от аргумента входного импеданса системы. Дальнейшие исследования на экстремумы показывают, что функция выражения (3.27) при условии

$$|\bar{Z}_{ci}| = 1 \quad (3.28)$$

принимает наибольшие значения, которые рассчитываются по формуле

$$\sup[\min \Theta_i] = \sqrt{\frac{1 + \cos(\varphi_{ci} - \varphi_{zi})}{1 + \cos \varphi_{zi}}}. \quad (3.29)$$

Функция $\sup[\min \Theta_i]$ зависит от аргументов φ_{ci} и φ_{zi} , которые могут варьироваться в диапазонах

$$0 \leq |\varphi_{ci}| \leq \frac{\pi}{2}, \quad (3.30)$$

$$0 \leq |\varphi_{zi}| \leq \frac{\pi}{2}. \quad (3.31)$$

Для этих изменений аргументов интервал значений функции $\sup[\min \Theta_i]$ максимальный и находится в следующих пределах:

$$0 \leq \sup[\min \Theta_i] \leq \sqrt{2}. \quad (3.32)$$

Анализ формулы (3.29) показывает, что интервал значений функции $\sup[\min \Theta_i]$ при уменьшении интервала изменения аргумента φ_{ci} будет сужаться и при значении аргумента

$$\varphi_{ci} = 0 \quad (3.33)$$

функция

$$\sup[\min \Theta_i] = 1, \quad (3.34)$$

то есть становится независимой от акустических характеристик системы.

Условия (3.28), (3.33) определяют требования к волновому сопротивлению гасителя, при котором реализуется гарантированное значение $\sup[\min \Theta_i]$. Для этого волновое сопротивление гасителя должно быть активным и равным волновому сопротивлению трубопровода, в который устройство будет монтироваться. При таких параметрах гаситель будет эффективно работать в максимально широком диапазоне частот колебаний.

Определим требования к гасителям при их проектировании для систем со специфическими динамическими свойствами.

Так для гасителя, устанавливаемого в систему с предельными характеристиками, в которой $\bar{Z}_i = 0$ или $\bar{Z}_i = \infty$, выражения для функций взаимодействия Θ_i имеют вид:

$$\text{если } \bar{Z}_i = 0, \text{ то } \Theta_i = \sqrt{|\bar{Z}_{ci}|}; \quad (3.35)$$

$$\text{если } \bar{Z}_i = \infty, \text{ то } \Theta_i = 1/\sqrt{|\bar{Z}_{ci}|}. \quad (3.36)$$

Из соотношений (3.35) и (3.36) следует, что если гаситель проектируется для систем с предельными характеристиками (или близкими к ним), то для получения наибольших величин Θ_i необходимо:

- при условии $|\bar{Z}_i| \Rightarrow 0$ применять гаситель с возможно большей величиной $|\bar{Z}_{ci}|$;
- при условии $|\bar{Z}_i| \Rightarrow \infty$ применять гаситель с возможно меньшей величиной $|\bar{Z}_{ci}|$.

На основании проведенных исследований примем $M \approx 1$, $N = 2$ и приведем выражение (3.4) к виду

$$K_{вн} \geq \frac{K_c}{2} \cdot \Theta_1 \cdot \Theta_2. \quad (3.37)$$

Рассмотрим три важнейших случая.

1. Если в выражениях (3.5) и (3.20) принять $Z_{c1} = Z_B$ ($\bar{Z}_{c1} = 1$), то значение функции $\Theta_1 = 1$, и соотношение (3.37) примет вид

$$K_{\text{нн}} \geq \frac{K_c}{2} \Theta_2. \quad (3.38)$$

Из формулы (3.38) следует, что минимальная величина вносимого затухания не зависит от импеданса источника колебаний. Гаситель можно проектировать без учета характеристик источника колебаний. Устройство, спроектированное для конкретной гидравлической системы, будет эффективно работать при любых источниках колебаний.

2. Полагаем в выражениях (3.5) и (3.20) $Z_{c2} = Z_B$ ($\bar{Z}_{c2} = 1$). Тогда $\Theta_2 = 1$ и из (3.37) получим

$$K_{\text{нн}} \geq \frac{K_c}{2} \Theta_1. \quad (3.39)$$

Теперь минимальная величина вносимого затухания не зависит от импедансных характеристик нагрузки или присоединенной цепи. Гаситель, спроектированный для конкретного источника колебаний, будет эффективно работать в любой системе.

3. При значениях волновых сопротивлений $Z_{c1} = Z_{c2} = Z_B$ функции $\Theta_1 = \Theta_2 = 1$ и условие эффективности гасителя на выходном участке системы запишется следующим образом:

$$K_{\text{нн}} \geq \frac{K_c}{2}. \quad (3.40)$$

В этом случае минимальная величина вносимого затухания определяется только коэффициентом собственного затухания, т.е. схемой и конструкцией самого гасителя. Такой гаситель будет эффективен в любой системе с любым источником колебаний.

Из анализа выражений (3.37) – (3.40), с учетом возможного диапазона изменения функции Θ_i следует, что гасители, у которых одно волновое сопротивление является активным и равным по величине волновому сопротивлению "удаляемого" отрезка трубопровода, могут быть эффективнее симметричного активного гасителя. Для этого у несимметричного гасителя необходимо выбрать волновое сопротивление с противоположной стороны так, чтобы обеспечивалось наибольшее значение Θ_i или, по крайней мере, $\Theta_i > 1$.

Рассмотрим это на конкретном примере.

Необходимо спроектировать гаситель для источника колебаний, обладающего чисто "емкостным" импедансом (в первом приближении такими источниками являются авиационные плунжерные насосы). Характер нагрузки считаем трудноопределимым. Для этого случая целесообразно выбрать гаситель, у которого $Z_{c2} = Z_B$ ($\bar{Z}_{c2} = 1$).

Примем у проектируемого гасителя характер волнового сопротивления Z_{c1} также чисто емкостным. Задача сводится к определению модуля параметра Z_{c1} (\bar{Z}_{c1}), для которого $\Theta_1 \geq \Theta_{\text{доп}}$, где $\Theta_{\text{доп}}$ - допустимая величина функции взаимодействия. С учетом изложенных требований преобразуем выражение (3.20) следующим образом:

$$|\bar{Y}_1|^2 \cdot |\bar{Z}_{c1}|^2 - \left[(1 + |\bar{Y}_1|^2) \cdot \Theta_{\text{доп}}^2 - 2 \cdot |\bar{Y}_1| \right] \cdot |\bar{Z}_{c1}| + 1 \geq 0, \quad (3.41)$$

где $|\bar{Y}_1| = 1/|\bar{Z}_1|$.

Из соотношения (3.41) следует, что для выполнения условия $\Theta_1 \geq \Theta_{\text{доп}}$ при известной величине $|\bar{Z}_1|$ необходимо, чтобы $|\bar{Z}_{c1}| \leq |\bar{Z}_{c1\text{мин}}|$ или $|\bar{Z}_{c1}| \geq |\bar{Z}_{c1\text{макс}}|$, где $|\bar{Z}_{c1\text{мин}}|$, $|\bar{Z}_{c1\text{макс}}|$ - наименьший и наибольший корни левой части соотношения (3.41).

Так как характер \bar{Z}_{c1} был принят емкостным, а модуль емкостного волнового сопротивления уменьшается с ростом частоты колебаний, то у проектируемого гасителя величина $|\bar{Z}_{c1}|$ должна удовлетворять условию $|\bar{Z}_{c1}| \leq |\bar{Z}_{c1\text{мин}}|$.

Таким образом, если характеристики системы и источника колебаний неизвестны или изменяются в широких пределах, то с целью гарантированной эффективности подавления колебаний на выходном участке необходимо применять активные гасители. Эти гасители должны иметь единичные относительные волновые сопротивления $\bar{Z}_{c1} = 1$. Однако при известном характере импедансов нагрузок, что часто имеет место на практике, возможен выбор другого, более эффективного гасителя. Такой гаситель должен быть несимметричным. Это позволяет, по сравнению с симметричным гасителем, уменьшить либо габариты и вес устройства, либо гидравличе-

ское сопротивление стационарному потоку. Критерием выбора параметров такого гасителя может служить “коэффициент улучшения характеристик гасителя” – $K_{уг}$, определенный по формуле

$$K_{уг} = \frac{K_{вн}^r}{K_{вн}^{баз}}, \quad (3.42)$$

где $K_{вн}^r$, $K_{вн}^{баз}$ – соответственно коэффициенты вносимого затухания “предлагаемого” и симметричного активного гасителя, выбранного в качестве базового.

Используя выражения для $K_{вн}$ (3.4), а также учитывая, что для симметричного активного гасителя $\Theta_1 = 1$, и принимая продольные размеры сравниваемых гасителей одинаковыми, запишем соотношение (3.42) в развернутом виде:

$$K_{уг} = \frac{K_c}{K_c^{баз}} \cdot \Theta_1 \cdot \Theta_2 \cdot \frac{M_r}{M_{баз}}, \quad (3.43)$$

где K_c , $K_c^{баз}$, M_r , $M_{баз}$ – коэффициенты собственного затухания, соответственно “предлагаемого” и симметричного активного гасителя, выбранного в качестве базового, и соответствующие этим гасителям функции M (3.6); Θ_1 – функции взаимодействия, определяемые по формулам (3.5).

Если допустимо приближение $M \approx 1$ для обоих гасителей, то выражение (3.43) упрощается и примет вид

$$K_{уг} \approx \frac{K_c}{K_c^{баз}} \cdot \Theta_1 \cdot \Theta_2. \quad (3.44)$$

В общем случае габариты устройств определяют значения коэффициентов собственного затухания K_c , $K_c^{баз}$. Поэтому при сравнимых габаритах устройств большую эффективность в определенном диапазоне частот можно достичь только за счет управления отражениями волн на участках системы, расположенных после и до гасителей. Параметры отражения в формулах (3.43), (3.44) определяются функциями взаимодействия Θ_1 .

В широком диапазоне частот подавляемых колебаний преимущество имеют активные гасители. Основным их недостатком является то, что увеличение эффективности действия таких гасителей возможно только за счет увеличения их габаритов и соответственно массы устройств.

На фиксированных частотах или в пределах ограниченного диапазона частот увеличения эффективности действия можно добиться за счет управления отражением акустических волн на входном и выходном участках трубопроводной цепи. Для этого следует использовать гасители, обладающие комплексными волновыми сопротивлениями. У таких гасителей параметрами волновых сопротивлений и, следовательно, параметрами отражений можно управлять за счет изменения внутренней конструкции при фиксированных габаритах устройств.

3.2. Влияние характеристик гасителя на пульсационное состояние входного участка трубопроводной системы

Выбор схемы гасителя и места его размещения в системе, наряду с обеспечением требуемой эффективности на выходном участке, во многом зависят от установленного допустимого уровня амплитуд колебаний давления во входном трубопроводе. Для определения указанного уровня амплитуд необходимо знать два граничных условия. Одно из них определяется входным импедансом источника колебаний $Z_{и}$. Другое граничное условие определяется входным сопротивлением гасителя совместно с расположенной за ним системой $Z_{вх}$.

В работе [80] при исследовании входного участка принимается для значений $K_c \geq 3 \dots 4$

$$Z_{вх} \approx Z_{с1}. \quad (3.45)$$

Однако, как показывает анализ, условие (3.45) справедливо не для любых соотношений характеристик гасителя и расположенной за ним системы. Поэтому остановимся на определении входного сопротивления гасителя более подробно.

Запишем выражение для $Z_{вх}$ гасителя [11] со стороны источника колебаний

$$Z_{вх} = \frac{A \cdot Z_2 + B}{C \cdot Z_2 + D}. \quad (3.46)$$

После подстановки в выражение (3.46) соотношений для коэффициентов передачи гасителя и соответствующих преобразований получим

$$Z_{вх} = Z_{с1} \frac{1+n \cdot e^{j\psi}}{1-n \cdot e^{j\psi}} = Z_{с1} \cdot A, \quad (3.47)$$

где $n = T_2 / K_c^2$; $\psi = \varphi_2 - 2 \cdot \varphi_1$.

Из соотношения (3.47) следует, что входной импеданс $Z_{вх}$ отличается от волнового сопротивления гасителя $Z_{сг}$ на величину коэффициента A . Модуль и аргумент коэффициента A выражаются зависимостями, аналогичными зависимостям для параметров T_1 и φ_1 (3.9), (3.10):

$$|A| = \sqrt{\frac{1+2 \cdot n \cdot \cos \psi + n^2}{1-2 \cdot n \cdot \cos \psi + n^2}}; \quad (3.48)$$

$$\arg(A) = \pm \arccos \left(\frac{1-n^2}{\sqrt{1-2 \cdot n^2 \cdot \cos 2 \cdot \psi + n^4}} \right). \quad (3.49)$$

В соотношении (3.49) знак "+" имеет место, если $\sin \Psi > 0$, а знак "минус" – при условии $\sin \Psi < 0$.

Из сравнения выражений для T_1 , φ_1 (3.9), (3.10) и для $|A|$, $\arg(A)$ (3.48), (3.49) следует, что их предельные значения совпадают. Наибольшее значение $|A|$ реализуется при $\cos \Psi = 1$, а наименьшее значение $|A|$ реализуется при $\cos \Psi = -1$. Если $\cos \Psi = 0$, то $|A| \Rightarrow 1$. При $n \Rightarrow 0$ и $n \Rightarrow \infty$ величина параметра A также стремится к единице. Предельные значения $|\arg A|$ зависят от величины n . Если $n < 1$, то $|\arg A|$ может принимать любые значения, ограниченные неравенством $0 \leq |\arg A| \leq \arccos \left(\frac{1-n^2}{1+n^2} \right)$. Если $n > 1$, то диапазон изменения

$|\arg A|$ ограничен неравенством $\arccos \left[(1-n^2)/(1+n^2) \right] \leq |\arg A| \leq \pi$.

Для расчета предельных значений функций $|A|$ и $|\arg(A)|$ можно использовать графики, подобные графикам для параметров T_1 и φ_1 (см. рис.3.3), изменив соответствующим образом обозначения.

Проведя исследования, аналогичные изложенным ранее для коэффициента M (3.3), получим, что при значениях $K_c > 3 \dots 3,5$ соотношение (3.45) будет справедливо не всегда, а только при $T_2 \leq 1$, т.е. только при однохарактерном сочетании выходных характеристик гасителя и системы. Для выполнения условия (3.45) при меньших значениях K_c необходимо назначить выходные характеристики гаси-

теля так, чтобы реализовывалась по возможности меньшая величина T_2 . Это, как следует из графиков на рис.3.3, возможно при условии $\arg Z_{c22} \Rightarrow 0$ и поэтому будем считать, что, как и равенство $M \approx 1$, равенство (3.45) выполняется при требовании $K_c > 2,5 \dots 3$.

Рассмотрим два варианта установки гасителя в системе (см. рис.3.1б):

- гаситель размещен на удалении от источника колебаний и соединен с ним трубопроводом, длина которого соизмерима с длиной волны подавляемых колебаний;
- гаситель размещен в непосредственной близости от источника колебаний.

Известно [80], что при расположении гасителя в трубопроводе на удалении от источника колебаний, соизмеримом с длиной волны подавляемых колебаний, минимально возможным уровнем пульсаций давления на входном участке является амплитуда колебаний, реализуемая в бегущей волне $P_{\bar{6}}$ (при оценке амплитуд колебаний по максимальным значениям). Примем данный уровень амплитуд за базовый уровень. Тогда, с учетом условия (3.37), отношение амплитуд колебаний давления в любом сечении входного трубопровода P_x к амплитуде колебаний давления в бегущей волне, пренебрегая потерями по длине входного трубопровода, можно записать в виде

$$\left| \frac{P_{\bar{6}}}{P_x} \right| = K_{\bar{6}} = \left| \frac{1 + \Gamma_{\text{и}} \cdot \Gamma_{\text{с1}} \cdot e^{-j \frac{2\omega \ell}{\alpha}}}{1 + \Gamma_{\text{с1}} \cdot e^{-j \frac{2\omega \ell}{\alpha}}} \right|, \quad (3.50)$$

где $\Gamma_{\text{с1}}$, $\Gamma_{\text{и}}$ – коэффициенты отражения в сечениях соединения подводящего трубопровода с гасителем и источником колебаний; x – координата сечения (координата направлена по оси трубопровода от гасителя к источнику колебаний); ℓ – длина трубопровода, соединяющего источник колебаний с гасителем. Коэффициенты отражения вычисляются по формулам:

$$\Gamma_{\text{с1}} = \frac{Z_{\text{с1}} - 1}{Z_{\text{с1}} + 1}; \quad \Gamma_{\text{и}} = \frac{1 - \bar{Z}_{\text{и}}}{1 + \bar{Z}_{\text{и}}}; \quad |\Gamma_{\text{с1}}| \leq 1; \quad |\Gamma_{\text{и}}| \leq 1.$$

Коэффициент отражения $\Gamma_{\text{и}}$ в сечении соединения источника колебаний с подводящим трубопроводом связан с коэффициентом

отражения Γ_1 , когда источник колебаний "приведен" к сечению входа в гаситель, следующим соотношением:

$$\Gamma_{11} = \Gamma_1 e^{-j \frac{2 \omega l}{\alpha}}, \quad (3.51)$$

где $\Gamma_1 = (1 - \bar{Z}_1) / (1 + \bar{Z}_1)$.

Подставив выражение (3.51) в формулу (3.50), получим соотношение

$$K_6 = \left| \frac{1 + \Gamma_1 \cdot \Gamma_{c1}}{1 + \Gamma_{c1} \cdot e^{-j \frac{2 \omega x}{\alpha}}} \right| \quad (3.52)$$

Выражение (3.52) при установленных параметрах Γ_1 и Γ_{c1} позволяет определить распределение амплитуд давления по длине входного трубопровода. Однако на практике часто вызывает интерес не распределение амплитуд, а максимально возможная амплитуда давления на входном участке без привязки к какому-либо сечению трубопроводной цепи.

В соответствии с изложенным алгоритмом из выражения (3.52) получим:

$$\text{Inf}(K_6) = \frac{|1 + \Gamma_1 \cdot \Gamma_{c1}|}{1 + |\Gamma_{c1}|} \leq \frac{1 - |\Gamma_1| \cdot |\Gamma_{c1}|}{1 + |\Gamma_{c1}|}. \quad (3.53)$$

Учитывая диапазон изменения модулей коэффициентов отражения, нетрудно определить, что максимальная величина выражения (3.53) равна единице. Причем указанное равенство будет всегда выполняться при условии $|\Gamma_{c1}| = 0$, когда волновое (входное) сопротивление гасителя равно волновому сопротивлению соединительного трубопровода. Выражение (3.53) позволяет решить и обратную задачу. Определить величину волнового (входного) сопротивления гасителя при заданной максимальной величине $|P_x| \geq |P_6|$. Расчеты существенно упростятся, если "исключить" влияние источника колебаний, приняв $|\Gamma_1| = 1$, и считать, что в действительности максимальная величина $|P_x|$ всегда будет меньше полученной при расчете.

После соответствующих преобразований получим выражение для расчета волнового (входного) сопротивления гасителя, обеспечивающего условия $|P_x| \leq [P_x]$, в виде

$$|\Gamma_{cl}| \leq \frac{1 - \inf K_{\bar{G}}}{1 + \inf K_{\bar{G}}}, \quad (3.54)$$

где $[P_x]$ – допустимая амплитуда колебаний давления во входном трубопроводе.

Рассмотрим вариант размещения гасителя у источника колебаний. Приняв в формуле (3.52) $L \approx x \approx 0$ и $P_x = P_1$, будем иметь

$$\left| \frac{P_{\bar{G}}}{P_1} \right| = K_{\bar{G}} = \left| \frac{1 + \Gamma_1 \cdot \Gamma_{cl}}{1 + \Gamma_{cl}} \right|. \quad (3.55)$$

Заметим, что формула (3.55) и полученные на ее основе соотношения будут справедливы и при некотором удалении гасителя от источника колебаний, когда допустимы приближения типа

$$\cos \frac{2 \cdot \omega \cdot \ell}{\alpha} \approx 1, \quad \sin \frac{2 \cdot \omega \cdot \ell}{\alpha} \approx 0.$$

Раскрыв выражения для коэффициентов отражения, соотношение (3.55) приведем к виду:

$$K_{\bar{G}} = \frac{1}{|\bar{Z}_{cl}|} \cdot \sqrt{\frac{|\bar{Z}_{cl}|^2 + |\bar{Z}_1|^2 + 2 \cdot |\bar{Z}_{cl}| \cdot |\bar{Z}_1| \cdot \cos(\varphi_{cl} - \varphi_1)}{1 + 2 \cdot |\bar{Z}_1| \cdot \cos \varphi_1 + |\bar{Z}_1|^2}}. \quad (3.56)$$

Обозначения параметров в правой части уравнения (3.56) такие же, что и в выражении (3.20).

Из сравнения выражений (3.20) и (3.56) следует, что они подобны и имеют одинаковые сомножители, которые содержат характеристики источника колебаний $|\bar{Z}_1|$. Поэтому все установленные условия для предельных значений выражения (3.20), в зависимости от изменения величины \bar{Z}_1 , справедливы и в данном случае. Однако соответствующие расчетные формулы будут отличаться на величину коэффициента $1/\sqrt{|\bar{Z}_{cl}|}$.

Рассмотрим зависимости $\inf K_{\bar{G}}$ и $\sup K_{\bar{G}}$. Формулы $\inf K_{\bar{G}}$ и $\sup K_{\bar{G}}$ вытекают из соотношения (3.56) по типу выражений (3.21), (3.22). Графики функций $\inf K_{\bar{G}}$ и $\sup K_{\bar{G}}$ приведены на рис.3.7 и являются симметричными относительно координат $|\bar{Z}_{cl}| = 0$, $|\bar{Z}_1| = 0$. Практическое значение имеет функция $K_{\bar{G}}$ при условиях $|\bar{Z}_{cl}| \geq 0$ и

$|\bar{Z}_1| \geq 0$. Так как уменьшение значений выражения (3.56) соответствует возрастанию амплитуды $|P_1|$ и наоборот, то и для получения максимальных значений параметра K_6 сочетание разнохарактерных характеристик гасителя и источника колебаний нежелательно. Это следует из того, что при прочих равных условиях выражение (3.56) будет минимальным из-за отрицательной величины $\cos(\varphi_{c1} - \varphi_1)$. Поэтому рассмотрим однохарактерное сочетание соответствующих характеристик гасителя и источника колебаний.

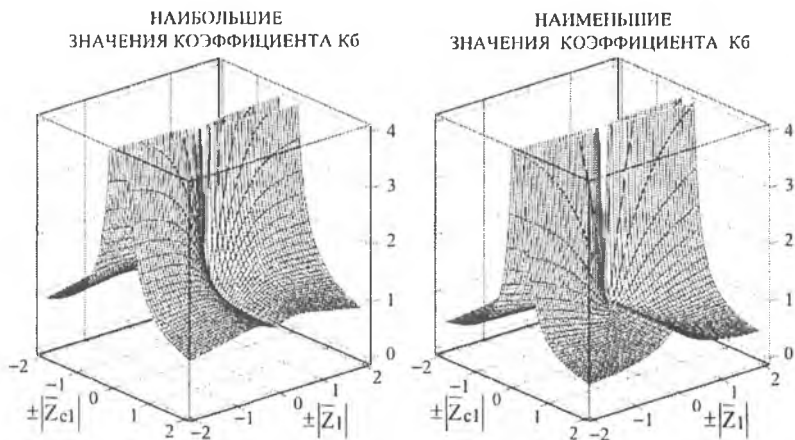


Рис. 3.7. Зависимости наибольших и наименьших значений коэффициента бегущей волны K_6 от изменений импеданса источника колебаний и волнового сопротивления гасителя, обращенного в сторону источника колебаний

При произвольном значении аргумента φ_{c1} (в пределах условия $|\varphi_{c1} - \varphi_1| \leq \pi/2$) диапазон изменения величины выражения (3.56) ограничен неравенством

$$\sqrt{\frac{1}{1+|\bar{Z}_{c1}|^2}} \leq K_6 \leq \sqrt{\frac{1+|\bar{Z}_{c1}|^2}{|\bar{Z}_{c1}|^2}} \quad (3.57)$$

Если аргумент $\varphi_{c1} = 0$, то имеем:

- при $|\bar{Z}_{c1}| \leq 1$ $1 \leq K_6 \leq \frac{1}{|\bar{Z}_{c1}|}$; (3.58)

- при $|\bar{Z}_{cl}| \geq 1$ $\frac{1}{|\bar{Z}_{cl}|} \leq K_6 \leq 1$. (3.59)

Заметим, что нижние границы приведенных неравенств соответствуют реализации гарантированной величины $|P_1|$, а верхние — минимально возможной.

При выборе гасителя, предназначенного для размещения в системе у источника колебаний, имеющего предельные акустические характеристики, следует руководствоваться следующими формулами:

при $Z_1 = \infty$ $K_6 = \frac{1}{|\bar{Z}_{cl}|}$; (3.60)

при $Z_1 = 0$ $K_6 = 1$. (3.61)

Из формул (3.60), (3.61) следует, что:

- при расположении гасителя у источника колебаний, близкого по характеристикам к идеальному источнику расхода, для получения меньшей величины $|P_1|$ следует выбирать волновое сопротивление гасителя \bar{Z}_{cl} также по возможности небольшим;

- если гаситель предназначен для установки у источника колебаний, имеющего характеристики, близкие к идеальному источнику давления, то выбор волнового сопротивления гасителя не регламентируется.

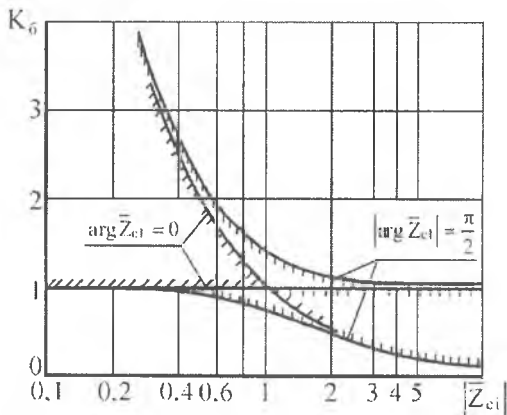


Рис. 3.8. Зависимости предельных значений коэффициента K_6 при различных значениях аргумента волнового сопротивления гасителя

Для иллюстрации предельных возможностей гасителя на входном участке системы при однохарактерном сочетании характеристик гасителя и источника колебаний, на рис.3.8 построены графики в соответствии с соотношениями (3.57)–(3.59). Штриховка на графиках направлена в сторону областей возможных реализаций величин $K_6 = |P_6/P_1|$.

Анализ графиков показывает следующее. При установке гасителей у источников колебаний (не являющихся источниками давления) для получения гарантированного значения коэффициента $K_{\text{б}} \geq 1$ необходимо выбирать устройства, имеющие величину модуля волнового сопротивления $|\bar{Z}_{\text{с1}}| < 1$.

3.3. Взаимосвязь пульсационных состояний входного и выходного участков

Вернемся к коэффициентам Θ_1 (3.20) и $K_{\text{б}}$ (3.56). Один из них, Θ_1 , влияет на пульсационное состояние выходного участка, а другой коэффициент, $K_{\text{б}}$, влияет на пульсационное состояние входного участка. Для получения наибольшей эффективности действия гасителя на обоих участках, при прочих равных условиях, величины указанных коэффициентов должны быть по возможности большими.

Рассмотрим размещение гасителя на удалении от источника колебаний. Поскольку протяженность входного трубопровода не регламентируется, то расстояние от источника колебаний до гасителя может превосходить длину волны подавляемых колебаний. В этом случае минимальные амплитуды колебаний во входном трубопроводе будут при условии существования бегущей волны. Для этого необходимо выполнение требования $\Gamma_{\text{с1}} = 0$ ($K_{\text{б}} = 1$). При его выполнении величина функции взаимодействия Θ_1 также будет равна единице.

Если изменить параметры волнового сопротивления гасителя так, чтобы возникли отражения, т. е. $|\Gamma_{\text{с1}}| \neq 0$, то коэффициенты Θ_1 и $K_{\text{б}}$ также изменятся. Функция взаимодействия Θ_1 может принять значения как больше, так и меньше единицы. Следовательно, отклонение функции Θ_1 от значения, равного единице, всегда сопряжено с ростом амплитуд колебаний на входном участке. Очевидно, что рассмотренное действие возможно, если допустимые амплитуды $[P_x]$ на входном участке не регламентируются, а гаситель предназначен для защиты выходного участка трубопроводной цепи.

