

УДК 532.517.6:534.26

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ И ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОТОКА В ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ТРУБЕ

© 1999 г. Е. Д. Барбашов, Б. Ф. Гликман, А. А. Казаков

Научно-производственное объединение "Новотехника"

125438 Москва, Онежская ул., 8

Поступила в редакцию 11.10.98 г.

Представлены результаты экспериментальных исследований акустических характеристик турбулентного потока в цилиндрическом канале. Опыты проведены для трубы одного диаметра, но при различных числах Рейнольдса потока и различных соотношениях между приведенным сопротивлением дроссельной шайбы на конце и волновым сопротивлением потока. Предложена математическая модель, позволяющая рассчитать акустические характеристики турбулентного течения в трубе. Сопоставлены результаты расчетов и данные экспериментов, хорошо согласующиеся между собой.

Турбулентное течение жидкости в цилиндрическом канале – один из элементов процессов в энергетических, химико-технологических установках, нефтяной и газовой промышленности, тепловых двигателях и т.д. Ряд задач, возникающих при исследовании процессов в перечисленных объектах, например определение запасов устойчивости рабочего процесса или системы регулирования, требует знания акустических характеристик столба жидкости или газа в цилиндрическом канале.

Акустические характеристики течения наиболее полно описываются его амплитудно-частотными и фазово-частотными характеристиками (АЧХ и ФЧХ).

В настоящее время в теоретических работах по нестационарному турбулентному течению жидкости в трубе применялись или слишком сложные методы расчета с использованием уравнений турбулентной энергии, а также многослойной модели потока, или заведомо грубая модель с квазистационарным коэффициентом вязкого трения [1–6].

Экспериментальные исследования динамических (акустических) характеристик трактов с турбулентным течением немногочисленны. В работе [7] приведены результаты чисто экспериментальных исследований акустических характеристик (продольные и поперечные колебания) газового тракта с соплом сверхкритического перепада на выходе.

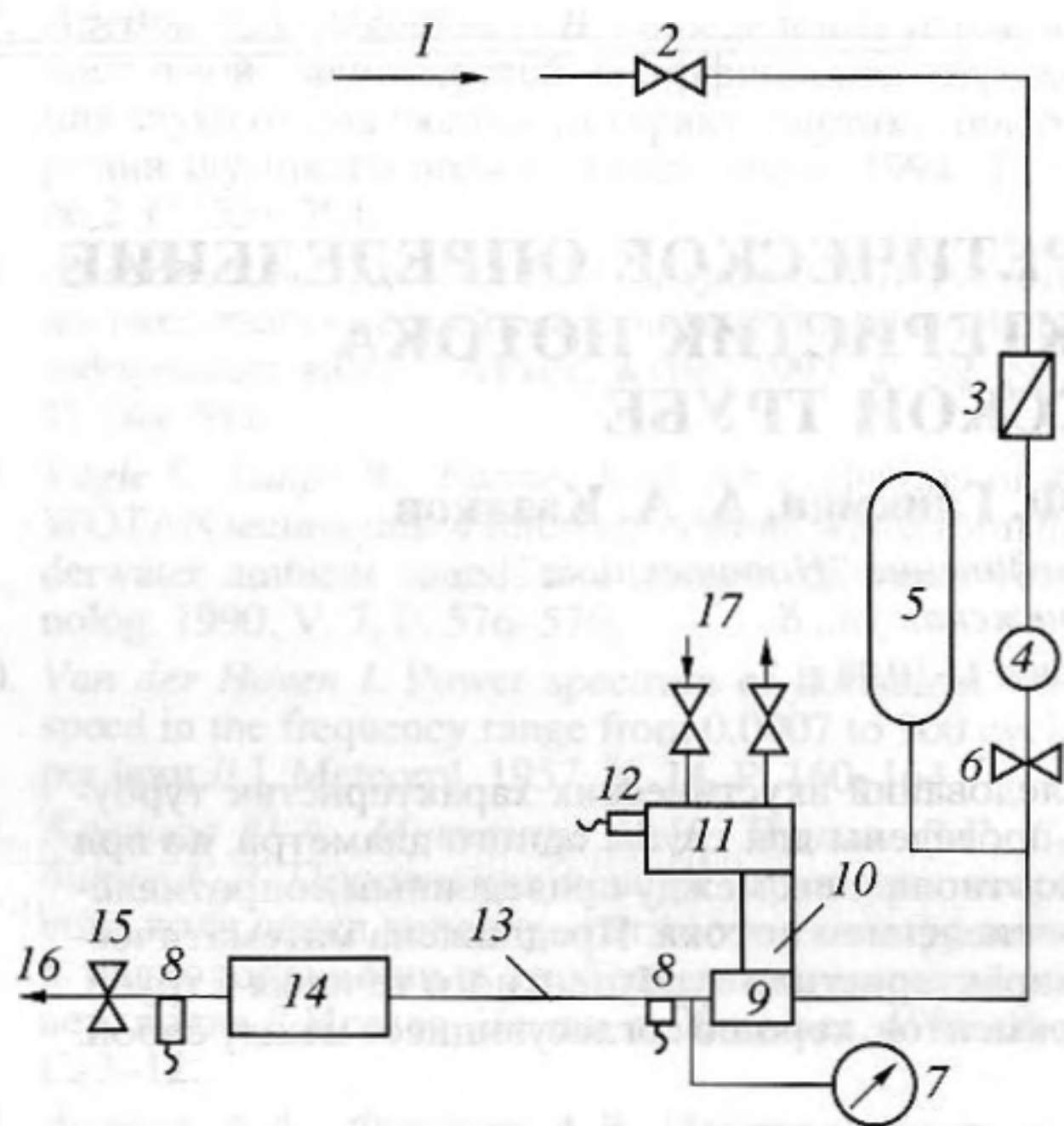
Авторами статьи [8] исследованы акустические характеристики труб трех относительно малых (до 10 мм) диаметров при одной скорости течения. Экспериментальные данные сопоставляются с результатами теоретических расчетов для случая квазистационарного коэффициента трения как трехслойной модели турбулентного течения и ла-

минарной нестационарной модели с заменой коэффициента вязкости жидкости на некоторую эффективную величину, определяемую по результатам статических проликов трубопроводов.

В данной работе представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований акустических характеристик жидкости в трубопроводе при турбулентном режиме течения при разных скоростях течения и ряде перепадов давления на дроссельной шайбе на выходе.

