

УДК 534.2

ЭВОЛЮЦИЯ СОСТАВА И ИЗМЕНЕНИЕ ХАРАКТЕРА КОЛЕБАНИЙ КОАГУЛИРУЮЩЕЙ ГАЗОВЗВЕСИ В ВОЛНОВОМ ПОЛЕ АКУСТИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА

© 2022 г. А. Л. Тукмаков^{1, *}, А. А. Ахунов²¹Институт механики и машиностроения – обособленное структурное подразделение
Федерального государственного исследовательского центра КазНЦ РАН, Казань, Россия²Казанский национальный исследовательский технический университет
им. А.Н. Туполева-КАИ, Казань, Россия

*E-mail: tukmakov@imm.knc.ru

Поступила в редакцию 23.06.2021 г.

После доработки 20.01.2022 г.

Принята к публикации 15.02.2022 г.

Анализируется влияние изменяющегося в процессе коагуляции фракционного состава газозвеси, заполняющей акустический резонатор, на характеристики колебаний несущей среды и дисперсных фракций при фиксированной частоте внешнего возбуждения. Продольные колебания в резонаторе создаются поршнем, перемещающимся по гармоническому закону с постоянной частотой и амплитудой. Изменение дисперсности фракций, происходящее в результате коагуляции, меняет резонансную частоту системы и характер колебаний при фиксированной частоте колебаний поршня. Динамика среды описывается системой уравнений движения полидисперсной газозвеси, включающей в себя несущую среду и несколько фракций частиц разного размера. Процесс коагуляции частиц описывается при помощи модели Смолуховского, учитывающей обмен массой, импульсом и энергией между фракциями при коалесценции. Показано, что в процессе колебаний газозвеси при первой собственной частоте для продольных колебаний несущей среды в резонаторе формируются разрывные колебания. Последующее перемещение дисперсной фазы в узлы стоячей волны поля скорости снижает амплитуду и меняет тип колебаний.

DOI: 10.31857/S0040364422050131

ВВЕДЕНИЕ

Изучение нестационарных волновых процессов, параметры которых зависят от изменяющегося в процессе колебаний состава дисперсной фазы, представляют интерес во многих современных промышленных технологиях. К ним относятся технологии сепарации паро- и газокапельных потоков, где используется разделение полидисперсной смеси на ряд фракций в зависимости от радиуса частиц [1, 2]. Подобные процессы происходят в системах кондиционирования воздуха летательных аппаратов [3]. Пожаробезопасность при гетерогенной детонации газокапельных сред зависит от дисперсности систем и их эволюции в ударно-волновых и детонационных процессах [4–6]. Актуальной задачей является процесс очистки газов от дисперсных сред, повышающих гидравлическое и термическое сопротивление проточной части каналов [7–9]. Изучение механизма влияния дисперсной фазы на движение среды и распространение акустических волн производится методами физического и численного эксперимента и усложняется за счет учета многофазности и полидисперсности газозвесей, нестационарности процессов межфазного взаимодействия и турбулентного характера движения сред [10, 11]. Так, в [4] динамика газокапельной смеси описывается в [4]

динамика газокапельной смеси описывается численно в трехмерной постановке на основе модели взаимопроникающих континуумов с монодисперсной капельной фазой. В [7] с помощью базовых моделей программного кода пакета Ansys Fluent исследуется структура парокапельной смеси во влажно-паровых отсеках турбомашин. В [9] газовая фаза описывается системой 3D RANS-уравнений с учетом обратного влияния частиц на процессы переноса в несущей фазе, а турбулентность газовой фазы рассчитывается по модели переноса рейнольдсовых напряжений с учетом влияния дисперсной фазы на турбулентные характеристики. В работе [11] рассматриваются численные и экспериментальные исследования поведения частиц в акустических полях применительно к задаче разделения фракций. В том числе рассматриваются работы, посвященные анализу осредненного движения в направлении узлов и пучностей стоячей волны скорости в акустическом резонаторе. В [2, 12] численно решалась система уравнений полидисперсной газозвеси и было установлено, что акустическое воздействие на парокапельный поток может приводить к укрупнению капель за счет коагуляции, что повышает эффективность последующего разделения фаз в инерционных сепараторах.

Целью настоящей работы является анализ влияния изменения дисперсности коагулирующей полидисперсной газозвеси на характер продольных колебаний среды в акустическом резонаторе. Источником колебаний служит поршень, перемежающийся по гармоническому закону с фиксированной частотой и амплитудой. В процессе колебаний происходит коагуляция частиц, принадлежащих фракциям с относительным скоростным скольжением. В результате дисперсность газозвеси, площадь поверхности контакта фаз и диссипативность акустической системы меняются, что в свою очередь приводит к изменению характера колебаний при фиксированной частоте и амплитуде внешнего возбуждения. Дополнительным фактором является дрейф частиц дисперсной фазы в узлы и пучности стоячей волны поля скорости на резонансных частотах [13].

