

УДК 534.21:532.68

МОДУЛЯЦИЯ СКОРОСТИ ЗВУКА В КОЛЛОИДЕ
ВНЕШНИМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

Липкин А. И.

В работе получены выражения для скорости и поглощения звука в дисперсной среде с диспергированными частицами, имеющими форму эллипсоидов вращения. При этом учитывались как динамические эффекты (присоединенных масс, Стокса и Бассэ), так и термодинамический эффект Исаковича. Получены выражения для малых вынужденных колебаний формы жидкой капли в форме эллипсоида вращения под действием внешнего электрического или магнитного полей для произвольного равновесного значения отношения осей эллипсоида, а также оценки происходящей за этот счет модуляции скорости звука в коллоиде.

В [1] указывается на возможность создания параметрического обра- щающего фазу усилителя звука (ПОФУЗ) с использованием среды, позво- ляющей однородно по пространству модулировать по времени скорость звука c с амплитудой модуляции Δc , удовлетворяющей условию

$$\xi^{-1} = (\Delta c/c) / (2k''/k') > 1, \tag{1}$$

где $k = k' + ik''$ — волновое число звуковой волны.

В работах [2, 3] исследовались перспективы использования для такой модуляции скорости звука воздействия внешних электрического и магнит- ного полей на межчастичные взаимодействия в жидкости. В данной работе рассматриваются два одночастичных механизма модуляции скорости зву- ка, основанные на изменении геометрии диспергированных частиц (ка- пель) в коллоиде при действии внешнего электромагнитного поля. Изме- нение формы и размеров диспергированных частиц приводит к изменению акустических свойств в такой двухфазной среде, если составляющие среду фазы отличаются по плотности (динамические эффекты типа рассмотрен- ных в [4]) или по термодинамическим характеристикам (термодинами- ческие эффекты типа рассмотренных в [5]). Основным отличием данной работы по сравнению с работами [4–7], посвященным акустическим свойствам подобных сред, является учет несферичности диспергирован- ных частиц. В качестве простейшей модели несферических частиц возь- мем эллипсоиды вращения, для которых наряду с параметром $R = (3V_0 / 4\pi)^{1/3}$, характеризующим эквивалентный радиус сферической частицы того же объема V_0 , введем вектор \mathbf{K} , модуль которого равен отношению длин осей эллипсоида вращения ($\mathcal{K} = b/a$), а направление совпадает с осью вращения a .

Рассмотрим N -фазную суспензию, состоящую из несущей жидкости ($n=1$) и невзаимодействующих друг с другом несферических частиц раз- ного сорта ($n=2, \dots, N$).

Уравнение состояния подобной системы, считая, что все переменные изменяются по закону $\exp i(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r})$, $\mathbf{k} = (k, 0, 0)$, запишем в виде $\rho_n / \rho_{n0} = \beta_n^{ns} p + \alpha_n T_n = \tilde{\beta}_n p$, где p — давление в звуковой волне, T_n и ρ_n — отклоне- ния температуры и плотности в n -й фазе от равновесных значений T_{n0} и ρ_{n0} , α_n , β_n^{ns} , $\tilde{\beta}_n$ — коэффициент температурного расширения, изотермиче- ская и комплексная сжимаемости [5] n -й фазы.

Дополнив эти уравнения уравнениями непрерывности, получим

$$p = -\beta^{-1} \sum_{n=1}^N \varphi_n(\mathbf{k}\mathbf{u}_n) / \omega, \tag{2}$$

где $\beta = \sum_{n=1}^N \varphi_n \beta_n$, φ_n — объемная концентрация n -й фазы. Уравнения движения представим в виде

$$\rho_{n0} \dot{\mathbf{u}}_n = -\varphi_n \nabla p + \mathbf{f}_n, \quad \left(n=1, 2, \dots, N; \mathbf{f}_1 = -\sum_{n=2}^N \mathbf{f}_n \right).$$

