

ОРИЕНТАЦИОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ФЕРРОМАГНИТНЫХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ С БИСТАБИЛЬНЫМ СЦЕПЛЕНИЕМ КОЛЛОИДНЫХ ЧАСТИЦ С МАТРИЦЕЙ

*А. Н. Захлевных**, *Д. А. Петров*

*Пермский государственный национальный исследовательский университет
614990, Пермь, Россия*

Поступила в редакцию 2 марта 2016 г.

Исследован ориентационный отклик ферромагнитного жидкого кристалла, индуцированный магнитным и электрическим полями. Рассмотрена модифицированная форма энергии ориентационного взаимодействия примесных магнитных частиц с жидкокристаллической матрицей, допускающая бистабильное сцепление. Показано, что причиной ориентационных переходов первого рода может служить, наряду с сегрегацией магнитной примеси, бистабильность потенциала ориентационного сцепления директора и намагниченности. Установлены области значений материальных параметров, приводящих к оптической бистабильности. На примере оптической разности фаз между обыкновенным и необыкновенным лучами света, прошедшего через ячейку ферронематика, исследована возможность ориентационных переходов первого рода. Показано, что приложенное электрическое поле в рассматриваемой геометрии значительно усиливает магнитоориентационный отклик ферронематика.

DOI: 10.7868/S0044451016100151

1. ВВЕДЕНИЕ

Важной задачей современной физики жидких кристаллов (ЖК) является улучшение их свойств физическими методами, т. е. без использования химического синтеза новых веществ. Одним из способов является приготовление коллоидных суспензий наночастиц в ЖК-матрицах [1]. Интерес к этим средам обусловлен тем, что ЖК, сочетая в себе свойства обычных (изотропных) жидкостей и кристаллов, обладают спонтанным ориентационным порядком и высокой чувствительностью к внешним воздействиям. Нелинейное взаимодействие ориентационного упорядочения и поля скорости приводит к большому многообразию физических явлений, в том числе к возникновению ориентационных неустойчивостей различного вида.

Если внедряемые в ЖК частицы являются наноразмерными (10–100 нм), то они слишком малы и не вызывают существенных ориентационных искажений в ЖК-матрице, но являются добавками, способными существенно изменить эффективные свойства среды-носителя. Особый интерес представляют сус-

пензии дипольных (ферромагнитных или сегнето-электрических) частиц [1, 3–15]. Эксперименты показывают, что крайне низкие их концентрации (порядка сотых долей процента по объему) приводят к росту ориентационной упорядоченности композитной системы, смещению точки перехода из упорядоченной фазы в изотропную, снижению управляющих полей ориентационных переходов, а также увеличивают магнитную и оптическую анизотропию и усиливают электро/магнитооптический отклик. По этой причине суспензии дипольных частиц в жидких кристаллах дают возможность улучшить свойства ЖК для разнообразных технических приложений.

В данной работе мы рассматриваем суспензии вытянутых магнитных наночастиц в нематическом жидком кристалле (НЖК). При высоких температурах такие суспензии изотропны. Ниже точки просветления (точки перехода в нематическую фазу) магнитные частицы упорядочиваются вслед за ЖК-матрицей, с которой они ориентационно связаны. При охлаждении суспензии во внешнем магнитном поле она остается намагниченной после выключения поля [2]. Такие магнитные ЖК-суспензии — ферронематики (ФН) — представляют собой жидкокристаллические аналоги ферромагнетика.

* E-mail: anz@psu.ru

Необычная физика ферромагнитных ЖК обусловлена тем, что, в отличие от чистых ЖК, они обладают не одним, а двумя механизмами ориентационного отклика на приложенное магнитное поле. Первый из них обусловлен анизотропией диамагнитной восприимчивости ЖК-матрицы, другой связан с воздействием поля на магнитные моменты частиц. Эти механизмы являются взаимозависящими ввиду ориентационной связи анизотропных частиц с упорядоченной ЖК-матрицей. Известно [1], что в зависимости от характера обработки поверхности частиц в отсутствие внешних полей они могут быть внедрены в ЖК-матрицу таким образом, что их длинные оси параллельны, либо перпендикулярны директору — единичному вектору в направлении преимущественной ориентации длинных осей молекул ЖК. Принято называть первый из этих типов планарным сцеплением частиц с матрицей, второй — гомеотропным сцеплением. Последний случай представляется наиболее интересным, так как при положительной анизотропии диамагнитной восприимчивости внешнее магнитное поле оказывает конкурирующее действие на ФН: директор и намагниченность стремятся ориентироваться в направлении поля, чему противодействуют силы ориентационного сцепления между частицами и ЖК-матрицей.

Особенностью жидкокристаллических суспензий магнитных наночастиц является эффект сегрегации дисперсной фазы [2], заключающийся в накоплении частиц в тех местах образца, где минимальна сумма их магнитной энергии во внешнем поле и энергии ориентационного взаимодействия с матрицей. Сегрегация частиц приводит к концентрационной неоднородности суспензии, что влияет на эксплуатационные параметры устройств, использующих такую анизотропную магнитную жидкость в качестве рабочей среды.

Особый интерес вызывают явления перехода между различными состояниями, приводящие к оптической бистабильности таких систем, т. е. к скачкообразному изменению ориентации директора. Бистабильность ЖК-материалов обычно обусловлена свойствами поверхности, ограничивающими ЖК-ячейку. Если энергия взаимодействия (сцепления) ЖК с поверхностью допускает наличие двух (или нескольких) минимумов с различной ориентацией директора, то переключение между этими состояниями можно осуществить наложением внешнего магнитного или электрического полей [16–23]. Допирование жидкого кристалла наночастицами добавляет другие причины бистабильных явлений. Одна из них обусловлена специфическим для ФН

эффектом сегрегации [10, 15, 24, 25], другая связана с возможностью бистабильного сцепления между ЖК и внедренными в него частицами [26, 27].

В настоящее время экспериментальный поиск идет по двум направлениям: при синтезе суспензий используются новые мезогенные соединения (матрицы) и новые типы частиц, например, игольчатые наночастицы феррита и углеродные нанотрубки, наполненные ферромагнетиком [11, 28, 29]. Разнообразие фазовых переходов в ЖК-суспензиях магнитных частиц обусловлено ориентирующими механизмами взаимодействия магнитной и ЖК-подсистем с внешним магнитным полем. При этом объектом первичной важности является выяснение роли взаимодействия между молекулами ЖК и поверхностью внедренных в него магнитных частиц. Вопрос о конкретной форме анизотропной составляющей энергии сцепления подсистем является одним из ключевых в физике ЖК-коллоидов [26]. Многочисленные применения жидкокристаллических нанокмполитов требуют понимания того, как наночастицы воздействуют на ориентационный порядок ЖК-среды и термодинамическую устойчивость упорядоченной фазы. С качественной точки зрения, возможность существования у наночастиц двух положений равновесия подтверждают, например, результаты экспериментов [30, 31] по наблюдению ориентационного поведения немагнитных стержнеобразных частиц в однородном массиве нематика.

Целью настоящей работы является исследование ориентационных переходов и бистабильных явлений в ферромагнитных ЖК с учетом бистабильного ориентационного сцепления примесных частиц с ЖК-матрицей и сегрегационных эффектов.

2. СВОБОДНАЯ ЭНЕРГИЯ

Рассмотрим ячейку ФН толщиной L , помещенную в скрещенные электрическое и магнитное поля (см. рис. 1). Начало системы координат выберем в середине слоя, пусть ось x параллельна границам слоя, а ось z перпендикулярна им. Магнитное поле направим антипараллельно оси x , а электрическое поле — вдоль оси z , тогда $\mathcal{H} = (-\mathcal{H}, 0, 0)$ и $\mathcal{E} = (0, 0, \mathcal{E})$. Будем рассматривать случай жесткого планарного сцепления директора \mathbf{n} с ограничивающими поверхностями и мягкого гомеотропного сцепления магнитных частиц с ЖК-матрицей. Тогда в отсутствие внешних полей директор \mathbf{n} , т. е. единичный вектор, задающий направление преимущественной ориентации длинных осей молекул ЖК, направ-

