

УДК 537.9+539.6

DOI: 10.18384/2310-7251-2017-4-62-67

## К ДИНАМИКЕ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ В ИЗМЕНЯЮЩИХСЯ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

**Геворкян Э.В.**

*Московский государственный областной университет  
105005, г. Москва, улица Радио, д. 10А, Российская Федерация*

**Аннотация.** Исследуются динамика и особенности поведения жидких кристаллов в изменяющихся магнитных полях различного типа: пульсирующих, осциллирующих, вращающихся, конических. Показана эффективность конических полей для экспериментального изучения жидких кристаллов.

**Ключевые слова:** динамические свойства, жидкие кристаллы, изменяющиеся магнитные поля, время релаксации, ориентационная структура.

## DYNAMICS OF LIQUID CRYSTALS IN VARIABLE MAGNETIC FIELDS

**E. Gevorkyan**

*Moscow Region State University  
ul. Radio 10A, 105005 Moscow, Russian Federation*

**Abstract.** The dynamics and features of behavior of liquid crystals in variable magnetic fields of different types (pulsating, oscillating, rotating, conical) are investigated. The efficiency of conical fields for the experimental study of liquid crystals is shown.

**Key words:** dynamic properties, liquid crystals, variable magnetic fields, relaxation time, orientation structure.

### Введение

Гидродинамическая теория нематических жидких кристаллов (немагнетодинамика) была развита на основе законов сохранения в классических работах Эриксона и Лесли [1; 2]. В дальнейшем были предложены десятки вариантов такой теории, как линейных, так и нелинейных. Однако, при решении конкретных практических задач и описании результатов экспериментов, как правило, используется гидродинамика Лесли–Эриксона. Большинство других теорий дают сходные или эквивалентные результаты. Для объяснения возможных различий требуются специальные расчёты и довольно сложные методически эксперименты.

Экспериментальное и теоретическое изучение динамики нематиков в изменяющихся по величине или направлению внешних магнитных полях представляет также и прикладной интерес, связанный с определением магнитной восприим-

чивости, акустических параметров, времён ориентационной релаксации, коэффициентов вязкости [3–5].

Магнитное поле способно также изменять ориентационную структуру холестерических и смектических С жидких кристаллов. Однако, здесь ситуация значительно сложнее методически, а также из-за отсутствия экспериментальных данных о многочисленных (вследствие моноклинной симметрии) коэффициентах вязкости для монодоменных смектиков С.

В настоящей работе обсуждаются особенности поведения жидких кристаллов в изменяющихся магнитных полях различного типа: пульсирующих, осциллирующих, вращающихся, конических.

Локальная ориентация нематика описывается единичным вектором  $\mathbf{n}$  – директором. Будем рассматривать «объёмные» жидкие кристаллы со свободными ориентационными граничными условиями, позволяющими не учитывать эффекты обратного потока и деформации, характерные для тонких слоёв нематика с жёстким сцеплением директора на граничных поверхностях.

При типичных частотах изменения поля (ниже СВЧ диапазона) инерциальные свойства, связанные с поворотом директора, несущественны.

С учётом этого уравнение движения директора в магнитном поле  $\mathbf{H}$  в гидродинамике Лесли – Эриксона примет вид:

$$\gamma_1 \dot{n}_i - \mu_0 \chi_a \mathbf{n} \cdot \mathbf{H} H_i = \lambda n_i, \quad (1)$$

где  $\lambda = \mu_0 \chi_a (\mathbf{nH})^2$  – множитель Лагранжа,  $\mu_0$  – магнитная постоянная,  $\chi_a$  – анизотропия диамагнитной восприимчивости,  $\gamma_1$  – коэффициент вращательной вязкости. Или для плотностей моментов:

$$\Gamma = \mu_0 \chi_a \mathbf{n} \cdot \mathbf{H} [\mathbf{n} \times \mathbf{H}] - \gamma_1 [\mathbf{n} \times \dot{\mathbf{n}}] = 0. \quad (2)$$

### Пульсирующие и осциллирующие поля

Поля этого типа остаются коллинеарными (например, оси 3) и поэтому представляют интерес для изучения динамики эффекта Фредерикса в тонких слоях нематика или процессов быстрой ориентации при включении поля и медленного перехода в неориентированное состояние (разориентация при выключении) объёмного образца. В этих случаях принципиальную роль играют граничные условия, возникающие течения, а также образование и движение дефектов ориентации. Такие поля сравнительно просто реализуются в эксперименте. Однако, значительно сложнее в обработке результатов измерений и определении по ним параметров нематика. Более перспективными для эксперимента являются магнитные поля, меняющие направление.

