

УДК 532.529.5:532.542:534.1

© 1993 г. Б. Ф. Гликман, Б. Н. Дубинкин, М. И. Мерлаков,
В. А. Мокиенко

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ДВУХФАЗНОГО ГАЗОКАПЕЛЬНОГО ПОТОКА В ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ КАНАЛАХ

Представлена математическая модель, позволяющая рассчитывать акустические характеристики двухфазного газокапельного потока в цилиндрических каналах. Проведено сопоставление результатов расчета с данными экспериментов.

Течение двухфазной газокапельной среды — один из элементов процессов в энергетических, химико-технологических установках, тепловых двигателях и т. д. Ряд задач, возникающих при исследовании процессов в перечисленных объектах, например определение динамической устойчивости процессов, требует знания акустических характеристик каналов при наличии течения газа, жидкости или двухфазной среды.

Акустические характеристики потоков наиболее полно описываются амплитудно-фазовыми частотными характеристиками (АФХЧ).

В настоящее время в теоретических работах по акустике двухфазных течений [1—5] не существует универсальных методов описания акустических характеристик двухфазных потоков. Это объясняется как многообразием форм взаимодействия фаз, так и недостаточной изученностью элементарных процессов, протекающих при этом взаимодействии. Описание методами механики сплошной среды гетерогенных сред [6] позволяет для газокапельного потока использовать метод определения АФХЧ однофазных потоков, который дает хорошее согласование теоретических расчетов с результатами эксперимента [7, 8]. Однако для нестационарных двухфазных потоков такая модель является полуэмпирической, поскольку «стандартные» значения коэффициентов, характеризующих взаимодействие фаз, определены в условиях, сильно отличающихся от реальных. А как показывает сопоставление теоретических расчетов с результатами эксперимента, влияние значений коэффициентов на вид АФХЧ двухфазного потока очень существенно. Вопросам описания взаимодействия фаз в двухфазных потоках уделяется большое внимание в теоретических и экспериментальных работах [6, 9, 10, 11]. Данная работа позволяет оценить на нестационарном режиме значения коэффициентов, характеризующих взаимодействие фаз, при сопоставлении результатов эксперимента с теорией.

Представляемая математическая модель позволяет в рамках определенных ограничений рассчитывать акустические характеристики неизотермических двухфазных газокапельных потоков в цилиндрических трактах. Модель является полуэмпирической, так как в условиях представленных допущений при ее построении требует для своего замыкания определения некоторых экспериментальных констант.

Рассматривается одномерный гетерогенный двухфазный поток, представляющий собой газовую среду с монодисперсными каплями жидкости, равномерно распределенными по сечению канала. Учитываются процессы теплообмена между фазами в потоке, обусловленные скоростной и температурной неравно-

весностью фаз [1]. Турбулентным переносом вещества и энергии вдоль оси канала пренебрегается в сравнении с конвективным переносом.

Двухфазный поток в указанной постановке описывается системой дифференциальных уравнений, записанных для газовой фазы и капель жидкости.

Уравнение неразрывности газовой фазы имеет вид

$$\partial \bar{\rho} / \partial t + \partial (\bar{\rho} U) / \partial x = g. \quad (1)$$

Введение $\bar{\rho} = \rho (1 - \omega)$ — некоторой эффективной плотности — позволяет рассматривать газовую фазу как сплошную среду и при этом учитывать, что часть объема цилиндрического канала занята каплями жидкости. Здесь ω — объемная концентрация жидкости в двухфазном потоке, $\rho = P/RT$ — термодинамическая плотность, определяется уравнением состояния, в котором P — давление, T — температура газовой фазы, $R = R_1 \nu + R_2(1 - \nu)$ — газовая постоянная, зависящая от состава гомогенной газовой фазы, изменяющегося в результате испарения или конденсации жидкой фазы (R_1 и R_2 — газовые постоянные паров жидкой фазы и газа, ν — относительная массовая концентрация испарившегося вещества в потоке). U — скорость газовой фазы в цилиндрическом канале, $g = Mn$ — скорость газообразования (M — скорость испарения одиночной капли, n — число капель в единице объема). Знак правой части уравнения (1) зависит от направления массообмена между фазами в потоке: $g > 0$ при испарении жидкой фазы и $g < 0$ при конденсации.

Уравнение движения газовой фазы

$$\begin{aligned} \bar{\rho} \partial U / \partial t + \bar{\rho} U \partial U / \partial x + (1 - \omega) \partial P / \partial x = \\ = - F_a n - q_{тр} - g(U - V) - \bar{\rho} \omega k (d_1 U / dt + d_2 V / dt) + \rho g k (U - V) / \rho_* \end{aligned} \quad (2)$$

учитывает влияние сил, обусловленных взаимодействием газа и капель. Здесь $F_a = c_x \rho r^2 (U - V) |U - V| / 2$ — сила аэродинамического сопротивления, возникающая из-за различия скоростей газа и капель (c_x — коэффициент аэродинамического сопротивления, r — радиус капли, V — скорость капли), $\bar{\rho} \omega k (d_1 U / dt - d_2 V / dt)$ и $\bar{\rho} g k (U - V) / \rho_*$ — силы, вызванные эффектом присоединенной массы, когда капля при своем ускоренном движении увлекает окружающий ее газ, как бы увеличивая свою массу. Влияние этой силы существенно при высоких давлениях, когда соизмеримы плотности фаз. k — коэффициент присоединенной массы ($d_1 U / dt = \partial U / \partial t + U \partial U / \partial x$, $d_2 V / dt = \partial V / \partial t + V \partial V / \partial x$), $\omega \partial P / \partial x$ — архимедова сила, возникающая при наличии градиента давления в газовой фазе. В стационарном случае эта сила невелика в сравнении с силой аэродинамического сопротивления, но при определении акустических характеристик двухфазного потока вклад этой силы будет зависеть от величины градиента давления в звуковой волне.

Член $g(U - V)$ в правой части уравнения (2) учитывает силу, возникающую за счет разницы скоростей газа и испарившегося вещества, имеющего первоначально скорость капли V .

Сила трения двухфазного потока о стенки трубы $q_{тр} = \zeta \rho U^2 / 2D$, где D — диаметр цилиндрического канала, ζ — коэффициент трения двухфазного потока о стенку трубы. В работе [11] приводятся эмпирические выражения для ζ , полученные экспериментальным путем при трении о стенку двухфазного потока в диапазоне изменения чисел Рейнольдса: $1,8 \cdot 10^4 < Re < 6 \cdot 10^4$, и свидетельствующие о возрастании значения ζ для двухфазного потока в сравнении с однофазным газовым течением.

Уравнение энергии газовой фазы записано относительно энтропии S :

$$\begin{aligned} \bar{\rho} T \partial S / \partial t + \bar{\rho} U T \partial S / \partial x = F_a n (U - V) + g(U - V)^2 / 2 + \\ + \varepsilon_{тр} q_{тр} U - c_p (T - T_0) g - q_c n - \end{aligned}$$

$$- T (1 - \nu) [(1 - \ln (T/T_0)) (c_{p_1} - c_{p_2}) + \ln (P/P_0) (R_1 - R_2)] g. \quad (3)$$

Изменение энтропии газовой фазы происходит за счет поглощения и выделения тепла при взаимодействии газа с каплями, при трении двухфазного потока о стенку тракта.

Первые два члена в правой части уравнения (3) описывают изменение энтропии за счет тепла, выделяющегося при трении газа о капли. Члены $q_k n$ и $c_p(T - T_i) g$ описывают тепло, идущее на прогрев капли (q_k — поток тепла в каплю) и на нагревание испарившегося вещества от температуры поверхности капли T_i до температуры газового потока T .

