Math-Net.Ru
All Russian mathematical portal

O. V. Mitrofanova, P. P. Egortsov, L. S. Kokorev, V. B. Kruglob, A. I. Chernov, An investigation of the mechanism of acoustic vibrations in swirl flows,
TVT, 2010, Volume 48, Issue 2, 241–249

https://www.mathnet.ru/eng/tvt715

Use of the all-Russian mathematical portal Math-Net.Ru implies that you have read and agreed to these terms of use
https://www.mathnet.ru/eng/agreement

Download details:
IP: 18.97.14.88
January 14, 2026, 09:37:44

ТЕПЛОФИЗИКА ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР, 2010, том 48, № 2, с. 241–249

УДК 533.6.011.32

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМА АКУСТИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ В ЗАКРУЧЕННЫХ ТЕЧЕНИЯХ

© 2010 г. О. В. Митрофанова[1], П. П. Егорцов[1], Л. С. Кокорев[1], В. Б. Круглов[1], А. И. Чернов[2]

[1]Московский инженерно-физический институт (государственный университет), Москва

e-mail: omitr@yandex.ru

[2]Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова (РАН), Москва,

e-mail: markl@yandex.ru

Поступила в редакцию 16.02.2009 г.

Создана экспериментальная установка и проведены систематические измерения полей давления и амплитудно-частотных характеристик акустических колебаний, генерируемых импактными закрученными течениями. Выявлен устойчивый эффект генерации резонансных звуковых колебаний при истечении импактных закрученных струй. Представлены кривые распределения давления на поверхности преграды при различных значениях ширины зазора между поверхностью преграды и вихревой камерой. При определенном соотношении геометрических параметров области истечения воздушной импактной закрученной струи зафиксировано появление звукового резонанса с частотой, зависящей от расхода газа. Для теоретического описания наблюдаемого явления звукового резонанса в закрученной импактной струе получено приближенное аналитическое решение, основанное на использовании физической модели акустического течения.

ВВЕДЕНИЕ

Предпринятые исследования направлены на изучение природы вихревого звука – явления генерации акустических колебаний в жидких и газообразных средах, обусловленного эффектами вихреобразования.

Ранее, согласно общепринятым представлениям, изложенным, например, в монографии [1], механизм возникновения вихревого звука связывался в основном с эффектами вихреобразования при обтекании тел потоком. Как показали предварительные эксперименты, проведенные авторами настоящей работы, исходной причиной возникновения звуковых колебаний в закрученных течениях может служить эффект образования детерминированной внутренней вихревой структуры потока.

Согласно экспериментальным результатам, полученным в работе [2], одним из способов генерации упорядоченной вихревой структуры потока является импактное струйное течение (натекание струи на преграду). Из-за их широкого распространения в технических устройствах импактные струи становятся объектом все более многочисленных исследований. В работе [2] было показано, что импактная струя в случае отсутствия закрутки имеет тонкую вихревую структуру в виде спиральных вихрей типа Тейлора–Гёртлера с чередующимся направлением вращения. В то же время в экспериментах с закрученной и незакрученной импактными струями [3] было выявлено качественное различие образующихся полей давлений.

В опытах с незакрученной импактной струей [2] акустических резонансов зафиксировано не было. В экспериментах же с закрученными импактными струями [3] установлено, что начиная с определенного расстояния между срезом сопла и преградой появляется выраженный звуковой эффект. Полученный при этом характер кривых распределения давления в форме "кошачьих ушек" (рис. 5 в [3]) может указывать на формирование спиральных или тороидальных вихрей с поперечным масштабом, соответствующим расстоянию до преграды.

Измерения на аргоне и на воздухе позволили выделить устойчивые частоты акустических колебаний, возникающие в закрученных импактных струях. В опытах были зафиксированы два акустических резонанса в области высоких (~10 кГц) и низких (до 1 кГц) частот. Появление акустических резонансов в области высоких и низких частот наблюдалось также в вихревых трубах [4]. Особо следует отметить, что эксперименты с гелием при той же геометрии области истечения закрученной струи ожидаемого акустического эффекта не дали. Этот факт указывает на влияние молекулярных свойств среды (и, в частности, коэффициента кинематической вязкости) на процесс вихреобразования.

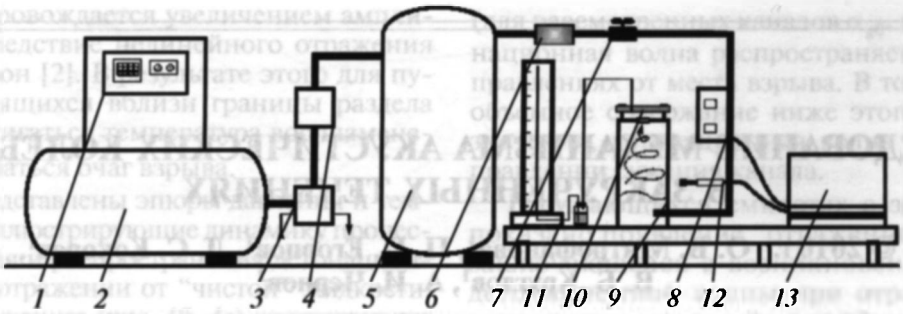

Рис. 1. Схема установки: *1* – винтовой компрессор, *2* – ресивер объемом 230 л, *3* – охладитель воздуха, *4* – осушитель воздуха, *5* – ресивер объемом 470 л, *6* – блок фильтров, *7* – редуктор, *8* – расходомер, *9* – вихревая камера, *10* – преграда с отборами давления, *11* – манометрическая система, *12* – измерительный микрофон, *13* – компьютер.

