

## ВЛИЯНИЕ ДАВЛЕНИЯ НА ВРАЩАТЕЛЬНУЮ ВЯЗКОСТЬ НЕМАТИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ

Д.Л. Богданов, Э.В. Геворкян, Е.М. Банникова,  
Ю.Н. Обыденков, Н.Н. Барабанова, А.Н. Ларионов

*Московский государственный областной университет (МГОУ)  
105005, Москва, ул. Радио, 10а*

*Аннотация.* Экспериментально исследовано воздействие вращающегося магнитного поля на анизотропию коэффициента поглощения ультразвука в нематических жидких кристаллах. Предложен возможный механизм зависимости коэффициента вращательной вязкости от давления и температуры.

*Ключевые слова:* магнитное поле, анизотропия, коэффициент поглощения ультразвука, нематические жидкие кристаллы.

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  $\tau_0$  ориентационной релаксации нематических жидких кристаллов (НЖК). Эта величина прямо пропорциональна коэффициенту вращательной вязкости  $\gamma_1$  НЖК, которая зависит от строения молекул нематика, характера межмолекулярных взаимодействий и определяет особенности динамических процессов, связанных с вращением молекул НЖК вокруг их короткой оси. Движение жесткой анизометрической молекулы описывается тремя координатами центра масс и тремя углами Эйлера. Уравнения гидродинамики НЖК (нематодинамики), 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 целый ряд практически эквивалентных подходов к описанию динамических свойств жидких кристаллов. 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  $\vec{u}(\vec{r}, t)$ , характеризующим движение молекул, и единичным вектором  $\vec{n}(\vec{r}, t)$  (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  $\omega_H$  - угловая скорость вращения магнитного поля напряженностью  $H$ , рис. 1), уравнение движения директора [5] имеет вид:

$$\gamma_1 \frac{\partial \psi}{\partial t} + \Delta \chi (H_x^2 - H_y^2) \sin \psi \cos \psi - \left( \alpha_2 \frac{\partial u}{\partial y} - \Delta \chi H_x H_y \right) \sin^2 \psi = 0 ,$$

где  $\Delta\chi$  - анизотропия магнитной восприимчивости,  $\alpha_i$  - диссипативные коэффициенты, если  $\gamma_1 = \alpha_3 - \alpha_2$ . Если линейные размеры образца значительно превышают магнитную длину когерентности  $\xi = \sqrt{K/\Delta\chi H^2}$ , 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:

$$\frac{\partial h}{\partial t} - \omega_H h^2 = q, \quad (1)$$

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

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 магнитную длину когерентности  $\xi$ ) 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.

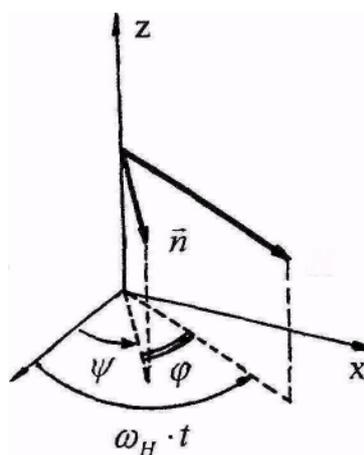


Рис. 1. Диаграмма, характеризующая фазовый сдвиг директора и вектора напряженности магнитного поля

## МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Исследование акустических свойств НЖК в меняющихся магнитных полях выполнены импульсным методом фиксированного расстояния [6], позволяющим надежно определять угловые зависимости коэффициента поглощения ультразвука  $\alpha$  и угол между вектором индукции магнитного поля и директором. Фазовая характеристика коэффициента поглощения ультразвука  $\alpha(\omega_H t)$  обрабатывалась на 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 ЮХ17Н13М2Т, содержит полость для исследуемого вещества объемом  $6,6 \cdot 10^{-6} \text{ м}^3$ . Давление, создаваемое гидравлическим прессом МП-2500, передается в измерительную камеру сильфоном и измеряется с абсолютной погрешностью  $5 \cdot 10^4 \text{ Па}$ . Конструкция узлов измерительной камеры и уплотнений позволяет достигать в рабочей полости давления  $2 \cdot 10^8 \text{ Па}$ . Выбранное соотношение значений зондируемого расстояния ( $10^{-2} \text{ м}$ ), частоты ультразвука (2,9 МГц), длительности импульсов (7,5 мкс) и радиуса излучателей (6,5 мм) позволяет исключить ошибки, вызванные интерференцией прямого и отраженного сигналов, протяженностью спектра импульсов, а также расширением пучка ультразвука [7].

