

УЛЬТРАЗВУК И ВРАЩАТЕЛЬНАЯ ВЯЗКОСТЬ НЕМАТИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ

А. Н. Ларионов, Д. Л. Богданов*, В. В. Чернышёв, Н. Н. Ларионова

Воронежский государственный университет

*Московский государственный областной университет

Экспериментально исследована анизотропия коэффициента поглощения ультразвука в нематических жидких кристаллах при воздействии вращающегося магнитного поля. Предлагается возможный механизм зависимости коэффициента вращательной вязкости от давления и температуры.

ВВЕДЕНИЕ

Жидкие кристаллы находят широкое применение в качестве рабочего тела электрооптических матриц устройств отображения информации, гидроакустических приборов навигации, различного рода датчиков. Быстродействие таких устройств определяется временем ориентационной релаксации τ_0 нематических жидких кристаллов (НЖК). Величина τ_0 прямо пропорциональна коэффициенту вращательной вязкости γ_1 НЖК, которая зависит от строения молекул нематика и характера межмолекулярных взаимодействий и определяет особенности динамических процессов, связанных с вращением молекул НЖК вокруг их короткой оси. Движение жесткой анизотрической молекулы описывается тремя координатами центра масс и тремя углами Эйлера. Уравнения гидродинамики, характеризующие медленное по сравнению с молекулярными процессами, пространственное изменение параметров, могут быть получены из законов сохранения. Основным отличием гидродинамики НЖК от гидродинамики изотропных жидкостей является наличие дополнительной переменной — директора, единичного вектора, направление которого совпадает с направлением преимущественной ориентации длинных осей молекул.

Существует несколько подходов к описанию динамических свойств жидких кристаллов [1–3]. Основанное на классической механике микроскопическое приближение, предложенное Лесли и Эриксоном [1, 4], наиболее удобно для анализа ориентационных процессов в НЖК в меняющихся внешних электрических и магнитных полях. В теории Лесли—Эриксона

предполагается, что динамические свойства НЖК могут быть описаны полем скоростей $\vec{v}(\vec{r})$, характеризующим движение молекул, и единичным вектором $\vec{n}(\vec{r})$ (директором).

В магнитном поле, вращающемся в плоскости $x-y$ вокруг оси z (то есть $H_x = H \cos \omega_H t$, $H_y = H \sin \omega_H t$, $H_z = 0$, где ω_H — угловая скорость вращения магнитного поля напряженностью H , рис. 1), уравнение движения директора [5] имеет вид:

$$\left[(a_3 - a_2) \frac{\partial \psi}{\partial t} - k \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} \right] + \\ + \Delta \chi (H_x^2 - H_y^2) \sin \psi \cos \psi - \\ - \left(a_2 \frac{\partial v}{\partial y} - H_x H_y \Delta \chi \right) \sin^2 \psi = 0,$$

где $\Delta \chi$ — анизотропия магнитной восприимчивости, a_i — диссипативные коэффициенты, $a_3 - a_2 = \gamma_1$, k — модуль упругости НЖК. Если линейные размеры образца значительно превы-

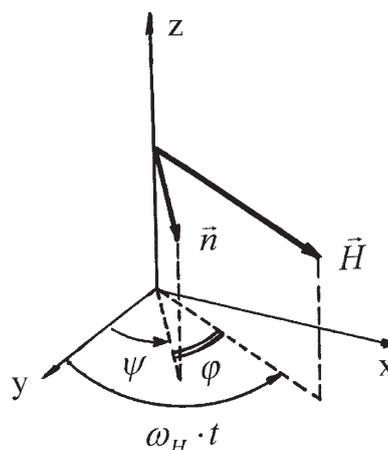


Рис. 1. Диаграмма, характеризующая фазовый сдвиг директора и вектора напряженности магнитного поля

шают магнитную длину когерентности $\xi_i = \sqrt{K/\Delta\chi \cdot H}$, то влиянием стенок на ориентацию директора в объеме можно пренебречь. В этом случае форма измерительной камеры не существенна и поле директора \vec{n} практически однородно. В камере отсутствуют гидродинамические потоки, а уравнение движения директора преобразуется к виду:

$$\dot{h} - \omega_H \cdot h^2 = q, \quad (1)$$

где $h = tg(\omega_H t - \psi)$, $q = \omega_H \left[1 - \frac{1}{4} \left(\frac{\Delta\chi H^2}{\gamma_1 \omega_H^2} \right) \right]$.

