

УДК 532.783; 539.22

Д. А. Петров<sup>1</sup>, П. К. Скоков<sup>2</sup>

## ТЕОРИЯ ФЕРРОМАГНИТНОГО УПОРЯДОЧЕНИЯ КОЛЛОИДНОЙ СУСПЕНЗИИ МАГНИТНЫХ ЧАСТИЦ В ЖИДКОМ КРИСТАЛЛЕ

<sup>1</sup>Пермский государственный национальный исследовательский университет  
ул. Букирева, д. 15, 614990 Пермь, Россия. E-mail: petrovda@bk.ru

<sup>2</sup>Институт механики сплошных сред Уральского отделения Российской академии наук  
ул. Академика Королева, д. 1, 614013 Пермь, Россия

*Рассмотрена молекулярно-статистическая теория коллоидной супензии сферических ферромагнитных частиц в нематическом жидкокристалле. Предложен тензорный вариант записи гамильтониана супензии, который содержит вклады, позволяющие описать ферромагнитное состояние системы. В рамках приближения среднего поля получена система уравнений, описывающая различные ориентационные состояния супензии. Построены фазовые диаграммы супензии. Показано, что кроме изотропной фазы в зависимости от температуры и интенсивности взаимодействия частиц с жидкокристаллической матрицей супензия может находиться в упорядоченном состоянии с различными магнитными свойствами, а именно в ферромагнитной и суперпарамагнитной нематических фазах.*

**Ключевые слова:** жидкокристалл, магнитная супензия, фазовые переходы, ферромагнетизм.

**DOI:** 10.18083/LCAppl.2020.4.63

D. A. Petrov<sup>1</sup>, P. K. Skokov<sup>2</sup>

## FERROMAGNETIC ORDERING THEORY OF COLLOIDAL SUSPENSION OF MAGNETIC PARTICLES IN LIQUID CRYSTAL

<sup>1</sup>Perm State University, 15 Bukireva St., Perm, 614990, Russia

<sup>2</sup>Institute of Continuous Media Mechanics of the Ural Branch of Russian Academy of Science,  
1 Academician Korolev St., Perm, 614013, Russia  
E-mail: petrovda@bk.ru

*A molecular-statistical theory of colloidal suspension of spherical ferromagnetic particles in a nematic liquid crystal matrix is considered. A tensor expression of the suspension Hamiltonian is proposed, which contains contributions that make it possible to describe the ferromagnetic state of the studied system. Within the mean-field approximation, a system of equations is obtained that describes various orientational states of the suspension. Phase diagrams of the suspension are plotted. It is shown that depending on temperature and intensity of particles interaction with the liquid crystal matrix, the suspension can be in an ordered state with different magnetic properties, namely, in the ferromagnetic and superparamagnetic nematic phases, in addition to the isotropic phase.*

**Key words:** liquid crystal, magnetic suspensions, phase transitions, ferromagnetism.

## Введение

Уникально сочетая в себе текучесть и анизотропию физических свойств, жидкие кристаллы (ЖК) нашли применение в оптике, фотонике [1, 2], биофизике [2], медицине [3], а также в различных технических приложениях, основную часть которых представляют устройствах отображения информации [4, 5]. По этой причине одной из актуальных задач современной науки о материалах является получение ЖК с заданными физическими свойствами. Помимо сложного и дорогостоящего химического синтеза новых ЖК-матриц, существует возможность модифицировать свойства уже существующих ЖК-материалов путем внедрения в них различных наноразмерных частиц [6–8]. Коллоидные ЖК-сuspензии магнитных [9, 10], сегнетоэлектрических [11] частиц или углеродных нанотрубок [12] обладают нетипичными для принимающей матрицы физическими свойствами. Таким композитным материалам свойственна более высокая чувствительность к внешним магнитным и электрическим полям, что, например, проявляется в понижении порога перехода Фредерикса [13, 14]. Наличие примеси также может увеличивать и уменьшать температуру перехода упорядоченная фаза – изотропная жидкость [15–17]. Наряду с этим уникальной является способность ЖК-среды поддерживать ферромагнитное упорядочение дисперсных частиц при комнатных температурах даже в отсутствие внешнего магнитного поля [10]. Несмотря на то, что такие намагниченные ЖК-композиты, известные также как ферронематики, были теоретически предсказаны полвека назад [18], устойчивое ферромагнитное упорядочение примесных частиц в ЖК-матрице удалось получить лишь в 2013 году [10]. С тех пор ферромагнитные ЖК-сuspензии экспериментально активно изучались (см. обзорные работы [7, 19]), однако, их теоретическое описание ограничено в основном хорошо развитыми континуальными теориями [10, 20, 21], феноменологической теорией типа Ландауде Жена [22, 23] и классической теорией функционала плотности [24]. Лишь недавно была предложена молекулярно-статистическая теория, которая позволила описать появление спонтанной намагниченности примесных частиц в ЖК-матрице [25]. В работе [25] были рассмотрены два различных механизма, обеспечивающих ориентационную связь молекул ЖК и примесных частиц. Первый