Эксперименты проводились на водяной установке (рис. 1), включающей длинную цилиндрическую трубу 13 (длина  $L = 6.4$  м, диаметр  $D = 0.02$  м), клапан 2, фильтр 3, расходомер 4. Для исключения влияния гидравлических систем стенда перед пульсатором 9 устанавливался газовый демпфер 5 и местное сопротивление 6. Гармонические колебания на входе в исследуемый участок трубы 13 создавались дроссельным пульсатором 9, в котором площадь проходного сечения изменялась при перекрытии щели вращающимся профилированным стаканом. Пульсатор 9 через редуктор 10 приводился в движение масляным гидромотором 11. Скорость вращения, а значит, и частота возмущений регулировались изменением расхода масла через гидромотор. Частота вращения и положение вала пульсатора фиксировались датчиком положения 12. Два датчика давления 8 типа ДДИ-20 были установлены на входе и на некотором расстоянии от выходной подпорной шайбы 15. Из дроссельной шайбы вода сливалась свободной струей.

В экспериментах в системе для изменения граничных условий в части гидродинамического и волнового сопротивлений трубы устанавливалась емкость 14 объемом  $\sim 20$  см<sup>3</sup>.



**Рис. 1.** Схема экспериментальной установки: 1 – подача воды, 2 – отсечной электropневмоклапан, 3 – фильтр, 4 – расходомер, 5 – демпфер, 6 – дросселирующая шайба, 7 – манометр, 8 – датчик давления, 9 – пульсатор, 10 – редуктор, 11 – гидромотор, 12 – датчик положения вала пульсатора, 13 – рабочий участок трубы, 14 – емкость, 15 – дроссельная шайба на выходе, 16 – слив воды, 17 – подача и слив масла.

Результаты измерений датчиками давлений 8 и датчиком положения вала пульсатора 12 регистрировались на многоканальном магнитофоне, а затем с помощью анализатора передаточных функций (следающий фильтр) и ЭВМ выдавались на печать и графопостроитель.

Для изменения числа Рейнольдса  $Re$  течения и изменения соотношения между относительным перепадом давления на выходной шайбе  $2\Delta p_1/p_1$  и приведенным волновым сопротивлением  $\alpha = \rho U_0 a/p_1$  менялся диаметр отверстия в шайбе. Здесь  $\Delta p_1$  – средний перепад давления на шайбе;  $p_1$  – среднее давление на выходе из трубы, перед шайбой;  $\rho$  – плотность жидкости;  $U_0$  – средняя скорость в трубе;  $a$  – скорость звука в жидкости.

Часть экспериментов с пульсирующим турбулентным течением проводилась на установке (рис. 1) без емкости 14, которая заменялась участком гладкой трубы. Измерялись колебания давления на входе и выходе датчиками 8, средние значения давления (манометр 7) и расхода расходомером 4.

Для проверки влияния на акустические характеристики тракта числа  $Re$  и соотношения  $\psi_1/\alpha = 2\Delta p_1/\rho U_0 a$  были проведены эксперименты с разной средней скоростью  $U_0$  и разными перепадами давления на выходной дроссельной шайбе  $\Delta p_1$ . Ва-

риации этих параметров достигались изменением среднего давления в системе  $p_0$  и сменой дроссельных шайб с отверстиями разного диаметра.

Следующая серия экспериментов проводилась с емкостью 14 (рис. 1), которая внесла некоторые изменения в величину граничного импеданса на выходе трубы  $\psi_1$ . Анализ заполнения емкости показал, что в ней остаются пузырьки воздуха. Емкость имела штуцер для стравливания воздуха из ее полости. В начале испытания система заполнялась водой под высоким давлением и проводилось стравливание воздуха. Однако, как показали результаты обработки данных испытаний, мелкие пузырьки воздуха полностью стравить не удалось, и их сжимаемость нужно учитывать в граничном импедансе трубопровода ( $\bar{x} = 1$ ):

$$\psi_1 = 1/[i\omega p_1(\rho V_r/p_1 + V_{ж}/a^2)/\rho U_0 F_{тр} + p_1/2\Delta p_1],$$

где  $V_r$  – объем пузырьков газа;  $F_{тр}$  – проходное сечение трубы. В дальнейшем сопоставление расчетных и экспериментальных данных показало, что хорошее их согласование получается при  $V_r = 0.3 \text{ см}^3$ , причем в этом случае объемом жидкости можно пренебречь.

Получим уравнения для определения акустических характеристик турбулентного течения жидкости в цилиндрической трубе в случае, если влияние колебаний на вязкое трение у стенки сосредоточивается в ламинарном подслое.

Рассмотрим нестационарное турбулентное течение сжимаемой жидкости в цилиндрической трубе, предполагая, что для длины трубы  $L$  и ее радиуса  $R$  соблюдается условие  $L \gg R$ , средняя скорость течения жидкости в трубе  $U_0$  много меньше скорости звука в жидкости, а течение осесимметричное и происходит в адиабатических условиях. Такое течение описывается следующими безразмерными уравнениями движения и неразрывности [1, 2, 6]:

$$\partial \langle \bar{u} \rangle / \partial \bar{t} = (L/\bar{r} R^2 a) \partial \{ \bar{r} [ (\partial \langle \bar{u} \rangle / \partial \bar{r}) v - (R/U_0) \langle u'v' \rangle ] \} / \partial \bar{r} - (1/\alpha) \partial \langle \bar{p} \rangle / \partial \bar{x}, \quad (1)$$

$$(1/\alpha) \partial \langle \bar{p} \rangle / \partial \bar{t} + \partial \langle \bar{v} \rangle / \partial \bar{r} + \langle \bar{v} / \bar{r} \rangle + \partial \langle \bar{u} \rangle / \partial \bar{x} = 0, \quad (2)$$

где угловые скобки обозначают осреднение по времени,  $\langle \bar{u} \rangle = \langle u \rangle / U_0$ ,  $\langle \bar{v} \rangle = \langle v \rangle / U_0$  – безразмерные осредненные осевая и радиальная составляющие скорости соответственно (предполагается, что они включают как турбулентные, достаточно высокочастотные, так и вынужденные низкочастотные колебания);  $u'$ ,  $v'$  – турбулентные пульсации скорости вдоль оси и по радиусу,  $\nu$  – кинематическая вязкость жидкости,  $\rho$  – плотность жидкости,  $\langle \bar{p} \rangle = \langle p \rangle / p_0$  – безразмерное давление,  $p_0$  –

среднее давление в трубе,  $\bar{t} = ta/L$  – безразмерное время;  $\bar{r} = r/R$ ,  $\bar{x} = x/L$  – безразмерные координаты по радиусу и вдоль оси трубы,  $\alpha = \rho U_0 a / p_0$  – приведенное волновое сопротивление жидкости в трубе.

