

03;05;07;12

## Термомеханический эффект в планарном нематике, индуцированный квазистатическим электрическим полем

© Р.С. Акопян, Р.Б. Алавердян, С.Ц. Нерсисян, Э.А. Сантросян, Ю.С. Чилингарян

Ереванский государственный университет,  
375049 Ереван, Армения

(Поступило в Редакцию 15 мая 1998 г.)

Обнаружен термомеханический поток однородно ориентированного нематического жидкого кристалла, индуцированный квазистатическим электрическим полем. Поток возникает, когда напряжение электрического поля превышает порог статического перехода Фредерикса. Эффект объясняется возбуждением электрическим полем неоднородности ориентации директора, необходимого для возникновения термомеханического эффекта. Экспериментальные результаты хорошо согласуются с теоретическими оценками.

1. Термомеханические эффекты в холестерических жидких кристаллах исследованы как теоретически, так и экспериментально [1–4]. В работе [5] предсказаны термомеханические эффекты в нематических жидких кристаллах (НЖК) с неоднородным распределением директора. В частности, было показано, что для возникновения термомеханического гидродинамического потока необходимо присутствие трех градиентов: температуры, распределения директора и скорости гидродинамического потока. Термомеханическое вращение НЖК пленки впервые экспериментально было обнаружено в [6]. Там же измерен термомеханический коэффициент. В работе [7] был отмечен термомеханический эффект в гибридно-ориентированном НЖК. Исследованы также осцилляционные режимы для скорости термомеханического потока. Экспериментально было доказано отсутствие термомеханического эффекта в однородных как планарно-, так и гомеотропно-ориентированных НЖК.

В настоящей работе обнаружен термомеханический гидродинамический поток в планарно-ориентированном НЖК, индуцированный квазистатическим электрическим полем. Эффект объясняется тем, что выше порога перехода Фредерикса происходит неоднородная переориентация директора НЖК. А в присутствии вертикального градиента температуры и неоднородности распределения директора возникает гидродинамический поток. Данный эффект дает ценную информацию об электроупругих свойствах НЖК.

2. В эксперименте использовалась ячейка планарно-ориентированного НЖК 5ЦБ (рис. 1). На нижней подложке было задано планарное  $I$  граничное условие методом натирания. Граничное условие для верхней подложки свободное. В результате имеем однородную планарную ориентацию для директора НЖК. Мы использовали стеклянные подложки 3 толщиной 1 мм, на которые нанесены электропроводящие покрытия. К подложкам ячейки приложено квазистатическое электрическое поле. Вертикальный температурный градиент был создан с помощью циркулирующей воды 4 с двумя регулируемые температурами. Теплопроводность

подложек ячейки в 2–3 раза превышала теплопроводность НЖК пленки. Это — важное условие, чтобы быть уверенным в постоянстве граничных условий для температуры. Визуализация гидродинамических движений производилась путем добавки в НЖК алюминиевого порошка 2 с концентрацией порядка  $10^{-3}$  wt%. Разность температуры меняется от 0–10°C с ошибкой 0.1°C.

В отсутствие квазистатического электрического поля термомеханический эффект, заключающийся в появлении гидродинамического потока в направлении, перпен-

