УДК 533.6.011+534.221

УРАВНЕНИЯ ДИНАМИКИ СМЕСИ ГАЗ — ПОЛЫЕ СЕЛЕКТИВНО-ПРОНИЦАЕМЫЕ МИКРОСФЕРЫ

С. В. Долгушев, В. М. Фомин

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, 630090 Новосибирск

На основе законов сохранения массы, импульса и энергии в предположении квазистационарности процесса заполнения газом микросфер получены уравнения динамики многофазных систем типа газовая смесь — полые микросферы с селективно-проницаемыми оболочками. С использованием упрощенной (односкоростной однотемпературной) модели исследованы акустические характеристики системы однородный газ — полые проницаемые микросферы. Определены частотные зависимости скорости и коэффициента затухания звука с учетом процесса релаксации плотности (давления) газа внутри микросфер.

Введение. Течения двухфазных смесей газ — твердые частицы широко распространены в природе и технике, их изучению посвящено значительное количество публикаций (обзор работ см., например, в [1]). К этим системам относятся и смеси газов с диспергированными полыми селективно-проницаемыми (с оболочкой из мембранного материала [2, 3]) микросферами [4, 5]. Взвешенные частицы, представляющие собой полые сферы диаметром 10–1000 мкм с толщиной оболочки 0,5–10 мкм, изготавливаются из различных стекол, корунда, пластмасс, органических веществ и других материалов [4, 5]. Стеклянные или керамические полые микрочастицы могут образовываться в виде промышленных отходов при сгорании некоторых марок каменного угля [6, 7]. Микросферы (иначе их называют микробаллоны, микрокапсулы) применяются в качестве мишеней в экспериментах по лазерному термоядерному синтезу [8], наполнителей при получении легких высокопрочных композиционных материалов [4], микроемкостей для хранения водородного топлива и его ввода в камеры сгорания двигателей [9]. В медицине микросферы используются для высокоэффективной доставки препаратов в определенные типы тканей [5], в прикладной акустике — как эффективный способ снижения шума [10] (микросферами с перфорированной оболочкой). Предложен способ разделения газовых смесей с помощью микросфер с селективно-проницаемыми (мембранными) оболочками при их транспортировке в виде взвеси в разделяемой смеси по трубопроводу [11, 12].

Следует отметить, что вопросы математического моделирования таких сложных сред в литературе практически не рассматривались. Для понимания происходящих в смеси процессов и проведения расчетов необходимо сформулировать математическую модель, учитывающую газодинамические и кинетические явления. В настоящей работе выведены уравнения динамики указанных смесей на основе законов сохранения массы, импульса и энергии их отдельных составляющих. Наряду с этим проведен расчет акустических свойств смесей данного типа на основе упрощенной модели, предполагающей температурное и скоростное равновесие дисперсной и несущей фаз.

Вывод уравнений динамики смесей проводился с использованием модели взаимодействующих взаимопроникающих континуумов, согласно которой многофазная среда рассматривается как комбинация нескольких эффективных сплошных сред, занимающих один и тот же объем и характеризующихся осредненными по объему параметрами. Взаимодействие континуумов осуществляется в процессах обмена массой, импульсом и энергией, которые можно количественно охарактеризовать, рассматривая взаимодействие отдельной твердой частицы с окружающей ее газовой средой. Приняты предположения, типичные для большинства моделей данного типа [1]: 1) размеры твердых частиц во много раз больше длины свободного пробега молекул, что позволяет использовать при рассмотрении процессов вблизи поверхности микросфер уравнения механики сплошной среды; 2) размеры твердых частиц во много раз меньше расстояний, на которых макроскопические параметры фаз и смеси изменяются существенно, что позволяет описывать смесь с помощью осредненных параметров; 3) частицы не вносят вклада в давление среды; 4) если несущей средой является смесь газов, то компоненты этой смеси движутся с одинаковой скоростью; 5) не учитываются вязкость и теплопроводность, хотя считается, что они определяют взаимодействие несущего континуума со взвешенными в нем частицами; 6) несущая фаза представляет собой идеальный газ.