В уравнении неразрывности (2) подставлено для исключения плотности соотношение для адиабатической скорости звука в жидкости  $a^2 = \partial p / \partial \rho$ . Для исключения из уравнения (1) пульсационных составляющих скоростей  $u'$  и  $v'$  используется гипотеза Буссинеска о связи касательного турбулентного напряжения  $\tau_r$  с градиентом скорости по радиусу

$$\tau_r = -\rho \langle u'v' \rangle = \rho \nu_r \partial \langle u \rangle / \partial r,$$

с учетом которого уравнение (1) запишется в виде

$$\partial \langle \bar{u} \rangle / \partial \bar{t} = (L / \bar{r} R^2 a) \partial [\bar{r}(\nu + \nu_r) \partial \langle \bar{u} \rangle / \partial \bar{r}] / \partial \bar{r}, \quad (3)$$

где  $\nu_r$  – коэффициент турбулентной вязкости.

Для решения задачи о распространении вдоль потока в трубе акустических колебаний с относительно небольшой амплитудой удобно разделить все переменные на две составляющие: на среднее установившееся значение параметров и малые периодические возмущения (вариации). Тогда можно написать

$$\langle \bar{u} \rangle = \bar{u} + \delta \bar{u}, \quad \langle \bar{v} \rangle = \bar{v} + \delta \bar{v}, \quad \langle \bar{p} \rangle = 1 + \delta \bar{p}, \quad (4)$$

где  $\bar{u} = u / U_0$  – безразмерное стационарное значение продольной составляющей скорости,  $\bar{v} = v / U_0$  – безразмерное стационарное значение радиальной составляющей скорости,  $\delta \bar{u} = \delta u / U_0$  – безразмерная вариация продольной составляющей скорости,  $\delta \bar{v} = \delta v / U_0$  – безразмерная вариация радиальной составляющей скорости,  $\delta \bar{p} = \delta p / p_0$  – безразмерная вариация давления. Буквами без черты над ними обозначены размерные вариации составляющих параметров. Для получения уравнений, описывающих распространение в тракте акустических колебаний, будем искать частные периодические решения системы уравнений (2)–(3) с учетом соотношения (4) в виде

$$\begin{aligned} \delta \bar{u} &= \delta \bar{u}_a \exp(i \bar{\omega} \bar{t}); & \delta \bar{v} &= \delta \bar{v}_a \exp(i \bar{\omega} \bar{t}); \\ \delta \bar{p} &= \delta \bar{p}_a \exp(i \bar{\omega} \bar{t}), \end{aligned} \quad (5)$$

где  $\bar{\omega} = \omega L / a$  – безразмерная частота,  $\delta \bar{u}_a$ ,  $\delta \bar{v}_a$ ,  $\delta \bar{p}_a$  – безразмерные амплитуды вариаций соответствующих параметров, зависящие от  $\bar{x}$ ,  $\bar{r}$  и  $\bar{\omega}$ .

Линеаризировав уравнения (2) и (3), подставив в них соотношения (4) и решения (5), находим дифференциальные уравнения, связывающие

амплитуды колебаний давления и составляющих скорости вдоль оси трубы и по радиусу

$$i \bar{\omega} \delta \bar{u}_a = -(1 / \alpha) \partial \delta \bar{p}_a / \partial \bar{x} + \quad (6)$$

$$+ (\bar{L} / \bar{r} R^2 a) \partial [\bar{r}(\nu + \nu_r) \partial \delta \bar{u}_a / \partial \bar{r}] / \partial \bar{r},$$

$$i \bar{\omega} \delta \bar{p}_a + \partial \delta \bar{v}_a / \partial \bar{r} + \delta \bar{v}_a / \bar{r} + \partial \delta \bar{u}_a / \partial \bar{x} = 0. \quad (7)$$

Для оценки относительного вклада кинематической вязкости жидкости  $\nu$  и коэффициента турбулентной вязкости  $\nu_r$  сопоставим толщину вязкого подслоя [1, 2, 8]  $\xi = 30 \nu / u_*$  и глубину проникновения возмущений в глубь потока при колебаниях вязкой среды (в ламинарном подслое)  $\delta = (2 \nu / \omega)^{0.5}$ , где  $u_* = (|\tau_w| / \rho)^{0.5}$  – динамическая скорость;  $\tau_w$  – касательное напряжение на стенке. Для оценки величины  $\tau_w$  воспользуемся связью этого параметра с коэффициентом сопротивления  $\lambda$ :  $\tau_w = \lambda \rho U^2 / 8$  и формулой Блязиуса  $\lambda = 0.316 / Re^{0.25}$ , где  $U$  – средняя по сечению скорость,  $Re$  – число Рейнольдса.

В экспериментах круговая частота  $\omega$  изменялась в пределах 60–1200 1/с, опыты проводились на воде с коэффициентом вязкости  $\nu = 10^{-6}$  м<sup>2</sup>/с, скорость изменялась в пределах  $U = 0.8$ –5 м/с, число  $Re = (1.6$ –10)  $\times 10^5$ .

Используя перечисленные данные, найдем, что для условий экспериментальной установки толщина ламинарного подслоя в турбулентном потоке изменялась в пределах  $\xi = (0.45$ –2.24)  $\times 10^{-4}$  м, а глубина проникновения возмущений от стенки в вязкой среде  $\delta = (0.4$ –1.8)  $\times 10^{-4}$  м. Толщины близки, и поэтому можно принять, что все изменения скорости в динамике при распространении колебаний происходят внутри ламинарного подслоя, где турбулентная вязкость пренебрежимо мала ( $\nu_r = 0$ ). В этом случае решение уравнений для амплитуд (6) и (7) существенно упрощается.

Преобразуем уравнения (6) и (7), введя новую переменную

$$\delta \bar{z}_a = \delta \bar{u}_a + (1 / i \bar{\omega} \alpha) \partial \delta \bar{p}_a / \partial \bar{x}$$

и учтя, что при  $R \ll L$   $\partial \delta \bar{p} / \partial \bar{r} = 0$ , найдем

$$\partial^2 \delta \bar{z}_a / \partial \bar{r}^2 + (1 / \bar{r}) \partial \delta \bar{z}_a / \partial \bar{r} - i s^2 \delta \bar{z}_a = 0, \quad (8)$$

где  $s = R \sqrt{\omega / \nu}$  – безразмерный параметр, иногда называемый числом Стокса. Решение уравнения (8) имеет вид

$$\delta \bar{z}_a = E(\bar{x}, \bar{\omega}) J_0(i^{3/2} \bar{r} s) + F(\bar{x}, \bar{\omega}) Y_0(i^{3/2} \bar{r} s),$$

