АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXXI 1985 Вып. 2

УДК 534.14:537.84

МИКРОНЕОДНОРОДНОСТЬ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ И РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЗВУКА В НЕЙ

Полунин В. М.

Предлагается объяснение особенностей распространения звуковых волн в ненамагниченной магнитной жидкости на основе представлений о микронеоднородности ее структуры. Показано, что на дополнительное поглощение и скорость звука в магнитной жидкости существенное влияние оказывает механизм выравнивания температуры между отдельными компонентами дисперсной системы.

В последние два десятилетия внимание широкого круга исследователей привлечено к новому технологическому материалу — магнитной жидкости, взаимодействие которой с внешним магнитным полем обусловлено ее сильными магнитными свойствами [1—3]. Магнитная жидкость представляет собой коллоидный раствор однодоменных ферри- и ферромагнитных частиц в жидкости-носителе. Для придания дисперсной системе необходимой агрегативной устойчивости магнитные частицы покрываются слоем стабилизатора. По форме частицы близки к сферическим; их средний радиус R и толщина стабилизирующей оболочки δ составляют $\sim$50 и 20 Å соответственно.

Благодаря уникальной для жидкой системы способности намагничиваться до насыщения в сравнительно небольших магнитных полях ($\sim 5\cdot 10^5$ А/м) и при этом приобретать значительную намагниченность (до $\sim 10^5$ А/м) магнитные жидкости нашли широкое применение в различных областях науки и техники: магнитожидкостные уплотнения, сепарация минералов, очистка водной поверхности от нефти. Они нашли также применение в акустике: наполнители зазоров магнитных головок громкоговорителей, управляемые акустические контакты, пневмоакустические модуляторы магнитного потока, магнитожидкостные преобразователи упругих колебаний. Потребности практики предопределяют интерес к всестороннему исследованию акустических свойств жидких намагничивающихся сред.

Среди известных экспериментальных результатов обращает на себя внимание аномальная зависимость коэффициента поглощения ультразвука в магнитной жидкости от величины и направления магнитного поля [4—6]. К сожалению, остается невыясненной природа этого явления. В этой связи было бы полезным получить четкую физическую картину распространения звука в ненамагниченной магнитной жидкости, состояние которой можно рассматривать как «нулевое приближение» по крайней мере в области начального намагничивания. Между тем известно очень небольшое число работ, посвященных изучению данного вопроса [7, 8].

В настоящей статье исследуются факторы, влияющие на акустические параметры магнитной жидкости в отсутствие магнитного поля. Возможно, что проведенный в ней анализ поможет объяснить и некоторые особенности распространения звука в намагниченной магнитной жидкости.

В ряде жидкостей дисперсия скорости распространения и коэффициент поглощения звука обусловлены релаксацией структурной и сдвиговой вязкости [9, 10]. Объемная вязкость при структурной релаксации обычно близка к сдвиговой по величине и претерпевает параллельное с ней изменение под влиянием температуры и давления. Если рассматривать

Образец	φ, %	$\eta_s \cdot 10^2$, кг/м·с	$\eta_v \cdot 10^2$, кг/м·с	η_v/η_s
1	0	0,13	0,98	7,5
2	1,37	0,14	1,6	11
3	3,85	0,17	3,5	21
4	6,35	0,23	4,5	19
5	7,94	0,28	4,9	17
6	9,75	0,37	5,8	16

этот факт как характерный признак жидкостей, в которых доминирующая роль принадлежит структурной и сдвиговой релаксации, то магнитную жидкость, исследованную в [8], едва ли можно отнести к их числу. В таблице приведены сдвиговая η_s и объемная η_v вязкости пяти образцов магнитной жидкости, взятые из [8], а также дано отношение η_v/η_s. В исследованной магнитной жидкости дисперсионной средой является керосин, дисперсной фазой — магнетит Fe_3O_4, а стабилизатором — олеиновая кислота $C_{17}H_{33}$-COOH. Образцы 2-5 с различной объемной концентрацией твердой фазы φ получены путем разбавления исходного образца 6 керосином. Видно, что для исследованных образцов магнитной жидкости $\eta_v/\eta_s>10$.

