

УДК 535.36

**ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ И АКУСТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ
ВЯЗКИХ РАСТВОРОВ****INVESTIGATION OF STRUCTURE AND ACOUSTIC PROPERTIES
OF A VISCOUS SOLUTION****Зайцев Геннадий Иванович**кандидат физ.-мат. наук, доцент, e-mail: geniz2039@gmail.com**Zaitsev Gennady I.**

Ph. D., Associate Professor

Кузбасский государственный технический университет имени Т.Ф. Горбачева, 650000, Россия,
г. Кемерово, ул. Весенняя, 28

T.F. Gorbachev Kuzbass State Technical University, 28 street Vesennyaya, Kemerovo, 650000,
Russian Federation

Аннотация

В растворе глицерина с водой четырех концентраций исследовался характер распространения гиперзвука частотой 5-12 ГГц при сильном изменении вязкости. Экспериментальные результаты скорости и поглощения гиперзвука сопоставлялись с расчетом по формулам нелокальной теории вязкой жидкости. Показано, что эта теория, в которой вязкая жидкость подобна эмульсии, хорошо согласуется с опытом и в смесях сильновязкой жидкости с маловязкой.

Abstract

The glycerol solution with water four concentrations investigated the nature of the propagation-lence hypersonic frequency 5-12 GHz, with a strong change in viscosity. The experimental results of velocity and absorption of hypersound were compared with the calculation formulas nonlocal theory of viscous fluid. It is shown that this theory, which is similar to the viscous liquid emulsion, is in good agreement with experiment, and in mixtures of high-viscosity liquids with low viscosity.

Ключевые слова: вязкая жидкость, гиперзвук, нанонеоднородности, раствор, нелокальная теория.

Keywords: viscous liquid, hypersound, nanoinhomogeneities solution, nonlocal theory

*Светлой памяти Ирмы Аркадьевны Чабан и
Михаила Александровича Исаковича посвящается*

1. Введение

В работе И.Л. Фабелинского и С. В. Кривохижа [1] было исследовано распространение ультразвука в двух вязких жидкостях при сильном изменении их вязкости. Анализ полученных результатов позволил найти эмпирические формулы, связывающие скорость и коэффициент поглощения звука с его частотой и временем релаксации. Также были сформулированы условия, которым удовлетворяла бы будущая теория распространения звука в вязкой среде. Опираясь на эти опытные результаты, М. А. Исакович и И. А. Чабан разработали теорию распространения звуковых и электромагнитных волн в сильновязких средах [2].

По их предположению, вязкая жидкость представляет собой неоднородную двухкомпонентную среду типа эмульсии. В одной из таких компонент молекулы, располагаясь упорядоченно, образуют неоднородности размером порядка нанометра. Такие нанонеоднородности (НН) распределены в

другой, неупорядоченной компоненте. При прохождении звуковой волны НН внутренне перестраиваются, и число дырок в них изменяется иначе, чем в неупорядоченной компоненте. Нарушенное равновесие количества дырок восстанавливается за счет диффузии между компонентами, а запаздывание выравнивания относительно возмущающей волны приводит к своеобразному характеру ее распространения. Сами авторы [2], выполнив расчет скорости и поглощения ультразвука для четырех вязких жидкостей и сравнив их с опытными данными, показали обнадеживающее согласие теории и эксперимента.

Выводы теории неоднократно проверялись на жидкостях различной природы в условиях изменения в огромных пределах, как вязкости среды, так и частоты волны [3,4,5]. При этом объекты исследования представляли собой либо химически чистые вещества, либо смеси чрезвычайно сложного состава (например, масла органического происхождения). Как правило, авторы этих работ

делали выводы, что нелокальная теория, по сравнению с релаксационной, достаточно хорошо описывает сложный и своеобразный характер распространения звука. Однако, несмотря на ее широкий успех, до сих пор еще продолжают оспариваться ее выводы. Это связано, по-видимому, с тем, что основа теории – предположение о двухкомпонентном строении сильновязкой жидкости – является слишком необычной. Все возражения оппонентов могли бы быть сняты, если бы был проведен опыт по непосредственному обнаружению НН. Таким экспериментом, как отмечают сами авторы теории, мог бы стать опыт по рассеянию тепловых нейтронов в вязкой жидкости. К сожалению, такие исследования до сих пор еще не проделаны, и поэтому структура сильновязких жидкостей по-прежнему изучается лишь косвенным путем.

В работе [3] сделана интересная попытка путем сильного нагревания и последующего резкого охлаждения перевести вязкую жидкость в такое состояние, в котором нанонеоднородности могли бы исчезнуть. Однако температурные исследования скорости гиперзвука в триацетине и 1,2-пропиленгликоле при таком экстремальном воздействии не дали однозначного результата. По-видимому, нанонеоднородное состояние довольно-таки устойчиво и разрушить его таким способом не удастся. Однако, по нашему мнению, концентрацию НН, влияющую на акустические свойства среды, можно изменять контролируемым образом, растворяя сильновязкую жидкость в мало вязкой.