Кроме того, сделаны следующие предположения, обусловленные наличием внутри частиц полостей и проницаемостью их оболочек: 1) параметры газа, находящегося внутри микросфер, всегда однородны (идеальное перемешивание); 2) температура газа внутри микросфер равна температуре оболочек микросфер; 3) температура и скорость газа, контактирующего с внешней поверхностью микросфер, совпадают с соответствующими параметрами микросфер; 4) течение газа через оболочку микросфер квазистационарное, что позволяет выразить поток молекул через разность текущих значений давления по обе стороны оболочки (мембраны), толщину и коэффициент проницаемости материала оболочки [9]; 5) все микросферы одинаковы, а протекающие внутри и около них процессы идентичны; 6) микросферы имеют абсолютно жесткую оболочку и неизменный объем.

Массообмен взвеси полых селективно-проницаемых микросфер с несущей газовой смесью. Для получения уравнений динамики смесей необходимо использовать выражение для интенсивности массообмена микросферы с несущей средой за счет проникновения молекул газа через мембранную оболочку. С этой целью используется квазистационарное приближение. Тогда диффузия газа в оболочке микросферы описывается уравнением

$$\frac{1}{z^2}\,\frac{d}{dz}\Big(z^2 D_i\,\frac{d\eta_i}{dz}\Big) = 0, \tag{1}$$

где η_i — числовая плотность молекул i-го газа внутри оболочки; D_i — коэффициент диффузии молекул газа в материале оболочки; z — радиальная координата, отсчитываемая от центра микросферы. В непосредственной близости от внешней границы микросферы числовая плотность молекул i-го газа в материале оболочки равна $B_i p_i^{ext}$, где B_i — зависящий от температуры коэффициент растворимости i-го газа в материале микросферы [7]; p_i^{ext} — парциальное давление i-го газа вне микросферы. Согласно той же модели в непосредственной близости от внутренней границы оболочки микросферы $\eta_i = B_i p_i^{int}$, где p_i^{int}— парциальное давление i-го газа внутри микросферы (здесь и далее верхний индекс int соответствует параметрам газа, находящегося внутри микросфер, ext — параметрам газа в несущей фазе). Граничные условия для уравнения (1) можно представить в виде

$$\eta_i(R_+) = B_i p_i^{ext}, \qquad \eta_i(R_-) = B_i p_i^{int}, \tag{2}$$

где R_+, R_- — радиусы внешней и внутренней поверхностей микросферы.

Решение уравнения (1) с граничными условиями (2) имеет вид

$$\eta_i(z) = \frac{C_1}{z} + C_2, \qquad C_1 = \frac{R_+R_-}{R_+ - R_-}\,B_i(p_i^{int} - p_i^{ext}), \qquad C_2 = \frac{R_+p_i^{ext} - R_-p_i^{int}}{R_+ - R_-}.$$

Поток молекул i-го газа (если в качестве положительного направления оси z взять направление от центра микросферы к ее поверхности) определяется выражением

$$j_i = -D_i \frac{d\eta_i}{dz} = \frac{C_1 D_i}{z^2} = \frac{B_i D_i}{z^2} \frac{R_+ R_-}{R_+ - R_-} (p_i^{int} - p_i^{ext}) = \frac{q_i}{z^2} \frac{R_+ R_-}{R_+ - R_-} (p_i^{int} - p_i^{ext}),$$

где $q_i = B_i D_i$— коэффициент проницаемости [7] материала оболочки, имеющий размерность молек $\cdot$ м/(м$^2\cdot$ с $\cdot$ Па).

Скорость J_i изменения числа молекул i-го газа внутри микросферы равна произведению удельного потока j_i, взятого с противоположным знаком, и полной площади некоторой сферической поверхности радиуса z ($R_- \leqslant z \leqslant R_+$):

$$J_i = 4\pi z^2(-j_i) = \frac{4\pi R_+ R_-}{R_+ - R_-} q_i (p_i^{ext} - p_i^{int}) = \frac{q_i S_{\mathit{eff}}}{\delta} (p_i^{ext} - p_i^{int}).$$

Здесь $S_{\mathit{eff}} = 4\pi R_+ R_-$ — эффективная площадь поверхности оболочки [4]; δ — ее толщина. Скорость $æ_i$ увеличения массы i-го газа в полости микросферы определяется формулой

$$æ_i = \mu_i J_i = (q_i S_{\mathit{eff}} \mu_i/\delta)(p_i^{ext} - p_i^{int}), \tag{3}$$

где μ_i — масса молекулы газа.

