

УДК 533

АКУСТИЧЕСКИЙ РЕЗОНАНС В КОЛЬЦЕВОЙ ПОЛОСТИ С ОСЕВЫМ ТРАНЗИТНЫМ ПОТОКОМ

© 2024 г. Е. В. Колесник^{а, *}, Д. К. Зайцев^а, Е. М. Смирнов^а, Е. И. Шмелев^б, М. Г. Маслов^а,
А. В. Будников^б

^аСанкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия

^бОпытно-конструкторское Бюро Машиностроения им. И. И. Африкантова, Санкт-Петербург, Россия

*E-mail: kolesnik.ev1@spbstu.ru

Поступила в редакцию 13.03.2024 г.

После доработки 20.04.2024 г.

Принята к публикации 20.04.2024 г.

Представлены результаты согласованного расчетно-экспериментального исследования акустических автоколебаний в кольцевой полости, опоясывающей круглую трубу с локальным сужением. В эксперименте измерялись пульсации давления на внешней стенке кольцевой полости для различных значений объемного расхода; воздух поступал в трубу при атмосферном давлении. Обнаружено, что в некотором диапазоне расходов реализуется режим течения с возбуждением акустических автоколебаний в полости. Частота колебаний соответствует первой собственной частоте, а среднеквадратические значения пульсаций давления достигают уровня 2300 Па. Численное моделирование на основе RANS-подхода, проведенное для геометрии и условий эксперимента, воспроизводит наблюдаемый эффект акустического возбуждения полости и дает близкие значения амплитуды пульсаций. На основе полученных расчетных данных проанализированы формы колебаний, возникающие при различных значениях объемного расхода.

Ключевые слова: акустический резонанс, кольцевая полость, измерение пульсаций давления, RANS-моделирование.

DOI: 10.31857/S1024708424040123, **EDN:** OXYPZO

Интенсивные акустические колебания, возникающие при движении газового потока вдоль открытой границы полости, привлекают внимание исследователей с середины прошлого века (см., например, обзоры [1–5]). Первопричиной таких автоколебаний обычно является неустойчивость сдвигового слоя на границе между транзитным потоком и полостью [6], однако механизм, который обеспечивает поддержание колебаний и контролирует их частоту, может быть разным. В частности, согласно классификации [1], автоколебания в полости с жесткими стенками можно разделить на гидродинамические (*fluid-dynamic* по терминологии [1]) и резонансные (*fluid-resonant*). В первом случае необходимая для поддержания автоколебаний положительная обратная связь и соответствующая временная задержка обусловлены преимущественно гидродинамическими эффектами, тогда как во втором случае существенное влияние на процесс оказывают резонансные свойства самой полости.

Автоколебания гидродинамической природы типичны, например, для неглубокой прямоугольной полости с открытым типом течения ($1 \leq L/H \leq 10$, где H – глубина полости, L – ее продольный размер) [7–11]. Одной из самых цитируемых применительно к данной геометрии является работа Росситера [7], в которой на основании проведенных измерений и сопутствующего теоретического анализа предложена формула для частоты автоколебаний f_m

$$f_m = \frac{U}{L} \cdot \frac{m - \gamma}{K^{-1} + M} \quad (1)$$

где U – скорость транзитного потока, $m = 1, 2, 3, \dots$ – номер моды колебаний, M – число Маха, $K = 0.57$ и $\gamma = 0.25$ – эмпирические коэффициенты. В опытах [7] число Маха варьировалось в диапазоне $0.4 \leq M \leq 1.2$. Для значений $0.8 \leq M \leq 3$ в [12] предложен уточненный вариант формулы (1), в котором

учитывается отличие скорости звука в полости от скорости звука во внешнем потоке. При $M \leq 0.3$ формула (1) занижает частоту автоколебаний [8] и может потребовать корректировки констант (например, в [13] для $M \leq 0.1$ получены значения $K = 0.5$ и $\gamma = 0$).

Примером автоколебаний резонансного типа может служить акустический резонанс в глубокой полости ($L \ll H$) или в глухом боковом отводе трубопровода [14–16], которому отвечает формирование стоячих звуковых волн с пучностью на закрытом конце полости и узлом вблизи ее устья. Набор собственных частот такого резонатора определяется из условия, что на отрезке $2H$ укладывается полуцелое число длин волн: $f_n = 0.5(n - 0.5) c/H$ (где $n = 1, 2, 3, \dots$ – номер моды колебаний, c – скорость звука). Поскольку для первой собственной частоты длина резонатора H равна четверти длины волны, такой резонатор часто называют четвертьволновым. Когда частота пульсаций давления f_m (1), вызванных неустойчивостью сдвигового слоя, приближается к одной из собственных частот резонатора f_n , происходит резонансное увеличение амплитуды пульсаций давления, которые воздействуют на сдвиговый слой и приводят к синхронизации его колебаний с собственной частотой резонатора f_n . Благодаря эффекту синхронизации, резонансные автоколебания наблюдаются в некотором диапазоне скоростей транзитного потока, причем одновременно могут возбуждаться несколько мод собственных колебаний.

Резонансные автоколебания могут возбуждаться и в резонаторе Гельмгольца, который представляет собой относительно большую полость с узким горлом (или просто отверстием) [4, 17–19]. В отличие от акустического резонанса, резонанс Гельмгольца имеет лишь одну характерную частоту f_H , причем длина волны соответствующих звуковых колебаний гораздо больше размеров резонатора:

$$f_H = \frac{c}{2\pi} \cdot \sqrt{\frac{s}{V_0(l + \Delta l)}} \quad (2)$$

где V_0 – объем полости, s – площадь горла, l – его длина, $\Delta l \approx d$ – присоединенная длина, d – диаметр отверстия [20]. Хотя в выражении (2) фигурирует скорость звука c , резонанс Гельмгольца обусловлен не движением звуковых волн, а инерцией находящегося в горле резонатора газа, который колеблется подобно грузу на пружине; роль последней играет газ в объеме V_0 .

В зависимости от конфигурации полости и параметров потока возможна смена доминирующего механизма возбуждения автоколебаний и/или одновременное действие нескольких механизмов. Например, в [18] для весьма широкого резонатора Гельмгольца со щелевидным горлом (размеры полости $L \times H \times W = 32 \times 50 \times 500$ мм) помимо обычного резонанса Гельмгольца на частоте f_H (2) наблюдались дополнительные более высокочастотные моды с модуляцией амплитуды пульсаций давления по размаху полости, что свидетельствует о наличии стоячих волн, типичных для акустического резонанса. Частоты этих дополнительных мод не соответствовали собственным частотам простого полуволнового резонатора $f_n = 0.5nc/W$, а определялись сложением частот двух резонансов подобно сложению взаимно перпендикулярных акустических мод прямоугольной полости: $f_n^* \approx \sqrt{f_H^2 + f_n^2}$. В опытах [21] исследован цилиндрический ре-

зонатор Гельмгольца с квадратным входным отверстием на торце; авторам удалось зафиксировать одновременно наличие резонанса Гельмгольца и семи мод акустических автоколебаний (три продольных, азимутальная и их комбинации) в диапазоне частот от 68 до 1354 Гц, а также синхронизацию одновременно трех мод неустойчивости сдвигового слоя (1).

