

шем увеличении радиальной координаты ξ_0 функция $Q(\xi_0)$ будет асимптотически стремиться к нулю.

Найдем акустическое сопротивление z , на которое нагружается наша антенна с диаграммой направленности (3):

$$z = x + iy = \frac{P(\eta, \varphi)}{V_n} \Big|_{\xi=\xi_0} = \frac{i\omega\rho_0\Phi^{(1)}(\eta, \varphi)}{\frac{\partial\Phi^{(1)}(\eta, \varphi)}{\partial n}} =$$

$$= i\omega\rho_0 h_{\xi_0} \frac{R_{m,n}^{(3)}(C, \xi_0) R_{m,n}^{(4)'}(C, \xi_0)}{|R_{m,n}^{(3)'}(C, \xi_0)|^2},$$

$$(5) \quad x = \omega\rho_0 h_{\xi_0} \frac{R_{m,n}^{(1)}(C, \xi_0) R_{m,n}^{(2)'}(C, \xi_0) - R_{m,n}^{(2)}(C, \xi_0) R_{m,n}^{(1)'}(C, \xi_0)}{|R_{m,n}^{(3)'}(C, \xi_0)|^2} =$$

$$= \frac{\omega\rho_0 h_{\xi_0} W}{|R_{m,n}^{(3)'}(C, \xi_0)|^2},$$

$$(6) \quad y = \omega\rho_0 h_{\xi_0} \frac{R_{m,n}^{(1)}(C, \xi_0) R_{m,n}^{(1)'}(C, \xi_0) + R_{m,n}^{(2)}(C, \xi_0) R_{m,n}^{(2)'}(C, \xi_0)}{|R_{m,n}^{(3)'}(C, \xi_0)|^2},$$

где W — вронскиан функций 1-го и 2-го рода.

Подобные выражения для парциального акустического сопротивления получаются из соотношений работы [5], если зафиксировать индексы m и n ; для $m=0$ это сделано в работе [6]. Сравнивая формулы (5) и (6) с формулой (4), можно заключить, что параметр реактивности Q акустической антенны, реализующей диаграмму (3), равен отношению модулей активной и реактивной частей полного акустического сопротивления z : $Q = |y|/|x|$. При диаграмме направленности произвольного вида реактивные свойства антенны определяются при помощи двойного ряда (2).

Все сказанное выше может быть перенесено на антенну в форме сжатого сфероида, если только заменить C на $-iC$ и ξ_0 на $i\xi_0$.

Автор благодарит Ю. А. Клокова и С. А. Беспалову за помощь в проведении вычислений.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. М. Минкович, В. П. Яковлев. Теория синтеза антенн. М., «Сов. радио», 1969.
2. А. А. Клещев. Синтез акустической антенны с криволинейной (сфероидальной) поверхностью в широком диапазоне волновых размеров. Акуст. ж., 1972, 18, 3, 413–420.
3. А. А. Харкевич. Неустановившиеся волновые явления. М.—Л., Гостехиздат, 1950.
4. К. Фламмер. Таблицы волновых сфероидальных функций. М., ВЦ АН СССР, 1962.
5. В. А. Андебуря. Акустические свойства сфероидальных излучателей. Акуст. ж., 1969, 15, 4, 513–522.
6. A. L. V. Buren. Acoustic radiation impedance of caps and rings on prolate spheroids. J. Acoust. Soc. Amer., 1971, 50, 5 (2), 1343–1357.

Ленинградский кораблестроительный институт

Поступила
28 мая 1973 г.

