

УДК 534.26

ИНЕРЦИОННАЯ ПРИСОЕДИНЕННАЯ ДЛИНА ОТВЕРСТИЯ ПРИ ВЫСОКИХ УРОВНЯХ ЗВУКОВОГО ДАВЛЕНИЯ

© 2018 г. А. И. Комкин^{а, *}, А. И. Быков^а, М. А. Миронов^{а, б, **}

^аМосковский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана
105005 Москва, ул. 2-я Бауманская 5

^бАкустический институт им. акад. Н.Н. Андреева РАН
117036 Москва, ул. Шверника 4

*e-mail: akomkin@mail.ru

**e-mail: mironov@akin.ru

Поступила в редакцию 17.08.2017 г.

Исследовано влияние уровней звукового давления на акустический импеданс отверстия в перегородке на основе проведения измерений в импедансной трубе методом двух микрофонов. Получены зависимости мнимой и действительной частей импеданса от диаметра отверстия на нелинейных режимах. Основное внимание уделялось присоединенной длине (концевой поправке) отверстия. Проведена аппроксимация зависимости присоединенной длины отверстия от колебательной скорости в отверстии аналитическими функциями.

Ключевые слова: перегородка, отверстие, акустический импеданс, присоединенная длина, нелинейность, измерение

DOI: 10.7868/S0320791918020107

ВВЕДЕНИЕ

Данная статья является обобщением результатов исследования характеристик поглощения резонатора Гельмгольца на торцевой стенке канала, ранее представленных в [1], для случая высоких уровней звукового давления в канале, когда характеристики резонатора становятся существенно нелинейными.

Исследования нелинейных свойств резонатора Гельмгольца отражены в большом количестве работ, например, в [2–14], которые носят в основном экспериментальный характер. Такие свойства резонатора обуславливаются тем обстоятельством, что при высоких уровнях звукового давления, а точнее колебательной скорости в звуковой волне, проявляется акустическая нелинейность горла резонатора, вызванная отрывом потока (образование струи) при вытекании из горла резонатора. Проявление нелинейностей горла, помимо значения колебательной скорости в горле, зависит также от диаметра и толщины горла. В работах Ингарда [4, 6] отмечается, что при небольших толщинах горла, заметно меньших его диаметра, пороговое значение колебательной скорости в горле, определяющее начало проявления нелинейных свойств горла, оказывается пропорциональной его толщине, а с дальнейшим ро-

стом толщины горла эта зависимость постепенно ослабевает, сводясь “на нет”.

Более полно исследовано влияние нелинейностей на вещественную часть импеданса горла (отверстия в перегородке). Это вопрос рассматривался еще Сивианом [2], а затем в большом числе работ других исследователей [3–9, 11–14]. Показано, что вещественная часть импеданса, определяющая диссипативные потери, интенсивно возрастает начиная с некоторой пороговой амплитуды колебательной скорости в отверстии. Поведение мнимой части импеданса исследовалось экспериментально в работах [3, 7–9, 11–14], и было показано, что мнимая часть импеданса при увеличении амплитуды колебательной скорости уменьшается, что соответствует уменьшению присоединенной длины отверстия. Однако то, насколько велико может быть такое снижение присоединенной длины при увеличении амплитуды колебаний, до сих пор остается не выясненным. Теоретически этот вопрос не рассматривался, хотя в [15] на основании энергетического анализа был сделан вывод, что линейная присоединенная длина отверстия при наличии нелинейных процессов снижается на 5/8, т.е. более чем наполовину. В [14, 16] приведены также описания действительной и мнимой частей акустического импеданса горла резонатора аналитическими формулами, однако представля-

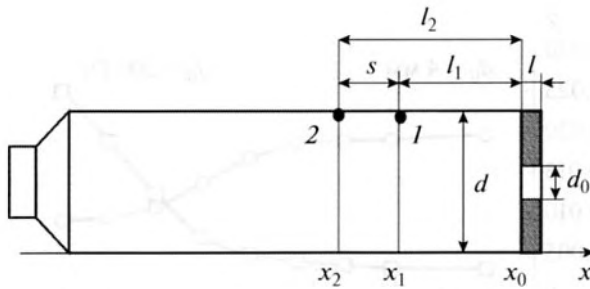


Рис. 1. Схема измерительной установки.

ется, что правомерность использования предлагаемых формул недостаточно обоснована.