Последний член в правой части уравнения (3) — мощность источника тепла, связанного с изменением теплоемкости, являющейся функцией концентрации, и с наличием энтропии смещения (T_0, P_0 — температура и давление в начальном сечении тракта c_{p_1} и c_{p_2} — теплоемкости паров жидкой фазы и газа).

Тепло, выделяющееся за счет трения двухфазного потока о стенку трубы, может поступать как в двухфазный поток, так и нагревать стенку тракта. $\epsilon_{тр}$ — коэффициент, определяющий распределение тепла между стенкой и двухфазным потоком.

Уравнение движения жидкой фазы имеет вид, аналогичный уравнению движения газовой фазы, поскольку силы, действующие со стороны капель на газ, действуют и со стороны газа на каплю:

$$\begin{aligned} \rho_{ж} \omega \partial V / \partial t + \rho_{ж} \omega V \partial V / \partial x = F_n - \omega \partial P / \partial x + \\ + \rho \omega k (d_1 U / dt + d_2 V / dt) - \tilde{p} k (U - V) g / \rho_{ж}, \end{aligned} \quad (4)$$

где $\rho_{ж}$ — плотность жидкой фазы.

Уравнение сохранения числа капель:

$$\partial n / \partial t + \partial (nV) / \partial x = 0. \quad (5)$$

Дробление капель не учитывается, поэтому правая часть уравнения (5) равна нулю.

Изменение массы капли m и концентрации испарившегося вещества в потоке происходит за счет испарения или конденсации жидкой фазы:

$$\partial m / \partial t + V \partial m / \partial x = - M, \quad (6)$$

$$\partial \nu / \partial t + U \partial \nu / \partial x = g (1 - \nu) / \tilde{p}. \quad (7)$$

Использование предложенного в работе [12] вариационного метода позволяет дифференциальное уравнение теплопроводности для сферической капли (с переменными границами вследствие ее испарения или конденсации) свести к двум дифференциальным уравнениям, описывающим прогрев капли, с реальным значением коэффициента теплопроводности жидкости λ . Суть этой методики заключается в следующем. задается некоторая функция, описывающая профиль температуры $\theta = \theta(r, \alpha)$, где r — текущий радиус капли, а параметр α есть функция времени. На основании нестационарного уравнения теплопроводности для заданного профиля θ строится функция Лагранжа и при помощи вариационного метода получается зависимость, определяющая связь между параметрами $\alpha, d\alpha/dt, dr_0/dt, dT_i/dt$, где r_0 — радиус капли и T_i — температура поверхности капли являются функциями времени. В представленной модели функция профиля температуры по радиусу имела вид: $T_r(r, t) = T_{к0} + (T_i - T_{к0}) [1/\alpha + (r/r_0)^\alpha (\alpha - 1)/\alpha]$, где $T_{к0}$ — начальная температура капли (постоянная по всему объему). Профиль θ , используемый в вариационной задаче, выражался зависимостью

$$\theta = r (T_i - T_{к0}) [1/\alpha + (r/r_0)^\alpha (\alpha - 1)/r_0].$$

В результате решения вариационной задачи получаем следующее дифференциальное уравнение:

$$d\alpha/dt = -Ad(\ln r_0)/dt + (\alpha + 1,5) d[\ln(T_i - T_{\kappa 0})]/dt - Ca_{\kappa}/r_0^2,$$

где A и C — некоторые функции α . Выражая скорость изменения радиуса капли dr_0/dt и температуры поверхности капли dT_i/dt через величины, участвующие в общей системе уравнений, получим

$$\partial T_i/\partial t + V\partial T_i/\partial x = 2(\alpha + 3)^2 g_r/3 + 2(T_i - T_{\kappa 0}) g_{\alpha}/3, \quad (8)$$

$$\partial \alpha/\partial t + V\partial \alpha/\partial x = 2(\alpha + 3)^2 (\alpha + 1,5) g_r/3 (T_i - T_{\kappa 0}) + 2(\alpha + 3) g_{\alpha}/3. \quad (9)$$

Уравнения (8) и (9) описывают прогрев капли.

Между параметрами в уравнениях (1) — (9) имеют место следующие соотношения. Скорость газообразования с поверхности капли в диффузионных моделях испарения определяется разностью концентраций испаряющегося компонента на поверхности капли v_i и вдали от нее v [13]: $M = 2\mu r \text{Nu} (v_i - v) (1 - v)$. Концентрация паров на поверхности капли выражается отношением плотностей насыщенного пара и газа и при учете различия величин газовых постоянных R_1 и R_2 имеет вид $v_i = R_2 P_n / [R_2 P_n + R_1 (P - P_n)]$. Критериальные зависимости для чисел Нуссельта и Рейнольдса определены с учетом относительной скорости газа и капель:

$$\text{Re}_{\text{отн}} = \rho (U - V) d_{\kappa} / \mu, \quad \text{Nu} = 0,673 (20 + \text{Re}_{\text{отн}})^{0,455} [(1 - v_i)/(1 - v)]^{0,75},$$

d_{κ} — диаметр капли, μ — коэффициент вязкости газа, средний по пограничному слою капли. Поток тепла в каплю равен $q_{\kappa} = 2\pi r \mu c_p (T - T_i) \text{Nu}$.

Для двухкомпонентной системы давления пара P_n зависит не только от температуры поверхности капли T_i , но и от давления газа, окружающего каплю [14, 15]: $P_n = z_0 P + (1 - z_0) P_{\text{нп}}$. Давление насыщенного пара для однокомпонентной системы $P_{\text{нп}}$ аппроксимируется выражением $P_{\text{нп}} = \exp [c_1 - c_2/(T_i + c_3)]$, являющимся функцией только температуры поверхности капли. Константы c_1, c_2, c_3 определяются подбором по значениям давления $P_{\text{нп}} = f(T_i)$, приведенным в справочниках по теплофизическим свойствам рассматриваемых компонентов. Отношение сжимаемостей жидкости и пара на линии насыщения z_0 аппроксимируется выражением $z_0 = 1 - [1 - (T_i/T_{\kappa p})^{m_2}]^{n_2}$, в котором $T_{\kappa p}$ — критическая температура жидкой фазы, константы m_2, n_2 определяются подбором по значениям z_0 , взятым из справочника. Выражения для g_r и g_{α} , входящие в уравнения (8) и (9), имеют вид

$$g_r = 3\mu \text{Nu} \{c_p (T - T_i)/c_{\kappa} - \xi (v_i - v)/[c_{\kappa}(1 - v)]\} / 8r^2 \rho_{\kappa},$$

$$g_{\alpha} = \{(v_i - v) \text{Nu} \mu A / [2(1 - v) \rho_{\kappa}] - a_{\kappa} C\} / r^2,$$

где $c_{\kappa}, \rho_{\kappa}, a_{\kappa}$ — теплоемкость, плотность и коэффициент температуропроводности жидкой фазы. Теплота испарения жидкой фазы ξ аппроксимируется соотношением $\xi = \xi_a [(T_{\kappa p} - T_i)/(T_{\kappa p} - T_a)]^{k_n}$, в котором значения констант ξ_a, T_a, k_n подбираются по зависимости $\xi = f(T_i)$, взятой из справочника по теплофизическим свойствам рассматриваемых компонентов. Коэффициенты A и C зависят только от α и имеют вид

$$A = \alpha^2(\alpha - 1) \{ \alpha(\alpha + 3) + \alpha [\alpha(\alpha - 1)/(2\alpha + 3) - 1] / (2\alpha + 3) \} / B,$$

$$C = \alpha^3(\alpha - 1) (\alpha + 2) [2\alpha/(2\alpha + 1)]^2 / 4B,$$

$$B = \alpha(\alpha/3 - 1)/(\alpha + 3) + \alpha/(2\alpha + 3) + (\alpha - 1) \times$$

$$\times \{ 2[\alpha/(\alpha + 3)]^2 + 2\alpha^2[\alpha(\alpha - 1)/(2\alpha + 3) - 1]/(2\alpha + 3)^2 \}.$$

Уравнения (8) и (9) в том виде, в котором они записаны, нецелесообразно использовать при установлении температуры поверхности капли на уровне температуры кипения (при $P < P_{кр}$) или критической температуры (при $P > P_{кр}$) за времена, на несколько порядков меньшие, чем характерные времена других процессов, учтенных в модели. В этом случае достаточно строгим будет допущение $\partial T_i / \partial x = 0$ со всеми вытекающими отсюда последствиями.

