

01; 06.3; 11

© 1992

ОРИЕНТАЦИОННЫЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД В НЕМАТИКЕ, ИНДУЦИРОВАННЫЙ ТЕРМОЭМИССИЕЙ ПРОВОДЯЩЕЙ ПОДЛОЖКИ

Ю.К. К о р н и е н к о, А.П. Ф е д ч у к

Структуры, включающие тонкие слои жидких кристаллов (ЖК), помещенные между проводящими подложками, широко используются в устройствах обработки оптической информации [1]. Рабочие характеристики таких устройств определяются особенностями взаимодействия молекул ЖК с поверхностными атомами подложки. Сам характер взаимодействия при этом остается практически неизвестным. Для его описания вводится единственный феноменологический параметр – энергия сцепления [2]. Отсутствие последовательного учета поверхностных свойств подложки приводит к тому, что ряд важнейших эффектов, как, например, размерный эффект энергии сцепления [3], не находят объяснения. Роль поверхностной упаковки атомов Si в процессе перезарядки слоя молекул ЖК показана нами в [4].

В данной работе мы рассматриваем переориентацию молекул ЖК при наличии термоэлектронной эмиссии (ТЭ) проводящей подложки. При этом теоретически, на основе учета электрофизических параметров всех компонент структуры, предсказывается ориентационный фазовый переход, аналогичный переходу Фредерикса, однако происходящий в отсутствие внешних полей.

Рассмотрим слой нематического ЖК (НЖК) толщиной d , расположенный между двумя плоскими ограничивающими поверхностями. При этом металлический электрод имеет координату $x=0$, а полупроводниковый (ПП) – $x=d$. Будем считать, для простоты, что угол между директором и осью x зависит только от x . Свойства ПП-электрода опишем, концентрацией легирующей примеси n_d , поверхностным потенциалом ψ_s и энергией сродства к электрону χ . Металлический электрод (М) будем идентифицировать по работе выхода φ_M , а ЖК-слой – эффективной работой выхода φ^* . Свойства границы ЖК-слоя с обоими электродами охарактеризуем скачками потенциала на соответствующих двойных слоях $\Delta\varphi_{LCS}$ (граница ЖК-ПП) и $\Delta\varphi_{LCM}$ (граница ЖК-М). Кроме того, ЖК-слой описывается диэлектрической проницаемостью ϵ_{LC} . В рамках нашего рассмотрения ЖК предполагается идеальным, то есть не содержащим собственных ионных примесей.

В результате спустя достаточно длительное время после формирования ячейки (практически на интервалах более 1 ч) при конеч-

ной температуре установится динамическое равновесие, выражающееся в равенстве токов, текущих через обе границы. Данное условие позволяет определить концентрации носителей тока (молекулярных ионов) на обеих границах ЖК-слоя в виде

$$n_{mo} = (AT^2/q)(2\pi m/kT)^{1/2} \exp((\phi^* - \phi_m)/kT) \exp(-q\Delta\psi_{LCM}/kT), \quad (1)$$

$$n_{so} = n_d \exp((\phi^* - \chi)/kT) \exp(\psi_s - q\Delta\psi_{LCS}/kT). \quad (2)$$

Пространственное распределение носителей тока в ЖК-слое можно определить путем решения уравнения Пуассона с подстановкой граничных концентраций (1) и (2). Это решение было получено нами ранее [6] и оно выражается в форме

$$n(x) = n_0 / \cos^2((Cn_0/2)(x - x_0)), \quad (3)$$

где $C = q^2/kT\epsilon_{LC}\epsilon_0$, а n_0 — минимальная концентрация носителей тока в ЖК при $x = x_0$. В результате неоднородности пространственного распределения носителей тока в слое ЖК появляется внутреннее электрическое поле, напряженность которого также может быть выражена аналитически:

$$E(x) = (kT/q)(2Cn_0)^{1/2} \operatorname{tg}((Cn_0/2)^{1/2}(x - x_0)). \quad (4)$$