МОДЕЛЬ ДВИЖЕНИЯ МНОГОСКОРОСТНОЙ ПОЛИДИСПЕРСНОЙ ГАЗОВЗВЕСИ

Для описания динамики смеси применяется эйлерова модель коагулирующей полидисперсной газозвеси [14–16]. В качестве несущей среды рассматривается воздух, движение которого описывается системой уравнений Навье–Стокса [2, 12]. Компоненты дисперсной фазы представляют собой фракции, в начальный момент времени состоящие из капель фиксированного размера. В декартовой системе координат в двумерном случае система имеет вид [12]

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} &= 0, \quad \frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u^2 + p - \tau_{xx})}{\partial x} + \\ &+ \frac{\partial(\rho uv - \tau_{xy})}{\partial y} = -\sum_{i=1}^n F_{xi} + \alpha \frac{\partial p}{\partial x}, \\ \frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho uv - \tau_{xy})}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v^2 + p - \tau_{yy})}{\partial y} &= \\ &= -\sum_{i=1}^n F_{yi} + \alpha \frac{\partial p}{\partial y}, \\ \frac{\partial(e)}{\partial t} + \frac{\partial(u(e + p - \tau_{xx}) - v\tau_{xy} - \lambda \partial T / \partial x)}{\partial x} + \\ &+ \frac{\partial(v(e + p - \tau_{yy}) - u\tau_{xy} - \lambda \partial T / \partial y)}{\partial y} = \\ &= -\sum_{i=1}^n Q_i - \sum_{i=1}^n [F_{xi}|(u - u_i) + F_{yi}|(v - v_i)] + \\ &+ \alpha [\partial(\rho u) / \partial x + \partial(\rho v) / \partial y], \\ \tau_{xx} &= \mu \left(2 \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} D \right), \quad \tau_{xy} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right), \\ D &= \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}, \quad \alpha = \sum_{i=1}^n \alpha_i, \quad e = I + 0.5\rho(u^2 + v^2), \end{aligned}$$

$$F_{xi} = \frac{3\alpha_i}{4} C_{di} \rho \sqrt{(u - u_i)^2 + (v - v_i)^2} (u - u_i) + \alpha_i \rho \frac{du}{dt} + \frac{1}{2} \alpha_i \rho \frac{d}{dt} (u - u_i),$$

$$F_{yi} = \frac{3\alpha_i}{4} C_{di} \rho \sqrt{(u - u_i)^2 + (v - v_i)^2} (v - v_i) + \alpha_i \rho \frac{dv}{dt} + \frac{1}{2} \alpha_i \rho \frac{d}{dt} (v - v_i),$$

$$C_{di} = C_{di}^0 \Psi(M_{i0}) \varphi(\alpha_i), \quad C_{di}^0 = \frac{24}{\text{Re}_{i0}} + \frac{4}{\text{Re}_{i0}^{0.5}} + 0.4,$$

$$\Psi(M_{i0}) = 1 + \exp\left(-\frac{0.427}{M_{i0}^{0.63}}\right), \quad \varphi(\alpha_i) = (1 - \alpha_i)^{-2.5},$$

$$\text{Re}_{i0} = \frac{2\rho r_i |\mathbf{V} - \mathbf{V}_i|}{\mu}, \quad M_{i0} = \frac{|\mathbf{V} - \mathbf{V}_i|}{c},$$

$$\text{Pr} = \frac{\gamma C_p \mu}{\lambda}, \quad Q_i = \frac{3\alpha_i \text{Nu}_i \lambda (T - T_i)}{2r_i^2}.$$

Здесь $\rho, u, v, u_i, v_i, e, \lambda, \mu$ – плотность несущей среды, составляющие скорости несущей среды и фракций дисперсной фазы, полная энергия, коэффициенты теплопроводности и вязкости несущей фазы; $\alpha = \sum \alpha_i$ – объемное содержание дисперсной фазы, получаемое суммированием объемных содержаний фракций. Составляющие сил межфазного взаимодействия и тепловой поток на границе частица i -фракции–газ F_{xi}, F_{yi}, Q_i определялись силами Архимеда, присоединенных масс, законами межфазного трения и теплообмена в квазистационарном приближении без учета влияния силы Бассэ [14–16]. В уравнение сохранения полной энергии для несущей фазы входит тепловой поток Q_i , возникающий вследствие теплообмена между газом и частицами i -фракции; число Нуссельта $\text{Nu}_i = 2r_i \alpha_T / \lambda$; r_i – радиус частицы i -й фракции; α_T – коэффициент теплопередачи на границе частица–газ; $I = RT / (\gamma - 1)$ – внутренняя энергия газа; R, γ – газовая постоянная, постоянная адиабаты; $T = p / \rho R$ – температура несущей среды.

