

Д. А. Губайдуллин, А. И. Ивандаев

ВЛИЯНИЕ ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЗВУКА В ТУМАНАХ. СОПОСТАВЛЕНИЕ ТЕОРИИ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Изучению распространения акустических возмущений в двухкомпонентных двухфазных смесях газа с паром и каплями жидкости посвящен ряд теоретических и экспериментальных работ [1—10]. Ниже представлен краткий обзор современных теоретических публикаций. Рассмотрены имеющиеся экспериментальные данные. Выполнено сопоставление развитой теории [9] с экспериментальными данными других авторов.

1. К числу первых теоретических исследований по распространению слабых волн в двухкомпонентных двухфазных смесях инертного газа с паром и каплями жидкости при наличии диффузионного массообмена можно, по-видимому, отнести работы [2, 4, 5]. Их авторами изучался случай малых массовых содержаний конденсированной фазы $m \ll 1$. В [2, 5] установлено, что в аэрозолях с фазовыми превращениями первый максимум декремента затухания на длине волны σ реализуется при $\omega\tau_p \sim m$ (ω — циклическая частота, τ_p — стоксово время релаксации скоростей фаз, см. п. 3), т. е. при $\omega\tau_p \ll 1$. При этом декремент затухания в области частот $\omega\tau_p \sim m$ существенно превышает соответствующие значения σ для аэрозоля без фазовых превращений. Сопоставление теории с экспериментом, выполненное в [3], показало лишь их качественное согласование между собой.

В [6] исследовалась возможность использования облака мелких капель для ослабления шума при впрыске жидкости в воздухозаборник турбореактивного двигателя. Отмечается, что интенсивность такого ослабления пропорциональна концентрации пара k_v в газообразной фазе, что при значительных k_v неверно. Недостаток [2, 4—6] в том, что в уравнении состояния для несущей фазы не учитывалось различие между газовыми постоянными паровой и газовой компонент. Таким образом, фактически предполагалось, что газообразная фаза при наличии в дисперсной системе массообмена является калорически совершенным газом. Учет указанного различия, выполненный в [7], улучшил согласие теории с экспериментальными данными. Однако это согласие оставалось недостаточно полным.

Отметим, что все упомянутые исследования распространения звука в парогазокапельных системах выполнены в рамках квазиравновесной схемы фазового превращения, когда предполагается, что температура поверхности капли при массообмене равна температуре насыщения при данном парциальном давлении пара. При учете нестационарных эффектов межфазного взаимодействия, существенных при высокочастотных воздействиях на взвесь, следует, вообще говоря, учитывать и эффекты неравновесности межфазной поверхности при фазовом переходе. Влияние совокупности нестационарных и неравновесных эффектов межфазного обмена массой, импульсом и энергией на распространение акустических возмущений в смесях газа с паром и каплями жидкости впервые рассмотрено в [9, 10]. Проанализированы индивидуальные вклады неравновесного межфазного тепломассообмена и трения фаз в дисперсию и диссипацию волн.

С экспериментальной точки зрения распространение слабых возмущений в газовзвесьях к настоящему времени исследовано недостаточно. Большинство экспериментальных работ посвящено изучению распространения звука во взвесьях при отсутствии фазовых превращений. В связи с этим данные по влиянию фазовых переходов на дисперсионные зависимости, представляющие наибольший интерес, весьма ограничены.

Первые количественные данные по затуханию звука в полидисперсном воздушно-тумане, образованном путем распыла воды в воздухе, получены в [1]. Опыты проводились при диаметрах капель до 50 мкм, частота возмущений составляла 500 Гц. Однако существенного влияния фазового превращения на распространение звука не обнаружено. Это связано с тем, что характерным временем межфазного теплообмена при акустическом воздействии на парогасокапельные системы является время τ_m ($\tau_m \sim \tau_v/m$, см. п. 3). Для обычных атмосферных туманов с массовым содержанием конденсированной фазы $m \sim 10^{-3}-10^{-2}$ τ_m много больше характерных времен в случае отсутствия фазовых превращений. Поэтому частоты, при которых влияние межфазного теплообмена на затухание и дисперсию звука максимально ($\omega\tau_m \sim 1$), могут лежать в диапазоне очень низких частот, значительно меньших 500 Гц. В экспериментах [1] безразмерная частота $\omega\tau_m$ много больше единицы ($\omega\tau_m \gg 1$). В связи с этим влияние фазовых превращений на коэффициент затухания σ незначительное и σ мало отличается от соответствующего значения при отсутствии массообмена между фазами.

