

ОРИЕНТАЦИОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ В СУСПЕНЗИИ НА ОСНОВЕ НЕМАТИКА ВБЛИЗИ ОРИЕНТИРУЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ ВО ВНЕШНИХ СИЛОВЫХ ПОЛЯХ

С. Д. Мандрыкин, Д. В. Макаров

Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

В работе в рамках континуальной теории изучаются ориентационные переходы, индуцированные скрещенными магнитным и электрическим полями, в ограниченном с одной стороны стенкой нематическом жидком кристалле (НЖК) с внедренными в него ферромагнитными и сегнетоэлектрическими частицами (рис. 1). Обобщен термодинамический потенциал, предложенный в работе [1], на случай двухкомпонентной примесной системы на основе НЖК.

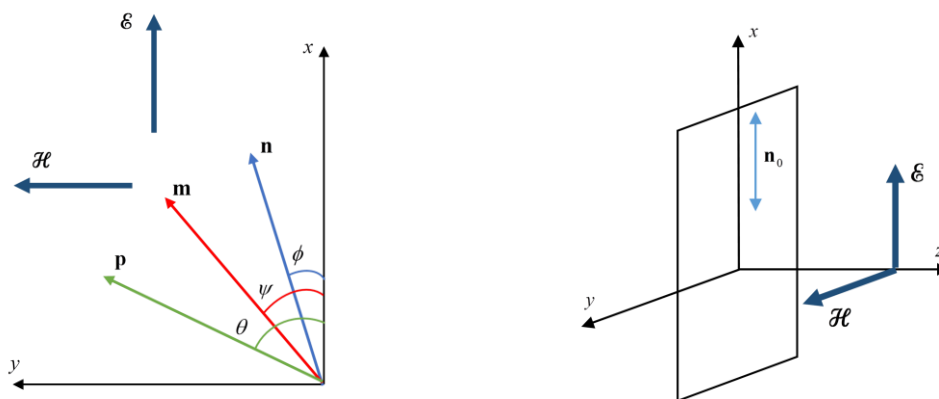


Рис. 1. Суспензия в скрещенных электрическом и магнитом полях

Свободную энергию суспензии представим следующим образом [1–2]:

$$\mathcal{F} = \int F dV, \quad F = -\frac{1}{2} \chi_a (\mathbf{n} \cdot \mathcal{H})^2 - M_s f_1 \mathbf{m} \cdot \mathcal{H} - \frac{W_1 f_1}{d_1} (\mathbf{n} \cdot \mathbf{m})^2 + \frac{k_B T}{v_1} f_1 \ln f_1 -$$

$$-\frac{1}{8\pi} \varepsilon_a (\mathbf{n} \cdot \mathcal{E})^2 - P_s f_2 \mathbf{p} \cdot \mathcal{E} - \frac{W_2 f_2}{d_2} (\mathbf{n} \cdot \mathbf{p})^2 + \frac{k_B T}{v_2} f_2 \ln f_2, \quad (1)$$

где \mathbf{n} – ед. вектор, характеризующего направление преимущественной ориентации осей молекул нематика (директора); \mathbf{m} – ед. вектор намагниченности, характеризующий направление преимущественной ориентации магнитных моментов анизотричных феррочастиц; \mathbf{p} – ед. вектор поляризации, характеризующий преимущественную ориентацию дипольных моментов сегнетоэлектрических частиц; \mathcal{H} и \mathcal{E} – векторы напряженностей магнитного и электрического полей; χ_a – анизотропия диамагнитной восприимчивости; ε_a – анизотропия диэлектрической проницаемости; M_s – намагниченность насыщения материала феррочастиц; P_s – поляризуемость насыщения материала сегнетоэлектрических частиц, f_1 и f_2 –

объемные доли магнитных и сегнетоэлектрических частиц в НЖК, v_1 и v_2 – объемы магнитной и сегнетоэлектрической частиц, W_1 и W_2 – энергии поверхностного сцепления магнитных и сегнетоэлектрических частиц с ЖК-матрицей, d_1 и d_2 – поперечные диаметры ферро- и сегнеточастиц.

