

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МЕХАНИКА

Научная статья

УДК 534.21:532.135

DOI: 10.18101/2304-5728-2022-1-45-56

ТЕОРИЯ РЕЗОНАНСНОГО МЕТОДА ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОМПЛЕКСНОГО МОДУЛЯ СДВИГА ЖИДКОСТИ

© **Бадмаев Бадма Банзарацэвич**

доктор технических наук, главный научный сотрудник,
Институт физического материаловедения СО РАН
Россия, 670047, г. Улан-Удэ, ул. Сахьяновой, 6
lmf@ipms.bscnet.ru

© **Дембелова Туяна Сергеевна**

доктор технических наук, ведущий научный сотрудник,
Институт физического материаловедения СО РАН
Россия, 670047, г. Улан-Удэ, ул. Сахьяновой, 6
tu_dembel@mail.ru
заведующая лабораторией,
Бурятский государственный университет имени Доржи Банзарова
Россия, 670000, г. Улан-Удэ, ул. Смолина, 24а
dembelovats@bsu.ru

© **Макарова Дагзама Николаевна**

научный сотрудник,
Институт физического материаловедения СО РАН
Россия, 670047, г. Улан-Удэ, ул. Сахьяновой, 6
dagzama@mail.ru

© **Вершинина Евгения Доржиевна**

младший научный сотрудник,
Институт физического материаловедения СО РАН
Россия, 670047, г. Улан-Удэ, ул. Сахьяновой, 6
vershinina.eugenia@gmail.com

© **Федорова Сэсэг Борисовна**

аспирант,
Институт физического материаловедения СО РАН
Россия, 670047, г. Улан-Удэ, ул. Сахьяновой, 6
lmf@ipms.bscnet.ru

© **Машанов Александр Николаевич**

аспирант,
Институт физического материаловедения СО РАН
Россия, 670047, г. Улан-Удэ, ул. Сахьяновой, 6
lmf@ipms.bscnet.ru

Аннотация. По существующим теориям жидкостей сдвиговая упругость должна проявляться при высоких мегагерцовых частотах. Однако в нашем коллективе впервые была обнаружена низкочастотная (100 кГц) сдвиговая упругость у всех жидкостей, независимо от их вязкости и полярности. Было предположено, что в жидкостях имеется низкочастотный вязкоупругий релаксационный процесс. Возможно, что при низкочастотном сдвиговом воздействии на прослойку жидкости проявляются динамические перемещения больших групп молекул. Поэтому дальнейшие всесторонние детальные исследования низкочастотной сдвиговой упругости разными методами имеют фундаментальное значение для физики жидкостей. В резонансном методе для сдвигового воздействия на исследуемую прослойку жидкости при малых частотах используется пьезокварцевый кристалл прямоугольной формы. На горизонтальную грань пьезокварца наносится прослойка жидкости, накрытая накладкой. При колебании пьезокварца на резонансной частоте прослойка жидкости испытывает динамические сдвиговые деформации и в ней возбуждается сдвиговая поперечная волна. В работе рассматривается общее решение задачи взаимодействия колебательной системы пьезокварц — прослойка жидкости — накладка, по параметрам сдвиговой волны рассчитываются значения действительного модуля сдвига и угол механических потерь.

Ключевые слова: пьезокристалл, импеданс, резонансная частота, осцилляции, затухание, волновое уравнение, модуль сдвига, тангенс угла механических потерь, добавочная связь, сдвиговая волна.

Для цитирования

Бадмаев Б. Б., Дембелова Т. С., Макарова Д. Н., Вершинина Е. Д., Федорова С. Б., Машанов А. Н. Теория резонансного метода определения комплексного модуля сдвига жидкости // Вестник Бурятского государственного университета. Математика, информатика. 2022. № 1. С. 45–56.