Целью настоящей работы является получение надежных экспериментальных данных относительно влияния амплитуды колебательной скорости в отверстии на его акустический импеданс как основы для построения в последующем нелинейной математической модели резонатора Гельмгольца.

ПРОВЕДЕНИЕ ИЗМЕРЕНИЙ И ПОЛУЧАЕМЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В экспериментах использовалась импедансная труба с внутренним диаметром $d = 99$ мм с двумя микрофонами 1 и 2, отстоящими от торцевого сечения, в котором устанавливалась перегородка с отверстием, на расстояния 153 и 281 мм соответственно (рис. 1). Толщина перегородки составляла 2 мм, а диаметр отверстия в перегородке d_0 изменялся от 4 до 15 мм. В качестве источника звука использовался динамик SVEN HT-500 мощностью 120 Вт. Для возбуждения динамика использовался узкополосный ЛЧМ-сигнал с шириной полосы 10 Гц и центральной частотой f_0 . Амплитуда ЛЧМ-сигнала варьировалась, так что уровни звукового давления в импедансной трубе могли изменяться в диапазоне от 85 до 135 дБ. Звуковое давление измерялось парой 1/4-дюймовых конденсаторных микрофонов PSB 482C05. Затем сигналы с микрофонов подвергались спектральному анализу с помощью анализатора В&К РНО-ТОН+, по результатам которого методом передаточной функции [17] определялся коэффициент отражения звуковой волны от перегородки R , а потом и безразмерный акустический импеданс отверстия в перегородке $\bar{Z} = g^2(1 + R)/(1 - R)$, где $g = d_0/d$.

В линейной акустике безразмерный акустический импеданс отверстия

$$\bar{Z} = \bar{R}_s + ikl_e, \quad (1)$$

где \bar{R}_s – безразмерное сопротивление трения в отверстии, $\bar{R}_s = 2k\delta_v l/d_0$; $k = \omega/c$ – волновое число;

ω – угловая частота; $\delta_v = (2\nu/\omega)^{1/2}$ – глубина пограничного слоя; ν – кинематическая вязкость воздуха, $\nu = 1.5 \times 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$; l_e – эффективная длина отверстия, $l_e = l + l_a$; l_a – присоединенная длина отверстия, которая для не очень больших отверстий ($g < 0.25$) может быть определена соотношением [6, 18]

$$l_a = 0.81(1 - 1.34g)d_0. \quad (2)$$

В качестве примера первичных результатов измерений на рис. 2 приведены зависимости безразмерного импеданса \bar{Z} от уровней звукового давления на микрофоне 1 для перегородок с диаметрами отверстий 4 и 7 мм, когда центральная частота f_0 ЛЧМ-сигнала равнялась 150 и 200 Гц. Как следует из представленных данных, с увеличением уровня звукового давления в трубе вещественная часть импеданса начинает интенсивно возрастать, что согласуется с упомянутыми выше результатами других исследователей. При этом изменение частоты f_0 приводит к незначительным изменениям в этой характеристике. Поведение мнимой части импеданса значительно сложнее: при малых уровнях звукового давления L_p ее значения постоянны. Сами значения согласно (1) должны быть пропорциональны волновому числу и эффективной длине отверстия и поэтому в соответствии с теорией увеличиваются с ростом частоты и диаметра отверстия. При дальнейшем увеличении L_p они уменьшаются и выходят на новое постоянное значение (“насыщение”), которое в меньшей степени зависит от частоты f_0 и диаметра отверстия. При этом в цитированных выше работах хотя и отмечалось уменьшение мнимой части импеданса отверстия при увеличении звукового давления, но такого “насыщения” в явном виде не наблюдалось. В связи с этим в дальнейшем в данной работе все внимание будет уделено только нелинейным характеристикам мнимой части импеданса отверстия в перегородке.

КОЛЕБАТЕЛЬНАЯ СКОРОСТЬ В ОТВЕРСТИИ

Для того чтобы получить обобщенные (универсальные) характеристики импеданса отверстия, целесообразно перейти при их описании к безразмерным параметрам. С этой целью введем в рассмотрение колебательную скорость в отверстии перегородки. При этом следует иметь в виду, что так как возбуждение звуковых колебаний в импедансной трубе осуществляется ЛЧМ-сигналом в определенной полосе частот, то звуковое давление p и колебательная скорость u будут характеризоваться в этой полосе частот некоторыми спектральными характеристиками $P(i\omega)$ и $U(i\omega)$, определяемыми преобразованием Фурье соответствующих временных характеристик.