механизм связан с ван-дер-ваальсовым взаимодействием между подсистемами и проявляется лишь только в ЖК-сuspензиях анизометричных частиц [26–29]. Второй механизм обусловлен силами, имеющими магнитное происхождение, и именно он отвечает за ферромагнитное упорядочение примеси в ЖК-матрице [25]. Настоящая работа посвящена изучению этого механизма, и его влияния на образование ферромагнитного порядка примесной подсистемы. В рамках предлагаемой теории будут получены вклады в свободную энергию сuspензии, которые присутствуют в феноменологическом подходе [22, 23], но не учитывались в работе [25].

## Метод среднего поля

Впервые метод среднего поля для описания нематической фазы ЖК был предложен в работе [30]. Этот относительно простой подход, известный как теория Майера-Заупе, позволил получить температурные зависимости параметра порядка ЖК, удовлетворительно согласующиеся с экспериментальными данными. Для супензий анизометричных наночастиц в ЖК метод среднего поля получил свое развитие в следующих работах [26–29, 31], где для описания степени упорядочения примесных частиц использовался, по аналогии с ЖК, только скалярный параметр порядка. Нами же будет использован векторный параметр порядка, что позволит описать ферромагнитное состояние супензии.

Воспользуемся предложенными ранее подходами [25, 26] и будем рассматривать бинарную смесь, состоящую из  $N_n$  молекул нематика и  $N_p$  магнитных наночастиц, которые находятся в объеме  $V$ . Ориентацию отдельной стержнеобразной молекулы ЖК в точке  $\mathbf{r}_\alpha$  будем описывать симметричным бесследовым тензором второго ранга

$$v_{ik}^\alpha = \sqrt{\frac{3}{2}} \left( v_{\alpha i} v_{\alpha k} - \frac{1}{3} \delta_{ik} \right), \quad (1)$$

где  $\mathbf{v}_\alpha$  – единичный вектор вдоль главной оси  $\alpha$ -ой молекулы ЖК ( $\alpha = \overline{1, N_n}$ ). Здесь и далее нижние индексы (латинские буквы) обозначают компоненты векторов и тензоров, а по повторяющимся индексам подразумевается суммирование. Предположим, что примесные частицы не обладают анизотропией формы, т. е. являются сферическими.

Согласно работе [27] в этом случае можно пренебречь ван-дер-ваальсовым притяжением между молекулами ЖК и примесью, которое является существенным только для анизотропных (палочки или диски) частиц [26]. Считаем, что магнитный момент каждой частицы является «вмороженным» и не может менять свою ориентацию относительно самой частицы, тогда ориентацию отдельной примесной частицы удобно описывать единичным вектором  $\mathbf{e}_\beta$  ( $\beta = \overline{1, N_p}$ ), который связан с ее магнитным моментом  $\mathbf{\mu}_\beta = \mu \mathbf{e}_\beta$  ( $\mu$  – величина магнитного момента).

Запишем ориентационную часть энергии супензии в следующем виде:

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_{nn} + \mathcal{H}_m + \mathcal{H}_{mm}, \quad (2)$$

где

$$\mathcal{H}_{nn} = -\frac{1}{2} \sum_{\alpha=1}^{N_n} \sum_{\beta=1}^{N_p} A_{nn}(r_{\alpha\beta}) v_{ik}^\alpha v_{ik}^\beta \quad (3)$$

представляет собой первый член разложения энергии парного взаимодействия молекул нематика по степеням тензора ориентации  $v_{ik}^\alpha$ . Вклады

$$\mathcal{H}_m = -\sum_{\alpha=1}^{N_n} \sum_{\beta=1}^{N_p} A_m(r_{\alpha\beta}) v_{ik}^\alpha e_{\beta i} e_{\beta k}, \quad (4)$$

$$\mathcal{H}_{mm} = -\sum_{\alpha=1}^{N_n} \sum_{\beta=1}^{N_p} A_{mm}(r_{\alpha\beta}) v_{ij}^\alpha v_{jk}^\beta e_{\beta i} e_{\beta k} \quad (5)$$

соответственно являются первым и вторым членами разложения энергии парного взаимодействия молекул ЖК с магнитными частицами соответственно по степеням их тензора  $v_{ik}^\alpha$  и вектора  $e_i^\beta$  ориентации. В этих выражениях  $A_{nn}(r_{\alpha\beta})$  – потенциал межмолекулярного взаимодействия нематика, а  $A_m(r_{\alpha\beta})$  и  $A_{mm}(r_{\alpha\beta})$  – потенциалы взаимодействия между молекулами ЖК и примесными частицами, которые зависят от расстояния  $r_{\alpha\beta} = |\mathbf{r}_\alpha - \mathbf{r}_\beta|$  между молекулами либо между молекулами и частицами. При положительных значениях  $A_{nn}(r_{\alpha\beta})$  минимуму энергии (3) отвечает параллельная упаковка длинных осей молекул ( $\mathbf{v}_\alpha \parallel \mathbf{v}_{\alpha'}$ ). Далее будет рассматриваться случай