Введение

Существует множество методов исследования сдвиговых вязкоупругих свойств жидкостей [1]. Однако наибольшее распространение получили резонансные методы. Рассматриваемый в данной работе акустический резонансный метод впервые был реализован в работе [2]. В методе использован пьезокварц X-18.5° среза, имеющий коэффициент Пуассона, равный нулю, что позволяет исследуемой жидкости, находящейся между пьезокварцем и твердой накладкой, испытывать чисто сдвиговые деформации. Взаимодействие пьезокварца с накладкой через прослойку жидкости ведет к изменению параметров резонансной кривой пьезокварца. Возрастание резонансной частоты колебательной системы относительно ненагруженного пьезокварца доказывает наличие сдвиговой упругости у испытываемой жидкости.

В работе [2] измерения проведены при малых толщинах жидкой прослойки, при этом сдвиги частот пропорциональны обратной толщине прослойки жидкости. При увеличении толщины слоя в широких пределах наблюдаются затухающие колебания сдвигов частот. По максимумам затухания определяется длина сдвиговой волны.

1 Общее решение задачи взаимодействия колебательной системы пьезокварц — прослойка жидкости — накладка

Влияние добавочной связи на резонансные характеристики колебательной системы будет выражаться в изменении резонансной частоты пьезокварца и затухания, т. е. в изменении волнового числа пьезокварца. Изменение волнового числа определяется приравнением импеданса жидкости и импеданса пьезокварца.

Импеданс жидкости $Z_{жс}$ равен отношению силы F_0 , действующей со стороны жидкости на пьезокварц, к скорости частиц жидкости V_0 на поверхности пьезокварца. Сила F_0 равна [3–6]:

$$F_0 = SG^* \frac{\partial \xi(z, t)}{\partial z} \Big|_{z=0}, \quad (1)$$

где $\frac{\partial \xi(z, t)}{\partial z}$ — градиент смещения частиц жидкости у поверхности пьезокварца, S — площадь контакта, G^* — комплексный модуль сдвига жидкости.

Решая волновое уравнение:

$$\rho \frac{\partial^2 \xi(z, t)}{\partial t^2} = G^* \frac{\partial^2 \xi(z, t)}{\partial z^2}, \quad (2)$$

где ρ — плотность жидкости, можно определить смещение частиц жидкости ξ как функцию времени t и расстояния z от поверхности пьезокварца. Смещение частиц жидкости будет выражаться как суперпозиция прямой и обратной волны:

$$\xi(z, t) = A(e^{i\chi^* z} + ae^{-i\chi^* z})e^{-i\omega t}, \quad (3)$$

где χ^* — комплексное волновое число жидкости, ω — циклическая частота пьезокварца. A и a — постоянные, зависящие от граничных условий.

Для определения постоянной a рассмотрено взаимодействие прослойки жидкости с накладкой [3–5]. Сила F_H , действующая со стороны жидкости на накладку массы m , сообщает ей ускорение $\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} \Big|_{z=H}$, тогда

$$F_H = -SG^* \frac{\partial \xi(z, t)}{\partial z} \Big|_{z=H} = m \frac{\partial^2 \xi(z, t)}{\partial t^2} \Big|_{z=H} \quad (4)$$

При решении последнего уравнения относительно a получается:

$$a = \frac{im_{жс} - m\chi^* H}{im_{жс} - m\chi^* H} e^{-2ikH}, \quad (5)$$

где $m_{жс}$ — масса жидкой прослойки.

Подставляя (5) в (3) для смещения частиц, получаем:

$$\xi(z, t) = A(e^{i\chi^* z} + \frac{im_{жс} - m\chi^* H}{im_{жс} + m\chi^* H} e^{2i\chi^* H} e^{-i\chi^* z})e^{-i\omega t}. \quad (6)$$

Скорость частиц жидкости V_0 у поверхности пьезокварца находится дифференцированием смещения частиц по времени при $z = 0$, т. е.

$$V_0 = \frac{d\varepsilon(z, t)}{dt} \Big|_{z=0}.$$

Следовательно, импеданс жидкости будет иметь вид [4–6]:

$$Z_{жс} = \frac{F_0}{V_0} = \frac{SG^* \frac{\partial \xi(z, t)}{\partial z} \Big|_{z=0}}{\frac{\partial \xi(z, t)}{\partial t} \Big|_{z=0}}, \quad (7)$$