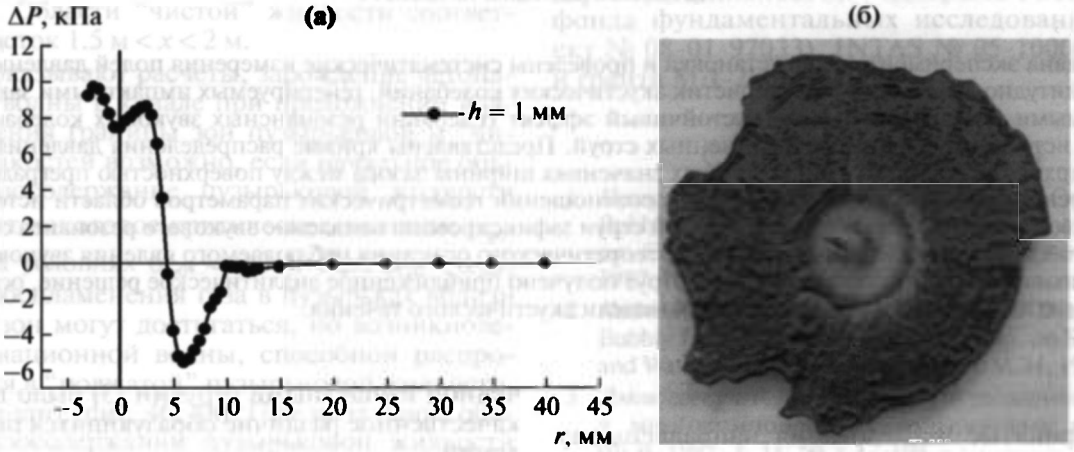

Рис. 2. Распределение давления (а) и визуализированный вихревой след (б) на поверхности преграды при значении ширины зазора между поверхностью преграды и вихревой камерой $h = 1$ мм.

В настоящей работе показано, что появление акустических резонансов связано с наличием внутренней вихревой структуры закрученного течения.

В области фундаментальных исследований сложных вихревых и закрученных течений проблему изучения механизмов генерации и устойчивости детерминированных вихревых структур следует выделить особо, так как она является актуальной не только для технических отраслей знаний, но и объединяет такие жизненно важные науки, как метеорология, океанология, климатология и др. В частности, отдельным аспектам изучения данной проблемы посвящены работы [5, 6].

ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

С целью получения более полной информации по определению амплитудно-частотных характеристик акустических колебаний, генерируемых закрученной импактной струей, была предложена усовершенствованная методика экспериментальных измерений.

Схема экспериментальной установки, выполненной на базе газодинамического стенда, обеспечивавшего суммарный объем запаса воздуха в ресивере до 700 л и сжатие до 10 атм, изображена на рис. 1.

Нагнетаемый компрессором *1* поток воздуха поступает через ресивер *2* в охладитель *3*, затем в осушитель *4* и в основной ресивер *5*. Из ресивера *5* воздух через систему фильтров *6* поступает в редуктор *7*, предназначенный для регулировки расхода. Из редуктора *7* поток воздуха проходит через расходомер *8*, сигнал с которого подается на компьютер *13*. Далее поток по соединительным шлангам направляется в вихревую камеру *9*. Для создания радиально расходящейся импактной струи над выходным отверстием камеры *9* устанавливается преграда с отборами давления и винтами регулировки высоты *10*, выполненная в виде плоского диска. Поток воздуха, вышедший из сопла камеры, ударяет в преграду с отборами давления *10*. Для измерения поля давления на поверхности преграды использовалась спиртовая манометрическая система *11*. Отборы давления осуществлялись с помо-