Здесь наряду с гидродинамическими силами $\varphi_n \nabla p$, действующими на каждую фазу, учитываем, как и в [4, 7], силы \mathbf{f}_n , действующие на диспергированные частицы со стороны несущей жидкости при $\mathbf{u}_n - \mathbf{u}_1 \neq 0$ (они обусловлены действием эффектов присоединенных масс, Стокса и Бассэ)¹. В отличие от [4, 7], где рассматривались сферические частицы, в нашем случае соответствующие коэффициенты становятся матрицами [9, 10], элементы которых зависят от величины и направления вектора \mathbf{K}_n . В результате, используя (2), получим систему уравнений относительно скоростей \mathbf{u}_n :

$$\left. \begin{aligned} \varphi_1 \rho_{10} u_{1j} + \rho_{10} \sum_{n=2}^N \varphi_n \sum_{s=1}^3 \tilde{\lambda}_{js}^{(n)} (u_{1s} - u_{ns}) &= (k/\omega)^2 \beta^{-1} \sum_{r=1}^N \varphi_r \varphi_r u_{r1} \delta_{1j}, \\ \varphi_n \rho_{n0} u_{nj} - \rho_{10} \varphi_n \sum_{s=1}^3 \tilde{\lambda}_{js}^{(n)} (u_{1s} - u_{ns}) &= (k/\omega)^2 \beta^{-1} \sum_{r=1}^N \varphi_n \varphi_r u_{r1} \delta_{1j}, \\ (n=2, \dots, N; \quad j=1, 2, 3), \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

где $\tilde{\lambda}_{js}^{(n)} = \lambda_{js}(\mathbf{K}_n) - i^{(9/4)} [b_{Cjs}(\mathbf{K}_n) \xi_{un}^{-1} + (1+i) b_{Bjs}(\mathbf{K}_n) \xi_{un}^{-1/2}] \lambda_{js}(\mathbf{K}_n)$ — элементы матрицы присоединенных масс ($j, s=1, 2, 3$ — считаем, что частицы не вращаются), $b_{Cjs}(\mathbf{K}_n)$, $b_{Bjs}(\mathbf{K}_n)$ — матрицы коэффициентов для эффектов Стокса и Бассэ соответственно, $\xi_{un} = \omega R_n^2 / 2\nu_1$; ν_1 — кинематическая вязкость несущей жидкости. При $\mathcal{X}=1$ все эти матрицы можно заменить скалярами ($\lambda_{js} \rightarrow 1/2$, $b_{Cjs} \rightarrow 1$, $b_{Bjs} \rightarrow 1$), в результате чего получается известное выражение [4].

Для случаев, когда $\mathbf{K}_n \parallel \mathbf{k}$ или $\mathbf{K}_n \perp \mathbf{k}$, матрицы диагональны и в системе (3) уравнения для продольных ($j=1$) и поперечных ($j=2, 3$) составляющих скоростей \mathbf{u}_n разделяются, причем последние будут равны нулю, т. е. волны будут чисто продольными. В общем случае такого разделения уравнений не будет, а поперечные составляющие скоростей не будут равны нулю. Для этого случая из уравнений с $j=2, 3$ системы (3) найдем величины

$$A_n(\mathbf{K}_n) = \sum_{s=2,3} \lambda_{1s}^{(n)} (u_{1s} - u_{ns}) / (u_{11} - u_{n1}),$$

учитывающие вклад поперечных компонент скоростей в систему уравнений для продольных компонент ($j=1$).

В результате получаем замкнутую систему N уравнений относительно продольных скоростей u_{n1} ($n=1, 2, \dots, N$). В частном случае монодисперсионной системы ($N=2$) получим:

$$(k/\omega) = (k'/\omega) + i(k''/\omega) = [\beta_0 \rho_0 (1 + \varepsilon_T) / (1 + \varepsilon_u)]^{1/2}, \quad (4)$$

где $\rho_0 = \sum_{n=1}^2 \varphi_n \rho_n$; $\beta_0 = \sum_{n=1}^2 \varphi_n \beta_n^{\text{ад}}$, $\beta_n^{\text{ад}}$ — соответствующие адиабатические

сжимаемости, $\varepsilon_T = \varepsilon_T' + i\varepsilon_T'' = \beta/\beta_0 - 1$ — поправка, связанная с термодинамическими эффектами, ε_u — поправка, связанная с динамическими эффектами.

¹ Поскольку согласно приводимым в [16, 17] результатам отличие величин этих эффектов для жидких и твердых частиц не превышает 50%, при оценке этих эффектов будем пользоваться данными для твердых частиц.

