

УДК 534.28, 534.833.534

ИССЛЕДОВАНИЕ АКУСТИЧЕСКОГО ТЕЧЕНИЯ В ГОРЛЕ РЕЗОНАТОРА

© 2012 г. А. П. Дубень, Т. К. Козубская, С. И. Королёв, В. П. Маслов*, А. К. Миронов*,
Д. А. Миронова**, В. М. Шапаронов***

Институт прикладной математики им. М. В. Келдыша РАН

125047 Москва, Миусская пл. 4

E-mails: dualks@gmail.com, tata@imamod.ru, korolev.c@gmail.com

**ФГУП “Центральный институт авиационного моторостроения им. П. И. Баранова” (ЦИАМ)*

111116 Москва, ул. Авиамоторная 2

E-mail: akomir@mail.ru

***Систем групп рус. 115088 Москва, 2-й Южнопортовый проезд, 18/1*

E-mail: dar-ya@mail.ru

****Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, физический факультет*

119991 Москва, Ленинские горы 1, стр. 2

E-mail: shah@phys.msu.ru

Поступила в редакцию 22.08.11 г.

Статья посвящена изучению явления акустического течения в горле резонатора Гельмгольца. Приведенные результаты комплексного исследования на основе данных физического эксперимента и математического моделирования, их сравнительного анализа и сопоставления с теоретическими оценками дают достаточно полное представление о формировании акустического течения и, в частности, позволяют получить качественные и количественные зависимости осредненной продольной составляющей скорости в горле резонатора при различной мощности возбуждающей звуковой волны.

Ключевые слова: резонансные явления в акустике, резонатор Гельмгольца, акустический ветер, измерения ЛДИС, математическое моделирование.

ВВЕДЕНИЕ

В звуковых полях значительной интенсивности могут возникать регулярные течения среды, обусловленные законом сохранения импульса, так называемые вихревые акустические течения или акустический ветер [1–20]. Явление образования постоянного потока при распространении акустической волны, по-видимому, впервые наблюдал Фарадей [1]. Теория генерации постоянного потока акустической волной была дана Релеем в конце XIX в. [2, 3]. Он показал, что в звуковом поле вблизи препятствий из-за вязкости среды возникают постоянные силы, которые приводят к образованию стационарных потоков, имеющих вихревой характер (это явление было названо акустическим ветром). Эккартом [4] была рассмотрена задача о возникновении одномерных акустических потоков в цилиндрической трубе с жесткими стенками при распространении звукового пучка. В данном случае можно пренебречь зависимостью скорости потока от координаты. Такие одномерные течения называют эккартовскими.

Поглощение звука при падении интенсивной волны на резонатор Гельмгольца и возникающие при этом эффекты исследованы в [5–8]. При решении этой задачи необходимо учитывать не

только взаимодействия звук–звук, но и взаимодействия звук–турбулентность. Данные исследования могут иметь широкое применение при снижении уровня шума в различных помещениях.

И. В. Лебедева исследовала нелинейные явления, возникающие при прохождении интенсивной звуковой волны через открытый конец волновода [10–13]. Пространственная структура поля скорости изучалась с помощью термоанемометра. В отсутствие потока изменение среднеквадратичного значения сигнала определяло эффективное значение колебательной скорости. Оценка абсолютных значений скорости проводилась по градуировочным кривым. В окрестности конца трубы регистрировались радиальная и аксиальная составляющие скорости. Отмечались характерные области развития акустического течения и колебательного процесса как внутри, так и снаружи открытого конца волновода.

В работе [14] изложены результаты экспериментального исследования аэродинамических характеристик и механизма возбуждения мощного звукового ветра, создаваемого механическим низкочастотным излучателем виброрезонансного типа. При определении аэродинамических характеристик звукового ветра обнаружилось, что зави-

симось скорости звукового ветра от частоты носит резонансный характер при всех амплитудах. Скорость мощного звукового ветра связана с амплитудой колебательной скорости линейной зависимостью, что резко отличает мощный звуковой ветер от других акустических потоков, для которых указанная связь носит квадратичный характер.

В работе [15] приведены результаты экспериментальных исследований внешнего поля волн, излучаемых из открытого конца трубы в области линейного и нелинейного резонансов. Было обнаружено, что при приближении частоты возбуждения к частотам линейных и нелинейных резонансов происходят рост и значительная деформация эпюры давления и скорости, приводящая к образованию периодических ударных волн и высокоамплитудным пульсациям скорости у открытого конца. Было обнаружено, что для труб с разным диаметром максимум скорости возникает на разном расстоянии от центра. Также исследовалось ядро потока в силовом поле. Приведенные эксперименты позволили выяснить ряд отличительных особенностей колебаний газового столба в открытой трубе, диаметр которой больше диаметра поршня.

Численно образование акустического течения было исследовано Ризетта [16]. В качестве исходной системы он выбрал систему уравнений Навье—Стокса. Задача была решена для резонатора Гельмгольца в предположении, что на краях отверстия образовывались вихри. Из оторвавшихся вихрей формировалось некоторое направленное движение среды. На выходе резонатора образовывалось распределение скоростей: часть воздуха втекает внутрь резонатора, часть — наружу. По краям происходило всасывание, из центра воздух выдувался.

В работе [17] изучался эффект генерации нелинейных гидродинамических течений линейным источником звука большой амплитуды, находящимся внутри полубесконечной трубы. Теоретически была предложена модель, в которой плоская волна бежит по трубе, выход трубы представляет собой отверстие в бесконечной плоскости. При выходе волны из отверстия происходило ее рассеяние. Было показано, что в результате потерь акустической мощности происходит генерация гидродинамического течения.

Также была проведена визуализация течения [18] в резонаторе Гельмгольца при возбуждении резонатора на собственной частоте. Внутри резонатора наблюдалось образование тороидального вихря. Данные о потоке записывались на видеокамеру и переносились на компьютер. При этом хорошо просматривались вихри, образующиеся внутри резонатора, и потоки снаружи.

Целью настоящей работы является проведение детального исследования процесса генерации аку-

стических течений в горле резонатора Гельмгольца в зависимости от мощности возбуждающего акустического излучения. Полную картину, включающую качественное и количественное описание процессов, протекающих в горле резонатора и вблизи его, удалось получить благодаря объединению растущих возможностей физического и вычислительного экспериментов. Так, применение ЛДИС (лазерный доплеровский измеритель скорости) в физическом эксперименте позволило измерить знакопеременные значения скорости в горле резонатора.

Круг прикладных задач аэроакустики, “поддающихся” математическому моделированию на ЭВМ, постоянно расширяется. Благоприятные условия для использования вычислительного эксперимента в качестве инструмента для проведения исследований в аэроакустике создаются благодаря бурному росту производительности современных суперкомпьютеров.

В итоге математическое моделирование дополнило экспериментальные исследования за счет предоставления подробных характеристик течения во всей исследуемой области при обеспечении достаточно высокой точности результатов. Сопоставление экспериментальных данных с численными позволило лучше понять процесс генерации акустических течений, рассмотреть их структуру и получить более полное количественное описание явления.

Актуальность представленных исследований обусловлена с одной стороны необходимостью развития представлений о физических процессах формирования акустических течений, с другой стороны, практической значимостью результатов, которые можно использовать, например, при разработке и проектировании звукопоглощающих конструкций с заданными спектральными характеристиками, в частности, ЗПК в каналах авиационных двигателей.

Постановка экспериментальных исследований была предложена на физическом факультете МГУ. Физические эксперименты проводились в Центральном институте авиационного моторостроения (ЦИАМ), вычислительные — в Институте прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН.

ОПИСАНИЕ МОДЕЛЕЙ И ПОСТАНОВКИ ФИЗИЧЕСКОГО И ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Экспериментально исследовался эффект возникновения акустического течения на выходе резонатора Гельмгольца при возбуждении колебаний на резонансной частоте. Измерялись среднее значение и уровень пульсаций продольной компоненты скорости. В качестве резонатора использовался стеклянный сосуд сферической формы 2.62 л, с цилиндрическим горлом диаметром

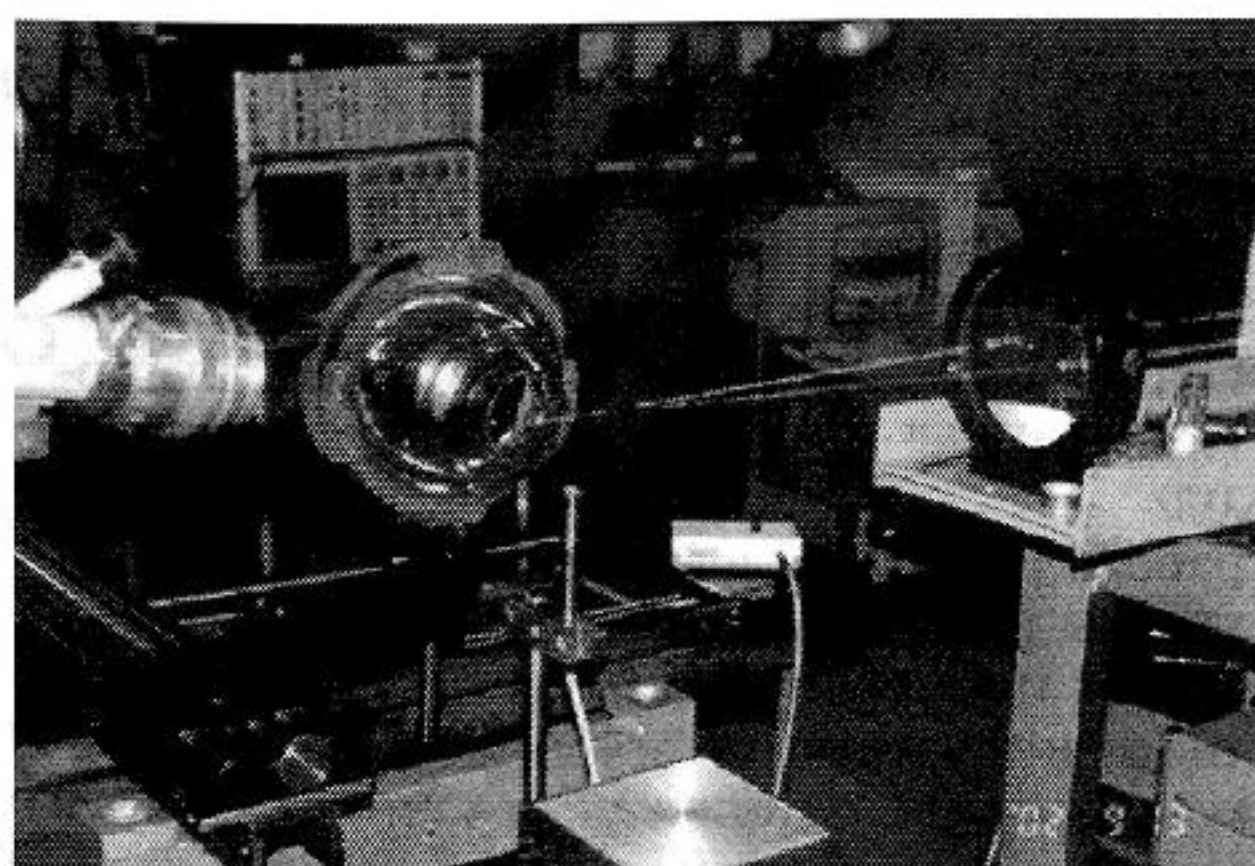
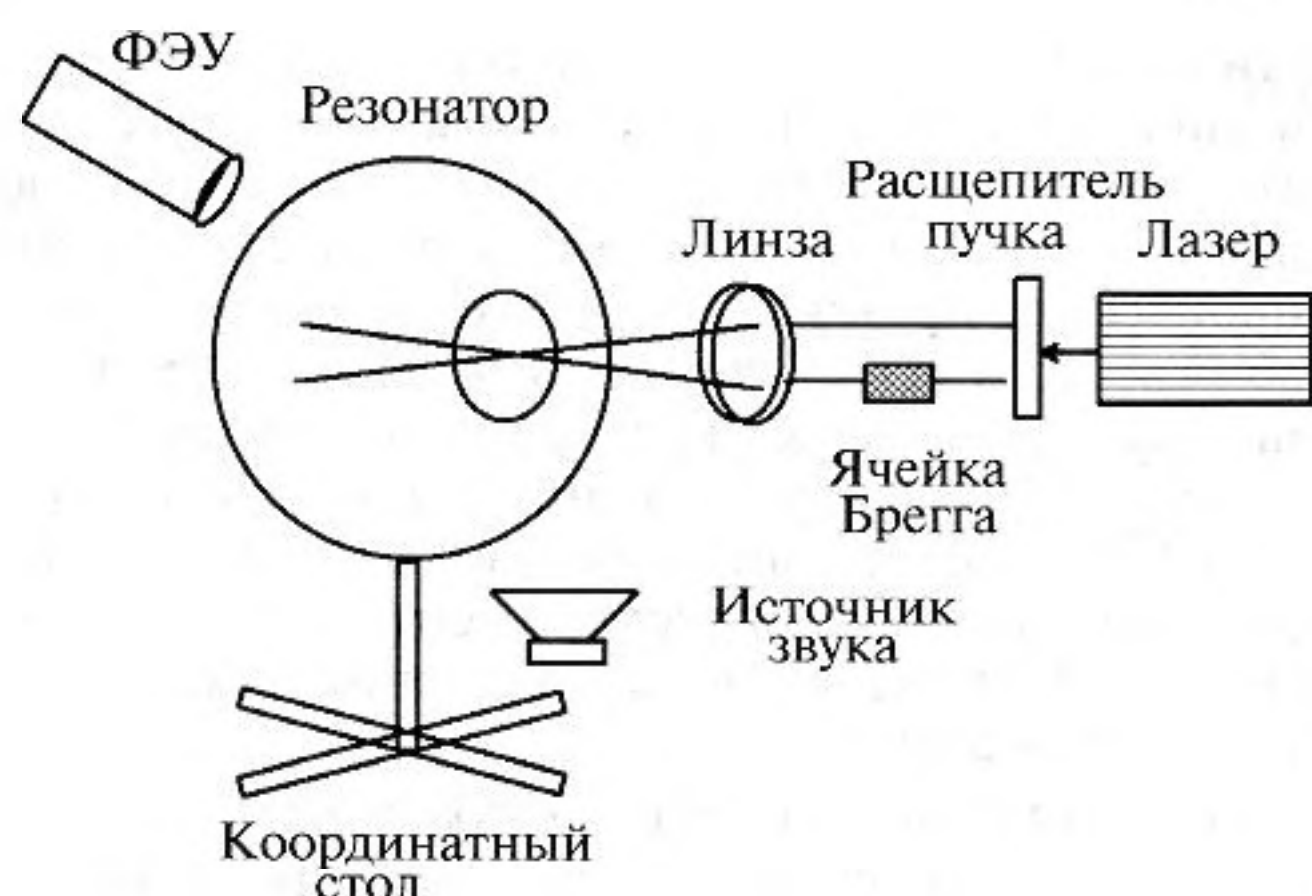


