

РЕЗОНАНСНЫЕ КОЛЕБАНИЯ ГАЗА В ОТКРЫТОЙ ТРУБЕ В БЕЗУДАРНО-ВОЛНОВОМ РЕЖИМЕ

© 2015 г. Л. А. Ткаченко*, **, М. В. Сергиенко**

*Институт механики и машиностроения Казанского научного центра РАН

420111 Казань, ул. Лобачевского 2/31

E-mail: luda_tkachenko@inbox.ru

**Казанский (Приволжский) федеральный университет

420008 Казань, ул. Кремлевская 16а

Поступила в редакцию 31.10.2014 г.

Исследованы нелинейные колебания газа в открытой трубе, возбуждаемые плоским поршнем на одном из ее концов. Синусоидальные колебания поршня в безударно-волновом режиме создают вибростендом вблизи первой собственной частоты. Получены выражения для колебаний давления газа в случае трубы с незакругленным концом без фланца и компонент скорости вторичного течения. Изучено влияние амплитуды смещения поршня на размах колебаний давления и скорость вторичных течений газа. Выполнено сравнение теоретических расчетов давления газа с экспериментальными данными. Приведена оценка скорости движения частицы вдоль оси трубы с расчетными значениями скорости вторичного течения.

Ключевые слова: резонансные колебания газа, открытая труба, давление, вторичные течения, дрейф частицы.

DOI: 10.7868/S032079191506012X

ВВЕДЕНИЕ

При колебаниях газа в трубах вблизи резонансных частот возникают нелинейные эффекты, такие как периодические ударные волны, вторичные течения, термоакустические процессы, генерация высших гармоник, образование пульсирующей струи во внешнем волновом поле вблизи открытого конца, коагуляция (слияние) взвешенной фазы и т.п. Обзоры теоретических и экспериментальных исследований по нелинейным колебаниям газа приводятся в работах [1–4]. В экспериментальном плане колебания газа могут создаваться колеблющимся поршнем, который приводится в движение, например, кривошипно-шатунным механизмом или вибростендом. Отметим некоторые работы [5–10], в которых экспериментально изучались колебания газа в открытых трубах в ударно-волновом режиме при больших значениях амплитуд возбуждения (порядка 0.1–0.4 бар). Было обнаружено появление вблизи линейного резонанса у открытого торца трубы прерывистой струи и вихревых колец [5]. Выявлены различные нелинейные эффекты при распространении волн в трубе с концевыми насадками [6]. Были обнаружены разрывные колебания газа вблизи нелинейных резонансов [7]. Внешнее волновое поле в режиме образования ударных волн исследовалось в работах [8–10]. Показано, что скорость газа в пульсирующей струе во внешнем волновом поле может до-

стигать 150 м/с и выше [9]. Измерения колебаний мгновенной скорости термоанемометром в осевом и радиальном направлениях в окрестности открытого торца трубы [10] показали, что структура течения газа существенно зависит от соотношения диаметра трубы и диаметра поршня. Различные модели резонансных колебаний газа в открытой трубе предложены в [11–16]. В работах [14, 15] рассматриваются резонансные колебания в открытой трубе при малых числах Струхала. Расчет первого и второго приближения к колебаниям при первой собственной частоте и на частоте вдвое ее меньше для негармонического возбуждения приведен в [16]. В работе [17] теоретически исследованы резонансные колебания газа в трубе с открытым торцом разной геометрии. Расчет проводится однопараметрической моделью с использованием экспериментальных данных для заостренного торца и торцов с фланцами. Безударно-волновой режим колебаний газа при малых амплитудах возбуждения (порядка 0.01 бар), когда пристеночные потери становятся существенными, изучен недостаточно. Так, в работе [18] получено распределение амплитуды колебаний скорости газа во внешнем волновом поле открытой трубы в безударно-волновом режиме вблизи первой собственной частоты газового столба. При этом размер ядра потока вблизи открытого конца трубы составляет менее 0.7 радиусов струи, что в 2–9 раз меньше,

чем в случае колебаний с образованием периодических ударных волн.

Целью настоящей работы является исследование нелинейных колебаний газа и акустического течения в безударно-волновом режиме в открытой трубе вблизи первой собственной частоты столба газа.

ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ

Гармонические колебания газа, возбуждаемые поршнем с амплитудой смещения $l \ll L_0$ в длинной цилиндрической трубе ($L_0/R \gg 1$, R – радиус, L_0 – длина), характеризуются безразмерными параметрами [16]

$$M_p = \frac{\omega l}{c_0}, \quad \varepsilon = \frac{V}{\omega L_0}, \quad Sh = \frac{\omega R}{V}, \quad H = R \sqrt{\frac{\rho_0 \omega}{\mu}}, \quad (1)$$

где c_0 – скорость звука в невозмущенном газе, ρ_0 – плотность, μ – динамический коэффициент вязкости, V – амплитуда колебаний скорости газа на открытом торце трубы, ω – циклическая частота колебаний. Движение газа описывается системой уравнений гидродинамики:

$$\begin{aligned} \rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial r} \right) &= - \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\mu}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u}{\partial r} \right), \quad \frac{\partial p}{\partial r} = 0, \\ \frac{\partial p}{\partial t} + u \frac{\partial p}{\partial x} + \rho \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\rho}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rv) + v \frac{\partial p}{\partial r} &= 0, \\ \rho c_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial r} \right) &= \frac{\lambda}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \\ &+ \frac{\partial p}{\partial t} + u \frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial u}{\partial r} \right)^2, \quad p = \rho R_g T. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь u , v – осевая и радиальная компоненты скорости, p – давление, T – температура, λ – коэффициент теплопроводности, R_g – универсальная газовая постоянная, x и r – осевая и радиальная координаты соответственно, t – время, c_p – удельная теплоемкость при постоянном давлении.