Скорость изменения массы i-го газа внутри микросфер, содержащихся в единице объема смеси, выражается формулой

$$K_i = n_s æ_i = (n_s S_{\mathit{eff}} T_s Q_i R_u/\delta)(\rho_{0i}^{ext} - \rho_{0i}^{int}), \tag{4}$$

где $R_u = kN_{\text{A}}$ — универсальная газовая постоянная; k — постоянная Больцмана; ρ — массовая плотность; нижний индекс 0 соответствует истинным значениям величин, его отсутствие — приведенным (т. е. эффективным, осредненным по малому макрообъему) параметрам; N_{A} — число Авогадро; $Q_i = q_i/N_{\text{A}}$ — коэффициент проницаемости материала микросферы для i-го газа, имеющий размерность кмоль $\cdot$ м/(м$^2\cdot$ с $\cdot$ Па).

При получении (4) учитывалось уравнение состояния идеального газа $p = nkT$, где n — числовая плотность молекул. Подставляя в (4) соотношения $\rho_i^{ext} = (1-m)\rho_{0i}^{ext}$, $\rho_i^{int} = (1-m)\beta^3\rho_{0i}^{int}$, $\beta = R_-/R_+$ и учитывая, что числовая плотность микросфер $n_s = 3m/(4\pi R_+^3)$ (m — объемная доля микросфер в смеси), окончательно получим

$$K_i = \frac{3Q_i R_u T_s}{\beta^2 R_+^2(1-\beta)} \Big(\frac{m\beta^3}{1-m} \rho_i^{ext} - \rho_i^{int}\Big).$$

Уравнения динамики взвеси газовая смесь — полые селективно-проницаемые микросферы. На основе соотношений баланса массы, импульса и энергии для выделенной порции отдельных компонентов [1, 13] и формул (3), (4) для квазистационарной скорости заполнения полостей микросфер газами, проникающими через мембранную оболочку, получены следующие дифференциальные уравнения в частных производных:

$$\frac{\partial m}{\partial t} + \nabla(m\boldsymbol{U}_s) = 0, \qquad \frac{\partial \rho_i^{int}}{\partial t} + \nabla(\rho_i^{int}\boldsymbol{U}_s) = K_i, \qquad \frac{\partial \rho_i^{ext}}{\partial t} + \nabla(\rho_i^{ext}\boldsymbol{U}^{ext}) = -K_i,$$

$$\frac{\partial \rho_s^+ \boldsymbol{U}_s}{\partial t} + \nabla(\rho_s^+ \boldsymbol{U}_s \cdot \boldsymbol{U}_s) = n_s\boldsymbol{f} - m\nabla p_0^{ext} + \sum_{i=1}^N K_i \boldsymbol{U}_s,$$

$$\frac{\partial \rho^{ext} \boldsymbol{U}^{ext}}{\partial t} + \nabla(\rho^{ext}\boldsymbol{U}^{ext} \cdot \boldsymbol{U}^{ext}) = -n_s\boldsymbol{f} - (1-m)\nabla p_0^{ext} - \sum_{i=1}^N K_i \boldsymbol{U}_s,$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\Big[\rho_s^+\Big(e_s^+ + \frac{\boldsymbol{U}_s^2}{2}\Big)\Big] + \nabla\Big[\rho_s^+\boldsymbol{U}_s\Big(e_s^+ + \frac{\boldsymbol{U}_s^2}{2}\Big)\Big] = -m\boldsymbol{U}_s\nabla p_0^{ext} + n_s q + n_s \boldsymbol{f}\boldsymbol{U}_s + \sum_{i=1}^N K_i\Big(e_i(T_s) + \frac{\boldsymbol{U}_s^2}{2}\Big),$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\Big[\rho^{ext}\Big(e^{ext} + \frac{(\boldsymbol{U}^{ext})^2}{2}\Big)\Big] + \nabla\Big[\rho^{ext}\boldsymbol{U}^{ext}\Big(e^{ext} + \frac{(\boldsymbol{U}^{ext})^2}{2}\Big)\Big] =$$

