

## Сплей–сплей-переходы в бистабильном нематическом жидком кристалле

© В.И. Цой

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского,  
410026 Саратов, Россия  
e-mail: TsoyVI@info.sgu.ru

(Поступило в Редакцию 7 декабря 2000 г.)

В рамках континуальной теории рассмотрена бистабильность нематического жидкокристаллического слоя с асимметричными направлениями легкого ориентирования при слабом ориентационном сцеплении. Показана возможность организации пассивной памяти в двух отличающихся друг от друга состояниях поперечного изгиба. Переходы между этими сплей-состояниями в прямом и обратном направлении можно осуществить в двухчастотном режиме управления низковольтным электрическим полем без движения доменных стенок.

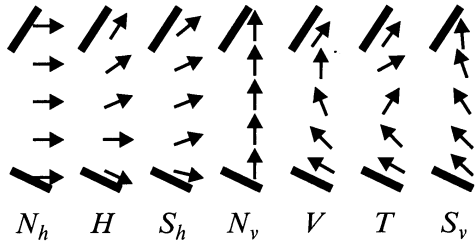
### Введение

Важным свойством жидких кристаллов является возможность создания на их основе дисплеев с пассивным хранением перезаписываемых изображений. Известно несколько пригодных для этой цели бистабильных жидкокристаллических структур с разными типами упорядочения молекул: сегнетоэлектрические смектики [1], холестерики [2], нематики [3,4]. Внутренняя бистабильность в нематических слоях реализована разными способами. В одном из них выбираемые состояния различаются азимутальной ориентацией преимущественного направления осей молекул [3]. Эти два азимута задаются двумя направлениями легкой ориентации на каждой из специально подготовленных подложек. При этом возможны однородные по плоскости слоя переходы от одной ориентации к другой под действием токов хиральных ионов к подложкам. В другом случае используются топологически несовместимые ориентационные структуры поперечного изгиба (горизонтальная  $H$ -конфигурация) и продольного изгиба (вертикальная  $V$ -конфигурация) в ячейке с противоположно повернутыми от подложек направлениями легкого ориентирования в одной вертикальной плоскости [4]. В этом случае переходы в электрическом поле происходят путем движения доменных стенок, разделяющих области с  $H$ - и  $V$ -конфигурациями. Кроме того, применяется тепловое разрушение нагреванием одной из этих структур с переходом в другую при охлаждении. В данной работе рассмотрена бистабильность нематического слоя при слабом ориентационном сцеплении молекул на поверхности слоя. Показано, что при определенном выборе значений параметра сцепления и углов легкой ориентации выбираемыми равностабильными конфигурациями могут стать две оптически различимые негоризонтальные сплей-конфигурации поперечного изгиба. Переходы между этими структурами могут происходить под действием поперечного к слою электрического поля без движения доменных стенок.

### Бистабильность нематического слоя со слабой ориентационной поверхностной связью

Рассмотрим горизонтально расположенный слой ( $-L/2 < z < L/2$ ) нематического жидкого кристалла. На нижней подложке направление легкого ориентирования выберем ближе к горизонтальному, а на верхней подложке ближе к вертикальному. Эти направления получим поворотами от подложек в одной вертикальной плоскости в разные стороны, т.е. углы предварительного наклона директора к подложкам выберем противоположными по знаку  $\Theta^-(-L/2) = \Theta^- < 0$ ,  $\Theta^+(L/2) = \Theta^+ > 0$ . Примем также, что потенциалы сцепления на обеих подложках одинаковы.