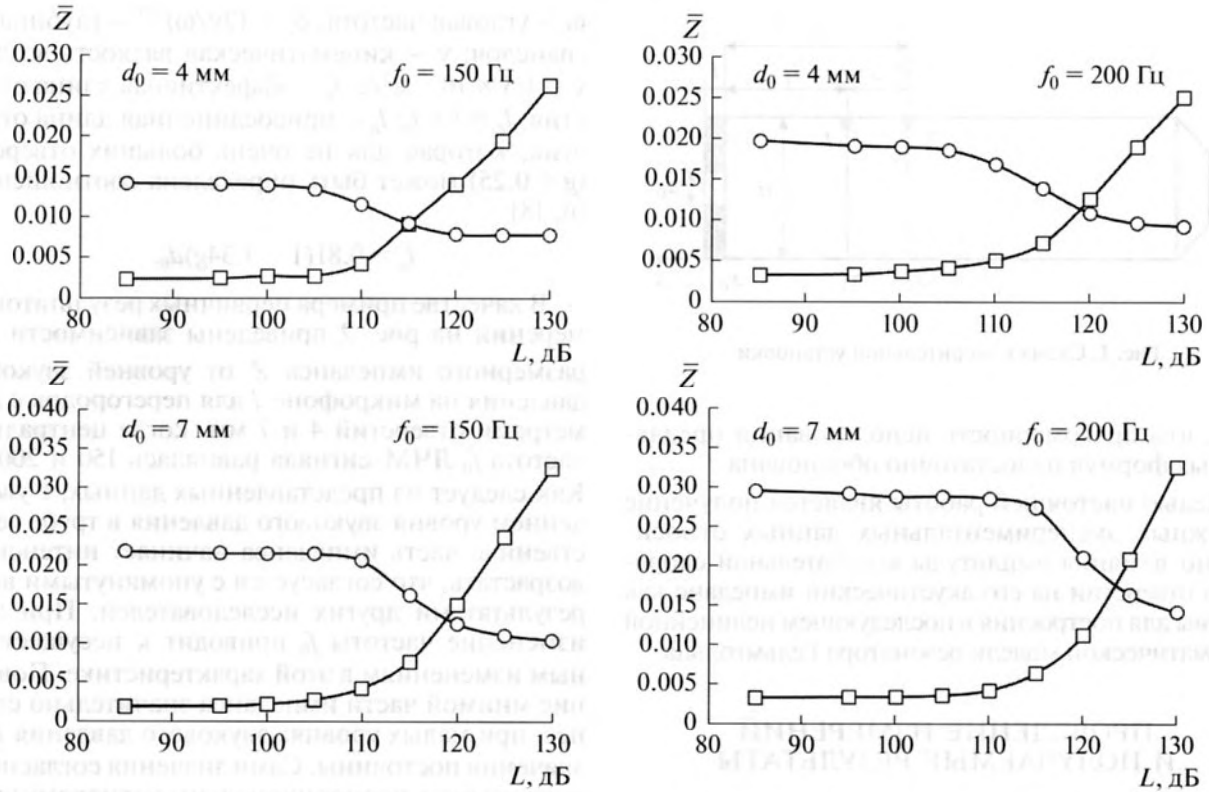


Рис. 2. Зависимость действительной (—□—) и мнимой (—○—) частей безразмерного импеданса отверстия от уровня звукового давления.

Представим поле давления в импедансной трубе в виде суммы двух бегущих волн. В терминах спектральных характеристик будем иметь

$$P(i\omega) = B(i\omega)\exp(ikx) + C(i\omega)\exp(-ikx), \quad (3)$$

где $B(i\omega)$ и $C(i\omega)$ – спектральные характеристики амплитуд звукового давления соответственно прямой и отраженной волн, которые определяются по результатам измерения звукового давления в точках с координатами x_1 и x_2 (рис. 1).