где  $J_0$ ,  $Y_0$  – функции Бесселя,  $E(\bar{x}, \bar{\omega})$ ,  $F(\bar{x}, \bar{\omega})$  – неизвестные функции. Так как при стремлении аргумента к нулю функция Бесселя  $Y_0$  стремится к бесконечности, а амплитуда вариации скорости  $\delta \bar{u}_a$ , а значит, и  $\delta \bar{z}_a$  ограничены, то функция

$F(\bar{x}, \bar{\omega}) = 0$ . Используя граничное условие прилипания жидкости на стенке трубы  $\delta\bar{u} = 0$  при  $\bar{r} = 1$ , найдем соотношение для функции  $E(\bar{x}, \bar{\omega})$  и соответственно – для амплитуд вариации  $\delta\bar{z}_a$

$$\delta\bar{z}_a = (1/i\omega\alpha)[J_0(i^{3/2}s\bar{r})/J_0(i^{3/2}s)]\partial\delta\bar{p}_a/\partial\bar{x}$$

и вариации скорости

$$\delta\bar{u}_a(\bar{x}, \bar{r}, \bar{\omega}) = -(1/i\bar{\omega}\alpha)(\partial\delta\bar{p}_a/\partial\bar{x}) \times [1 - J_0(i^{3/2}s\bar{r})/(J_0i^{3/2}s)]. \quad (9)$$

Для анализа распределения амплитуд вариаций скорости и давления по длине трубопровода введем среднюю по сечению амплитуду вариации скорости

$$\delta\bar{U}_a(\bar{x}, \bar{\omega}) = (1/\pi) \int_0^1 2\pi\bar{r}\delta\bar{u}_a(\bar{x}, \bar{r}, \bar{\omega})d\bar{r},$$

которая с помощью соотношения (9) преобразуется к следующему виду:

$$\delta\bar{U}_a(\bar{x}, \bar{\omega}) = -(1/i\bar{\omega}\alpha)(\partial\delta\bar{p}_a/\partial\bar{x}) \times [1 - 2J_1(i^{3/2}s)/(i^{3/2}sJ_0(i^{3/2}s))], \quad (10)$$

где  $J_1$  – функция Бесселя первого рода первого порядка. Введя параметр  $\beta$ , определяемый зависимостью

$$(1/\beta^2) = (2/i^{3/2}s)[J_1(i^{3/2}s)/J_0(i^{3/2}s)] - 1,$$

приводим уравнение движения (10) к окончательной форме

$$\delta\bar{U}_a = (1/i\bar{\omega}\alpha)(1/\beta^2)\partial\delta\bar{p}_a/\partial\bar{x}. \quad (11)$$

Проделав с уравнением неразрывности (7) такие же операции, что и с уравнением (6), учтя граничные условия на стенке, находим

$$\delta\bar{p}_a = (\alpha/i\bar{\omega})\partial\delta\bar{U}_a/\partial\bar{x}. \quad (12)$$

Исключая из (11) и (12) амплитуду вариации давления, получаем уравнение, определяющее распределение амплитуд колебаний средней скорости по длине трубы:

$$d^2\delta\bar{U}_a/d\bar{x}^2 - \beta^2\bar{\omega}^2\delta\bar{U}_a = 0. \quad (13)$$

Так как корни характеристического уравнения для уравнения (13) равны  $\pm\beta\bar{\omega}$ , его решение запишется в виде

$$\delta\bar{U}_a = C\exp(\beta\bar{\omega}\bar{x}) + D\exp(-\beta\bar{\omega}\bar{x}). \quad (14)$$

Подставив решение (14) в (12), находим решение для амплитуды вариации давления:

$$\delta\bar{p}_a = i\beta\alpha[C\exp(\beta\bar{\omega}\bar{x}) - D\exp(-\beta\bar{\omega}\bar{x})]. \quad (15)$$

Для определения постоянных  $C$  и  $D$  необходимо сформулировать граничные условия на концах трубы, которые в общем виде таковы:

$$\bar{x} = 0; \quad \delta\bar{p}_a = \psi_0\delta\bar{U}_a + \gamma_0\delta\bar{y}_0, \quad (16)$$

$$\bar{x} = 1; \quad \delta\bar{p}_a = \psi_1\delta\bar{U}_a + \gamma_1\delta\bar{y}_1, \quad (17)$$

где  $\psi_0, \psi_1$  – соответственно входной ( $\bar{x} = 0$ ) и выходной ( $\bar{x} = 1$ ) импедансы трубы;  $\gamma_0, \gamma_1$  – коэффициенты усиления для внешних возмущений на входе  $\delta\bar{y}_0$  и на выходе  $\delta\bar{y}_1$ .

Подставив решения (14) и (15) в граничные условия (16) и (17), определим коэффициенты  $C$  и  $D$ , а затем находим соотношения, связывающие колебания скорости и давления в любом сечении трубы по длине трубы при заданной частоте колебаний:

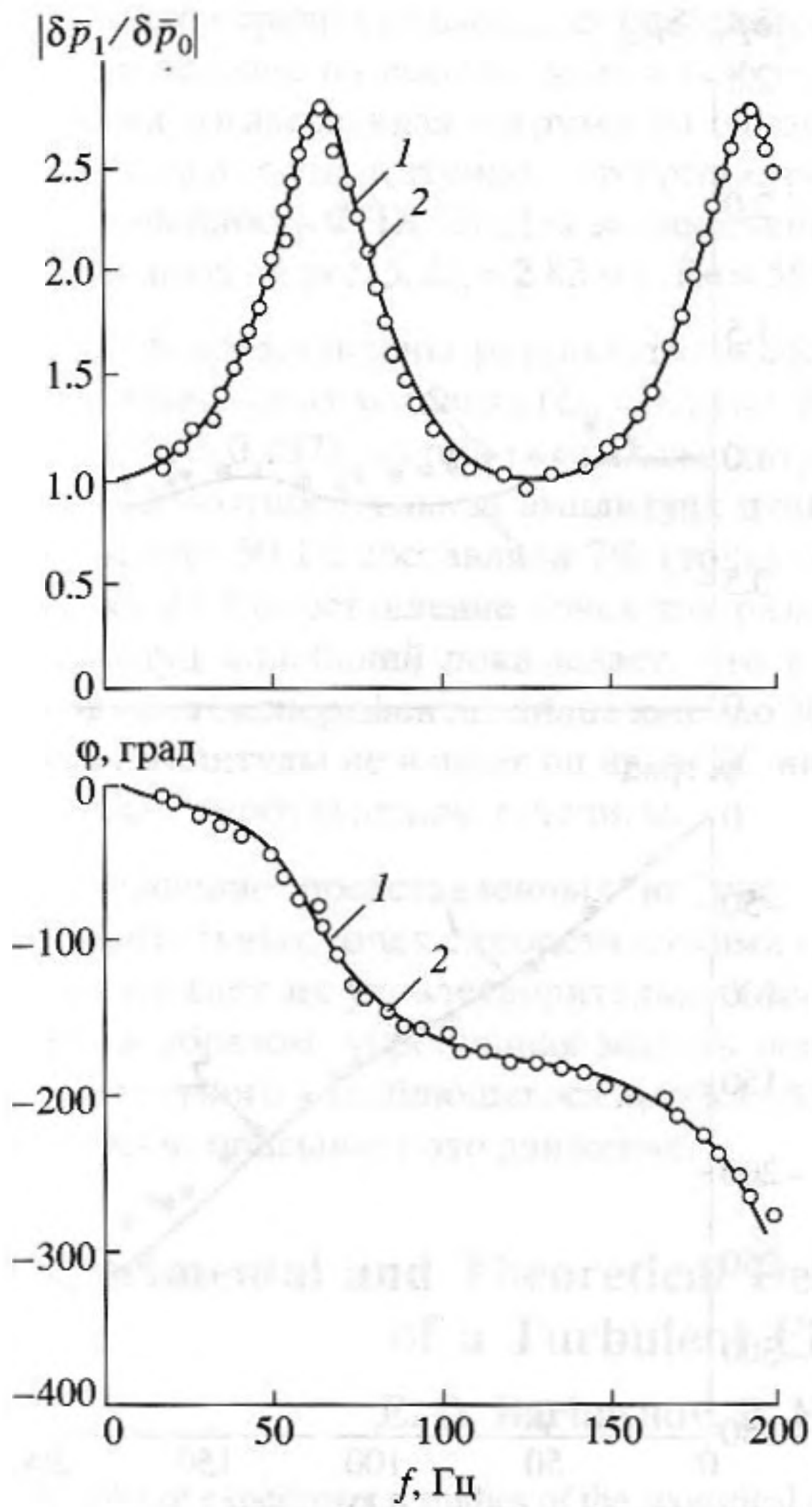
$$\delta\bar{U}_a(\bar{x}, \bar{\omega}) = (\gamma_1/B)[(\alpha_n - \psi_0)\exp(\beta\bar{\omega}\bar{x}) + (\alpha_n + \psi_0)\exp(-\beta\bar{\omega}\bar{x})]\delta\bar{y}_1 - (\gamma_0/B)\{(\alpha_n + \psi_1)\exp[\beta\bar{\omega}(1 - \bar{x})] + (\alpha_n - \psi_1)\exp[-\beta\bar{\omega}(1 - \bar{x})]\}\delta\bar{y}_0; \quad (18)$$

$$\delta\bar{p}_a(\bar{x}, \bar{\omega}) = (\alpha_n\gamma_1/B)[(\alpha_n + \psi_0)\exp(-\beta\bar{\omega}\bar{x}) - (\alpha_n - \psi_0)\exp(\beta\bar{\omega}\bar{x})]\delta\bar{y}_1 - (\alpha_n\gamma_0/B)\{(\alpha_n + \psi_1)\exp[\beta\bar{\omega}(1 - \bar{x})] - (\alpha_n - \psi_1)\exp[-\beta\bar{\omega}(1 - \bar{x})]\}\delta\bar{y}_0, \quad (19)$$

где  $B = (\alpha_n + \psi_0)(\alpha_n - \psi_1)\exp(-\beta\bar{\omega}) - (\alpha_n - \psi_0) \times (\alpha_n + \psi_1)\exp(\beta\bar{\omega})$ ,  $\alpha_n = -i\alpha\beta$  – приведенное волновое сопротивление. Формулы (18) и (19) позволяют определить акустические характеристики турбулентного течения жидкости в цилиндрической трубе в случае, если влияние колебаний на вязкое трение у стенки сосредоточивается в ламинарном подслое.

На рис. 2 представлены результаты экспериментов по определению акустических характеристик тракта в форме модуля отношения  $|\delta\bar{p}_1/\delta\bar{p}_0|$  (АЧХ) и сдвига фазы между амплитудами колебаний  $\delta\bar{p}_1$  и  $\delta\bar{p}_0$  (ФЧХ).

В данном опыте среднее давление  $P = 1.6$  МПа, средняя скорость  $U_0 = 0.84$  м/с,  $Re = 16800$  и  $2\Delta p_1/\rho U_0 a = 2.55$ . Применительно к экспериментальной установке амплитуды колебаний давления на входе  $\delta\bar{p}(0, \bar{\omega})$  считались заданными, что соответствует в записи граничного условия на входе в тракт в форме соотношения (16) параметрам  $\psi_0 = 0, \gamma_0 = 1, \delta\bar{y}_0 = \delta\bar{p}(0, \bar{\omega}) = \delta\bar{p}_0$ . Для выхода тракта в зависимость (17) нужно подставить  $\psi_1 = 2\Delta p_1/p_1, \gamma_1 = \delta\bar{y}_1 = 0$ . Так как  $\psi_0/\alpha < 1$ , а  $\psi_1/\alpha = 2\Delta p_1/\rho U_0 a > 1$ , то граничные условия несиммет-

