АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том 36 1990 Вып. 4

УДК 53.01+551.510:534.222.1

Б. Е. Немцов

ПРИМЕНЕНИЕ АКУСТИЧЕСКОГО ЗОНДИРОВАНИЯ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ АЭРОЗОЛЕЙ

Исследуются дисперсионные свойства звука, распространяющегося в полидисперсном аэрозоле. Рассмотрение проводится с учетом следующих диссипативных эффектов: испарения и конденсации, теплообмена между частицами аэрозоля и парогазовой смеси, а также силы трения частиц о газ. Предлагается использовать информацию о затухании и дисперсии звука для определения параметров аэрозоля: среднего размера частиц, концентрации, дисперсии по размерам и др.

Моделирование атмосферных процессов в лабораторных условиях является эффективным методом анализа природной среды. Существенное место в этих исследованиях занимает изучение физических явлений, происходящих в аэрозолях [1–3]. В процессе лабораторных экспериментов исключительное значение приобретают диагностические средства, оперативно измеряющие параметры аэрозоля: температуру, концентрацию, размер частиц, дисперсию по размерам и т. д. К настоящему времени разработаны различные методы диагностики аэрозолей [4]. К ним прежде всего относятся контактная диагностика (исследования под микроскопом, измерение времени осаждения аэрозоля и т. д. [5]) и измерение подвижности заряженных частиц [6]. Большое развитие получили дистанционные способы анализа: исследования метеорадарами [7], оптические методы [8]. Каждый из отмеченных методов обладает как преимуществами, так и недостатками. Например, изучение аэрозоля с помощью микроскопа дает детальную информацию о форме и размерах частиц, но не является оперативным и не позволяет точно оценить концентрацию частиц. Измерение размеров посредством анализа подвижности позволяет диагностировать частицы в широком диапазоне размеров, но требует их электрической зарядки и специальной довольно сложной аппаратуры [9]. Метеорадары позволяют получить информацию об удаленных объектах, но при этом удается оценить только среднюю характеристику аэрозоля (дождя) – удельный объем или водность. Наконец, оптические методы являются достаточно информативными, но нуждаются в довольно сложной обработке и аппаратуре. В этой связи, на наш взгляд, небезынтересно применение акустического зондирования с целью диагностики аэрозолей. Впервые применение акустического зондирования для оценки размеров частиц использовалось А. И. Ивандаевым и Б. И. Нигматулиным [10]. По измерению затухания и дисперсии звука им удалось оценить характерные размеры частиц аэрозоля. Как будет показано в настоящей статье, применение акустического зондирования позволяет не только оценить характерные размеры частиц, но и получить довольно детальную информацию о функции распределения частиц по размерам.

Известно, что присутствие частиц аэрозолей, например капель жидкости, приводит к затуханию звука и изменению его фазовой скорости [11]. Ссылки на литературу, посвященную изучению этого явления, содержатся в обзоре [12]. На распространение звука в аэрозоле оказывают влияние три диссипативных процесса: испарение и конденсация [12], теплопередача от капель к газу [13] и стоксовское трение частиц о газ [5]. Кроме того, необходимо учитывать полидисперсность смеси. В предшествующих работах либо считалось, что аэрозольные частицы имеют одинаковые радиусы [12—14], либо при учете полидисперсности не принимались во внимание процессы массообмена [15]. Для адекватного сопоставления теории и эксперимента требуется принимать во внимание все вышеперечисленные факторы.

Будем интересоваться распространением звука в смеси воздуха, пара и капель. Сделаем следующие упрощающие предположения.

Частота звуковой волны

$$\omega \ll \nu/\overline{a^2} = \omega_v, \tag{1}$$

где ν — кинематическая вязкость газа, $\bar{a}$ — средний размер частиц. При выполнении указанного неравенства можно считать процесс обтекания капель квазистационарным и в силе межфазного взаимодействия учитывать лишь стоксовскую составляющую [5, 11].

