

ВЛИЯНИЕ P , V , T — ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ СОСТОЯНИЯ НА АНИЗОТРОПИЮ СКОРОСТИ И УПРУГОСТИ СМЕСИ НЕМАТИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ

©2015 А. Н. Ларионов¹, Н. Н. Ларионова², А. И. Ефремов¹

¹Воронежский государственный университет, Университетская пл., 1, 394006 Воронеж, Россия

²Воронежский государственный аграрный университет, ул. Мичурина, 1, 394087 Воронеж, Россия
e-mail: larionovan@yandex.ru

Поступила в редакцию 19.06.2014 г.

Аннотация. Представлены результаты измерений скорости ультразвука в смеси нематических жидких кристаллов, ориентированных магнитным полем, в широком диапазоне частот при изменяющихся термодинамических параметрах состояния. Впервые получены изохоры анизотропии скорости ультразвука при различных давлениях и температурах. Анализируются релаксационные механизмы, ответственные за анизотропию упругости нематической фазы.

Ключевые слова: мезофаза, релаксация, анизотропия, скорость, поглощение, ультразвук.

ВВЕДЕНИЕ

Интересное сочетание свойств, характерных как для классических жидкостей, так и для кристаллических твёрдых тел, обусловило уникальные возможности использования жидких кристаллов в качестве рабочих тел электронных устройств. Поэтому изучение жидких кристаллов имеет как теоретическое, так и прикладное значение. Высокая чувствительность акустических свойств нематических жидких кристаллов (НЖК) к изменению ориентационной структуры наряду с возможностью широкого изменения параметра $\omega \cdot \tau_m$, где ω — частота ультразвука, τ_m — время релаксации m -го процесса, обеспечивают перспективность акустической спектроскопии мезофазы. Обеспечивая возможность проведения исследований в автоклавных условиях, акустический метод позволяет получать информацию о величинах скорости ультразвука в НЖК, которые могут быть использованы для расчета анизотропных упругих постоянных при изменяющихся P , V , T — термодинамических параметрах состояния [1]. Целью настоящей работы является исследование влияния термодинамических параметров состояния на кинетику релаксационных процессов в нематической фазе методами акустической спектроскопии.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА И ОБЪЕКТ ИССЛЕДОВАНИЯ

Использованный в настоящих исследованиях метод фиксированного расстояния измерения акустических параметров позволяет избежать изменения доменной структуры изучаемого вещества, а использование двух зондируемых расстояний обеспечивает возможность одновременного измерения акустических параметров и плотности мезофазы при высоких давлениях. Применение корреляционного метода определения скорости ультразвука при фиксированном расстоянии, основанного на теории автокорреляционных функций, в которой корреляция вводится как характеристика взаимозависимостей состояний процесса, связанных интервалом корреляции τ , позволяет уменьшить погрешность определения скорости ультразвука [1]. Расширение частотной характеристики посредством уменьшения добротности приводит к неоднозначному фазовому запаздыванию сигнала в измерительном канале. Высокая добротность пьезоэлемента приводит к медленному нарастанию фронта сигнала и его зависимости от температуры и давления. Методики определения скорости ультразвука по спаду сигнала более точны, но случайные изменения фазы спада сигнала приводят к неоднозначному определению времени задержки. Для

определения времени задержки сигнала в акустическом тракте измерительной камеры в статическом магнитном поле использовался метод автогенерации импульсов с частотой следования $f_a = 1/(\tau_0 + \tau_k)$, где τ_k — время задержки сигнала в электронной части измерительной установки. Таким образом, скорость ультразвука определялась выражением [1]:

$$c = \frac{\ell \cdot f_a}{1 - \tau_k \cdot f_a}. \quad (1)$$

Относительная погрешность определения скорости ультразвука в диапазоне частот 2.67 МГц ÷ 4.43 МГц не превышает 0.01 %. Измерения скорости ультразвука частотой $f = 500$ кГц выполнены при атмосферном давлении с относительной погрешностью 0.08 %. Измерения выполнены во всём температурном интервале существования нематической фазы в диапазоне давлений $10^5 \div 6 \cdot 10^7$ Па. Применение двухконтурной системы термостатирования позволило обеспечить стабильность температуры в измерительной камере не ниже 0.01 К. Ориентация образца осуществлялась магнитным полем индукцией 0.19 Тл, значительно превышающей индукцию насыщения.