При высокочастотных колебаниях, когда акустический пограничный слой $\delta = \sqrt{2\mu/\rho_0\omega}$ занимает лишь тонкий пристеночный слой трубы, при $l \ll L_0$ выполняются условия $M_p \ll 1$, $H \gg 1$. Если нестационарные эффекты на открытом конце больше нелинейных, а внутритрубная нелинейность мала, то имеем $Sh > 1$, $\varepsilon \ll 1$, и для описания резонансных колебаний газа в безударно-волновом режиме можно воспользоваться методом возмущений.

Граничными условиями для системы (2) по радиальной координате являются условие прилипания на стенках трубы и условие симметрии на оси трубы:

$$\begin{aligned} u = 0, v = 0, T = 0, r = R, \\ \frac{\partial u}{\partial r} = 0, v = 0, \frac{\partial T}{\partial r} = 0, r = 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Граничное условие на конце трубы ($x = 0$), где находится плоский поршень, имеет вид

$$x = l \sin \omega t. \quad (4)$$

Граничное условие на открытом конце трубы, когда газ внутри трубы сообщается с окружающей средой, будет рассмотрено далее.

АКУСТИЧЕСКОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ К РЕЗОНАНСНЫМ КОЛЕБАНИЯМ ГАЗА В ОТКРЫТОЙ ТРУБЕ

Экспериментальные исследования проводились на автоматизированной установке, ранее использованной для изучения нелинейных колебаний однородного газа в закрытой трубе в безударно-волновом режиме [19]. Продольные установившиеся колебания газа в вертикальной кварцевой трубе (длина $L_0 = 1.06$ м, внутренний диаметр $2R = 0.0365$ м) создавались цилиндрическим поршнем с плоской рабочей поверхностью диаметром 0.0365 м, колеблющимся по синусоидальному закону. Поршень приводился в движение вибростендом марки TV51075 с усилителем мощности типа ВАА 120 фирмы TIRA (Дания). Пассивный конец трубы был открыт. Управление вибростендом осуществлялось с помощью установленного на компьютер программного модуля SineVIEW (VR610) посредством пьезоэлектрического IEPЕ акселерометра со встроенной электроникой марки 4513-001 фирмы Bruel & Kjaer (Дания) и контроллера типа VR8500-1 фирмы Vibration Research Corporation (США). Значения частоты ν и амплитуды смещения поршня l задавались с точностью до 10^{-6} Гц и 10^{-7} м соответственно. Вблизи поршня размещался пьезоэлектрический датчик давления модели 8530С-15 фирмы Bruel & Kjaer. Сигнал с него через трехканальный мостовой усилитель напряжения модели ENDEVCO 136 фирмы Bruel & Kjaer подавался на цифровой осциллограф модели DSO 3062А фирмы Agilent Technologies, а затем на компьютер, на мониторе которого с помощью специального программного обеспечения DSO3000 с точностью до 0.3 мВ записывались форма и значения выходного сигнала.

Расчет системы уравнений (2) в первом приближении дает выражения

$$\begin{aligned} p_1 &= \rho_0 c_0^2 r_1 \cos(k_1 x + \alpha_1 + i\beta_1) e^{i(\omega t + \psi_1)}, \\ u_1 &= r_1 c_0 \sin(k_1 x + \alpha_1 + i\beta_1) e^{i(\omega t + \psi_1 - \pi/2)} \left\{ 1 - e^{-(1+i)\eta} \right\}, \\ v_1 &= \frac{(1+i)\omega\delta}{2} r_1 \cos(k_1 x + \alpha_1 + i\beta_1) \times \\ &\times \left\{ \left(1 + \frac{\kappa-1}{\sqrt{Pr}} \right) \frac{r}{R} - e^{-(1+i)\eta} - \frac{\kappa-1}{\sqrt{Pr}} e^{-(1+i)\eta\sqrt{Pr}} \right\} e^{i(\omega t + \psi_1)}, \\ p_1 &= \rho_0 r_1 \cos(k_1 x + \alpha_1 + i\beta_1) \times \\ &\times \left\{ 1 + (\kappa-1) e^{-(1+i)\eta\sqrt{Pr}} \right\} e^{i(\omega t + \psi_1)}, \end{aligned} \quad (5)$$