Проследим сначала за релаксацией поля директора из неискаженного нематического состояния  $N_h$  с однородной горизонтальной ориентацией (см. рисунок). Такая ориентация достигается в сильном нормальном к слою электрическом поле при отрицательной диэлектрической анизотропии либо в тангенциальном поле при положительной анизотропии жидкого кристалла. После выключения поля директора на границах слоя релаксируют к направлениям легкого ориентирования. В случае сильного поверхностного сцепления это приводит к известной горизонтальной  $H$ -конфигурации, когда внутри слоя существует плоскость  $z = z_h$ , в которой директор горизонтален [4]. При ослаблении сцепления с поверхностью противодействующие искажению нематического порядка в объеме крутящие моменты отворачивают директора на подложках от положений легкого ориентирования к горизонтальному направлению. Может случиться, что на нижней подложке, где легкая ориентация близка к горизонтальной ориентации, директор отвернут от подложки до горизонтали и больше. В результате угол наклона директора во всей толще слоя имеет один и тот же положительный знак. В этом случае устанавливается негоризонтальная сплей-конфигурация поперечного изгиба  $S_h$ .



Различные состояния бистабильного нематического слоя.

К другим ориентационным состояниям релаксирует неискаженная нематическая вертикальная  $N_v$ -конфигурация. Известно, что при сильном сцеплении директора с подложками возникает либо плоская вертикальная  $V$ -конфигурация, либо закрученная вокруг вертикальной оси поворотная твист-конфигурация  $T$  [5–7]. В случае  $V$ -состояния внутри слоя есть такая плоскость  $z = z_v$ , в которой директор перпендикулярен плоскости слоя. Вертикальную и закрученную структуры можно путем непрерывной деформации перевести друг в друга, тогда как горизонтальная структура топологически несовместима с ними. При слабом поверхностном сцеплении директора на подложках отвернуты от направлений легкого ориентирования к вертикали. Может случиться, что на верхней подложке, где легкая ориентация близка к вертикальной ориентации, директор отвернут от подложки до вертикали и больше. Угол наклона директора во всем слое отрицателен по знаку, и вместо вертикальной конфигурации устанавливается неvertикальная сплей-конфигурация поперечного изгиба  $S_v$ .

Рассмотрим  $S_h$ - и  $S_v$ -состояния с помощью уравнений континуальной теории. Сначала примем, что ориентационная упругость изотропна, а поверхностная энергия директора описывается потенциалом Рапини [8]. Свободная энергия слоя на единицу поверхности в этом случае равна

$$F = \int (K/2)(\partial\Theta/\partial z)^2 dz + (W/2) \sin^2(\Theta_- - \Theta^-) + (W/2) \sin^2(\Theta_+ - \Theta^+), \quad (1)$$

где  $K$  — константа упругости Озеена–Франка;  $W$  — энергия поверхностного сцепления;  $\Theta^-$ ,  $\Theta^+$  — углы наклона для направлений легкой ориентации на границах  $z = -L/2$ ,  $z = L/2$  соответственно;  $\Theta_-$ ,  $\Theta_+$  — действительные углы наклона директора на границах.

Вариационные условия минимальности энергии (1) имеют вид

$$\partial\Theta/\partial z = (\Theta_+ - \Theta_-)/L, \quad (2)$$

$$-K(\partial\Theta_-/\partial z) + W \sin(\Theta_- - \Theta^-) \cos(\Theta_- - \Theta^-) = 0, \quad (3)$$

$$-K(\partial\Theta_+/\partial z) + W \sin(\Theta_+ - \Theta^+) \cos(\Theta_+ - \Theta^+) = 0. \quad (4)$$

Согласно уравнению (2), деформация нематического порядка однородна. Следовательно, моменты сил, дей-

ствующие на директора со стороны двух подложек, одинаковы по модулю и равны

$$W \sin(2\chi^+) = -W \sin(2\chi^-), \quad (5)$$

где  $\chi_- = \Theta_- - \Theta^-$ ,  $\chi_+ = \Theta_+ - \Theta^+$  — углы отклонения директора от направлений легкого ориентирования.