или, подставляя выражение для $\xi(z, t)$ по формуле (6) в (7), можно получить следующее выражение:

$$Z_{жс} = -\frac{m_{жс}\omega}{i\chi^* H} \operatorname{tg}(\chi^* H + \operatorname{arctg} \frac{m\chi^* H}{m_{жс}}). \quad (8)$$

Импеданс пьезокварца Z_K равен отношению силы Φ_0 , действующей со стороны пьезокварца на жидкость, к скорости элементов пьезокварца q_0 в месте его контакта с жидкостью [3–6]. Смещение элементов пьезокварца выражается в виде:

$$U(x, t) = U_0 \sin kxe^{-i\omega t}, \quad (9)$$

где k — волновое число пьезокварца.

Сила Φ_0 равна:

$$\Phi_0 = E \cdot \frac{\partial U}{\partial x} \Big|_{x=l} \cdot Q = U_0 \cdot E \cdot kQ \cos kle^{-i\omega t}, \quad (10)$$

где E — модуль Юнга, Q — поперечное сечение пьезокварца, l — половина его длины. Используя выражения $k = \frac{\omega}{c_K}$ и $c_K = \sqrt{\frac{E}{\rho_K}}$, где c_K — скорость продольных волн в пьезокварце, ρ_K — его плотность, для Φ_0 можно получить следующее выражение:

$$\Phi_0 = U_0 Q \omega \rho_K c_K \cos kle^{-i\omega t}. \quad (11)$$

Скорость элементов пьезокварца на его конце определяется дифференцированием (9) по времени при $x = l$ и имеет вид:

$$q_0 = -U_0 i \omega \sin kle^{-i\omega t}. \quad (12)$$

Таким образом, для импеданса пьезокварца Z_K получим выражение [3–6]:

$$Z_{\kappa} = \frac{\Phi_0}{q_0} = ic_{\kappa} Q \rho_{\kappa} \operatorname{ctg} k l. \quad (13)$$

Поскольку при взаимодействии пьезокварца с прослойкой жидкости и накладкой изменяется как резонансная частота, так и его затухание, то волновое число пьезокварца становится комплексным. Учитывая это, равенство импедансов жидкости и пьезокварца запишется в виде:

$$\frac{im_{\text{жс}}\omega}{\chi^* H} \operatorname{tg}(\chi^* H + \operatorname{arctg} \frac{m\chi^* H}{m_{\text{жс}}}) = ic_{\kappa} Q \rho_{\kappa} \operatorname{ctg} k^* l. \quad (14)$$

Комплексное волновое число пьезокварца приводит к изменению фазы колебания ε^* , т. е. должно выполняться равенство:

$$k^* l - \varepsilon^* = \frac{\pi}{2}. \quad (15)$$

Выразив ε^* через комплексный сдвиг частоты пьезокварца $\varepsilon^* = \frac{\Delta\omega^*}{c_{\kappa}} l$, получим:

$$k^* l = \frac{\pi}{2} + \frac{\Delta\omega^*}{c_{\kappa}} l. \quad (16)$$

Подставляя это выражение в (14), для комплексного сдвига резонансной частоты $\Delta\omega^*$ можно получить следующее выражение:

$$\Delta\omega^* = -\frac{2m_{\text{жс}}\omega}{M\chi^* H} \operatorname{tg}(\chi^* H + \operatorname{arctg} \frac{m\chi^* H}{m_{\text{жс}}}), \quad (17)$$

где $M = 2lQ\rho_{\kappa}$ — масса пьезокварца. Выражение (17) можно привести к более простому виду [3–7]:

$$\Delta\omega^* = \frac{2SG^* \chi^*}{M\omega} \frac{1 + \cos(2\chi^* H - \varphi^*)}{\sin(2\chi^* H - \varphi^*)}, \quad (18)$$

где $\varphi^* = \varphi' + i\varphi''$ — комплексный сдвиг фазы при отражении вязкоупругой волны от границы жидкость — накладка.