### Вращающиеся и конические поля

Рассмотрим магнитное поле, вектор напряженности  $\mathbf{H} = H \mathbf{h}$  которого с частотой  $\omega$  описывает в пространстве конус с осью вдоль оси 3 и углом при вершине  $2\beta$ . Индекс 0 у векторов обозначает их проекции на плоскость 12.

Уравнение движения директора в этом случае дает:

$$\dot{n}_3 + 2\omega_c (h_0 n_0 \cos \varphi + h_3 n_3) (h_0 n_3 \cos \varphi - h_3 n_0) n_0 = 0, \quad (3)$$

$$\dot{\varphi}_n - 2\omega_c h_0 \sin \varphi (h_0 \cos \varphi + h_3 n_3 / n_0) = 0, \quad (4)$$

где  $\omega_c = \mu_0 \chi_a H^2 / 2\gamma_1$  – критическая частота,  $\varphi_n$  – азимутальный угол директора,  $\varphi = \omega t - \varphi_n$ .

Откуда для запаздывания азимутального угла  $\varphi$  и котангенса полярного угла директора  $d = \text{ctg } \alpha = n_3/n_0$  находим автономную систему нелинейных уравнений:

$$\dot{\varphi} + 2\omega_c h_0 \sin \varphi (h_0 \cos \varphi + h_3 n_3 / n_0) - \omega = 0, \quad (5)$$

$$\dot{d} + 2\omega_c (h_0 \cos \varphi + h_3 d) (h_0 d \cos \varphi + h_3) = 0. \quad (6)$$

Её стационарное решение (синхронный режим) имеет вид:

$$2 \sin \varphi_s \cos \varphi_s \left( h_0^2 + \frac{h_3^2}{\cos^2 \varphi_s} \right) = \frac{\omega}{\omega_c}, \quad (7)$$

$$d_s = \frac{h_3}{h_0 \cos \varphi_s} \quad (8)$$

или  $\text{tg } \alpha = \cos \varphi_s \text{tg } \beta$ .

Замена переменной  $\text{tg } \varphi_s = u$  сводит (7) к кубическому уравнению:

$$2h_3^2 u^3 - \frac{\omega}{\omega_c} u^2 + 2u - \frac{\omega}{\omega_c} = 0. \quad (9)$$

Линеаризация системы (5), (6) в окрестности решения (7), (8) позволяет определить устойчивость стационарных решений:

$$\frac{1}{2\omega_c} \delta \dot{\varphi} = (h_0^2 \sin^2 \varphi_s - 1) \delta \varphi - h_0 h_3 \sin \varphi_s \delta d, \quad (10)$$

$$\frac{1}{2\omega_c} \delta \dot{d} = -h_0 h_3 \sin \varphi_s \left( 1 + \frac{h_3^2}{h_0^2 \cos^2 \varphi_s} \right) \delta \varphi + (2h_0^2 \sin^2 \varphi_s - 1) \delta d. \quad (11)$$

Для устойчивости требуется, чтобы след матрицы коэффициентов системы (10), (11) был отрицательным, а её определитель положительным:

$$3h_0^2 \sin^2 \varphi_s - 2 < 0, \quad (12)$$

$$2h_0^4 \cos^4 \varphi_s + h_0^2 (2h_3^2 - h_0^2) \cos^2 \varphi_s + \frac{3}{\cos} > 0. \quad (13)$$

Семейство решений уравнения (7) на фазовой диаграмме (в переменных угол – частота, рис. 1) имеет характерную «критическую» точку  $h_3 = 1/3$  и

$\omega/\omega_c = 2/\sqrt{3}$ , в которой сходятся линии максимумов и минимумов кривых, границ устойчивости и различных точек покоя. В этой точке  $u = \sqrt{3}$  и  $\varphi_s = \pi/3$ .

