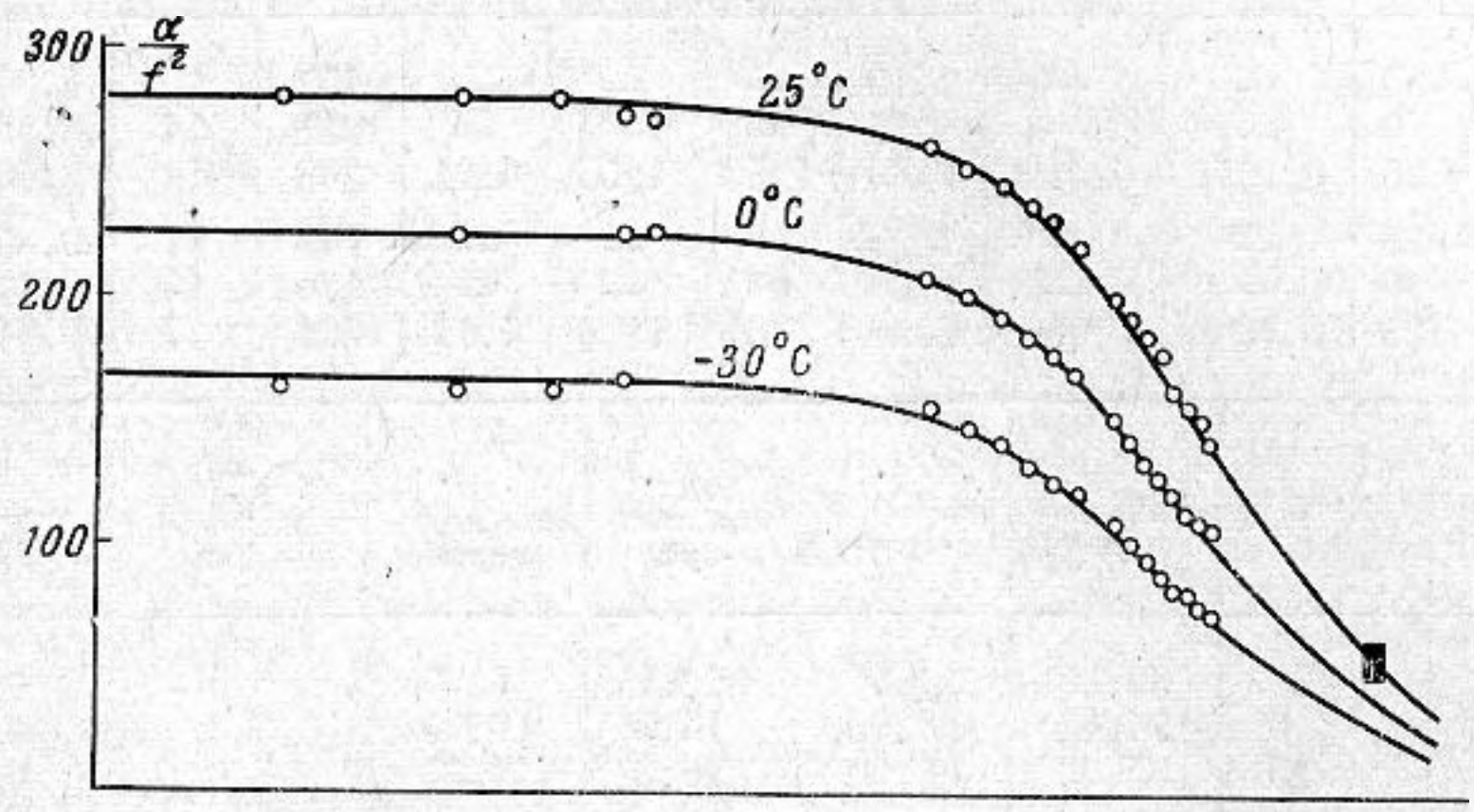
УДК 534.28

УЛЬТРА- И ГИПЕРАКУСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЖИДКОГО ФТОРБЕНЗОЛА И ИОДБЕНЗОЛА

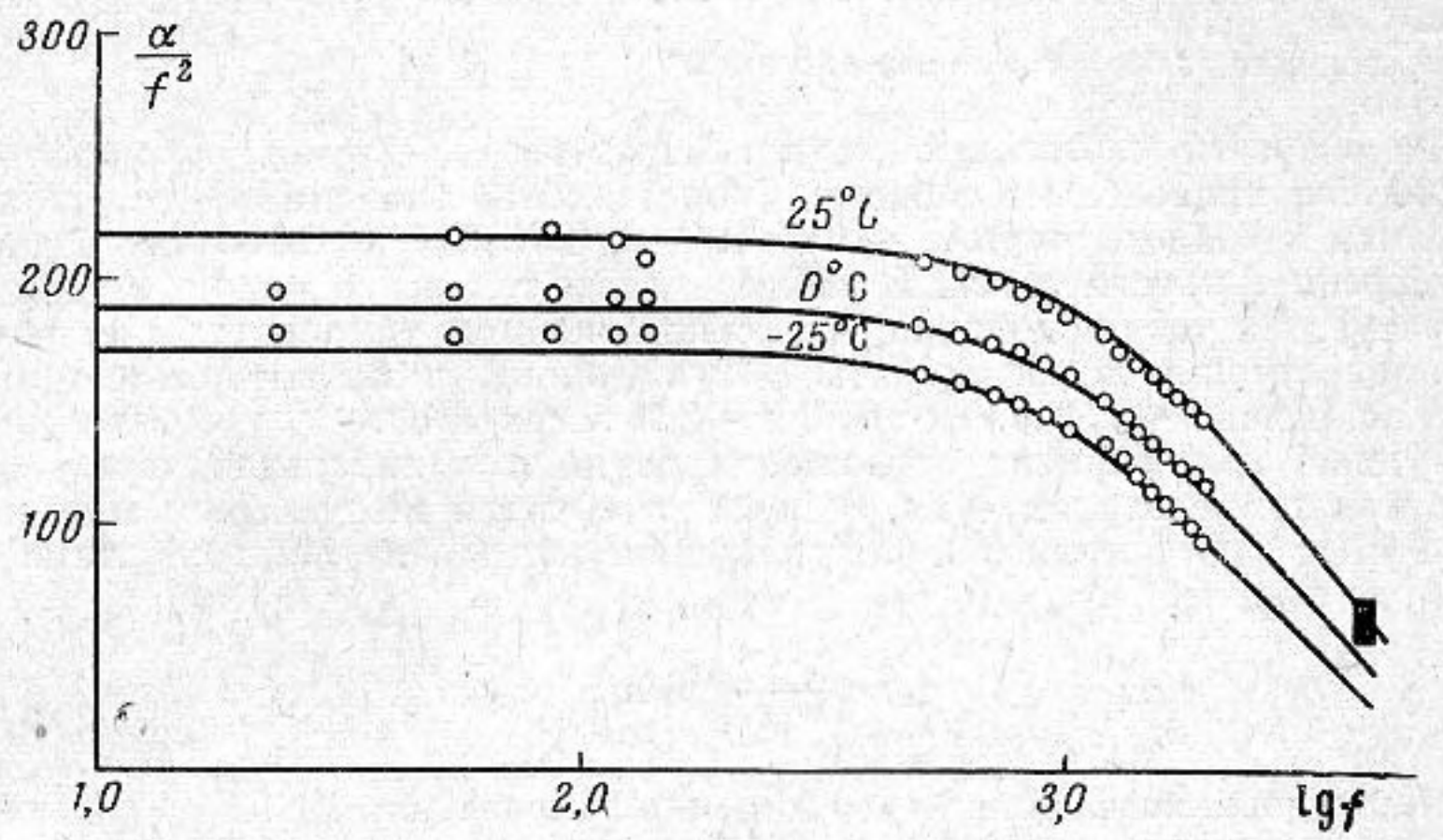
К. Парпиев, П. К. Хабибуллаев, Ю. Г. Шорошев

Исследования ультраакустических свойств паров фторбензола и иодбензола [1] показали наличие в них релаксационного процесса, обусловленного колебательной релаксацией.

Вместе с тем, остается не вполне ясным механизм дисперсии звука в жидком фторбензоле и иодбензоле. Кроме того неизвестно, вся ли объемная вязкость будет релаксировать с одним временем релаксации, или же часть объемной вязкости будет ре-



Фиг. 1



Фиг. 2

лаксировать с одним временем, а остающаяся часть другими временами релаксации. На эти вопросы могут дать ответ только экспериментальные исследования скорости и поглощения звука в широком диапазоне частот и температур. С этой целью нами было выполнено измерение скорости и поглощения ультра- и гиперзвука в жидком фторбензоле и иодбензоле на частотах $\sim 10^7$—10^{10} *гц* при температурах: —30, 0 и 25°.

Жидкости марки х.ч. подвергались дополнительной химической очистке и многократной перегонке. Степень чистоты контролировалась измерениями показателя преломления — n_D^{20}, плотности — ρ_4^{20} и температуры кипения. Измеренные значения этих величин соответственно равны $n_D^{20} = 1{,}4657$; $\rho_4^{20} = 1{,}0261$ *г/см*^{3}, $t_{кип} = 84{,}75°$; $n_D^{20} = 1{,}6193$; $\rho_4^{20} = 1{,}8309$ *г/см*^{3}; $t_{кип} = 188{,}3°$.