Пусть первоначальная ориентация директора в ЖК-слое была однородной планарной (что реализуется наиболее часто при капиллярном заполнении ячейки). Появление внутреннего поля E приведет к существенной неоднородности распределения директора по координате x . При этом наибольшие углы отклонения директора от планарной ориентации θ будут наблюдаться на границах ЖК с электродами ($\theta_0 = \theta/x = x_0$, $\theta_d = \theta/x = d$). Этот факт отразим в виде следующей зависимости,

$$\sin \theta(x) = B E(x), \quad (5)$$

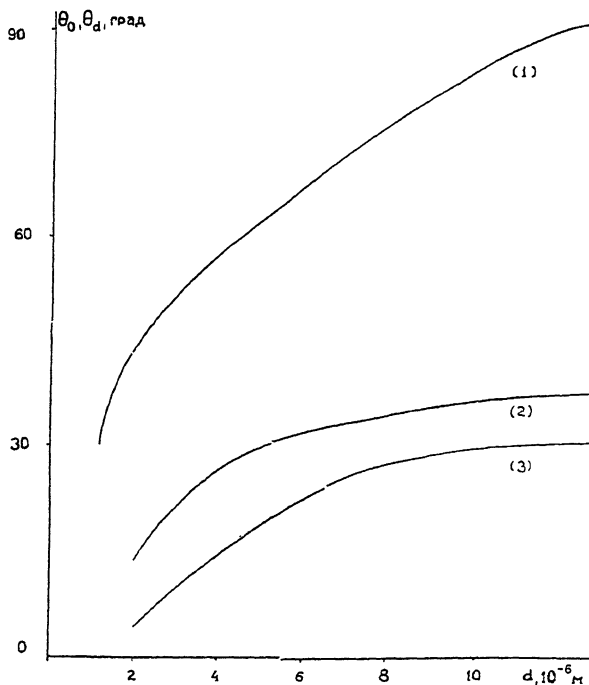
где B — величина, зависящая от параметров ЖК (ϵ_{LC} , ρ и др.) [8]. Здесь учтено, что среднее значение проекции дипольного момента молекулы на ось x равно

$$\langle p \rangle = \rho \sin \theta. \quad (6)$$

Кроме того, необходимо учитывать зависимость параметров ЖК-слоя в виде

$$\epsilon_{LC}(\theta) = \epsilon_L + \epsilon_a \sin^2 \theta, \quad (7)$$

$$\Delta\psi_{LCS, LCM}(\theta) = N_{пов}(\theta) \rho \sin \theta / \epsilon_{LC}(\theta) \epsilon_0, \quad (8)$$



Зависимость угла отклонения директора от планарной ориентации для границы ЖК-ПП $\theta_d(d)$ при значениях плотности ПЭС $D_{SS} = 10^{13} \text{ см}^{-2} \text{ эВ}^{-1}$ (2), $D_{SS} = 10^{11} \text{ см}^{-2} \text{ эВ}^{-1}$ (3) и границы ЖК-М $\theta_0(d)$ (1).

а также угловой зависимости предельной концентрации заполнения приповерхностного слоя молекулами ЖК:

$$N_{\text{пов}}(\theta) = N_{\text{пов}\perp} + (N_{\text{пов}\parallel} - N_{\text{пов}\perp}) \sin^2 \theta. \quad (9)$$

В приведенных формулах приняты следующие обозначения: ρ - собственный дипольный момент молекул ЖК, ϵ_{\perp} и ϵ_{\parallel} - значения диэлектрической проницаемости ЖК-слоя при гомеотропной и планарной ориентациях, соответственно, $N_{\text{пов}}$ и $N_{\text{пов}\parallel}$ - предельные концентрации заполнения приповерхностного слоя молекулами ЖК при гомеотропной и планарной ориентациях соответственно.

Используя соотношения (1), (2), (3), можно получить

$$d = (2/Cn_0) (\arccos(n_0/n_{SO})^{1/2} + \arccos(n_0/n_{MO})^{1/2}). \quad (10)$$

Кроме того, для корректного решения задачи необходимо использовать условия непрерывности вектора электростатической индукции на обеих границах ЖК с учетом зарядов, сосредоточенных в двойных слоях (ДС) границ:

$$\varepsilon_0 \varepsilon_{LCM} E_{LCM} = Q_{LCM} = q (n_{m0})^{2/3} \quad (11)$$

для границы М - ЖК,

$$\varepsilon_0 \varepsilon_S E_S - \varepsilon_0 \varepsilon_{LCS} = Q_{LCS} + Q_{SS} = q (n_{s0})^{2/3} + Q_{SS} \quad (12)$$

для границы ПП - ЖК, где E_S , E_{LCM} , E_{LCS} - соответственно напряженности электрического поля в ПП [9], в ЖК на обеих границах, Q_{LCM} , Q_{LCS} - соответственно плотности зарядов на ПЭС, в ДС обеих границ, $\varepsilon_{LCM} = \varepsilon / x = 0$, $\varepsilon_{LCS} = \varepsilon / x = d$.