В качестве объекта исследования выбрана смесь ЖК-440, содержащая п-н-бутил-п-гептаноилоксиазоксибензол (ЖК-439) и п-н-бутил-метоксиазоксибензол (ЖК-434). Изучение смеси обусловлено, в частности тем, что присущее смеси расширение температурного интервала нематической фазы относительно компонентов смеси обеспечивает возможность исследования их свойств в области состояний не подверженных воздействию предпереходных эффектов.

Повышение давления сопровождается увеличением температуры фазовых переходов. В исследованном диапазоне давлений зависимость температуры (T_c) фазового перехода НЖК — изотропная жидкость (ИЖ) от давления имеет линейный характер:

$$T_c(P) = T_{0c} + k_c \cdot P. \quad (2)$$

Здесь $T_{0c} = 345.7$ К — температура фазового перехода НЖК-ИЖ при атмосферном давлении, $k_c = 3.28 \cdot 10^{-7}$ К·Па⁻¹ — коэффициент пропорциональности.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Магнитное поле воздействует на равновесные термодинамические свойства НЖК и существенно влияет на кинетику процессов, происходящих при

изменении параметров состояния в звуковой волне. Классические термодинамические теории НЖК приводят к выводу об изотропности скорости ультразвука. Однако экспериментально установлено наличие анизотропии скорости ультразвука в нематической фазе, а обнаруженное возрастание анизотропии коэффициента поглощения ультразвука в нематической фазе в области полиморфных превращений [2] свидетельствует о существовании релаксационных механизмов, ответственных за анизотропию акустических свойств. Введенная в среду упругая объемная волна изменяет размещение молекул, что нарушает дальний ориентационный порядок. Происходящая при этом переориентация молекул имеет релаксационный характер. Скорость ультразвуковой волны, распространяющейся под углом θ к вектору индукции магнитного поля, достаточно сильного для того, чтобы подавить колебания директора в ультразвуковой волне, равна:

$$c(\theta) = \sqrt{k_s} \cdot \left(1 + \frac{3 \cdot \omega^2 \cdot g^2}{8 \cdot \rho^2 \cdot k_s^2} \right), \quad (3)$$

где $g = (\mu_1 + \alpha_4) + (\mu_2 + \mu_3 + \alpha_5 + \alpha_6) \cdot \cos^2 \theta + \alpha_1 \cdot \cos^4 \theta$, μ_i, α_i — диссипативные коэффициенты тензора напряжений гидродинамической теории НЖК Лесли-Эриксона [3, 4], $\omega = 2 \cdot \pi \cdot f$, f — частота ультразвука, k_s — отношение адиабатического объемного модуля к плотности НЖК.

Экспериментально установлено, что магнитное поле оказывает влияние на скорость распространения ультразвука [5]. Во всем температурном интервале существования нематической фазы включение магнитного поля, направленного вдоль волнового вектора, приводит к увеличению скорости ультразвука (c^{\parallel}). Магнитное поле, нормальное волновому вектору, вызывает уменьшение скорости ультразвука (c^{\perp}). Таким образом, в нематической фазе анизотропия скорости $\Delta c = c^{\parallel} - c^{\perp}$ положительна. Угловая зависимость анизотропии скорости ультразвука может быть описана соотношением [6]:

$$c(\theta) - c^{\perp} = c_N \cdot \cos^2 \theta + d_N \cdot \cos^4 \theta, \quad (4)$$

где c_N и d_N — коэффициенты, являющиеся функциями температуры, давления и частоты ультразвука. Анализ, выполненный в рамках микроскопических теорий [7], приводит к выводу о том, что вкладами критических и регулярного процессов в нематической фазе в параметр d_N можно пренебречь в низкочастотном пределе, то есть величина d_N в нематической фазе близка к нулю.

