

УДК 532.783:539.33:537.632

<https://doi.org/10.21869/2223-1528-2023-13-3-182-198>

Ориентационные переходы в магнитокомпенсированных жидкокристаллических суспензиях ферромагнитных углеродных нанотрубок

И. А. Чупеев¹, Д. А. Петров¹✉

¹ Пермский государственный национальный исследовательский университет
ул. Букирева, д. 15, г. Пермь 614990, Российская Федерация

✉ e-mail: petrovda@bk.ru

Резюме

Целью работы является изучение влияния ферромагнитных углеродных нанотрубок на ориентационные переходы в магнитокомпенсированных жидкокристаллических суспензиях.

Методы. Задача решалась в рамках континуальной теории. Путем минимизации функционала свободной энергии Гельмгольца получена система уравнений Лагранжа – Эйлера, определяющая равновесные зависимости углов ориентации директоров жидкого кристалла и примесных ферромагнитных углеродных нанотрубок, а также концентрационные распределения дисперсной фазы суспензии как функции поперечной координаты, материальных параметров и напряженности магнитного поля.

Результаты. Показано, что в присутствии внешнего магнитного поля жидкокристаллическая суспензия ферромагнитных углеродных нанотрубок может находиться в неоднородной фазе (угловая фаза) и двух однородных фазах (планарная и гомеотропная фазы). Аналитически получены выражения для пороговых полей переходов между сосуществующими ориентационными фазами как функции материальных параметров композита. Построены диаграммы ориентационных фаз суспензии.

Закключение. В результате исследований показано, что добавление малых концентраций ферромагнитных углеродных нанотрубок может существенно понизить порог магнитного перехода Фредерикса по сравнению с чистым жидким кристаллом, что является важным для различных технических приложений. Полученные аналитические формулы для пороговых полей переходов между различными ориентационными фазами могут применяться для определения энергии сцепления и материальных параметров суспензий ферромагнитных углеродных нанотрубок в жидком кристалле.

Ключевые слова: жидкий кристалл; ферромагнитные углеродные нанотрубки; магнитное поле; переход Фредерикса.

Финансирование: исследование выполнено при финансовой поддержке Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС».

Конфликт интересов: Авторы декларируют отсутствие явных и потенциальных конфликтов интересов, связанных с публикацией настоящей статьи.

Для цитирования: Чупеев И. А., Петров Д. А. Ориентационные переходы в магнитокомпенсированных жидкокристаллических суспензиях ферромагнитных углеродных нанотрубок // Известия Юго-Западного государственного университета. Серия: Техника и технологии. 2023. Т. 13, № 3. С. 182–198. <https://doi.org/10.21869/2223-1528-2023-13-3-182-198>

Поступила в редакцию 08.07.2023

Подписана в печать 25.08.2023

Опубликована 29.09.2023

Oriental Transitions in Magnetically Compensated Liquid-Crystal Suspensions of Ferromagnetic Carbon Nanotubes

Ilya A. Chupeev¹ ✉, Danil A. Petrov¹

¹ Perm State University
15 Bukireva Str., Perm 614990, Russian Federation

✉ e-mail: petrovda@bk.ru

Abstract

Purpose of research is to study the influence of ferromagnetic carbon nanotubes on orientational transitions in magnetically compensated liquid-crystal suspensions.

Methods. The problem was solved in the framework of the continuum theory. By minimizing the Helmholtz free energy functional, a system of Lagrange-Euler equations is obtained that determines the equilibrium dependences of the orientation angles of liquid crystal and impurity ferromagnetic carbon nanotubes directors, as well as the concentration distributions of the dispersed phase of the suspension as a function of the transverse coordinate, material parameters, and magnetic field strength.

Results. It is shown that in the presence of an external magnetic field, a liquid-crystal suspension of ferromagnetic carbon nanotubes can be in a non-uniform phase (angular phase) and two uniform phases (planar and homeotropic phases). Expressions for the threshold fields of transitions between coexisting orientational phases are obtained analytically as functions of the material parameters of the composite. Diagrams of the orientational phases of the suspension are plotted.

Conclusion. As a result of the research, it was shown that the addition of low concentrations of ferromagnetic carbon nanotubes can significantly reduce the threshold of the magnetic Fréedericksz transition compared to a pure liquid crystal, which is important for various technical applications. The obtained analytical formulas for the threshold fields of transitions between different orientational phases can be used to determine the anchoring energy and material parameters of suspensions of ferromagnetic carbon nanotubes in a liquid crystal.

Keywords: liquid crystal; ferromagnetic carbon nanotubes; magnetic field; Fréedericksz transition.

Funding: This work was supported by the Foundation for the Advancement of Theoretical Physics and Mathematics "BASIS".

Conflict of interest: The authors declare no apparent or potential conflicts of interest related to the publication of this article.

For citation: Chupeev I. A., Petrov D. A. Oriental Transitions in Magnetically Compensated Liquid-Crystal Suspensions of Ferromagnetic Carbon Nanotubes. *Izvestiya Yugo-Zapadnogo gosudarstvennogo universiteta. Seriya: Tekhnika i tekhnologii = Proceedings of the Southwest State University. Series: Engineering and Technologies*. 2023; 13(3): 182–198. (In Russ.) <https://doi.org/10.21869/2223-1528-2023-13-3-182-198>

Received 08.07.2023

Accepted 25.08.2023

Published 29.09.2023

Введение

Жидкие кристаллы (ЖК) являются необычными материалами, поскольку удивительным образом сочетают текучесть, присущую обычным жидкостям, с анизотропией физических свойств, которая свойственна твердым кристаллическим телам. Благодаря этому ЖК нашли свое применение в различных практических приложениях, начиная с дисплейной

техники [1], оптоэлектроники, фотоники [2–7] и заканчивая системами доставки лекарств [8; 9]. Обычно в качестве рабочих сред используются сложные смеси органических ЖК-соединений, по этой причине актуальным является запрос на химический синтез новых ЖК-матриц с заданными физическими свойствами. Благодаря чрезвычайно быстрому развитию химии наноматериалов в последнее десяти-

летие стал популярным физический способ модификации свойств ЖК, который заключается во внедрении небольших добавок анизотропных неорганических наночастиц в ЖК-среду. Наночастицы могут влиять на локальный порядок молекул ЖК, а сама несущая матрица способна упорядочивать анизотропные наночастицы. Это дополняется набором специфических особенностей, связанных с материальным происхождением наночастиц: металлическим, полупроводниковым, ферромагнитным или сегнетоэлектрическим, диамагнитным и др. Активное экспериментальное изучение и возрастающий научный интерес к ЖК-композитам наночастиц подтверждаются многочисленными обзорными статьями [7; 10–20], однако фундаментальные особенности ориентационных фазовых переходов в таких системах все еще слабо изучены.

Одним из интересных и перспективных объектов для внедрения в ЖК-матрицу с целью изменения ее физических свойств являются углеродные нанотрубки (УНТ) [11; 17; 18; 21–23]. Так как нематические ЖК (НЖК), или нематики, обладают малой анизотропией диамагнитной восприимчивости ($\chi_a \sim 10^{-7} - 10^{-6}$) [24], то для управления их ориентационной структурой в ограниченном объеме требуются достаточно большие магнитные поля ($B = \mu_0 H \sim 1$ Тл, где μ_0 – магнитная проницаемость вакуума; H – напряженность магнитного поля). Наличие примесных УНТ может значительно усилить магнитоориентационный отклик ЖК-матрицы, т. к. они обладают аномально высокой анизотропией диамагнитной восприимчивости $\chi_a^p \sim 10^{-5} - 10^{-4}$ [25].

Магнитные свойства нанотрубок также можно модифицировать путем добавления внутрь трубки феррочастиц (инкапсулированные УНТ) или же размеще-

ния ферромагнитной примеси на поверхности нанотрубки (функционализированные УНТ) [25; 26]. Как отмечено в работе [25], такие нанотрубки называются ферромагнитными (ФУНТ) и в дальнейшем при построении континуальной теории существенным будет являться лишь то, что модифицированные ФУНТ обладают дополнительным магнитным моментом, подразумевая, что они могут быть как наполнены, так и ковалентно функционализированы магнитной примесью. Примесные ФУНТ являются примером частиц, которые являются одновременно дипольными, т. е. обладают собственным магнитным моментом, и квадрупольными, что проявляется в виде положительной анизотропии диамагнитной восприимчивости. В этом отношении ФУНТ похожи на гетитовые наностержни, но с тем отличием, что для последних характерна отрицательная анизотропия диамагнитной восприимчивости [27–29]. Нанотрубки обладают сильно вытянутой формой (аспектное отношение порядка $10^2 - 10^3$) и малыми поперечными размерами (порядка 1 нм для однослойных и порядка 10 нм для многослойных УНТ). Это, с одной стороны, обеспечивает сильную ориентационную связь ФУНТ с молекулами нематика, а с другой стороны, позволяет избежать появления существенных дефектов в ЖК-матрице. Все это делает ФУНТ перспективными материалами для создания ЖК-композитов с уникальными физическими свойствами.