только положительных  $A_m(r_{\alpha\beta})$  и  $A_{mm}(r_{\alpha\beta})$ , когда минимумам энергий (4) и (5) отвечает параллельная ориентация длинных осей молекул и дипольных моментов ферро частиц ( $\mathbf{v}_\alpha \parallel \mathbf{\mu}_\beta$  или  $\mathbf{v}_\alpha \parallel \mathbf{e}_\beta$ ). Согласно работе [32] наличие магнитного дипольного момента у сферической примесной частицы приводит к существенному упорядочению молекул ЖК вблизи ее поверхности, что в среднем увеличивает параметр порядка ЖК-подсистемы по сравнению со случаем, когда частицы являются немагнитными. Этот результат приводит к идее написания вкладов (4) и (5) в ориентационную часть энергии ЖК-супензии, которые ранее не учитывались в статистических теориях [26–29, 31]. Слагаемые (4) и (5) отвечают за магнитные взаимодействия между ЖК-матрицей и ансамблем примесных частиц, и именно эти вклады позволяют описать появление спонтанной намагниченности примесных частиц в ЖК-матрице и в конечном счете приводят к выражению, которое является аналогом энергии магнитной анизотропии в твердых ферромагнетиках [25, 33]. Нужно отметить, что в гамильтониане (2) отсутствуют слагаемые, отвечающие за прямые межчастичные взаимодействия, так как мы рассматриваем случай малой концентрации примеси.

Макроскопические тензор и вектор ориентации компонент супензии представляют собой статистическое среднее от соответствующих микроскопических величин

$$\eta_{ik} = \langle v_{ik}^\alpha \rangle, \quad \mathbf{M} = \langle \mathbf{e}_\beta \rangle. \quad (6)$$

Представим величины (6) через единичные векторы, определяющие главные оси нематического порядка ЖК-молекул  $\mathbf{n}$  и полярного ориентационного порядка частиц  $\mathbf{m}$ :

$$\eta_{ik} = \sqrt{\frac{3}{2}} \eta \left( n_i n_k - \frac{1}{3} \delta_{ik} \right), \quad \mathbf{M} = M \mathbf{m}. \quad (7)$$

Отметим, что вектор  $\mathbf{M}$  имеет смысл приведенной макроскопической намагниченности супензии и связан с последней выражением

$$\mathcal{M} = \frac{\mu N_p}{V} \mathbf{M}, \quad (8)$$

где  $\mathcal{M}$  – намагниченность супензии.

В (7) введены скалярные параметры порядка

$$\eta = \langle P_2(\mathbf{n}\mathbf{v}_\alpha) \rangle, \quad M = \langle P_1(\mathbf{m}\mathbf{e}_\beta) \rangle, \quad (9)$$

где  $P_i(x)$  –  $i$ -ый полином Лежандра.

Следуя работе [26], представим тензор ориентации  $v_{ik}^\alpha$  и вектор  $\mathbf{e}_\beta$ , соответственно, как суммы их средних с флюктуациями, т.е.  $v_{ik}^\alpha = \eta_{ik} + (v_{ik}^\alpha - \eta_{ik})$ ,  $\mathbf{e}_\beta = \mathbf{M} + (\mathbf{e}_\beta - \mathbf{M})$  и подставим в (2).

После пренебрежением квадратами флюктуаций удается выполнить одно суммирование, в результате чего можно выделить величины:

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{mf} = \lambda \left\{ N_n \left[ \frac{1}{2} y_n \eta_{ik} \eta_{ik} + y_p \gamma M_i M_k (2\omega_m \eta_{ik} + 3\omega_{mm} \eta_{ij} \eta_{jk}) \right] - \right. \\ \left. - \sum_{\alpha=1}^{N_p} \left[ y_n \eta_{ik} + y_p \gamma M_i (\omega_m M_k + 2\omega_{mm} \eta_{jk} M_j) \right] v_{ik}^\alpha - \sum_{\beta=1}^{N_p} 2y_n M_i [\omega_m \eta_{ik} + \omega_{mm} \eta_{ij} \eta_{jk}] e_{\beta k} \right\}. \quad (11) \end{aligned}$$

Здесь  $y_p = N_p v_p / V$  и  $y_n = N_n v_n / V = 1 - y_p$  – объемные доли компонент суспензии,  $v_n$  и  $v_p$  – соответственно объем одной молекулы ЖК и частицы, а  $\gamma = v_n / v_p$  – параметр, характеризующий относительный размер наночастиц. Величина  $\lambda = A_{nn} / v_n$  играет роль константы среднего поля. По аналогии с [25] введем параметры  $\omega_m = A_m / A_{nn}$  и  $\omega_{mm} = A_{mm} / A_{nn}$ , которые описывают относительную роль ориентационной связи между ЖК-матрицей и ансамблем частиц. Величины  $\omega_m$  и  $\omega_{mm}$  зависят от плотности и геометрических размеров молекул и частиц, а также от сил взаимодействия между ними.