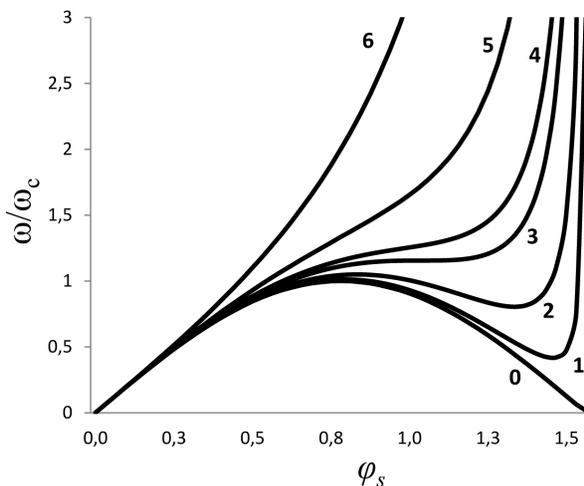


Рис. 1. Фазовая диаграмма зависимости запаздывания азимутального угла поворота директора  $\varphi_s$  от относительной частоты вращения магнитного поля  $\omega/\omega_c$ . Для значений  $h_3^2$  равных: 0 – 0, 1/90 – 1, 2/45 – 2, 1/9 – 3, 2/7 – 4, 1/3 – 5, 1/2 – 6.

При  $h_3 < 1/3$  уравнение (7) в определённом частотном интервале имеет три решения, устойчивость которых определяется неравенством (13). Минимальный угол (фокус) соответствует устойчивому решению, а остальные (седло и фокус) – неустойчивым. При более низких частотах единственное решение (узел) устойчиво, а при высоких частотах (фокус) неустойчиво.

При  $h_3 \geq 1/3$  при любых частотах уравнение (7) имеет единственное решение (фокус). При  $1/9 \leq h_3^2 \leq 1/3$  решения устойчивы, если выполняется неравенство (12). При  $h_3^2 \geq 1/3$  решение устойчиво при любых частотах и асинхронный режим отсутствует.

Этот результат означает, что коническое магнитное поле с углом  $\beta < 54,74^\circ$ , в отличие от классического вращающегося поля, позволяет измерять в синхронном режиме большие значения вращательной вязкости. Например, в окрестности фазового перехода из нематической в смектические фазы или в смектической фазе С.

Заметим, что в отсутствии синхронного режима или при его неустойчивости жидкий кристалл переходит в асинхронный режим со сложным движением директора. Вследствие вырожденности этого состояния начинается медленный процесс разориентации жидкого кристалла, в результате которого он переходит в новое стационарное состояние с неполной ориентированностью с многочисленными ориентационными дефектами, дисклинациями. Анизотропия этого состояния уменьшается с ростом частоты вращения поля и определяется, как и длительность переходного процесса, динамикой дефектов.

Очевидно, что в частном случае вращающегося поля уравнение (7) превращается в классическое уравнение Цветкова и частотная область устойчивого ориентированного синхронного режима ограничивается сверху критической частотой  $\omega_c$  (рис. 1, кривая 0).

Коническое и вращающееся магнитные поля большей частоты ( $\omega \gg \omega_c$ ) целесообразно применять для ориентации дискотиков с отрицательной анизотропией диамагнитной восприимчивости.

В последнее время были обнаружены новые жидкокристаллические фазы, например, двухосные нематики и твист-бенд (ТВ) нематики [6; 7], которые также ориентируются магнитным полем. Конические поля будут полезным инструментом и в этом случае для исследования их анизотропных свойств и ориентационной структуры.

### Заключение

Таким образом, изучение динамических свойств жидких кристаллов в меняющихся внешних полях служит эффективным методом экспериментального исследования жидкокристаллического состояния и может дать ценную информацию для проверки теории.

Наиболее перспективным представляется коническое магнитное поле или сочетание вращающегося поля с переменным (осциллирующим) электрическим полем.

Для изучения объёмных жидкокристаллических образцов, в большей степени свободных от искажений ориентационной структуры ограничивающими поверхностями, более всего подходят ультразвуковая и диэлектрическая спектроскопии в магнитном поле (причём, желательна специальная обработка поверхностей измерительной камеры, обеспечивающая граничные условия слабого ориентационного сцепления для ослабления влияния процесса образования дисклинаций.)

Альтернативное направление, связанное с измерениями в асинхронном режиме и с построением динамической теории движения ориентационных дефектов для описания экспериментальных данных в неориентированных (или частично разориентированных полями, быстро меняющимися направлением и величиной) жидких кристаллах, пока слабо развито и его перспективы остаются неясными. В этом случае для анализа экспериментальных данных приходится использовать упрощённые модели Фоккера–Планка или вращательной диффузии для «роев».