Приводя систему (1)–(9) к виду, когда левая часть каждого уравнения содержит лишь частные производные по времени и координате от одной переменной, а также вводя безразмерные переменные

$$U' = U/a_0, \quad P' = P/P_0, \quad V' = V/U_0, \quad \omega' = \omega,$$

$$S' = S/c_{p0}, \quad v' = v_0, \quad m' = m/m_0, \quad T' = T/T_0,$$

$$T'_i = T'_i/T_0, \quad \alpha' = \alpha, \quad \rho' = \rho/\rho_0, \quad \rho'_* = \rho_*/\rho_0, \quad z = x/l, \quad \tau_0 = l/a_0,$$

где a_0 — скорость звука для газа, индекс «0» соответствует начальному сечению, l — длина рассматриваемого канала, можно представить систему дифференциальных уравнений (1)–(9) в векторной форме:

$$\tau_0 \partial Y / \partial t + M \partial Y / \partial z = R, \quad (10)$$

где $Y = \{U', P', V', \omega', S', m', v', T'_i, \alpha'\}$ — девятимерный вектор переменных; M — матрица, имеющая для данной задачи размерность 9×9 ; R — вектор правых частей.

Для того чтобы иметь возможность решать уравнение (10), введем матрицу M^{-1} , обратную матрице M , и умножим на нее уравнение (10):

$$\tau_0 M^{-1} \partial Y / \partial t + \partial Y / \partial z = M^{-1} R = Q, \quad (11)$$

где Q — вектор. Для получения частотных характеристик линеаризуем уравнение (11), представив векторы Y и Q в виде

$$Y = \bar{Y} + \delta Y, \quad Q = \bar{Q} + \delta Q, \quad (12)$$

где \bar{Y} , \bar{Q} — стационарные значения векторов Y и Q , а δY , δQ — векторы вариаций.

Записывая уравнение (11) с учетом (12), получим $d\bar{Y}/dz = \bar{Q}$ — уравнение стационарного режима и

$$\tau_0 \bar{M}^{-1} \partial \delta Y / \partial t + \partial \delta Y / \partial z = \delta Q, \quad (13)$$

— динамическое уравнение для вариаций. \bar{M}^{-1} — стационарное значение матрицы M^{-1} .

Так как мы будем рассматривать малые гармонические колебания параметров, представим вариацию вектора Y в виде $\delta Y = \delta \bar{Y}(z) e^{ift}$, где f — круговая частота; $\delta \bar{Y}(z)$ — комплексная амплитуда колебаний, являющаяся функцией только z . Вариацию δQ можно представить в виде $\delta Q = \Gamma \delta \bar{Y}$, где $\Gamma = \partial \bar{Q}_i / \partial \bar{Y}_j$ — матрица частных производных элементов вектора \bar{Q} по элементам вектора \bar{Y} .

Подставив выражения для δY и δQ в (13), получим динамическое уравнение для комплексной амплитуды $d\delta \bar{Y}/dz = (\Gamma - if\tau_0 \bar{M}^{-1}) \delta \bar{Y}$ с граничными условиями при $z = 0$ $\delta \bar{Y}_{z=0} = \delta \bar{Y}_0$. Вектор $\delta \bar{Y}$ можно выразить через вектор $\delta \bar{Y}_0$ при помощи матрицы частотных характеристик A : $\delta \bar{Y} = A \delta \bar{Y}_0$, тогда динамическое уравнение примет вид

$$dA/dz = (\Gamma - iflM^{-1}/a_0) A \quad (14)$$

с граничным условием; при $z = 0$ $A = E$, где E — единичная матрица.

Для получения частотных характеристик необходимо замкнуть уравнение (14) конкретными граничными условиями при $z = 0$ и $z = 1$.

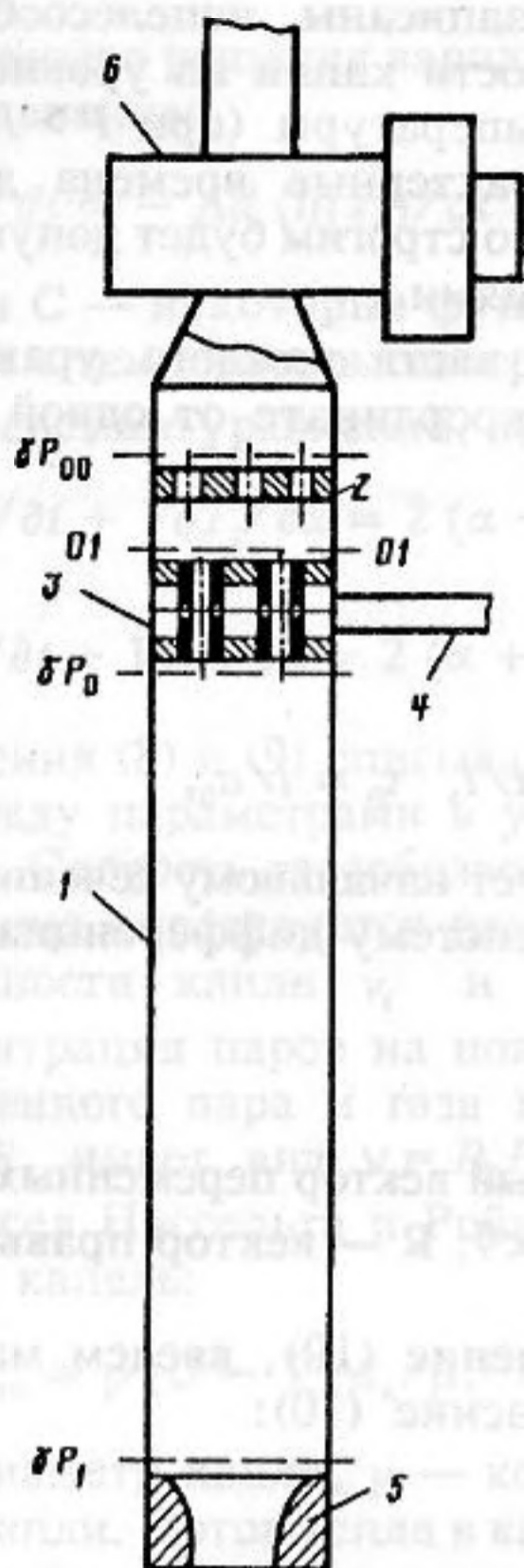


Рис. 1

Рис. 1. Схема экспериментальной установки

Рис. 2. Экспериментальные акустические характеристики цилиндрического канала: 1 — с газовым потоком без жидкой фазы; 2 — с двухфазным потоком при $G_x = 0,5$ кг/с, $\chi = 0,13$; 3 — с двухфазным потоком при $G_x = 1,6$ кг/с, $\chi = 0,33$