Компоненты магнитной жидкости очень сильно отличаются друг от друга не только по магнитным свойствам, но и по плотности, по своим упругостным и термодинамическим параметрам. Линейные размеры взвешенных в жидкости-носителе частиц на три порядка меньше длины наиболее коротких ультразвуковых волн ($\nu=10^8$ Гц). Эти факты наряду с высокой устойчивостью и макроскопической однородностью магнитных жидкостей позволяют считать их микронеоднородными средами, в которых распространение звука существенно зависит от протекания «нелокальных» релаксационных процессов [11] и к которым применены акустические методы исследования дисперсных сред, развитые в работах [12—19]. При изучении особенностей прохождения звука через магнитную жидкость необходимо учитывать все «акустически активные» механизмы дисперсной среды, к которым относятся вязкие потери, рассеяние на дисперсной фазе и внутренний теплообмен.

Рассмотрим последовательно вклад каждого из перечисленных механизмов в затухание звуковой волны. Прежде всего учтем вклад «избыточной» (эйнштейновской) вязкости дисперсной системы, обусловленной присутствием в жидкости твердых сферических частиц. Известно выражение для вязкости ненамагниченной магнитной жидкости [2]:

$$\frac{\eta-\eta_1}{\varphi\eta}=2{,}5\left(1+\frac{\delta}{R}\right)^3-\left(\frac{2{,}5\varphi_{кр}-1}{\varphi_{кр}^2}\right)\left(1+\frac{\delta}{R}\right)^6\varphi, \qquad (1)$$

где $\varphi_{кр}=0{,}745$. (Условимся индексами 1 и 2 помечать параметры, относящиеся соответственно к жидкости-носителю и к твердым частицам. Отсутствие индекса 1 или 2 означает, что данный параметр относится к дисперсной системе в целом). Формула (1), учитывающая «прилипание» стабилизирующей оболочки к поверхности твердой частицы, удовлетворительно согласуется с экспериментом [2] (согласуется она и с данными, представленными в таблице). Этот факт свидетельствует о том, что «гидродинамический» радиус частицы R_h превышает R на величину δ [20].

Оценку добавочного поглощения (добавочного по отношению к чистой дисперсионной среде) на одну длину волны и на единицу концентрации проведем, пренебрегая релаксацией сдвиговой вязкости, по формуле $\Delta\alpha_1\lambda/\varphi=2\pi^2\nu(\eta_s-\eta_{s1})/\varphi\rho c^2$, где λ — длина волны звука, ν — частота колебаний, ρ — плотность, c — скорость звука. Полагая $\nu=25$ МГц, $\varphi=0{,}1$, $\rho=1230$ кг/м^3, $c=1135$ м/с, $\eta_{s1}=0{,}13\cdot10^{-2}$ кг/м·с и $\eta_s=0{,}37\cdot10^{-2}$ кг/м·с [8], получим $\Delta\alpha_1\lambda/\varphi=10^{-2}$, что составляет 6,5% от эксперименталь-

ного значения $(\Delta\alpha\lambda/\varphi)_э$ (по данным работы [8], $(\Delta\alpha\lambda/\varphi)_э=0{,}16$ при $\varphi=0{,}1$).