Если гаситель размещается вблизи источника колебаний, то, как следует из формул 3.20; 3.56, соотношение между параметрами Θ_1 и $K_{\text{б}}$ имеет вид

$$\Theta_1 = K_{\text{б}} \sqrt{|\bar{Z}_{\text{с1}}|}. \quad (3.62)$$

Из анализа выражения (3.62) следует, что изменение амплитуд колебаний давления перед гасителем вызывает подобное изменение амплитуды колебаний за гасителем. Особенно важно то, что возможна одновременная реализация максимальных значений коэффициентов Θ_1 и K_6 . Это обеспечивает реализацию гасителем своих предельных возможностей по подавлению колебаний как на входном, так и выходном участках системы, определенных выражениями (3.22), (3.57)–(3.59). Если соотношение (3.62) для функции взаимодействия Θ_1 подставить в выражение (3.4), то получим формулу, связывающую эффективность действия гасителя на входном и выходном участках в виде

$$K_{\text{вн}} \approx K_c \cdot K_6 \cdot \sqrt{|Z_{c1}|} \cdot \Theta_2 \cdot \left(\frac{M}{N} \right) \quad (3.63)$$

или

$$K_{\text{вн}} \geq \frac{K_c}{2} \cdot K_6 \cdot \sqrt{|Z_{c1}|} \cdot \Theta_2 \quad (3.64)$$

Из соотношений (3.63), (3.64) следует, что увеличение коэффициента K_6 приводит к увеличению коэффициента $K_{\text{вн}}$. Следовательно, уменьшение амплитуд колебаний перед гасителем вызывает уменьшение амплитуд колебаний на выходном участке системы.

Анализ зависимостей для показателей эффективности действия акустических гасителей на входном K_6 и выходном $K_{\text{вн}}$ участках трубопроводной цепи позволил разработать требования и рекомендации по выбору обобщенных параметров устройств, обеспечивающих гарантированную или заранее заданную степень подавления колебаний давления в условиях ограниченной или недостаточной информации о динамических характеристиках системы. Эти рекомендации гарантируют создание требуемых устройств с минимальными экономическими затратами.

Для достижения наибольшей эффективности действия гасителя его волновые или характеристические сопротивления и соответствующие входные акустические сопротивления участков системы по обе стороны от гасителя должны быть одного характера. Если входное акустическое сопротивление какого-либо участка трубопроводной цепи трудноопределимо или изменяется в широких пределах, то

обращенное в сторону этого участка цепи волновое сопротивление гасителя должно быть активным (или близким к активному). Его величина должна соответствовать величине волнового сопротивления "удаляемого" отрезка трубопровода, вместо которого будет установлен гаситель.

Управляя отражением акустических волн, распространяющихся в трубопроводной цепи, и диссипацией их энергии, за счет изменения параметров элементов проектируемых гасителей можно достичь оптимальных уровней пульсаций давления на любых участках системы. Для их оценки выведены формулы, устанавливающие взаимное соответствие амплитуд пульсаций давления на входном и выходном, по отношению к гасителю колебаний, участках трубопроводной системы.

Если гаситель размещается на удалении от источника колебаний, то увеличение его эффективности действия на выходном участке за счет изменения волновых сопротивлений всегда вызывает увеличение амплитуд пульсаций давления на входном участке.

Если гаситель размещается у источника колебаний расхода, то вызванное им изменение амплитуды колебаний давления до гасителя вызывает подобное изменение амплитуд колебаний давления на участках системы и после гасителя.

Для управления амплитудами колебаний в трубопроводных цепях и системах с произвольными или изменяющимися в широких пределах динамическими характеристиками необходимо применять симметричные гасители, имеющие активные волновые сопротивления. Такие гасители являются универсальными. Однако фактическая эффективность действия активных симметричных гасителей определяется величиной коэффициента собственного затухания K_c и, как правило, невелика. В трубопроводных системах, в которых входные импедансы могут быть измерены или рассчитаны, целесообразно использовать несимметричные гасители. Эффективность действия таких гасителей из-за дополнительных отражений выше эффективности действия, которую могут обеспечить в требуемом диапазоне частот симметричные активные гасители.

* * *

Глава 4. ОБОБЩЕННАЯ СХЕМА И РАСЧЕТНЫЕ МОДЕЛИ ГАСИТЕЛЕЙ

4.1. Задача формирования единой модели гасителей

В предыдущей главе показано, что в трубопроводных системах с изменяющимися в широких диапазонах динамическими процессами для гарантированного подавления колебаний необходимо применять гасители с определенными свойствами. Например, гасители должны иметь активные волновые сопротивления либо с одной, либо с обеих сторон, при величине коэффициента собственного затухания $K_c \geq 2 \dots 2,5$, или другие характеристики, соответствующие установленным требованиям. Следовательно, задача эффективного подавления колебаний в трубопроводных цепях сводится к задачам выбора соответствующей схемы гасителя и расчета параметров ее элементов, то есть к задачам, подобным тем, которые решаются при создании фильтров для электрических цепей. Эти задачи следующие:

- нахождение частотных характеристик по заданным элементам цепи – задача анализа;
- расчет элементов цепи и определение ее структуры по заданным частотным характеристикам – задача синтеза.

Для исследования частотных характеристик простым и наглядным является метод, основанный на использовании характеристических параметров, позволяющий легко получить общую ориентировку в вопросах, относящихся к устройству и действию фильтров. Этот метод, в частности, применен в предыдущей главе для оценки эффективности действия гасителей.

В задачу синтеза цепи входят:

- аппроксимация требуемых частотных характеристик в виде функций, удобных для реализации и последующих преобразований по определенным алгоритмам;
- реализация цепи или устройства по аппроксимированным характеристикам.

В общем случае задача синтеза имеет ряд особенностей и не всегда позволяет произвести физическую реализацию цепи даже с сосредоточенными параметрами процессов в ее элементах. Это следует из того, что содержание процедуры синтеза цепи заключается в установлении определенного представления частотных характеристик, при котором каждый член математического выражения характеристики должен соответствовать определенному элементу цепи. Взаимосвязь между выделенными членами математического выражения должна определять соединение элементов в синтезируемой схеме фильтра или гасителя.

Однако идентичность решаемых задач по ряду причин не позволяет автоматически применить существующие методы расчета фильтров в электротехнике к расчету акустических гасителей колебаний. Во-первых, потому, что для спектров колебаний, присутствующих в гидроакустических системах, условие сосредоточенности параметров во многих случаях не выполняется. Другое ограничение, возникающее при применении методов синтеза структур электрических фильтров к задачам синтеза структур гасителей, состоит в следующем: возникают ситуации, при которых в синтезируемой схеме некоторые ветви нельзя реализовать гидроакустическими элементами. Поэтому для нахождения требуемой структуры гасителя наиболее целесообразным является использование метода, базирующегося на обобщенной схеме. Такой подход применен для исследований в работах [27,28]. Содержание метода состоит в следующем. Конкретные реализуемые схемы гасителей в структуре обобщенной схемы являются самостоятельными ячейками разного уровня сложности. Комбинация этих ячеек образует другие схемы гасителей и т.д. В результате классические задачи анализа и синтеза тесно переплетаются. Задача же выбора требуемой схемы гасителя сводится к перебору по определенному алгоритму возможных реализаций структур гасителей и наращиванию (упрощению) связей между или внутри ячеек обобщенной схемы.

Таким образом, обобщенная схема позволяет:

- представлять схемы гасителей как частные случаи обобщенной структуры;
- осуществлять анализ влияния элементов устройств и их параметров на характеристики гасителей;
- проводить сравнение акустических и гидравлических характеристик гасителей при фиксированных габаритах;

- сравнивать габариты гасителей при одинаковых акустических характеристиках.

Рассмотрим процедуру образования обобщенной структуры гасителей и обобщенной расчетной схемы методом выделения внутри этой схемы ячеек, которые могут быть оформлены в самостоятельные конструкции гасителей.

4.2. Обобщенные структуры гасителей

Анализ различных схем акустических гасителей, проведенный в главе 1, и пригодных к применению в топливных и гидравлических трубопроводных системах различных технических объектов, в том числе в системах: авиационной и ракетно-космической техники; энергетических установок и других машин показал, что их можно классифицировать в группы. Так, на рис.4.1 гасители классифицированы в 5 групп. На этом же рисунке напротив каждой гидравлической схемы гасителя изображена схема его динамической модели в виде электрического фильтра. Такие модели являются обоснованными при условии сосредоточенности параметров в элементах устройств. Условие сосредоточенности параметров записывается следующим образом:

$$\Phi \leq \frac{\lambda_{\min}}{10} \dots \frac{\lambda_{\min}}{8}, \quad (4.1)$$

где Φ – наибольший характерный геометрический размер элементов гасителя; λ_{\min} – наименьшая длина волны колебаний из подавляемого спектра частот.

Рассмотрим схемы гасителей, объединенные в группы: "А" ... "Д".

В группе "А" объединены схемы простейших устройств. Их динамические модели обычно представляют двухполосниками, реже четырехполосниками. Для унификации последующего анализа на рис.4.1 динамические модели простейших гасителей представлены в виде четырехполосников. По аналогии с электрическими цепями простейшими элементами, воздействующими на динамические процессы в гидравлических магистралях, являются:

- гидравлический дроссель – аналог активного сопротивления;
- расширительная полость или упругая перегородка – аналог электрической емкости;

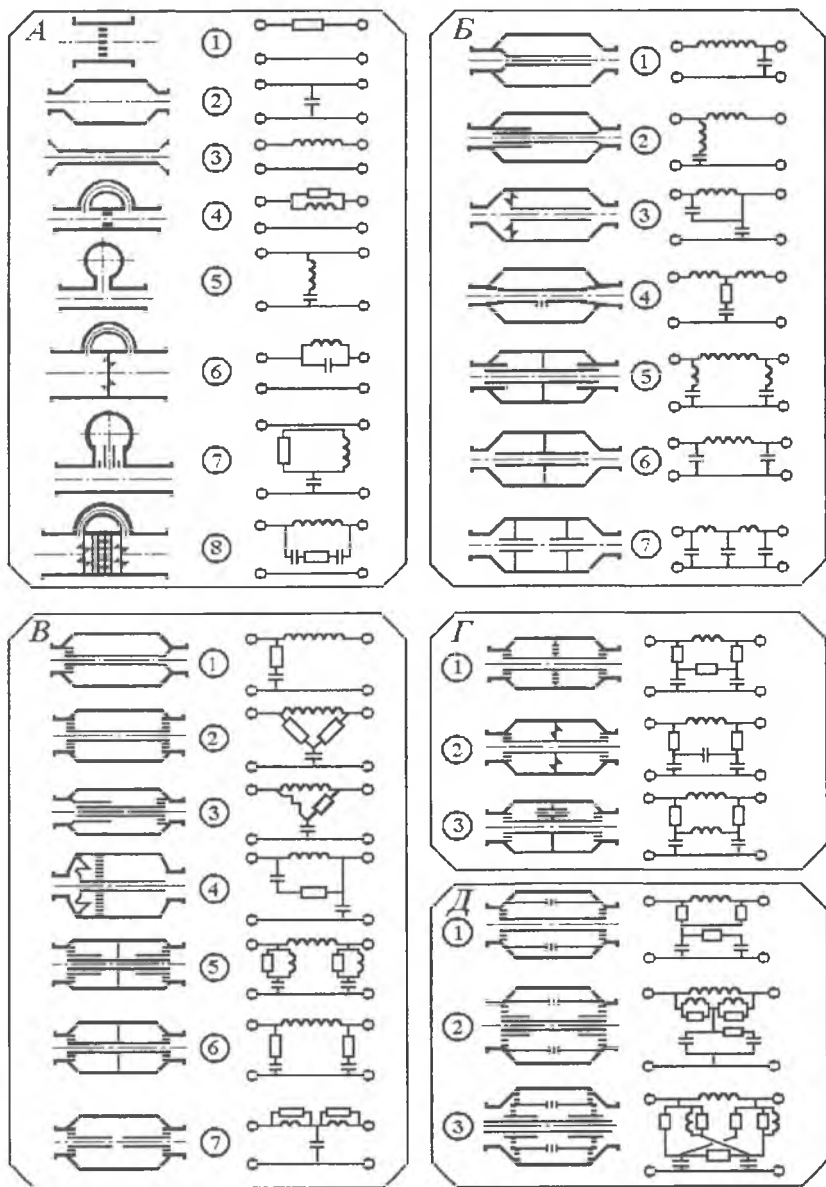


Рис. 4.1. Гидравлические схемы, электрические аналоги и классификация гасителей колебаний

- проточный канал зауженного поперечного сечения по отношению к основной магистрали – аналог электрической индуктивности.

На рис.4.1 в группе "А" одноэлементным гасителям присвоены обозначения "А1"... "А3". Эффект их действия реализуется за счет диссипации колебательной энергии гидравлическим дросселем или перераспределения энергии колебательного потока за счет отражений волн расширительной полостью или зауженным проточным каналом.

Для увеличения эффективности воздействия на колебания применяют двухэлементные гасители в виде:

- последовательного резонансного контура, размещаемого в ответвлении по отношению к основной магистрали – схема "А5";
- параллельного резонансного контура, устанавливаемого в основной магистрали непосредственно на пути распространения колебаний – схема "А6";
- RL – фильтра, размещаемого также в основной магистрали – схема "А4".

Эти схемы образованы комбинацией схем "А1"... "А3". Введением в структуры схем "А4"... "А6" активных и реактивных элементов достигается изменение первоначальных частотных характеристик. Шунтирование соединительного канала последовательного резонансного контура (схема "А7") приводит к изменению входного акустического сопротивления гасителя и более благоприятным фазовым характеристикам. Это позволяет расширить частотный диапазон эффективной работы устройства или уменьшить габариты устройства. Такой же цели достигает замена упругой мембраны в параллельном резонаторе на упругодемпфирующую вставку – схема "А8", состоящую из элементов активного и упругого сопротивлений. Для придания специфических свойств характеристикам в структуры гасителей могут вводиться элементы с изменяемыми параметрами. Например, для повышения быстродействия на переходных режимах может быть применен проточный канал с переменными инерционными свойствами. Изменяемый объем расширительной полости у ответвленного резонатора позволяет регулировать частоту настройки резонансного контура. Возможны и другие комбинации свойств и функций основных элементов. Важно другое обстоятельство. Все схемы гасителей в группе "А" построены по одному принципу. Их

функциональные элементы включены либо в параллельные, либо в последовательные плечи схемы. Такая компоновка обобщает структуры гасителей группы "А" в виде схемы, изображенной на рис.4.2. В этой схеме элемент X образован совокупностью элементов X_i ($i=1...3$). В свою очередь, любой из элементов X_i может состоять из такой же совокупности элементов, как и исходный элемент X.

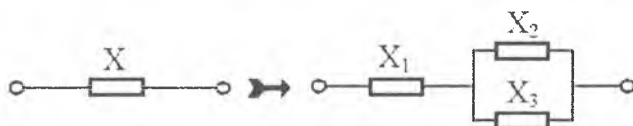


Рис. 4.2. Обобщенный электрический аналог структур гасителей, объединенных в группу "А"

Следовательно, применяя преобразование, представленное на рис.4.2, к каждому элементу X, можно получить сколько угодно сложную расчетную схему устройств типа приведенных в группе "А". Переход от обобщенной схемы к конкретному устройству осуществляется присвоением элементам схемы X_i соответствующих значений. Для схемы "А3": $X_1 = j \omega L$; $X_2 = 0$; $X_3 = 0$. Для схемы "А6": $X_1 = 0$; $X_2 = j \frac{1}{\omega C}$; $X_3 = j \omega L$.

В отдельную группу выделены гасители, принцип действия которых аналогичен принципу действия электрических фильтров низких частот [52]. У этих гасителей реактивные элементы входят в последовательные и параллельные плечи. Причем инерционный элемент, реализующийся в виде отрезка трубки зауженного сечения, включается в последовательное плечо. Инерционная трубка служит также для протока рабочего тела к агрегатам. Емкостный или упругий элемент обычно реализуется в виде расширительной полости и включается в параллельные плечи. Работа гасителей состоит в следующем: проточная трубка колебательной составляющей потока оказывает инерционное сопротивление, которое возрастает при увеличении частоты колебаний. Из-за наличия у проточной трубки инерционных свойств на ней образуется динамический перепад давления, изменяющийся при изменении частоты колебаний. Под действием существующего динамического перепада давления рабочее тело в полости гасителя с той же частотой сжимается и расширяется.

Для поддержания периодического процесса внутри элементов устройства тратится часть энергии, распространяющейся от источника колебаний. Этим достигается эффект гашения колебаний и их перераспределение в системе. При увеличении частоты колебаний “изоляция” колебательной энергии от нагрузки увеличивается. Границей, отделяющей полосу пропускания от полосы гашения, является граничная частота $f_{гр}$, которая рассчитывается по формуле

$$f_{гр} = \frac{1}{2\pi \sqrt{LC}}, \quad (4.2)$$

где L – инерционность центральной проточной трубки гасителя; C – упругость рабочего тела в расширительной полости.

Структуры рассмотренных устройств образуют Г-; П-; Т-образные четырехполюсники. Некоторые возможные схемы гасителей приведены на рис.4.1 в группе “Б”. Число звеньев в устройствах может быть любым. Нарращивание схемы осуществляется каскадным соединением базовых ячеек: “Б4”...“Б7”. Однако любая из схем группы “Б” может быть получена из Т-образной мостиковой структуры,

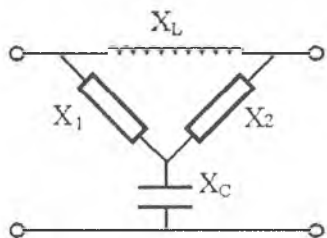


Рис. 4.3. Универсальный электрический аналог обобщенной структуры гасителей

которая и взята в качестве обобщенной модели для этих гасителей. Схема Т-образной мостиковой структуры приведена на рис.4.3. Как и для гасителей группы “А”, переход к конкретным схемам от обобщенной структуры осуществляется

вариациями параметров X_1 .

Схемы гасителей в группе “В” получены комбинациями соответствующих схем устройств из групп “А” и “Б”. Преобразования следующие: в ветви четырехполюсников, описывающие схемы гасителей группы “Б”, включаются двухполюсники, которые описывают схемы устройств в группе “А”. Введение диссипативных элементов R_i в структуры позволяет изменить свойства их динамических характеристик вплоть до состояния, когда волновые сопротивления гасителей становятся активными и не зависят или слабо зависят от частоты колебаний. Так для схемы “В” условие, когда волновые сопротивления Z_{c1} и Z_{c2} становятся активными, записывается в виде

[13, 80]

$$R_1 = R_2 = \sqrt{L/C}. \quad (4.3)$$

Гасители этой группы, как и устройства группы "Б", могут быть выделены из обобщенной схемы, приведенной на рис.4.3, поскольку в этой схеме элементы X_i могут иметь такую же структуру, как элемент X в схеме на рис.4.2. Если принять для расчета четырехполюсников традиционный матричный метод, то для обобщенной структуры на рис.4.3 получим расчетную модель, изображенную на рис.4.4.

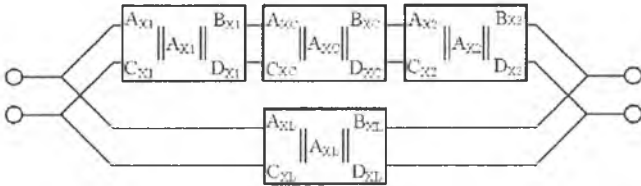


Рис. 4.4. Универсальная расчетная схема обобщенной структуры гасителей

Модель составлена из матриц четырехполюсников, соединенных между собой каскадно и параллельно. Она применима для расчета частотных характеристик гасителей всех трех рассмотренных групп. Иллюстрация формирования обобщенной модели для устройств групп "А", "Б", "В" приведена на рис.4.5.

Продольным развитием структур гасителей в группе "В" являются схемы устройств, представленные в группе "Г". Их особенностью является наличие двух и более полостей, шунтирующих проточную трубку. Такое наращивание конструкций позволяет существенно увеличить их эффективность действия за счет реализации степенных зависимостей для коэффициентов затухания. Дополнительное шунтирование одно-, двух- или трехэлементными двухполюсниками параллельных плеч позволяет изменять частотные характеристики устройств в зависимости от решаемой задачи. Так, введение в структуру устройства упругой разделительной мембраны увеличивает общую упругость элементов схемы. Снижается граничная частота $f_{гр}$ и увеличивается эффективность действия гасителя на низких частотах.

В высокочастотном диапазоне спектра колебаний влияние податливости мембраны уменьшается, и она начинает выполнять функцию обычной разделительной перегородки, как в схемах "Бб" и "В6".

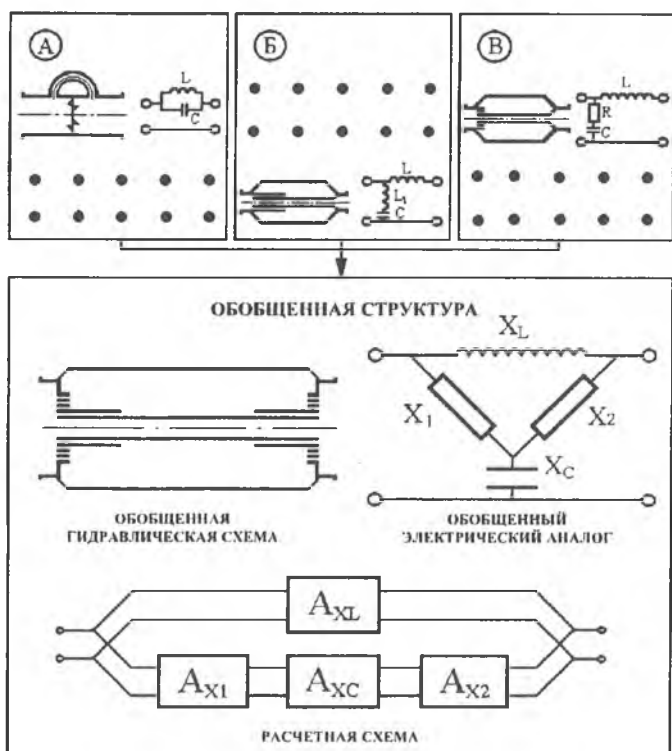


Рис. 4.5. Процедура образования обобщенной гидравлической структуры и электрического аналога для гасителей группы "А", "Б", "В"

$$\left. \begin{aligned} Z_{12} &= Z_1 + Z_2 + \frac{Z_1 \cdot Z_2}{Z_3}; & Z_{23} &= Z_2 + Z_3 + \frac{Z_2 \cdot Z_3}{Z_1}; & Z_{31} &= Z_3 + Z_1 + \frac{Z_3 \cdot Z_1}{Z_2}; \\ Z_1 &= \frac{Z_{12} \cdot Z_{13}}{Z_{12} + Z_{23} + Z_{31}}; & Z_2 &= \frac{Z_{21} \cdot Z_{23}}{Z_{12} + Z_{23} + Z_{31}}; & Z_3 &= \frac{Z_{31} \cdot Z_{32}}{Z_{12} + Z_{23} + Z_{31}}. \end{aligned} \right\} (4.4)$$

Следовательно, гасители группы "Г" объединяют все свойства устройств из групп "А", "Б" и "В". Процедура образования обобщенной структуры гасителей, объединенных в группу "Г", приведена на рис.4.6.

Схема электрического аналога обобщенной структуры гасителей, объединенных в группу "Г", внешне отличается от схемы элект-

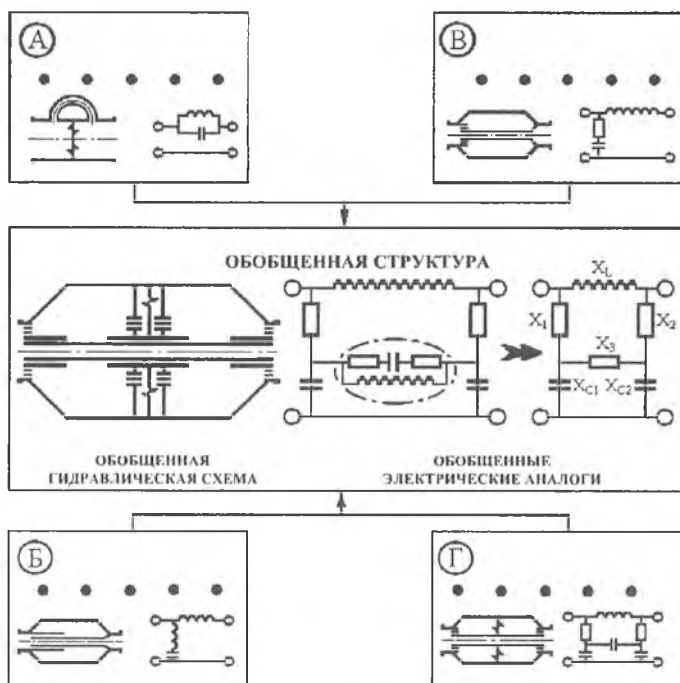


Рис. 4.6. Процедура образования обобщенной гидравлической структуры и электрического аналога для гасителей групп "А", "Б", "В", "Г"

трического аналога обобщенной структуры, принятой для групп "А", "Б" и "В" (рис.4.5).

Проведем преобразования обобщенной схемы электрического аналога структур гасителей "А", "Б", "В", "Г", используя правила трансформации существующих соединений N-стороннего многоугольника в соединения N-лучевой звезды (рис.4.7), и наоборот.

В частности, для эквивалентных преобразований треугольника сопротивлений в трехлучевую звезду (рис.4.7б) применяют формулы (4.4) [52].

В результате проведенных преобразований обобщенная схема электрического аналога (рис.4.6) примет вид, изображенный на рис.4.8. Полученная схема идентична схеме обобщенного электрического аналога на рис.4.5. Соответственно будут идентичными и соответствующие расчетные схемы на рис.4.9 и рис.4.4, 4.5.

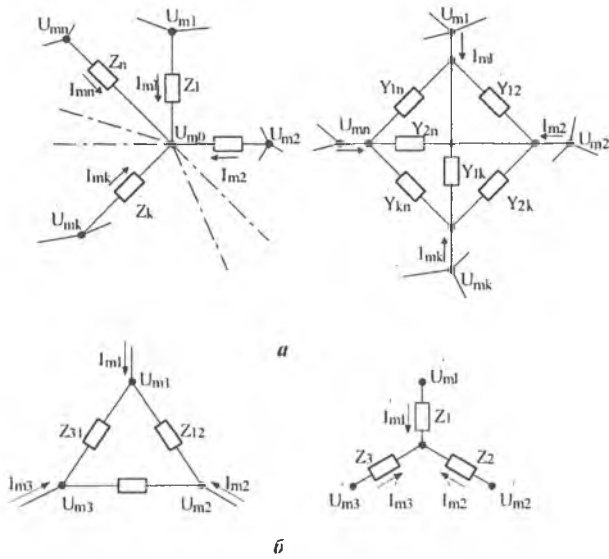


Рис. 4.7. Эквивалентные преобразования многополюсников:
а - преобразования соединений N - угольника в N - лучевую звезду;
б - преобразования соединений треугольника в трехлучевую звезду

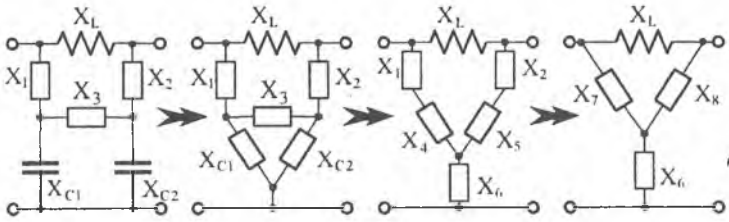


Рис. 4.8. Процедура преобразований схемы гасителей группы "А", "Б", "В", "Г" в универсальную обобщенную схему

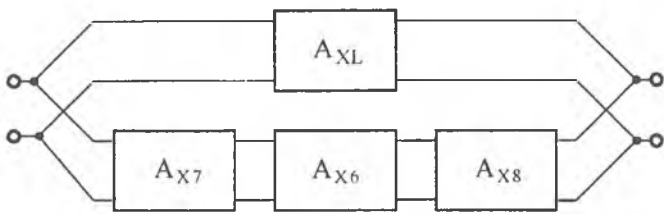


Рис. 4.9. Расчетная схема обобщенной структуры гасителей, объединенных в группы "А", "Б", "В", "Г"

Соотношения между параметрами элементов исходной схемы электрического аналога на рис.4.6 и параметрами элементов преобразованной схемы, приведенной на рис.4.8, устанавливаются формулами:

$$\left. \begin{aligned} X_6 &= \frac{X_{c1} X_{c2}}{X_{c1} + X_3 + X_{c2}}; \\ X_7 &= \frac{X_{c1} (X_1 + X_3) + X_1 (X_2 + X_3)}{X_{c1} + X_3 + X_{c2}}; \\ X_8 &= \frac{X_{c2} (X_2 + X_3) + X_2 (X_{c1} + X_3)}{X_{c1} + X_3 + X_{c2}}. \end{aligned} \right\} \quad (4.5)$$

В отдельный класс выделены устройства, объединенные в группу "Д". Их структуры представляются Т-образными четырехполюсниками, в том числе с несколькими параллельными плечами, переплетенными между собой. В отличие от гасителей группы "Г" наращивание объемов расширительных полостей осуществляется поперечным развитием конструкции. Изменение динамических характеристик гасителей достигается изменением структур ветвей, шунтирующих расширительные полости.