Движение каждой дисперсной фракции описывается системой уравнений неразрывности для средней плотности, сохранения составляющих импульса и сохранения тепловой энергии, записанных с учетом обмена импульсом и энергией с несущей средой:

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_i u_i)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_i v_i)}{\partial y} = 0,$$

$$\frac{\partial(\rho_i u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_i u_i^2)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_i u_i v_i)}{\partial y} = F_{xi} - \alpha_i \frac{\partial p}{\partial x},$$

$$\frac{\partial(\rho_i v_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_i u_i v_i)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_i v_i^2)}{\partial y} = F_{yi} - \alpha_i \frac{\partial p}{\partial y},$$

$$\frac{\partial(e_i)}{\partial t} + \frac{\partial(e_i u_i)}{\partial x} + \frac{\partial(e_i v_i)}{\partial y} = \text{Nu}_i \frac{6\alpha_i}{(2r_i)^2} \lambda (T - T_i),$$

$$\rho_i = \alpha_i \rho_{i0}, \quad e_i = \rho_i C_{pi} T_i,$$

где $\alpha_i, \rho_i, e_i, T_i$ – объемное содержание, средняя плотность, тепловая энергия и температура дисперсной фазы; $C_{\rho i}, \rho_{i0}$ – теплоемкость и плотность вещества i -й дисперсной фракции. Число Нуссельта определялось при помощи известной аппроксимации, включающей относительные числа Маха M_{i0} , Рейнольдса Re_{i0} и Прандтля Pr :

$$Nu_i = 2 \exp(-M_{i0}) + 0.459 Re_{i0}^{0.55} Pr^{0.33},$$

$$0 \leq M_{i0} \leq 2, \quad 0 \leq Re_{i0} \leq 2 \times 10^5.$$

В качестве термического уравнения состояния для несущей среды использовалось уравнение состояния совершенного газа $p = \rho RT$.

МОДЕЛЬ КОАГУЛЯЦИИ ЧАСТИЦ

Изменения массы, концентрации, импульса и температуры частиц при столкновениях описывались моделью парных соударений Смолуховского, приведенной в работе [17]. Масса m_i частицы i -й фракции ($i = 2, \dots, N$) возрастает за счет поглощения частиц меньшего размера с массой m_j ($j = 1, \dots, i - 1$):

$$\frac{\partial m_i}{\partial t} = \sum_{j=1}^{i-1} k_{ij} n_j m_j,$$

где $k_{ij} = \frac{\pi}{4} (d_i + d_j)^2 |\mathbf{V}_j - \mathbf{V}_i|$ – постоянная коагуляции для частиц фракций i, j с диаметрами $d_j < d_i$. Новое значение массы частиц i -й фракции в текущем узле конечно-разностной сетки позволяет определить новое значение радиуса частицы r_i . Уменьшение концентрации частиц j -х фракций вследствие поглощения их более крупными i -ми ($i = j + 1, j + 2, \dots, N$) описывается уравнением

$$\frac{\partial n_j}{\partial t} = -n_j \sum_{i=j+1}^N k_{ij} n_i, \quad (j = 1, \dots, N - 1).$$

Новое значение объемного содержания i -й фракции, изменившееся вследствие коагуляции, определяется как $\alpha_i = \frac{4}{3} \pi r_i^3 n_i$. Зная объемное содержание и физическую плотность вещества, находим среднюю плотность фракции, изменившуюся вследствие коагуляции $\rho_i = \alpha_i \rho_{i0}$. В свою очередь в начале каждого временного цикла вычислений определялись концентрации частиц i -й фракции по ее средней плотности и радиусу частиц. Слияние мелких капель с более крупными приводит к изменению скорости капель укрупнившейся фракции:

$$\frac{d\mathbf{V}_i}{d\tau} = \frac{1}{m_i} \sum_{j=1}^{i-1} k_{ij} (\mathbf{V}_j - \mathbf{V}_i) m_j n_j.$$

Температура частицы i -й фракции после коагуляции с частицами мелких фракций находится по соотношению

$$T = \frac{1}{Cm} \left(\sum_{j=1}^{i-1} k_{ij} n_j C_j m_j T_j + C_i m_i T_i \right),$$

где T_i, T, C_i, C, m_i, m – температура, удельная массовая теплоемкость и масса частицы i -й фракции до и после коагуляции. Зная новую температуру и среднюю плотность, находим тепловую энергию фракции, которая может измениться при коагуляции. Связанные с коагуляцией изменения средней плотности, скорости и температуры фракций дисперсной фазы учитывались на каждом временном шаге основного алгоритма.

МЕТОД РАСЧЕТА

Система уравнений движения двухфазной полидисперсной смеси записывалась в обобщенных подвижных координатах $\xi(x, y, t), \eta(x, y, t), t$ и решалась явным методом Мак-Кормака второго порядка со схемой нелинейной коррекции [2, 12, 18–20]. Так, для несущей среды шаги предиктор и корректор для вектора зависимых переменных \mathbf{q} в расчетных координатах (ξ, η) имеют вид

$$q_{j,k}^* = q_{j,k}^n - \frac{\Delta t}{\Delta \xi} (E_{j+1,k}^n - E_{j,k}^n) - \frac{\Delta t}{\Delta \eta} (F_{j,k+1}^n - F_{j,k}^n) - \Delta t H_{j,k}^n,$$

$$q_{j,k}^{n+1} = \frac{1}{2} (q_{j,k}^n + q_{j,k}^*) - \frac{\Delta t}{2\Delta \xi} (E_{j,k}^n - E_{j-1,k}^n) - \frac{\Delta t}{2\Delta \eta} (F_{j,k}^n - F_{j,k-1}^n) - \frac{\Delta t}{2} H_{j,k}^*,$$