Измерения затухания звуковых колебаний в смеси воздуха с паром и каплями воды в области безразмерных частот $\omega\tau_m \sim 1$ выполнены в [3]. Для создания монодисперсного тумана с массовым содержанием капель $m \sim 10^{-2}$ в экспериментах использовалась камера Вильсона. Диаметр капель в различных опытах изменялся от 2 до 10 мкм, частота возмущений составляла 80 Гц. Максимум коэффициента затухания на длине волны реализовывался при безразмерных частотах $\omega\tau_m \sim 1$ ($\omega\tau_v \sim m$). Наблюдались эффекты сильного влияния фазового превращения на σ — максимальная величина σ в 100 раз превышала значение σ при отсутствии фазового превращения. Измерения скорости звука в экспериментах [1, 3] не проводились.

2. При условии акустической однородности рассматриваемой монодисперсной смеси для изучения явления являемся использовать модель двухскоростного и трехтемпературного континуума [11]. Запишем линеаризованные уравнения плоского одномерного движения при наличии фазовых переходов. В системе координат, относительно которой невозмущенная смесь покоится, уравнения сохранения масс, импульсов и энергий фаз имеют вид [9]

$$\begin{aligned}
 (2.1) \quad & \frac{\partial \rho'_1}{\partial t} + \rho_{10} \frac{\partial v'_1}{\partial x} = -n_0 j_{V\Sigma}, \quad \frac{\partial \rho'_V}{\partial t} + \rho_{V0} \frac{\partial v'_1}{\partial x} = -n_0 j_{V\Sigma}, \quad \frac{\partial \rho'_2}{\partial t} + \rho_{20} \frac{\partial v'_2}{\partial x} = \\
 & = n_0 j_{\Sigma}, \quad \rho_{10} \frac{\partial v'_1}{\partial t} + \frac{\partial p'_1}{\partial x} + n_0 f = 0, \quad \rho_{20} \frac{\partial v'_2}{\partial t} = n_0 f, \quad \rho_{V0} \frac{\partial i'_V}{\partial t} + \rho_{G0} \frac{\partial i'_G}{\partial t} = \\
 & = \alpha_{10} \frac{\partial p'_1}{\partial t} - n_0 q_{1\Sigma}, \quad \rho_{20} \frac{\partial u'_2}{\partial t} = -n_0 q_{2\Sigma}, \quad q_{1\Sigma} + q_{2\Sigma} = -j_{\Sigma} l_0, \quad j_{V\Sigma} = j_{\Sigma}, \quad \rho_{10} = \\
 & = \alpha_{10} \rho_{10}^0, \quad \rho_{20} = \alpha_{20} \rho_{20}^0, \quad \alpha_{10} + \alpha_{20} = i, \quad \alpha_{20} = \\
 & = \frac{4}{3} \pi \alpha_0^3 n_0, \quad \rho_{10} = \rho_{V0} + \rho_{G0}, \quad p_{10} = p_{V0} + p_{G0}.
 \end{aligned}$$

Здесь ρ , ρ^0 , v , p — приведенная и истинная плотности, скорость и давление; α — объемное содержание; n — число частиц радиуса a в единице объема; f — сила, действующая со стороны несущей фазы на отдельную каплю; $j_{V\Sigma}$ — диффузионный поток пара к поверхности капли Σ ; j_{Σ} — интенсивность конденсации на поверхности капли. Через i , u , l обозначены удельная энтальпия, внутренняя энергия и теплота парообразования; $q_{j\Sigma}$ — интенсивность теплообмена j -й фазы с поверхностью капли ($j = 1, 2$). Индексы 1 и 2 относятся к параметрам газообразной и взвешенной фаз, V и G отмечают параметры паровой и газовой компонент несущей фазы. Штрихи вверху используются для обозначения возмущения параметров, индекс 0 соответствует начальному невозмущенному состоянию.

Предполагается, что компоненты газообразной фазы — калорически совершенные газы. Тогда уравнения состояния пара, газовой смеси в целом и состояния несжимаемой дисперсной фазы можно записать в следующем линеаризованном виде:

$$(2.2) \quad \begin{aligned} p'_V/p_{V0} &= \rho'_V/\rho_{V0} + T'_1/T_0, & i'_V &= c_{pV}T'_1, \\ p'_1/p_{10} &= \rho'_1/\rho_{10} + T'_1/T_0 + R'_1/R_{10}, & \rho'_2 &= 0, & u'_2 &= c_2T'_2, \end{aligned}$$

где R , T — газовая постоянная и температура; c_{pV} , c_2 — теплоемкости пара (при постоянном давлении) и дисперсной фазы. Там, где это не вызывает неясностей, нижний индекс 0 в дальнейшем опускается.