В данной работе в качестве вязкой жидкости выбран глицерин, а растворителем – вода. В смесях четырех концентраций изучалась температурная зависимость скорости распространения и коэффициента поглощения продольных упругих волн. Исследование проводилось в гиперзвуковом диапазоне частот методом Манделъштам – Бриллюэновского рассеяния света [6]. Полученные в результате эксперимента данные сравнивались с выводами нелокальной теории распространения звука в вязкой среде [2].

2. Основные формулы нелокальной теории

В теории предполагается, что состояние вязкой среды определяется не только давлением p и энтропией S , но и концентрацией дырок: в упорядоченной компоненте ξ_1 , в неупорядоченной ξ_2 . Под дыркой, как обычно, понимается свободное место, которое по величине и форме потенциала самосогласованного поля таково, что в него может перескочить одна молекула. Пусть равновесное значение величины ξ_1 есть ξ_1^{00} . При адиабатном процессе распространения звука изменение давления на величину p равновесное значение будет $\xi_1^0 = \xi_1^{00} + p(\partial \xi_1^{00} / \partial p)_S$. Если p изменяется

быстро, то ξ_1 и ξ_2 не будут успевать принимать равновесные значения и поэтому будут отличаться от него на величину $\xi_1' = \xi_1 - \xi_1^0$ в первой компоненте и на $\xi_2' = \xi_2 - \xi_2^0$ – во второй. При изменении давления происходит перестройка участков первой компоненты в сторону большей или меньшей упорядоченности. Дырки при этом переходят путем диффузии из НН в неупорядоченную фазу и обратно.

Коэффициент диффузии дырок совпадает с коэффициентом диффузии молекул D и связан с их подвижностью z соотношением $D = kTz$ (k – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура). С другой стороны, подвижность обратно пропорциональна коэффициенту вязкости $z = 1/b\eta$ (b – константа), следовательно, $D = kT/b\eta$.

Отсюда следует, что промежуток времени τ , в течение которого происходит выравнивание концентрации дырок в пределах радиуса НН a , равен $\tau = a^2 / 2D$ или

$$\tau = \frac{ba^2\eta}{2kT}. \quad (1)$$

Запаздывание такого выравнивания относительно изменения давления в звуковой волне приводит к аномальному поглощению и дисперсии скорости звука.

Пусть звуковая волна частотой ω распространяется в вязкой жидкости, концентрация нанонеоднородностей в которой равна

$$\Phi = V_1 / (V_1 + V_2).$$

Здесь V_1 и V_2 – объемы, занимаемые соответственно упорядоченной и неупорядоченной компонентами. Тогда сжатие в каждом месте той или иной компоненты найдется из уравнения [7]:

$$S = \frac{p}{K} + \left(\frac{\partial S}{\partial \xi'} \right)_p \xi' = \frac{p}{K} + f\xi'.$$

Здесь $f = (\partial S / \partial \xi')_p$ и K – адиабатный модуль объемной упругости при равновесном значении ξ , усредненное значение которого в работе [2] получено в виде:

$$\frac{1}{K} = \Phi \left(\frac{1}{K_1} - f_1 \frac{\partial \xi_1^{00}}{\partial p} \right) + \frac{1 - \Phi}{K_2} + i\Phi (f_2 - f_1) \frac{\partial \xi_1^{00}}{\partial p} F(\omega\tau) \quad (2)$$

В этом выражении $F(\omega\tau)$ представляет собой комплексную функцию $\omega\tau$:

$$F(\omega\tau) = \frac{3}{2\omega\tau} \frac{(1+x)(x-thx)}{x(1+thx)}, \quad x = (1-i)\sqrt{\omega\tau} \quad (3)$$

Устремив частоту к нулю и к бесконечности,

можно получить предельные значения модуля упругости среды:

$$\frac{1}{K_0} = \Phi \left(\frac{1}{K_1} - f_2 \frac{\partial \xi_1^{00}}{\partial p} \right) + \frac{1 - \Phi}{K_2};$$

$$\frac{1}{K_\infty} = \Phi \left(\frac{1}{K_1} - f_1 \frac{\partial \xi_1^{00}}{\partial p} \right) + \frac{1 - \Phi}{K_2}. \quad (4)$$

В связи с этим выражение (2) можно переписать в форме:

$$\frac{1}{K} = \frac{1}{K_\infty} + i \left(\frac{1}{K_0} - \frac{1}{K_\infty} \right) F(\omega\tau). \quad (5)$$

Отсюда для скорости распространения \mathcal{U} и коэффициента поглощения α упругих волн получается следующее выражение:

$$\frac{1}{\mathcal{U}} + i \frac{\alpha}{\omega} = \left[\frac{1}{\mathcal{U}_\infty^2} + i \left(\frac{1}{\mathcal{U}_0^2} - \frac{1}{\mathcal{U}_\infty^2} \right) F(\omega\tau) \right]^{\frac{1}{2}},$$

где \mathcal{U}_0 и \mathcal{U}_∞ – асимптотические значения скорости волн. Нас будут интересовать \mathcal{U} и α по отдельности, поэтому удобно выразить их в явном виде [5]:

$$\frac{1}{\mathcal{U}} = \frac{1}{\mathcal{U}_\infty} \sqrt[4]{a^2 + b^2} \cos\left(\frac{\varphi}{2}\right);$$

$$\frac{\alpha}{\omega} = \frac{1}{\mathcal{U}_\infty} \sqrt[4]{a^2 + b^2} \sin\left(\frac{\varphi}{2}\right). \quad (6)$$