Обобщенная структура гасителей в группе "Д" изображена на рис.4.10 и охватывает также схемы устройств, объединенные в группы "А", "Б", "В".

Расчетную модель гасителей в группе "Д" в виде Т-образного четырехполюсника можно получить, используя уже применявшийся метод эквивалентных преобразований треугольника в трехлучевую звезду. Схема преобразований приведена на рис.4.11.

Итогом преобразований является обобщенная схема в виде Т-образного четырехполюсника. Эта схема является типовой для гасителей в группах "А", "В" и "Б". Обобщенная структура этих гасителей имеет вид, изображенный на рис.4.3. Следовательно, обобщенные структуры устройств, объединенные в группах "А", "Б", "В", "Г" и группах "А", "Б", "В", идентичные. На рис.4.12 приведена расчетная модель Т-образной схемы гасителя, построенная комбинациями четырехполюсников, описывающих свойства элементов схемы на рис.4.11 г.

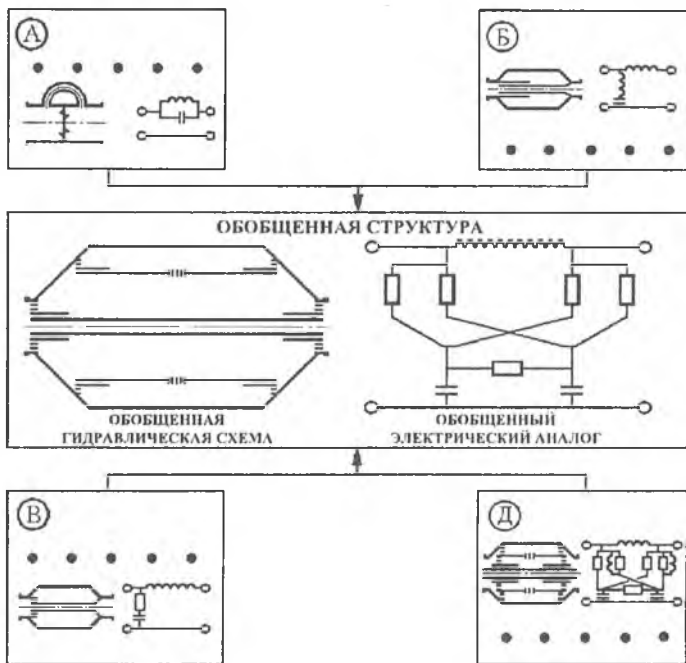


Рис. 4.10. Процедура образования обобщенной гидравлической структуры и электрического аналога для гасителей групп "А", "Б", "В", "Д"

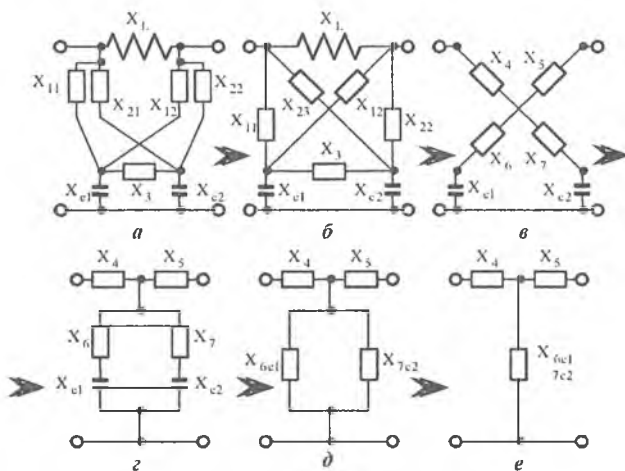


Рис. 4.11. Процедура преобразования схемы гасителей групп "А", "Б", "В", "Д" в схему Т-образного четырехполюсника

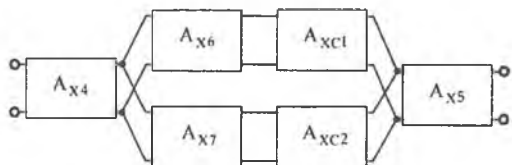


Рис. 4.12. Расчетная схема обобщенной структуры гасителей, объединенных в группы "А", "Б", "В", "Д"

Рассмотрим процедуру объединения гасителей в единый блок из групп "А", "Б", "В", "Г", "Д", которая изображена на рис 4.13.

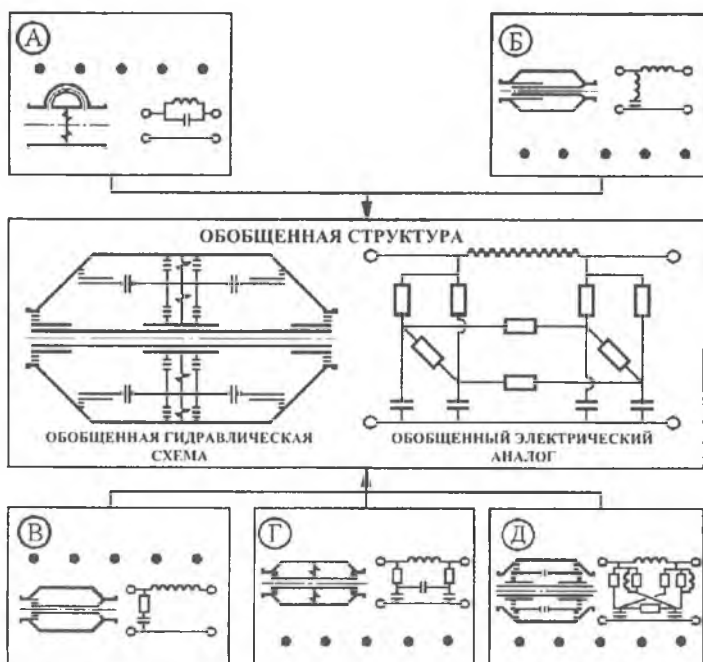


Рис. 4.13. Процедура образования обобщенной гидравлической структуры и электрического аналога для гасителей групп "А", "Б", "В", "Г", "Д"

Результатом объединения структур гасителей является обобщенная гидравлическая схема и обобщенный электрический аналог

(обобщенная расчетная схема), которые изображены также на рис.4.13. Пресобращения разветвленной обобщенной расчетной схемы к универсальному виду показаны на рис.4.14 и состоят в следующем. Первоначально треугольники сопротивлений $X_1 \Leftrightarrow X_2 \Leftrightarrow X_7$ и $X_3 \Leftrightarrow X_4 \Leftrightarrow X_8$ преобразуются в трехлучевые звезды: $X_9 \Leftrightarrow X_{10} \Leftrightarrow X_{11}$ и $X_{12} \Leftrightarrow X_{13} \Leftrightarrow X_{14}$. Затем треугольник сопротивлений $X_5 \Leftrightarrow X_{c1} \Leftrightarrow X_{c4}$ заменяется на трехлучевую звезду $X_{20} \Leftrightarrow X_{21} \Leftrightarrow X_{22}$. Далее, согласно рис.4.14е и 4.14ж проводится замена двух параллельных трехлучевых звезд сопротивлений $X_{17} \Leftrightarrow X_{18} \Leftrightarrow X_{19}$ и $X_{22} \Leftrightarrow X_{23} \Leftrightarrow X_{24}$ на два параллельных треугольника сопротивлений $X_{25} \Leftrightarrow X_{28} \Leftrightarrow X_{30}$ и $X_{23} \Leftrightarrow X_{26} \Leftrightarrow X_{27}$.

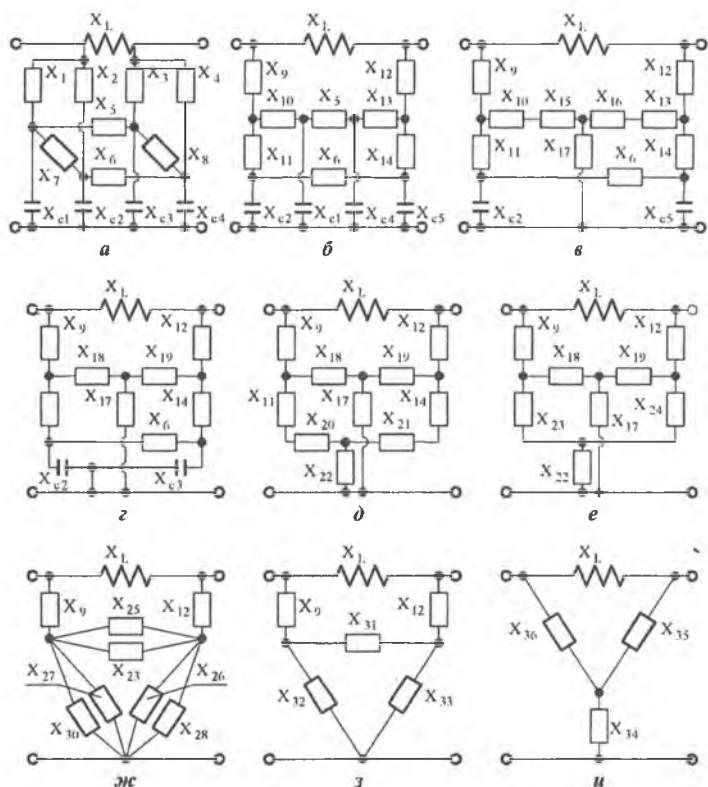


Рис. 4.14. Процедура преобразований и приведения схемы обобщенной структуры гасителей групп "А", "Б", "В", "Г", "Д" к типовому виду

Результатом этих преобразований является треугольник сопротивлений $X_{31} \Leftrightarrow X_{32} \Leftrightarrow X_{33}$ (рис.4.14з). Последнее изменение состоит в замене полученного треугольника сопротивлений на трехлучевую звезду $X_{34} \Leftrightarrow X_{35} \Leftrightarrow X_{36}$ и формировании обобщенной схемы, изображенной на рис.4.14и. Расчет значений преобразованных сопротивлений проводится по формулам:

$$\left. \begin{aligned}
 X_9 &= \frac{X_1 \cdot X_2}{X_1 + X_2 + X_7}; & X_{10} &= \frac{X_1 \cdot X_7}{X_1 + X_2 + X_7}; & X_{11} &= \frac{X_2 \cdot X_7}{X_1 + X_2 + X_7}; \\
 X_{12} &= \frac{X_3 \cdot X_4}{X_3 + X_4 + X_8}; & X_{13} &= \frac{X_3 \cdot X_8}{X_3 + X_4 + X_8}; & X_{14} &= \frac{X_4 \cdot X_8}{X_3 + X_4 + X_8}; \\
 X_{15} &= \frac{X_5 \cdot X_{c1}}{X_{c1} + X_{c4} + X_5}; & X_{16} &= \frac{X_5 \cdot X_{c3}}{X_{c2} + X_{c4} + X_{c3}}; & X_{21} &= \frac{X_6 \cdot X_{c3}}{X_{c2} + X_6 + X_{c3}}; \\
 X_{22} &= \frac{X_{c2} \cdot X_{c3}}{X_{c2} + X_6 + X_{c3}}; & X_{23} &= X_{11} + X_{20}; & X_{24} &= X_{21} + X_{14}; \\
 X_{25} &= X_{18} + X_{19} + \frac{X_{18} \cdot X_{19}}{X_{17}}; & X_{26} &= X_{19} + X_{17} + \frac{X_{19} \cdot X_{17}}{X_{18}}; \\
 X_{27} &= X_{18} + X_{17} + \frac{X_{18} \cdot X_{17}}{X_{19}}; & X_{28} &= X_{23} + X_{24} + \frac{X_{23} \cdot X_{24}}{X_{22}}; \\
 X_{29} &= X_{24} + X_{22} + \frac{X_{24} \cdot X_{22}}{X_{23}}; & X_{30} &= X_{22} + X_{23} + \frac{X_{22} \cdot X_{23}}{X_{24}}; \\
 X_{31} &= \frac{X_{25} \cdot X_{26}}{X_{25} + X_{26}}; & X_{32} &= \frac{X_{27} \cdot X_{30}}{X_{27} + X_{30}}; & X_{33} &= \frac{X_{26} \cdot X_{29}}{X_{26} + X_{29}}; \\
 X_{34} &= \frac{X_{31} \cdot X_{32}}{X_{31} + X_{32} + X_{33}}; & X_{35} &= \frac{X_{31} \cdot X_{33}}{X_{31} + X_{32} + X_{33}}; & X_{36} &= \frac{X_{32} \cdot X_{33}}{X_{31} + X_{32} + X_{33}}; \\
 X_{37} &= X_9 + X_{34}; & X_{38} &= X_{12} + X_{35}.
 \end{aligned} \right\} (4.6)$$

Сопоставление соответствующих трансформаций, представленных на рис.4.3 и 4.14, показывает идентичность результатов, как впрочем и идентичность обобщенных структур и расчетных схем во всех пяти выделенных группах гасителей.

Таким образом, для всех структур гасителей в качестве расчетных моделей можно использовать модели, приведенные на рис.4.3 и 4.4. В этих моделях значения параметров сопротивлений X , и параметры коэффициентов передачи $A(\omega)$, $B(\omega)$, $C(\omega)$, $D(\omega)$ получены в соответствии с формулами эквивалентных преобразований. Поэтому

му расчетная схема на рис.4.4 является универсальной как для обобщенных структур гасителей, так и для конкретных схем устройств. Применение универсальной расчетной модели для конкретного устройства или схемы гасителя сопряжено только с уровнем детализации элементов в параллельных или последовательных ветвях обобщенной схемы.

Предложенная классификация гасителей колебаний, в зависимости от способов комбинаций типовых элементов в структурах, позволила сгруппировать схемы устройств по функциональным признакам, которые, в свою очередь, определили два основных варианта развития базовых конструкций гасителей: первый – продольное или осевое; второй – поперечное развитие конструкций. Введенная унификация построения структур гасителей позволила также сформировать обобщенную расчетную модель устройств. Применение этой модели делает возможным оценивать собственные акустические и гидравлические характеристики гасителей при их одинаковых габаритах или сравнивать габариты гасителей при одинаковых акустических характеристиках. Использование унифицированной расчетной модели упрощает создание и применение различных методов автоматизированного проектирования гасителей на заданную эффективность действия.

* * *

Глава 5. СОБСТВЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГАСИТЕЛЕЙ

5.1. Обобщенные зависимости собственных характеристик гасителей. Базовая структура гасителей

Расчетная схема обобщенной структуры гасителей приведена на рис.4.4. Схема образована каскадным и параллельным соединением четырехполюсников, каждый из которых описывает динамические свойства соответствующих элементов гасителей. При сосредоточенности параметров элементов обобщенного гасителя схему на рис.4.4 обычно приводят к схеме, более удобной для анализа – в виде низкочастотного мостикового фильтра (рис.4.3). В этом случае матрицы передачи $\|A_{X_1}\|$, $\|A_{X_C}\|$, $\|A_{X_2}\|$, $\|A_{X_L}\|$ соответствуют сопротивлениям элементов схемы на рис. 4.3 в последовательности:

$$X_1; X_C = X_{C_{np}} = \frac{1}{j\omega C_{np}}; X_2; X_L = j\omega L. \quad (5.1)$$

Для колебательной составляющей потока в соответствии с электроакустическими аналогиями [56]:

- элемент C_{np} , образующий сопротивление $X_{C_{np}}$, является упругостью и выполняется в виде полости, заполненной рабочей жидкостью;
- элемент L , образующий сопротивление X_L , является инерционностью и выполняется в виде отрезка цилиндрического трубопровода или профилированного канала, который используется также для протока стационарной составляющей потока рабочей жидкости.

Вариациями параметров сопротивлений X_i при фиксированных значениях параметров элементов L и C_{np} , которые определяют общие габариты устройств и гидравлическое сопротивление стационарному потоку, осуществляется переход к различным гасителям. Например, если $X_1 = 0$, $X_2 = \infty$ – реализуется обычный реактивный

акустический фильтр низких частот – АФНЧ (схема Б1 на рис.4.1); если $X_1 = X_{L1} = j\omega L_1$ (L_1 – инерционность, выполненная в виде отрезка цилиндрического трубопровода или канала), $X_2 = \infty$ – реализуется схема АФНЧ с резонансным контуром (схема Б2 на рис.4.1); если $X_1 = X_2 = R = \sqrt{L/C_{\text{уп}}}$ (R – активное сопротивление), то реализуется схема с активными и постоянными (не зависящими от частоты колебаний) волновыми сопротивлениями [5,13,80] (схема В2 на рис.4.1) и т.д.

Возможность реализации различных схем гасителей как частных вариантов обобщенной структуры в дополнение к сформулированным ранее преимуществам позволяет также ввести единообразный подход к формированию системы безразмерных параметров, унифицирующих расчетные соотношения и позволяющих совмещать соответствующие характеристики анализируемых схем гасителей. Уже отмечалось, что характеристики гасителя как пассивного линейного четырехполюсника, в общем случае, определяются частотно-зависимыми коэффициентами матрицы передачи $A(\omega)$, $B(\omega)$, $C(\omega)$, $D(\omega)$. Ниже, с целью упрощения математических зависимостей, параметр ω в обозначениях коэффициентов передачи использоваться не будет. Для рассматриваемой обобщенной структуры гасителей коэффициенты передачи, полученные на основе формул для каскадного и параллельного соединения четырехполюсников [52], выражаются зависимостями:

$$\left. \begin{aligned} A &= \frac{A_{X_L} \cdot B_{\Sigma} + B_{X_L} \cdot A_{\Sigma}}{B_{X_L} + B_{\Sigma}}; \\ B &= \frac{B_{X_L} \cdot B_{\Sigma}}{B_{X_L} + B_{\Sigma}}; \\ C &= \frac{A_{\Sigma} \cdot D_{X_L} + D_{\Sigma} \cdot A_{X_L} + B_{\Sigma} \cdot C_{X_L} + C_{\Sigma} \cdot B_{X_L} - 2}{B_{X_L} + B_{\Sigma}}; \\ D &= \frac{B_{\Sigma} \cdot D_{X_L} + D_{\Sigma} \cdot B_{X_L}}{B_{X_L} + B_{\Sigma}} \end{aligned} \right\} (5.2)$$

где

$$\left. \begin{aligned} A_{\Sigma} &= A_{X_2} (A_{X_1} A_{X_C} + B_{X_1} C_{X_C}) + C_{X_2} (A_{X_1} B_{X_C} + B_{X_1} D_{X_C}); \\ B_{\Sigma} &= B_{X_2} (A_{X_1} A_{X_C} + B_{X_1} C_{X_C}) + D_{X_2} (A_{X_1} B_{X_C} + B_{X_1} D_{X_C}); \\ C_{\Sigma} &= A_{X_2} (C_{X_1} A_{X_C} + D_{X_1} C_{X_C}) + C_{X_2} (C_{X_1} B_{X_C} + D_{X_1} D_{X_C}); \\ D_{\Sigma} &= B_{X_2} (C_{X_1} A_{X_C} + D_{X_1} C_{X_C}) + D_{X_2} (C_{X_1} B_{X_C} + D_{X_1} D_{X_C}). \end{aligned} \right\} (5.3)$$

В формулах (5.2), (5.3) подстрочными индексами X_L, X_1, X_2, X_C обозначены коэффициенты матриц передачи элементов гасителя, соответствующие этим же индексам.

Определение соотношений для коэффициентов матриц передачи элементов в общем случае является трудоемкой задачей. Однако ее можно существенно упростить, если при расчетах использовать следующие допущения:

1. Активные составляющие в сопротивлениях реактивных элементов гасителя пренебрежимо малы.

2. Рассеяние колебательной энергии в гасителях определяется активными элементами (гидравлическими дросселями), которые считаются сосредоточенными, а их сопротивления не зависят от частоты колебаний.

3. Фронт акустической волны в реактивных элементах гасителей плоский. При этом если условие (4.1) не соблюдается, то предполагается, что реактивные элементы устройств выполнены в виде цилиндрических отрезков трубопроводов с поперечными размерами много меньше осевых.

При использовании принятых допущений матрицы передачи $\|A_{X_C}\|$ и $\|A_{X_L}\|$ при учете продольной распределенности параметров таковы:

$$\left. \begin{aligned} \|A_{X_C}\| &= \left\| \begin{array}{cc} \cos \beta_k & jZ_{в,к} \sin \beta_k \\ j \frac{\sin \beta_k}{Z_{в,к}} & \cos \beta_k \end{array} \right\| ; \\ \|A_{X_L}\| &= \left\| \begin{array}{cc} \cos \beta_u & jZ_{в,к} \sin \beta_u \\ j \frac{\sin \beta_u}{Z_{в,л}} & \cos \beta_u \end{array} \right\| . \end{aligned} \right\} (5.4)$$

Для гасителей, элементы которых являются сосредоточенными, выражения для матриц передачи имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} \|A_{X_C}\| &= \left\| \begin{array}{cc} 1 & 0 \\ \frac{1}{X_{C_{np}}} & 1 \end{array} \right\| ; \\ \|A_{X_L}\| &= \left\| \begin{array}{cc} 1 & X_L \\ 0 & 1 \end{array} \right\| . \end{aligned} \right\} \quad (5.5)$$

В формулах (5.4), (5.5) обозначения следующие: $\beta_k = (\omega \ell_k) / \alpha$; $\beta_{II} = (\omega \ell_{II}) / \alpha$ – постоянные распространения колебаний (безразмерные частоты) в расширительной полости и проточном канале гасителя; $Z_{вк} = (\rho \alpha) / S_k$, $Z_{вII} = (\rho \alpha) / S_{II}$ – волновые сопротивления расширительной полости и проточного канала; α , ρ – скорость звука в рабочей жидкости и ее плотность; ℓ_k , ℓ_{II} , S_k , S_{II} – соответственно длины и площади поперечных сечений расширительной полости и проточного канала; $X_{C_{np}}$ и X_L определяются по формулам (5.1).

Матрицы передачи $\|A_{X_i}\|$ в общем случае зависят от количества элементов, образующих сопротивления X_i , и также могут быть представлены как в распределенных, так и сосредоточенных параметрах. Однако ввиду того, что в большинстве практических случаев продольные размеры элементов, входящих в состав сопротивлений X_i , много меньше продольных размеров расширительной полости и проточного канала, элементы X_i целесообразно рассматривать как сосредоточенные. При этом матрицы, описывающие динамические свойства элементов X_i , будут иметь следующий вид:

$$\|A_{X_i}\| = \left\| \begin{array}{cc} 1 & X_i \\ 0 & 1 \end{array} \right\| . \quad (5.6)$$

Подставим соотношения (5.4)–(5.6) в формулы (5.2)–(5.3). После соответствующих преобразований, введения дополнительных

обозначений и наложения условия $\ell_{\text{ц}} = \ell_{\text{к}} = \ell$ получим выражения для коэффициентов матрицы передачи обобщенного гасителя как четырехполосника в виде выражений (5.7)–(5.10). Формулы (5.7) определяют коэффициенты передачи при сосредоточенности параметров во всех элементах гасителя:

$$\left. \begin{aligned} A &= 1 + \frac{\bar{X}_1 \bar{X}_L}{\bar{X}_C (\bar{X}_1 + \bar{X}_2) + \bar{X}_1 \bar{X}_2 + 1}; \\ B &= R^* \frac{\bar{X}_1 \bar{X}_2 \bar{X}_L + (\bar{X}_1 + \bar{X}_2)}{\bar{X}_C (\bar{X}_1 + \bar{X}_2) + \bar{X}_1 \bar{X}_2 + 1}; \\ C &= \frac{1}{R^*} \frac{\bar{X}_1 + \bar{X}_2 + \bar{X}_L}{\bar{X}_C (\bar{X}_1 + \bar{X}_2) + \bar{X}_1 \bar{X}_2 + 1}; \\ D &= 1 + \frac{\bar{X}_2 \bar{X}_L}{\bar{X}_C (\bar{X}_1 + \bar{X}_2) + \bar{X}_1 \bar{X}_2 + 1}. \end{aligned} \right\} \quad (5.7)$$

Обозначения в формулах (5.7) следующие:

$$R^* = \sqrt{L/C_{\text{пр}}}; \quad \bar{X}_L = X_L \sqrt{C_{\text{пр}}/L}; \quad \bar{X}_C = \bar{X}_{\text{с.пр}} \sqrt{C_{\text{пр}}/L}; \quad \bar{X}_i = X_i \sqrt{C_{\text{пр}}/L}; \quad (5.8)$$

$C_{\text{пр}}$ – скорректированная упругость, равная суммарной упругости рабочей жидкости, заполняющей объемы расширительной полости и проточного канала, т.е. $C_{\text{пр}} = (V_{\text{к}} + V_{\text{ц}}) / \rho \alpha^2$, где $V_{\text{к}}, V_{\text{ц}}$ – соответственно объемы полости гасителя и проточного канала. При цилиндрической полости и цилиндрическом проточном канале гасителя параметр X_i рассчитывается по формуле

$$\bar{X}_i = \frac{X_i \sqrt{S_v + 1}}{Z_{\text{вц}}}, \quad (5.9)$$

где

$$S_v = V_{\text{к}} / V_{\text{ц}}.$$

При учете продольной распределенности параметров в расширительной полости и проточном канале гасителя формулы для расчета коэффициентов передачи обобщенного гасителя как акустического четырехполосника примут вид:

$$\begin{aligned}
 A &= \frac{\cos(2\pi\bar{\ell})}{P} \left\langle S^2(S+1)(\bar{X}_1 + \bar{X}_2)^2 + \left[(S+1)^2 + \bar{X}_1\bar{X}_2S^2 \right]^2 - \bar{X}_1(\bar{X}_1 + \bar{X}_2) \times \right. \\
 &\quad \left. \times (S+1)S^3 \right\rangle \left\{ \operatorname{tg}^2(2\pi\bar{\ell}) + j\bar{X}_1S \left[(S+1)^2 + \bar{X}_1\bar{X}_2S^2 \right] S\sqrt{S+1} \cdot \operatorname{tg}^3(2\pi\bar{\ell}) \right\}; \\
 B &= \frac{Z_{\text{вн}} \sin(2\pi\bar{\ell})}{P\sqrt{S+1}} \left\langle (\bar{X}_1 + \bar{X}_2)(S+1)^2 S^2 \operatorname{tg}(2\pi\bar{\ell}) + j\sqrt{S+1} \left[S^2(S+1)(\bar{X}_1 + \bar{X}_2)^2 + \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. + [(S+1) + \bar{X}_1\bar{X}_2S^2] \left[(S+1)^2 + \bar{X}_1\bar{X}_2S^2 \right] \operatorname{tg}^2(2\pi\bar{\ell}) \right] \right\rangle; \\
 C &= \frac{\sin(2\pi\bar{\ell})}{PZ_{\text{вн}}\sqrt{S+1}} \left\langle S^4(S+1)\bar{X}_1\bar{X}_2(\bar{X}_1 + \bar{X}_2) \operatorname{tg}(2\pi\bar{\ell}) + j\sqrt{S+1} \left[S^2(S+1)^2 \times \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. \times (\bar{X}_1 + \bar{X}_2)^2 + [(S+1)^3 + \bar{X}_1\bar{X}_2S^2] \left[(S+1)^2 + \bar{X}_1\bar{X}_2S^2 \right] \operatorname{tg}^2(2\pi\bar{\ell}) \right] \right\rangle; \\
 D &= \frac{\cos(2\pi\bar{\ell})}{P} \left\langle S^2(S+1)(\bar{X}_1 + \bar{X}_2)^2 + \left[(S+1)^2 + \bar{X}_1\bar{X}_2S^2 \right]^2 - \bar{X}_2(\bar{X}_1 + \bar{X}_2) \times \right. \\
 &\quad \left. \times (S+1)S^3 \right\rangle \left\{ \operatorname{tg}^2(2\pi\bar{\ell}) + j\bar{X}_2S \left[(S+1)^2 + \bar{X}_1\bar{X}_2S^2 \right] S\sqrt{S+1} \cdot \operatorname{tg}^3(2\pi\bar{\ell}) \right\},
 \end{aligned} \tag{5.10}$$

$$\begin{aligned}
 \text{где } P &= S^2(S+1)(\bar{X}_1 + \bar{X}_2)^2 + \left[(S+1)^2 + \bar{X}_1\bar{X}_2S^2 \right]^2 \operatorname{tg}^2(2\pi\bar{\ell}); \\
 S &= \frac{S_{\text{к}}}{S_{\text{ц}}}; \quad \bar{\ell} = \frac{\beta_{\text{к}}}{2\pi} = \frac{\beta_{\text{ц}}}{2\pi} = \frac{\ell}{\lambda}; \quad \bar{X}_1 = \frac{X_1\sqrt{S+1}}{Z_{\text{вн}}}.
 \end{aligned} \tag{5.11}$$

Формулы (5.7), (5.10) позволяют получить зависимости собственных характеристик гасителей от абсолютных значений частоты колебаний, которые в общем случае определяются параметром $\bar{\ell}$. Однако часто представляют интерес зависимости коэффициентов А, В, С, D и характеристик гасителя не от абсолютного значения частоты колебаний ω , а от ее относительного значения $\bar{\omega}$:

$$\bar{\omega} = \frac{\omega}{\omega_{\text{гр}}}, \tag{5.12}$$

где $\omega_{\text{гр}}$ — "граничная частота" определяется так же, как и для гасителя АФНЧ [80], т.е. в виде

$$\omega_{\text{гр}} = \frac{\alpha}{\ell} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{1}{S}}. \quad (5.13)$$

При сосредоточенных параметрах элементов гасителя с учетом соотношения (4.2) и условия использования в расчетах скорректированной упругости объемов внутренних полостей $C_{\text{нр}}$ формула (5.13) примет вид

$$\omega_{\text{гр}} = \frac{1}{\sqrt{LC_{\text{нр}}}}. \quad (5.14)$$

Учтя, что относительная длина гасителя $\bar{\ell}$ в формулах (5.10) связана с частотой ω зависимостью $\bar{\ell} = \omega \ell / 2\pi\alpha$ и приняв во внимание соотношения (5.12), (5.13), получим

$$\bar{\ell} = \frac{\bar{\omega}}{2\pi} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{1}{S}}. \quad (5.15)$$

При расчетах по формулам (5.7) соотношение для определения частоты ω следующее:

$$\bar{\omega} = \omega \sqrt{LC_{\text{нр}}}. \quad (5.16)$$

В результате, с учетом скорректированного значения упругости для цилиндрического проточного канала и коаксиальной расширительной полости, получим

$$\bar{\omega} = \omega \frac{\bar{\ell}_u}{\alpha} \sqrt{S_v + 1}. \quad (5.17)$$

Выражение "граничная частота" взято в кавычки по той причине, что у гасителей, содержащих в структуре активные элементы, нет четкой границы, отделяющей полосы пропускания и затухания, как у реактивных гасителей [25]. Однако использование понятия граничной частоты в данном случае обусловлено следующими обстоятельствами. Величина $\bar{\omega}$ при фиксированной частоте ω характеризует соотношение между геометрическими размерами расширительной полости и проточного канала, т.е. габариты гасителя.

