

УДК 537.624

СНИЖЕНИЕ ПОРОГА МАГНИТНОГО ПЕРЕХОДА ФРЕДЕРИКСА В НЕМАТИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ С ВНЕДРЕННЫМИ ФЕРРОМАГНИТНЫМИ НАНОЧАСТИЦАМИ

М.Р. АКОПЯН, Р.С. АКОПЯН

Ереванский государственный университет, Армения

(Поступила в редакцию 29 ноября 2010 г.)

На конкретном примере показано, что магнитные коллоиды могут эффективно способствовать взаимодействию жидких кристаллов со слабым магнитным полем. Рассмотрена феноменологическая теория магнитного перехода Фредерикса в планарно ориентированных нематических жидких кристаллах, обогащенных сферическими ферромагнитными наночастицами. Показано, что даже сферические наночастицы способны критически снизить порог перехода Фредерикса, благодаря их способности сильно увеличивать магнитное поле в среде. Рассмотренное явление указывает на возможность применения таких систем в магнитооптических дисплеях.

1. Введение

Как известно, нематические жидкие кристаллы (НЖК) очень чувствительны к внешним полям и присутствию инородных частиц (например, наночастиц). Этим и объясняется тот факт, что НЖК так быстро стали ключевыми технологическими материалами для таких применений, как, например, информационные дисплеи. Хорошо известно, что чистые НЖК не пригодны для применения в магнитооптических дисплеях. Для их эффективного взаимодействия с магнитным полем необходимы поля напряженностью десятки тысяч гаусс, из-за очень малой величины анизотропии магнитной проницаемости НЖК. Однако, еще в 1970 г. Брошар и де Жен рассмотрели задачу нематика, содержащего однородную взвесь вытянутых магнитных частиц (ферронематик) [1]. Они предполагали, что момент частицы всегда ориентирован вдоль директора $\mathbf{n}$ (единичного вектора в направлении преимущественной ориентации молекул НЖК). Если внешнее магнитное поле приложено антипараллельно намагниченности, то критическое поле перехода Фредерикса может оказаться на порядок ниже, чем в случае чистого нематика. Недавно в ряде теоретических и экспериментальных работ [2-8] было показано, что в ферронематиках может произойти переориентация директора очень слабыми (<1 Гс) магнитными полями. В этих работах изучали ферронематики с удлинненными ферромагнитными частицами.

Если размеры частиц порядка микрона и больше, то они искажают однородную ориентацию директора ЖК, создавая множество дисклинаций. При больших концентрациях это приводит и к неоднородностям, сильно рассеивающим свет. Поэтому обычно для практических целей используют суспензии с малой концентрацией (меньше 1%) наночастиц с размерами 10–100 нм. Спонтанное упорядочение ЖК молекул позволяет манипулировать ориентацией и расположением наночастиц. Это дает начало множеству настоящих и потенциальных приложений в дисплеях и обработке материалов.

В настоящей работе проведено теоретическое рассмотрение магнитного перехода Фредерикса в НЖК с внедренными сферическими ферромагнитными наночастицами. Показано, что даже сферические наночастицы способны критически снизить порог перехода Фредерикса, благодаря их способности сильно увеличивать магнитное поле в среде.

2. Расчет порога перехода Фредерикса

Для расчетов полагаем наночастицы сферами с радиусами R , магнитными моментами $\mathbf{m}$ и окруженными молекулами НЖК. Рассмотрим планарную ячейку НЖК толщиной L (см. рис.1). Нормаль к стенкам ячейки направим вдоль оси z и предположим, что при $z=0$ и $z=L$ граничные условия на стенках задают планарную ориентацию, $\mathbf{n}_0(z=0, L) = \mathbf{e}_x$. Нормально к стенкам приложено магнитное поле $\mathbf{H}$.

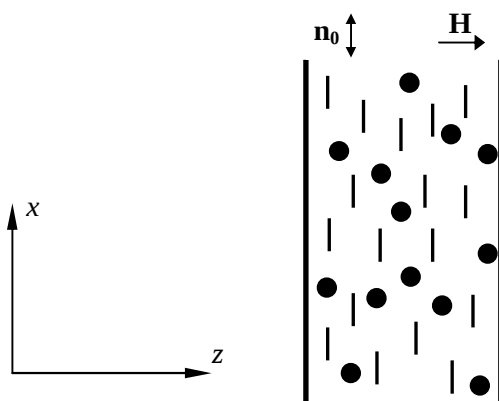


Рис.1. Планарная жидкокристаллическая ячейка со сферическими наночастицами в магнитном поле.

