ВЛИЯНИЕ СЛАБОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА СПИРАЛЬНУЮ СТРУКТУРУ ФЕРРОХОЛЕСТЕРИКА В СДВИГОВОМ ПОТОКЕ

А. А. Новиков, Д. В. Макаров
Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

Включение магнитного поля перпендикулярно оси спирали холестерического жидкого кристалла (холестерика) с положительной анизотропией магнитной восприимчивости, вызывая поворот директора в направлении поля, приводит к раскручиванию его спиральной структуры. Шаг спирали холестерика с ростом поля увеличивается, обращаясь в бесконечность при некотором критическом значении напряженности магнитного поля, и в системе происходит ориентационный переход холестерик – нематик [1]. Известно, что течением жидкого кристалла (ЖК) тоже можно воздействовать на его ориентационную структуру. Так сдвиговое течение нематика с постоянным градиентом скорости ориентирует его директор под некоторым углом к потоку, называемым углом Лесли [1] и определяемым отношением коэффициентов вращательной вязкости ЖК. Как было показано в работе [2], спиральную структуру холестерика можно раскрутить сдвиговым потоком. Воздействие однородного магнитного поля на сдвиговое течение холестерика было теоретически исследовано в работе [3].

Одно из направлений физики мягкой материи (soft matter), к которому в последнее время наблюдается повышенный исследовательский интерес, связано с различными типами мягких композитных сред на основе ЖК [4–5]. Примером таких сред являются феррохолестерические жидкие кристаллы (ФХ) – суспензии анизометричных частиц ферро- или ферримагнетика, в которых жидкостью-носителем является холестерический жидких кристалл [6]. В данной работе теоретически исследуется совместное воздействие магнитного поля и сдвигового потока на ориентационную структуру феррохолетерика.

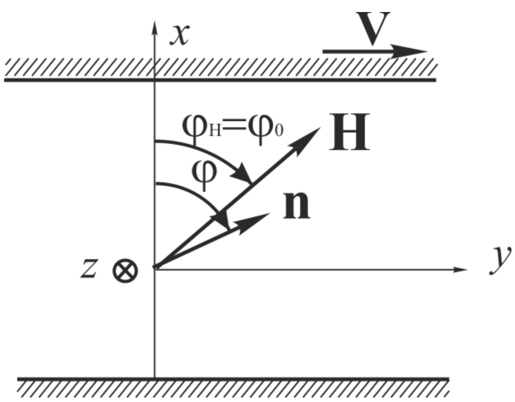

Рис. 1. *Геометрия задачи*

Рассмотрим помещенный между двумя неограниченными параллельными пластинами феррохолестерик, ось спирали которого направлена вдоль оси z (Рис. 1). Пусть одна пластина движется относительно другой со скоростью $\boldsymbol{V}$. Для простоты будем рассматривать достаточно толстый слой, пренебрегая ориентирующим влиянием поверхностей, которые искажают спиральную структуру ФХ. Градиент скорости сдвигового течения $\boldsymbol{U}=(U,0,0)$ предполагается величиной постоянной по всей толщине образца. Сцепление между ЖКматрицей и магнитными частицами будем считать жестким и планарным. Приложим в плоскости сдвига к ФХ постоянное магнитное поле $\boldsymbol{H} = [H\cos\varphi_H, H\sin\varphi_H, 0]$. В рассматриваемом приближении единичный вектор намагниченности и директор определяются вектором $\boldsymbol{n} = [\cos\varphi(z), \sin\varphi(z), 0]$, а уравнения движения среды выполняются тождественно.

Уравнение движения директора $\boldsymbol{n}$ имеет вид [1]:

$$\boldsymbol{h} = \gamma_1 \boldsymbol{N} + \gamma_2 \boldsymbol{n}\cdot\boldsymbol{A}, \tag{1}$$

где молекулярное поле $\boldsymbol{h}$ и скорость директора относительно движущейся среды $\boldsymbol{N}$ определяются следующими соотношениями:

$$h_i = -\frac{\partial F_V}{\partial n_i} + \frac{\partial}{\partial r_k}\frac{\partial F_V}{\partial(\partial n_i/\partial r_k)}, \quad N_i = \frac{dn_i}{dt} - \Omega_{ik} n_k,$$