Работы по численному моделированию обсуждаемых автоколебаний относятся, главным образом, к исследованию высокоскоростного ($M > 0.8$) обтекания неглубокой прямоугольной полости (см., например, обзор [22]). Для такого течения характерно сложное взаимодействие эффектов сжимаемости и турбулентности [23, 24], поэтому в настоящее время расчеты данной направленности обычно проводятся с использованием вихреразрешающих подходов [25–27], хотя во многих случаях крупномасштабные вихревые структуры и частоты соответствующих автоколебаний успешно воспроизводятся и в RANS-расчетах (см. [22]). Расчеты резонансных автоколебаний в глубокой полости [28, 29] и в резонаторе Гельмгольца [30] относительно немногочисленны, возможно, из-за сложности одновременного разрешения мелкомасштабных процессов в горле резонатора и гораздо более длинноволновых акустических возмущений в объеме резонирующей полости.

В настоящей работе представляются результаты согласованного расчетного и экспериментального исследования акустических автоколебаний в кольцевой полости, опоясывающей круглую трубу

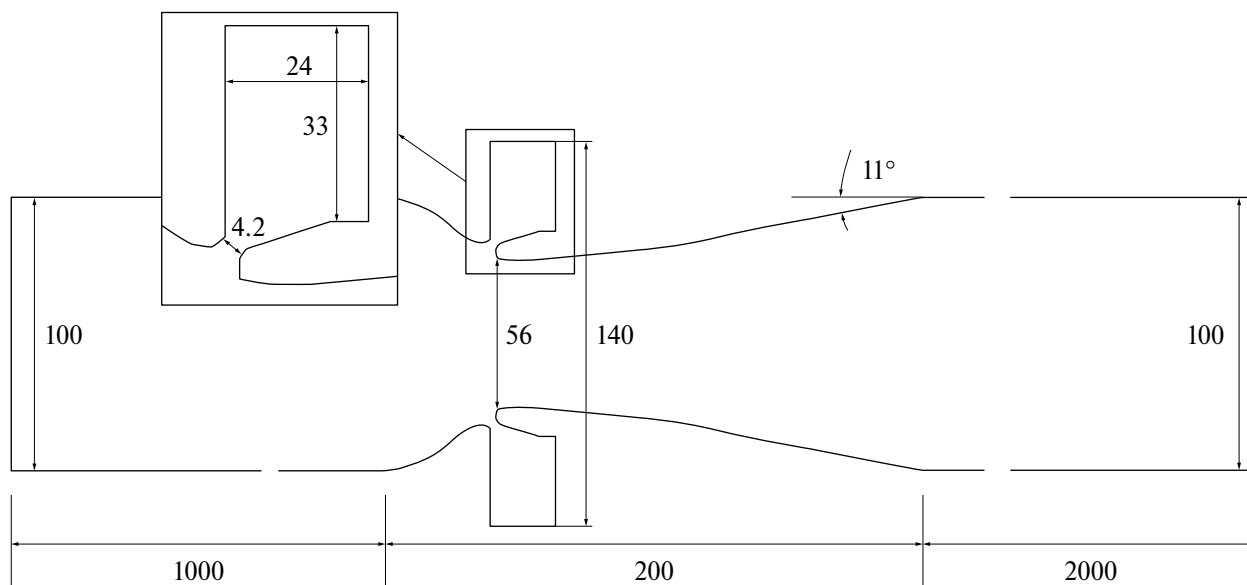


Рис. 1. Схема канала с кольцевой полостью.

с локальным сужением. Течение воздуха в трубе существенно дозвуковое. Полость соединяется с трубой узкой кольцевой щелью, что позволяет отнести ее к резонаторам Гельмгольца, однако мгновенные поля давления и спектры пульсаций позволяют утверждать, что наблюдаемые автоколебания соответствуют акустическому резонансу, а не резонансу Гельмгольца.

ПОСТАНОВКА И РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

В экспериментах исследовалось течение в канале, состоящем из входного прямого участка круглой трубы, конфузторного участка, глухой кольцевой полости, соединяющейся с трубой через узкую кольцевую щель, диффузорного участка трубы и выходного участка постоянного диаметра. Схема канала, а также основные размеры конструкции (в миллиметрах) указаны на рис. 1. Опорная конструкция циркуляционной трассы жестко установлена на фундамент стенда.

Выходной участок канала соединялся с камерой большого размера, где вентилятором, работающим в режиме на всасывание, создавалось разрежение. Воздух с параметрами $P = 1$ атм, $T = 23^\circ\text{C}$ засасывался из помещения лаборатории и, проходя через входной коллектор, исследуемый канал, камеру и вентилятор, выходил в атмосферу.

Экспериментальный стенд позволял организовать течение в канале с объемным расходом в диапазоне от $60 \text{ м}^3/\text{ч}$ до $1200 \text{ м}^3/\text{ч}$. Определение расхода осуществлялось с применением микроманометра по значению перепада давления на входном коллекторе. Для исследования акустических явлений на внешней стенке кольцевой полости располагался измерительный датчик пульсаций давления с чувствительностью 0.1 пКл/Па .

В ходе экспериментов было обнаружено, что в диапазоне расходов от 170 до $770 \text{ м}^3/\text{ч}$ реализуется режим течения с возбуждением акустических автоколебаний в полости. Частота колебаний составляет $\sim 1300 \text{ Гц}$, что соответствует первой собственной частоте, вычисленной независимо в рамках линейного акустического анализа полости. В качестве примера на рис. 2 приведен типовой экспериментально полученный спектр плотности мощности (СПМ) пульсаций давления для расхода $Q = 520 \text{ м}^3/\text{ч}$. Помимо основной частоты, в спектре пульсаций давления присутствуют ее гармоники, а также вторая ($\sim 2200 \text{ Гц}$) и третья ($\sim 3100 \text{ Гц}$) собственные частоты. В процессе анализа результатов измерений по данным, полученным от датчика давления, определялись среднеквадратические значения пульсаций давления (интеграл от 1200 Гц до 1400 Гц), которые достигали уровня 2300 Па . Опытные данные по зависимости интенсивности пульсаций от объемного расхода приводятся и обсуждаются ниже при сопоставлении с результатами численного моделирования.

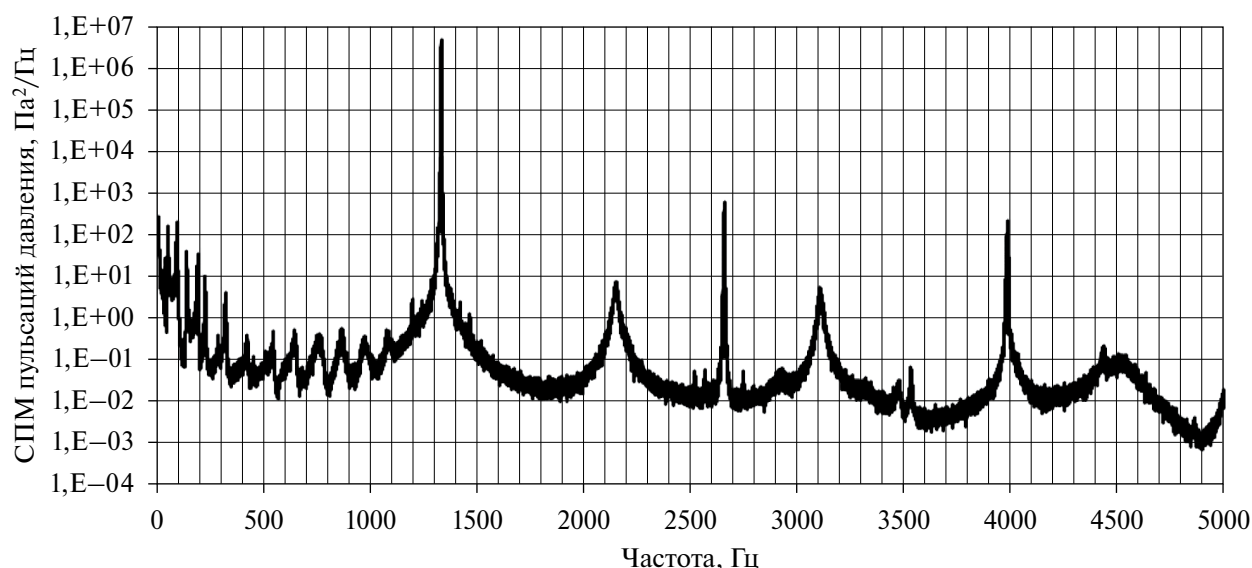


Рис. 2. Спектральная плотность мощности пульсаций давления для расхода $Q = 520 \text{ м}^3/\text{ч}$.