Рис. 1. Схема (слева) и фотография (справа) экспериментальной установки.

0.064 м и длиной 0.04 м. Общий объем колбы составлял 2.945 л. Измерения характеристик потока проводилась с помощью ЛДИС, уровень звукового давления в горле резонатора (и вблизи него) фиксировался при помощи 1/2" конденсаторного микрофона.

Схема и фотография экспериментальной установки изображены на рис. 1. Резонатор Гельмгольца располагался на двухпозиционном координатном столе. В качестве источника звука использовался электродинамический излучатель мощностью до 50 Вт.

При резонансе уровень звука в горле резонатора достигал величины порядка 120–132 дБ. Динамик устанавливался сбоку или напротив резонатора на расстоянии, при котором не вносятся нелинейные искажения акустического поля.

Измерения продольной компоненты средней скорости проводились с помощью ЛДИС, лучи которого пересекались в центре горла при нулевом положении координатного устройства и меняли свое расположение относительно горла за счет движения резонатора на координатном столе. Уровень давления контролировался с помощью микрофона. Все данные фиксировались и обрабатывались на компьютере. Для получения профилей скорости потока и интенсивности пульсаций использовалась однокомпонентная система ЛДИС фирмы TSI. Оптическая схема работала на рассеянном вперед излучении. Использовался аргоновый лазер ЛГН-503 мощностью около 1 Вт на длине волны 514 нм. Лазерный луч разделялся на два луча, один из которых проходил через ячейку Брегга и получал смещение по частоте 40 МГц, что обеспечивало возможность измерения знакопеременных скоростей. Скорость поступления данных — от 500 Гц до нескольких килогерц, статистические характеристики определялись по 4000 измеренных значений.

Были измерены профили и осевые распределения средней скорости потока и среднеквадратичного значения пульсаций продольной компоненты скорости, зависимости скорости потока от частоты и от уровня возбуждения.

Схема проведения вычислительного эксперимента по исследованию акустического течения в горле резонатора несколько отличается от условий эксперимента физического. В качестве такой схемы используется виртуальный вычислительный стенд, предложенный в [21] для изучения ячеек звукопоглощающих конструкций (ЗПК). В этой постановке модель представляет собой трехмерную систему, состоящую из волновода и прикрепленной к его стенке резонатора Гельмгольца. Схема конструкции представлена на рис. 2. На вход волновода слева подается акустический сигнал P_{in}^f , заданный возмущениями плотности, давления и продольной скорости. В качестве него может быть выбран широкополосный шум или гауссов импульс — суперпозиция плоских волн с заданными частотами. На выходе из системы вблизи открытого конца волновода справа (см. рис. 2) “снимается” выходной сигнал. Характеристики исследуемого резонатора анализируются на основе сравнения спектров входящего и выходящего сигналов, представленных в виде дискретных значений пульсаций давления. Таким образом можно получить не только резонансную частоту системы, а также акустический импеданс встроенного в волновод резонатора [21].

На схеме эксперимента, приведенной на рис. 2, указаны примерные геометрические размеры как исследуемой резонатора, так и волновода. “Примерность” размеров резонатора связана с более сложной конфигурацией, в отличие от схематически представленной на рисунке комбинации цилиндра (горла) с диаметром 64 мм и шара. Как будет видно далее (например, при построении расчетной сетки), область перехода горловины в

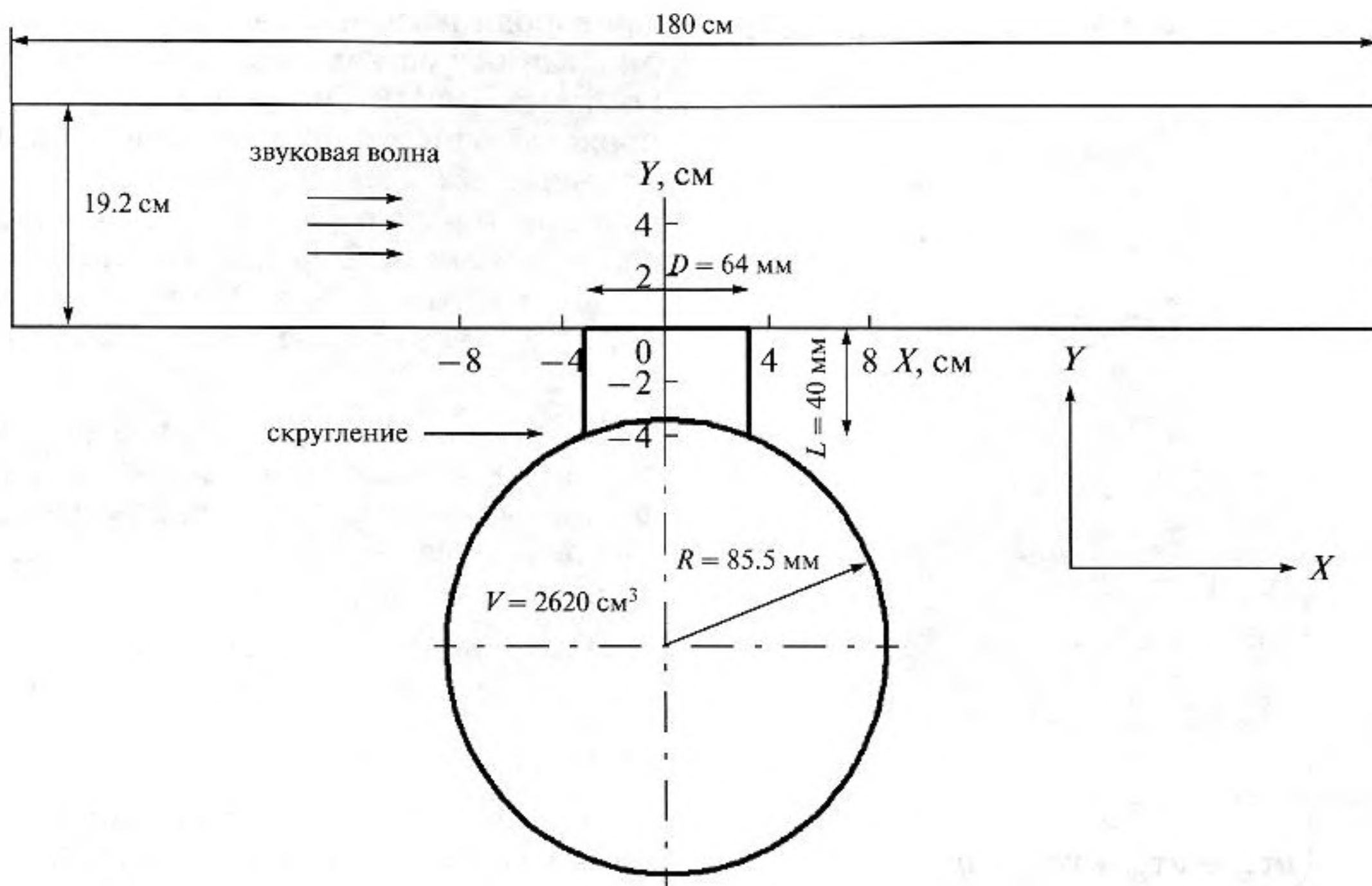


Рис. 2. Схема вычислительного эксперимента в постановке “резонатор в волноводе”.

шарообразную часть модели имеет несколько иную форму, что лучше соответствует реальному резонатору, участвующему в физических экспериментах. В целом, виртуальный резонатор был построен с соблюдением основных линейных размеров (диаметры внешнего горлового отверстия и шарообразной части), а также полного объема резонатора $V = 2.945$ литра.

При больших мощностях падающего акустического излучения существенную роль начинают играть нелинейные эффекты, поэтому математическое описание на основе линейного волнового уравнения или линеаризованных уравнений Эйлера становится некорректным. Более того, для правильного моделирования акустического течения, возникающего при высоком уровне звукового давления, необходим учет вязкости и теплопроводности. Особенно важно учитывать эти явления в пристеночных областях. Исходя из данных соображений, в качестве базовой математической модели для описания процессов, происходящих в резонаторе, в работе используется система уравнений Навье–Стокса для идеального сжимаемого газа. Запишем ее в безразмерном виде относительно вектора искомым консервативных переменных $\mathbf{Q} = (\rho, \rho u, \rho v, \rho w, E)^T$ как

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}_1(\mathbf{Q})}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{F}_2(\mathbf{Q})}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{F}_3(\mathbf{Q})}{\partial z} = \frac{\partial \mathbf{F}_1^{NS}(\mathbf{Q})}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{F}_2^{NS}(\mathbf{Q})}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{F}_3^{NS}(\mathbf{Q})}{\partial z}, \quad (1)$$

где u, v, w — декартовы компоненты скорости $\mathbf{u} = (u, v, w)$, ρ — плотность, p — давление, $E = \rho \times (u^2 + v^2 + w^2)/2 + \rho \epsilon$ — полная энергия, ϵ — внутренняя энергия.

Вектора конвективных потоков $\mathbf{F}_1, \mathbf{F}_2, \mathbf{F}_3$ задаются как функции физических переменных ρ, u, v, w, p следующим образом:

$$\mathbf{F}_1(\mathbf{Q}) = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ \rho uw \\ u(E + p) \end{pmatrix}, \quad \mathbf{F}_2(\mathbf{Q}) = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho vu \\ \rho v^2 + p \\ \rho vw \\ v(E + p) \end{pmatrix}, \quad (2)$$

$$\mathbf{F}_3(\mathbf{Q}) = \begin{pmatrix} \rho w \\ \rho wu \\ \rho wv \\ \rho w^2 + p \\ w(E + p) \end{pmatrix}.$$

Система уравнений Навье–Стокса (2.1)–(2.2) замыкается уравнением состояния совершенного газа — $p = \rho \epsilon (\gamma - 1)$, где γ есть показатель адиабаты.