Здесь введены обозначения:

$$a = 1 + \frac{\mathcal{U}_\infty^2 - \mathcal{U}_0^2}{\mathcal{U}_0^2} \operatorname{Im} F(\omega\tau);$$

$$b = \frac{\mathcal{U}_\infty^2 - \mathcal{U}_0^2}{\mathcal{U}_0^2} \operatorname{Re} F(\omega\tau); \quad \varphi = \operatorname{arctg} \frac{b}{a}. \quad (7)$$

Все приведенные соотношения вытекают из упрощенного варианта теории, в которой не рассматривается влияние сдвиговых напряжений на распространение продольных звуковых волн. В этом варианте теории время диффузионного выравнивания равно:

$$\tau = \frac{5}{3} \beta \frac{\eta \mathcal{U}_\infty^2}{\rho \mathcal{U}_0^2 (\mathcal{U}_\infty^2 - \mathcal{U}_0^2)}, \quad (8)$$

где $\beta = \left(\alpha / \alpha_\eta \right)_{\omega\tau \ll 1}$ – отношение асимптотического коэффициента поглощения звука при $\omega\tau \ll 1$ к его стоксовому значению; ρ – плотность жидкости.

Из соотношений (4) следует, что предельные значения модуля упругости среды K_0 и K_∞ (а значит и \mathcal{U}_0 , \mathcal{U}_∞ и α) зависят от концентрации Φ нанонеоднородностей. Поэтому изменение тем или иным способом величины Φ должно приводить к изменению характера распространения звука, характеризуемого величинами \mathcal{U} и α . Если все

изложенное перенести на смесь сильновязкой жидкости с маловязкой, в которой НН нет, то в формулах (2) и (4) концентрацию Φ нужно заменить на величину $\varphi = \Phi C$, где C – объемная концентрация сильновязкой компоненты в этом растворе. Следовательно, в растворах должны сохраняться те же закономерности распространения звука, которые описываются формулами нелокальной теории, построенной для чистых вязких жидкостей.

3. Экспериментальная установка и методика определения скорости и поглощения гиперзвука

В работе исследовалась температурная зависимость \mathcal{U} и α гиперзвука в водных растворах глицерина с содержанием его $C = 0,94; 0,88; 0,75$ и $0,53$ объемных доли (об. д.) Акустические свойства растворов изучались по низкочастотным спектрам рассеянного света [6].

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Источником света служил гелий-неоновый лазер 1 ($\lambda = 632,8$ нм) мощностью излучения 40 мВт; свет от него фокуси

ровался линзой 2 с $f = 210$ мм в кювету 3 с исследуемой жидкостью. В качестве спектрального прибора в установке использовался интерферометр Фабри – Перо 6 с различной областью дисперсии. Коллиматорный объектив 5 с $f = 300$ мм направлял рассеянный свет в виде параллельного пучка на интерферометр Фабри – Перо, помещенный в барокамеру. Спектрально разложенный интерферометром свет фокусировался камерным объективом 7 с фокусным расстоянием $f = 800$ мм, в фокальной плоскости которого была установлена диафрагма 8 диаметром 1 мм. Через нее свет падал на катод фотоэлектронного умножителя 9 (ФЭУ-79), охлаждаемого холодильником. Сигнал с ФЭУ через эмиттерный повторитель 10 подавался на вход линейного интегратора 17 (ПИ-4-1), к выходу которого подключался самопишущий потенциометр 18 (ЭПП-09).

С помощью форвакуумного насоса 15 из барокамеры откачивался воздух, а затем из баллона с сжатым азотом 14 через редуктор 13 и игольчатый натекатель 12 газ со сверхзвуковой скоростью поступал в барокамеру. Так как показатель преломления газа связан с давлением линейной зависимостью, то изменение давления в барокамере влечет за собой изменение показателя преломления между зеркалами и, тем самым, осуществляется сканирование спектра рассеянного света.

В жидкостях, независимо от их природы, всегда имеются спонтанные звуковые волны различных частот, которые возбуждаются в результате теплового движения молекул. Когда на жидкость падает свет с длиной волны λ , он рассеивается под углом θ на тех звуковых волнах, длина волны которых Λ удовлетворяет условию Брэгга

$2\lambda \sin(\theta/2) = \lambda$. В результате чего частота света испытывает доплеровское смещение, и в спектре рассеянного света возникают две смещенные линии – компоненты Манделъштама – Бриллюэна (КМБ), расположенные симметрично относительно линии возбуждающего света. Их смещение $\Delta\nu$ пропорционально скорости звуковой волны U , что и позволяет ее рассчитывать на частоте, равной смещению КМБ:

$$U = \frac{\lambda c}{2n \sin(\theta/2)} \Delta\nu, \quad (9)$$

где n – показатель преломления жидкости; c – скорость света. При угле рассеяния $\theta = 90^\circ$ частота звука, вызвавшего КМБ, составляет несколько гигагерц.

