

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ОРИЕНТАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ В НЕМАТИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ В ПЕРИОДИЧЕСКИ МЕНЯЮЩИХСЯ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

А. Н. Ларионов¹, Э. В. Геворкян², Н. Н. Ларионова³,
А. И. Ефремов¹, В. Е. Копытин¹

¹ – Воронежский государственный университет,

² – Московский государственный областной университет,

³ – Воронежский государственный аграрный университет

Поступила в редакцию 07.04.2015 г.

Аннотация. Представлены результаты исследований влияния термодинамических параметров состояния и характеристик магнитного поля на кинетику ориентационных процессов в нематической фазе. Исследования выполнены в магнитном поле, которое можно представить как сумму двух составляющих: вращающегося и нормального ему постоянного магнитного поля. Вектор индукции результирующего магнитного поля движется по конической поверхности с углом 2β при вершине конуса. Изменение угла β от 90° до 30° приводит к уменьшению фазового сдвига, увеличению характеристической частоты ω_0 и расширению диапазона угловых скоростей вращения магнитного поля, в котором реализуется синхронный режим. Обоснован экспоненциальный характер зависимости времени ориентационной релаксации от давления и температуры.

Ключевые слова: гидродинамика, ориентационная релаксация, магнитное поле, нематическая фаза.

RESEARCHES OF THE ORIENTATIONAL PROCESSES DYNAMIC OF NEMATIC LIQUID CRYSTALS UNDER PERIODIC CHANGEABLE MAGNETIC FIELDS

A. N. Larionov, E. V. Gevorkian, N. N. Larionova,
A. I. Efremov, V. E. Kopytin

Abstract. The results of experimental researches of thermodynamic state parameters and characteristics of magnetic field influence upon the orientation process kinetics of nematic liquid crystals mixture are presented. The researches have been provided under the resulting magnetic field that is a sum of the rotational magnetic field and constant magnetic field normal to the plane of rotation. The magnetic induction vector moved along the conic surface. The angle of a cone apex is equal to 2β . The diminution of the angle β from 90° to 30° leads as to decrease of the phase lagging and increase of a characteristic frequency ω_0 and results the enlarge of the angular velocity diapason of synchronous regime of director motion. The exponential dependence of the relaxation time upon the pressure and temperature has been explained.

Keywords: hydrodynamics, orientation relaxation, magnetic field, nematic phase.

ВВЕДЕНИЕ

Высокая чувствительность нематических жидких кристаллов (НЖК) к воздействию электрических и магнитных полей наряду с низкими значениями пороговых напряжений, вызывающих изменение ориентационной структуры, обуславливают перспективность использования жидких кристаллов в качестве рабочего тела электрооптических матриц устройств отображения информации, плавно регулируемых линий задержки высокочастотных и сверхвысокочастотных сигналов, различного рода датчиков и других технических устройств [1], [2]. Одним из основных показателей перечисленных устройств является их быстродействие, связанное с процессом изменения ориентации длинных осей молекул при внешних воздействиях, длительность которого характеризуется временем ориентационной релаксации τ_0 , являющимся функцией термодинамических параметров состояния [3], [4].

Существование адекватных решений уравнения движения директора n НЖК во вращающихся магнитных полях [5] позволяет использовать результаты экспериментальных исследований динамики ориентационных процессов в нематической фазе в ротационном магнитном поле для расчёта коэффициента вращательной вязкости γ_1 и времени ориентационной релаксации τ_0 . Во вращающемся магнитном поле наблюдаются два режима движения директора нематика. В магнитном поле, вращающемся с угловой скоростью $\omega_H < \omega_0$, меньшей критического значения ω_0 , директор движется синхронно с вектором напряжённости магнитного поля \vec{H} с фазовым сдвигом

$$\varphi = \arctg \frac{1 - \exp[-2 \cdot \omega_H \cdot t \cdot (\varepsilon^2 - 1)^{0,5}]}{[\varepsilon + (\varepsilon^2 - 1)^{0,5}] - [\varepsilon - (\varepsilon^2 - 1)^{0,5}] \cdot \exp[-2 \cdot \omega_H \cdot t \cdot (\varepsilon^2 - 1)^{0,5}]}, \quad (1)$$

где

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

$\Delta\chi = \chi^{\parallel} - \chi^{\perp}$ — анизотропия магнитной восприимчивости, χ^{\parallel} и χ^{\perp} — магнитная восприимчивость нематика соответственно вдоль длинной оси нематика и перпендикулярно директору, H — напряжённость магнитного поля. Значения фазового сдвига, рассчитанные с помощью соотношения (1) и полученные экспериментально совпадают в пределах погрешности эксперимента [6]. Это позволяет использовать результаты измерений фазового сдвига для расчёта коэффициента вращательной вязкости γ_1 и времени ориентационной релаксации [7]

$$\tau_0 = \frac{2 \cdot \pi \cdot \sin 2\varphi}{\omega_H}. \quad (3)$$

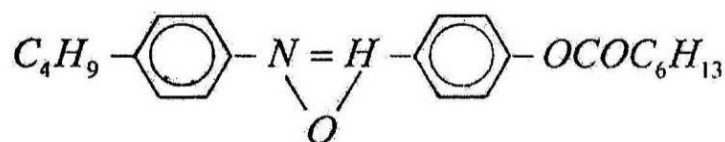
Эффективным методом измерения фазового сдвига является акустическая спектроскопия благодаря высокой чувствительности акустических параметров к ориентирующему воздействию магнитного поля на ориентационную структуру НЖК и возможности проведения исследований больших объёмов образца, линейные размеры которых существенно превышают магнитную длину когерентности [8].