Хорошо известно, что переход Фредерикса является фазовым переходом второго рода, т.е. искажения непосредственно выше критического поля малы. Имея это в виду, критическое поле H_c можно вычислить с помощью простых рассуждений. Исходя из неискаженного состояния ($\mathbf{n} = \mathbf{n}_0$), рассмотрим небольшое отклонение: $\mathbf{n} = \mathbf{n}_0 + \delta\mathbf{n}(z)$, где $\delta\mathbf{n}$ перпендикулярно к $\mathbf{n}_0$ (поскольку $\mathbf{n}^2 = 1$) и $\delta\mathbf{n}$ параллельно $\mathbf{H}$ (поскольку это – направление, в котором стремятся ориентироваться молекулы). Естественно предположить, что энергия искажения зависит только от z . Тогда франковскую часть свободной энергии можно записать в простейшем виде

$$F_d = \frac{1}{2} K_1 \left[\frac{\partial \delta \mathbf{n}}{\partial z} \right]^2, \quad (1)$$

где K_1 является константой Франка поперечного изгиба. Энергию взаимодействия внешнего магнитного поля с НЖК берем в обычном виде:

$$F_M = -\frac{1}{2} \chi_a H^2 \delta n^2, \quad (2)$$

где χ_a есть анизотропия магнитной восприимчивости. Магнитное поле $\mathbf{H}_n$, генерируемое наночастицами, взаимодействует с НЖК через свободную энергию

$$f_{\text{int}} = -\frac{1}{2} \chi_a \int d^3 \mathbf{r} (\mathbf{n}(\mathbf{r}) \mathbf{H}_n(\mathbf{r}))^2. \quad (3)$$

Магнитное поле наночастиц берем как поле элемента магнитного момента

$$\mathbf{H}_n = \frac{3\mathbf{r}(\mathbf{r}\mathbf{m})}{r^5} - \frac{\mathbf{m}}{r^3}, \quad (4)$$

пренебрегая поправками высших порядков, обусловленными магнитной анизотропией НЖК. Вблизи наночастиц магнитное поле как функция позиции r меняется слишком резко. Но ориентация ЖК не может уследить за таким изменением, поскольку такое поведение требует очень большой упругой энергии. Поэтому для достаточно малых наночастиц можно полагать, что директор НЖК $\mathbf{n}$ однороден в пространстве. Тогда мы сможем интегрировать свободную энергию взаимодействия по всему объему ЖК.

Рассмотрим также малые концентрации наночастиц ρ_n , диспергированных в ЖК, и сделаем следующие дополнительные обозначения: $\Phi_n = \rho_n V_n$ есть объемная доля наночастиц, $\mathbf{M} = \mathbf{m} / V_n$ – магнитный момент единицы объема и $V_n = (4/3)\pi R^3$ – объем наночастицы. В результате получаем свободную энергию взаимодействия наночастиц с НЖК в единице объема:

$$F_{\text{int}} = -\frac{8\pi^2}{45} \chi_a \Phi_n \left[(\mathbf{n}\mathbf{M})^2 + 3\mathbf{M}^2 \right]. \quad (5)$$

Разумно предположить, что намагниченность наночастиц ориентирована вдоль внешнего магнитного поля ($\mathbf{n}\mathbf{M} = \delta n M$). Тогда стационарное уравнение для возмущения директора можно получить, минимизируя суммарную свободную энергию:

$$K_1 \frac{d^2 \delta n}{dz^2} + \chi_a \left[H^2 + \frac{16\pi^2}{45} \Phi_n M^2 \right] \delta n = 0. \quad (6)$$

Поскольку предполагается сильное сцепление на обеих стенках НЖК ячейки, то при $z=0$ и $z=L$ $\delta \mathbf{n}$ должно исчезнуть. В нашем случае удобно разложить $\mathbf{n}$ в ряд Фурье

$$\delta n = \sum_q \delta n_q \sin(qz), \quad q = k\pi/L, \quad (7)$$

где k – целое положительное число. Подставляя это в выражение для суммарной свободной энергии и интегрируя по толщине ячейки, получим (на 1 см^2 слоя)

$$\Phi = \frac{L}{4} \sum_q \delta n_q^2 \left[K_1 q^2 - \chi_a \left(H^2 + \frac{16\pi^2}{45} \Phi_n M^2 \right) \right]. \quad (8)$$

Чтобы неискаженное состояние было устойчивым, увеличение свободной энергии Φ должно быть положительным для всех значений параметра δn_q :

$$\chi_a \left(H^2 + \left(16\pi^2/45 \right) \Phi_n M^2 \right) < K_1 q^2.$$

Наименьшее значение $q = \pi/L$ ($k=1$) соответствует такому искажению, которое характеризуется половиной длины волны, равной L . Таким образом, критическое поле H_{cr} соответствует

$$H_{cr}^2 = \frac{\pi^2 K_1}{L^2 \chi_a} - \frac{16\pi^2}{45} \Phi_n M^2. \quad (9)$$

Чтобы оценить критическое поле H_{cr} численно, воспользуемся параметрами ферромагнитных наночастиц Fe_3O_4 и лиотропного НЖК V_2O_5 : $\Phi_n = 0.14\%$, $M = 1.53 \times 10^5$ эрг/Гс, $K_1 = 3.6 \times 10^{-7}$ дин, $\chi_a = 10^{-9}$. Тогда для чистого НЖК находим $H_{cr} \approx 11$ кГс, а для НЖК с наночастицами $H_{cr} \approx 1600$ Гс, что намного ниже порога обычного перехода Фредерикса в магнитном поле. Конечно, надо учесть, что здесь присутствует определенная неточность, связанная с погрешностью экспериментальных данных по χ_a и M .