Ограничимся случаем, когда оси нематического порядка ЖК и полярного порядка частиц

$$\begin{aligned} \frac{N_n}{V} A_{nn} = \sum_{\beta=1}^{N_p} A_{nn} (r_{\alpha\beta}), \quad \frac{N_n}{V} A_m = \sum_{\alpha=1}^{N_n} A_m (r_{\alpha\beta}), \\ \frac{N_p}{V} A_m = \sum_{\beta=1}^{N_p} A_m (r_{\alpha\beta}), \quad \frac{N_n}{V} A_{mm} = \sum_{\alpha=1}^{N_n} A_{mm} (r_{\alpha\beta}), \\ \frac{N_p}{V} A_{mm} = \sum_{\beta=1}^{N_p} A_{mm} (r_{\alpha\beta}), \quad (10) \end{aligned}$$

которые по сути являются параметрами среднего поля. Окончательно гамильтониан суспензии (2) в приближении среднего поля примет вид

совпадают между собой (планарное сцепление)  $\mathbf{n} \equiv \mathbf{m}$ , тогда должны выполняться условия  $\omega_m > 0$  и  $\omega_{mm} > 0$ , т.е. директор ЖК  $\mathbf{n}$  является осью легкого намагничивания для частиц.

Гамильтониан среднего поля (11) позволяет вычислить статистический интеграл

$$Z = \int \dots \int \exp \left( -\frac{\mathcal{H}_{mf}}{k_B T} \right) \prod_{\alpha=1}^{N_p} d\mathbf{v}_\alpha \prod_{\beta=1}^{N_p} d\mathbf{e}_\beta, \quad (12)$$

который в свою очередь позволяет найти свободную энергию системы

$$\mathcal{F} = -k_B T \ln Z. \quad (13)$$

После вычисления сверток в (11) выражение (13) в безразмерной форме примет вид

$$\begin{aligned} F = \mathcal{F} \frac{v_n}{\lambda V} = \frac{1}{2} y_n \left\{ y_n \eta (\eta + 1) + \frac{1}{3} y_p \gamma M^2 [\sqrt{6} \omega_m (4\eta + 1) + 4\omega_{mm} \eta (3\eta + 1)] \right\} - \\ - y_n \tau \ln f(\sigma, 0) - y_p \gamma \tau \ln f(0, \zeta). \quad (14) \end{aligned}$$

Здесь введено обозначение для безразмерной температуры  $\tau = k_B T / \lambda$  и определена функция

$$f(\sigma, \zeta) = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \exp(\sigma x^2 + \zeta x) dx, \quad (15)$$

где

$$\sigma = \frac{3}{2\tau} \left[ y_n \eta + \frac{1}{3} y_p \gamma M^2 \left( \sqrt{6} \omega_m + 4 \omega_{mm} \eta \right) \right],$$

$$\zeta = \frac{2 y_n \eta M}{3\tau} \left[ \sqrt{6} \omega_m + 2 \omega_{mm} \eta \right]. \quad (16)$$

Из условий термодинамического равновесия супензии

$$\frac{\partial F}{\partial \eta} = 0, \quad \frac{\partial F}{\partial M} = 0 \quad (17)$$

окончательно получим систему уравнений, которая позволяет определить температурные зависимости параметров порядка системы

$$\eta = \frac{3}{2} \frac{\partial \ln f(\sigma, 0)}{\partial \sigma} - \frac{1}{2}, \quad M = \operatorname{cth} \zeta - \frac{1}{\zeta}. \quad (18)$$

Учет дополнительного вклада (5) в гамильтониане (2) дает слагаемые в свободной энергии (14) пропорциональные  $\eta^2 M^2$ , которые присутствовали в феноменологической теории [22, 23], но не учитывались в [25]. При  $\omega_{mm} = 0$  уравнения (18) и выражение для свободной энергии (14) сводятся к тем, что представлены в работе [25], если рассматривать случай сферических магнитных частиц.

В отсутствие нематического порядка  $\eta = 0$  супензия представляет собой обычную магнитную жидкость [34], для которой уравнение (18) дает решение  $M = 0$ . Этот результат согласуется с известным фактом, что в отсутствии внешнего магнитного поля в обычной магнитной жидкости ферромагнитный порядок отсутствует [35].