Следовательно, при фиксированных значениях частоты ω по величинам $\bar{\omega}$ можно судить как о габаритах гасителя, так и его характеристиках и, тем самым, сравнивать характеристики различных гасителей при их одинаковых габаритах [29].

Из анализа формул (5.7), (5.10) нетрудно установить, что если при некоторых значениях \bar{X}_1 и \bar{X}_2 соотношения для характеристик обобщенного гасителя имеют вид:

$$K_c = K_c(\bar{X}_1, \bar{X}_2); \quad (5.18)$$

$$\bar{Z}_{c1} = \bar{Z}_{c1}(\bar{X}_1, \bar{X}_2); \quad (5.19)$$

$$\bar{Z}_{c2} = \bar{Z}_{c2}(\bar{X}_1, \bar{X}_2), \quad (5.20)$$

то при изменении параметров сопротивлений \bar{X}_i таким образом, что

$$\bar{X}_1 = \frac{1}{\bar{X}_1}, \quad \bar{X}_2 = \frac{1}{\bar{X}_2} \quad (5.21)$$

или так, что

$$\bar{X}_1 = \frac{1}{\bar{X}_2}, \quad \bar{X}_2 = \frac{1}{\bar{X}_1}, \quad (5.22)$$

выражение для определения коэффициента собственного затухания K_c не изменится, т.е. будет выполняться соотношение

$$K_c = \left(\frac{1}{\bar{X}_1} ; \frac{1}{\bar{X}_2} \right) = K_c(\bar{X}_1 ; \bar{X}_2). \quad (5.23)$$

Формулы для вычисления волновых сопротивлений гасителей зависят от условий изменения параметров \bar{X}_i . Если параметры сопротивлений \bar{X}_i изменяются в соответствии с зависимостью (5.21), то соотношение для вычисления волновых сопротивлений следующее:

$$\bar{Z}_{ci} \left(\frac{1}{\bar{X}_1} ; \frac{1}{\bar{X}_2} \right) = \frac{1}{\bar{Z}_{ci}(\bar{X}_1; \bar{X}_2)}. \quad (5.24)$$

При изменении параметров \bar{X}_i по формулам (5.22) зависимости волновых сопротивлений принимают вид:

$$\bar{Z}_{c1} \left(\frac{1}{\bar{X}_2} ; \frac{1}{\bar{X}_1} \right) = \frac{1}{\bar{Z}_{c2}(\bar{X}_1; \bar{X}_2)}; \quad (5.25)$$

$$\bar{Z}_{c2} \left(\frac{1}{\bar{X}_2} ; \frac{1}{\bar{X}_1} \right) = \frac{1}{\bar{Z}_{c1}(\bar{X}_1; \bar{X}_2)}. \quad (5.26)$$

Следовательно, схемы гасителей, у которых соотношения между сопротивлениями \bar{X}_i подчиняются зависимостям (5.21), (5.22), являются дуальными [5].

В формулах (5.18)–(5.20) параметры \bar{Z}_{ci} определяются следующим образом. Если характеристики рассчитываются при учете

продольной распределенности параметров в реактивных элементах гасителей, то для расчетов используется зависимость

$$\bar{Z}_{ci} = \frac{Z_{ci} \sqrt{S+1}}{Z_{нц}}. \quad (5.27)$$

При сосредоточенности параметров в элементах гасителей формула (5.27) принимает вид

$$\bar{Z}_{ci} = Z_{ci} \sqrt{\frac{C_{нп}}{L}}. \quad (5.28)$$

Дальнейший анализ формул (5.7), (5.10) показывает, что если при распределенных параметрах соотношения между сопротивлениями \bar{X}_i определяются зависимостью

$$\left. \begin{aligned} \bar{X}_1 \bar{X}_2 &= k \left(\frac{S+1}{S} \right)^2; \\ \frac{\bar{X}_1}{\bar{X}_2} &= m \end{aligned} \right\} \quad (5.29)$$

или, при сосредоточенности параметров, зависимостью

$$\left. \begin{aligned} \bar{X}_1 \bar{X}_2 &= k; \\ \frac{\bar{X}_1}{\bar{X}_2} &= m, \end{aligned} \right\} \quad (5.30)$$

то при изменении значений коэффициентов k и m на обратные либо поочередно, либо одновременно формулы, устанавливающие зависимости K_c , не изменятся, т.е.

$$K_c(k; m) = K_c\left(\frac{1}{k}; m\right) = K_c\left(k; \frac{1}{m}\right) = K_c\left(\frac{1}{k}; \frac{1}{m}\right). \quad (5.31)$$

При выполнении условий (5.29), (5.30) выражения для определения волновых сопротивлений будут такими:

$$\bar{Z}_{c1}\left(\frac{1}{k}; m\right) = \frac{1}{\bar{Z}_{c2}(k; m)}; \quad (5.32)$$

$$\bar{Z}_{c2}\left(\frac{1}{k}; m\right) = \frac{1}{\bar{Z}_{c1}(k; m)}; \quad (5.33)$$

$$\bar{Z}_{c1}\left(k; \frac{1}{m}\right) = \frac{1}{\bar{Z}_{c2}(k; m)}; \quad (5.34)$$

$$\bar{Z}_{c2}\left(k; \frac{1}{m}\right) = \frac{1}{\bar{Z}_{c1}(k; m)}; \quad (5.35)$$

$$\bar{Z}_{ci}\left(\frac{1}{k}; \frac{1}{m}\right) = \frac{1}{\bar{Z}_{ci}(k; m)}. \quad (5.36)$$

Применение соотношений (5.21), (5.22), (5.29) и (5.30) позволяет существенно ограничить круг исследований и определить такие схемы гасителей, у которых при определенно выбранных значениях сопротивлений \bar{X}_i зависимости K_c одинаковые, а соответствующие волновые сопротивления связаны одной из формул (5.24)–(5.26), (5.32)–(5.36).

Например, если у гасителей с непроточной (рис.5.2в) и проточной (рис.5.2г) полостями принять величины активных сопротивлений \bar{R} взаимнообратными, то в соответствии с формулами (5.23)–(5.26) коэффициенты K_c обеих схем будут одинаковыми, а волновые сопротивления \bar{Z}_{c1} и \bar{Z}_{c2} взаимнообратными. То есть после определения характеристик одной схемы, например с проточной полостью, характеристики другой схемы становятся известными “автоматически”.

Если исследуются характеристики гасителя, у которого величины сопротивлений \bar{X}_i могут быть получены из уравнений (5.29) и (5.30), например, когда сопротивления \bar{X}_i активные и равны \bar{R}_i ($0 \leq R_i < \infty$), то на основе формул (5.31)–(5.36) можно установить следующие закономерности. Влияние возможных сочетаний величин сопротивлений \bar{R}_i на характеристики будут известны, если определить зависимости характеристик при значениях k и m одновременно либо больших, либо меньших единицы и т.д.

Вернемся к формулам (5.7), (5.10). Из их анализа следует, что коэффициенты A , B , C , D и, следовательно, характеристики гасителя существенно зависят от параметров сопротивлений \bar{X}_i . В свою очередь, значения этих сопротивлений зависят от архитектуры соответствующих ветвей и могут быть любыми. Однако как уже отмечалось, наибольший интерес представляют гасители, имеющие структуры ветвей \bar{X}_i , при которых достигается или возможна реализация активных волновых сопротивлений и обеспечивается наибольшая величина коэффициента K_c . Исследуем образование этой ситуации более подробно.

Известно [5, 80], что волновое сопротивление гасителя в полосе гашения будет иметь активный характер только в том случае, если в соответствующую ветвь структуры устройства входит активное сопротивление. Поэтому наличие активного сопротивления R_i в соста-

ве какого-либо из сопротивлений X_1 , интересующего нас класса гасителей является обязательным.

Возможность применения других элементов в структуре ветвей X_1 определим из условия обеспечения наибольшей величины K_c .

Рассмотрим электрический аналог обобщенной структуры гасителей, приведенный на рис.4.3, и проведем его исследования следующим образом. Первоначально в исследуемой схеме разорвем связь по элементу X_1 или по элементу X_2 , например по элементу X_2 , т. е. примем $\bar{X}_2 = \infty$ и запишем на основе выражений (5.7) формулу для коэффициента K_c в форме

$$K_c = \left| \sqrt{1 + \frac{\bar{X}_L}{\bar{X}_C \left(1 + \frac{\bar{X}_1}{\bar{X}_C}\right)}} + \sqrt{\frac{\bar{X}_L}{\bar{X}_C \left(1 + \frac{\bar{X}_1}{\bar{X}_C}\right)}} \right|. \quad (5.37)$$

Используя соотношения (5.8), (5.12)–(5.14) параметры \bar{X}_L и \bar{X}_C преобразуем к виду:

$$\bar{X}_L = j\bar{\omega}; \quad \bar{X}_C = 1/j\bar{\omega}. \quad (5.38)$$

Подставив выражения (5.38) в формулу (5.37), получим следующее соотношение:

$$K_c = \left| \sqrt{1 - \frac{\bar{\omega}^{-2}}{1 + j \frac{\bar{\omega}}{\bar{X}_1}}} + j \sqrt{\frac{\bar{\omega}^{-2}}{1 + j \frac{\bar{\omega}}{\bar{X}_1}}} \right|. \quad (5.39)$$

Формула (5.39) показывает, что для реализации наибольших значений коэффициента K_c при фиксированных значениях $\bar{\omega}$, определяющих габариты гасителя и гидравлическое сопротивление стационарному потоку, предпочтительными являются варианты, когда параметры сопротивления \bar{X}_1 такие, при которых сумма в знаменателе подкоренных соотношений формулы (5.39) приобретает минимальные значения. Это будет при условиях, когда сопротивление \bar{X}_1 либо активное, равное \bar{R}_1 (в пределе $\bar{R}_1 = 0$), либо комплексное, составленное параллельным соединением активного \bar{R}_1 и инерционного \bar{X}_{L1} сопротивлений. Иные сочетания сопротивлений в составе \bar{X}_1 , например активного и емкостного, приводят к увеличению зна-

менателя в подкоренных выражениях формулы (5.39) и, следовательно, к снижению величины коэффициента K_c при фиксированных габаритах устройства. Примем теперь $\bar{X}_2 = 0$ и запишем соответствующее выражение для коэффициента K_c в виде

$$K_c = \left| \sqrt{1 + \frac{\bar{X}_L}{\bar{X}_C \left(1 + \frac{\bar{X}_L}{\bar{X}_1}\right)}} + \sqrt{\frac{\bar{X}_L}{\bar{X}_C \left(1 + \frac{\bar{X}_L}{\bar{X}_1}\right)}} \right|. \quad (5.40)$$

Из сравнения соотношений (5.37), (5.40) следует, что они отличаются между собой структурой сомножителей в знаменателях подкоренных выражений. В последнем варианте исследований для получения наибольших величин K_c желательно, чтобы сопротивление \bar{X}_1 было либо активным и равным \bar{R}_1 (в пределе $\bar{R}_1 = \infty$), либо составленным последовательным соединением активного \bar{R}_1 и "емкостного" \bar{X}_{c1} сопротивлений. Но такая схема является "обратной" (дуальной) по отношению к схеме, у которой параметр $\bar{X}_2 = \infty$. Таким образом, ветви \bar{X}_1 обобщенной схемы гасителей для получения наибольшей величины коэффициента K_c и сохранения возможности реализации у гасителей активных волновых сопротивлений должны быть сформированы определенным образом. Они должны включать в свой состав:

- либо обобщенные активное и инерционное сопротивления, соединенные параллельно;
- либо обобщенные активное и упругое сопротивления, соединенные последовательно.

Причем, характеристики гасителей при обоих типах соединений обобщенных сопротивлений в ветвях \bar{X}_1 и выполнении условий (5.21), (5.22) однозначно между собой связаны формулами (5.23)–(5.26). Поэтому ниже (где – специально не оговорено) будем рассматривать структуры гасителей и их характеристики, имеющие в составе ветвей \bar{X}_1 обобщенную инерционность.

Проведем оценку влияния инерционности в каждой ветви обобщенной схемы на характеристики схемы, используя общие принципы изменения характеристик относительно граничной и резонансной частот.

Инерционность может входить либо в состав одной ветви, либо в состав обеих. Сопоставим зависимости K_c гасителей при указанных способах включения инерционности. При этом, учитывая, что наличие активных сопротивлений в структурах гасителей приводит к уменьшению величины K_c в полосе гашения, в расчетных формулах примем $\bar{R}_i = \infty$, т.е. рассмотрим зависимости K_c реактивных гасителей. Допустим также, что гаситель, имеющий инерционность в каждой ветви, является симметричным, а его параметры связаны между собой следующими соотношениями:

$$X_1 = X_2 = X_{L1} = X_{L2} = j\omega L_1 = j\omega L_2 = j\mu_1 \omega L = j\mu_2 \omega L = j\mu_1 \bar{\omega} = j\mu_2 \bar{\omega}. \quad (5.41)$$

У гасителя с инерционностью в одной ветви

$$X_1 = X_{L1} = j\omega L_1 = j\mu_1 \omega L = j\mu_1 \bar{\omega}; \quad X_2 = \infty. \quad (5.42)$$

В формулах (5.41), (5.42) и в последующих соотношениях параметры элементов, относящиеся к гасителю с инерционностью в каждой ветви, обозначены подстрочным индексом "2", а параметры элементов, относящиеся к гасителю с одной инерционностью, обозначены подстрочным индексом "1". Соотношения между инерционностью проточного канала и инерционностью каждой ветви следующие:

$$L_1 = \mu_1 L \text{ и } L_2 = \mu_2 L. \quad (5.43)$$

С учетом принятых значений X_i и формул (5.7), (5.38) выражения для коэффициентов K_c исследуемых схем примут вид:

- для гасителя с инерционностью в одной ветви

$$K_c^* = \left| \sqrt{1 - \frac{\bar{\omega}^2}{1 - \mu_1 \bar{\omega}^2}} + j\bar{\omega} \sqrt{\frac{1}{1 - \mu_1 \bar{\omega}^2}} \right|; \quad (5.44)$$

- для гасителя с инерционностью в каждой ветви

$$K_c^{**} = \left| 1 - \frac{\mu_2 \bar{\omega}^2}{1 + 2\mu_2 - \mu_2^2 \bar{\omega}^2} + j\bar{\omega} \frac{\sqrt{\mu_2 (2 - \mu_2 \bar{\omega}^2)(1 + 2\mu_2)}}{1 + 2\mu_2 - \mu_2^2 \bar{\omega}^2} \right|. \quad (5.45)$$

Из формул (5.44), (5.45) следует, что значения исследуемых коэффициентов при фиксированных частотах $\bar{\omega}$ зависят от параметров μ_i . Для анализа этих зависимостей установим взаимосвязь между

параметром μ_1 и характерными частотами: граничной — $\bar{\omega}_{гр}$ и резонансной — $\bar{\omega}_p$. У рассматриваемых гасителей формулы для определения характерных частот, вытекающие из соотношений (5.44), (5.45), следующие.

Для гасителя, у которого инерционность включена в обе ветви:

$$\bar{\omega}_{гр}^{**} = \sqrt{\frac{2}{\mu_2}}; \quad (5.46)$$

$$\bar{\omega}_p^{**} = \sqrt{\frac{2\mu_2 + 1}{\mu_2^2}}. \quad (5.47)$$

Для гасителя, у которого инерционность включена только в одну ветвь:

$$\bar{\omega}_{гр}^* = \sqrt{\frac{1}{1 + \mu_1}}; \quad (5.48)$$

$$\bar{\omega}_p^* = \sqrt{\frac{1}{\mu_1}}. \quad (5.49)$$

В формулах (5.46)–(5.49) параметры, отмеченные одной или двумя звездочками, относятся соответственно к гасителю с инерционностью в одной ветви или к гасителю с инерционностью в обеих ветвях.

Теперь для одного из гасителей зададимся параметром μ и рассчитаем значения характерных частот $\bar{\omega}_{гр}$ и $\bar{\omega}_p$, которые примем в качестве исходных для определения коэффициента μ другого гасителя либо из условия равенства граничных частот, либо резонансных. В этом случае при одинаковых габаритах проточного канала и расширительной полости гасителя будут иметь, соответственно, одинаковые граничные или резонансные частоты. Естественно, что только при выполнении одного из этих условий можно объективно оценить исследуемые схемы.

Примем у гасителя, содержащего инерционность в одной ветви, $\mu^* = 1$. Для значения $\mu^* = 1$ характерные частоты у гасителя с инерционностью в одной ветви следующие:

$$\left. \begin{aligned} \bar{\omega}_{гр}^* &= \sqrt{0,5} \\ \bar{\omega}_p^* &= 1 \end{aligned} \right\}. \quad (5.50)$$

У гасителя с инерционностью в обеих ветвях для реализации одинакового с первым значения граничной частоты, как следует из формул (5.46), (5.47), должно быть $\mu_{гр}^{**} = 4$, а для реализации одинаковых значений резонансных частот необходимо иметь значение $\mu_p^{**} = 1 + \sqrt{2} \approx 2,41$. Графики, иллюстрирующие зависимости K_c обоих гасителей при значениях $\mu_{гр}^{**} = 4$ и $\mu_p^{**} \approx 2,41$, приведены на рис. 5.1. Из сопоставления графиков следует, что инерционности в каждой ветви гасителя, не изменяя принципиально характер зависимости K_c , позволяют в области низких частот (на графиках 1 и 3 кривые слева) увеличить крутизну зависимости коэффициента затухания. Однако ширина частотного диапазона эффективной работы гасителя с двумя инерционными сопротивлениями меньше, чем у гасителя с одной инерционностью. Расширить частотный диапазон эффективной работы гасителя с инерционностью в каждой ветви можно. Для этого следует уменьшить значение μ^{**} . Но при этом преимущества гасителя утрачиваются (кривые 1 и 2), увеличивается граничная частота и его использование становится нецелесообразным.

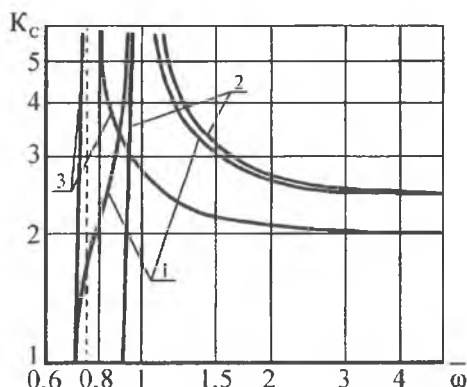


Рис. 5.1. Зависимости K_c гасителей, содержащих инерционности: 1 - в одной ветви; 2, 3 - в обеих ветвях

Другим недостатком гасителя, имеющего инерционность в двух ветвях, является отсутствие возможности реализации у него активных волновых сопротивлений при низких частотах колебаний, т. е. при частотах, на которых гаситель имеет преимущество в величине коэффициента K_c . Для доказательства этого утверждения воспользуемся зависимостями (5.7), приняв в них $\bar{X}_1 = \bar{X}_2 = \bar{X}$. С учетом введенных упрощений выражение для определения волновых сопротивлений гасителя со стороны входа и выхода примет вид

$$Z_{ci} = \sqrt{\frac{B}{C}} = R \cdot \sqrt{\frac{\bar{X}^2 \bar{X}_L + 2\bar{X}}{\bar{X}_L + 2\bar{X}}} \quad (5.51)$$

Соотношение (5.51) устанавливает, что сопротивления гасителя будут активными только при выполнении следующего условия:

$$\bar{X}^2 = \bar{X}_1 \bar{X}_2 = 1. \quad (5.52)$$

Это возможно, когда шунтирующие сопротивления \bar{X}_i либо активные, либо в их составе преобладающей является активная составляющая, т.е. реактивная составляющая мала. Ветви X_i должны быть составлены параллельным соединением активного и инерционного сопротивлений. Поэтому суммарное сопротивление каждой ветви будет активным только при больших значениях частоты $\bar{\omega}$. Но при высоких частотах, как следует из графиков на рис.5.1 (кривые 1, 3), предпочтительней является зависимость K_c гасителя с инерционностью в одной ветви.

Таким образом, все гасители, приведенные на рис.4.1, в дополнение к уже проведенной систематизации следует разделить на два больших класса:

- имеющие базовую структуру;
- строение которых образуется развитием или наращиванием базовых структур устройств.

Граница деления гасителей на предлагаемые два класса может быть определена на основе проведенных в данной главе исследований архитектуры ветвей X_i .

Полученные данные показывают, что в качестве базовой структуры гасителей можно принять несимметричную схему, электрический аналог которой изображен на рис.4.3. У этой схемы в одну ветвь должны быть включены активное сопротивление и инерционное (упругое) сопротивление, а другая ветвь должна иметь только активное сопротивление. Гидравлические реализации схем гасителей на основе базовой структуры представлены в соответствующих группах на рис.4.1 и объединены вместе на рис.5.2а, б, в, г и рис.5.3а, б, в, г, д.

На основе однозвенных базовых структур гасителей и рассматриваемых как "простейшие" можно построить комбинированные или многозвенные гасители. Наиболее просто поставленная задача решается, если исходные звенья соединить по принципу согласования волновых сопротивлений. При этом коэффициент собственного затухания K_c результирующей схемы равен произведению K_{c_k} каждого звена, т.е.

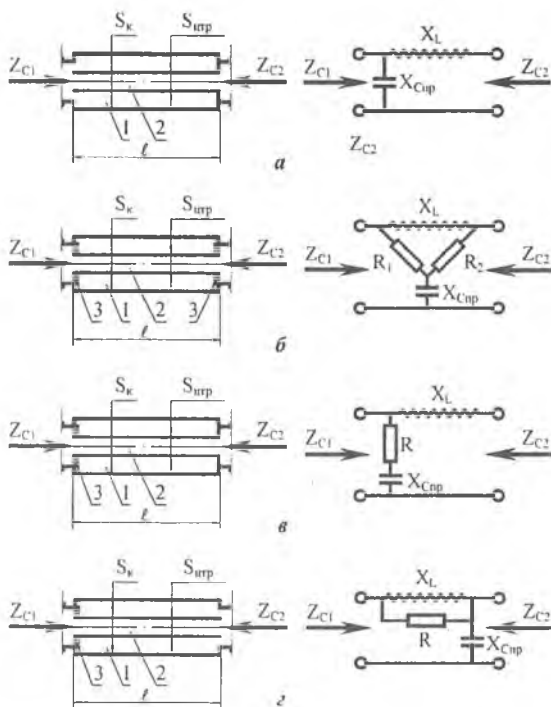


Рис. 5.2. Принципиальные гидравлические схемы базовых однозвенных гасителей и их электрические аналоги: 1 – расширительная полость; 2 – проточный канал; 3 – гидродроссели (активные сопротивления); S_k , $S_{упр}$ – площади поперечных сечений расширительной полости и проточного канала; ℓ – длина гасителей (продольные размеры расширительных полостей и проточных каналов равны); X_L – инерционное сопротивление проточного канала; X_{Cnp} – приведенное упругое сопротивление расширительной полости; R_i – сопротивления гидродросселей; Z_{ci} – волновые сопротивления гасителей

$$K_c = \prod_{i=1}^n K_{ci}, \quad (5.53)$$

где n – число базовых звеньев в комбинированном гасителе.

Волновые же сопротивления со стороны входа и выхода комбинированного гасителя соответствуют волновым сопротивлениям крайних звеньев. В качестве примера на рис.5.4 приведены схемы двухзвенных гасителей, построенных на основе однозвенных, изображенных на рис.5.2г, рис.5.3б.

Гасители другого класса в предложенной систематизации более сложные, так как их структуры являются дальнейшим развитием структур базовых гасителей. Некоторые схемы гасителей этого класса объединены вместе и показаны на рис.4.1 в группе "Д". Основная цель усложнения конструкций устройств состоит в создании возможностей коррекции собственных частотных характеристик, которые формируются базовыми структурами гасителей. Поэтому

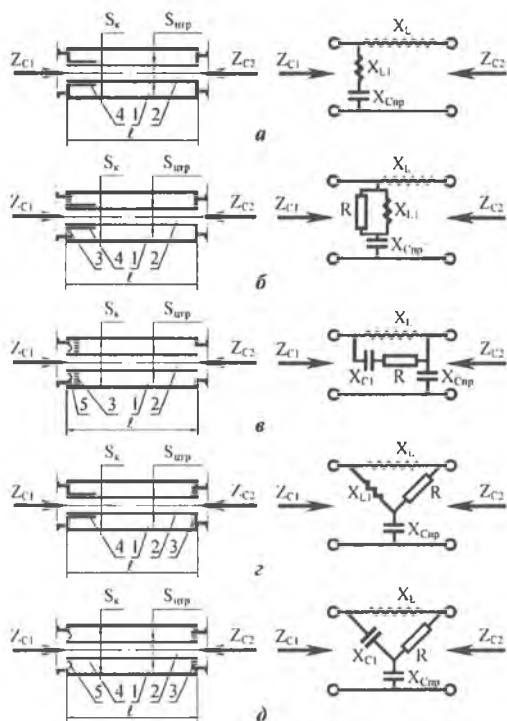


Рис. 5.3. Принципиальные гидравлические схемы базовых однозвенных гасителей с резонансными контурами и их электрические аналоги: 1 – расширительная полость; 2 – проточный канал; 3 – гидродроссели (активные сопротивления); 4 – "горло" резонансного контура; 5 – упругая мембрана или подпружиненный поршень;

X_L – инерционное сопротивление проточного канала; $X_{Cшр}$ – приведенное упругое сопротивление расширительной полости; R – сопротивление гидродросселей; Z_{C1} – волновые сопротивления гасителей

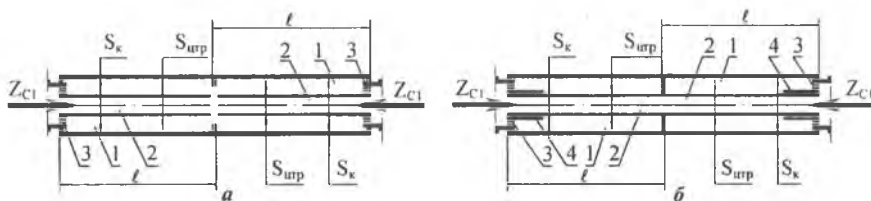


Рис. 5.4. Примеры построения двухзвенных гасителей на основе базовых однозвенных

применять сложные схемы гасителей следует в трубопроводных цепях, когда их характеристики точно рассчитываются, контролируются или управляются в процессе эксплуатации оборудования. Только при таких условиях можно добиться увеличения эффективности действия гасителей за счет усложнения их структур, а само усложнение конструкции устройств будет экономически целесообразным.