Упругая волна при распространении в жидкости, особенно на высоких частотах, заметно затухает, что приводит к уширению КМБ на величину

$$\delta\nu = \alpha U, \quad (10)$$

где α – амплитудный коэффициент поглощения звука.

Однако спектр, полученный с помощью интерферометра Фабри – Перо, отличается от истинного из-за влияния на него аппаратной функции: регистрируемое распределение интенсивности определяется сверткой аппаратной функции и истинного контура. Аппаратная функция нашей установки хорошо описывалась гауссовским распределением. Это давало возможность из наблюдаемой ширины КМБ извлекать истинную $\delta\nu$ и затем уже из нее по формуле (10) находить коэффициент поглощения гиперзвука.

Численные значения скорости гиперзвука определялись с точностью не хуже 1 %, коэффициента поглощения – менее точно: $\sim 5 \div 7$ %.

Компоненты раствора – глицерин, предварительно осушенный, и вода – по отдельности очи-

щались тройной вакуумной перегонкой, и после их смешивания раствор окончательно перегонялся в специальный сосуд для рассеяния света. Для нагревания или охлаждения жидкости в нем была предусмотрена рубашка с двойными стенками, через которую пропусклась термостатирующая вода от ультратермостата, либо пары жидкого азота, либо горячий воздух. В первом случае температура раствора поддерживалась с точностью 0,1 °С, во втором и третьем – (± 1 °С). Чтобы предотвратить запотевания входного и выходного окон сосуда, к ним приклеивались вакуумные карманы.

4. Полученные результаты

Спектр рассеянного света исследовался в интервале температур от -90 до 150 °С, при этом растворы оставались жидкими. Чтобы из спектра определить U и α , нужно знать показатель преломления n , а для их расчета по формулам нелокальной теории требуется еще плотность и вязкость во всем температурном интервале. Показатель преломления на длине волны 632,8 нм измерялся рефрактометром ИРФ-23 в области температур $5 \div 40$ °С, а за ее пределами экстраполировался линейной функцией. Плотность растворов измерялась денсиметром, вязкость – вискозиметром Гепплера в пределах от 20 до 85 °С. В этой температурной области плотность всех растворов хорошо аппроксимируется формулой $\rho = \rho_0 - (d\rho/dt)t$, а вязкость (в сПз) – $\lg \eta = -A + B/(T - T_\infty)$, где T – абсолютная температура; A , B и T_∞ – постоянные (см. табл.1).

Вне указанного интервала температур, значения ρ и η вычислялись по этим экстраполяционным формулам. В отличие от плотности, вязкость сильно уменьшается при добавлении воды; например, при комнатной температуре коэффициент вязкости понижался от 4,55 до 0,13 Пз при

Таблица 1. Значения параметров в экстраполяционных формулах для температурной зависимости предельных скоростей U_0 и U_∞ , плотности ρ , коэффициента сдвиговой вязкости η растворов с концентрацией глицерина C

C, об. д.	$U_0(0)$, м/с	$\frac{dU_0}{dt}$, м/(с·град)	ρ , кг/м ³	$\frac{d\rho}{dt}$, кг/(м ³ ·град)	A	B, К	T_∞ , К	η , Пз (20 °С)	β
	$U_\infty(0)$, м/с	$\frac{dU_\infty}{dt}$, м/(с·град)							
0,94	2164	4	1260	1	1,83	570	166	4,55	2
	3193	5							
0,88	2067	3	1251	1	1,74	544	160	2,24	1,2
	3069	6							
0,75	1946	2	1222	1	1,53	417	163	0,48	2,7
	2948	7							
0,53	1832	2	1160	1	1,34	312	166	0,13	1,2
	2734	8							

Таблица 2. Результаты измерений и расчета скорости и коэффициента поглощения гиперзвука в растворах

$t, ^\circ\text{C}$	$\eta, \text{Пз}$	$\nu, \text{ГГц}$	$v, \text{м/с}$		$\alpha\Lambda$		$\tau, 10^{-10} \text{с}$
			экспер.	теория	экспер.	теория	
$C=0,88$ об.д.							
-61,8	$7,48 \cdot 10^6$	11,32	3427	3430	0,01	0,01	$4,01 \cdot 10^6$
-42,0	$8,18 \cdot 10^3$	10,85	3296	3306	0,01	0,02	$4,73 \cdot 10^3$
-35,3	$1,79 \cdot 10^3$	10,73	3260	3258	0,02	0,04	$1,06 \cdot 10^3$
-17,8	92,6	10,20	3110	3162	0,14	0,15	58,9
0,5	11,1	9,27	2815	2870	0,48	0,38	7,63
17,9	2,56	8,43	2584	2594	0,61	0,67	1,90
34,3	0,89	7,48	2299	2287	0,76	0,80	0,70
42,6	0,56	6,92	2128	2152	0,93	0,70	0,46
66,5	0,23	6,08	1878	1925	0,81	0,41	0,18
77,3	0,19	5,90	1827	1863	0,58	0,32	0,13
84,1	0,10	5,88	1796	1831	0,52	0,29	0,10
99,0	0,066	5,55	1724	1767	0,29	0,20	0,072
117,3	0,041	5,41	1686	1699	0,30	0,15	0,05
144,0	0,024	5,13	1603	1606	0,25	0,10	0,033
$C=0,75$ об. д.							
-67,0	$1,46 \cdot 10^6$	11,14	3404	3390	0,00	0,00	$1,91 \cdot 10^6$
-47,0	$1,22 \cdot 10^3$	10,64	3260	3247	0,14	0,03	$1,72 \cdot 10^3$
-8,5	3,75	9,14	2813	2792	0,31	0,44	6,23
-0,9	1,94	8,70	2680	2645	0,48	0,56	3,34
25,2	0,36	7,03	2172	2191	0,60	0,75	0,69
38,0	0,19	6,43	1990	2030	0,68	0,62	0,40
53,9	0,10	6,00	1864	1909	0,59	0,45	0,23
72,2	0,057	5,73	1782	1822	0,42	0,32	0,14
84,1	0,041	5,61	1749	1780	0,23	0,17	0,11
106,1	0,025	5,39	1685	1713	0,17	0,13	0,079
115,0	0,021	5,37	1679	1692	0,09	0,05	0,071

