совпадает с положением максимума кавитационной эрозии, а при величинах напряжения на преобразователе, соответствующих началу и спаду кавитационной эрозии, не наблюдается заметного падения вязкости. Таким образом, на основании полученного результата можно считать кавитацию ответственной за падение вязкости гидравлической жидкости.

В заключение необходимо отметить, во-первых, что озвучивание гидравлической жидкости, в состав которой не входил полимерный загуститель, не обнаружило уменьшения вязкости и, во-вторых, падение вязкости гидравлических жидкостей может не обязательно сопровождаться уменьшением молекулярного веса полимера. Проведенные нами контрольные эксперименты по озвучиванию 8% растворов узких фракций винипола показали, что для фракций, лежащих в интервале молекулярных весов 80—2000 тысяч, наблюдается четкая корреляция между падением вязкости и уменьшением молекулярного веса. При озвучивании фракций с молекулярными весами в пределах 5—15 тысяч оказалось, что наряду со снижением вязкости раствора происходит одновременное повышение молекулярного веса полимера. Как известно, изменения такого рода наблюдаются при процессах сшивания молекул.

В заключение авторы выражают признательность М. Г. Сиротюку, любезно предоставившему установку для проведения опыта.

ЛИТЕРАТУРА

1. N. W. Furby, R. T. Stirton. Viscosity stability of hydraulic fluids. Appl. Hydraulic and Pneumatic, 1959, 12, 4, 84—88.
2. Л. Бергман. Ультразвук. М., ИЛ, 1956.
3. G. Wilke, K. Altenburg. Ultraschallabbau von Hochpolymeren. Plaste und Kautschuk, 1956, 3, 11, 257—260.
4. A. T. Ellis. Production of accelerated cavitation damage by an acoustic field in cilindrical cavity. J. Acoust. Soc. America, 1955, 27, 913—921.
5. М. Г. Сиротюк. О поведении кавитационных пузырьков при больших интенсивностях ультразвука. Акуст. ж., 1961, 7, 4, 499—501.
6. Л. Д. Розенберг, М. Г. Сиротюк. Установка для получения фокусированного ультразвука высокой интенсивности. Акуст. ж., 1959, 5, 2, 206—211.

Акустический институт АН СССР
Москва

Поступило в редакцию
24 апреля 1963 г.

УДК 534.28

ИССЛЕДОВАНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ПОГЛОЩЕНИЯ И СКОРОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ВОЛН В БИНАРНЫХ СМЕСЯХ МУРАВЬИНАЯ КИСЛОТА — ЭТИЛФОРМИАТ

Б. А. Белинский, В. Ф. Поздрев, П. К. Хабибуллаев

Нам представлялось интересным исследовать поведение акустических параметров жидких бинарных смесей, компоненты которых имеют различный механизм релаксации в исследованном интервале частот и температур. Есть основание полагать, что в результате таких исследований можно получить определенную характеристику корреляции между двумя механизмами релаксации. В качестве объекта исследования нами были взяты муравьиная кислота и ее смеси с этилформиатом с весовыми концентрациями последнего 0,5; 1; 5; 20; 50%. Измерения проводились импульсным методом [1, 2] в частотном диапазоне 6—254 *Мгц* в интервале температур 10—40°.

Физические константы исследованных веществ приведены в табл. 1.