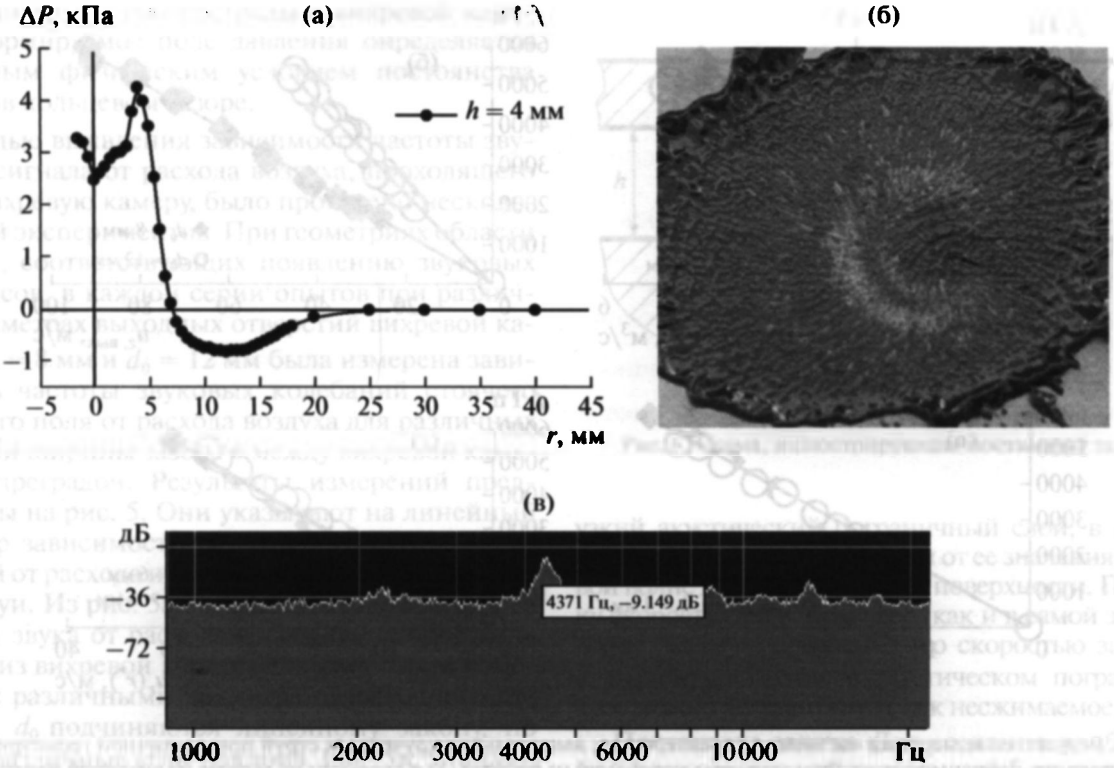

Рис. 3. Характеристики течения, соответствующие появлению акустического резонанса, для импактной закрученной струи при значении ширины зазора между поверхностью преграды и вихревой камерой $h = 4$ мм: (а) – распределение давления на поверхности преграды; (б) – визуализированный вихревой след; (в) – амплитудно-частотная диаграмма с резонансным пиком на частоте 4371 Гц и кратными ей обертонами.

щью перфорированной пластины, выполнявшей роль преграды *10*, при переменной герметизации всех отверстий, кроме одного, из которого осуществлялся отбор. Звуковые сигналы, соответствующие возникновению акустических резонансов на фоне "белого" шума, фиксировались при помощи измерительного микрофона *12* и обрабатывались компьютером *13*.

Вихревая камера представляла собой полый цилиндр с внутренним диаметром 100 мм и высотой 180 мм. Воздух подавался в нижнюю часть камеры по тангенциальному вводу. Днище вихревой камеры было сплошным, а в верхней торцевой поверхности камера имела выходное отверстие диаметром d_0. Измерения проводились при двух значениях d_0, равных 8 и 12 мм. Диаметр круглых пластин, используемых в качестве преград, соответствовал внешнему диаметру вихревой камеры 110 мм.

Как отмечалось в работе [3], для закрученной струи, выходящей под напором из вихревой камеры и ударяющей в преграду, начиная с определенного расстояния между камерой и преградой h_0 имеет место эффект притяжения: отбрасываемая струей на больших расстояниях преграда начинает притягиваться при $h \le h_0$.

Во всех сериях экспериментов было отмечено, что притяжение начиналось в условиях приблизительного соответствия ширины зазора диаметру выходного отверстия $h_0 \le d_0$ и сопровождалось

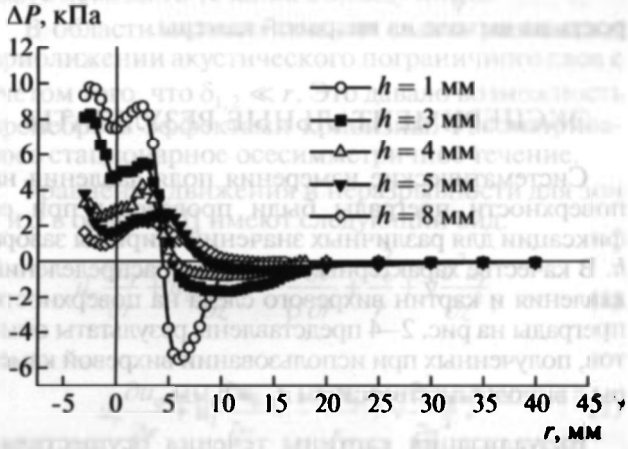

Рис. 4. Кривые распределения давления на поверхности преграды при различных значениях ширины зазора h между поверхностью преграды и вихревой камерой для диаметра выходного отверстия вихревой камеры $d_0 = 8$ мм.

