

Оригинальная статья / Original article

УДК 532.783:537.632:539.22

<https://doi.org/10.21869/2223-1528-2025-15-1-135-145>

Магнитооптический отклик жидкокристаллических суспензий ферромагнитных углеродных нанотрубок

Д.А. Петров¹✉

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

✉ e-mail: petrovda@bk.ru

Резюме

Цель. Теоретически исследовать индуцированный внешним магнитным полем оптический отклик компенсированных суспензий ферромагнитных углеродных нанотрубок в нематическом жидком кристалле.

Методы. Задача решалась в рамках континуальной теории, в основе которой лежит функционал свободной энергии. Для описания ориентационной структуры жидкого кристалла и примесных ферромагнитных углеродных нанотрубок использовались две векторные величины – директоры, задающие направления преимущественной ориентации длинных осей молекул и нанотрубок. Так как в работе рассматривалась компенсированная суспензия, представляющая собой жидкокристаллический аналог антиферромагнетика, то дополнительно учитывались две равные объемные доли нанотрубок с магнитными моментами, направленными параллельно и антипараллельно директору жидкого кристалла. Таким образом, свободная энергия суспензии является функционалом относительно двух векторных и двух скалярных величин. Равновесные состояния системы определялись из условия минимума свободной энергии, в результате чего была получена система интегродифференциальных уравнений, которую удалось проинтегрировать. Численное решение итоговой системы уравнений осуществлялось с помощью метода многомерных секущих. Интегрирование проводилось с помощью метода Симпсона.

Результаты. Получена система интегральных уравнений ориентационного и магнитного равновесия компенсированной жидкокристаллической суспензии ферромагнитных углеродных нанотрубок. Для разных значений магнитного поля рассчитана оптическая разность фаз (фазовая задержка) между обыкновенным и необыкновенным лучами монохроматического света, прошедшего через плоскопараллельную ячейку с суспензией.

Вывод. Примесные углеродные нанотрубки, которые дополнительно наполнены или ковалентно функционализованы магнитными частицами, способны существенно усилить магнитоориентационный отклик нематической матрицы по сравнению с беспримесным жидким кристаллом. Это позволяет сделать прогноз о потенциальной возможности использования жидкокристаллических суспензий ферромагнитных углеродных нанотрубок в магнитооптических устройствах.

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

Финансирование: Исследование выполнено при частичной финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект № FSNF-2024-0001).

Конфликт интересов: Автор декларирует отсутствие явных и потенциальных конфликтов интересов, связанных с публикацией настоящей статьи.

Для цитирования: Петров Д.А. Магнитооптический отклик жидкокристаллических суспензий ферромагнитных углеродных нанотрубок // Известия Юго-Западного государственного университета. Серия: Техника и технологии. 2025. Т. 15, № 1. С. 135–145. <https://doi.org/10.21869/2223-1528-2025-15-1-135-145>.

Поступила в редакцию 31.01.2025

Подписана в печать 27.02.2025

Опубликована 20.03.2025

© Петров Д.А., 2025

Magneto-optical response of liquid-crystal suspensions of ferromagnetic Carbon nanotubes

Danil A. Petrov¹✉

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

✉ e-mail: petrovda@bk.ru

Abstract

Purpose. To theoretically investigate the optical response of compensated suspensions of ferromagnetic carbon nanotubes in a nematic liquid crystal induced by an external magnetic field.

Methods. The problem was solved within the framework of the continuum theory, which is based on the free energy functional. To describe the orientational structure of the liquid crystal and the impurity ferromagnetic carbon nanotubes, two vector quantities were used, i.e. directors, which specify the directions of the preferred orientation of the long axes of the molecules and nanotubes. Since the work considered a compensated suspension, which is a liquid crystal analogue of an antiferromagnet, two equal volume fractions of nanotubes with magnetic moments directed parallel and antiparallel to the director of the liquid crystal were additionally taken into account. Thus, the free energy of the suspension is a functional with respect to two vector and two scalar quantities. The equilibrium states of the system were determined from the condition of minimum free energy, as a result of which a system of integro-differential equations was obtained, which could be integrated. The numerical solution of the final system of equations was carried out using the multidimensional secant method. Integration was carried out using the Simpson method.

Results. A system of integral equations of orientational and magnetic equilibrium of a compensated liquid-crystal suspension of ferromagnetic carbon nanotubes was obtained. For different values of the magnetic field, the optical phase difference (phase lag) between ordinary and extraordinary beams of monochromatic light passed through a plane-parallel cell with the suspension was calculated.

Conclusion. Impurity carbon nanotubes, which are additionally filled or covalently functionalized with magnetic particles, are capable of significantly enhancing the magneto-orientational response of the nematic matrix compared to a pure liquid crystal. This allows us to make a prediction about the potential use of liquid crystal suspensions of ferromagnetic carbon nanotubes in magneto-optical devices.