### Фазовые диаграммы

Система уравнений (18) допускает решение  $\eta = M = 0$ , что отвечает высокотемпературной изотропной фазе (I), в которой отсутствует нематический порядок ЖК и ферромагнитный порядок частиц. Данное решение существует при любых

температурах, однако термодинамически устойчивым оно является лишь при температурах, превышающих точку просветления. С понижением температуры в зависимости от параметров  $\omega_m$  и  $\omega_{mm}$  происходит переход из изотропной фазы в одну из упорядоченных фаз, отличающихся магнитными свойствами. Первая из двух возможных упорядоченных фаз – ферромагнитная нематическая (FMN). В ней оба параметра порядка отличны от нуля ( $\eta > 0, M \neq 0$ ), т.е. кроме нематического порядка молекул ЖК-матрицы в супензии существует также скоррелированность в ориентации примесных частиц, чьи магнитные моменты ориентированы преимущественно в одном направлении параллельно директору ЖК. Состояния с  $M > 0$  и  $M < 0$  в отсутствие внешнего магнитного поля являются эквивалентными. Вторая из возможных упорядоченных фаз – суперпарамагнитная нематическая (SPMN). В этой фазе также существует нематический порядок в ЖК-подсистеме, а магнитные моменты всех частиц ориентированы произвольным образом, как в изотропной фазе ( $\eta > 0, M = 0$ ), в результате чего макроскопическая намагниченность отсутствует.

На рисунке 1 представлены фазовые диаграммы супензии в терминах приведенной температуры и параметров среднего поля  $\omega_m$  и  $\omega_{mm}$ . Для расчетов использовались значения объемной доли примеси  $y_p = 3 \cdot 10^{-4}$  и относительного размера частиц  $\gamma = 2.107 \cdot 10^{-5}$  из работы [25]. Величина  $T_c$  – температура перехода упорядоченная – изотропная фазы для чистого ЖК. Из оценок работы [25] следует, что для выбранных материальных параметров эта температура с большой точностью совпадает с аналогичной температурой для супензии. Сплошные кривые на рис. 1 отвечают фазовым переходам второго рода, а вертикальные пунктирные прямые – первого рода. В силу малости объемной доли примесных частиц всем точкам пунктирных прямых отвечают значения безразмерной температуры и скачка параметра порядка беспримесного ЖК соответственно  $k_B T_c / \lambda = \tau_c = 0.2202$  и  $\eta_c = 0.4292$ . Черный круг на рис. 1 отвечает тройной точке, где одновременно существуют ферромагнитная нематическая, суперпарамагнитная нематическая и изотропная (также суперпарамагнитная) фазы.

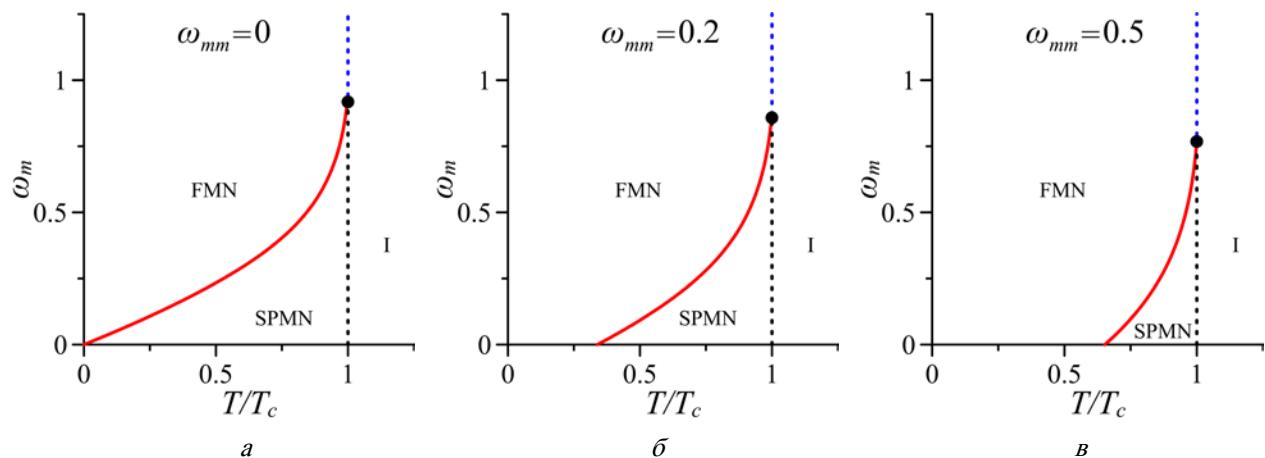


Рис. 1. Диаграмма ориентационных фаз суспензии в терминах приведенной температуры и параметра среднего поля  $\omega_m$  для разных значений  $\omega_{mm}$ . Здесь I – изотропная фаза, FMN – ферромагнитная нематическая фаза и SPMN – суперпарамагнитная нематическая фаза

Fig. 1. Diagram of orientation phases of the suspension in terms of reduced temperature and mean field parameter  $\omega_m$  for different values of  $\omega_{mm}$ . Where, I is isotropic phase, FMN is ferromagnetic nematic phase, and SPMN is the superparamagnetic nematic phase