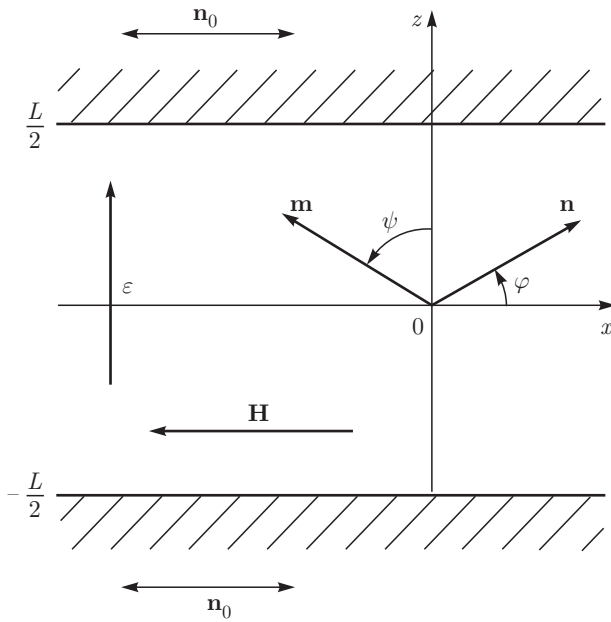


Рис. 1. Слой ферронематика во внешних электрическом и магнитном полях. Выбор системы координат

лен вдоль оси легкого ориентирования $\mathbf{n}_0 = (1, 0, 0)$, а единичный вектор намагниченности \mathbf{m} — вдоль оси z , т. е. $\mathbf{m} = (0, 0, 1)$. Будем полагать анизотропии диамагнитной восприимчивости χ_a и диэлектрической проницаемости ε_a положительными. В этом случае магнитное и электрическое поля оказывают конкурирующее действие на ориентационную структуру ФН: каждое из них стремится ориентировать директор параллельно своему направлению. Наряду с этим, магнитное поле ориентирует магнитные моменты примесных частиц, которые ввиду ориентационной связи (называемой сцеплением) вызывают поворот директора. Возникающее под действием полей \mathcal{H} и \mathcal{E} равновесное искажение ориентационной и магнитной структур ФН отвечает минимуму свободной энергии

$$\mathcal{F} = \iiint_V \mathcal{F}_V dV. \quad (1)$$

Здесь $\mathcal{F}_V = \mathcal{F}_1 + \mathcal{F}_2 + \mathcal{F}_3 + \mathcal{F}_4 + \mathcal{F}_5 + \mathcal{F}_6$ — объемная плотность свободной энергии.

Обсудим вклады в плотность свободной энергии ФН. Поверхности, ограничивающие слой ФН, задают ориентацию директора \mathbf{n} вдоль оси легкого ориентирования \mathbf{n}_0 . Под влиянием внешних полей появляются ориентационные искажения ЖК-матрицы, которые описываются энергией Франка [32]

$$\mathcal{F}_1 = \frac{1}{2} [K_1(\nabla \cdot \mathbf{n})^2 + K_2(\mathbf{n} \cdot \nabla \times \mathbf{n})^2 + K_3(\mathbf{n} \times \nabla \times \mathbf{n})^2], \quad (2)$$

где K_1, K_2 и K_3 — модули ориентационной упругости. Вклад в плотность свободной энергии взаимодействия нематика с магнитным полем можно записать как [32]

$$\mathcal{F}_2 = -\frac{1}{2} \chi_a (\mathbf{n} \cdot \mathcal{H})^2. \quad (3)$$

Здесь $\chi_a > 0$ — анизотропия диамагнитной восприимчивости ЖК. Следующий вклад отвечает энергии взаимодействия нематика с электрическим полем,

$$\mathcal{F}_3 = -\frac{1}{8\pi} \varepsilon_a (\mathbf{n} \cdot \mathcal{E})^2, \quad (4)$$

где $\varepsilon_a > 0$ — анизотропия диэлектрической проницаемости НЖК. Слагаемые (3) и (4) имеют минимумы, когда директор направлен вдоль поля (соответственно $\mathbf{n} \parallel \mathcal{H}$ и $\mathbf{n} \parallel \mathcal{E}$). Мы рассматриваем скрещенные электрическое и магнитное поля $\mathcal{H} \perp \mathcal{E}$, поэтому вклады (3) и (4) конкурируют между собой. Плотность свободной энергии взаимодействия магнитных моментов примесных частиц $M_s v \mathbf{m}$ (v — объем частицы, M_s — намагниченность насыщения материала феррочастиц) с магнитным полем имеет вид

$$\mathcal{F}_4 = -M_s f \mathbf{m} \cdot \mathcal{H}. \quad (5)$$

Здесь f — объемная доля феррочастиц в суспензии. Мы будем рассматривать ФН с малой концентрацией дисперсной фазы $\bar{f} \ll 1$, где $\bar{f} = Nv/V$ — средняя объемная доля частиц в суспензии (N — число магнитных частиц, V — объем образца). Это позволяет пренебречь диполь-дипольными взаимодействиями между феррочастицами. Вклад энтропии смешения идеального раствора частиц в суспензии в плотность свободной энергии можно записать как [2]

$$\mathcal{F}_5 = \frac{k_B T}{v} f \ln f, \quad (6)$$

где k_B — постоянная Больцмана, а T — температура. Последний вклад (\mathcal{F}_6) в плотность свободной энергии учитывает конечное (мягкое) сцепление магнитных частиц с ЖК-матрицей. Мы будем использовать модифицированную форму энергии ориентационного сцепления [26, 27]

$$\mathcal{F}_6 = \frac{W}{d} f (\mathbf{n} \cdot \mathbf{m})^2 [1 - \zeta (\mathbf{n} \cdot \mathbf{m})^2]. \quad (7)$$

Здесь d — поперечный диаметр магнитной частицы; $W > 0$ — поверхностная плотность энергии сцепления молекул ЖК и магнитных частиц; ζ — параметр поверхностной анизотропии сцепления, учитывающий четвертый порядок разложения энергии сцепления по степеням $\mathbf{n} \cdot \mathbf{m}$. При $\zeta = 0$ выражение (7) принимает вид, предложенный в работе [33], и при $W > 0$ в отсутствие внешних полей эта энергия имеет минимум при $\mathbf{n} \perp \mathbf{m}$, что отвечает гомеотропному сцеплению директора и намагниченности. При положительных ζ , как следует из формулы (7), энергия \mathcal{F}_6 приобретает дополнительный минимум при $\mathbf{n} \parallel \mathbf{m}$, отвечающий планарному сцеплению частиц с матрицей. При $\zeta = 1$ обоим минимумам соответствует одинаковая глубина [26]. Таким образом, модифицированная энергия ориентационного сцепления \mathcal{F}_6 при $\zeta > 0$ допускает возможность смены характера сцепления частиц с матрицей от гомеотропного к планарному (бистабильность сцепления) путем преодоления энергетического барьера, разделяющего ее минимумы. Рассмотрение модифицированного потенциала (7) дает возможность исследовать бистабильные явления в ФН, приводящие к скачкообразному изменению ориентации директора и намагниченности.

3. БЕЗРАЗМЕРНЫЕ ПАРАМЕТРЫ

Введем ряд безразмерных параметров, которые использовались для решения задачи. В качестве единицы длины выберем толщину слоя L и определим безразмерную координату $\tilde{z} = z/L$. Из условия баланса $K_1/L^2 \approx \chi_a H_q^2$ энергии ориентационно-упругих деформаций (2) и энергии нематика в магнитном поле (3) определим характерное магнитное поле

$$H_q = L^{-1} \sqrt{K_1/\chi_a},$$

которое с точностью до множителя π отвечает полю магнитного перехода Фредерикса в чистом ЖК [32]. Выберем в качестве единицы напряженности магнитного поля величину H_q и определим безразмерную напряженность поля $H = \mathcal{H}/H_q$. Из баланса вкладов (2) и (5) в плотность свободной энергии

$$K_1/L^2 \approx M_s \bar{f} H_d$$

найдем другое характерное поле

$$H_d = K_1/(M_s \bar{f} L^2)$$

переориентации ФН. Таким образом, ФН обладает двумя ориентационными механизмами влияния маг-

нитного поля. Один из них обусловлен диамагнетизмом ЖК-матрицы (квадрупольный механизм), ему отвечает слагаемое \mathcal{F}_2 в плотности свободной энергии. Другой — дипольный механизм ориентации магнитных моментов частиц магнитным полем. Он описывается вкладом \mathcal{F}_4 . Эти механизмы являются взаимозависимыми вследствие слагаемого \mathcal{F}_6 : поворот магнитных частиц, индуцируемый магнитным полем, вызывает искажения директора, а влияние поля на директор приводит к изменению ориентации намагниченности. Безразмерный параметр

$$b = H_q/H_d = M_s f L / \sqrt{K_1 \chi_a}$$

определяет, какой из двух ориентационных механизмов (дипольный или квадрупольный) преобладает в ФН: при $b \gg 1$ ориентационные искажения вызваны преимущественно дипольным (ферромагнитным) механизмом, а при $b \ll 1$ — квадрупольным (диамагнитным). Баланс вкладов (2) и (4) в плотности свободной энергии

$$K_1/L^2 \approx \varepsilon_a E_q^2 / 4\pi$$

позволяет определить характерную напряженность электрического поля

$$E_q = L^{-1} \sqrt{4\pi K_1/\varepsilon_a}$$

и безразмерную напряженность $E = \mathcal{E}/E_q$.