Положим, что передняя стенка перегородки соответствует координате $x=0$, так что координаты x_1 и x_2 будут иметь отрицательные значения ($x_1 = -l_1$ и $x_2 = -l_2$). При этом величины $B(i\omega)$ и $C(i\omega)$ описываются через спектральные характеристики звуковых давлений $P_1(i\omega)$ и $P_2(i\omega)$ в точках 1 и 2 следующими выражениями:

$$C(i\omega) = P_1(i\omega) \frac{[H_{21}(i\omega) - \exp(-iks)]}{2i \sin ks} \exp(ikl_1), \quad (4)$$

$$B(i\omega) = P_1(i\omega) \frac{[\exp(iks) - H_{21}(i\omega)]}{2i \sin ks} \exp(-ikl_1), \quad (5)$$

где $H_{21}(i\omega) = P_2(i\omega)/P_1(i\omega)$; $s = l_2 - l_1$ – расстояние между микрофонами. Отсюда, в частности, вытекает известная формула для коэффициента отражения:

$$R(i\omega) = \frac{C(i\omega)}{B(i\omega)} = \frac{[H_{21}(i\omega) - \exp(-iks)]}{[\exp(iks) - H_{21}(i\omega)]} \exp(2ikl_1). \quad (6)$$

Таким образом, в выбранной системе координат спектральная характеристика звукового давления в канале у передней стенки перегородки

$$P(i\omega) = B(i\omega) + C(i\omega) = B(i\omega)[1 + R(i\omega)]. \quad (7)$$

Спектральная характеристика колебательной скорости в отверстии перегородки равна

$$U(i\omega) = \frac{d^2 B(i\omega)}{d_0^2 \rho c} [1 - R(i\omega)]. \quad (8)$$

С учетом (5) эту величину можно выразить через спектральную характеристику $P_1(i\omega)$:

$$U(i\omega) = \frac{d^2 P_1(i\omega)[1 - H_{21}(i\omega)\exp(-iks)]}{d_0^2 \rho c [1 - \exp(-2iks)]} \times [1 - R(i\omega)] \exp(-ikl_1) = P_1(i\omega) H_U(i\omega). \quad (9)$$

Спектральная плотность колебательной скорости в отверстии

$$S_U(\omega) = U(i\omega)U(-i\omega) = S_{P_1}(\omega) |H_U(i\omega)|^2, \quad (10)$$

где $S_{P_1}(\omega) = P_1(i\omega)P_1(-i\omega)$ – спектральная плотность звукового давления в точке 1.

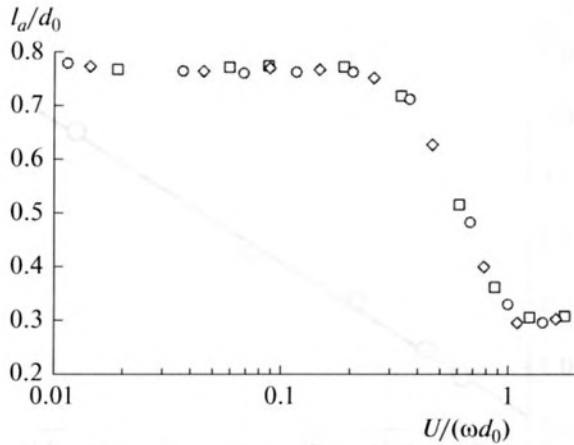


Рис. 3. Зависимость безразмерной присоединенной длины отверстия диаметром 7 мм от безразмерной скорости для различных частот возбуждения: 150 Гц (□), 175 Гц (◇), 200 Гц (○).

Интегрируя (10) по частоте в рассматриваемом частотном диапазоне $[\omega_0 - \Delta\omega/2; \omega_0 + \Delta\omega/2]$, получим общую мощность колебательной скорости в отверстии. Извлекая из результата квадратный корень, получим среднеквадратичное значение колебательной скорости в отверстии:

$$U = \sqrt{\frac{1}{2\pi} \int_{\omega_0 - \Delta\omega/2}^{\omega_0 + \Delta\omega/2} S_U(\omega) d\omega} \quad (11)$$

В первом приближении можно считать, что в рассматриваемой полосе частот значения спектральной плотности $S_U(\omega)$ постоянны и равны S_0^2 . При этом (11) сводится к виду

$$U = S_0 \sqrt{\Delta\omega/2\pi}. \quad (12)$$

В дальнейшем характеристики импеданса будут рассматриваться как функции параметра U .