В низкотемпературной области нематической фазы реализуется преимущественно асинхронный режим, когда директор не успевает следовать за вектором индукции магнитного поля. Сравнение фазовых характеристик коэффициента поглощения ультразвука, полученных экспериментально и рассчитанных теоретически, указывает на их качественное сходство [6]. Однако установленный экспериментально затухающий характер низкочастотной составляющей коэффициента поглощения ультразвука не согласуется с выводом о постоянстве значения $\frac{\Delta\alpha}{f^2}$, где $\Delta\alpha = \alpha^{\parallel} - \alpha^{\perp}$ — анизотропия коэффициента поглощения ультразвука, α^{\parallel} и α^{\perp} — коэффициент поглощения ультразвука соответственно параллельно и нормально директору нематика, f — частота ультразвука [8].

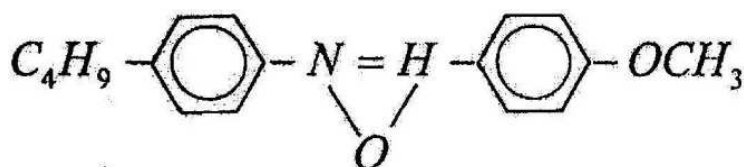
Поэтому перспективным представляется применение периодически меняющихся магнитных полей более сложной конфигурации для ориентации образца, обеспечивающих синхронный режим движения директора и вектора магнитной индукции [9], [10]. В настоящей работе приведены результаты исследований динамики ориентационных процессов в НЖК в ориентирующем магнитном поле, вектор индукции которого является суммой вращающегося магнитного поля и постоянного магнитного поля, вектор индукции которого перпендикулярен плоскости вращения. Согласно выводам гидродинамики нематической фазы применение магнитного поля, вектор индукции которого движется по конической поверхности, позволяет расширить диапазон угловых скоростей вращения магнитного поля, в котором реализуется синхронный режим движения директора [10].

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ МЕТОД И ОБЪЕКТ ИССЛЕДОВАНИЯ

Смеси нематических жидких кристаллов обладают более широким температурным интервалом нематической фазы по сравнению с отдельными компонентами смеси [10]. Расширение температурного интервала нематической фазы позволяет проводить исследования свойств НЖК вдали от температур фазовых переходов, что исключает влияние предпереходных эффектов на динамику ориентационных процессов. Поэтому в качестве объекта исследования выбрана смесь (ЖК-440), содержащая 1 часть п-н-бутил-п-гептаноилоксиазоксибензола (БГОАБ, ЖК-439)



и 2 части п-н-бутил-п-метоксиазоксибензола (БМОАБ, ЖК-434)



В исследованном диапазоне давлений ($10^5 \div 6 \cdot 10^7$ Па) температура T_C фазового перехода НЖК — изотропная жидкость (ИЖ) (температура просветления) линейно возрастает при повышении давления [8]:

$$T_C(P) = T_{0C} + k_C \cdot P, \quad (4)$$

где $T_C(P)$ — температура просветления при давлении P , $T_{0C} = 345,7$ К — температура просветления при атмосферном давлении, $k_C = 3,28 \cdot 10^{-7} \text{ К} \cdot \text{Па}^{-1}$.

Магнитное поле, вектор напряжённости которого движется по конической поверхности, может быть получено сложением вращающегося магнитного поля $\vec{H} = H_{\perp}(\vec{i} \cdot \cos \omega_H \cdot t + \vec{j} \cdot \sin \omega_H \cdot t)$ постоянного магнита (1) (рис. 1),

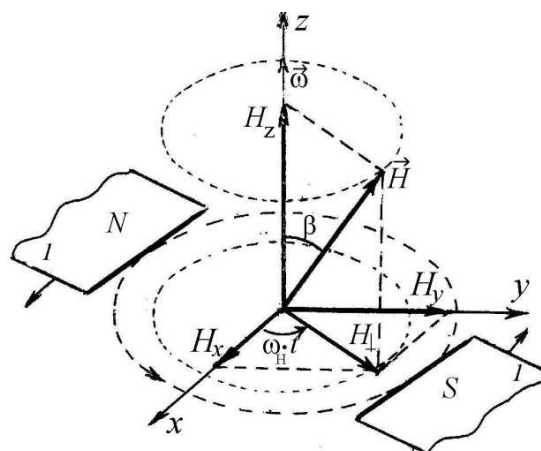


Рис. 1.

установленного на поворотном стенде УПГ-56 с регулируемой угловой скоростью вращения ω_H , и магнитного поля H_Z , направленного вдоль оси z .

Исследования выполнены импульсным методом фиксированного расстояния [4], [8], [9], позволяющим определять анизотропию коэффициента поглощения ультразвука в статическом и синхронном режиме с относительной погрешностью, не превышающей 2 %. Применение двухконтурной системы термостатирования обеспечивает стабильность температуры образца в пределах $\pm 0,05$ К. Абсолютная погрешность определения фазового сдвига составляет $\pm 0,1^\circ$. Относительная погрешность определения времени ориентационной релаксации не превышает 3 %. Абсолютная погрешность определения угла β между вектором магнитной индукции результирующего магнитного поля и осью вращения не превышает $0,5^\circ$.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