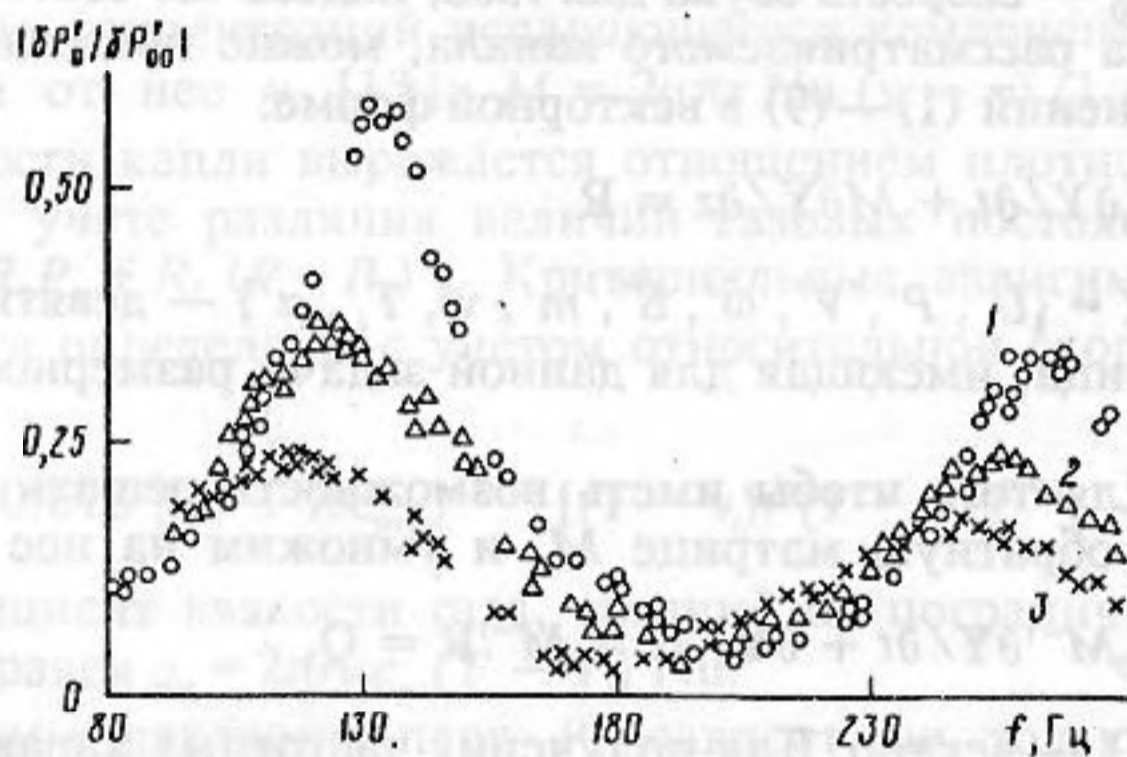


Рис. 2

Представленная математическая модель позволяет рассчитывать акустические характеристики канала с двухфазным потоком в широком диапазоне изменения параметров фаз. Так, расчеты могут проводиться и при сверхкритических давлениях в потоке, поскольку принимается во внимание тот факт, что в двухкомпонентной системе $P_n = f(T, P)$, тогда как в однокомпонентной системе $P_{нп} = f(T)$. Включение в систему (1) — (9) уравнений (8) и (9) позволяет решать задачу прогрева капли в достаточно общем виде — не используя предельных моделей «послойного» испарения ($\lambda = 0$) или испарения с мгновенным прогревом капли ($\lambda = \infty$), что существенно расширяет возможности модели. В такой постановке модель позволяет учитывать нестационарное испарение капель любого жидкого компонента в газовом потоке в широком диапазоне изменения температуры и давления газовой среды.

Представленная математическая модель прошла апробацию при расчете определенных экспериментально акустических характеристик двухфазного потока в цилиндрическом тракте. Экспериментальные исследования проводились для воздушно-водяных потоков в диапазоне низких акустических частот.

Экспериментальная установка, позволяющая определить АФЧХ канала с двухфазным потоком представлена на рис. 1. Основными ее элементами являются: канал цилиндрической формы 1, имеющий длину 1340 мм и диаметр 100 мм. На входе в канал установлена решетка 2, на отверстиях которой обеспечивается сверхкритический перепад, исключая влияние колебаний давления в магистрали за решеткой на расход газа, подаваемого в канал. Через решетку 2 в канал 1 подавался подогретый воздух, температуру которого можно было изменять. Жидкая фаза (вода) подается через смеситель 3 с семью эмульсионными форсунками. Жидкость к смесителю поступает по трубопроводу 4 с диаметром

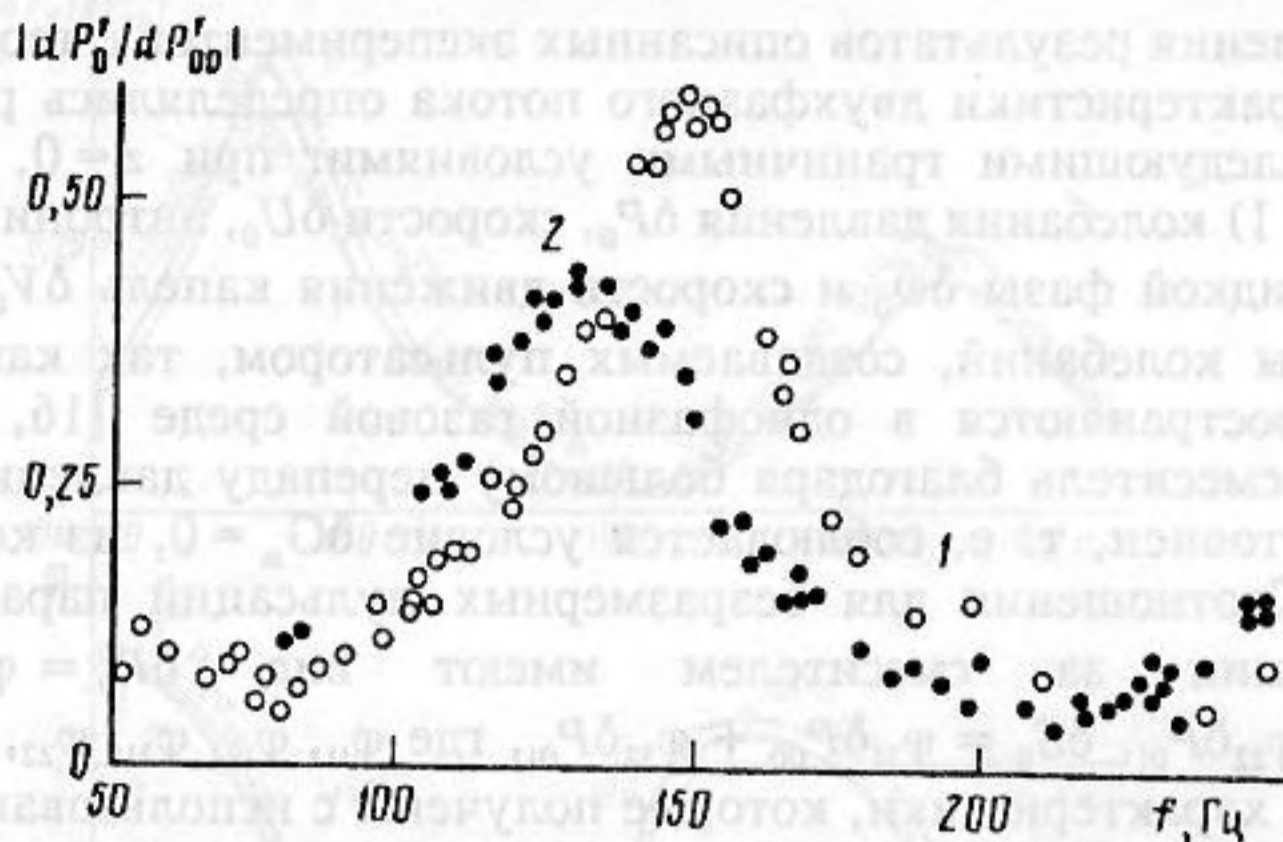


Рис. 3. Экспериментальные акустические характеристики цилиндрического канала: 1 — с газовым потоком без жидкой фазы при $T = 400$ К, $G_r = 3,3$ кг/с, $P = 1,2$ МПа; 2 — с двухфазным неизоэтермическим потоком при $T = 400$ К, $G_r = 3,3$ кг/с; $T_x = 290$ К, $G_x = 0,6$ кг/с, $\chi = 0,15$, $P = 1,2$ МПа

поперечного сечения 10 мм, в котором установлена сменная шайба, обеспечивающая дозирование потребного расхода жидкой фазы. Заканчивается канал 1 коротким соплом 5 ($d_c = 40$ мм, $l_c = 60$ мм, $l_c/d_c = 1,5$, где d_c — диаметр выходного сечения сопла, l_c — длина сопла) со сверхкритическим перепадом давления. Для создания гармонических колебаний в канале 1 применялся пульсатор дроссельного типа б.