Система уравнений (2.1), (2.2) замкнута и может быть использована для исследования распространения акустических возмущений в смесях инертного газа с паром и каплями жидкости, если заданы интенсивности межфазного взаимодействия f , j_Σ , $j_{V\Sigma}$, $q_{j\Sigma}$ ($j = 1, 2$). Силовое взаимодействие фаз определялось известным образом, при этом учитывалось, что основными силами, действующими на индивидуальную частицу дисперсной фазы, являются силы Стокса и Бассэ [12]. Тепловые потоки извне $q_{1\Sigma}$ и изнутри $q_{2\Sigma}$ включения к его поверхности, интенсивность межфазного массообмена $j_{V\Sigma}$ задавались соотношениями [11]

$$\begin{aligned} q_{j\Sigma} &= 2\pi\lambda_j \text{Nu}_j (T_j - T_\Sigma), & \text{Nu}_j &= 2a\beta_j^T/\lambda_j, & j &= 1, 2, \\ (1 - k_V)j_{V\Sigma} &= 2\pi a\rho_1^0 D_1 \text{Sh}_1 (k_V - k_{V\Sigma}), & \text{Sh}_1 &= 2a\beta_1^D/D_1. \end{aligned}$$

Здесь Nu_j и β_j^T — безразмерный (число Нуссельта) и размерный коэффициенты теплообмена j -й фазы с границей раздела фаз; Sh_1 и β_1^D — безразмерный (число Шервуда) и размерный коэффициенты массообмена несущей фазы с поверхностным Σ -м слоем капли; λ , D — коэффициенты теплопроводности и бинарной диффузии; $k_V = \rho_V/\rho_1$ — концентрация пара в газовой фазе.

Отметим, что при изучении высокочастотных воздействий на газозвеси с фазовыми превращениями необходим учет зависимостей тепловых потоков $q_{j\Sigma}$ ($j = 1, 2$) и интенсивности массообмена $j_{V\Sigma}$ от частоты колебаний ω . В рамках трехтемпературной модели межфазного теплообмена и принятой схемы фазового перехода этот учет сводится к учету зависимостей от частоты колебаний соответствующих безразмерных коэффициентов тепло- и массообмена Nu_j ($j = 1, 2$) и Sh_1 [8, 12].

Если фазовое превращение на границе раздела фаз протекает неравновесно, то давление пара на границе $p_{V\Sigma}$ отличается от давления насыщения $p_{VS}(T_\Sigma)$ (или, что то же самое, температура поверхности капли T_Σ отличается от температуры насыщения $T_S(p_{V\Sigma})$). Интенсивность неравновесной конденсации на поверхности раздела фаз задавалась с помощью формулы Герца — Кнудсена — Ленгмюра [11]

$$\frac{nj_\Sigma}{\rho_1} = \frac{1}{\tau_\beta} \frac{p'_{V\Sigma} - p'_{VS}}{p_1} \quad \tau_\beta = \frac{\alpha_1}{3\alpha_2} \sqrt{\frac{2\pi}{\gamma_V}} \frac{\gamma_1 C_V a}{\beta C_1^2}, \quad p'_{VS} = \left(\frac{dp_{VS}}{dT} \right) T'_\Sigma,$$

где τ_β — характерное время выравнивания парциального давления пара на межфазной границе, зависящее от значения коэффициента аккомодации β ; C — скорость звука; γ — показатель адиабаты. Индекс S относится к параметрам на линии фазового равновесия.

3. В соответствии с дисперсионной зависимостью [10] при малых массовых содержаниях капель ($m = \rho_2/\rho_1 \ll 1$) декремент затухания на длине волны $\sigma = 2\pi K_{**} C_p/\omega$, линейный коэффициент затухания K_{**} (на единице длины) и фазовая скорость волны C_p определяются выражениями

$$\begin{aligned} \sigma &= \pi (C_p/C_1)^2 I(\omega), & K_{**} &= (\omega/2C_1) (C_p/C_1) I(\omega), \\ \left(\frac{C_p}{C_1} \right)^2 &= \frac{1}{1 + \text{Re} \{ D^0(\omega) + mV^0(\omega) \}}, & I(\omega) &= \text{Im} \{ D^0(\omega) + mV^0(\omega) \} \end{aligned}$$

($V^0(\omega)$, $D^0(\omega)$) — комплексные функции, описывающие дисперсионные и диссипативные эффекты из-за межфазных трения и теплообмена соответственно).

В общем случае получить явные выражения для σ , \bar{K}_{**} и C_p затруднительно. В связи с этим далее ограничимся частотами $\omega\tau_v \ll 1$, когда влиянием нестационарных эффектов взаимодействия фаз аэрозоля на дисперсию и диссипацию возмущений в нем можно пренебречь.