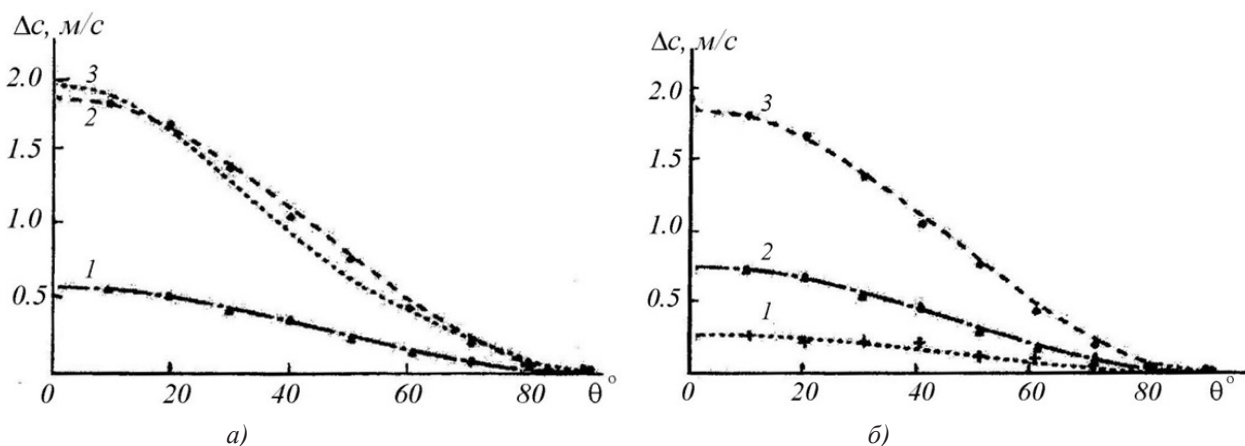


Рис. 1. Угловая зависимость Δc а) при давлении 20 МПа и температуре: 1 — 341.0 К; 2 — 343.0 К; б) при температуре 343.0 К и давлении: 1 — 0.1 МПа; 2 — 10 МПа; 3 — 20 МПа

Совпадение значений $c(\theta)$, рассчитанных согласно уравнению:

$$c(\theta) - c^\perp = \Delta c \cdot \cos^2 \theta \quad (5)$$

и представленных пунктирными линиями на рис. 1, с результатами, полученными экспериментально и изображенными точками на рис. 1, подтверждает квадратичный характер зависимости скорости ультразвука от угла ориентации директора относительно волнового вектора. Построенная согласно уравнению (5) линия 3 на рис. 1а неудовлетворительно аппроксимирует экспериментальные результаты.

Повышение давления приводит к уменьшению анизотропии скорости ультразвука (табл. 1). Зависимость Δc от давления вдали от температуры просветления ($\Delta T_C = T_C - T > 10 K$) может быть описана линейным законом:

$$\Delta c(P) = \Delta c_0 \cdot (1 - k_{\Delta c} \cdot P), \quad (6)$$

где Δc_0 — анизотропия скорости ультразвука при атмосферном давлении, коэффициент $k_{\Delta c}$ зависит от вида ЖК и от температуры.

В нематической фазе по мере приближения к температуре просветления наблюдается резкое увеличение анизотропии скорости ультразвука (рис. 2а). Сопоставление изобар $\Delta c(T)$ при различных давлениях приводит к выводу о том, что зависимость анизотропии скорости ультразвука от

температуры обусловлена влиянием на факторы, определяющие величину Δc , зависимости температуры фазового перехода НЖК-ИЖ от давления. Изобары $\Delta c/c^\perp$, представленные в виде зависимости от ΔT_C , совпадают друг с другом в пределах погрешности эксперимента (рис. 2б).

Для изохор анизотропии скорости ультразвука характерно отсутствие зависимости Δc от температуры и давления, исключая области фазового перехода НЖК-ИЖ, где по мере приближения к температуре T_C наблюдается резкое увеличение данного параметра. Вдали от температуры просветления зависимость Δc от удельного объема не обнаружена. Анизотропия скорости НЖК обусловлена анизотропией упругости нематической фазы. Плотность свободной энергии, связанной с деформацией ориентации директора НЖК может быть описана выражением [8]:

$$F = 0,5 \cdot \left[\begin{aligned} &K_{11} \cdot (\nabla \cdot \vec{n})^2 + K_{22} \times \\ &\times (\vec{n} \cdot \nabla \times \vec{n})^2 + K_{33} \cdot (\vec{n} \cdot \nabla \vec{n})^2 \end{aligned} \right], \quad (7)$$