Единственная теоретическая работа, посвященная описанию ЖК-композитов ФУНТ, намагниченных суспензий [25], для которых в отсутствие магнитного поля все магнитные моменты примесных частиц преимущественно ориентированы в одном направлении. Такие системы представляют собой ЖК-аналоги ферромагнетиков и в случае ЖК-суспензий обычных магнитных частиц подробно исследованы [16; 30–32]. Однако остаются

неизученными так называемые магнитокомпенсированные суспензии ФУНТ в НЖК, которые являются ЖК-аналогами антиферромагнетиков. В отсутствие внешнего магнитного поля такие суспензии не намагничены, т. к. имеют равные доли ФУНТ с противоположно направленными магнитными моментами. Поведение намагниченных и компенсированных суспензий в магнитном поле принципиально отличается друг от друга [25; 28; 30], что требует развития отдельного подхода к описанию антиферромагнитных суспензий ФУНТ в НЖК. Таким образом настоящая работа посвящена построению континуальной теории ориентационных фазовых переходов, индуцированных внешним магнитным полем, в магнитокомпенсированных суспензиях ФУНТ в НЖК.

Материалы и методы

Континуальная теория

Рассмотрим бесконечный плоский слой толщиной L , заполненный суспензией ФУНТ в НЖК и ограниченный твердыми плоскими стенками. Считаем сцепление молекул нематика с границами

жестким и планарным. Начало системы координат выберем в середине слоя, пусть ось x параллельна границам слоя, а ось z и магнитное поле $\mathbf{H} = (0, 0, H)$ направим перпендикулярно им (рис. 1). Для описания преимущественной ориентации длинных осей молекул ЖК и ФУНТ будем использовать единичные векторы – директоры $\mathbf{n}$ и $\mathbf{m}$ соответственно (главные оси нематического порядка). Считается, что магнитные моменты частиц, которыми наполнены или функционализированы УНТ, фиксированы и направлены параллельно длинной оси нанотрубки (см. рис. 1, кружки со стрелками). Полагаем, что сцепление ФУНТ с матрицей НЖК является мягким и планарным. В этом случае в отсутствие поля $\mathbf{H}$ векторы $\mathbf{n}$ и $\mathbf{m}$ параллельны оси легкого ориентирования $\mathbf{n}_0 = (1, 0, 0)$, а суспензии отвечает однородная планарная текстура. Считаем, что рассматриваемая суспензия является магнитокомпенсированной, т. е. в отсутствие внешнего магнитного поля в ней имеются равные доли примесных ФУНТ с магнитными моментами, направленными параллельно и антипараллельно локальному директору ЖК.

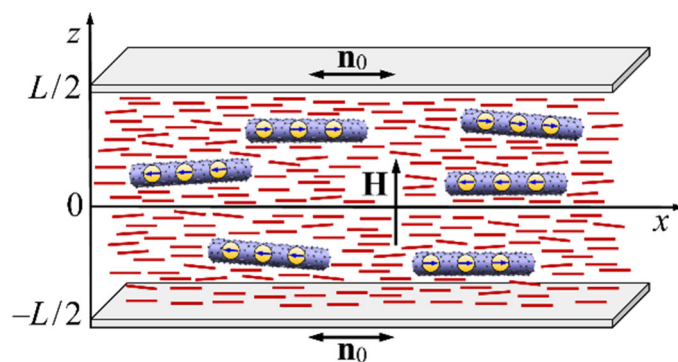


Рис. 1. Ячейка с магнитокомпенсированной ЖК-суспензией ФУНТ в магнитном поле

Fig. 1. Cell with magnetically compensated LC-suspension of FCNT in a magnetic field

Недавно в работе [28] была предложена континуальная теория магнитокомпенсированных суспензий гетитовых наностержней, которую можно использовать для описания композитов НЖК и

ФУНТ, учитывая специфические магнитные свойства нанотрубок. В основе теории, предложенной в работе [28], находится термодинамический потенциал – свободная энергия Гельмгольца

$$F = \int F_V dV, \quad (1)$$

где определены следующие вклады в плотность свободной энергии:

$$\begin{aligned} F_V &= F_1 + F_2 + F_3 + F_4 + F_5 + F_6; \\ F_1 &= \frac{1}{2} \left[K_{11} (\nabla \cdot \mathbf{n})^2 + K_{22} (\mathbf{n} \cdot \nabla \times \mathbf{n})^2 + \right. \\ &\quad \left. + K_{33} (\mathbf{n} \times \nabla \times \mathbf{n})^2 \right]; \\ F_2 &= -\frac{1}{2} \mu_0 \chi_a (\mathbf{n} \cdot \mathbf{H})^2; \\ F_3 &= -\mu_0 M_s (f_+ - f_-) (\mathbf{m} \cdot \mathbf{H}); \\ F_4 &= -\frac{1}{2} \mu_0 \chi_a^p (f_+ + f_-) (\mathbf{m} \cdot \mathbf{H})^2, \\ F_5 &= -\frac{W}{d} (f_+ + f_-) (\mathbf{n} \cdot \mathbf{m})^2; \\ F_6 &= \frac{k_B T}{v} (f_+ \ln f_+ + f_- \ln f_-). \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь первое слагаемое F_1 представляет собой потенциал Франка для ЖК матрицы, а K_{ii} – модули ориентационной упругости. Второе слагаемое F_2 учитывает магнитную энергию нематика в поле, где $\chi_a > 0$ – анизотропия диамагнитной восприимчивости матрицы. Вклад F_3 учитывает энергию магнитных моментов ФУНТ в поле, где M_s – намагниченность насыщения ФУНТ; f_+ и f_- – объемные доли частиц с магнитными моментами $\mu_+ = \mu \mathbf{m}$ и $\mu_- = -\mu \mathbf{m}$, направленными соответственно параллельно и антипараллельно директору ЖК $\mathbf{n}$; μ_0 – магнитная проницаемость вакуума. Вклад F_4 отвечает за энергию диамагнитной оболочки ФУНТ в поле, где $\chi_a^p > 0$ – анизотропия диамагнитной восприимчивости ФУНТ. За ориентационную связь между примесными частицами и нематиком отвечает вклад F_5 , где W – поверхностная плотность энергии сцепления молекул ЖК с

поверхностью ФУНТ; d – поперечный диаметр ФУНТ. Последнее слагаемое F_6 учитывает вклад энтропии смешения идеального раствора ФУНТ в суспензии, где k_B – постоянная Больцмана; T – температура; v – объем ФУНТ.

Для рассматриваемой геометрии (см. рис. 1) директоры ЖК и ФУНТ можно представить в следующем виде:

$$\begin{aligned} \mathbf{n} &= [\cos \varphi(z), 0, \sin \varphi(z)], \\ \mathbf{m} &= [\cos \psi(z), 0, \sin \psi(z)], \end{aligned} \quad (3)$$

где $\varphi(z)$ и $\psi(z)$ – углы отклонения директоров ЖК и ФУНТ от оси легкого ориентирования $\mathbf{n}_0 = (1, 0, 0)$ соответственно.