На рисунке 1, *a* этой точке соответствуют значения  $\omega_m = 0.943$ ,  $\omega_{mm} = 0.0$ , на рис. 1, *б* –  $\omega_m = 0.872$ ,  $\omega_{mm} = 0.2$ , а на рис. 1, *в* –  $\omega_m = 0.767$ ,  $\omega_{mm} = 0.5$ . Из рис. 1 видно, что с ростом параметров  $\omega_m$  и  $\omega_{mm}$  температурная область существования суперпарамагнитной нематической фазы уменьшается, пока она вовсе не исчезает при параметрах  $\omega_m$  и  $\omega_{mm}$ , отвечающих тройной точке. Интересно отметить, что для  $\omega_{mm} = 0$  во всем температурном диапазоне существования мезофазы с ростом параметра  $\omega_m$  происходит переход суперпарамагнитная – ферромагнитная нематическая фаза (см. рис. 1, *a*). В свою очередь, для положительных значений  $\omega_{mm}$  существует пороговое значение температуры, ниже которой для любых значений  $\omega_m$  суперпарамагнитная нематическая фаза существовать не может (см. рис. 1, *б* и *в*).

Здесь нужно пояснить, что граница существования ферромагнитной и суперпарамагнитной нематических фаз (сплошная кривая на рис. 1) определяется в результате решения системы уравнений (18) при  $M = 0$  совместно с условием потери устойчивости ферромагнитной нематической фазы

$$\left( \frac{\partial^2 F}{\partial M^2} \right)_{M=0} = 0, \quad (19)$$

которое можно записать в следующем виде

$$\tau = \frac{2\sqrt{6}}{27} (1 - y_p) \eta (3\omega_m + \sqrt{6}\omega_{mm}\eta). \quad (20)$$

В свою очередь система (18) при  $M = 0$  сводится лишь к одному интегральному уравнению

$$\int_0^1 \exp \left\{ \frac{3\eta}{2\tau} (1 - y_p) x^2 \right\} [2\eta + 1 - 3x^2] dx = 0. \quad (21)$$

Выражения (20) и (21) не содержат параметр  $\gamma$ , из чего следует, что граница существования ферромагнитной и суперпарамагнитной нематических фаз определяется набором параметров  $y_p$ ,  $\omega_m$  и  $\omega_{mm}$  и не зависит от относительного размера сферических примесных частиц.

### Основные результаты и выводы

В работе рассматривается тензорный вариант молекулярно-статистической теории суспензий

сферических ферромагнитных частиц в ЖК. Впервые предложен гамильтониан системы, который позволяет описать появление спонтанной намагниченности примесных частиц в ЖК-матрице даже в отсутствие магнитного поля. Методом среднего поля получены уравнения ориентационного и магнитного равновесия системы и построены диаграммы ориентационных фаз супензии. Установлено, что в зависимости от температуры и параметров среднего поля возможно существование нескольких фаз. Первая – изотропная фаза является высокотемпературной и характеризуется полным отсутствием ориентационного и магнитного упорядочения компонент супензии. С понижением температуры эта фаза теряет устойчивость и в зависимости от интенсивности взаимодействия между подсистемами происходит переход в одну из двух возможных упорядоченных фаз, отличающихся магнитными свойствами. Для малых значений энергии сцепления молекул ЖК и примесных частиц переход происходит в упорядоченную фазу с нулевой намагниченностью – суперпарамагнитная нематическая фаза, в которой магнитных моментов частиц направлены произвольно, а молекулы ЖК образуют нематический порядок. С дальнейшим понижением температуры в супензии появляется спонтанная намагниченность частиц – происходит переход в ферромагнитную нематическую фазу. Для больших энергий сцепления между компонентами супензии с понижением температуры происходит переход из изотропной в ферромагнитную нематическую фазу, минуя суперпарамагнитное нематическое состояние системы. Установлено, что переходам из изотропного в упорядоченные состояния супензии отвечают фазовые переходы первого рода, а переход суперпарамагнитное – ферромагнитное нематическое состояние является переходом второго рода.

Настоящая работа совместно с представленными ранее подходами [25, 26] позволяет написать обобщенный вариант молекулярно-статистической теории ферромагнитных ЖК-супензий анизометрических частиц. Тензорный вариант записи гамильтониана системы дает возможность в дальнейшем рассматривать не только планарное, но и гомеотропное сцепление молекул ЖК с примесными частицами.

Авторы выражают глубокую признательность профессору Александру Николаевичу Захлевных, чьи идеи легли в основу представленной теории.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 16-02-00231). П.К. Скоков выполнял работу в рамках государственного задания; номер гос. регистрации темы AAAA-A19-119021490136-7.