где K_{ii} — постоянные упругости для определенного вида деформаций, пропорциональные второй степени параметра порядка S , и обратно пропорциональные молярному объему в степени $7/3$ [9]:

$$K_{ii} = D_{ii} \cdot V_m^{-7/3} \cdot S^2. \quad (8)$$

Таблица 1. $\Delta c(P)$, м/с

T, K \ P, MPa	20	40	60
298.0	0.48	0.40	0.32
323.0	0.54	0.45	0.36

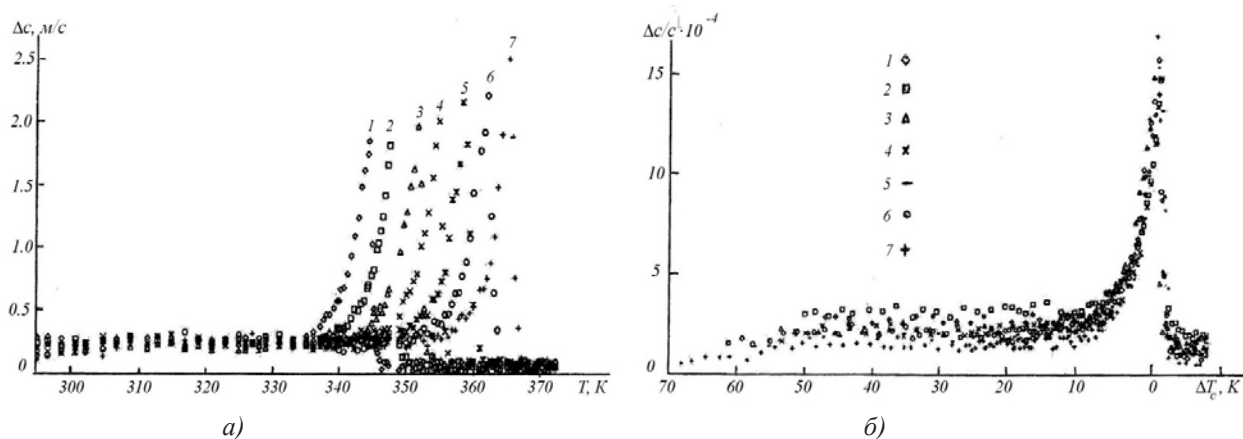


Рис. 2. Зависимость: а) $\Delta c(T)$, б) $\Delta c/c^\perp$ от ΔT_c при $f=2.67$ МГц и давлениях (МПа): 1 — 0,1; 2 — 10; 3 — 20; 4 — 30; 5 — 40; 6 — 50; 7 — 60

Здесь коэффициент

$$D_{ii} = \frac{3A}{2} \cdot \frac{N_A}{\beta_{ii}^m} \quad (9)$$

не зависит от температуры, $A=1.3 \cdot 10^{-29}$ Дж·м⁶ — постоянная в теории Майера-Заупе, $\beta_{11}=\beta_{22}=y/x$; $\beta_{33}=(y/x)^2$, y и x — средние молекулярные расстояния в направлении соответственно параллельном и перпендикулярном директору НЖК, m — число молекул в кластере. Таким образом, определение постоянных упругости при изменяющихся P, T — термодинамических параметрах состояния может дать информацию о влиянии давления и температуры на характер межмолекулярного взаимодействия, ответственного за ориентационный порядок в нематике. Впервые выполненные экспериментально с помощью оригинальной установки [1]

измерения плотности образца и угловой зависимости скорости распространения ультразвука при изменяющихся давлении и температуре использованы для расчета модулей упругости при вариации термодинамических параметров состояния с помощью соотношений, связывающих модули упругости C_{11} и C_{33} с плотностью ρ вещества и скоростью ультразвука:

$$C_{11} = \rho \cdot (c^\perp)^2; \quad C_{33} = \rho \cdot (c^\parallel)^2. \quad (10)$$

Температурная зависимость модулей упругости описывается квадратичным законом (рис. 3а):

$$C_{ii}(T) = C_{ii}(T_\theta) - k_{Cii} \cdot T - k_{CCii} \cdot T^2, \quad (11)$$

где $C_{ii}(T_\theta)$ — модуль упругости при температуре T_θ , k_{Cii} и k_{CCii} — коэффициенты пропорциональности, зависящие от давления (табл. 2).