Полученные нами уравнения нами использовались для определения значений θ_0 и θ_d . Исследования показывают, что θ_0 и θ_d существенно зависят от толщины слоя ЖК. Для анализа данного размерного эффекта мы использовали следующие параметры:

$$n_d = 10^{19} \text{ м}^{-3}, \quad \chi = 4.05 \text{ эВ (Si n-типа)}, \quad \phi^* = 4.2 \text{ эВ [7]}, \\ p = 1.35 \cdot 10^{-29} \text{ Кл} \cdot \text{м}, \quad \varepsilon_1 = 7, \quad \varepsilon_a = 10, \quad N_{\text{пов} \perp} = 10^{18} \text{ м}^{-2}, \quad N_{\text{пов} \parallel} = 4 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-2} \text{ [8]}, \quad \psi_m = 4.43 \text{ эВ (SnO}_2\text{)}.$$

На рисунке б показаны зависимости θ_0 и θ_d от толщины слоя ЖК. Обращает на себя внимание факт изменения граничной ориентации директора с увеличением толщины, так что при $d \cong 10^{-6}$ м реализуется близкая к планарной ориентация, а при $d \cong 10^{-5}$ м для θ - гомеотропная, для θ_d - наклонная. Тем самым этот ориентационный переход может быть отнесен к числу спонтанных переходов Фредерикса. Существенно также, что θ_d зависит от плотности ПЭС ПП (которая определяет заряд на ПЭС) (см. рисунок, кривые 2 и 3).

В целом предсказанный нами эффект спонтанного ориентационного перехода в системе дипольных молекул, взаимодействующих с проводящей подложкой, может представлять интерес для дальнейшего исследования свойств структур М-ЖК-ПП с целью разработки и усовершенствования различных устройств отображения и обработки информации, работающих на их основе, а также может служить основой для понимания особенностей поведения мезогенных и немезогенных жидкостей в пристеночных слоях [10].

В заключение выражаем глубокую благодарность Г.С. Плотникову и С.Н. Козлову за полезные обсуждения результатов и постоянный интерес к работе.

- [1] Б е л я е в В.В., Б е р е с т н е в С.П., И в а н о в С.А.,
Кузнецов А.Б., Косточкин З.А. // Письма
в ЖТФ. 1990. Т. 16. В. 14. С. 78-83.
- [2] Б л и н о в Л.М., С о н и н А.А. // Письма в ЖТФ.
1988. Т. 14. В. 13. С. 1164-1168.
- [3] Б л и н о в Л.М., К а б а е н к о в А.Ю. // ЖЭТФ.
1987. Т. 93. В. 5 (11). С. 1757-1764.
- [4] А л е к с е е в А.Е., К о р н и е н к о Ю.К., Ш е в -
ч е н к о Л.Д., Ф е д ч у к А.П. // Письма в ЖТФ.
1990. Т. 16. В. 15. С. 77-81.
- [5] К о в а л ь ч у к А.В., К у р и к М.В., Л а в р е н -
г о в и ч О.Д., С е р г а н В.В. // ЖЭТФ. 1988.
Т. 94. В. 2. С. 350-364.
- [6] К о р н и е н к о Ю.К., Ф е д ч у к А.П. // ЖТФ.
1992. Т. 62. В. 2. С. 140-145.
- [7] З а г и н а й л о И.В. Автореф. канд. дис. Одесса, 1987.
22 с.
- [8] Д е Ж е В.Г. Физические свойства жидкокристаллических
веществ. М. Мир, 1982. 152 с.
- [9] П е к а Г.П. Физические явления на поверхности полупровод-
ников. Киев: Вища школа, 1984. 214 с.
- [10] Б л и н о в Л.М., К а ц Е.И., С о н и н А.А. // УФН.
1987. Т. 152. В. 3. С. 449-477.

Одесский
государственный
университет
им. И.И. Мечникова

Поступило в Редакцию
2 июня 1992 г.