Благодаря вязкости жидкости-носителя движение частиц относительно среды будет сопровождаться трением, стремящимся уравнять скорости среды и частиц. Процесс обмена импульсом между различными частицами среды протекает с запаздыванием относительно звуковой волны, что приводит к добавочному поглощению звука [12—14]. Для расчета добавочного поглощения, обусловленного данным процессом, выведена формула [12, 13]

$$\frac{\Delta\alpha_2\lambda}{\varphi}=\frac{4\pi(\gamma-1)^2\xi(1+\sqrt{\xi})}{9(1+\sqrt{\xi})^2+\xi(1+b\sqrt{\xi})}, \qquad (2)$$

где $\gamma=\rho_2/\rho_1$; $\xi=\pi R^2\rho_1\nu\eta_{s1}^{-1}$. Расчет добавочного поглощения в обычных эмульсиях выполняется по формуле [18] $\Delta\alpha_2\lambda/\varphi=9\pi(\rho_1-\rho_2)^2/(\rho_1+2\rho_2)^2\sqrt{\xi}$, которая является частным случаем выражения (2) при $\xi\gg1$; к исследуемым средам она непригодна (значения $\Delta\alpha_2\lambda/\varphi$, рассчитанные по этой формуле, имеют порядок 10^{-3}—10^{-4}, из чего можно было бы сделать вывод, что распространение звука в такой среде вообще невозможно), так как для них ξ принимает значения 10^{-6}—10^{-4}. В случае $\xi\ll1$ формула (2) преобразуется к виду

$$\Delta\alpha_2\lambda/\varphi=4\pi(\gamma-1)^2\xi/9. \qquad (3)$$

Таким образом, магнитные жидкости должны быть отнесены к области малых значений ξ, соответствующих низким частотам, мелким частицам или большим значениям вязкости. В этой области большие вязкие силы препятствуют образованию значительной относительной скорости частиц и дополнительное поглощение невелико.

Применительно к магнитным жидкостям в формуле (3) необходимо совершить переход от R к R_h и одновременно заменить φ на $\varphi(1+\delta/R)^3$, а $\gamma=\rho_2/\rho_1$ на $\gamma=(\rho_2/\rho_1-1)(1+\delta/R)^{-3}+1$ (в предположении, что плотности жидкости-носителя и стабилизатора равны). С учетом сказанного формула (3) принимает вид $\Delta\alpha_2\lambda/\varphi=4\pi^2(\rho_2/\rho_1-1)^2(R+\delta)^2\rho_1\nu/\eta_1(1+\delta/R)^3\cdot9$. Полагая $\rho_2=5{,}21\cdot10^3$ кг/м^3 [2] (дисперсная фаза — магнетит) и учитывая введенные ранее числовые значения величин, входящих в это соотношение, получим $\Delta\alpha_2\lambda/\varphi\approx3{,}7\cdot10^{-2}$, что составляет 23% от $(\Delta\alpha\lambda/\varphi)_э$.

Оценку добавочного затухания, связанного с рассеянием звука на частицах $\Delta\alpha_3\lambda/\varphi$, проведем по формуле [18]: $\Delta\alpha_3\lambda/\varphi=8\pi^4(\nu R/c_1)^3(\rho_2c_2^2-\rho_1c_1^2)^2/3\rho_2^2c_2^4$. Будем считать, что адиабатная сжимаемость и плотность стабилизирующих оболочек и жидкости-носителя не отличаются друг от друга, и что $\rho_2c_2^2\gg\rho_1c_1^2$ [21]. Тогда получим $\Delta\alpha_3\lambda/\varphi=8\pi^4(\nu R/c_1)^3$. Численное значение $\Delta\alpha_3\lambda/\varphi$ составляет пренебрежимо малую величину $\sim2{,}4\cdot10^{-10}$.