Ориентационную структуру векторных полей директора, намагниченности и поляризации будем искать в следующем виде:

$$\mathbf{n} = (\cos\phi(z), \sin\phi(z), 0), \quad \mathbf{m} = (\cos\psi(z), \sin\psi(z), 0), \quad \mathbf{p} = (\cos\theta(z), \sin\theta(z), 0). \quad (2)$$

В безразмерной форме объемная плотность свободной энергии (1) с учетом условий (2) пример вид

$$\begin{aligned} \tilde{F} = \frac{F}{\chi_a H_0^2} = & \frac{1}{2} \left(\frac{d\phi}{d\zeta} \right)^2 - \frac{1}{2} H^2 \sin^2 \phi - H \sin \psi - \sigma \cos^2(\phi - \psi) - \\ & - \xi \left[\frac{1}{8\pi} E^2 \cos^2 \phi + E \cos \theta + \lambda \sin^2(\phi - \theta) \right], \quad (3) \end{aligned}$$

где $H = \mathcal{H}/H_0$ – безразмерная напряженность магнитного поля, $E = \mathcal{E}/E_0$ – безразмерная напряженность электрического поля, $\lambda = W_2 \varepsilon_a / (P_s^2 f_2 d_2)$ – безразмерная энергия сцепления сегнетоэлектрических частиц с ЖК-матрицей, $\sigma = W_1 \chi_a / (M_s^2 f_1 d_1)$ – безразмерная энергия сцепления феррочастиц с ЖК-матрицей, $\xi = \varepsilon_a E_0^2 / (\chi_a H_0^2)$ – параметр, характеризующий отношение квадратов единиц измерения электрического и магнитного полей, $\zeta = z \sqrt{\mathcal{H}_0^2 \chi_a / K_{22}}$ – безразмерная координата.

Равновесной структуре суспензии соответствует минимум полной свободной энергии (3) по углам ориентации директора, намагниченности и поляризации:

$$\begin{aligned} \frac{d^2\phi}{d\zeta^2} + \frac{1}{2} H^2 \sin 2\phi - \sigma \sin 2(\phi - \psi) - \xi \left[\frac{1}{8\pi} E^2 \sin 2\phi + \lambda \sin 2(\phi - \theta) \right] &= 0, \\ H \cos \psi + \sigma \sin 2(\phi - \psi) &= 0, \\ E \sin \theta - \lambda \sin 2(\phi - \theta) &= 0. \end{aligned} \quad (4)$$

Полученные уравнения определяют пространственные зависимости углов ориентации \mathbf{n} , \mathbf{m} и \mathbf{p} от напряженностей внешних полей и материальных параметров суспензии. Вдали от ориентирующей стенки поле директора можно считать однородным, тогда, пренебрегая градиентным слагаемым в (4), получаем систему уравнений, описывающих однородные ориентационные фазы ферронематика в неограниченной геометрии задачи. Эта система допускает ряд тривиальных однородных решений: 1) $\phi = \psi = \pi/2$, $\theta = 0$ и 2) $\phi = \theta = 0$, $\psi = \pi/2$. В первом случае директор и намагниченность выстраиваются вдоль магнитного поля, вектор поляризации – в направлении электрического поля (гомеотропная $\mathbf{n} \perp \mathbf{p}$

фаза). Во втором – директор сонаправлен с вектором поляризации, а вектор намагниченности выстроен вдоль магнитного поля (гомеотропная $\mathbf{n} \perp \mathbf{m}$ фаза). Другие однородные решения системы (4) будут соответствовать только угловой однородной фазе.

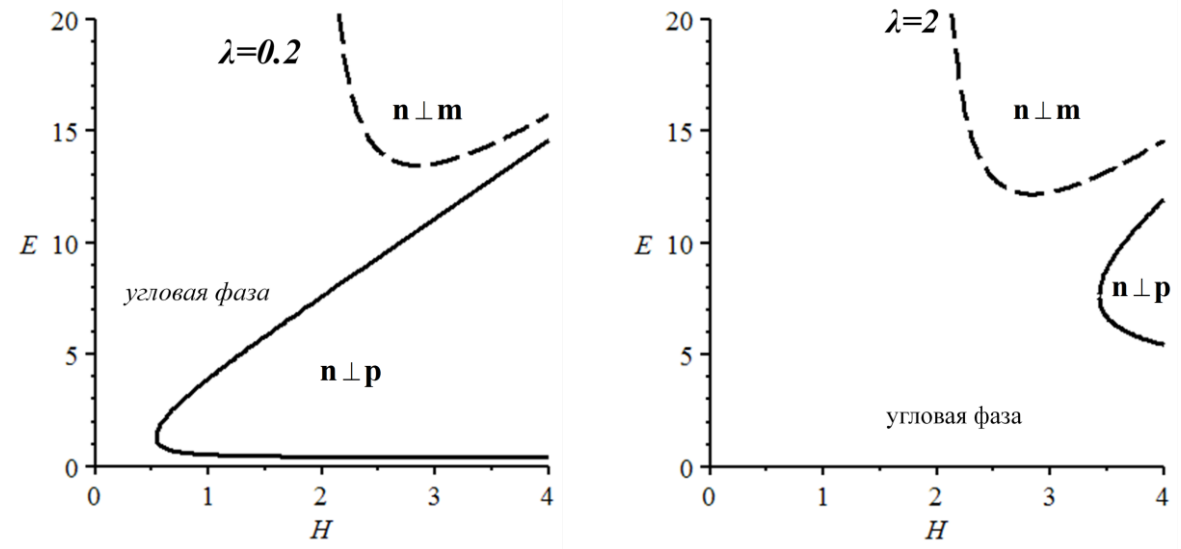


Рис. 2. Однородные ориентационные фазы суспензии в неограниченной геометрии при $\sigma = 1$ и $\xi = 1$