ми, равная

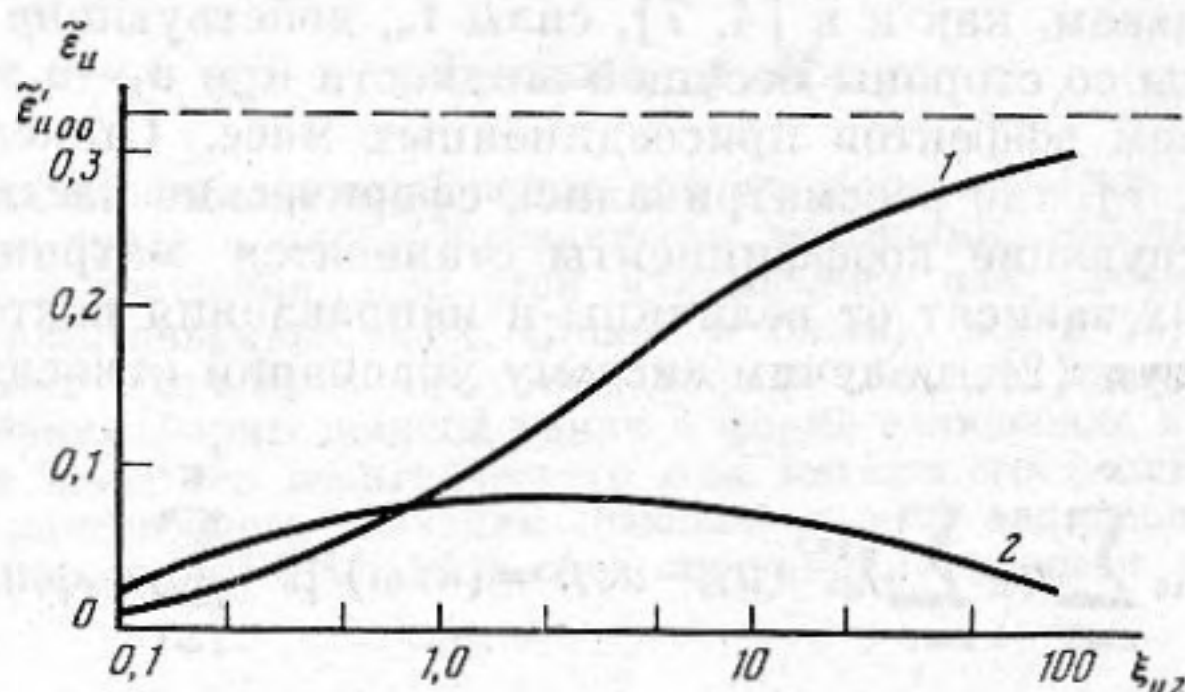
$$\varepsilon_u(\mathbf{K}_2, \xi_{u2}) = \varepsilon_u' + i\varepsilon_u'' = \varphi_2 \varphi_1^2 \rho_{21}^2 [(1 + \varphi_2 \rho_{21}) \Lambda_2 + \varphi_1 (1 + \varphi_1 \rho_{21})]^{-1}, \quad (5)$$

где $\rho_{21} = (\rho_{20} - \rho_{10}) / \rho_{10}$,

$$\Lambda_2 = \{\tilde{\lambda}_{11}^{(2)}(\mathbf{K}_2) + A_2\} \quad (6)$$

(в частных случаях при $\mathbf{K}_2 \parallel \mathbf{k}$ или $\mathbf{K}_2 \perp \mathbf{k}$ имеем $A_n = 0$ и соответственно [10] $\lambda_{11}(\mathcal{H}_2) \simeq \mathcal{H}_2/2$ или $\lambda_{11}(\mathcal{H}_2) \simeq 1 - \mathcal{H}_2/2$).

На фигуре представлено поведение величины $\tilde{\varepsilon}_u(\xi_{u2}) = \varepsilon_u(\xi_{u2}) / \varphi_2 \varphi_1^2 \rho_{21}^2$ при $\mathcal{H}_2 = 1$. При изменении величины \mathcal{H}_2 графики качественно остаются



Динамические поправки к скорости звука и затухания 1 - $\tilde{\varepsilon}_u'$, 2 - $\tilde{\varepsilon}_u''$