$$= -\nabla(p_0^{ext}\boldsymbol{U}^{ext}) + m\boldsymbol{U}_s\nabla p_0^{ext} - n_s q - n_s\boldsymbol{f}\boldsymbol{U}_s - \sum_{i=1}^N K_i\Big(e_i(T_s) + \frac{\boldsymbol{U}_s^2}{2}\Big),$$

$$p_0^{ext} = \sum_{i=1}^N p_i^{ext}, \qquad p_i^{ext} = \rho_{0i}^{ext} R_i T^{ext} = \frac{\rho_i^{ext} R_i T^{ext}}{1-m} \quad (i = 1, 2, \ldots, N).$$

Здесь $\boldsymbol{U}$ — скорость; T — температура; q — тепловой поток к внешней поверхности отдельной микросферы; $\boldsymbol{f}$ — сила сопротивления, действующая на микросферу со стороны несущей газовой среды; e — внутренняя энергия единицы массы газа; R_i — газовая постоянная i-го газа; N — число компонентов газовой смеси; верхним индексом "+" обозначены величины, соответствующие составным частицам, т. е. микросфере и содержащемуся внутри нее газу.

Релаксация плотности газа внутри микросфер во взвеси однородный газ — полые проницаемые микросферы. Наиболее простым случаем движения систем рассматриваемого типа является равновесное по температуре и скорости течение взвеси полых газопроницаемых микросфер в однородном газе. В качестве примера решена задача о дисперсии и коэффициенте поглощения акустических возмущений, распространяющихся в покоящейся однородной смеси полых проницаемых стеклянных микросфер и гелия. При решении этой задачи смесь удобно рассматривать как гомогенную [14] с заданной массовой долей твердой фазы. Наряду с обычными для данной модели параметрами (давлением, плотностью, температурой и скоростью) здесь имеется дополнительный параметр — плотность газа (истинная) внутри микросфер. На основе соображений, использованных при изучении гомогенных двухфазных систем со сплошными твердыми частицами [14], для рассматриваемой системы можно получить следующее уравнение состояния:

$$p = \frac{\rho R T}{1 - \varphi_s\rho/\bar\rho_s}\Big(1 - \frac{\varphi_s\beta^3}{1-\varphi_s}\,\frac{\rho_0^{int}}{\bar\rho_s}\Big),$$

где p — давление в смеси (вне микросфер); $\bar\rho_s$ — средняя по объему микросферы плотность материала ее оболочки; φ_s — массовая доля твердой фазы; ρ_0^{int} — плотность (истинная) газа внутри микросферы; $R = (1-\varphi_s)R_0$ — эффективная газовая постоянная смеси; R_0 — газовая постоянная однородного газа. В этой модели уравнения неразрывности, импульса и энергии имеют тот же вид, что и для течений однородных газов, а динамика массы газа, находящегося в полостях микросфер, описывается релаксационным уравнением

$$\frac{\partial\rho_0^{int}}{\partial t} + \boldsymbol{U}\nabla\rho_0^{int} = -\frac{(1-\varphi_s)\rho - [1 - \varphi_s(1-\beta^3)\rho/\bar\rho_s]\rho_0^{int}}{\tau},$$

где эффективное время τ релаксации плотности газа внутри микросфер определяется формулой

$$\tau = (1 - \varphi_s\rho/\bar\rho_s)\tau_0 = (1-m)\tau_0, \qquad \tau_0(T) = (1-\beta)\beta^2 R_+^2/(3R_u Q T).$$

