Формирование градиента температуры в гибридно-ориентированной жидкокристаллической ячейке под действием сдвигового напряжения

© А.В. Захаров, А.А. Вакуленко

Институт проблем машиноведения Российской академии наук,
Санкт-Петербург, Россия

E-mail: avak2vale@mail.ru

(Поступила в Редакцию 25 декабря 2008 г.)

Исследована ориентационная релаксация поля директора, скорости и температуры в гибридно-ориентированной жидкокристаллической ячейке (ЖК-ячейке) под действием сдвигового напряжения (СН), приложенного к одной из поверхностей ячейки. Рассмотрены случаи полной и частичной термической изоляции одной из поверхностей при условии, что на другой поверхности ячейки поддерживается постоянная температура. Время релаксации и влияние поля скорости на процессы переориентации поля директора исследованы для ряда гидродинамических режимов, возникающих в ЖК-ячейке под действием СН и градиента температуры, формирующегося по сечению ЖК-ячейки.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 09-02-00010-а).

PACS: 61.30.Cz, 64.70.Md

В последнее десятилетие наблюдается стремительный рост количества исследований в микрофлюидистике — области физики жидкостей в нанолитровых объемах ($1\,\mathrm{nl} = 10^{-12}\,\mathrm{m}^3$). Такой интерес к микрофлюидистике обусловлен широкими возможностями, открывающимися при использовании низкоразмерных анизотропных систем в прикладной биологии, медицине и микроэлектронике, а также с точки зрения изучения фундаментальных процессов, протекающих в этих системах [1–6]. В этой связи особый интерес представляют такие анизотропные системы, как жидкие кристаллы (ЖК) в микро- и наноскопических объемах (ЖК-ячейки), поскольку они являются основным элементом многих электронных приборов, таких как плоские ЖК-дисплеи, используемые в ноутбуках, органайзерах и сотовых телефонах [7]. В процессе эксплуатации этих электронных приборов ЖК-ячейки подвергаются воздействию внешних полей, как электромагнитных, так и температурных, что приводит к искажению распределения поля директора внутри ЖК-ячеек и, следовательно, изменению рабочих характеристик этих приборов. Поэтому излучению влияния внешних полей на характер распределения поля директора ЖК-фазы в микро- и наноскопических объемах сейчас уделяется большое внимание. В процессе эксплуатации ЖК-ячейки также могут подвергаться механическим воздействиям. Как было недавно показано [8], эти воздействия могут инициировать возникновение градиента температуры поперек ЖК-ячеек, которые в свою очередь являются дополнительным фактором, способствующим искажению поля директора внутри ЖК-ячеек. В настоящей работе предлагается описание одного из механизмов, ответственного за возникновение градиента температуры в ЖК-системе под действием механического воздействия на границе ячейки. Этот механизм, по-видимому, может быть положен в основу наносенсеров, преобразующих механическую энергию в направленные градиенты температуры.

Рассмотрим для этой цели гибридно-ориентированную нематическую ячейку (ГОНЯ), представляющую собой ЖК-каплю, помещенную между двумя параллельными поверхностями, разделенными двумя спейсорами и расположенными таким образом, что директор на верхней ($\hat{\mathbf{n}}_{z=d}$) и нижней ($\hat{\mathbf{n}}_{z=0}$) поверхностях ячейки сориентирован параллельно (планарно) и перпендикулярно (гомеотропно) обеим ограничивающим поверхностям. Это позволяет нам записать граничное условие для поля директора в виде

$$\theta_{z=0} = 0, \quad \theta_{z=d} = \frac{\pi}{2}, \tag{1}$$

где ось $\mathbf{z}$ направлена от нижней границы к верхней перпендикулярно обеим ограничивающим поверхностям, а угол θ (полярный угол) образован направлением директора $\hat{\mathbf{n}}$ и осью $\mathbf{z}$. При отсутствии внешних полей в такой ГОНЯ устанавливается линейное распределение поля директора, характеризующееся полярным углом $\theta(z) = \frac{\pi}{2d} z$ [9]. Здесь ось $\mathbf{x}$ совпадает с направлением директора на верхней ($\hat{\mathbf{n}}_{z=d}$) поверхности ячейки, а ось $\mathbf{y} = \mathbf{z} \times \mathbf{x}$ направлена перпендикулярно обеим осям $\mathbf{x}$ и $\mathbf{z}$. Таким образом, будем предполагать, что переориентация поля директора происходит в плоскости ZOX. Принимая во внимание тот факт, что толщина ГОНЯ $d \ll l$, где l — ширина или длина ячейки, можно предположить, что все физические величины, вовлеченные в процесс переориентации директора $\hat{\mathbf{n}}(t, z) = \sin\theta(t, z)\hat{\mathbf{i}} + \cos\theta(t, z)\hat{\mathbf{k}}$, зависят только от пространственной переменной z и времени t. Здесь $\hat{\mathbf{i}}, \hat{\mathbf{k}}$ — орты пространственных осей $\mathbf{x}$ и $\mathbf{z}$ соответственно, а $\hat{\mathbf{n}}$ — орт поля директора. Предположим далее, что на нижней поверхности поддерживается постоянная температура, в то время как верхняя поверхность полностью либо частично термически изолирована, что предполагает выполение условия

$$T_{z=0} = T_1,$$
$$-\lambda_\perp \left(\frac{\partial T(z)}{\partial z}\right)_{z=d} = Q_0, \qquad (2)$$