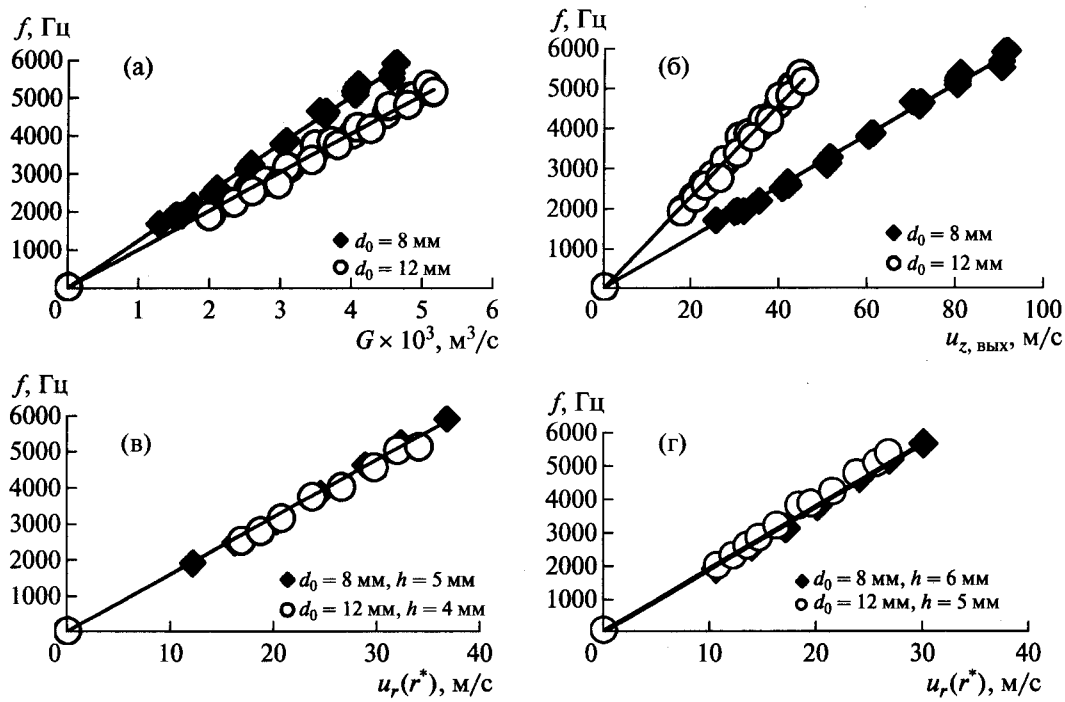

Рис. 5. Результаты измерений частотных характеристик импактных закрученных струй при различной геометрии области течения. Зависимости частоты звуковых колебаний от расхода (а) и скорости на выходе из вихревой камеры (б); совпадение зависимостей частот звуковых колебаний f от среднего значения радиальной компоненты скорости на границе выходного отверстия $u_r(r^*)$ для различных геометрий области течения: (в) – $d_0 = 8$, $h = 5$ мм и $d_0 = 12$, $h = 4$ мм; (г) – $d_0 = 8$, $h = 6$ мм и $d_0 = 12$, $h = 5$ мм.

появлением звукового резонанса – выделением определенной частоты звука на фоне шума. Максимальный звуковой эффект достигался при ширине зазора между выходным отверстием камеры и преградой $h = d_0/2$. Диапазон чисел Рейнольдса соответствовал значениям $\mathrm{Re} = 1.3 \times 10^4 - 8.1 \times \times 10^4$, $\mathrm{Re} = \dfrac{\bar{u} d_0}{\nu}$, где $\bar{u}$ – средняя расходная скорость на выходе из вихревой камеры.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Систематические измерения поля давления на поверхности преграды были проведены при ее фиксации для различных значений ширины зазора h. В качестве характерных примеров распределений давления и картин вихревого следа на поверхности преграды на рис. 2–4 представлены результаты опытов, полученных при использовании вихревой камеры с выходным отверстием $d_0 = 8$ мм.

Визуализация картины течения осуществлялась с помощью метода фиксации вихревого следа посредством нанесения на поверхность преграды высоковязкой пигментной суспензии. Полученные картины вихревого течения показаны на рис. 2б, 3б.

На рис. 4 представлен сводный график кривых распределения давления по радиусу кольцевой щели при различных значениях расстояния между соплом и преградой h.

Из всех кривых давления, представленных на рис. 4, появление стоячего звукового поля, характеризуемого выделением резонансной частоты с четко фиксируемыми обертонами на кратных частотах, соответствовало ширине зазора начиная со значения $h = 4$ мм (при $d_0 = 8$ мм) (см. рис. 3в). При увеличении h интенсивность звуковой волны постепенно ослабевала. Для значений 1 мм $\le h <$ < 4 мм фиксировался режим белого шума.

Обращает на себя внимание выявленный эффект, характерный для поля давления импактной закрученной струи. Для всех случаев измерений, представленных на рис. 4, наблюдается падение давления над отверстием, что свидетельствует о наличии вихря в центральной зоне преграды и согласуется с визуализированными картинами вихревого следа (рис. 2, 3). На периферии отверстия при $r \ge d_0/2$ имеет место резкое падение избыточного давления до нуля, дальнейшее падение давления уже в отрицательную область и выравнивание с внешним атмосферным давлением на выходе из-под преграды. Зона отрицательной области избыточного давления расширяется при увеличении ширины зазора h

между поверхностью преграды и вихревой камерой. Формируемое поле давления определяется очевидным физическим условием постоянства расхода в кольцевом зазоре.

С целью выявления зависимости частоты звукового сигнала от расхода воздуха, проходящего через вихревую камеру, было проведено несколько серий экспериментов. При геометриях области течения, соответствующих появлению звуковых резонансов, в каждой серии опытов при различных диаметрах выходных отверстий вихревой камеры $d_0 = 8$ мм и $d_0 = 12$ мм была измерена зависимость частоты звуковых колебаний стоячего звукового поля от расхода воздуха для различных значений ширины зазора h между вихревой камерой и преградой. Результаты измерений представлены на рис. 5. Они указывают на линейный характер зависимости частоты акустических колебаний от расхода и скорости истечения импактной струи. Из рис. 5а, 5б видно, что зависимости частоты звука от расхода и средней скорости на выходе из вихревой камеры для двух серий измерений с различными диаметрами выходного отверстия d_0 подчиняются линейному закону, но имеют различные углы наклона. Рис. 5в, 5г иллюстрирует выявленный экспериментально эффект совпадения частотных характеристик звуковых колебаний в импактной закрученной струе при различной геометрии области течения, что отражает определяющую роль максимальной радиальной скорости истечения на формирование крупномасштабной вихревой структуры потока.

АНАЛИТИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ

Для теоретического описания наблюдаемого явления звукового резонанса в закрученной импактной струе получено приближенное аналитическое решение, основанное на использовании физической модели акустического течения. Суть модели заключается в следующем. При возникновении стационарного вихревого течения в ограниченном пространстве за счет влияния вязкости среды может возникать так называемое акустическое течение, характеризуемое появлением стоячего звукового поля. В таком течении скорость движения в пространстве вне тонкого пограничного слоя толщиной δ оказывается не зависящей от вязкости, хотя своим возникновением вихревое движение обязано именно ей. В работе [7] показано, что свойства акустического течения проявляются в тех условиях, когда характерные размеры области движения h малы по сравнению с длиной звуковой волны λ, но в то же время велики по сравнению с глубиной проникновения вязких волн δ: $\delta \ll h \ll \lambda$. Глубина проникновения вязких волн зависит от кинематической вязкости ν и частоты колебательного процесса ω, связанного с возмущением жидкости: $\delta \cong \sqrt{2\nu/\omega}$. Здесь δ характеризует

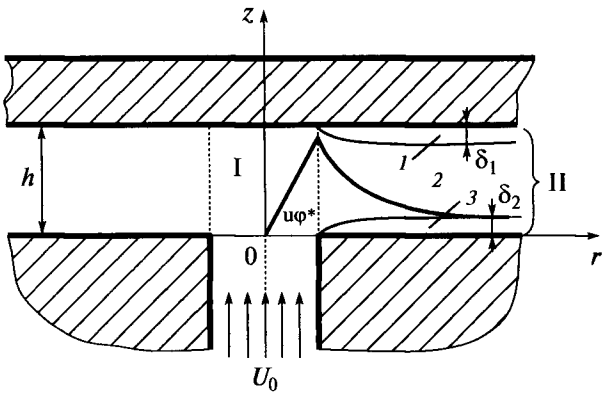

Рис. 6. Схема, иллюстрирующая постановку задачи.

узкий акустический пограничный слой, в котором происходит падение скорости от ее значения в звуковой волне до нуля на твердой поверхности. Поскольку скорость газа в этом слое, как и в самой звуковой волне, мала по сравнению со скоростью звука c, а $\delta \ll \lambda$, то движение в акустическом пограничном слое можно рассматривать как несжимаемое.

Постановка задачи. Для создания приближенной математической модели наблюдаемого течения была принята расчетная схема, иллюстрация к которой представлена на рис. 6. Область течения разбивалась на две глобальные области: I и II. В области I, расположенной над выходным отверстием вихревой камеры, струя ударяет в преграду и отклоняется в радиальном направлении. При высокой скорости истечения U_0, диапазон изменения которой составлял от 20 до 100 м/с, трением можно пренебречь и течение считать невязким. В области II (области радиального растекания струи) можно выделить два пограничных слоя *1* и *3* вблизи каждой из поверхностей и область невязкого течения *2* между ними.

В области вязкого течения задача решалась в приближении акустического пограничного слоя с учетом того, что $\delta_{1,2} \ll r$. Это давало возможность пренебречь эффектами кривизны. Рассматривалось стационарное осесимметричное течение.

Уравнения движения и неразрывности для зон *1* и *3* в области II имеют следующий вид:

$$u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} + u_z \frac{\partial u_r}{\partial z} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial r} + \frac{u_\varphi^2}{r} + \nu \frac{\partial^2 u_r}{\partial z^2}, \quad (1)$$

$$u_r \frac{\partial u_\varphi}{\partial r} + u_z \frac{\partial u_\varphi}{\partial z} = -\frac{u_r u_\varphi}{r} + \nu \frac{\partial^2 u_\varphi}{\partial z^2}, \quad (2)$$

$$u_r \frac{\partial u_z}{\partial r} + u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial z} + \nu \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2}, \quad (3)$$

$$\frac{1}{r}\frac{\partial (r u_r)}{\partial r} + \frac{\partial u_z}{\partial z} = 0. \quad (4)$$

Рассмотрим зону пограничного слоя *1*. Представим окружную скорость в виде: $u_\varphi = u_\varphi^* + u_\varphi'$, где u_φ^* – окружная скорость в области невязкого течения, соответствующая закономерностям квазитвердого вращения $u_\varphi^* = \omega_0^* r$ в области I и квазипотенциального движения $u_\varphi^* = \dfrac{\omega_0^* r^{*2}}{r}$ в области II (2); u_φ' – отклонение от u_φ^*.

Учитывая принятое для u_φ разложение и полагая, что $\left|u_\varphi'\right| \ll u_\varphi^*$ в большей части области пограничного слоя, а также пренебрегая членами второго порядка малости, сведем систему уравнений (1)–(4) к системе двух уравнений (5)–(6):

$$\frac{\partial^2 u_r}{\partial z^2} + \frac{2u_\varphi^*}{r\nu} u_\varphi' = 0, \tag{5}$$

$$\frac{\partial^2 u_\varphi'}{\partial z^2} - \frac{2u_r u_\varphi^*}{r\nu} = 0. \tag{6}$$

Вводя комплексную переменную

$$W(z,r) = u_r + i\, u_\varphi', \tag{7}$$

получаем одно уравнение относительно комплексной величины W:

$$\frac{\partial^2 W}{\partial z^2} - \frac{i\omega(r)}{\nu} W = 0, \tag{8}$$

где

$$\omega(r) = 2\frac{\omega_0^* r^{*2}}{r^2}, \tag{9}$$

ω_0^* – угловая скорость квазитвердого вращения в выходном отверстии вихревой камеры.

В качестве условий однозначности использовались граничные условия (10), соответствующие условиям прилипания и постоянства расхода:

$$\begin{cases} W(h-\delta_1, r) = \dfrac{B\cos(kr)}{r}, \\ W(h,r) = -\dfrac{i\omega_0^* r^{*2}}{r}. \end{cases} \tag{10}$$

Здесь $B = \dfrac{U_0 r^{*2}\pi}{4h}\sin\left(\dfrac{\pi}{2}\dfrac{h-\delta_1}{h}\right)$; U_0 – расходная скорость в выходном отверстии вихревой камеры; $k = \dfrac{2\pi}{\lambda}$ – волновой вектор, λ – длина волны возмущения.

