

# АКУСТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ РЕЛАКСАЦИОННЫХ СВОЙСТВ НЕМАТИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ

А. Н. Ларионов, В. В. Чернышёв, Н. Н. Ларионова

Воронежский государственный университет

Акустическим методом в меняющемся магнитном поле исследованы релаксационные свойства нематической фазы при изменяющихся температуре, давлении и параметрах магнитного поля. Выполнен анализ режимов изменения ориентации нематических жидких кристаллов с помощью временных зависимостей коэффициента поглощения ультразвука во вращающемся и в коническом магнитном поле. Исследована зависимость времени ориентационной релаксации нематических жидких кристаллов от термодинамических параметров состояния.

## ВВЕДЕНИЕ

Одной из актуальных проблем физики жидкокристаллического состояния вещества является построение пространственно-временной шкалы молекулярно-кинетических процессов, присущих мезофазе, а также установление связи между кинетическими коэффициентами континуальных феноменологических теорий и параметрами, характеризующими межмолекулярное взаимодействие и особенности теплового движения в жидких кристаллах. Относительная сложность микроскопической теории жидких кристаллов явилась одной из причин широкого распространения макроскопических континуальных теорий мезофаз. Гидродинамическое описание наряду с медленным по сравнению с молекулярным масштабом пространственным изменением переменных, как и континуальные теории упругости, предполагает также относительно медленное изменение их во времени. Универсальность макроскопического подхода позволила в ряде случаев использовать аналогию с хорошо изученными теоретически системами. Существует несколько подходов к описанию динамических свойств одноосных нематических жидких кристаллов (НЖК). В большинстве гидродинамических расчетов используется вариант теории, разработанный Лесли [1, 2] и Эриксоном [3, 4], в которой предполагается, что динамические свойства НЖК могут быть описаны полем скоростей  $\vec{v}(\vec{r})$ , характеризующим течение жидкости и единичным вектором (директором), описывающим локальную ориентацию молекул. В рамках подхода Лесли—Эриксона во вращающемся магнитном поле  $\vec{H} = H_{\perp} \cdot (\cos \omega t \cdot \vec{e}_1 + \sin \omega t \cdot \vec{e}_2)$ , где  $H_{\perp}$  —

напряженность магнитного поля, направленно-го перпендикулярно оси  $OO_1$  вращения магнитного поля ( $\beta = 90^\circ$ ,  $\varphi = \psi$ , рис. 1) в отсутствие ориентирующего действия стенок, угол поворота директора определяется уравнением [5, 6]:

$$\begin{aligned} \dot{\theta} &= \omega_0 \cdot \sin 2(\omega_H t - \theta) \equiv \omega_0 \cdot \sin 2\varphi, \\ \theta(0) &= -\varphi(0), \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\omega_H$  — угловая скорость вращения магнитного поля,  $\omega_0 = \chi_a H^2 / 2\gamma_1$  — критическая частота, при которой происходит изменение режима движения директора,  $\chi_a$  — анизотропия магнитной восприимчивости,  $\gamma_1$  — коэффициент вращательной вязкости,  $\varphi$  — угол между вектором напряженности магнитного поля ( $\vec{H}$ ) и директором ( $\vec{n}$ ), а точка сверху означает производную по времени.

Решение [6, 7] уравнения (1) характеризует поведение НЖК в трех режимах: в синхронном режиме ( $\omega_H < \omega_0$ ):

$$tg\varphi(t) = C_{-} \cdot \frac{1 - \frac{1 - C_{-}^{-1} \cdot tg\varphi(0)}{1 - C_{+}^{-1} \cdot tg\varphi(0)} \cdot \exp(-2\tilde{\omega}_1 t)}{1 - \frac{C_{-} - tg\varphi(0)}{C_{+} + tg\varphi(0)} \cdot \exp(-2\tilde{\omega}_1 t)}, \quad (2)$$

в промежуточном режиме ( $\omega_H = \omega_0$ ):

$$tg\varphi(t) = \frac{tg\varphi(0) + [1 - tg\varphi(0)] \cdot \omega_H \cdot t}{1 + [1 - tg\varphi(0)] \cdot \omega_H \cdot t}, \quad (3)$$