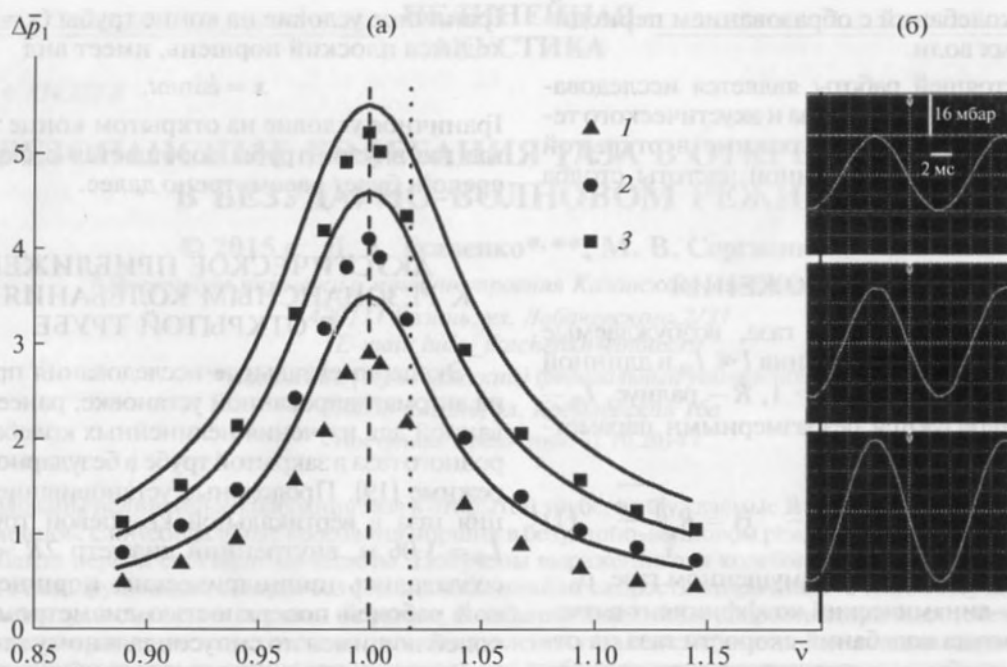


Рис. 1. Зависимости колебаний давления газа вблизи поршня от относительной частоты (а) и от времени (б) для разных значений относительных амплитуд смещения поршня: 1 – $\bar{\nu} = 6.13$, 2 – $\bar{\nu} = 9.43$, 3 – $\bar{\nu} = 12.73$. Сплошные линии – теория, точки – эксперимент.

где r_1 , ψ_1 , α_1 , β_1 – константы, которые предстоит определить; $\eta = (R - r)/\delta$, $k_1 = \frac{\omega}{c_0}(1 + \beta_1' - i\beta_1')$ – комплексное волновое число; $\beta_1' = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(1 + \frac{\kappa - 1}{\sqrt{\text{Pr}}}\right)\frac{1}{R}\sqrt{\frac{\mu}{\rho_0\omega}}$ – коэффициент диссипации; $\kappa = c_p/c_v$ – отношение удельных теплоемкостей при постоянном давлении и объеме; Pr – число Прандтля.

Запишем осредненные по сечению трубы выражения для колебаний давления и скорости газа на первой гармонике в безразмерном виде:

$$\bar{p}_1 = r_1 \cos(k_1 x + \alpha_1 + i\beta_1) e^{i(\omega t + \psi_1)}, \quad (6)$$

$$\bar{u}_{1s} = -ir_1 \sin(k_1 x + \alpha_1 + i\beta_1) e^{i(\omega t + \psi_1)}, \quad (7)$$

где $\bar{p}_1 = p_1/\rho_0 c_0^2$, $\bar{u}_{1s} = u_{1s}/c_0$, индекс s соответствует осредненной по сечению трубы скорости. При высокочастотных колебаниях индекс s можно опустить, так как амплитуда осредненной скорости мало отличается от максимальной в данном сечении амплитуды \bar{u}_1 , т.е. $\bar{u}_{1s} = \bar{u}_1$.

Рассмотрим граничные условия на концах трубы. При колебаниях поршня по синусоидальному закону (4) колебания скорости поршня задаются в виде $u_{1p} = dx/dt = \omega l \cos \omega t$, который в комплексной безразмерной форме запишется как

$$\bar{u}_{1p} = M_p e^{i\omega t}, \quad x = 0. \quad (8)$$

На открытом конце трубы граничное условие определяется выражением [18]

$$\bar{p}_{1E} = m r_1^2 e^{i(\omega t + \psi_1)}, \quad x = L, \quad (9)$$

где $m = 2(1 + k_{in})/3\pi$ содержит параметр k_{in} , который определяется экспериментально [20] и зависит от формы открытого конца трубы, $L = L_0 + \sigma R$ – приведенная длина трубы, σR – поправка Рэлея, $\sigma = 0.6133$. Для определения констант r_1 , ψ_1 , α_1 , β_1 подставим соотношения (6), (7) в граничные условия на поршне (8) и на открытом конце (9). Тогда при $\beta_1 \ll 1$ получим

$$\alpha_1 = \frac{\pi}{2} - k_0 L (1 + \beta_1'), \quad \beta_1 = k_0 L \beta_1' + m r_1, \quad (10)$$

$$r_1 \left\{ \cos^2 [k_0 L (1 + \beta_1')] + (k_0 L \beta_1' + m r_1)^2 \sin^2 [k_0 L (1 + \beta_1')] \right\}^{1/2} = M_p, \quad (11)$$

$$\psi_1 = \arctg \left(\frac{\text{tg } \alpha_1}{\beta_1} \right). \quad (12)$$

