

УДК 537.624

СНИЖЕНИЕ ПОРОГА ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПЕРЕХОДА ФРЕДЕРИКСА В НЕМАТИЧЕСКОМ ЖИДКОМ КРИСТАЛЛЕ С ВНЕДРЕННЫМИ ФЕРРОЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ НАНОЧАСТИЦАМИ

А.А. КАНДЕВОСЯН, Р.С. АКОПЯН

Ереванский государственный университет, Армения

(Поступила в редакцию 18 июля 2011 г.)

Рассмотрена феноменологическая теория электрического перехода Фредерикса в планарно-ориентированных нематических жидких кристаллах, обогащенных сферическими ферроэлектрическими наночастицами. Показано, что даже сферические наночастицы способны критически снизить порог перехода Фредерикса благодаря их способности сильно увеличивать электрическое поле в среде. При больших значениях поляризации и концентрации наночастиц может произойти беспороговый переход Фредерикса. В этом случае незначительное электрическое поле требуется только для ориентации наночастиц.

1. Введение

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. НЖК находятся также в фокусе интенсивных междисциплинарных исследований, как системы с богатыми супрамолекулярными структурами.

В последние годы наблюдается большой интерес к физическим эффектам, обусловленным добавлением в ЖК ферроэлектрических наночастиц [1-6]. В экспериментах было показано, что ферроэлектрические наночастицы имеют большое влияние на свойства НЖК: в частности, они увеличивают диэлектрическую анизотропию [1], изменяют температуру фазового перехода [2], увеличивают оптическую дифракционную эффективность [3,4] и влияют на характеристики перехода Фредерикса [5]. В частности, было экспериментально показано, что порог перехода Фредерикса может быть снижен в зависимости от наличия ферроэлектрических наночастиц. Последний эффект может быть применен во многих ЖК-системах, так как характеристики порога перехода Фредерикса играют решающую роль в определении рабочего напряжения и потребляемой мощности для ЖК-дисплеев и устройств.

Если размеры частиц порядка микрона и больше, то они искажают однородную ориентацию директора ЖК, создавая множество дисклинаций. При

больших концентрациях это приводит еще и к неоднородностям, сильно рассеивающим свет. Поэтому обычно для практических целей используют суспензии с малой концентрацией (меньше 1%) наночастиц размерами 10–100 нм.

Настоящее время не существует теоретических работ, в которых микроскопически рассчитана энергия взаимодействия наночастиц с ЖК, и не построена простейшая теория перехода Фредерикса в присутствии наночастиц.

В настоящей работе мы предлагаем теоретическое рассмотрение электрического перехода Фредерикса в НЖК с внедренными сферическими ферроэлектрическими наночастицами. Показано, что даже сферические наночастицы способны критически снизить порог перехода Фредерикса благодаря их способности сильно увеличивать электрическое поле в среде.

2. Расчет порога перехода Фредерикса

Для расчетов полагаем наночастицы сферами с радиусами R , электрическими моментами $\mathbf{p}$ 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 электрическое поле $\mathbf{E}$. Хорошо известно, что переход Фредерикса является фазовым переходом второго рода, т.е., искажения непосредственно выше критического поля малы. Имея это в виду, критическое поле E_c можно вычислить с помощью простых рассуждений. Исходя из неискаженного состояния ($n = n_0$), рассмотрим небольшое отклонение $n = n_0 + \delta n(z)$, где δn перпендикулярно к n_0 (поскольку $n^2 = 1$) и параллельно $\mathbf{E}$ (поскольку это – направление, в котором стремятся ориентироваться молекулы, если анизотропия электрической восприимчивости положительна). Естественнo предположить, что энергия искажения зависит только от z . Тогда франковскую часть свободной энергии можно записать в простейшем виде:

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

где K_1 является франковской константой поперечного изгиба. Энергию взаимодействия внешнего электрического поля с НЖК берем в обычном виде

$$F_{el} = -\varepsilon_a (\mathbf{nE})^2 / 8\pi, \quad (2)$$

где ε_a есть анизотропия электрической восприимчивости. Электрическое поле $\mathbf{E}_n$, генерируемое наночастицами, взаимодействует с НЖК через свободную энергию

$$f_{int} = -\frac{\varepsilon_a}{8\pi} \int d^3r (\mathbf{n}(\mathbf{r}) \mathbf{E}_n(\mathbf{r}))^2. \quad (3)$$