Вязкие потоки F_1^{NS} , F_2^{NS} , F_3^{NS} описываются как:

$$\begin{aligned} F_1^{NS} &= \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ \tau_{xz} \\ u\tau_{xx} + v\tau_{xy} + w\tau_{xz} + q_x \end{pmatrix}, \\ F_2^{NS} &= \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{yx} \\ \tau_{yy} \\ \tau_{yz} \\ u\tau_{yx} + v\tau_{yy} + w\tau_{yz} + q_y \end{pmatrix}, \\ F_3^{NS} &= \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{zx} \\ \tau_{zy} \\ \tau_{zz} \\ u\tau_{zx} + v\tau_{zy} + w\tau_{zz} + q_z \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (3)$$

Компоненты вязкого тензора напряжений τ_{ij} и вектора теплового потока q_j могут быть выписаны в виде следующих выражений

$$\begin{aligned} \tau_{xx} &= \frac{\mu}{\text{Re}} \left(2 \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} \text{div} \mathbf{u} \right), \quad \tau_{yy} = \frac{\mu}{\text{Re}} \left(2 \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3} \text{div} \mathbf{u} \right), \\ \tau_{zz} &= \frac{\mu}{\text{Re}} \left(2 \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{2}{3} \text{div} \mathbf{u} \right), \quad \tau_{xy} = \tau_{yx} = \frac{\mu}{\text{Re}} \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right), \\ \tau_{xz} &= \tau_{zx} = \frac{\mu}{\text{Re}} \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right), \quad \tau_{yz} = \tau_{zy} = \frac{\mu}{\text{Re}} \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right), \\ q_x &= \frac{\gamma}{\text{Pr}(\gamma-1)} \frac{\partial T}{\partial x}, \quad q_y = \frac{\gamma}{\text{Pr}(\gamma-1)} \frac{\partial T}{\partial y}, \\ q_z &= \frac{\gamma}{\text{Pr}(\gamma-1)} \frac{\partial T}{\partial z}, \end{aligned} \quad (4)$$

где T — температура, μ — коэффициент молекулярной вязкости, $\text{Pr} = 1.7$ — число Прандтля, Re — число Рейнольдса.

Заметим также, что прямое численное моделирование протекающих в резонаторе газодинамических процессов на основе уравнений Навье—Стокса оказывается допустимым в силу малости характерных размеров резонатора, а также относительно низкой скорости возникающего акустического течения. Так, при диаметре горла резонатора 64 мм, выбираемом в качестве характерного размера задачи, и оценке на скорость акустического течения до 1.5 м/с число Рейнольдса оказывается не выше 6300.

Для расчетов использовался программный комплекс NOISEtte, разработанный в Секторе вычислительной аэроакустики ИПМ им. М.В. Келдыша РАН. Данный комплекс создан для расчета за-

дач аэродинамики и аэроакустики на неструктурированных сетках с повышенной точностью. В комплексе NOISEtte реализована схема пятого порядка точности по пространству из многопараметрического семейства разностных схем повышенной точности [22] применительно к тетраэдральным сеткам [23]. Для интегрирования по времени использовалась неявная схема второго порядка точности на основе линеаризации по Ньютону.

Все расчеты проводились на гибридном вычислительном комплексе К-100 в ИПМ им. М.В. Келдыша, состоящем из 64 вычислительных модулей, имеющих два 6-ядерных процессора Intel Xeon X5670 и 96Gb оперативной памяти.

Для проведения численного эксперимента была построена неструктурированная тетраэдральная сетка размерностью 1740156 узлов, 10129277 тетраэдров.

Ограничением сверху на допустимый размер сеточных элементов являлось требование на разрешение характерных длин волн не менее, чем на 20 тетраэдрах. При приближении к резонатору сетка сгущалась для лучшего воспроизведения процессов, происходящих в районе горла, а также и разрешения пограничного слоя, возникающего вследствие акустического течения. Пограничный слой, ширина которого бралась из соображений обратной пропорциональности толщины пограничного слоя корню из числа Рейнольдса Re , оцененному по ожидаемой в горле скорости течения, разрешался пятнадцатью точками сетки. На рисунке 3 показана структура сетки, используемой в расчетах.

ЧАСТОТА РЕЗОНАНСА

Характерный спектр пульсаций давления на срезе горла резонатора, измеренный 1/2" конденсаторным микрофоном, приведен на рис. 4. Отчетливо видны основная частота возбуждения (≈ 193 Гц) и ее гармоники. Видно, что уровень возбуждаемых гармоник ниже уровня основной частоты на величину около 40 дБ.

Была измерена добротность резонатора по давлению и по скорости. Добротность по пульсациям скорости ($Q = f_{\text{res}}/\Delta f = 45$) оказалась несколько больше, чем добротность по пульсациям давления ($Q = 34.7$). Максимумы резонансной частоты оказались сдвинуты (рис. 5) — частота максимума резонанса пульсаций скорости выше частоты максимума резонанса давления на несколько герц.

В вычислительном эксперименте первый этап был также посвящен поиску резонансной частоты. При этом на вход волновода подавался акустический сигнал в форме гауссового импульса с амплитудой 1 Па и полушириной 16 см. Слабый уро-

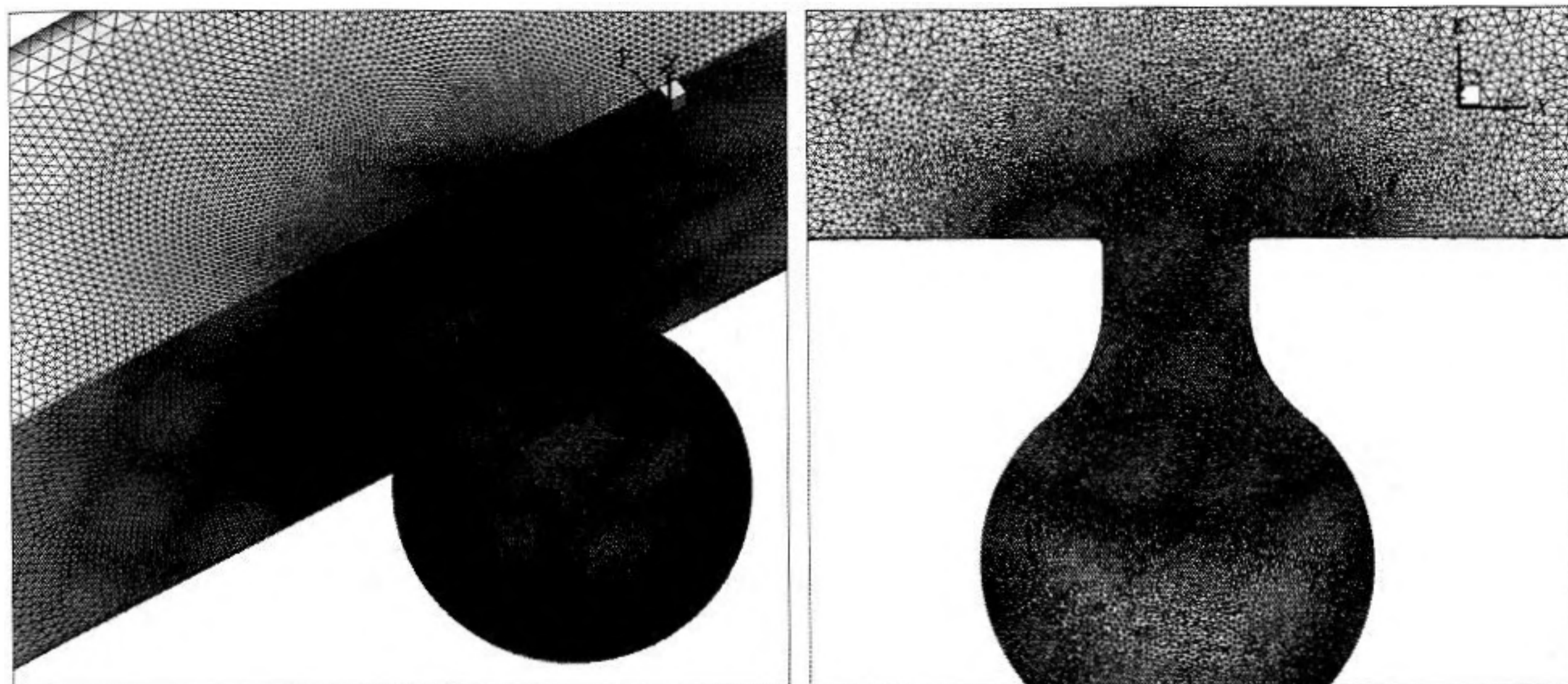


Рис. 3. Тетраэдральная сетка для конфигурации «резонатор в волноводе» (сверху) и структура сетки в районе горла резонатора в сечении $Z = 0$ (снизу).

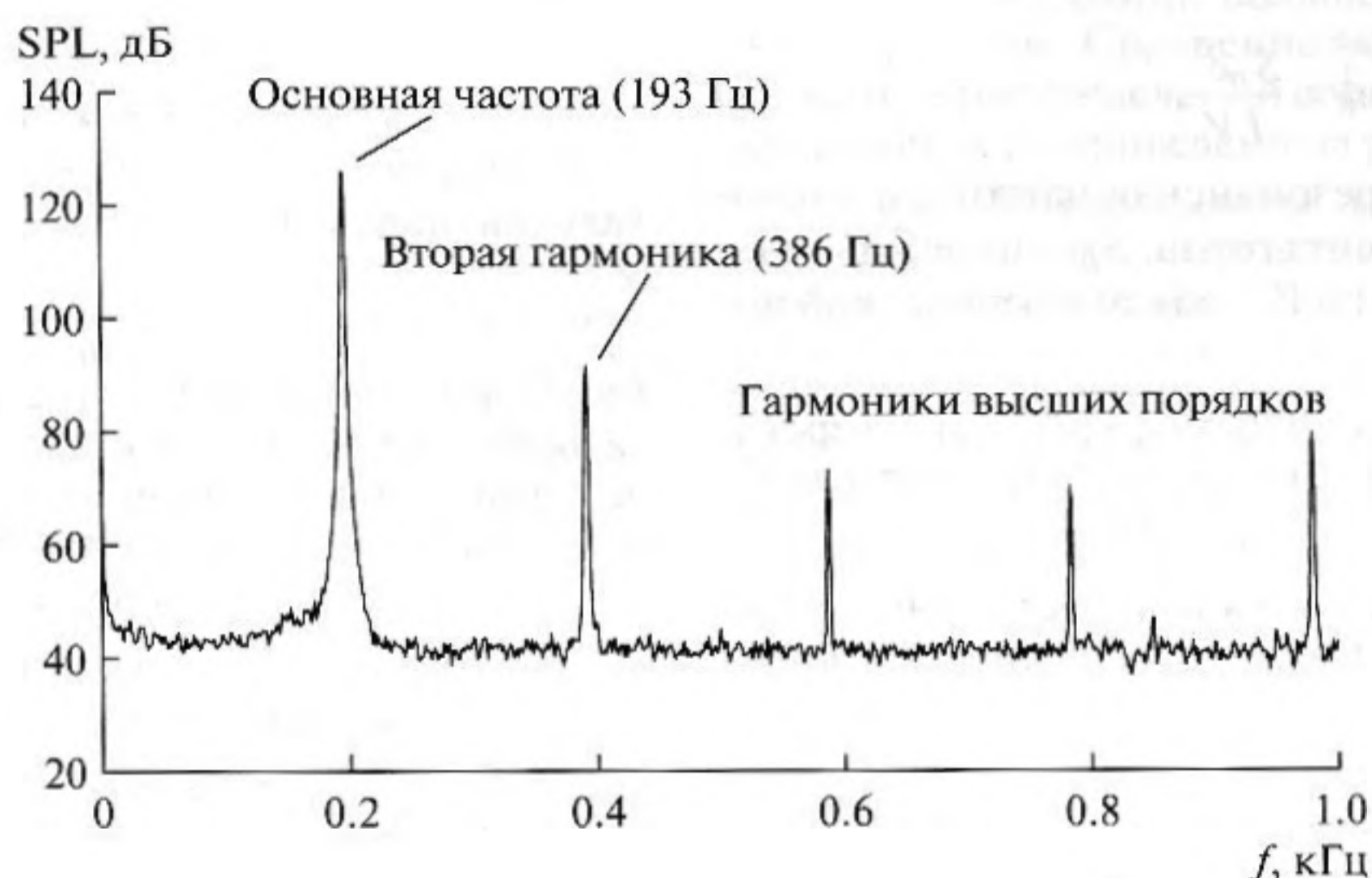


Рис. 4. Характерный спектр пульсаций давления вблизи среза горловины резонатора. Физический эксперимент.

вень сигнала соответствует линейному случаю даже при использовании уравнений Эйлера.

На рисунке 6 показан график модуля коэффициента прохождения в системе резонатор-волновод, рассчитанный на основе полученных данных. Коэффициент прохождения вычислялся согласно формуле

$$W(f) = \frac{A_2}{A_1}, \quad (6)$$

где $A_2 = A_2(f)$ и $A_1 = A_1(f)$ — амплитуды выходящего и входящего сигналов соответственно, полученные при их спектральном разложении. Точка минимума модуля коэффициента прохожде-

ния 188.5 Гц соответствует частоте линейного резонанса.