После подстановки выражений (3) в (1) получим следующее выражение для свободной энергии:

$$\begin{aligned} F &= \int \left\{ \frac{1}{2} \left[K_{11} \cos^2 \varphi(z) + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + K_{33} \sin^2 \varphi(z) \right] \left(\frac{d\varphi}{dz} \right)^2 - \right. \\ &\quad - \frac{1}{2} \mu_0 \chi_a H^2 \sin^2 \varphi(z) - \\ &\quad - \mu_0 M_s H (f_+ - f_-) \sin \psi(z) - \\ &\quad - \frac{1}{2} \mu_0 \chi_a^p H^2 (f_+ + f_-) \sin^2 \psi(z) - \\ &\quad - \frac{W}{d} (f_+ + f_-) \cos^2 (\varphi(z) - \psi(z)) + \\ &\quad \left. + \frac{k_B T}{v} (f_+ \ln f_+ + f_- \ln f_-) \right\} dV. \end{aligned} \quad (4)$$

Задачу удобно решать в безразмерном виде, для этого согласно работам [25; 28; 30] выберем в качестве единицы длины толщину слоя L и определим безразмерные величины: координату $\tilde{z} = z/L$, а также приведенные объемные доли ФУНТ в суспензии; $g_{\pm} = f_{\pm}/\bar{f}$ и безразмерную напряженность магнитного поля $h = HL\sqrt{\mu_0 \chi_a / K_{11}}$. В качестве единицы напряженности магнитного поля здесь выбрана величина

$H_q = L^{-1} \sqrt{K_{11} / (\mu_0 \chi_a)}$, которая определяется балансом энергии ориентационно-упругих деформаций F_1 и диамагнитного вклада ЖК-матрицы F_2 . При $H \gtrsim H_q$ ориентационные искажения в суспензии возникают из-за диамагнитной анизотропии НЖК (квадрупольный механизм влияния магнитного поля на ориентационную структуру композита). Также можно ввести еще одно характерное поле $H_d = K_{11} / \mu_0 M_s \bar{f} L^2$, следующее из баланса вклада F_1 и дипольной частиц энергии феррочастиц в магнитном поле F_3 . При $H \gtrsim H_d$ искажения в суспензии вызываются взаимодействием магнитных моментов ФУНТ с внешним магнитным полем (дипольный механизма влияния).

Далее согласно [25; 28; 30] определим безразмерные параметры суспензии:

$$k = \frac{K_{33}}{K_{11}}; \quad b = M_s \bar{f} L \sqrt{\frac{\mu_0}{K_{11} \chi_a}}; \\ \gamma = \frac{\bar{f} \chi_a^p}{\chi_a}; \quad \kappa = \frac{k_B T \bar{f} L^2}{K_{11} \nu}; \quad \sigma = \frac{W \bar{f} L^2}{K_{11} d}, \quad (5)$$

где k – отношение констант Франка; параметр $b = H_q / H_d$ характеризует режим влияния магнитного поля на суспензию и представляет собой отношение двух характерных полей H_q и H_d . При $b \gg 1$ ($H_d \ll H_q$) ориентационные искажения обусловлены преимущественно дипольным механизмом, а в случае $b \ll 1$ ($H_q \ll H_d$) они вызваны квадрупольным механизмом. Параметр γ определяется балансом энергии F_2 диамагнитной ЖК-матрицы и энергии F_3 диамагнитных нанотрубок в магнитном поле и показывает, какой из двух диамагнитных механизмов ориентации суспензии магнитным полем преобладает в суспензии. При $\gamma > 1$ деформация ориентационной струк-

туры вызвана преимущественно диамагнитным механизмом, связанным с УНТ, а при $\gamma < 1$ появление искажений поля директора $\mathbf{n}$ обусловлено диамагнетизмом ЖК.

Параметр сегрегации $\kappa = (L/L_s)^2$ представляет собой квадрат отношения двух характерных длин – толщины слоя L и сегрегационной длины $L_s = (\nu K_{11} / k_B T \bar{f})^{1/2}$, которая находится из баланса вкладов F_1 и F_6 в объемную плотность свободной энергии. Сегрегационный параметр κ представляет собой меру концентрационного расслоения ФУНТ в слое суспензии. При $\kappa \gg 1$ перераспределение УНТ в слое ЖК пренебрежимо мало и становится существенным при $\kappa \lesssim 1$. Последним параметром σ , определенным в (5), является энергия сцепления директоров НЖК и ФУНТ.

В системе единиц СИ согласно работе [25] типичные значения материальных параметров НЖК и ФУНТ составляют: $\chi_a \approx 10^{-7}$; $\chi_a^p \approx 10^{-5} \sim 10^{-4}$; $K_{33} > K_{11} \approx 10^{-12}$ Н; $d \approx 10^{-8}$ м; $\nu \approx 10^{-22}$ м³; $\bar{f} \approx 10^{-4}$; $\mu \approx 9 \cdot 10^{-21}$ Дж/Тл; $W \approx 10^{-7}$ Н/м. Для толщины слоя $L \approx 20$ мкм и температуры $T = 300$ К получим следующие оценки для безразмерных параметров: $b \approx 1$, $\gamma \approx 10^{-1}$, $\kappa \approx 1$, $\sigma \approx 1$ и $k \approx 1$.

Для безразмерной свободной энергии с учетом выражений (5) получаем

$$\tilde{F} = F \frac{L}{K_{11} S} = \int_{-1/2}^{1/2} \left[\frac{1}{2} K(\varphi) \left(\frac{d\varphi}{d\tilde{z}} \right)^2 - \frac{1}{2} h^2 \sin^2 \varphi - b h (g_+ - g_-) \sin \psi - \frac{1}{2} \gamma h^2 (g_+ + g_-) \sin^2 \psi - \sigma (g_+ + g_-) \cos^2 (\varphi - \psi) + \kappa (g_+ \ln g_+ + g_- \ln g_-) \right] d\tilde{z}, \quad (6)$$

где S – площадь пластин, ограничивающих ячейку, и введено обозначение

$$K(\varphi) = \cos^2 \varphi + k \sin^2 \varphi. \quad (7)$$

Минимизация функционала (6) относительно $\varphi(\tilde{z})$, $\psi(\tilde{z})$ и $g_{\pm}(\tilde{z})$ приводит к следующей системе уравнений ориентационного равновесия:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \frac{\partial K(\varphi)}{\partial \tilde{z}} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial \tilde{z}} \right)^2 + K(\varphi) \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \tilde{z}^2} + \\ + \frac{1}{2} h^2 \sin 2\varphi - \sigma(g_+ + g_-) \sin 2(\varphi - \psi) = 0; \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} bh \operatorname{th} \left(\frac{bh}{\kappa} \sin \psi \right) \cos \psi + \frac{1}{2} \gamma h^2 \sin 2\psi + \\ + \sigma \sin 2(\varphi - \psi) = 0; \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} g_{\pm} = Q \exp \times \\ \times \left\{ \pm \frac{bh}{\kappa} \sin \psi + \frac{\gamma h^2}{2\kappa} \sin^2 \psi + \frac{\sigma}{\kappa} \cos^2(\varphi - \psi) \right\}; \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} Q^{-1} = 2 \int_{-1/2}^{1/2} \operatorname{ch} \left\{ \frac{bh}{\kappa} \sin \psi(\tilde{z}) \right\} \times \\ \times \exp \left\{ \frac{\gamma h^2}{2\kappa} \sin^2 \psi(\tilde{z}) + \frac{\sigma}{\kappa} \cos^2(\varphi(\tilde{z}) - \psi(\tilde{z})) \right\} d\tilde{z}. \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь константа нормировки Q определена из условия постоянства числа частиц в суспензии, которое в безразмерной форме имеет вид

$$\int_{-1/2}^{1/2} (g_+ + g_-) d\tilde{z} = 1. \quad (12)$$

Система уравнений (8) – (11) должна быть дополнена условиями жесткого планарного сцепления директора ЖК $\mathbf{n}$ с границами слоя:

$$\varphi(-1/2) = \varphi(1/2) = 0. \quad (13)$$

В силу симметрии задачи середине слоя $\tilde{z} = 0$ отвечает максимальное отклонение φ_m директора от оси легкого ориентирования $\mathbf{n}_0$, тогда можно записать

$$\varphi(0) = \varphi_m, \quad \left. \frac{d\varphi}{d\tilde{z}} \right|_{\tilde{z}=0} = 0. \quad (14)$$

Уравнения (8) – (10) с нормировочным тождеством (11) и граничными условиями (13) и (14) представляют собой замкнутую краевую задачу, решая которую возможно определить равновесные конфигурации полей директоров $\mathbf{n}$ и $\mathbf{m}$, а также концентрационные распределения примесных частиц $g_{\pm}$ в зависимости от безразмерного магнитного поля h и материальных параметров системы b , γ , κ , σ и k .