В этом плане перспективным представляется применение акустического метода исследования НЖК, поскольку наряду с возможностью изучения ориентационной структуры в больших объемах образца, то есть в условиях, когда зондируемое расстояние на несколько порядков превышает значение ξ , этот метод дает полезную информацию для установления связей между акустическими и молекулярно-кинетическими параметрами, характеризующими ориентационную релаксацию, являющимися функциями температуры и давления. Настоящая работа посвящена акустическим исследованиям влияния P , T — термодинамических параметров состояния на кинетику молекулярных процессов, связанных с ориентационной релаксацией в НЖК во вращающихся магнитных полях.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Исследование акустических свойств НЖК в меняющихся магнитных полях выполнены импульсным методом фиксированного расстояния [6], позволяющим надежно фиксировать угловые зависимости коэффициента поглощения ультразвука α и угол между вектором индукции магнитного поля и директором. Фазовая характеристика коэффициента поглощения ультразвука $\alpha(\omega_H t)$ обрабатывалась в персональном компьютере, на вход которого одновременно поступали сигналы датчика угла между волновым вектором и вектором индукции магнитного поля. Частота вращения магнитного поля изменялась в диапазоне от нуля до 1,9 рад/с. Корпус измерительного автоклава (рис. 2), выполненный из диамагнитной нержавеющей стали марки 10X17H13M2T, содержит полость для исследуемого вещества объемом $6,6 \cdot 10^{-6}$ м³. Давление, создаваемое грузопоршневым манометром МП-600 или МП-2500, передается в измерительную камеру сильфоном и измеряется с абсолютной погрешностью $5 \cdot 10^4$ Па. Конструкция узлов измерительной камеры и уплотнений позволяет достигать в рабочей полости давления $2 \cdot 10^8$ Па. Выбранное соотношение значений зондируемого расстояния (10^{-2} м), частоты ультразвука (2,9 МГц), длительности импульсов (7,5 мкс) и радиуса излучателей (4,5 мм) позволяет исключить ошибки, вызванные интерференцией прямого и отраженного сигналов, протяженностью спектра импульсов, а также расширением пучка ультразвука [7].

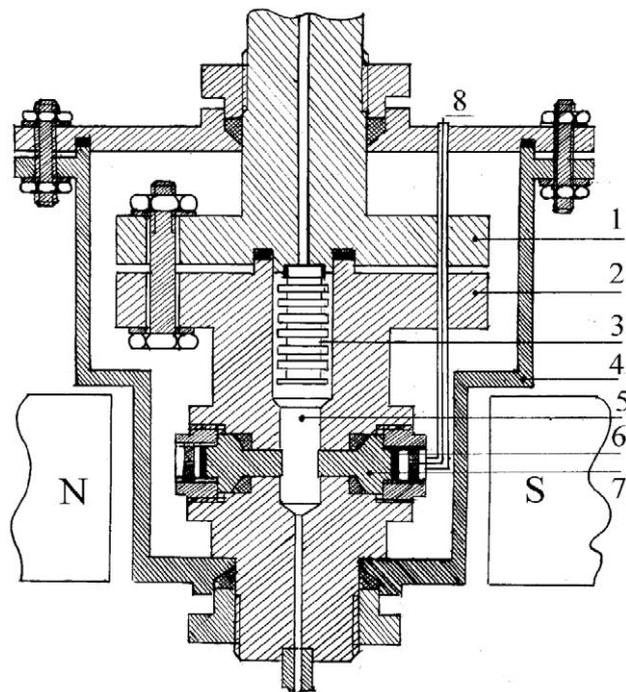


Рис. 2. Эскиз измерительной камеры: 1, 2 — корпус измерительной камеры, 3 — сильфон, 4 — оболочка термостата, 5 — полость с НЖК, 6 — пьезоэлемент, 7 — линии задержки, 8 — высокочастотный ввод

Через линии задержки, выполненные из стали 10X17H13M2T, ультразвуковой сигнал поступает в измерительную камеру. Влиянием линий задержки на ориентацию исследуемого образца можно пренебречь, поскольку выбранная длина акустического пути на несколько порядков превышает магнитную длину когерентности. Однородная ориентация НЖК в статическом режиме обеспечивалась магнитным полем индукцией 0,15—0,29 Тл, превышающей значение индукции насыщения (0,1 Тл). Термостатирование измерительной камеры осуществлялось по двухконтурной схеме, что позволило уменьшить временную нестабиль-

ность температуры исследуемого вещества, сведя ее к величине, не превышающей 0,05 К.