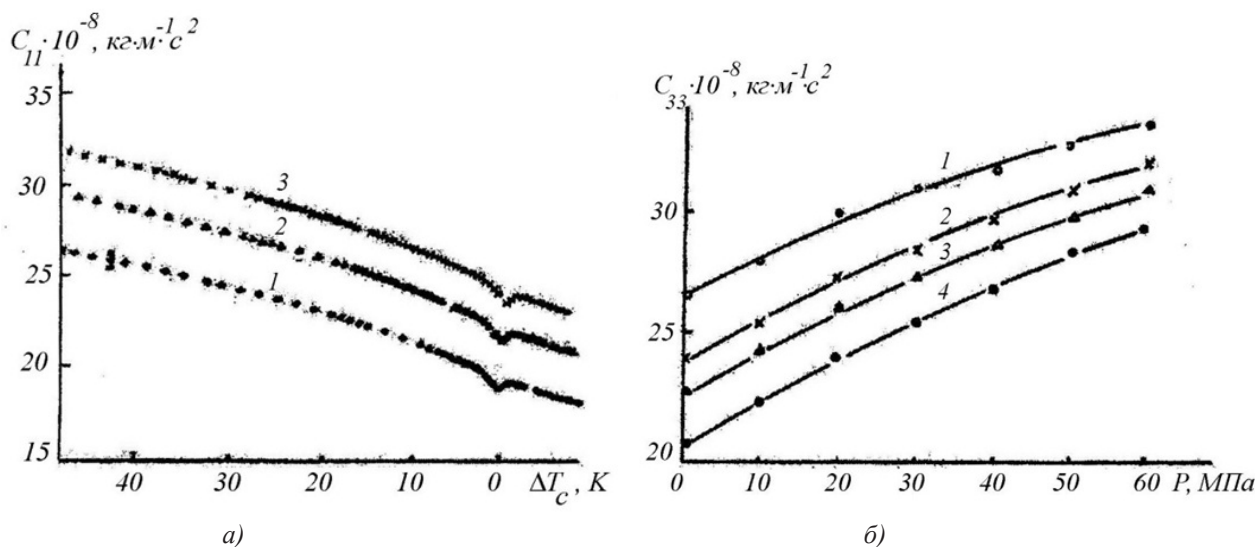


Рис. 3. Зависимость: а) C_{11} от температуры при давлениях (МПа): 1 — 0,1; 2 — 30; 3 — 60; б) C_{33} от давления при температурах: 1 — 297,0 К; 2 — 319,0 К; 3 — 328,0 К; 4 — 339,0 К

Таблица 2. $C_{ii}(T_0)$ [Па], $k_{C_{ii}}$ [Па·К⁻¹], $k_{C_{C_{ii}}}$ [Па·К⁻²], $T_0=293$ К

P , МПа	0.1	30	60
$C_{11}(T_0) \cdot 10^{-7}$	282.8	317.8	339.1
$C_{33}(T_0) \cdot 10^{-7}$	283.1	318.0	339.3
$K_{C_{11}} \cdot 10^{-5}$	38	11	23
$K_{C_{33}} \cdot 10^{-5}$	39	12	22
$K_{C_{C_{11}}} \cdot 10^{-3}$	117	126	136
$K_{C_{C_{33}}} \cdot 10^{-3}$	115	126	136

Повышение давления сопровождается увеличением модулей упругости (рис. 3б):

$$C_{11}(P) = C_{11}^0 \cdot (1 + k_{P11} \cdot P - k_{PP11} \cdot P^2), \quad (12)$$

$$C_{33}(P) = C_{33}^0 \cdot (1 + k_{P33} \cdot P - k_{PP33} \cdot P^2), \quad (13)$$

где C_{11}^0 и C_{33}^0 — значения модулей упругости при атмосферном давлении, k_{P11} , k_{PP11} , k_{P33} , k_{PP33} — коэффициенты, зависящие от температуры и агрегатного состояния вещества (табл. 3).

Таблица 3. k_{Pii} [Па⁻¹], K_{PPii} [Па⁻²]

ΔT_c , К	0	5	10	15	20
$k_{P11} \cdot 10^{-8}$	12.21	12.03	11.88	11.72	11.62
$k_{P33} \cdot 10^{-8}$	12.32	12.12	11.95	11.77	11.66
$k_{PP11} \cdot 10^{-14}$	14.50	14.29	14.19	14.01	13.82
$k_{PP33} \cdot 10^{-14}$	19.09	18.81	18.27	17.90	17.53

Зависимость модулей упругости от температуры и давления обусловлена влиянием термодинамических параметров состояния на молярный объем и параметр порядка, причем основной вклад в температурную зависимость модулей упругости, по-видимому, дает зависимость $S(T)$. В исследованных веществах $C_{ii} \sim S$ ($i=1, 3$). Отношение C_{11}/S и C_{33}/S возрастает с температурой на 20% при повышении температуры в нематической фазе смеси ЖК-440 на 50 К при атмосферном давлении и практически не зависит от температуры при высоких давлениях (при $P=6 \cdot 10^7$ Па в том же температурном отношении C_{11}/S и C_{33}/S возрастает на 2%).