здесь $A_{ik} = (\nabla_k V_i + \nabla_i V_k)/2$, $\Omega_{ik} = (\nabla_k V_i - \nabla_i V_k)/2$ – симметричная и антисимметричная части тензора градиентов скоростей. Объемная плотность свободной энергии F_V феррохолестерика в рассматриваемом приближении имеет вид [6]:

$$F_V = \frac{1}{2}\left[K_{11}(\nabla\cdot\boldsymbol{n})^2 + K_{22}(\boldsymbol{n}\cdot\nabla\times\boldsymbol{n} + q_0)^2 + K_{33}(\nabla\times\boldsymbol{n})^2\right] - M_S f\,\boldsymbol{n}\cdot\boldsymbol{H} + \frac{k_B T}{v_p} f\ln f, \tag{2}$$

где первый вклад – это потенциал Озеена-Франка, второй – плотность свободной энергии взаимодействия магнитного поля с магнитными моментами феррочастиц (дипольный вклад), а третий – вклад энтропии смешения идеального раствора магнитных частиц. Здесь K_{ii} – константы ориентационной упругости холестерика, q_0 – волновое число его невозмущенной спиральной структуры, $\mathbf{n}$ – директор, f – объемная доля магнитных частиц, v_p – объем феррочастицы, k_B – постоянная Больцмана, T – температура.

В потенциале (2) мы ограничиваемся предельным случаем слабых магнитных полей, когда основной механизм влияния поля на ФХ связан с его воздействием на примесную подсистему из феррочастиц. По этой причине отсутствует квадрупольный вклад, связанные с воздействием магнитного поля на диамагнитную ЖК-матрицу.

Уравнения (1) в рассматриваемой геометрии с учетом (2) приводят к следующему уравнению для угла поворота директора и намагниченности в ФХ:

$$\frac{d^2\varphi}{d\zeta^2} + \varepsilon h\sin(\varphi - \varphi_0) - \frac{u}{2}(\cos 2\varphi_0 - \cos 2\varphi) = 0. \tag{3}$$

Здесь $u = U/U_0$ – безразмерный градиент скорости сдвига, $h = H/H_0$ – безразмерная напряженность магнитного поля, $\zeta = q_0 z$ – безразмерная координата. В качестве единицы измерения градиента скорости и магнитного поля выбраны величины $U_0 = K_{22}q_0^2/|\gamma_2|$, $H_0 = q_0\sqrt{K_{22}/\chi_a}$, где χ_a – анизотропия диамагнитной восприимчивости холестерика. Угол $\varphi_0 = 1/2\arccos(-1/\lambda)$ – угол ориентации директора ЖК в сдвиговом потоке, где $\lambda = -\gamma_2/\gamma_1$ – реактивный параметр. Кроме того, в уравнении (3) оставлен параметр $\varepsilon = q_0\sqrt{K_{22}\chi_a}/(fM_S)$, который есть в полной системе уравнений, учитывающей квадрупольное воздействие на ФХ. В случае слабых магнитных полей он, конечно же, является избыточным, но мы не будем специально для предельного случая переопределять магнитные единицы.

Интегрируя уравнение (3) один раз, имеем

$$\frac{d\varphi}{d\zeta} = \sqrt{A}, \qquad A = k + u(\varphi\cos 2\varphi_0 - \sin\varphi\cos\varphi) - 2\varepsilon h\cos(\varphi - \varphi_H), \tag{4}$$

где k – это константа интегрирования. Интегрируя (4) по периоду спиральной структуры ФХ, для шага спирали получаем выражение:

$$p = \int_{\varphi_C - 2\pi}^{\varphi_C} A^{-1/2} d\varphi. \tag{5}$$

Здесь φ_c – угол, под которым будет ориентирован директор при раскручивании спирали ФХ.

Наличие сдвигового течения с постоянным градиентом скорости допускает введение функции эффективной плотности свободной энергии ФХ F_V^{eff} при совместном действии магнитного поля и течения [2]:

$$\frac{F_V^{eff}}{K_{22}q_0^2} = \frac{1}{2}\left(\frac{d\varphi}{d\zeta} - 1\right)^2 - \varepsilon h\cos(\varphi - \varphi_0) - \frac{u}{2}(\sin\varphi\cos\varphi - \varphi\cos 2\varphi_0), \tag{6}$$

при минимизацией которой получается стационарное уравнение движения директора и намагниченности (3). Запишем свободную энергию в расчете на один шаг спиральной структуры ФХ с учетом эффективного потенциала (6):

$$\frac{F}{VK_{22}q_0^2} = \frac{1}{p}\int_{\varphi_C - 2\pi}^{\varphi_C} \sqrt{A}d\varphi - \frac{2\pi}{p} + \frac{1-k}{2}, \tag{7}$$