На рис. 1а приводятся теоретическая зависимость и экспериментальные данные для безразмерного размаха колебаний давления газа $\Delta \bar{p}_1 = (\Delta p_1/p_0) \times 10^2$ (Δp_1 – разность максимального и минимального значения давления за ход поршня, p_0 – равновесное давление газа) от относительной частоты возбуждения $\bar{\nu} = v/v_1^3$ (v_1^3 – наблюдаемая

в эксперименте первая собственная частота столба газа) для заданных значений относительной амплитуды смещения поршня $\bar{T} = (l/L_0) \times 10^4$. Здесь точечная линия характеризует отношение резонансной частоты возбуждения газа, рассчитанной по линейной теории $\nu_1 = c_0/2L$, к резонансной частоте, полученной при наличии потерь на стенках трубы $\nu_1^* = c_0/[2L(1 + \beta_1^*)]$. Штриховой линией отмечено отношение наблюдаемой в эксперименте резонансной частоты ν_1^3 к частоте ν_1^* . Значение, вычисленное по формуле нелинейной теории с учетом потерь и равное $\nu_1^* = 78.6$ Гц, совпадает с наблюдаемым в экспериментах значением ν_1^3 . Видно, что в экспериментах наблюдаемая резонансная частота лежит ниже частоты $\nu_1 = 80.1$ Гц, рассчитанной по линейной теории. Это связано с влиянием вязкости за счет пристеночных потерь при колебаниях газа. Результаты теоретических расчетов колебаний давления газа по (6) с учетом (10)–(12) для трубы с незакругленным концом без фланца $m = 0.84$ [20] лежат несколько выше экспериментальных данных. Расхождение составляет около 10% для всех исследуемых амплитуд смещения поршня. На рис. 16 приведены типичные осциллограммы с записями колебаний давления газа во времени на наблюдаемой в эксперименте резонансной частоте ν_1^3 при заданных значениях относительной амплитуды смещения поршня \bar{T} . Из приведенных осциллограмм видно, что эпюры давления имеют непрерывный вид и разрывы не наблюдаются. Эпюры имеют форму, несколько отличную от гармонической: длительность переднего фронта несколько меньше длительности заднего фронта волны, например, для $\bar{T} = 12.73$ длительность переднего фронта составляет 6.3 мс, а заднего – 6.42 мс. С увеличением амплитуды смещения поршня наблюдается увеличение размаха колебаний давления газа и искажение формы волны происходит сильнее.

Теоретическая зависимость и экспериментальные данные для безразмерного размаха колебаний давления газа $\Delta \bar{p}_1$ от относительной амплитуды смещения поршня \bar{T} на наблюдаемой резонансной частоте ν_1^3 представлены на рис. 2. С ростом \bar{T} происходит увеличение значения $\Delta \bar{p}_1$, что согласуется с известными результатами, т.к. зависимость безразмерного размаха колебаний давления в общем виде дается соотношением $\Delta \bar{p}_1 = A \bar{T}^n$ [2]. Для данных настоящего эксперимента $n \approx 0.865$. Эти значения близки к ранее полученным значениям в работе [10], где $n \approx 0.8$. В работах с образованием ударных

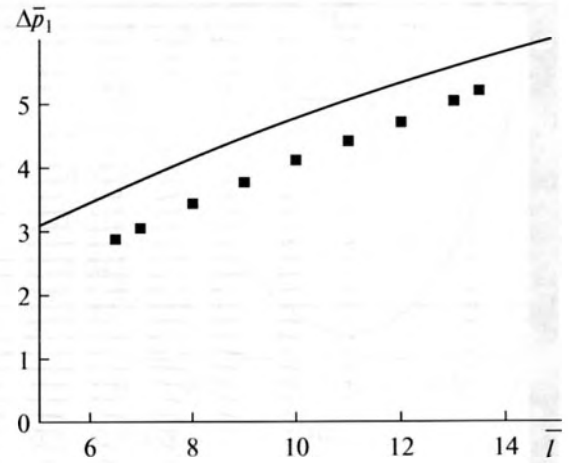


Рис. 2. Зависимость безразмерного размаха колебаний давления газа от относительной амплитуды смещения поршня на наблюдаемой резонансной частоте газового столба. Сплошная линия – теория, точки – эксперимент.

волн [7, 9] показатели степени находятся в пределах $1.45 \leq n \leq 1.75$. Как видно из рис. 2, результаты теоретических расчетов согласуются с полученными экспериментальными данными.

ВТОРИЧНОЕ ТЕЧЕНИЕ ПРИ АКУСТИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЯХ ГАЗА

В развитие методики, предложенной в [21], проведем расчет вторичных течений. Вторичное стационарное движение описывает осредненная по времени система уравнений (2) во втором приближении. Запишем уравнения движения и неразрывности, следующие из этой системы:

$$\frac{\partial \langle p_2 \rangle}{\partial x} - \frac{\mu}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \langle u_2 \rangle}{\partial r} \right) = -\rho_0 \left(\left\langle u_1 \frac{\partial u_1}{\partial x} \right\rangle + \left\langle v_1 \frac{\partial u_1}{\partial r} \right\rangle \right) - \left\langle \rho_1 \frac{\partial u_1}{\partial t} \right\rangle, \quad (13)$$

$$\rho_0 \left[\frac{1}{r} \frac{\partial (r \langle v_2 \rangle)}{\partial r} + \frac{\partial \langle u_2 \rangle}{\partial x} \right] = - \left\langle v_1 \frac{\partial \rho_1}{\partial r} \right\rangle - \left\langle u_1 \frac{\partial \rho_1}{\partial x} \right\rangle + \left\langle \frac{\rho_1}{\rho_0} \frac{\partial \rho_1}{\partial t} \right\rangle, \quad (14)$$