Определение акустических характеристик канала с двухфазным потоком проводилось в диапазоне частот от 80 до 350 Гц. Методика проведения экспериментов была следующая: в канал 1 подавался подогретый воздух. Колебания давления создавались пульсатором б и регистрировались в трех сечениях (рис. 1, δP_{00} — в сечении на расстоянии ~ 40 мм от решетки, δP_0 в сечении на расстоянии ~ 60 мм от смесителя, δP_1 в сечении на расстоянии ~ 60 мм от сопла). Затем в газовый поток впрыскивалась вода, расход которой поддерживался постоянным и фиксировались колебания давления в указанных трех сечениях. При обработке экспериментальных данных определялись амплитудные и фазовые частотные характеристики $\delta P_0'/\delta P_{00}'$, $\delta P_1'/\delta P_{00}'$, $\delta P_1'/\delta P_0'$, где $\delta P_0' = \delta P_0/P_0$, $\delta P_{00}' = \delta P_{00}/P_{00}$, $\delta P_1' = \delta P_1/P_1$; (P_{00} , P_0 , P_1 — средние давления перед решеткой, за смесителем и перед соплом).

В первой серии экспериментов температуры фаз практически не отличались друг от друга. На рис. 2 представлены экспериментальные акустические характеристики $|\delta P_0'/\delta P_{00}'|$ двухфазного потока при расходе жидкой фазы $G_x = 0,5$ кг/с и $G_x = 1,6$ кг/с в сравнении с акустической характеристикой однофазного газового потока. (При проведении экспериментов параметры потока были следующие: для экспериментальных точек, обозначенных \circ — газовый поток без капель жидкости; давление в цилиндрическом канале $P = 1,1$ МПа, расход газа $G_r = 3,3$ кг/с, температура газовой фазы $T = 290$ К; для экспериментальных точек обозначенных Δ — двухфазный поток: $P = 1,1$ МПа, температура газовой фазы равна температуре жидкой фазы $T = T_x = 290$ К, $G_r = 3,3$ кг/с, расход жидкой фазы $G_x = 0,5$ кг/с, массовая концентрация жидкой фазы в потоке $\chi = G_x / (G_x + G_r) = 0,13$ для экспериментальных точек, обозначенных x — двухфазный поток: $P = 1,2$ МПа, $T = T_x = 290$ К, $G_r = 3,3$ кг/с, $G_x = 1,6$ кг/с, $\chi = 0,33$). Наличие капель жидкости в газовом потоке приводит к смещению резонансной частоты в сторону меньших значений и к уменьшению максимальной амплитуды на резонансной частоте. С увеличением концентрации жидкой фазы в потоке эффект двухфазности проявляется ярче.

Во второй серии экспериментов повышалась температура газовой фазы и оценивалось влияние теплообмена на акустические характеристики двухфазного потока (рис. 3). Из кривых на рис. 3 видно, что в этом случае увеличивается сдвиг резонансной частоты двухфазного потока относительно газового.

Для сопоставления результатов описанных экспериментов с теорией расчетные акустические характеристики двухфазного потока определялись решением уравнения (14) со следующими граничными условиями: при $z = 0$, т. е. сразу за смесителем (рис. 1) колебания давления δP_0 , скорости δU_0 , энтропии δS_0 , объемной концентрации жидкой фазы $\delta \omega_0$ и скорости движения капель δV_0 , известны как функции частоты колебаний, создаваемых пульсатором, так как до смесителя колебания распространяются в однофазной газовой среде [16, 17], а расход жидкости через смеситель благодаря большому перепаду давления по жидкости практически постоянен, т. е. соблюдается условие $\delta G_x = 0$, из которого следует $\delta V_0 = \delta \omega_0 = 0$. Соотношения для безразмерных пульсаций параметров газовой фазы в сечении за смесителем имеют вид $\delta P_0 = \varphi_{11} \delta P_{00} + \varphi_{12} \delta P_{01}$, $\delta U_0 = \varphi_{21} \delta P_{00} + \varphi_{22} \delta P_{01}$, $\delta S_0 = \varphi_{31} \delta P_{00} + \varphi_{32} \delta P_{01}$, где φ_{11} , φ_{12} , φ_{21} , φ_{22} , φ_{31} , φ_{32} — известные частотные характеристики, которые получены с использованием уравнений шестиполосников для элементов с сосредоточенными параметрами (при переходе через решетку с критическим перепадом 2 и через смеситель 3, рис. 1) и уравнений шестиполосников для элементов с распределенными параметрами (для участка тракта между решеткой и смесителем) [16]. При этом колебания давления скорости и энтропии газа перед смесителем выражены через колебания давления, создаваемые пульсатором δP_{00} , и неопределены до полного замыкания системы. Экспериментально частотные характеристики определялись в виде отношения $\delta P_0 / \delta P_{00}$. При $z = 1$ (перед соплом) необходимо задать граничное условие в критическом сечении для двухфазного потока. Для короткого сопла (длина которого, т. е. расстояние от входа в сопло до критического сечения, значительно меньше длины акустической волны) можно предположить, что расходы газовой и жидкой фаз непосредственно перед соплом и в критическом сечении равны. Кроме того, в коротком сопле можно пренебречь процессами теплообмена между фазами (из-за малого времени пребывания).

Стационарные проливы сопла в диапазоне массовых концентраций $\chi = 0,14 - 0,18$ и при среднем диаметре капель жидкости $d_x = 40$ мкм показали, что при низких начальных температурах газа $T = 280$ К (когда $T \approx T_x$) течение двухфазной газожидкостной смеси в сопле близко к равновесному, при этом изменение давления P_1 перед соплом достаточно точно описывается выражением, справедливым для равновесного режима течения.

Специальные экспериментальные исследования при укороченном цилиндрическом участке тракта ($l = 300$ мм) и при близких начальных температурах газа и жидкости, при изменении массовой концентрации χ от 0,17 до 0,38 показали, что влияние сопла на акустические характеристики цилиндрического тракта с двухфазным течением в диапазоне частот от 30 до 300 Гц можно не учитывать.

Воспользовавшись условием равенства расходов перед соплом и в критическом сечении, можно записать для данных экспериментов граничное условие при $z = 1$ в следующем виде:

$$\delta U_1 = (\kappa - 1) \delta P_1 / 2\kappa + \delta \omega_1 / (1 - \omega_1) + \delta S_1 / 2,$$
 где $\kappa = c_p / c_v$; δU_1 , δP_1 , $\delta \omega_1$, δS_1 — колебания параметров двухфазного потока в сечении перед соплом.

На рис. 4, 5 представлены данные расчетов и первой серии экспериментов. Для проведения расчетов по представленной модели необходимо было задаться значениями коэффициента аэродинамического сопротивления капли и начальным диаметром капли, которые экспериментально определены не были. Средний диаметр капли рассчитывался по эмпирической формуле для используемых в эксперименте эмульсионных форсунок и согласно расчетам был равен 40 мкм. Значения c_x в расчетах варьировались от значений, определяемых «стандартной» зависимостью c_x от числа $Re_{отн}$ (например, [18]), до значений, экспериментально получаемых другими авторами [6, 11].