3. Обсуждение

Мы рассмотрели возможность воздействия сферических ферромагнитных наночастиц (например, Fe_3O_4 , $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$, CoFe_2O_4 , Co , Fe , Fe-C и т.д.) на критическое поле магнитного перехода Фредерикса. Расчеты показали, что очень малые концентрации наночастиц могут настолько увеличить поле в среде, которое окажется достаточным для осуществления переориентации директора НЖК внешними магнитными полями в несколько сотен гаусс. Это явление позволит применять феррономатики в различных магнитооптических дисплеях, затворах, транспарантах и т.д.

Отметим здесь, что ситуация может резко отличаться от описанного, если наночастицы будут иметь вытянутую форму. В этом случае жидкокристаллическая матрица ориентирует наночастицы по направлению директора НЖК. С другой стороны, ориентационное взаимодействие наночастиц с молекулами НЖК может привести к сильному проследованию директора ориентации частиц. Благодаря этому ничтожно слабые магнитные поля могут переориентировать удлинённые ферромагнетики, тем самым приводя к повороту директора. Тогда переход Фредерикса произойдет беспороговым образом.

ЛИТЕРАТУРА

1. **F.Brochard, P.G. de Gennes.** J. Phys. (Paris), **31**, 691 (1970).
2. **S.-H.Chen, N.M.Amer.** Phys. Rev. Lett., **51**, 2298 (1983).
3. **V.Berejnov, J.-C.Bacri, V.Cabuil, R.Perzynski, Yu.Raikher.** Europhys. Lett., **41**, 507 (1998).
4. **S.V.Burylova, V.I.Zadorozhnii, I.P.Pinkevich, V.Yu.Reshetnyak, T.J.Sluckin.** J. Magn. and Magn. Mater., **252**, 153 (2002).
5. **O.Buluy, E.Ouskova, Yu.Reznikov, A.Glushchenko, J.West, V.Reshetnyak.** J. Magn. and Magn. Mater., **252**, 159 (2002).
6. **O.Buluy, E.Ouskova, Yu.Reznikov, P.Litvin.** Ukr. J. Phys. Opt., **49**(12A), A48 (2004).
7. **V.I.Zadorozhnii, T.J.Sluckin, V.Yu.Reshetnyak, K.S.Thomas.** Siam J. Appl. Math., **68**, 1688 (2008).
8. **O.Buluy, S.Nepijko, V.Reshetnyak, E.Ouskova, V.Zadorozhnii, A.Leonhardt, M. Ritschel, G.Schonhense, Yu.Reznikov.** Soft Matter, **7**, 2011 (in print).

ՖԵՌՈՄԱԳՆԵՏԱԿԱՆ ՆԱՆՈՄԱՍՆԻԿՆԵՐՈՎ ՀԱՐՍՍԱՑՎԱԾ
ՆԵՄԱՏԻԿ ՀԵՂՈՒԿ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ ՖԵՐԴԵՐԻԿՍԻԶԻ
ՄԱԳՆԵՏԱԿԱՆ ԱՆՑՄԱՆ ՇԵՄԻ ԱՆԿՈՒՄԸ

Ս.Ռ. ՀԱԿՈԲՅԱՆ, Ռ.Ս. ՀԱԿՈԲՅԱՆ

Ցույց է տրված, որ մագնիսական կոլոիդները կարող են էֆեկտիվ ձևով օժանդակել թույլ մագնիսական դաշտի հետ հեղուկ բյուրեղի փոխազդեցությանը: Ֆենոմենոլոգիական տեսությամբ դիտարկված է ֆերդերիկսի մագնիսական անցումը ֆերոմագնիսական գնդաձև նանոմասնիկներով հարստացված պլանար կոլոմոնորոշված նեմատիկ հեղուկ բյուրեղներում: Ցույց է տրված, որ նույնիսկ գնդաձև նանոմասնիկները կարող են իջեցնել անցման շեմը շնորհիվ նրանց միջոցով միջավայրում մագնիսական դաշտի կտրուկ մեծացման: Դիտարկված երե-վույթը մատնանշում է, որ նման համակարգերը կարող են օգտագործվել մագնիսաօպտիկական դիսփլեյներում:

LOWERING OF THE MAGNETIC FRÉEDERICKSZ TRANSITION
THRESHOLD IN NEMATIC LIQUID CRYSTALS
DOPED WITH FERROMAGNETIC NANOPARTICLES

M.R. HAKOBYAN, R.S. HAKOBYAN

We show that magnetic colloids could increase the coupling of a liquid crystal to a weak magnetic field. Magnetic Fréedericksz transition in a planarly oriented nematic liquid crystal doped with spherical ferromagnetic nanoparticles is considered theoretically. It is shown that even spherical nanoparticles could decrease a threshold of this transition because they strongly increase the magnetic field in the medium. This phenomenon indicates the possibility to use the considered system in magneto-optical displays.