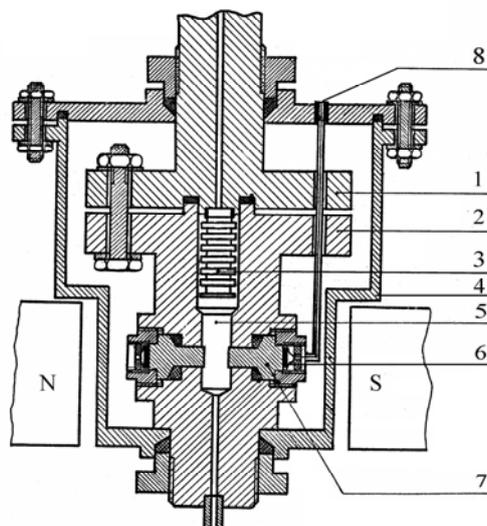


Рис. 2. Эскиз измерительной камеры: 1, 2 - корпус измерительной камеры, 3 - сильфон, 4 - оболочка термостата, 5 - полость с НЖК, 6 - пьезоэлемент, 7 - линии задержки, 8 - высокочастотный ввод

Через линии задержки, выполненные из стали ЮХ17Н13М2Т, 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 - 0,3 Тл, превышающей значение индукции насыщения (0,07 - 0,1 Тл). Термостатирование измерительной камеры осуществлялось по двухконтурной схеме, что позволи-

ло уменьшить временную нестабильность температуры исследуемого вещества, сведя ее к величине, не превышающей 0,05 К.

В целом относительная погрешность определения параметра  $\Delta\alpha(\theta)$  (где  $\theta$  - угол между волновым вектором и вектором магнитной индукции,  $\Delta\alpha(\theta) = \alpha'' - \alpha(\theta)$ ,  $\alpha''$  и  $\alpha(\theta)$  - коэффициенты поглощения ультразвука при  $\theta=0$  и  $\theta \neq 0$  соответственно) 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 н-(п-метоксибензилиден)-п-бутиланилин (МББА) и смесь жидких кристаллов Н-96 (смесь п-н-бутил-н-гексилоксиазоксибензола, п-н-бутил-н-метоксиазоксибензола, н-бутил-п-(п-гексилоксифенилоксикарбонил)-фенилкарбоната и н-бутил-п-(п-этоксифенилоксикарбонил)-фенилкарбоната). Данная смесь характеризуется широким температурным диапазоном существования 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 носит 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, равный  $2,9 \cdot 10^{-7}$  К·Па<sup>-1</sup> для МББА и  $2,7 \cdot 10^{-7}$  К·Па<sup>-1</sup> 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  $\omega_0 = \frac{\Delta\chi}{2\gamma_1}$  - 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 директор НЖК вращается вокруг короткой оси с той же угловой скоростью, что и магнитное поле ( $\omega_H$ ), но с фазовым запаздыванием  $\varphi$ . Значение угла  $\varphi$  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:

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

где

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

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

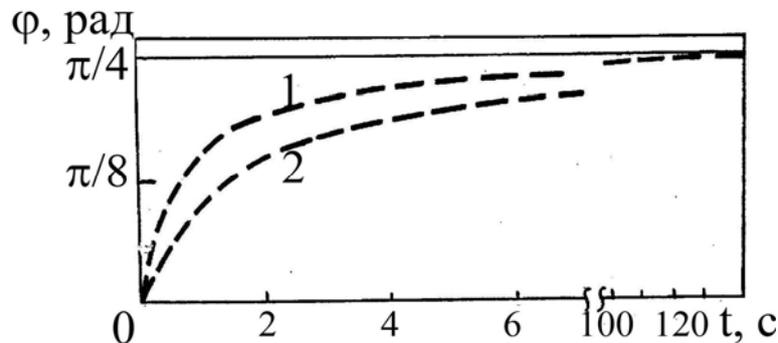


Рис. 3. Зависимость фазового сдвига от времени в МББА:  
 1 - при  $T=296,7$  К,  $P=2 \cdot 10^7$  Па,  $\omega_H=\omega_K=0,38$  рад/с;  
 2 - при  $T=310,2$  К,  $P=5 \cdot 10^7$  Па,  $\omega_H=\omega_K=0,45$  рад/с

В асинхронном режиме временная зависимость фазового сдвига описывается уравнением:

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

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

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

позволяет получить фазовую характеристику коэффициента поглощения ультразвука:

$$\Delta\alpha(\omega_H t) = a \sin^2 \left[ \omega_H t - \operatorname{arctg} \frac{\operatorname{tg}(\omega_H t X)}{X + \varepsilon \operatorname{tg}(\omega_H t X)} \right] + b \sin^4 \left[ \omega_H t - \operatorname{arctg} \frac{\operatorname{tg}(\omega_H t X)}{X + \varepsilon \operatorname{tg}(\omega_H t X)} \right] \quad (6)$$

где  $X = \sqrt{1 - \varepsilon^2}$ .