Расчеты показали, что изменение величины c_x слабо влияет на стационарные значения параметров двухфазного потока и существенно меняет динамические

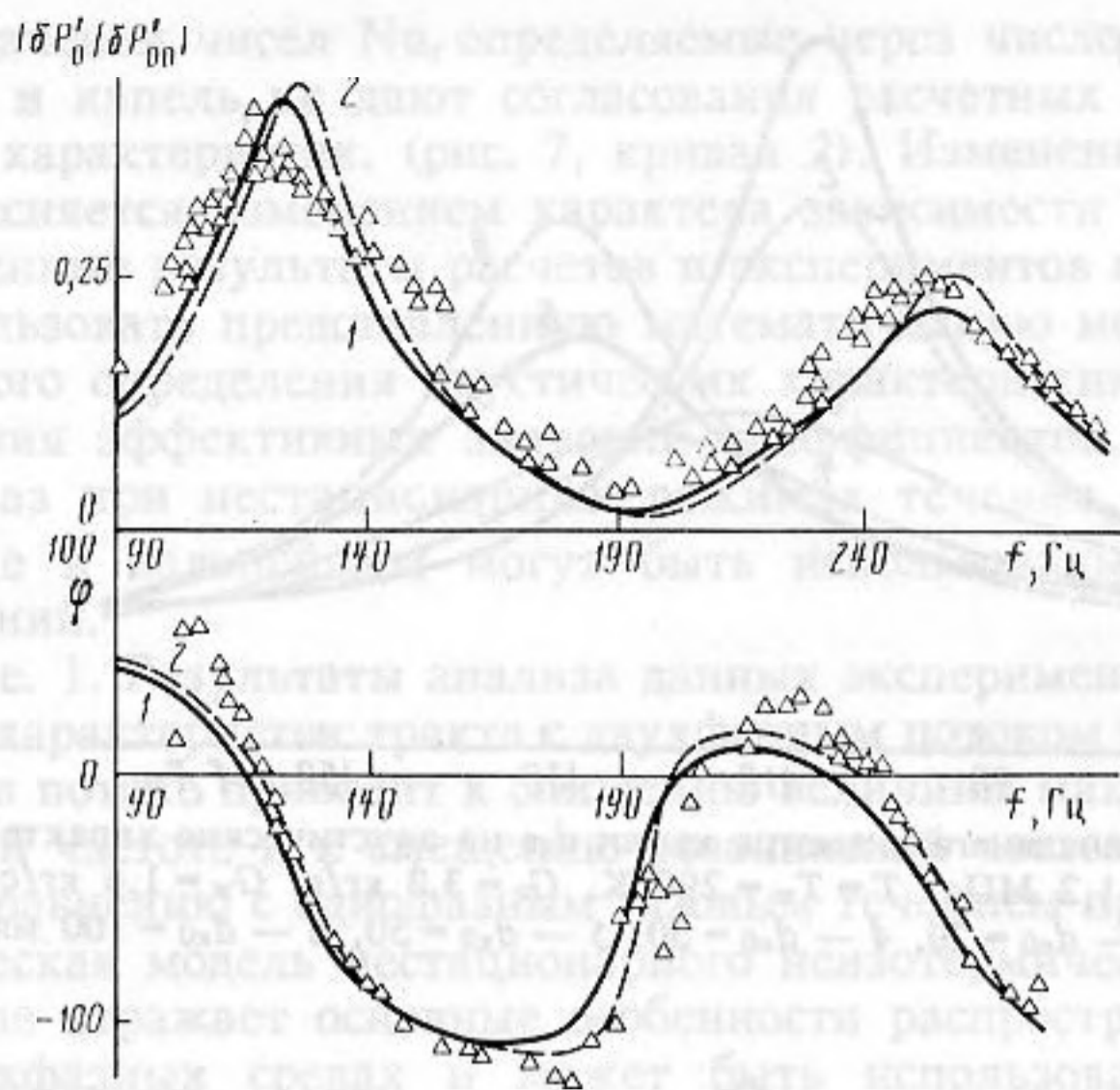


Рис. 4. Расчетные и экспериментальные акустические характеристики канала с двухфазным изотермическим потоком: $P = 1,1$ МПа, $T = T_{ж} = 290$ К, $G_r = 3,3$ кг/с, $G_{ж} = 0,5$ кг/с, $\chi = 0,13$; Δ — экспериментальные точки; 1 — расчетная кривая при $d_k = 30$ мкм; 2 — расчетная кривая при $d_k = 40$ мкм, φ — фаза

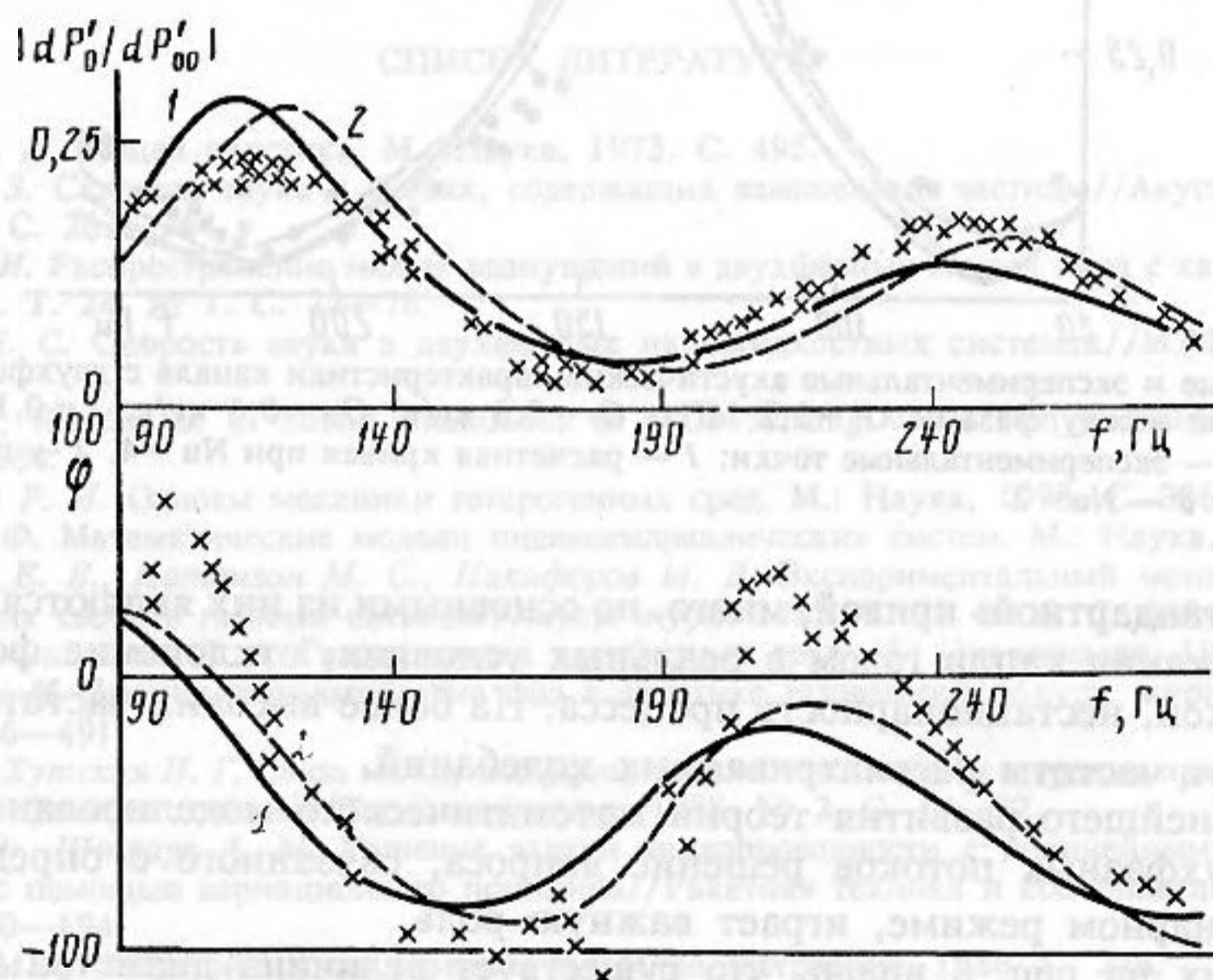


Рис. 5. Расчетные и экспериментальные акустические характеристики канала с двухфазным изотермическим потоком: $P = 1,2$ МПа, $T = T_{ж} = 290$ К, $G_r = 3,3$ кг/с, $G_{ж} = 1,6$ кг/с, $\chi = 0,33$; \times — экспериментальные точки, 1 — расчетная кривая при $d_k = 30$ мкм; 2 — расчетная кривая при $d_k = 40$ мкм