$$q_{j,k}^n = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e \end{bmatrix},$$

$$E_{j,k}^n = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \xi_j \rho + \xi_x \rho u + \xi_y \rho v \\ \xi_x \rho u + \xi_x (\rho u^2 + p - \tau_{xx}) + \xi_y (\rho uv - \tau_{xy}) \\ \xi_x \rho v + \xi_x (\rho uv - \tau_{xy}) + \xi_y (\rho v^2 + p - \tau_{yy}) \\ \xi_x e + \xi_x (u(e + p - \tau_{xx}) - v \tau_{xy} - \lambda \partial T / \partial x) + \xi_y (v(e + p - \tau_{yy}) - u \tau_{xy} - \lambda \partial T / \partial y) \end{bmatrix},$$

$$F_{j,k}^n = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \eta_x \rho + \eta_x \rho u + \eta_y \rho v \\ \eta_x \rho u + \eta_x (\rho u^2 + p - \tau_{xx}) + \eta_y (\rho uv - \tau_{xy}) \\ \eta_x \rho v + \eta_x (\rho uv - \tau_{xy}) + \eta_y (\rho v^2 + p - \tau_{yy}) \\ \eta_x e + \eta_x (u(e + p - \tau_{xx}) - v \tau_{xy} - \lambda \partial T / \partial x) + \eta_y (v(e + p - \tau_{yy}) - u \tau_{xy} - \lambda \partial T / \partial y) \end{bmatrix},$$

$$H_{j,k}^n = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} 0 \\ -\sum_{i=1}^n F_{xi} + \alpha \frac{\partial p}{\partial x} \\ -\sum_{i=1}^n F_{yi} + \alpha \frac{\partial p}{\partial y} \\ -\sum_{i=1}^n Q_i - \sum_{i=1}^n [|F_{xi}| (u - u_i) + |F_{yi}| (v - v_i)] + \alpha [\partial(\rho u) / \partial x + \partial(\rho v) / \partial y] \end{bmatrix}.$$

Здесь j, k – номера узлов конечно-разностной сетки вдоль осей ξ, η . Верхними индексами $n, *, n + 1$ обозначены векторы потоков на текущем, промежуточном и последующем временных слоях; $J = \xi_x \eta_y - \xi_y \eta_x = 1/(x_\xi y_\eta - x_\eta y_\xi)$ – якобиан перехода от физических координат (x, y) к расчетным (ξ, η) ; метрические коэффициенты определяются как $\xi_t = -x_t \xi_x - y_t \xi_y$, $\eta_t = -x_t \eta_x - y_t \eta_y$, $\xi_x = J y_\eta$, $\xi_y = -J x_\eta$, $\eta_x = -J y_\xi$, $\eta_y = J x_\xi$.

Аналогично записывались и решались системы уравнений для каждой дисперсной фракции.

Для получения устойчивого решения в алгоритм включен механизм подавления нефизических осцилляций, возникающих вследствие дисперсионной ошибки численного метода. Коррекция решения, найденного методом Мак-Кормака, осуществлялась с помощью схемы нелинейной коррекции, описанной в [20] применительно к векторам газодинамических функций в физических переменных $U = (\rho, u, v, E)^T$, после перехода на следующий временной слой при $t = t^{n+1}$.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Закрытый акустический резонатор представляет собой плоский канал длиной L и высотой d . Один конец канала закрыт, на другом располагается поршень. В начальный момент времени канал равномерно заполнен газозвесью из воздуха и дисперсных фракций, состоящих из сферических частиц с заданными радиусами. В расчетах предполагалось, что дисперсная фаза состоит из пяти дисперсных фракций с радиусами частиц $r_1 = 1, r_2 = 10, r_3 = 20, r_4 = 50, r_5 = 100$ мкм и плотностью вещества $\rho = 1000$ кг/м³. Число фракций в ансамбле выбиралось минимальным, так чтобы при сохранении эффектов, связанных с коагуляцией и возможным дроблением [21], был достижим длительный расчет по времени. Наименьший радиус частиц соответствовал равновесной с несущей средой по скорости и температуре фракции, а фракция с наибольшим радиусом обладала выраженным скоростным и температурным скольжением. Подобный диапазон радиусов капель образуется при распылении жидкостей форсунками, а также наблюдается в распределении твердых частиц, содержащихся в пылеугольном топливе и в дымовых газах угольных теплоэлектростанций. Фракции промежуточных размеров (10, 20 и 50 мкм) позволяют моделировать межфракционный перенос массы и описывать зависимость динамики системы от дисперсности с учетом возможных процессов дробления или коагуляции.