Следует отметить, что исследуемый объект не является классическим резонатором Гельмгольца (сферическая полость с присоединенным узким длинным горлом), т.к. для него не выполняется соотношение $l/D \gg 1$ (l — длина горла, D — диаметр горла). В этом случае массу воздуха в горле резонатора нельзя считать сосредоточенной. Также он не описывается моделью резонатора без горла (сферическая полость с круглым отверстием), т.к. рассчитанная эффективная длина горла ($L_{эфф} \approx \pi D/4$) составляет величину порядка реальной длины горла ($L_{эфф} = 50$ мм) [3, 24]. Согласно [3] резонанс-

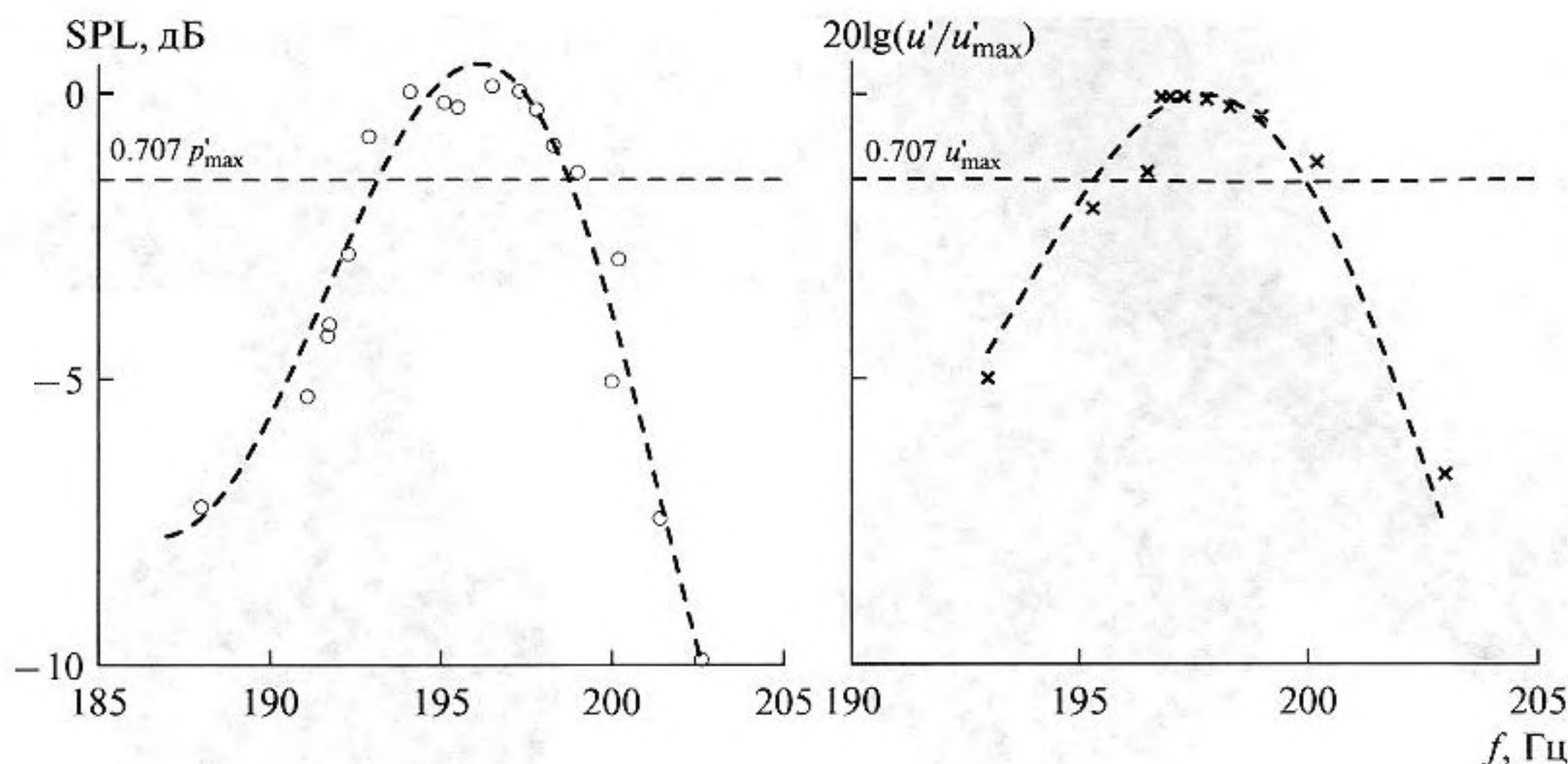


Рис. 5. Сравнение резонансных характеристик по скорости и по давлению. Эксперимент.

ная частота классического резонатора определяется соотношением:

$$\omega_0^2 = \frac{S_D c^2}{LV}, \quad (7)$$

где ω_0 — круговая резонансная частота, c — скорость звука, L — высота горла, S_D — площадь сечения горла (см. рис. 1), V — объем сферической полости.

Для сферической полости с круглым отверстием (резонатор без горла) согласно [24] в формуле (7) следует заменить L на $L_{эфф} = \pi D/4$.

На основании решения волнового уравнения в [21] М.А. Мироновым дается аналитическая оцен-

ка влияния длины и диаметра горла на резонансную частоту:

$$\omega_0^2 \cong \frac{S_D c^2}{(L + \alpha D)V}. \quad (8)$$

Круговая резонансная частота ω_0 для колебательной системы:

$$\omega_0^2 = \frac{\kappa}{m}, \quad (9)$$

где κ — коэффициент упругости, а m — масса воздуха, вовлекаемого в колебательный процесс, α — коэффициент пропорциональности, участвующий в теоретической оценке присоединенной массы

$$m \cong \rho S_D (L + \alpha D). \quad (10)$$

Оценка (8) получается путем подстановки в формулу (9) величины присоединенной массы (10), а также коэффициента упругости, который можно вычислить как

$$\kappa = \frac{S_D^2}{\beta V}, \quad (11)$$

где V — объем полости, $\beta = \frac{1}{\rho c^2}$ — поправка на сжимаемость среды.

Для исследуемого объекта (см. рис. 2) формула (8) дает теоретическую оценку резонансной частоты 187.6 Гц при коэффициенте $\alpha = 1$, что хорошо согласуется со значением частоты, полученной в результате вычислительного эксперимента.

Были проведены специальные эксперименты по определению зависимости резонансной частоты от объема резонатора (V). При этом в физическом эксперименте объем колбы изменялся за счет наполнения ее водой. Результаты экспериментов приведены на рис. 7. Здесь же приведены теоретические (для резонатора Гельмгольца и резонатора с круглым отверстием) зависимости ча-

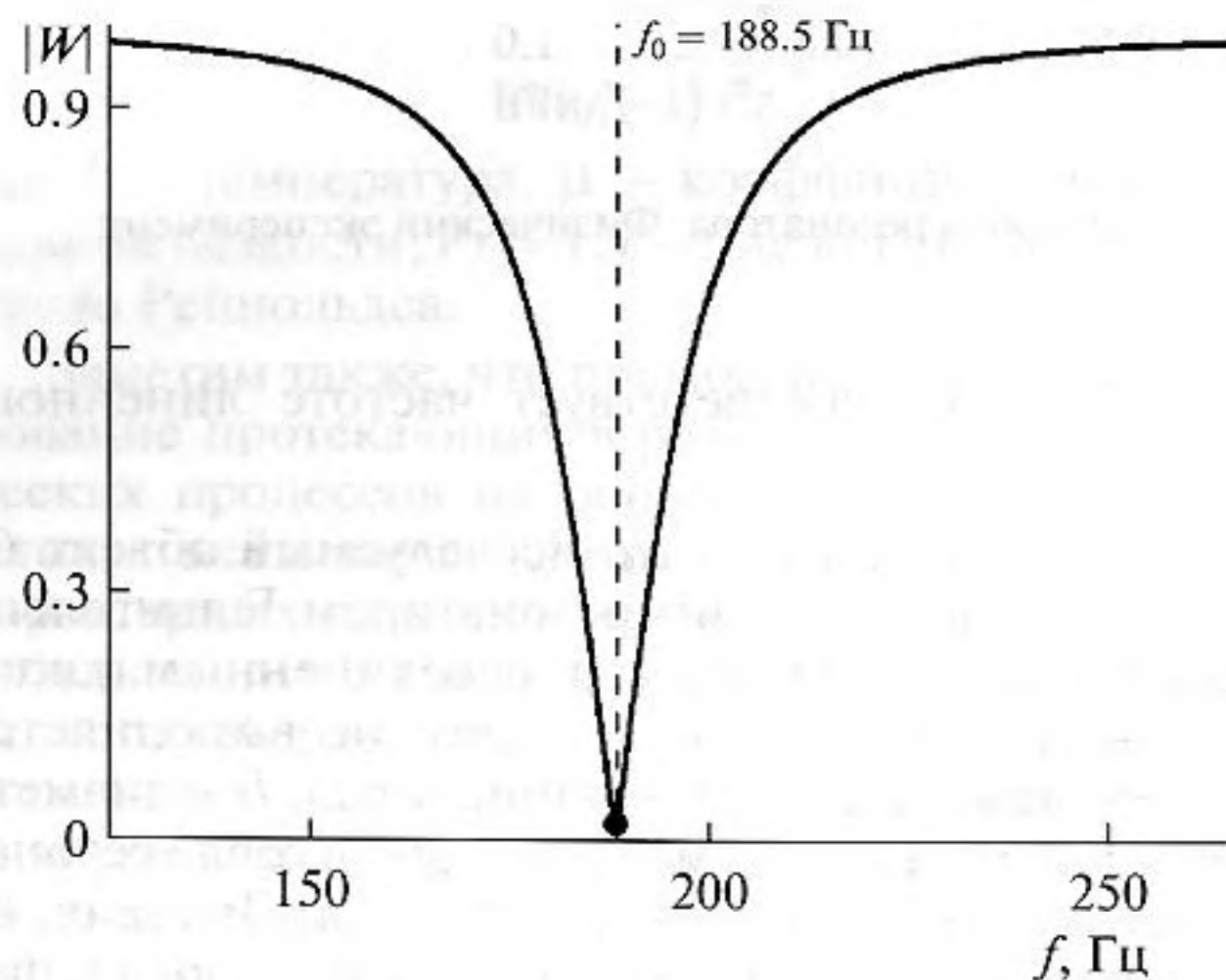


Рис. 6. Модуль коэффициента прохождения в расчетах по уравнениям Эйлера.

Входящее возмущение — гауссов импульс. Численное моделирование.

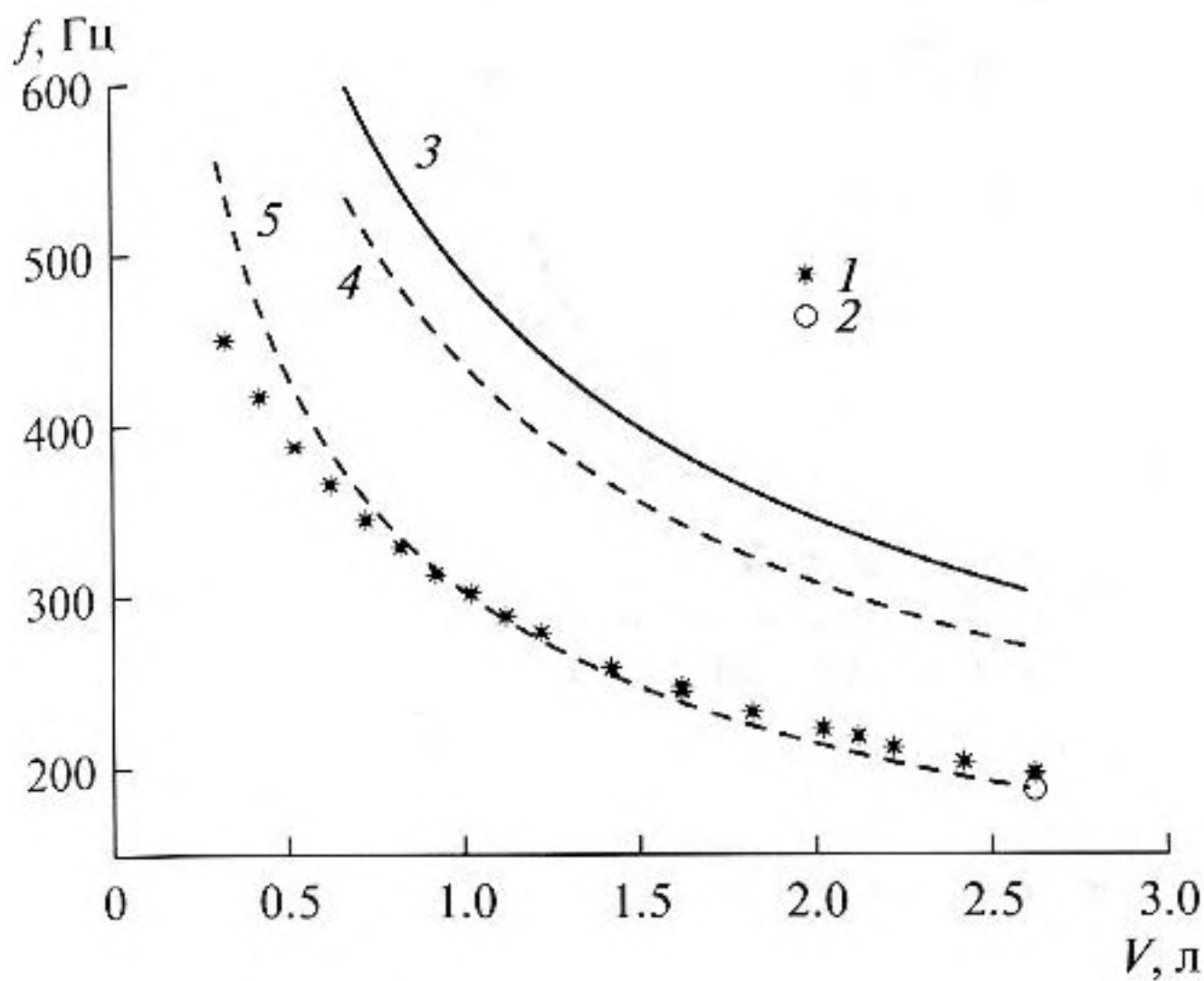


Рис. 7. Зависимость резонансной частоты от объема резонатора. 1 – физический эксперимент, 2 – вычислительный эксперимент, 3 – классический резонатор (7), 4 – сферическая полость с круглым отверстием, 5 – аналитическая формула (8).