где $\lambda_\perp$ — коэффициент теплопроводности ЖК-фазы в направлении, перпендикулярном направлению директора $\hat{\mathbf{n}}$, а Q_0 — поток тепла через верхнюю поверхность. Принимая во внимание тот факт, что толщина ЖК-ячейки варьируется в пределах нескольких микрометров [7], будем считать, что плотность ЖК-фазы постоянна по сечению ячейки ($\rho_m = \mathrm{const}$). Таким образом, мы имеем дело с несжимаемой ЖК-фазой, и условие несжимаемости принимает вид

$$\frac{\partial v_x(t,z)}{\partial x} + \frac{\partial v_z(t,z)}{\partial z} = 0. \qquad (3)$$

Последнее условие с учетом отсутствия проскальзывания на одной из ограничивающих поверхностей ЖК-ячейки (например, нижней)

$$v_x(t,z)_{z=0} = 0, \quad v_z(t,z)_{z=0} = 0 \qquad (4)$$

приводит к тому, что в несжимаемой ГОНЯ существует только один гидродинамический поток, направленный параллельно ограничивающим поверхностям $\mathbf{v} = v_x(t,z)\hat{\mathbf{i}} = u(t,z)\hat{\mathbf{i}}$. Предположим далее, что в начальный момент времени к верхней границе ЖК-ячейки приложено сдвиговое напряжение (СН)

$$(\sigma_{zx})_{z=d} = \sigma^0_{zx}. \qquad (5)$$

Под действием этого СН σ^0_{zx} в ГОНЯ возникает упругий $\mathbf{T}_{\mathrm{elast}} = -\big(\mathscr{G}(\theta)\theta_{zz} + \frac{1}{2}\mathscr{G}_\theta(\theta)\theta_z^2\big)\mathbf{j}$, вязкий $\mathbf{T}_{\mathrm{vis}} = \big(\gamma_1\theta_t - \mathscr{A}(\theta)u_z\big)\mathbf{j}$ и термомеханический [8,10] $\mathbf{T}_{\mathrm{tm}} = \xi\theta_z T_z(\frac{1}{2} + \sin^2\theta)\hat{\mathbf{j}}$ моменты, действующие на единицу объема ЖК-фазы. Здесь $\theta_{zz} = \partial^2\theta(t,z)/\partial z^2$, $\theta_t = \partial\theta(t,z)/\partial t$, $u_z = \partial u(t,z)/\partial z$, $\xi = 10^{-12}\,\mathrm{J/m\cdot K}$ — термомеханическая постоянная [10], а функции $\mathscr{G}(\theta) = K_1\sin^2\theta + K_3\cos^2\theta$ и $\mathscr{A}(\theta) = \frac{1}{2}(\gamma_1 - \gamma_2\cos 2\theta)$ отражают суть упругих и вязких сил соответственно. В этих выражениях K_1 и K_3 — упругие постоянные Франка, зависящие от температуры и соответствующие поперечным и продольным модам деформации, а $\gamma_i (i = 1, 2)$ — коэффициенты вращательной вязкости нематика, которые также могут зависеть от температуры. При этих условиях уравнение баланса моментов, действующих на единицу объема ЖК-ячейки, принимает безразмерный вид [8,11]

$$\bar{\gamma}_1(\chi)\theta_\tau = \bar{\mathscr{A}}(\theta)u_z + \big(\bar{\mathscr{G}}(\theta)\theta_z\big)_z - \frac{1}{2}\bar{\mathscr{G}}_\theta\theta_z^2 - \delta_1\theta_z\chi_z\left(\frac{1}{2} + \sin^2\theta\right), \qquad (6)$$

где $\chi(\tau,z) = T(\tau,z)/T_{NI}$ — безразмерная температура, $\bar{\gamma}_1(\chi) = \frac{\gamma_1(\chi)}{\gamma_{10}}$ — безразмерный коэффициент вращательной вязкости, T_{NI} — значение температуры, соответствующее переходу нематик–изотропная жидкость, $\bar{\mathscr{A}}(\theta) = \mathscr{A}(\theta)/\gamma_{10}$ и $\bar{\mathscr{G}}(\theta) = \mathscr{G}(\theta)/K_{10}$ — безразмерные функции, зависящие от полярного угла, $\delta_1 = \xi\,\frac{T_{NI}}{K_{10}}$ — безразмерный параметр системы, γ_{10} и K_{10} — максимальное значение коэффициентов γ_1 и K_1 в интервале температур, соответствующих нематической фазе, а $\tau = tK_{10}/(\gamma_{10}d^2)$ и $\bar{z} = z/d$ — безразмерные время и пространственная переменная по сечению ЖК-ячейки толщиной d. Здесь и далее под z будем подразумевать z/d. Два других уравнения, описывающих состояние ЖК-ячейки под действием СН σ^0_{zx}, являются уравнениями сохранения баланса импульсов и энтропии и в этих условиях принимают безразмерный вид [8,11]