Ориентационные фазы

Рассмотрим подробнее различные решения системы уравнений ориентационного равновесия (8) – (10) совместно с граничными условиями (13). Первое решение $\varphi(\tilde{z}) = \psi(\tilde{z}) = 0$ является однородным и отвечает начальному антиферромагнитному состоянию с планарной текстурой ($\mathbf{n} \parallel \mathbf{m} \parallel \mathbf{n}_0 \perp \mathbf{H}$). Схематически это состояние, которое будем называть планарной фазой, представлено на рисунке 2, а. Еще одно однородное решение, для которого $\varphi(\tilde{z}) = 0$ и $\psi(\tilde{z}) = \pi/2$, не является магнитокомпенсированным и отвечает гомеотропной фазе с директором ЖК, параллельным границам слоя, и директором ФУНТ, ориентированным в направлении поля $\mathbf{n} \parallel \mathbf{n}_0 \perp \mathbf{m} \parallel \mathbf{H}$ (рис. 2, б). Последнему неоднородному решению $\varphi = \varphi(\tilde{z})$, $\psi = \psi(\tilde{z})$ отвечает угловая фаза (рис. 2, в), в которой угол между векторами $\mathbf{n}$ и $\mathbf{m}$ отличен от нуля и $\pi/2$.

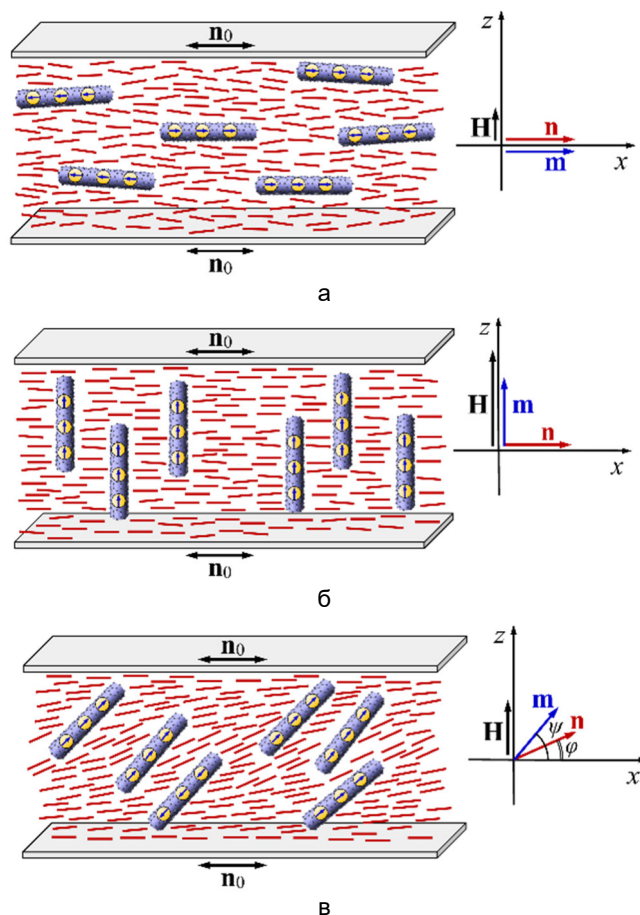


Рис. 2. Ориентационные фазы суспензии: а – планарная; б – гомеотропная; в – угловая

Fig. 2. Orientation phases of the suspension: а – planar; б – homeotropic; в – angular

Согласно работе [28] стоит ожидать, что переходы между различными ориентационными фазами имеют пороговый характер. Рассмотрим сначала переход из планарной фазы в неоднородное состояние – угловую фазу. Под влиянием магнитного поля начальная планарная фаза суспензии перестает быть устойчивой и при достижении полем некоторого порогового значения h_c происходит переход в угловую фазу. По аналогии с беспримесным ЖК этот переход можно назвать переходом Фредерикса [24]. Для нахождения поля h_c перехода Фредерикса воспользуемся тем, что искажения ориентационной структуры вблизи h_c малы $\varphi(\tilde{z}) \ll 1$ и $\psi(\tilde{z}) \ll 1$, а распределение частиц близко к однородному

$g_+(\tilde{z}) = g_-(\tilde{z}) \approx 1/2$. В этом случае решения уравнений (8) – (10) можно искать в виде разложения по малому параметру $\varepsilon \ll 1$:

$$\varphi = \varphi_1 \varepsilon + \varphi_2 \varepsilon^2 + \dots, \quad \psi = \psi_1 \varepsilon + \psi_2 \varepsilon^2 + \dots, \\ h = h_c + h_1 \varepsilon + h_2 \varepsilon^2 + \dots \quad (15)$$

Подставляя эти выражения в уравнения (8) – (10), в низшем порядке малости получаем

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial \tilde{z}^2} + h_c^2 \varphi_1 - 2\sigma(\varphi_1 - \psi_1) = 0; \quad (16)$$

$$\gamma h_c^2 \psi_1 + 2\sigma(\varphi_1 - \psi_1) = 0; \quad (17)$$

$$g_+ = \frac{1}{2} \left(1 \pm \frac{b h_c}{\kappa} \psi_1 \right). \quad (18)$$

Уравнение (17) позволяет найти связь углов ориентации директоров ЖК и ФУНТ, а именно

$$\psi_1 = \Lambda_c \varphi_1, \quad (19)$$

где введены обозначения

$$\Lambda_c = \frac{2\sigma}{2\sigma - \lambda_c h_c^2}; \quad \lambda_c = \gamma + \frac{b^2}{\kappa}. \quad (20)$$

Подставив (19) в уравнение (16), получим

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial \tilde{z}^2} + A^2 \varphi_1 = 0, \quad (21)$$

где

$$A^2 = h_c^2 + \frac{2\sigma \lambda_c h_c^2}{2\sigma - \lambda_c h_c^2} = h_c^2 (1 + \Lambda_c \lambda_c). \quad (22)$$

Нетривиальное решение

$$\varphi_1(\tilde{z}) = \varphi_m \cos(A\tilde{z}) \quad (23)$$

уравнения (21), удовлетворяющее граничными условиями (13) и (14), существует при условии $A = \pi$. В этом случае уравнение для поля перехода Фредерикса из планарной в угловую фазу имеет вид

$$\pi^2 = h_c^2 + \frac{2\sigma \lambda_c h_c^2}{2\sigma - \lambda_c h_c^2}. \quad (24)$$

Решая это биквадратное уравнение, получим два различных решения:

$$\begin{aligned} (h_c^\pm)^2 &= \\ &= \frac{1}{2\lambda_c} \left[\frac{\pi^2 \lambda_c + 2\sigma(1 + \lambda_c) \pm \sqrt{(\pi^2 \lambda_c + 2\sigma(1 + \lambda_c))^2 - 8\pi^2 \sigma \lambda_c}}{2} \right]. \end{aligned} \quad (25)$$

Из уравнения (24) также можно в явном виде выразить энергию сцепления

$$\sigma = \frac{1}{2} \cdot \frac{\lambda_c h_c^2 (\pi^2 - h_c^2)}{\pi^2 - (1 + \lambda_c) h_c^2}, \quad (26)$$

что позволит без труда построить зависимость h_c от σ в отличие от начального уравнения (24).

Найдем теперь поле h_r перехода угловая – гомеотропная фаза. Аналогично описанной выше процедуре в неоднородной фазе вблизи поля перехода h_r отклонения директора ЖК $\mathbf{n}$ от оси легкого ориентирования $\mathbf{n}_0$ и директора ФУНТ $\mathbf{m}$ от направления поля $\mathbf{H}$ малы, тогда φ и ψ можно представить в виде разложения по малому параметру $\varepsilon \ll 1$:

$$\begin{aligned} \varphi &= \tilde{\varphi}_1 \varepsilon + \tilde{\varphi}_2 \varepsilon^2 + \dots; \quad \psi = \frac{\pi}{2} - \tilde{\psi}_1 \varepsilon + \tilde{\psi}_2 \varepsilon^2 + \dots; \\ h &= h_r + \tilde{h}_1 \varepsilon + \tilde{h}_2 \varepsilon^2 + \dots \end{aligned} \quad (27)$$

Знак «—» в разложении для ψ позволяет рассматривать поворот директора $\mathbf{m}$ по часовой стрелке в направлении координатной оси x . Подставляя выражения (27) в уравнения (8) – (10), в самом низком порядке малости получим

$$\frac{\partial^2 \tilde{\varphi}_1}{\partial \tilde{z}^2} + h_r^2 \tilde{\varphi}_1 + 2\sigma(\tilde{\varphi}_1 - \tilde{\psi}_1) = 0; \quad (28)$$

$$\begin{aligned} &\left[\gamma h_r^2 + b h_r \operatorname{th} \left(\frac{b h_r}{\kappa} \right) \right] \tilde{\psi}_1 - \\ &- 2\sigma(\tilde{\varphi}_1 - \tilde{\psi}_1) = 0; \end{aligned} \quad (29)$$

$$g_+ = \frac{1}{2} \operatorname{ch}^{-1} \left(\frac{b h_r}{\kappa} \right) \exp \left(\pm \frac{b h_r}{\kappa} \right). \quad (30)$$