В целом относительная погрешность определения параметра $\Delta\alpha(\theta)/f^2$ (где θ — угол между волновым вектором и вектором магнитной индукции, $\Delta\alpha(\theta) = \alpha^{\parallel} - \alpha(\theta)$, α^{\parallel} и $\alpha(\theta)$ — коэффициенты поглощения ультразвука при $\theta = 0$ и $\theta \neq 0$ соответственно, f — частота ультразвука) во вращающемся магнитном поле не превышает 3 %. Абсолютная погрешность измерения фазового сдвига между директором и вектором индукции магнитного поля составляет 0,5°. Погрешность определения отношения $\gamma_1/\Delta\chi$ составляет 3 %.

В качестве объектов исследования выбраны *n*-(*n*-метоксибензилиден)-*n*-бутиланилин (МББА) и смесь жидких кристаллов Н-96 (смесь *n*-*n*-бутил-*n*-гексилоксиазоксибензола, *n*-*n*-бутил-*n*-метоксиазоксибензола, *n*-бутил-*n*-(*n*-гексилоксифенилоксикарбонил)-фенилкарбоната и *n*-бутил-*n*-(*n*-этоксифенилоксикарбонил)-фенилкарбоната). Данная смесь характеризуется широким температурным диапазоном нематической фазы, что позволяет проводить исследования в условиях отсутствия влияния предпереходных эффектов на результаты измерений. В исследованных соединениях зависимость температуры фазового перехода НЖК-изотропная жидкость (ИЖ) от давления имеет линейный характер: $T_c(P) = T_{0c} + kP$, где T_{0c} — температура фазового перехода НЖК-ИЖ при атмосферном давлении, равная 315,4 К для МББА и 348,0 К для Н-96, k — коэффициент пропорциональности, равный $2,9 \cdot 10^{-7}$ К·Па⁻¹ для МББА и $2,7 \cdot 10^{-7}$ К·Па⁻¹ для Н-96. Таким образом, диапазон температур нематической фазы исследованных веществ включает комнатную температуру, что обуславливает перспективность их практического использования.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Решение уравнения движения директора (1) определяет поведение директора в трех режимах: синхронном ($\omega_H < \omega_0$, где $\omega_0 = \Delta\chi/2\gamma_1$ — критическая частота), промежуточном ($\omega_H = \omega_0$) и асинхронном ($\omega_H > \omega_0$).

При $\omega_H < \omega_0$, решение уравнения (1) описывает движение директора в синхронном режиме. В этом случае молекулы НЖК вращаются вокруг короткой оси с той же угловой скоростью, что и магнитное поле (ω_H), но с фазовым запаздыванием φ . Значение угла φ возрастает

при повышении давления или угловой скорости вращения магнитного поля, а также при понижении температуры или уменьшении индукции магнитного поля.

Второе решение уравнения (1) определяет поведение директора в магнитном поле, вращающемся с угловой скоростью $\omega_H = \omega_0$. При этом движение директора описывается уравнением:

$$\text{tg}(\omega_H t - \psi) = \varepsilon^2 \omega_H t (\varepsilon \omega_H t + 1)^{-1}, \quad (2)$$

где

$$\varepsilon = \Delta\chi H^2 / 2\gamma_1 \omega_H. \quad (3)$$

Поскольку при $\omega_H = \omega_0$ величина ε равна единице, то согласно уравнению (2), фазовый сдвиг асимптотически приближается к значению $\pi/4$ (пунктирные линии на рис. 3).