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

Funding: This work was partially supported by Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation (Project No. FSNF-2024-0001).

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

For citation: Petrov D.A. Magneto-optical response of 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.* 2025;15(1):135–145. (In Russ.) <https://doi.org/10.21869/2223-1528-2025-15-1-135-145>.

Received 31.01.2025

Accepted 27.02.2025

Published 20.03.2025

Введение

Разработка новых функциональных материалов на основе жидких кристаллов (ЖК) имеет значение как для фундаментальных научных исследований, так и для разнообразных технических приложений. Хорошо известно, что благодаря анизотропии диэлектрической проницаемости

ЖК нашли широкое применение в качестве рабочих сред в устройствах отображения информации [1]. Применение ЖК-материалов ушло далеко за пределы привычной всем дисплейной техники. Так, например, ЖК используют для создания оптических модуляторов [2], фотонных материалов [3], умных окон [4], сенсор-

ных устройств [5], в системах доставки лекарств [6], а также в термографии для диагностики злокачественного новообразования [7]. Все это свидетельствует об актуальности исследования ЖК-материалов.

Одним из наиболее важных эффектов в физике ЖК, который лежит в основе работы различных технических приложений, в частности в дисплейной технике, является переход Фредерикса [8]. Суть этого перехода заключается в пороговом изменении ориентации ограниченного ЖК-образца под действием внешнего электрического или магнитного поля. Обычно для управления ориентационной структурой ЖК требуются небольшие электрические напряжения (~ 1 В), однако, будучи диамагнитными средами, ЖК обладают малой чувствительностью к внешнему магнитному полю и для управления их ориентационной структурой требуются значительные поля ($B = \mu_0 H \sim 1$ Тл, μ_0 – магнитная проницаемость вакуума, H – напряженность магнитного поля). Ориентационный отклик ЖК можно повысить, если создать на его основе композитный материал путем добавления в матрицу наноразмерных анизотропных частиц, обладающих постоянным магнитным моментом. Одним из необычных примеров таких частиц являются ферромагнитные углеродные нанотрубки (ФУНТ) [9]. Такие нанотрубки представляют собой композитные материалы: они наполнены ферромагнетиком [10] (инкапсулированные нанотрубки [11]) или ковалентно функционализированы ферромагнитными частицами [12]. Для углеродных нанотрубок характерна сильная анизотропия формы, т. е. характерное отношение длины нанотрубки к ее поперечному размеру составляет $\sim 10^2 - 10^3$, что приводит к сильной ориентационной связи с ЖК. Из-за того, что нанотрубки обладают малым диаметром ($\sim 1-10$ нм), они не вызывают появления существенных ориентационных дефектов в несущей матрице. Это

позволяет рассматривать ФУНТ как весьма перспективные объекты для модификации физических свойств ЖК.

Ранее нами была предложена континуальная теория магнитоиндуцированных переходов в компенсированных суспензиях ФУНТ на основе нематических ЖК [13]. Для таких суспензий в отсутствие магнитного поля характерно наличие двух равных объемных долей ФУНТ, магнитные моменты которых противоположно направлены. В этом отношении компенсированные суспензии являются ЖК-аналогами антиферромагнетиков. В основе предложенной нами теории находится выражение для свободной энергии [13]

$$F = \int (F_1 + F_2 + F_3 + F_4 + F_5 + F_6) dV. \quad (1)$$

В (1) учтен ориентационно-упругий потенциал нематической матрицы (энергия Франка)

$$F_1 = \frac{1}{2} \left[K_{11} (\nabla \cdot \mathbf{n})^2 + K_{22} (\mathbf{n} \cdot \nabla \times \mathbf{n})^2 + K_{33} (\mathbf{n} \times \nabla \times \mathbf{n})^2 \right], \quad (2)$$

где K_{ii} – модули ориентационной упругости; \mathbf{n} – единичный вектор, задающий главную ось нематического порядка длинных осей молекул (директор ЖК). Вклад

$$F_2 = -\frac{1}{2} \mu_0 \chi_a (\mathbf{n} \cdot \mathbf{H})^2 \quad (3)$$

учитывает взаимодействие диамагнитного нематика с внешним полем \mathbf{H} , а вклады

$$F_3 = -\mu_0 M_s (f_+ - f_-) (\mathbf{m} \cdot \mathbf{H}), \quad (4)$$

$$F_4 = -\frac{1}{2} \mu_0 \chi_a^p (f_+ + f_-) (\mathbf{m} \cdot \mathbf{H})^2 \quad (5)$$

учитывают взаимодействие ФУНТ с \mathbf{H} . В этих выражениях определен единичный вектор \mathbf{m} – директор, который по аналогии с \mathbf{n} задает преимущественную ориентацию длинных осей нанотрубок. Этот