В отсутствие вертикальной составляющей магнитного поля H_Z вектор напряжённости \vec{H} вращается в плоскости $X - Y$, при этом $\beta = 90^\circ$ и реализуется частный случай вращающегося магнитного поля. В ротационном магнитном поле наблюдаются два режима движения директора: синхронный, в котором директор движется синхронно с вектором напряжённости, и асинхронный, когда тормозящий момент сил, обусловленный вращательной вязкостью, приводит к движению директора с угловой скоростью, меньшей значения ω_H . При малых угловых скоростях вращения магнитного поля ($\omega_H \rightarrow 0$) директор движется синфазно с вектором напряжённости \vec{H} с фазовым сдвигом между директором и вектором напряжённости, равным нулю (рис. 2.а). Увеличение угловой скорости вращения ω_H приводит к возникновению фазового сдвига φ между вектором напряжённости магнитного поля и директором \vec{n} (рис. 2.б). В этом случае директор движется синхронно с вектором напряжённости магнитного поля с характеристической частотой [5]

$$\omega_{0\perp} = \omega_0 = \frac{\omega_H}{\sin 2\psi}. \quad (5)$$

Соотношение (5) справедливо при $\beta = 90^\circ$. Угол ψ между проекциями векторов \vec{H} и \vec{n} на плоскость $X - Y$ уменьшается с уменьшением угла β . В соответствии с уравнением (5) гидродинамики нематической фазы в синхронном режиме $\sin 2\psi$ является линейной функцией угловой скорости ω_H (рис. 3.а). Это подтверждает правильность выводов гидродинамики, что позволяет применять решения уравнения движения директора для расчёта времени ориентационной релаксации. Отклонение от линейной зависимости $\sin 2\psi$ от ω_H при $\omega_H \rightarrow \omega_0$ может быть связано с нарушением однородной ориентации образца при угловой скорости вращения магнитного поля, близкой к частоте смены режимов $\omega_K = \omega_0$. В случае $\omega_H = \omega_0$ величина угла ψ приближается к 45° и вращающий момент достигает максимального значения. При увеличении угловой скорости вращения магнитного поля в область значений $\omega_H > \omega_0$ директор совершает колебания относительно текущего положения с частотой ω_0 и одновременно вращается в направлении вращения магнитного поля со средней угловой скоростью $\omega_- = \omega_H - \sqrt{\omega_H^2 - \omega_0^2}$ и как следствие характеризуется неустойчивыми значениями анизотропии коэффициента поглощения ультразвука (рис. 2.в) [5].

При $\omega_H > \omega_0$ частотный спектр временной зависимости параметра $\Delta\alpha/f^2$ наряду с характеристической частотой ω_0 содержит низкочастотную составляющую с периодом $T_\Omega = \pi/\Omega$ (рис. 2.г). Уравнения гидродинамики нематической фазы не дают адекватного описания движения директора в асинхронном режиме. В частности, в рамках гидродинамики НЖК, не удаётся объяснить наблюдаемое экспериментально затухание низкочастотной составляющей. Согласие результатов экспериментальных исследований динамики ориентационных процессов в НЖК в синхронном режиме с выводами гидродинамики позволяет использовать экспериментальные результаты для расчёта материальных коэффициентов нематической фазы.