В асинхронном режиме временная зависимость фазового сдвига описывается уравнением:

$$\text{tg}(\omega_H t - \psi) = \frac{\text{tg}(\omega_H \sqrt{1 - \varepsilon^2} t)}{\sqrt{1 - \varepsilon^2} + \varepsilon \text{tg}(\omega_H \sqrt{1 - \varepsilon^2} t)}. \quad (4)$$

Подстановка уравнения (4) в выражение зависимости коэффициента поглощения ультразвука от угла θ между директором и волновым вектором

$$\Delta\alpha(\theta)/f^2 = a \cos^2 \theta + b \cos^4 \theta \quad (5)$$

позволяет получить фазовую характеристику коэффициента поглощения ультразвука:

$$\begin{aligned} & \frac{\Delta\alpha(\omega_H t)}{f^2} = \\ & = a \sin^2 \left[\omega_H t - \text{arctg} \frac{\text{tg}(\omega_H \sqrt{1 - \varepsilon^2} t)}{\sqrt{1 - \varepsilon^2} + \varepsilon \text{tg}(\omega_H \sqrt{1 - \varepsilon^2} t)} \right] + \\ & + b \sin^4 \left[\omega_H t - \text{arctg} \frac{\text{tg}(\omega_H \sqrt{1 - \varepsilon^2} t)}{\sqrt{1 - \varepsilon^2} + \varepsilon \text{tg}(\omega_H \sqrt{1 - \varepsilon^2} t)} \right]. \end{aligned} \quad (6)$$

Частотный спектр временной зависимости (6) содержит частоту $\omega_0 = 2\pi/\tau_0$ (где τ_0 — время ориентационной релаксации) и низкочастотную составляющую частотой ω_- (рис.4). В асинхронном режиме средняя угловая скорость вращения директора определяется уравнением:

$$\frac{d\bar{\varphi}}{dt} = \omega_H - \sqrt{\omega_H^2 - \omega_0^2} = \omega_-. \quad (7)$$

Сравнение значений ω_- , рассчитанных согласно соотношению (7), и полученных экспе-

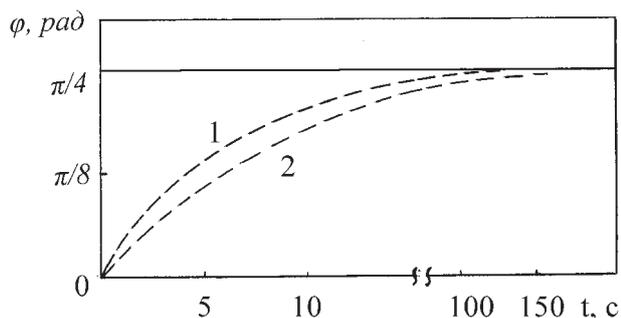


Рис. 3. Зависимость фазового сдвига от времени в МББА: 1 — при $T = 296,7$ К, $P = 2 \cdot 10^7$ Па, $\omega_H = \omega_K = 0,38$ рад/с; 2 — при $T = 310,2$ К, $P = 5 \cdot 10^7$ Па, $\omega_H = \omega_K = 0,45$ рад/с

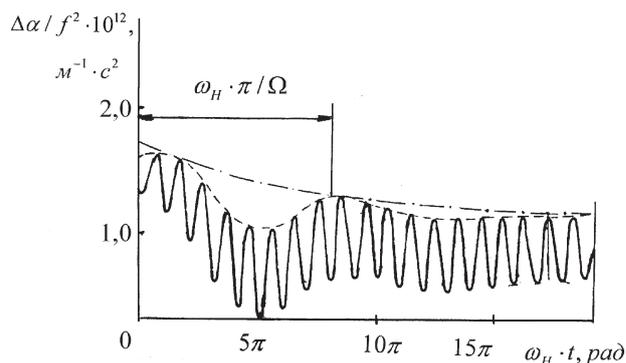


Рис. 4. Фазовая характеристика коэффициента поглощения ультразвука в Н-96 в асинхронном режиме при давлении 10^5 Па, температуре 290,8 К в магнитном поле индукцией 0,29 Тл, вращающемся с частотой 0,23 рад/с.

риментально частот Ω низкочастотной составляющей фазовой характеристики $\Delta\alpha(\omega_H t) / f^2$ (рис. 4) показывает их совпадение по порядку величины (табл. 1). Это позволяет применять выражение (7) для определения параметра ω_0 . Вводя обозначение $n\omega_- = \omega_H$, выражение (7) можно представить в виде:

$$\omega_0 = \frac{\omega_H \sqrt{2n-1}}{n} \quad (8)$$

Из уравнения (8), в котором значения ω_H и $n = \omega_H / \Omega$ определяются экспериментально, может быть рассчитана частота ω_0 . Значения ω_0 , рассчитанные с помощью соотношения (8), в пределах погрешности эксперимента совпадают с частотами смены режимов, определенными экспериментально (табл. 2).