### ЛИТЕРАТУРА

1. Ericksen J.L. Anisotropic fluids // Archive for Rational Mechanics and Analysis, 1960. Vol. 4. Iss. 1. pp. 231–237.
2. Leslie F.M. Some constitutive equation for liquid crystals // Archive for Rational Mechanics and Analysis, 1968. Vol. 28. Iss. 4. pp. 265–283.
3. Геворкян Э.В. Поведение нематических жидких кристаллов в меняющемся магнитном поле // Известия высших учебных заведений. Физика, 1981. Т. 24. № 4. С. 57–60.
4. Хабибуллаев П.К., Геворкян Э.В., Лагунов А.С. Реология жидких кристаллов. Ташкент: ФАН, 1992. 300 с.
5. Беляев В.В. Вязкость нематических жидких кристаллов. М.: Физматлит, 2002. 224 с.
6. Блинов Л.М. Жидкие кристаллы. Структура и свойства. М.: Книжный дом «ЛИБРОКОМ», 2013. 480 с.

7. Salili S.M., et al. Anomalous increase in nematic-isotropic transition temperature in dimer molecules induced by magnetic field // *Physical Review Letters*, 2016. P. 217801-1–217801-5.

### REFERENCES

1. Ericksen J.L. [Anisotropic fluids]. In: *Archive for Rational Mechanics and Analysis*, 1960, vol. 4, iss. 1, pp. 231–237.
2. Leslie F.M. [Some constitutive equation for liquid crystals]. In: *Archive for Rational Mechanics and Analysis*, 1968, vol. 28, iss. 4, pp. 265–283.
3. Gevorkyan E.V. [Behavior of Nematic Liquid Crystals in a Variable Magnetic Field]. In: *Izvestiya vysshikh uchebnykh zavedenii. Fizika* [Soviet Physics Journal], 1981, vol. 24, iss. 4, pp. 343–346.
4. Khabibullaev P.K., Gevorkyan E.V., Lagunov A.S. *Reologiya zhidkikh kristallov* [Rheology of liquid crystals]. Tashkent, FAN Publ., 1992. 300 p.  
Habibullaev P. K., Gevorkyan E. V., Lagunov A.S. *Rheology of Liquid Crystals*. New York: Allerton Press, 1994. 281 p. ISBN-10: 0898640776 / ISBN-13: 978-0898640779
5. Belyaev V.V. *Vyazkost' nematiceskikh zhidkikh kristallov* [Viscosity of nematic liquid crystals]. Moscow, Fizmatlit Publ., 2002. 224 p.  
Belyaev V.V. *Viscosity of Nematic Liquid Crystals*, Publisher: Cambridge International Science Publishing, 2009. 240 p. ISBN 10: 1904602088 / ISBN-13: 9781904602088.
6. Blinov L.M. *Zhidkie kristally. Struktura i svoistva* [The liquid crystals. Structure and properties]. Moscow, LIBROKOM Publ., 2013. 480 p.  
Blinov L.M. *Structure and Properties of Liquid Crystals*. Springer Science+Business Media B. V., 2011. 480 p.
7. Salili S.M., et al. [Anomalous increase in nematic-isotropic transition temperature in dimer molecules induced by magnetic field]. In: *Physical Review Letters*, 2016, P. 217801-1–217801-5.

---

### ИНФОРМАЦИЯ ОБ АВТОРЕ

Геворкян Эдвард Вигенович – доктор физико-математических наук, профессор кафедры общей физики Московского государственного областного университета;  
e-mail: gevev@rambler.ru

### INFORMATION ABOUT THE AUTHOR

Edward V. Gevorkyan – Doctor in Physico-mathematical sciences, professor at the Department of General Physics, Moscow Region State University;  
e-mail: gevev@rambler.ru

---

### ПРАВИЛЬНАЯ ССЫЛКА НА СТАТЬЮ

Геворкян Э.В. К динамике жидких кристаллов в изменяющихся магнитных полях // Вестник Московского государственного областного университета. Серия: Физика-Математика. 2017. № 4. С. 62–67.  
DOI: 10.18384/2310-7251-2017-4-62-67

### FOR CITATION

Gevorkyan E.V. Dynamics of liquid crystals in variable magnetic fields. In: *Bulletin of Moscow Region State University. Series: Physics and Mathematics*. 2017. no. 4. pp. 62–67.  
DOI: 10.18384/2310-7251-2017-4-62-67