Модули упругости нематической фазы являются функциями плотности. Уменьшение плотности приводит к увеличению модулей упругости, причем изохоры $C_{11}(P)$ и $C_{33}(P)$ имеют максимум, который смещается в область более высоких давлений при уменьшении удельного объема (рис. 4а). Увеличение удельного объема сопровождается нелинейным уменьшением модулей упругости (рис. 4б).

Анизотропия модуля упругости ($C_{33}-C_{11}$) при $20 \text{ К} > \Delta T_c > 10 \text{ К}$ не изменяется с температурой. При $\Delta T_c > 20 \text{ К}$ анизотропия модуля упругости увеличивается с давлением (рис. 5, табл. 4), а при $\Delta T_c < 5 \text{ К}$ уменьшается:

$$C_{33}(P) - C_{11}(P) = (C_{33} - C_{11})_0 \cdot [1 + k_A \cdot P], \quad (14)$$

где $(C_{33} - C_{11})_0$ — анизотропия модуля упругости при атмосферном давлении, k_A — коэффициент пропорциональности, зависящий от НЖК и температуры (табл. 5). Существование температуры T_i , при которой коэффициент k_A уравнения (14) меняет знак, указывает на релаксационную природу анизотропии упругости.

Один из релаксационных механизмов связан с конформационными изменениями концевых цепей, другой обусловлен «затормаживанием» изменения параметра порядка вблизи фазового перехода НЖК — изотропная жидкость, причем при $T < T_i$ преобладает конформационный механизм.

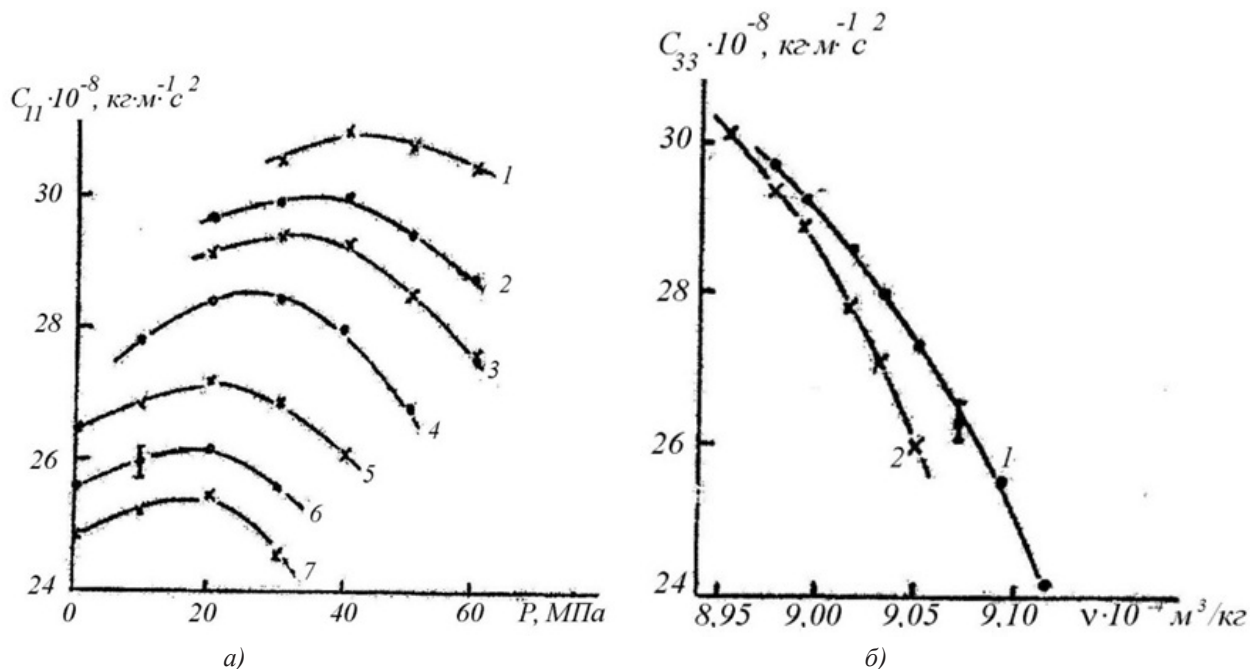


Рис. 4. Зависимость: а) C_{11} от давления при удельном объеме ($v \cdot 10^4, \text{ м}^3/\text{кг}$): 1 — 8.953; 2 — 8.977; 3 — 8.993; 4 — 9.017; 5 — 9.05; 6 — 9.074; 7 — 9.091; б) C_{33} от удельного объема при давлении: 1 — 20 МПа; 2 — 40 МПа