Величина Ω является функцией температуры, давления, частоты вращения и индукции магнитного поля. Отношение величин Ω_1 и Ω_2 , измеренных при частотах вращения магнитного поля соответственно ω_{H1} и ω_{H2} , связано с частотой вращения магнитного поля соотношением

$$\Omega_1 / \Omega_2 = \omega_{H2} / \omega_{H1}, \quad (9)$$

которое выполняется во всем исследованном диапазоне температур и давлений в магнитном поле индукцией 0,15—0,29 Тл, вращающемся с частотой от 0,1 до 1,9 рад/с (табл. 3, 4). В соответствии с уравнением (9) произведение $\omega_H \Omega$ не зависит от частоты вращения магнитного поля, повышение температуры сопровождается увеличением данного произведения (табл. 5).

Таблица 1

МББА, 10^5 Па

ω_H , рад/с	T, К	297,4	302,2	305,2	308,2	312,2
1,14	Ω , рад/с	0,14	0,23	0,30	—	—
1,14	ω_- , рад/с	0,09	0,17	0,26	—	—
1,53	Ω , рад/с	0,10	0,16	0,22	0,27	0,44
1,53	ω_- , рад/с	0,07	0,13	0,18	0,26	0,41
1,85	Ω , рад/с	0,08	0,12	0,17	0,23	0,38
1,85	ω_- , рад/с	0,05	0,11	0,16	0,21	0,36

Таблица 2

МББА, ω_0 , рад/с

ω_H , рад/с	T, К	305,2		310,2		315,4	
	$P \cdot 10^{-7}$ Па	2	4	0,01	2	2	4
0,92	эксперимент	0,54	—	—	0,58	—	0,76
	теория	0,53	—	—	0,57	—	0,73
1,14	эксперимент	0,58	0,41	0,80	0,62	0,98	0,83
	теория	0,55	0,39	0,84	0,59	0,98	0,80
1,53	эксперимент	—	—	0,90	—	1,07	0,78
	теория	—	—	0,87	—	1,07	0,72

Табл. 3

H-96, B = 0,15 Тл, $\omega_{H1} = 0,21$ рад/с, $\omega_{H2} = 0,47$ рад/с, $\omega_{H2} / \omega_{H1} = 2,25$

T, K	299,9	302,7	305,9	314,4	316,7	322,5
Ω_1 / Ω_2	2,31	2,15	2,18	2,21	2,26	2,31

Таблица 4

H-96, B = 0,15 Тл, $\omega_{H1} = 0,26$ рад/с, $\omega_{H2} = 0,31$ рад/с, $\omega_{H2} / \omega_{H1} = 1,19$

T, K	302,7	305,9	308,8	314,4	318,9	325,3
Ω_1 / Ω_2	1,20	1,18	1,18	1,18	1,20	1,21

Таблица 5

H-96, B = 0,15 Тл, P = 10⁵ Па, $(\omega_H \cdot \Omega) \cdot 10^3$, (рад/с)²

T, K	ω_H , рад/с					
	0,21	0,26	0,31	0,47	0,63	0,79
299,9	0,78	0,81	0,78	0,78	—	—
308,8	2,12	2,18	2,20	2,16	2,21	2,21
314,4	3,30	3,30	3,29	3,33	3,28	3,32
318,9	—	5,27	5,23	5,21	5,23	5,14

Сравнение значений $(\omega_H \Omega)_1$ и $(\omega_H \Omega)_2$, рассчитанных в магнитном поле индукцией соответственно 0,29 Тл и 0,15 Тл, показывает, что отношение $(\omega_H \Omega)_1 / (\omega_H \Omega)_2$ не зависит от температуры, давления и частоты вращения магнитного поля и для H-96 равно $23,6 \pm 0,8$.