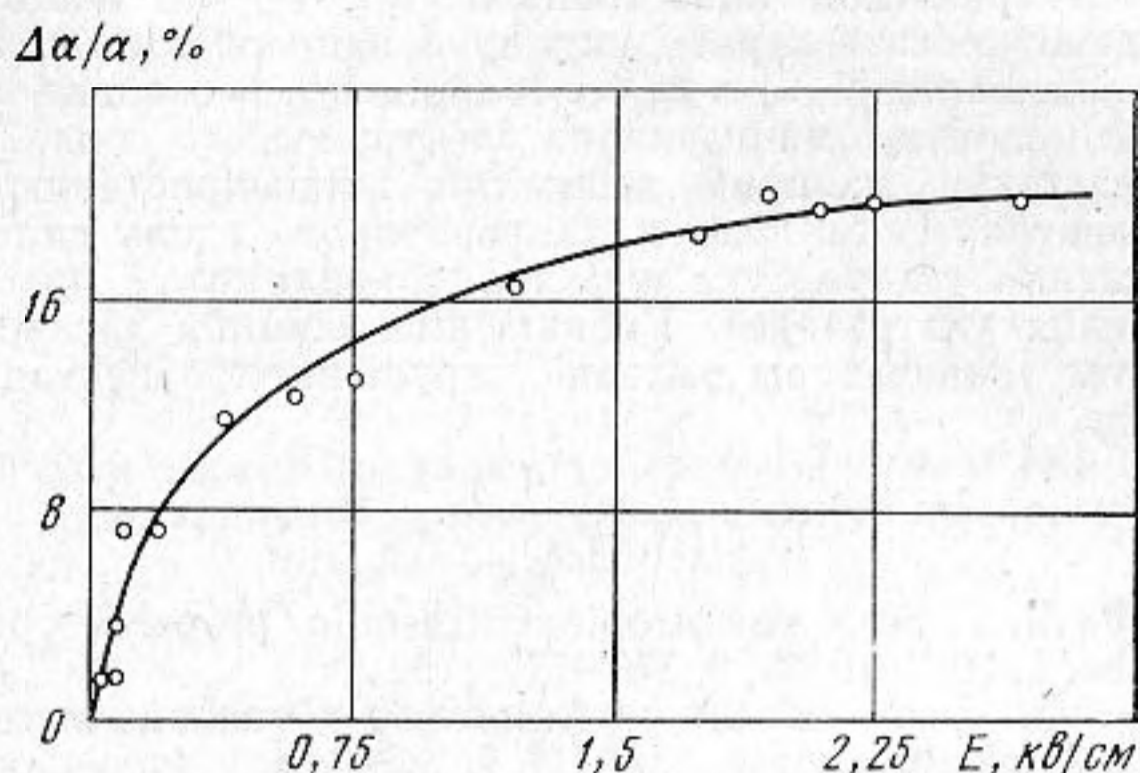
УДК 534.286

О ВЛИЯНИИ ПОСТОЯННОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ПОГЛОЩЕНИЕ УЛЬТРАЗВУКА В ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКОМ ПАРААЗОКСИАНИЗОЛЕ