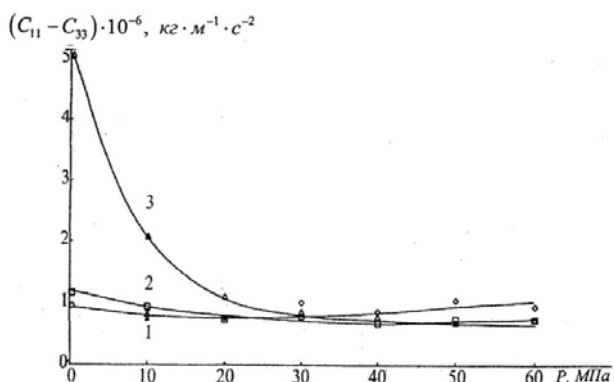


Рис. 5. Зависимость анизотропии ($C_{33}-C_{11}$) от давления при температурах: 1 — 309.0 К; 2 — 336.0 К; 3 — 343.9 К

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Обнаруженная экспериментально анизотропия скорости ультразвука наряду с увеличением отношения анизотропии коэффициента поглощения во второй степени частоты ультразвука свидетельствует о существовании релаксационных процессов, ответственных за распространение ультразвука в мезофазе. Установлен характер зависимости скорости ультразвука от угла между волновым вектором и вектором индукции ориентирующего магнитного поля. Впервые построены изоchoры анизотропии скорости ультразвука при различных температурах и давлениях нематической фазы.

Таблица 4. $(C_{33}-C_{11})_0 \cdot 10^6, \text{ кг} \cdot \text{ м}^{-1} \cdot \text{ с}^{-2}$

$T, \text{ К}$ \ $P, \text{ МПа}$	0.1	20	40	60
302.5	0.81	0.70	0.80	0.81
329.0	0.87	0.70	0.69	0.71
340.5	2.03	1.01	0.89	0.79

Таблица 5. Значения $k_{\Delta} \cdot 10^8 \text{ Па}^{-1}$

ΔT_c	0	10	20	30
$k_{\Delta} \cdot 10^8 \text{ Па}^{-1}$	1.14	0.24	-0.17	-0.33

Значения скорости ультразвука, распространяющегося в направлении волнового вектора и перпендикулярно ему, использованы для расчёта анизотропных модулей упругости. Анализируются релаксационные процессы, связанные с анизотропией упругости мезофазы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Larionov A. N., Larionova N. N., Pasechnik S. V. // *Molecular Crystals and Liquid Crystals*, 2004, vol. 409, p. 459.

2. Ларионов А. Н., Дедов С. В., Ларионова Н. Н., Ус Н. А. // *Сб. трудов X сессии Российского акустического общества*. М., 2000, т. 2, с. 142.

3. Leslie F. M., Luckhurst G. R., Smith H. J. // *Chem. Phys. Letters*, 1972, vol. 13, № 4, p. 368.

4. Rymars Cz. // *International Journal of Engineering Science*, 1990, vol. 28, № 1, pp. 11—23.

5. Lord A. E., Labes M. M. // *Physical Review Letters*, 1970, vol. 25, № 9, p. 570.

6. Jähnig F. // *Z. Physik*, 1973, vol. 258, p. 199.

7. Pasechnik S. V., Dubtsov A. V., Shmeliyova D. V., Tsvetkov V. A., Chigrinov V. G. // *Liquid Crystals*, 2008, vol. 35, № 5, pp. 569—579.