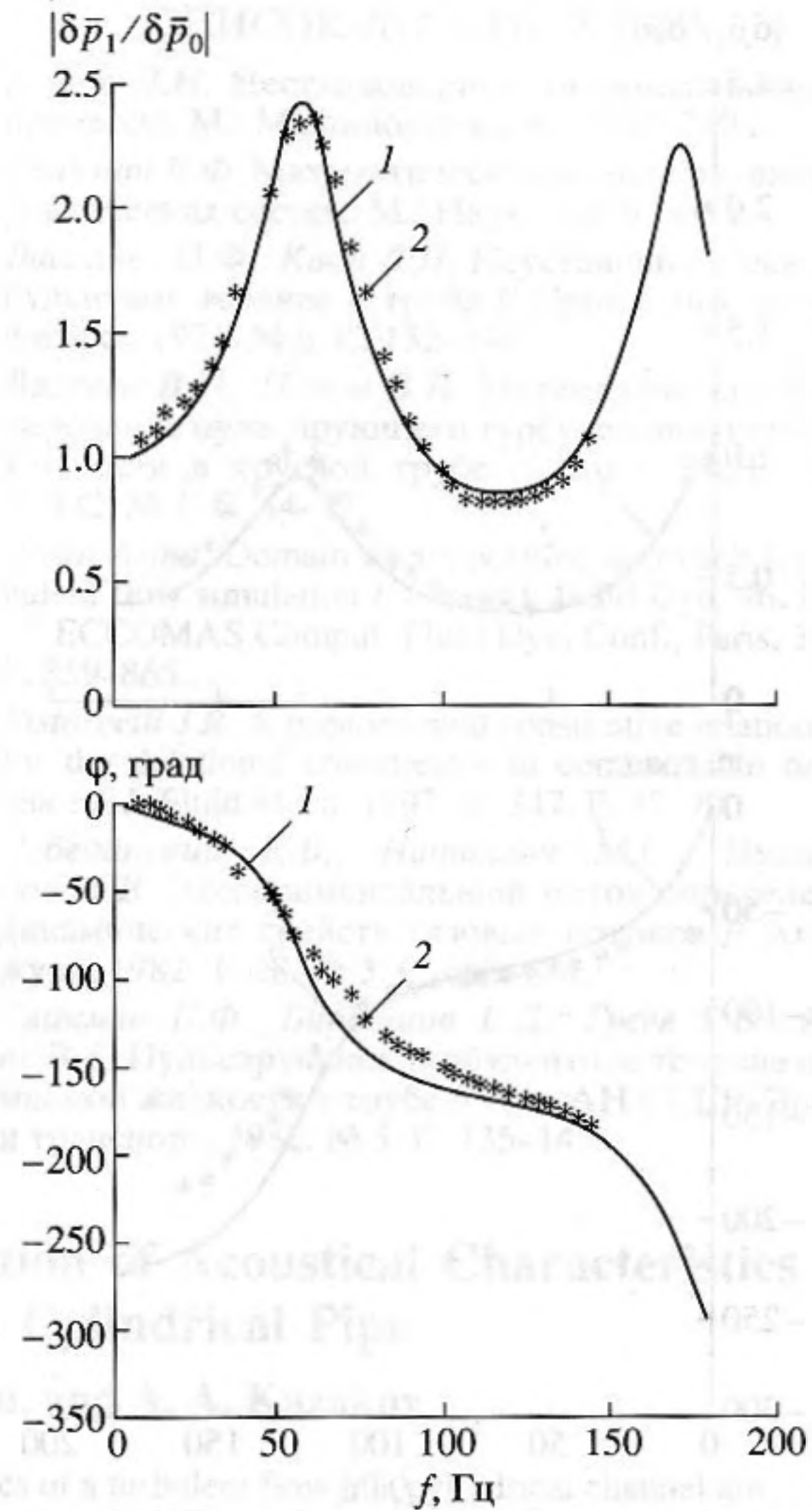


**Рис. 2.** Амплитудно-частотные и фазово-частотные характеристики участка тракта без емкости при режиме течения:  $U_0 = 0.84$  м/с,  $Re = 16800$ ,  $2\Delta p_1/\rho U_0 a = 2.55$ ; 1 – теоретическая кривая, 2 – экспериментальные точки.

ричные, вход – открытый в акустическом смысле, выход – закрытый и соответственно резонансные частоты системы равны  $\bar{\omega}_{рез} = n\pi/2$  ( $n = 1, 2, 3, \dots$ ). Сопоставления экспериментальных точек 1 на рис. 2 с теоретической кривой 2 показывает их хорошее совпадение.

В расчетах также учитывался тот факт, что емкость располагалась не на самом выходе установки, т.е. при  $\bar{x} = 1$ , а на некотором удалении от выходной шайбы в сечении с  $\bar{x} = 0.942$ .

Кривые, полученные в тех же условиях, в каких были получены кривые и экспериментальные точки на рис. 2, но уже с  $V_r \neq 0$ , представлены на рис. 3. Сопоставление кривых АЧХ и ФЧХ показывает, что незначительно уменьшились резонансные частоты, минимум сместился несколько ниже амплитудной кривой при  $f = 0$ .



**Рис. 3.** АЧХ и ФЧХ участка тракта с емкостью при режиме течения таком же, как и на рис. 2; 1 – теоретическая кривая, 2 – экспериментальные точки.

На рис. 4 приведены кривые акустических характеристик того же тракта, но при других параметрах: при скорости течения  $U_0 = 4.2$  м/с,  $Re = 84000$ ,  $2\Delta p_1/\rho U_0 a = 0.374$ . В этих экспериментах и расчетах изменилось соотношение между  $\psi_0/\alpha < 1$  и  $\psi_1/\alpha < 1$  – имеют место условия открытых в акустическом смысле концов трубы как на входе, так и на выходе. Соответственно в два раза увеличилась резонансная частота системы (по сравнению с условиями проведения расчетов и экспериментов на рис. 2 и 3), сама величина АЧХ на максимуме в этом случае меньше, чем значение амплитудной характеристики при  $f = 0$ .

На рис. 5 приведены экспериментальные и расчетные кривые для среднего между представленными на рис. 3 и 4 случаями. Здесь – полное отсутствие акустических резонансов, практически равномерная амплитудная характеристика и линейное увеличение фазового сдвига по ФЧХ.