вектор также описывает направление намагниченности ансамбля ФУНТ, т. е. он является единичным вектором намагниченности. Здесь также определены $\chi_a > 0$ и $\chi_a^p > 0$ – диамагнитные анизотропии ЖК и нанотрубок соответственно; v – объем ФУНТ; f_+ и f_- – объемные доли нанотрубок с магнитными моментами $\mu_+ = \mu\mathbf{m}$ и $\mu_- = -\mu\mathbf{m}$, направленными соответственно параллельно и антипараллельно директору ЖК \mathbf{n} . Так как мы рассматриваем компенсированную суспензию, то в отсутствие магнитного поля ($\mathbf{H} = 0$) должно выполняться $f_+ = f_- = \bar{f}/2$, где $\bar{f} \ll 1$ – средняя по образцу объемная доля ФУНТ; $\mu = M_s v$ – величина магнитного момента и M_s – намагниченность насыщения ФУНТ. На континуальном уровне описания различия между инкапсулированными и функционализированными ФУНТ нет [14], поэтому в дальнейшем для нас будет являться существенным лишь то, что каждая нанотрубка обладает постоянным магнитным моментом, направление которого совпадает с длинной осью нанотрубки. За ориентационную связь директоров ЖК и ФУНТ в (1) отвечает слагаемое

$$F_5 = -\frac{W}{d}(f_+ + f_-)(\mathbf{n} \cdot \mathbf{m})^2, \quad (6)$$

где W – поверхностная плотность энергии сцепления молекул с поверхностью нанотрубок; d – поперечный диаметр ФУНТ. Последнее слагаемое

$$F_6 = \frac{k_B T}{v}(f_+ \ln f_+ + f_- \ln f_-) \quad (7)$$

обусловлено энтропией смешения идеального раствора примесных нанотрубок (k_B – постоянная Больцмана; T – температура).

Вариация (1) по отношению к двум векторным величинам – директорам \mathbf{n} и \mathbf{m} , а также двум скалярным – объемным

долям ФУНТ f_+ и f_- позволяет определить равновесные конфигурации ориентационной и магнитной структуры суспензии.

Ранее нами были изучены возможные ориентационные фазы, которые возникают в компенсированной суспензии ФУНТ на основе нематического ЖК в магнитном поле, в частности установлено, что наличие ФУНТ приводит к понижению магнитного перехода Фредерикса в суспензии по сравнению с беспримесным ЖК [13]. Настоящая работа посвящена развитию предложенной ранее теории [13] и изучению магнитооптического отклика суспензии на примере расчета оптической разности фаз обыкновенного и необыкновенного лучей света, проходящего через слой суспензии в зависимости от напряженности поля.

Материалы и методы

Уравнения равновесия плоского слоя суспензии

Рассмотрим бесконечный плоский слой суспензии ФУНТ в ЖК толщиной L с планарной текстурой. Начало декартовой системы координат поместим в середине слоя так, что ось x направлена вдоль границ слоя, а ось z – ортогонально им. Сцепление молекул ЖК с границами считаем жестким, а с нанотрубками – мягким и планарным. В этом случае планарному сцеплению ЖК и ФУНТ при $W > 0$ в отсутствие внешнего магнитного поля будет отвечать случай $\mathbf{n} \parallel \mathbf{m} \parallel \mathbf{n}_0$, где $\mathbf{n}_0 = (1, 0, 0)$ – ось легкого ориентирования на границах слоя. Магнитное поле направим поперек слоя $\mathbf{H} = (0, 0, H)$. Геометрия задачи представлена на рисунке 1 и соответствует одной из самых распространенных конфигураций для изучения перехода Фредерикса в беспримесном нематическом ЖК [13].

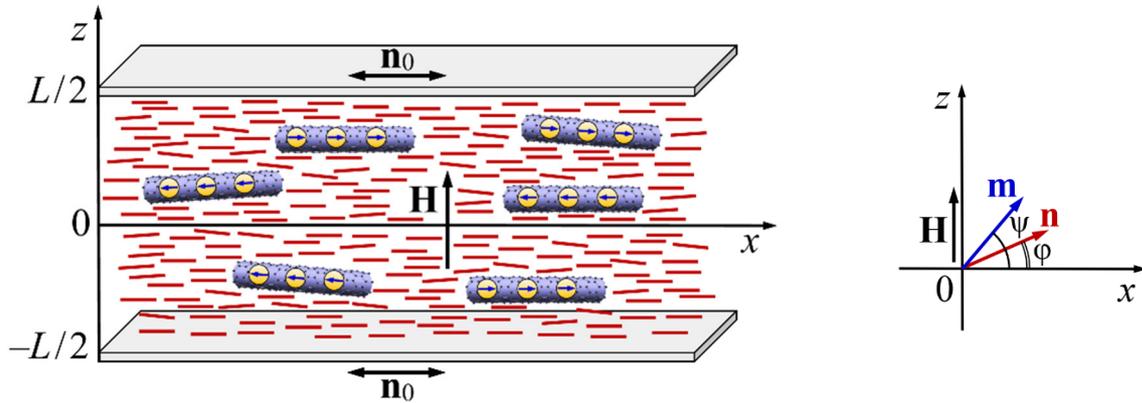


Рис. 1. Ячейка с магнетикомпенсированной ЖК-суспензией ФУНТ в магнитном поле. Выбор системы координат