$$\delta_2\partial_\tau u(\tau,z) = \partial_z\bar{\sigma}_{zx}, \qquad (7)$$

$$P_z(\tau,z) + \frac{\partial R}{\partial\theta_\tau}\theta_z = 0, \qquad (8)$$

$$\delta_3\partial_\tau\chi(\tau,z) = \big[\chi_z(\lambda\cos^2\theta) + \sin^2\theta\big]_z + \delta_4\left[\chi\theta_z\left(\theta_\tau\left(\frac{1}{2} + \sin^2\theta\right) - \frac{3}{2}u_z\sin^2\theta\right)\right]_z = 0. \qquad (9)$$

Здесь $\delta_2 = \frac{\rho_m K_{10}}{\gamma_{10}^2}$, $\delta_3 = \frac{\rho_m C_P K_{10}}{\gamma_{10}\lambda_\perp}$ и $\delta_4 = \xi\,\frac{T_{NI}}{K_{10}}$ — еще три параметра системы, в то время как $\bar{\sigma}_{zx} = \frac{\delta\bar{R}}{\delta u_z} = \bar{h}(\theta)u_z - \bar{\mathscr{A}}(\theta)\theta_\tau - \frac{3}{2}\delta_1\chi_z\theta_z\sin^2\theta$ — безразмерная тангенциальная составляющая тензора напряжений σ_{ij} [12], а $\bar{\mathscr{R}} = \frac{\gamma_{10}d^4}{K_{10}^2}\mathscr{R}$ — полная безразмерная диссипационная функция Рэлея (ДФР) [8,11,12]. В свою очередь полная размерная ДФР $\mathscr{R}$ может быть представлена в виде суммы $\mathscr{R} = \mathscr{R}_{\mathrm{vis}} + \mathscr{R}_{\mathrm{tm}} + \mathscr{R}_{\mathrm{th}}$, где $\mathscr{R}_{\mathrm{vis}} = \frac{1}{2}h(\theta)u_z^2 - \mathscr{A}(\theta)\theta_t u_z + \frac{1}{2}\gamma_1\theta_t^2$ — вязкий, $\mathscr{R}_{\mathrm{tm}} = \xi\theta_t\theta_z T_z(\frac{1}{2} + \sin^2\theta) - \frac{3}{2}\xi T_z u_z\theta_z\sin^2\theta$ — термомеханический и $\mathscr{R}_{\mathrm{th}} = \frac{1}{2T}(\lambda_\parallel\cos^2\theta + \lambda_\perp\sin^2\theta)$ — термический вклады в ДФР соответственно [8,10,11]. Здесь $\bar{h}(\theta) = \frac{h(\theta)}{\gamma_{10}} = [\alpha_1\sin^2\theta\cos^2\theta - \mathscr{A}(\theta)\theta_t u_z + \frac{1}{2}\alpha_4 + g(\theta)]/\gamma_{10}$ и $g(\theta) = \frac{1}{2}(\alpha_6\sin^2\theta + \alpha_5\cos^2\theta)$ — две зависящие от коэффициентов Лесли α_i $(i = 1, \dots, 6)$ [9,12] гидродинамические функции полярного угла θ. $\bar{P}(\tau,z) = \frac{d^2}{K_{10}}P(\tau,z)$ — безразмерное гидростатическое давление в ЖК-ячейке, которое состоит из двух вкладов: вязкого вклада, определяемого величиной $\int_0^z \frac{\partial R(\tau,z)}{\partial\theta_\tau}\theta_z\,dz$, и упругого вклада, определяемого потенциалом Франка $\frac{1}{2}\mathscr{G}(\theta)\theta_z^2$, $\lambda = \frac{\lambda_\parallel}{\lambda_\perp}$, где $\lambda_\parallel$ и $\lambda_\perp$ — коэффициенты теплопроводности ЖК-ячейки в направлениях, параллельном и перпендикулярном направлению директора $\hat{\mathbf{n}}$ соответственно, а C_p — коэффициент теплоемкости ЖК-ячейки. Таким образом, формирование градиента температуры по сечению ГОНЯ, в которой верхняя поверхность полностью либо частично термически изолирована и к которой приложено СН σ^0_{zx}, а на нижней поверхности поддерживается постоянная температура, описывается системой нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных (5)–(8), дополненных граничными условиями (1), (2), (4) и (5).