и в асинхронном режиме ( $\omega_H > \omega_0$ ):

$$tg\varphi(t) = \frac{\omega_1 \cdot tg\varphi(0) + [\omega_H - \omega_0 \cdot tg\varphi(0)] \cdot tg\omega_1 t}{\omega_1 + [\omega_0 - \omega_H \cdot tg\varphi(0)] \cdot tg\omega_1 t}, \quad (4)$$

где

$$\begin{aligned} \omega_1 &= \sqrt{\omega_H^2 - \omega_0^2}, \quad \tilde{\omega}_1 = i\omega_1, \\ C_{\pm} &= \frac{\omega_0}{\omega_H} \pm \sqrt{\frac{\omega_0^2}{\omega_H^2} - 1}. \end{aligned} \quad (5)$$

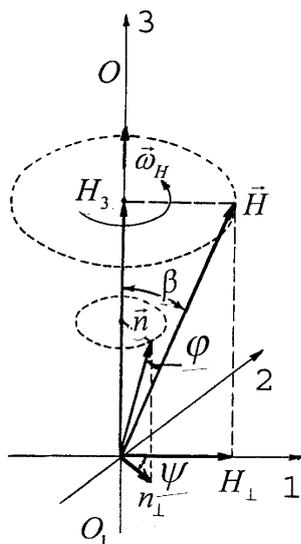


Рис. 1. Диаграмма взаимной ориентации векторов  $\vec{H}$ ,  $\vec{n}$ ,  $\vec{\omega}_H$

Соотношения (2) и (4) сводятся к уравнению (3) в пределе  $\omega_H \rightarrow \omega_0$ . Уравнение (1) и его решения получены в предположении отсутствия влияния стенок измерительной камеры на ориентацию образца. Для реализации данного условия необходимо использовать акустический метод исследований, позволяющий проводить исследования в больших объемах образца, линейные размеры которого значительно превышают магнитную длину когерентности  $\xi_i = \sqrt{K_i / (\chi_a \cdot H)}$ , где  $K_i$  — модуль упругости Франка. В настоящей работе акустическим методом исследовано влияние параметров меняющегося магнитного поля на динамику ориентационных процессов в НЖК при вариации термодинамических параметров состояния.

## МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Применение вращающегося магнитного поля для определения времени ориентационной релаксации  $\tau_0 = 2\pi / \omega_0^C$  ( $\omega_0^C = \omega_H / \sin 2\varphi$ ) связано с необходимостью реализации синхронного режима движения директора и вектора магнитной индукции, которое адекватно описывается гидродинамикой НЖК [1—6]. В низкотемпературном интервале существования нематической фазы для обеспечения синхронного режима необходимо уменьшение частоты вращения или увеличения индукции магнитного поля, что связано с существенными техническими трудностями. Эффективным способом реализации синхронного режима является применение конического магнитного поля, которое может быть получено в результате сложения статического магнитного поля  $H_3 \cdot \vec{e}_3$ , направленного вдоль оси  $Z$  (рис. 1), и перпендикулярного ему вращающегося магнитного поля  $\vec{H} = H_\perp \cdot (\cos \omega t \cdot \vec{e}_1 + \sin \omega t \cdot \vec{e}_2)$ , где  $H_\perp$  — напряженность магнитного поля, направленного перпендикулярно оси вращения [6].

В разработанной установке [8, 9] для получения конического магнитного поля постоянный магнит, установленный на поворотном стенде УПГ-56, снабжен наконечниками, изготовленными из магнитомягкой стали, что обеспечивает однородность магнитного поля во всем объеме рабочей камеры (рис.2). Линии индукции магнитного поля перпендикулярны поверхностям наконечников и составляют с осью вращения постоянного магнита угол  $30^\circ \leq \beta \leq 90^\circ$ , что обуславливает вращение вектора индукции  $\vec{B}$  по конической поверхности (рис. 1). Относи-