такими же. В предельных случаях $\xi_{u2} \ll 1$ и $\xi_{u2} \gg 1$ имеем:

$$\varepsilon_u(\mathbf{K}, \xi_{u2}) = \varphi_2 \varphi_1^2 \rho_{21}^2 \left\{ \begin{array}{l} \frac{4/9}{(1 + \varphi_2 \rho_{21})} \left[\frac{b_{B11}(\mathbf{K}_2)}{b_{C11}^2(\mathbf{K}_2)} \xi_{u2}^{3/2} - \frac{i \xi_{u2}}{b_{C11}(\mathbf{K}_2)} \right], \\ \text{при } \xi_{u2} \ll 1; \\ \left[B_{u\infty}^{-1} - i B_{n\infty}^{-2} \frac{9}{4} (1 + \varphi_2 \rho_{21}) b_{B11}(\mathbf{K}_2) \xi_{u2}^{-1/2} \right], \\ \text{при } \xi_{u2} \gg 1; \end{array} \right. \quad (7)$$

где

$$B_{u\infty}(\mathbf{K}_2) = \varphi_1 (1 + \rho_{21}) + (1 + \varphi_2 \rho_{21}) (\lambda_{11}(\mathbf{K}_2) + A(\lambda_{11}(\mathbf{K}_2))). \quad (8)$$

Для частного случая $\mathbf{K}_2 \parallel \mathbf{k}$ $B_{u\infty} = \varphi_1 (1 + \rho_{21}) + (1 + \varphi_2 \rho_{21}) \mathcal{H}_2/2$.

Термодинамическая поправка ε_T связана с наличием теплообмена между диспергированными частицами и несущей жидкостью, пропорционального поверхности S капли. Поэтому для оценки изменения ε_T с изменением формы капли в первом приближении можно воспользоваться полученной в [5] зависимостью ε_T от изменения поверхности (радиуса R) сферической капли. Из [5] следует, что существенное изменение ε_T возможно лишь в области, где поглощение максимально и условие (1) не выполняется.

Значительно перспективнее в этом отношении динамические эффекты. Поскольку $B_{u\infty}$ зависит от \mathbf{K}_2 , то, как видно из фигуры, выполнения условия (1) можно ожидать в области $\xi_{u2} \gg 1$. В этой области согласно (7)

$$\xi^{-1} = |\Delta \varepsilon_u' / 2 \varepsilon_u'' (1 + \varepsilon_T'' / \varepsilon_u'')| = (1 + \varepsilon_T'' / \varepsilon_u'')^{-1} \xi_{u2}^{1/2} \Delta B_{u\infty}(\mathbf{K}_2) / 9 b_{B11}(\mathbf{K}_2) \sim (1 + \varepsilon_T'' / \varepsilon_u'')^{-1} \xi_{u2}^{1/2} \Delta \mathcal{H} / 9, \quad (9)$$

где $\Delta B_{u\infty}$, $\Delta \mathcal{H}$ — амплитуды модуляции величины $B_{u\infty}$, \mathcal{H}_2 , а для отношения $\varepsilon_T'' / \varepsilon_u''$, используя (7) и результаты [5], для интересующего случая $\xi_{u2} \gg 1$ получим:

$$\varepsilon_T'' / \varepsilon_u'' \sim (3 + 2 \rho_{21})^2 T_0 \rho_{01} c^2 \frac{\prod_{j=1,2} (\kappa_j \rho_{j0} C_{pj})^{1/2}}{9 \sum_{j=1,2} (\kappa_j \rho_{j0} C_{pj})^{1/2}} \left(\frac{\alpha_1}{\rho_{10} C_{p1}} - \frac{\alpha_2}{\rho_{20} C_{p2}} \right)^2 \frac{\rho_{21}^{-2}}{\sqrt{v_1}},$$

где $\alpha_j, \kappa_j, C_{pj}$ ($j=1, 2$) — коэффициенты температурного расширения, теплопроводности и теплоемкости соответствующих фаз. Воспользовавшись неравенствами $(\alpha_1/\rho_{10}C_{p1} - \alpha_2/\rho_{20}C_{p2})^2 \leq (\max\{\alpha_j/\rho_{j0}C_{pj}\})^2$, $\prod_{j=1,2} (\kappa_j\rho_{j0}C_{pj})^{1/2} /$

$$\sqrt{\sum_{j=1,2} (\kappa_j\rho_{j0}C_{pj})^{1/2}} \leq (\max\{\kappa_j\rho_{j0}C_{pj}\})^{1/2}, \quad \text{получим оценку } \varepsilon_T''/\varepsilon_u'' \leq 0,5 (v_{H_2O}/$$