Рассмотрим сначала более простые частные случаи однокомпонентных аэрозолей. Для каждого из них могут быть выписаны явные зависимости фазовой скорости и декрементов затухания от частоты возмущения, размера частиц и теплофизических свойств фаз.

Для смеси газа с твердыми частицами (при $k_V = 0$) выражения для σ , \bar{K}_{**} и C_p имеют известный вид [12]

$$\sigma = \pi I_G(\omega), \quad K_{**} = (\omega/2C_1) I_G(\omega), \quad C_p/C_1 = 1 - \operatorname{Re}_G(\omega)/2,$$

$$I_G(\omega) = m \left\{ \frac{\omega\tau_v}{1 + (\omega\tau_v)^2} + (\gamma_1 - 1) \frac{c_2}{c_1} \frac{\omega\tau_T}{1 + (\omega\tau_T)^2} \right\},$$

$$\operatorname{Re}_G(\omega) = m \left\{ \frac{1}{1 + (\omega\tau_v)^2} + (\gamma_1 - 1) \frac{c_2}{c_1} \frac{1}{1 + (\omega\tau_T)^2} \right\},$$

$$\tau_v = \frac{2}{9} \frac{\rho_2^0 a^2}{\mu_1}, \quad \tau_T = \rho_2^0 c_2 a^2 \left(\frac{1}{3\lambda_1} + \frac{1}{15\lambda_2} \right).$$

Здесь τ_v — время релаксации скоростей фаз при квазистационарном (стоксовом) обтекании частиц газом; μ — коэффициент динамической вязкости; τ_T — характерное время релаксации температур между фазами при отсутствии фазового превращения на поверхности капли.

В случае пара с каплями ($k_V = 1$), когда массообмен происходит квазиравновесно ($\tau_B = 0$), для коэффициентов σ , K_{**} и скорости C_p могут быть выписаны следующие выражения *):

$$(3.1) \quad \sigma = \pi \left(\frac{C_p}{C_1} \right)^2 I_V(\omega), \quad K_{**} = \frac{\omega}{2C_1} \left(\frac{C_p}{C_1} \right) I_V(\omega), \quad \left(\frac{C_p}{C_1} \right)^2 = \frac{1}{1 + \operatorname{Re}_V(\omega)},$$

$$I_V(\omega) = I_1 \frac{\omega\tau_{T1}}{1 + (\omega\tau_{T1})^2} + I_2 \frac{\omega\tau_v}{1 + (\omega\tau_v)^2} + I_3 \frac{\omega\tau_{T2}}{1 + (\omega\tau_{T2})^2},$$

$$\operatorname{Re}_V(\omega) = I_1 \frac{1}{1 + (\omega\tau_{T1})^2} + I_2 \frac{1}{1 + (\omega\tau_v)^2} + I_3 \frac{1}{1 + (\omega\tau_{T2})^2},$$

$$I_1 = (\gamma_1 - 1) \left(1 - \frac{\bar{c}_1}{\bar{l}} \right)^2, \quad I_2 = m, \quad I_3 = m \frac{\bar{c}_2}{\bar{l}^2} \quad \left(\bar{c}_j = \frac{c_j}{\gamma_1 R_1}, \quad \bar{l} = \frac{l}{C_1^2} \right),$$

$$\tau_{T1} = \frac{1}{3} \frac{\alpha_1}{\alpha_2} \frac{a^2}{\kappa_1}, \quad \tau_{T2} = \frac{1}{15} \frac{a^2}{\kappa_2}$$

(τ_{Tj} ($j = 1, 2$) — характерное время теплообмена j -й фазы с поверхностью капли, κ — коэффициент теплопроводности).

Обычно $\bar{c}_2/\bar{l}^2 \ll 1$, поэтому I_3 и, соответственно, последнее слагаемое в $\operatorname{Re}_V(\omega)$ мало. При частотах $\omega\tau_{T2} \ll 1$ ($\omega\tau_v \ll 1$) последнее слагаемое в $I_V(\omega)$ также мало. Таким образом, влиянием неоднородности температур внутри капель на дисперсию и диссипацию возмущений в однокомпонентных аэрозолях с фазовыми превращениями при рассматриваемых частотах колебаний можно пренебречь.