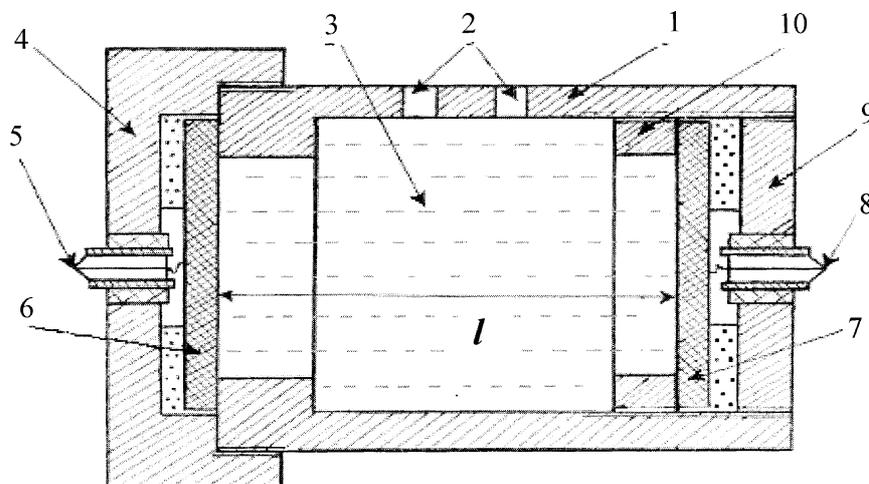


Рис. 2. Эскиз измерительной камеры.

тельная погрешность определения индукции магнитного поля не превышает 0,5 %, угла  $\beta$  — не более 1 %. Юстировочное устройство позволяет обеспечить соосность измерительной камеры и постоянного магнита.

Для выполнения акустических исследований в коническом магнитном поле разработана оригинальная измерительная камера (рис. 2). В корпусе 1 камеры имеются два отверстия 2 диаметром 0,5 мм. В отверстия вставлены и жестко закреплены длинные трубки, предназначенные для заливки и компенсации теплового расширения образца 3. Излучающий и принимающий пьезоэлементы (6 и 7 соответственно) расположены в основаниях цилиндрического корпуса 1. Система крепления пьезоэлементов (с помощью гаек 4, 9 и 10) позволяет уменьшить эхо-сигнал. Высокочастотный сигнал подается на пьезоэлемент и выводится из камеры с помощью электровыводов 5 и 8.

Корпус камеры изготовлен из химически стойкой диамагнитной нержавеющей стали марки 10X17H13M2T, что позволяет исключить взаимодействие материала камеры с образцом и влияние на ориентирующее магнитное поле. Длина акустического пути ( $\ell = 9,807 \cdot 10^{-3}$  м), частота основной гармоники пьезоизлучателя ( $f = 2,67$  МГц), длительность импульсов ( $\tau_n = 7,5 \cdot 10^{-6}$  с), радиус излучающей поверхности пьезоэлемента ( $R = 4,25 \cdot 10^{-3}$  м) выбраны таким образом, чтобы выполнялись неравенства:  $f > \ell \cdot c / R^2$ ;  $\tau_n \cdot f > 20$ ;  $2 \cdot \ell = \tau_n \cdot c$ . Это позволяет пренебречь ошибкой, вызванной расширением пучка ультразвука, большой протяженностью спектра импульса, а также интерференцией прямого и отраженного импульсов [11].

Малая толщина стенок камеры, на которой установлен термодатчик, связанный с системой питания нагревательных элементов, позволил оптимизировать термостатирование. Измерительная камера окружена тремя слоями фторопласта, разделенными фольгой, покрытой с наружной стороны слоем бумаги, что обеспечивает равномерный прогрев камеры и уменьшает воздействие внешних воздушных потоков, вызванных вращением магнита, на температуру камеры. Абсолютная погрешность определения температуры составляет 0,01 К, относительная погрешность измерения коэффициента поглощения ультразвука в статическом магнитном поле и в синхронном режиме не превышает 2 %, а времени ориентационной релаксации — 3 %.

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Воздействие магнитного поля на НЖК пределе больших времен приводит к установлению стационарного поля ориентаций, в котором средний угол ориентации не зависит от времени. При изменении величины или направления вектора магнитной индукции вязкие силы приводят к замедленной реакции поля ориентаций, что в конечном счете определяет характерные особенности распространения ультразвука в НЖК в меняющихся магнитных полях. Поскольку ориентационные процессы характеризуются временами, значительно превышающими период ультразвуковой волны, можно считать, что за время прохождения ультразвуком слоя НЖК, ориентационная структура остается неизменной. Таким образом, коэффициент поглощения ультразвука зависит от пространственных координат не явным образом, а через зависимость поля ориентаций от времени. Это позволяет использовать результаты исследований поведения фазовой характеристики коэффициента поглощения ультразвука при различных скоростях вращения магнитных полей различных индукций для изучения динамики ориентационных процессов в НЖК [5, 7].