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

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

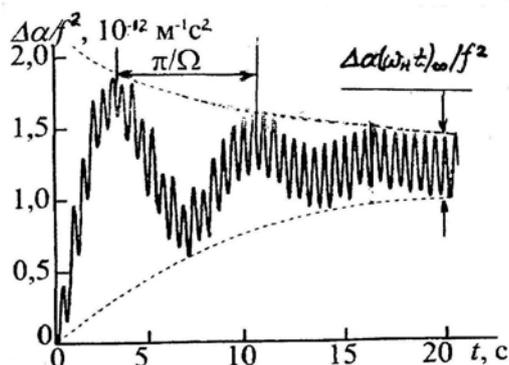


Рис. 4. Фазовая характеристика коэффициента поглощения ультразвука в Н-96 в асинхронном режиме при нормальном давлении, температуре 290,8 К в магнитном поле индукцией 0,29 Тл, вращающемся с частотой 0,23 рад/с.

Сравнение значений  $\omega_0$ , рассчитанных согласно соотношению (7), и полученных экспериментально частот  $\Omega$  низкочастотной составляющей фазовой характеристики  $\Delta\alpha(\omega_H t)$  (рис. 4) показывает их совпадение по порядку величины (табл. 1). Это позволяет применить выражение (7) для определения параметра  $\omega_0$ . Вводя обозначение  $n\omega_0 = \omega_H$ , выражение (7) можно представить в виде:

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

Из уравнения (8), в котором значения  $\omega_H$  и  $n = \omega_H / \Omega$  определяются экспериментально, может быть рассчитана частота  $\omega_0$ . Значения  $\omega_0$ , рассчитанные с помощью соотношения (8), в пределах погрешности эксперимента совпадают с частотами смены режимов, определенными экспериментально (табл. 2). Величина  $\Omega$  является функцией температуры, давления, частоты вращения и индукции магнитного поля.

Таблица 1

Экспериментальные значения  $\omega_k$  при  $P = 10^5$  Па

$\omega_H, \text{рад/с}$	$T, \text{К}$	297,4	302,2	305,2	308,2	312,2
1,14	$\Omega, \text{рад/с}$	0,14	0,23	0,30	-	-
1,14	$\omega_0, \text{рад/с}$	0,09	0,17	0,26	-	-
1,53	$\Omega, \text{рад/с}$	0,10	0,16	0,22	0,27	0,44
1,53	$\omega_0, \text{рад/с}$	0,07	0,13	0,18	0,26	0,41
1,85	$\Omega, \text{рад/с}$	0,08	0,12	0,17	0,23	0,38
1,85	$\omega_0, \text{рад/с}$	0,05	0,11	0,16	0,21	0,36

Таблица 2

Экспериментальные значения  $\omega_k$  (в скобках приведены теоретические значения  $\omega_0$ )

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

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:  $A = A_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_\Omega}\right)$ . После завершения переходного процесса длительностью

$$\tau_\Omega = c\omega_H(\omega_0\Omega)^{-1} \quad (9)$$

устанавливается неоднородное распределение директора. Параметр  $c\omega_H$  в исследованных веществах не зависит от частоты вращения и индукции магнитного поля. Сравнение экспериментальных значений  $\tau_\Omega$  с результатами, полученными согласно (9), указывает на согласие выводов гидродинамики с экспериментальными результатами (что отражается в табл. 3).

Таблица 3

Экспериментальные значения  $\omega_H$  при  $T = 297,4 \text{ К}$

$P, \text{ МПа}$	$\omega_H, \text{ рад/с}$				
	0,68	0,77	0,91	1,14	1,53
0,1	- (-)	11 (11)	12 (14)	28 (24)	43 (44)
10	15 (12)	20 (15)	24 (23)	43 (44)	52 (59)
20	22 (18)	26 (24)	29 (33)	47 (52)	79 (87)
30	28 (28)	39 (37)	45 (49)	61 (64)	- (-)
40	42 (42)	56 (59)	78 (77)	122 (132)	- (-)

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  $\omega_0$ , а следовательно и коэффициента

вращательной вязкости. Это особенно важно для НЖК и их смесей с большой вращательной вязкостью, а также в низкотемпературной области нематической фазы, где синхронный режим не удастся реализовать.