Как показано в работе [2], под действием магнитного поля в результате искажений ориентационной структуры происходит перераспределение магнитной примеси по толщине слоя ФН, в результате которого магнитные частицы накапливаются в той части слоя, где минимальна сумма их магнитной энергии в поле и ориентационной энергии в матрице. Это явление получило название эффекта сегрегации. Характерный размер области концентрационного расщепления

$$L_S = \sqrt{v K_1 / (k_B T \bar{f})}$$

находится из баланса вкладов (2) и (6), что позволяет ввести безразмерный параметр сегрегации

$$\varkappa = \frac{L^2}{L_S^2} = \frac{k_B T \bar{f} L^2}{v K_1}.$$

При $\varkappa \gg 1$ сегрегационные эффекты пренебрежимо малы, так как характерный масштаб области расщепления дисперсной фазы намного превышает толщину слоя ФН; при $\varkappa \lesssim 1$ сегрегационные эффекты становятся существенными. Еще один безразмерный параметр

$$\sigma = \frac{W \bar{f} L^2}{K_1 d}$$

характеризует энергию сцепления директора и намагниченности; он определяется балансом вкладов (2) и (7):

$$K_1/L^2 \approx W\bar{f}/d.$$

В случае $\sigma \gg 1$ сцепление директора с феррочастицами можно считать жестким. Кроме этого введем отношение констант Франка $k = K_3/K_1$ и приведенную объемную долю магнитных частиц в суспензии $g = f/\bar{f}$.

Для типичных значений материальных параметров ФН [34–37] $\chi_a \sim 10^{-7}$, $K_1 \approx 10^{-6}$ дин, $K_3/K_1 \approx 1$, $T = 298$ К, $W \sim 10^{-3}-10^{-2}$ эрг·см⁻², $\bar{f} \sim 10^{-6}-10^{-5}$, $M_s \sim 10^2$ Гс, $d \approx 10^{-6}$ см, $l \sim 10d$ — длина иглообразной частицы, $v \sim 10^{-17}$ см³, $L = 10$ мкм получаем оценку безразмерных параметров $\varkappa \sim 10^{-2}-10^{-1}$, $k \approx 1$, $\sigma \approx 10^{-1}-10^0$, $b \approx 10$.

4. УРАВНЕНИЯ РАВНОВЕСИЯ

Отклонения директора \mathbf{n} от оси x и намагниченности \mathbf{m} от оси z характеризуются соответственно углами $\varphi(z)$ и $\psi(z)$ (см. рис. 1), тогда компоненты директора и намагниченности можно представить в следующей форме:

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

После подстановки (8) в выражение для свободной энергии (1) и использования безразмерных параметров безразмерную свободную энергию F можно записать в виде

$$F = \frac{L}{SK_1} \mathcal{F} = \int_{-1/2}^{1/2} F_V d\tilde{z}. \quad (9)$$

Здесь S — площадь пластин, ограничивающих слой ФН, F_V — безразмерная плотность свободной энергии:

$$\begin{aligned} F_V &= \frac{1}{2} \left[\mathcal{K}(\varphi) \left(\frac{d\varphi}{d\tilde{z}} \right)^2 - H^2 \cos^2 \varphi - E^2 \sin^2 \varphi \right] - \\ &- bHg \sin \psi + \varkappa g \ln g + \sigma g \sin^2(\varphi - \psi) \times \\ &\times [1 - \zeta \sin^2(\varphi - \psi)], \end{aligned} \quad (10)$$

где введено обозначение $\mathcal{K}(\varphi) = \cos^2 \varphi + k \sin^2 \varphi$.

Свободная энергия F является функционалом относительно трех функций — углов ориентации директора $\varphi(\tilde{z})$, намагниченности $\psi(\tilde{z})$ и приведенной объемной доли магнитных частиц $g(\tilde{z})$. Минимизация F по этим функциям приводит к следующей

системе уравнений ориентационного и магнитного равновесия ФН во внешних магнитном и электрическом полях:

$$\begin{aligned} \mathcal{K}(\varphi) \frac{d^2 \varphi}{d\tilde{z}^2} + \frac{1}{2} \frac{d\mathcal{K}(\varphi)}{d\varphi} \left(\frac{d\varphi}{d\tilde{z}} \right)^2 - \frac{1}{2} (H^2 - E^2) \sin 2\varphi - \\ - \sigma g \sin 2(\varphi - \psi) (1 - 2\zeta \sin^2(\varphi - \psi)) = 0, \end{aligned} \quad (11)$$

$$bH \cos \psi + \sigma \sin 2(\varphi - \psi) [1 - 2\zeta \sin^2(\varphi - \psi)] = 0, \quad (12)$$

$$\begin{aligned} g(\tilde{z}) = Q \exp \left\{ \frac{bH}{\varkappa} \sin \psi(\tilde{z}) - \frac{\sigma}{\varkappa} \sin^2(\varphi(\tilde{z}) - \psi(\tilde{z})) \times \right. \\ \left. \times [1 - \zeta \sin^2(\varphi(\tilde{z}) - \psi(\tilde{z}))] \right\}, \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} Q^{-1} = \int_{-1/2}^{1/2} \exp \left\{ \frac{bH}{\varkappa} \sin \psi(\tilde{z}) - \frac{\sigma}{\varkappa} \sin^2(\varphi(\tilde{z}) - \psi(\tilde{z})) \times \right. \\ \left. \times [1 - \zeta \sin^2(\varphi(\tilde{z}) - \psi(\tilde{z}))] \right\} d\tilde{z}. \end{aligned}$$

Здесь варьирование (9) по $g(\tilde{z})$ проведено с дополнительным условием постоянства числа частиц в суспензии:

$$\int_{-1/2}^{1/2} g(\tilde{z}) d\tilde{z} = 1.$$

Систему (11)–(13) нужно дополнить условиями жесткого планарного сцепления директора с границами слоя:

$$\varphi(-1/2) = \varphi(1/2) = 0. \quad (14)$$

Уравнение ориентационного равновесия (11) совместно с уравнением связи директора и намагниченности (12) можно один раз проинтегрировать. Для этого умножим (11) на $d\varphi/d\tilde{z}$, (12) на $g(\tilde{z}) d\psi/d\tilde{z}$ и сложим, в результате получим

$$\begin{aligned} \frac{d}{d\tilde{z}} \left[\mathcal{K}(\varphi) \left(\frac{d\varphi}{d\tilde{z}} \right)^2 + (H^2 - E^2) \cos^2 \varphi(\tilde{z}) + \right. \\ \left. + 2\varkappa g(\tilde{z}) \right] = 0. \end{aligned} \quad (15)$$

Поскольку в центре слоя угол отклонения директора от оси легкого ориентирования максимален — $\varphi_m = \varphi(0)$ и $d\varphi/d\tilde{z}|_{\tilde{z}=0} = 0$ — интегрирование уравнения (15) дает

$$\frac{d\varphi}{d\tilde{z}} = \pm R^{-1/2}(\varphi, \psi). \quad (16)$$

Здесь верхний знак отвечает нижней половине слоя, $\tilde{z} \in [-1/2, 0]$, а нижний знак — верхней, $\tilde{z} \in [0, 1/2]$ (см. рис. 1), и введены обозначения

$$R(\varphi, \psi) = \mathcal{K}(\varphi) / \{ (H^2 - E^2) (\cos^2 \varphi_m - \cos^2 \varphi(\tilde{z})) + 2\kappa(g_m - g(\tilde{z})) \}, \quad (17)$$

$g_m = g(\varphi_m, \psi_m)$ — приведенная объемная доля феррочастиц и ψ_m — угол ориентации намагниченности в середине слоя ФН.

Проводя интегрирование в (16) для $\tilde{z} > 0$ с граничными условиями (14), находим

$$\int_0^{\varphi(\tilde{z})} R^{1/2}(\varphi, \psi) d\varphi = \frac{1}{2} - \tilde{z}. \quad (18)$$

В середине слоя ($\tilde{z} = 0$) угол $\varphi = \varphi_m$ и выражение (18) примет вид

$$\int_0^{\varphi_m} R^{1/2}(\varphi, \psi) d\varphi = \frac{1}{2}. \quad (19)$$

Уравнения (19) и (12) позволяют найти значения φ_m и ψ_m как функции напряженностей полей и материальных параметров ФН.

Для определения константы нормировки Q перейдем в выражении (13) от интегрирования по координате \tilde{z} к интегрированию по углу φ с помощью уравнения (16), тогда получим

$$2 \int_0^{\varphi_m} g(\varphi, \psi) R^{1/2}(\varphi, \psi) d\varphi = 1. \quad (20)$$

Для численных расчетов углов ориентации директора, намагниченности и концентрационных распределений феррочастиц сначала нужно решить систему уравнений (12), (19) и (20), позволяющую найти φ_m , ψ_m и Q для заданных значений полей H и E , а также параметров b , κ , σ , ζ и k . На следующем шаге можно получить пространственные распределения углов $\varphi(\tilde{z})$ и $\psi(\tilde{z})$ и приведенной объемной доли феррочастиц $g(\tilde{z})$ с помощью соответственно выражений (18), (12) и (13).