*) Для пара с каплями неравновесность межфазной поверхности при массообмене будет сказываться при достаточно высоких частотах колебаний [9]

$$(\omega\tau_{T2})^{1/2} \geq \frac{\beta\lambda_2}{\lambda_2} \left(\frac{l}{C_1^2} \right) \left(\frac{a}{L} \right). \quad L \sim \kappa_1/C_1.$$

В общем случае двухкомпонентного аэрозоля при наличии неравновесного массообмена ($\tau_\beta \neq 0$) явные выражения для σ , K_{**} и C_p имеют громоздкий вид. Однако в области частот $\omega\tau_v \leq m \ll 1$, когда вклад эффектов фазового перехода в дисперсию и диссипацию волн наиболее существен [9], эти зависимости упрощаются, и для σ , K_{**} и C_p можно использовать следующие выражения:

$$(3.2) \quad \sigma \sim \pi \left(\frac{C_p}{C_1} \right)^2 I_m(\omega), \quad K_{**} \sim \frac{\omega}{2C_1} \left(\frac{C_p}{C_1} \right) I_m(\omega), \quad \left(\frac{C_p}{C_1} \right)^2 \sim \frac{1}{1 + \operatorname{Re}_m(\omega)},$$

$$I_m(\omega) = I_{1m} \frac{\omega\tau_m}{1 + (\omega\tau_m)^2}, \quad \operatorname{Re}_m(\omega) = I_{1m} \frac{1}{1 + (\omega\tau_m)^2},$$

$$I_{1m} = \frac{k_V(\gamma_1 - 1) \gamma_1 (\bar{l} - h\bar{c}_1) (\bar{l} - b\bar{c}_1)}{\gamma_1 \bar{l}^2 k_V + (1 - k_V h) b\bar{c}_1},$$

$$b = \frac{R_V}{R_1}, \quad h = (i - r) + (i - k_V) \left(\frac{R_V - R_G}{R_1} \right), \quad r = \frac{\rho_1^0}{\rho_2^0}.$$

Здесь τ_m — характерное время неравновесного межфазного теплообмена в парогазокапельной смеси при $T_\Sigma \neq T_S$, определяемое соотношением

$$(3.3) \quad \tau_m = \frac{3}{2} \frac{\tau_v}{m} \left[\frac{\gamma_1 \bar{l}^2 k_V \operatorname{Pr}_1 + (1 - k_V) \bar{b}\bar{c}_1 \operatorname{Sc}_1 + \frac{2\bar{c}_1}{3r} \frac{\tau_\beta}{\tau_v}}{\gamma_1 \bar{l}^2 k_V + (1 - k_V) b\bar{c}_1} \right], \quad 0 < m \ll 1,$$

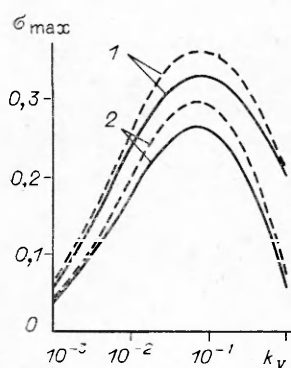
где Pr_1 , Sc_1 — числа Прандтля и Шмидта для несущей фазы. Обычно Pr_1 , $\operatorname{Sc}_1 \sim 1$, тогда при $\tau_\beta = 0$ в соответствии с (3.3) имеем $\tau_m \sim \tau_v/m$, т. е. $\tau_v \gg \tau_m$. Отметим, что в случае пара с каплями ($k_V = 1$), когда $\tau_\beta = 0$, (3.2) согласуется с (3.1) при частотах $\omega\tau_v \ll 1$.

Согласно (3.2), (3.3), зависимость декремента затухания на длине волны σ от частоты колебаний имеет максимум при $\omega\tau_m \sim \sqrt{1 + I_{1m}}$ ($\omega\tau_v \sim m$). Отметим, что значение частоты ω , при которой реализуется экстремум σ , связанный с межфазным теплообменом, зависит от теплофизических параметров смеси m , k_V , \bar{l} , β через τ_m и I_{1m} . При этом для малых β ($\beta \ll 1$) учет неравновесности массообмена ($\tau_\beta \neq 0$) может приводить к сдвигу экстремума функции $\sigma(\omega)$ в область низких частот в связи с увеличением времени τ_m . Для оценки величины максимума зависимости $\sigma(\omega)$, обусловленного процессами неравновесного межфазного теплообмена, может быть использовано приближенное выражение (погрешность оценки не превышает 3–5 %)

$$(3.4) \quad \sigma_{\max} \sim \frac{\pi}{2} \frac{k_V \gamma_1 (\gamma_1 - 1) (\bar{l} - h\bar{c}_1) (\bar{l} - b\bar{c}_1)}{\gamma_1 \bar{l}^2 k_V + (1 - k_V h) b\bar{c}_1}.$$

Отсюда следует, что при достаточно малых массовых содержаниях дисперсной фазы m , когда у функции $\sigma(\omega)$ фактически реализуется только один экстремум, а именно экстремум, обусловленный межфазным теплообменом, величина максимального значения коэффициента σ не зависит от m и β . Анализ показывает, что соотношение (3.4) с достаточной точностью справедливо во всем диапазоне концентраций пара $0 \leq k_V \leq 1$, поэтому с его помощью можно исследовать зависимость $\sigma_{\max}(k_V)$ во всей области значений аргумента. Отметим, что изменение k_V связано с изменением температуры газообразной фазы ($T_1 = T_S(k_V)$), тогда в силу зависимости теплофизических параметров от температуры ($l(T_1)$, $c_1(T_1)$ и т. д.) непосредственный анализ функции $\sigma_{\max}(k_V)$ (или, что то же самое, $\sigma_{\max}(T_1)$) затруднен.