Акустические свойства взвеси однородный газ — полые проницаемые микросферы. Записывая уравнения неразрывности, импульса, энергии и плотности массы газа внутри микросфер для одномерных течений в безразмерном виде, линеаризуя их и рассматривая бесконечно слабые синусоидальные возмущения произвольного параметра y типа $y = y_0\{1 + \delta y \exp[i(sx - \omega t)]\}$ ($\omega = \Omega R_+/c_0$ — безразмерная круговая частота колебаний; Ω — размерная круговая частота; c_0 — скорость звука в однородном газе; s — безразмерное волновое число; $i = \sqrt{-1}$), получим дисперсионное соотношение для звуковых волн

$$\Big[\frac{A}{b}\Big(1 + \frac{R}{c_v}\Big) - i\omega\Big(\frac{1}{b} + \frac{R_0}{c_v}\Big)\Big]s^2 = \frac{\omega^2}{a^2}\Big(-i\omega + \frac{(1-\varphi_s)A}{b}\Big),$$

где $A = 3MQ\sqrt{R_0T_0}/[(1-\beta)\beta^2R_+]$; M — масса 1 кмоль газа; $c_v = (1-\varphi_s)c_{v0} + \varphi_s c_s$; c_v, c_{v0}, c_s — удельные теплоемкости при постоянном объеме смеси, однородного газа и материала микросфер соответственно; $a = 1 - \varphi_s[1 - (1-\beta^3)r]$; $b = 1 - \varphi_s(1 + \beta^3 r)$; $r = (\rho_0^{int}/\bar{\rho}_s)_{eq}$ — отношение плотности газа внутри (или вне) микросферы к средней по объему микросферы плотности твердого вещества при равновесных условиях невозмущенной среды. Из дисперсионного соотношения получаются следующие выражения для частотных зависимостей безразмерной скорости $\bar{c}$ звука и коэффициента γ его затухания на расстоянии, равном длине волны:

$$\bar{c} = a/(\sqrt{æ}\Phi\cos\alpha), \qquad \gamma = 2\pi\operatorname{tg}\alpha.$$

Здесь скорость звука отнесена к скорости звука в однородном газе; $æ$ — отношение удельных теплоемкостей при постоянных давлении и объеме для однородного газа;

$$\Phi = \frac{\{[((1-\varphi_s)A^2/b^2)(1 + R/c_v) + (1/b + R_0/c_v)\omega^2]^2 + (\omega A\beta^3\varphi_s r/(ba^2))^2\}^{1/4}}{[(A/b)^2(1 + R/c_v)^2 + (1/b + R_0/c_v)^2\omega^2]^{1/2}},$$

$$\alpha = 0{,}5\operatorname{arctg}\frac{\omega A\beta^3\varphi_s r/b^2}{(1-\varphi_s)(A/b)^2(1 + R/c_v) + (1/b + R_0/c_v)\omega^2}.$$

Результаты расчетов. Расчеты проводились для полых микросфер со стеклянными пористыми оболочками, имеющими коэффициент проницаемости $Q = 3{,}08 \times 10^{-16}$ кмоль$\cdot$м/(м$^2\cdot$с$\cdot$Па). Невозмущенным условиям соответствуют значения $T_0 = 300$ К, $p_0 = 10^5$ Па. Значения $c_s = 750$ Дж/(кг$\cdot$К), $\rho_s = 2500$ кг/м^3 взяты из [15].

На рис. 1, 2 представлены частотные зависимости коэффициента затухания на расстоянии, равном длине волны, и относительной скорости звука при $\beta = 0{,}98$ и объемной доле