Результаты аналитического решения. Полученные для каждой из выделенных областей аналитические решения для всех трех компонент скорости удовлетворяют физическим условиям сшивки и уравнению неразрывности.

Распределение скоростного поля в акустическом пограничном слое *1* описывается следующими зависимостями:

$$u_r = \frac{B\cos(kr)}{r} e^{\xi}\cos(\xi) + \\ + 2C\sin(\xi)\mathrm{ch}(\xi) - 2A\cos(\xi)\mathrm{sh}(\xi), \tag{11}$$

$$u_\varphi = \frac{B\cos(kr)}{r} e^{\xi}\sin(\xi) - \\ - 2C\cos(\xi)\mathrm{sh}(\xi) - 2A\sin(\xi)\mathrm{ch}(\xi) + \frac{\omega_0^* r^{*2}}{r}, \tag{12}$$

где

$$A = \frac{\dfrac{\omega(r)r}{2}\sin(a)\mathrm{ch}(a) + \dfrac{B\cos(kr)}{2r}\left(e^{2a} - \cos(2a)\right)}{\mathrm{ch}(2a) - \cos(2a)},$$

$$C = \frac{\dfrac{\omega(r)r}{2}\cos(a)\mathrm{sh}(a) - \dfrac{B\cos(kr)}{2r}\sin(2a)}{\mathrm{ch}(2a) - \cos(2a)},$$

$$a = \sqrt{\frac{\omega(r)}{2\nu}}\delta_1, \quad \xi = \sqrt{\frac{\omega(r)}{2\nu}}(h - \delta_1 + z).$$

Выражение для осевой компоненты скорости u_z удовлетворяет уравнению неразрывности и ввиду его громоздкости не приводится. По порядку величины u_z на 2–3 порядка меньше u_r и u_φ.

Компоненты скорости в невязком слое (*2*) имеют вид

$$u_z = \frac{U_0 k r^{*2}}{2r}\sin(kr)\left(1 - \cos\left(\frac{\pi z}{2h}\right)\right), \tag{13}$$

$$u_r = \frac{U_0 r^{*2}\pi}{4hr}\cos(kr)\sin\left(\frac{\pi z}{2h}\right), \tag{14}$$

$$u_\varphi = \frac{\omega_0^* r^{*2}}{r}. \tag{15}$$

На рис. 7, 8 представлены графические иллюстрации полученного решения: поля скоростей для вязкого пограничного слоя и зоны невязкого течения, полученные в результате расчетов по зависимостям (11)–(15).

Сравнение с экспериментальными данными показало, что, несмотря на сделанные упрощения в постановке задачи, полученные решения для поля скорости во всей области течения довольно точно отражают физическую картину течения и также указывают на образование в щелевом зазоре крупномасштабной устойчивой трехмерной вихревой структуры в форме спирального вихря. С помощью полученных аналитических зависимостей удалось оценить неравномерность распределения скорости по ширине кольцевого зазора и получить количественную оценку максимальной радиальной компоненты скорости на границе акустического пограничного слоя, которая вносит основной вклад в формирование устойчивой крупномасштабной вихревой структуры.

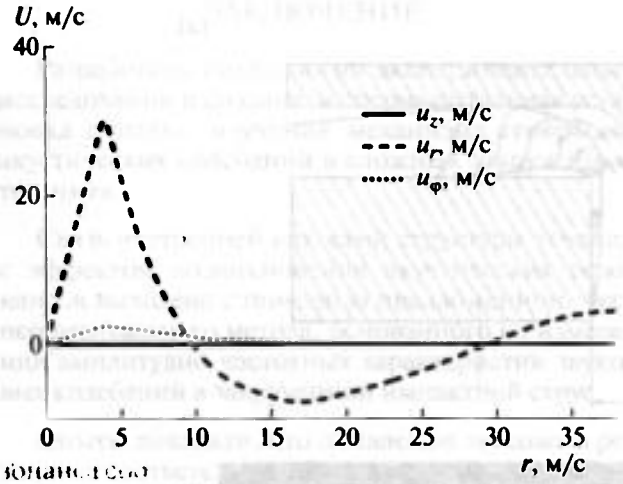

Рис. 7. Распределение окружной u_φ, радиальной u_r и осевой u_z компонент скорости в импактном закрученном течении на расстоянии $z = 3.995$ мм от преграды при ширине щели $h = 4$ мм. Зона акустического пограничного слоя.

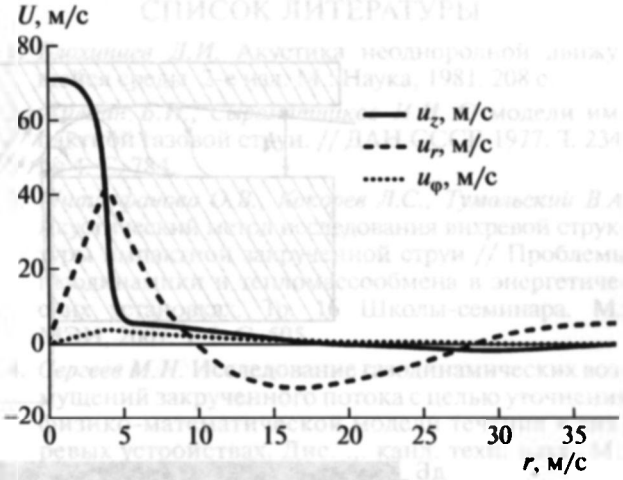

Рис. 8. Распределение окружной u_φ, радиальной u_r и осевой u_z компонент скорости в импактном закрученном течении на расстоянии $z = 2$ мм от преграды при ширине щели $h = 4$ мм. Зона невязкого течения.