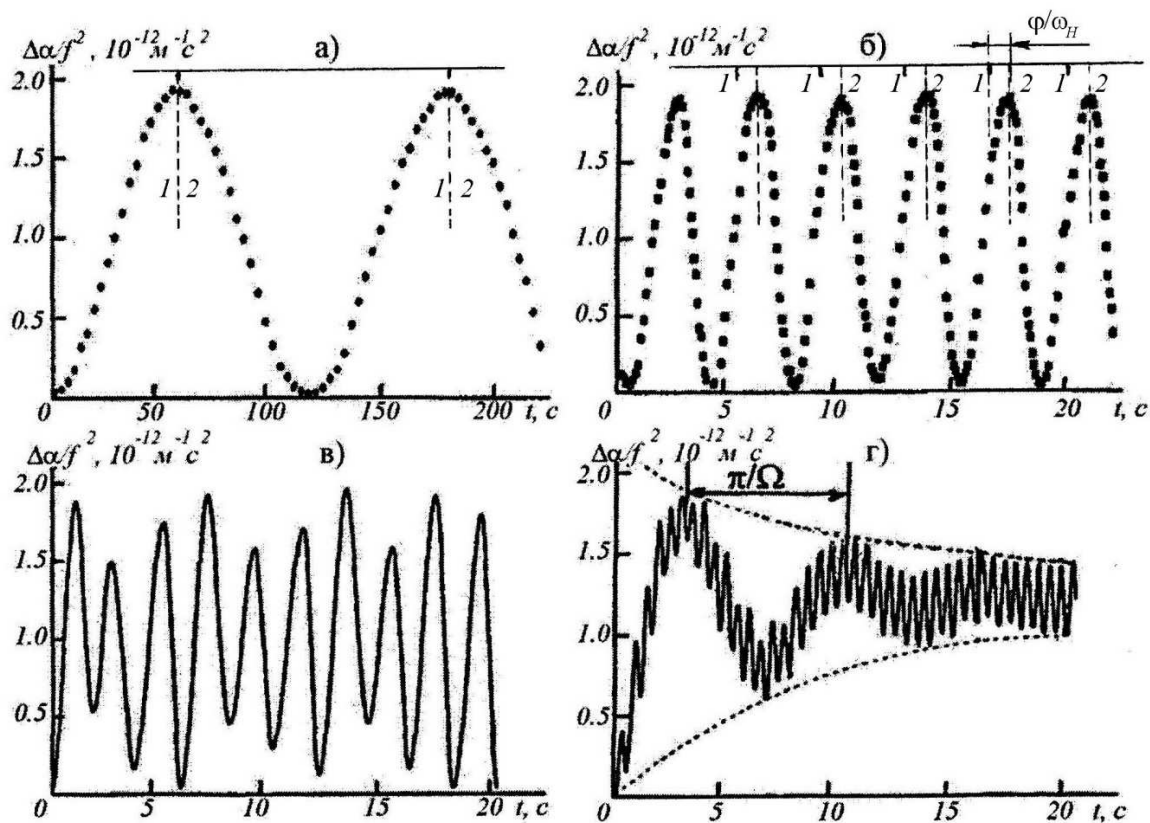


Рис. 2. Фазовая характеристика коэффициента поглощения ультразвука в ЖК-440 при частоте 2.67 МГц, $T = 346.8$ К, $P = 20.0$ МПа и угловой скорости вращения ω_H магнитного поля (рад/с): а) 0.02; б) 0.18; в) 0.34; г) 0.54. На рис. а) и б) 1 – положения $\vec{H} \parallel \vec{k}$; 2 – положения $\vec{n} \parallel \vec{k}$; \vec{k} – волновой вектор.

Однако в области температур, близких к температуре фазового перехода из нематической в твёрдую или смектическую фазу, синхронный режим реализуется при малых угловых скоростях вращения магнитного поля ($\omega_H \rightarrow 0$), что не позволяет проводить эксперимент в широком диапазоне значений ω_H и уменьшает точность определения значений ω_0 и τ_0 .

При включении магнитного поля H_Z , перпендикулярного плоскости вращения магнитного поля постоянного магнита, вектор напряжённости результирующего магнитного поля движется по конической поверхности с углом 2β при вершине конуса (рис. 1)

$$\vec{H} = H_{\perp} \cdot (\vec{i} \cdot \cos \omega_H \cdot t + \vec{j} \cdot \sin \omega_H \cdot t) + H_Z \cdot \vec{k}. \quad (6)$$

При $\beta < 90^\circ$ во вращающемся магнитном поле длинные оси молекул и директор молекулярных комплексов движутся по коническим поверхностям, что вызывает уменьшение тормозящего момента сил по сравнению с данным параметром в магнитном поле, вращающемся в плоскости $X - Y$ (рис. 1). Поэтому уменьшение угла β приводит к уменьшению угла ψ (рис. 3.а) и увеличению параметра ω_0 (рис. 3.б), а, следовательно, к расширению диапазона угловых скоростей вращения магнитного поля, в котором реализуется синхронный режим. Линейный характер зависимости $\sin 2\psi$ от ω_H сохраняется во всём исследованном диапазоне угловых скоростей вращения магнитного поля (рис. 3.а), что указывает на применимость уравнений гидродинамики для описания движения директора во вращающемся магнитном поле при $\beta < 90^\circ$.

В отсутствие составляющей H_Z магнитного поля в соответствии с выводами гидродинамики [2] угол ψ и индукция ориентирующего магнитного поля связаны соотношением:

$$\frac{\sin 2\psi_1}{\sin 2\psi_2} = \left(\frac{B_2}{B_1}\right)^2, \quad (7)$$

где ψ_1 и ψ_2 — фазовый сдвиг в магнитном поле индукцией соответственно B_1 и B_2 (табл. 1).

Таблица 1. Значения отношения $\sin 2\psi_1 / \sin 2\psi_2$ при $B_1 = 0.15$ Тл и $B_2 = 0.29$ Тл

T, K	301.7	307.0	315.7	320.4	330.7
$\frac{\sin 2\psi_1}{\sin 2\psi_2}$	3.73	3.63	3.65	3.74	3.66