5.2. Анализ характеристик гасителей с учетом распределенности параметров

Исследуем первоначально базовую структуру гасителей, в которой выполняется требование $\bar{X}_i = \bar{R}_i$. Подставим выражения для коэффициентов передачи (5.10), (5.11) при условии $\bar{X}_i = \bar{R}_i$ в формулы для параметров K_c (1.1) и \bar{Z}_{ci} (1.2), (1.3) и проведем их анализ. Из полученных соотношений следует, что характеристики гасителей являются периодическими функциями относительной длины $\bar{\ell}$ с периодом, равным $0,5n$ ($n=1, 2, 3, \dots$).

На границах интервалов периодичности значения K_c и \bar{Z}_{ci} следующие:

$$K_c = 1, \quad (5.54)$$

$$\bar{Z}_{ci} = 1. \quad (5.55)$$

То есть, независимо от величин сопротивлений \bar{R}_i , коэффициент K_c становится равным своему минимальному значению, а волновые сопротивления имеют активный характер. Ниже волновое сопротивление любого гасителя, если оно активное, будет обозначаться \bar{Z}_{cia} .

В пределах интервалов периодичности характеристики зависят от величин и соотношений сопротивлений \bar{R}_i . Причем, если $\bar{\ell} = 0,5(n - 0,5)$, т.е. когда продольные размеры гасителей кратны четверти длины волны подавляемых колебаний, зависимости характеристик имеют характерную точку. Это обусловлено тем, что функция $\operatorname{tg}(2\pi\bar{\ell})$ в формулах (5.10) при этих значениях $\bar{\ell}$ имеет разрыв.

Определим выражения для коэффициента K_c при значениях $\bar{\ell} = 1/4$. После соответствующих преобразований формул (5.8) с учетом выражения (1.1) будем иметь:

$$K_{c, \bar{\ell}=1/4} = \frac{S^2(S+1)\sqrt{\bar{R}_1\bar{R}_2} + \sqrt{\left[(S+1)^2 + \bar{R}_1\bar{R}_2S^2(S+1)\right]\left[(S+1)^3 + S^2\bar{R}_1\bar{R}_2\right]}}{\left[(S+1)^2 + \bar{R}_1\bar{R}_2S^2\right]\sqrt{S+1}}. \quad (5.56)$$

Анализ соотношения (5.56) показывает, что значения коэффициента K_c при относительной длине $\bar{\ell} = 1/4$ могут изменяться в пределах

$$1 \leq K_c \Big|_{\bar{\ell} = \frac{1}{4}} \leq \sqrt{S+1}. \quad (5.57)$$

Максимальное значение коэффициента K_c , равное

$$K_{c \max} = \sqrt{S+1}, \quad (5.58)$$

реализуется при выполнении условия

$$\bar{R}_1 \bar{R}_2 = \left(\frac{S+1}{S} \right)^2. \quad (5.59)$$

Минимальное значение K_c , равное единице, будет при выполнении условия $\bar{R}_1 \bar{R}_2 = 0$ или условия $\bar{R}_1 \bar{R}_2 = \infty$.

Исследуем зависимости K_c , когда $\bar{\ell} \neq 1/4$. Для этого воспользуемся соотношениями (5.10) и проведем расчеты, например, при условиях

$$k \leq 1 \text{ и } m \leq 1.$$

Зависимости характеристик гасителя при предельных значениях

$$k = m = 1 \quad (5.60)$$

коэффициентов k и m , установленных выражением (5.60), определены в работе [80]. С учетом принятых обозначений параметров эти зависимости характеристик имеют следующий вид:

$$K_c = \sqrt{1 + S \sin^2(2\pi \bar{\ell})}; \quad (5.61)$$

$$\bar{Z}_{\text{сн}} = 1. \quad (5.62)$$

Из формул (5.61), (5.62) следует, что график изменения коэффициента K_c от относительной длины $\bar{\ell}$ имеет “волнообразный” характер, достигает максимума, определяемого по формуле (5.58), при значении $\bar{\ell} = 1/4$, а волновые сопротивления гасителя активные и не зависят от частоты колебаний. Активность и независимость волновых сопротивлений от частоты колебаний является особенностью данной схемы гасителя. Существующая особенность изменения характеристик гасителя позволяет принять это устройство в качестве эталонного для сравнения характеристик других гасителей при одинаковых геометрических размерах расширительных полостей и проточных каналов. Ниже эталонный гаситель будем сокращенно обозначать ПАС – гаситель с постоянными и активными волновыми сопротивлениями [13, 80].

Определим величину K_c гасителя ПАС при частоте $\bar{\omega} = 1$. Для этого в формулу (5.61) подставим выражение для параметра $\bar{\ell}$ согласно выражению (5.15). В результате будем иметь

$$K_c = \sqrt{1+S \sin^2 \left(\bar{\omega} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{1}{S}} \right)}. \quad (5.63)$$

Из формулы (5.63) для значения $\bar{\omega} = 1$ получим

$$K_c = \sqrt{1 + \frac{S}{S+1}}. \quad (5.64)$$

Так как в реальных конструкциях гасителей обычно $S \gg 1$, то из формулы (5.64) следует:

$$K_c \approx \sqrt{2} \approx 1,41. \quad (5.65)$$

Это значение K_c меньше минимально необходимого значения $K_c \geq 2,5$. Следовательно, рабочая полоса частот гасителя ПАС находится правее значения $\bar{\omega} = 1$, как и у АФНЧ [25], и вообще у всех других гасителей. По этой причине в ряде случаев на соответствующих графиках зависимости характеристик гасителей, находящиеся в областях частот либо ниже нижней граничной частоты, либо выше верхней граничной частоты, наноситься не будут.

Результаты расчета коэффициента K_c исследуемого гасителя при изменении параметров k и m и фиксированных значениях $S = 30$ проиллюстрированы на рис.5.5, 5.6. Здесь и в последующем (где специально не будет отмечаться) соответствующие графики построены при одном и том же значении параметра $S = 30$. Это обусловлено тем, что при других S рассматриваемые зависимости подобны, а влияние на них параметра S при всех значениях $\bar{\ell}$, находящихся в полосе гашения, следующее.

Увеличение степени расширения S приводит к росту величины K_c . Модули волновых сопротивлений при увеличении S изменяются следующим образом:

- если волновое сопротивление гасителя инерционного характера, то $|\bar{Z}_{ci}|$ увеличивается;
- если упругого характера, то $|\bar{Z}_{ci}|$ уменьшается.

При уменьшении степени расширения гасителя S изменения соответствующих модулей волновых сопротивлений становятся обратными.

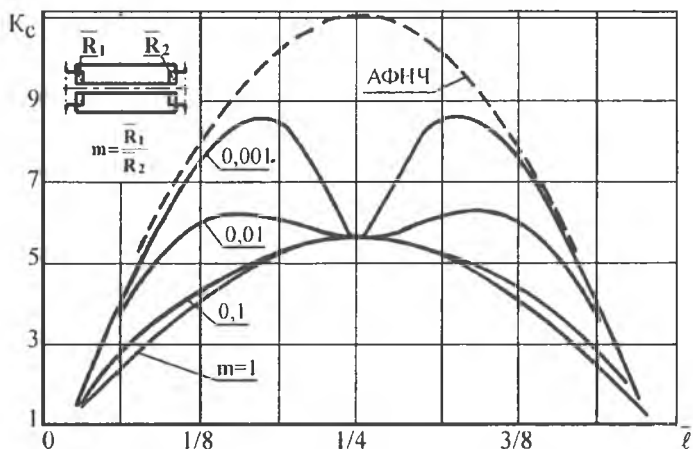


Рис. 5.5. Зависимости коэффициента K_c при различных значениях коэффициента несимметричности m и фиксированных параметрах $S=30$ и $K=1$; ---- — зависимость K_c гасителя АФНЧ

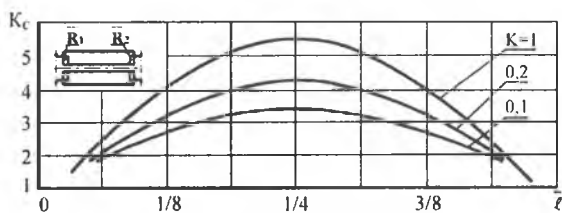


Рис. 5.6. Зависимости коэффициента K_c при различных значениях коэффициента k и фиксированных параметрах $S=30$ и $m=1$

Графики на рис.5.5 построены при $k=1$ и вариациях m , а на рис.5.6 – при $m=1$ и вариациях k . Для сравнения графиков на рис.5.5 пунктирной линией нанесена зависимость K_c АФНЧ, вычисленная по формуле [25]:

$$K_c = \sqrt{\cos^2(2\pi\bar{l}) [\text{Stg}^2(2\pi\bar{l}) - 1]} + \sqrt{(S+1)\sin^2(2\pi\bar{l})}. \quad (5.66)$$

Анализ представленных графиков показывает, что при выполнении условий (5.29) отклонение значения k от единицы уменьшает K_c , а отклонение параметра m от единицы увеличивает коэффициент K_c при всех значениях \bar{l} , за исключением $\bar{l} = 1/4$. Следовательно,

для реализации максимального значения K_c во всем рабочем диапазоне частот необходимо, чтобы $k=1$, а коэффициент m как можно больше отличался от единицы. Изменение параметра m вызывает структурную несимметричность гасителя и, как следствие, отклонение волновых сопротивлений \bar{Z}_{ci} от активных величин. Поэтому пределы вариаций коэффициента m ограничены требованиями к волновым сопротивлениям устройства.

Значения волновых сопротивлений при условиях $\bar{\ell} = 0$; $\bar{\ell} = 1/2$ выражаются зависимостью (5.62), а при относительной длине $\bar{\ell} = 1/4$ соотношения для определения их величин имеют вид:

$$\bar{Z}_{c1a}|_{\bar{\ell}=1/4} = \sqrt{\frac{\bar{R}_1}{R_2} \frac{(S+1)[(S+1) + \bar{R}_1 \bar{R}_2 S^2]}{\bar{R}_1 \bar{R}_2 S^2 + (S+1)^3}}; \quad (5.67)$$

$$\bar{Z}_{c2a}|_{\bar{\ell}=1/4} = \sqrt{\frac{\bar{R}_2}{R_1} \frac{(S+1)[(S+1) + \bar{R}_1 \bar{R}_2 S^2]}{\bar{R}_1 \bar{R}_2 S^2 + (S+1)^3}}. \quad (5.68)$$

Если выполняется условие (5.59), тогда реализуется максимальная величина K_c . Формулы (5.67), (5.68) приобретают вид:

$$\bar{Z}_{c1a}|_{\bar{\ell}=1/4} = \sqrt{m}; \quad (5.69)$$

$$\bar{Z}_{c2a}|_{\bar{\ell}=1/4} = \sqrt{\frac{1}{m}}. \quad (5.70)$$

Из соотношений (5.67)–(5.70) следует, что при относительной протяженности гасителя $\bar{\ell} = 1/4$ волновые сопротивления являются активными при любых значениях \bar{R}_i и взаимнообратными, а их величины при максимальном коэффициенте K_c и фиксированных габаритах гасителя можно изменять в широких пределах. Из формул (5.67)–(5.70) также следует, что на фиксированной частоте гаситель можно использовать как "трансформатор" активных волновых сопротивлений.

Оценим изменения волновых сопротивлений гасителя при отклонении параметра $\bar{\ell}$ от значения $\bar{\ell} = 1/4$. Для этого введем коэффициент Γ_{ω} , учитывающий изменения модуля и аргумента волнового

сопротивления гасителя. Формула для расчета коэффициента рассогласования Γ_{ω} следующая:

$$\Gamma_{\omega} = \left| \frac{\bar{Z}_{ci} - \bar{Z}_{cia}}{\bar{Z}_{ci} + \bar{Z}_{cia}} \right|, \quad (5.71)$$

В развернутом виде зависимость (5.71) преобразуется в соотношение

$$\Gamma_{\omega} = \sqrt{\frac{|\bar{Z}_{ci}|^2 - 2|\bar{Z}_{ci}|\bar{Z}_{cia} \cos \varphi_{ci} + \bar{Z}_{cia}^2}{|\bar{Z}_{ci}|^2 + 2|\bar{Z}_{ci}|\bar{Z}_{cia} \cos \varphi_{ci} + \bar{Z}_{cia}^2}}, \quad (5.72)$$

где $|\bar{Z}_{ci}|$, φ_{ci} – текущие значения модуля и аргумента волнового сопротивления гасителя; \bar{Z}_{cia} – величина активного волнового сопротивления при частоте, соответствующей значению $\bar{\ell} = 1/4$.

Формулы (5.71), (5.72) подобны формулам для коэффициентов отражений Γ_i , Γ_{ci} (2.65). Поэтому коэффициенту рассогласования можно придать тот же физический смысл, т.е. считать, что коэффициент Γ_{ω} показывает доли падающей и отраженной волн в трубопроводной цепи вследствие несоответствия волнового сопротивления гасителя расчетному значению. В исследуемом случае расчетная величина волнового сопротивления гасителя равна \bar{Z}_{cia} . Максимальная величина Γ_{ω} равна единице, минимальная – нулю. Результаты вычислений Γ_{ω} при выполнении условия (5.59), т.е. при $k=1$ и $m=0,5$; $m=0,25$; $S=10$; $S=30$ проиллюстрированы на рис.5.7. Из приведенных графиков следует, что в полосе гашения при $\bar{\ell} \neq 1/4$ и отклонении коэффициентов несимметричности гасителя m от единицы как в сторону уменьшения, так и увеличения, коэффициент Γ_{ω} увеличивается, а при увеличении значений S коэффициент Γ_{ω} уменьшается. В окрестности значения $\bar{\ell} = 1/4$ ввиду незначительной величины коэффициента Γ_{ω} волновые сопротивления гасителя можно считать активными и равными $\bar{Z}_{cia} = 1/\sqrt{Z_{c2a}}$. Для фиксированных параметров m и S указанная окрестность определяется исходя из допустимых значений коэффициента Γ_{ω} . Эти выводы являются существенными для проектирования несимметричных гасителей с активными волновыми сопротивлениями.

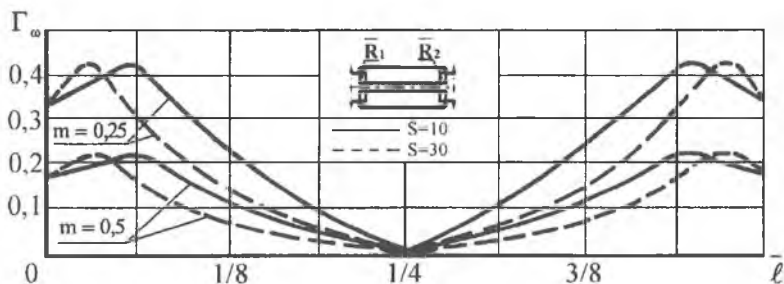


Рис. 5.7. Зависимости коэффициента рассогласования при $k=1$ и различных значениях параметров m и S

Оценим характер волновых сопротивлений при условии $\bar{\ell} \neq 1/4$. Для решения этой задачи достаточно проанализировать числитель мнимой составляющей комплекса $\left[\frac{AB}{CD} \right]$, формула для которого при выполнении условия (5.59), т.е. при максимальном значении K_c , имеет вид

$$\left[\text{Im} \left(\frac{AB}{CD} \right) \right] = 2S(m-1)\sqrt{m(S+1)} \left[(m+1)^2 + 4m(S+1)\text{tg}^2(2\pi\bar{\ell}) \right] \text{tg}^3(2\pi\bar{\ell}). \quad (5.73)$$

Из выражения (5.73) следует, что при фиксированных параметрах m характер волновых сопротивлений изменяется только при переходе $\bar{\ell}$ через значение $\bar{\ell}=1/4$.

Если $m < 1$, то:

- при $\bar{\ell} < 1/4$ \bar{Z}_{c1} – упругого характера, \bar{Z}_{c2} – инерционного характера;
- при $\bar{\ell} > 1/4$ \bar{Z}_{c1} – инерционного характера, \bar{Z}_{c2} – упругого характера.

Смена характера волновых сопротивлений при переходе через значение $\bar{\ell}=1/4$ происходит из-за изменения свойств элементов гасителя на противоположные. Расширительная полость гасителя начинает выполнять функции инерционности, а проточный канал – функции упругости. Гаситель из фильтра низких частот превращается в фильтр высоких частот. Данное замечание справедливо для всех гасителей, полученных на основе базовых гасителей.

Графики изменения модулей волновых сопротивлений \bar{Z}_{c1} при различных параметрах m , R_i и $S=30$ приведены на рис.5.8. Для срав-

нения импедансных характеристик различных гасителей на рис.5.8 нанесены также зависимости \bar{Z}_{c1} АФНЧ, которые рассчитывались по формулам [25]:

$$\bar{Z}_{c1} = \frac{1}{j} \sqrt{S \cdot \operatorname{tg}^2(2\pi\ell) - 1}, \quad (5.74)$$

$$\bar{Z}_{c2} = \frac{1}{Z_{c1}}, \quad (5.75)$$

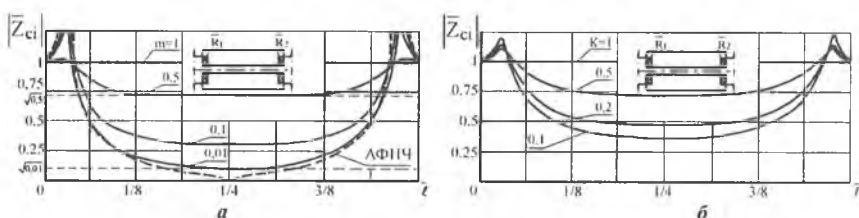


Рис. 5.8. Зависимости модулей волновых сопротивлений гасителей при различных значениях параметров m и k и $S = 30$: *a* – при $k = 1$ и изменениях параметра m ; *б* – при $m = 1$ и изменениях параметра k ; - - - - - зависимость модуля волнового сопротивления Z_{c1} гасителя АФНЧ

Наличие горизонтальных участков на графиках свидетельствует о преобладании активной составляющей в структуре волновых сопротивлений гасителя над реактивной составляющей и, следовательно, о возможности реализации волновых сопротивлений, близких по характеру к активным сопротивлениям в некотором диапазоне частот.

Рассмотрим характеристики гасителей, у которых значение одного из сопротивлений \bar{R}_1 равно предельному значению: 0 или ∞ . Схемы гасителей приведены на рис.5.2. Так как у этих гасителей при взаимнообратных значениях сопротивлений шунтов \bar{R}_1 соответствующие характеристики связаны соотношениями (5.23)–(5.26), то исследуем только схему, имеющую расширительную проточную полость (см. рис.5.2з).

Примем в формулах (5.10) $\bar{X}_1 = \bar{R}$, $\bar{X}_2 = 0$ и, проведя соответствующие преобразования, получим выражения для коэффициентов передачи A , B , C , D в форме:

$$\left. \begin{aligned}
 A &= \cos(2\pi\bar{\ell}) \frac{\bar{R}^2 S^2 + \operatorname{tg}^2(2\pi\bar{\ell}) \left[(S+1)^3 - S^3 R^2 \right] + j \bar{R} S^2 (S+1) \sqrt{S+1} \operatorname{tg}^3(2\pi\bar{\ell})}{\bar{R}^2 S^2 + (S+1)^3 \operatorname{tg}^2(2\pi\bar{\ell})}; \\
 B &= \frac{Z_{\text{вх}} \sin(2\pi\bar{\ell}) \operatorname{tg}(2\pi\bar{\ell}) \cdot \bar{R} (S+1) S^2 + j \left[\bar{R}^2 S^2 + (S+1)^2 \operatorname{tg}^2(2\pi\bar{\ell}) \right] \sqrt{S+1}}{\sqrt{S+1} \left[\bar{R}^2 S^2 + (S+1)^3 \operatorname{tg}^2(2\pi\bar{\ell}) \right]}; \\
 C &= j \frac{\sin(2\pi\bar{\ell})}{Z_{\text{вх}}} (S+1); \\
 D &= \cos(2\pi\bar{\ell}).
 \end{aligned} \right\} (5.76)$$

С использованием этих зависимостей соотношения для числителей мнимых составляющих комплексов $[AB/CD]$ и $[DB/AC]$ соответственно, определяющие характер волновых сопротивлений \bar{Z}_{c1} и \bar{Z}_{c2} , выражаются соотношениями:

$$\left. \begin{aligned}
 &\left[\operatorname{Im} \left(\frac{AB}{CD} \right) \right] = \\
 &= \bar{R} S^2 \operatorname{tg}(2\pi\bar{\ell}) \cdot \left\{ \bar{R}^2 S^2 \left[\operatorname{tg}^2(2\pi\bar{\ell})(2S+1) - 1 \right] + (S+1)^3 \left[\operatorname{tg}^2(2\pi\bar{\ell}) - 1 \right] \operatorname{tg}^2(2\pi\bar{\ell}) \right\}
 \end{aligned} \right\} (5.77)$$

$$\left. \begin{aligned}
 &\left[\operatorname{Im} \left(\frac{DB}{AC} \right) \right] = \\
 &= -\bar{R} S^2 \operatorname{tg}(2\pi\bar{\ell}) \cdot \left\{ \bar{R}^2 S^2 \left[1 + \operatorname{tg}^2(2\pi\bar{\ell}) \right] + (S+1)^3 \operatorname{tg}^2(2\pi\bar{\ell}) + (S+1)^2 \operatorname{tg}^4(2\pi\bar{\ell}) \right\}
 \end{aligned} \right\} (5.78)$$

Из формулы (5.78) следует, что при условии $\operatorname{tg}(2\pi\bar{\ell}) > 0$ характер \bar{Z}_{c2} при любых значениях параметров \bar{R} и S упругий, а при условии $\operatorname{tg}(2\pi\bar{\ell}) < 0$ – инерционный. Для гасителя с непроточной полостью – наоборот. Таким образом, характер волнового сопротивления \bar{Z}_{c2} у гасителя изменяется только при переходе через значение $\bar{\ell} = 1/4$.

Характер волнового сопротивления \bar{Z}_{cl} зависит от значений $\text{tg}(2\pi\bar{\ell})$, \bar{R} , S и может быть либо инерционным, либо упругим, либо активным. Наибольший интерес вызывает условие, при котором волновое сопротивление \bar{Z}_{cl} активное. Данное условие получим, приравняв нулю правую часть выражения (5.77).

После преобразований получим формулу

$$\bar{R} = \sqrt{\frac{(1+S)^3 [1 - \text{tg}^2(2\pi\bar{\ell})] \cdot \text{tg}^2(2\pi\bar{\ell})}{[(2S+1) \cdot \text{tg}^2(2\pi\bar{\ell}) - 1] S^2}}. \quad (5.79)$$

Так как в полосе гашения колебаний ($\bar{\omega} > 1$), т.е. при достаточных значениях K_c , знаменатель подкоренного соотношения (5.79) всегда положительный, то для реализации активного волнового сопротивления гасителя со стороны \bar{Z}_{cl} необходимо выполнение условия $\text{tg}^2(2\pi\bar{\ell}) < 1$. При этом, если выполняется условие активности (5.79), выражение для расчета волнового сопротивления \bar{Z}_{cla} имеет вид

$$\bar{Z}_{cla} = \sqrt{\frac{2+S[1 - \text{tg}^2(2\pi\bar{\ell})]}{2(1+S)}}. \quad (5.80)$$

Графики, иллюстрирующие зависимости (5.79), (5.80) от параметра $\bar{\ell}$ ($\bar{\ell} < 1/8$) при различных значениях степеней расширения S , приведены на рис.5.9. Их анализ показывает, что требуемая для реализации активного волнового сопротивления величина \bar{R} и сама величина активного волнового сопротивления зависят от частоты колебаний. На любой частоте $\bar{\omega}$ необходимо подбирать соответствующее значение сопротивления \bar{R} . Например, при частоте $\bar{\omega} = 1$ из формул (5.79), (5.80) следует, что:

$$\bar{R} = \sqrt{\frac{(S+1)^2(S-1)}{S^3}} \approx 1; \quad (5.81)$$

$$\bar{Z}_{cla} = \sqrt{0,5}. \quad (5.82)$$

В полосе гашения ($\bar{\omega} > 1$) требуемая для реализации активного волнового сопротивления \bar{Z}_{cla} величина \bar{R} всегда меньше единицы.

При этом сама величина \bar{Z}_{c1a} всегда меньше значения $\sqrt{0,5}$. У гасителя, имеющего непроточную полость (рис.5.2в), величина \bar{R} , требуемая для реализации активного волнового сопротивления \bar{Z}_{c1a} всегда больше единицы, а сама величина $\bar{Z}_{c1a} \geq \sqrt{2}$. Соотношения между параметрами $\bar{R}, S, \bar{Z}_{c1a}$ можно получить, если из формулы (5.80) выразить функцию $\text{tg}^2(2\pi\bar{\ell})$ и подставить ее в формулу (5.79). После преобразований искомое выражение для вычисления значения сопротивления дросселя \bar{R} , при котором волновое сопротивление \bar{Z}_{c1a} становится активным, примет следующий вид:

$$\bar{R} = \sqrt{\frac{[(S+1)\bar{Z}_{c1a} - 1] \left\{ S + 2 \left[1 - \bar{Z}_{c1a}^2 (S+1) \right] \right\} (S+1)^2}{(S+1) - (2S+1)\bar{Z}_{c1a}}}. \quad (5.83)$$

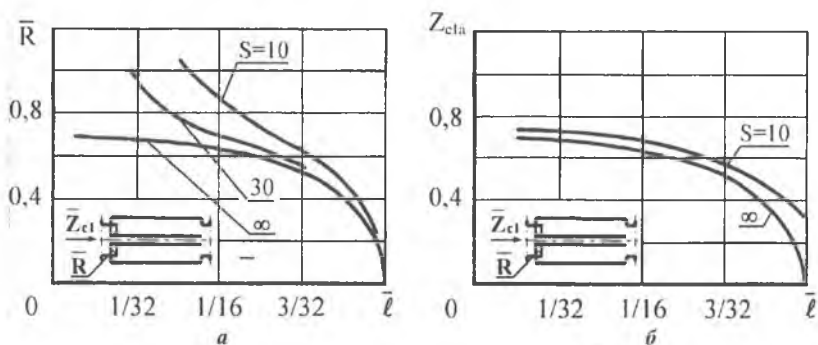


Рис. 5.9. а – зависимости сопротивлений \bar{R} гидродросселей, необходимых для реализации активного волнового сопротивления гасителя со стороны \bar{Z}_{c1} ; б – зависимости реализующихся значений волновых сопротивлений гасителя при выполнении условий пункта а

Таким образом, зависимости (5.79), (5.80), (5.83) позволяют определить параметры элементов гасителя с целью реализации активного волнового сопротивления \bar{Z}_{c1a} на фиксированной частоте.

Исследуем условия реализации активных волновых сопротивлений у гасителя в диапазоне частот $[\omega_1; \omega_2]$. Для этого первоначально по формуле (5.72) оценим отклонение \bar{Z}_{c1} от некоторого воз-

можно значения волнового сопротивления \bar{Z}_{c1a} . Выберем, например, $\bar{Z}_{c1a} = \sqrt{0,5}$. Это значение активного волнового сопротивления реализуется при частоте $\bar{\omega} = 1$. Определим зависимость Γ_{ω} при условиях $\bar{R} = 1$ и $\bar{R} = 0,7$. Во втором варианте зависимость Γ_{ω} вычислим при условии $\bar{Z}_{c1a} \approx 0,61$; $\bar{R} \approx 0,63$. Эти значения \bar{Z}_{c1a} и \bar{R} определены по формулам (5.79), (5.80) при значении $\bar{\ell} = \pi/4$.