Перепишем уравнения (3), (4) в виде

$$(2K/WL)(\chi^+ - \chi^- + \Theta^+ - \Theta^-) + \sin 2\chi^+ = 0, \quad (6)$$

$$(2K/WL)(\chi^+ - \chi^- + \Theta^+ - \Theta^-) - \sin 2\chi^- = 0. \quad (7)$$

Эти уравнения допускают два решения, различающиеся направлениями отклонения директоров на двух подложках. В одном случае углы отклонения связаны соотношением  $\chi^- = -\chi^+ > 0$ , а в другом случае  $\chi^- = -\chi^+ < 0$ . Непрерывная деформация (2) возможна при условии  $\Theta_+ - \Theta_- < \pi$ . Учитывая это обстоятельство, можно видеть, что в случае  $\Theta^+ - \Theta^- = \pi/2$  второе из отыскиваемых решений получается из первого простой сменой знака углов отклонения директора на подложках от направлений легкого ориентирования и заменой на одной из подложек направления легкого ориентирования на эквивалентное противоположное направление. Например, при значениях параметра сцепления  $K/WL = 0.1$ , углов легкой ориентации  $\Theta^- = -5^\circ$ ,  $\Theta^+ = 85^\circ$  углы наклона директора на подложках в одной из двух возможных конфигураций равны  $\Theta_- = 2.6^\circ$ ,  $\Theta_+ = 77.4^\circ$ , а в другой конфигурации  $\Theta_- = -12.6^\circ$ ,  $\Theta_+ = -87.4^\circ$ . Первое из этих состояний является  $S_h$ -состоянием, а второе —  $S_v$ -состоянием. Рассмотренные конфигурации пригодны для организации пассивной памяти. Действительно, полный интервал углов наклона директора в первом случае равен  $(\Theta_+ - \Theta_-) = 2\chi^+ + \pi/2$ , а во втором случае отличается только знаком. Поэтому и деформации (2) различаются только знаком, как и отклонения директора от направлений легкого ориентирования на подложках. Следовательно, энергия (1) в обоих состояниях одинакова и они равностабильны.

## Динамика сплей–сплей-переходов

Рассмотрим  $S_h$ - и  $S_v$ -состояния бистабильного слоя и переходы между ними в электрическом поле с помощью обычной динамической модели в рамках континуальной теории. Примем приближение, в котором директор безынерционен, вращательная вязкость изотропна, течение отсутствует [9], анизотропная энергия поверхностного сцепления описывается функцией, близкой к потенциалу Рапини [10,11]. При этом будем учитывать анизотропию ориентационной упругости и неоднородность управляющего поля в деформированном нематическом слое [12]. Кроме того, примем во внимание поверхностную вязкость [13,14].

В принятой модели повороты директора определяют динамическим равновесием вращательных моментов

согласно уравнениям

$$\gamma_1(\partial\Theta/\partial t) = (\partial/\partial z)(\partial F_v/\partial\Theta_z) - \partial F_v/\partial\Theta, \quad (8)$$

$$\gamma_1(\partial\varphi/\partial t) = (\partial/\partial z)(\partial F_v/\partial\varphi_z) - \partial F_v/\partial\varphi, \quad (9)$$

$$\gamma_s(\partial\Theta_-/\partial t) = \partial F_v/\partial\Theta_z - \partial F_s/\partial\Theta_-, \quad (10)$$

$$\gamma_s(\partial\Theta_+/\partial t) = -\partial F_v/\partial\Theta_z - \partial F_s/\partial\Theta_+. \quad (11)$$

Здесь  $\gamma_1$  и  $\gamma_s$  — объемная и поверхностная вращательные вязкости,  $F_v$  и  $F_s$  — объемная и поверхностная плотности энергии,  $\Theta_z$  и  $\varphi_z$  — производные по нормали к слою. Объемная плотность энергии определяется выражениями

$$F_v = F_d + F_e, \quad (12)$$

$$F_d = (K_{11} \cos^2 \Theta + K_{22} \sin^2 \Theta)\Theta_z^2/2 + \cos^2 \Theta(K_{22} \cos^2 \Theta + K_{33} \sin^2 \Theta)\varphi_z^2/2, \quad (13)$$

$$F_e = -\varepsilon_0\varepsilon_2 U^2 \beta^2/2 \left( \int \beta dz \right)^2, \quad (14)$$

в которых  $K_{11}$ ,  $K_{22}$ ,  $K_{33}$  — константы ориентационной упругости;  $\beta = 1/(1 + \delta\varepsilon \sin^2 \Theta)$ ,  $\delta\varepsilon = (\varepsilon_1 - \varepsilon_2)/\varepsilon_2$ ;  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$  — диэлектрические проницаемости вдоль и поперек директора;  $U$  — среднеквадратичное электрическое напряжение между электродами на подложках.