Удельный объем капельной фазы α и плотность пара ρ_V удовлетворяют неравенствам

$$\alpha = \frac{4}{3}\pi \overline{a^3 n} \ll 1, \quad \rho_V \ll \rho, \quad \alpha\rho_W \ll \rho, \tag{2}$$

где n — концентрация частиц, ρ — плотность воздуха, ρ_W — плотность воды. Неравенства (2) хорошо выполняются в обычных модельных экспериментах и позволяют не учитывать эффекты парного взаимодействия частиц друг с другом, а также пренебречь отличием удельного объема газообразной фазы от единицы и считать ничтожно малыми эффекты порядка $(\rho_V/\rho)^2$. В условиях (1), (2) уравнение движения сферической капли и парогазовой смеси имеет вид [11]:

$$\partial \mathbf{v}_W/\partial t + \beta_1(\mathbf{v}_W - \mathbf{v}) = 0, \tag{3}$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + 6\pi\nu \int_0^\infty f(a)(\mathbf{v} - \mathbf{v}_W)\, a\, da + \frac{\nabla p}{\rho_l} = 0, \tag{4}$$

где $\mathbf{v}_W$, $\mathbf{v}$ — скорости жидкой частицы и газа соответственно, p — давление парогазовой смеси, $f(a)da$ — количество частиц в единице объема смеси, имеющих радиусы от a до $a+da$, $\rho_l = \rho + \rho_V$, ρ — плотность газа (воздуха, например), ρ_V — плотность пара, причем везде далее считаем, что $\rho_V \ll \rho$, так что $\rho_l \simeq \rho$,

$$\beta_1 = 9\nu\rho/2\rho_W a^2 - \tag{5}$$

частота релаксации скорости из-за стоксовского трения.

Входящее в (4) интегральное слагаемое описывает силу со стороны твердых частиц, отнесенную к единице массы смеси. Действительно, стоксовская сила, действующая на единицу объема со стороны капель с радиусами от a до $a+da$ есть $6\pi\eta a(\mathbf{v}_W - \mathbf{v}) f(a)\, da$ (η — вязкость газа), а на единицу массы $-6\pi\nu f(a)\, a(\mathbf{v}_W - \mathbf{v})\, da$. Интегрируя по всем радиусам, получим второе слагаемое в (4).

Неравенство (2) позволяет также записать уравнение неразрывности для газа в обычном виде:

$$\partial\tilde{\rho}/\partial t + \rho \operatorname{div} \mathbf{v} = 0, \tag{6}$$

где $\tilde{\rho}$ — возмущение плотности воздуха. Уравнение неразрывности для пара записывается в следующем виде [11, 12]:

$$\frac{\partial \tilde{\rho}_V}{\partial t} + \rho_V \operatorname{div} \mathbf{v} = -\int_0^\infty \frac{dm}{dt} f(a)\, da, \tag{7}$$

где $\tilde{\rho}_V$ — возмущение плотности пара, dm/dt — изменение массы капли радиуса a в единицу времени.

Уравнение (7) имеет простой физический смысл. В правой части (7) — $f(a)\, da\, dm/dt$ — описывает изменение в единицу времени плотности пара вследствие конденсации (испарения) на частицах с радиусами от a до $a+da$. Предположим, что размер капель $\bar{a} \gg l$ ($l \simeq D/c_s$ — длина свободного пробега молекул, D — коэффициент молекулярной диффузии, c_s — скорость звука, для воздуха $l \sim 10^{-5}$ см), тогда процесс конденсации носит диффузионный характер. При выполнении неравенства

$$\omega \ll D/\bar{a}^2 \equiv \omega_D \sim \omega_\nu \tag{8}$$

можно считать, что диффузия протекает квазистационарно и использовать обычное уравнение для роста капель [16]:

$$dm/dt = 4\pi a D(\rho_V - \rho^*(T_d)), \tag{9}$$

где T_d — температура поверхности капли, ρ^* — плотность насыщенных паров.

При соблюдении (1), (8) выполняется условие квазистационарности процесса теплопередачи от капель к газу:

$$\omega \ll \chi/\overline{a^2} \equiv \omega_T \sim \omega_\nu \sim \omega_D, \tag{10}$$

где χ — температуропроводность газа.

Кроме того, как было отмечено в [11], неравенство (10) влечет за собой выполнение условия равномерного нагрева капли. Сказанное позволяет записать линеаризованное уравнение сохранения энергии для капель и парогазовой смеси в виде [11, 12]:

$$\rho_W c_W V \frac{\partial T_d}{\partial t} = 4\pi a \varkappa (T - T_d) + L \frac{dm}{dt}, \tag{11}$$

$$\rho_i c_i \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial p}{\partial t} + 4\pi\varkappa \int_0^\infty af(T_d - T)\, da, \tag{12}$$

