

ПЕРЕХОД ФРЕДЕРИКСА В НЖК ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЦИРКУЛЯРНО ПОЛЯРИЗОВАННОЙ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ

А.С.Золотько, А.П.Сухоруков

Теоретически показано, что вблизи порога перехода Фредерикса в гомеотропно ориентированном нематическом жидком кристалле под действием циркулярно поляризованной световой волны имеют место эффекты бистабильности и ограничения угла переориентации директора.

Ряд экспериментов ¹⁻³ выявил принципиальное отличие светоиндуцированного перехода Фредерикса (СПФ) в гомеотропно ориентированном нематическом жидком кристалле (НЖК) под действием циркулярно поляризованной волны от СПФ в линейно поляризованной волне. Так, в ^{1,2} при использовании самофокусировки в качестве метода исследования переориентация директора вообще не была зарегистрирована при значениях плотности мощности D_0 в 3 и более раз превышавших пороговую величину $p_{\text{лин}}$ для линейно поляризованной волны. Более тонкий поляризационный эксперимент ³ показал, что при $p \geq 2p_{\text{лин}}$ после директора искажается (в согласии с теорией ⁴), однако величина переориентации весьма мала. Кроме этого, в ³ была обнаружена бистабильность директора. В ⁵ было указано, что сложность надпорогового поведения НЖК связана с энергообменом необыкновенной и обыкновенной волн, вызванным неплоским характером поля директора. Однако теория переориентации директора ⁵, ограниченная рамками метода возмущений и не учитывающая упругую релаксацию неплоских деформаций, не позволила определить установившееся движение директора и описать эффект бистабильности. В настоящей работе представлена последовательная теория СПФ в циркулярно поляризованном поле.

В декартовой системе координат, ось y которой перпендикулярна стенкам кюветы, компоненты директора выразим через полярный ψ и азимутальный φ углы:

$$n_x = \sin \psi \cos \varphi, \quad n_y = \cos \psi, \quad n_z = \sin \psi \sin \varphi.$$

Состояние поляризации плоской монохроматической световой волны будем описывать параметрами Стокса S_1 , S_2 и S_3 ⁶, которые определим по отношению к необыкновенной и обыкновенной волнам.

Самосогласованная система уравнений для светового поля и директора ⁷ может быть приведена к виду:

$$\sin^2 \psi \frac{\partial \varphi}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial \eta} \sin^2 \psi \right) + \delta S_1 \sin^2 \psi, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \psi}{\partial \eta^2} - \left(\frac{\partial \varphi}{\partial \eta} \right)^2 \sin \psi \cos \psi + \delta(1 + S_3) \sin \psi \cos \psi, \quad (2)$$

$$\frac{\partial S_1}{\partial \eta} = 2N \sin^2 \psi S_2 - 2 \frac{\partial \varphi}{\partial \eta} S_3, \quad (3)$$

$$\frac{\partial S_2}{\partial \eta} = -2N \sin^2 \psi S_1, \quad (4)$$

$$\frac{\partial S_3}{\partial \eta} = 2 \frac{\partial \varphi}{\partial \eta} S_1. \quad (5)$$

Здесь $\tau = t/\tau_0$, $\eta = \pi y/L$, $\delta = p/p_0$ — безразмерные время, координата и плотность мощности, $\tau_0 = \gamma_1 L^2/\pi^2 K$, $p_0 = \pi^2 c^2 K/\Delta n L^2$, $N = \Delta n L/\lambda$, $\Delta n = \Delta \epsilon \epsilon_{\perp}^{1/2}/2\epsilon_{\parallel}$, L — толщина кристалла, γ_{\perp} — вязкость, ϵ_{\perp} и ϵ_{\parallel} — главные значения тензора диэлектрической проницаемости, $\Delta \epsilon = \epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp}$, K — упругая постоянная Франка, λ — длина световой волны.

Полагая $\psi(\eta, \tau) = \psi_0(\tau)\sin\eta$ и $\varphi(\eta, \tau) = \varphi_0(\tau) + \varphi_1(\tau)\cos\eta$ и используя при решении системы (3) — (5) метод возмущений по параметру φ_1 , с учетом граничного условия S_2 ($\eta = 0$) = 1 приходим к системе обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\frac{d\varphi_1}{d\tau} = -3\varphi_1 + \delta f_1, \quad (6)$$

$$\frac{dQ}{d\tau} = 2Q(\delta - 1) - \frac{3}{4}\varphi_1^2 - \delta\varphi_1 f_2 - \frac{\delta Q^2}{N}, \quad (7)$$

где $Q = N\psi_0^2$,

$$f_1(Q) = \frac{8}{\pi} \int_0^{\pi} \sin^2 \eta \cos \eta \sin \left[Q \left(\eta - \frac{\sin 2\eta}{2} \right) \right] d\eta,$$

$$f_2(Q) = \frac{4}{\pi} \int_0^{\pi} \sin^2 \eta d\eta \int_0^{\eta} \sin \eta' \sin \left[Q \left(\eta' - \frac{\sin 2\eta'}{2} \right) \right] d\eta'.$$

Функции f_1 и f_2 с хорошей точностью могут быть аппроксимированы в интервале $0 < Q < 1,1$ простыми выражениями

$$f_1(Q) = -0,6 \sin \pi Q, \quad f_2(Q) = 1,1 \sin(\pi Q/2).$$

Временные изменения величин Q и φ_1 не зависят от угла поворота плоскости директора φ_0 (скорость вращения этой плоскости определена в ^{3, 7}).