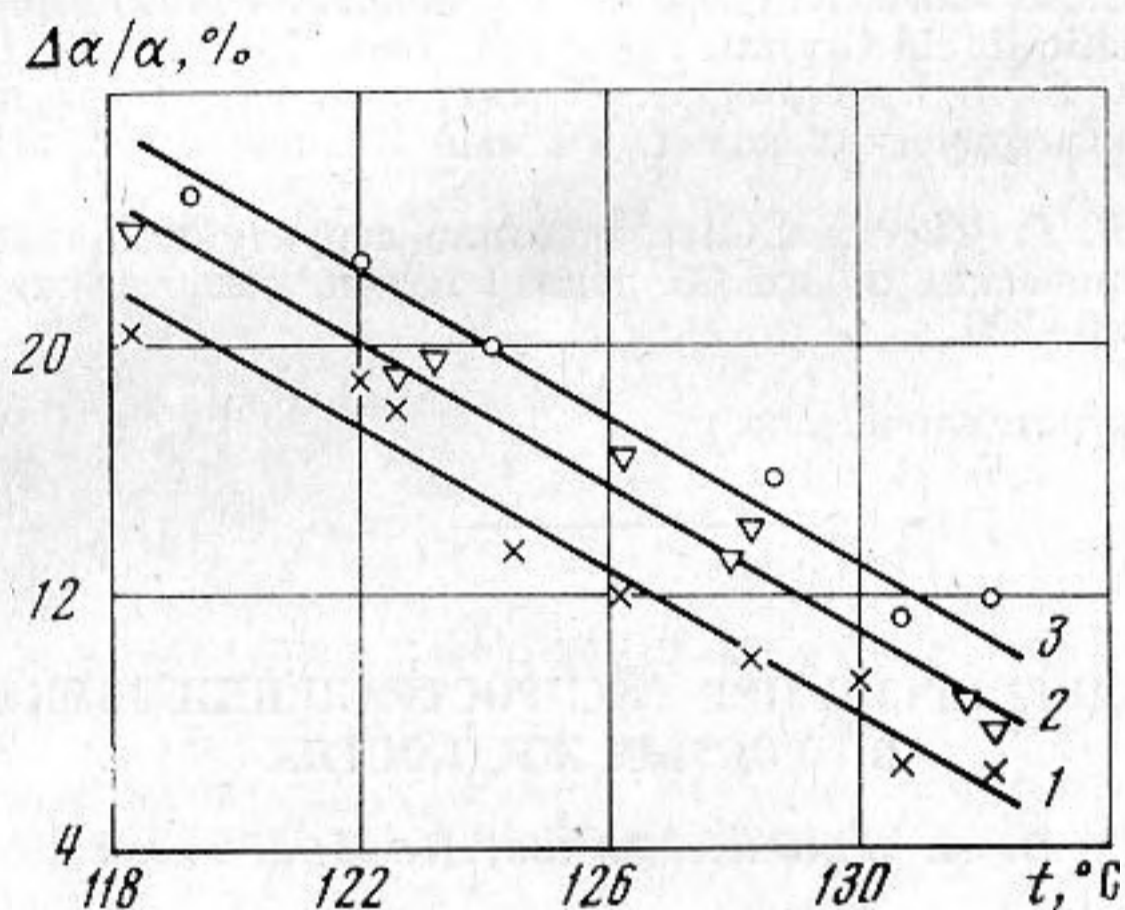
Н. В. Клягина, Г. Е. Невская

Многие физические свойства нематических жидких кристаллов имеют резко выраженную физическую анизотропию; так, недавно была обнаружена анизотропия поглощения ультразвука при наложении магнитного поля [1–4]. Измерения, проведенные в п-азоксианизоле, п-азоксифенетоле и п-метоксибензилидин-п-бутилаллине (МББА) показали, что коэффициент поглощения ультразвука возрастает, если магнитное поле параллельно направлению распространения ультразвука ($B \parallel K$) и уменьшается, если $B \perp K$. Данные о температурной и частотной зависимости анизотропии поглощения при наложении магнитного поля довольно противоречивы. Данных о влиянии электрического поля на поглощение ультразвука в жидких кристаллах в литературе нет.

Нами было исследовано влияние постоянного электрического поля на поглощение ультразвука в параазоксианизоле (ПАА), который в области температур от 116 до 135° С находится в нематическом состоянии. Измерения проводились импульсным методом в диапазоне частот ультразвука от 30 до 80 Мгц. Электрическое поле было направлено вдоль направления распространения ультразвука. Эксперименты показали, что при наложении постоянного электрического поля коэффициент поглощения ультразвука (α) изменяется на некоторую величину ($\Delta\alpha$). В нематическом состоянии ПАА поглощение ультразвука при воздействии электрического поля возрастает ($\Delta\alpha > 0$).



Фиг. 1



Фиг. 2

На фиг. 1 приведена зависимость относительного изменения коэффициента поглощения ультразвука ($\Delta\alpha/\alpha$) от напряженности электрического поля для температуры 118,5° С и частоты ультразвука 30 Мгц. Влияние электрического поля на поглощение становится заметным, начиная с напряженности 40–50 в/см. С ростом напряженности поля величина $\Delta\alpha/\alpha$ растет, достигая постоянного значения при определенном значении напряженности (E_n). Дальнейшее увеличение напряженности поля не вызывает дополнительного изменения коэффициента поглощения ($\Delta\alpha/\alpha = \text{const}$). Величина $\Delta\alpha/\alpha$ несколько возрастает с ростом температуры и почти не зависит от частоты ультразвука в указанном выше диапазоне частот. Результаты, которые будут приведены далее, получены для напряженностей $E \geq E_n$.

Влияние электрического поля на поглощение ультразвука уменьшается с ростом температуры ПАА. На фиг. 2 представлена зависимость относительного изменения коэффициента поглощения ультразвука от температуры для различных частот ультразвука: 1 – 30; 2 – 50; 3 – 72 Мгц. Величина $\Delta\alpha/\alpha$ линейно уменьшается с ростом температуры ПАА. Для данной температуры величина $\Delta\alpha/\alpha$ растет с увеличением частоты ультразвука. В диапазоне частот 30–80 Мгц изменение $\Delta\alpha/\alpha$ в зависимости от частоты не велико и составляет примерно 5%.

Было исследовано также влияние электрического поля на поглощение ультразвука в области фазового перехода из изотропной жидкости в нематическую жидкокристаллическую фазу ПАА. При наложении электрического поля коэффициент поглощения ультразвука увеличивается. С ростом напряженности наблюдается увеличение

относительного изменения коэффициента поглощения. При напряженности поля около 23 кВ/см наступает резкое уменьшение поглощения ультразвука ($\Delta\alpha < 0$), причем величина $\Delta\alpha/\alpha$ достигает значения -80% . При дальнейшем увеличении напряженности поля коэффициент остается того же знака и не изменяет своей величины. В изотропной жидкости вблизи температуры фазового превращения также наблюдается уменьшение поглощения ультразвука, но оно не велико и величина $\Delta\alpha/\alpha$ стремится к нулю при повышении температуры.