Точность измерения коэффициента поглощения для высоких частот составляла

Таблица 1*

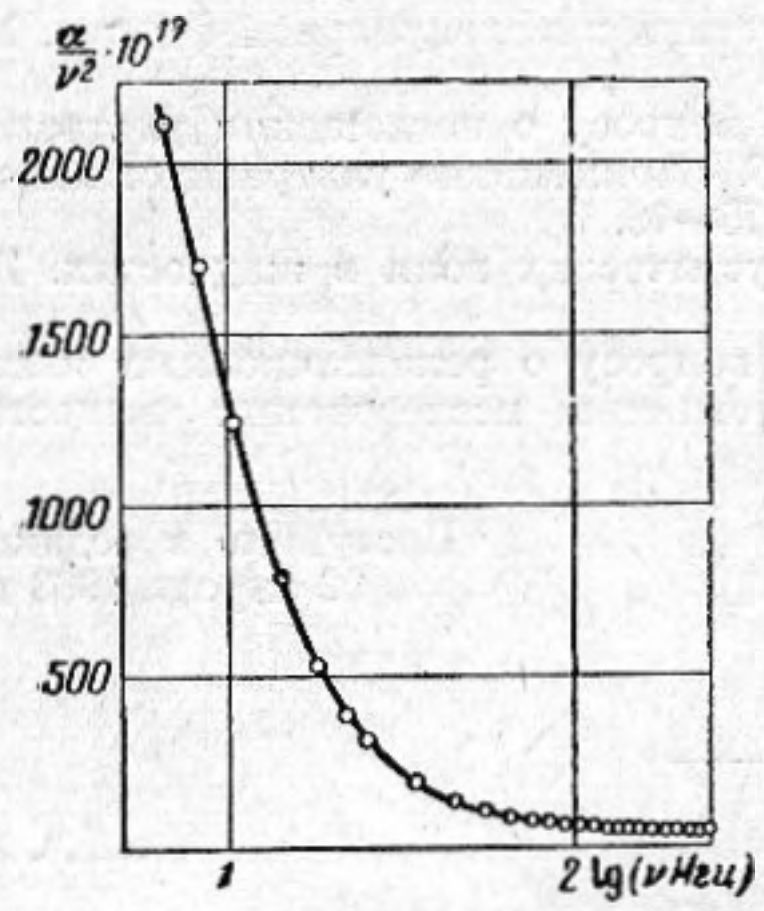
Название вещества	ρ_0^{20}	n_d^{20}	$t_к^\circ$, °C	$t_п^\circ$, °C
HCOOH	1,2195	1,3713	100,70	+8,25
$HCOOCH_2C_3$	0,92892	1,3599	54,15	—79,4

* ρ_0^{20} — плотность при 20°; n_d^{20} — коэффициент преломления; $t_к$ — температура кипения; $t_п$ — температура плавления.

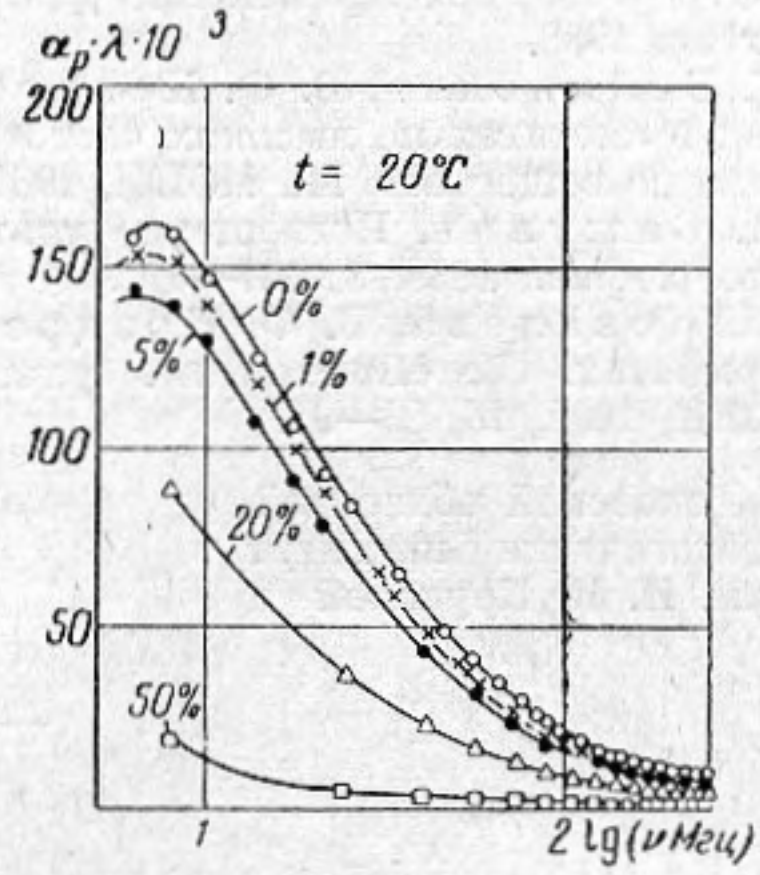
2, для низких — 5, точность измерения скорости звука — 0,5%. Точность термостатирования исследуемых объектов была не хуже 0,1°.