Объемное содержание каждой из фракций составляет $\alpha_i = 0.00001$. Акустические колебания создаются перемещающимся по гармоническому закону $x = A \sin(\omega t)$ вдоль продольной оси поршнем. Расчеты выполнялись при амплитуде колебаний поршня $A = 0.01$ м при первой собственной частоте продольных колебаний закрытой трубы

$v = c/(2L)$, где $c = (\gamma RT)^{1/2}$ – скорость звука в несущей среде, $\gamma = 1.4$ – постоянная адиабаты, $R = 287$ Дж/(кг К) – газовая постоянная воздуха, T – температура, К. При температуре газа $T = 300$ К первая собственная частота продольных колебаний столба воздуха в закрытой трубе длиной $L = 1$ м составляет $v \approx 174$ Гц, $\omega = 2\pi v \approx 1090$ с⁻¹.

В расчетах начальная плотность воздуха составляла $\rho = 1.29$ кг/м³. Начальная температура частиц всех фракций $T_i = 300$ К, теплоемкость $C_p = 4200$ Дж/(кг К). На стенках резонатора для составляющих скорости несущей фазы и дисперсных фракций ставились условия прилипания. Для всех остальных газодинамических функций, в том числе на поверхности поршня и на закрытом конце канала, задавались однородные граничные условия второго рода. При $t > 0$ начинался процесс гармонических колебаний поршня, создающих колебания в резонаторе. Колебания сопровождались изменением дисперсности и динамических свойств системы вследствие коагуляции.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

На рис. 1а представлена временная зависимость осевой составляющей скорости несущей среды. На начальном временном интервале огибающая сигнала содержит биения, частота которых составляет приблизительно $v_6 = 22$ Гц. Причиной биений является взаимодействие фиксированной частоты колебаний поршня и первой собственной частоты продольных колебаний столба газозвеси, которые генерируются в канале. Поскольку частота колебаний поршня выбрана равной первой собственной частоте продольных колебаний несущей среды, то она больше первой собственной частоты для столба газозвеси. Следовательно, частота колебаний поршня превышает резонансную частоту системы на частоту биений. Резонансная частота системы для начальных состава и дисперсности равна $v_p \approx v - v_6 = 152$ Гц.

На рис. 1б представлен фрагмент временной зависимости скорости несущей среды и фракций дисперсной фазы в точке $x = L/2$ на оси резонатора на начальном этапе, сопровождающемся биениями. Скорости движения газа и равновесной с ним фракции частиц с радиусом $r_1 = 1$ мкм близки. Колебания несущей среды и равновесной фракции слабонелинейные с малой несимметрией переднего и заднего фронтов. По мере увеличения радиуса частиц падает амплитуда колебаний скорости и нарастает фазовое запаздывание относительно несущей среды (рис. 1б). С течением времени в системе возникает резонанс, сопровождающийся ростом амплитуды колебаний скоростей газа и фракций (рис. 1а). Причина состоит в изменении дисперсности смеси: при коагуляции исчезают мелкодисперсные фракции, определяющие диссипацию в системе, уменьшается межфазная поверхность, снижается взаимодействие

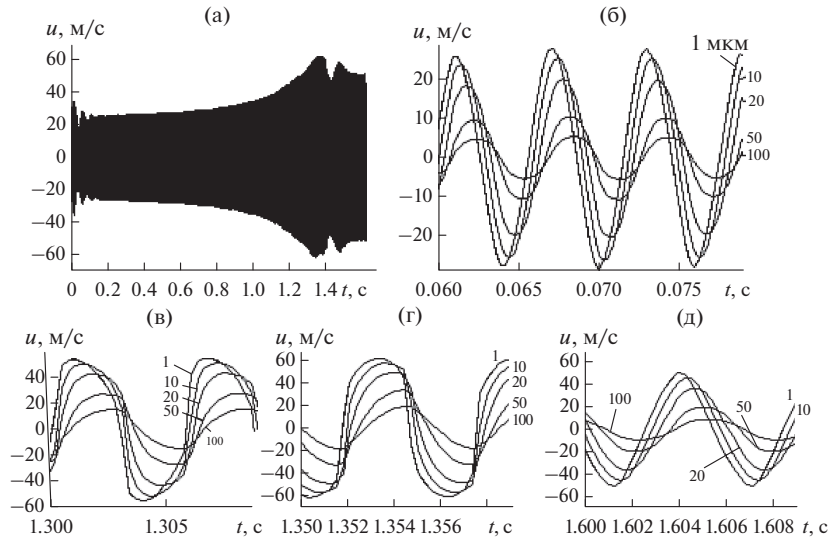


Рис. 1. Колебания осевой составляющей скорости несущей среды полидисперсной газозвеси с начальным фракционным составом (а); фрагменты колебаний в пучности стоячей волны скорости ($x = L/2, y = d/2$): на начальном участке (б); при приближении к резонансу (в); при наступлении резонанса (г); после прохождения резонанса (д).

фаз. В результате резонансные частоты газозвеси и несущей среды сближаются. На рис. 1в показан фрагмент временной зависимости скорости в точке ($x = L/2, y = d/2$) при приближении к резонансу. Колебания несущей среды и фракций носят нелинейный характер с близкими к разрывным передними фронтами для несущей среды и равновесной фракции. При наступлении резонанса увеличивается крутизна фронтов (рис. 1г). После прохождения резонанса колебания сохраняют значительную амплитуду, но перестают быть разрывными (рис. 1д).

