АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXXI 1985 Вып. 3

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 534.29

О ПОВЕДЕНИИ ТЯЖЕЛОЙ ЧАСТИЦЫ В ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ В ПОЛЕ СТОЯЧЕЙ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ВОЛНЫ

Аветисян А. Г., Аракелян В. С., Багдасарян О. В., Дудоян А. К.

Факт пространственного разделения взвеси в жидкости, аэрозольных частиц в газах, а также смеси газов в поле стоячей ультразвуковой волны хорошо известен [1–6]. На частицы действует ряд сил [7], причем направления действия этих сил, а также их вклады в движение частиц различны в зависимости от параметров взвеси и жидкости, аэрозольных частиц, смеси газов и т. д.

Выражения, получаемые при точном решении задачи о движении частиц в поле ультразвуковой волны [7], громоздки и малонаглядны. Поэтому применяются различные приближения, позволяющие упростить решение задачи. Здесь рассматривается решение задачи о движении тяжелой частицы в поле стоячей волны в линейном приближении. Уравнение движения частицы при этом запишется в виде

$$M\ddot{\mathbf{x}}=-6\pi\eta r(\dot{\mathbf{x}}-\mathbf{v})-\frac{4\pi}{3}r^3\nabla p+\mathbf{f}, \tag{1}$$

где M – масса тяжелой частицы, $\dot{\mathbf{x}}$ и r – ее скорость и радиус, η – коэффициент вязкости жидкости, ∇p – градиент давления в стоячей ультразвуковой волне (для случая резонатора с жесткими стенками давление $p=p_0\cos kx\cos\omega t$), $\mathbf{v}$ – колебательная скорость частиц среды ($v=v_0\sin kx\sin\omega t$), $\mathbf{f}$ – случайная сила, вызывающая броуновское движение тяжелой частицы.

Применяя к уравнению (1) метод Капицы [8], можно получить выражение для средней силы, действующей на тяжелую частицу в поле стоячей ультразвуковой волны:

$$F=-\frac{\pi r^3}{3}\left(\frac{\omega}{c}\right)\{\mu_p^2\rho_p v_0^2+\mu_g^2 p_0^2/\rho_p c^2\}\sin 2kx, \tag{2}$$

где $\mu_p=1/\sqrt{1+\omega^2\tau^2}$ – коэффициент увлечения частицы в колебательное движение среды, $\mu_g=\omega\tau/\sqrt{1+\omega^2\tau^2}$ – коэффициент обтекания частицы средой, $\tau=2\rho_p r^2/9\eta$ – время релаксации частицы, ρ_p – ее плотность. Как видно из формулы (2), частицы должны собираться в узлах колебательной скорости (в пучностях давления).

Эксперименты по исследованию поведения частиц железа диаметром $(2\div6)\cdot10^{-6}$ м в воде, спирте и глицерине в поле стоячей ультразвуковой волны проводились в диапазоне удельных мощностей излучателя $(0{,}1\div3)\cdot10^4$ вт/м². Задающий генератор работал в диапазоне 2,6 МГц и имел возможность плавной перестройки частоты. Резонатор длиной $L=4\cdot10^{-2}$ м был образован двумя стеклянными пластинами. Его длина удовлетворяла условию $\alpha L\ll1$, где α – коэффициент поглощения звука в жидкости. Условие резонанса при фиксированной длине резонатора достигалось перестройкой частоты задающего генератора. Весовая концентрация взвеси изменялась в пределах $0{,}01\div0{,}05$. Распределение тяжелых частиц в поле стоячей волны наблюдалось с помощью микроскопа.

Группировка тяжелых частиц происходила в плоскостях, лежащих на расстоянии $n\lambda/2$ от стенки резонатора, где n – целое число, λ – длина волны звука, т. е. в узлах колебательной скорости. Время выстраивания тяжелых частиц уменьшалось с увеличением мощности волны и уменьшением вязкости жидкости. Это время составляло от долей секунды (в случае взвеси в спирте) до десятков секунд (в случае взвеси в глицерине) при уровне интенсивности излучения $\sim0{,}1\cdot10^4$ вт/м².