В рассмотренной (рис. 2) акустической камере расстояние между пьезоизлучателями на несколько порядков превышает магнитную длину когерентности  $\xi_i = \sqrt{K_i / \chi_a} \cdot H$  (где  $K_i$  — модуль упругости Франка), поэтому влиянием стенок камеры на ориентацию директора в объеме образца можно пренебречь. Подстановка в уравнение гидродинамики (в предположении отсутствия гидродинамических потоков) [5]:

$$\gamma_1 \frac{dn_i}{dt} + \chi_a \cdot (\vec{n} \cdot \vec{H})^2 \cdot n_i - \chi_a \cdot (\vec{n} \cdot \vec{H}) \cdot H_i = 0, \quad (6)$$

$$i = 1, 2, 3 \quad (x, y, z)$$

временной зависимости напряженности магнитного поля, позволяет получить систему двух уравнений [6]:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dn_3}{dt} + 2\omega_0(h_0 n_0 \cos \varphi + h_3 n_3) \times \\ \times (h_0 n_3 \cos \varphi - h_3 n_0) \cdot n_0 = 0, \\ \frac{d\varphi_n}{dt} - 2\omega_0 h_0 \sin \varphi \left( h_0 \cos \varphi + h_3 \frac{n_3}{n_0} \right) = 0. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

В синхронном режиме вектор напряженности магнитного поля описывает в пространстве конус с углом при вершине  $\beta$  большим, чем директор:

$$\frac{n_3}{n_{\perp}} = \frac{H_3}{H_{\perp} \cdot \cos \psi}, \quad (8)$$

где  $\psi$  — угол между компонентами вращающегося магнитного поля  $H_{\perp}$  и директора  $n_{\perp}$  (рис. 1):

$$\frac{\omega_H}{\omega_0} = \frac{2 \cdot \sin \psi}{H^2} \cdot \left( H_{\perp}^2 \cdot \cos \psi + \frac{H_3^2}{\cos \psi} \right). \quad (9)$$

В синхронном режиме в коническом магнитном поле угол  $\psi$  возрастает при увеличении значения  $\beta$  (табл. 1) и достигает максимального значения при  $\beta = 90^\circ$  [8]. Значения угла  $\psi$  использованы для определения отношения  $\omega_H / \omega_0$  уравнения (9), что позволяет установить характер зависимости данного отношения от частоты вращения магнитного поля при различных значениях угла  $\beta$  (рис. 3).

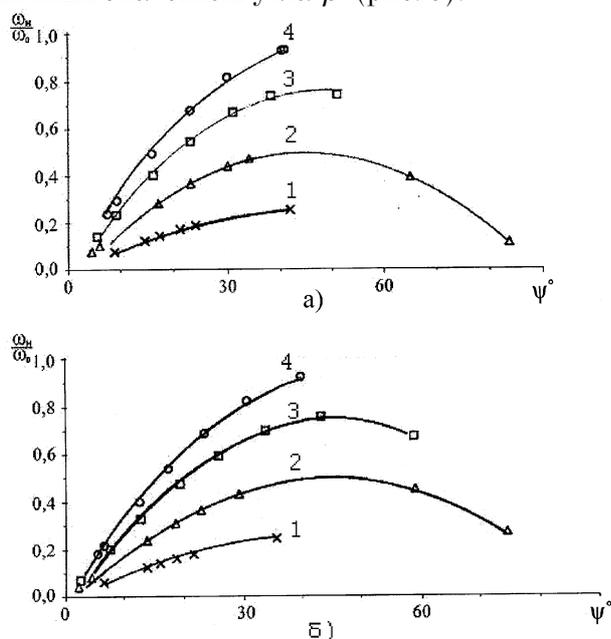


Рис. 3. Зависимость отношения  $\omega_H / \omega_0$  от угла  $\psi$  при значениях  $\beta$ : 1 —  $30^\circ$ ; 2 —  $45^\circ$ ; 3 —  $60^\circ$ ; 4 —  $75^\circ$  при температуре: а) 308,7 К; б) 311,4 К в н-(*n*-этоксисибзилиден)-*n*-бутиланалине (ЭББА)