В случае ЖК-ячейки, образованной молекулами 4-n-пентил-n'-цианобифенил (5ЦБ), температурный интервал существования нематической фазы соответствует $295 \le T \le T_{NI} \approx 307\,\mathrm{K}$. В этом интервале температур значения коэффициентов упругости $K_1(T)$ и $K_3(T)$ варьируется между 5 и 13 pN и 8 и 19 pN [13] соответственно, в то время как данные для $\gamma_1(T)$ [14] изменяются между 0.033 и 0.077 Pa · s соответственно.

Значения коэффициентов теплоемкости и теплопроводности в этом температурном интервале в среднем постоянны и равны $C_p = 10^3\,\mathrm{J/kg\cdot K}$ [15], $\lambda_\parallel = 0.24\,\mathrm{W/m\cdot K}$, $\lambda_\perp = 0.13\,\mathrm{W/m\cdot K}$ [16] соответственно. С учетом значений коэффициентов Лесли, соответствующих нематической фазе 5ЦБ [14], величины параметров δ_i $(i = 1, \dots, 4)$ равны $\delta_1 = 24$, $\delta_2 = 2\cdot 10^{-6}$, $\delta_3 = 6\cdot 10^{-4}$, $\delta_4 = 2\cdot 10^{-9}$. Поэтому с учетом того, что $\delta_i \ll 1$ $(i = 2, 3, 4)$, уравнения (7) и (9) упрощаются и принимают вид

$$\bar{h}(\theta)u_z - \bar{\mathcal{A}}(\theta)\theta_\tau - \frac{3}{2}\,\delta_1\chi_z\theta_z\sin^2\theta = \sigma^0_{zx}, \qquad (10)$$

$$\left[\chi_z(\lambda\cos^2\theta + \sin^2\theta)\right]_z = 0 \qquad (11)$$

соответственно.

Таким образом, система нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных (6), (10) и (11) описывает процесс переориентации поля директора $\theta(\tau, z)$ в ГОНЯ под действием СН σ^0_{zx}, приложенного к верхней границе нематической ячейки, которая полностью либо частично термически изолирована, в то время как на нижней границе поддерживается постоянная температура. В соответствии с этой задачей граничные условия для поля температуры и директора могут быть записаны в безразмерном виде как

$$\chi_{z=0} = \chi_1, \quad (\chi_z)_{z=1} = q_0,$$

$$\theta_{z=0} = 0, \quad \theta_{z=1} = \frac{\pi}{2}, \qquad (12)$$

где $\chi_1 = \frac{T_1}{T_{NI}}$ — безразмерная температура на нижней границе ячейки, а $q_0 = -\frac{Q_0 d}{T_{NI}\lambda_\perp}$ — безразмерный тепловой поток через верхнюю границу ЖК-ячейки. Из уравнения (11) непосредственно следует, что градиент температуры, формирующийся по сечению ЖК-ячейки, пропорционален потоку тепла q_0 через верхнюю поверхность нематической ячейки

$$\chi_z = \frac{q_0}{\lambda\cos^2\theta + \sin^2\theta}. \qquad (13)$$

Таким образом, из уравнения (13) следует, что в ГОНЯ с термически изолированной верхней границей

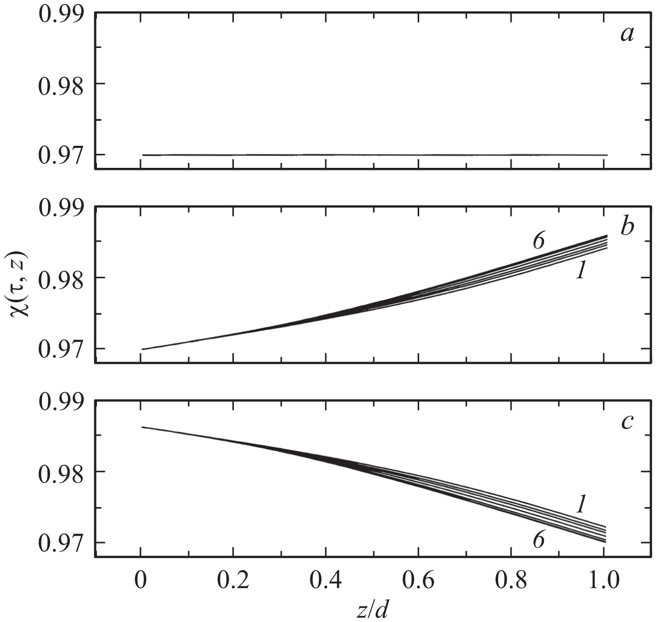

Рис. 1. Релаксация безразмерного поля температуры $\chi(\tau, z)$ к равновесному распределению по сечению ГОНЯ, соответствующему кривой *6*, под действием СН $\sigma^0_{zx} = 10$ для трех случаев термической изоляции границы. *a* — случай полной $(q_0 = 0)$ изоляции; *b, c* — случаи частичной $(q_0 = 0.02)$ (*b*) и $(q_0 = -0.02)$ (*c*) термической изоляции верхней ограничивающей поверхности. В случаях *b* и *c* тепловой поток направлен внутрь и из ячейки соответственно. Кривые *1–6* представляют собой решение системы уравнений (6), (10) и (11) с граничными условиями (4), (5) и (12). Кривая *1* соответствует значению $\tau \sim 10^{-3}$, кривая *6* — равновесному распределению спустя время $\tau_R \sim 0.32(\sim 0.045\,\mathrm{s})$.