### Список литературы / References

1. Lazarev G., Chen P.-J., Strauss J., Fontaine N., Forbes A. Beyond the display: phase-only liquid crystal on Silicon devices and their applications in photonics [Invited]. *Opt. Express*, 2019, **27** (11), 16206–16249. **DOI:** 10.1364/OE.27.016206.
2. Shen Y., Dierking I. Perspectives in Liquid-Crystal-Aided Nanotechnology and Nanoscience. *Appl. Sci.*, 2019, **9**, 2512. **DOI:** 10.3390/app9122512.
3. Woltman S., Jay G. D., Crawford G. P. Liquid Crystals Frontiers in Biomedical Applications. Singapore: World Scientific, 2007. 516 p.
4. Takatoh K., Hasegawa M., Koden M., Itoh N., Hasegawa R., Sakamoto M. Alignment Technologies and Applications of Liquid Crystal Devices. New York : Taylor & Francis, 2005, 320 p.
5. Wu S.; Yang D. Fundamentals of Liquid Crystal Devices. Chichester : Wiley, 2006, 396 p.
6. Garbovskiy Y. A., Glushchenko A. V. Liquid Crystalline Colloids of Nanoparticles. *Solid State Physics*, 2010, **62**, 1–74. **DOI:** 10.1016/B978-0-12-374293-3.00001-8.
7. Dierking I. From colloids in liquid crystals to colloidal liquid crystals. *Liquid Crystals*, 2019, **46** (13–14), 2057–2074. **DOI:** 10.1080/02678292.2019.1641755.
8. Чausov Д. Н., Курилов А. Д., Беляев В. В. Жидкокристаллические нанокомпозиты, легированные наночастицами редкоземельных элементов // Жидк. крист. и их практич. использ. 2020. Т. 20, № 2. С. 6–22. **DOI:** 10.18083/LCAppl.2020.2.6 [Chausov D.N., Kurilov A.D., Belyaev V.V. Liquid crystal nanocomposites doped with rare earth elements. *Liq. Cryst. and their Appl.*, 2020, **20** (2), 6–22. (in Russ.)].
9. Chen S.-H., Amer N.M. Observation of Macroscopic Collective Behavior and New Texture in Magnetically Doped Liquid Crystals. *Phys. Rev. Lett.*, 1983, **51** (25), 2298–2301. **DOI:** 10.1103/PhysRevLett.51.2298.
10. Mertelj A., Lisjak D., Drofenik M., Čopič M. Ferromagnetism in suspensions of magnetic platelets in liquid crystal. *Nature*, 2013, **504**, 237–241. **DOI:** 10.1038/nature12863.
11. Reznikov Y., Buchnev O., Tereshchenko O., Reshetnyak V., Glushchenko A., West J. Ferroelectric nematic suspension. *Applied Physics Letters*, 2003, **82** (12), 1917–1919. **DOI:** 10.1063/1.1560871.
12. Lynch M.D., Patrick D.L. Organizing Carbon Nanotubes with Liquid Crystals. *Nano Letters*, 2002, **2** (11), 1197–1201. **DOI:** 10.1021/nl025694j.