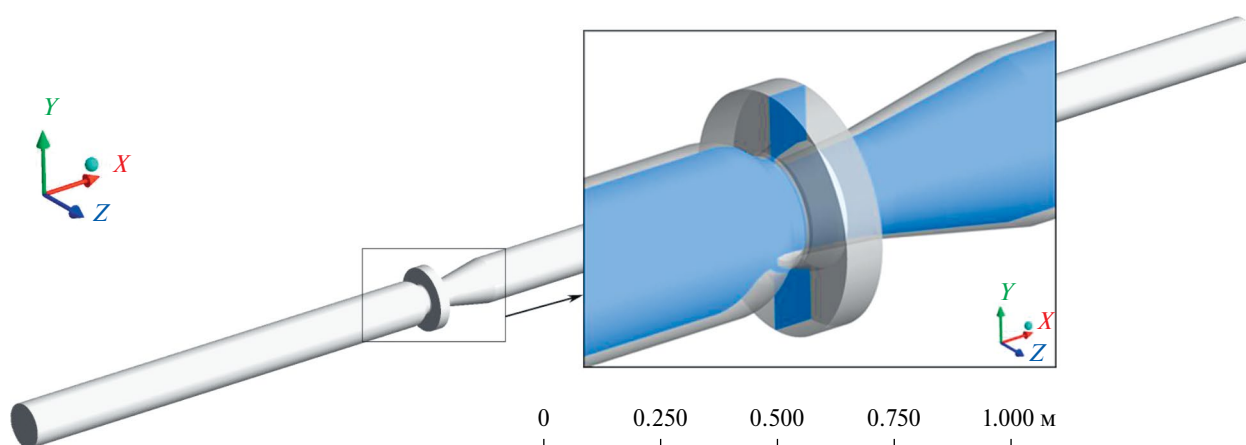


Рис. 3. Трехмерный вид модели экспериментального канала.

ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЕ АСПЕКТЫ

Для численного моделирования была построена 3D-модель рабочей секции экспериментального стенда, включающая входной участок трубы длиной 1 м, конфузорный участок, кольцевую полость и выходной участок трубы длиной 2 м, входной и выходной участки трубы имеют постоянный внутренний диаметр 0.1 м. Геометрия конфузорного участка, кольцевой полости и диффузорного участка соответствует геометрии исследованной в эксперименте конфигурации. На рис. 3 показана модель с увеличенным изображением участка вблизи кольцевой полости.

Расчеты проводились с использованием гидродинамического пакета ANSYS Fluent 19.2. Решались осредненные по Рейнольдсу нестационарные трехмерные уравнения Навье–Стокса (URANS) для сжимаемого газа, полагаемого совершенным. Замыкание осредненных уравнений Навье–Стокса осуществлялось с применением $k-\omega$ SST модели турбулентности Ментера [31].

В качестве рабочей среды рассматривался воздух с постоянными свойствами: теплоемкость $C_p = 1006.43 \text{ Дж}/(\text{кг К})$, коэффициент теплопроводности $\lambda = 0.0242 \text{ Вт}/(\text{м К})$, коэффициент динамической вязкости $\mu = 1.7894 \times 10^{-5} \text{ кг}/(\text{м с})$.

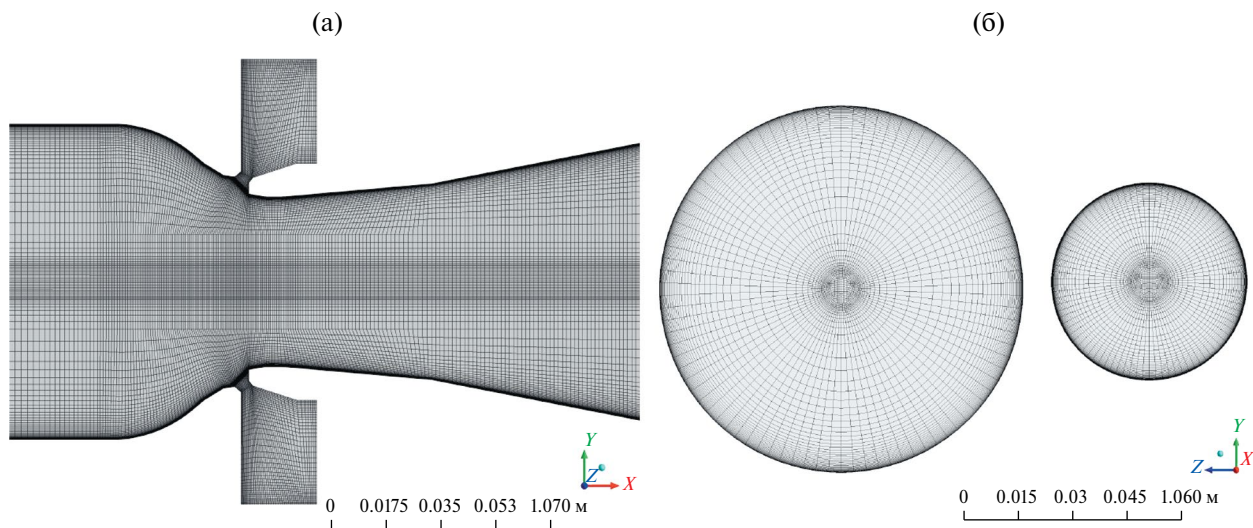


Рис. 4. Вид расчетной сетки в меридиональном сечении (а) и в двух поперечных сечениях (б).

Для расчетов использовался Pressure-based Solver, решение уравнений осуществлялось по методу SIMPLEC. Для аппроксимации конвективных слагаемых применялась схема второго порядка для уравнений баланса массы, импульса и энергии, и противопоточная схема первого порядка в уравнении для переноса характеристик турбулентности. Для продвижения по времени использовалась неявная схема второго порядка точности. Расчеты проводились с шагом по времени $\Delta t = 1 \cdot 10^{-5}$ с, что обеспечивало число Куранта в основной части потока около 1.

На входе в расчетную область задавался однородный поток с массовым расходом Q и постоянная температура $T = 23^\circ\text{C}$, на выходе — нулевое значение относительного давления (уровень отсчитывается от атмосферного давления). В процессе расчетов на входной и выходной границах применялись реализованные в ANSYS/Fluent неотражающие условия, позволяющие улучшить устойчивость вычислений и сходимость итераций на текущем временном шаге, выполнение наложенных условий с заданными параметрами на проницаемых границах обеспечивалось при достижении установившегося режима. Для характеристик турбулентности на входе задавались интенсивность турбулентности $I = 5\%$ и отношение турбулентной вязкости к молекулярной $TVR = 10$. На стенках, которые полагались адиабатическими, ставилось условия прилипания.