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

Возникающая под действием магнитного поля ориентационная деформация отвечает комбинациям поперечного и продольного изгибов. В этом случае возможна параметризация директоров ЖК и ФУНТ через зависящие от поперечной координаты углы $\varphi(z)$ и $\psi(z)$ соответственно:

$$\begin{aligned} \mathbf{n} &= [\cos \varphi(z), 0, \sin \varphi(z)], \\ \mathbf{m} &= [\cos \psi(z), 0, \sin \psi(z)]. \end{aligned} \quad (8)$$

Подстановка (8) в (1) и последующее варьирование функционала свободной энергии

$$\frac{\delta F}{\delta \varphi} = \frac{\delta F}{\delta \psi} = \frac{\delta F}{\delta f_+} = \frac{\delta F}{\delta f_-} = 0 \quad (9)$$

дает следующие уравнения ориентационного и магнитного равновесия:

$$\begin{aligned} &\frac{1}{2} \frac{\partial K(\varphi)}{\partial \tilde{z}} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial \tilde{z}} \right)^2 + K(\varphi) \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \tilde{z}^2} + \\ &+ \frac{1}{2} h^2 \sin 2\varphi - \\ &- \sigma (g_+ + g_-) \sin 2(\varphi - \psi) = 0, \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} &bh \operatorname{th} \left(\frac{bh}{\kappa} \sin \psi \right) \cos \psi + \frac{1}{2} \gamma h^2 \sin 2\psi + \\ &+ \sigma \sin 2(\varphi - \psi) = 0, \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} g_{\pm} &= Q \exp \left\{ \pm \frac{bh}{\kappa} \sin \psi + \right. \\ &\left. + \frac{\gamma h^2}{2\kappa} \sin^2 \psi + \frac{\sigma}{\kappa} \cos^2(\varphi - \psi) \right\}, \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} Q^{-1} &= 2 \int_{-1/2}^{1/2} \operatorname{ch} \left\{ \frac{bh}{\kappa} \sin \psi(\tilde{z}) \right\} \times \\ &\times \exp \left\{ \frac{\gamma h^2}{2\kappa} \sin^2 \psi(\tilde{z}) + \right. \\ &\left. + \frac{\sigma}{\kappa} \cos^2(\varphi(\tilde{z}) - \psi(\tilde{z})) \right\} d\tilde{z}, \end{aligned} \quad (13)$$

где введено обозначение

$$K(\varphi) = \cos^2 \varphi + k \sin^2 \varphi. \quad (14)$$

Эти уравнения записаны в безразмерном виде. Подробное описание безразмерных параметров представлено в наших предыдущих работах, посвященных компенсированным [13] и намагниченным [14] суспензиям. Далее мы ограничимся лишь кратким описанием безразмерных величин. В (10) – (13) определены:

безразмерная координата $\tilde{z} = z/L$ ($-1/2 \leq \tilde{z} \leq 1/2$); напряженность магнитного поля $h = HL\sqrt{\mu_0\chi_a/K_{11}}$; приведенные объемные доли ФУНТ в суспензии $g_{\pm} = f_{\pm}/\bar{f}$. Параметр $k = K_{33}/K_{11}$ – отношение констант Франка; $\kappa = k_B T \bar{f} L^2 / (K_{11} v)$ – параметр сегрегации, который отвечает за интенсивность концентрационного расслоения примеси в магнитном поле при появлении искажений ориентационной структуры ЖК-матрицы [14]; $\sigma = W \bar{f} L^2 / (K_{11} d)$ – безразмерная энергия сцепления директоров ЖК и ФУНТ; параметр $\gamma = \bar{f} \chi_a^p / \chi_a$ определяет, какой из двух диамагнитных ориентационных механизмов преобладает в суспензии ($\gamma > 1$ преобладает механизм, связанный с нанотрубками, а при $\gamma < 1$ – с матрицей); параметр $b = M_s \bar{f} L \sqrt{\mu_0 / (K_{11} \chi_a)}$ характеризует режим влияния магнитного поля на суспензию (при $b \gg 1$ ориентационные искажения матрицы обусловлены преимущественно дипольным механизмом, связанным с магнитными частицами ФУНТ, а в противоположном случае $b \ll 1$ – с квадрупольным механизмом, связанным с ЖК). Согласно работе [13] в системе единиц СИ типичные значения материальных параметров нематического ЖК 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, $v \approx 10^{-22}$ м³, $\bar{f} \approx 10^{-4}$, $\mu \approx 9 \cdot 10^{-21}$ Дж/Тл, $W \approx 10^{-7}$ Н/м², $L \approx 20$ мкм и $T = 300$ К получим $b \approx 1$, $\gamma \approx 10^{-1}$, $\kappa \approx 1$, $\sigma \approx 1$ и $k \approx 1$.