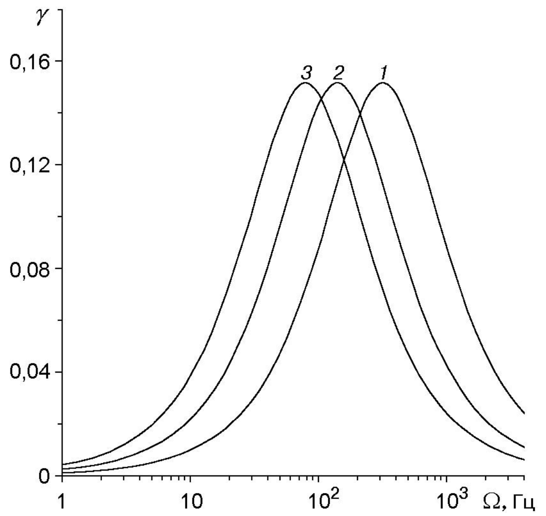

Рис. 1

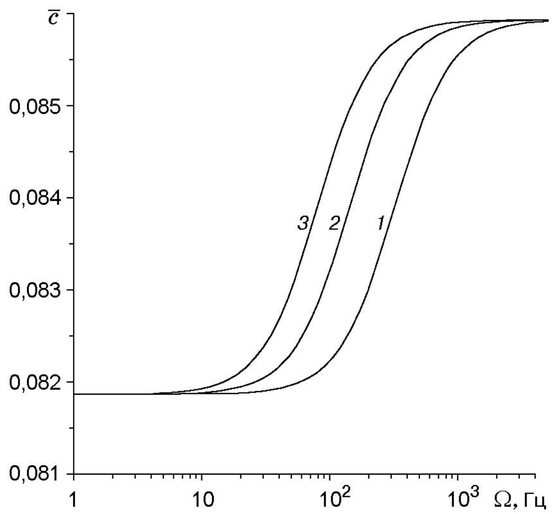

Рис. 2

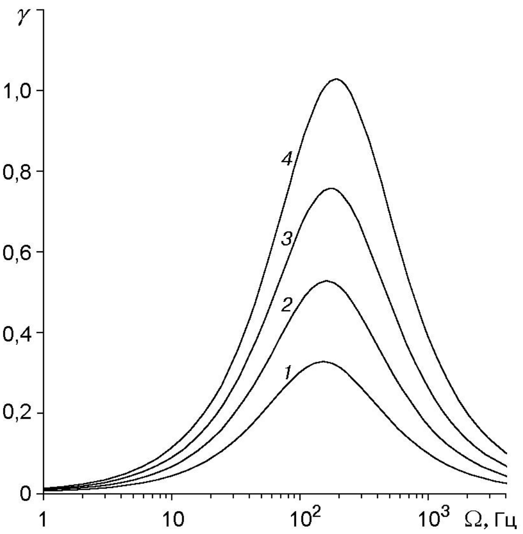

Рис. 3

твердой фазы в смеси $m = 0{,}1$ (что соответствует массовой доле $\varphi_s = 0{,}989$). Кривые *1* соответствуют значению $R_+ = 2 \cdot 10^{-5}$ м, *2* — $R_+ = 3 \cdot 10^{-5}$ м, *3* — $R_+ = 4 \cdot 10^{-5}$ м. Вид этих кривых типичен для сред с релаксационными процессами различной природы (колебательной и вращательной релаксации [16], температурной и скоростной релаксации частиц, взвешенных в газе [17, 18]). Для них характерен четко выраженный максимум величины γ при $\Omega_{\max} = 1/\tau$ (см. рис. 1) и переход вблизи указанной частоты от равновесного значения скорости звука к ее замороженному значению по мере увеличения частоты (см. рис. 2). С увеличением размера микросфер время релаксации внутреннего давления увеличивается, и максимальное значение коэффициента затухания смещается в область более низких частот (соответственно при более низкой частоте происходит переход от равновесной скорости звука к замороженной). С увеличением объемной доли микросфер наблюдается существенное снижение скорости звука как в равновесном (низкочастотном), так и в замороженном (высокочастотном) пределах по сравнению с ее значением в чистом гелии. Следует отметить, что максимальные значения коэффициента затухания не изменяются, происходит лишь их сдвиг по оси частот при изменении радиуса микросфер.