Зависимость $\sigma_{\max}(k_V)$, рассчитанная с помощью (3.4) для смеси воздуха с паром и каплями воды при начальных давлениях в газообразной фазе показана на рис. 1 ($I - p_1 = 0,1; 2 - 1,0$ МПа). Штриховые кривые



Р и с. 1

иллюстрируют случай $R_V = R_G$ и позволяют судить о влиянии различия газовых постоянных паровой и газовой компонент на затухание. Видно, что неучет различия между R_V и R_G приводит к завышению декремента затухания σ . Это связано с тем, что при $R_V = R_G$ параметр $h = 1 + (1 - k_V)(R_V - R_G)/R_1$ принимает свое минимальное значение единица. Ошибка из-за неучета различия R_V и R_G в определении σ_{\max} велика в области умеренных концентраций пара и тем больше, чем больше отличие R_V и R_G . На рис. 1 видно, что при данных давлениях функции $\sigma_{\max}(k_V)$ имеют экстремум практически при одной и той же концентрации пара $k_V \sim 0,1$. Таким образом, при давлениях $p_1 = 0,1-1,0$ МПа затухание возмущений

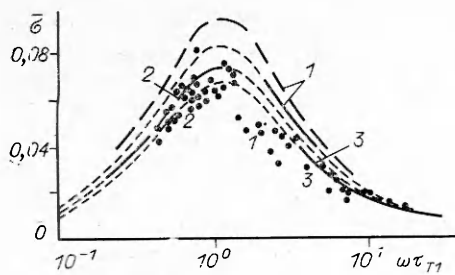
в воздушном тумане из-за диффузионного массообмена между фазами смеси максимально при $k_V \sim 0,1$.

4. С точки зрения апробации развиваемой теории наибольший интерес представляют экспериментальные данные по распространению слабых волн в аэрозольных туманах при наличии фазовых превращений. Едва ли не единственной работой на эту тему, в которой измерялось затухание звуковых возмущений в воздушном тумане, является [3]. В ней для создания монодисперсного тумана с пространственно-однородной структурой использовалась камера Вильсона. Размеры и концентрация капель определялись оптическими методами. Опыты проводились при массовом содержании капель тумана $m \sim 10^{-2}$, частота колебаний составляла 80 Гц, диаметр капель варьировался в диапазоне от 2 до 10 мкм.

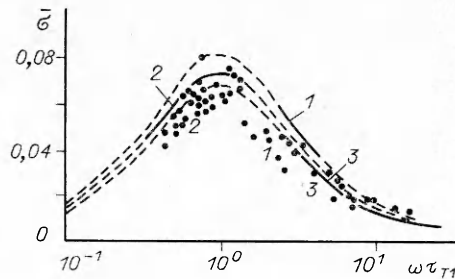
Цель экспериментов — исследование затухания гармонических возмущений в области безразмерных частот $\omega\tau_{T1} \sim 1$ ($\omega\tau_m \sim 1$, $\omega\tau_v \sim m$), где влияние тепломассообмена на диссипацию максимально. Изменение безразмерной частоты $\omega\tau_{T1}$ в диапазоне $\sim 0,5-16$ достигалось за счет варьирования размеров капель. Эксперименты показали, что затухание низкочастотного возмущения в аэрозоле с фазовыми превращениями может на порядки превышать затухание в газе с твердыми частицами. При этом максимум декремента затухания по длине волны в аэрозоле с массообменом, в отличие от случая газозвеси без фазовых превращений, наблюдается при $\omega\tau_{T1} \sim 1$ ($\omega\tau_v \sim m \ll 1$).