где угловые скобки означают осреднение по времени. Проинтегрируем уравнения (13) и (14) с учетом выражений (5) по r и подставим в граничные условия на стенках трубы (3). Тогда после несложных преобразований получим выражения для осе-

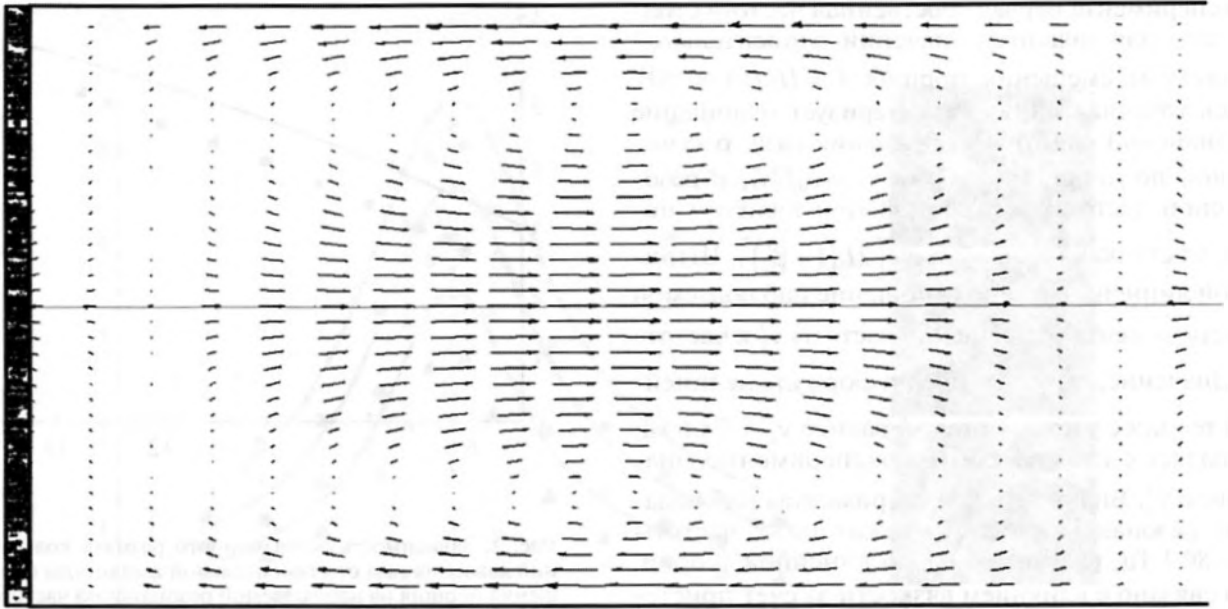


Рис. 3. Типичная картина вторичного течения при акустических колебаниях газа в открытой трубе на первой собственной частоте в безударно-волновом режиме в ядре потока.

вой и радиальной компонент скорости вторичного течения:

$$\begin{aligned} \langle u_2 \rangle &= \frac{c_0 r_1^2}{4} \left\{ \left[g_1(0, \text{Pr}) \left(1 - \frac{2r^2}{R^2} \right) + g_1(\eta, \text{Pr}) - \right. \right. \\ &- \left. \frac{\delta}{R} g_3(0, \text{Pr}) \left(1 - \frac{r^2}{R^2} \right) \right] \sin 2\nu + \left[g_0(0, \text{Pr}) \left(1 - \frac{2r^2}{R^2} \right) + \right. \\ &+ \left. g_0(\eta, \text{Pr}) + \frac{\delta}{R} g_2(0, \text{Pr}) \frac{1}{\beta_1'} \left(1 - \frac{r^2}{R^2} \right) \right] \text{sh } 2w \left. \right\}, \\ \langle v_2 \rangle &= \frac{\omega R r_1^2}{8} \left\{ \left[2g_1(0, \text{Pr}) \left(\frac{r^3}{R^3} - \frac{r}{R} \right) - \frac{\delta}{R} g_3(0, \text{Pr}) \times \right. \right. \\ &\times \left. \left(\frac{r^3}{R^3} - \frac{2r}{R} \right) - \frac{\delta}{R} g_3(\eta, \text{Pr}) \right] \cos 2\nu - \\ &- \left[2\beta_1' g_0(0, \text{Pr}) \left(\frac{r^3}{R^3} - \frac{r}{R} \right) + \frac{\delta}{R} g_2(0, \text{Pr}) \times \right. \\ &\times \left. \left. \left(\frac{r^3}{R^3} - \frac{2r}{R} \right) - \frac{\delta}{R} g_2(\eta, \text{Pr}) \right] \text{ch } 2w \right\}, \end{aligned} \quad (15)$$

где $\nu = \omega x(1 + \beta_1')/c_0 + \alpha_1$, $w = \beta_1 - \omega x \beta_1'/c_0$, и $g_0(\eta, \text{Pr})$, $g_1(\eta, \text{Pr})$, $g_2(\eta, \text{Pr})$, $g_3(\eta, \text{Pr})$ — функции, которые зависят от радиальной координаты и числа Прандтля, — имеют громоздкий вид, и их не выписываем.