Одной из особенностей асинхронного режима является затухающий характер низкочастотной составляющей временной зависимости коэффициента поглощения ультразвука (рис. 4). Затухание низкочастотной составляющей фазовой характеристики анизотропии коэффициента поглощения ультразвука обусловлено переходными процессами, связанными с уменьшением ориентированности большого объема НЖК при $\omega_H > \omega_K$. В образце первоначально однородно ориентированном, помещенном затем в магнитное поле, вращающееся с частотой $\omega_H > \omega_K$, амплитуда низкочастотной составляющей убывает по экспоненциальному

закону: $A = A_0 \exp(-t / \tau_\Omega)$. После завершения переходного процесса длительностью

$$\tau_\Omega = c \omega_H (\omega_0 \Omega)^{-1} \quad (10)$$

устанавливается неоднородное распределение директора. Параметр $c \omega_H = 1,6$ для МББА и в исследованных веществах не зависит от частоты вращения и индукции магнитного поля, а также от температуры и давления. Сравнение экспериментальных значений τ_Ω с результатами, полученными согласно (10), указывает на согласие выводов гидродинамики с экспериментальными результатами (табл. 6). Поскольку продолжительность переходного процесса $\tau_\Omega \gg \omega_0^{-1}$ достаточно велика, в начальной фазе асинхронного режима возможно более точное, чем в синхронном режиме, экспериментальное определение значения ω_0 , а следовательно, и коэффициента вращательной вязкости. Это особенно важно для НЖК и смесей с большой вращательной вязкостью, а также в низкотем-

Таблица 6

МББА, τ_Ω , с, T = 297,4 K

P, Па		ω_H , рад/с				
		0,68	0,77	0,91	1,14	1,53
10 ⁵	эксперим.	—	11	12	28	43
	теория	—	11	14	24	44
10 ⁷	эксперим.	15	20	24	43	52
	теория	12	15	23	44	59
2·10 ⁷	эксперим.	22	26	29	47	79
	теория	18	24	33	52	87
3·10 ⁷	эксперим.	28	39	45	61	—
	теория	28	37	49	64	—
4·10 ⁷	эксперим.	42	56	78	122	—
	теория	42	59	77	132	—

пературной области нематической фазы, где синхронный режим не удается реализовать.

Повышение давления или понижение температуры приводит к уменьшению частоты ω_0 (рис. 5), причем повышение давления сопровождается уменьшением расхождения значений ω_K , определенных экспериментально, и значений ω_0 , рассчитанных согласно уравнению (8), что, возможно, связано с формированием более однородной ориентационной структуры при повышении давления. Увеличение индукции магнитного поля приводит к возрастанию величины ω_0 . Для всех исследованных НЖК выполняется соотношение (табл. 7)

$$\frac{\omega_{01}}{\omega_{02}} = \frac{B_1^2}{B_2^2}. \quad (11)$$

Значения ω_0 могут быть применены для определения отношения коэффициента вращательной вязкости к анизотропии магнитной восприимчивости

$$\gamma_1 / \Delta\chi = H^2 / 2\omega_0. \quad (12)$$

Коэффициент вращательной вязкости рассчитан согласно выражению:

$$\gamma_1 = (\gamma_1 / \Delta\chi)\Delta\chi, \quad (13)$$

где использованы значения $\Delta\chi$, представленные в работах [8, 9] при атмосферном давлении. Значения $\Delta\chi$ при высоких давлениях рассчитывались исходя из предположения о том, что зависимость $\Delta\chi(P)$ обусловлена зависимостью температуры просветления (T_c) от давления. Правильность данного предположения подтверждается тем, что рассчитанные таким образом значения коэффициента вращательной вязкости в МББА при высоких давлениях совпадают с аналогичными значениями γ_1 , полученными непосредственно методом крутильных колебаний при различных давлениях [10].

Уменьшение температуры или повышение давления сопровождается увеличением коэффициента вращательной вязкости (рис. 6). Анализ зависимости коэффициента вращатель-