изменении количества воды примерно в 2 раза. Напомним, что для чистого глицерина $\eta = 14,8$ Пз.

Результаты определения скорости гиперзвука ν и его поглощения на длине волны $\alpha\Lambda$ для растворов с концентрацией глицерина 0,94 и 0,53 об. д. показаны на рис 2. Для растворов другого содержания глицерина ($C = 0,88$ и $0,75$) результаты аналогичные и приведены в табл. 2. Из графиков видно, что температурная зависимость величины ν типична для вязких жидкостей [3–5]: нелинейная зависимость ν от t в середине температурного интервала на концах переходит в линейную, принимая свои предельные значения ν_∞ при низких температурах и ν_0 при высоких. С ростом температуры эти величины уменьшаются так, что их температурные коэффициенты всегда $|\frac{d\nu_\infty}{dt}| > |\frac{d\nu_0}{dt}|$ (см. табл.1). Следовательно, экстраполяционные прямые $\nu_\infty(t)$ и $\nu_0(t)$ пересекаются, причем по мере уменьшения содержания глицерина (вязкого компонента) – при более низкой температуре.

Другая характеристика гиперзвука – поглощение на длине волны $\alpha\Lambda$ – с нагреванием

раствора изменяется так, что принимает максимальное значение. Максимум $\alpha\Lambda$ смещен в сторону высоких температур относительно середины нелинейного участка $\nu(t)$, что также типично для вязких сред. Однако с уменьшением концентрации глицерина положение максимума $\alpha\Lambda$ приближается к средней части графика $\nu(t)$.

5. Обсуждение результатов измерений и сравнение их с теорией

Сравнение наших экспериментальных результатов с выводами релаксационной теории Мандельштама – Леонтовича [6] показало, что она не описывает явления в вязких растворах. Поэтому результаты температурной зависимости скорости и поглощения гиперзвука сопоставлялись с результатами расчета этих величин по формулам (6) и (7) нелокальной теории [2]. Для такого расчета нужно знать при любой температуре предельные значения скорости ν_0 и ν_∞ , вязкость, плотность, величину β и время τ диффузионного выравнивания количества дырок между компонентами вяз-