8. Ericksen J. L. // *Molecular Crystals and Liquid Crystals*, 1969, vol. 7, № 1—4, p. 153.

9. Maier W., Saupe A. // *Z. Naturforschg*, 1960, vol. 15a, № 4, p. 287.

THE INFLUENCE OF P , V , T — STATE PARAMETERS ON THE ANISOTROPY OF ULTRASONIC VELOCITY AND THE ELASTICITY OF NEMATIC LIQUID CRYSTAL MIXTURE

©2015 A. N. Larionov¹, N. N. Larionova², A. I. Efremov¹

¹Voronezh State University, University sq., 1, 394006 Voronezh, Russia

²Voronezh State Agrarian University, Michurin str., 1, 394087 Voronezh, Russia

e-mail: larionovan@yandex.ru

Received 19.06.2014 r

Abstracts. The experimental results of ultrasonic velocity of the nematic liquid crystal mixture oriented by magnetic field at wide range of ultrasound frequency under changeable of P , V , T — state parameters are presented. The main goal of this paper is studying of the dynamic of orientation processes in nematic liquid crystals at changeable thermodynamic state parameters. The dependence of ultrasonic velocity on the angle between nematic director and wave vector were researched. The influence of pressure and temperature upon the elastic constants at constant volume has been studied for the first time. The anisotropy of ultrasonic velocity at the several pressures and temperature at the constant volume has been received. In framework of molecular statistical theory of nematic phase the dependence of elastic constants upon thermodynamic state parameters were interpreted. It is proved the effectiveness of the acoustic researches of the dynamics of orientational processes. The quantitative material of these researches gives the necessary information for construct of electronic equipment contained liquid crystal materials. The mechanism of relaxation processes of the elasticity anisotropy of the nematic liquid crystal mixture is discussed.

Keywords: mesophase, relaxation, anisotropy, velocity, attenuation, ultrasound.

REFERENCES

1. Larionov A. N., Larionova N. N., Pasechnik S. V. *Molecular Crystals and Liquid Crystals*, 2004, vol. 409, p. 459. DOI:10.1080/15421400490434009 Available at: <http://www.tandfonline.com/doi/pdf/10.1080/15421400490434009>

2. Larionov A. N., Dedov S. V., Larionova N. N., Us N. A. *Sbornik trudov X sessii Rossijskogo Acusticheskogo obschestva*. Moscow Publ., 2000, vol. 2, p. 142.

3. Leslie F. M., Luckhurst G. R., Smith H. J. *Chem. Phys. Letters*, 1972, vol. 13, no.4, p. 368. DOI:10.1016/0009-2614(72)80102-7

4. Rymars Cz. *International Journal of Engineering Science*, 1990, vol. 28, no. 1, pp. 11—23. DOI:10.1016/0020-7225(90)90012-8

5. Lord A. E., Labes M. M. *Physical Review Letters*, 1970, vol. 25, no. 9, p. 570. DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.25.570>

6. Jähnig F. *Z. Physik*, 1973, vol. 258, no. 3, pp. 199—208. DOI:10.1007/BF01392830

7. Pasechnik S. V., Dubtsov A. V., Shmeliyova D. V., Tsvetkov V. A., Chigrinov V. G. *Liquid Crystals*, 2008, vol. 35, no. 5, pp. 569—579. DOI:10.1080/02678290802018352

8. Ericksen J. L. *Molecular Crystals and Liquid Crystals*, 1969, vol. 7, no. 1—4, p. 153. DOI: 10.1080/15421406908084869

9. Maier W., Saupe A. *Z. Naturforschg*, 1960, vol. 15a, № 4, p. 287. Available at: http://zfn.mpdl.mpg.de/data/Reihe_A/15/ZNA-1960-15a-0287.pdf

Ларионов Алексей Николаевич — д. ф.-м. н., доцент кафедры общей физики, Воронежский государственный университет; тел.: +7 (473) 2530000, e-mail: Larionovan@yandex.ru

Larionov Alexei N. — Dr. Sci. (Phys.-Math.), Associate Professor, Department of General Physics, Voronezh State University; ph.: +7 (473) 2530000, e-mail: Larionovan@yandex.ru

Ларионова Нина Николаевна — к. ф.-м. н., доцент кафедры физики, Воронежский государственный аграрный университет; тел.: +7 (473) 2530000, e-mail: Larionovan@yandex.ru

Larionova Nina N. — Cand. Sci. (Phys.-Math.), Associate Professor, Department of Physics, Voronezh State Agrarian University; ph.: +7 (473) 2530000, e-mail: Larionovan@yandex.ru

Ефремов Андрей Игоревич — аспирант кафедры общей физики, ВГУ. Воронежский государственный университет; тел.: +7 (950) 7506634, e-mail: araforr@gmail.com

Efremov Andrei I. — post graduate student, Department of General Physics, Voronezh State University; ph.: +7 (950) 7506634, e-mail: araforr@gmail.com