На рис. 2 приведено сопоставление теории с экспериментальными данными [3] по декременту затухания по длине волны $\bar{\sigma} = \sigma/\pi$ в смеси воздуха с паром и каплями воды. Здесь же проиллюстрирована развитая авторами [3] теория [2]. Три группы экспериментальных точек соответствуют трем экспериментам, проведенным при различных диаметрах и массовых содержаниях капель, а также различной температуре (разной концентрации пара в газообразной фазе): 1-3 — $T_0 = 281; 276; 271$ К, $d = 4,36; 1,84; 4,96$ мкм, $n = 1,71 \cdot 10^5; 1,52 \cdot 10^6; 7,74 \cdot 10^4$ см $^{-3}$, $k_V = 0,012; 0,008; 0,006$ соответственно. Здесь d, n — диаметр и концентрация капель в единице объема. Разброс опытных данных [3] составляет $\sim 10-15$ %.

Расчетные зависимости $\bar{\sigma}(\omega\tau_{T1})$ построены с помощью дисперсионного соотношения [9] в предположении о квазиравновесном характере массообмена. Отметим, что для пара с каплями при замороженном фазовом превращении ($\beta = 0$) или их квазиравновесном протекании ($\beta = \infty$) зависимость $\sigma(\omega\tau_v)$ автомодельна и годится для произвольных размеров частиц из области допустимых ($\omega\tau_c \ll 1$, где τ_c — характерное время колебаний, длина волны которых сравнима с расстоянием между включениями [11]). Это справедливо и в общем случае парогасокапельной смеси. В указанных предельных по β случаях коэффициент σ зависит от размера капель a только через безразмерные комбинации $\omega\tau_{\mu 1}, \omega\tau_{\lambda 1}, \omega\tau_{\lambda 2}, \omega\tau_d$ [9] $\tau_{\mu 1}, \tau_{\lambda 1}, \tau_{\lambda 2}, \tau_d \sim a^2$, т. е. $\sigma(\omega, \tau) = \sigma(\omega a^2)$. Кроме того, как показано в п. 3, в аэрозолях с малым $m \sim 10^{-2}$ при квазиравновесном протекании



Р и с. 2



Р и с. 3

фазового перехода и частотах $\omega\tau_v \ll 1$ декремент σ зависит от массового содержания капель только через безразмерное время $\omega\tau_m$ ($\tau_m \sim \tau_{T1} \sim \tau_v/m$), т. е. $\sigma(\omega, \tau, m) \approx \sigma(\omega a^2/m)$, $m, \omega\tau_v \ll 1$. Таким образом, можно считать, что зависимость $\sigma(\omega\tau_{T1})$ приближенно универсальна для взвесей с различными размерами и массовыми содержаниями капель из области допустимых. Это обстоятельство следует учитывать при анализе обсуждаемых экспериментальных данных.

Имевшее место небольшое изменение температуры в опытах [3] от 271 до 281 К при постоянном начальном давлении $p_1 = 0,1$ МПа фактически не влияло на коэффициенты диффузии, теплопроводности, теплоемкости и теплоты парообразования. Однако отметим, что концентрация пара в газовой смеси k_V при таком изменении температуры менялась существенно. Анализ показывает (см. рис. 1), что при малых k_V декремент затухания σ прямо пропорционален k_V . Следовательно, наиболее важным параметром, влияющим на положение кривых в условиях данных экспериментов (рис. 2), является концентрация пара в несущей фазе k_V . Точное определение значения k_V в экспериментах связано с большими трудностями, поэтому при определении k_V авторы [3] полагали, что начальное состояние есть состояние термодинамического равновесия: $k_V = k_{VS}(T_0)$.

Интересно исследовать, как учет отличия газовых постоянных паровой и газовой компоненты несущей фазы, а также учет неравновесности межфазного массообмена влияют на согласие теории с экспериментом. Некоторые результаты этого исследования проиллюстрированы на рис. 2, 3. На рис. 2 штриховой линией представлена теоретическая кривая, полученная в [2] в предположении $R_V = R_G$. Видно, что она не очень хорошо описывает экспериментальные данные. При учете $R_V \neq R_G$ согласие теории с экспериментом улучшается. Теоретические кривые, отвечающие трем группам экспериментальных точек, рассчитанные в предположении $\beta = \infty$ ($\tau_\beta = 0$), приведены на рис. 2 частично сплошными, частично пунктирными линиями (сплошными — в зоне соответствующих экспериментальных точек). Отметим, что в диапазоне параметров, при которых выполнялись эксперименты [3], результаты данных расчетов при $\tau_\beta = 0$ близки к результатам [7], полученным в рамках более простой двухтемпературной и квазиравновесной схемы тепломассообмена без учета нестационарных эффектов.

Проведенные исследования показали, что учет неравновесности фазового превращения в аэрозольных системах с малыми массовыми содержаниями капель m и малыми значениями концентрации пара k_V при достаточно малых значениях коэффициента аккомодации β может приводить к заметному сдвигу кривой $\sigma(\omega)$ в область низких частот [9]. Этот сдвиг больше, если β меньше. В связи с чем имеется принципиальная возможность определения β из условия наилучшего согласия теории с экспериментальными данными по затуханию звука в аэрозолях. К сожалению, точно определить таким образом значения β трудно из-за сильного разброса имеющихся экспериментальных данных [3].

