БИСТАБИЛЬНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ФЕРРОНЕМАТИЧЕСКОМ ЖИДКОМ КРИСТАЛЛЕ

А. Н. Захлевных, Д. А. Петров, Д. В. Семенов
Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

Одна из основных проблем в изучении нанокомпозитных систем заключается в исследовании самоорганизации наночастиц в принимающей матрице. Особый интерес вызывают явления спонтанного перехода между различными состояниями, приводящие к оптической бистабильности систем. Бистабильность жидкокристаллических материалов обусловлена двумя причинами. Одна из них связана со свойствами поверхности, ограничивающими жидкокристаллическую ячейку. Если энергия взаимодействия (сцепления) жидкого кристалла с поверхностью допускает наличие двух минимумов с различной ориентацией директора, то переключение между этими состояниями можно осуществить наложением внешнего магнитного или электрического полей. Другая причина бистабильных явлений – индуцированные внешними полями переходы первого рода. Дозирование жидкого кристалла (ЖК) наночастицами добавляет еще одну причину бистабильности; связанную с возможностью бистабильного сцепления между жидким кристаллом и внедренными в него частицами. Исследование явления бистабильности входит в задачу настоящей работы.

Рассмотрим переход Фредерикса в магнитном поле. Пусть ферронематический ЖК (ФН) находится в слое толщиной L; начало координат выберем на нижней границе слоя, а ось z и магнитное поле направим поперек слоя. Будем полагать, что на границах слоя созданы условия жесткого сцепления директора с ограничивающими слой пластинами. Ось легкого ориентирования (ОЛО) на поверхности пластин будем считать направленной вдоль оси x системы координат, тогда отсутствие поля директор ЖК в слое однороден и ориентирован вдоль оси x. Магнитное поле направим вдоль оси z: $\mathbf{H}=(0,0,H)$, анизотропию диамагнитной восприимчивости будем полагать отрицательной ($\chi_a<0$). В этом случае директор ЖК стремится ориентироваться ортогонально полю. Пусть игольчатые магнитные частицы внедрены в ЖК так, что в отсутствие поля они параллельны директору и ОЛО.

Для указанной геометрии директор $\mathbf{n}$ и единичный вектор намагниченности частиц $\mathbf{m}$ можно искать в виде $\mathbf{n}=(\cos\phi(z),0,\sin\phi(z))$, $\mathbf{m}=(\cos\psi(z),0,\sin\psi(z))$, где ϕ и ψ – углы отклонения директора и намагниченности от оси легкого ориентирования на стенках слоя. Внешнее магнитное поле оказывает конкурирующее действие на ФН, так как магнитные частицы стремятся ориентироваться по полю, а директор – против поля, чему препятствует планарное сцепление между $\mathbf{n}$ и $\mathbf{m}$.

Равновесному состоянию ФН отвечает минимум свободной энергии, плотность которой имеет вид [1, 2]:

$$F_V = \frac{K_{11}}{2}(\operatorname{div}\mathbf{n})^2 + \frac{K_{22}}{2}(\mathbf{n}\cdot\operatorname{rot}\mathbf{n})^2 + \frac{K_{33}}{2}(\mathbf{n}\times\operatorname{rot}\mathbf{n})^2 + \frac{|\chi_a|}{2}(\mathbf{n}\cdot\mathbf{H})^2 -$$

$$-M_s f\mathbf{mH} + \frac{W}{d} f(\mathbf{n}\times\mathbf{m})^2\left(1-\varsigma(\mathbf{n}\times\mathbf{m})^2\right),$$

здесь K_{11}, K_{22}, K_{33} – модули ориентационной упругости нематического ЖК, $\mathbf{n}$ – директор, χ_a – анизотропия диамагнитной восприимчивости нематика (далее всюду предполагается $\chi_a < 0$), $\mathbf{H}$ – напряженность внешнего магнитного поля, M_s – намагниченность насыщения материала магнитных частиц, f – объемная доля магнитных частиц в суспензии, $\mathbf{m}$ – единичный вектор намагниченности суспензии, W – поверхностная плотность энергии сцепления молекул нематического ЖК с поверхностью магнитных частиц, d – поперечный диаметр феррочастицы, ς – безразмерный параметр сцепления, учитывающий четвертый порядок по $(\mathbf{m}\times\mathbf{n})$ [1].