где L — энергия, выделяющаяся при конденсации одного грамма пара, $\varkappa$ — теплопроводность газа, c_W — удельная теплоемкость капли при постоянном давлении, $\rho_i c_i = \rho_V c_V + \rho c$, c_V, c — теплоемкости пара и воздуха соответственно при постоянном давлении, $V = {}^4/_3 \pi a^3$ — объем капли радиуса a. Соотношения (1) — (12) следует дополнить уравнением состояния. Будем, как это обычно делается, считать парогазовую смесь смесью идеальных газов. Тогда

$$p = \frac{R}{\mu_V} \rho_V T + \frac{R}{\mu} \rho T. \tag{13}$$

Система (3), (4), (6), (7), (9), (11) — (13) замкнута и из нее можно получить дисперсионное уравнение, связывающее волновое число с частотой:

$$k = \frac{\omega}{c_s} + \frac{3\pi\nu i\omega}{c_s} \int_0^\infty \frac{af(a)\, da}{\omega + i\beta_1} + \frac{2\pi i\chi(\gamma - 1)}{c_s} \int_0^\infty \frac{[\omega + i\beta_2 q(1 - \zeta)] af\, da}{\omega + i\beta_2(1 + q)}, \tag{14}$$

где c_s — адиабатическая скорость звука в парогазовой смеси при $\omega \to \infty$, $\beta_2 = 3\varkappa/\rho_W c_W a^2$ — частота релаксации температуры капли вследствие теплопроводности, $q = LD\rho^{*\prime}/\varkappa$, $\chi = \varkappa/\rho c$ — температуропроводность газа, $\rho^{*\prime} = d\rho^*/dT$, γ — показатель адиабаты, $\zeta = \rho^*/(\gamma - 1) T \rho^{*\prime}$. Формула (14) получена в предположении, что частота звука

$$\omega \gg \sigma \equiv 4\pi \bar{a} D n. \tag{15}$$

Величина σ характеризует обратное время релаксации пара вследствие процессов конденсации и испарения. Следует отметить, что неравенство (15), как правило, выполняется в экспериментах. Действительно, если положить $n \simeq 10^4$ см$^{-3}$, $a = 10^{-3}$ см, $D \simeq 0{,}2$ см^{2}с$^{-1}$, то $\sigma \sim 20$ рад·с$^{-1}$ и уже для волны частоты $f = 30$ Гц неравенство (15) выполнено. В условиях $\omega \simeq \beta_{1,2}$ (16) также соблюдено. Таким образом, (16) практически не ограничивает снизу область частот зондирования, формула (14) остается справедливой вплоть до частот порядка 30 Гц.

Если не учитывать процессы выделения тепла при конденсации и испарении, т. е. положить в (14) $q=0$, то получим формулы для поглощения и дисперсии в полидисперсном аэрозоле без учета фазовых переходов [15]:

$$\operatorname{Im} k=\frac{3\pi\nu\omega^2}{c_s}\int_0^\infty \frac{af\,da}{\omega^2+\beta_1^2}+\frac{2\pi\chi(\gamma-1)\omega^2}{c_s}\int_0^\infty \frac{af\,da}{\omega^2+\beta_2^2}, \tag{16}$$

$$\frac{kc_s}{\omega}-1=3\pi\nu\int_0^\infty \frac{\beta_1 af\,da}{\omega^2+\beta_1^2}+2\pi\chi(\gamma-1)\int_0^\infty \frac{\beta_2 af\,da}{\omega^2+\beta_2^2}. \tag{17}$$

Из (16), (17) видно, что на низких частотах ($\omega\ll\beta_{1,2}$) затухание мало, а изменение скорости звука максимально:

$$\frac{kc_s}{\omega}-1=\frac{\rho_W}{\rho}\frac{\alpha}{2}+\frac{(\gamma-1)\alpha\rho_W c_W}{2\rho c}. \tag{18}$$

Наоборот, на высоких частотах ($\omega\gg\beta_{1,2}$) фазовая скорость асимптотически стремится к c_s, а затухание максимально:

$$(\operatorname{Im} k)_{\max}=\left[\frac{3\pi\nu}{c_s}+\frac{2\pi\chi(\gamma-1)}{c_s}\right]\int_0^\infty af\,da. \tag{19}$$

Учет влияния фазовых переходов сказывается на низких частотах. Действительно, как следует из (14), при $\sigma\ll\omega\ll\beta_{1,2}$ происходит затухание звука:

$$\operatorname{Im} k=\frac{2\pi\chi(\gamma-1)q(1-\zeta)}{(1+q)c_s}\int_0^\infty af\,da, \tag{20}$$

а уменьшение фазовой скорости определяется из соотношения:

$$\frac{kc_s}{\omega}-1=\frac{\alpha\rho_W}{2\rho}\left[1+\frac{c_W(\gamma-1)(1+\zeta q)}{c(1+q)^2}\right],\quad \omega\ll\beta_{1,2}. \tag{21}$$

Поскольку в обычных условиях $q\sim1$, то, как видно из (21), процессы испарения существенно изменяют дисперсионные свойства низкочастотного звука. При $\omega\geqslant\beta_{1,2}$ влияние фазовых переходов ослабевает и на высоких частотах справедливо выражение (19).