На рис. 2 представлена диаграмма однородных ориентационных фаз жидкокристаллической суспензии. Видно, что в системе возможно наличие возвратных ориентационных переходов, индуцируемых как электрическим, так и магнитным полем. Границы областей гомеотропных фаз имеют общую наклонную асимптотику $E = 2H \sqrt{\pi / \xi}$. Гомеотропная $\mathbf{n} \perp \mathbf{m}$ фаза не реализуется в магнитных полях $H < 2\sigma$, а гомеотропная $\mathbf{n} \perp \mathbf{p}$ фаза не существует в электрических полях ниже $E < 2\lambda$.

Система уравнений равновесия (4) может быть проинтегрирована:

$$\zeta = \int_0^{\phi(\zeta)} \frac{d\alpha}{\sqrt{G}},$$

$$G = H^2 \cos^2 \alpha - 2\sigma \cos^2(\alpha - \psi) - \frac{\xi E^2}{4\pi} \cos^2 \alpha - 2\xi \lambda \cos^2(\alpha - \theta) - 2H \sin \psi + 2\xi E \cos \theta + \text{const},$$

$$H \cos \psi + \sigma \sin 2(\phi - \psi) = 0,$$

$$E \sin \theta - \lambda \sin 2(\phi - \theta) = 0. \quad (5)$$

Полученная система (5) описывает пространственное распределение векторов \mathbf{n} , \mathbf{m} , \mathbf{p} . Константа интегрирования находится из условий ориентации единичных векторов на большом удалении от стенки ($\zeta \rightarrow \infty$).

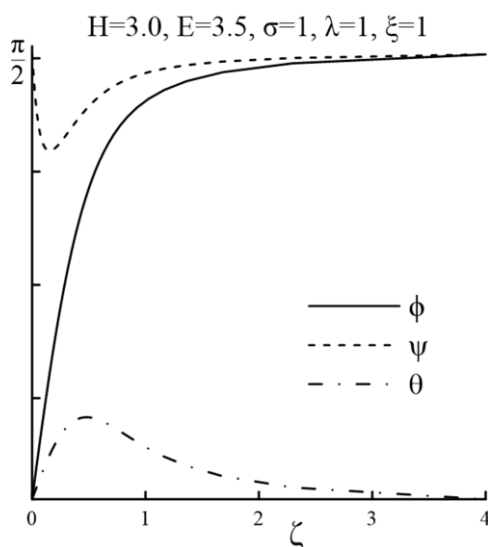


Рис. 3. Пространственные зависимости углов ϕ , ψ , θ

Зависимости углов ориентации \mathbf{n} , \mathbf{m} и \mathbf{p} для параметров суспензии, соответствующих гомеотропной $\mathbf{n} \perp \mathbf{p}$ фазе в неограниченной геометрии задачи, представлены на рис. 3. На ориентирующей поверхности директор и вектор поляризации направлены вдоль электрического поля, а вектор намагниченности – в направлении магнитного поля. По мере удаления от стенки происходит поворот директора в направлении \mathcal{H} при этом векторы \mathbf{m} и \mathbf{p} сначала отклоняются от своих исходных положений в процессе поворота \mathbf{n} , а затем асимптотически приближаются к своим первоначальным положениям. Эти отклонения обусловлены наличием сцепления между примесными частицами и ЖК-матрицей. Для параметров суспензии, соответствующих гомеотропной $\mathbf{n} \perp \mathbf{m}$ фазе в неограниченной геометрии задачи, пространственное распределение углов ϕ , ψ и θ будет однородным.

Список литературы

1. Burylov S. V., Raikher Yu. L. Macroscopic properties of ferronematics caused by orientational interactions on the particle surfaces. I. Extended continuum model // Mol. Cryst. Liq. Cryst. 1995. Vol. 258. P. 107–122.
2. Brochard F., de Gennes P. G. Theory of magnetic suspensions in liquid crystals. // J. Phys. (France). 1970. Vol. 31. P. 691–708.