$v_1)\rho_{21}^{-2}$, справедливую при $T \sim 300$ К для большинства жидкостей, приведенных в [18] (включая и случай, когда одной из компонент является вода, значительно отличающаяся от других жидкостей по своим параметрам). Если ограничиться рассмотрением коллоидов с $\rho_{21} \sim 1$ (это можно, например, обеспечить при использовании в качестве одной из компонент магнитной жидкости, представляющей собой суспензию феррочастиц), то $\varepsilon_T''/\varepsilon_u'' \leq 1$ и в (9) можно положить $(1 + \varepsilon_T''/\varepsilon_u'') \sim 1$. Тогда из (9), учитывая, что $\Delta\mathcal{K} \ll 1$, получим, что условие (1) выполняется в области $\xi_{u2} = \omega R^2/2v_1 \gg 100$.

Оценим величину $\Delta\mathcal{K}$ для случая вынужденных колебаний во внешнем поле капли, представляющей собой эллипсоид вращения. Действуя аналогично [11], но выбирая в качестве обобщенной координаты величину \mathcal{K}_2 и учитывая, что при движении жидкости в эллиптической полости $\mathbf{u} = (-x_1\dot{a}/a, -x_2\dot{b}/b, -x_3\dot{b}/b)$ [6], получим следующие выражения для величин кинетической энергии $E_{кин}$ и диссипативной функции $F_{дис}$:

$$E_{кин} = (\rho_{20}/2) \int u^2 d^3r = m(\mathcal{K}_2) \dot{\mathcal{K}}_2^2/2, \quad (10)$$

$$F_{дис} = (\eta_2/4) \int \sum_{j,s=1}^3 (\partial u_j/\partial x_s + \partial u_s/\partial x_j)^2 d^3r = Z\dot{\mathcal{K}}_2^2/2, \quad (11)$$

где

$$m(\mathcal{K}) = (4/45) V_0 \rho_{20} R^2 (\mathcal{K}_2^{-10/3} + \mathcal{K}_2^{-4/3}/2); \quad Z = 2\eta_2 V_0/3\mathcal{K}_2^2, \quad (12)$$

$V_0 = 4\pi R^3/3$ — объем капли, η_2 — динамическая вязкость капли.

Потенциальная энергия $U = E_s + E_M$, где $E_s = 2\pi\sigma S(\mathcal{K}_2)$ — поверхностная, а $E_M = -(V_0/4\pi)\alpha(E_x^{(e)})^2/(1 + \alpha n_x(\mathcal{K}_2))$ — электромагнитная [13] энергия капли, σ — коэффициент поверхностного натяжения, $S(\mathcal{K}_2)$ — площадь поверхности эллипсоида [12], $\alpha = \varepsilon^{(i)}/\varepsilon^{(e)} - 1$, $\varepsilon^{(i)}$, $\varepsilon^{(e)}$ — значения диэлектрической (магнитной) восприимчивости внутри и вне капли, $E_x^{(e)} = E_0 \cos \Omega t$ — внешнее электрическое (магнитное) поле, направленное вдоль оси x , $n_x(\mathcal{K}_2)$ — деполяризующий коэффициент.

Сила, деформирующая каплю, соответственно равна

$$\partial U/\partial \mathcal{K}_2 = F_0(\mathcal{K}_2) - F_M(\mathcal{K}_2) \cos 2\Omega t, \quad (13)$$

где

$$F_0(\mathcal{K}_2) = \partial E_s/\partial \mathcal{K}_2 - F_M(\mathcal{K}_2), \quad (14)$$

$$F_M(\mathcal{K}_2) = \frac{V_0}{8\pi} \frac{E_0^2}{(\alpha^{-1} + n_x(\mathcal{K}_2))} \left(-\frac{\partial n_x}{\partial \mathcal{K}_2} \right). \quad (15)$$

Равновесное значение \mathcal{K}_{20} определяется из условия $F_0(\mathcal{K}_{20}) = 0$ (оно исследовано в [12]).