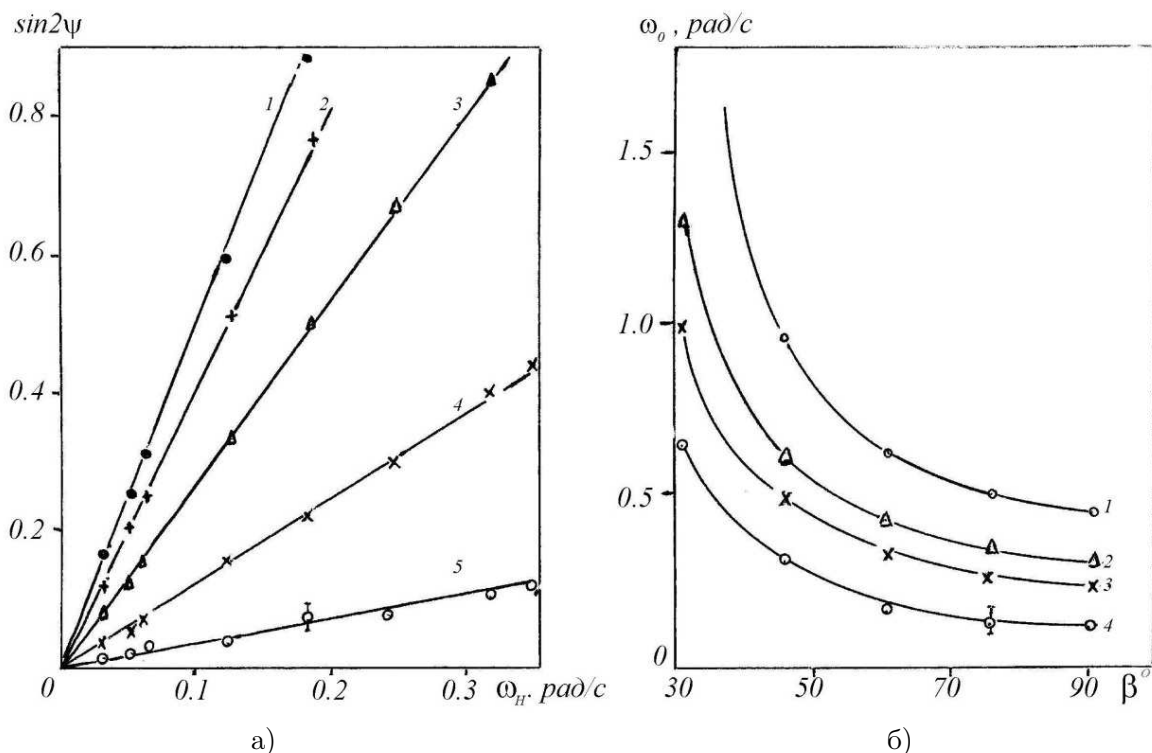


Рис. 3. Зависимость: а) $\sin 2\psi$ от ω_H в магнитном поле $B_1 = 0,21$ Тл при угле β : 1 — 90° ; 2 — 75° ; 3 — 60° ; 4 — 45° ; 5 — 30° ; б) ω_0 от угла β в магнитном поле индукцией (B , Тл): 1 — 0.29; 2 — 0.24; 3 — 0.21; 4 — 0.15.

Представленные в табл. 1 значения отношения $\sin 2\psi_1 / \sin 2\psi_2$, полученные при $\beta = 90^\circ$, совпадают с величиной $(B_2/B_1)^2 = 3.73$, в пределах погрешности эксперимента. При вращении вектора напряжённости результирующего магнитного поля в плоскости $X - Y$ значения углов ψ и φ совпадают.

В магнитном поле, вектор напряжённости которого движется по конической поверхности, параметры магнитного поля и характеристическая частота ω_0 связаны соотношением [10]

$$\frac{\omega_H}{\omega_0} = \sin^2 \beta \cdot \sin 2\psi + 2 \cdot \cos^2 \beta \cdot \operatorname{tg} \psi. \quad (8)$$

В магнитном поле, результирующий вектор напряжённости которого движется по конической поверхности, релаксационные свойства нематической фазы характеризуются параметром

$$\omega_\perp = \omega_0 \cdot \sin^2 \beta. \quad (9)$$

Повышение индукции магнитного поля приводит к увеличению вращающего момента и уменьшению фазового сдвига (рис. 4.а). Характеристическая частота ω_0 увеличивается с ростом индукции ориентирующего магнитного поля, а значение ω_{\perp} , рассчитанное при различных значениях угла β с помощью уравнения (9), совпадает с частотой смены режимов в магнитном поле при $\beta = 90^\circ$ (рис. 4.б).

Увеличение угла β сопровождается уменьшением значения частоты ω_0 и при $\beta = 90^\circ$ характеристическая частота ω_0 достигает предельного значения, равного ω_{\perp} (табл. 2).

Таблица 2. Значения ω_0 (рад/с) при различных углах β .

T, K	β°	30	45	60	75	90
	$B, Tл$					ω_0
301.7	0.15	—	0.244	0.165	0.137	0.128
301.7	0.21	0.952	0.493	0.325	0.268	0.252
301.7	0.24	1.295	0.652	0.428	0.350	0.330
301.7	0.29	1.896	0.917	0.640	0.516	0.478
309.2	0.15	—	0.334	0.229	0.189	0.179
309.2	0.21	1.311	0.699	0.446	0.357	0.338
309.2	0.24	1.732	0.867	0.584	0.472	0.438
309.2	0.29	2.522	1.256	0.844	0.695	0.642
315.7	0.15	—	0.418	0.284	0.232	0.220
315.7	0.21	1.654	0.834	0.557	0.451	0.422
315.7	0.24	2.172	1.069	0.717	0.593	0.549
315.7	0.29	3.246	1.617	0.938	0.856	0.802
320.4	0.15	—	0.501	0.334	0.271	0.254
320.4	0.21	1.982	0.992	0.666	0.536	0.501
320.4	0.24	2.586	1.277	0.860	0.720	0.653
320.4	0.29	3.796	1.893	1.251	1.019	0.953

При $\beta = 90^\circ$ во всём температурном интервале нематической фазы выполняется соотношение гидродинамики: $\omega_{01}/\omega_{02} = (B_1/B_2)^2$ (табл. 3).

Таблица 3. Значения ω_{01}/ω_{02} при $B_1 = 0.21 Tл, B_2 = 0.29 Tл, (B_2/B_1)^2 = 1.907$.

T, K	301.7	307.0	315.7	324.6	331.7	341.2
ω_{02}/ω_{01}	1.908	1.914	1.904	1.910	1.908	1.907

Значения ω_{\perp} , рассчитанные при различных углах β с помощью соотношения (9), в пределах погрешности эксперимента совпадают с характеристической частотой ω_0 (табл. 4). Это позволяет рассчитать среднее значение (ω_0) по результатам измерений фазового сдвига во вращающихся магнитных полях при различных значениях угла β , то есть повысить точность определения характеристической частоты и времени ориентационной релаксации.