На рис. 3 приведена расчетная картина вторичного течения при акустических колебаниях газа в открытой трубе на первой собственной частоте в ядре потока. На оси трубы наблюдается течение в виде одного тороидального вихря с направлением движения к открытому концу трубы. В пристеночной

области имеются вихри с направлением движения, противоположным вихрю в центральной области. При этом имеет место наличие участков вихревого движения вблизи поршня и на открытом конце трубы с направлением движения, противоположным направлению движения основных вихрей.

Рассмотрим более подробно поведение вторичного (акустического) течения на первой собственной частоте газового столба. Зависимости максимальных значений осевой $\langle u_2 \rangle$ и радиальной $\langle v_2 \rangle$ компонент скорости от безразмерной радиальной координаты $\bar{r} = r/R$ для различных относительных амплитуд смещения поршня \bar{T} даны на рис. 4, 5 в ядре потока (а) и в пристеночной области (б) для различных сечений вдоль трубы $\bar{x} = x/L$. Наблюдается параболический профиль осевой компоненты скорости (рис. 4а). Смена знака есть следствие вихреобразного течения. Скорость течения в пристеночной области существенно ниже, чем в ядре потока (для осевой компоненты скорости отличие в 10 раз, для радиальной в 100 раз). Это связано с наличием пристеночного поглощения. Также видно, что с увеличением амплитуды смещения поршня, т.е. с увеличением интенсивности колебаний, происходит увеличение и осевой, и радиальной компонент скорости. При $r \rightarrow 0$ скорость вторичного течения на оси трубы имеет вид

$$\begin{aligned} \langle u_2 \rangle &= \frac{c_0 r_1^2}{4} [g_0(0, \text{Pr}) \text{sh } 2w + g_1(0, \sigma) \sin 2\nu], \\ \langle v_2 \rangle &= 0. \end{aligned} \quad (17)$$

На рис. 6 приведено распределение осевой компоненты скорости на оси по длине трубы для

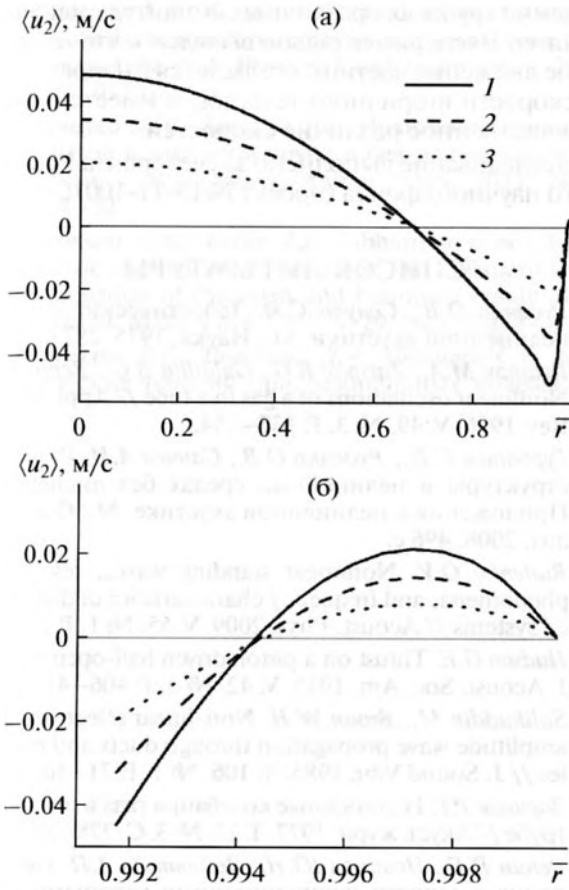


Рис. 4. Зависимости $\langle u_2 \rangle$ от \bar{r} в сечении $\bar{x} = 0.5$ в ядре потока (а) и в пристеночной области (б) для различных относительных амплитуд смещения поршня: 1 – $\bar{T} = 6.13$, 2 – $\bar{T} = 9.43$, 3 – $\bar{T} = 12.73$.

различных амплитуд смещения поршня. Вблизи поршня и на открытом конце трубы значение осевой компоненты скорости вторичного течения отлично от нуля и имеет отрицательное значение, т.е. направление движения газа меняется на противоположное. Это связано с наличием в выражении для осевой компоненты скорости (17) слагаемого с $\text{sh}2w$, непериодического по x . С увеличением амплитуды смещения поршня скорость вторичного течения на оси трубы увеличивается.

Известно, что на частицу в волновом поле действуют различные силы, например, Стокса, Архимеда, трения, Бассэ и др., а также акустические течения. При этом направление и скорость дрейфа частицы зависят от частоты, амплитуды, плотности несущей среды, а также плотности, размера и массы частицы, ее положения в стоячей волне [22, 23]. Также отметим экспериментальную работу [24], в которой исследовался дрейф легкой сферы из пенополистирола диаметром 3.5 мм, подвешенной на тонкой короткой проволочке в одном сечении закрытой трубы при первой собственной частоте.