Используя формулы для комплексного модуля сдвиговой упругости $G^* = \frac{\omega^2 \rho}{(\chi^*)^2}$ и комплексного волнового числа жидкости $\chi^* = \beta - i\alpha$, где

β — действительная часть, α — мнимая часть, выражение (18) можно разделить на действительную и мнимую части [3–5; 7]:

$$\Delta\omega' = \frac{2S}{M\omega} \frac{(G'\beta + G''\alpha)\sin(2\beta H - \varphi') + (G'\alpha - G''\beta)\operatorname{sh}(2\alpha H + \varphi'')}{\operatorname{ch}(2\alpha H + \varphi'') - \cos(2\beta H - \varphi')}, \quad (19)$$

$$\Delta\omega'' = \frac{2S}{M\omega} \frac{(G''\beta - G'\alpha)\sin(2\beta H - \varphi') + (G''\alpha + G'\beta)\operatorname{sh}(2\alpha H + \varphi'')}{\operatorname{ch}(2\alpha H + \varphi') - \cos(2\beta H - \varphi')}. \quad (20)$$

Компоненты комплексного сдвига фазы будут иметь следующий вид [3–5; 7]:

$$\varphi' = \operatorname{arctg} \frac{2\beta}{\frac{m|\chi^{*2}|}{S\rho} - \frac{S\rho}{m}}, \quad (21)$$

$$\varphi'' = \operatorname{arctg} \frac{2\alpha}{\frac{m|\chi^{*2}|}{S\rho} + \frac{S\rho}{m}}. \quad (22)$$

Действительная часть комплексного сдвига фазы (21) равна разности фаз между прямой и отраженной волнами, мнимая часть (22) характеризует добавочное затухание, которое обусловлено потерей части энергии волны, передаваемой накладке.

При условии, что масса накладки достаточно велика и ее можно считать практически покоящейся, выражения (19) и (20) значительно упрощаются. Так, в формуле (21) вторым членом знаменателя можно пренеб-

речь и член $\frac{m|\chi^{*2}|}{S\rho} \gg 2\beta$ и 2α . Следовательно, при отражении волны от

границы жидкость — накладка сдвиг фазы не происходит ($\varphi^* = 0$), что означает полное отражение энергии волны.

В случае, когда накладка неподвижна, формулы (19) и (20) принимают следующий вид [3–5; 7]:

$$\Delta\omega' = \frac{2S}{M\omega} \frac{(G'\beta + G''\alpha)\sin 2\beta H + (G'\alpha - G''\beta)\operatorname{sh} 2\alpha H}{\operatorname{ch} 2\alpha H - \cos 2\beta H}, \quad (23)$$

$$\Delta\omega'' = \frac{2S}{M\omega} \frac{(G''\beta - G'\alpha)\sin 2\beta H + (G''\alpha + G'\beta)\operatorname{sh} 2\alpha H}{\operatorname{ch} 2\alpha H - \cos 2\beta H}. \quad (24)$$

По выражениям (23) и (24) видно, что при данных свойствах жидкости действительный и мнимый сдвиги частоты являются функциями толщины прослойки. С увеличением толщины прослойки наблюдаются затухающие осцилляции $\Delta\omega'$ и $\Delta\omega''$.

Пьезокварц закрепляется по средней узловой линии и состоит из двух равноправных частей с одинаковыми накладками и прослойкой жидкости на обоих концах, поэтому при выводе выражений (23), (24) рассматривалась половина пьезокварца. Обычно в эксперименте жидкость с накладкой находится только на одном конце, тогда в формулах коэффициент 2 пропадает. В данном случае получены следующие выражения для действительного и мнимого сдвигов резонансной частоты:

$$\Delta f' = \frac{S}{4\pi^2 M f_0} \cdot \frac{(G' \beta + G'' \alpha) \sin 2\beta H + (G' \alpha - G'' \beta) \operatorname{sh} 2\alpha H}{\operatorname{ch} 2\alpha H - \cos 2\beta H}, \quad (25)$$

$$\Delta f'' = \frac{S}{4\pi^2 M f_0} \cdot \frac{(G'' \beta - G' \alpha) \sin 2\beta H + (G'' \alpha + G' \beta) \operatorname{sh} 2\alpha H}{\operatorname{ch} 2\alpha H - \cos 2\beta H}. \quad (26)$$