Выражая $\tilde{\psi}_1$ из уравнения (29), получим

$$\tilde{\psi}_1 = \Lambda_r \tilde{\varphi}_1, \quad (31)$$

где введены обозначения

$$\Lambda_r = \frac{2\sigma}{\lambda_r h_r^2 - 2\sigma}, \quad \lambda_r = \gamma + \frac{b}{h_r} \operatorname{th} \left(\frac{b h_r}{\kappa} \right). \quad (32)$$

После подстановки (31) в (28) получим дифференциальное уравнение второго порядка

$$\frac{\partial^2 \tilde{\varphi}_1}{\partial \tilde{z}^2} + B^2 \tilde{\varphi}_1 = 0, \quad (33)$$

где

$$B^2 = h_r^2 + \frac{2\sigma\lambda_r h_r^2}{\lambda_r h_r^2 - 2\sigma} = h_r^2 (1 + \Lambda_r \lambda_r). \quad (34)$$

Решение уравнения (33), удовлетворяющее граничным условиям (13) и (14), имеет вид

$$\tilde{\varphi}_1(\tilde{z}) = \varphi_m \cos(B\tilde{z}). \quad (35)$$

Из условия существования этого решения находим, что $B = \pi$, тогда выражение для порогового поля перехода h_r между гомеотропной и угловой фазами примет вид

$$\pi^2 = h_r^2 + \frac{2\sigma\lambda_r h_r^2}{\lambda_r h_r^2 - 2\sigma}. \quad (36)$$

Из этого уравнения нельзя явным образом выразить пороговое поле h_r , как это удалось сделать для поля перехода Фредерикса h_c (см. выражение (25)). Однако из (36) можно явно выразить безразмерную энергию сцепления

$$\sigma = \frac{1}{2} \cdot \frac{\lambda_r h_r^2 (\pi^2 - h_r^2)}{\pi^2 - (1 - \lambda_r) h_r^2}. \quad (37)$$

С помощью этого выражения легко получить зависимости h_r от σ .

Результаты и их обсуждение

На рисунке 3 представлены результаты решения уравнений (25) и (37) в виде диаграммы ориентационных фаз ЖК-композиата ФУНТ в терминах магнитного поля h и энергии сцепления σ . Здесь и далее во всех расчетах используются фиксированные значения параметров $\gamma = 0,15$ и $\kappa = 1,85$, которые соответствуют представленным выше оценкам. Сплошным линиям на рисунке 3 отвечают устойчи-

вые решения, а пунктирным – неустойчивые решения, штриховая линия соответствует полю перехода Фредерикса в чистом нематике $h_c = h_c^{LC} = \pi$ [24]. Из рисунка 3 видно, что переход Фредерикса происходит в полях меньших, чем в чистом ЖК.

Из рисунка 3 видно, что существует пороговое значение энергии сцепления σ_m , ниже которого теория предсказывает существование гомеотропной фазы. При $\sigma < \sigma_m$ кривые $h_c^{(-)}$ и h_r слабо различимы, но здесь выполняется строгое неравенство $h_c^{(-)} < h_r$, т. е. существует единственная возможная последовательность переходов при $\sigma < \sigma_m$: планарная фаза – угловая фаза – гомеотропная фаза – угловая фаза. Именно при $\sigma < \sigma_m$ с включением магнитного поля происходит переход Фредерикса с последующим переходом в гомеотропную фазу. С дальнейшим ростом магнитного поля происходит следующий переход из гомеотропной в угловую фазу. В случае $\sigma > \sigma_m$ существует лишь один переход – переход Фредерикса. Неустойчивому решению отвечает $h_c^{(+)}$. Расчеты показали, что если для этого решения рассматривать поворот директора ЖК $\mathbf{n}$ в направлении поля против часовой стрелки ($\varphi > 0$), то директор частиц $\mathbf{m}$ будет поворачиваться по часовой стрелке ($\psi < 0$).

Из сравнения рисунков 3, а – в видно, что с ростом параметра b , когда вклад дипольного ориентационного механизма над квадрупольными увеличивается, происходит существенное уменьшение поля перехода Фредерикса по сравнению с чистым НЖК. С ростом энергии сцепления σ примесные ФУНТ оказывают стабилизирующее влияние на ЖК-матрицу и происходит увеличение порога перехода Фредерикса.

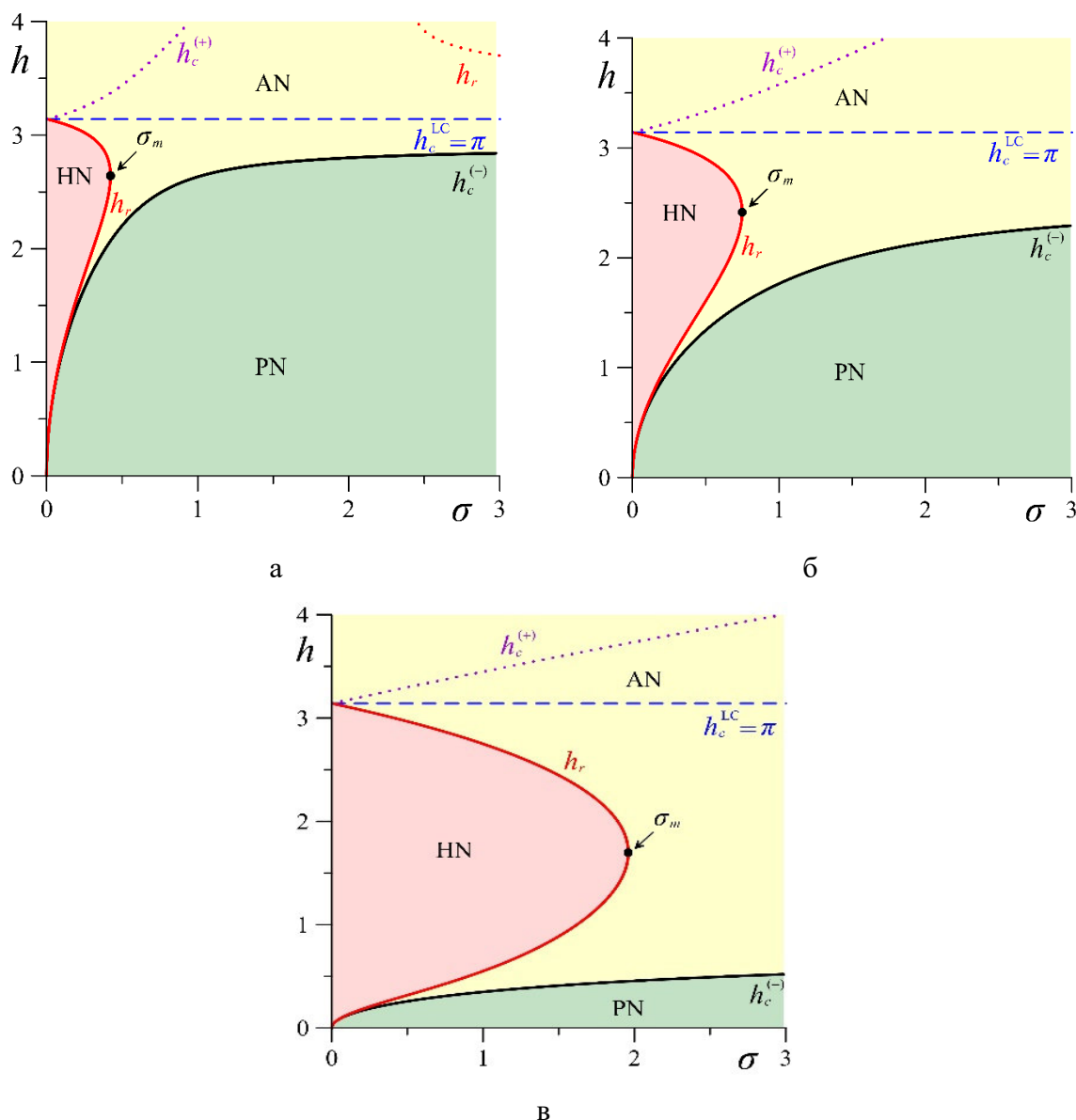


Рис. 3. Диаграммы ориентационных фаз суспензии в терминах магнитного поля h и энергии сцепления σ для $\gamma = 0,15$, $\kappa = 1,85$ и разных значениях параметра b : а – $b = 0,02$; $\sigma_m = 0,422$; $h_r(\sigma_m) = 2,642$; б – $b = 0,8$; $\sigma_m = 0,749$; $h_r(\sigma_m) = 2,414$; в – $b = 5$; $\sigma_m = 1,959$; $h_r(\sigma_m) = 1,697$ (PN – планарная фаза; HN – гомеотропная фаза; AN – угловая фаза)