По мере выстраивания частиц происходила коагуляция; в случае воды и спирта в областях сгущения наблюдалось вращательное движение коагулированных частиц с частотой порядка нескольких герц с последующим образованием более крупных частиц и выпадением их в осадок.

Следует отметить, что по величине сила, рассчитанная по формуле (2), меньше силы радиационного давления в идеальной среде. Противоречие между теорией радиационного давления, согласно которой частицы должны собираться в пучностях колебательной скорости, и поставленным экспериментом может быть объяснено тем, что в ограниченных колебательных системах возможны случаи, когда эффекты второго порядка существенно не развиваются [8, 9].

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Механика сплошных сред. М.: ГИТТЛ, 1954.
2. *King L. V.* On the acoustic radiation pressure on spheres.– Proc. Roy. Soc. London, 1934, v. A147, p. 212–240.
3. *Yosioka K., Kawasima Y.* Acoustic radiation pressure on compressible sphere.– Acustica, 1955, v. 5, p. 167–179.
4. *Горьков Л. П.* О силах, действующих на малую частицу в акустическом поле в идеальной жидкости.– Докл. АН СССР, 1961, т. 140, № 1, с. 88–91.
5. *Дыхне А. М., Паль А. Ф., Письменный В. Д., Пичугин В. В., Старостин А. Н.* О разделении газовых смесей в поле звуковой волны.– Докл. АН СССР, 1982, т. 262, № 2, с. 331–335.
6. *Духин С. С.* Теория дрейфа аэрозольной частицы в стоячей звуковой волне.– Коллоидный журн., 1960, т. 22, № 1, с. 128–130.
7. *Медников Е. П.* Акустическая коагуляция и осаждение аэрозолей. М.: АН СССР, 1963.
8. *Зарембо Л. К., Красильников В. А.* Введение в нелинейную акустику. М.: Наука, 1966.
9. *Исакович М. А.* Общая акустика. М.: Наука, 1973.