Результаты расчета Γ_{ω} при $S=30$ для обоих вариантов представлены на рис.5.10. Из графиков следует, что в некотором диапазоне частот из-за небольшого значения коэффициента Γ_{ω} волновое сопротивление гасителя \bar{Z}_{c1} можно считать активным или близким к активному и равным по величине \bar{Z}_{c1a} .

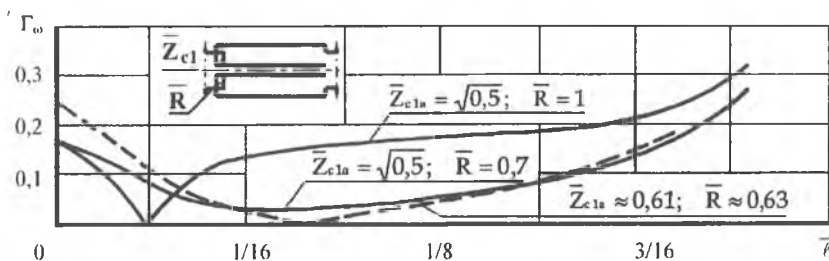


Рис. 5.10. Зависимости коэффициента рассогласования волнового сопротивления гасителя Γ_{ω} со стороны \bar{Z}_{c1} при $S=30$ и различных значениях параметров \bar{R} и \bar{Z}_{c1a}

Примем, что оптимальным значением \bar{R} в диапазоне частот $[\bar{\omega}_1; \bar{\omega}_2]$, необходимым для реализации активного волнового сопротивления, равного \bar{Z}_{c1a} , будет такое, при котором $\min[\Gamma_{\omega}]$ находится внутри рассматриваемого диапазона, а на его границах значения коэффициентов рассогласования равны, т.е.

$$\Gamma_{\omega_1} = \Gamma_{\omega_2}. \quad (5.84)$$

Подставим в равенство (5.84) выражения для коэффициента Γ_{ω_i} в виде (5.72), требуемую величину сопротивления дросселя \bar{R} определим одним из численных методов.

Таким образом, у несимметричных гасителей, схемы которых изображены на рис.5.2в, возможна реализация активных волновых

сопротивлений на фиксированной частоте и волновых сопротивлений, близких по характеру к активным в некотором диапазоне частот.

Графики, иллюстрирующие зависимости модулей волновых сопротивлений \bar{Z}_{c1} и \bar{Z}_{c2} при вариациях параметра \bar{R} , показаны на рис.5.11. Обращает внимание то, что зависимости волновых сопротивлений гасителя со стороны \bar{Z}_{c1} имеют вид (если исключить из рассмотрения область в окрестности значения $\bar{\ell}=1/4$), подобный зависимостям волнового сопротивления гасителя, изображенного на рис. 5.26 при $m < 1$. Наличие горизонтальных участков на характеристиках так же, как и в предыдущем случае (рис.5.8а), свидетельствует о возможности реализации волнового сопротивления гасителя, близко по характеру к активному.

Влияние гидравлического дросселя \bar{R} на волновое сопротивление гасителя \bar{Z}_{c2} менее существенно и проявляется в основном при значениях $\bar{\ell}$, находящихся в полосе гашения в начале и конце интервала периодичности.

Следует отметить следующие обстоятельства:

- Частотная зависимость модуля волнового сопротивления гасителя имеет наибольшие значения при условии $\bar{R} = \infty$ и описывается той же формулой, что и частотная зависимость модуля волнового сопротивления гасителя АФНЧ.

- Уменьшение параметра \bar{R} ведет к уменьшению значений модулей волнового сопротивления гасителя при всех параметрах $\bar{\ell}$.

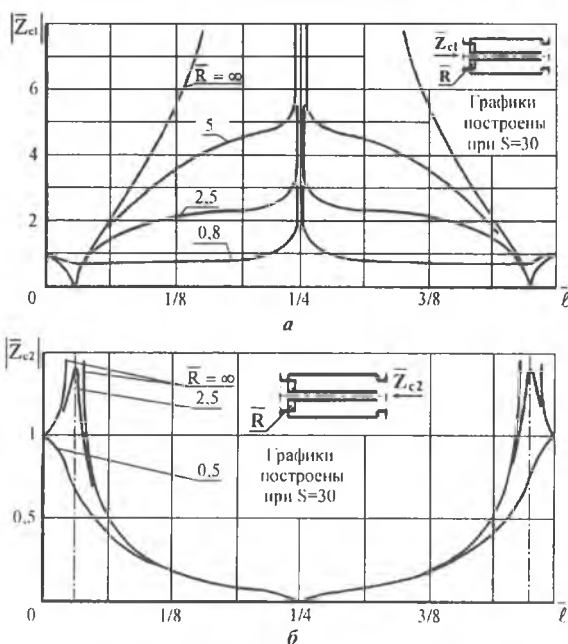


Рис. 5.11. Зависимости модулей волновых сопротивлений гасителя:

а - со стороны \bar{Z}_{c1} ; б - со стороны \bar{Z}_{c2}

• Отсутствие пологих участков на графиках, иллюстрирующих зависимости $|\bar{Z}_{c2}|$ гасителя в полосе гашения, свидетельствует о том, что реактивная составляющая в структуре волнового сопротивления гасителя, независимо от значения $\bar{R} > 0$, является преобладающей.

Исследуем поведение коэффициентов K_c рассматриваемых гасителей. Так как при удовлетворении условий (5.21), (5.22) зависимости K_c гасителей обеих схем одинаковые (5.23), то расчеты проведем для одной схемы – с проточной полостью.

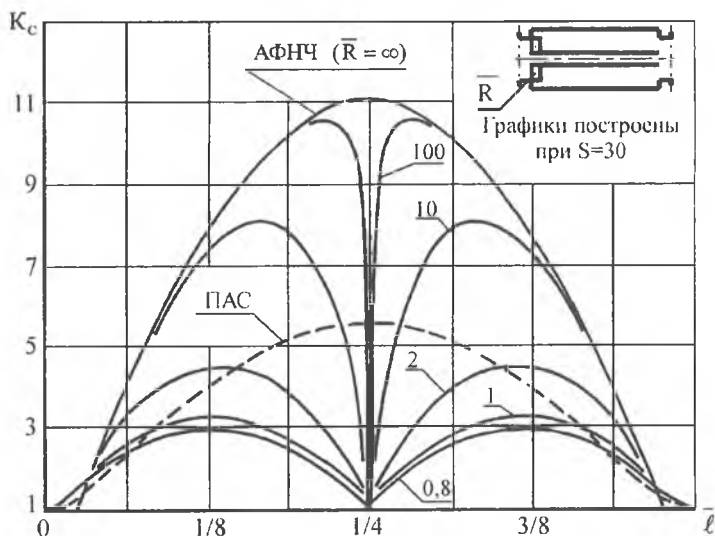


Рис. 5.12. Зависимости K_c гасителя при вариациях сопротивления \bar{R} и $S=30$. ----- – зависимость K_c гасителя ПАС также при $S=30$

Результаты расчета при различных значениях \bar{R} представлены на рис.5.12. Кроме того, для сравнения, на этом же рисунке нанесены зависимости K_c гасителей ПАС и АФНЧ. Из приведенных графиков хорошо видно, что в полосе гашения для всех возможных значений \bar{R} наибольшая величина K_c имеет место, когда $\bar{R} = \infty$, т.е. у АФНЧ. Зависимость K_c в пределах интервала периодичности имеет "синусоидальный" вид и достигает максимального значения при условии $\bar{\ell}=1/4$. Значение максимума, вычисленное по формуле (5.66), равно

$$K_{c\max} = \sqrt{S} + \sqrt{S+1}, \quad (5.85)$$

что примерно в два раза больше, чем у гасителя ПАС (5.58). При $\bar{R} \neq \infty$ и его вариациях характер зависимости K_c изменяется. В пределах интервала периодичности образуются две волнообразные кривые, симметричные относительно значения $\bar{\ell} = 1/4$ ("левая" и "правая"), которые при значении $\bar{\ell} = 1/4$ имеют $K_c = 1$. Значения максимумов обеих кривых с уменьшением сопротивления \bar{R} и его стремлением к значениям, когда возможна реализация активного волнового сопротивления \bar{Z}_{c1} , уменьшается, а их положения соответственно смещаются: "левой" кривой к значению $\bar{\ell} \Rightarrow 1/8$; "правой" – к значению $\bar{\ell} \Rightarrow 3/8$. Характер кривых приближается к "синусоидальному" – близкому к симметричному относительно значения $\bar{\ell} = 1/8$, с явно выраженной полосой пропускания (небольшие значения K_c) в окрестности $\bar{\ell} = 1/4$. При этом значение коэффициента $K_{c\max}$ можно определить, допустив, что его величина достаточная для выполнения условия $AD \approx BC$. Если это выполняется, то из соотношений (5.76) будем иметь

$$K_{c\max} \approx 2\sqrt{|AD|} = \sqrt{4 \left[1 + \frac{S(S-2)}{1 + \frac{(S+1)^3}{S^2 \bar{R}^2}} \right]} \quad (5.86)$$

или

$$K_{c\max} \approx 2\sqrt{|BC|} = \sqrt{4 \left[\frac{(S+1)^2}{1 + \frac{S(S+2)}{1 + \frac{S^2 \bar{R}^2}{(S+1)}}} \right]} \quad (5.87)$$

Подставив, например, в формулу (5.87) значения $\bar{R} = 1$; $S = 30$, после соответствующих вычислений получим $K_{c\max} \approx 3,34$. Расчет по точной формуле (см. рис.5.12) дает $K_{c\max} \approx 3,2$.

Полученные результаты также подтверждают достоверность установленной границы проведения расчетов при сосредоточенных и распределенных параметрах. Это особенно важно, т.к. в некоторых исследованиях за указанную границу принимают значение $\lambda = 1/4$. Из анализа графиков на рис.5.12 следует, что при таком условии образуются ошибки, которые могут качественно исказить описание динамических процессов внутри элементов гасителей и привести к неверным результатам.

5.3. Влияние нестационарности течения жидкости на акустические характеристики гасителей

В предыдущем разделе исследовались собственные характеристики гасителей при течении жидкости без потерь. Поскольку в реальных трубопроводных системах применяются вязкие жидкости, то целесообразно оценить изменение характеристик гасителей при модели течения, учитывающей частотную диссипацию колебаний. В главе 2 уже отмечалось, что диссипативная модель наиболее точно описывает колебательные процессы и является в ряде случаев предпочтительнее других, особенно при изучении систем с распределенными параметрами. Сложность применения диссипативной модели связана с использованием математических вычислений с комплексными функциями. Однако существующая возможность уменьшения габаритов устройств при увеличении их эффективности действия оправдывает детальные исследования динамических процессов, в том числе с эффектами вязкого трения.

Исследуем зависимости собственных характеристик гасителей при введении в расчетные формулы параметров, учитывающих вязкость рабочей среды, и сравним эти характеристики с зависимостями, полученными при отсутствии потерь в элементах устройств. Для обобщения результатов исследований частотных характеристик будем использовать взаимосвязи между параметрами элементов гасителей, установленные в предыдущих разделах. Рассмотрим обобщенную расчетную схему гасителей в виде соединения четырехполюсников, приведенную на рис.4.4. Зависимости собственных характеристик этой схемы определим из следующего условия: динамические процессы в реактивных элементах гасителя описываются четырехполюсниками, которые учитывают движение вязкой жидкости [58]. Для сохранения адекватности модели движение вязкой жидкости в цилиндрических трубах и в реактивных элементах гасителя

примем, что у гасителя расширительная полость и проточный канал расположены байбасно.

Формулы, на базе которых для обобщенной схемы гасителя сформированы параметры "телеграфных" уравнений, имеют вид (2.24)–(2.31). Основная проблема при формировании расчетных зависимостей, описывающих динамические процессы в центральной трубке и полости гасителя, состоит в том, что параметры диссипации, при прочих равных условиях, зависят от диаметров трубопроводов. Поэтому коэффициенты распространения (2.24) и параметры волновых сопротивлений (2.30) для центральной трубки и полости гасителя будут различными.

С учетом особенностей применения диссипативных зависимостей для описания динамических процессов в гасителях получим следующие выражения для матриц передачи центральной инерционной трубки и полости гасителя.

Для отрезка трубопровода, образующего инерционный канал, матрица передачи имеет вид

$$\|A_{\text{ит}}\| = \begin{vmatrix} \text{ch}[\gamma_{\text{ит}}(j\omega) \cdot \ell] & Z_{\text{итг}}(j\omega) \cdot \text{sh}[\gamma_{\text{ит}}(j\omega) \cdot \ell] \\ \frac{\text{sh}[\gamma_{\text{ит}}(j\omega) \cdot \ell]}{Z_{\text{итг}}(j\omega)} & \text{ch}[\gamma_{\text{ит}}(j\omega) \cdot \ell] \end{vmatrix}. \quad (5.88)$$

Матрица передачи, описывающая динамические свойства в трубопроводе, образующем расширительную полость, следующая:

$$\|A_k\| = \begin{vmatrix} \text{ch}[\gamma_k(j\omega) \cdot \ell] & Z_{\text{вк}}(j\omega) \cdot \text{sh}[\gamma_k(j\omega) \cdot \ell] \\ \frac{\text{sh}[\gamma_k(j\omega) \cdot \ell]}{Z_{\text{вк}}(j\omega)} & \text{ch}[\gamma_k(j\omega) \cdot \ell] \end{vmatrix}. \quad (5.89)$$

Динамические свойства дросселей X_i ($i = 1; 2$), шунтирующих с обеих сторон расширительную полость, описываются матрицей передачи

$$\|A_i\| = \begin{vmatrix} 1 & X_i \\ 0 & 1 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 1 & \bar{X}_i \cdot Z_{\text{итг}0} \\ 0 & 1 \end{vmatrix} \cdot \frac{1}{\sqrt{S+1}}. \quad (5.90)$$

В формулах (5.88), (5.89): подстрочные индексы k и ит относятся к параметрам, описывающим соответствующие характеристики расширительной полости и центрального канала гасителя;

$Z_{\text{вгт}0}$ – волновое сопротивление центрального канала гасителя при течении невязкой среды. Остальные параметры имеют те же обозначения, что и в главе 2.

После формирования соотношений для коэффициентов матрицы передачи элементов гасителей определяются коэффициенты матрицы передачи в форме $\|A\|$ в целом для устройства и рассчитываются его собственные характеристики. При этом зависимость для коэффициента K_c автоматически вычисляется в безразмерных параметрах. Приведение зависимостей волновых сопротивлений к безразмерной форме осуществляется с помощью соотношения

$$\bar{Z}_{ci}(j\omega) = \frac{Z_{ci}(j\omega) \cdot \sqrt{S+1}}{Z_{\text{вгт}0}}. \quad (5.91)$$

Аналитические зависимости для характеристик гасителей при нестационарной модели течения жидкости являются громоздкими, а их исследования – трудоемкими. Поэтому расчеты собственных характеристик устройств были проведены с использованием программы "Mathcad", вычисляющей комплексные функции при каскадном и параллельном соединении четырехполюсников по определенному алгоритму. Расчеты проводились при различных сопротивлениях гидравлических дросселей \bar{R}_i . Значения параметров диссипации были равными их значениям при нестационарном течении, т. е. $\delta = \delta_n$, $\varepsilon = \varepsilon_n$. Параметры гасителя и рабочей среды следующие: радиус инерционной трубки $R_{\text{ит}} = 0,5 \text{ см}$; протяженность гасителя $\ell = 1 \text{ м}$ (такая длина устройства выбрана для усиления влияния распределенности параметров на исследуемые характеристики); степень расширения $S = 10$; приведенный модуль упругости рабочей жидкости $B_{\text{тр}} = 1470 \text{ МПа}$; вязкость рабочей среды $\nu = 50 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2/\text{с}$.

Одновременно с расчетом характеристик при нестационарной модели по тем же зависимостям проведены расчеты собственных характеристик гасителя при модели течения без потерь и при квазистационарной модели. При модели течения без учета гидравлических потерь вычисления проведены при значении вязкости $\nu = 0$. При квазистационарной модели течения колебательного потока коэффициенты k_1 и k_2 для соответствующих выражений определены формулами (2.29).

Результаты расчета коэффициентов собственного затухания для модели течения без потерь $\delta = 0$ и для нестационарной модели гид-

равлических потерь $\delta = \delta_{н}$, $\epsilon = \epsilon_{н}$ приведены на рис.5.13а, б, в, г. Зависимости коэффициентов собственного затухания гасителей без потерь построены точками, а зависимости коэффициентов собственного затухания, рассчитанные с использованием нестационарной модели течения, построены сплошными линиями. Значения шунтирующих сопротивлений \bar{R}_i , при которых проводились расчеты, обозначены на соответствующих графиках.

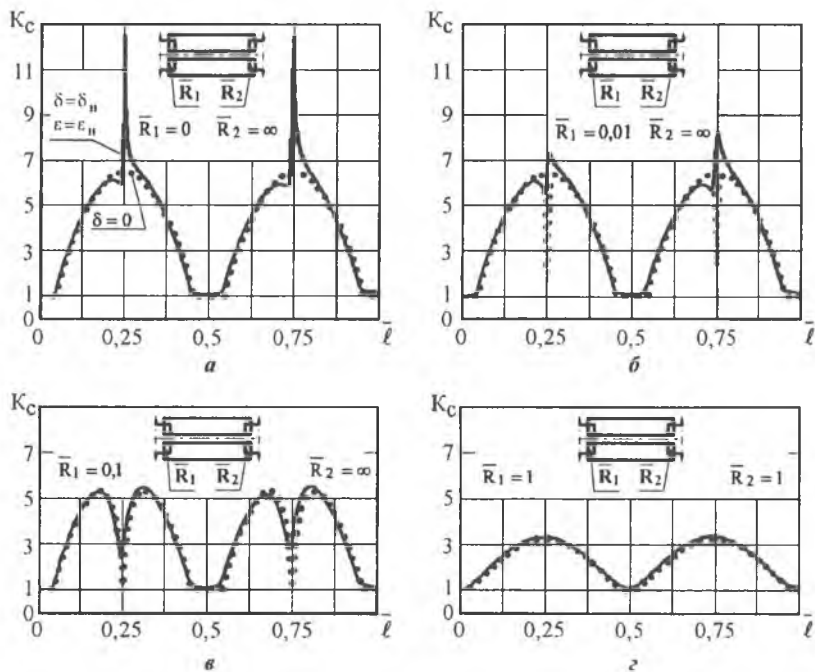


Рис. 5.13. Сравнение зависимостей коэффициентов собственного затухания при нестационарной модели гидравлических потерь (сплошные линии) и при модели без потерь в инерционной трубке и расширительной полости гасителей

Исходя из значений сопротивлений \bar{R}_i , применена та же классификация гасителей, что и в предыдущих разделах. Графики, приведенные на рис.5.13а, отражают зависимости коэффициента собственного затухания K_c "классического" реактивного акустического фильтра низких частот – АФНЧ. На рис.5.13г зависимости коэффициентов собственного затухания построены для симметричной схемы с постоянными активными волновыми сопротивлениями – ПАС.

Два промежуточных графика (рис.5.13б, в) показывают этапы трансформации зависимостей коэффициентов собственного затухания K_c при изменении параметров сопротивлений \bar{R}_1 . Все графики являются периодическими функциями относительной длины гасителя $\bar{\ell} = \ell/\lambda$.

В окрестностях значений $\bar{\ell} = 1/4 + n/2$ ($n = 1; 2...$) характеристики K_c имеют особые точки. В этих точках реактивные составляющие модулей входных импедансов инерционного канала и расширительной емкости достигают экстремальных значений. У АФНЧ при $\delta = 0$ и относительной протяженности устройства $\bar{\ell} = 1/4$ максимальное значение модуля входного импеданса инерционной трубки равно "бесконечности", а минимальное значение модуля входного импеданса расширительной полости равно нулю. Потенциальная энергия, запасаемая расширительной полостью, равна количеству кинетической энергии, в которую преобразуется в инерционной трубке потенциальная энергия расширительной полости. Этому процессу соответствует волнообразная кривая K_c , проведенная точками на рис.5.13а.

В реальных системах на работу гасителя оказывают влияние диссипативные свойства вязкой жидкости, по-разному проявляющиеся в инерционной трубке и расширительной полости из-за различных геометрических размеров этих элементов. В результате изменяются параметры распространения возмущений внутри гасителя и трансформируются его собственные характеристики. Возникают "пиковые" изменения соответствующих зависимостей в окрестности $\bar{\ell} = 1/4 + n/2$. Эта особенность характеристик при условиях $\delta = \delta_n$ и $\varepsilon = \varepsilon_n$ проиллюстрирована зависимостью K_c на рис.5.13а сплошной линией. При увеличении суммарных гидравлических потерь в расширительной полости, например за счет увеличения сопротивления дросселя \bar{R}_1 , "пик" на зависимости K_c трансформируется в "впадину". Графики K_c в пределах интервалов частот $0 < \bar{\ell} < 1/2$ и т. д. приобретают вид m -образных кривых, которые являются специфичными для гасителей с несимметричным шунтированием расширительной полости. Изменение другого сопротивления \bar{R}_2 , а именно его уменьшение, также изменяет характеристики K_c гасителя. При

значениях сопротивлений дросселей $\overline{R}_1 = \overline{R}_2 = 1$, когда реализуется схема симметричного гасителя, зависимость K_c снова приобретает "синусоидальный" вид, имеющий максимумы при относительной частоте $\overline{\ell} = 1/4 + n/2$. Отличия этой кривой от зависимостей K_c АФНЧ состоят в следующем: отсутствуют "пиковые" трансформации характеристик; максимальные значения коэффициента K_c у симметричной схемы примерно в два раза меньше, чем у гасителя АФНЧ при значении $\delta = 0$.

Общие закономерности изменения характеристик гасителей при моделях гидравлических потерь $\delta = 0$ и $\delta = \delta_n$, $\varepsilon = \varepsilon_n$ за исключением характеристик гасителя, близкого по параметрам к схеме АФНЧ, следующие. Графики коэффициентов K_c отличаются незначительно. До частот колебаний, при которых зависимости K_c достигают максимумов, текущие значения K_c несколько больше при нестационарной модели, а для частот, при которых графики K_c изменяются от максимальных до минимальных значений, наоборот (см. рис.5.13). Зависимости изменения коэффициента собственного затухания K_c при квазистационарной модели течения жидкости занимают промежуточное положение между зависимостями коэффициентов собственного затухания, построенными при значениях параметров затухания $\delta = 0$ и $\delta = \delta_n$, $\varepsilon = \varepsilon_n$.

Характеристики волновых сопротивлений гасителей при исследуемых моделях течения жидкостей имеют ту же тенденцию изменения, что и зависимости характеристик K_c . В рабочих диапазонах частот характеристики волновых сопротивлений гасителей при значениях $\delta = \delta_n$, $\varepsilon = \varepsilon_n$ незначительно отличаются от характеристик волновых сопротивлений, построенных при значении $\delta = 0$.

Приведем результаты и основные выводы исследований. Влияние нестационарности процессов в гидравлических системах с типовыми акустическими и гидромеханическими параметрами на собственные характеристики гасителей проявляются незначительно. Поэтому для проектных расчетов гасителей целесообразно исполь-

зовать модель распространения колебаний без потерь. Эта модель существенно проще и позволяет получить аналитическим путем базовые оптимальные соотношения между характеристиками гасителей и параметрами его элементов. Сформированные базовые параметры гасителей в последующем могут быть скорректированы по результатам испытаний с учетом нестационарной модели динамических процессов.

5.4. Характеристики гасителей при сосредоточенных параметрах

Особенности изменения собственных характеристик гасителей состоят в том, что они являются периодическими функциями параметра $\bar{\ell}$. Интервал периодичности собственных характеристик равен $\bar{\ell} = 1/2$, а внутри этого интервала они являются симметричными относительно значения $\bar{\ell} = 1/4$.

Рассмотрим зависимости характеристик и влияние на них сопротивлений \bar{R}_i внутри интервала $0 \leq \bar{\ell} \leq 1/4$ на примере схемы гасителя, изображенной на рис.5.2г.

Сопротивление гидравлического дросселя \bar{R} оказывает влияние на зависимость модуля волнового сопротивления $|\bar{Z}_{c2}|$ (рис.5.11б) в основном до значений $\bar{\ell} \leq 1/8$. Точная реализация активного волнового сопротивления \bar{Z}_{cla} возможна также при значениях $\bar{\ell} < 1/8$ (рис.5.9б). Максимальное значение коэффициента K_c при значениях параметра \bar{R} , когда возможны точная и приближенная реализации активного волнового сопротивления, имеет место при $\bar{\ell} \approx 1/8$. Относительно этой координаты графики коэффициента K_c являются близкими к симметричным (рис.5.12) зависимостям. Отмеченные особенности делают возможным использование для расчета собственных характеристик гасителя формул (5.7), полученных для варианта сосредоточенности параметров в элементах устройства. Применив формулы (5.7) и проведя соответствующие преобразования, будем иметь расчетные зависимости для волновых сопротивлений и коэффициента собственного затухания в виде:

$$\bar{Z}_{c1} = \sqrt{\frac{(\bar{R}^2 - \bar{\omega} \cdot \bar{R}^2)(\bar{R}^2 - \bar{\omega}^2) + 2\bar{\omega}^2 \cdot \bar{R}^2 + j\bar{\omega} \cdot \bar{R}(2\bar{\omega}^2 \cdot \bar{R}^2 - \bar{\omega}^2 - \bar{R}^2)}{(\bar{R}^2 + \bar{\omega}^2)^2}}; \quad (5.92)$$

$$\bar{Z}_{c2} = \sqrt{\frac{\bar{R}^2(1 - \bar{\omega}^2) - j\bar{\omega} \cdot \bar{R}}{\bar{R}^2(1 - \bar{\omega}^2)^2 + \bar{\omega}^2}}; \quad (5.93)$$

$$K_c = \sqrt{\left| 1 - \frac{\bar{R}^2 \cdot \bar{\omega}^2}{\bar{R}^2 + \bar{\omega}^2} + j \frac{\bar{R} \cdot \bar{\omega}^3}{\bar{R}^2 + \bar{\omega}^2} + \sqrt{j \frac{\bar{R} \cdot \bar{\omega}^3}{\bar{R}^2 + \bar{\omega}^2} - \frac{\bar{R}^2 \cdot \bar{\omega}^2}{\bar{R}^2 + \bar{\omega}^2}} \right|}. \quad (5.94)$$

Условие активности волнового сопротивления гасителя со стороны \bar{Z}_{c1} имеет следующий вид:

$$\bar{R} = \sqrt{\frac{\bar{\omega}^2}{2\bar{\omega}^2 - 1}}. \quad (5.95)$$

При выполнении этого соотношения из формул (5.92), (5.93), (5.94) получим:

$$\bar{Z}_{c1a} = \sqrt{0,5}; \quad (5.96)$$

$$|\bar{Z}_{c2}| = \frac{1}{\bar{\omega}}; \quad (5.97)$$

$$K_c = \sqrt{\bar{\omega} \sqrt{2} \left\{ 1 + \cos \left[0,5 \arccos \left(\frac{\bar{\omega}^2 - 1}{\bar{\omega}^2} \right) \right] \right\}}. \quad (5.98)$$

Для гасителя с непроточной полостью все зависимости для волновых сопротивлений являются обратными по отношению к соответствующим зависимостям (5.96), (5.97).

Определим оптимальную величину параметра \bar{R} , необходимую для реализации активного волнового сопротивления гасителя \bar{Z}_{c1} , равного $\bar{Z}_{c1a} = \sqrt{0,5}$ в некотором диапазоне частот. Будем считать, что рабочие частоты находятся в диапазоне, ограниченном пределами $1 \leq \bar{\omega} \leq \infty$. Этот частотный интервал перекрывает все значения частот ω и соответствующие им значения $\ell \leq 1/8$. Результаты расчетов с использованием равенства (5.84) дают значение $\bar{R}_{\text{опт}} \approx 0,79$. Значения коэффициентов рассогласования на границах частотного диапазона равны $\Gamma_{\omega} \approx 0,06$.

Полученные результаты позволяют сделать следующие выводы. При выборе величины $\bar{R} = \bar{R}_{\text{опт}} \approx 0,79$, когда $\bar{\ell} \leq 1/8$, волновое сопротивление гасителя $\bar{Z}_{\text{сг}}$ с точностью $\approx 6\%$ можно считать активным и равным $\bar{Z}_{\text{сга}} = \sqrt{0,5}$.