градиент температуры $\chi_z = 0$, и вся механическая энергия СН σ^0_{zx} диссипирует так, что в ЖК-ячейке генерируется гидродинамический поток $u(\tau, z)$, направленный параллельно ограничивающим поверхностям и вызывающий переориентацию поля директора $\theta(\tau, z)$. В случае частичной термической изоляции верхней поверхности ГОНЯ, подразумевающей наличие теплового потока q_0 внутрь либо из ячейки, по сечению ЖК-ячейки формируется градиент температуры, величина которого пропорциональна величине q_0, а его направление зависит от того, в какую сторону направлен тепловой поток. На рис. 1 представлены результаты расчета профиля температуры $\chi(\tau, z)$ по сечению безразмерной ГОНЯ для трех случаев термической изоляции верхней границы. В первом случае (рис. 1, *a*) поверхность полностью термически изолирована, и как следствие температура постоянна по всему сечению ЖК-ячейки, в то время как в двух других случаях мы имеем дело с частичной термоизоляцией верхней границы, что подразумевает наличие теплового потока, направленного как внутрь (рис. 1, *b*), так и вне их (рис. 1, *c*) ЖК-ячейка. В случае, представленном на рис. 1, *b*, мы имеем дело с разогревом $(\chi_{z=1} \sim 0.986(\sim 304\,\mathrm{K}))$, а в случае, приведенном на рис. 1, *c*, — с охлаждением $(\chi_{z=1} \sim 0.97(\sim 298\,\mathrm{K}))$

верхней ограничивающей поверхности по сравнению с температурой, поддерживаемой на нижней границе ЖК-ячейки. В обоих случаях величина теплового потока равна $q = 0.02$, что соответствует величине размерного теплового потока $Q_0 \sim 200\,\mathrm{nW}/\mu\mathrm{m}^2$, направленного через верхнюю границу внутрь либо из пятимикрометровой ЖК-ячейки.

В случае такого теплового потока, как $Q_0 \sim \pm 200\,\mathrm{nW}/\mu\mathrm{m}^2$ $(q_0 = \pm 0.02)$, спустя время $t_R \sim 0.045\,\mathrm{s}$ $(\tau_R \sim 0.32)$ (кривая *6* на рис. 1, *b* или *c*) устанавливается равновесное распределение поля температуры $T_{\mathrm{eq}}(z)$ $(\chi_{\mathrm{eq}}(z))$ по сечению пятимикрометровой ЖК-ячейки, характеризующейся тем, что на нижней ограничивающей поверхности поддерживается постоянная температура $T_{z=0} = 298\,\mathrm{K}$ $(\sim \chi_{z=0} = 0.97)$ (рис. 1, *b*), в то время как на верхней поверхности устанавливается окончательная температура $T_{z=d} = 304\,\mathrm{K}$ $(\sim \chi_{z=1} = 0.986)$ (рис. 1, *b*). Для случая, представленного на рис. 1, *c*, последовательность чередования температур меняется. Следует отметить, что размерная величина теплового потока Q_0 подобрана таким образом, чтобы вариации поля температуры оставались в области существования ЖК-фазы. Во всех трех случаях $(q_0 = 0, \pm 0.02)$ результаты расчета эволюции гидродинамического потока $u(\tau, z)$, направленного параллельно ограничивающим поверхностям, и переориентация поля директора $\theta(\tau, z)$, обусловленные этими потоками, представлены на рис. 2 и 3 соответственно. Следует отметить, что для случая подвижной верхней границы $(z = 1)$ при условии, что приложено достаточно большое СН $\sigma^0_{zx} = 10(\sim 5\,\mathrm{pN}/\mu\mathrm{m}^2)$, влияние термомеханических сил (градиента температуры) на эволюцию поля директора практически незаметно (рис. 3, *a*–*c*). При этом время релаксации как поля директора и гидродинамического потока, так и поля температуры к их равновесным распределениям по сечению ЖК-ячейки практически не меняется и равно $\tau_R \sim 0.32\,(\sim 0.045\,\mathrm{s})$.