Температурная зависимость времени ориентационной релаксации описывается законом Аррениуса (рис. 5)[11], [12], [13]:

$$\tau_0(T) = const \cdot \exp\left(\frac{E}{R \cdot T}\right). \tag{10}$$

Зависимость времени ориентационной релаксации от давления имеет экспоненциальный характер:

$$\tau_0(P) = const \cdot \exp(k_{\tau} \cdot P). \tag{11}$$

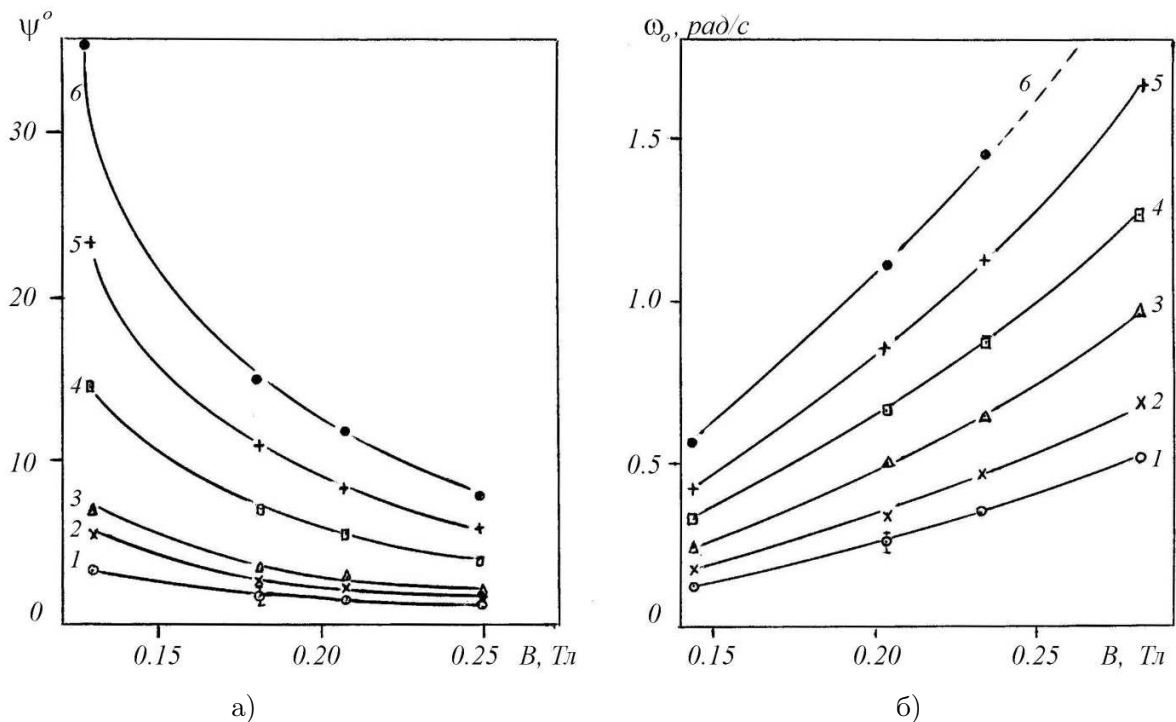


Рис. 4. Зависимость от проекции индукции магнитного поля на плоскость $X - Y$: а) проекции фазового сдвига ψ при $\beta = 60^\circ$ и угловых скоростях ω_H (рад/с): 1 – 0.03; 2 – 0.05; 3 – 0.06; 4 – 0.12; 5 – 0.18; 6 – 0.24; б) частоты ω_0 при $\beta = 75^\circ$ и температурах: 1 – 301.7 К; 2 – 309.2 К; 3 – 318.0 К; 4 – 326.7 К; 5 – 334.0 К; 6 – 339.2 К.

Таблица 4. Значения ω_\perp , рассчитанные с помощью соотношения (9).

B, Тл	β°	30	45	60	75	90
	T, K					
0.21	304.2	0.272	0.287	0.273	0.286	0.281
	305.7	0.280	0.289	0.284	0.291	0.291
	307.0	0.293	0.303	0.299	0.315	0.306
	311.7	0.352	0.360	0.354	0.357	0.357
	313.2	0.384	0.386	0.382	0.385	0.384
	318.0	0.451	0.449	0.457	0.456	0.455
	322.7	0.515	0.549	0.509	0.535	0.539
	328.0	0.652	0.649	0.659	0.660	0.656
	331.7	0.734	0.739	0.746	0.744	0.742
	339.2	1.037	1.040	1.038	1.049	1.045
0.29	304.2	0.530	0.516	0.523	0.525	0.566
	305.2	0.551	0.522	0.543	0.557	0.555
	307.0	0.577	0.529	0.571	0.601	0.572
	313.2	0.730	0.735	0.731	0.732	0.733
	318.0	0.870	0.868	0.861	0.864	0.867
	322.7	1.020	1.021	1.030	1.033	1.026
	328.0	1.242	1.248	1.253	1.252	1.251
	331.7	1.420	1.414	1.409	1.420	1.416
	339.2	1.987	1.985	1.997	1.994	1.993

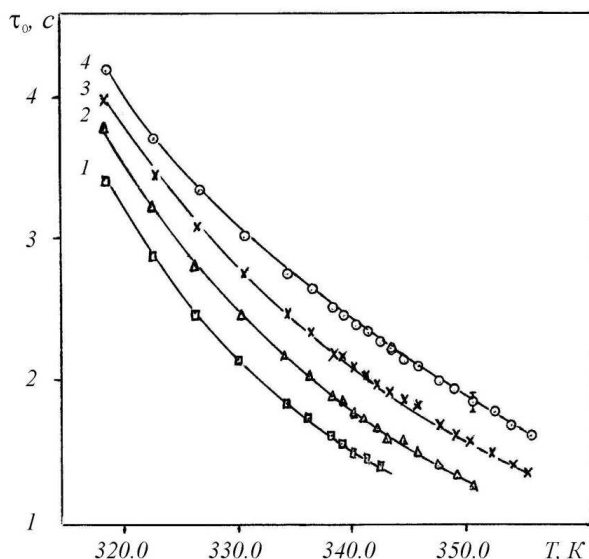


Рис. 5. Температурная зависимость времени τ_0 в магнитном поле индукцией $B = 0.29 \text{ Тл}$ при давлении: 1 – 0.1 МПа; 2 – 20 МПа; 3 – 40 МПа; 4 – 60 МПа.