На рис. 2а показано изменение во времени средней плотности фракций газозвеси на оси резонатора при $x = L/2$. В этой точке для чистого газа при первой собственной частоте располагаются узел плотности и давления и пучность осевой составляющей скорости. К моменту времени $t \approx 0.3$ с вследствие коагуляции исчезает равновесная мелкодисперсная донорская фракция.

Фракции с начальными радиусами $r_2 = 10$ и $r_3 = 20$ мкм исчерпываются при $t \approx 0.5$ с и при 0.9. Сопоставив результаты, приведенные на рис. 2а, 2б, можно отметить, что изменение средней плотности фракции частиц с начальным радиусом 20 мкм включает в себя стадию начального роста, в течение которой фракция играет роль акцептора, а радиус частиц фракции растет. В процессе роста средней плотности за счет поглощения частиц донорских фракций достигается ее максимум. Затем по мере исчерпания частиц-доноров с начальными радиусами 1 и 10 мкм фракция с начальным радиусом 20 мкм в свою очередь сама становится донором для частиц с начальными радиусами 50 и 100 мкм. При исчезновении в системе частиц с начальным радиусом 20 мкм донором становится фракция с начальным радиусом $r_4 = 50$ мкм. С этим связано последующее уменьшение ее средней плотности до $t \approx$

≈ 1.25 с (рис. 2а). Средняя плотность фракции частиц с начальным радиусом $r_5 = 100$ мкм в окрестности пучности скорости ($x \approx L/2$) при $t < 1.1$ с возрастает за счет захвата и коагуляции частиц меньших фракций. Причем при $t > 0.9$ с в системе остается лишь две фракции — с начальными радиусами 50 и 100 мкм, и вплоть до момента времени $t \approx 1.1$ с наблюдается баланс между уменьшением средней плотности фракции с $r_4 = 50$ мкм и ростом средней плотности фракции с $r_5 = 100$ мкм. Это значит, что дисперсность меняется за счет механизма коагуляции. В интервале времени $1.1 < t < 1.28$ с скорость роста средней плотности самой крупной фракции резко возрастает. При этом скорость уменьшения средней плотности следующей по размеру фракции $r_4 = 50$ мкм не увеличивается (рис. 2а). Следовательно, причиной роста средней плотности может быть только конвективный перенос крупной фракции под действием нелинейных волн с несимметричными фронтами [11, 13]. Оценка числа Вебера

$$We = \frac{\rho_{\text{газ}} |\Delta V_{\text{отн}}|^2 d}{\sigma}$$

при резонансе наибольшее значение для водяных капель самой крупной фракции (100 мкм), показывает, что оно приближается к критическому значению ($We_{\text{кр}} \approx 10$), характерному для распада капли по механизму тарельчатого типа [19], а при наступлении резонанса кратковременно превышает его, достигая $We \approx 15$. В результате можно предположить, что дробление крупных капель увеличит диссипацию и снизит амплитуду колебаний смеси в резонансе за счет появления мелкой фракции. На временном отрезке $1.1 < t < 1.28$ с частицы под действием нелинейных волн перемешаются к пучности скорости в точке $x = L/2$, в результате чего средняя плотность самой крупной фракции в окрестности этой точки возрастает. Затем при

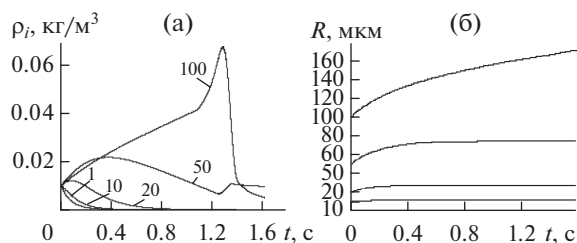


Рис. 2. Эволюция средних плотностей (а) и радиусов частиц фракций (б).

$t > 1.28$ с наблюдается снижение средней плотности фракции с $r_5 = 100$ мкм, что может происходить при движении частиц фракции по направлению от пучности стоячей волны поля скорости ($x = L/2$) к узлам ($x = 0, x = L$) под действием волн с разрывными фронтами за счет механизма “сгребания” частиц [14]. На рис. 3 приведено типичное распределение средней плотности дисперсной фазы-донора с начальным радиусом 20 мкм в момент времени $t = 1.34$ с.

Для фракций, являющихся донорами на протяжении всего процесса (1, 10, 20 мкм), распределения в различные моменты времени однотипны. Вблизи узлов стоячей волны поля скорости дисперсная фракция сохраняется, тогда как в остальной области резонатора, где колебания фракций происходят с достаточно большой амплитудой и скоростным скольжением, содержание ее мало (рис. 3). Фракция частиц с начальным радиусом 50 мкм становится единственным донором в системе при $t > 0.9$ с. К моменту времени $t = 1.43$ с пространственное распределение ее средней плотности становится типичным для фракции-донора: присутствие фракции вблизи $x = 0, x = L$ и низкое содержание в остальной области. Иначе ведет себя фракция с начальным радиусом частиц 100 мкм, являющаяся акцептором на протяжении всего процесса (рис. 4).