Асимптотические значения равновесной $\bar c_{eq}$ и замороженной $\bar c_f$ относительной скорости звука соответствуют низкочастотному и высокочастотному пределам в выражении для $\bar c(\Omega)$:

$$\bar c_{eq} = \sqrt{\frac{a^2}{(1-\varphi_s)\text{æ}}\Big(1 + \frac{R}{c_v}\Big)}, \qquad \bar c_f = \sqrt{\frac{a^2}{\text{æ}}\Big(\frac{1}{b} + \frac{R_0}{c_v}\Big)}.$$

Коэффициент затухания увеличивается при увеличении массовой доли микросфер (рис. 3). На рис. 3 кривая *1* соответствует объемной доле микросфер $m = 0{,}2$; *2* — $m = 0{,}3$; *3* — $m = 0{,}4$; *4* — $m = 0{,}5$. Радиус микросфер при этом постоянен и равен $3 \cdot 10^{-5}$ м, $\beta = 0{,}98$. При небольших объемных долях ($m \leqslant 0{,}1$) увеличение m приводит к пропорциональному росту максимального значения величины γ, при этом величина $\Omega_{\max} \approx 1/\tau_0$ остается практически постоянной. Дальнейшее увеличение объемной доли микросфер ($m > 0{,}1$) также сопровождается увеличением максимального значения коэффициента затухания (рис. 3), однако при этом значение $\Omega_{\max}$ смещается в сторону больших

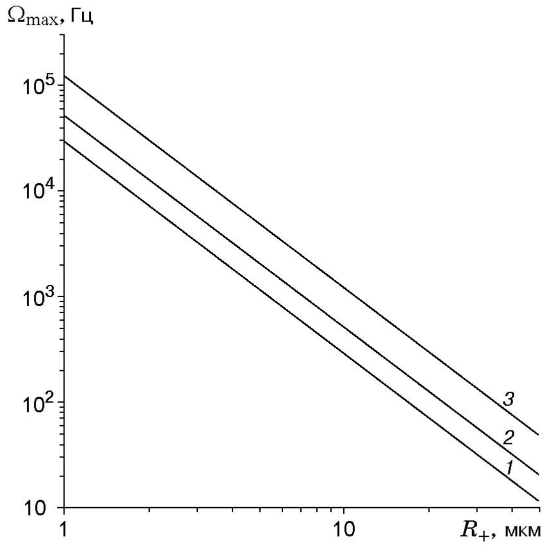

Рис. 4

частот. Это обусловлено влиянием объемной доли частиц на время релаксации τ. На поведение соответствующих кривых дисперсии скорости звука объемная доля оказывает более слабое влияние, поэтому они не приводятся.

На рис. 4 для различных значений β представлены зависимости от R_+ значений круговой частоты $\Omega_{\max}$ (вычисленных для малых концентраций микросфер по формуле $\Omega_{\max} = 1/\tau_0$), при которых достигается максимальное значение коэффициента затухания на расстоянии, равном длине волны. Кривая *1* соответствует $\beta = 0{,}90$, *2* — $\beta = 0{,}95$, *3* — $\beta = 0{,}98$. Видно, что, изменяя параметр β, можно в больших пределах (на четыре порядка величины) изменять частоту наиболее эффективного поглощения звука. Эти вариации можно осуществлять и путем изменения размера микросфер или коэффициента проницаемости материала оболочек, что достигается модификацией пористой структуры материала или выбором другого материала [2, 3].

Выполнены оценки характерных времен температурной и скоростной релаксации микросфер в гелии и времени перемешивания газа внутри микросфер за счет диффузии в соответствии с формулами, приведенными в [1]. Наибольшее из этих времен — время скоростной релаксации для исследованных в данной работе размеров частиц (менее 50 мкм) и значений β (более 0,9) — всегда приблизительно на порядок величины меньше характерного времени выравнивания плотностей газа внутри и вне микросфер, что позволяет использовать предположение о температурном и скоростном равновесии частиц при частотах звуковых колебаний, не превышающих или немного превышающих $\Omega_{\max}$.