По изменению дисперсионных свойств акустических сигналов в присутствии взвешенных частиц можно определить параметры аэрозоля. С этой целью удобно применять импульсное зондирование. Импульс по мере распространения будет расплываться, передний его фронт движется со скоростью c_s, а задний – с меньшей скоростью (см. (21)). Измеряя временную задержку заднего фронта по сравнению с передним, можно найти $\Delta c/c_s\sim\alpha\rho_W/\rho$ и тем самым оценить удельный объем дисперсной фазы. Затухание амплитуды переднего фронта происходит в соответствии с формулой (19), так что измерение амплитудных характеристик переднего фронта позволяет найти $\int af\,da=n\bar{a}$. Два этих измерения дают возможность оценить концентрацию и средний радиус частиц.

Для получения более детальной информации необходимо исследовать дисперсионные свойства звука в широком диапазоне частот. Так, при $\omega\gg\beta_{1,2}$ затухание и дисперсия звука определяются из соотношений:

$$\frac{kc_s}{\omega}-1=\frac{3\pi\nu}{\omega^2}\int_0^\infty \beta_1 af\,da+\frac{2\pi\chi(\gamma-1)(1+q\zeta)}{\omega^2}\int_0^\infty \beta_2 af\,da, \tag{22}$$

$$\operatorname{Im} k=(\operatorname{Im} k)_{\max}-\frac{3\pi\nu}{c_s\omega^2}\int_0^\infty \beta_1^2 af\,da-\frac{2\pi\chi(\gamma-1)(1+q)(1+q\zeta)}{c_s\omega^2}\int_0^\infty \beta_2^2 af\,da. \tag{23}$$

На низких частотах изменение фазовой скорости и рост затухания происходят по параболическому закону:

$$\frac{kc_s}{\omega}-1=\frac{\alpha\rho_W}{2\rho}\left[1+\frac{(\gamma-1)(1+\zeta q)c_W}{(1+q)^2c}\right]-3\pi\nu\omega^2\int_0^\infty\frac{af\,da}{\beta_1{}^3}-$$

$$-\frac{2\pi\chi(\gamma-1)(1+\zeta q)\omega^2}{(1+q)^4}\int_0^\infty\frac{af\,da}{\beta_2{}^3},\tag{24}$$

$$\operatorname{Im}k=\frac{2\pi\chi(\gamma-1)(1-\zeta)q}{(1+q)c_s}\int_0^\infty af\,da+\frac{3\pi\nu\omega^2}{c_s}\int_0^\infty\frac{af\,da}{\beta_1{}^2}+$$

$$+\frac{2\pi\chi(\gamma-1)(1+\zeta q)\omega^2}{c_s(1+q)^3}\int_0^\infty\frac{af\,da}{\beta_2{}^2}.\tag{25}$$

Формулы (22)–(25) позволяют по характеру кривых зависимости фазовой скорости и затухания от частоты определить дополнительно $\int_0^\infty\frac{f}{a}\,da$, $\int_0^\infty\frac{f}{a^3}\,da$, $\int_0^\infty a^7f\,da$, $\int_0^\infty a^5f\,da$. Значения этих интегралов, полученные из эксперимента, дают возможность более детально исследовать функцию распределения. При этом наибольшего продвижения можно достигнуть, если предположить, что функциональная зависимость $f(a)$ известна. Из многочисленных опытных данных [4] следует, что функция распределения частиц аэрозоля для широкого класса взвесей может быть представлена в виде $f(a)\sim n_0a^{\gamma_0}\exp\{-(a/a_0)^\delta\}$, где константы n_0, a_0, γ_0, δ, подлежат экспериментальному определению. Значения интегралов вида $\int_0^\infty a^\varepsilon f(a)\,da$, где $\varepsilon=-3, -1, 1, 3, 5, 7$, позволяют найти соответствующие константы, входящие в функциональную зависимость.