характеристики. Это объясняется различным взаимодействием газа и капель в условиях стационарного и нестационарного режимов рассматриваемого течения. При стационарном режиме течения капли увлекаются газом и движутся практически с одной скоростью, а при наличии колебательного процесса значение s_x влияет на характер взаимодействия газа и капель.

Согласование расчетных и экспериментальных данных, приведенных на рис. 4, 5, получено при $d_{к0} = 40$ мкм и значениях s_x , определяемых выражением $s_x = 50/Re$. Причин, приводящих к отклонению значений s_x от значений, опре-

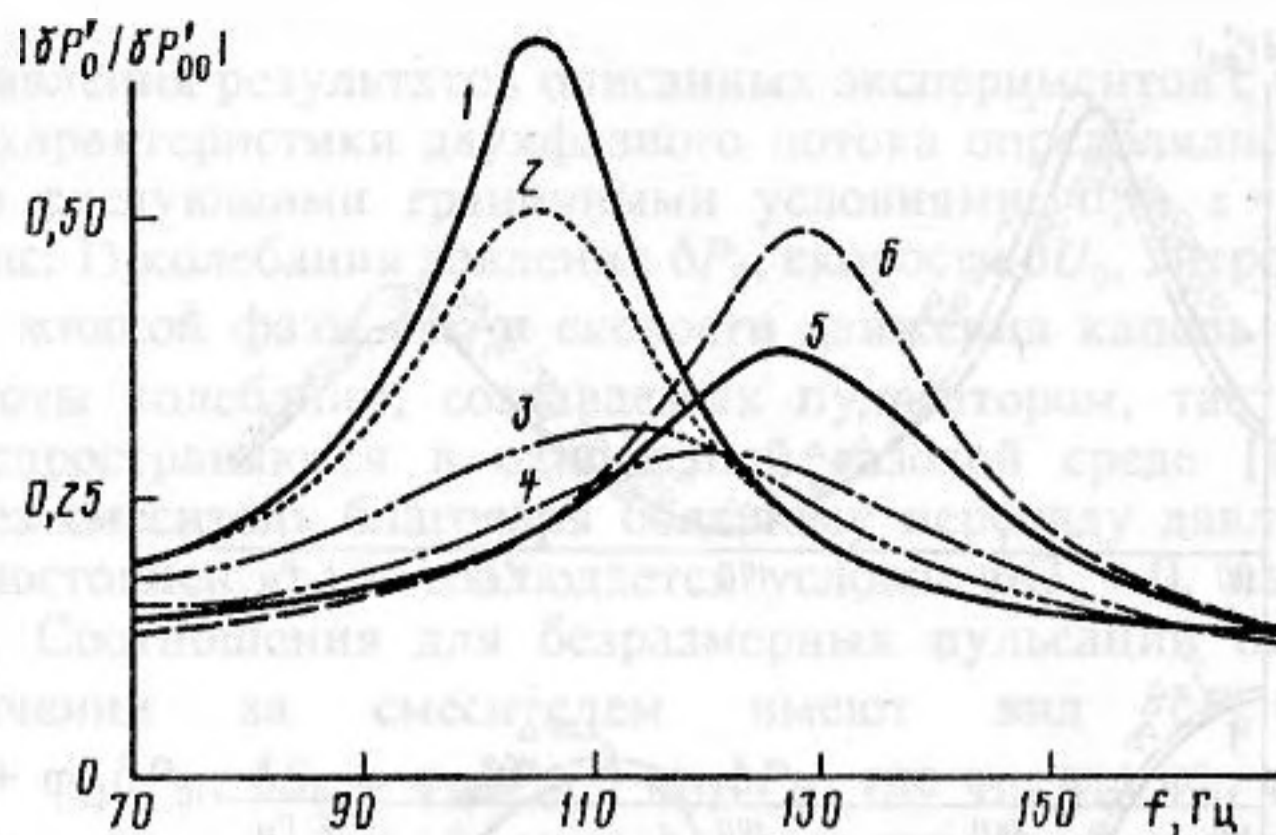


Рис. 6. Влияние изменения начального диаметра капли $d_{к0}$ на акустические характеристики канала с двухфазным потоком ($P = 1,2$ МПа, $T = T_{ж} = 290$ К, $G_r = 3,3$ кг/с, $G_{ж} = 1,6$ кг/с, $\chi = 0,33$): 1 — $d_{к0} = 5$ мкм, 2 — $d_{к0} = 10$, 3 — $d_{к0} = 20$, 4 — $d_{к0} = 30$, 5 — $d_{к0} = 50$, 6 — $d_{к0} = 100$ мкм