где V – объем, занимаемый одним витком спирали. Минимизация свободной энергии (7) по константе интегрирования k дает условие для ее нахождения:

$$\int_{\varphi_C - 2\pi}^{\varphi_C} \sqrt{A}d\varphi = 2\pi\,. \tag{8}$$

Для нахождения шага p спирали ФХ, направим магнитное поле под углом $\varphi_H = \varphi_0$. В этом случае течение и магнитное поле ориентируют директор в одном направлении, поэтому в раскрученной (ферронематической) фазе он будет направлен под углом $\varphi_c = \varphi_0 = \varphi_H$.

В результате численного решения уравнений (5) и (8), получена зависимость шага спирали феррохолестерика от магнитного поля $p(h)$ (Рис. 2, слева) и от градиента скорости сдвига $p(u)$ (Рис. 2, справа). Как видно из рисунка, раскручивание спирали ФХ осуществляется как сдвиговым потоком, так и магнитным полем. Увеличение градиента скорости сдвига u приводит к росту шага спирали, понижая магнитное поле перехода ФХ–ФН. Аналогичная тенденция выявлена при увеличении магнитного поля h, которое понижает величину градиента сдвига в переходе ФХ–ФН.

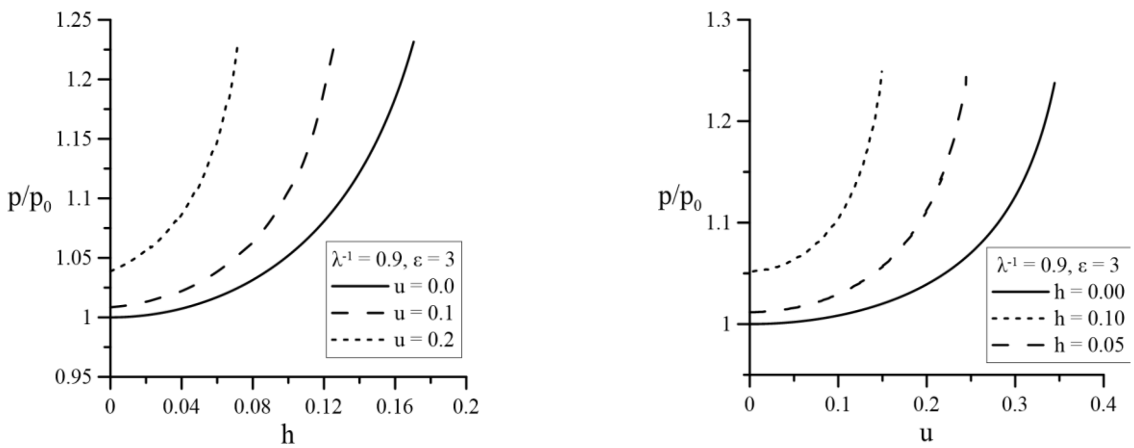

Рис. 2. *Зависимость шага спирали ФХ от магнитного поля* $p(h)$ *(слева) и от величины градиента скорости сдвига* $p(u)$ *(справа)*

Список литературы

1. *Клеман М., Лаврентович О. Д.* Основы физики частично упорядоченных сред / Пер. с англ. под ред. С. А. Пикина, В. Е. Дмитриенко. М.: Физматлит, 2007. 680 с.
2. *Derfel G.* Shear flow induced cholesteric-nematic transition // Molecular Crystals and Liquid Crystals. 1983. Vol. 92. P. 41-47.
3. *Захлевных А. Н., Селиванов А. Н.* Влияние магнитного поля на сдвиговое течение холестерического жидкого кристалла // Вестник Пермского университета. Серия: Физика. 2000. № 6. С. 46-49.
4. *Garbovskiy Y. A, Glushchenko A. V.* Liquid Crystalline Colloids of Nanoparticles: Preparation, Properties and Applications // Solid State Physics. 2010. Vol. 62. P. 1-74.
5. *Mertelj A., Lisjak D., Drofenik M., Čopič M.* Ferromagnetism in suspensions of magnetic platelets in liquid crystal // Nature. 2013. Vol. 504. P. 237-241.
6. *Brochard F., de Gennes P. G.* Theory of magnetic suspensions in liquid crystals // Journal de Physique. 1970. Vol. 31. P. 691-708.