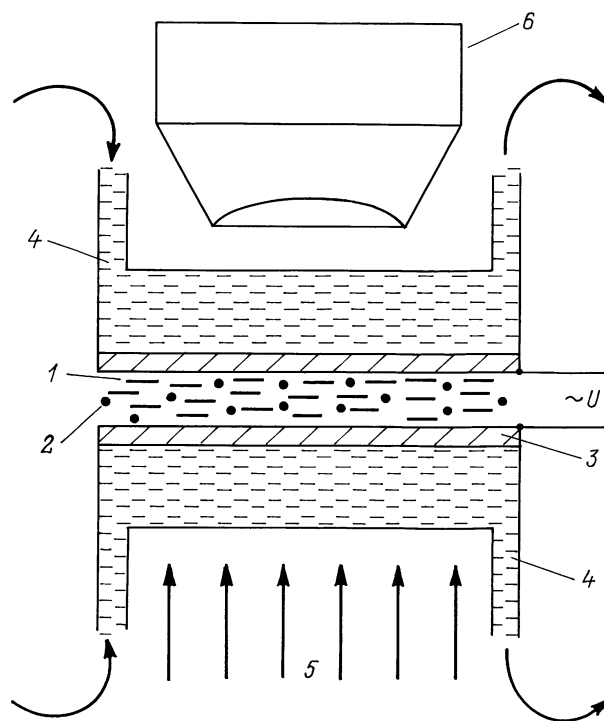
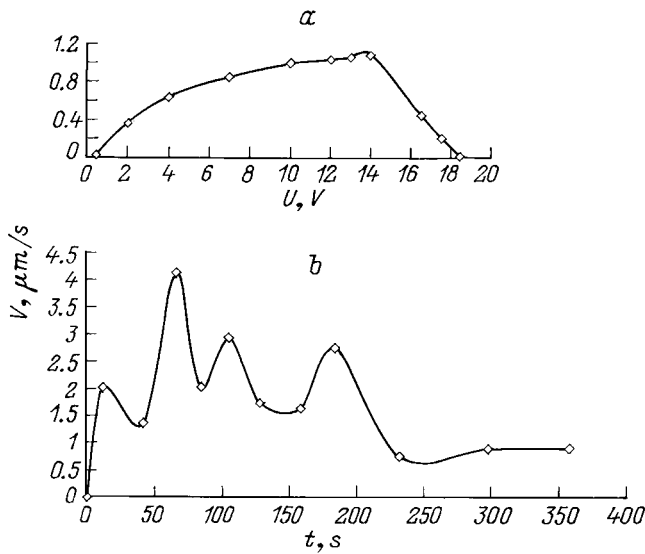


Рис. 1. 1 — планарно-ориентированный НЖК, 2 — частицы алюминиевого порошка, 3 — стеклянные подложки с прозрачным электропроводящим покрытием, 4 — циркулирующая вода, 5 — световое освещение, 6 — микроскоп.



**Рис. 2.** Зависимость напряжения электрического поля  $U$  от скорости потока ЖК  $V$  при толщине ячейки  $L = 70 \mu\text{m}$  и перепада температуры  $\Delta T = 4.7^\circ$  (а) и осцилляционный характер установления скорости гидродинамического течения (б).

дикулярном градиенту температуры, отсутствовал. При толщине ячейки  $L = 70 \mu\text{m}$  и перепаде температуры  $\Delta T = 4.7^\circ\text{C}$  пороговое значение напряженности электрического поля для появления гидродинамического потока составляло  $U_{\text{thr}} = 0.25 \text{ V}$ . При увеличении напряженности скорость потока увеличивалась, стремясь к насыщению (рис. 2, а). Это увеличение связано с возрастанием градиента ориентации директора НЖК. При  $U = 14 \text{ V}$  скорость составляла  $V_{\text{max}} \approx 1.06 \mu\text{m/s}$ . Дальнейшее увеличение напряженности поля приводит к уменьшению градиента ориентации директора и скорости термомеханического гидродинамического потока до нуля при  $U = 18.4 \text{ V}$ . До установления стационарного потока скорость испытывает осцилляционные изменения, связанные с конкуренцией между переориентациями директора НЖК полем и гидродинамическим потоком (рис. 2, б).

**3.** Для теоретических оценок сначала рассмотрим термомеханический эффект в плоско-ориентированном нематике с директором  $\mathbf{n}$ :  $n_x = \sin \theta$ ,  $n_y = 0$ ,  $n_z = \cos \theta$ . Например, в случае гибридной ориентации  $\theta = \pm(\pi/2L)$ . Пусть на подложках ячейки ЖК поддерживаются температуры  $T(z=0) > T(z=L)$ . Тогда в присутствии градиента ориентации директора по  $z$ -координате возникает термомеханический гидродинамический поток в направлении оси  $x$ :  $\mathbf{V}(\mathbf{z}) = \mathbf{e}_x V_x(z)$ . Рассматриваем стационарную  $\partial/\partial t = 0$  и однородную задачу в плоскости  $(x, y)$  ( $\partial/\partial x = \partial/\partial y = 0$ ). В термомеханическом одноконстантном приближении ( $\xi_1 = \xi_2 = \dots \xi_{12} = \xi$ )