Заметим, что выражение (13) описывает эффект сегрегации [2], т. е. индуцированное магнитным полем перераспределение концентрации магнитной подсистемы по объему образца, в результате которого магнитная примесь мигрирует в те области образца, где минимальна сумма ее энергии в магнитном поле и ориентационной энергии в ЖК-матрице.

5. ОРИЕНТАЦИОННЫЕ ФАЗЫ ФЕРРОНЕМАТИКА

Рассмотрим вначале однородные решения системы уравнений (11)–(13). Как видно, в отсутствие внешних полей ФН находится в состоянии с $\varphi(\tilde{z}) = 0$, $\psi(\tilde{z}) = 0$ и $g(\tilde{z}) = 1$, т. е. директор \mathbf{n} параллелен оси легкого ориентирования \mathbf{n}_0 , а намагниченность перпендикулярна ему. В этой фазе сцепление директора и намагниченности является гомеотропным. В электрическом поле при $H = 0$ ФН ведет себя как обычный ЖК, в котором феррочастицы играют роль пассивной примеси. В этом случае однородное состояние $\varphi(\tilde{z}) = 0$, $\psi(\tilde{z}) = 0$ и $g(\tilde{z}) = 1$ является устойчивым, пока электрическое поле не превышает порогового значения $E_F = \pi$, известно как поле Фредерикса [32]. При $E > E_F$ появляются искажения ориентационной структуры и ФН переходит в неоднородную фазу. Включение сколь угодно малого магнитного поля H при $E < E_F$ приводит к тому, что решение $\varphi(\tilde{z}) = 0$, $\psi(\tilde{z}) = 0$ и $g(\tilde{z}) = 1$ становится неустойчивым. Поле действует на магнитные моменты частиц, изменяя их ориентацию, а силы ориентационного сцепления вызывают искажения директора, поэтому магнитное поле при $E < E_F$ вызывает переход ФН в неоднородную фазу.

Наряду с рассмотренным выше, система уравнений (11)–(13) допускает при $E \neq 0$ и $H \neq 0$ другое однородное решение $\varphi(\tilde{z}) = 0$, $\psi(\tilde{z}) = \pi/2$ и $g(\tilde{z}) = 1$, отвечающее фазе насыщения. В ней директор и намагниченность ориентированы в направлении магнитного поля $\mathbf{n} \parallel \mathbf{m} \parallel \mathcal{H}$ (см. рис. 1), т. е. в этой фазе сцепление директора и намагниченности становится планарным. Увеличение напряженности магнитного поля в неоднородной фазе приводит к тому, что искажения ориентационной и магнитной структур исчезают, когда магнитное поле H достигнет некоторого порогового значения H_S , выше которого является фаза насыщения. Вблизи поля перехода H_S в фазу насыщения распределения директора и намагниченности близки к однородным, т. е. $\varphi(\tilde{z}) \ll 1$ и $\psi(\tilde{z}) = \pi/2 - \delta\psi$, где $\delta\psi \ll 1$, поэтому систему уравнений (11)–(13) можно линеаризовать; в итоге получим

$$\frac{d^2 \varphi}{d\tilde{z}^2} + (E^2 - H_S^2)\varphi + 2\sigma(1 - 2\zeta)(\varphi + \delta\psi) = 0, \quad (21)$$

$$bH_S \delta\psi - 2\sigma(1 - 2\zeta)(\varphi + \delta\psi) = 0. \quad (22)$$

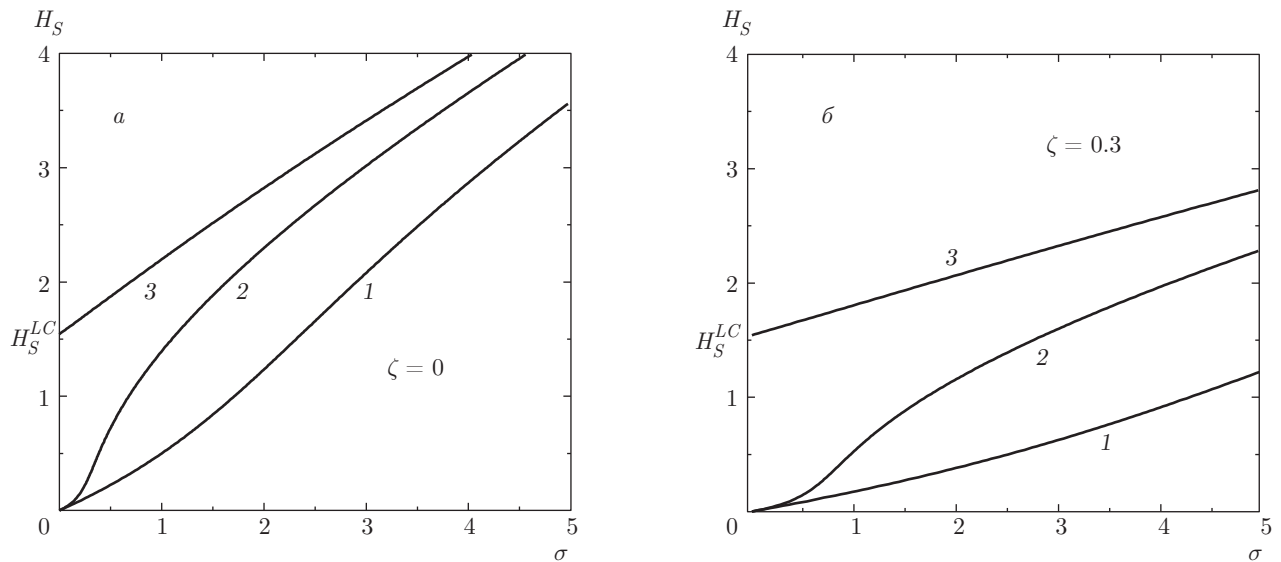


Рис. 2. Поле перехода в состояние насыщения H_S как функция энергии сцепления σ магнитных частиц с ЖК-матрицей для $b = 5$ и разных значений электрического поля E : кривая 1 — $E = 0$, кривая 2 — $E = 3$, кривая 3 — $E = 3.5$

Выражение (22) можно переписать в виде

$$\delta\psi = s\varphi, \quad s = \frac{2\sigma(1 - 2\zeta)}{bH_S - 2\sigma(1 - 2\zeta)}. \quad (23)$$

После подстановки $\delta\psi$ из (23) в уравнение (21) окончательно получим

$$\frac{d^2\varphi}{dz^2} + \Lambda^2\varphi = 0, \quad (24)$$

$$\Lambda^2 = E^2 - H_S^2 + \frac{2\sigma bH_S(1 - 2\zeta)}{bH_S - 2\sigma(1 - 2\zeta)}.$$

Это уравнение вместе с граничными условиями (14) имеет нетривиальное решение

$$\varphi(z) = \varphi_m \cos(\pi\tilde{z}) \quad (25)$$

при $\Lambda = \pi$. Здесь φ_m — максимальное значение угла отклонения директора от оси легкого ориентирования \mathbf{n}_0 в середине слоя $\tilde{z} = 0$. Полагая $\Lambda = \pi$ в (24), получаем уравнение для поля перехода H_S из неоднородного состояния в фазу насыщения как функцию материальных параметров ФН:

$$E^2 - H_S^2 - \pi^2 + \frac{2\sigma bH_S(1 - 2\zeta)}{bH_S - 2\sigma(1 - 2\zeta)} = 0. \quad (26)$$

Из формулы (26) следует, что поле перехода H_S не зависит от параметра сегрегации магнитной примеси \varkappa .

На рис. 2 показаны зависимости поля перехода в состояние насыщения H_S от энергии сцепления σ , полученные с помощью уравнения (26), для разных

значений параметра ζ и напряженности электрического поля E и $b = 5$. Ниже кривой находится область, отвечающая неоднородному состоянию, выше кривой — фазе насыщения. На рис. 2а представлена диаграмма для $\zeta = 0$, что отвечает энергии ориентационного сцепления директора и намагниченности, предложенной в работе [33]. Как видно из рисунка, с ростом энергии сцепления σ магнитное поле перехода ФН из неоднородного состояния в фазу насыщения увеличивается. Включение электрического поля E , ортогонального H , вызывает дополнительное воздействие на ориентационную структуру ФН — директор ЖК стремится повернуться в направлении E . Таким образом, возникает конкуренция двух квадрупольных ориентационных механизмов (диамагнитного и диэлектрического). Как видно на рис. 2, с ростом поля E магнитное поле перехода в состояние насыщения H_S увеличивается, однако при увеличении параметра сцепления ζ (рис. 2б) происходит существенное уменьшение поля H_S . В случае $E > E_F = \pi$ и $H = 0$ (кривые $E = 3.5$ на рис. 2) имеются искажения ориентационной структуры, вызванные электрическим переходом Фредерикса. В этом случае при $\sigma = 0$, что отвечает беспримесному ЖК, диамагнитный механизм ориентации директора будет преобладать над диэлектрическим лишь при $H > H_S^{LC} = 1.54$, где H_S^{LC} — магнитное поле перехода чистого ЖК в планарное состояние из неоднородной фазы. Поэтому кривая $E = 3.5$, отвечающая границе ориентационных фаз, начинается при $H = H_S^{LC}$.