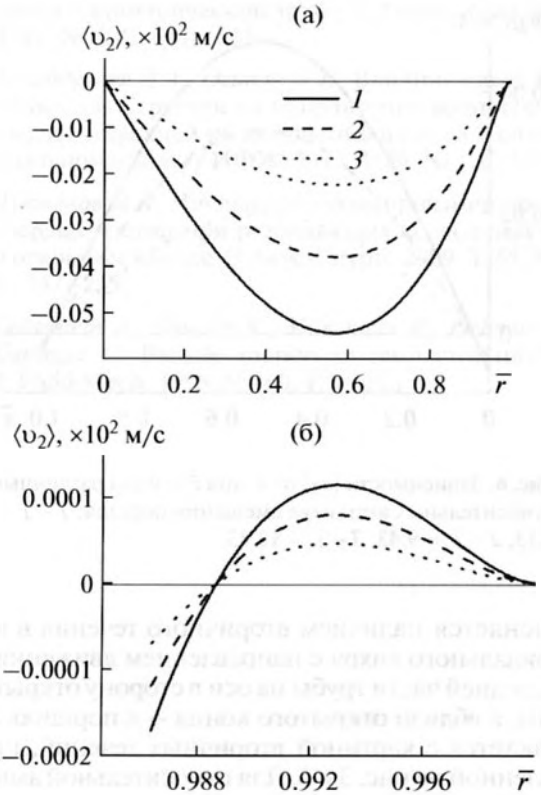


Рис. 5. Зависимости $\langle v_2 \rangle$ от \bar{r} в сечении $\bar{x} = 0$ в ядре потока (а) и в пристеночной области (б) для различных относительных амплитуд смещения поршня: 1 – $\bar{T} = 6.13$, 2 – $\bar{T} = 9.43$, 3 – $\bar{T} = 12.73$.

Видеосъемка показала лишь направление движения частицы вдоль оси от поршня к центру трубы.

Воспользуемся представленным расчетом скорости вторичного течения для оценки дрейфа частицы при колебаниях газа в открытой трубе. Приведем некоторые экспериментальные данные по изучению дрейфа плоской частицы из пенополистирола (диаметр 9 мм, толщина 0.4 мм, вес 5.7 мг) по леске, натянутой вдоль оси открытой трубы, при колебаниях газа на первой собственной частоте. Частица размещалась на заданных расстояниях вдоль оси трубы, и после запуска синусоидальных колебаний с необходимыми значениями частоты и амплитуды колебаний поршня осуществлялась съемка дрейфа частицы с зеркального фотоаппарата с частотой съемки 25 кадров в секунду. Обработка данных видеосъемки при помощи программы Virtual Dub 1.5.3 позволила зафиксировать положение частицы в разные моменты времени. Выяснено, что частица, размещенная вблизи открытого конца трубы, движется до определенной точки в сторону поршня, совершая колебания. При размещении частицы ближе к поршню наблюдается обратное движение к открытому концу трубы. Такое поведение частицы

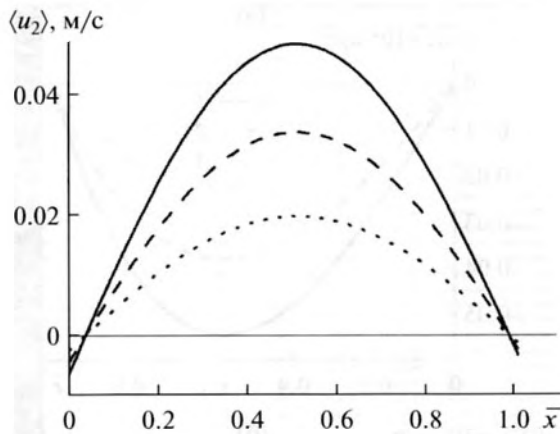


Рис. 6. Зависимости $\langle u_2 \rangle$ от \bar{x} при $\bar{r} = 0$ для различных относительных амплитуд смещения поршня: 1 – $\bar{r} = 6.13$, 2 – $\bar{r} = 9.43$, 3 – $\bar{r} = 12.73$.

объясняется наличием вторичного течения в виде тороидального вихря с направлением движения газа в средней части трубы на оси в сторону открытого конца, а вблизи открытого конца – к поршню. Это согласуется с картиной вторичных течений, представленной на рис. 3 и 6. Для относительной амплитуды $\bar{r} = 16.34$ частица вблизи открытого конца имеет скорость 0.01 м/с, а вблизи поршня – 0.02 м/с. При этом скорость газа на оси, согласно теории, имела значения 0.025 м/с и 0.05 м/с соответственно, что в 2.5 раза больше скорости движения частицы. Таким образом, качественная картина движения частицы совпадает с направлением скорости вторичного течения, имеются расхождения в значениях скоростей.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследованы нелинейные колебания газа и возникающее при них акустическое течение в безударно-волновом режиме в открытой трубе вблизи первой собственной частоты столба газа. На резонансной частоте непрерывная волна давления газа во времени имеет вид, отличный от гармонического: фронт сжатия меньше, чем фронт разрежения. Результаты расчетов размаха колебаний давления газа на поршне при различных амплитудах и частотах возбуждения для трубы с незакругленным концом без фланца удовлетворительно согласуются с полученными экспериментальными данными. Выведены уточненные выражения для осевой и радиальной компонент скорости акустического течения газа в безударно-волновом режиме колебаний в открытой трубе. Показано, что с увеличением амплитуды смещения поршня, т.е. с увеличением интенсивности колебаний, происходит увеличение осевой и радиальной компонент скорости. Найдено распределение осевой компоненты скорости на оси