Fig. 3. Diagrams of the orientational phases of the suspension in terms of the magnetic field h and anchoring energy σ for $\gamma = 0,15$, $\kappa = 1,85$, and different values of the parameter b : а – $b = 0.02$; $\sigma_m = 0.422$; $h_r(\sigma_m) = 2.642$; б – $b = 0.8$; $\sigma_m = 0.749$; $h_r(\sigma_m) = 2.414$; в – $b = 5$; $\sigma_m = 1.959$; $h_r(\sigma_m) = 1.697$ (PN is planar phase, HN is homeotropic phase and AN is angular phase)

На рисунке 4 представлены диаграммы ориентационных фаз ЖК-композиита в терминах магнитного поля h и параметра b , отвечающего за то, какой из двух ориентационных механизмов преобладает в композите – дипольный, свя-

занный с частицами ($b > 1$), или квадрупольный, связанный с матрицей ($b < 1$). Сплошным линиям на рисунке 4 отвечают устойчивые решения, а пунктирным – неустойчивые решения, штриховая линия соответствует полю перехода Фредерикса в чистом нематике $h_c = h_c^{LC} = \pi$.

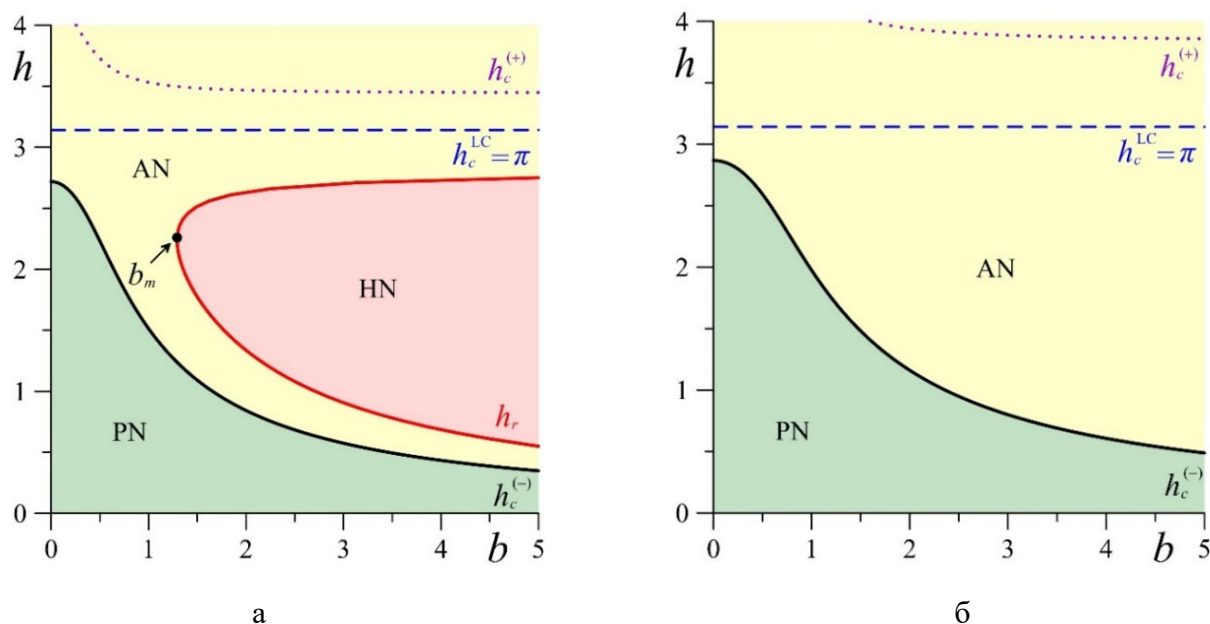


Рис. 4. Диаграмма ориентационных фаз суспензии в терминах магнитного поля h и параметра b для $\gamma = 0,15$, $\kappa = 1,85$: а – $\sigma = 1$; б – $\sigma = 2,45$ (PN – планарная фаза, HN – гомеотропная фаза; AN – угловая фаза)

Fig. 4. Orientation phase diagram of a suspension in terms of magnetic field h and the parameter b for $\gamma = 0.15$, $\kappa = 1.85$: а – $\sigma = 1$; б – $\sigma = 2.45$ (PN is planar phase, HN is homeotropic phase; AN is angular phase)

С ростом параметра b увеличивается влияние дипольного ориентационного механизма на появление искажений ориентационной структуры, а вместе с этим происходит снижение порога перехода Фредерикса. Из рисунка 4, а видно, что в случае более слабого сцепления молекул ЖК с поверхностью ФУНТ $\sigma = 1$ существует критическое значение параметра $b = b_m = 1,292$ ($h(b_m) = 2,260$), выше которого с ростом магнитного поля возможен переход в гомеотропную фазу. Для случая $\sigma = 2,45$, представленного на рисунке 4, б, критическое значение $b = b_m = 8,925$ ($h(b_m) = 1,487$) выходит за область значений параметра b , изображенных на диаграмме.

Выводы

В работе изучены индуцированные магнитным полем ориентационные фазо-

вые переходы в магнитокомпенсированной ЖК-суспензии ФУНТ. Показано, что наличие двух ориентационных механизмов (дипольный и квадрупольный), обусловленных специфическими свойствами ФУНТ примеси, может приводить к уменьшению порога перехода Фредерикса по сравнению с беспримесным ЖК. Показано, что под действием магнитного поля в суспензии могут происходить различные ориентационные переходы. В случае сильного сцепления нанотрубок с матрицей начальное состояние суспензии с планарным типом сцепления сменяется в магнитном поле неоднородной угловой фазой. Если энергия сцепления является слабой, т. е. не превышает некоторого порогового значения, то с ростом поля происходит последовательность переходов однородная планарная фаза – неоднородная угловая фаза – однородная гомеотропная фаза – неоднородная угловая фаза.

В заключение отметим, что полученные выражения для поля перехода Фредерикса (24) – (26) могут быть использованы для определения поверхностной плотности энергии сцепления молекул ЖК с ФУНТ W . Кроме того, входящая в (24) – (26) и (37) безразмерная энергия сцепления σ (см. выражения (5)) представляет собой комбинацию материальных параметров суспензии, которая линейно зависит

от квадрата толщины слоя и объемной доли примеси. Таким образом, варьируя эти величины, можно подобрать параметры суспензии, удовлетворяющие условию $\sigma < \sigma_m$, что позволит обнаружить возвратные ориентационные переходы угловая – гомеотропная – угловая фаза.