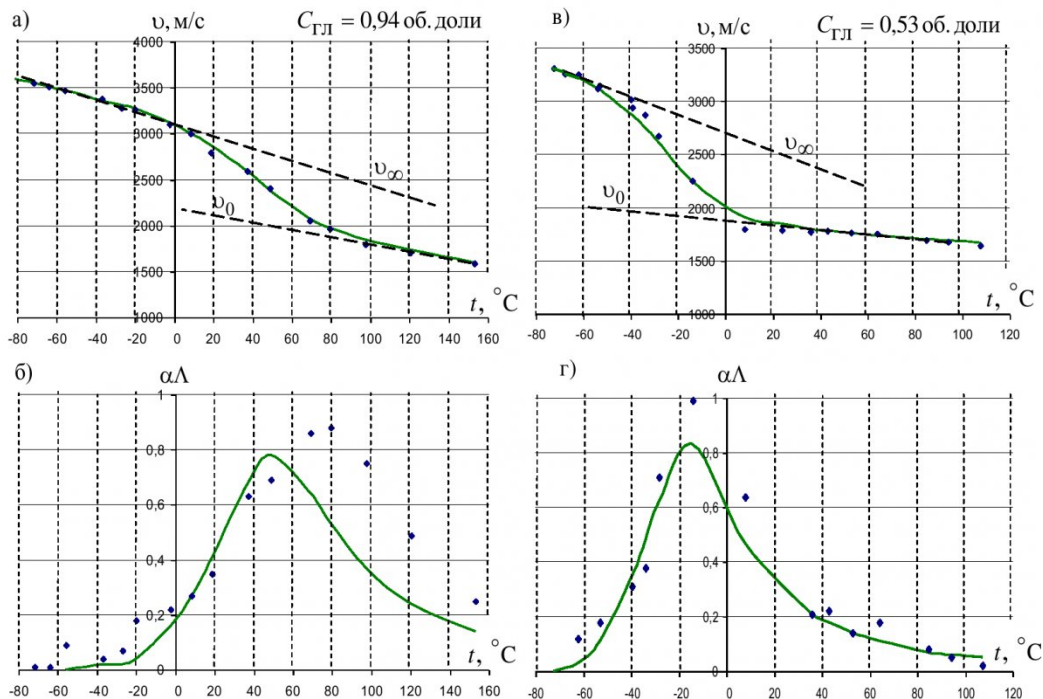


Рис. 2. Зависимость скорости (а, в) и поглощения на длине волны (б, г) продольного гиперзвука от температуры: слева – в растворе с концентрацией глицерина $C = 0,94$ об. д.; справа – в растворе с $C = 0,53$ об. д. Точки – экспериментальные значения; сплошные линии построены по формулам теории Исаковича и Чабан2]

кой среды. Температурная зависимость v_0 определялась путем экстраполяции линейного высокотемпературного участка графика $v(t)$ на рис. 2, в область низких температур, а v_∞ – экстраполяцией его низкотемпературного участка, наоборот, в сторону высоких.

Численное значение величины $\beta = (\alpha/\alpha_n)_{\omega\tau \ll 1}$ определялось способом, описанным в [3, 5]. Как и в чистых жидкостях, во всех наших случаях β оказалась тоже независимой от температуры и в разных растворах имеет значения, приведенные в таблице 1. Время τ вычислялось по формуле (8).

Расчет теоретических значений скорости v и амплитудного коэффициента поглощения $\alpha\lambda$ выполнялся следующим образом. По смещению КМБ определялась частота гиперзвука $\omega = 2\pi\Delta\nu$, по формуле (8) рассчитывалось время τ , и таким путем становилось известным произведение $\omega\tau$. Затем из соотношений (3) находилась величина действительной и мнимой частей функции $F(\omega\tau)$. Наконец, используя формулы (7) и (6), были получены для растворов всех концентраций расчетные значения v и $\alpha\lambda$ и сопоставлены с опытными результатами.

На рис. 2 в виде сплошных линий показана температурная зависимость v и $\alpha\lambda$, построенная по формулам нелокальной теории. Видно, что во всем интервале изменения температуры (и вязко-

сти) для скорости гиперзвука есть хорошее согласие между теорией и экспериментом как сильным ($C = 0,94$ об. д.), так и в слабом ($C = 0,53$ об. д.) растворе глицерина.

Однако такого хорошего согласия между измеренными и вычисленными значениями $\alpha\lambda$ нет. Экспериментальные и теоретические кривые зависимости $\alpha\lambda$ от t хотя и похожи друг на друга, однако, как и в случае чистых вязких жидкостей, максимум $\alpha\lambda$ на теоретической кривой, во-первых, ниже и, во-вторых, смещен в сторону низких температур.

Это различие тем сильнее, чем больше содержание глицерина (см. рис. 2, б). В слабом растворе (рис. 2, г) положения максимумов по оси t обеих кривых совпадают, хотя теоретическое значение $\alpha\lambda$ несколько ниже измеренного.

Теоретические кривые для всех растворов построены без учета сдвиговых деформаций. Учет поперечного звука, как показано еще Исаковичем и Чабан, влияет на положение и величину максимума $\alpha\lambda$, и согласие между теорией и экспериментом становится лучше. Однако в настоящее время такой учет в большинстве случаев провести не удастся из-за отсутствия численных значений предельного модуля сдвига среды. Тот факт, что в растворе с $C = 0,53$ об. д. положение теоретического и экспериментального максимумов $\alpha\lambda$ совпадают, означает, что сдвиговые деформации в этой смеси малы, и упрощенный вариант нело-

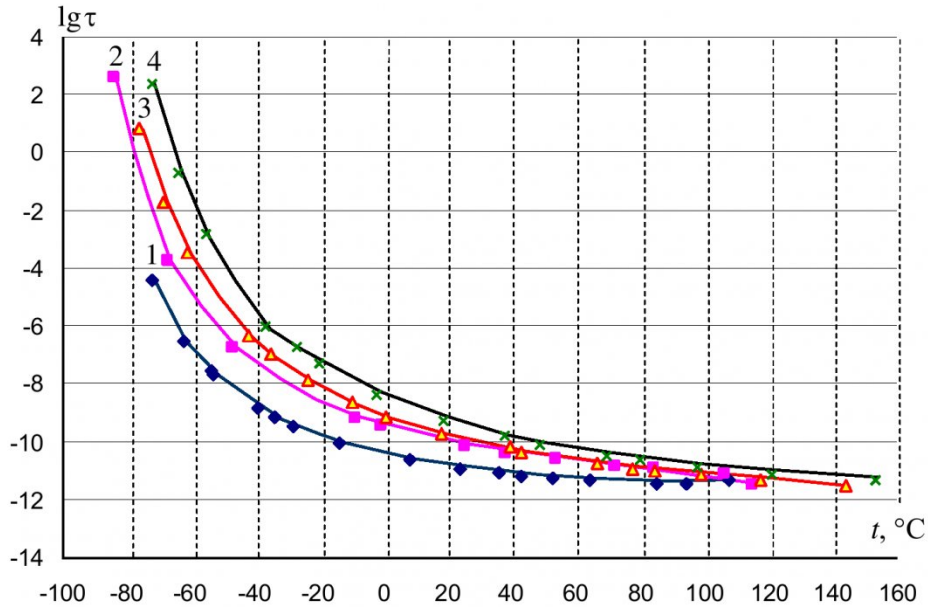


Рис. 3. Зависимость времени диффузионного выравнивания в растворах от температуры: 1 – $C = 0,53$; 2 – $C = 0,75$; 3 – $C = 0,88$; 4 – $C = 0,94$ об. доли глицерина

кальной теории хорошо согласуется с экспериментом.