Расчеты были проведены для значений расхода от $120 \text{ м}^3/\text{ч}$ до $1020 \text{ м}^3/\text{ч}$ с шагом $100 \text{ м}^3/\text{ч}$. В качестве начального поля для первого из расчетных режимов ($520 \text{ м}^3/\text{ч}$) задавался покоящийся газ с параметрами $P = 1 \text{ атм.}$, $T = 23^\circ\text{C}$, для остальных расчетов в качестве начальных полей использовались решения, полученные при другом, ближайшем, значении расхода.

Для основных расчетов использовалась (базовая) сетка, состоящая из 2.8 млн ячеек, общий вид расчетной сетки в продольном сечении и в двух поперечных сечениях (во входном сечении и в самом узком участке трубы) приведены на рис. 4. В меридиональном сечении сетка содержала 120 ячеек поперек трубы, сеточные линии были сгущены к стенкам трубы, размер первой пристенной ячейки составлял 0.05 мм на участке трубы постоянного сечения и 0.01 мм на узком участке трубы (что при максимальном расходе обеспечивало в окрестности входа в кольцевую полость значения нормированной координаты ближайшей к стенке расчетной точки, y^+ , не более 3). Продольный размер ячеек вдоль трубы варьировался от 0.5 мм в конфузоре участка трубы до 35 мм вблизи входного и выходного сечения. В центре полости размер ячеек составлял примерно 1 мм , сеточные линии сгущались к стенкам полости, во входной щели размер ячеек составлял 0.3 мм .

Для оценки влияния сеточного разрешения расчеты были проведены также на измельченной сетке, сгенерированной на основе базовой путем увеличения количества точек примерно в 2 раза в поперечном и продольном направлениях, и в 2.5 раза в окружном направлении (в итоге сетка включала 26.3 млн ячеек).

Для проведения расчетов использовались вычислительные ресурсы суперкомпьютерного центра Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого (www.scc.spbstu.ru). В тех

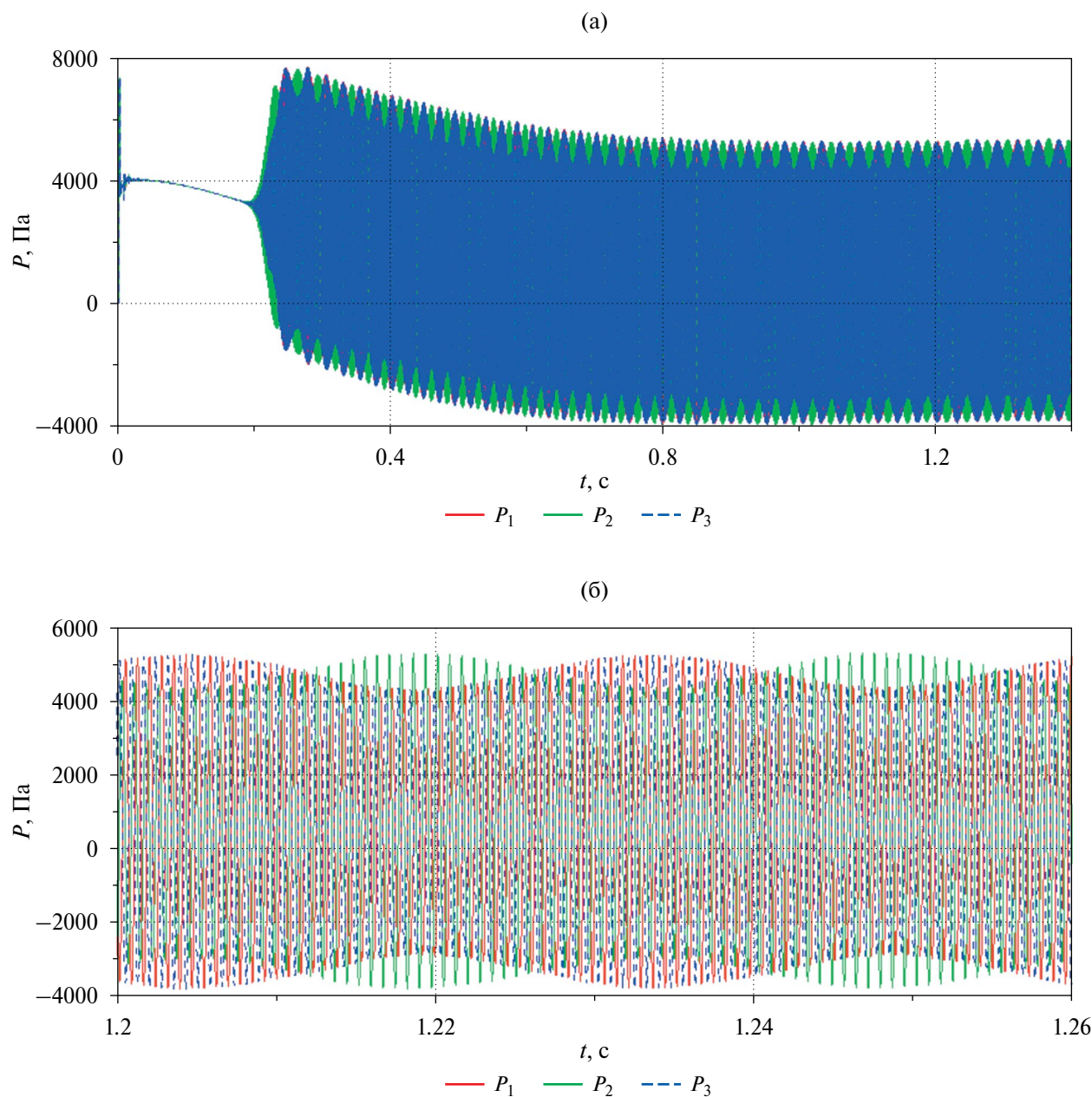


Рис. 5. Зависимости давления в точках мониторинга P_1 - P_3 от времени.

случаях, когда задача распараллеливалась на 140 ядер, время расчета одной секунды физического времени с использованием базовой сетки составляло 180 часов. Время расчета одной секунды на измельченной сетке, при распараллеливании задачи на 280 ядер, составляло 750 часов.

СТРУКТУРА ТЕЧЕНИЯ

Обратимся к результатам, полученным в расчетах для расхода $Q = 520 \text{ м}^3/\text{ч}$, при котором, согласно экспериментальным данным, реализуется режим течения с возбуждением акустических автоколебаний в полости.

На рис. 5а приведены зависимости давления от времени в трех точках мониторинга, расположенных на внешней стенке полости с шагом 90° в окружном направлении (точки P_1 , P_2 , P_3). Видно, что, начиная

с момента $t = 0.2$ с, возникают колебания давления с амплитудой около 5000 Па и частотой $f = 1313$ Гц. На рис. 5б показаны зависимости давления в точках мониторинга на стенке полости для участка установившихся колебаний. Кроме высокочастотных колебаний видно наличие модулирующей низкой частоты (с периодом ~ 0.03 с).