Амплитуда вынужденных колебаний равна [14]:

$$\Delta\mathcal{K} = (F_M(\mathcal{K}_{20})/m(\mathcal{K}_{20})) [(\omega_0^2 - 4\Omega^2)^2 + 4\gamma^2\Omega^2]^{-1/2}, \quad (16)$$

где

$$\gamma(\mathcal{K}_{20}) = Z(\mathcal{K}_{20})/m(\mathcal{K}_{20}); \quad \omega_0(\mathcal{K}_{20}) = (m(\mathcal{K}_{20}))^{-1/2} (\partial F_0(\mathcal{K}_{20})/\partial \mathcal{K}_2)^{1/2}. \quad (17)$$

Величина $F_M(\mathcal{K}_{20})/m(\mathcal{K}_{20})$ быстро убывает с уменьшением \mathcal{K}_{20} (главным образом из-за роста $m(\mathcal{K}_{20})$). Чтобы получить возможно большую величину $\Delta\mathcal{K}$, нужно находиться в окрестности значения $\mathcal{K}_{20} = 1$, т. е. форма капли должна слабо отклоняться от сферической. При этом

$$F_M(1)/m(1) = E_0^2/4\pi (\alpha^{-1} + 1/3)^2 R^2 \rho_{20}, \quad (18)$$

$$\omega_0(1) = \left[\frac{8\sigma}{\rho_{20}R^3} - \frac{15E_0^2}{8\pi\rho_{20}R^2(\alpha^{-1}+1/3)^2} \left(\frac{(4/15)^2}{(\alpha^{-1}+1/3)} + \frac{2}{21} \right) \right]^{1/2} \quad (19)$$

(при $E_0=0$, $\mathcal{K}_{20}=1$ выражения (17), (19) совпадают с точностью до неучитываемого в формулах (10)–(19) эффекта присоединенной массы с выражениями, приводимыми в [8, 11, 15]). Подставляя (18) в (16), получим для амплитуды модуляции формы капли в окрестности $\mathcal{K}_2=1$:

$$\Delta\mathcal{K} = E_0^2/4\pi(\alpha^{-1}+1/3)^2R^2\rho_{20}\tilde{\omega}^2, \quad (20)$$

где

$$\tilde{\omega}^2 = [(\omega_0^2 - 4\Omega^2)^2 + 4\Omega^2\gamma^2]^{1/2}. \quad (21)$$

Теперь вернемся к анализу выполнимости условия (1). При этом согласно [1] интерес представляет случай $\Omega=\omega$, когда выполняется условие параметрического резонанса (частота колебаний капли, а следовательно, и частота модуляции скорости звука равна 2Ω).

Подставляя (20) в (9) и учитывая, что $R^2 = \xi_{u2} 2v_1/\omega$, получим, что условие (1) сводится к условию

$$\xi^{-1} = \xi_{u2}^{-1/2} E_0^2 [72\pi(\alpha^{-1}+1/3)\rho_{20}v_1\tilde{\omega}^2/\omega]^{-1} > 1. \quad (22)$$

Учитывая, что для выполнения условия (1) и вытекающего из него условия (22) необходимо, как было показано выше, чтобы выполнялось неравенство $\xi_{u2}^{-1/2} \ll 0, 1$, и полагая $v_1 \sim 10^{-6}$ м/с, получим (в гауссовой системе единиц): для случая $\Omega \geq \max(\omega, \gamma/2)$, когда $\tilde{\omega} \simeq 2\Omega = 2\omega$:

$$1 < \xi^{-1} \leq \xi_{u2}^{-1/2} E_0^2 / 8\pi v_1 \rho_{20} \omega \ll E_0^2 / 3\rho_{20} \omega \sim E_0^2 / 10\omega \quad (23a)$$

— для случая резонанса ($2\Omega = \omega_0$), когда $\tilde{\omega} = (2\gamma\Omega)^{1/2}$:

$$1 < \xi^{-1} \leq E_0^2 R / 60\pi (2v_1\omega)^{1/2} \eta_2 \ll E_0^2 / 6\pi\omega\eta_2 \sim 5E_0^2 / \omega. \quad (23b)$$

Верхнее значение оценок (23а, б) отвечает $\alpha \gg 3$. В случае использования внешнего электрического поля это имеет место для проводящих капель, а также для диэлектрических капель при условии $\epsilon^{(i)}/\epsilon^{(e)} \gg 3$. Для капель из непроводящей магнитной жидкости при действии внешнего магнитного поля при $\Omega = \omega \leq 10^7$ с⁻¹ реально $\epsilon^{(i)}/\epsilon^{(e)} \sim 5$. Граничное значение частоты, при котором для случая (23б) выполняется условие (1), будет $\Omega/2\pi = \omega/2\pi = \omega_0/4\pi \sim 10^3$ Гц (при значении $R \sim 0,01$ см). Оно достигается при $E_0 \sim 30$ кВ/см для диэлектрических и проводящих капель или при $E_0 \sim 100$ Э (при бóльших полях начинаются эффекты насыщения) для непроводящих капель из магнитной жидкости.