При рассмотрении процесса распространения звука использовали квазистационарное приближение, справедливое при выполнении неравенств (1), (8), (10). В то же время, как следует из расчетов, эффекты дисперсии и поглощения начинают сказываться на частотах $\omega\sim\omega_v\rho/\rho_W\sim\omega_T\rho/\rho_W\sim\sim\omega_D\rho/\rho_W$, которые существенно (на три порядка) ниже частот ω_v, ω_T, ω_D. Это означает, что область применимости данного подхода достаточно широка и простирается вплоть до частот $\omega\sim10^2\beta_{1,2}\gg\beta_{1,2}$ [11, 14].

Приведем оценки. Если предположить, что $n\simeq5\cdot10^4$ см$^{-3}$, $a\sim10\mu$, то характерное изменение фазовой скорости $(\omega/k-c_s)/c_s\simeq\alpha\rho_W/2\rho\sim10^{-1}$, т. е. 10%. При этом максимальный декремент затухания (формула (19)) $(\operatorname{Im}k)_{\max}\sim4\cdot10^{-3}$ см$^{-1}$, т. е. затухание в e раз происходит на длине 2,5 м. Приведенные оценки позволяют надеяться на применение акустического метода в лабораторных экспериментах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Бусройд Р.* Течение газа со взвешенными частицами. М.: Мир, 1975. 374 с.
2. *Ивлев Л. С.* Химический состав и структура атмосферного аэрозоля. Л.: ЛГУ, 1982. 366 с.
3. *Кондратьев К. Я., Москаленко Н. И., Поздняков Д. В.* Атмосферный аэрозоль. Л.: Гидрометеоиздат, 1983. 224 с.
4. *Грин Х., Лейн В.* Аэрозоли – пыли, дымы и туманы. Л.: Химия, 1982. 427 с.
5. *Фукс Н. А.* Механика аэрозолей. М.: Изд-во АН СССР, 1955. 350 с.
6. *Lin B. Y. H. et al.* Electrical aerosol analyser: history, principly and data reduction. Aerosol Measurement. Gaines-villie, 1979. P. 341–383.
7. *Хук К., Госсард Э.* Волны в атмосфере. М.: Мир, 1978. 531 с.

8. *Зуев В. Е., Креков Г. М.* Оптические модели атмосферы. Т. 2. Л.: Гидрометеоиздат, 1986. 257 с.
9. *Мирме А. А. и др.* Измерение спектров калибровочных аэрозолей. Сравнение анализатора TSI со спектрометром ТГУ // Уч. зап. Тартуского ун-та. Тарту.: Тартуский университет, 1987. Вып. 755. С. 80–87.
10. *Ивандаев А. И., Нигматулин Б. И.* Распространение слабых возмущений в парожидкостных дисперсно-кольцевых потоках // Теплофизика высоких температур. 1980. Т. 18. № 2. С. 359–366.
11. *Нигматулин Р. И.* Динамика многофазных сред. Ч. 1. М.: Наука, 1987. 463 с.
12. Rong-jeu-Wei, Jun-ru-Wu. Absorption of sound in water fog // J. Acoust. Soc. Amer. 1989. V. 70. № 5. P. 1213–1219.
13. *Epstein P. S., Carhart R. R.* The absorption of sound in suspensions and emulsion. I. Water fog in air // J. Acoust. Soc. Amer. 1953. № 25. P. 553–565.
14. *Gumerov N. A., Ivandaev A. I., Nigmatulin B. I.* Sound waves in monodisperse gas-particle or vapor-droplet mixtures // J. Fluid Mech. 1988. V. 193. P. 53–74.
15. *Temkin S., Dobbins R. A.* Measurements of attenuation and dispersion of sound by an aerosol // J. Acoust. Soc. 1966. V. 40. № 5. P. 1017–1024.
16. *Фукс Н. А.* Испарение и рост капель в газообразной среде. М.: Изд-во АН СССР, 1958. 89 с.

Научно-исследовательский радиофизический институт

Поступила в редакцию 03.11.89

V. E. Nemtsov

APPLICATION OF AN ACOUSTIC PROBING FOR A DETERMINATION OF AEROSOL PARAMETERS

Dispersion properties of sound propagating through a polydisperse aerosol are investigated. There are taken into account following dissipative effects: evaporation and condensation, heat exchange between particles of an aerosol and a steam and gas mixture, and also frictional forces between particles and gas. It is suggested to use an information about attenuation and dispersion of sound for a determination of aerosol parameters such as mean size of particles, concentration, size dispersion and so on.