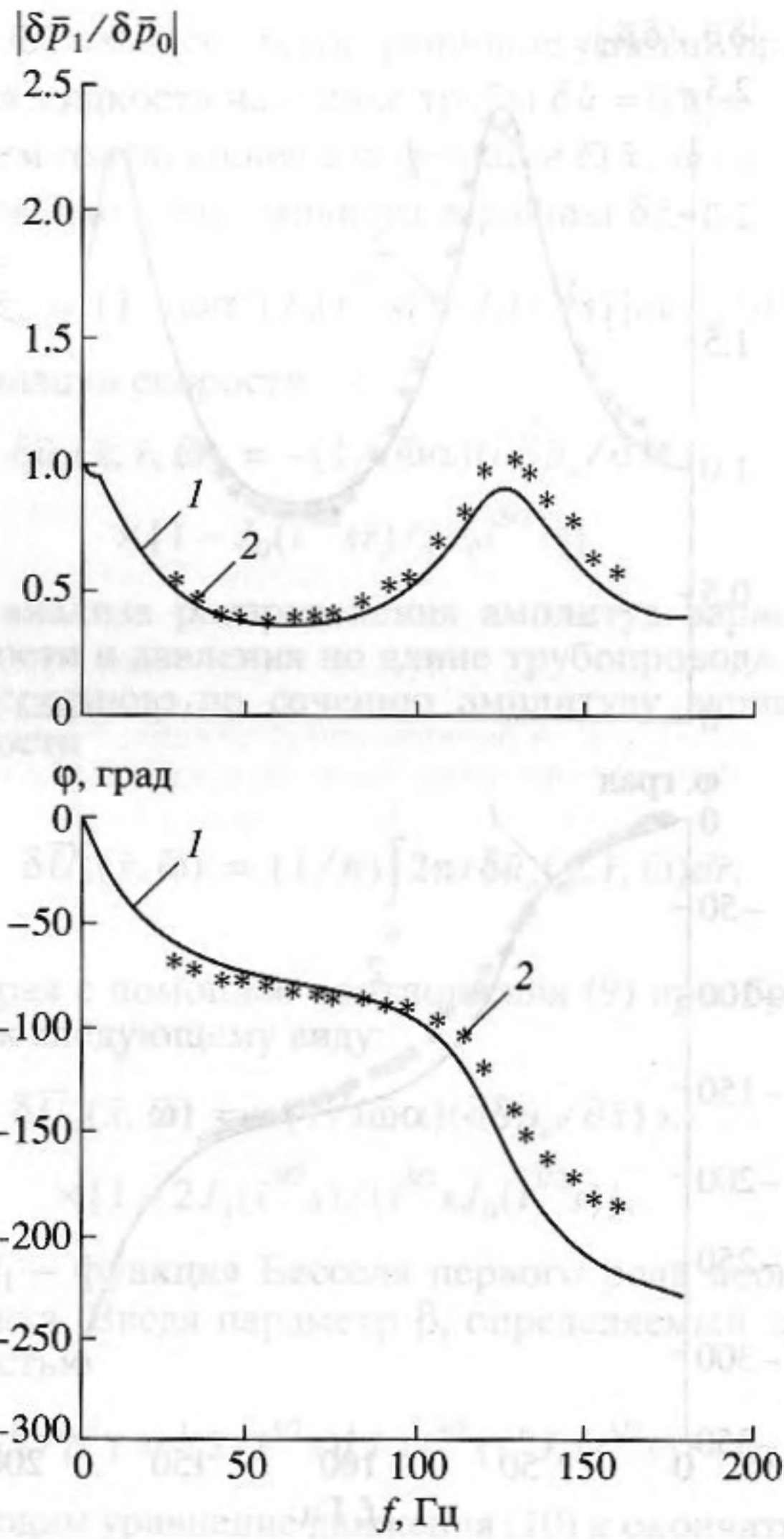


Рис. 4. АЧХ и ФЧХ участка тракта с емкостью при режиме течения:  $U_0 = 4.2$  м/с,  $Re = 84000$ ,  $2\Delta p_1/\rho U_0 a = 0.374$ , 1 – теоретическая кривая, 2 – экспериментальные точки.

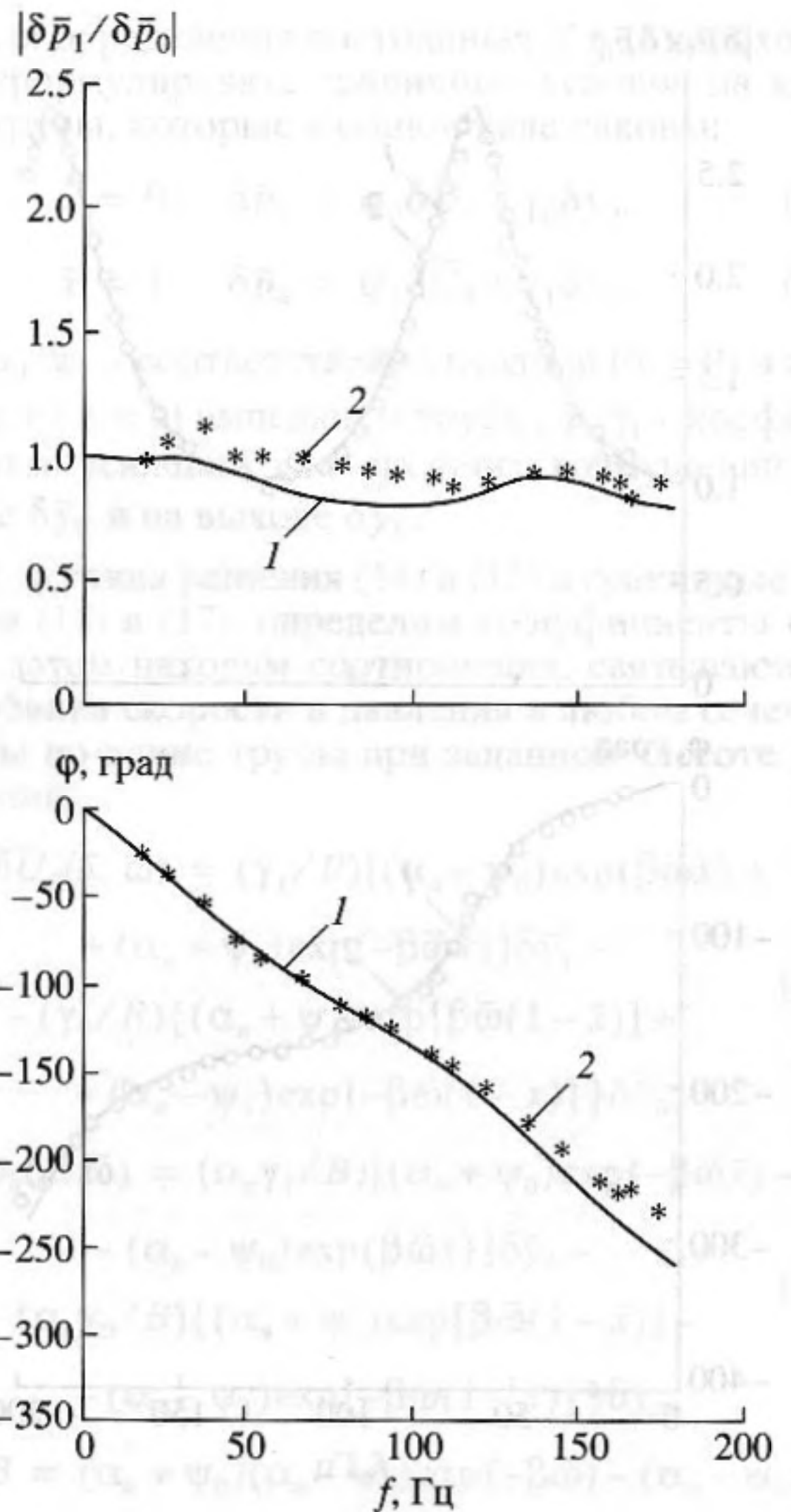


Рис. 5. АЧХ и ФЧХ участка тракта с емкостью при режиме течения:  $U_0 = 2.8$  м/с;  $Re = 56300$ ,  $2\Delta p_1/\rho U_0 a = 0.96$ , 1 – теоретическая кривая, 2 – экспериментальные точки.