На рис. 3 экспериментальные данные [3] сопоставляются с результатами расчетов по общей неравновесной теории [9]. Приведены теорети-

ческие кривые, отвечающие $\beta = 0,4$. Сравнение рис. 2 и 3 позволяет сделать вывод о том, что учет неравновесности фазового превращения при данных параметрах смеси достаточно слабо влияет на величину максимального значения коэффициента затухания. Тем не менее согласие кривых 1, 3 с соответствующими группами экспериментальных точек [3] несколько улучшается за счет сдвига неравновесных теоретических кривых в область низких частот. Отметим, что кривые, отвечающие значению $\beta = 1$, несколько отличаются от кривых $\beta = 0,4$, но практически совпадают с кривыми, рассчитанными по квазиравновесной схеме ($\bar{\rho} = \infty$, $\tau_{\beta} = 0$). Использование наиболее часто рекомендуемого для воды значения $\bar{\rho} = 0,04$ несколько ухудшает согласие теории с экспериментом по сравнению с $\beta = 0,4$ для кривых 2, 3, но улучшает согласие для кривой 1. В целом экспериментальные точки располагаются внутри области, ограниченной кривыми, рассчитанными при предельном значении $\beta = \infty$ и $\beta = 0,04$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Knudsen V. O., Wilson J. V., Anderson N. S. The attenuation of sound in fog and smoke // J. Acoust. Soc. Amer.— 1948.— V. 20, N 2.
2. Cole J. E., Dobbins R. A. Propagation of sound through atmospheric fog // J. Atmos. Sci.— 1970.— V. 27, N 3.
3. Cole J. E., Dobbins R. A. Measurements of attenuation and dispersion of sound by a warm air fog // J. Atmos. Sci.— 1971.— V. 28, N 2.
4. Marble F. E. Dynamics of dusty gases // Ann. Rev. of Fluid Mech.— Palo Alto, Calif., 1970.— N 2.
5. Marble F. E., Wooten D. C. Sound attenuation in a condensing vapor // Phys. Fluids.— 1970.— V. 13, N 11.
6. Marble F. E., Candel S. M. Acoustic attenuation in fans and ducts by vaporisation of liquid droplets // AIAA J.— 1975.— V. 13, N 5.
7. Davidson G. A. Sound propagation in fogs // J. Atmos. Sci.— 1975.— V. 32, N 11.
8. Губайдуллин Д. А. О влиянии теплообмена на распространение звуковых волн в парогазокапельных системах // Вести. Моск. ун-та. Сер. 1. Математика, механика.— 1987.— № 3.
9. Губайдуллин Д. А., Ивандаев А. И. Скорость и затухание звука в парогазокапельных системах. Роль теплообменных процессов // ПМТФ.— 1987.— № 3.
10. Губайдуллин Д. А. Акустические возмущения в парогазокапельных смесях с малым массовым содержанием капель // Современные проблемы теплофизики.— Новосибирск: ИТ СО АН СССР, 1987.
11. Нигматулин Р. И. Основы механики гетерогенных сред.— М.: Наука, 1978.
12. Нигматулин Р. И. Динамика многофазных сред.— М.: Наука, 1987.— Ч. 1.

г. Тюмень

Поступила 4/V 1989 г.

УДК 532.5:533.6

С. Е. Агеев, В. Т. Мовчан, А. М. Мхитарян,
Е. А. Шквар

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВУХФАЗНЫХ ТЕЧЕНИЙ С ПОВЕРХНОСТЬЮ РАЗДЕЛА ФАЗ

Многие важные для практики задачи обтекания тел двухфазным потоком, компонентами которого являются воздух (газ) и вода (жидкость), так же как и в случае однородной среды, могут быть решены в приближении пограничного слоя, который при этом сохраняет основные структурные признаки однофазного слоя. Однако в зависимости от массового соотношения фаз (от степени водности) в нем проявляются важные особенности, суть которых в образовании и движении по обтекаемой поверхности тонкого слоя жидкости.

Большое число работ посвящено изучению расслоенных течений с целью моделирования гидродинамических процессов, реализуемых в различных областях техники [1—5]. Следует отметить, что исследователями в основном наибольшее внимание уделяется рассмотрению двухфазных течений с ламинарным потоком газа [2, 3], а в не-

© 1990 Агеев С. Е., Мовчан В. Т., Мхитарян А. М., Шквар Е. А.