Для установления характера зависимости времени ориентационной релаксации от термодинамических параметров состояния целесообразно ввести температуру $T^* = T_C - \Delta T_C = T_{\text{Э}} - k_C \cdot P$, где $T_{\text{Э}}$ – температура, при которой выполнялся эксперимент при давлении P . Подстановка выражения температуры эксперимента $T = T_{\text{Э}} = T^* + k_C \cdot P$ в уравнение (10) с учётом формулы (11) позволяет получить уравнение зависимости времени ориентационной релаксации от давления и температуры:

$$\tau_0(P, T) = \text{const} \cdot \exp\left(\frac{E + V_0 \cdot P}{R \cdot T^*}\right). \quad (12)$$

где E – энергия активации, V_0 характеризует величину свободного объёма, который имеет значение порядка $10^{-5} \text{ м}^3 / (\text{моль} \cdot \text{Па})$ и увеличивается при повышении температуры или понижении давления.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В магнитном поле, вектор индукции которого движется по конической поверхности, наблюдается два режима движения директора. Синхронный режим адекватно описывается уравнениями гидродинамики нематической фазы. Уменьшение угла β между вращающимся результирующим вектором индукции и нормалью к плоскости вращения приводит к расширению диапазону угловых скоростей вращения магнитного поля, в котором реализуется синхронный режим. Фазовый сдвиг между вектором магнитной индукции и директором уменьшается при изменении угла β от 90° до 30° . Зависимость фазового сдвига и характеристической частоты движения директора от индукции магнитного поля согласуется с выводами гидродинамики нематической фазы. Применение теории свободного объёма позволило получить выражение, описывающее влияние давления и температуры на время ориентационной релаксации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Photonic devices based on hybrid approach combining liquid crystals and sol-gel waveguides / L. Sirleto, G. Coppola, G. C. Righini, G. Abbate // Fiber and integrated optics. — 2006. —

V. 25. — P. 175–194.

2. Photonic liquid crystal fibers for sensing applications / T. R. Wolinski, A. Czaplá, S. Ertman et al. // IEEE Transactions on instrumentation and measurements. — 2008. — V. 57, No. 8. — P. 1796–1802.

3. Pasechnik S. V. Liquid Crystals: Viscous and Elastic Properties in Theory and Applications / S. V. Pasechnik, V. G. Chigrinov, D. V. Shmeliova. — Wiley-VCH, 2009. — 424 p.

4. Larionov A. N. Viscous properties of nematic mixture at variation of PVT-state parameters / A. N. Larionov, N. N. Larionova, S. V. Pasechnik // Molecular Crystals and Liquid Crystals. — 2004. — V. 409. — P. 459–466.

5. Etude acoustique de cristaux liquides sous champ magnetique pour differentes temperatures et pressions / A. N. Larionov [et al.] // Journal dePhysique (Fr). — 1984. — V. 45, No 3. — P. 441–449.

6. Investigation of relaxation properties of nematic phase under changeable state parameters / A. N. Larionov [et al.] // 20-th International liquid crystal conference. Abstracts. — Lubliana, 2004. — MAC-P043.

7. Lagunov A. S. Dynamic properties of liquid crystals in rotating magnetic field under high pressure / A. S. Lagunov, E. V. Gevorkjan, A. N. Larionov // 10-th International liquid crystal conference. Abstracts. — United Kingdom. (York), 1984. — P. 23.

8. Лагунов А. С. Влияние давления на акустические свойства жидких кристаллов в ротационных магнитных полях / А. С. Лагунов, А. Н. Ларионов // Акустический журнал. — 1984. — Т. XXX, вып. 3. — С. 344–351.

9. Установка для изучения ориентационной релаксации в нематических жидких кристаллах / А. Н. Ларионов [и др.] // VII Всероссийская научно-техническая конференция “Методы и средства измерений”. — Н. Новгород, 2003. — С. 8.

10. Вращательная вязкость и динамика ориентационных процессов в жидких кристаллах в меняющихся магнитных полях / Э.В. Геворкян, О. А. Тиняков, А. Н. Ларионов, Ю. Ф. Мелихов // Вестник Костромского Госуниверситета им. Н. А. Некрасова. — 2006. — вып. 1. — С. 27–32.

11. Лагунов А. С. Ориентационная релаксация в растворе нематических жидких кристаллов / А. С. Лагунов, А. Н. Ларионов // Журнал физической химии. — 1986. — Т. LX, № 9. — С. 2206–2211.

12. Measurement of the rotational viscosity, γ_1 , of nematic liquid crystals under high pressure / H. Dörrer [et al.] // Liquid Crystals. — 1986. — V. 1, № 6. — P. 573–582.

13. Diogo A. C. Order parameter and temperature dependence of the hydrodynamic viscosities of nematic liquid crystals / A. C. Diogo, A. F. Martins // Journal de Physique (Fr). — 1982. — V. 43, № 5. — P. 779–786.

REFERENCES

1. Sirleto L., Coppola G., Righini G. C., Abbate G. Photonic devices based on hybrid approach combining liquid crystals and sol-gel waveguides. Fiber and integrated optics. 2006, vol. 25, pp. 175–194.

2. Wolinski T.R., Czaplá A., Ertman S. et al. Photonic liquid crystal fibers for sensing applications. IEEE Transactions on instrumentation and measurements. 2008, vol. 57, no. 8, pp. 1796–1802.