Таким образом, проведенные расчеты показывают, что для коэффициента затухания и скорости звука в однотемпературных односкоростных смесях газ — полые проницаемые микросферы характерны те же частотные зависимости, что и для большинства сред с релаксационными явлениями. В данном случае релаксационным процессом является выравнивание плотностей (давлений) газа внутри и вне микросфер за счет проникновения молекул через мембранные оболочки микросфер. Время релаксации этого процесса можно регулировать путем изменения размера микросфер, отношения внутреннего радиуса к внешнему или коэффициента проницаемости оболочки. Это позволяет варьировать в широком диапазоне частоту наиболее эффективного поглощения низкочастотных звуковых колебаний ($\Omega < 1000$ Гц).

ЛИТЕРАТУРА

1. **Нигматулин Р. И.** Механика многофазных сред. М.: Наука, 1987. Ч. 1, 2.
2. **Дытнерский Ю. И., Брыков В. П., Каграманов Г. Г.** Мембранное разделение газов. М.: Химия, 1991.
3. **Николаев Н. И.** Диффузия в мембранах. М.: Химия, 1980.
4. **Будов В. В.** Полые стеклянные микросферы: Применение, свойства, технология // Стекло и керамика. 1994. № 7/8. С. 7–11.
5. **Солодовник В. Д.** Микрокапсулирование. М.: Химия, 1980.
6. **Кизильштейн Л. Я., Дубов И. В., Шпицглуз А. Л., Парада С. Г.** Компоненты зол и шлаков ТЭС. М.: Энергоатомиздат, 1995.
7. **Anshits A. G., Kondratenko E. V., Fomenko E. V., et al.** Novel glass crystal catalysts for the processes of methane oxidation // Proc. of the 4th Europ. congress on catalysis EUROCAT-IV: Book of abstr., Rimini, Italy, Sept. 5–10, 1999. Rome: SCI Publ., 1999.
8. **Труды** Физического института им. П. Н. Лебедева / РАН. М.: Наука, 1992. Т. 220: Лазерные термоядерные мишени и сверхпрочные микробаллоны.
9. **Алексеев Т. А., Аметистов Е. В.** К вопросу о применении достижений монодисперсной технологии в криогенной технике // Инж.-физ. журн. 1991. Т. 60, № 4. С. 534–537.
10. **Ahuja K. K., Gaeta R. J., Jr.** A new wide-band acoustic liner with high temperature capability. N. Y., 1997. P. 1–11. (Paper / AIAA; N 97-1701).
11. **Пат. 2161527 РФ, МПК^7 В 01 Д 53/22, 61/00.** Способ разделения газовой смеси / С. В. Долгушев, В. М. Фомин, В. П. Фомичев. Заявл. 17.01.2000; Опубл. 10.01.2001 // Изобрет. Полезные модели. 2001. № 1. С. 255.
12. **Аншиц А. Г., Верещагин С. Н., Долгушев С. В. и др.** Способ выделения инертных газов из природного газа с помощью полых подвижных мембранных микросфер // Динамика многофазных сред: Тр. Всерос. семинара, Новосибирск, 11–13 окт. 1999 г. Новосибирск: Ин-т теорет. и прикл. механики СО РАН, 2000. С. 12–17.
13. **Kiselev S. P., Vorozhtsov E. V., Fomin V. M.** Foundations of fluid mechanics with applications. Boston etc.: Birkhauser, 1999.
14. **Рудингер Г.** Влияние конечного объема, занимаемого частицами, на динамику смеси газа и частиц // Ракет. техника и космонавтика. 1965. Т. 3, № 7. С. 3–10.
15. **Кошкин Н. И., Ширкевич М. Г.** Справочник по элементарной физике. М.: Наука, 1988.
16. **Гордиец Б. Ф., Осипов А. И., Шелепин Л. А.** Кинетические процессы в газах и молекулярные лазеры. М.: Наука, 1980.
17. **Гумеров Н. А., Ивандаев А. И., Нигматулин Р. И.** Дисперсия и диссипация акустических волн в газовзвесях // Докл. АН СССР. 1983. Т. 272, № 3. С. 560–564.
18. **Азаматов А. Ш., Шагапов В. Ш.** Распространение малых возмущений в парогазокапельной среде // Акуст. журн. 1981. Т. 27, № 2. С. 161–169.

Поступила в редакцию 29/X 2001 г.