Для получения замкнутой краевой задачи при решении системы (10) – (13) нужно дополнительно воспользоваться условиями на границах слоя

$$\varphi(-1/2) = \varphi(1/2) = 0. \quad (15)$$

Из-за одинаковых условий жесткого планарного сцепления молекул ЖК с границами ячейки (см. (15) и рис. 1) директор \mathbf{n} будет иметь максимальное отклонение в середине слоя, поэтому

$$\varphi(0) = \varphi_m, \quad \left. \frac{d\varphi}{d\tilde{z}} \right|_{\tilde{z}=0} = 0. \quad (16)$$

Далее для расчетов удобно перейти от дифференциального уравнения (10) к интегральному. Подробно процедура получения интегрального уравнения представлена в работе [15]. Интегрирование (10) с использованием дополнительных условий (15) и (16) позволяет получить уравнение для угла φ_m , который описывает ориентационные искажения матрицы в середине слоя

$$\int_0^{\varphi_m} R^{1/2}(\varphi, \psi) d\varphi = \frac{1}{2}. \quad (17)$$

Здесь введено обозначение для производной

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \tilde{z}} = \pm R^{-1/2}(\varphi, \psi) \quad (18)$$

и определена величина

$$R(\varphi, \psi) = K(\varphi) \left[h^2 (\cos^2 \varphi - \cos^2 \varphi_m) + 2\kappa (g_{m+} - g_+ + g_{m-} - g_-) \right]^{-1}, \quad (19)$$

В выражении (19) использованы обозначения для середины слоя: $g_{m\pm} = g_m(\varphi_m, \psi_m)$ – приведенные объемные доли ФУНТ, а также φ_m и ψ_m – углы ориентации директоров ЖК и ФУНТ соответственно. В выражении (18) знак «+» отвечает нижней половине слоя ($-1/2 \leq \tilde{z} \leq 0$), а «-» – верхней половине слоя ($0 \leq \tilde{z} \leq 1/2$), если считать, что директор ЖК \mathbf{n} совершает поворот против часовой стрелки в направлении поля \mathbf{H} .

Соотношение (18) позволяет перейти в (13) от интегрирования по безразмерной координате \tilde{z} к интегрированию по углу

$$Q^{-1} = 4 \int_0^{\varphi_m} \operatorname{ch} \left\{ \frac{bh}{\kappa} \sin \psi \right\} \exp \left\{ \frac{\gamma h^2}{2\kappa} \sin^2 \psi + \frac{\sigma}{\kappa} \cos^2 (\varphi - \psi) \right\} R^{1/2} (\varphi, \psi) d\varphi. \quad (20)$$

В итоге система уравнений (11), (17) и (20) совместно с граничными (15) позволяет рассчитать значения углов ориентации директоров ЖК и ФУНТ φ_m и ψ_m соответственно и определить нормировочную постоянную Q в зависимости от напряженности приложенного магнитного поля h и безразмерных параметров k , b , γ , σ и κ .

Результаты и их обсуждения

Магнитооптический отклик суспензии

Для демонстрации индуцированных магнитным полем ориентационных переходов в компенсированной ЖК-суспензии ФУНТ воспользуемся экспериментально определяемой величиной – оптической разностью фаз (фазовая задержка) δ между обыкновенным и необыкновенным лучами монохроматического света, прошедшего через ЖК-ячейку. Если луч монохроматического света с длиной волны λ_{light} направлен по нормали к границам ячейки с суспензией, то выражение для оптической фазовой задержки имеет вид [15]

$$\delta = \frac{2\pi L}{\lambda} \int_{-1/2}^{1/2} (n_{eff}(\tilde{z}) - n_o) d\tilde{z}. \quad (21)$$

Здесь введен эффективный показатель преломления

$$n_{eff}(\tilde{z}) = \frac{\sin^2 \varphi(\tilde{z})}{n_o^2} + \frac{\cos^2 \varphi(\tilde{z})}{n_e^2}, \quad (22)$$

где n_o и n_e – показатели преломления обыкновенного и необыкновенного лучей

φ , в результате выражение для нормировочной постоянно Q можно переписать в виде

соответственно. Для малых концентраций ФУНТ можно полагать, что для суспензии показатели преломления остаются такими же, как и для чистого нематика.