Анизотропный потенциал энергии сцепления директора с поверхностью близок к потенциалу Рапини и имеет вид [10]

$$F_s = (W/2) \sin^2(\Theta_- - \Theta^-) - (W_4/4) \sin^4(\Theta_- - \Theta^-) + (W/2) \sin^2(\Theta_+ - \Theta^+) - (W_4/4) \sin^4(\Theta_+ - \Theta^+). \quad (15)$$

Численное решение уравнений (8)–(11) с использованием типичных материальных констант подтверждает вывод о возможной бистабильности с  $S_h$ - и  $S_v$ -состояниями. При этом оказывается, что возможны непрерывные однородные по плоскости слоя переходы между этими состояниями под действием поперечного к слою электрического поля.

Использовались следующие значения материальных констант, близкие к приведенным в работах [14–16]:  $K_{11} = 1 \cdot 10^{-11}$  Н,  $K_{22} = 0.5 \cdot 10^{-11}$  Н,  $K_{33} = 2 \cdot 10^{-11}$  Н,  $\gamma_1 = 0.1$  Н см<sup>-2</sup>,  $\gamma_s = 3 \cdot 10^{-8}$  Н см<sup>-1</sup>,  $\varepsilon_1 = 15$ ,  $\varepsilon_2 = 5$ . Толщина слоя принималась равной  $3 \mu\text{m}$ . При этом параметр поверхностной вязкости  $\gamma_1 L/\pi\gamma_s \sim 3$ . Параметр поверхностного сцепления  $\pi K_{11}/WL$  считался равным единице, что в рассматриваемом случае соответствует энергии сцепления  $W \sim 1 \cdot 10^{-5}$  Дж·м<sup>-2</sup>. Поправка к потенциалу Рапини полагалась равной  $W_4/W = 0.5$  [10]. Численное интегрирование уравнений (8)–(11) показало, что при углах легкой ориентации на подложках  $\Theta^- = -15^\circ$ ,  $\Theta^+ = 78^\circ$  существуют две различных конфигурации поперечного изгиба с одинаковой энергией на единицу поверхности слоя  $F_v \sim 3 \cdot 10^{-6}$  Дж·м<sup>-2</sup>. В одной из этих конфигураций углы наклона директора

на подложках равны  $\Theta_- = 3^\circ$ ,  $\Theta_+ = 50^\circ$ , в другой конфигурации  $\Theta_- = -35^\circ$ ,  $\Theta_+ = -73^\circ$ . Эти состояния различаются оптической толщиной. При главных показателях преломления  $n_1 = 1.65$ ,  $n_2 = 1.5$  оптические толщины отличаются примерно на  $0.2 \mu\text{m}$ . Как показали расчеты, переходы из  $S_h$ -состояния в  $S_v$ -состояние и обратно можно вызывать электрическим полем между подложками на частотах, соответствующих разным знакам диэлектрической анизотропии. Электрическое напряжение принималось равным 3 В, а переход от положительной к отрицательной диэлектрической анизотропии производился взаимной заменой главных диэлектрических проницаемостей между собой. Для переключения из  $S_h$ -состояния в  $S_v$ -состояние нужно приложить поле, в котором диэлектрическая анизотропия положительна. Наклон директора к плоскости слоя в этом случае возрастает и в некоторый момент времени на нижней подложке угол наклона достигает критического значения  $\Theta_- = \Theta^- + \pi/2$ , при котором директор перпендикулярен линии легкой ориентации. В последующие моменты времени сцепление на этой подложке не препятствует, а содействует повороту директора внешним полем до вертикального положения. Поэтому возникает вертикальное  $V$ -состояние, которое после выключения поля релаксирует путем непрерывного изменения поля директора к стабильному  $S_v$ -состоянию. Для обратного переключения из  $S_v$ -состояния в  $S_h$ -состояние нужно изменить частоту внешнего поля, чтобы диэлектрическая анизотропия в слое стала отрицательной. В таком поле наклон директора к плоскости слоя уменьшается. При достаточно большом напряжении угол отклонения директора на верхней подложке от направления легкой ориентации достигает критического значения  $\Theta_+ = \Theta^+ + \pi/2$ , когда директор перпендикулярен линии легкой ориентации. В последующие моменты времени сцепление на этой подложке не препятствует, а содействует повороту директора внешним полем до горизонтального направления. В результате возникает горизонтальная  $H$ -конфигурация, которая после выключения поля релаксирует к стабильной  $S_h$ -конфигурации. Как показывают расчеты, времена рассмотренных переходов составляют примерно 300 мс.