3. Pasechnik S. V., Chigrinov V. G., Shmeliova D. V. Liquid Crystals: Viscous and Elastic Properties in Theory and Applications. Wiley-VCH, 2009. 424 p.

4. Larionov A.N., Larionova N.N., Pasechnik S.V. Viscous properties of nematic mixture at variation of PVT-state parameters. Molecular Crystals and Liquid Crystals, 2004, vol. 409, pp. 459–466.

5. Larionov A.N. et. al. Etude acoustique de cristaux liquides sous champ magnetique pour differentes temperatures et pressions. Journal dePhysique (Fr). 1984, vol. 45, no. 3, pp. 441–449.

6. Larionov A.N. et. al. Investigation of relaxation properties of nematic phase under changeable state parameters. 20-th International liquid crystal conference. Abstracts. Lubliana, 2004, MAC-P043.

7. Lagunov A.S., Gevorkjan E.V., Larionov A.N. Dynamic properties of liquid crystals in rotating magnetic field under high pressure. 10-th International liquid crystal conference. Abstracts. UnitedKingdom. York, 1984, p. 23.

8. Lagunov A.S., Larionov A.N. The influence of pressure upon a coustic properties of liquid crystals under rotational magnetic field. [Lagunov A. S., Larionov A. N. Vliyanie davleniya na akusticheskie svojstva zhidkix kristallov v rotacionnyx magnitnyx polyax]. *Akustichesky zhurnal* — *Russian Acoustic journal*, 1984, vol. XXX, iss. 3, pp. 344–351.

9. Larionov A.N. et. al. The setup for researches of the orientation relaxation of nematic liquid crystals. [Larionov A. N. i dr. Ustanovka dlya izucheniya orientacionnoj relaksacii v nematicheskix zhidkix kristallax]. All-Russian scientific and technical conference “Methods and means of measuring. N. Novgorod, 2003, p. 8.

10. Gevorkian E.V., Tiniakov O.A., Larionov A.N., Melihov Ju. F. The twist viscosity and the dynamics of orientation processes in liquid crystals under change magnetic fields. [Gevorkyan E'. V., Tinyakov O. A., Larionov A. N., Melixov Yu. F. Vrashhatel'naya vyazkost' i dinamika orientacionnyx processov v zhidkix kristallax v menyayushhixsya magnitnyx polyax]. *Vestnik Kostromskogo Gosuniversiteta im. N. A. Nekrasova* — *Proceedings of Kostroma State University*, 2006, no. 1, pp. 27–32.

11. Lagunov A. S., Larionov A. N. Orientation relaxation in mixture of nematic liquid crystals. [Lagunov A. S., Larionov A. N. Orientacionnaya relaksaciya v rastvore nematicheskix zhidkix kristallov]. *Zhurnal fizicheskoy ximii* — *Russian Journal of Physical Chemistry*, 1986, vol. LX, no. 9, pp. 2206–2211.

12. Dörrer H. et. al. Measurement of the rotational viscosity, γ_1 , of nematic liquid crystals under high pressure. *Liquid Crystals*, 1986, vol. 1, no. 6, pp. 573–582.

13. Diogo A. C., Martins A. F. Order parameter and temperature dependence of the hydrodynamic viscosities of nematic liquid crystals. *Journal de Physique (Fr)*, 1982, vol. 43, no. 5, pp. 779–786.

Ларионов Алексей Николаевич, доктор физико-математических наук, доцент кафедры общей физики физического факультета ВГУ, г. Воронеж, Российская Федерация

E-mail: Larionovan@yandex.ru

Тел.: (473)253-00-00

Larionov Alexey N., doctor of physico-mathematical science, reader of the chair of general physics, physical faculty of Voronezh State University, Voronezh, Russian Federation

E-mail: Larionovan@yandex.ru

Тел.: (473)253-00-00

Геворкян Эдвард Вигенович, доктор физико-математических наук, профессор кафедры общей физики Московского государственного областного университета, г. Москва, Российская Федерация

E-mail: Larionovan@yandex.ru

Тел.: 8-910-245-83-15

Gevorkian Edvard V., doctor of physico-mathematical science, professor of the chair of general physics, Moscow State Regional University, Moscow, Russian Federation

E-mail: Larionovan@yandex.ru

Тел.: 8-910-245-83-15

*Ларионова Нина Николаевна, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры физики Воронежского государственного аграрного университета, г. Воронеж, Российская Федерация
E-mail: Larionovan@yandex.ru
Тел.: (473)253-00-00*

*Larionova Nina N., candidate of physico-mathematical science, reader of the chair of physics, Voronezh State Agrarian University, Voronezh, Russian Federation
E-mail: Larionovan@yandex.ru
Tel.: (473)253-00-00*

*Ефремов Андрей Игоревич, аспирант кафедры общей физики ВГУ, г. Воронеж, Российская Федерация
E-mail: araforr@gmail.com
Тел.: 8-950-750-66-34*

*Efremov Andrey I., graduate student of the chair of general physics, physical faculty of Voronezh State University, Voronezh, Russian Federation
E-mail: araforr@gmail.com
Tel.: 8-950-750-66-34*

*Копытин Владислав Евгеньевич, студент физического факультета физического факультета Воронежского государственного университета, г. Воронеж, Российская Федерация
E-mail: kopytin_vladislav@mail.ru
Тел.: 8-920-214-17-23*

*Kopytin Vladislav E., student of physics faculty of Voronezh State University, Voronezh, Russian Federation
E-mail: kopytin_vladislav@mail.ru
Tel.: 8-920-214-17-23*