С помощью (18) перейдем в (21) к интегрированию по углу, в результате получим окончательное выражение для вычисления оптической разности фаз

$$\frac{\delta}{\delta_0} = 2 \int_0^{\varphi_m} \left[\frac{(1 - \xi + \sqrt{1 - \xi}) \cos^2 \varphi}{1 - \xi \cos^2 \varphi + \sqrt{1 - \xi \cos^2 \varphi}} \times \right. \\ \left. \times R^{1/2} (\varphi, \psi) \right] d\varphi. \quad (23)$$

Здесь определена оптическая разность фаз в отсутствие магнитного поля $\delta_0 = 2\pi L / (n_e - n_o)$ и введено обозначение $\xi = (n_e^2 - n_o^2) / n_e^2$. В выражении (23) угол φ_m определяется в результате решения системы уравнений (11), (17) и (20), при этом связь углов ориентации директоров ЖК и ФУНТ в произвольной точке слоя суспензии ($\varphi(\tilde{z})$ и $\psi(\tilde{z})$) задается уравнением (11).

На рисунке 2 представлены результаты расчетов оптической разности фаз для нематика 6СНВТ ($k = 1,1$, $n_o = 1,518$ и $n_e = 1,675$ для $\lambda_{light} = 589,3$ нм [13]) и различных суспензий ФУНТ на его основе. В расчетах использовались значения материальных параметров $\gamma = 0,15$, $\kappa = 1,85$, $\sigma = 2,45$ и различные значения параметра b .

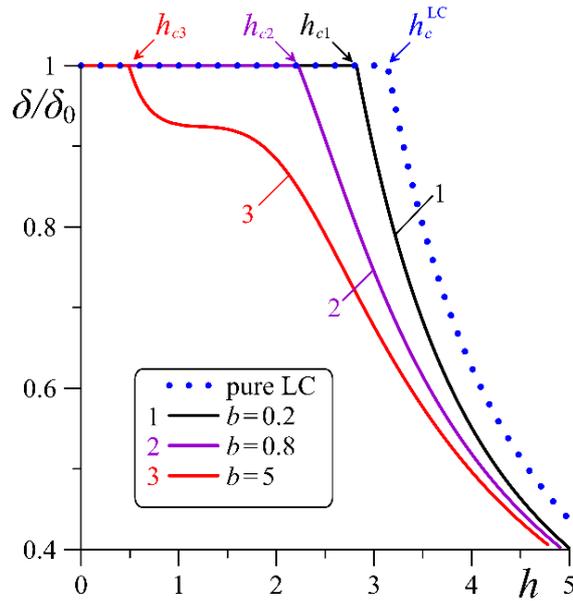


Рис. 2. Зависимости оптической разности фаз от приложенного магнитного поля для $k = 1,1$, $\gamma = 0,15$, $\kappa = 1,85$, $\sigma = 2,45$ и разных значений параметра b ($h_{c1} = 2,823$, $h_{c2} = 2,224$, $h_{c3} = 0,4477$). Пунктирная кривая отвечает магнитооптическому отклику чистого нематика ($h_c^{LC} = \pi$)

Fig. 2. Dependences of the optical phase difference on the applied magnetic field for $k = 1,1$, $\gamma = 0,15$, $\kappa = 1,85$, $\sigma = 2,45$ and different values of the parameter b ($h_{c1} = 2,823$, $h_{c2} = 2,224$, $h_{c3} = 0,4477$). The dotted curve corresponds to the magneto-optical response of a pure nematic ($h_c^{LC} = \pi$)

Из рисунка 2 видно, что в отсутствие искажений ориентационной структуры фазовая задержка остается максимальной ($\delta/\delta_0 = 1$). Такое состояние остается устойчивым, пока магнитное поле не достигнет порогового значения h_c , выше которого происходит переход Фредерикса из начальной планарной фазы ($\varphi = \psi = 0$) в возмущенное состояние – угловую фазу ($0 < \varphi < \pi/2$ и $0 < \psi < \pi/2$). Ранее в работе [13] было получено выражение для поля перехода Фредерикса:

$$h_c = \left[\frac{\pi^2}{2} + \frac{\sigma(1+\lambda_c)}{\lambda_c} - \frac{1}{2\lambda_c} \times \sqrt{\left(\pi^2\lambda_c + 2\sigma(1+\lambda_c)^2 \right)^2 - 8\pi^2\sigma\lambda_c} \right]^{1/2}, \quad (24)$$

где введено обозначение $\lambda_c = \gamma + b^2/\kappa$. Здесь нужно отметить, что в отсутствие ориентационной связи ФУНТ и ЖК-матрицы ($\sigma = 0$) выражение (24) сводится к полю перехода Фредерикса для чистого нематика $h_c = h_c^{LC} = \pi$ [16].

Из рисунка 2 видно, что в полях $h > h_c$ фазовая задержка монотонно уменьшается как для разных образцов суспензий (см. кривые 1, 2 и 3), так и чистого ЖК (см. пунктирная кривая), т. е. уменьшению δ/δ_0 отвечает рост отклонения директора ЖК \mathbf{n} от координатной оси x (рост угла $\varphi(\vec{z})$).