Таблица 1

Значения угла  $\psi$  в ЭББА при  $V_{\perp} = 0,166$  Тл;  $\beta = 75^\circ$

$\omega_H$ , рад/с Т, К	0,060	0,242	0,307	0,363
313,9	9,6	34,0	37,4	58,5
318,5	8,6	27,8	33,4	52,1
324,3	7,4	23,4	29,2	33,0
329,6	6,3	20,9	24,8	30,3
341,2	4,1	15,3	19,7	24,1

В коническом магнитном поле, вращающемся с частотой меньшей критической, фазовая

характеристика коэффициента поглощения ультразвука (рис. 4. а—д) аналогична зависимости  $\Delta\alpha(\omega_H t) / f^2$  во вращающемся магнитном поле (то есть при  $\beta = 90^\circ$ ) в синхронном режиме, но анизотропия коэффициента поглощения ультразвука уменьшается при уменьшении угла  $\beta$  (рис. 5) (табл. 2).

При увеличении частоты  $\omega_H$  до критического значения реализуется промежуточный режим движения директора, характеризующий-

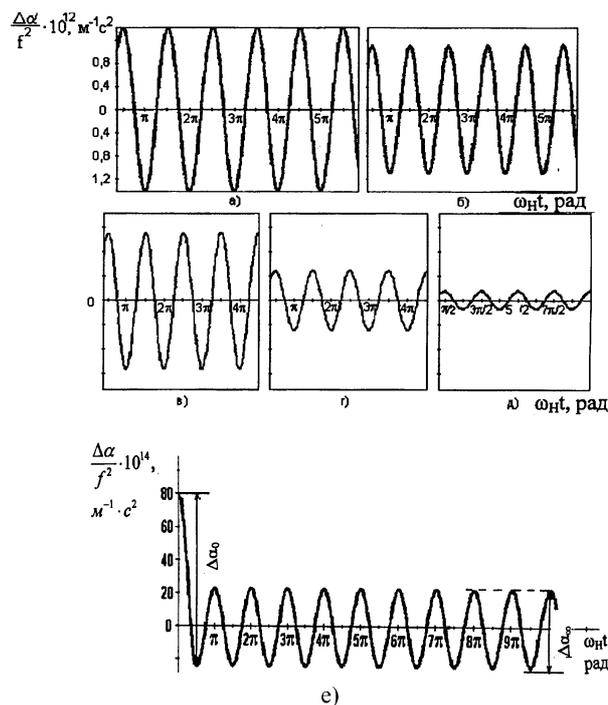


Рис. 4. Зависимость  $\Delta\alpha(\omega_H t) / f^2$  в растворе *n*-н-бутил-*n*-метоксиазоксибензола и *n*-бутил-*n*-гептаноилоксиазоксибензола (ЖК-440) в коническом магнитном поле а) — д) в синхронном режиме при значениях  $\beta$ : а)  $90^\circ$ ; б)  $75^\circ$ ; в)  $60^\circ$ ; г)  $45^\circ$ ; д)  $30^\circ$ ; е) при  $\omega_H = \omega_K = 0,72$  рад/с; Т = 309,8 К;  $\beta = 30^\circ$

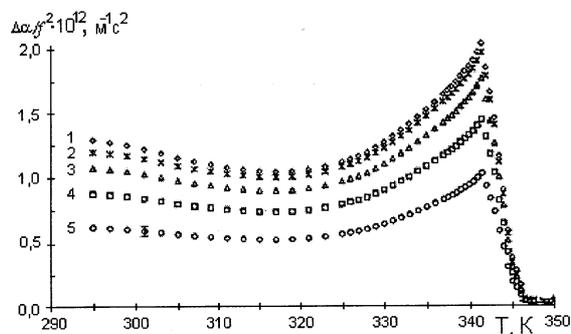


Рис. 5. Температурная зависимость  $\Delta\alpha / f^2$  в ЖК-440 при  $\omega_H = 0,05$  рад/с и значениях  $\beta$ : 1 —  $90^\circ$ ; 2 —  $75^\circ$ ; 3 —  $60^\circ$ ; 4 —  $45^\circ$ ; 5 —  $30^\circ$

$$\frac{\Delta\alpha}{f^2} \cdot 10^{12}, \text{ м}^{-1} \cdot \text{с}^2, \text{ ЭББА}$$