Электрическое поле наночастиц берем как поле элемента электрического момента

$$\mathbf{E}_n = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{3\mathbf{r}(\mathbf{r}\mathbf{p})}{r^5} - \frac{\mathbf{p}}{r^3} \right), \quad (4)$$

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

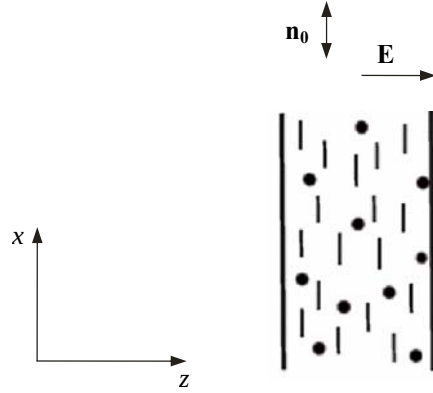


Рис.1. Планарная жидкокристаллическая ячейка со сферическими наночастицами в электрическом поле.

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, $\mathbf{P} = \mathbf{p}/V_n$ – электрический момент единицы объема и $V_n = 4\pi R^3/3$ – объем наночастицы. В результате получаем свободную энергию взаимодействия наночастиц с НЖК в единице объема

$$F_{\text{int}} = -2\pi\varepsilon_a\phi_n(\mathbf{n}\mathbf{P})^2/45\varepsilon^2 - 2\pi\varepsilon_a\phi_n\mathbf{P}^2/15\varepsilon^2. \quad (5)$$

Разумно предполагать, что электризация наночастиц ориентирована вдоль внешнего электрического поля ($\mathbf{n}\mathbf{P} = \delta\mathbf{n}\mathbf{P}$). Минимизируя суммарную свободную энергию, можно получить стационарное уравнение для возмущения директора:

$$K_1 \frac{d^2 \delta \mathbf{n}}{dz^2} + \frac{4\pi\varepsilon_a\phi_n\delta \mathbf{n}}{45\varepsilon^2} + \frac{\varepsilon_a}{4\pi} E^2 \delta \mathbf{n} = 0. \quad (6)$$

Поскольку предполагалось сильное сцепление на обеих стенках НЖК ячейки, то $\delta \mathbf{n}(z=0, L) = 0$. В этом случае мы можем найти простое решение в виде

$$\delta \mathbf{n} = A \sin(\pi Z/L). \quad (7)$$

Подставляя это выражение в (6) и интегрируя по толщине ячейки, получим (на 1 см^2 слоя)

$$E_c = 2\pi \sqrt{\frac{K_1 \pi}{L^2 \epsilon_a} - \frac{4\phi_n P^2}{45\epsilon^2}}. \quad (8)$$

Чтобы оценить критическое поле E_c численно, воспользуемся параметрами НЖК 5СВ: $L = 10^{-2}$ см, $K_1 = 6.4 \times 10^{-7}$ дин, $\epsilon_a = 13.3$, $\epsilon = 6.7$. Тогда для чистого НЖК находим $E_c = 0.244$ CGSE (для напряжения имеем $V^{LC} = 0.732$ В) и, даже если мы берем очень малые значения для плотности поляризации ферроэлектрических наночастиц $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ $P = 10$ CGSE $= 0.4 \times 10^{-4}$ Кл $\times$ м $^{-2}$ и концентрации $\phi_n = 0.5\%$, для НЖК с наночастицами получаем $E_c = 0.144$ CGSE (тогда $V^{LC} = 0.42$ В), что ниже порога обычного перехода Фредерикса в электрическом поле.

Заметим, что в некоторых работах получают огромные значения спонтанной поляризации для $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$: $P = 42000$ CGSE $= 0.14$ Кл $\times$ м $^{-2}$ [7]. При таких значениях поляризации или при больших концентрациях, но малых значениях поляризации наночастицы сильно увеличивают электрическое поле в среде, настолько сильно, что больше не требуется внешнего поля, чтобы ориентировать директор нематика (строго говоря, нам необходимо очень малое электрическое поле для ориентации наночастиц в одном направлении), то есть имеет место беспороговый переход Фредерикса.

3. Обсуждение

Мы рассмотрели возможность воздействия сферических ферроэлектрических наночастиц на критическое поле электрического перехода Фредерикса. Расчеты показали, что очень малые концентрации наночастиц могут настолько увеличить поле в среде, что это окажется достаточным для осуществления переориентации директора НЖК внешними слабыми электрическими полями. Это явление позволит более эффективно применять ферронематики в различных электрооптических дисплеях, затворах, транспарантах и т.д.