по длине трубы для различных амплитуд смещения поршня. Экспериментально выявлено, что направление движения частицы согласуется с направлением скорости вторичного течения, и имеется лишь количественное различие скоростей.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №15-11-10016).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Руденко О.В., Солуян С.И. Теоретические основы нелинейной акустики. М.: Наука, 1975. 287 с.
2. Ilgamov M.A., Zaripov R.G., Galiullin R.G., Repin V.B. Nonlinear oscillations of a gas in a tube // Appl. Mech. Rev. 1996. V. 49. № 3. P. 137–154.
3. Гурбатов С.Н., Руденко О.В., Саичев А.И. Волны и структуры в нелинейных средах без дисперсии. Приложения к нелинейной акустике. М.: Физматлит, 2008. 496 с.
4. Rudenko O.V. Nonlinear standing waves, resonance phenomena, and frequency characteristics of distributed systems // Acoust. Phys. 2009. V. 55. № 1. P. 27–54.
5. Hudson G.E. Thrust on a piston driven half-open tube // J. Acoust. Soc. Am. 1955. V. 42. № 3. P. 406–416.
6. Salikuddin M., Broun W.H. Non-linear effect in finite amplitude wave propagation through ducts and nozzles // J. Sound Vibr. 1985. V. 106. № 1. P. 71–106.
7. Зарипов Р.Г. Нелинейные колебания газа в открытой трубе // Акуст. журн. 1977. Т. 23. № 3. С. 378–383.
8. Репин В.Б., Новиков Ю.Н., Дементьев А.П. Распыление жидкости периодическими ударными волнами // ИФЖ. 1990. Т. 58. № 6. С. 1027–1028.
9. Галиуллин Р.Г., Халимов Г.Г. Исследование нелинейных колебаний газа в открытых трубах // ИФЖ. 1979. Т. 37. № 6. С. 1043–1050.
10. Зарипов Р.Г., Сонин Н.В., Галиуллин Р.Г., Галиуллина Э.Р. Нелинейные резонансные колебания газа во внешнем поле вблизи открытого конца трубы // Теплофизика и аэромеханика. 2001. Т. 8. № 2. С. 251–258.
11. Chester W. Resonant oscillations of a gas in an open-ended tube // Proc. Roy. Soc. London. 1981. 377 A. P. 449–467.
12. Keller J. Subharmonic non-linear acoustic resonances in open tubes. Part 1. Theory // Z. Angew. Math. Phys. 1977. V. 28. № 3. P. 419–431.
13. Jimenez B.J. Non-linear gas oscillations in pipes. Part 1. Theory // J. Fluid Mech. 1973. V. 59. № 1. P. 23–46.
14. Галиуллин Р.Г., Ревва И.П., Халимов Г.Г. Нелинейные колебания газа в полукруглой трубе // Акуст. журн. 1982. Т. 28. № 5. С. 617–621.
15. Галиуллин Р.Г., Галиуллина Э.Р., Пермяков Е.И. Нелинейные резонансные колебания в трубе с открытым концом // Акуст. журн. 1996. Т. 42. № 6. С. 769–772.
16. Ткаченко Л.А. Нелинейные колебания газа в открытой трубе при негармоническом возбуждении // Акуст. журн. 2014. Т. 60. № 2. С. 160–165.
17. Ткаченко Л.А., Галиуллин Р.Г. Влияние геометрии открытого торца на резонансные колебания газа в трубе // Изв. вузов. Авиац. техн. 2010. № 1. С. 31–33.

18. Tkachenko L.A., Zaripov R.G. Oscillations of a homogeneous gas and drift particles in an external wave field an open tube // J. Physics: Conference series. 2014. V. 567. 012038. 5 p.
19. Ткаченко Л.А., Зарипов Р.Г. Нелинейные колебания газа в закрытой трубе в безударно-волновом режиме // Изв. вузов. Авиационная техника. 2013. № 1. С. 28–32.
20. Sturtevant B.B., Keller J.J. Subharmonic non-linear acoustic resonances in open tubes. Part 2: Experimental investigation of the open-end boundary condition // Z. Angew. Math. Phys. 1978. V. 29. № 3. P. 473–485.
21. Галиуллин Р.Г., Тимохина Л.А., Филипов С.Е. Акустические течения при резонансных колебаниях газа в цилиндрической трубе // Акуст. журн. 2001. Т. 47. № 5. С. 611–615.
22. Губайдуллин Д.А., Осипов П.П. Влияние чисел Рейнольдса и Струхала на направление волновой силы, действующей на включения в стоячей синусоидальной волне // ИФЖ. 2013. Т. 86. № 1. С. 50–58.
23. Тукмаков А.Л. Численное моделирование дрейфа твердых частиц при резонансных колебаниях газа в открытом канале // Акуст. журн. 2009. Т. 55. № 2. С. 247–255.
24. Goldshtein A., Shuster K., Vainshtein P., Fichman M., Gutfinger C. Particle motion in resonance tubes // J. Fluid Mech. 1998. V. 360. P. 1–20.