Положения максимума затухания найдем приравниванием к нулю производных по толщине от мнимого сдвига частоты (24):

$$H = \frac{\lambda}{2} n. \quad (27)$$

Таким образом, при толщине прослойки, равной $\frac{\lambda}{2}$, будет наблюдаться первый максимум затухания.

По формулам (25) и (26) рассчитаны теоретические зависимости сдвигов частот от толщины жидкой прослойки при модуле сдвига, равном $G = 0.3 \cdot 10^5$ Па, и тангенсе угла механических потерь $\operatorname{tg} \theta = 0.3$ (рис. 1). Из рисунка видно, что зависимости действительного $\Delta f'$ и мнимого $\Delta f''$ сдвигов частот от толщины прослойки H действительно дают затухающие осцилляции. При этом при равной $\frac{\lambda}{2}$ толщине жидкой прослойки наблюдается первый максимум затухания.

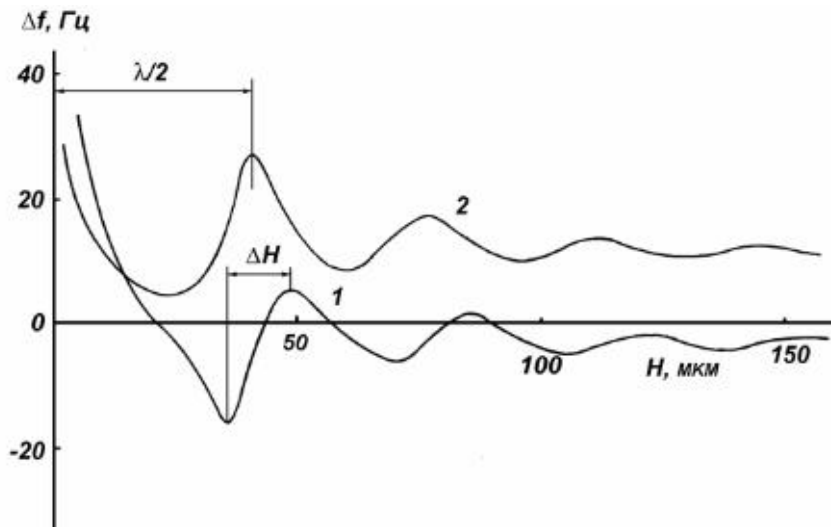


Рис. 1. Затухающие осцилляции сдвигов частоты от толщины прослойки H : 1 – $\Delta f'$; 2 – $\Delta f''$

2 Расчет вязкоупругих параметров жидкостей по длине сдвиговой волны

Из рис. 1 и по выражениям (26) и (27) следует, что по экспериментально найденным максимумам затухания колебательной системы можно определить длину сдвиговой волны.

Расчетную формулу для определения G' получим, рассматривая следующее выражение:

$$(\chi^*)^2 = \frac{\omega^2 \rho}{G^*}, \quad (28)$$

где $\chi^* = \beta - i\alpha$ — комплексное волновое число, $G^* = G' + iG''$ — комплексный модуль сдвига. Подставив эти значения в соотношение (28) и учитывая, что $\frac{\alpha}{\beta} = \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}$ и $\operatorname{tg} \theta = \frac{G''}{G'}$, получим, что [3–5]

$$\beta^2 \left(1 - \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} - 2 \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} \operatorname{tg} \theta\right) = \frac{\omega^2 \rho}{G'},$$

или

$$\beta^2 = \frac{\omega^2 \rho}{G'} \cos \theta \cos^2 \frac{\theta}{2}. \quad (29)$$

Принимая $\beta = \frac{2\pi}{\lambda}$ и переходя к линейной частоте, получим расчетную формулу для определения G' [4; 5; 7; 8]:

$$G' = \lambda^2 f^2 \rho \cos \theta \cos^2 \frac{\theta}{2}, \quad (30)$$

где λ — длина сдвиговой волны в исследуемой жидкости, f — резонансная частота пьезокварца, ρ — плотность исследуемой жидкости, θ — угол механических потерь.