Скорость распространения звука c измерялась при двух частотах: 23,6 и $\sim$4000 *Мгц*. На частоте 23,6 *Мгц* при температурах —30°, 0° и 25° измерялась фазовым методом, а на частоте $\sim$4000* *Мгц* определялась с помощью данных о вели-

* $\Delta\nu$ и $\delta\nu_{м-в}$ определялись при 21,7° и 21,5° соответственно.

чине смещения компонент Мандельштама — Бриллюэна $\Delta\nu$ [2] по формуле

$$c_r = \frac{\Delta\nu \cdot \lambda \cdot v}{n_D \sin \theta/2}, \tag{1}$$

где c_r — скорость гиперзвука, λ — длина волны света, v — скорость света, θ — угол наблюдения рассеянного света [$\theta = 90°$]. В качестве источника монохроматического излучения использовался Ne — He лазер с длиной волны излучения $\lambda = 6328$ Å.

Жидкость	t, °C	$\Delta\nu$, $см^{-1}$	$\delta\nu_{М-Б}$, $см^{-1}$	c_0, *м/сек*	$c_г$*, *м/сек*	$c_г$, р. фор-ла (5), *м/сек*	$f_г$, *Ггц*	$A \cdot 10^{17}$, $см^{-1}$ *сек*^{2}	$B \cdot 10^{17}$, $см^{-1}$ *сек*^{2}	$\tau_{p,s} \cdot 10^{10}$, *сек*	$\varepsilon \cdot 10^2$
C_6H_5F	—30	—	—	1410	—	—	—	152	16	1,06	10,6
	0	—	—	1275	—	—	—	211	14	0,98	14,1
	25	0,1371	0,0120	1160	1250	1253	4,11	268	12	0,90	16,6
C_6H_5J	—25	—	—	1228	—	—	—	148	21	0,80	12,1
	0	—	—	1160	—	—	—	170	19	0,72	14,0
	25	0,1398	0,0090	1090	1161	1166	4,19	201	17	0,64	17,3

Жидкость	t, °C	C_p, *кал/моль·град*	C_v, *кал/моль·град*	$C^*_{опт}$, *кал/моль·град*	$C^*_{ак}$, *кал/моль·град*	$C^*_{о\ т} - C^*_{ак}$, *кал/моль·град*	$\frac{C^*_{опт} - C^*_{ак}}{C^*_{опт}}$
C_6H_5F	—30	32,80	22,50	12,1	6,20	5,9	0,488
	0	34,40	24,60	14,3	9,00	5,3	0,371
	25	35,00	25,90	16,3	11,30	5,0	0,307
C_6H_5J	—25	35,40	26,10	12,8	9,00	3,8	0,297
	0	37,60	28,40	14,4	11,30	3,1	0,215
	25	37,95	28,90	16,1	13,50	2,6	0,161

* Значение скорости гиперзвука приведено на 25° С

Значения скорости ультразвука c_0 и гиперзвука $c_г$, соответствующие частотам 23,6 и ~ 4000 *Мгц* приведены в таблице. Сопоставление значений c_0 и $c_г$ при $t = 25°$ показывает, что в области частот $\sim 10^7 - 10^{10}$ *гц* в C_6H_5F и C_6H_5J наблюдается заметная дисперсия скорости звука. В таблице даны так же значения c_0 для различных температур. Из таблицы видно, что с понижением темлературы c_0 возрастает линейно. Температурные коэффициенты c_0 в изученном нами интервале температур, соответственно, равны: —4,56 *м/сек·град*, и —2,76 *м/сек·град*.

Амплитудный коэффициент поглощения звука α в интервале частот от $\sim 10^7$ до $2 \cdot 10^9$ *гц* при температурах —30°, 0° и 25° измерялся импульсным методом, а на частоте $\sim 4 \cdot 10^9$ *гц* рассчитывался по уширению компонент Мандельштама — Бриллюэна $\delta\nu_{М-Б}$ по формуле

$$\alpha_г = \frac{\pi \cdot v}{c_г} \delta\nu_{М-Б}, \tag{2}$$

где $\alpha_г$ — амплитудный коэффициент поглощения гиперзвука.

Данные об амплитудном коэффициенте поглощения звука представлены на фигурах: фиг. 1 — C_6H_5F, фиг. 2 — C_6H_5I. Эти данные могут быть описаны с точностью $\sim 5-10\%$ при помощи формулы

$$\frac{\alpha}{f^2} = \frac{A}{1 + \omega^2 \tau_{ps}^2} + B, \tag{3}$$

где $\omega = 2\pi f$ — круговая частота звука, τ_{ps} — адиабатическое время релаксации, A и B — поглощение звука при $\omega\tau_{ps} \ll 1$ и $\omega\tau_{ps} \gg 1$, соответственно. Экспериментальные значения A, B и τ_{ps} приведены в таблице.