На рис. 6 приведены мгновенные поля течения в меридиональном сечении для установившегося режима: модуль скорости (рис. 6а), поперечная составляющая скорости V_z (рис. 6б) и отношение турбулентной вязкости к молекулярной (рис. 6в). В сужающемся участке трубы наблюдается локальное ускорение потока, при этом значения поперечной составляющей скорости на входе в полость достигают 25 м/с. В актуальном распределении радиальной скорости по окружности чередуются области с преимущественным втеканием и преимущественным вытеканием газа из полости (рис. 6б), в соответствии с формой и фазой пульсирующего поля давления. На входном участке и в сужающейся части трубы поток можно считать квази-ламинарным, в диффузорной части наблюдается отрыв пограничного слоя от стенок трубы и турбулизация формирующейся струи.

ВЛИЯНИЕ РАСХОДА НА ХАРАКТЕРИСТИКИ АВТОКОЛЕБАНИЙ

Серия параметрических расчетов была выполнена при варьировании расхода в диапазоне от 120 м³/ч до 1020 м³/ч. При превышении величины расхода значения 320 м³/ч в расчетах реализовывался режим течения с возбуждением акустических автоколебаний в полости. На рис. 7 показаны фрагменты осциллограмм давления в точках мониторинга для рассчитанных режимов и соответствующие спектры колебаний. Длина выборки для построения спектров составляла 1 с физического времени.

Автоколебания, полученные для режимов с величиной расхода вплоть до 600 м³/ч, характеризуются наличием в спектре только первой собственной частоты $f_1 = 1313$ Гц (и ее гармоник, рис. 7а). Начиная с расхода 720 м³/ч (рис. 7б), характер пульсаций значительно усложняется, а в спектре появляется вторая собственная частота $f_2 = 2200$ Гц. При дальнейшем увеличении расхода вторая частота становится сопоставимой по величине пульсаций с первой собственной частотой, а на режиме 1020 м³/ч остается только вторая собственная частота (рис. 7в).

На рис. 8 приведены мгновенные распределения давления в различные фазы периода для расходов 520 м³/ч и 1020 м³/ч. Представленные поля иллюстрируют, что в случае расхода 520 м³/ч (рис. 8а) в полости возбуждены колебания первой азимутальной моды, которые можно трактовать как суперпозицию двух ортогональных стоячих волн с одинаковой частотой и сдвигом фаз 90°, что приводит к вращению точки максимума давления по окружности. Амплитуды двух волн близки, при этом происходит медленный переход энергии из одной волны в другую и обратно, что приводит к низкочастотному биению амплитуды пульсаций (см. рис. 5б).

Для режима 1020 м³/ч (рис. 8б) наблюдаются колебания второй азимутальной моды. Как и в случае колебаний на первой собственной частоте, имеет место вращение точки максимума давления. При этом уровень пульсаций значительно больше, чем в случае колебаний на первой собственной частоте.

СОПОСТАВЛЕНИЕ РАСЧЕТНЫХ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Для оценки интенсивности колебаний рассчитывалось среднеквадратическое значение пульсаций давления на заданной частоте (3), где A_f — спектральная плотность, $\Delta f = 100$ Гц — полуширина полосы интегрирования. В численном расчете эта величина определялась по формуле (4), где N — число точек спектра в полосе интегрирования $2\Delta f$, A_i — энергия, приходящаяся на частоту f_i в спектре.

$$F = \sqrt{\int_{f_1 - \Delta f}^{f_1 + \Delta f} A_f df} \quad (3)$$

$$F = \sqrt{\frac{2\Delta f}{N} \sum_i A_i}, \quad f - \Delta f < f_i < f + \Delta f \quad (4)$$

На рис. 9а приведена полученная по расчетным данным зависимость среднеквадратического значения пульсаций давления на первой собственной частоте $f_1 = 1300$ Гц (F_1) от расхода в сопоставлении с экспериментальными данными. На рис. 9б приведена зависимость среднеквадратического значения

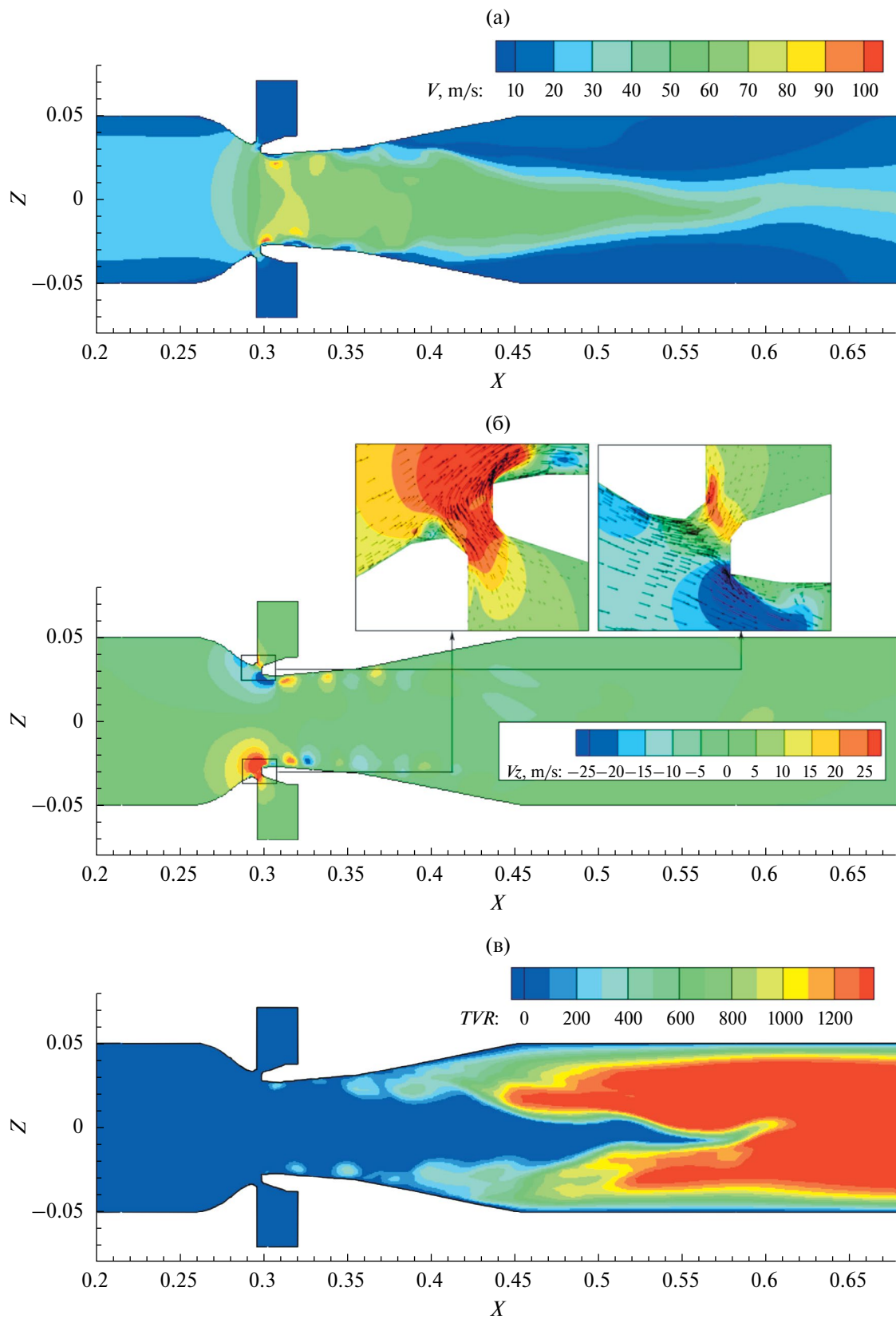


Рис. 6. Мгновенные поля течения в продольном сечении: а) поле модуля скорости; б) поле поперечной составляющей скорости; в) отношение турбулентной вязкости к молекулярной.