Измерив расстояние между первым положением максимума и первым положением минимума, можно определить θ [4; 5; 7; 8]. Уравнение (23) показывает, что абсциссы экстремальных точек действительного сдвига частоты находятся из выражения:

$$\cos 2\beta H \operatorname{ch} 2\alpha H - 1 = 0. \quad (31)$$

Из рис. 1 видно, что экстремальные точки действительного сдвига находятся по обе стороны от максимума затухания. Поэтому условия первых экстремумов можно представить в виде:

$$1 - \cos(2\pi - x) \operatorname{ch} \left[\operatorname{tg} \frac{\theta}{2} (2\pi - x) \right] = 0, \quad (32)$$

$$1 - \cos(2\pi + y) \operatorname{ch} \left[\operatorname{tg} \frac{\theta}{2} (2\pi + y) \right] = 0. \quad (33)$$

Из этих выражений можно видеть, что положения максимума и минимума являются только лишь функциями тангенса угла механических потерь. В приведенных выражениях получим

$$x + y = 2\beta\Delta H, \quad (34)$$

где ΔH — расстояние между соседними экстремальными точками действительного сдвига частоты (рис. 1). Из этого следует, что существует определенная корреляция $\operatorname{tg}\theta$ со значением $\beta\Delta H$. На рисунке 2 показана

рассчитанная зависимость $\operatorname{tg}\theta$ от величины $\frac{\Delta H}{\lambda}$.

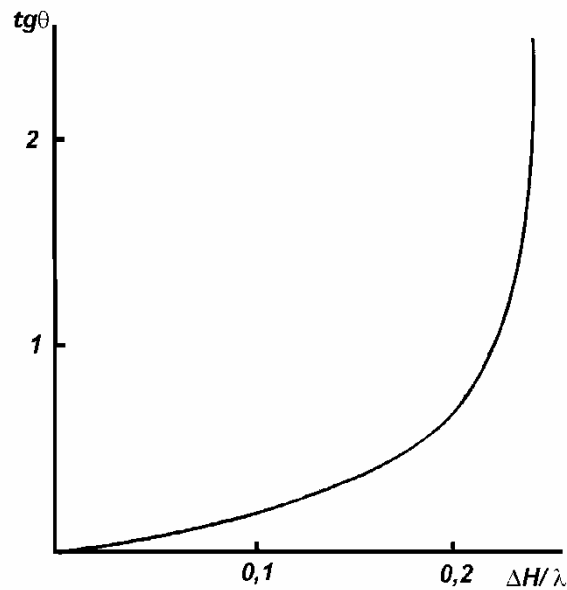


Рис. 2. Зависимость $\operatorname{tg}\theta$ от $\frac{\Delta H}{\lambda}$

Таким образом, для измерения действительного модуля сдвига жидкостей G' достаточно определить длину сдвиговой волны и тангенс угла механических потерь.

В наших работах [7–12] измерены низкочастотные (10^5 Гц) модули сдвига ряда жидкостей. В зависимости от толщины жидкой прослойки H экспериментально получены осцилляции действительного $\Delta f'$ и мнимого $\Delta f''$ сдвигов частот. Длины сдвиговых волн λ определены по максимумам затухания. Тангенс угла механических потерь определен по кривой зависимости $\operatorname{tg}\theta$ от $\frac{\Delta H}{\lambda}$ (рис. 2). По выражению (30) рассчитаны значения действительного модуля сдвига G' .

Так для исследованной жидкости ПМС-100 получены значения модуля сдвига и тангенса угла механических потерь [8]. Эти значения равны соответственно $G' = 0.58 \cdot 10^5$ Па, $\text{tg}\theta = 0.5$ и совпадают со значениями параметров, полученных другими методами.