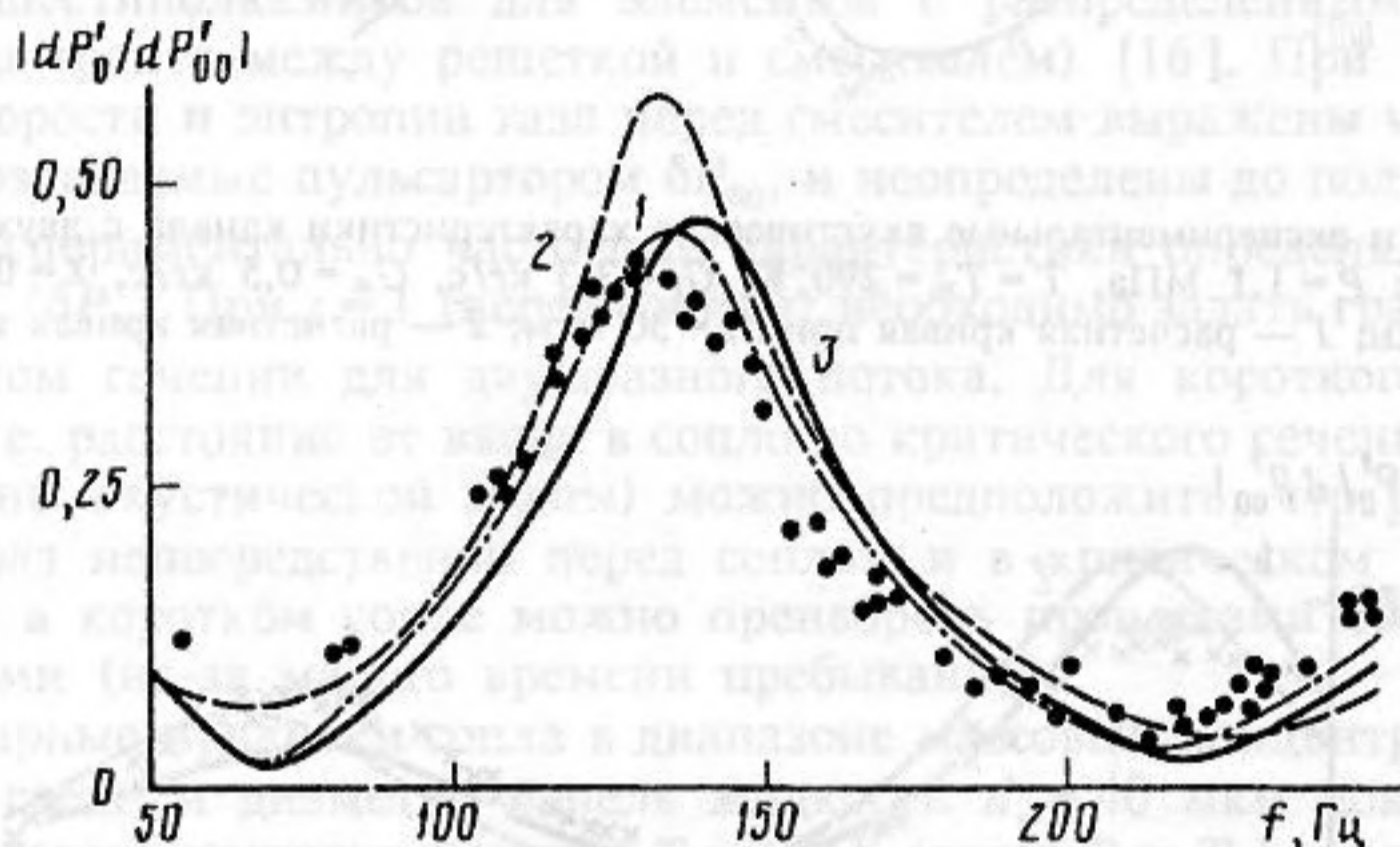


Рис. 7. Расчетные и экспериментальные акустические характеристики канала с двухфазным потоком при теплообмене между фазами ($P = 1,2$ МПа, $G_r = 3,3$ кг/с, $G_{ж} = 0,6$ кг/с, $\chi = 0,15$, $T = 400$ К, $T_{ж} = 290$ К): • — экспериментальные точки; 1 — расчетная кривая при $Nu = 4$, 2 — при $Nu = 0,673 \cdot (20 + Re)^{0,455}$, 3 — $Nu = 2$

деляемых «стандартной» кривой, много, но основными из них являются: изменение режима обтекания капли газом в реальных условиях, отклонение формы капли от сферической, нестационарность процесса. На более высоких частотах s_x может зависеть и от частоты рассматриваемых колебаний.

Для дальнейшего развития теории математического моделирования нестационарных двухфазных потоков решение вопроса, связанного с определением s_x на нестационарном режиме, играет важную роль.

Из кривых на рис. 6 видно, что существует величина диаметра капель, при которой потери акустической энергии максимальны. Для экспериментальной проверки этого факта необходимо проведение специально поставленных экспериментов. В рамках рассматриваемых экспериментов делались попытки изменения среднего диаметра капель путем введения в воду поверхностно-активных веществ. По оценкам это могло привести к уменьшению диаметра капель с 40 до 30 мкм. В эксперименте не удалось обнаружить влияния изменения дисперсности жидкой фазы, что объясняется слабым влиянием изменения диаметра капель именно в этом диапазоне на акустические характеристики потока (см. рис. 4, 5).

На рис. 7 представлены результаты экспериментов и расчетов для двухфазного потока при различной температуре жидкой и газовой фаз. Согласование расчетных и экспериментальных данных получено при значении числа $Nu = 4$ (рис. 7,

кривая 1). Значения чисел Nu , определяемые через число Re по относительной скорости газа и капель, не дают согласования расчетных и экспериментальных акустических характеристик. (рис. 7, кривая 2). Изменение интенсивности теплоотдачи объясняется изменением характера зависимости числа Nu от Re [11].

Представленные результаты расчетов и экспериментов позволяют, по мнению авторов, использовать представленную математическую модель и методику экспериментального определения акустических характеристик двухфазных потоков для определения эффективных значений коэффициентов, определяющих взаимодействие фаз при нестационарных режимах течения, таких, как s_x , Nu и т. п., которые в дальнейшем могут быть использованы при расчетах более сложных течений.

Заключение. 1. Результаты анализа данных экспериментальных исследований акустических характеристик тракта с двухфазным потоком показали, что наличие жидкой фазы в потоке приводит к снижению величины максимальной амплитуды на резонансной частоте и к смещению резонансной частоты в сторону меньших значений по сравнению с однофазным газовым течением при тех же параметрах. 2. Математическая модель нестационарного неизотермического двухфазного течения в канале отражает основные особенности распространения малых возмущений в двухфазных средах и может быть использована: для определения эффективных значений коэффициентов, характеризующих взаимодействие фаз на нестационарном режиме; для определения акустических характеристик различных трактов с двухфазными потоками; при акустическом моделировании явления неустойчивого горения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Исакович М. А. Общая акустика. М.: Наука, 1973. С. 495.
2. Клейман Я. З. Скорость звука в смесях, содержащих взвешенные частицы // Акуст. журн. 1961. Т. 7. № 2. С. 262—264.
3. Ивандаев А. И. Распространение малых возмущений в двухфазных смесях пара с каплями // Акуст. журн. 1978. Т. 24. № 1. С. 72—78.
4. Радовский И. С. Скорость звука в двухфазных парожидкостных системах // МТФ. 1970. № 5. С. 78—82.
5. Marble F. E., Wooten D. C. Sound Attenuation in a Condensing Vapor // Phys. Fluids. 1970. V. 13. P. 2657—2664.
6. Нигматулин Р. И. Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978. С. 336.
7. Гликман Б. Ф. Математические модели пневмогидравлических систем. М.: Наука, 1986. 365 с.
8. 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.
9. Дейч М. Е., Филиппов Г. А. Газодинамика двухфазных сред. М.: Энергоиздат, 1981. С. 470.
10. Ивандаев А. И. Законы взаимодействия фаз в акустике газовзвесей // Акуст. журн. 1985. Т. 31. № 4. С. 486—491.
11. Дейч М. Е., Хутская Н. Г. Связь между коэффициентами теплоотдачи и трения при турбулентном режиме двухфазного течения // Теплоэнергетика. 1988. № 2. С. 17—22.
12. Вуянович В., Штраус А. М. Решение задачи теплопроводности с нелинейными граничными условиями с помощью вариационного принципа // Ракетная техника и космонавтика. 1971. Т. 9. № 2. С. 190—194.
13. Натанзон М. С. Неустойчивость горения. М.: Машиностроение, 1986. С. 246.
14. Додж Б. Ф. Химическая термодинамика. М.: 1950. С. 785.
15. Лебедев О. Н., Марченко В. Н. О влиянии давления на динамику испарения капли топлива // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1981. Вып. 2. № 8. С. 12—15.
16. Гликман Б. Ф. Нестационарные течения в пневмогидравлических цепях. М.: Машиностроение, 1979. С. 252.
17. Гликман Б. Ф., Лосенков А. С. Резонансные свойства и устойчивость процесса в проточной камере с волнами энтропии (концентрации) // Физика горения и взрыва. 1986. № 6. С. 117—125.
18. Венедиктов В. Д. Турбины и реактивные сопла на двухфазных потоках. М.: Машиностроение, 1969. С. 193.

B. F. Glikman, B. N. Dubinkin, M. I. Merlakov,
V. A. Mokienko

**THEORETICAL AND EXPERIMENTAL DETERMINATION
OF ACOUSTIC CHARACTERISTICS OF A TWO PHASE GAS-DROPS FLOW
IN CYLINDRICAL CHANNELS**

The paper describes a mathematical model of a nonisothermal gas-liquid flow in a cylindrical duct for the determination of acoustic characteristics of a duct with water-air flow for the frequency range from 80 to 350 Hz.

Calculated and experimental data are compared. The analysis of the influence of liquid mass concentration, drops diameter and processes of heat and momentum exchange on acoustic characteristics of a gas-liquid flow in an experimental cylindrical duct is conducted.