Повышение давления или понижение температуры приводит к уменьшению частоты  $\omega_0$  (рис. 5), причем повышение давления сопровождается уменьшением расхождения значений  $\omega_K$ , определенных экспериментально, и значений  $\omega_0$ , рассчитанных согласно уравнению (8), что, возможно, связано с формированием более однородной ориентационной структуры при повышении давления. Увеличение индукции магнитного поля приводит к возрастанию величины  $\omega_0$ .

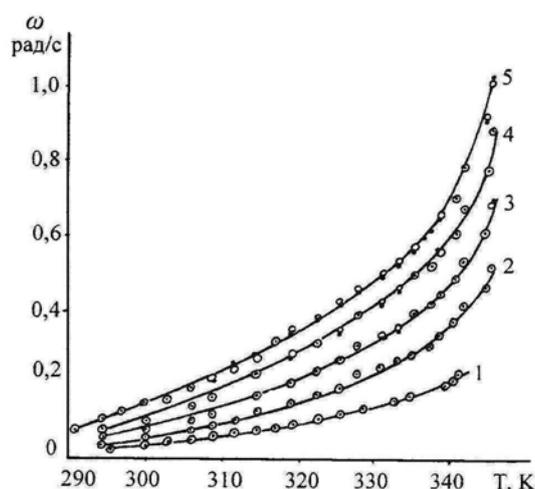


Рис. 5. Зависимость частоты  $\omega_0$  (•) и  $\omega_0$  (°) от температуры в магнитном поле индукцией: 1 - 0,15 Тл, 2 - 5...0,29 Тл, при давлении: ( $P \cdot 10^{-7}$  Па): графики 1 и 5 (0,01); график 2 (6); график 3 (3); график 4 (1)

Значения  $\omega_0$  могут быть использованы для определения отношения коэффициента вращательной вязкости к анизотропии магнитной восприимчивости:

$$\frac{\gamma_1}{\Delta\chi} = \frac{H^2}{2\omega_0} \quad (10)$$

Для расчета коэффициента вращательной вязкости 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 МБА при высоких давлениях совпадают с аналогичными значениями  $\gamma_1$ , полученными непосредственно методом крутильных колебаний при различных давлениях [10].

Уменьшение температуры или повышение давления сопровождается увеличением коэффициента вращательной вязкости (рис. 6).

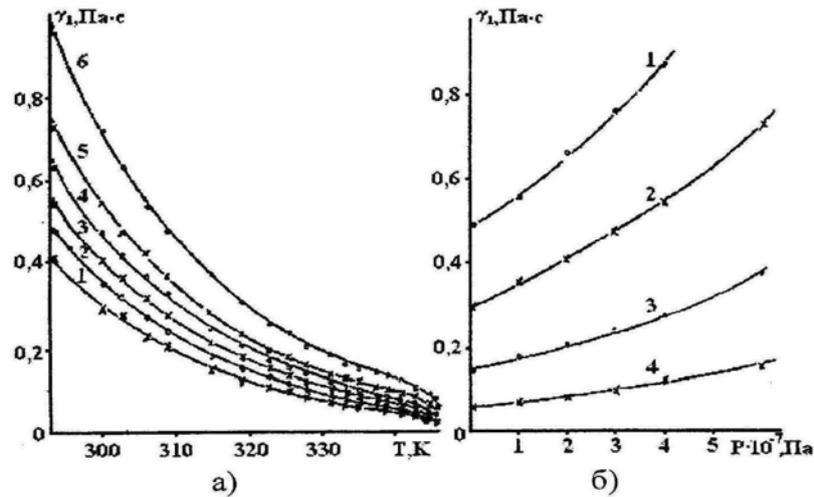


Рис. 6. Зависимость коэффициента вращательной вязкости:  
 а) от температуры при давлении: 1 - 0,1 МПа; 2 - 1 МПа; 3 - 2 МПа;  
 4 - 3 МПа; 5 - 4 МПа; 6 - 5 МПа;  
 б) от давления при температуре: 1 - 290,8 К; 2 - 299,9 К;  
 3 - 314,4 К; 4 - 335,1К.