6. ХАРАКТЕР ОРИЕНТАЦИОННОГО ПЕРЕХОДА

Рассмотрим возможность смены характера ориентационного перехода между неоднородным состоянием и фазой насыщения. Поскольку искажения ориентационной и магнитной структур ФН вблизи поля перехода в состояние насыщения H_S малы $\varphi(\tilde{z}) \ll 1$ и $\psi(\tilde{z}) = \pi/2 - \delta\psi$, где $\delta\psi \ll 1$ (см. формулы (23) и (25)), свободную энергию (9) можно представить в форме разложения Ландау. В результате разложения свободной энергии (9) в степенной ряд по малым φ_m и интегрирования по \tilde{z} получаем в четвертом порядке разложения

$$F = F_0 + \frac{1}{2} \alpha (H - H_S) \varphi_m^2 + \frac{1}{4} \beta \varphi_m^4. \quad (27)$$

Здесь коэффициенты разложения имеют вид

$$\begin{aligned} F_0 &= -bH - \frac{1}{2} H^2 + \sigma(1 - \zeta), \\ \alpha &= H_S + \frac{bs^2}{2}, \quad \beta = \gamma(1 - \rho), \end{aligned} \quad (28)$$

где введены обозначения

$$\begin{aligned} \gamma &= \frac{1}{16} [4\pi^2 k + 3bH_S s^2 (2 + s)^2] > 0, \\ \rho &= \frac{b^2 H_S^2 s^2 [2\sigma^3 (1 - 2\zeta)^4 + 3b^2 H_S^2 s^2 \kappa \zeta]}{2\kappa \sigma^3 (1 - 2\zeta)^4 [4\pi^2 k + 3bH_S s^2 (2 + s)^2]} > 0. \end{aligned} \quad (29)$$

Здесь величина s определена формулой (23).

Найдем зависимость угла ориентации директора в середине слоя φ_m от приложенного магнитного поля вблизи H_S . Минимизируя (27) по φ_m , получим

$$\varphi_m = \pm \sqrt{\frac{\alpha}{\gamma} \frac{H_S - H}{1 - \rho}}. \quad (30)$$

Из (28) следует, что коэффициент разложения $\alpha > 0$, поэтому при $\rho < 1$ ориентационный фазовый переход является переходом второго рода. В этом случае с ростом магнитного поля ориентационные и магнитные искажения исчезают, и при $H = H_S$ ФН переходит в однородное состояние, отвечающее фазе магнитного насыщения. В противоположном случае $\rho > 1$ искажения директора и намагниченности существуют в полях $H > H_S$, а сам переход происходит по типу перехода первого рода. Поле равновесного перехода первого рода H_e можно найти из условия равенства свободных энергий фазы насыщения $F_0 = F(\varphi = 0, \psi = \pi/2)$ (см. выражение (28)) и неоднородного состояния (9). Переходя в выражении для свободной энергии (9) от интегрирования

по координате к интегрированию по углу с помощью уравнения (16), условие равенства свободных энергий можно записать в виде

$$\begin{aligned} &2 \int_0^{\varphi_m} \mathcal{K}(\varphi) R^{1/2}(\varphi, \psi) d\varphi - \\ & - \frac{1}{2} [H_e^2 \cos^2 \varphi_m + E^2 \sin^2 \varphi_m] + \\ & + \kappa [\ln(Qe) - g(\varphi_m, \psi_m)] + bH_e + \\ & + \frac{1}{2} H_e^2 - \sigma(1 - \zeta) = 0, \end{aligned} \quad (31)$$

где e — основание натурального логарифма. Уравнение (31) совместно с (12), (19) и (20) позволяет найти поле равновесного перехода первого рода H_e как функцию материальных параметров суспензии.

Уравнение $\rho = 1$ совместно с (26) при фиксированном значении κ позволяет найти трикритическое значение параметра сцепления ζ_t , при котором происходит смена характера ориентационного перехода из неоднородной фазы в фазу насыщения от второго рода к первому, а при фиксированном значении ζ позволяет найти трикритическое значение параметра сегрегации κ_t . На рис. 3 на плоскости $\kappa\zeta$ показаны трикритические кривые для разных значений поля E и материальных параметров. Ниже кривой находится область, отвечающая ориентационному переходу первого рода, выше кривой — второго. На рис. 3 видно, что с ростом ζ значение κ_t монотонно увеличивается, и при $\zeta = \zeta_c$ (показано штриховыми линиями) ориентационный переход второго рода из неоднородного состояния в фазу насыщения становится невозможным при любых κ . Поскольку при $\zeta = \zeta_c$ трикритическое значение параметра сегрегации стремится к бесконечности, ζ_c можно найти путем разложения уравнения $\rho = 1$ по малому параметру $1/\kappa$; тогда в низшем порядке получим

$$\frac{b^4 H_S^4 s^4 \zeta_c}{2\sigma^3 (1 - 2\zeta_c)^4 [4\pi^2 k + 3bH_S s^2 (2 + s)^2]} = 1, \quad (32)$$

где s определено соотношением (23).

Решая совместно уравнения (26) и (32), можно получить значение ζ_c и соответствующее ему магнитное поле перехода в состояние насыщения H_S .

На рис. 3а показаны трикритические кривые, отвечающие $E = 0$ (кривая 1) и $E = 3$ (кривая 2). Видно, что пока параметр ζ не превышает значения 0.17 (точка пересечения кривых 1 и 2), приложенное электрическое поле увеличивает трикритическое значение параметра сегрегации, а при $\zeta > 0.17$ — уменьшает. Кроме того, электрическое по-

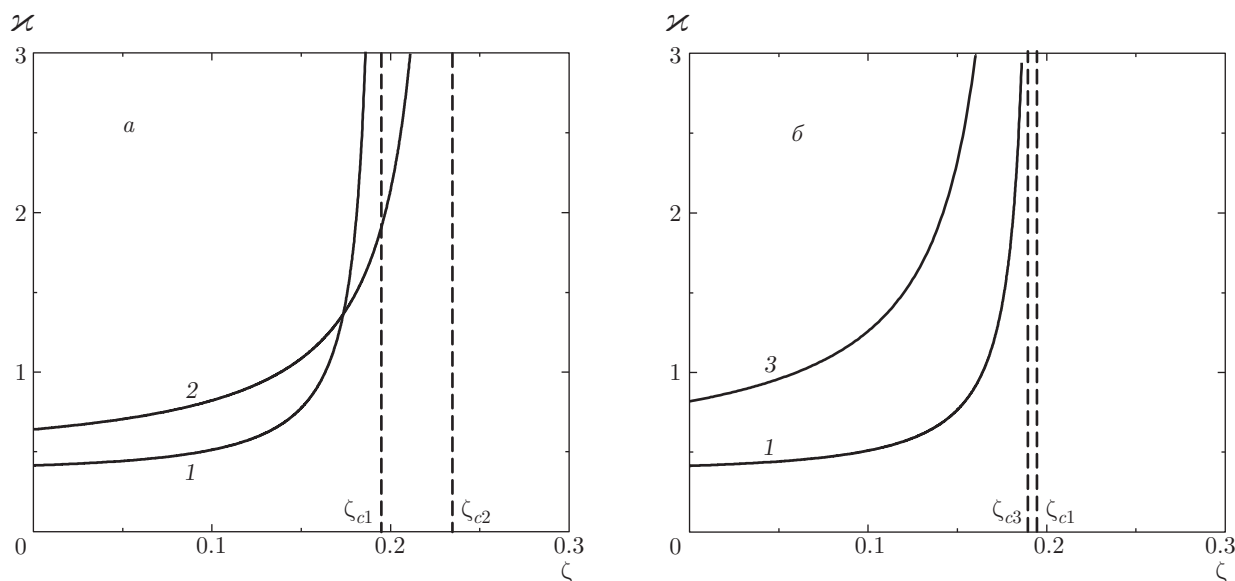


Рис. 3. Диаграмма, определяющая характер ориентационного перехода из неоднородной фазы в фазу насыщения, в зависимости от значений параметра сегрегации κ и параметра сцепления ζ для $b = 5$ и $k = 1.5$. Кривая 1 — $\sigma = 4$, $E = 0$; кривая 2 — $\sigma = 4$, $E = 3$; кривая 3 — $\sigma = 10$, $E = 0$. Пороговые значения параметра сцепления: $\zeta_{c1} = 0.195$, $\zeta_{c2} = 0.234$, $\zeta_{c3} = 0.189$

ле увеличивает пороговое значение ζ_c , выше которого переход между неоднородным состоянием и фазой насыщения может быть только переходом первого рода ($\zeta_{c2} > \zeta_{c1}$). На рис. 3б показаны результаты расчетов для разных значений энергии сцепления σ : кривая 1 отвечает $\sigma = 4$, кривая 3 — $\sigma = 10$. С ростом энергии сцепления σ директора и намагниченности происходят увеличение трикритического значения параметра сегрегации и уменьшение порогового значения параметра ζ_c ($\zeta_{c1} > \zeta_{c3}$).