Из проведенных оценок следует, что при достаточно больших размерах капли ($\omega R^2 \gg 100v_1$) динамический эффект присоединенной массы позволяет менять скорость звука за счет изменения формы капель в значительном диапазоне (до десятков процентов), при этом поглощение относительно невелико (можно обеспечить выполнение условия $k''/\Delta c \ll 1$). Но для столь больших капель относительно велики инерционные эффекты и модуляция скорости звука с частотой 2ω , удовлетворяющая условию (1), может быть достигнута лишь на частотах $\omega \leq 10^3$ Гц и соответственно размерах капель $R \geq 10^{-3}$ м.

В заключение приношу благодарность Ф. В. Бункину и Г. А. Ляхову за полезные обсуждения и поддержку в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Брысев А. П., Бункин Ф. В., Власов Д. В., Кравцов Ю. А. ПОФУЗ — параметрический обрабатывающий фазу усилитель звука. — В кн.: Исследования по гидрофизике. Тр. ФИАН. М.: Наука, 1984, т. 156, с. 19–30.
2. Бункин Ф. В., Липкин А. И., Ляхов Г. А. Зависимость скорости звука в магнитной жидкости от внешнего магнитного поля — учет изменения межмолекулярного потенциала. — Письма в ЖТФ, 1983, т. 9, № 12, с. 714–716.
3. Bunkin F. V., Vlasov D. V., Lyakhov G. A., Romanovsky M. Yu., Strel'tsov V. N. Elektroinduced anisotropy of acoustical properties of isotropic media. — Phys. Lett., 1984, v. 110A, № 2, p. 95–97.
4. Рытов С. М., Владимирский В. В., Галанин М. Д. Распространение звука в дисперсных системах. — ЖЭТФ, 1938, т. 8, № 5, с. 614–621.

5. *Исакович М. А.* О распространении звука в эмульсиях.— ЖЭТФ, 1948, т. 18, № 10, с. 907–912.
6. *Золотарев П. П.* О распространении слабых возмущений в смесях.— Изв. АН СССР. Механика и машиностроение, 1964, № 4, с. 178–180.
7. *Гумеров Н. А., Ивандаев А. И., Нигматулин Р. И.* Дисперсия и диссипация акустических волн в газовзвесьях.— Докл. АН СССР, 1983, т. 272, № 3, с. 560–564.
8. *Ламб Г.* Гидродинамика. М.—Л.: Гостехтеориздат, 1949. 928 с.
9. *Ханпель Дж., Бреннер Г.* Гидродинамика при малых числах Рейнольдса. М.: Мир, 1976. 630 с.
10. *Басин А. М.* Теория устойчивости на курсе и поворотливости судна. М.—Л.: Гостехтеориздат, 1949. 228 с.
11. *Hasse R. W.* Inertia, Friction, and Angular Momentum of an Oscillating Viscous Charged Liquid Drop under Surface Tension.— Annales of Physics, 1975, v. 93, № 1–2, p. 68–87.
12. *Bacri J.-C., Salin D.* Study of the deformation of ferro-fluid dropets in a magnetic field. Instability of ferrofluid magnetic drops under magnetic field.— J. Phys. Lett., 1982, v. 43, p. L-179–184, p. L-649–654.
13. *Ландау Л. Ф., Лифшиц Е. М.* Теоретическая физика. Т. 8. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 620 с.
14. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теоретическая физика. Т. 1. Механика. М.: Наука, 1965. 204 с.
15. *Дроздова В. В., Чеқанов В. В.* Исследование колебаний капель магнитной жидкости.— Магнитная гидродинамика, 1981, № 4, с. 17–23.
16. *Нигматулин Р. И.* Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978. 336 с.
17. *Рагинская И. А.* О затухании звука в эмульсиях.— Акуст. журн., 1962, т. 8, № 2, с. 210–215.
18. *Таблицы физических величин. Справочник/Под ред. И. К. Кикоина.* М.: Атомиздат, 1976. 1006 с.

Институт общей физики
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
18.IV.1985