МЕХАНИЗМ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ЗВУКОВОГО РЕЗОНАНСА

Основываясь на результатах экспериментов и полученном аналитическом решении, позволяющем оценить распределение скоростного поля в импактном закрученном потоке, можно воссоздать топологическую картину вихревого течения.

Предполагаемая схема течения, изображенная на рис. 9а, основана на следующих представлениях. Закрученная струя, выходя из отверстия вихревой камеры диаметром d_0, попадает в кольцевую щель между верхней торцевой поверхностью вихревой камеры и преградой. Выходящий из отверстия поток воздуха резко расширяется и под

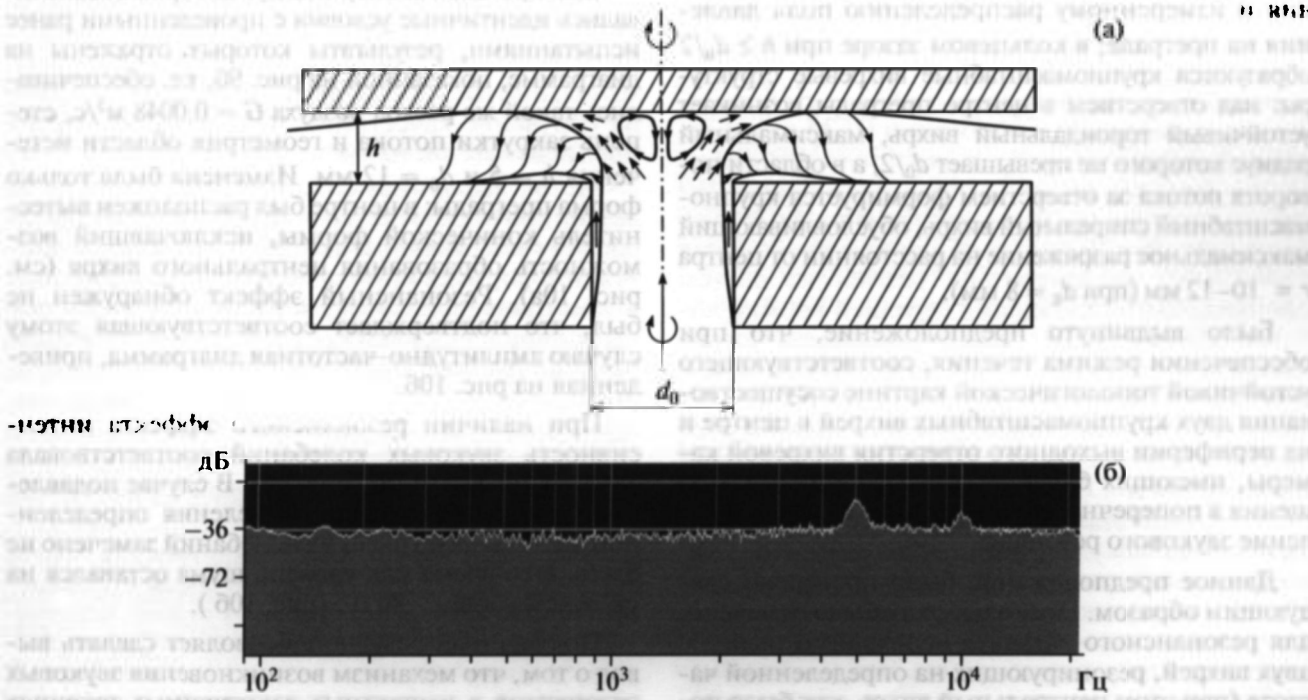

Рис. 9. Гидродинамическая схема течения в импактном закрученном потоке (а) и амплитудно-частотная характеристика звуковых колебаний (б) с резонансным пиком на частоте 5 кГц и первым обертоном на частоте 10 кГц при $h = 5$ мм и $d_0 = 12$ мм.