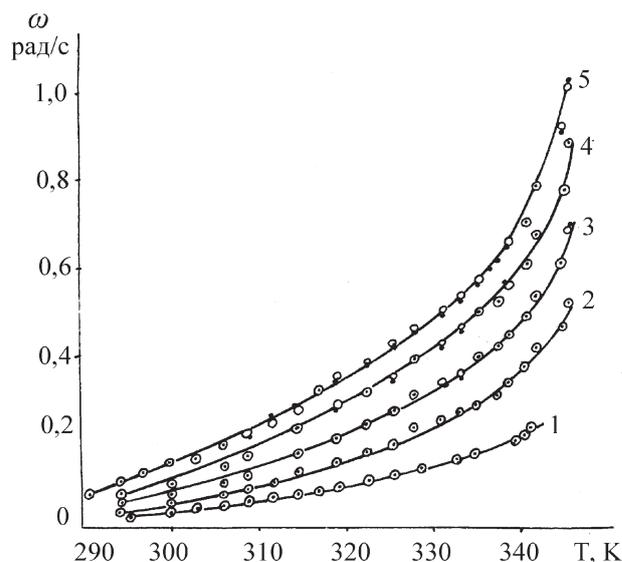


Рис. 5. Зависимость частоты ω_0 (•) и ω_K (○) от температуры в магнитном поле индукцией: 1 – 0,15 Тл, 2...5 – 0,29 Тл, при давлении: ($P \cdot 10^{-7}$ Па): 1 и 5 – 0,01; 2 – 6; 3 – 3; 4 – 1

ной вязкости от температуры и давления выполнен в рамках молекулярной модели Диого—Мартинша [11]. Она основана на предположении о том, что вращательная вязкость связана с ориентационным движением молекул, которое возможно при наличии «свободного» объема и энергии, достаточной для преодоления потенциального барьера

$$E = D(\Theta)_{\max} - D(\Theta)_{\min} = 3A / (2m\nu^2) = \varepsilon S, \quad (14)$$

где $D(\Theta)$ — потенциал Майера—Заупе [12], ε — параметр вещества, S — параметр упорядоченности, A — подгоночный параметр, m — координационное число, ν — молярный объем. Таким образом, уравнение, отражающее зависимость коэффициента вращательной вязкости от P , T — термодинамических параметров состояния, должно содержать множитель, учитывающий вероятность наличия свободного пространства, достаточного для вращения молекулы, а также множитель, учитывающий вероятность наличия у молекулы энергии, необходимой для преодоления потенциального барьера:

$$\gamma_1(P, T) = A_1 \left(1 - \frac{T_1'}{T_1^*} \right)^{2\beta} \exp\left(\frac{B}{T' - T_0} \right). \quad (15)$$

Здесь T_0 — температура, при которой коэффициент γ_1 расходится и которая не зависит от давления, T_1^* — характеристическая температура при атмосферном давлении, значения T' и T^* определяются уравнениями:

Таблица 7

$H=96, 10^5$ Па, $B_1=0,29$ Тл, $B_2=0,15$ Тл,
 $(B_1/B_2)^2=3,7$

$\Delta T_c = T_c - T$, К	48,4	45,3	36,5	29,1	7,6
$\frac{(\omega_0)_{0,29}}{(\omega_0)_{0,15}}$	3,65	3,72	3,71	3,65	3,69

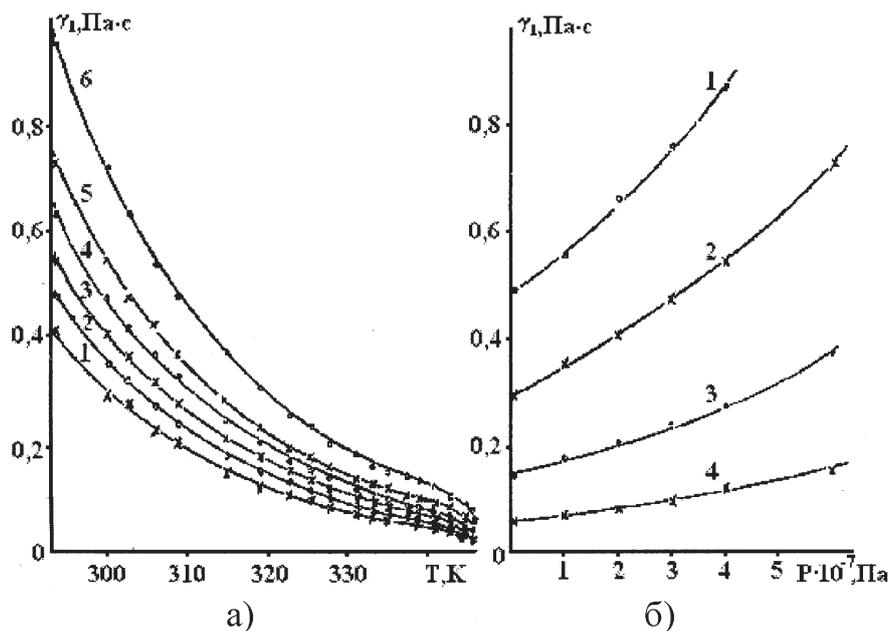


Рис. 6. Зависимость коэффициента вращательной вязкости: а) от температуры при давлении ($P \cdot 10^{-7}$, Па): 1 — 0,01; 2 — 1; 3 — 2; 4 — 3; 5 — 4; 6 — 5; б) от давления при температуре: 1 — 290,8 К; 2 — 299,9 К; 3 — 314,4 К; 4 — 335,1 К.