ЗАКОНОМЕРНОСТИ ИЗМЕНЕНИЯ ПРИСОЕДИНЕННОЙ ДЛИНЫ ОТВЕРСТИЯ

Построим графические зависимости присоединенной длины отверстия, являющейся составной частью мнимой части импеданса отверстия, от колебательной скорости в отверстии. Для обобщения результатов, без привязки к диаметру отверстия d_0 , на вертикальной оси графиков будем откладывать безразмерную присоединенную длину l_a/d_0 , а на горизонтальной – безразмерную скорость $U/(\omega d_0)$. Полученные для этих безразмерных величин зависимости при трех значениях частоты f_0 представлены на рис. 3. Из представленных графиков следует, что использование нормировки позволило перейти к более универсальным акустическим характеристикам отвер-

стия, которые, в отличие от ранее рассмотренных характеристик (рис. 2), практически перестали зависеть от частоты. Все последующие представленные в статье результаты были получены для частоты $f_0 = 150$ Гц.

Далее была рассмотрена приведенная присоединенная длина отверстия $\bar{l}_a = l_a/l_{al}$, где l_{al} – линейная (максимальная) присоединенная длина отверстия данного диаметра, определяемая соотношением (2). Зависимость параметра \bar{l}_a от безразмерной колебательной скорости для двух диаметров отверстий приведена на рис. 4. При этом в данном случае для лучшего соответствия получаемых кривых безразмерная колебательная скорость определялась не через диаметр отверстия d_0 , как ранее, а через единичную длину $l_0 = 10^{-3}$ м. В линейном режиме, при небольших значениях безразмерной колебательной скорости, приведенная присоединенная длина отверстий независимо от их диаметра, очевидно, равняется 1, а с увеличением колебательной скорости и переходом на нелинейный режим эта величина, уменьшаясь, выходит на новый (минимальный) постоянный уровень, значение которого связано с диаметром отверстия обратной зависимостью.

На рис. 5 точками представлена зависимость минимального уровня приведенной присоединенной длины $\bar{l}_{a\min}$ от параметра g для исследованных диаметров отверстий. Здесь же показано, что полученная эмпирическая зависимость хорошо аппроксимируется в рассмотренном диапазоне изменений параметра g линейной функцией:

$$\bar{l}_{a\min} = 0.15 + 3.5g. \quad (13)$$

Как следует из представленных данных, на нелинейном режиме присоединенная длина отверстия значительно снижается, так что нелинейная присоединенная длина, особенно при малых диаметрах отверстия (малых g), может составлять менее половины (и даже 3/8) линейной присоединенной длины. Это означает, что потери кинетической энергии звуковой волны происходят не только за отверстием, где на нелинейном режиме происходит ее трансформация в энергию струи, но частично и в окрестности перед отверстием и внутри отверстия. Можно предположить, что на этот процесс непосредственное влияние оказывают кромки отверстия. В подтверждение этого предположения были проведены замеры присоединенной длины отверстия диаметром 10 мм, у которого кромки были скруглены. Для него было получено заметное возрастание приведенной присоединенной длины, с 0.49 до 0.56, что превышает половину линейной присоединенной длины отверстия данного диаметра. Следовательно, в этом случае снижение присоединенной длины происходит только в области за отверстием.

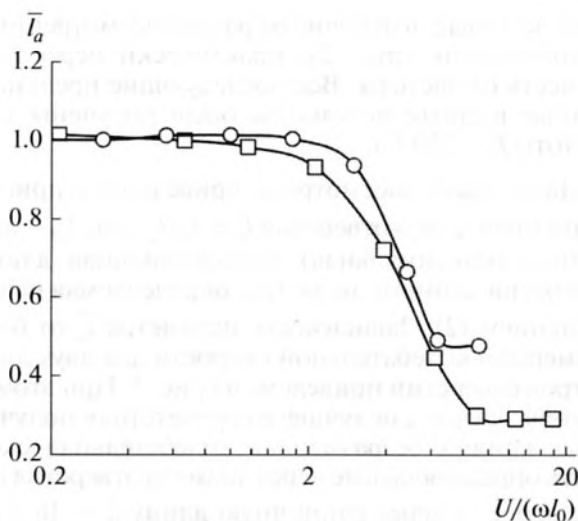


Рис. 4. Зависимость приведенной присоединенной длины от безразмерной скорости для отверстий диаметром 4 мм (—□—) и 10 мм (—○—) для частоты 150 Гц.