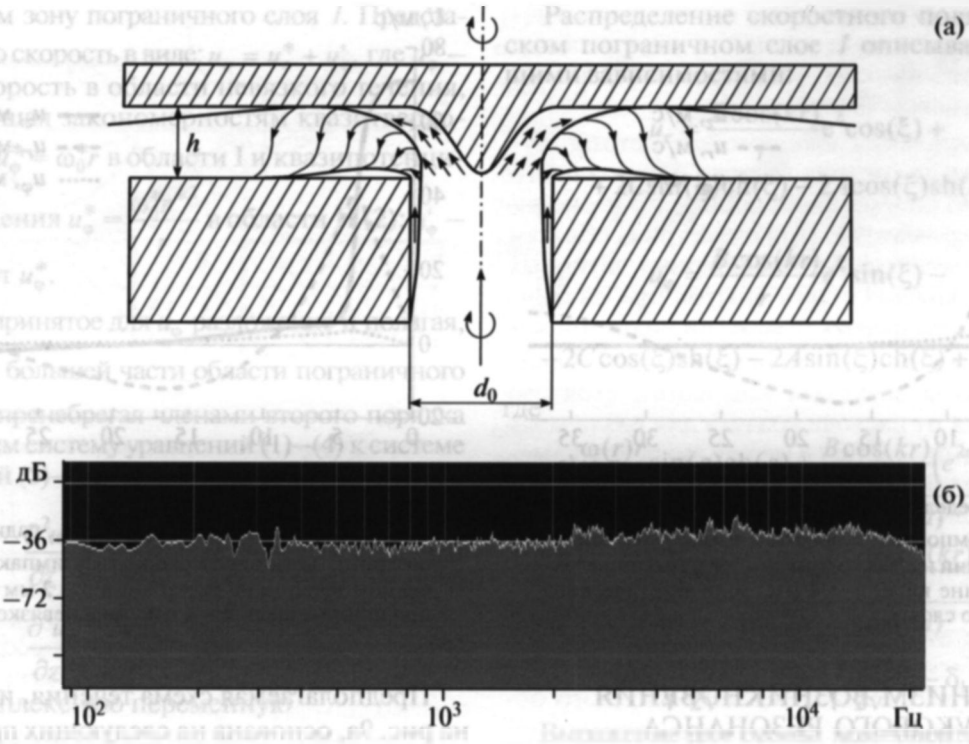

Рис. 10. Гидродинамическая схема течения при вытеснении центрального вихря (а) и соответствующая амплитудно-частотная характеристика звуковых колебаний (б) при $h = 5$ мм и $d_0 = 12$ мм.

воздействием преграды изменяет направление движения с продольного на радиальное. При этом, судя по визуализированной картине течения и измеренному распределению поля давления на преграде, в кольцевом зазоре при $h \geq d_0/2$ образуются крупномасштабные вихревые структуры: над отверстием в центре преграды возникает устойчивый тороидальный вихрь, максимальный радиус которого не превышает $d_0/2$, а в области поворота потока за отверстием формируется крупномасштабный спиральный вихрь, обусловливающий максимальное разряжение на расстоянии от центра $r \approx$ 10–12 мм (при $d_0 = 8$ мм).

Было выдвинуто предположение, что при обеспечении режима течения, соответствующего устойчивой топологической картине сосуществования двух крупномасштабных вихрей в центре и на периферии выходного отверстия вихревой камеры, имеющих близкие угловые скорости вращения в поперечном направлении, возникает явление звукового резонанса.

Данное предположение было проверено следующим образом. Поскольку, как было отмечено, для резонансного эффекта необходимо наличие двух вихрей, резонирующих на определенной частоте (при этом центральный вихрь, как было показано в работе [2], может возникать вне зависимости от степени закрутки потока), то исключение возможности образования центрального вихря должно приводить к исчезновению резонансного эффекта.

Был проведен эксперимент, в котором обеспечивались идентичные условия с проведенными ранее испытаниями, результаты которых отражены на диаграмме, показанной на рис. 9б, т.е. обеспечивались такой же расход воздуха $G = 0.0048$ м^3/с, степень закрутки потока и геометрия области истечения $h = 5$ и $d_0 = 12$ мм. Изменена была только форма преграды: в центре был расположен вытеснитель конической формы, исключавший возможность образования центрального вихря (см. рис. 10а). Резонансный эффект обнаружен не был, что подтверждает соответствующая этому случаю амплитудно-частотная диаграмма, приведенная на рис. 10б.

При наличии резонансного эффекта интенсивность звуковых колебаний соответствовала уровню более 110 Дб (рис. 9б). В случае подавления центрального вихря выделения определенной частоты акустических колебаний замечено не было, в то время как уровень шума оставался на прежнем уровне ~80 Дб (рис. 10б).

Полученный результат позволяет сделать вывод о том, что механизм возникновения звуковых резонансов в импактных закрученных течениях обусловлен генерацией крупномасштабных вихрей с близкими характерными угловыми скоростями вращения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана методология экспериментальных исследований и создана экспериментальная установка с целью изучения механизма генерации акустических колебаний в сложных закрученных течениях.

Связь внутренней вихревой структуры течения с эффектом возникновения акустических резонансов выявлена с помощью предложенного экспериментального метода, основанного на измерении амплитудно-частотных характеристик звуковых колебаний в закрученной импактной струе.

Опыты показали, что появление звукового резонанса соответствует образованию в щелевом зазоре крупномасштабных устойчивых вихревых структур в форме тороидального и спирального вихрей, закрученных по закону спирали Архимеда и резонирующих на определенной частоте, зависящей от геометрии области течения и расхода.

Работы в области моделирования сложных вихревых и закрученных течений выполняются при поддержке Программы по развитию системы ведущих научных школ – НШ-8044.2006.8 и РФФИ – гранты 05-08-01511-а, 06-08-00214-а.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Блохинцев Д.И.* Акустика неоднородной движущейся среды. 2-е изд. М.: Наука, 1981. 208 с.
2. *Жилкин Б.И., Сыромятников Н.И.* О модели импактной газовой струи. // ДАН СССР. 1977. Т. 234. № 4. С. 784.
3. *Митрофанова О.В., Кокорев Л.С., Тумольский В.А.* Акустический метод исследования вихревой структуры импактной закрученной струи // Проблемы газодинамики и тепломассообмена в энергетических установках. Тр. 16 Школы-семинара. М.: МЭИ, 2007. Т. 2. С. 505.
4. *Сергеев М.Н.* Исследование газодинамических возмущений закрученного потока с целью уточнения физико-математической модели течения в вихревых устройствах. Дис. ... канд. техн. наук. М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2003.
5. *Вараксин А.Ю., Ромаш М.Э., Копейце В.Н., Таекин С.И.* О возможности физического моделирования воздушных смерчей в лабораторных условиях // ТВТ. 2008.Т. 46. № 6. С. 957.
6. *Волков К.Н.* Моделирование крупных вихрей неизотермической турбулентной струи, истекающей в затопленное пространство // ТВТ. 2008. Т. 46. № 5. С. 690.
7. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика: Учебное пособие. Т. IV. Гидродинамика. 3-е изд., перераб. М.: Наука, 1986. С. 143.