Анализ зависимости коэффициента вращательной 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

$$E = D(\theta)_{\max} - D(\theta)_{\min} = 3A/(2mv^2) = \varepsilon S, \quad (11)$$

где  $D(\theta)$  - потенциал Майера - Заупе [12],  $\varepsilon$  - параметр вещества,  $S$  - параметр ориентационного порядка,  $A$  - подгоночный параметр,  $m$  - координационное число,  $v$  - молярный объем. Таким образом, выражение, 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:

$$\gamma_1(P, T) = A_1 \left(1 - \frac{T'}{T_1^*}\right)^{2\beta} \exp\left(\frac{B}{T' - T_0}\right). \quad (12)$$

Здесь  $T_0$  - температура, при которой коэффициент  $\gamma_1$ , расходится и которая не зависит от давления,  $T_1^*$  - характеристическая температура при атмосферном давлении, значения  $T'$  и  $T^*$  определяются формулами:

$$\frac{1}{T'} = \frac{1}{T} - \frac{1}{T^*} + \frac{1}{T_1^*}, \quad (13)$$

$$T^* = T_0^* \left( \frac{P}{a} + 1 \right)^C. \quad (14)$$

Коэффициенты уравнений (12) - (14), 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 согласно (12), и изображенные сплошными 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  $3,8 \cdot 10^{-5}$  м<sup>3</sup>/моль при  $\Delta T_c=3$  К до  $3,2 \cdot 10^{-5}$  м<sup>3</sup>/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. Полуфеноменологическая теория Диого - Мартинша удовлетворительно описывает зависимость коэффициента вращательной вязкости от температуры и давления. Результаты изучения динамики ориентационных процессов в НЖК и их смесях в асинхронном режиме согласуются с выводами нематодинамики.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. *Leslie P.M.* Some constitutive equations for anisotropic fluids //Quart. Journ. Mech. and Appl. Math. 1966. V. 19. № 3. 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. *Богданов В.Л., Геворкян Э. В., Лагунов А. С.* Акустические свойства жидких кристаллов в вращающемся магнитном поле.// Акустический журнал. Т. 26 № 1. 1980. С. 28
7. *Богданов Д.Л., Буланаков В.И., Геворкян Э.В.* Способ определения физико-химических характеристик жидких кристаллов.//А.С. № 1626145. 1990.
8. *Poggi Y., Leonard R.* Mesure de l'anisotropie diamagnetique d'une configuration orientee par un champ magnetique.//C.R. Ac-ad. Sci. Serie B. V. 276. P. 643-645.
9. *Каролик В.А., Жук И.П.* Экспериментальное исследование температурной зависимости восприимчивости нематических жидких кристаллов и их смесей // Инженерно-физический журнал. Т. XXXVII. № 2.1979. С. 341-344.

10. *Dorrer H., Kneppe H., Kuss E., Schneider F.* Measurement of rotational viscosity,  $\eta_{\perp}$ , 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. JVs 10.1959. P. 882-889.

## **EFFECT OF PRESSURE ON THE ROTATIONAL VISCOSITY OF NEMATIC LIQUID CRYSTALS**

**D. Bogdanov, E. Gevorkyan, E. Bannikova,  
J. Obidenkov N. Barabanova, A. Larionov**

*Moscow State Regional University  
10a, Radio st., Moscow, 105005, Russia*

*Abstract.* Experimentally investigated the impact of the rotating magnetic field on the anisotropy of the absorption coefficient of ultrasound in nematic liquid crystals. A possible mechanism of the coefficient of rotational viscosity on the pressure and temperature.

*Keywords:* magnetic field, anisotropy, absorption coefficient of ultrasound, nematic liquid crystals.

УДК 532.783

## **ИССЛЕДОВАНИЯ РЕЛАКСАЦИОННЫХ СВОЙСТВ НЕМАТИЧЕСКОГО ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА ЖК-1282 В ОКРЕСТНОСТИ ТЕМПЕРАТУРЫ ПРОСВЕТЛЕНИЯ АКУСТИЧЕСКИМ МЕТОДОМ**

**В.В. Сурнычев, В.В. Беляев, Е.М. Банникова**

*Московский государственный областной университет  
105005, Москва, ул. Радио, д. 10а*

*Аннотация.* Представлены результаты экспериментальных исследований вязкоупругих свойств нематического жидкого кристалла (НЖК) ЖК-1282 методами акустической спектроскопии в диапазоне частот от 3 до 63 МГц и интервале температур от 290 до 360 К, температурные зависимости плотности и коэффициента сдвиговой вязкости. Рассчитаны значения термодинамических констант, времени релаксации и его критический показатель.

*Ключевые слова:* нематические жидкие кристаллы, коэффициент сдвиговой вязкости, время релаксации.

Результаты исследований температурно-частотных зависимостей акустических параметров в совокупности с данными по плотности, теплоемкости и вязкости, позволяют получить сведения о термодинамических и релаксационных свойствах исследуемого вещества. В свою очередь, результаты таких расчётов предоставляют информацию о структу-