Заметим, что в предельном случае $\zeta = 0$, когда сцепление частиц с ЖК-матрицей описывается потенциалом, предложенным в работе [33], коэффициент разложения β (см. формулы (27) и (28)) принимает более простой вид:

$$\beta = \frac{1}{16\kappa} [4\pi^2 k + 3bH_S s^2(2 + s)^2] (\kappa - \kappa_t). \quad (33)$$

Здесь удается выделить трикритическое значение параметра сегрегации

$$\kappa_t = \frac{b^2 H_S^2 s^2}{4\pi^2 k + 3bH_S s^2(2 + s)^2}. \quad (34)$$

Из выражения для угла ориентации директора (30) видно, что при $\kappa > \kappa_t$ решения существуют только при $H < H_S$, т. е. переход из неоднородного состояния в фазу насыщения происходит по типу фазового перехода второго рода, тогда как при $\kappa < \kappa_t$ — первого рода.

7. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Рассмотрим вначале ориентационный отклик ФН на магнитное поле. Ниже представлены результаты численного решения системы уравнений (12), (19) и (20) для $b = 5$, $k = 1.5$, $\sigma = 4$, $E = 0$ и разных значений параметров ζ и κ . Обсудим сначала случай слабой сегрегации магнитной примеси $\kappa = 1$. На рис. 4 представлены зависимости углов ориентации директора φ_m и намагниченности ψ_m , а также приведенной объемной доли феррочастиц в середине слоя ФН как функции приложенного магнитного поля H . Кривым 1, 2 и 3 на рис. 4 отвечают соответственно $\zeta = 0$, $\zeta = 0.15$ и $\zeta = 0.3$. Значения полей переходов в состояние насыщения вычислены с помощью формулы (26) и соответственно равны $H_{S1} = 2.87$, $H_{S2} = 1.91$ и $H_{S3} = 0.91$ (рис. 2). На рис. 4 видно, что при включении магнитного поля происходит беспороговый переход Фредерикса и появляются искажения ориентационной и магнитной структур. Угол отклонения директора от оси легкого ориентирования φ_m и намагниченности от направления поля ψ_m увеличиваются с ростом поля (см. рис. 4а и 4б). Кроме того, сегрегация магнитной примеси приводит к накоплению частиц в середине слоя, что видно из рис. 4в. С ростом поля директор и магнитные моменты дисперсных частиц стремятся

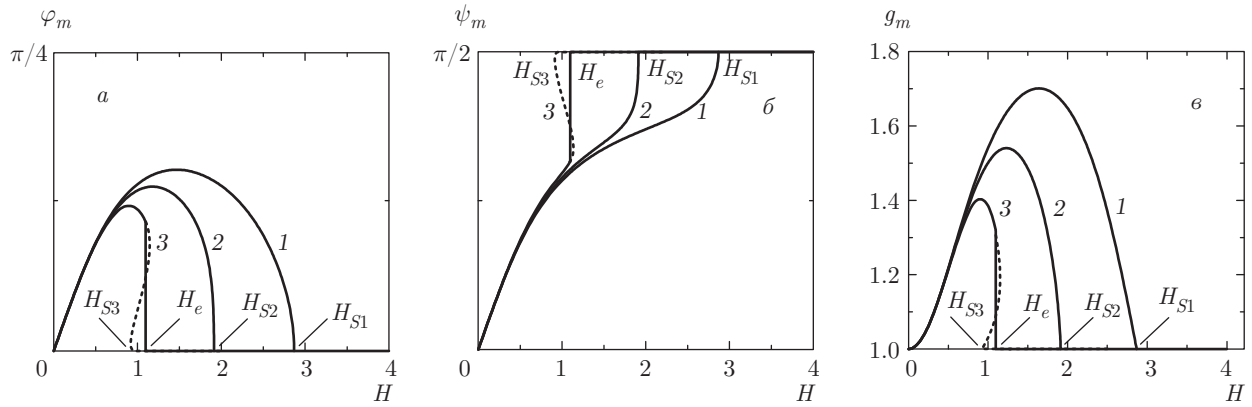


Рис. 4. Углы ориентации директора φ_m (а) и намагниченности ψ_m (б), а также приведенная доля магнитных частиц g_m (в) в центре слоя ФН в зависимости от магнитного поля H при $b = 5$, $\sigma = 4$, $k = 1.5$, $\varkappa = 1$, $E = 0$. Кривая 1 — $\zeta = 0$, кривая 2 — $\zeta = 0.15$, кривая 3 — $\zeta = 0.3$. Пунктирные кривые отвечают метастабильным состояниям

переориентироваться в направлении поля, поэтому происходит отрыв директора от намагниченности, ФН намагничивается по полю, а угол ориентации директора, достигнув максимума, уменьшается, т. е. директор возвращается в начальное планарное состояние ($\mathbf{n} \parallel \mathbf{n}_0 \perp \mathcal{H}$). С уменьшением искажений ЖК-матрицы исчезают неоднородности концентрационного перераспределения частиц, связанные с эффектом сегрегации, это видно на рис. 4а и 4в. Для случая $\zeta = 0$ и $\zeta = 0.15$ переход в состояние насыщения происходит по типу фазового перехода второго рода (кривые 1 и 2) соответственно при $H_{S1} = 2.87$ и $H_{S2} = 1.91$. Для $\zeta = 0.3$ искажения ориентационной и магнитной текстур исчезают скачком (прямая линия на кривой 3) при $H = H_e = 1.10$, т. е. переход между неоднородным состоянием и фазой насыщения является переходом первого рода. Здесь участок кривой 3, изображенный пунктирной линией, отвечает метастабильному состоянию.

При фиксированном значении параметра сегрегации $\varkappa = 1$ трикритическое значение параметра сцепления $\zeta_t = 0.16$ и соответствующее ему поле перехода в состояние насыщения $H_S = 1.82$ можно найти путем решения уравнения $\rho = 1$ совместно с (26), где ρ определено в (29). В случае $\zeta \leq \zeta_t$ переход из неоднородного состояния в фазу насыщения происходит по типу фазового перехода второго рода (кривые 1 и 2 на рис. 4), а при $\zeta > \zeta_t$ — первого рода (кривые 3 на рис. 4).

Трикритическое поведение ФН вызывается, как известно, сегрегацией магнитной примеси [10, 15, 24, 25], но при заданном значении параметра ζ можно варьировать значение \varkappa и тем самым изменить ха-

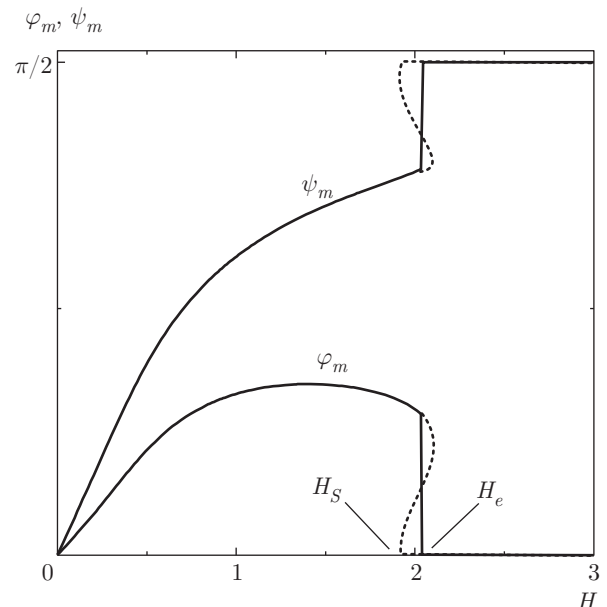


Рис. 5. Угол ориентации директора φ_m и намагниченности ψ_m в зависимости от магнитного поля H для $b = 5$, $\sigma = 4$, $k = 1.5$, $\varkappa = 0.3$, $E = 0$, $\zeta = 0.15$. Пунктирная кривая отвечает метастабильному состоянию

рактер перехода между неоднородным состоянием и фазой насыщения от второго рода к первому. Значение параметра сегрегации \varkappa_t , отвечающее трикритической точке, можно найти путем решения уравнения $\rho = 1$, тогда для $\zeta = 0.15$ ($H_S = 1.91$) получим $\varkappa_t = 0.77$. Рассмотрим теперь случай $\varkappa = 0.3 < \varkappa_t$, показанный на рис. 5 для $b = 5$, $\sigma = 4$, $k = 1.5$, $E = 0$, $\zeta = 0.15$. Здесь представлены зависимости углов ориентации директора φ_m и намагниченности ψ_m в центре слоя как функции приложенного магнитного поля H .