стоты от объема резонатора, а также результаты расчетов.

Сравнение данных, приведенных на рис. 7, показывает, что формула (7) для “классического” резонатора оказывается неприменимой рассмотренному случаю, так же как и соотношение [21] для сферической полости с круглым отверстием. С другой стороны, вычислительный эксперимент и аналитическая оценка [21] дают хорошее согласование с экспериментом по величине резонансной частоты.

РЕЗУЛЬТАТЫ ФИЗИЧЕСКОГО И ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОГО ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПРИ УВЕЛИЧЕНИИ МОЩНОСТИ ВОЗБУЖДАЮЩЕГО СИГНАЛА

Типичные профили средней скорости на выходе резонатора Гельмгольца при резонансном возбуждении приведены на рис. 8. Точками представлены результаты измерений ЛДИС, кривой – результаты вычислительного эксперимента. Результаты измерений показали, что распределения средней скорости хорошо обобщаются по величине U/u'_a , где U – местное значение средней скорости потока, u'_a – амплитуда пульсаций скорости в центре горловины резонатора. Вблизи резонатора явно выделяются положительная (воздух выдувается из горла) и отрицательная (воздух всасывается внутрь) скорости. На большем расстоянии от горла профили сглаживаются, и остается только небольшое направленное движение воздуха, которое быстро затухает с расстоянием. Эксперимент показал, что на оси резонатора средняя скорость

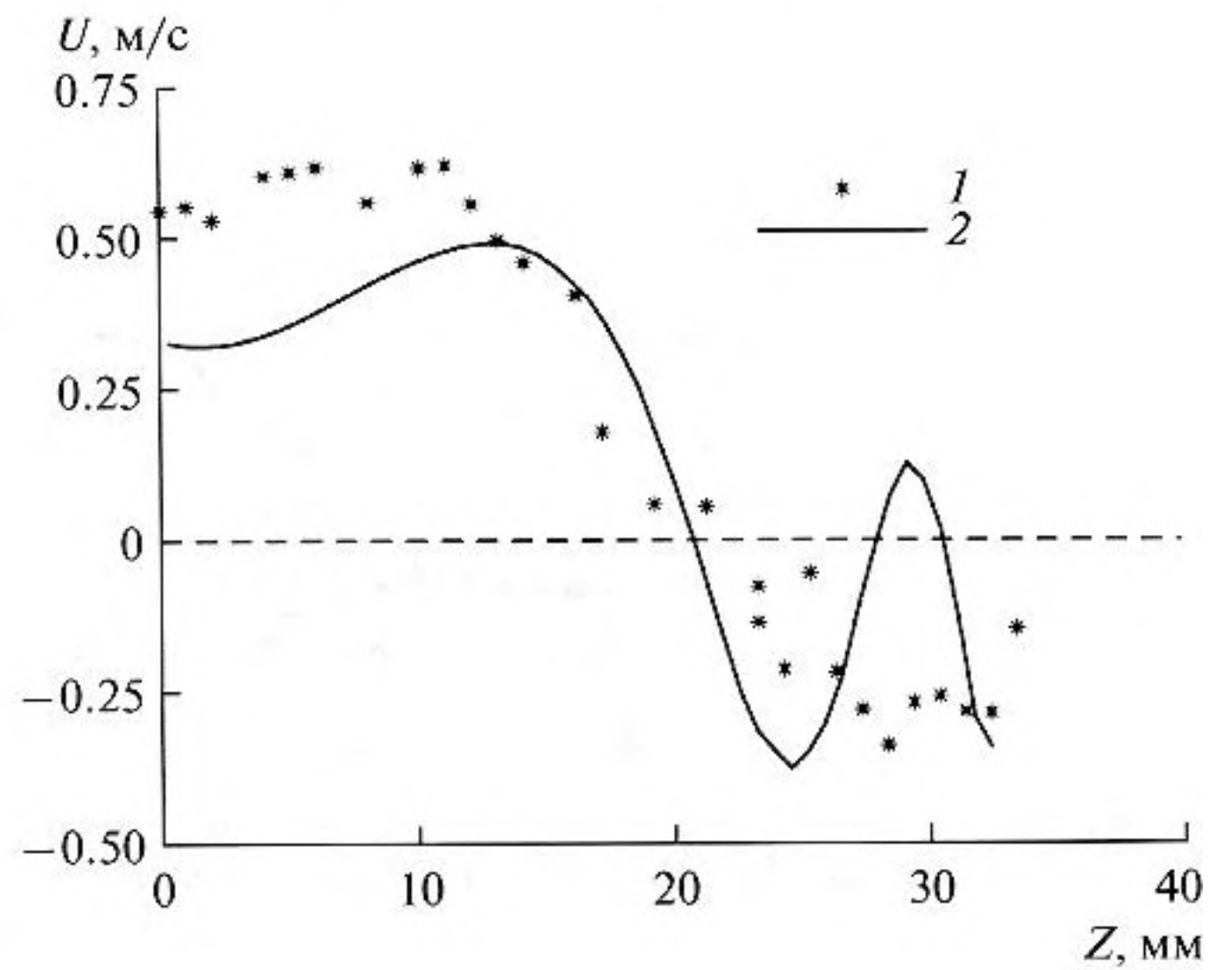


Рис. 8. Профили средней скорости на выходе резонатора. 1 – эксперимент ($X = 4$ мм), 2 – расчет ($X = 0$).

потока на расстоянии больше $X/D = 1$ практически равна нулю. Сравнение экспериментальных и расчетных распределений средней скорости вдоль оси резонатора приведено на рис. 9.

На рис. 10 изображена зависимость средней скорости в центре горловины резонатора от амплитуды возбуждения. Скорость измерялась на оси резонатора, в 5 мм над уровнем горла. На графике показаны экспериментальные и расчетные значения, а также максимальные величины средней скорости во всей зоне акустического течения над входом в резонатор. Правый график на рис. 10 представляет результаты в увеличенном масштабе для диапазона значений мощности, для которых

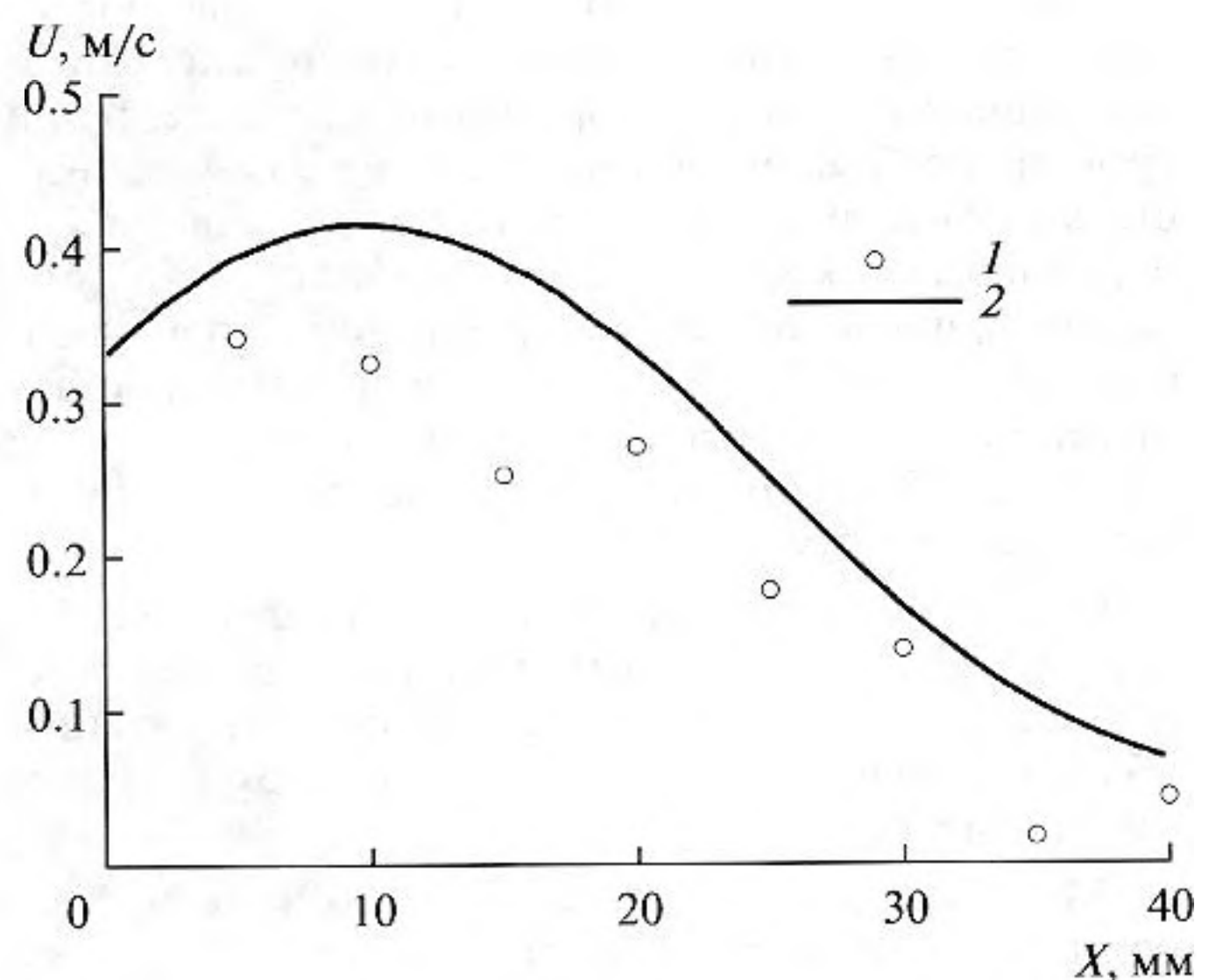


Рис. 9. Распределение средней скорости вдоль оси резонатора: 1 – эксперимент, 2 – расчет.