На рис. 3 приведена температурная зависимость логарифма времени τ диффузионного выравнивания параметра ξ' . Величина τ уменьшается как с понижением концентрации вязкого компонента смеси – глицерина, так и с увеличением

температуры, стремясь во всех растворах к одинаковому значению $\sim 10^{-11}$ с.

При построении графика зависимости $\lg\tau$ от $\lg(\eta/T)$, показанного на рис. 4, получен несколько неожиданный результат. Экспериментальные значения τ во всех растворах группируются практически в одну прямую линию.

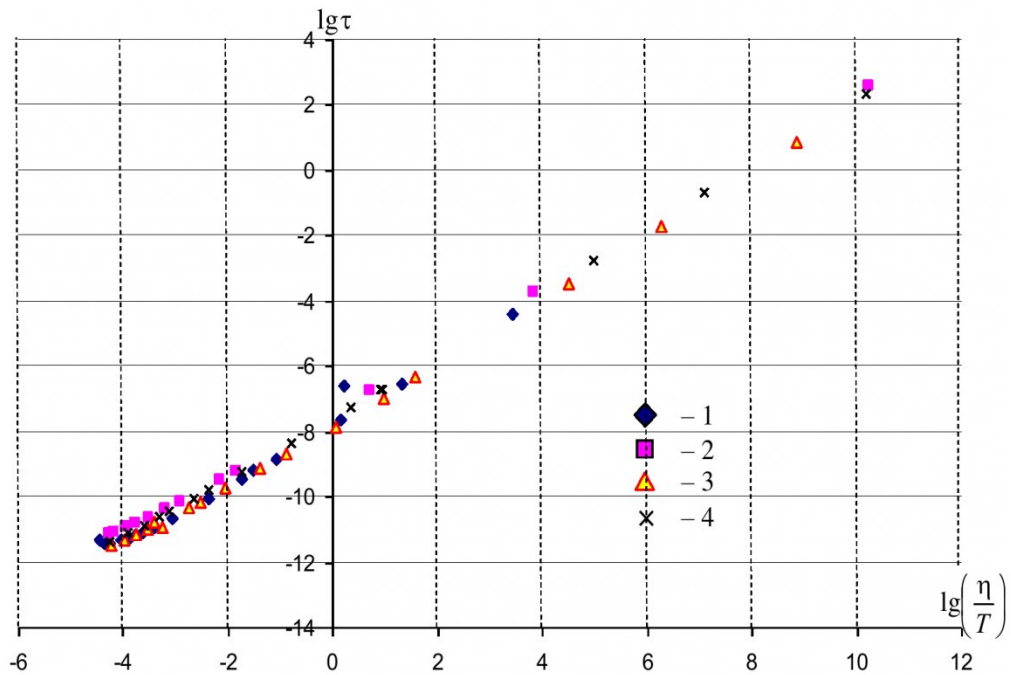


Рис. 4. Зависимость времени выравнивания τ от отношения $\frac{\eta}{T}$:
1 – $C = 0,53$; 2 – $C = 0,75$; 3 – $C = 0,88$; 4 – $C = 0,94$ об. доли глицерина

Если прологарифмировать (1), то получим:

$$\lg \tau = \lg \left(\frac{ba^2}{2k} \right) + \lg \left(\frac{\eta}{T} \right).$$

Видно, что прямая линия на рис. 4 отсекает отрезок, равный $\lg(ba^2/2k) = -7,6$. Поскольку b и k – постоянные величины, значит размер a нанонеоднородностей (НН) остается величиной неизменной как при добавлении воды в глицерин, так и при нагревании смеси. По-видимому, НН являются образованиями, устойчивыми к изменению внешних условий. Об этом же свидетельствует упоминавшийся выше результат опыта [3], в котором вязкая жидкость находилась в экстремальных условиях. Из величины $\lg(ba^2/2k)$ оценим размер НН. При $t=10$ °С коэффициент диффузии D глицерина в воде равен $0,63 \cdot 10^{-9}$ м²/с [8]. При этой температуре вязкость раствора 0,94 об.д. глицерина равна 11,0 Пз. Из формулы $D = kT / b\eta$ по этим данным определяем b и затем вычисляем $a=1,1$ нм. Авторы работы [2] также получили число, близкое к этому значению: 1,22 нм.