13. Kopčanský P., Tomašovičová N., Koneracká M., Závišová V., Timko M., Džarová A., Šprincová A., Éber N., Fodor-Csorba K., TóthKatona T., Vajda A., Jadzyn J. Structural changes in the 6CHBT liquid crystal doped with spherical, rod-like, and chainlike magnetic particles. *Physical Review E*, 2008, **78**, 011702. **DOI:** 10.1103/PhysRevE.78.011702.
14. Cook G., Reshetnyak V.Yu., Ziolo R.F., Basun S.A., Banerjee P.P., Evans D.R. Asymmetric Freedericksz transitions from symmetric liquid crystal cells doped with harvested ferroelectric nanoparticles. *Opt. Express*, 2010, **18** (16), 17339–17345. **DOI:** 10.1364/OE.18.017339.
15. Koch K., Kundt M., Eremin A., Nadasi H., Schmidt A.M. Efficient ferronematic coupling with polymer-brush particles. *Phys. Chem. Chem. Phys.*, 2020, **22** (4), 2087–2097. **DOI:** 10.1039/C9CP06245A.
16. Li F., Buchnev O., Cheon C.I., Glushchenko A., Reshetnyak V., Reznikov Y., Sluckin T.J., West J.L. Orientational Coupling Amplification in Ferroelectric Nematic Colloids. *Phys. Rev. Lett.*, 2006, **97** (14), 147801. **DOI:** 10.1103/PhysRevLett.97.147801.
17. Kopčanský P., Gdovinová V., Burylov S., Burylova N., Voroshilov A., Majorošová J., Agresti F., Zin V., Barisson S., Jadzyn J., Tomašovičová N. The influence of goethite nanorods on structural transitions in liquid crystal 6CHBT. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 2018, **459**, 26–32. **DOI:** 10.1016/j.jmmm.2017.12.086.
18. Brochard F., de Gennes P.G. Theory of magnetic suspensions in liquid crystals. *J. de Physique*, 1970, **31**, 691–708. **DOI:** 10.1051/jphys:01970003107069100.
19. Mertelj A., Lisjak D. Ferromagnetic nematic liquid crystals, *Liquid Crystals Reviews*, 2017, **5** (1), 1–33. **DOI:** 10.1080/21680396.2017.1304835
20. Zakhlevnykh A.N., Petrov D.A. Weak coupling effects and re-entrant transitions in ferronematic liquid crystals. *Journal of Molecular Liquids*, 2014, **198**, 223–233. **DOI:** 10.1016/j.molliq.2014.06.028.
21. Burylov S.V., Raikher Y.L. Macroscopic Proper-ties of Ferronematics Caused by Orientational Interactions on the Particle Surfaces. I. Extended Continuum Model. *Mol. Cryst. and Liq. Cryst. Science and Technology. Section A. Molecular Crystals and Liquid Crystals*, 1995, **258** (1), 107–122. **DOI:** 10.1080/10587259508034552.
22. Pleiner H., Jarkova E., Muller H.-W., Brand H.R. Landau description of ferrofluid to ferronematic phase transition. *Magnetohydrodynamics*, 2001, **37** (3), 254–260. **DOI:** 10.22364/mhd.
23. Pleiner H., Jarkova E., Müller H.-W., Brand H.R. Nematic order in ferrofluids. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 2002, **252**, 147–149. **DOI:** 10.1016/S0304-8853(02)00688-1.
24. Zarubin G., Bier M., Dietrich S. Effective Landau theory of ferronematics. *Journal of Chem. Phys.*, 2018, **149** (5), 054505. **DOI:** 10.1063/1.5040438.
25. Petrov D.A. Molecular-statistical theory of ferromagnetic liquid crystal suspensions. *Physical Review E*, 2020, **101** (3), 030701. **DOI:** 10.1103/PhysRevE.101.030701.
26. Захлевных А. Н., Лубнин М. С., Петров Д. А. Об одной простой молекулярно-статистической модели жидкокристаллической суспензии анизометрических частиц // Журн. эксперим. и теор. физики. 2016. Т. 150, вып. 5. С. 1041–1051. **DOI:** 10.7868/S0044451016110249. [Zakhlevnykh A.N., Lubnin M.S., Petrov D.A. On a simple molecular-statistical model of a liquid-crystal suspension of anisometric particles. *JETP*, 2016, **123**, 908–917. **DOI:** 10.1134/S1063776116100101.]
27. Gorkunov M.V., Osipov M.A. Mean-field theory of a nematic liquid crystal doped with anisotropic nanoparticles. *Soft Matter*, 2011, **7** (9), 4348–4356. **DOI:** 10.1039/C0SM01398F.
28. Raikher Y.L., Stepanov V.I., Zakhlevnykh A.N. Mean-field description of the order-disorder phase transition in ferronematics. *Soft Matter*, 2013, **9**, 177–184. **DOI:** 10.1039/C2SM26423D.
29. Raikher Yu.L., Stepanov V.I. Magnetic relaxation in ferronematics in the mean-field description. *J. of Mol. Liq.*, 2018, **267**, 367–376. **DOI:** 10.1016/j.molliq.2017.12.075.
30. Maier W., Saupe A. Eine einfache molekulare Theorie des nematischen kristallinflüssigen Zustandes. *Zeitschrift für Naturforschung A*, 1958, **13** (7), 564–566. **DOI:** 10.1515/zna-1958-0716.
31. Lopatina L.M., Selinger J.V. Maier-Saupe-type theory of ferroelectric nanoparticles in nematic liquid crystals. *Phys. Rev. E*, 2011, **84** (4), 041703. **DOI:** 10.1103/PhysRevE.84.041703.
32. Mouhli A., Ayeb H., Othman T., Fresnais J., Dupuis V., Nemitz I.R., Pendery J.S., Rosen-blatt C., Sandre O., Lacaze E. Influence of a dispersion of magnetic and nonmagnetic nanoparticles on the magnetic Freedericksz transition of the liquid crystal 5CB. *Phys. Rev. E*, 2017, **96** (1), 012706. **DOI:** 10.1103/PhysRevE.96.012706.

33. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. 2-е изд. М. : Наука, 1982. 624 с. [Landau L.D., Lifshitz E.M., Pitaevskii L.P. Electrodynamics of continuous media. Oxford, England : Butterworth, 1984, 460 p.].
34. Шлиомис М. И. Магнитные жидкости // УФН. 1974. Т. 112, вып. 3. С. 427–458. DOI: 10.3367/UFNr.0112.197403b.0427 [Shliomis M.I. Magnetic fluids. *Soviet Physics Uspekhi*, 1974, **17**, 153–169].
35. Берковский Б. М. Магнитные жидкости. М. : Химия, 1989. 240 с. [Berkovskiy B.M. Magnetic liquid. Moscow : Khimiya, 1989, 240 p (in Russ.)].

Поступила 4.09.2020 г.

Received 4.09.2020

Принята 1.10.2020 г.

Accepted 1.10.2020