Институт радиофизики и электроники Академии наук АрмССР

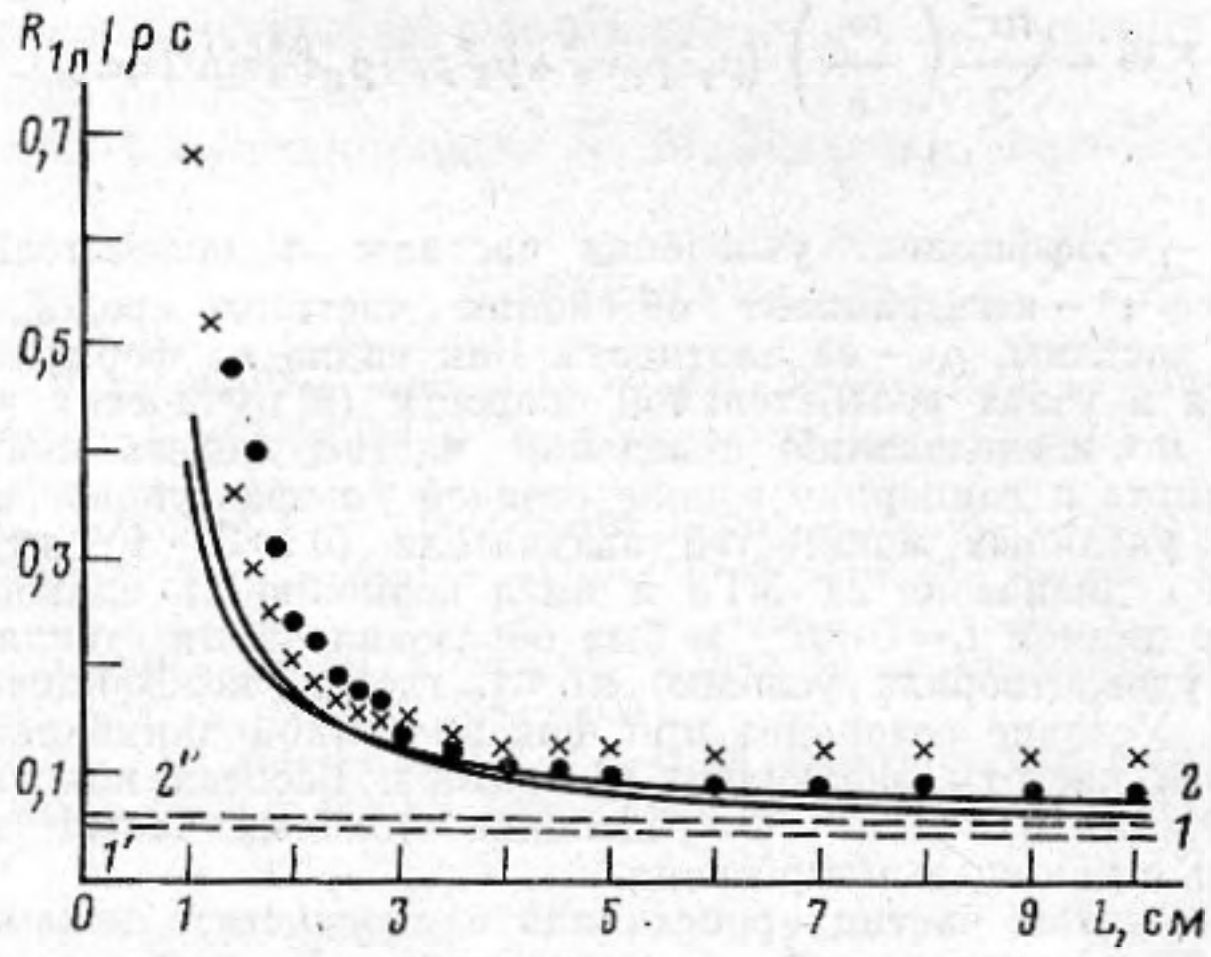
Поступило в редакцию 9.VIII.1983

УДК 534.26

ВЛИЯНИЕ ПОТЕРЬ В ОБЪЕМЕ РЕЗОНАТОРА НА ЕГО АКУСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Велижанина К. А., Вощукова Е. А., Свирина Л. Д.

При расчете входного импеданса резонансного звукопоглотителя обычно полагают, что в области линейных, т. е. не зависящих от уровня звукового давления или колебательной скорости, значений импеданса его активная составляющая $R_{1л}$ обусловлена лишь диссипативными потерями в горле. При экспериментальных же исследованиях зависимости R_1 от амплитуды колебательной скорости (при фиксированной частоте) нами было обнаружено, что линейные значения R_1 различны для



Фиг. 1. Зависимость $R_{1л}/\rho c$ от L для резонансного звукопоглотителя d=0,016 м, t=0,005 м, η=0,03. *1*, *2* – расчет с учетом, *1'*, *2'* – без учета потерь к полости. *1*, *1'* – f=400 Гц, ● – эксперимент; *2*, *2'* – 500 Гц, × – эксперимент

различных глубин полости резонатора L. При этом с уменьшением L $R_{1л}$ возрастает и, начиная с некоторых значений L, значительно превосходит то значение $R_{1л}$, которое обусловлено потерями в горле (фиг. 1). На наш взгляд, такое возрастание $R_{1л}$ происходит потому, что при уменьшении L доля объема полости резонатора, занимаемая пограничным слоем, возрастает, а это приводит к возрастанию роли потерь в полости по сравнению с потерями в отверстии.

Свой вклад в увеличение $R_{1л}$ вносит и возрастание концевой поправки горла