уравнение Навье–Стокса получаем в виде [5]

$$\begin{aligned} & \left( \eta_1 n_x^2 + \eta_2 n_z^2 \right) \frac{d^2 V_x}{dz^2} + 2(\eta_1 - \eta_2) n_x n_z \frac{d\theta}{dz} \frac{dV_x}{dz} \\ &= \frac{1}{4} \xi \nabla T \left( \frac{d\theta}{dz} \right)^2 \left( 3 - n_x n_z - 15 n_x^2 + 16 n_x^3 n_z + 12 n_x^4 \right) \\ &+ \frac{1}{4} \xi \nabla T \frac{d\theta}{dz} \left( 3 + 3 n_x n_z - n_x^2 - 3 n_x^3 n_z + 4 n_x^4 \right). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $\nabla T = (dT/dz)$  — градиент температуры;  $\eta_1$ ,  $\eta_2$  — коэффициенты вязкости Мессовича. Для конкретного вида распределения  $\theta(z)$  надо решать уравнение (1) численно с граничными условиями  $V_x(z=0) = V_x(z=L) = 0$  и получить распределение скорости  $V_x(z)$ . Это распределение имеет вид, близкий к параболическому, с максимумом в центре ячейки. В случае гибридной ячейки этот максимум имеет вид

$$V_{\text{max}} \approx 0.148 \frac{\Delta T}{L(\eta_2 - \eta_1)}. \quad (2)$$

Теперь рассмотрим нематический жидкий кристалл с исходно однородным распределением директора. В такой ячейке в отсутствие градиента директора не возникнет термомеханический гидродинамический поток. Однако под действием внешних полей можно деформировать распределение директора и индуцировать термомеханический эффект. Известно [8], что при пороговом значении напряженности электрического поля

$$E_{\text{thr}} = \frac{\pi}{2L} \sqrt{\frac{4\pi K}{\varepsilon_a}},$$

где  $K$  — константа упругости Франка,  $\varepsilon_a$  — анизотропия диэлектрической проницаемости, возникает переход Фредерикса, при котором молекулы переориентируются на угол  $\theta$

$$\theta = \theta_m \sin \frac{\pi z}{2L}, \quad \theta_m = \sqrt{\frac{E - E_{\text{thr}}}{E_{\text{thr}}}}. \quad (3)$$

Подставляя распределение (3) в уравнение (1) и интегрируя, для максимальной скорости получаем

$$V_{\text{max}} = \frac{\pi \Delta T}{64L\eta_2} \xi \theta_m. \quad (4)$$

Полученная зависимость скорости гидродинамического потока от градиента температуры  $(\Delta T)/L$  хорошо согласуется с экспериментальными результатами. Таким образом, в ячейке НЖК с исходно однородным распределением директора можно индуцировать полем термомеханический эффект, заключающийся в том, что в присутствии вертикального градиента температуры возникает однородный гидродинамический поток перпендикулярно нормали плоскости переориентации директора полем и градиента температуры. В приведенном эксперименте

неоднородность распределения директора обеспечивало квазистатическое электрическое поле. Между тем термо-механический эффект в однородных ячейках можно индуцировать как статическим магнитным, так и световым полем.

## Список литературы

- [1] *Leslie F.M.* // Proc. Roy. Soc. A. 1968. Vol. 307. P. 359.
- [2] *Stephen M.J., Straley J.P.* // Rev. Mod. Phys. 1974. Vol. 46. P. 617.
- [3] *Janossy J.* // Mol. Cryst. And Liq. Cryst. Lett. 1982. Vol. 72. P. 233.
- [4] *Шабанов В.Ф., Ветров С.Я., Жаркова Г.М.* и др. // Опт. и спектр. 1987. Т. 63. № 6. С. 1368.
- [5] *Акопян Р.С., Зельдович Б.Я.* // ЖЭТФ. 1984. Т. 87. Вып. 11. С. 1660.
- [6] *Лаврентович О.Д., Настишин Ю.А.* // Укр. физ. журн. 1987. Т. 32. № 6. С. 710.
- [7] *Акопян Р.С., Алавердян Р.Б., Сантросян Э.А.* и др. // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23. Вып. 17. С. 77.
- [8] *Блинов Л.М.* Электро- и магнитооптика жидких кристаллов. М.: Наука, 1978.