С нарастанием амплитуды колебаний (левее резонанса) распределение средней плотности фракции с $r_5 = 100$ мкм имеет максимум в окрестности пучности стоячей волны поля скорости за счет того, что скоростное скольжение фракций и скорость коагуляции там наибольшие (рис. 4а), а также вследствие дрейфа крупных частиц в пучность скорости под действием нелинейных колебаний с асимметрией переднего и заднего волновых фронтов [13]. Колебания происходят при первой собственной частоте для несущей среды, следовательно, пучность скорости располагается в окрестности точки $x = L/2$. В этом случае (при $x = L/2$) для первого линейного резонанса достигается наибольшая амплитуда колебаний, принимающих при большой амплитуде возбуждения разрывной характер (рис. 1г). Причем увеличивается крутизна как переднего, так и заднего волнового фронта. В то же время в окрестности точки $x = L/2$ располагается область с наибольшей концентрацией дисперсной фазы. Под действием нелинейных колебаний с близкими к разрывным фронтами происходит “сгребание” дисперсной фазы [14]

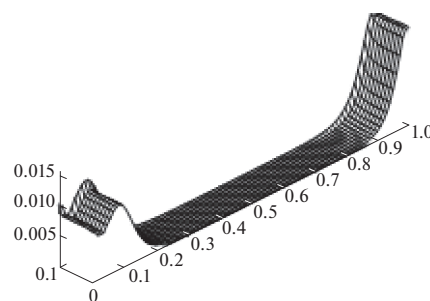


Рис. 3. Пространственное распределение средней плотности фракции с начальным радиусом 20 мкм в момент времени $t = 1.34$ с.

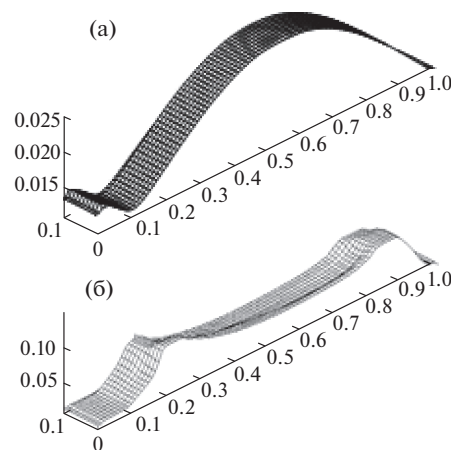


Рис. 4. Пространственные распределения средней плотности фракции с начальным радиусом 100 мкм в моменты времени: (а) – $t = 0.43$ с, (б) – 1.34.

и перемещение ее по направлению распространения волн, т.е. к узлам стоячей волны поля скорости при $x = 0$ и $x = L$. Данный процесс происходит при $t > 1.35$ с (рис. 1а) и сопровождается быстрым снижением средней плотности в окрестности точки $x = L/2$ с последующим ее нарастанием в окрестности узлов скорости ($x = 0, x = L$). В результате средняя плотность дисперсной фазы в окрестности узлов стоячей волны поля скорости возрастает (рис. 4б), увеличивается диссипация и меняются условия отражения, что снижает частоту резонанса. Колебания, сохраняя большую амплитуду, перестают быть разрывными (рис. 1д).

На рис. 5 показана зависимость плотности несущей среды от времени в пучности скорости. Сначала по мере роста средней плотности дисперсной фазы плотность несущей среды нарастает. Затем после снижения средней плотности дисперсной фазы в центральной части резонатора снижается и плотность несущей среды в окрестности $x = L/2$, приближаясь в среднем за период колебаний к начальному значению.

Таким образом, получено численное решение, описывающее динамику полидисперсной коагулирующей газовой смеси в нелинейном волновом поле акустического резонатора и показывающее, что характер колебаний при фиксированной частоте

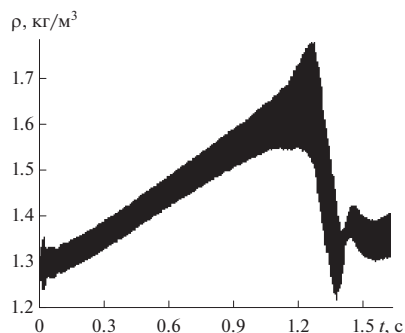


Рис. 5. Зависимость плотности газа от времени в точке $x = L/2, y = d/2$.