Кроме этого, с ростом параметра $b = M_s \bar{f} L \sqrt{\mu_0 / (K_{11} \chi_a)}$, что соответствует увеличению концентрации и магнитного

момента ФУНТ или уменьшению диамагнитной анизотропии ЖК, порог перехода Фредерикса существенно смещается в область более низких полей. На рисунке 2 кривые 1 и 2, для которых $b = 0,2$ ($h_c = h_{c1} = 2,823$) и $b = 0,8$ ($h_c = h_{c2} = 2,224$) соответственно, отвечают случаю, когда квадрупольный ориентационный механизм, связанный с матрицей, преобладает над дипольным механизмом, обусловленным примесными ФУНТ. Значительному преобладанию дипольного ориентационного механизма над квадрупольным отвечает кривая 3, для которой $b = 5$ ($h_c = h_{c3} = 0,487$). В сильных магнитных полях фазовая задержка асимптотически стремится к нулю из-за условий жесткого сцепления директора ЖК с границами слоя.

Выводы

В работе в рамках континуальной теории изучены индуцированные внешним магнитным полем ориентационные фазовые переходы типа Фредерикса в магнитокомпенсированной ЖК-суспензии ФУНТ. Из сравнения результатов расчетов для чистого нематика (см. пунктирная кривая на рис. 2) и различных ЖК-суспензий (см. кривые 1, 2 и 3) можно сделать однозначный вывод, что наличие ФУНТ в матрице позволяет значительно усилить магнитоориентационный отклик последней по сравнению с беспримесным нематиком. Таким образом, представленное исследование может послужить отправной точкой для создания новых магнитооптических устройств, где в качестве рабочих сред используются гибридные композиты ЖК и ФУНТ.

Список литературы

1. Development of liquid crystal displays and related improvements to their performances / S. Kobayashi, T. Miyama, H. Akiyama, A. Ikemura, M. Kitamura // *Proceedings of the Japan Academy. Series B.* 2022. Vol. 98, no. 9. P. 493–516. <https://doi.org/10.2183/pjab.98.025>.
2. Yang Y., Forbes A., Cao L. A review of liquid crystal spatial light modulators: devices and applications // *Opto-Electronic Science.* 2023. Vol. 2, no. 8. P. 230026-1–230026-29. <https://doi.org/10.29026/oes.2023.230026>.
3. Self-assembled liquid crystal architectures for soft matter photonics / L.L. Ma, C.Y. Li, J.T. Pan, Y.E. Ji, C. Jiang, R. Zheng [et al.] // *Light: Science & Applications.* 2022. Vol. 11, no. 1. P. 270. <https://doi.org/10.1038/s41377-022-00930-5>.
4. 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>.
5. Recent progress in functional dye-doped liquid crystal devices / W. Shen, H. Zhang, Z. Miao, Z. Ye // *Advanced Functional Materials.* 2023. Vol. 33, no. 6. P. 2210664. <https://doi.org/10.1002/adfm.202210664>.
6. Baldha R., Chakraborty G. S., Rathod S. Current status and future prospects of lyotropic liquid crystals as a nanocarrier delivery system for the treatment of cancer // *AAPS PharmSciTech.* 2025. Vol. 26, no. 2. P. 58. <https://doi.org/10.1208/s12249-025-03058-y>.
7. A prospective pilot study on use of liquid crystal thermography to detect early breast cancer / D. Hodorowicz-Zaniewska, S. Zurrida, A. Kotlarz, P. Kasprzak, J. Skupień, A. Ćwierz [et al.] // *Integrative Cancer Therapies.* 2020. Vol. 19. P. 1534735420915778. <https://doi.org/10.1177/1534735420915778>.

8. Stewart I.W. The static and dynamic continuum theory of liquid crystals: a mathematical introduction. London: Taylor & Francis, 2004. 372 p.
9. Magnetic sensitivity of a dispersion of aggregated ferromagnetic carbon nanotubes in liquid crystals / O. Buluy, S. Nepijko, V. Reshetnyak, Ouskova E., V. Zadorozhnii, A. Leonhardt [et al.] // *Soft Matter*. 2011. Vol. 7, no. 2. P. 644–649. <https://doi.org/10.1039/C0SM00131G>.
10. Orientation control of liquid crystals using carbon-nanotube–magnetic particle hybrid materials / H.S. Jeong, S.C. Youn, Y.H. Kim, H.T. Jung // *Physical Chemistry Chemical Physics*. 2013. Vol. 15, no. 24. P. 9493–9497. <https://doi.org/10.1039/C3CP00052D>.
11. Chen R., Zhou Y., Li X. Cotton-derived Fe/Fe₃C-encapsulated carbon nanotubes for high-performance lithium–sulfur batteries // *Nano Letters*. 2022. Vol. 22, no. 3. P. 1217–1224. <https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.1c04380>.
12. Dalir N., Javadian S. Synergistic effect of non-covalent interaction in colloidal nematic liquid crystal doped with magnetic functionalized single-walled carbon nanotubes // *Journal of Applied Physics*. 2018. Vol. 123, no. 11. P. 115103. <https://doi.org/10.1063/1.5016388>.
13. 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>.
14. 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, № 4. С. 897–908. <https://doi.org/10.1134/S0044451018100188>.
15. Захлевных А.Н., Петров Д.А. Ориентационные переходы в антиферромагнитных жидких кристаллах // *Физика твердого тела*. 2016. Т. 58, № 9. С. 1841–1850.
16. Gennes de P.G., Prost J. The physics of liquid crystals. Oxford: Clarendon Press, 1993. 597 p.