Заключение

В данной работе рассмотрено решение задачи взаимодействия колеблющегося на резонансной частоте пьезокварца с прослойкой жидкости, накрытой твердой накладкой. Из решения данной задачи получен способ определения действительного модуля сдвига и угла механических потерь по экспериментально найденной длине сдвиговой волны в полимерной жидкости ПМС-100, рассчитаны вязкоупругие параметры данной жидкости. Хорошее согласие результатов измерения разными способами показало, что данная полимерная жидкость обладает низкочастотной сдвиговой упругостью.

Литература

1. Соловьев В. А. Сдвиговые волны в жидкостях // Научные труды вузов Литовской ССР. Ультразвук. 1974. Вып. 6. С. 5–22. Текст: непосредственный.
2. Базарон У. Б., Дерягин Б. В., Булгадаев А. В. Исследование сдвиговой упругости жидкостей и их граничных слоев динамическим методом // Доклады Академии наук СССР. 1966. Т. 166, № 3. С. 639–643. Текст: непосредственный.
3. Комплексный модуль сдвига жидкостей и его зависимость от угла деформации / К. Т. Занданова, Б. В. Дерягин, У. Б. Базарон, О. Р. Будаев // Доклады Академии наук СССР. 1974. Т. 215, № 2. С. 309–312. Текст: непосредственный.
4. Базарон У. Б. Низкочастотная сдвиговая упругость жидкостей. Улан-Удэ: Изд-во БНЦ СО РАН, 2001. 165 с. Текст: непосредственный.
5. Бадмаев Б. Б., Дембелова Т. С., Дамдинов Б. Б. Вязкоупругие свойства полимерных жидкостей. Улан-Удэ: Изд-во БНЦ СО РАН, 2013. 190 с. Текст: непосредственный.
6. Бадмаев Б. Б., Дамдинов Б. Б., Лайдабон Ч. С. Анализ распространения сдвиговых волн в пропиточных растворах // Вестник Бурятского государственного университета. Математика, информатика. 2015. № 4. С. 3–7. Текст: непосредственный.
7. Теория акустического резонансного метода измерения сдвиговой упругости жидкостей / Б. Б. Бадмаев, Т. С. Дембелова, Д. Н. Макарова, Е. Д. Вершинина // Вестник Бурятского государственного университета. Математика, информатика. 2018. № 4. С. 37–47. DOI: 10.18101/2304-5728-2018-4-37-47. Текст: непосредственный.
8. Ультразвуковой интерферометр на сдвиговых волнах в жидкостях / Б. Б. Бадмаев, Т. С. Дембелова, Д. Н. Макарова, Ч. Ж. Гулгенов // Известия высших учебных заведений. Физика. 2019. Т. 62, № 9(741). С. 151–156. DOI: 10.17223/00213411/62/9/151. Текст: непосредственный.
9. Макарова Д. Н., Дембелова Т. С., Бадмаев Б. Б. Низкочастотная сдвиговая упругость коллоидной суспензии наночастиц // Акустический журнал. 2020. Т. 66, № 6. С. 610–612. DOI: 10.31857/S032079192005010X. Текст: непосредственный.

Б. Б. Бадмаев, Т. С. Дембелова, Д. Н. Макарова, Е. Д. Вершинина, С. Б. Федорова, А. Н. Машанов. Теория резонансного метода определения комплексного модуля ...

10. Badmaev B. B., Dembelova T. S., Makarova D. N., Balzhinov S. A., Vershinina E. D. Low-frequency (10^5 Hz) Shear Modulus of Nanosuspension // IOP Conference Series: Materials Science and Engineering. 2021. 1198, 012001. DOI:10.1088/1757-899X/1198/1/012001.

11. Низкочастотные сдвиговые волны в жидкостях / Б. Б. Бадмаев, Т. С. Дембелова, Д. Н. Макарова [и др.] // Вестник Бурятского государственного университета. Химия. Физика. 2016. № 4. С. 37–41. DOI: 10.18101/2306-2363-2016-4-37-41. Текст: непосредственный.