Минимизация свободной энергии по углам ϕ и ψ приводит к системе уравнений

$$\frac{1}{2}\left(\frac{\partial\phi}{\partial\tilde{z}}\right)^2\frac{\partial K(\phi)}{\partial\phi} + K(\phi)\frac{\partial^2\phi}{\partial z^2} - \frac{1}{2}h^2\sin 2\phi -$$

$$-\sigma\sin 2(\phi-\psi)\left[1-2\varsigma\sin^2(\phi-\psi)\right] = 0,$$

$$bh\cos\psi + \sigma\sin 2(\phi-\psi)\left[1-2\varsigma\sin^2(\phi-\psi)\right] = 0,$$

которая должна решаться вместе с граничными условиями, отвечающими жесткому сцеплению директора с обкладками слоя

$$\phi(\tilde{z})\big|_{\tilde{z}=0} = \phi(\tilde{z})\big|_{\tilde{z}=1} = 0.$$

описывает равновесное состояние ФН. Здесь введены обозначения для безразмерных величин

$$h = H/H_0,\ k = \frac{K_{33}}{K_{11}},\ b = \frac{M_s fL}{\sqrt{K_{11}|\chi_a|}},\ \sigma = \frac{L^2 Wf}{K_{11}d},\ \tilde{z} = z/L,$$

где $H_0 = L^{-1}\sqrt{K_{11}/|\chi_a|}$.

В отсутствие магнитного поля система уравнений имеет тривиальное решение $\phi = \psi = 0$, т.е. $\mathbf{n} = (1,0,0)$, $\mathbf{m} = (1,0,0)$. Назовем это решение фазой I, эта фаза характеризуется планарным условием сцепления магнитных частиц с директором. Она отвечает начальному состоянию системы. Включение поля вызывает поворот магнитных частиц в направлении поля и фаза I теряет устойчивость, происходит беспороговый переход Фредерикса в фазу II, в которой угол между директором и намагниченностью отличен от нуля и π/2. Фазу II называют угловой фазой [3]. Решение системы уравнений в слабых полях, отвечающее угловой фазе, имеет вид

$$\phi(\tilde{z}) = \frac{bh}{2}\tilde{z}(1-\tilde{z}), \qquad \psi(\tilde{z}) = \frac{bh}{2}\tilde{z}(1-\tilde{z}) + \frac{bh}{2\sigma}.$$

Как видно из этих формул, разность между $\phi(\tilde{z})$ и $\psi(\tilde{z})$ (т.е. угол между директором и намагниченностью) растет с ростом поля, т.е. сцепление между частицами и директором перестает быть планарным и становится угловым.

С ростом поля ФН достигнет состояния, в котором директор будет вновь ориентирован ортогонально полю $\mathbf{H}$ (т.е. вдоль оси *x*), а частицы, помещенные в ЖК, будут ориентированы по полю. Это состояние называют состоянием насыщения (фаза III), в ней $\mathbf{n}=(1,0,0)$, $\mathbf{m}=(0,0,1)$. Вблизи перехода в фазу III угол отклонения директора мал, а намагниченности – близок к π/2, что позволяет из системы уравнений найти поле насыщения $h = h_s$:

$$\pi^2 = \frac{2bh_s\sigma(1-2\varsigma)}{bh_s - 2\sigma + 4\sigma\varsigma} - h_s{}^2.$$