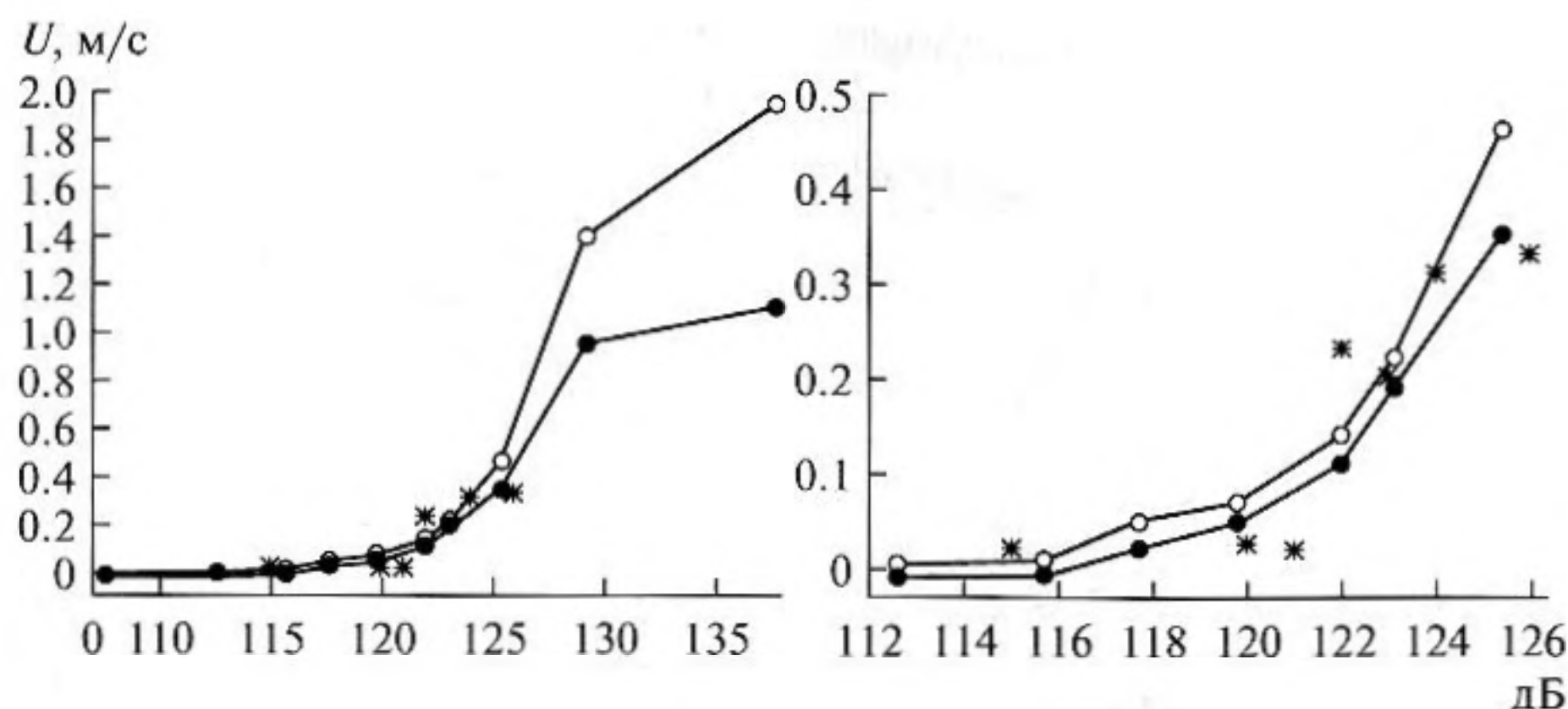


Рис. 10. Средняя скорость от уровня возбуждения: ● — расчетные данные в фиксированной точке; ○ — расчетный максимум в зоне акустического течения вдоль оси колбы; * — экспериментальные данные.

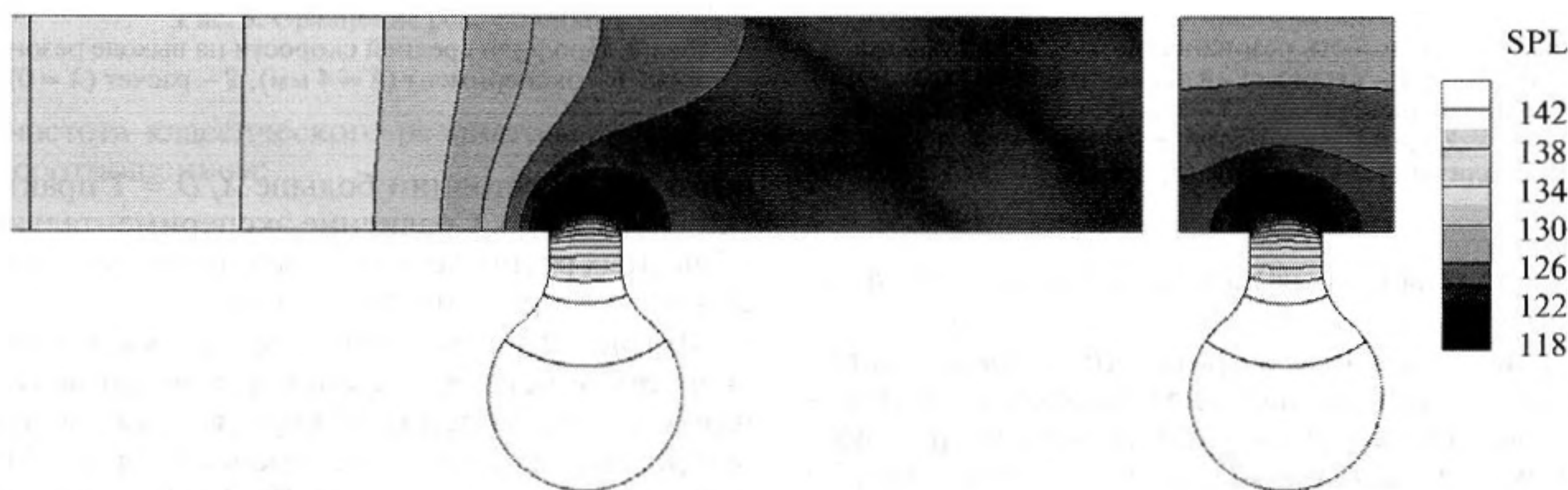


Рис. 11. Визуализация осредненного по времени распределения акустической энергии для входящего сигнала с мощностью 130 дБ в сечении $Z = 0$ (слева) и $X = 0$ (справа).

проводились как физический, так и вычислительный эксперименты.

Данные рис. 10 говорят о том, что наблюдаемый эффект (возникновение акустического ветра) очевидно носит “пороговый” характер: при уровнях возбуждения ниже 120 дБ (линейная акустика) “акустического ветра” не наблюдается — осредненная скорость на оси резонатора практически равна нулю. При повышении уровня возбуждения ($L > 120$ дБ) средняя скорость нарастает нелинейно. В физическом эксперименте при уровне возбуждения 126 дБ она достигает величины порядка 0.5 м/с.

Одним из преимуществ вычислительного эксперимента является возможность получить данные во всех точках исследуемой области и, таким образом, “увидеть” всю картину изучаемого явления в целом.

Моделирование нелинейных эффектов и генерации акустического течения в горле проводилось на основе уравнений Навье—Стокса, как наиболее полной математической модели в рамках прямого численного моделирования. В этой части иссле-

дований для обеспечения наиболее высокой плотности возбуждающей акустической энергии использовались монохромные звуковые сигналы разной мощности на резонансной частоте (более точно, на частоте, близкой к резонансной). При этом стоит отметить, что поле усредненной акустической энергии в системе “волновод—резонатор” оказывается сильно неоднородным, что отчетливо видно на рисунке 11 для входящего акустического сигнала мощностью 130 дБ. Слева на рис. 11 показана картина в сечении $Z = 0$, справа — в сечении $X = 0$. В силу возникающей интерференционной картины в волноводе, в окрестности входного отверстия в резонатор акустическая мощность заметно падает. Так, в случае подаваемого в волновод акустического сигнала мощностью 130 дБ акустическая мощность вблизи горла, в том числе и в точке расположения виртуального микрофона, оказывается заметно меньше.

На рис. 12 (слева) показано осредненное по времени распределение средней вертикальной скорости течения в сечении $X = 0$ в районе горла резонатора перпендикулярно оси волновода. Аку-

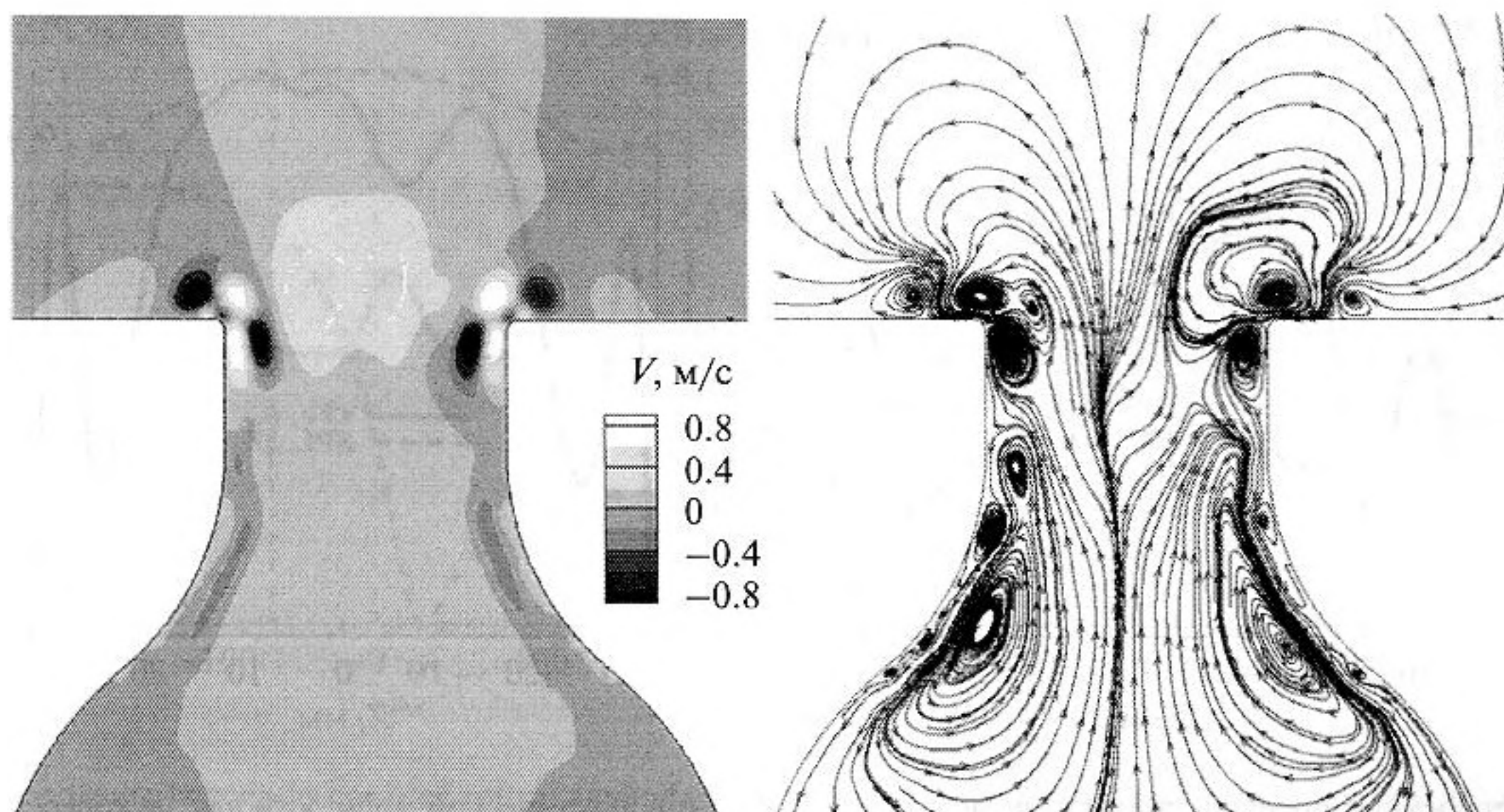


Рис. 12. Визуализация распределения средней вертикальной скорости в сечении перпендикулярном оси волновода (слева) и вихревые структуры в районе горла (справа).

стическая мощность перед горлом составляла 123 дБ. Цветовой гаммой изображена скорость вдоль оси резонатора, также изображены линии тока. По картине можно увидеть, как происходят колебания объема воздуха через горло. Следует отметить, что образующиеся вдоль стенок горлового отверстия колбы парные тороидальные вихревые структуры наблюдаются только в усредненном смысле, т.е. замкнутые линии тока (рис. 12 справа) получаются только для усредненной скорости течения. При этом на мгновенных полях скорости линии тока лишь искривляются при входе в резонатор, по-разному в разные моменты вре-

мени, так, что при осреднении по времени компонент скорости получают “средние” вихри.

На рис. 13 показано осредненное по времени распределение кинетической энергии. Из полученной визуализации течения хорошо видно, что основные колебательные движения совершаются в районе горла резонатора, на некотором удалении от стенок. При этом вихревые структуры сосредоточены вдоль стенок горла и достигают наибольшей интенсивности на стыке волновода и горла резонатора.