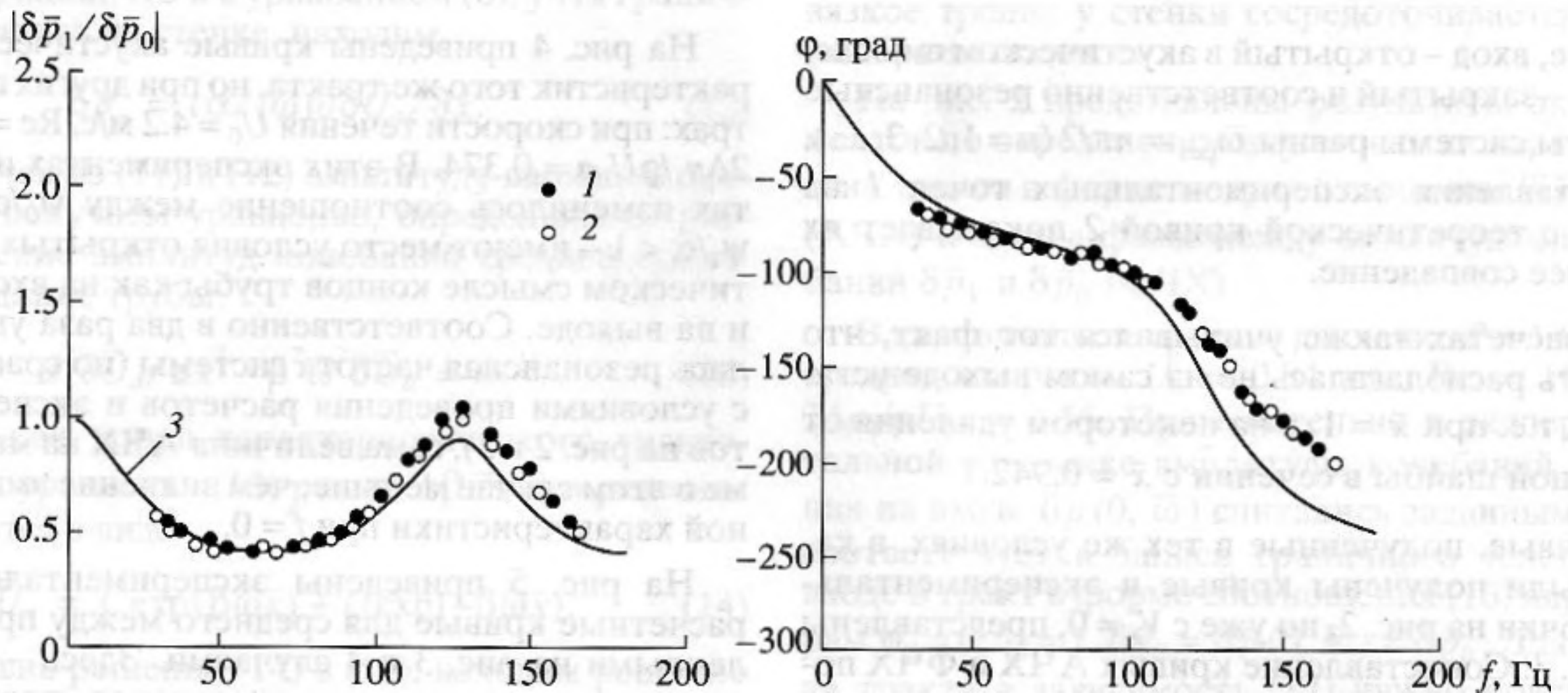


Рис. 6. Влияние амплитуды колебаний на АЧХ и ФЧХ участка тракта: 1 – относительная амплитуда пульсаций 7%, 2 – относительная амплитуда пульсаций 36%, 3 – теоретическая кривая.

Такой характер кривых объясняется особенностью граничного условия на выходе:  $\psi_1/\alpha = 0.96 (\approx 1)$  – практически согласованная нагрузка на одном из концов тракта и соответственно – отсутствие резонансов и линейность ФЧХ [2]. Для экспериментов, представленных на рис. 5,  $U_0 = 2.82$  м/с,  $Re = 56330$ .

На рис. 6 представлены результаты экспериментов в одинаковых условиях ( $U_0 = 4.9$  м/с;  $Re = 98100$ ;  $\psi_1/\alpha = 0.437$ ), но при разных амплитудах возмущений – относительная амплитуда пульсаций на частоте 60 Гц составляла 7% (точки 1) и 36% (точки 2). Сопоставление точек для различных амплитуд колебаний показывает, что в исследованном в экспериментах диапазоне (до 36%) величина амплитуды не влияет ни на АЧХ, ни на ФЧХ трубы с турбулентным течением.

Сопоставление представленных на рис. 2–6 экспериментальных точек с теоретическими кривыми показывает их удовлетворительное согласие. Таким образом, упрощенная модель описания турбулентного колеблющегося потока достаточно хорошо описывает это движение.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Попов Д.Н. Нестационарные гидромеханические процессы. М.: Машиностроение, 1982. 240 с.
2. Гликман Б.Ф. Математические модели пневмогидравлических систем. М.: Наука, 1986. 368 с.
3. Васильев О.Ф., Квон В.Н. Неустановившееся турбулентное течение в трубе // Прикл. мех. и теор. физика. 1971. № 6. С. 132–140.
4. Валуева В.П., Попов В.Н. Математическое моделирование пульсирующего турбулентного течения жидкости в круглой трубе // Докл. РАН. 1993. Т. 332. № 1. С. 44–47.
5. Renzo Arina. Domain decomposition approach for turbulent flow simulation // Comput. Fluid Dyn. 96. Proc. 3<sup>rd</sup> ECCOMAS Comput. Fluid Dyn. Conf., Paris, 1996. P. 859–865.
6. Ristorcelli J.R. A pseudosound constitutive relationship for the delational covariances in compressible turbulence // J. Fluid Mech. 1997. V. 347. P. 37–70.
7. Лебединский Е.В., Натанзон М.С., Никифоров М.В. Экспериментальный метод определения динамических свойств газовых потоков // Акуст. журн. 1982. Т. 28. № 5. С. 660–684.
8. Гликман Б.Ф., Барбашов Е.Д., Гусев Г.В., Исаев В.Е. Пульсирующее турбулентное течение сжимаемой жидкости в трубе // Изв. АН СССР. Энерг. и транспорт. 1982. № 5. С. 135–145.

**Experimental and Theoretical Determination of Acoustical Characteristics of a Turbulent Flow in a Cylindrical Pipe**

**E. D. Barbashov, B. F. Glikman, and A. A. Kazakov**

Results of experimental studies of the acoustical characteristics of a turbulent flow in a cylindrical channel are presented. The results are obtained for a pipe of a fixed diameter with different Reynolds numbers of the flow and different ratios between the reduced resistance of the orifice plate installed at the channel outlet and the wave resistance of the flow. A mathematical model is proposed for the calculation of the acoustical characteristics of a turbulent flow in a pipe. The computational results are correlated with the experimental data. A good agreement between theory and experiment is demonstrated.