Пользуясь опытными значениями A, ε и τ_{ps} можно рассчитать величину скорости звука на гиперзвуковых частотах по формуле:

$$\left(\frac{c_0}{c}\right)^2 = 1 - \varepsilon \frac{\omega^2 \tau_{ps}^2}{1 + \omega^2 \tau_{ps}^2}, \tag{4}$$

где $\varepsilon = \left(1 - \frac{c_0^2}{c_\infty^2}\right) = \frac{A c_0^2}{2\pi^2 c \tau_{ps}}$ — релаксационная сила, c и c_∞ — скорость звука при

$\omega = 2\pi f$ и $\omega \to \infty$. Сравнение $c_{г,\,p}$ — рассчитанное по формуле (4) с экспериментальным значением $c_г$, показывает [см. табл.], что расхождение измеренного и рассчитанного значения скорости гиперзвука не выходит за пределы ошибок измерений. Это обстоятельство дает основание предполагать, что в C_6H_5F и C_6H_5J акустическая дисперсия в изученном интервале частот и температур характеризуется одним значением τ_{ps}.

Таблица показывает, что в C_6H_5F и C_6H_5J с ростом температуры ε и A возрастает. Это явление можно объяснить, если предположить, что в C_6H_5F и C_6H_5J релаксационный процесс в изученном интервале частот и температур, так же как в парах, обусловлен колебательной релаксацией [3, 4].

Сопоставим величину колебательной теплоемкости $C_{опт}^*$, рассчитанную по формуле Планка — Эйнштейна со значением колебательной теплоемкости $C_{ак}^*$, вычисленным с помощью акустических данных, по формуле

$$C_{ак}^* = \frac{\varepsilon C_p}{\gamma - 1 + \varepsilon}, \tag{5}$$

где $\gamma = C_p / C_v$, C_p и C_v — теплоемкости при постоянном давлении и объеме. Значения C_p, C_v, $C_{опт}^*$ и $C_{ак}^*$ приведены в таблице. Наши расчеты показывают, что в пределах ошибок опыта, значение колебательной теплоемкости $C_{опт}^*$, соответствующее низкочастотным нормальным колебаниям молекул сравнимо с величиной, равной $C_{опт}^* - C_{ак}^*$. Возможно, что в изученном диапазоне частот и температур, низкочастотные нормальные колебания фторбензола и иодбензола не релаксируют. Вероятно, они примут участие в релаксационном процессе на более высоких частотах.

Пользуясь случаем, выражаем благодарность М. И. Шахпаронову за ценные советы.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Башлачев. Исследование релаксационных процессов в парах ряда галогенозамещенных бензола. Уч. зап. МОПИ, 1967, 22, 178—188.
2. И. Л. Фабелинский. Молекулярное рассеяние света. М., «Наука», 1965.
3. К. Парпиев, П. К. Хабибуллаев, М. Г. Халиулин, М. И. Шахпаронов. Акустическая релаксация в жидком пиридине. Акуст. ж., 1969, 15, 3, 401—406.
4. И. Г. Михайлов, В. А. Соловьев, Ю. П. Сырников. Основы молекулярной акустики. М., «Наука», 1964.

Московский государственный университет

Поступило в редакцию 22 ноября 1969 г.

УДК 534.222

ОБ ОБЫЧНОЙ И РОТОРНОЙ ФОРМАХ УРАВНЕНИЯ ПОТОКА

О. В. Руденко, С. И. Солуян

Как известно, стационарный акустический поток в звуковом поле в первом по своим гидродинамическим характеристикам приближении описывается уравнением:

$$-\frac{\eta}{\rho_0}\Delta \mathbf{u} = \mathbf{F} - \frac{1}{\rho_0}\nabla p. \tag{1}$$

К этой обычной форме уравнения приходит ряд авторов [1, 2] независимо от способов разбиения параметров на малые величины первого и второго порядков малости. Заметим, что уравнение (1) справедливо в любой криволинейной системе координат.

После применения операции ротора к обеим частям уравнения (1) получим другую форму уравнения потока:

$$-\frac{\eta}{\rho_0}\operatorname{rot}(\Delta \mathbf{u}) = \operatorname{rot}\mathbf{F}, \tag{2}$$

которое также справедливо в любой системе координат.

Однако, отказываясь по существу от уравнения (1), ряд авторов [1, 2] приходит к уравнению

$$-\frac{\eta}{\rho_0}\Delta \operatorname{rot}\mathbf{u} = \operatorname{rot}\mathbf{F}. \tag{3}$$

Это уравнение, вошедшее, в частности, и в монографии [3, 4], известно как уравнение потока в роторной форме. При получении уравнения (3) было использовано преобра-