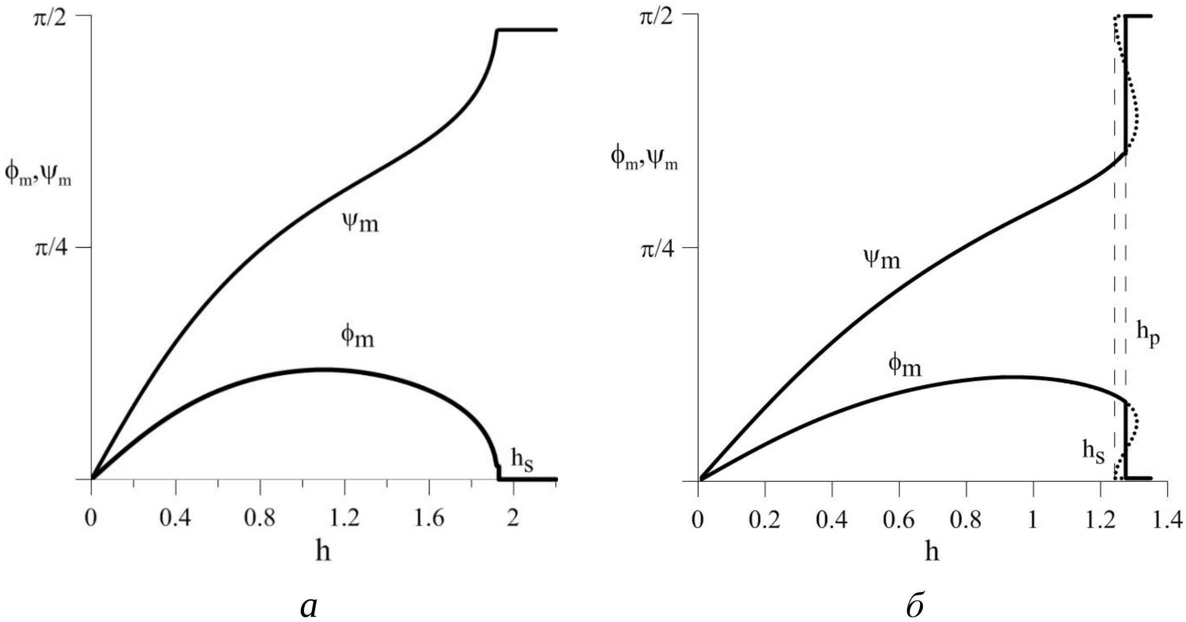

Рис. 1. *Зависимость углов ϕ_m ориентации директора и ψ_m намагниченности в центре слоя от поля* $k=1.56$, $b=5$, $\sigma=4$ *и (а)* $\varsigma=0.15$, *(б)* $\varsigma=0.25$.

Результаты численного решения системы уравнений ориентационного равновесия показаны на рис. 1. На рис. 1*а* рассмотрен случай $\varsigma=0.15$. Видно, что с ростом поля происходит беспороговый переход из планарной в угловую фазу, при этом $\phi_m(h)$ монотонно возрастает от нуля, достигает максимального значения, а затем снова обращается в нуль при $h = h_s$. Угол отклонения намагниченности от оси легкого ориентирования $\psi_m(h)$ возрастает от нуля до максимального значения π/2 при достижении поля насыщения $h = h_s$ ($h_s = 1.91$), когда происходит переход второго рода в гомеотропную фазу.

На рис. 1*б* показаны результаты расчета для $\varsigma = 0.25$. В этом случае по мере увеличения поля также происходит беспороговый переход ФН в угловую фазу (рис. 1б). С ростом поля $\phi_m(h)$ и $\psi_m(h)$ монотонно возрастают от нуля до значений ϕ_p и ψ_p, соответственно, отвечающим полю $h = h_p$. При $h = h_p$ происходит переход первого рода, при котором углы ориентации директора и намагниченности меняются скачком. Пороговое поле h_p и критические значения ϕ_p и ψ_p являются функциями материальных параметров суспензии. Значение равновесного поля перехода первого рода $h = h_p$ определяется из условия равенства свободных энергий угловой фазы и фазы насыщения. Для рассмотренного случая параметры перехода первого рода принимают значения $h_p = 1.27$, $\phi_p = 0.27$ и $\psi_p = 1.08$, а поле насыщения $h_s = 1.23$. Метастабильные участки зависимостей $\phi_m(h)$ и $\psi_m(h)$ показаны пунктирными линиями на рис. 1*б*.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 13-02-96001).

Список литературы

1. *Burylov S. V., Zakhlevnykh A. N.* Orientational energy of anisometric particles in liquid-crystalline suspensions // Physical Review E. 2013. Vol. 88, 012511.
2. *Burylov S. V., Zakhlevnykh A. N.* Magnetically induced bistable behavior of ferronematic liquid crystals // Physical Review E. 2013. Vol. 88, 052503.
3. *Zakhlevnykh A. N.* Threshold magnetic fields and Freedericksz transition in a ferronematic // J. Magn. Magn. Mater. 2004. Vol. 269, No. 2. P. 238–244.