Наши расчеты также показали, что с изменением направления СН с положительного $(\sigma^0_{zx} = 10)$ на отрицательное $(\sigma^0_{zx} = -10)$ характер переориентации поля директора претерпевает как количественное, так и качественное изменение (рис. 4). В случае, когда СН $\sigma^0_{zx} = -10\,(\sim -5\,\mathrm{pN}/\mu\mathrm{m}^2)$, начальная ориентация поля директора, характеризующаяся линейной зависимостью полярного угла $\theta(z) = \frac{\pi}{2}z$ по сечению ГОНЯ, претерпевает такое изменение, что поле директора вблизи нижней ограничивающей поверхности переориентируется в отрицательном направлении, характеризующимся отрицательными значениями полярного угла $\theta(\tau, z)$ (рис. 4, *b*). По мере переориентации поля директора область отрицательных значений полярного угла $\theta(\tau, z)$ расширяется вплоть до значения $\theta_{\mathrm{eq}}(z = 0.31) = 0.3(\sim 17^\circ)$, а область отрицательных значений полярного угла θ простирается до $z \sim 0.6$. Такая сложная переориентация поля директора осуществляется под действием как гидродинамического потока, обусловленного СН σ^0_{zx}, так и термомеханической силы, обусловленной наличием градиента температуры. Эволюция распределения поля скорости $u(\tau, z)$ по сечению ГОНЯ для случая $\sigma^0_{zx} = \pm 10$ представлена на рис. 5, *a* и *b* соответственно. В случае положительной направленности СН $\sigma^0_{zx} = 10$ начальная ориентация поля директора, характеризующаяся также линейной зависимостью полярного угла от расстояния до нижней границы ЖК-ячейки, под действием СН монотонно пере-

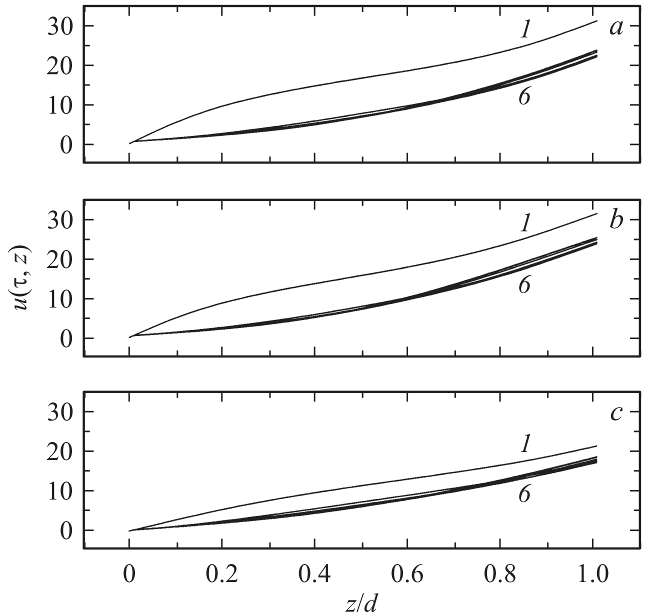

Рис. 2. Эволюция безразмерного поля скорости $u(\tau, z)$ к равновесному распределению $u_{\mathrm{eq}}(z)$ по сечению ГОНЯ под действием СН $\sigma^0_{zx} = 10$. Обозначения те же, что на рис. 1.

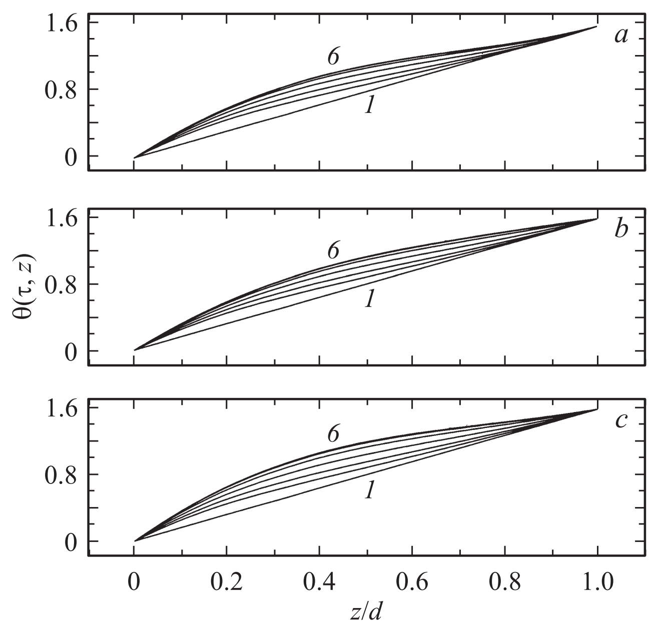

Рис. 3. Релаксация полярного угла $\theta(\tau, z)$ к равновесному распределению $\theta_{\mathrm{eq}}(z)$ по сечению ГОНЯ. Обозначения те же, что на рис. 1.