$\omega_H = 0,05 \text{ рад/с}$					
$\beta^0$ Т, К	30	45	60	75	90
321,5	0,23	0,32	0,39	0,44	0,45
329,6	0,29	0,41	0,50	0,56	0,58
337,4	0,38	0,53	0,65	0,72	0,75
345,0	0,53	0,74	0,91	1,01	1,05
350,2	0,80	1,12	1,38	1,54	1,59
$\omega_H = 0,72 \text{ рад/с}$					
321,5	0,09	0,13	0,16	0,20	0,24
329,6	0,13	0,19	0,23	0,26	0,34
337,4	0,18	0,25	0,31	0,34	0,45
345,0	0,34	0,47	0,58	0,65	0,78
350,2	0,66	0,93	1,14	1,27	1,41
$\omega_H = 1,03 \text{ рад/с}$					
321,5	0,05	0,07	0,08	0,09	0,13
329,6	0,08	0,12	0,15	0,17	0,22
337,4	0,12	0,18	0,22	0,25	0,32
345,0	0,20	0,30	0,37	0,42	0,52
350,2	0,40	0,59	0,72	0,80	0,99

ся резким уменьшением анизотропии коэффициента поглощения ультразвука до значения  $\Delta\alpha_\infty$  при  $\beta < 90^\circ$  (рис. 4. е). Изменение угла  $\beta$  от  $90^\circ$  до  $30^\circ$  сопровождается увеличением отношения  $\Delta\alpha_0 / \Delta\alpha_\infty$  (где  $\Delta\alpha_0$  и  $\Delta\alpha_\infty$  — анизотропия коэффициента поглощения ультразвука соответственно до и после переходного процесса, связанного с частичным нарушением однородной ориентации директора НЖК при  $\omega_H = \omega_K$ ). Повышение частоты вращения магнитного поля приводит к увеличению отношения  $\Delta\alpha_0 / \Delta\alpha_\infty$ , причем при уменьшении угла  $\beta$  данная зависимость оказывается более явной, что, по-видимому, обусловлено уменьшением однородности ориентации образца [5].

Значения  $\omega_0$ , рассчитанные с помощью уравнения (9), при  $\beta < 90^\circ$ , не совпадают с частотой смены режимов  $\omega_K$ . Частота смены режимов возрастает при уменьшении угла  $\beta$  (табл. 3) от значения  $\omega_K = \omega_0$  при  $\beta = 90^\circ$  до  $\omega_k = \frac{2}{\sqrt{3}} \cdot \omega_0$  при критическом значении угла  $\beta = 54^\circ$  [8, 12]. В конических магнитных полях с углом  $\beta$ , меньшим  $54^\circ$  асинхронный режим не наблюдался во всем температурном интервале существования нематической фазы в использованном диапазоне частот вращения магнитного поля. Таким образом, уменьшение угла  $\beta$  позволяет перейти от асинхронного режима движения директора и магнитного поля к син-

хронному режиму (рис. 6). В коническом магнитном поле (при угле  $\beta < 90^\circ$ ) в синхронном режиме фазовый сдвиг ( $\psi$ ) может превышать значение  $45^\circ$  (табл. 1).