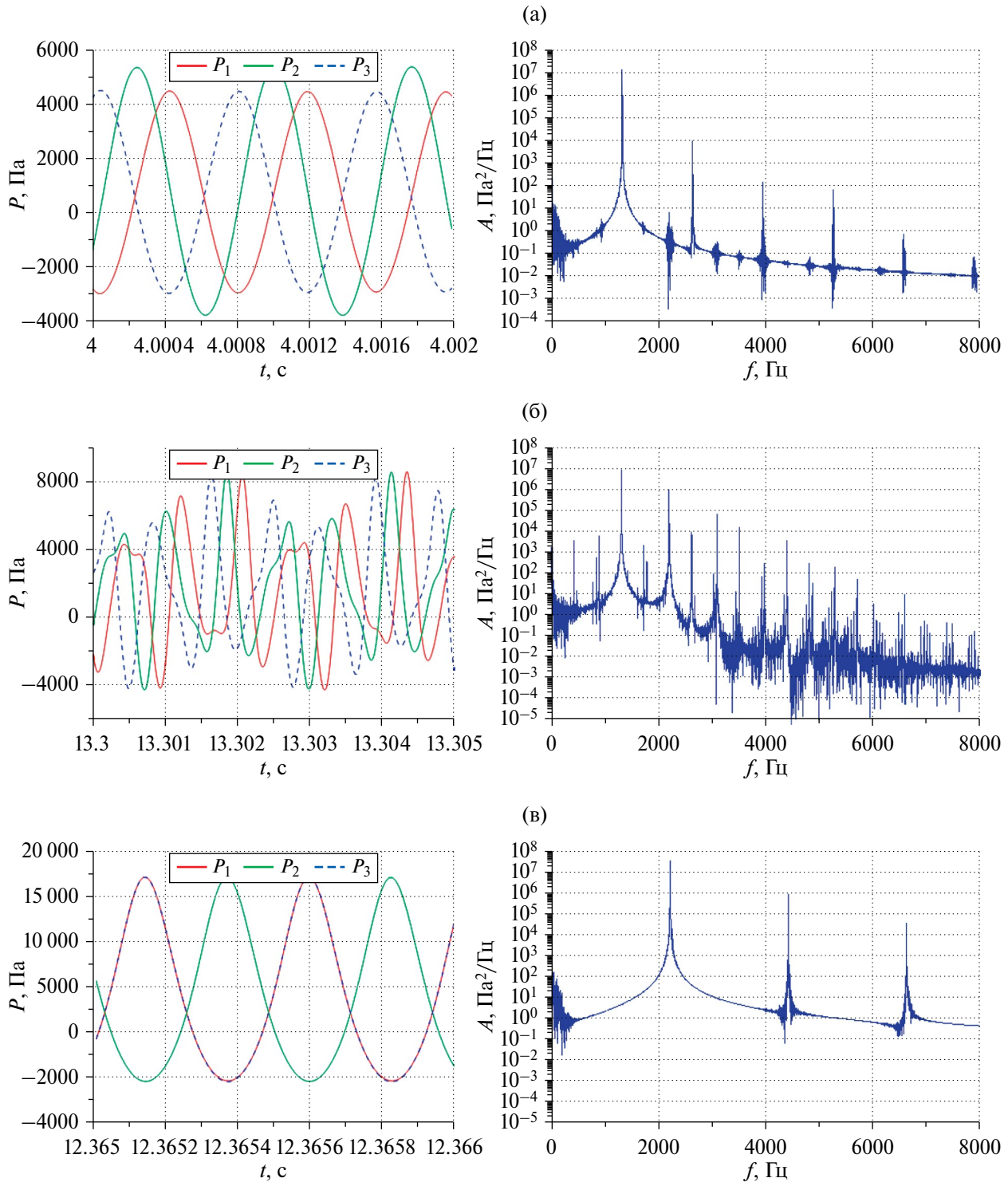


Рис. 7. Зависимости давления в точках мониторинга P_1 – P_3 от времени для различных расходов и соответствующие спектральные плотности мощности пульсаций давления в точке P_1 : а) $Q = 520 \text{ м}^3/\text{ч}$; б) $Q = 720 \text{ м}^3/\text{ч}$; в) $Q = 1020 \text{ м}^3/\text{ч}$.

пульсаций давления на частоте $f_2 = 2200 \text{ Гц}$ (F_2) от расхода. Начиная с расхода $720 \text{ м}^3/\text{ч}$, наблюдаются пульсации давления на второй собственной частоте, интенсивность которых значительно растет с увеличением расхода. Видно, что в целом расчет воспроизводит наблюдаемый в эксперименте эффект

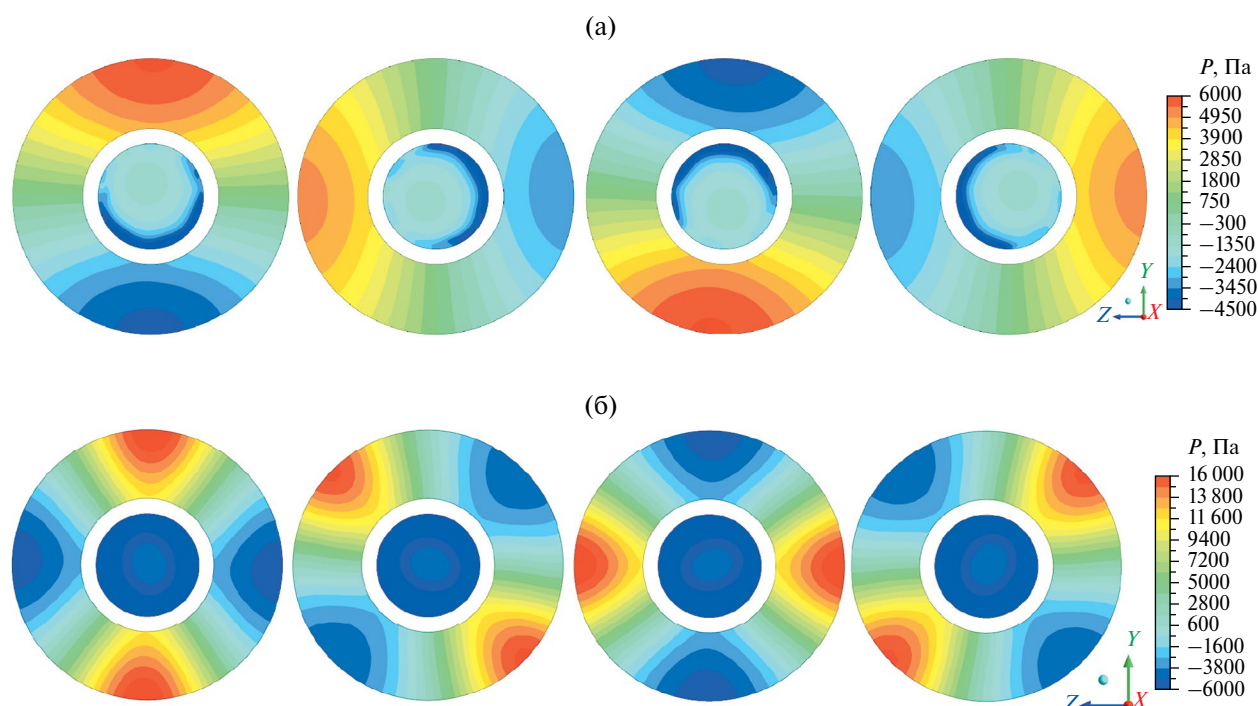


Рис. 8. Поле давления в различные фазы колебаний: а) $Q = 520 \text{ м}^3/\text{ч}$; б) $Q = 1020 \text{ м}^3/\text{ч}$.