12. Низкочастотные сдвиговые волны в суспензиях наночастиц / Б. Б. Бадмаев, Т. С. Дембелова, Д. Н. Макарова [и др.] // Труды VIII Международной конференции «Наноматериалы и технологии», VIII Международной конференции по материаловедению, III Международной молодежной конференции «Наноматериалы и технологии», V Китайско-монгольско-российской конференции по функциональным материалам. Улан-Удэ: Изд-во Бурят. гос. ун-та, 2019. С. 103–108. Текст: непосредственный.

Статья поступила в редакцию 25.02.2022; одобрена после рецензирования 04.03.2022; принята к публикации 15.03.2022.

THEORY OF THE RESONANT METHOD FOR DETERMINING THE COMPLEX SHEAR MODULUS OF LIQUID

Badma B. Badmaev

Doctor of Technical Sciences, Chief Researcher
Institute of Physical Materials Science SB RAS
6 Sakhyanovoy St., Ulan-Ude, 670047, Russia
lmf@ipms.bsnet.ru

Tuyana S. Dembelova

Doctor of Technical Sciences, Leading Researcher
Institute of Physical Materials Science SB RAS
6 Sakhyanovoy St., Ulan-Ude, 670047, Russia
tu_dembel@mail.ru;
Head of the Laboratory
Buryat State University named after D. Banzarov
24a Smolina St., Ulan-Ude, 670000, Russia
dembelovats@bsu.ru

Dagzama N. Makarova

Researcher
Institute of Physical Materials Science SB RAS
6 Sakhyanovoy St., Ulan-Ude, 670047, Russia
dagzama@mail.ru

Evgeniya D. Vershinina

Research Assistant
Institute of Physical Materials Science SB RAS
6 Sakhyanovoy St., Ulan-Ude, 670047, Russia
vershinina.eugenia@gmail.com

Seseg B. Fedorova
Postgraduate Student,
Institute of Physical Materials Science SB RAS
6 Sakhyanovoy St., Ulan-Ude, 670047, Russia
lmf@ipms.bsnet.ru

Alexandr N. Mashanov
Postgraduate student,
Institute of Physical Materials Science SB RAS
6 Sakhyanovoy St., Ulan-Ude, 670047, Russia
lmf@ipms.bsnet.ru

Abstract. Shear elasticity should appear at high megahertz frequencies according to existing fluid theories. However, low-frequency (100 kHz) shear elasticity in all liquids independently of their viscosity and polarity was discovered for the first time in our team. It was assumed that a low-frequency viscoelastic relaxation process exists in liquids. It is possible that dynamic movements of large groups of molecules appear by low-frequency shear action on the liquid layer. Therefore, further comprehensive detailed studies of low-frequency shear elasticity by various methods are of fundamental importance for the physics of liquids. A piezoelectric crystal of rectangular shape for shear action on the studied liquid layer at low frequencies is used in the resonance method. A liquid layer covered with a solid cover-plate is applied to the horizontal face of the piezoelectric quartz. The liquid layer experiences dynamic shear deformations when the piezoelectric quartz oscillates at a resonant frequency and a shear wave is excited in this liquid layer. The general solution to the problem of interaction of the oscillatory system “the piezoelectric quartz — the interlayer of the liquid — the cover-plate” is considered in the work. The values of the real shear modulus and the mechanical losses angle are calculated from the parameters of the shear wave.

Keywords: piezocrystal, impedance, resonant frequency, oscillations, attenuation, wave equation, shear modulus, the tangent of the mechanical losses angle, additional bond, shear wave.

For citation

Badmaev B. B., Dembelova T. S., Makarova D. N., Vershinina E. D., Fedorova S. B., Mashanov A. N. Theory of the Resonant Method for Determining the Complex Shear Modulus of Liquid // Bulletin of Buryat State University. Mathematics, Informatics. 2022. N. 1. Pp. 45–56.

The article was submitted 25.02.2022; approved after reviewing 04.03.2022; accepted for publication 15.03.2022.