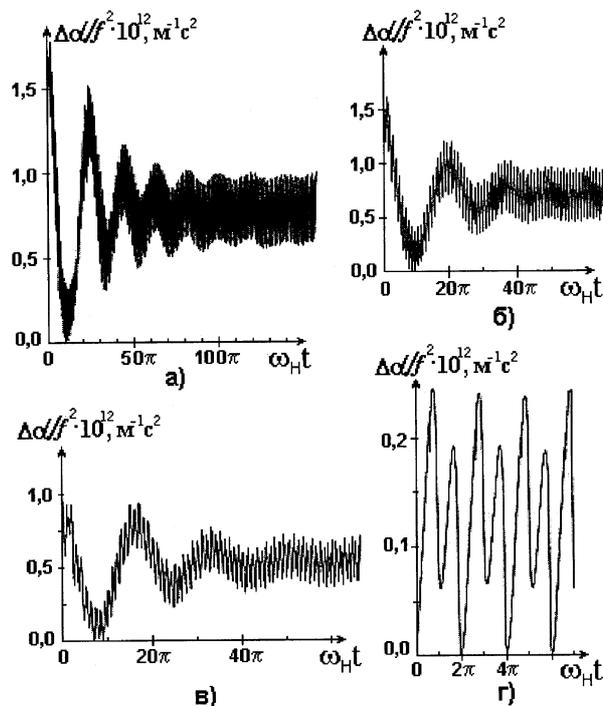


Рис. 6. Фазовая характеристика  $\Delta\alpha(\omega_H t) / f^2$  н-(*n*-метоксибензильден)-*n*-бутиланилина при  $T = 301,0 \text{ К}$ ,  $\omega_H = 1,03 \text{ рад/с}$  и значениях угла  $\beta$ : а)  $90^\circ$ ; б)  $75^\circ$ ; в)  $60^\circ$ ; г)  $45^\circ$

$\omega_K$  (рад/с), ЖК-440

$\beta^\circ$	30	45	60	75	90
$V, \text{Тл}$ $\Delta T_C, \text{К}$	0,11	0,16	0,15	0,17	0,17
7,0	—	—	—	0,72	0,36
16,5	—	1,03	0,50	0,35	0,29
25,4	1,02	0,38	0,32	0,31	0,28
40,7	0,32	0,28	0,27	0,27	0,26

Для конического магнитного поля характерно уменьшение частоты  $\Omega$  при уменьшении угла  $\beta$  (рис. 6), а также уменьшение продолжительности процесса затухания низкочастотной составляющей временной зависимости коэффициента поглощения ультразвука. Следовательно, в коническом магнитном поле при  $\beta < 54^\circ$  удается реализовать синхронный режим движения директора и вектора магнитной индукции во всем температурном интервале существования нематической фазы, что позволяет изучать релаксационные свойства НЖК в условиях однородной ориентации директора вблизи температуры фазового перехода НЖК — твердая фаза.

Значения фазового сдвига между вектором магнитной индукции и директором во вращающемся или в коническом магнитном поле могут быть использованы для определения времени ориентационной релаксации [10]. В настоящее время существует несколько теоретических подходов для описания температурной зависимости времени ориентационной релаксации. При обосновании зависимости времени ориентационной релаксации от температуры и давления необходимо учитывать, что вращение молекул вокруг короткой оси возможно, если молекула обладает достаточной энергией при наличии свободного объема. Описывая межмолекулярное взаимодействие НЖК потенциалом Майера—Заупе [13], зависимость времени ориентационной релаксации от термодинамических параметров состояния можно выразить в виде:

$$\tau(P, T) \approx \sqrt{T} \cdot S^2 \times \quad (10)$$

$$\times \exp[(\epsilon S / kT) + (QS^2 / (T - T_0))],$$

то есть вдали от фазового перехода НЖК-изотропная жидкость зависимость  $\tau(P, T)$  определяется, главным образом, двумя экспоненциальными сомножителями. Первый сомножитель характеризует вероятность того, что вращающаяся молекула или группа молекул имеет

энергию, достаточную для преодоления потенциального барьера  $\epsilon S$ , второй сомножитель отражает вероятность наличия свободного объема, достаточного для вращения молекулы или группы молекул. Анализ экспериментальных результатов показал, что в исследованных веществах зависимость  $\ln \tau$  от  $1/T$  является линейной во всем температурном интервале существования нематической фазы за исключением области фазового перехода НЖК-изотропная жидкость в исследованном диапазоне давлений ( $10^5$ — $6 \cdot 10^7$ ) Па, то есть температурная зависимость времени  $\tau$  удовлетворительно описывается уравнением вида:

$$\tau(T) = C \cdot \exp(E / RT). \quad (11)$$

Энергия активации  $E$  в исследованных веществах не зависит от давления (табл. 4). Для установления характера зависимости времени ориентационной релаксации от температуры следует ввести температуру  $T^0 = T_C - \Delta T_C$ , где  $\Delta T_C = T_C(P) - T_C$ , причем  $T_C(P) = T_C + kP$ , то есть

$$T^0 = T_C - kP. \quad (12)$$

Таблица 4

$E$  (кДж/моль) смеси Н-96

$P \cdot 10^{-7}$ Па	0,01	1	2	3	4	6
$E, \text{кДж/моль}$	32,6	33,1	33,3	33,3	33,3	32,8