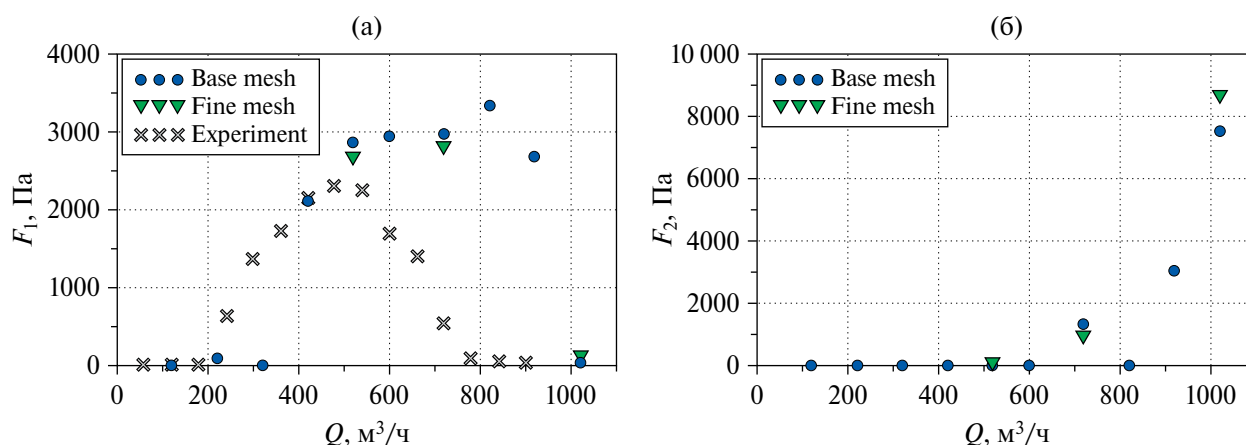


Рис. 9. Зависимость среднеквадратического значения пульсаций давления от расхода на частоте $f_1 = 1300 \text{ Гц}$ (а) и на частоте $f_2 = 2200 \text{ Гц}$ (б).

акустического возбуждения полости и дает близкие значения амплитуды пульсаций. Однако предсказываемый диапазон расходов, в котором возникает режим автоколебаний, сдвинут в сторону более высоких расходов.

Для оценки сеточной чувствительности результатов численного моделирования были проведены расчеты на измельченной сетке для трех режимов: в первом из них развиваются пульсации только на первой собственной частоте ($Q = 520 \text{ м}^3/\text{ч}$), во втором присутствуют обе моды колебаний ($Q = 720 \text{ м}^3/\text{ч}$), а в третьем — пульсации только на второй собственной частоте ($Q = 1020 \text{ м}^3/\text{ч}$). Сопоставление результатов, полученных на двух сетках (рис. 9), показывает, что для всех трех режимов отличия в рассчитанных значениях интенсивности пульсаций на первой собственной частоте не превышают 7%, а на второй собственной

частоте — не более 12%. Приведенные данные позволяют заключить, что основные причины отмеченного выше расхождения между расчетными и опытными результатами по определению границ диапазона расходов с развившимися автоколебаниями не связаны с недостаточностью сеточного разрешения, а обусловлены другими факторами, определение которых требует дальнейших исследований.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено согласованное расчетно-экспериментальное исследование явления акустического резонанса в кольцевой полости с транзитным осевым потоком. В эксперименте измерены пульсации давления на стенке кольцевой полости для диапазона расходов от $50 \text{ м}^3/\text{ч}$ до $900 \text{ м}^3/\text{ч}$. Обнаружено, что в диапазоне расходов от 170 до $770 \text{ м}^3/\text{ч}$ реализуется режим течения с возбуждением акустических автоколебаний в полости. Частота колебаний составляет ~ 1300 Гц, что соответствует первой собственной частоте акустических колебаний.

С применением программного пакета ANSYS Fluent проведены RANS-расчеты для геометрии и условий, соответствующих эксперименту. Установлено, что выполненные расчеты устойчиво воспроизводят наблюдаемый в эксперименте эффект акустического возбуждения полости и дают согласующиеся с экспериментом значения амплитуды пульсаций. Однако предсказываемый диапазон расходов, в котором возникает режим автоколебаний, сдвинут в сторону более высоких расходов по сравнению с результатами измерений, что требует дальнейших исследований.

Параметрические расчеты при варьировании расхода показали, что автоколебания, предсказываемые для режимов с расходом до $600 \text{ м}^3/\text{ч}$, характеризуются наличием в спектре только первой собственной частоты $f_1 = 1300$ Гц. Начиная с расхода $720 \text{ м}^3/\text{ч}$, в спектре появляется вторая собственная частота $f_2 = 2200$ Гц, и на режиме $920 \text{ м}^3/\text{ч}$ она становится сопоставимой по величине пульсаций с первой собственной частотой. На режиме $1020 \text{ м}^3/\text{ч}$ остается только вторая собственная частота.

Показано, что формы колебаний давления на первой и второй собственной частоте соответствуют колебаниям первой и второй азимутальной моды с вращением точки максимума давления по окружности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Rockwell D., Naudascher E.* Review — self-sustained oscillations of flow past cavities // *J. Fluids Eng.* 1978. V. 100. № 2. P. 152–165. DOI: 10.1115/1.3448624.
2. *Howe M.S.* Edge, cavity and aperture tones at very low Mach numbers // *J. Fluid Mech.* 1997. V. 330. P. 61–84. DOI: 10.1017/S0022112096003606.
3. *Rowley C.R., Williams D.R.* Dynamics and control of high-Reynolds number flow over open cavities // *Annu. Rev. Fluid Mech.* 2006. V. 38. P. 251–276. DOI: 10.1146/annurev.fluid.38.050304.092057.
4. *Ma R., Slaboch P.E., Morris S.C.* Fluid mechanics of the flow-excited Helmholtz resonator // *J. Fluid Mech.* 2009. V. 623. P. 1–26. DOI: 10.1017/S0022112008003911.
5. *Ziada S., Lafon P.* Flow-excited acoustic resonance excitation mechanism, design guidelines, and counter measures // *Applied Mechanics Reviews.* 2014. V. 66. № 1. ID010802. 22 p. DOI: 10.1115/1.4025788.
6. *Morris S.C.* Shear-layer instabilities: particle image velocimetry measurements and implications for acoustics // *Annu. Rev. Fluid Mech.* 2011. V. 43. P. 529–550. DOI: 10.1146/annurev-fluid-122109–160742.
7. *Rossiter J.E.* Wind tunnel experiments on the flow over rectangular cavities at subsonic and transonic speeds // *Aeronautical Research Council Reports and Memoranda.* 1964. № 3438. 32 p.
8. *Tam C.K.W., Block P.J.W.* On the tones and pressure oscillations induced by flow over rectangular cavities // *J. Fluid Mech.* 1978. V. 89. № 2. P. 373–399. DOI: 10.1017/S0022112078002657.
9. *Knisely C., Rockwell D.* Self-sustained low-frequency components in an impinging shear layer // *J. Fluid Mech.* 1982. V. 116. P. 157–186. DOI: 10.1017/S002211208200041X.
10. *Tracy M.B., Plentovich E.B.* Cavity unsteady-pressure measurements at subsonic and transonic speeds // *NASA Tech. Paper.* 1997. № 3669. 78p.
11. *de Henshaw M.J.C.* M219 cavity case: Verification and validation data for computational unsteady aerodynamics // *Tech. Rep. RTO-TR-26, AC/323 (AVT) TP/19.* Canada, St. Joseph Ottawa/Hull, 2000. P. 473–480.
12. *Heller H., Holmes D., Covert E.* Flow-induced pressure oscillations in shallow cavities // *J. Sound Vibr.* 1971. V. 18. № 4. P. 545–553. DOI: 10.1016/0022-460X(71)90105-2