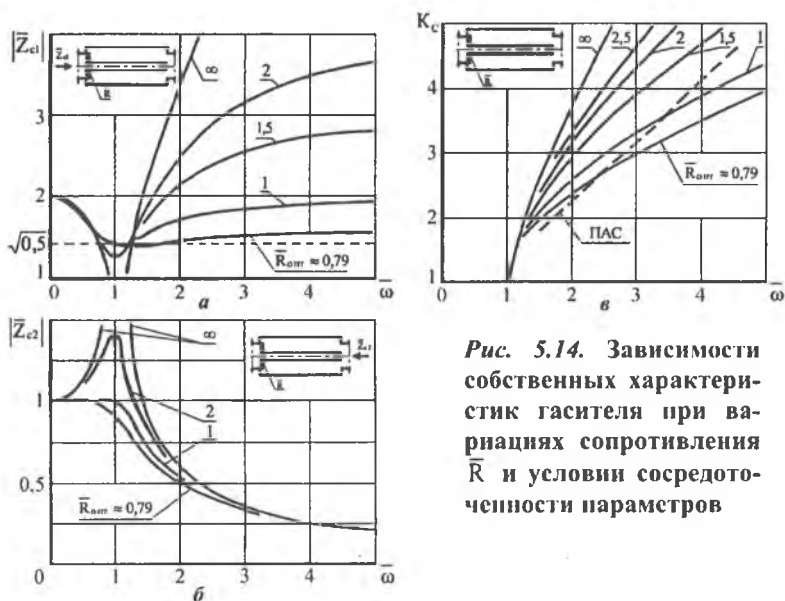


Рис. 5.14. Зависимости собственных характеристик гасителя при вариациях сопротивления \bar{R} и условия сосредоточенности параметров

Для гасителя с непроточной полостью расчетная величина сопротивления равна $\bar{R}_{\text{опт}} \approx 1,26$.

Графики, иллюстрирующие изменение коэффициента K_c и модулей волновых сопротивлений $\bar{Z}_{\text{сг}}$ при вариациях \bar{R} , приведены на рис.5.14. Для сравнения, на рис.5.14в пунктирной линией нанесена зависимость K_c гасителя ПАС.

5.5. Влияние резонансного контура на характеристики гасителей

Рассматриваемая базовая структура гасителей является низкочастотным фильтром, у которого коэффициент затухания K_c зависит от габаритов расширительной полости и проточного канала и с увеличением частоты колебаний непрерывно изменяется в пределах $[1; K_{\text{сmax}}]$. Нижняя граница частотного диапазона колебаний, подлежащих подавлению, является основным фактором, определяющим габариты гасителя. Поэтому введение инерционного сопротивления

\bar{X}_{11} или упругого \bar{X}_{C1} в структуру ветви \bar{X}_1 оказывает влияние на коэффициент K_c при низких частотах, когда элементы гасителя можно считать сосредоточенными. С ростом частоты колебаний суммарное сопротивление ветви \bar{X}_1 , составленной либо параллельным соединением активного \bar{R}_1 и инерционного \bar{X}_{L1} сопротивлений, либо последовательным соединением активного \bar{R}_1 и упругого \bar{X}_{C1} , стремится к величине, равной \bar{R}_1 . Поэтому при высоких частотах, когда на характеристики гасителя оказывает воздействие продольное распределение параметров, влияние реактивного сопротивления в ветви \bar{X}_1 минимальное.

Таким образом, если известны характеристики гасителя при продольном распределении параметров и значениях $\bar{X}_i = \bar{R}_i$, то для определения влияния на них реактивного сопротивления, введенного в состав ветви \bar{X}_1 , достаточно провести соответствующий анализ в низкочастотной области, т.е. при условии сосредоточенности параметров всех элементов гасителя, что существенно упрощает исследования.

Запишем развернутые выражения для коэффициентов передачи обобщенного гасителя, ветвь \bar{X}_1 которого составлена параллельным соединением активного \bar{R}_1 и инерционного $X_{L1} = j\omega L_1 = j\omega\mu L$; $\mu = L_1/L$ сопротивлений, а ветвь \bar{X}_2 имеет активное сопротивление \bar{R}_2 :

$$\left. \begin{aligned}
 A &= 1 - \frac{\bar{R}_1 \bar{\omega}_p^3}{\bar{\omega}_p \left[\mu (\bar{R}_1 + \bar{R}_2) \right] + j\sqrt{\mu} \left[\bar{R}_1 \bar{R}_2 (\bar{\omega}_p^2 - 1) + \bar{\omega}_p^2 \right]}; \\
 B &= R^* \frac{\bar{R}_1 \bar{R}_2 \bar{\omega}_p (1 - \bar{\omega}_p^2) + j\sqrt{\mu} (\bar{R}_1 + \bar{R}_2) \bar{\omega}_p^2}{\bar{\omega}_p \left[\mu (\bar{R}_1 + \bar{R}_2) \right] + j\sqrt{\mu} \left[\bar{R}_1 \bar{R}_2 (\bar{\omega}_p^2 - 1) + \bar{\omega}_p^2 \right]}; \\
 C &= \frac{1}{R^*} \frac{\sqrt{\mu} (\bar{R}_1 \bar{R}_2 - \bar{\omega}_p^2) \bar{\omega}_p + \bar{\omega}_p^2 \left[\mu (\bar{R}_1 + \bar{R}_2) + \bar{R}_1 \right]}{\bar{\omega}_p \left[\mu (\bar{R}_1 + \bar{R}_2) \right] + j\sqrt{\mu} \left[\bar{R}_1 \bar{R}_2 (\bar{\omega}_p^2 - 1) + \bar{\omega}_p^2 \right]} \frac{1}{\sqrt{\mu}}; \\
 D &= 1 + \frac{j\bar{R}_1 \bar{R}_2 \bar{\omega}_p - \sqrt{\mu} \bar{R}_2 \bar{\omega}_p^2}{\bar{\omega}_p \left[\mu (\bar{R}_1 + \bar{R}_2) \right] + j\sqrt{\mu} \left[\bar{R}_1 \bar{R}_2 (\bar{\omega}_p^2 - 1) + \bar{\omega}_p^2 \right]} \frac{1}{\sqrt{\mu}}.
 \end{aligned} \right\} (5.99)$$

В формулах (5.99) относительная резонансная частота $\bar{\omega}_p$ связана с относительной граничной частотой $\bar{\omega}$, определенной по формуле (5.16), зависимостью

$$\omega_p = \omega \sqrt{\mu}. \quad (5.100)$$

Ниже соотношение (5.100) будет применяться для совмещения характеристик гасителей без резонансных и с резонансными контурами с целью их анализа при одинаковых размерах проточных каналов и расширительных полостей устройств. Используя выражения (5.99), исследуем характеристики гасителей, схемы которых изображены на рис.5.3.

Вначале рассмотрим гаситель, у которого сопротивление \bar{X}_1 составлено параллельным соединением инерционного \bar{X}_{L1} и активного $\bar{R}_1 = \bar{R}$ сопротивлений, а сопротивление $\bar{X}_2 = \infty$, т.е. гаситель с непроточной полостью – рис.5.3б. Дуальной по отношению к исследуемой будет схема гасителя, которая изображена на рис.5.3в. Подставим соответствующие выражения \bar{X}_i в формулы (5.99) и проведем преобразования соотношений для параметров K_c и Z_{ci} . В результате получим формулы:

$$K_c = \left| \frac{\omega_p^4 (R^2 - \mu) - \omega_p^2 R^2 + j\omega_p^5 R \sqrt{\mu}}{\omega_p^2 \mu^2 + \mu R^2 (1 - \omega_p^2)^2} \right| + \left| \frac{\omega_p^4 (R^2 - \mu) - \omega_p^2 R^2 + j\omega_p^5 R \sqrt{\mu}}{\omega_p^2 \mu^2 + \mu R^2 (1 - \omega_p^2)^2} \right| \quad (5.101)$$

$$Z_{c1} = \left| \frac{\mu \left[R^2 - \omega_p^2 (\mu + 2R^2) + R^2 \omega_p^4 + j2R \sqrt{\mu} (1 - \omega_p^2) \omega_p \right]}{\mu R^2 - \omega_p^2 (R^2 + \mu R^2 + \mu^2) + \mu \omega_p^4 + jR \sqrt{\mu} [2\mu - \omega_p^2 (2 + \mu)] \omega_p} \right| \quad (5.102)$$

$$Z_{c2} = \left| \frac{\mu \cdot \omega_p^2 (\mu - \omega_p^2) + R^2 [\mu (1 - \omega_p^2) - \omega_p^2] + j \cdot R \cdot \omega_p^3 \cdot \mu \sqrt{\mu}}{\mu (R^2 + \mu \omega_p^2)} \right| \quad (5.103)$$

Из анализа выражений (5.102), (5.103) следует, что характер волнового сопротивления \bar{Z}_{c2} инерционный (у дуальной схемы гасителя характер \bar{Z}_{c2} упругий), а характер волнового сопротивления \bar{Z}_{c1} можно изменять вариациями сопротивления \bar{R} . Волновое сопротив-

ление \bar{Z}_{cl} будет активным, если сопротивление \bar{R} выбрано из условия

$$\bar{R} = \sqrt{\frac{\mu \omega_p^{-2} (2\omega_p^{-2} - \mu)}{\mu (\omega_p^{-2} - 1)^2 + 2\omega_p^{-2} (\omega_p^{-2} - 1)}}. \quad (5.104)$$

Области изменения значений параметров μ и ω_p , в которых реализуется действительная величина \bar{R} , представлены на рис.5.15.

Из графиков следует, что наибольший непрерывный частотный диапазон, в котором волновое сопротивление \bar{Z}_{cl} активное, возможен, если $\mu = 2$. При других значениях параметра μ в окрестности $\omega_p = 1$ появляются области, в которых волновое сопротивление \bar{Z}_{cl} комплексно.

Если условие (5.104) выполняется, то формула для вычисления волнового сопротивления $\bar{Z}_{cl} = \bar{Z}_{cla}$ такова:

$$\bar{Z}_{cla} = \frac{\sqrt{2\mu [2\mu - (2+3\mu)\omega_p^{-2}] + (2+\mu)\omega_p^{-4}}}{|2\mu - (2+\mu)\omega_p^{-2}|}. \quad (5.105)$$

Из выражений (5.104), (5.105) следует, что в общем случае параметры \bar{R} и \bar{Z}_{cla} зависят от частоты. Однако при значении $\mu = 2$, когда сопротивление \bar{R} , необходимое для реализации активного волнового сопротивления \bar{Z}_{cla} , определяется по формуле

$$\bar{R} = \sqrt{\frac{2\omega_p^{-2}}{2\omega_p^{-2} - 1}}, \quad (5.106)$$

величина \bar{Z}_{cla} "не зависит" от частоты колебаний и равна

$$\bar{Z}_{cla} = 1. \quad (5.107)$$

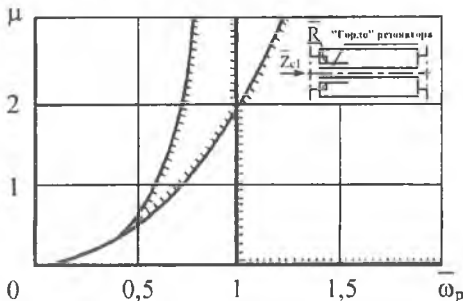


Рис. 5.15. Области реализации активного волнового сопротивления гасителя \bar{Z}_{cl} . Штриховка направлена в области требуемых значений μ и ω_p

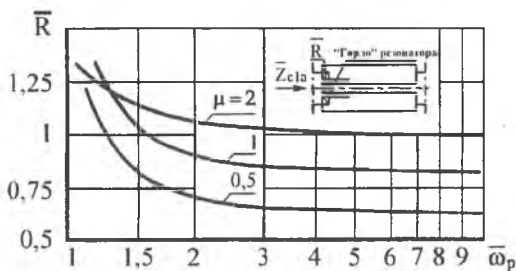


Рис. 5.16. Значения сопротивления гидродросселя \bar{R} , необходимые для реализации активного волнового сопротивления гасителя \bar{Z}_{c1a}

$\bar{R} \in [\sqrt{2}; 1]$ в диапазоне частот $1 \leq \bar{\omega}_p \leq \infty$, которые перекрывают всю возможную частотную область работы гасителя, имеет место при значении параметра $\mu = 2$.

Исследуем возможность реализации активного волнового сопротивления гасителя в некотором диапазоне частот $[\bar{\omega}_{p1}; \bar{\omega}_{p2}]$ при условии $\bar{R} = \text{const}$. Для этого первоначально проанализируем зависимость для коэффициента рассогласования Γ_ω . Результаты расчета коэффициента Γ_ω по формуле (5.72) при значениях $\mu = 2$, $\bar{Z}_{c1a} = 1$ и

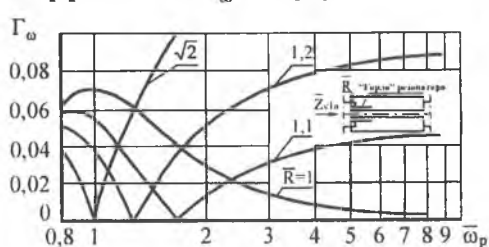


Рис. 5.17. Зависимости коэффициентов рассогласования Γ_ω при $\mu = 1$ и реализации активного волнового сопротивления гасителя $\bar{Z}_{c1a} = 1$

Графики, иллюстрирующие зависимости сопротивления \bar{R} , необходимого для реализации активного волнового сопротивления гасителя \bar{Z}_{c1a} при различных значениях μ ($\mu \leq 2$), приведены на рис. 5.16. Из графиков следует, что при условии сосредоточенности параметров минимальное изменение сопротивления

$\bar{R} \in [\sqrt{2}; 1]$, приведенные на рис. 5.17, показывают, что соответствующим выбором параметра \bar{R} волновое сопротивление гасителя, ввиду незначительного изменения и небольших значений Γ_ω в некотором диапазоне частот, можно считать постоянным и равным \bar{Z}_{c1a} . В рассмотренном варианте $\bar{Z}_{c1a} = 1$.

Определим оптимальные значения параметров $\bar{R}_{\text{опт}}$ и \bar{Z}_{c1a} в диапазоне частот $1 \leq \bar{\omega}_p \leq \infty$, воспользовавшись равенством (5.84). Для этого учтем, что сопротивление дросселя $\bar{R}_{\text{опт}}$ и волновое

сопротивление гасителя \bar{Z}_{c1a} связаны формулами (5.104), (5.105) при частоте $\bar{\omega}_p = \bar{\omega}_p|_{\Gamma_{\omega=0}}$, т.е. при частоте, когда выполняется условие $\Gamma_{\omega} = 0$.

Результаты расчета значений \bar{R} , \bar{Z}_{c1a} , являющихся оптимальными в диапазоне частот $1 \leq \bar{\omega}_p \leq \infty$, при различных значениях μ , а также значения коэффициентов рассогласования на границах исследуемого диапазона, т.е. при частотах $\bar{\omega}_p = 1$ и $\bar{\omega}_p = \infty$, проиллюстрированы на рис.5.18а. График, иллюстрирующий изменение положения минимума $\Gamma_{\omega} = 0$, т.е. зависимость частоты $\bar{\omega}_p = \bar{\omega}_p|_{\Gamma_{\omega=0}}$ при вариациях параметра μ , приведен на рис.5.18б.



Рис. 5.18. Взаимосвязь параметров и характеристик гасителя при реализации активного волнового сопротивления \bar{Z}_{c1a}

Из графиков следует, что при уменьшении параметра μ необходимая для реализации активного волнового сопротивления \bar{Z}_{c1a} величина сопротивления дросселя \bar{R} также уменьшается. При этом уменьшается сама величина \bar{Z}_{c1a} и растет значение коэффициента рассогласования. Следовательно, сужается частотный диапазон, в котором возможна реализация активного волнового сопротивления гасителя, равная \bar{Z}_{c1a} . На изменение пределов частотного диапазона наибольшее влияние оказывает выбор нижней границы $\bar{\omega}_p$. Это следует из анализа зависимости, приведенной на рис.5.18б, которая отображает положение $\min \Gamma_{\omega} = 0$ при оптимальных для соответствующих значений μ сопротивлениях дросселя \bar{R} .

Графики, иллюстрирующие изменение модулей волновых сопротивлений гасителя при вариациях сопротивления \bar{R} , приведены на рис.5.19. Диапазоны изменения модулей волновых сопротивлений как со стороны \bar{Z}_{c1} (рис.5.19а), так и со стороны \bar{Z}_{c2} (рис.5.19б) находятся в пределах, ограниченных соответствующими зависимостями для реактивных гасителей при условиях: $\bar{R}=0$ (рис. 5.2а) и $\bar{R}=\infty$ (рис. 5.3а).

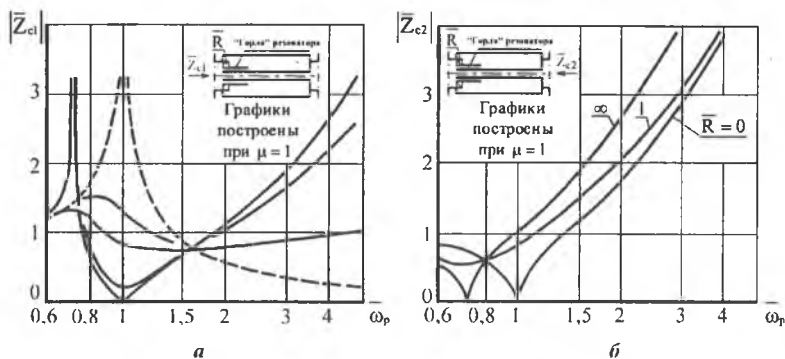


Рис. 5.19. Зависимости модулей волновых сопротивлений гасителя с резонансным контуром

Зависимости K_c гасителя при вариациях параметров μ и \bar{R} проиллюстрированы на рис.5.20.

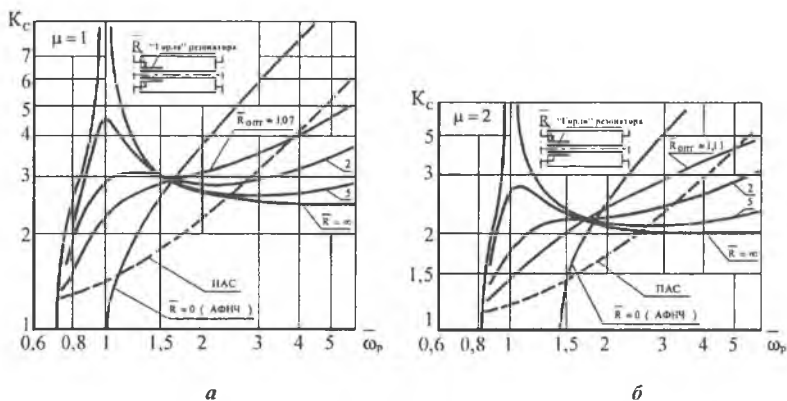


Рис. 5.20. Зависимости K_c гасителя при вариациях сопротивления \bar{R} : а – при $\mu=1$; б – при $\mu=2$

Для сравнения на этих же графиках приведены зависимости коэффициентов затухания гасителей ПАС и АФНЧ, имеющие те же значения L и $C_{пр}$. Пометка на графиках $\bar{R}_{\text{опт}}$ означает, что данные кривые построены при оптимальных значениях \bar{R} , необходимых для реализации активного волнового сопротивления \bar{Z}_{cl} в диапазоне частот $0 \leq \bar{\omega}_p \leq \infty$. При этом $\mu = 1$, $\bar{Z}_{cl1} \approx 0,72$; $\mu = 2$, $\bar{Z}_{cl1} \approx 1$ (см. рис.5.18).

Из сопоставления графиков следует, что при вариациях сопротивления \bar{R} в диапазоне $0 \leq \bar{R} \leq \infty$ все кривые, отражающие зависимости K_c исследуемого гасителя, находятся в основном в областях, ограниченных кривыми, полученными при условии $\bar{R} = 0$ и $\bar{R} = \infty$ аналогично зависимостям модулей волновых сопротивлений. Влияние параметра μ на коэффициент K_c следующее: его уменьшение приводит к увеличению граничной частоты при одновременном росте коэффициента K_c при всех значениях $\bar{\omega}_p$.

Сравнение зависимостей коэффициентов затухания при оптимальном значении сопротивления $\bar{R}_{\text{опт}}$, т.е. при условии приближенной реализации активного волнового сопротивления \bar{Z}_{cl} , с зависимостями K_c гасителя ПАС показывает, что при уменьшении значения параметра μ частотный диапазон, в котором исследуемый гаситель имеет преимущество в коэффициенте K_c , сужается. Но в пределах этого диапазона, особенно при низких частотах, преимущество в величине коэффициента собственного затухания K_c исследуемого гасителя возрастает.

Гаситель ПАС имеет активные волновые сопротивления с обеих сторон, в то время как исследуемый — только с одной. Поэтому в произвольных системах сравнение эффективности действия этих гасителей по величине K_c будет неправомерным. Для сопоставления эффективности действия гасителей в этих системах по величинам K_c необходимо, чтобы у исследуемого гасителя волновые сопротивления также были активными с обеих сторон. Реализовать такую схему гасителя можно каскадным соединением двух исследуемых звеньев в соответствии с рис.5.4. При этом габариты расширительных полостей и проточного канала двухзвенного гасителя соответственно должны быть равными габаритам расширительной полости и проточного канала гасителя ПАС.

Результаты вычисления коэффициентов собственного затухания K_c гасителей при выполнении указанных условий и значениях $\mu = 1$; $\mu = 2$ приведены на рис.5.21. При значении параметра $\mu=2$ модули волновых сопротивлений гасителей одинаковые. Однако при рабочих значениях коэффициентов затухания K_c двухзвенный гаситель с резонансными контурами значительно эффективнее, чем гаситель ПАС, и поэтому его применение предпочтительнее.

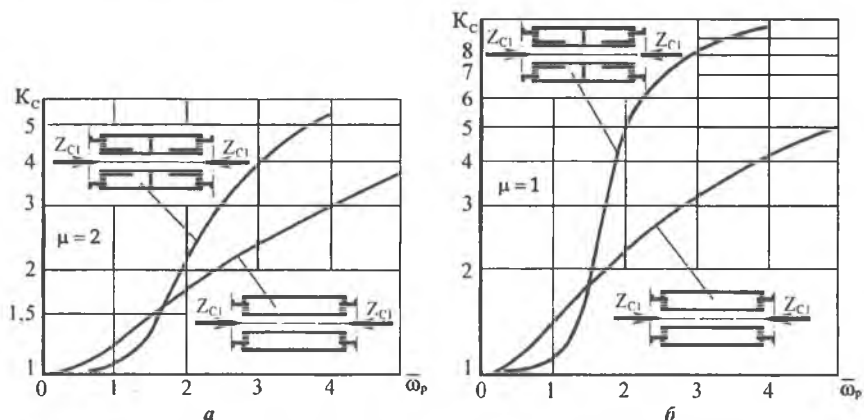


Рис. 5.21. Сравнение зависимостей K_c различных схем симметричных гасителей с активными волновыми сопротивлениями: а – при $\mu=2$; б – при $\mu=1$

Исследуем характеристики гасителя, изображенного на рис.5.3з и, следовательно, гасителя, изображенного на рис.5.3д, поскольку их схемы являются дуальными. Выражения для коэффициентов передачи гасителя получаются из соотношений (5.99), если принять в них $R_1 = \infty$, $R_2 = R$.

Зависимости для волновых сопротивлений гасителя имеют вид:

$$Z_{c1} = \mu \left| \frac{R\omega_p(1-\omega_p^2)(1-\omega_p^2+2\mu)+j\sqrt{\mu}\left[\omega_p^2(1+\mu-\omega_p^2)-R^2(\omega_p^2-1)^2\right]}{R\omega_p(1+\mu)(2\mu-\omega_p^2-\mu\omega_p^2)+j\sqrt{\mu}\left[\omega_p^2(1+\mu)^2+R^2(\omega_p^2+\mu\omega_p^2-\mu)\right]} \right|; (5.108)$$

$$Z_{c2} = \left| \frac{R\omega_p\sqrt{\mu}\left[(1+2\mu)-2\omega_p^2(1+\mu)\right]+j\left\{\mu\omega_p^2(1+\mu)+R^2(1-\omega_p^2)\left[\omega_p^2+\mu(\omega_p^2-1)\right]\right\}}{R\omega_p\sqrt{\mu}\left[2(1+\mu)-\omega_p^2(2+\mu)\right]+j\left[\omega_p^2(1+\mu)(1+\mu-\omega_p^2)+\mu R^2(\omega_p^2-1)\right]} \right|. (5.109)$$

Из анализа выражений (5.108), (5.109) следует, что характер волновых сопротивлений \bar{Z}_{c1} зависит от соотношения параметров μ , \bar{R} , $\bar{\omega}_p$ и может быть активным с обеих сторон, если сопротивление \bar{R} выбрано из следующих условий.

Для реализации активного волнового сопротивления гасителя со стороны \bar{Z}_{c1} необходимое сопротивление дросселя \bar{R} вычисляется по формуле

$$\bar{R} = \frac{\bar{\omega}_p^{-2}(1+\mu) \left[\bar{\omega}_p^{-2}(\mu^2 - 1) - (1+\mu) \right]}{\sqrt{\left(1 - \bar{\omega}_p^{-2}\right) \left[\mu^2 \bar{\omega}_p^{-2}(\bar{\omega}_p^{-2} - 1) + \mu(\bar{\omega}_p^{-4} + 1) \right]}}. \quad (5.110)$$

При обеспечении активности волнового сопротивления со стороны \bar{Z}_{c2} требуемые параметры сопротивления \bar{R} следующие:

$$\bar{R} = \sqrt{\frac{\bar{\omega}_p^{-2}(1+\mu)^2 \left[\left(1 - \bar{\omega}_p^{-2}\right)^2 + \bar{\omega}_p^{-2}(\bar{\omega}_p^{-2} - 1 + \mu) \right]}{\left(\bar{\omega}_p^{-2} - 1\right)^2 \left[(1+\mu)(2+\mu)\bar{\omega}_p^{-2} - \mu \right]}}. \quad (5.111)$$

Учитывая, что в обоих случаях величина сопротивления \bar{R} должна быть действительной, на рис.5.22 построены области значений μ и $\bar{\omega}_p$, при которых возможна реализация активных волновых сопротивлений гасителя.

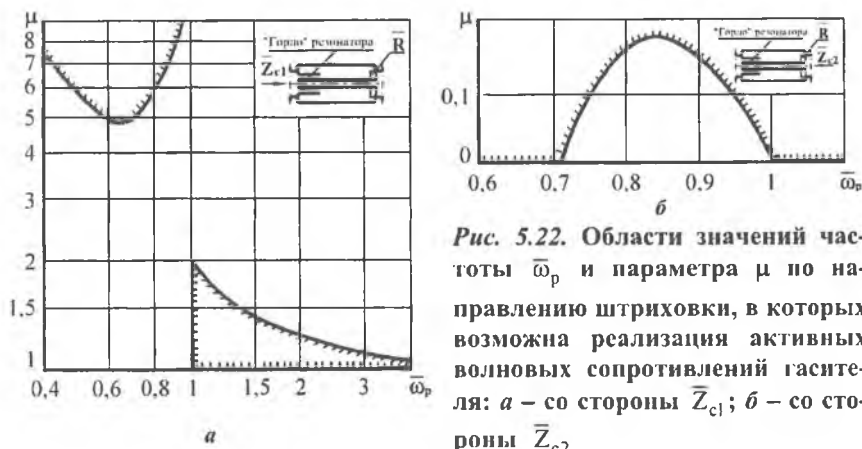


Рис. 5.22. Области значений частоты $\bar{\omega}_p$ и параметра μ по направлению штриховки, в которых возможна реализация активных волновых сопротивлений гасителя: а – со стороны \bar{Z}_{c1} ; б – со стороны \bar{Z}_{c2}

Зависимости требуемых значений сопротивлений \bar{R} и реализующихся при этом значений волнового сопротивления $\bar{Z}_{c2} = \bar{Z}_{c2a}$ приведены на рис.5.23, 5.24.