Подстановка выражения температуры эксперимента  $T_C = T^0 + kP$  в уравнение (11) позволяет найти явный вид функции  $\tau(P, T)$ :

$$\tau(P, T) = C \cdot \exp\left(\frac{E}{R \cdot (T^0 + k \cdot P)}\right). \quad (13)$$

Полученное соотношение можно преобразовать к виду:

$$\tau(P, T) = C \cdot \exp\left(\frac{E + V \cdot P}{R \cdot T^0}\right), \quad (14)$$

где  $V = (k \cdot E) / T^0$ ,  $k = \frac{\partial T_C}{\partial P}$ . Свободный объем  $V$ , как показывают расчеты, имеет значение

порядка  $10^{-5}$  м<sup>3</sup>/(моль·Па) незначительно увеличивается при повышении температуры или при понижении давления.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Leslie F.M.* Some constitutive equations for liquid crystals // Arch. Ration. Mech. Anal. 1968. Vol. 28. № 4. P. 265—283.

2. *Clarc M.G., Leslie F.M.* A calculation of orientation relaxation in nematic liquid crystals // Proc. R. Soc. Lond. 1987. Vol. A. 361. P. 463—485.

3. *Ericksen J.L.* Anisotropic fluids // Arch. Ration. Mech. Anal. 1960. Vol. 4. № 3. P. 231—237.

4. *Ericksen J.L.* Continuum theory of liquid crystals of nematic type // Mol. Cryst. Liq. Cryst. 1969. Vol. 7. № 1—4. P. 153—164.

5. *Pasechnik S.V., Larionov A.N., Balandin V.A., Nozdrev V.F.* Etude acoustique de cristaux liquides sous champ magnetique pour differentes temperatures et pressions // J. Phys. (Fr). 1984. Vol. 45. № 3. P. 441—449.

6. *Геворкян Э.В.* Поведение нематических жидких кристаллов в меняющемся магнитном поле // Известия ВУЗов. Физика. 1981. № 4. С. 57—60.

7. *Лагунов А.С., Ларионов А.Н.* Влияние давления на акустические свойства жидких кристаллов в ро-

тационных магнитных полях // Акуст. Журнал. 1984. Т. XXX, Вып. 3. С. 344—351.

8. *Larionov A.N., Tiniakov O.A., Melichov Y.F., Gevorkian E.V., Dementeva A.A.* Ultrasonic properties of nematics in conic rotating magnetic fields // XXI International liquid crystals conference. Abstracts. Colorado. 2006. DYNAP-48.

9. *Larionov A.N., Pasechnik S.V., Larionova N.N.* Viscous properties of nematic mixture at variation of PVT-state parameters // Mol. Cryst. Liq. Cryst. Vol. 409. P. 459—466.

10. *Баландин В.А., Ларионов А.Н., Пасечник С.В.* Акустическая вискозиметрия нематических жидких кристаллов при изменяющихся температуре и давлении // ЖЭТФ. Т. 83. № 12. С. 2121—2127.

11. *Ноздрев В.Ф., Федорищенко Н.В.* Молекулярная акустика. М.: Высшая школа. 1974. — 288 с.

12. *Геворкян Э.В.* К теории магнитоакустических явлений в нематических жидких кристаллах // Применение ультразвука к исследованию вещества. М.: ВЗМИ. 1981. Вып. 32. С. 48—58.

13. *Maier W., Saure A.* Eine einfache molecularstatistische theorie der nematischen kristallinflüssigen phase // Z. Naturforschg. 1959. Teil. 1. Vol. 14-a. № 10. P. 882—889.