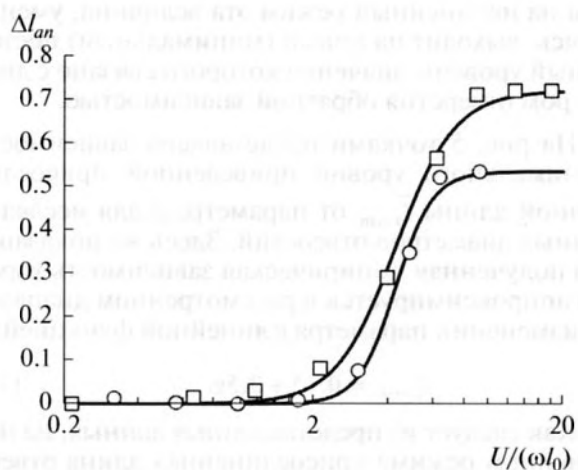


Рис. 6. Зависимости относительного снижения присоединенной длины от безразмерной скорости для отверстий диаметром 4 мм (□) и 10 мм (○); аппроксимация (—).

На основании изложенного присоединенную длину отверстия представим в виде

$$l_a = l_{a1}(1 - \Delta l_{an}), \quad (14)$$

где Δl_{an} — относительное снижение присоединенной длины отверстия, обусловленное нелинейными процессами. На рис. 6 точками представлены зависимости величины Δl_{an} от безразмерной колебательной скорости для двух диаметров отверстия. Зависимости получены путем пересчета данных измерений (рис. 4), используя соотношение $\Delta l_{an} = 1 - \bar{l}_a$. Далее была проведена аппроксимация этих зависимостей функцией вида

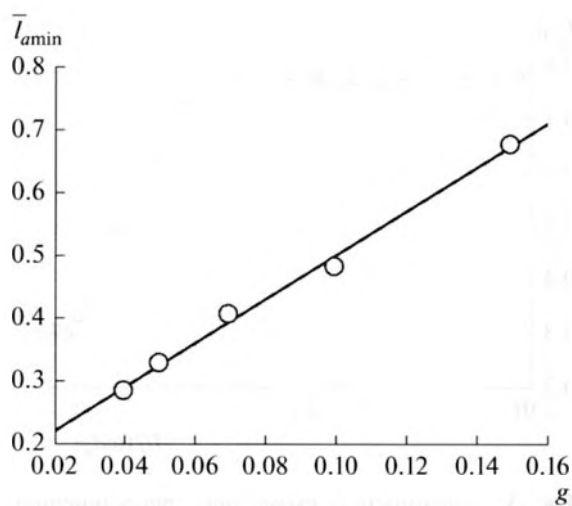


Рис. 5. Зависимость минимальной приведенной присоединенной длины отверстия от отношения его диаметра к диаметру трубы: измерения при высоких уровнях звука (○), линейная аппроксимация (—).

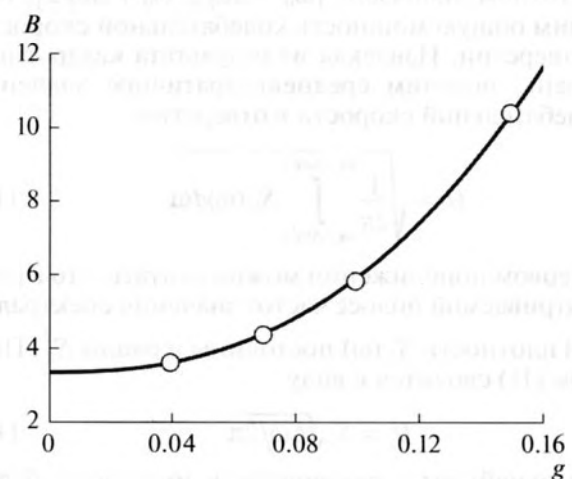


Рис. 7. Зависимость коэффициента B от относительного диаметра отверстия: расчет (○), аппроксимация (—).

$$\Delta l_{an} = (1 - \bar{l}_{amin}) \frac{(A\bar{U})^B}{1 + (A\bar{U})^B}, \quad (15)$$