«Макроскопически» процесс распространения звука в ненамагниченной магнитной жидкости является адиабатным (между фазами сжатия и разряжения в звуковой волне нет теплообмена). Вследствие малости линейных размеров твердых частиц и высокой их теплопроводности теплообмен внутри частиц происходит «мгновенно»; разности температур внутри частиц успевают выравняться — процесс будет «микроскопически» изотермичен. Перенос тепла через границу частица — жидкость приводит к ослаблению колебаний температуры в приграничных слоях жидкости, что, как увидим ниже, вызывает изменение упругих свойств дисперсной системы. Вместе с тем теплообмен между соседними слоями в приграничной области вследствие малой теплопроводности жидкости-носителя происходит с запаздыванием, что и является причиной термического поглощения звука в магнитной жидкости. При $R(\pi\nu\rho_2C_{p2}/x_2)^{1/2}\ll1$ (на частоте 25 МГц данный параметр составляет $\sim10^{-2}$) и малых концентрациях термическое поглощение дается формулой [17]

$$\frac{\Delta\alpha_4\lambda}{\varphi}=\frac{2\pi^2Tc_1^2\rho\rho_2^2C_{p2}^2R^2\nu}{3x_2}\left(\frac{x_2}{x_1}+\frac{1}{5}\right)\left(\frac{\alpha_2'}{\rho_2C_{p2}}-\frac{\alpha_1'}{\rho_1C_{p1}}\right)^2, \qquad (4)$$

где C_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении, x — коэффициент теплопроводности, T — абсолютная температура, α' — коэффициент теплового расширения. (Формула (4) приведена с исправлениями, внесенными в статье [18].) Величины, ранее не упомянутые нами, имеют следующие численные значения: $C_{p1}=2$ кДж/кг·К, $C_{p2}=0{,}655$ кДж/кг·К, $x_1=0{,}12$ Вт/м·К [2]; $x_2=59$ Вт/м·К, $\alpha_1'=9{,}5\cdot10^{-4}$ К$^{-1}$, $\alpha_2'=11{,}4\cdot10^{-6}$ К$^{-1}$ [22]. Поскольку $x_2\gg x_1$, $\alpha_1'\gg\alpha_2'$, то выражение (4) можно упростить: $\Delta\alpha_4\lambda/\varphi=2\pi^2Tc_1^2\rho\rho_2^2C_{p2}^2R^2\nu\alpha_1'^2/3x_1\rho_1^2C_{p1}^2$. Отсюда следует, что термическое поглощение возрастает при уменьшении теплопроводности жидкости-носителя и не зависит от теплопроводности диспергированных твердых частиц.

Полагая $T=300$ К, $\rho=1{,}23\cdot10^3$ кг/м^3 [8], находим $\Delta\alpha_4\lambda/\varphi=8{,}8\cdot10^{-2}$, что составляет 55% от $(\Delta\alpha\lambda/\varphi)_э$.

Полное теоретическое затухание в силу аддитивности всех видов потерь акустической энергии представляется в виде [18, 19]

$$\left(\frac{\Delta\alpha\lambda}{\varphi}\right)_T=\frac{\Delta\alpha_1\lambda}{\varphi}+\frac{\Delta\alpha_2\lambda}{\varphi}+\frac{\Delta\alpha_3\lambda}{\varphi}+\frac{\Delta\alpha_4\lambda}{\varphi}.$$

В данном случае $(\Delta\alpha\lambda/\varphi)_т=0{,}135$, т. е. 84% от $(\Delta\alpha\lambda/\varphi)_э$. (Заметим, что остался неучтенным член, обусловленный структурной релаксацией, величина которого, вероятно, составляет [9, 10] $\sim\Delta\alpha_1\lambda/\varphi$.)

Принимая во внимание оценочный характер выполненных расчетов, можно отметить удовлетворительное совпадение между теоретическим и экспериментальным результатами. Поэтому имеются основания полагать, что наблюдаемое в работе [8] добавочное поглощение звука в магнитной жидкости в значительной мере обусловлено внутренним теплообменом и вязкими потерями.

При включении магнитного поля вследствие выстраивания осей легчайшего намагничивания по полю наблюдается заметное увеличение вязкости магнитной жидкости при течении вдоль магнитного поля и незначительное — при течении поперек поля [2, 3, 23]. Кроме того, в магнитном поле происходит обратимое агрегирование магнитных частиц в цепи, параллельное вектору магнитной напряженности [2, 23], благодаря чему силы трения при относительном движении частиц и среды, а также коэффициент теплопроводности приобретают зависимость от угла, образованного направлениями магнитного поля и потока жидкости или тепла [24]. Анизотропность «акустически активных» механизмов исследуемых дисперсных сред в магнитном поле следует иметь в виду при объяснении особенностей распространения звука в намагниченных жидкостях [4—6].