На фиг. 1 представлена зависимость $\alpha/\nu^2 \cdot 10^{-17}$ *сек²/см* для чистой муравьиной кислоты. Из фигуры видно, что с ростом частоты величина α/ν^2 уменьшается и асимптотически стремится к постоянному значению $\alpha / \nu^2 = 39 \cdot 10^{-17}$ *сек²/см*, которое, очевидно, определяется последующим высокочастотным релаксационным процессом. Вычитая эту величину из экспериментальных значений α/ν^2, получим значение поглощения, обусловленное исследуемым релаксационным процессом. В области низких частот результаты наших измерений хорошо совпадают с данными Бажулина [3].

На фиг. 2 приведена зависимость поглощения на длину волны $\mu = \alpha_p \lambda$ (α_p — избыточное поглощение, λ — длина звуковой волны) от частоты для чистой муравьиной кислоты и для бинарных смесей этилформиата в муравьиной кислоте с кон-



Фиг. 1



Фиг. 2

центрациями 1, 5, 20, 50 в весовых процентах. Как видно из фиг. 2, в чистой муравьиной кислоте и в смесях с 1, 5% этилформиата наблюдаются максимумы затухания. С увеличением концентрации этилформиата коэффициент поглощения резко падает, приближаясь к значению коэффициента в чистом этилформиате, а частота релаксации смесей стремится к частоте релаксации чистого этилформиата ($\nu_m = 1{,}01$ *Мгц*) [4].

Для объяснения полученных нами экспериментальных данных мы воспользовались известным соотношением релаксационной теории:

$$\frac{\alpha}{\nu^2} = B + \frac{A}{1 + \left(\frac{\nu}{\nu_m}\right)^2},$$

где A, B, ν_m — параметры, не зависящие от частоты, но меняющиеся с изменением температуры, A — коэффициент, учитывающий полный вклад, вносимый в поглощение рассматриваемым релаксационным процессом, B — коэффициент, определяемый высокочастотными релаксационными процессами, ν_m — частота релаксации рассматриваемого релаксационного процесса, связанная с его временем релаксации соотношением $\nu_m = 1/2\pi\tau$ (где τ — время релаксации). Для исследованных веществ эти

Таблица 2

Концентрация $HCOOCH_3CH_3$ в муравьиной кислоте, %	$t°$, C	$A \cdot 10^{-17}$ $\frac{сек^2}{см}$	$B \cdot 10^{-17}$ $\frac{сек^2}{см}$	ν_m *Мгц*	C, *м/сек*	Концентрация $HCOOCH_3CH_3$ в муравьиной кислоте, %	$t°$, C	$A \cdot 10^{-17}$ $\frac{сек^2}{см}$	$B \cdot 10^{-17}$ $\frac{сек^2}{см}$	ν_m *Мгц*	C, *м/сек*
0	20	4100	39	6,8	1360	20	30	3100	36	6,04	1283
1	20	4050	37	6,6	1350	50	30	2500	34	3,262	1180
5	20	3940	35	6,3	1340	0	40	2800	41	10,4	1315
20	20	3750	34	4,8	1305	1	40	2780	40	10,0	1309
50	20	2800	33	2,722	1220	5	10	5340	36	4,61	1360
0	30	3260	40	8,585	1325	20	10	4100	32	3,64	1344
1	30	3200	39	8,3	1320	50	10	3050	32	2,59	1275
5	30	3160	37	7,85	1310						

параметры различны для разных температур и концентраций. Характер изменения параметров с ростом температуры следующий: A — уменьшается, B — увеличивается, частота релаксации ν_m — смещается в область более высоких частот. В таблице 2 приведены значения этих параметров.