Изменение поглощения ультразвука в нематическом состоянии обусловлено переориентацией молекул в электрическом поле. Молекулы ПАА обладают отрицательной диэлектрической анизотропией ($\epsilon_{\perp} - \epsilon_{\parallel} < 0$), поэтому электрическое поле должно их ориентировать перпендикулярно направлению поля. Однако рентгеноструктурные исследования [5, 6] в слоях толщиной в несколько миллиметров показывают ориентацию молекул в направлении электрического поля. Подобная ориентация является следствием наличия движения жидкокристаллического вещества, возникающего в электрическом поле и направленного вдоль силовых линий поля. Увеличение поглощения ультразвука вызвано, по-видимому, ориентацией молекул вдоль распространения ультразвука. Уменьшение влияния электрического поля на поглощение с ростом температуры вызвано нарушением ориентации под действием теплового движения.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. E. Lord, Jr., M. M. Labes. Anisotropic ultrasonic properties of a nematic liquid crystal. Phys. Rev. Lett., 1970, 25, 9, 570-572.
2. E. D. Lieberman, J. D. Lee, F. C. Moon. Anisotropic ultrasonic wave crystal placen in a magnetic field. Appl. Phys. Lett., 1971, 18, 7, 280-281.
3. K. A. Kemp, S. V. Letcher. Ultrasonic determination of anisotropic sheal and bielk viscosities in nematic liquid crystals. Phys. Rev. Lett., 1971, 27, 24, 1634-1636.
4. G. G. Natale, D. E. Commins. Temperature dependence of anisotropic-ultrasonic propagation in a nematic liquid Crystal. Phys. Rev. Lett., 1972, 28, 22, 1439-1441.
5. Б. К. Вайнштейн, Е. А. Костерин, И. Г. Чистяков. Структура параазоксианизола в постоянных электрических полях. Уч. зап. Ивановск. гос. пед. ин-та, 1970, 77, 75-89.
6. Р. И. Жаренов, И. Г. Чистяков. Исследование структуры п-азоксибензолов в постоянных электрических полях. Сб. докл. I научн. конф. по жидким кристаллам, Иваново, 1972, 216-226.

Новосибирский электротехнический институт

Поступила
26 сентября 1973 г.

УДК 534.22.094.1

О ДИСПЕРСИИ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ЗВУКА В ПРОСТЫХ ЖИДКОСТЯХ

В. А. Красильников, В. И. Павлов

Зависимость энергии элементарного возбуждения $\epsilon(k)$ от структурного фактора $S(x)$ жидкого гелия в основном состоянии была получена Фейнманом [1] и несколько позднее иным методом Питаевским [2]. Тем самым в принципе была определена дисперсионная зависимость частоты ω от волнового числа k при некоторых весьма общих предположениях, накладываемых на вид структурного фактора среды. Вычисление этого фактора для квантовых жидкостей представляет определенные трудности.

Если пренебречь квантовыми эффектами, то для обычных жидкостей эта задача разрешима и дисперсионная зависимость может быть найдена. Прежде всего покажем, что зависимость $\epsilon(k)$ от $S(x)$, полученная в работах [1-2], остается справедливой и для классических жидкостей. Ограничимся гидродинамическим приближением.

Уравнения движения и непрерывности идеальной баротропной жидкости сохраняет полную энергию

$$(1) \quad \mathcal{H} = \int dx \left\{ \frac{1}{2} \rho v^2 + \epsilon(\rho) \right\}.$$

Здесь ρ — плотность среды, $\epsilon(\rho)$ — плотность внутренней энергии, v — скорость в эйлеровых координатах. Выражение (1) является гамильтонианом с каноническими переменными * ρ и φ , где $v = \text{grad } \varphi$. Непосредственно варьируя (1) по ρ и φ , можно показать, что уравнение движения (уравнение Бернулли) и уравнение непрерывности могут быть написаны в виде уравнений Гамильтона:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = -\delta \mathcal{H} / \delta \rho, \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} = \delta \mathcal{H} / \delta \varphi.$$

* См. работу [3]; там же приведена полная библиография.