## Заключение

Характер ориентационного сцепления на границах бистабильного жидкокристаллического слоя существенно влияет на структуру поля директора в выбираемых конфигурациях. При этом можно так подобрать материальные параметры и геометрию ячейки, чтобы энергия деформации в выбираемых состояниях была одинаковой и они были пригодны для организации пассивной памяти. Существенно, что при конечной энергии сцепления переходы в бистабильной ячейке могут происходить без движения доменных стенок под действием однородного по плоскости слоя низковольтного электрического поля.

В данной работе показано, что выбираемыми состояниями могут быть две сплей-конфигурации, получающиеся после релаксации из горизонтального и вертикального состояний. Переходы между  $H$ - и  $V$ -состояниями или между  $H$ - и  $S_v$ -состояниями происходят по сценариям, аналогичным рассмотренному.

## Список литературы

- [1] *Clark N.A., Lagerwall S.T.* // Appl. Phys. Lett. 1980. Vol. 36. P. 899–901.
- [2] *Berreman D.W., Heffner W.R.* // Appl. Phys. Lett. 1980. Vol. 37. P. 109–111.
- [3] *Barberi R., Durand G.* // Appl. Phys. Lett. 1991. Vol. 58. P. 2907–2909.
- [4] *Boyd G.D., Cheng J., Ngo P.D.T.* // Appl. Phys. Lett. 1980. Vol. 36. P. 556–558.
- [5] *Porte G., Jadot J.P.* // J. Phys. (France). 1979. Vol. 39. P. 213–223.
- [6] *Cheng J., Thurston R.N., Berreman D.W.* // J. Appl. Phys. 1981. Vol. 52. P. 2756–2765.
- [7] *Komitov L., Haul G., Koswig H.D.* // Phys. Stat. Sol. (a). 1986. Vol. 97. P. 645–655.
- [8] *Nehring J., Kmetz A.R., Sheffer T.J.* // J. Appl. Phys. 1976. Vol. 47. P. 850–867.
- [9] *Pieransky P., Brochard F., Gyuon E.* // J. Phys. (France). 1973. Vol. 34. P. 35–44.
- [10] *Yokoyama H., Van Sprang H.A.* // J. Appl. Phys. 1985. Vol. 57. P. 4520–4526.
- [11] *Блинов Л.М., Раджабов Д.З., Субачюс Д.Б., Яблонский С.В.* // Письма в ЖЭТФ. 1991. Т. 53. С. 223–227.
- [12] *Deuling H.J.* // Mol. Cryst. Liq. Cryst. 1974. Vol. 27. P. 81–93.
- [13] *Tsoy V.I.* // Mol. Cryst. Liq. Cryst. 1995. Vol. 264. P. 51–56.
- [14] *Derfel G., Gaievska B.* // Liquid Crystals. 1997. Vol. 22. P. 297–300.
- [15] *Van Sprang H.A., Koopman H.G.* // J. Appl. Phys. 1988. Vol. 64. P. 4873–4883.
- [16] *Yablonski S., Rajteri M., Oldano S., Durand G.* // Proc. SPIE. 1996. Vol. 2731. P. 87–94.