Список литературы

1. Development of liquid crystal displays and related improvements to their performances / S. Kobayashi, T. Miyama, H. Akiyama [et al.] // *Proceedings of the Japan Academy, Series B*. 2022. Vol. 98, no. 9. P. 493–516. <https://doi.org/10.2183/pjab.98.025>.
2. Tran A., Boott C. E., MacLachlan M. J. Understanding the self-assembly of cellulose nanocrystals – toward chiral photonic materials // *Advanced Materials*. 2020. Vol. 32, no. 41. P. 1905876. <https://doi.org/10.1002/adma.201905876>.
3. Self-assembled liquid crystal architectures for soft matter photonics / L. L. Ma, C. Y. Li, J. T. Pan [et al.] // *Light: Science & Applications*. 2022. Vol. 11, no. 1. P. 270. <https://doi.org/10.1038/s41377-022-00930-5>.
4. Progress in radiations induced engineering of liquid crystals properties for high - performance applications / J. Prakash, D. Varshney, S. Chauhan [et al.] // *Physics Reports*. 2023. Vol. 1015. P. 1–23. <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2023.03.003>.
5. Shen W., Li G. Recent progress in liquid crystal-based smart windows: materials, structures, and design // *Laser & Photonics Reviews*. 2023. Vol. 17, no. 1. P. 2200207. <https://doi.org/10.1002/lpor.202200207>.
6. Recent progress in functional dye-doped liquid crystal devices / W. Shen, H. Zhang, Miao, Z. Ye // *Advanced Functional Materials*. 2023. Vol. 33, no. 6. P. 2210664. <https://doi.org/10.1002/adfm.202210664>.
7. Zhang K., Yu H. Chiroptical studies on nanoparticle-liquid crystal composites // *Liquid Crystals*. 2023. Vol. 50, no. 4. P. 572–583. <https://doi.org/10.1080/02678292.2023.2188617>.
8. Yulin C., Ma P., Gui S. Cubic and hexagonal liquid crystals as drug delivery systems // *BioMed Research International*. 2014. Vol. 4. <https://doi.org/10.1155/2014/815981>.
9. Advances in lyotropic liquid crystal systems for skin drug delivery / A. P. Silvestrine, A. L. Caron, J. Viegas [et al.] // *Expert Opinion on Drug Delivery*. 2020. Vol. 17, no. 12. P. 1781–1805. <https://doi.org/10.1080/17425247.2020.1819979>.
10. Smalyukh I. I. Liquid crystal colloids // *Annual Review of Condensed Matter Physics*. 2018. Vol. 9. P. 207–226. <https://doi.org/10.1146/annurev-conmatphys-033117-054102>.
11. Liquid crystallinity of carbon nanotubes / C. Chang, Y. Zhao, Y. Liu [et al.] // *RSC advances*. 2016. Vol. 8, no. 28. P. 15780–15795. <https://doi.org/10.1039/C8RA00879E>.
12. Singh S. Impact of dispersion of nanoscale particles on the properties of nematic liquid crystals // *Crystals*. 2019. Vol. 9, no. 9. P. 475. <https://doi.org/10.3390/cryst9090475>.
13. Shen Y. Dierking I. Perspectives in liquid-crystal-aided nanotechnology and nanoscience // *Applied Sciences*. 2019. Vol. 9, no. 12. P. 2512. <https://doi.org/10.3390/app9122512>.
14. Dierking I. From colloids in liquid crystals to colloidal liquid crystals // *Liquid Crystals*. 2019. Vol. 46, no. 13/14. P. 2057–2074. <https://doi.org/10.1080/02678292.2019.1641755>.

15. Metal oxide-nanoparticles and liquid crystal composites: A review of recent progress / J. Prakash, S. Khan, S. Chauhan, A. M. Biradar // *Journal of Molecular Liquids*. 2020. Vol. 297. P. 112052. <https://doi.org/10.1016/j.molliq.2019.112052>.
16. Hähsler, M., Appel I., Behren S. Magnetic hybrid materials in liquid crystals // *Physical Sciences Reviews*. 2020. Vol. 7, no. 9. P. 1009–1032. <https://doi.org/10.1515/psr-2019-0090>.
17. Kumar A., Singh D. P., Singh G. Recent progress and future perspectives on carbon-nanomaterial-dispersed liquid crystal composites // *Journal of Physics D: Applied Physics*. 2021. Vol. 55, no. 8. P. 083002. <https://doi.org/10.1088/1361-6463/ac2ced>.
18. Draude A. P., Dierking I. Thermotropic liquid crystals with low-dimensional carbon allotropes // *Nano Express*. 2021. Vol. 2, no. 1. P. 012002. <https://doi.org/10.1088/2632-959X/abdf2d>.
19. Rathinavel S., Priyadharshini K., Panda D. A review on carbon nanotube: An overview of synthesis, properties, functionalization, characterization, and the application // *Materials Science and Engineering: B*. 2021. Vol. 268. P. 115095. <https://doi.org/10.1016/j.mseb.2021.115095>.
20. Effects of shape and solute-solvent compatibility on the efficacy of chirality transfer: Nanoshapes in nematics / A. Nemati, L. Querciagrossa, C. Callison [et al.] // *Science Advances*. 2022. Vol. 8, no. 4. P. eabl4385. <https://doi.org/10.1126/sciadv.abl4385>.
21. Petrescu E., Cirtoaje C. Dynamic behavior of a nematic liquid crystal with added carbon nanotubes in an electric field // *Beilstein journal of nanotechnology*. 2018. Vol. 9, no. 1. P. 223–241. <https://doi.org/10.3762/bjnano.9.25>.
22. Cirtoaje C., Petrescu E. The influence of single-walled carbon nanotubes on the dynamic properties of nematic liquid crystals in magnetic field // *Materials*. 2019. Vol. 12, no. 24. P. 4031. <https://doi.org/10.3390/ma12244031>.
23. Petrescu E., Cirtoaje C. Electric Properties of multiwalled carbon nanotubes dispersed in liquid crystals and their influence on transitions // *Nanomaterials*. 2022. Vol. 12, no. 7. P. 1119. <https://doi.org/10.3390/nano12071119>.
24. Stewart I. W. The static and dynamic continuum theory of liquid crystals: a mathematical introduction. London; New York: Taylor & Francis, 2004. P. 360. <https://doi.org/10.1201/9781315272580>.
25. Захлевных А. Н., Петров Д. А., Скоков П. К. Влияние ферромагнитных углеродных нанотрубок на магнитные переходы в жидких кристаллах // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. 2018. Т. 154, вып. 4 (10). С. 897–908. <https://doi.org/10.1134/S0044451018100188>.
26. Structural changes in liquid crystals doped with functionalized carbon nanotubes / P. Bury, M. Veveričík, P. Kopčanský, M. Timko, Z. Mitróová // *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*. 2018. Vol. 103. P. 1386–9477. <https://doi.org/10.1016/j.physe.2018.05.008>.
27. The influence of goethite nanorods on structural transitions in liquid crystal 6CHBT / P. Kopčanský, V. Gdovinová, S. Burylov [et al.] // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2018. Vol. 459. P. 16–32. <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2017.12.086>.
28. Ferromagnetic and antiferromagnetic liquid crystal suspensions: Experiment and theory / S. Burylov, D. Petrov, V. Lackova [et al.] // *Journal of Molecular Liquids*. 2021. Vol. 321. P. 114467. <https://doi.org/10.1016/j.molliq.2020.114467>.
29. Influence of goethite nanorods on structural changes and transitions in nematic liquid crystal E7 / P. Bury, M. Veveričík, F. Černobila [et al.] // *Crystals*. 2023. Vol. 13, no. 2. P. 162. <https://doi.org/10.3390/cryst13020162>.
30. Zakhlevnykh A. N., Petrov D. A. Weak coupling effects and re-entrant transitions in ferronematic liquid crystals // *Journal of Molecular Liquids*. 2014. Vol. 198. P. 223–233. <https://doi.org/10.1016/j.molliq.2014.06.028>.
31. Mertelj A., Lisjak D. Ferromagnetic nematic liquid crystals // *Liquid Crystals Reviews*. 2017. Vol. 5, no. 1. P. 1–33. <https://doi.org/10.1080/21680396.2017.1304835>.

32. Чаусов Д. Н., Курилов А. Д., Беляев В. В. Жидкокристаллические нанокомпозиты, легированные наночастицами редкоземельных элементов // Жидкие кристаллы и их практическое использование. 2020. Т. 20, вып. 2. С. 6–22.