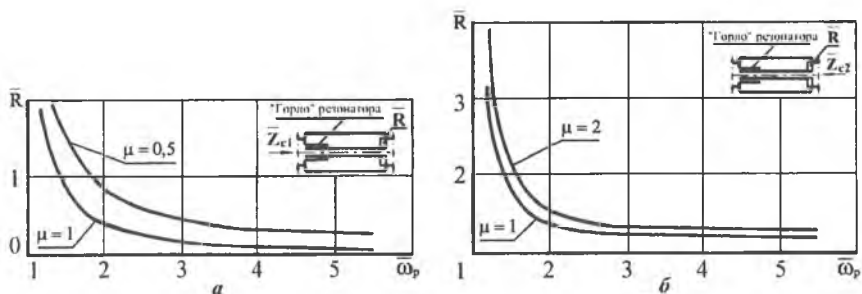


Рис. 5.23. Зависимости параметров сопротивлений \bar{R} , необходимых для реализации активных волновых сопротивлений гасителя: а – со стороны \bar{Z}_{c1} ; б – со стороны \bar{Z}_{c2}

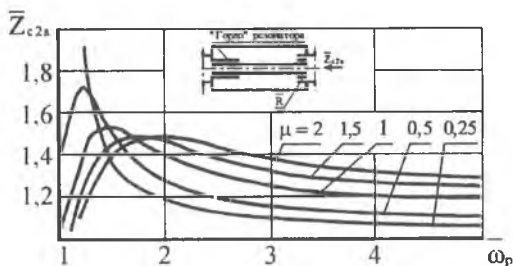


Рис. 5.24. Зависимости волнового сопротивления гасителя при выполнении условия его активности

K_c , для сравнения также нанесены зависимости коэффициентов K_c гасителей ПАС и АФНЧ, а на рис.5.26 – пунктирной линией коэффициент затухания K_c демпфированного АФНЧ (ДАФНЧ – рис.5.2в), когда у этого гасителя сопротивление дросселя \bar{R} является оптимальным для реализации волнового сопротивления \bar{Z}_{c1} , близкого по характеру к активному, в диапазоне частот $\bar{\omega}$, находящегося в пределах $1 \leq \bar{\omega} \leq \infty$, т.е. $\bar{R} = \bar{R}_{\text{опт}} \approx 0,79$.

Зависимости модулей волновых сопротивлений $|\bar{Z}_{c1}|$ и коэффициента собственного затухания K_c гасителя, как и в предыдущем случае, находятся, в основном, между соответствующими зависимо-

Зависимости модулей волновых сопротивлений гасителя при $\mu = 1$ и зависимости коэффициента затухания K_c при значениях $\mu = 1$; $\mu = 2$ и различных параметрах \bar{R} представлены на рис. 5.25, 5.26. Кроме того, на графиках, иллюстрирующих зависимости коэффициента

стями при предельных значениях параметра \bar{R} ($\bar{R} = 0$, $\bar{R} = \infty$).

Реализация активных волновых сопротивлений гасителя возможна:

- со стороны \bar{Z}_{c1} при условии $\bar{R} < 1$ (рис.5.23а);
- со стороны \bar{Z}_{c2} при значениях \bar{R} , несколько больших единицы (рис.5.23б).

При таких значениях сопротивления дросселя \bar{R} :

- в области низких частот рассматриваемый гаситель по сравнению с другими не обладает существенными преимуществами по K_c (рис.5.26), как гаситель с непроточной полостью (рис.5.20);

- в области высоких частот величина коэффициента собственного затухания K_c у рассматриваемого гасителя становится преобладающей. Учитывая, что в данном случае наибольшие значения K_c возможны только у АФНЧ, имеющего, однако, реактивные волновые сопротивления, для подавления высокочастотных колебаний исследуемая схема гасителя является наиболее предпочтительной.

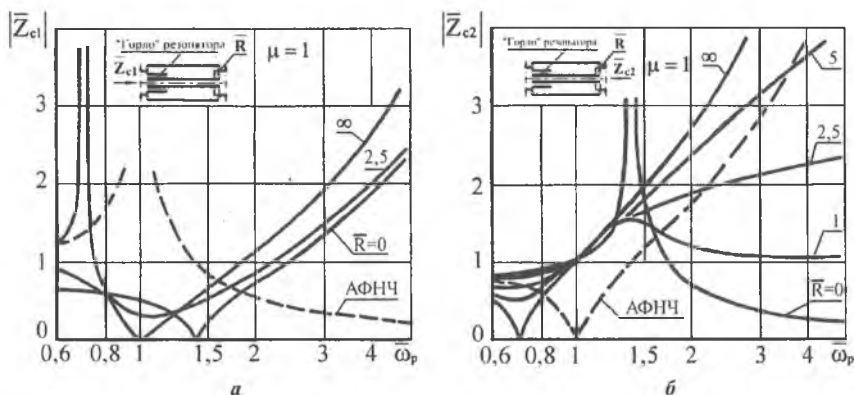


Рис. 5.25. Зависимости модулей волновых сопротивлений гасителя при значении $\mu=1$ и вариациях сопротивления гидродросселя \bar{R} : а – со стороны \bar{Z}_{c1} ; б – со стороны \bar{Z}_{c2} --- зависимости волновых сопротивлений гасителя АФНЧ с тех же сторон

Обращают внимание следующие особенности изменения характеристик модулей волновых сопротивлений $|\bar{Z}_{c1}|$. При значениях

параметра \bar{R} , когда возможна реализация активных волновых сопротивлений \bar{Z}_{c2a} (рис.5.23б), и частотах, когда гаситель имеет преимущество по величине K_c , зависимость модуля волнового сопротивления $|\bar{Z}_{c2}|$ “стабилизируется” и с изменением частоты изменяется незначительно (рис.5.25б при условии $\bar{R} = 1$). Характер изменения модуля $|\bar{Z}_{c1}|$ иной. В связи с этим следует, что только в первом случае достигается реализация активного волнового сопротивления гасителя, равного \bar{Z}_{c2a} . Это возможно на фиксированной частоте и в некотором диапазоне частот. Что касается волнового сопротивления \bar{Z}_{c1} , то, учитывая отсутствие его постоянных значений (5.25а) в диапазоне частот, когда гаситель имеет преимущества по величине K_c , практического применения реализация активного волнового сопротивления \bar{Z}_{c1} не имеет.

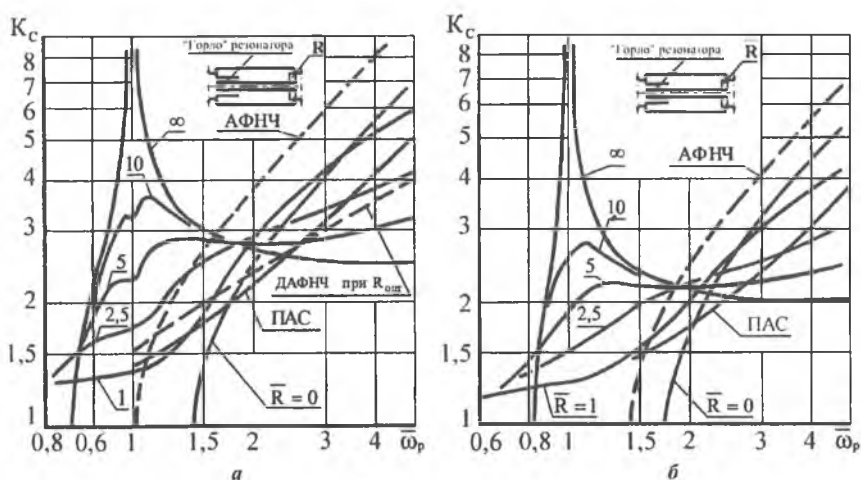


Рис. 5.26. Зависимости K_c гасителей при вариациях сопротивления дросселя \bar{R} : а – при $\mu = 1$; б – при $\mu = 2$. Для сопоставления различных схем гасителей на графиках нанесены зависимости K_c гасителей АФНЧ, ПАС, ДАФНЧ при значении $\bar{R} \approx 0,79$

Выбор различных схем гасителей как частных вариантов обобщенной структуры позволил ввести единообразный подход к формированию системы безразмерных параметров, унифицирующих рас-

четные соотношения, и совместить соответствующие характеристики анализируемых схем гасителей. Это, в свою очередь, дало возможность вскрыть взаимосвязь между характеристиками гасителей и параметрами сопротивлений ветвей обобщенной структуры, что существенно снижает трудоемкость работ по выбору оптимальной схемы гасителя и ее расчету. Исследованиями обобщенной расчетной модели показано, что характеристики гасителей являются периодическими функциями его относительной протяженности с периодом, кратным половине длины волны подавляемых колебаний. В пределах интервалов периодичности, в зависимости от величины сопротивлений, шунтирующих расширительную полость, может реализовываться дополнительная полоса пропускания. Дополнительная полоса пропускания всегда имеется у гасителей, у которых одно из шунтирующих сопротивлений равно нулю или бесконечности.

Волновые сопротивления гасителя становятся активными на фиксированной частоте или в некотором диапазоне частот только при введении в структуру устройств гидравлических дросселей определенной величины. Гасители с дополнительной полосой пропускания могут иметь волновые сопротивления, близкие по характеру к активному в частотных диапазонах, соответствующих началу и концу интервала периодичности. Волновые сопротивления гасителей, у которых отсутствуют дополнительные полосы пропускания, являются активными при частотах, соответствующих середине интервала периодичности.

Влияние нестационарности процессов течения жидкостей на собственные характеристики проявляется в основном у реактивных гасителей, когда их продольные размеры сопоставимы с четвертью длины волны подавляемых колебаний. На этих частотах собственные характеристики могут трансформироваться значительно. При других частотах в пределах половины длины волны колебаний, соизмеримой с продольными размерами устройств, зависимости характеристик при нестационарной модели течения и при модели без потерь отличаются незначительно. Поэтому для проектных расчетов целесообразно использовать модель распространения колебаний без потерь. Эта модель существенно проще и позволяет отыскать аналитическим путем базовые оптимальные соотношения между характеристиками гасителей и параметрами его элементов. Сформированные базовые

параметры в последующем могут быть скорректированы по результатам испытаний с учетом нестационарной модели динамических процессов.

Для увеличения эффективности подавления колебаний на низких частотах или для уменьшения габаритов устройств в их структуры целесообразно вводить элементы инерционного или упругого характера, образующих с расширительной полостью или проточным каналом резонансные контуры. При этом элемент инерционного сопротивления должен размещаться параллельно гидравлическому дросселю, а элемент упругого сопротивления – последовательно.

Для применения в трубопроводных системах энергетических установок рекомендуются однозвенные гасители, схемы которых показаны на рис.5.2, 5.3, и многозвенные, построенные на основе каскадного соединения однозвенных. Проведенными сравнениями характеристик предложенных схем с характеристиками гасителей типа АФНЧ и ПАС, принятых в качестве эталонных, показано, что практически в любых случаях использование одной из предложенных схем дает выигрыш в эффективности подавления колебаний.

* * *

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. **Андреев Н. Н.** О скольжении звука вдоль поглощающих границ // Изв. АН СССР. 1936. № 5. С. 625 – 632.
2. **Андреев Н. Н.** К расчету глушителей для моторов внутреннего сгорания // ЖТФ. 1946. Т. XVI, вып. 6. С. 729-732.
3. **Ансари Ж. С., Олденбургер Р.** Распространение возмущений в трубопроводах // Теоретические основы инженерных расчетов. 1967. № 2. С. 201-209.
4. **Асатуриян А. С., Саран Л. А.** Неустановившееся течение вязкой жидкости в цилиндрических трубах // Прикладная механика. 1971. Т.7, № 6. С. 91-96.
5. **Балабянц Н.** Синтез электрических цепей. М. – Л.: Госэнергоиздат, 1961. 416 с.
6. **Баишта Т. М.** Снижение шума в гидросистемах // Вестн. машиностроения. 1971. № 6. С. 33 – 38.
7. **Белов А. И.** Затухание звука в трубах с поглощающими стенками // ЖТФ. 1938. Т.8, № 8. С. 752 – 760.
8. **Белов А. И.** Акустические фильтры. Л., 1943.
9. **Бердников В. В.** Прикладная теория гидравлических цепей. М.: Машиностроение, 1977. 190 с.
10. **Бодисер В. А.** Повышение мощности двигателей внутреннего сгорания // Дизелестроение. 1939. № 9 - № 11.
11. **Босый Н. Д.** Электрические фильтры. Киев: ГИТЛ УССР, 1960. 616 с.
12. **Браун Ф. Т.** Переходные процессы в линиях передачи жидкости и газа // Техническая механика. М.: Мир, 1962. № 4. С. 163.
13. **Брудков Л. И., Шорин В. П.** Синтез структуры акустических демпферов с активным волновым сопротивлением // Вопросы проектирования и доводки малоразмерных ГТД и их элементов : Сб. науч. тр. КуАИ, 1975. С. 82-87.
14. **Бузицкий В. Н., Сойфер А. М.** Цельнометаллические упругодемпфирующие элементы, их изготовление и применение // Вибрационная прочность и надежность авиационных двигателей : Сб. науч. тр. КуАИ, 1965. Вып. 19. С. 259-266.
15. **Васильев А. В.** Акустическое моделирование и комплексное снижение шума автомобильных двигателей внутреннего сгорания. Самара: Самарский научный центр РАН. 2004. 295 с.
16. **Колебания и вибрации в поршневых компрессорах / Ю. А. Видякин, Т. Ф. Кондратьева, Ф. П. Петрова, А. Г. Платонов - Л.: Машиностроение, 1972. 224 с.**
17. **Владиславлев А.П., Малышев В. А.** О некотором общем методе расчета различных типов гасителей колебаний давления // Машины и нефтяное оборудование: Сб. научн. тр. М., ВНИИОЭНГ. 1969. № 6.
18. **Владиславлев А.П., Мокшин В. А.** Методы оценки эффективности пульсаций давления // Книга: Вибрация технологических трубопроводов

- на нефтеперерабатывающих и нефтехимических предприятиях. М., 1968. С. 20 – 26.
19. Стабилизация колебаний давления в трубопроводных системах энергетических установок / Р. Ф. Ганиев, Х. Н. Низамов, А. И. Чучеров, П. П. Усов – М.: Изд. – во МГТУ, 1993. 184 с.
 20. Гладких П. А., Хачатурян С. А. Вибрации в трубопроводах и методы их устранения. М.: Машгиз, 1959. 243 с.
 21. Гликман Б. Ф. Нестационарные течения в пневмогидравлических цепях. М.: Машиностроение, 1979. 256 с.
 22. Гликман Б. Ф. Математические модели пневмогидравлических систем. М.: Наука, 1986. 368 с.
 23. Головин А. Н., Шорин В. П. Снижение пульсационной напряженности в авиационных гидравлических системах гасителями колебаний // Авиационная промышленность. 1982. № 5. С. 35-36.
 24. Головин А. Н. К расчету эффективности гасителей колебаний рабочей жидкости // Вибрационная прочность и надежность двигателей и систем летательных аппаратов: Сб. науч. тр. КуАИ, 1980. Вып. 7. С. 74 – 79.
 25. Головин А. Н., Брудков Л. И., Шорин В. П. К расчету собственных характеристик гасителей колебаний рабочей жидкости типа акустических фильтров нижних частот // Вибрационная прочность и надежность двигателей и систем летательных аппаратов: Сб. науч. тр. КуАИ, 1980. Вып. 7. С. 36 – 43.
 26. Головин А. Н., Шорин В. П. О проектировании гасителей колебаний жидкости // Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. 1982. № 4. С. 144 - 150.
 27. Головин А. Н., Шестаков Г. В. Структура автоматизированного расчета гасителей колебаний давления // Динамические процессы в силовых и энергетических установках летательных аппаратов / КуАИ. Куйбышев, 1988. С. 20-25.
 28. Головин А. Н., Шестаков Г. В. Расчетные модели гасителей для автоматизированного проектирования // Динамические процессы в силовых и энергетических установках летательных аппаратов / КуАИ. Куйбышев, 1990. С. 44-51.
 29. Головин А. Н. Акустические характеристики и параметры элементов гасителей колебаний // Вестн. СГАУ, 2003. Спец. вып. Ч. 2. С. 330 – 336.
 30. Головин А. Н. Трансформатор активных волновых сопротивлений // Вестн. СГАУ, 2003. Спец. вып. Ч. 2. С. 336 – 342.
 31. Гризодуб Ю. Н. Применение теории пассивных четырехполюсников к расчету распространения колебаний давления в разветвленных гидравлических системах авиационных двигателей // Автоматика и телемеханика. 1950. Т. 11, № 2. С.105-120.
 32. Гризодуб Ю. Н. К исследованию переменного движения жидкости в многоузловых гидравлических системах машин и автоматических устройств // Автоматика и телемеханика. 1952. Т. 13, № 1. С. 55 – 60.
 33. Громека И. С. К теории движения жидкости в узких цилиндрических трубах // Ученые записки Казанского университета, 1882.

34. **Гуков Б. Ф., Рабинович М. И.** О влиянии параметров гидравлических устройств и места их установки на динамические свойства гидропередачи с трубопроводом // Теория пневмо- и гидропривода. М., 1969. С. 170 – 178.
35. **Джонсон, Вэндлинг.** Передаточные функции и входные импедансы систем трубопроводов, находящихся под давлением // Теоретические основы инженерных расчетов. 1967. № 1. С. 231-236.
36. **Д'Суза А. Ф., Олденбургер Р.** Динамическая характеристика гидравлических трубопроводов // Теоретические основы инженерных расчетов. 1964. № 3. С. 196 – 205.
37. **Жуковский Н. Е.** О гидравлическом ударе в водопроводных трубах. М.-Л.: Гостехиздат, 1949. 103 с.
38. **Загузов И. С.** О снижении уровней пульсаций, вибраций и шума в гидравлических и топливных системах // Динамические процессы в силовых и энергетических установках летательных аппаратов. Самара, 1994. С. 69–74.
39. **Залманзон Л. А.** Проточные элементы пневматических приборов контроля и управления. М.: Изд-во АН СССР, 1961. 247 с.
40. **Зилке В.** Трение, зависящее от частоты, при неустановившемся течении в трубопроводе // Теоретические основы инженерных расчетов. 1968. № 1. С. 120-127.
41. **Идельчик И. Е.** Справочник по гидравлическим сопротивлениям. М.: Машиностроение, 1992. 672 с.
42. **Инзель Л. И.** Основы глушения шума выхлопа двигателей внутреннего сгорания. М.: Машгиз, 1949. 196 с.
43. **Исакович М. А.** Общая акустика. М.: Наука, 1973. 495 с.
44. **Кауфман А., Шмидт У.** Глушители шума автомобильных двигателей. М.- Л.: ОНТИ – НКТП – СССР, 1936. 122 с.
45. **Кеньюро О.** Глушители шума насосов // Кэнттику сэцуби то хайкан кодзи. 1987. Т. 25, № 10. С. 100–104.
46. **Колесников К. С., Рыбак С. А., Самойлов Е. А.** Динамика топливных систем ЖРД. М.: Машиностроение, 1975. 172 с.
47. **Колесниченко К. А., Коротков В. А.** Резонансные явления в гидросистемах с высокооборотными насосами // Гидропривод и гидропневмоавтоматика. Киев: Техника, 1970. Вып. 6. С. 115-123.
48. **Комаров А. А.** Надежность гидравлических устройств самолетов. М.: Машиностроение, 1976. 224 с.
49. **Лейбензон Л. С.** Поршневые, крыльчатые и ротационные насосы: Дополнение к книге Г. Берг. 1933.
50. **Лепендин Л. Ф.** Акустика. М.: Высшая школа, 1978. 448 с.
51. **Лойцянский Л. Г.** Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1973. 848 с.
52. **Лосев А. К.** Линейные радиотехнические цепи. М.: Высшая школа, 1971. 560 с.
53. **Лямбоси П.** Вынужденные колебания несжимаемой вязкой жидкости в жесткой горизонтальной трубе. В сб. Механика. ИЛ, 1953. Вып. 3. С. 67-77.

54. Неустойчивость горения в ЖРД. / Под ред. Д. Т. Харрье и Ф. Г. Рирдона. М.: Мир, 1975. 815 с.
55. Олденбургер Р. Теория систем с распределенными параметрами // Теоретические основы инженерных расчетов. 1970. № 1. С. 1-12.
56. Ольсон Г. Динамические аналогии. М.: ГИИЛ, 1947. 224 с.
57. ОСТ 1 00389. Насосы гидравлические самолетов (вертолетов). Методика определения режимов ускоренных ресурсных испытаний. М., 1981. 41 с.
58. Попов Д. Н. Динамика и регулирование пневмо- и гидросистем. М.: Машиностроение, 1977. 424 с.
59. Раушенбах Б. А. Вибрационное горение. М.: Физматгиз, 1961. 500 с.
60. Рэлей Дж. В. Теория звука. М.: Гостехиздат, 1955. Т. 1. 504 с.
61. Ржевкин С. Н. Курс лекций по теории звука. М.: Изд-во МГУ, 1960. 331 с.
62. Санчугов В. И., Смирнов Б. И., Показеев В. П. Агрегаты гидравлических систем самолетов и вертолетов. Определение режимов эквивалентных ускоренных испытаний на циклическую прочность. Рекомендации Р.1.1.8-91.-М.: НИИСУ, 1991. 41 с.
63. Сарпкая Т. Экспериментальное определение критического числа Re для пульсирующего потока // Теоретические основы инженерных расчетов. 1966. №3. С. 48-59.
64. Скучик Е. Основы акустики. М.: Мир, 1976. Кн. 1. 520 с.
65. Слезкин Н. А. Динамика вязкой несжимаемой жидкости // М.: Гостехиздат, 1955. С. 322 – 326.
66. Снижение виброакустических нагрузок в гидромеханических системах. / Под ред. В. П. Шорина, Е. В. Шахматова. СГАУ. 1998. 270 с.
67. Справочник по судовой акустике / Под общ. ред. И. И. Клюкина, И. И. Боголепова. Л.: Судостроение, 1978. 503 с.
68. Справочник по технической акустике; пер. с нем / Под ред. М. Хекла и Х. А. Мюллера. Л.: Судостроение, 1980. 440 с.
69. Старобинский Р. Н. Вынужденные колебания в магистралях с квадратичным трением // Вибрационная прочность и надежность двигателей и систем летательных аппаратов: Сб. науч. тр. КуАИ, 1969. Вып. 36. С. 248 – 251.
70. Старобинский Р.Н. Некоторые вопросы конструирования и расчета гасителей пульсаций с параллельной фрикцией // Вибрационная прочность и надежность двигателей и систем летательных аппаратов: Сб. науч. тр. КуАИ, 1967. Вып. 30. С. 195-205.
71. Старцев Н. И. Трубопроводы газотурбинных двигателей. М.: Машиностроение, 1976. 272 с.
72. Таршиш М. С. Контроль гидравлических сопротивлений. М.: Машиностроение, 1974. 396 с.
73. Фанк Д. Е., Вуд Д. Ж. Частотная характеристика гидравлических трубопроводов при турбулентном течении // Теоретические основы инженерных расчетов. 1974. № 4. С. 158-162.

74. **Холмбоу Е., Руло У.** Влияние вязкого трения на распределение сигнала в гидравлических линиях // Теоретические основы инженерных расчетов. 1967. № 1. С. 102 – 109.
75. **Чарный И. А.** Неустановившееся течение реальной жидкости в трубах. М.: Гостехиздат, 1951. 223 с.
76. **Шапиро Б. К.** О расчете ячеек акустического фильтра, отдельные элементы которого не малы по сравнению с длиной волны // ЖТФ. 1941. Т. XI, № 5. С. 460 – 473.
77. **Шапиро Б. К.** Основы расчета глушителей шума выхлопа. М.: Оборонгиз, 1943.
78. **Шахматов Е. В., Прокофьев А.Б.** Виброакустическая модель прямолинейного неоднородного трубопровода при его силовом возбуждении пульсациями рабочей жидкости // Изв. СНЦ РАН. 2000. Т. 2. № 5. С. 135-140
79. **Шорин В. П., Гимадиев А. Г., Быстров Н. Д.** Гидравлические и газовые цепи передачи информации. М.: Машиностроение, 2000. 328 с.
80. **Шорин В. П.** Устранение колебаний в авиационных трубопроводах. М.: Машиностроение, 1980. 156 с.
81. **Шорин В. П.** Характеристики диафрагм и жиклеров при пульсирующем течении жидкости // Гидростатические подшипники. М., 1973. С. 85 - 92.
82. **Davis D. D. etc.** Theoretical and experimental investigation of mufflers with comments on engine-exhaust muffler design // NACA, Report 1192. 1954.
83. **Fay R. D.** Attenuation of Sound in Tubes // Journal of the Acoustical Society of America. 1940. vol. 2. p. 62-67.
84. **Jberall A.S.** Attenuation of Oscillatory Pressures in Instrument Lines // Trans. ASME. 1950. vol. 75, № 5. p. 689-695.
85. **Jngard U.** On the theory and design of acoustic resonators // Journal of the Acoustical Society of America. 1953. vol. 25, № 6, p. 1037 – 1061.
86. **Jungowski W. M.** Tłumienie pulsacji ciśnienia wytwarzanych przez spreżarki tłokowe // Azchiwum Budowy Maszyn. 1978. XXV, № 1. p. 17 – 31.
87. **Helmholtz H.** Ueber electriche Grenzschichten // Ann. d. Phys. u. Chem. 1879. № 7. p. 337 – 382.
88. **Hoffmann D.** Die Dämpfung von Flüssigkeitsschwingungen in Ölhydraulikleitungen // VDJ – Forschungsheft 575, Düsseldorf. 1976. 48 p.
89. **Morse P. M.** Some Aspects of the theory of Room Acoustics // JASA. 1939. v. 11, № 1.
90. **Morse P. M.** Transmission of Sound in side Pipes // JASA. 1939. v. 11, № 2.
91. **Scott R. A.** The propagation of sound Between Walls of Porous Material // Proc. Phys. Soc. 1946. v. 58.
92. **Scott R. A.** The absorption of sound in a homogeneous porous medium // Proc. Phys. Soc. 1946. v. 58.
93. **Szymanski P.** Quelques solutions exactes des equations de l'hydrodynamique de fluide visqueux dans un tube cylindrique // Journ. de Mathem. 1932. № 11. p. 67 – 107.

* * *

ОГЛАВЛЕНИЕ

Основные условные обозначения	3
Введение	4
ГЛАВА 1. Области применения гасителей	9
1.1. Анализ исследований гасителей.....	9
1.2. Классификация гасителей.....	15
1.2.1. Реактивные гасители.....	17
1.2.2. Диссипативные гасители.....	23
ГЛАВА 2. Колебательные процессы в гидравлических системах	29
2.1. Установившиеся и неуставившиеся процессы.....	29
2.2. Ламинарные и турбулентные нестационарные течения.....	31
2.3. Уравнения движения рабочей среды.....	33
2.4. Нестационарные и квазистационарные модели колебательного движения жидкости в трубопроводах.....	36
2.5. Волновые процессы в гидравлических системах.....	51
2.5.1. Стоячие волны в трубопроводах.....	51
2.5.2. Смешанные волны в трубопроводах.....	55
2.5.3. Работа трубопровода на активную нагрузку.....	56
2.5.3.1. Входное сопротивление нагрузки больше волнового сопротивления подводющего трубопровода.....	56
2.5.3.2. Входное сопротивление нагрузки меньше волнового сопротивления подводющего трубопровода.....	58
2.5.4. Комплексное входное сопротивление нагрузки.....	58
2.6. Влияние податливости стенок трубопроводов на распространение волн.....	59
ГЛАВА 3. Эффективность действия гасителей	62
3.1. Влияние характеристик гасителей на пульсационное состояние выходного участка трубопроводной системы.....	62
3.2. Влияние характеристик гасителя на пульсационное состояние входного участка трубопроводной системы.....	78
3.3. Взаимосвязь пульсационных состояний входного и выходного участков.....	85
ГЛАВА 4. Обобщенная схема и расчетные модели гасителей	88
4.1. Задача формирования единой модели гасителей.....	88
4.2. Обобщенные структуры гасителей.....	90

ГЛАВА 5. Собственные характеристики гасителей.....	105
5.1. Обобщенные зависимости собственных характеристик гасителей. Базовая структура гасителей.....	105
5.2. Анализ характеристик гасителей с учетом распределенности параметров	123
5.3. Влияние нестационарности течения жидкости на акустические характеристики гасителей.....	138
5.4. Характеристики гасителей при сосредоточенных параметрах.....	144
5.5. Влияние резонансного контура на характеристики гасителей.....	146
Библиографический список.....	161

Научное издание

Головин Александр Николаевич
Шорин Владимир Павлович

ГАСИТЕЛИ КОЛЕБАНИЙ ДЛЯ ГИДРАВЛИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Редактор Н. С. Купринова
Компьютерная верстка Т. Е. Половнева

Подписано в печать 26.05.2005г. Формат 60x84 1/16.
Бумага офсетная. Печать офсетная.
Усл. печ. л. 9,7. Усл. кр.-отг. 9,8. Уч.-изд. л. 10,5.
Тираж 200 экз. Заказ № 801.

Издательство Самарского научного центра РАН.
443001 Самара, Студенческий переулок, 3а.

Типография Самарского научного центра РАН.
443001 Самара, Студенческий переулок, 3а.