$$\frac{1}{T'} = \frac{1}{T} - \frac{1}{T^*} + \frac{1}{T_1^*}, \quad (16)$$

$$T^* = T_0^* \left(\frac{P}{a} + 1 \right)^c. \quad (17)$$

Коэффициенты уравнений (15)–(17), рассчитанные методом наименьших квадратов для Н-96, равны: $A_1 = 1,52$ Па·с, $a = 270$ Па, $C = 0,6$, $T_0^* = 345,3$ К, $B = 66,5$ К, $T_0 = 281,9$ К, $\beta = 5,48$. Зависимости коэффициента вращательной вязкости от температуры и давления, полученные с помощью уравнения (15), и изображенные линиями на рис. 6, согласуются с экспериментальными значениями, представленными точками. Увеличение коэффициента вращательной вязкости при повышении давления или понижении температуры связано с уменьшением свободного объема, значение которого изменяется для Н-96 от $3,8 \cdot 10^{-5}$ м³/моль при $\Delta T_c = 3$ К до $3,2 \cdot 10^{-5}$ м³/моль при $\Delta T_c = 57$ К.

Таким образом, исследования фазовой характеристики коэффициента поглощения ультразвука во вращающемся магнитном поле могут быть использованы для определения коэффициента вращательной вязкости. Молекулярная теория Диога—Мартинша удовлетворительно описывает зависимость коэффициента вращательной вязкости от температуры и давления. Результаты изучения динамики ориен-

тационных процессов в НЖК и их смесях в асинхронном режиме согласуются с выводами гидродинамики нематических жидких кристаллов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Leslie F.M. Some constitutive equations for anisotropic fluids //Quart. Journ. Mech. and Appl. Math. 1966. V. 19. № 3. 357–370.
2. Forster D. Microscopic theory of flow alignment in nematic liquid crystals //Phys. Rev. Lett. 1974. V. 32. № 21. P. 1161–1164.
3. Martin P.C., Parodi O., Pershan P.S. Unified hydrodynamic theory for crystals, liquid crystals, and normal fluids // Phys. Rev. 1972. V. 6. № 6. P. 2401–2420.
4. Ericksen J.L. Continuum theory of liquid crystals of nematic type //Mol. Cryst. And Liq. Cryst. 1969. V. 7. № 1–4. P.153–164.
5. Stephen M.J., Straley J.P. Physics of liquid crystals //Rev. Mod. Phys. 1974. V. 46. № 4. P. 617–704.
6. Хабибуллаев П.К., Геворкян Э.В., Лагунов А.С. Реология жидких кристаллов. Ташкент.: ФАН АН республики Узбекистан. 1992. 300 с.
7. Ноздрев В.Ф., Федорищенко Н.В. Молекулярная акустика. М.: Высшая школа. 1974. 288 с.
8. Poggi Y., Leonard R. Mesure de l'anisotropie diamagnetique d'une configuration orientee par un champ magnetique.//C.R. Acad. Sci. Serie B. V. 276. P. 643–645.
9. Каролик В.А., Жук И.П. Экспериментальное исследование температурной восприимчивости не-

матических жидких кристаллов и их смесей // Инженерно-физический журнал. Т. XXXVII. № 2. 1979. С. 341—344.

10. *Dörrer H., Knepe H., Kuss E., Schneider F.* Measurement of rotational viscosity, γ_1 , of nematic liquid crystals under high pressure // *Liquid crystals*. V. 1. № 6. P. 573—582.

11. *Diogo A.C., Martins A.F.* Thermal behavior of the twist viscosity in a series of homologous nematic liquid crystals. // *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* 1981. V. 66. P.133—146.

12. *Maier W., Saupe A.* Eine einfache molecular-statistische theorie der nematischen kristallinflüssigen phase // *Z. Naturforschg. Teil 1*. V. 14-a. № 10. 1959. P. 882—889.