где A и B — некоторые постоянные, значения которых определяются для каждого диаметра отверстия методом обобщенной регрессии; $\bar{U} = U/(\omega l_0)$. В результате было найдено, что для всех исследованных отверстий значение постоянной $A \cong 0.235$. Значение постоянной B существенно зависит от диаметра отверстия. Эта зависимость отмечена на рис. 7 точками. Она, как установлено, может быть аппроксимирована формулой

$$B = 3.4 + 800g^{2.5}. \quad (16)$$

В результате с помощью формулы (15) были получены аналитические зависимости относительно нелинейного снижения присоединенной длины отверстия от безразмерной колебательной скорости, представленные на рис. 6 сплошными линиями. Следует иметь в виду, что значение постоянной A имеет обратную зависимость от параметра длины, используемого при определении безразмерной колебательной скорости, в то время как постоянная B от этого параметра не зависит. Преимущество формулы (15) по сравнению с ранее предложенными аппроксимирующими формулами состоит в том, что она описывает нелинейное снижение присоединенной длины отверстия во всем диапазоне изменения значений безразмерной колебательной скорости.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные в импедансной трубе измерения акустического импеданса отверстия показали, что на нелинейных режимах, с ростом уровней звукового давления, присоединенная длина отверстия, уменьшаясь, выходит на новый постоянный уровень, который оказывается значительно ниже того, что обычно полагается исходя из умозрительных соображений. Экспериментально полученные зависимости снижения присоединенной длины отверстия от безразмерной колебательной скорости в отверстии были аппроксимированы аналитическими формулами, что позволяет их использовать в дальнейшем при разработке нелинейной математической модели резонатора Гельмгольца, соответствующей высоким уровням звукового давления.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Комкин А.И., Миронов М.А., Быков А.И. Поглощение звука резонатором Гельмгольца // Акуст. журн. 2017. Т. 63. № 4. С. 356–363.
2. Sivan L.J. Acoustic impedance of small orifices // J. Acoust. Soc. Am. 1935. V. 7. № 3. P. 94–101.
3. Bolt R.H., Labate S., Ingard U. The acoustic reactance of small circular orifices // J. Acoust. Soc. Am. 1949. V. 21. № 2. P. 94–97.
4. Ingard U., Labate S. Acoustic circulation effects and the non-linear impedance of orifices // J. Acoust. Soc. Am. 1950. V. 22. № 2. P. 211–218.
5. Thurston G.B., Martin C.E., Jr. Periodic fluid flow through circular orifices // J. Acoust. Soc. Am. 1953. V. 25. № 1. P. 26–31.
6. Ingard U. On the theory and design of acoustic resonators // J. Acoust. Soc. Am. 1953. V. 25. № 6. P. 1037–1061.
7. Bies D., Wilson O. Acoustic impedance of a Helmholtz resonator at very high amplitude // J. Acoust. Soc. Am. 1957. V. 29. № 6. P. 711–714.
8. Thurston G.B., Hargrove L.E., Cook B.D. Nonlinear properties of circular orifices // J. Acoust. Soc. Am. 1957. V. 29. № 9. P. 992–1017.
9. Ingard U., Ising H. Acoustic nonlinearity of an orifice // J. Acoust. Soc. Am. 1967. V. 42. № 1. P. 6–17.
10. Panton R.L., Goldman A.L. Correlation of nonlinear orifice impedance // J. Acoust. Soc. Am. 1976. V. 60. № 6. P. 1390–1396.
11. Велижанина К.А., Лебедева И.В. Исследование резонансных звукопоглотителей при высоких уровнях звука // Акуст. журн. 1980. Т. 26. № 5. С. 667–672.
12. Wu J., Rudnick I. Measurements of the nonlinear tuning curves of Helmholtz resonators // J. Acoust. Soc. Am. 1986. V. 80. № 5. P. 1419–1422.
13. Dickey N.S., Selamet A. Acoustic nonlinearity of a circular orifice: An experimental study of the instantaneous pressure/flow relationship // Noise Control Eng. J. 1998. V. 46. № 3. P. 97–107.
14. Dickey N.S., Selamet A., Novak J.M. The effect of high-amplitude sound on the attenuation of perforated tube silencer // J. Acoust. Soc. Am. 2000. V. 108. № 5. P. 1068–1081.
15. Westervelt P.J. Acoustical impedance in terms of energy function // J. Acoust. Soc. Am. 1951. V. 23. № 3. P. 347–348.
16. Соболев А.Ф. Полуэмпирическая теория однослойных сотовых звукопоглощающих конструкций с лицевой перфорированной панелью // Акуст. журн. 2007. Т. 53. № 6. С. 861–872.
17. ISO 10534-2:1998. Acoustics – Determination of sound absorption coefficient and impedance in impedance tubes – Part 2: Transfer-function method.
18. Комкин А.И., Миронов М.А., Юдин С.И. О присоединенной длине отверстий // Акуст. журн. 2012. Т. 58. № 6. С. 677–682.