Концентрация НН Φ должна изменяться при нагревании жидкости, или, как мы предположили, при ее растворении. Из (4) следует, что величина $\delta K = (K_\infty - K_0) / K_0 K_\infty$ зависит от Φ :

$$\delta K = \Phi (f_1 - f_2) \frac{\partial \xi_1^{00}}{\partial p}. \quad (11)$$

Для раствора Φ нужно заменить на ΦC . В табл. 3 приведены значения δK для разных концентраций и температур растворов. Величины K_∞ и K_0 вычислялись из предельных скоростей v_∞ и v_0 ($K = \rho v^2$). В чистом глицерине [8] (первая строка табл.), как и в сильных растворах, где мало

воды, δK несколько растет с нагреванием, но не изменяется в более разведенных растворах. При низких температурах δK увеличивается с добавлением воды, а при высоких – не изменяется. Так как при $t = \text{const}$ Φ тоже не изменяется, то большее количество маловязкой компоненты, по-видимому, увеличивает $f_2 = (\partial S / \partial \xi_2)_p$, и это усиливает предполагаемую связь величины δK от концентрации.

Таблица 3. Связь величины δK с концентрацией глицерина и температурой раствора

$\delta K, 10^{-9} \text{ м}^2/\text{Н}$					
$t, ^\circ\text{C}$ $C, \text{об.д.}$	-70	-20	0	40	70
1,00	0,08	0,10	0,10	0,11	0,13
0,94	0,07	0,09	0,10	0,11	0,13
0,88	0,09	0,10	0,11	0,11	0,12
0,75	0,11	0,13	0,12	0,13	0,12
0,53	0,13	0,14	0,14	0,13	0,13

Таким образом, нелокальная теория [2], разработанная для чистых сильновязких жидкостей с нанонеоднородной структурой, сравнительно хорошо объясняет характер распространения продольного гиперзвука в растворах.

При этом количество НН уменьшается с добавлением маловязкого растворителя, а их размер, по-видимому, остается неизменным. Почему нанонеоднородности являются устойчивыми образованиями, предстоит разобраться в последующих исследованиях вязких сред.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кривохижа, С. В. Экспериментальные исследования распространения ультразвука в вязких жидкостях / С. В. Кривохижа, И. Л. Фабелинский // ЖЭТФ. – 1966. – Т. 50, вып. 1. – С. 3 – 14.
2. Исакович, М. А. Распространение волн в сильновязких жидкостях / М. А. Исакович, И. А. Чабан // ЖЭТФ. – 1966. – Т. 50, вып. 5 – С. 1343–1363.
3. Кривохижа, С. В. Исследование распространения ультразвука и гиперзвука в вязких жидкостях, стеклах и кристаллическом кварце в широком интервале температур // Труды ФИАН. – 1974. – Т. 72. – С. 3–65.
4. Knolman G. S., Namamoto A. S. // J. Chem. Phys. – 1967. – V. 47. – Pp. 12–18.
5. Сабиров, Л. И. Спектры светорассеяния и распространения поперечного и продольного гиперзвука в вязких жидкостях и стеклах // Труды ФИАН. – 1974. – Т. 72. – С. 107–149.
6. Фабелинский, И. Л. Избранные труды. – Т. 1. – Москва : ФИЗМАТЛИТ, 2005. – 448 с.
7. Исакович, М. А. Общая акустика. – Москва : Наука, 1973. – 496 с.
8. Физические величины: Справочник / А.П. Бабичев и др. – Москва: Энергоатомиздат, 1991. – 1232 с.
9. Колесников, Г. И. Экспериментальное исследование спектров теплового рассеяния света в жидкостях и растворах // Труды ФИАН. – 1980. – Т. 118. – С. 58 – 108.

REFERENCES

1. Krivokhizha, S. V. Eksperimentalnye study the propagation of ultrasound in viscous liquids / S.V. Krivokhizha, I.L. Fabelinskii // ZhETPh. - 1966 - T.50, no. 1 – P. 3 - 14.
2. Isakovich, M.A. Wave propagation in highly viscous fluids / M.A. Isakovich, I.A. Chaban // ZhETPh. - 1966. - V. 50, no. 5 - P. 1343-1363.
3. Krivokhizha, S.V. Investigation of propagation of ultrasound and hypersound in the elm-cal liquids, glasses and crystalline quartz in a wide range of temperatures // Proceedings of the Lebedev Physics Institute. - 1974. - V. 72. - P. 3-65.
4. Knolman G. S., Hamamoto A. S. // J. Chem. Phys. - 1967. - V. 47. - Pp. 12-18.
5. Sabirov, L.I. spectra of light scattering and propagation of transverse and longitudinal pro-hypersound in viscous liquids and glasses // Proceedings of the Lebedev Physics Institute. - 1974. - V. 72. - P. 107-149.
6. Fabelinskii, I.L. Selected Works. - V. 1. - Moscow: FIZMATLIT, 2005. - 448 p.
7. Isakovich, M.A. General acoustics. - Moscow: Nauka, 1973. - 496 p.
8. Physical quantities: Directory / A.P. Babichev and others. - Moscow: Energoatomiz-dates 1991 - 1232 p.
9. Kolesnikov G.I. Experimental study of thermal spectra of light scattering in liquids and solutions // Proceedings of the Lebedev Physics Institute. - 1980. - V. 118. - P. 58 - 108.

Поступило в редакцию 11.11.2015

Received 11 November 2015