References

1. Kobayashi S., Miyama T., Akiyama H., eds. Development of liquid crystal displays and related improvements to their performances. *Proceedings of the Japan Academy, Series B*, 2022, vol. 98, no. 9, pp. 493–516. <https://doi.org/10.2183/pjab.98.025>
2. Tran A., Boott C. E., MacLachlan M. J. Understanding the self-assembly of cellulose nanocrystals – toward chiral photonic materials. *Advanced Materials*, 2020, vol. 32, no. 41, pp. 1905876. <https://doi.org/10.1002/adma.201905876>
3. Ma L. L., Li C. Y., Pan J. T., eds. Self-assembled liquid crystal architectures for soft matter photonics. *Light: Science & Applications*, 2022, vol. 11, no. 1, pp. 270. <https://doi.org/10.1038/s41377-022-00930-5>
4. Prakash J., Varshney D., Chauhan S., eds. Progress in radiations induced engineering of liquid crystals properties for high - performance applications. *Physics Reports*, 2023, vol. 1015, pp. 1–23. <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2023.03.003>
5. Shen W., Li G. Recent progress in liquid crystal-based smart windows: materials, structures, and design. *Laser & Photonics Reviews*, 2023, vol. 17, no. 1, pp. 2200207. <https://doi.org/10.1002/lpor.202200207>
6. Shen W., Zhang H., Miao., Ye Z. Recent progress in functional dye-doped liquid crystal devices. *Advanced Functional Materials*, 2023, vol. 33, no. 6, pp. 2210664. <https://doi.org/10.1002/adfm.202210664>
7. Zhang K., Yu H. Chiroptical studies on nanoparticle-liquid crystal composites. *Liquid Crystals*, 2023, vol. 50, no. 4, pp. 572–583. <https://doi.org/10.1080/02678292.2023.2188617>
8. Yulin C., Ma P., Gui S. Cubic and hexagonal liquid crystals as drug delivery systems. *BioMed Research International*, 2014, vol. 2014, pp. 815981. <https://doi.org/10.1155/2014/815981>
9. Silvestrine A. P., Caron A. L., Viegas J., Praça F. G., Bentley M. L. Advances in lyotropic liquid crystal systems for skin drug delivery. *Expert Opinion on Drug Delivery*, 2020, vol. 17, no. 12, pp. 1781–1805. <https://doi.org/10.1080/17425247.2020.1819979>
10. Smalyukh I. I. Liquid crystal colloids. *Annual Review of Condensed Matter Physics*, 2018, vol. 9, pp. 207–226. <https://doi.org/10.1146/annurev-conmatphys-033117-054102>
11. Chang C., Zhao Y., Liu Y., An L. Liquid crystallinity of carbon nanotubes. *RSC advances*, 2016, vol. 8, no. 28, pp. 15780–15795. <https://doi.org/10.1039/C8RA00879E>
12. Singh S. Impact of dispersion of nanoscale particles on the properties of nematic liquid crystals. *Crystals*, 2019, vol. 9, no. 9, pp. 475. <https://doi.org/10.3390/cryst9090475>
13. Shen Y., Dierking I. Perspectives in liquid-crystal-aided nanotechnology and nanoscience. *Applied Sciences*, 2019, vol. 9, no. 12, pp. 2512. <https://doi.org/10.3390/app9122512>
14. Dierking I. From colloids in liquid crystals to colloidal liquid crystals. *Liquid Crystals*, 2019, vol. 46, no. 13/14, pp. 2057–2074. <https://doi.org/10.1080/02678292.2019.1641755>
15. Prakash J., Khan S., Chauhan S., Biradar A. M. Metal oxide-nanoparticles and liquid crystal composites: A review of recent progress. *Journal of Molecular Liquids*, 2020, vol. 297, pp. 112052. <https://doi.org/10.1016/j.molliq.2019.112052>
16. Hähsler M., Appel I., Behren S. Magnetic hybrid materials in liquid crystals. *Physical Sciences Reviews*, 2020, vol. 7, no. 9, pp. 1009–1032. <https://doi.org/10.1515/psr-2019-0090>
17. Kumar A., Singh D. P., Singh G. Recent progress and future perspectives on carbon-nanomaterial-dispersed liquid crystal composites. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2021, vol. 55, no. 8, pp. 083002. <https://doi.org/10.1088/1361-6463/ac2ced>

18. Draude A. P., Dierking I. Thermotropic liquid crystals with low-dimensional carbon allotropes. *Nano Express*, 2021, vol. 2, no. 1, pp. 012002. <https://doi.org/10.1088/2632-959X/abdf2d>
19. Rathinavel S., Priyadharshini K., Panda D. A review on carbon nanotube: An overview of synthesis, properties, functionalization, characterization, and the application. *Materials Science and Engineering: B*, 2021, vol. 268, pp. 115095. <https://doi.org/10.1016/j.mseb.2021.115095>
20. Nemati A., Querciagrossa L., Callison C., eds. Effects of shape and solute-solvent compatibility on the efficacy of chirality transfer: Nanoshapes in nematics. *Science Advances*, 2022, vol. 8, no. 4, pp. eabl4385. <https://doi.org/10.1126/sciadv.abl4385>
21. Petrescu E., Cirtoaje C. Dynamic behavior of a nematic liquid crystal with added carbon nanotubes in an electric field. *Beilstein journal of nanotechnology*, 2018, vol. 9, no. 1, pp. 223–241. <https://doi.org/10.3762/bjnano.9.25>
22. Cirtoaje C., Petrescu E. The influence of single-walled carbon nanotubes on the dynamic properties of nematic liquid crystals in magnetic field. *Materials*, 2019, vol. 12, no. 24, pp. 4031. <https://doi.org/10.3390/ma12244031>
23. Petrescu E., Cirtoaje C. Electric properties of multiwalled carbon nanotubes dispersed in liquid crystals and their influence on freedericksz transitions. *Nanomaterials*, 2022, vol. 12, no. 7, pp. 1119. <https://doi.org/10.3390/nano12071119>
24. Stewart I.W. The static and dynamic continuum theory of liquid crystals: a mathematical introduction. London, New York, Taylor & Francis Publ., 2004, pp. 360. <https://doi.org/10.1201/9781315272580>
25. Zakhlevnykh A. N., Petrov D. A., Skokov P. K. Vliyanie ferromagnitnykh uglerodnykh nanotrubok na magnitnye perekhody v zhidkikh kristallakh [Influence of ferromagnetic carbon nanotubes on magnetic transitions in liquid crystals]. *Zhurnal Eksperimental'noi i Teoreticheskoi Fiziki = Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 2018, vol. 154, no. 4(10), pp. 897–908. <https://doi.org/10.1134/S0044451018100188>
26. Bury P., Veveričík M., Kopčanský P., eds. Structural changes in liquid crystals doped with functionalized carbon nanotubes. *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*. 2018, vol. 103, pp. 1386–9477. <https://doi.org/10.1016/j.physe.2018.05.008>
27. Kopčanský P., Gdovinová V., Burylov S., eds. The influence of goethite nanorods on structural transitions in liquid crystal 6CHBT. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 2018, vol. 459, pp. 16–32. <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2017.12.086>
28. Burylov S., Petrov D., Lackova V., eds. Ferromagnetic and antiferromagnetic liquid crystal suspensions: Experiment and theory. *Journal of Molecular Liquids*, 2021, vol. 321, pp. 114467. <https://doi.org/10.1016/j.molliq.2020.114467>
29. Bury P., Veveričík M., Černobila F., eds. Influence of goethite nanorods on structural changes and transitions in nematic liquid crystal E7. *Crystals*, 2023, vol. 13, no. 2, pp. 162. <https://doi.org/10.3390/cryst13020162>
30. Zakhlevnykh A. N., Petrov D. A. Weak coupling effects and re-entrant transitions in ferronematic liquid crystals. *Journal of Molecular Liquids*, 2014, vol. 198, pp. 223–233. <https://doi.org/10.1016/j.molliq.2014.06.028>
31. Mertelj A., Lisjak D. Ferromagnetic nematic liquid crystals. *Liquid Crystals Reviews*, 2017, vol. 5, no. 1, pp. 1–33. <https://doi.org/10.1080/21680396.2017.1304835>
32. Chausov D. N., Kirilov A. D., Belyaev V. V. Zhidkokristallicheskie nanokompozity, legirovannye nanochastitsami redkozemel'nykh elementov [Liquid crystal nanocomposites doped with rare earth elements]. *Zhidkie kristally i ikh prakticheskoe ispol'zovanie = Liquid Crystals and their Application*, 2020, vol. 20, no. 2, pp. 6–22. <https://doi.org/10.18083/LCAppl.2020.2.6>

Информация об авторах / Information about the Authors

Чупеев Илья Алексеевич, аспирант кафедры физики фазовых переходов, Пермский государственный национальный исследовательский университет, г. Пермь, Российская Федерация,
e-mail: ilya.chupeev@mail.ru,
ORCID: 0009-0007-7831-6522

Ilya A. Chupeev, Post-Graduate Student of Physics of Phase Transitions Department, Perm State University, Perm, Russian Federation,
e-mail: ilya.chupeev@mail.ru,
ORCID: 0009-0007-7831-6522

Петров Данил Александрович, кандидат физико-математических наук, доцент, доцент кафедры физики фазовых переходов, ведущий научный сотрудник лаборатории магнитных дисперсных сред, Пермский государственный национальный исследовательский университет, г. Пермь, Российская Федерация,
e-mail: petrovda@bk.ru,
ORCID: 0000-0002-4324-4860,
Research ID: P-5952-2015,
Scopus Author ID: 16507552000

Danil A. Petrov, Candidate of Sciences (Physics and Mathematics), Associate Professor, Associate Professor of Physics of Phase Transitions Department, Leading Researcher of the Laboratory of Magnetic Disperse Media, Perm State University, Perm, Russian Federation,
e-mail: petrovda@bk.ru,
ORCID: 0000-0002-4324-4860,
Research ID: P-5952-2015,
Scopus Author ID: 16507552000