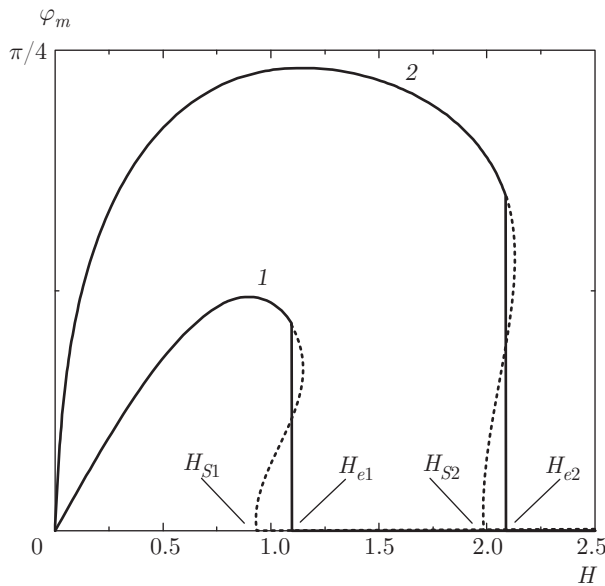


Рис. 6. Угол ориентации директора φ_m в зависимости от магнитного поля H для $b = 5, \sigma = 4, k = 1.5, \varkappa = 1, \zeta = 0.3$; кривая 1 — $E = 0$; кривая 2 — $E = 3$. Пунктирные кривые отвечают метастабильному состоянию

На рис. 5 видно, что в случае сильной сегрегации искажения директора и намагниченности исчезают скачком при $H_e = 2.05$, т. е. переход в фазу насыщения является переходом первого рода. Тем самым, существуют два различных механизма в ФН, приводящих к ориентационным переходам первого рода. Один из них связан с сегрегацией магнитной примеси, другой — с бистабильным сцеплением магнитных частиц с ЖК-матрицей.

Перейдем к рассмотрению ориентационного отклика ФН на магнитное и электрическое поля. На рис. 6 представлены результаты численных расчетов системы уравнений (12), (19) и (20) для $b = 5, k = 1.5, \sigma = 4, \varkappa = 1, \zeta = 0.3$ и двух значений электрического поля $E = 0$ ($H_S = H_{S1} = 0.91$) и $E = 3$ ($H_S = H_{S2} = 1.97$). В рассматриваемом случае значение параметра сцепления $\zeta = 0.3$ превышает трикритические значения $\zeta_{t1} = 0.16$ (при $E = 0$) и $\zeta_{t2} = 0.14$ (при $E = 3$), и переходы из неоднородного состояния в фазу насыщения происходят по типу фазового перехода первого рода. В отсутствие электрического поля $E = 0$ (кривая 1) максимальное отклонение директора от оси легкого ориентирования достигает значения $\varphi_m \approx \pi/8$, в то время как при $E = 3$ (кривая 2) $\varphi_m \approx \pi/4$, что вдвое больше, чем для $E = 0$. Таким образом, в рассматриваемой геометрии электрическое поле позволяет значительно увеличить ориентационный отклик ФН на

приложенное магнитное поле и уменьшает трикритическое значение параметра ζ ($\zeta_{t2} < \zeta_{t1}$). С ростом магнитного поля происходит отрыв директора от намагниченности при $H_{e1} = 1.10$ для $E = 0$ и при $H_{e2} = 2.09$ для $E = 3$, и искажения ориентационной структуры исчезают скачком (переход первого рода).

8. МАГНИТООПТИЧЕСКИЙ ОТКЛИК ФЕРРОНЕМАТИКА

Известным способом экспериментального обнаружения ориентационных переходов является измерение оптической разности фаз (фазовой задержки) δ между обыкновенным и необыкновенным лучами монохроматического света, прошедшего через ячейку ФН. Для нормально падающего луча света согласно работе [38] оптическая разность фаз имеет вид

$$\delta = \frac{2\pi L}{\lambda} \int_{-1/2}^{1/2} [n_{eff} - n_o] dz, \tag{35}$$

$$\frac{1}{n_{eff}^2} = \frac{\sin^2 \varphi(\tilde{z})}{n_o^2} + \frac{\cos^2 \varphi(\tilde{z})}{n_e^2}.$$

Здесь λ — длина световой волны, n_{eff} — эффективный показатель преломления, n_o и n_e — показатели преломления соответственно обыкновенного и необыкновенного лучей. Перейдем в уравнении (35) к интегрированию по углу φ с помощью (16), тогда разность фаз δ может быть записана как

$$\frac{\delta}{\delta_0} = 2 \int_0^{\varphi_m} \frac{(1 - \xi + \sqrt{1 - \xi}) \cos^2 \varphi}{1 - \xi \cos^2 \varphi + \sqrt{1 - \xi} \cos^2 \varphi} \times R^{1/2}(\varphi, \psi) d\varphi, \tag{36}$$

где введены обозначения

$$\delta_0 = 2\pi L \frac{n_e - n_o}{\lambda}, \quad \xi = \frac{n_e^2 - n_o^2}{n_e^2}.$$

В качестве примера рассмотрим ФН на основе жидкого кристалла 6СНВТ с $n_o = 1.52$ и $n_e = 1.67$ для $\lambda = 632.8$ нм [39]. На рис. 7 представлены результаты расчетов фазовой задержки по формуле (36) для толщины слоя $L = 1.7 \cdot 10^{-3}$ см, отвечающей минимуму интенсивности проходящего через слой ФН света в отсутствие магнитного поля.

На рис. 7 видно, что в отсутствие магнитного поля фазовая задержка максимальна, что отвечает однородному состоянию с планарной ориентаци-

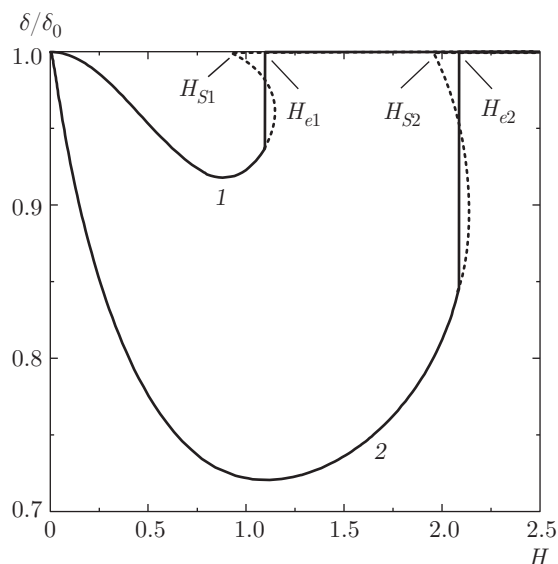


Рис. 7. Оптическая разность фаз между обыкновенным и необыкновенным лучами как функция напряженности магнитного поля H для $b = 5$, $\sigma = 4$, $k = 1.5$, $\varkappa = 1$, $\zeta = 0.3$; кривая 1 — $E = 0$, кривая 2 — $E = 3$. Здесь $H_{S1} = 0.91$, $H_{S2} = 1.97$, $H_{e1} = 1.10$, $H_{e2} = 2.09$

ей директора и перпендикулярной ему намагниченностью $\mathbf{n} \parallel \mathbf{n}_0$ и $\mathbf{n} \perp \mathbf{m}$. После включения поля появляются искажения ориентационной структуры и оптическая разность фаз монотонно уменьшается, достигая минимума, отвечающего максимальному отклонению директора от оси легкого ориентирования (см. рис. 6). Далее с ростом поля искажения ЖК-матрицы исчезают и ферронематик скачком (переход первого рода) переходит в фазу насыщения, где оптическая разность фаз снова достигает максимального значения.