Детальную информацию о структуре акустического течения в горле резонатора дают также гра-

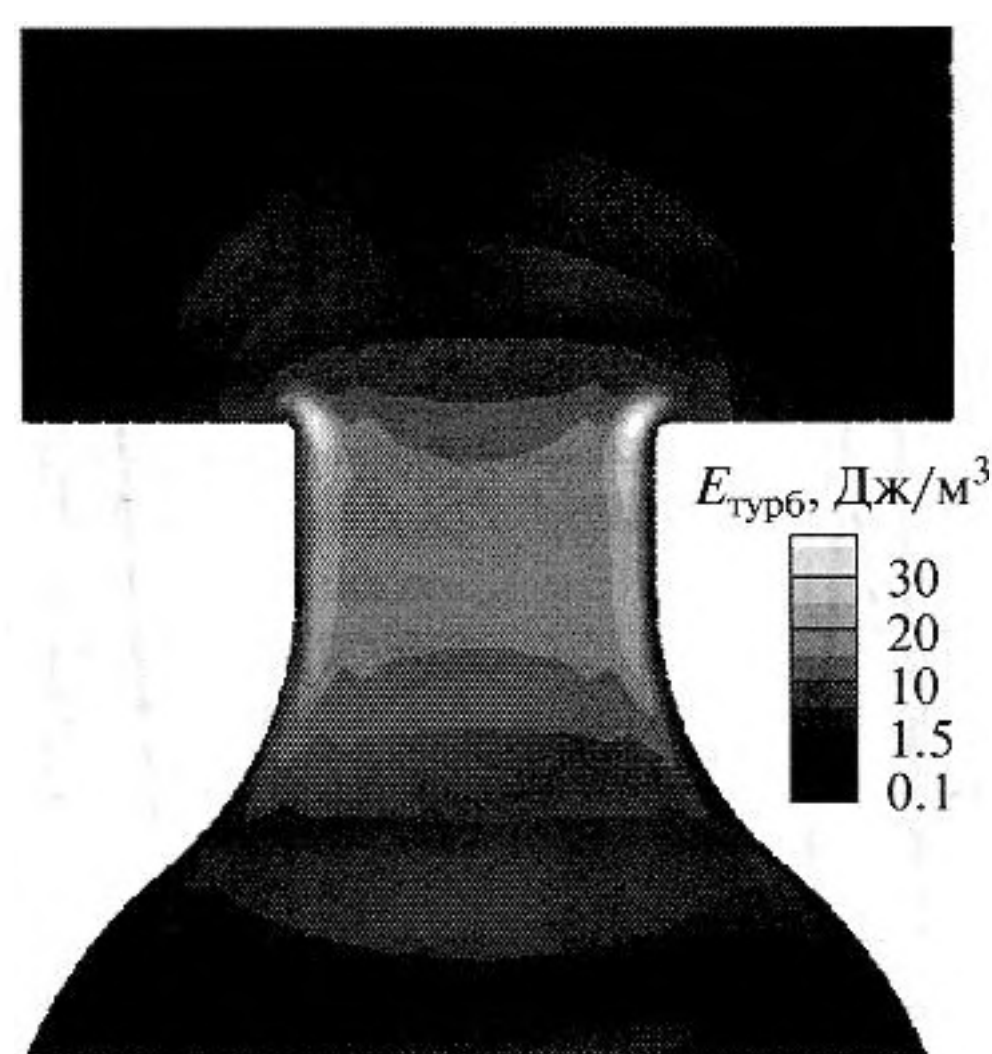


Рис. 13. Визуализация среднего по времени распределения кинетической энергии в сечении, перпендикулярном оси волновода.

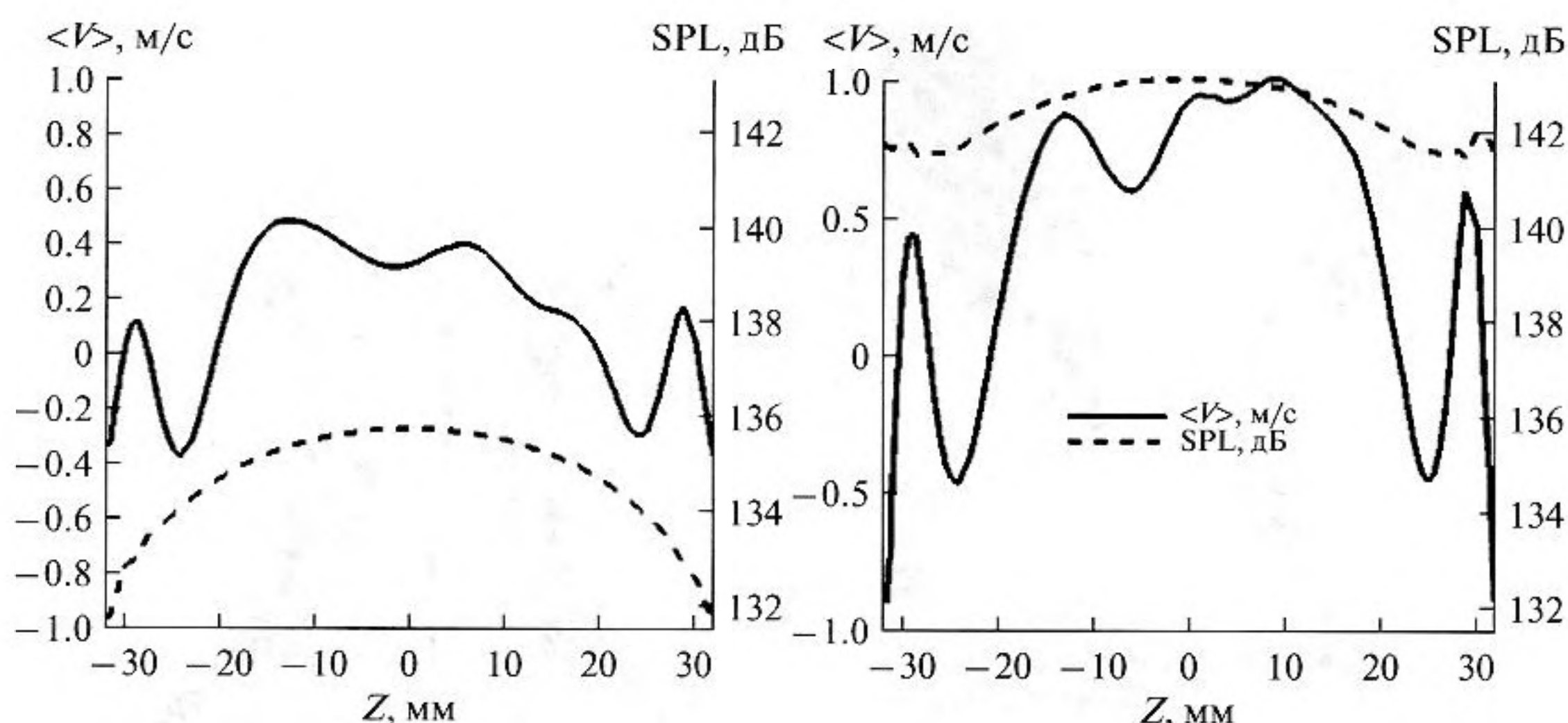


Рис. 14. Поперечные профили средней вертикальной скорости и акустической мощности для звуковых волн 125.4 и 137.7 дБ в точке микрофона.

фики поперечных и продольных (по центральной линии) профилей вертикальной скорости для различной мощности возбуждающего сигнала. Заметим, что данная информация уже была частично использована при построении графиков на рис. 8 и 9. На рис. 14 и 15 изображены характерные графики профиля вертикальной скорости в горле в сечении $X = 0$. График строился для горизонтального отрезка сечения, располагающегося на уровне кромки входного отверстия в резонатор. По оси абсцисс радиальная координата дается в миллиметрах. Левая стенка горла имеет координату $Z = -32$ мм, правая — $Z = 32$ мм. На вход в колбу подавались звуковые волны мощностью 118, 125.4 и

137.7 дБ. Результаты для двух последних (более высоких) значений мощности приведены в одном масштабе на левой и правой частях рис. 14 соответственно. На рис. 15 показан аналогичный график для слабого акустического сигнала 118 дБ.

Графики на рис. 14, 15 показывают, что вблизи стенок горла явно выделяются симметричные торoidalные вихревые структуры, “прокручиваясь” через которые, воздух всасывается внутрь резонатора. В центральной части отверстия формируется акустическое течение изнутри резонатора. Отметим, что рассчитанный по численным данным расход в сечении горла колбы оказывается равным нулю, что говорит о выполнении закона

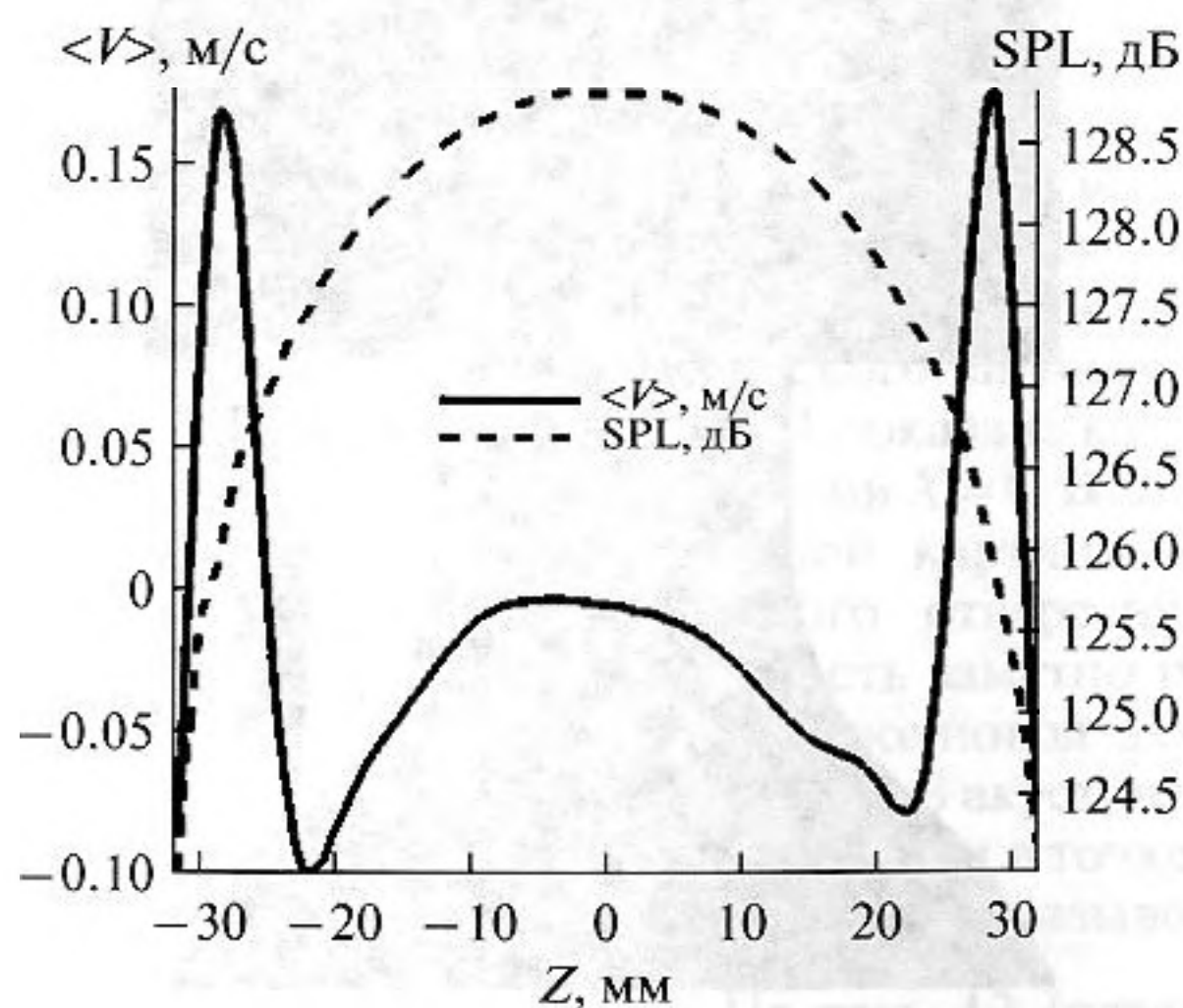


Рис. 15. Поперечные профили средней вертикальной скорости и акустической мощности для слабой звуковой волны 118 дБ в точке микрофона.