Критическая частота, ниже которой простирается область частот, соответствующая «микроскопически» изотермическому процессу, находится из соотношения [17] $\nu_к=x_2/\pi\rho C_{p2}R^2$. Для магнитных жидкостей $\nu_к\approx\approx10^{11}$ Гц. В обычных эмульсиях процесс распространения звука может быть «микроскопически» адиабатным и изотермическим [11, 15, 16, 18]. Обозначим скорости звука в случае адиабатно-адиабатного процесса c_{ss}, а в случае адиабатно-изотермического процесса — c_{sT}. В [21] получено

$$c_{ss}=c_1\{\rho_1/[\rho(1-\varphi-\varepsilon\varphi)]\}^{1/2}. \tag{5}$$

Здесь $\varepsilon\equiv(1-\gamma_0)\varphi_0$ — постоянная величина для данного класса магнитных жидкостей, полученных на одной основе и по одной технологии; γ_0 — отношение адиабатной сжимаемости стабилизатора к адиабатной сжимаемости жидкости-носителя; φ_0 — отношение объема стабилизатора к объему твердых частиц в дисперсной системе. (В статье [21] обсуждались лишь два частных случая: $\gamma_0=0$ и $\gamma_0=1$.) Для разбавленных дисперсных систем при выполнении условия $\nu\ll\nu_к$ имеет место соотношение [17]

$$c_{sT}=c_{ss}\left[1-0{,}5\varphi Tc_{ss}^2\rho\rho_2C_{p2}\left(\frac{\alpha_2'}{\rho_2C_{p2}}-\frac{\alpha_1'}{\rho_1C_{p1}}\right)^2\right]. \tag{6}$$

Подставляя (5) в (6), находим

$$c_{sT}=c_{ss}[1-AT\varphi/(1-\varphi-\varepsilon\varphi)], \tag{7}$$

где $A\equiv 0{,}5c_1^2\rho_1\rho_2C_{p2}(\alpha_2'/\rho_2C_{p2}-\alpha_1'/\rho_1C_{p1})^2$. Для малых концентраций, удерживая только линейные члены по φ, имеем

$$c_{sT}=c_1(\rho_1/\rho)^{1/2}(1+B\varphi), \tag{8}$$

где $B\equiv 0{,}5(1+\varepsilon)-AT$.