те возбуждения определяется меняющейся дисперсностью фракций.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Эволюция газодисперсной системы в акустическом резонаторе при возбуждении колебаний при первой собственной для несущей среды частоте приводит к росту концентрации самой крупной фракции в окрестности пучности стоячей волны поля скорости под действием коагуляции и вследствие дрейфа частиц в нелинейном волновом поле [13]. Уменьшение концентрации донорских фракций снижает диссипацию, что приводит к сближению первых собственных частот несущей среды и газозвеси с изменившимся составом. В результате происходит рост амплитуды колебаний, характер которых приближается к разрывным. Дальнейшая динамика системы связана с уменьшением средней плотности дисперсной фазы в окрестности пучности стоячей волны поля скорости за счет более равномерного пространственного распределения под действием интенсивных колебаний разрывного типа, перемещающих дисперсную фазу за счет эффекта “сгребания” [14] к узлам стоячей волны поля скорости при $x = 0, x = L$ (рис. 4б). В результате поглощения, вызванного ростом объемного содержания дисперсной фазы на концах резонатора, его “эффективная” длина увеличивается, что приводит к снижению резонансной частоты системы относительно фиксированной частоты внешнего возбуждения и к изменению типа колебаний, которые теряют разрывной характер (рис. 1д). Динамика газозвеси при наступлении резонанса в случае интенсивных колебаний может сопровождаться дроблением капель, что требует дополнительных исследований.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Страус В.* Промышленная очистка газов. Пер. с англ. М.: Химия, 1981. 616 с.
2. *Тукмаков А.Л., Тонконог В.Г., Арсланова С.Н.* Волновая коагуляция полидисперсной газозвеси в технологии газификации и криостатирования сжиженного природного газа // Акуст. журн. 2016. Т. 62. № 1. С. 125.
3. *Семашко П.В., Зеленов С.Н., Шустов С.Е.* Выбор угла закрутки потока во влагоотделителе системы кондиционирования воздуха летательного аппара-

та // Современные проблемы науки и образования. 2014. № 6. С. 89.

4. *Беликов В.В., Семенов В.Н., Стародубцева Л.П., Фокин А.Л.* Моделирование трехмерной структуры детонационной волны в двухфазной газочапельной системе // Изв. РАН. Энергетика. 2009. № 3. С. 52.
5. *Гидасов В.Ю., Северина Н.С., Москаленко О.А.* Численное исследование влияния капель воды на структуру детонационной волны в водородо-воздушной горючей смеси // ТВТ. 2018. Т. 56. № 5. С. 829.
6. *Федоров А.В., Фомин В.М., Гостеев Ю.А.* Динамика и воспламенение газозвесей: монография. Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2006. 344 с.
7. *Гаврилов И.Ю., Попов В.В., Сорокин И.Ю., Тищенко В.А., Хомяков С.В.* Методика бесконтактно-определения средних размеров эрозионно-опасных капель в полидисперсном влажно-паровом потоке // Теплоэнергетика. 2014. № 8. С. 39.
8. *Смирнова Н.А.* Создание новых устройств очистки вентиляционных выбросов от капельного аэрозоля // Вестник современных исследований. 2018. № 8.3(23). С. 306.
9. *Пахомов М.А., Терехов В.И.* Распределение концентрации частиц в газочапельном ограниченном закрученном потоке. Эйлера и лагранжевы подходы // ТВТ. 2020. Т. 58. № 6. С. 896.
10. *Ганиев Р.Ф., Кобаско Н.И. и др.* Колебательные явления в многофазных средах и их использование в технологии. Киев: Техника, 1980. 143 с.
11. *Губайдуллин Д.А., Зарипов Р.Г., Осипов П.П., Ткаченко Л.А., Шайдуллин Л.Р.* Волновая динамика газозвеси и отдельных частиц при резонансных колебаниях // ТВТ. 2021. Т. 59. № 3. С. 443.
12. *Тукмаков А.Л., Тонконог В.Г., Тукмакова Н.А.* Нелинейный резонанс в акустической системе с коагулирующей газозвесью // Акуст. журн. 2017. Т. 63. № 5. С. 566.
13. *Тукмаков А.Л.* Зависимость механизма дрейфа твердой частицы в нелинейном волновом поле от ее постоянной времени и длительности прохождения волновых фронтов // ПМТФ. 2011. Т. 52. № 4. С. 106.
14. *Нигматулин Р.И.* Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука; Гл. ред. физ.-мат. лит., 1978. 336 с.
15. *Нигматулин Р.И.* Динамика многофазных сред. Ч. 1. М.: Наука; Гл. ред. физ.-мат. лит., 1987. 464 с.
16. *Кутушев А.Г.* Математическое моделирование волновых процессов в аэродисперсных и порошкообразных средах. СПб.: Недра, 2003. 283 с.
17. *Алемасов В.Е., Дрегалин А.Ф., Тишин А.П., Худяков В.А.* Термодинамические и теплофизические свойства продуктов сгорания. Спр. В 5-ти т. Т. 1. Методы расчета АН СССР. М.: ВИНТИ, 1971. 267 с.
18. *Флетчер К.* Вычислительные методы в динамике жидкостей. Т. 2. Пер. с англ. М.: Мир, 1991. 552 с.
19. *Steger J.L.* Implicit Finite-Difference Simulation of Flow about Arbitrary Two-Dimensional Geometries // AIAA J. 1978. V. 16. № 7. P. 679.
20. *Жмакин А.И., Фурсенко А.А.* Об одной монотонной разностной схеме сквозного счета // ЖВМиМФ. 1980. Т. 20. № 4. С. 1021.
21. *Арефьев К.Ю., Воронцов А.В.* Моделирование процесса дробления и испарения капель не реагирующей жидкости в высокоэнтальпийных газодинамических потоках // Теплофизика и аэромеханика. 2015. Т. 22. № 5. С. 609.