References

1. Kobayashi S., Miyama T., Akiyama H., Ikemura A., Kitamura M. Development of liquid crystal displays and related improvements to their performances. *Proceedings of the Japan Academy, Series B*. 2022;98(9):493-516. <https://doi.org/10.2183/pjab.98.025>.
2. Yang Y., Forbes A., Cao L. A review of liquid crystal spatial light modulators: devices and applications. *Opto-Electronic Science*. 2023;2(8):230026-1–230026-29. <https://doi.org/10.29026/oes.2023.230026>.
3. Ma L. L., Li C.Y., Pan J. T., Ji Y. E. Jiang C., Zheng R., et al. Self-assembled liquid crystal architectures for soft matter photonics. *Light: Science & Applications*. 2022;11(1):270. <https://doi.org/10.1038/s41377-022-00930-5>.
4. Shen W., Li G. Recent progress in liquid crystal-based smart windows: materials, structures, and design. *Laser & Photonics Reviews*. 2023;17(1):2200207. <https://doi.org/10.1002/lpor.202200207>.
5. Shen W., Zhang H., Miao Z., Ye Z. Recent progress in functional dye-doped liquid crystal devices. *Advanced Functional Materials*. 2023;33(6):2210664. <https://doi.org/10.1002/adfm.202210664>.
6. Baldha R., Chakraborty G.S., Rathod S. Current status and future prospects of lyotropic liquid crystals as a nanocarrier delivery system for the treatment of cancer. *AAPS PharmSciTech*. 2025; 26(2): 58. <https://doi.org/10.1208/s12249-025-03058-y>.
7. Hodorowicz-Zaniewska D., Zurrada S., Kotlarz A., Kasprzak P., Skupi n J.,  wierz A., et al. A prospective pilot study on use of liquid crystal thermography to detect early breast cancer. *Integrative Cancer Therapies*. 2020;19:1534735420915778. <https://doi.org/10.1177/1534735420915778>.

8. Stewart I.W. The Static and Dynamic Continuum Theory of Liquid Crystals: A Mathematical Introduction. London: Taylor & Francis; 2004. 372 p.
9. Buluy O., Nepijko S., Reshetnyak V., Ouskova E., Zadorozhnii V., Leonhardt A., et al. Magnetic sensitivity of a dispersion of aggregated ferromagnetic carbon nanotubes in liquid crystals. *Soft Matter*. 2011;7(2):644–649. <https://doi.org/10.1039/C0SM00131G>.
10. Jeong H.S., Youn S.C., Kim Y.H., Jung H.T. Orientation control of liquid crystals using carbon-nanotube–magnetic particle hybrid materials. *Physical Chemistry Chemical Physics*. 2013;15(24):9493–9497. <https://doi.org/10.1039/C3CP00052D>.
11. Chen R., Zhou Y., Li X. Cotton-derived Fe/Fe₃C-encapsulated carbon nanotubes for high-performance lithium–sulfur batteries. *Nano Letters*. 2022;22(3):1217–1224. <https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.1c04380>.
12. Dalir N., Javadian S. Synergistic effect of non-covalent interaction in colloidal nematic liquid crystal doped with magnetic functionalized single-walled carbon nanotubes. *Journal of Applied Physics*. 2018;123(11):115103 <https://doi.org/10.1063/1.5016388>.
13. Chupeev I.A., Petrov D.A. Orientational 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 Technology*. 2023;13(3):182-198. (In Russ.) <https://doi.org/10.21869/2223-1528-2023-13-3-182-198>.
14. Zakhlevnykh A.N., Petrov D.A., Skokov P.K. Influence of ferromagnetic carbon nanotubes on magnetic transitions in liquid crystals. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*. 2018;127(4):767–777. <https://doi.org/10.1134/S1063776118090236>.
15. Zakhlevnykh A.N., Petrov D.A. Orientational transitions in antiferromagnetic liquid crystals. *Physics of the Solid State*. 2016;58(9):1906–1915. <https://doi.org/10.1134/S1063783416090341>.
16. Gennes de P.G., Prost J. The physics of liquid crystals. Oxford: Clarendon Press; 1993. 597 p.

Информация об авторе / Information about the Author

Петров Данил Александрович, доктор физико-математических наук, доцент, профессор кафедры физики фазовых переходов, 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, Doctor of Sciences (Physics and Mathematics), Associate Professor, Professor of Physics of Phase Transitions Department, 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