Для магнитных жидкостей на основе керосина и магнетита, приготовленных по технологии [1], $B=0{,}875$. Полагая $T=288$ К, получим $AT=0{,}259$ и $\varepsilon=1{,}268$. При $\varphi\ll 1$ приращение скорости звука, обусловленное внутренним теплообменом, находится по формуле $\Delta c=-AT\varphi$. Так, если $\varphi=0{,}05$, то $\Delta c=-17$ м/с.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Бибик Е. Е.* Приготовление феррожидкости.– Коллоид. журн., 1973, т. 35, № 6, с. 1141–1142.
2. *Фертман В. Е.* Магнитные жидкости – естественная конвекция и теплообмен. Минск: Наука и техника, 1978.
3. *Бибик Е. Е., Бузунов О. В.* Достижения в области получения и применения ферромагнитных жидкостей. М.: ЦНИИ Электроника, 1979.
4. *Isler W. E., Chung D. Y.* Anomalous attenuation of ultrasound in ferrofluids under the influence of a magnetic field.– J. Appl. Phys., 1978, v. 49, № 3, pt 2, p. 1812–1814.
5. *Gotoh K., Isler W. E., Chung D. Y.* Theory of ultrasonic attenuation in magnetic fields.– IEEE Transactions on magnetics, 1980, v. MAG-16, № 2, p. 211–213.
6. *Полунин В. М., Чернышова А. А.* О диссипации звуковой энергии в магнитной жидкости.– В кн.: Матер. III Всесоюз. шк.-семинара по магнитным жидкостям. М.: Изд-во МГУ, 1983, с. 206–207.
7. *Полунин В. М., Лебединская А. А., Игнатенко Н. М.* Сравнение различных методов определения концентрации магнитной жидкости.– В кн.: Гидродинамика и теплофизика магнитных жидкостей. Саласпилс: Ин-т физики АН ЛатвССР, 1980, с. 91–96.
8. *Полунин В. М., Чернышова А. А.* Об объемной вязкости магнитной жидкости.– Магнитная гидродинамика, 1983, № 1, с. 29–32.
9. *Михайлов И. Г., Соловьев В. А., Сырников Ю. П.* Основы молекулярной акустики. М.: Наука, 1964.
10. *Литовиц Т., Дэвис К.* Структурная и сдвиговая релаксация в жидкостях.– В кн.: Физическая акустика. Т. II, ч. А. Свойства газов, жидкостей и растворов/Под ред. Мэзона У. М.: Мир, 1968, с. 298–370.
11. *Исакович М. А.* Л. И. Мандельштам и распространение звука в микронеоднородных средах.– Успехи физ. наук, 1979, т. 129, вып. 3, с. 531–540.
12. *Рытов С. М., Владимирский В. В., Галанин М. Д.* Распространение звука в дисперсных системах.– ЖЭТФ, 1938, т. 8, № 5, с. 614–626.
13. *Владимирский В. В.* К теории распространения звука в дисперсных системах.– Научн. сб. студентов МГУ. Физика, 1939, т. 10, с. 5–30.
14. *Владимирский В. В., Галанин М. Д.* Поглощение ультразвука в водной эмульсии ртути.– ЖЭТФ, 1939, т. 9, с. 233–236.
15. *Urick R. J.* A sound velocity method for determining the compressibility of finely divided substances.– J. Appl. Phys., 1947, v. 18, № 11, p. 983–987.
16. *Urick R. J., Ament W. S.* Propagation of sound in composite media.– J. Acoust. Soc. Amer., 1949, v. 21, № 2, p. 115–119.
17. *Исакович М. А.* О распространении звука в эмульсиях.– ЖЭТФ, 1948, т. 18, вып. 10, с. 907–912.
18. *Ратинская И. А.* О затухании звука в эмульсиях.– Акуст. журн., 1962, т. 8, № 2, с. 210–215.
19. *Кольцова И. С., Михайлов И. Г.* Ослабление и рассеяние ультразвуковых волн во взвесях.– Акуст. журн., 1975, т. 21, № 4, с. 568–575.
20. *Гогосов В. В., Налетова В. А., Шапошникова Г. А.* Гидродинамика намагничивающихся жидкостей.– Итоги науки и техники. Сер. Механика жидкости и газа. М.: ВИНИТИ, 1981.
21. *Полунин В. М., Мгнатенко Н. М.* Об упругих свойствах ферромагнитной жидкости.– Магнитная гидродинамика, 1980, № 3, с. 26–30.
22. *Лунц Г. Л., Яковлев К. П., Янпольский А. Р.* Краткий физико-технический справочник. Т. 1. Математика. Физика. М.: Физматгиз, 1960.
23. *Шлиомис М. И.* Магнитные жидкости.– Успехи физ. наук, 1974, т. 112, вып. 3, с. 427–459
24. *Рыков В. Г.* Экспериментальное исследование теплопроводности магнитной жидкости в магнитном поле.– В кн.: Матер. III Всесоюз. шк.-семинара по магнитным жидкостям. М.: Изд-во МГУ, 1983, с. 216–218.

Курский политехнический институт

Поступила в редакцию
5.XI.1983