Отметим, что ситуация может резко отличаться от описанного, если наночастицы будут иметь вытянутую форму, как показано во многих экспериментах и в работах [1,2,8,9]. 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 электрические поля могут переориентировать удлиненные ферроэлектрики, тем самым приводя к повороту директора. Тогда переход Фредерикса произойдет беспороговым образом при ничтожно малых электрических полях.

Работа финансировалась за счет гранта “11-1с252” Министерства образования и науки и Государственного комитета по науке Республики Армения.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Y.Reznikov, O.Buchnev, O.Tereshchenko, V.Reshetnyak, A.Glushchenko, J.West.** Appl. Phys. Lett., **82**, 1917 (2003).
2. **F.Li, O.Buchnev, C.I.Cheon, A.Glushchenko, V.Reshetnyak, Y.Reznikov, T.J. Sluckin, J.L.West.** Phys. Rev. Lett., **97**, 147801 (2006).
3. **O.Buchnev, A.Dyadyusha, M.Kaczmarek, V.Reshetnyak, Y.Reznikov.** J. Opt. Soc. Am. B, **24**, 1512 (2007).
4. **G.Cook, A.V.Glushchenko, V.Reshetnyak, A.T.Griffith, M.A.Saleh, D.R.Evans.** Opt. Express, **16**, 4015 (2008).
5. **P.Mikulko, P.Arora, A.Glushchenko, A.Lapanik, W.Haase.** Europhys. Lett., **87**, 27009 (2009).
6. **G.Cook, V.Yu.Reshetnyak, R.F.Ziolo, S.A.Basum, P.P.Banerjee, D.R.Evans.** Opt. Express, **18**, 17339 (2010).
7. **K.Moria, H.Kuniyoshi, K.Tashita, Y.Ozaki, S.Yano, T.Marsuo.** J. Phys. Soc. Jpn., **67**, 3505 (1998).
8. **V.Reshetnyak, S.Shelestiuk, T.Sluchkin.** Mol. Cryst. Liq. Cryst., **454**, 201 (2006).
9. **S.Shelestiuk, V.Reshetnyak, T.Sluchkin.** Phys. Rev. E, **83**, 041705 (2011).

ՖԵՌՈԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ՆԱՆՈՄԱՍՆԻԿՆԵՐՈՎ ՀԱՐՍՏԱՑՎԱԾ
ՆԵՄԱՏԻԿ ՀԵՂՈՒԿ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ ՖՐԵԴԵՐԻԿՍԻ
ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԱՆՑՄԱՆ ՇԵՄԻ ԱՆԿՈՒՄԸ

Ա.Ա. ՂԱՆԴԵՎՈՍՅԱՆ, Ռ.Ս. ՀԱԿՈԲՅԱՆ

Դիտարկված է գնդաձև ֆերոէլեկտրական նանոմասնիկներով հարստացված պլանար կողմնորոշված նեմատիկ հեղուկ բյուրեղներում էլեկտրական Ֆրեդերիկսի անցման ֆենոմենոլոգիական տեսությունը: Ցույց է տրված, որ նույնիսկ գնդաձև նանոմասնիկները կարող են կտրուկ իջեցնել անցման շեմը շնորհիվ նրանց միջոցով միջավայրում էլեկտրական դաշտի մեծացման: Նանոմասնիկների բևեռացման ու կոնցենտրացիայի մեծ արժեքների դեպքում կարող է տեղի ունենալ առանց շեմի Ֆրեդերիկսի անցում: Այս դեպքում աննշան էլեկտրական դաշտ է անհրաժեշտ ուղղակի նանոմասնիկները կողմնորոշելու համար:

DECREASE IN THE THRESHOLD OF ELECTRIC FRÉDERICKSZ
TRANSITION IN NEMATIC LIQUID CRYSTALS
DOPED WITH FERROELECTRIC NANOPARTICLES

A.A. GHANDEVOSYAN, R.S. HAKOBYAN

A phenomenological theory of electric Fréedericksz transition in planar-oriented nematic liquid crystals doped with spherical ferroelectric nanoparticles is considered. It is shown that even spherical nanoparticles can critically reduce the threshold of Fréedericksz transition, due to their ability to strongly increase the electric field in the medium. At higher values of polarization and concentration of nanoparticles a Fréedericksz transition without threshold can occur. In this case only an insignificant electric field needs for orienting the nanoparticles.