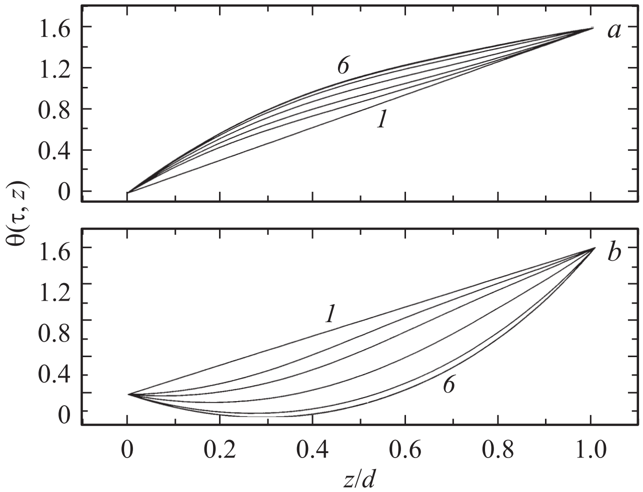

Рис. 4. Релаксация полярного угла $\theta(\tau, z)$ к равновесному распределению $\theta_{\mathrm{qe}}(z)$ по сечению ГОНЯ под действием СН $\sigma^0_{zx} = 10$ (a) и -10 (b) соответственно. В обоих случаях величина теплового потока $q_0 = 0.02$ направлена внутрь ячейки. Обозначения кривых то же, что на рис. 1.

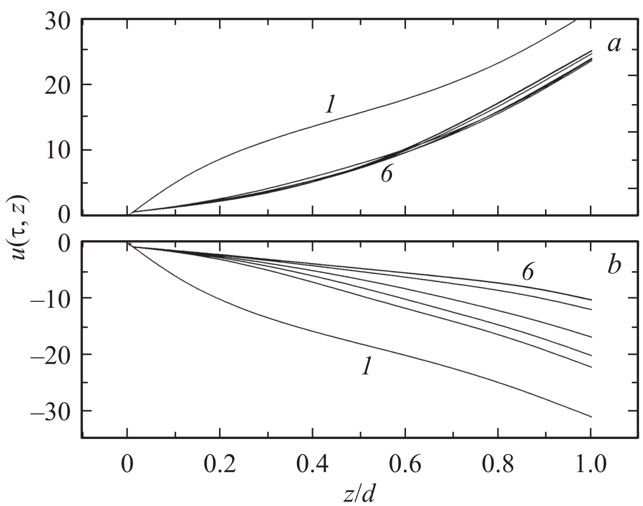

Рис. 5. Эволюция безразмерного поля скорости $u(\tau, z)$ к равновесному распределению $u_{\mathrm{eq}}(z)$ по сечению ГОНЯ. Обозначения те же, что на рис. 4.

ориентируется в положительном направлении по всему сечению ГОНЯ и представлена на рис. 4, a.

Наши вычисления также показали, что влиянием термомеханических сил, обусловленных наличием градиента температуры по сечению ЖК-ячейки, при значениях СН $|\sigma^0_{zx}| \sim 10$ можно пренебречь. По мере того как абсолютная величина $|\sigma^0_{zx}|$ убывает, влияние термомеханических сил возрастает. Посредством численного анализа системы нелинейных уравнений в частных производных, описывающих переориентацию поля директора под действием СН, приложенного в верхней ограничивающей поверхности нематической ячейки, нам удалось оценить величины СН σ^0_{zx} и теплового потока q_0, при которых отсутствует проскальзывание нематической жидкости на верхней ограничивающей поверхности. На рис. 6 представлены результаты расчета величины гидродинамической скорости $u_{z=1}(z)$ на верхней поверхности ЖК-ячейки в зависимости от приложенного СН σ^0_{zx}. Установлено, что с ростом абсолютной величины СН, приложенного в отрицательном направлении к верхней ограничивающей поверхности, величина скорости убывает и меняет направление при значениях $\sigma^0_{zx} \sim -0.97$ $(-0.5\,\mathrm{pN}/\mu\mathrm{m}^2)$. При этом тепловой поток $q_0 = 0.02$ $(Q_0 \sim 200\,\mathrm{nW}/\mu\mathrm{m}^2)$ был направлен внутрь нематической ячейки. Необходимо также отметить, что механическое воздействие на ЖК-ячейку, приложенное перпендикулярно ограничивающим поверхностям $(\sigma_{xx}, \sigma_{zz})$, не влияет на характер переориентации поля деректора, поскольку в нашем случае нормальные компоненты σ_{ij} не вносят вклад в уравнение баланса импульсов (10).

Предыдущие исследования ориентированных процессов релаксации в цианобифенилах, таких как 5ЦБ [8,11,17], которые образуют нематическую фазу при температурах, близких к комнатным, показали, что гидродинамическое течение ЖК-фазы в горизонтальном направлении способно сформировать градиент температуры по сечению ГОНЯ, а величина и направление этого градиента зависят от формы и направления гидродинамического потока [8]. Под формой потока понимается профиль скорости по сечению ЖК-ячейки, характеризующийся конечной величиной скорости сдвига $\dot{\gamma} = u_z$. В частности, было показано, что величина $\dot{\gamma}$ сильно влияет на величину перепада температуры $\Delta T = T_2 - T_1$ по сечению гибридно-ориентированной ЖК-ячейки [8]. В случае механической деформации под действием сдвигового напряжения, приложенного к планарно ориентированной границе ЖК-ячейки, по сечению ГОНЯ градиент температуры формируется лишь при условии неполной термической изоляции этой границы. Величина этого градиента температуры пропорциональна величине теплового потока, направленного через верхнюю