Из приведенных данных видно, что при увеличении концентрации этилформиата в муравьиной кислоте параметры A, B и ν_m уменьшаются.

Полученные результаты показывают, что в исследованном интервале частот, температур и концентраций, по-видимому, проявляет себя релаксационный механизм, типичный для муравьиной кислоты, определяемый нарушением химического равновесия в реакции между ее димерами и мономерами.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Ф. Ноздрев. Применение ультраакустики в молекулярной физике. М., Физматгиз, 1958.
2. Л. Г. Белинская, В. Ф. Ноздрев. В вопросу о поглощении ультразвуковых волн в ацетатах на высоких частотах. Сб. «Применение ультраакустики к исследованию вещества», М., МОПИ, 1961, 15, 75—78.
3. П. А. Бажулин. Поглощение ультраакустических волн в жидкостях. Ж. эксп. и теор. физ., 1938, 8, 457—471.
4. В. М. Ковалева, В. Ф. Ноздрев. К вопросу о релаксационных явлениях в формиатах. Сб. «Применение ультраакустики к исследованию вещества». М., МОПИ, 1962, 16, 83—91.

Московский областной
педагогический институт
им. Н. К. Крупской

Поступило в редакцию
22 апреля 1963 г.

УДК 534, 2—14

ОБ ОДНОМ ПРЕДЕЛЬНОМ ЗАКОНЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ВОЛН В ПРИРОДНЫХ ВОЛНОВОДАХ

Л. М. Бреховских

Пусть имеется слоистая среда, характеризуемая профилем скорости звука $c(z)$, обладающим одним минимумом на уровне оси волновода z_0.

При непрерывном излучении сила звука на достаточно больших удалениях от источника должна спадать по закону $1/r$ (цилиндрическое расхождение) с учетом соответствующего поглощения. То же самое будет справедливо при импульсном излучении для силы звука, проинтегрированной по всему звуковому сигналу в любой частотной полосе.

Если допустить применение лучевой теории и предположить, что затухание волн одинаково по всем лучам, можно найти полное выражение для средней * силы звука на любом уровне z **.

Рассмотрим тонкий пучок лучей с малым угловым раствором $\Delta\chi_1$, вышедший под углом χ_1 из излучателя, расположенного на произвольном уровне $z = z_1$. На достаточно большом расстоянии крайние лучи пучка разойдутся настолько, что в любую точку некоторого слоя $z' < z < z''$ попадает какой-либо луч пучка.

Если предположить, что мощность ненаправленного излучателя равна W, то поток энергии, уносимый пучком с учетом также цилиндрической симметрии картины, будет $W / 2\cos\chi_1\Delta\chi_1$. Найдем взнос в силу звука от рассматриваемого пучка лучей и аналогичного ему, вышедшего из излучателя под углом $-\chi_1$. Поток энергии $W\cos\chi_1\Delta\chi_1$, который несут оба пучка вместе, на достаточно большом расстоянии определенным образом распределится по сечению слоя $z' < z < z''$. Обозначим обусловленную им силу звука на оси волновода через ΔI_0 и на произвольном уровне z через ΔI ***. Очевидно $\Delta I / \Delta I_0 = f / f_0$, где f и f_1 — факторы фокусировки лучей, попадающих при данном r соответственно на горизонт z и ось волновода z_0.

В соответствии с работой [1], § 38, находим для заданного χ_1

---

* Под средней силой звука здесь понимается сила звука, усредненная по достаточно большой области пространства так, чтобы была «смазана» интерференционная структура поля. Это понятие полностью аналогично введенному ранее для более простого случая (см. [1], § 33).

** Напечатать изложенные в заметке соображения автора побудила статья Урика [2], где в зачатке имеются те же рассуждения, но с одним упущением, существенно изменяющим результат.

*** Урик [2] предполагал, что ΔI распределено по сечению слоя равномерно, что противоречит действительности.