На рис. 7 видно, что электрическое поле существенно усиливает оптическую бистабильность (см. кривые 2 и 1): изменение фазовой задержки при $E = 3$ (кривая 2) в 3.5 раза больше, чем при $E = 0$. Заметим, что в отличие от фазовой задержки максимальное отклонение директора от оси легкого ориентирования при $E = 3$ в два раза больше, чем в отсутствие поля (см. рис. 6). Таким образом, электрическое поле позволяет значительно усилить ориентационный отклик ФН на приложенное магнитное поле.

9. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе в рамках континуальной теории исследовано влияние бистабильного сцепления примесных магнитных частиц с ЖК-матрицей на ориента-

ционные переходы в ферромагнитном жидком кристалле (ферронематике), индуцированные магнитным и электрическим полями. Показано, что под действием магнитного поля беспороговым образом появляются искажения ориентационной и магнитной структур. С ростом магнитного поля деформация ЖК-матрицы исчезает и ФН переходит в однородное состояние насыщения, в котором директор и намагниченность параллельны внешнему магнитному полю, при этом непрерывно или скачком (переход второго или первого рода) меняется характер сцепления частиц с матрицей. Аналитически получено выражение для поля перехода в состояние насыщения. Показано, что с ростом параметра сцепления директора и намагниченности ζ поле перехода в состояние насыщения уменьшается. Получены выражения для трикритических значений параметра сегрегации и параметра сцепления. Показано, что конкуренция электрического и магнитного полей увеличивает угол отклонения директора от оси легкого ориентирования и усиливает оптическую бистабильность (рис. 7).

Ранее в работах [10, 15, 24, 25] было показано, что причиной бистабильного поведения ФН, индуцированного внешним магнитным полем, может служить сегрегация магнитной примеси. В настоящей работе установлена еще одна причина — бистабильное сцепление магнитных частиц с директором.

В заключение отметим, что под влиянием магнитного поля в рассмотренной геометрии ФН демонстрирует ориентационные отклики, показанные на рис. 4–6. Первый из них связан с переориентацией магнитных частиц (дипольный или ферромагнитный отклик) в направлении поля, что сопровождается слабым искажением ориентационной структуры директора. Такой отклик экспериментально обнаружен в работах [9, 11]. Другой ориентационный переход связан с переориентацией директора ЖК (квадрупольный или диамагнитный отклик) и зарегистрирован экспериментально [35], однако характер перехода не исследовался. Выше мы показали, что электрическое поле, приложенное поперек слоя ФН, позволяет усилить ориентационный отклик, что может быть использовано для экспериментального обнаружения оптической бистабильности ФН.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ (проект № 2014/153-643) и РФФИ (грант № 16-32-00223).

ЛИТЕРАТУРА

1. Yu. A. Garbovskiy and A. V. Glushchenko, *Sol. St. Phys.* **62**, 1 (2011).
2. F. Brochard and P. G. de Gennes, *J. de Phys.* **31**, 691 (1970).
3. A. Glushchenko, Chae Il Cheon, J. West, Fenghua Li, Ebru Büyüktanir, Yu. Reznikov, and A. Buchnev, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **453**, 227 (2006).
4. Fenghua Li, O. Buchnev, Chae Il Cheon, A. Glushchenko, V. Reshetnyak, and Yu. Reznikov, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 147801 (2006).
5. O. Buchnev, A. Dyadyusha, M. Kaczmarek, V. Reshetnyak, and Yu. Reznikov, *J. Opt. Soc. Amer. B* **24**, 1512 (2007).
6. L. M. Lopatina and J. R. Selinger, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 197802 (2009).
7. S. M. Shelestiuk, V. Yu. Reshetnyak, and T. J. Sluckin, *Phys. Rev. E* **83**, 041705 (2011).
8. N. Podoliak, O. Buchnev, O. Buluy, G. D'Alessandro, M. Kaczmarek, Y. Reznikov, and T. J. Sluckin, *Soft Matter* **7**, 4742 (2011).
9. Yu. Garbovskiy, J. R. Baptist, J. Thompson, T. Hunter, J. H. Lim, Seong Gi Min, J. B. Wiley, L. M. Malkinski, A. Glushchenko, and Z. Celinski, *Appl. Phys. Lett.* **101**, 181109 (2012).
10. D. V. Makarov and A. N. Zakhlevnykh, *Soft Matter* **8**, 6493 (2012).
11. N. Podoliak, O. Buchnev, D. V. Bavykin, A. N. Kulak, M. Kaczmarek, and T. J. Sluckin, *J. Colloid and Interface Sci.* **386**, 158 (2012).
12. Yu. Garbovskiy, J. R. Baptist, J. Thompson, T. Hunter, J. H. Lim, S. G. Min, J. B. Wiley, L. M. Malkinski, A. Glushchenko, and Z. Celinski, *Appl. Phys. Lett.* **101**, 181109 (2012).
13. A. Mertelj, D. Lisjak, M. Drofenik, and M. Čopič, *Nature* **504**, 237 (2013).
14. Yu. L. Raikher, V. I. Stepanov, and A. N. Zakhlevnykh, *Soft Matter* **9**, 177 (2013).
15. A. N. Zakhlevnykh and D. A. Petrov, *J. Mol. Liq.* **198**, 223 (2014).
16. A. J. Davidson and N. J. Mottram, *Phys. Rev. E* **65**, 051710 (2002).
17. G.-C. Yang and S.-H. Zhang, *Liq. Cryst.* **29**, 641 (2002).
18. Z. Suhua, A. Hailong, G. Rongua, and Y. Guochen, *Liq. Cryst.* **33**, 227 (2006).
19. L. J. Cummings and G. Richardson, *Euro. J. Appl. Math.* **17**, 435 (2006).
20. A. N. Zakhlevnykh and O. R. Semenova, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **540**, 219 (2011).
21. А. Н. Захлевных, О. Р. Семенова, *ЖТФ* **82**, 1 (2012).
22. Satoshi Aya, Khoa V. Le, Yuji Sasaki, Fumito Araoka, Ken Ishikawa, and Hideo Takezoe, *Phys. Rev. E* **86**, 010701 (2012).
23. L. J. Cummings, C. Cai, and L. Kondic, *Phys. Rev. E* **88**, 012509 (2013).
24. A. N. Zakhlevnykh and D. A. Petrov, *J. Magn. Magn. Mater.* **393**, 517 (2015).
25. A. N. Zakhlevnykh and D. A. Petrov, *J. Magn. Magn. Mater.* **401**, 188 (2016).
26. S. V. Burylov and A. N. Zakhlevnykh, *Phys. Rev. E* **88**, 012511 (2013).
27. S. V. Burylov and A. N. Zakhlevnykh, *Phys. Rev. E* **88**, 052503 (2013).
28. Z. Mitróová, N. Tomašovičová, M. Timko, M. Koneracká, J. Kováč, J. Jadzyn, I. Vávra, N. Éber, T. Tóth-Katona, E. Beaugnon, X. Chaud, and P. Kopčanský, *New J. Chem.* **35**, 1260 (2011).
29. O. Buluy, S. Nepijko, V. Reshetnyak, E. Ouskova, V. Zadorozhnii, A. Leonhardt, M. Ritschel, G. Schönhense, and Yu. Reznikov, *Soft Matter* **7**, 644 (2011).
30. M. D. Lynch and D. L. Patrick, *Chem. Mater* **16**, 762 (2004).
31. U. Tkalec, M. Škarabot, and I. Mušević, *Soft Matter* **4**, 2402 (2008).
32. P. G. de Gennes and J. Prost, *J. Phys. Liq. Cryst.*, Oxford University Press (1993).
33. S. V. Burylov and Y. L. Raikher, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **258**, 107 (1995).
34. Z. Raszewski, J. Kedzierski, J. Rutkowska, J. Zieliński, J. Žmija, R. D. Dabrowski, and T. Opara, *Liq. Cryst.* **14**, 1959 (1993).
35. P. Kopčanský, N. Tomašovičová, M. Timko, M. Koneracká, V. Závášová, L. Tomčo, and J. Jadzyn, *J. Phys.: Conf. Ser.* **200**, 072055 (2010).

36. P. Kopčanský, N. Tomašovičová, M. Koneracká, V. Závěšová, M. Timko, A. Džarová, A. Šprincová, N. Éber, K. Fodor-Csorba, T. Tóth-Katona, A. Vajda, and J. Jadzyn, *Phys. Rev. E* **78**, 011702 (2008).
37. A. Mertelj, N. Osterman, D. Lisjak, and M. Čopič, *Soft Matter* **10**, 9065 (2014).
38. L. M. Blinov and V. G. Chigrinov, *Electrooptic Effects in Liquid Crystal Materials*, Springer-Verlag, New York (1994).
39. J. Kędzierski, Z. Raszewski, M. A. Kojdecki, E. Kruszelnicki-Nowinowski, P. Perkowski, W. Piecek, E. Miszczyk, J. Zieliński, P. Morawiak, and K. Ogrodnik, *Opto-Electr. Rev.* **18**, 214 (2010).