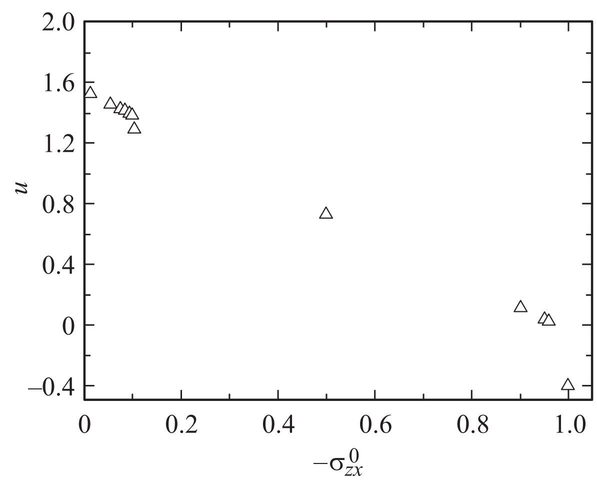

Рис. 6. Зависимость гидродинамической скорости $u(z)_{z=1}$ на верхней ограничивающей поверхности ячейки от величины СН σ^0_{zx} при фиксированном тепловом потоке $q_0 = 0.02$, направленном внутрь ГОНЯ.

ограничивающую поверхность. В свою очередь величина ΔT была выбрана таким образом, чтобы система оставалась в жидкокристаллическом состоянии. Если же достигалась полная термическая изоляция верхней ограничивающей поверхности при условии, что на нижней температура была постоянна, то вся механическая энергия, соответствующая сдвиговому напряжению, диссипировала в форме гидродинамического потока, направленного параллельно ограничивающим поверхностям ЖК-ячейки, вызывая таким образом переориентацию поля директора. Было показано, что изменение направления сдвигового напряжения (например, с положительного на отрицательное) качественно меняет характер релаксации поля директора. Для примера можно сравнить рис. 4, *a* и *b*. Все это свидетельствует о том, что характер сдвигового напряжения не только сильно влияет на ориентацию поля директора ЖК-ячейки, но и способен при определенных условиях термической изоляции ограничивающей поверхности сформировать градиент температуры по сечению ЖК-ячейки. Таким образом, мы надеемся, что настоящая работа дает ответы на некоторые вопросы, связанные с описанием релаксационных процессов, протекающих в ЖК-ячейках под действием механической деформации этих ячеек, а также предлагает описание механизма, ответственного за возникновение градиента температуры в ЖК-ячейках.

Список литературы

[1] A.D. Stroock, S.K.W. Dertinger, A. Ajdari, I. Mezic, H.A. Stone, G.M. Whitesides. Science **295**, 647 (2002).
[2] T. Thorsen, S.J. Maerkl, S.R. Quake. Science **298**, 580 (2002).
[3] G.M. Whitesides. Nature **442**, 368 (2002).
[4] N. Garnier, R.O. Grigoriev, M.F. Schatz. Phys. Rev. Lett. **91**, 054 501 (2005).
[5] T.M. Squires, S.R. Quake. Rev. Mod. Phys. **77**, 977 (2005).
[6] F.M. Weinert, J.A. Krans, T. Franosch, D. Braun. Phys. Rev. Lett. **100**, 164 501 (2008).
[7] D.K. Yang, S.T. Wu. Fundamentals of liquid crystal devices. John Wiley, N.Y. (2006). 394 p.
[8] A.V. Zakharov, A.A. Vakulenko. Chem. Phys. Lett. **454**, 80 (2008).
[9] P.G. de Gennes, J. Prost. The physics of liquid crystals. Oxford University Press, Oxford (1995). 349 p.
[10] Р.С. Акопян, Б.Я. Зельдович, ЖЭТФ **87**, 1660 (1984).
[11] A.V. Zakharov, A.A. Vakulenko, J. Chem. Phys. **127**, 084 907 (2007).
[12] I.W. Stewart. The static and dynamic continuum theory of liquid crystals. Taylor and Francis, London (2004). 345 p.
[13] N.V. Madhusudana, R.P. Ratibha. Mol. Cryst. Liq. Cryst. **89**, 2493 (1982).
[14] A.G. Chmielewski. Mol. Cryst. Liq. Cryst. **132**, 339 (1986).
[15] P. Jamee, G. Pitsi, J. Thoen. Phys. Rev. E **66**, 021 707 (2002).
[16] M. Marinelli, A.K. Ghosh, F. Mercuri. Phys. Rev. E **63**, 061 713 (2001).
[17] А.В. Захаров, А.А. Вакуленко. ФТТ **50**, 1906 (2008).