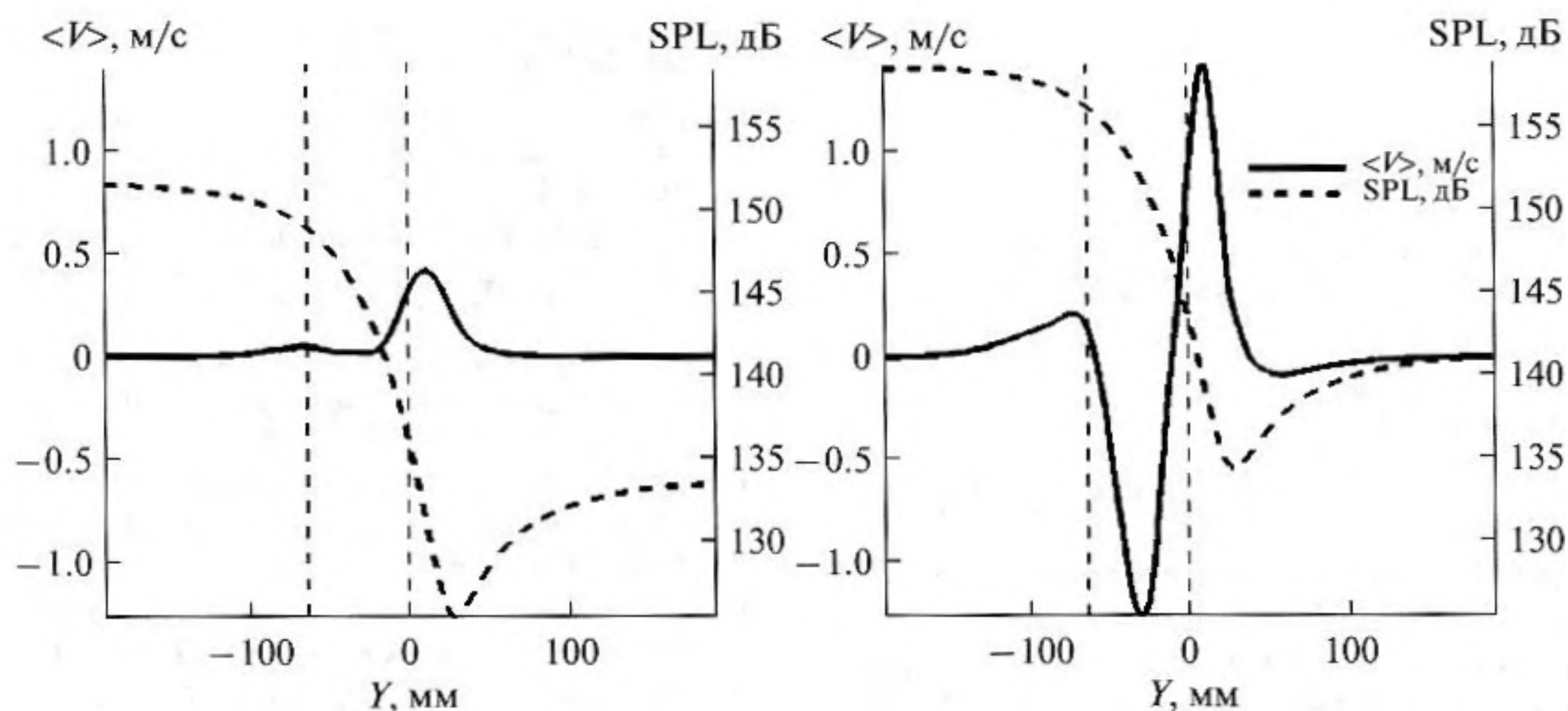


Рис. 16. Продольный профиль средней вертикальной скорости и акустической мощности (на оси резонатора) для звуковых волн 125.4 и 137.7 дБ в точке микрофона.

сохранения импульса в системе. Отсутствие полной симметрии относительно центра в графиках на рис. 9, 10, а также в распределении средней вертикальной скорости (рис. 12) объясняется, по всей видимости, недостаточным временем осреднения численного решения.

На рис. 16, 17 показаны продольные профили средней вертикальной скорости в горле (на оси резонатора — оси Y) для тех же значений мощности возбуждающей волны, аналогично предыдущим рисункам 14, 15. Примерное расположение горла резонатора отмечено на графиках вертикальными пунктирными линиями, при этом верхняя кромка входа в резонатор задана точно, она соответствует значению $Y = 0$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены результаты комплексного исследования явления образования постоянных потоков вблизи горловины резонатора Гельмгольца. В ходе эксперимента при помощи ЛДИС были измерены профили средней скорости и интенсивности пульсаций при различных уровнях возбуждения. Эксперименты показали, что в центре горловины наблюдается устойчивый поток, направленный наружу, а вблизи краев среднее течение направлено внутрь резонатора. При уровне возбуждения порядка 125 дБ средняя скорость в центре горловины составляет величину 0.4–0.5 м/с. Проведенное численное моделирование позволило уточнить картину генерации акустического ветра, предоставив подробные пространственно-временные данные в широком диапазоне параметров. Так, в структуре среднего течения вблизи стенок резонатора были обнаружены торидальные парные вихри, сквозь которые течение проникает внутрь полости.

Работа показывает, что задачи, подобные исследованию акустических свойств колбы, можно моделировать численно с достаточной точностью. Объединение возможностей физического и вычислительного экспериментов позволяет получать более полные данные об изучаемом явлении и проводить исследования в широком диапазоне параметров. Такой подход в комплексе с теоретическим анализом предполагается использовать и в дальнейшем при изучении акустических течений в резонаторах.

Проведенные исследования выполнены при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект РФФИ № 09-01-00833а). Авторы работы выражают благодарность А. В. Ша-

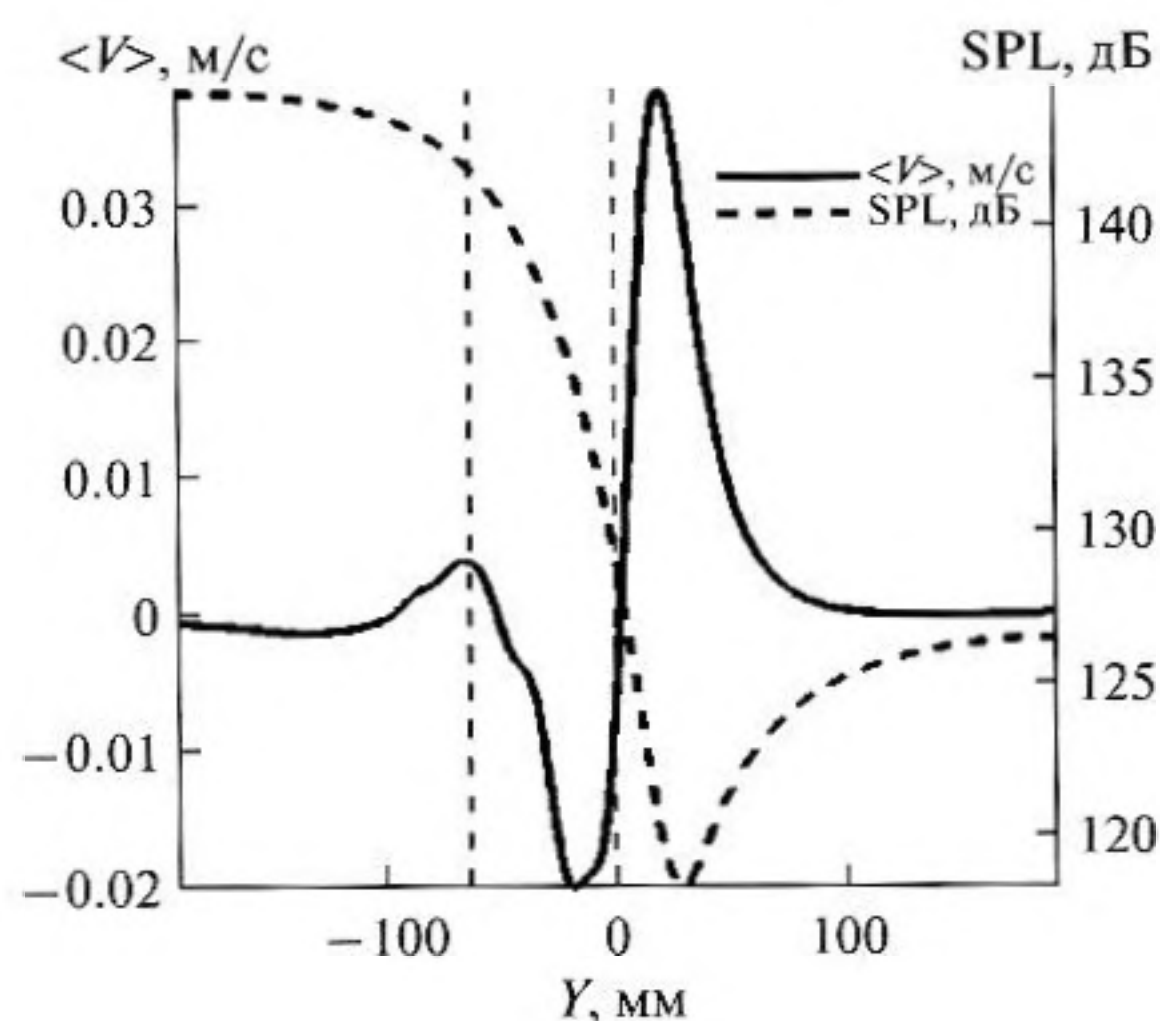


Рис. 17. Продольный профиль средней вертикальной скорости и акустической мощности (на оси резонатора) для слабой звуковой волны 118 дБ в точке микрофона.

нину за помощь в обсуждении результатов экспериментов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Зарембо Л.К., Красильников В.А.* Введение в нелинейную акустику. М.: Наука, 1966. 521 с.
2. *Релей.* Теория звука. М.: Гостехиздат, 1955. Т. 2. 476 с.
3. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 430 с.
4. *Руденко О.В., Солуян С.И.* Теоретические основы нелинейной акустики. М.: Наука, 1975. 197 с.
5. *Rudenko O.V.* Interaction of intense noise waves // *Sov. Phys. USP.* 1986. V. 29. № 7. P. 620–641.
6. *Rudenko O.V., Khirnykh K.L.* Resonance absorption of intense sound // *Optical and Acoust. Rev.* 1990. V. 1. № 2. P. 141–153.
7. *Дудкин Д.А., Руденко О.В., Хирных К.Л.* Сигнал разностной частоты в резонансных звукопоглотителях // *Акуст. журн.* 1990. Т. 36. № 5. С. 861–864.
8. *Руденко О.В., Хирных К.Л.* Модель резонатора Гельмгольца для поглощения интенсивного звука // *Акуст. журн.* 1990. Т. 36. № 3. С. 527–534.
9. *Руденко О.В.* Гигантские нелинейности структурно-неоднородных сред и основы методов нелинейной акустической диагностики // *Успехи физических наук.* 2006. Т. 176. № 1. С. 77–95.
10. *Грушин А.Е., Лебедева И.В.* Структура поля скорости интенсивной звуковой волны у открытого конца волновода // *Сб. тр. X сессии РАО.* М.: ГЕОС, 2000.
11. *Лебедева И.В., Грушин А.Е.* Развитие акустической струи в пространстве у открытого конца волновода // *Вестник Моск. ун-в. Серия 3. Физика. Астрономия.* 2002. № 2. С. 49–52.
12. *Грушин А.Е., Лебедева И.В.* Определение амплитуды колебательной скорости звуковой волны с помощью термоанемометра в потоке // *Измерительная техника.* 2001. № 5. С. 63.
13. *Драган С.П., Лебедева И.В.* Поглощение интенсивного звука на отверстии в экране // *Акуст. журн.* 1998. Т. 44. № 2. С. 206–212.
14. *Медников Е.П., Новицкий Б.Г.* Экспериментальное исследование мощного звукового ветра // *Акуст. журн.* 1975. Т. 21. № 2. С. 245–249.
15. *Гольдберг З.А.* Акустический ветер / В кн.: *Физический энциклопедический словарь*, т. 1. М.: Сов. энциклопедия, 1960. С. 8.
16. *Rizetta D.P., Visbal M.R., Stanek M.J.* Numerical investigation of synthetic-jet flowfields // *AIAA J.* 1999. V. 37. № 8. P. 919–927.
17. *Cummings A.* Acoustic Nonlinearities and Power Losses at Orifices // *AIAA J.* 1984. V. 22. № 6. P. 786–792.
18. *Shahparonov V.M., Kuvshinov D.A.* Acoustic Currents and Whirlwinds in Helmholtz // *Resonators, ISNA 16,* 2002.
19. *Georges L., Winckelmans G., Caro S. and Geuzaine P.* Aeroacoustic simulation of the flow in a Helmholtz resonator // *Computational Fluid Dynamics.* 2006. Part 9. P. 819–824
20. *Tang S.K.* On sound transmission loss across a Helmholtz resonator in a low Mach number flow duct // *J. Acoust. Soc. Am.* 2010. V. 127. Iss. 6. P. 3519–3525.
21. *Дубень А.П., Козубская Т.К., Миронов М.А.* Численное исследование резонаторов в волноводе // *Механика жидкости и газа (принята к печати).*
22. *Абалакин И.В., Козубская Т.К.* Многопараметрическое семейство схем повышенной точности для линейного уравнения переноса // *Мат. моделирование.* 2007. Т. 19. № 7. С. 56–66.
23. *Abalakin I.V., Dervieux A., Kozubskaya T.K.* High accuracy finite volume method for solving nonlinear aeroacoustics problems on unstructured meshes // *Chinese J. Aeroacoust.* 2006. V. 19. № 2. P. 97–104
24. *Исакович М.А.* Общая акустика. М.: Наука, 1973. 496 с.