13. *Chatellier L., Laumonier J., Gervais Y.* Theoretical and experimental investigations of low Mach number turbulent cavity flows // *Exp. Fluids*. 2004. V. 36. P. 728–740. DOI: 10.1007/s00348-003-0752-4.
14. *Elder S.A.* Self-excited depth-mode resonance for a wall-mounted cavity in turbulent flow // *J. Acoust. Soc. Am.* 1978. V. 64. P. 877–890. DOI: 10.1121/1.382047.
15. *Ziada S., Shine S.* Strouhal numbers of flow-excited acoustic resonance of closed side branches // *J. Fluids and Structures*. 1999. V. 13. P. 127–142. DOI: 10.1006/JFLS.1998.0189.
16. *Yang Y., Rockwell D., Cody K.L.F., Pollack M.* Generation of tones due to flow past a deep cavity: Effect of streamwise length // *J. Fluids and Structures*. 2009. V. 25. P. 364–388. DOI: 10.1016/j.jfluidstructs.2008.05.003.
17. *Morel T.* Experimental study of a jet-driven Helmholtz oscillator // *J. Fluids Eng.* 1979. V. 101. P. 383–390. DOI: 10.1115/1.3448983.
18. *de Jong A.T., Bijl H.* Investigation of higher spanwise Helmholtz resonance modes in slender covered cavities // *J. Acoust. Soc. Am.* 2010. V. 128. № 4. P. 1668–1678. DOI: 10.1121/1.3473698.
19. *Абдрашитов А.А., Марфин Е.А.* Влияние длины сопла на работу струйного осциллятора Гельмгольца // *Изв. РАН. МЖГ*. 2021. № 1. С. 142–150. DOI: 10.31857/S0568528121010011.
20. *Комкин А.И., Быков А.И.* Инерционная присоединенная длина горла резонаторов Гельмгольца // *Акуст. журн.* 2016. Т. 62. № 3. С. 277–287. DOI: 10.7868/S0320791916030096 = *Komkin A.I., Bykov A.I.* Inertial attached neck length of Helmholtz resonators // *Acoust. Phys.* 2016. V. 62. № 3. P. 269–279. DOI: 10.1134/S106377101603009X.
21. *Bennett G.J., Stephens D.B.* Resonant mode characterisation of a cylindrical Helmholtz cavity excited by a shear layer // *J. Acoust. Soc. Am.* 2017. V. 141. № 1. P. 7–18. DOI: 10.1121/1.4973212.
22. *Lawson S.J., Barakos G.N.* Review of numerical simulations for high-speed, turbulent cavity flows // *Progress in Aerospace Sciences*. 2011. V. 47. P. 186–216. DOI: 10.1016/j.paerosci.2010.11.002.
23. *Heller H.H., Bliss D.* The physical mechanism of flow-induced pressure fluctuations in cavities and concepts for their suppression // *AIAA Paper*. 1975. № 75–491. 8 p. DOI: 10.2514/6.1975-491.
24. *Даньков Б.Н., Дубень А.П., Козубская Т.К.* Анализ автоколебательных процессов в каверне с открытым типом течения на основе данных вихреразрешающих расчетов // *Изв. РАН. МЖГ*. 2023. № 4. С. 156–166. DOI: 10.31857/S1024708422600774.
25. *Даньков Б.Н., Дубень А.П., Козубская Т.К.* Численное моделирование возникновения автоколебательного процесса возле трехмерного обратного уступа при трансзвуковом режиме обтекания // *Изв. РАН. МЖГ*. 2016. № 4. С. 108–119. DOI: 10.7868/S0568528116040083.
26. *Дубень А.П., Жданова Н.С., Козубская Т.К.* Численное исследование влияния дефлектора на аэродинамические и акустические характеристики турбулентного течения в каверне // *Изв. РАН. МЖГ*. 2017. № 4. С. 113–124. DOI: 10.7868/S0568528117040107.
27. *Ванг Дж.М., Ванг Х., Ма Й., Минг К. Дж., У Дж.К.* Характеристики течения в сверхзвуковой открытой полости // *Изв. РАН. МЖГ*. 2019. № 5. С. 135–149. DOI: 10.1134/S0568528119050128.
28. *Jiang L., Zhang H., Duan Q., Zhang Y.* Numerical study on acoustic resonance excitation in closed side branch pipeline conveying natural gas // *Shock and Vibration*. 2020. ID8857838. 19 p. DOI: 10.1155/2020/8857838.
29. *Ho I Y.W., Kim J.W.* A wall-resolved large-eddy simulation of deep cavity flow in acoustic resonance // *J. Fluid Mech.* 2021. V. 917. ID A17. 30 p. DOI: 10.1017/jfm.2021.261.
30. *Марфин Е.А., Абдрашитов А.А.* Численные и экспериментальные исследования генерации звука в струйном осцилляторе Гельмгольца с щелевой камерой // *Noise Theory and Practice*. 2023. Т. 9. № 3 (34). С. 7–17.
31. *Menter F.R., Langtry R., Kuntz M.* Ten years of industrial experience with the SST turbulence model // *Turbulence, Heat and Mass Transfer* 4. Begell House, 2003. P. 625–632.

Acoustic Resonance in an Annular Cavity with Axial Transit Flow

E. V. Kolesnik^{a,*}, D. K. Zaitsev^a, E. M. Smirnov^a, E. I. Shmelev^b,
M. G. Maslov^a, and A. V. Budnikov^b

Peter the Great Saint-Petersburg Polytechnic University, St.-Petersburg, Russia

^bAfrikantov Experimental Design Bureau of Mechanical Engineering, St.-Petersburg, Russia

**e-mail: kolesnik.ev1@spbstu.ru*

The results of a coordinated computational and experimental study of acoustic self-oscillations in an annular cavity surrounding a circular pipe with a local narrowing are given. In the experiment, pressure fluctuations were measured on the outer wall of the annular cavity for various volume flow rates; air entered the pipe at the atmospheric pressure. It was found that the flow regime with excitation of acoustic self-oscillations in the cavity is implemented in a certain range of flow rates. The oscillation frequency corresponds to the first natural frequency, and the root-mean-square values of pressure fluctuations reach a level of 2300 Pa. Numerical simulation based on the RANS approach, carried out for the geometry and conditions of experiment, reproduces the observed effect of acoustic excitation of the cavity and gives similar values of the fluctuation amplitude. The oscillation modes developed at various volumetric flow rates are analyzed based on the obtained calculated data.

Keywords: acoustic resonance, annular cavity, measurement of pressure fluctuations, RANS simulation.