Координаты Q стационарных точек системы (6) — (7) удовлетворяют уравнениям

$$Q = 0, \quad (8a)$$

$$\delta^2(f_1 f_2 + \frac{f_1^2}{4}) - 3\delta(1 - \frac{Q}{2N}) + 3 = 0. \quad (8b)$$

Тривиальное решение $Q = 0$ отвечает невозмущенному полю директора, корни соответствующего характеристического уравнения равны $\Gamma_1 = -3$ и $\Gamma_2 = 2(\delta - 1)$, т. е. значение $\delta = 1$ является порогом устойчивости. Нетривиальное решение, описывающее искаженное поле директора, представлено (при $N = \infty$) на рис. 1 (кривая 1). Зависимости корней характеристического уравнения

$$\Gamma^2 + (3 + \frac{2}{3}\delta^2 Q f_1 \frac{df_2}{dQ})\Gamma + 2\delta^2 Q \frac{d}{dQ}(f_1 f_2 + \frac{f_1^2}{4}) = 0 \quad (9)$$

от величины Q представлены на рис. 2. Из рис. 1 и 2 следует, что ветвь AB зависимости $Q(\delta)$ неустойчива, а ветвь BD устойчива (в точке B $\delta_B = 0,88$ и $Q_B = 0,64$). Таким образом, в интервале шириной $\Delta \delta = 1 - \delta_B$ имеет место бистабильность поля директора.

Обратимся к эксперименту. На рис. 1 (кривая 2) изображена зависимость $Q(\delta)$, рассчитанная для $N = 18$, что соответствует экспериментальным условиям работы ³. Величина ширины области бистабильности $\Delta\delta = 0,10$ хорошо согласуется с экспериментальным значением $\Delta\delta = 0,13$. Наблюдавшиеся в ⁸ затухающие осцилляции, предшествующие уста-

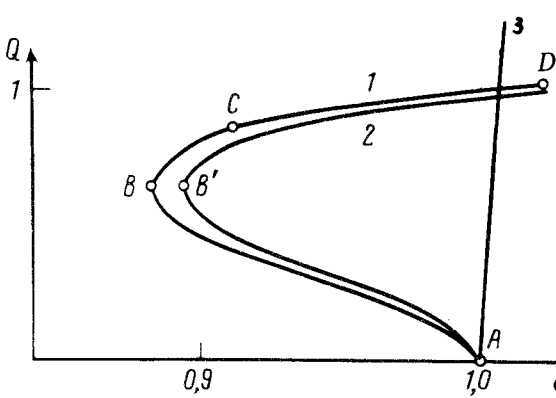


Рис. 1

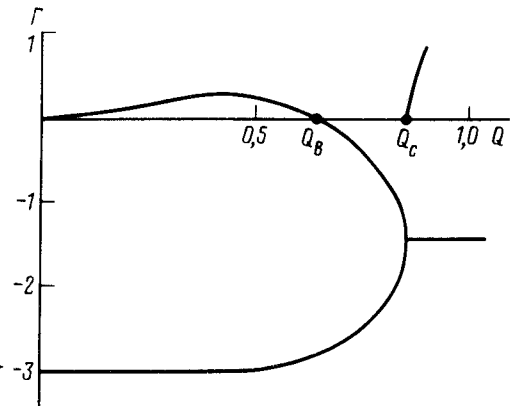


Рис. 2

Рис. 1. Зависимость (86) $Q(\delta)$ при $N = \infty$ (кривая 1) и $N = 18$ (кривая 2) и зависимость (10) $Q(\delta)$ при $N = 18$ (кривая 3)

Рис. 2. Зависимость корней характеристического уравнения (9) от Q при $N = \infty$. Для $Q < Q_C$ имеются два вещественных значения, Γ_1 и Γ_2 ; для $Q > Q_C$ Γ комплексно, нижняя кривая изображает $\text{Re}\Gamma$, а верхняя — $|\text{Im}\Gamma|$

новлению стационарного значения Q , объясняются тем, что при $Q > Q_C$ стационарная точка системы (6), (7) есть устойчивый фокус.

Отметим, что найденное решение $Q(\delta)$ принципиально отличается от линейной зависимости, характерной вблизи порога для переходов Фредерикса в линейно поляризованном световом и в квазистационарных полях. Такая же линейная зависимость

$$Q = 2N(\delta - 1) \quad (10)$$

следует и из (7), если пренебречь неплоскими деформациями поля директора ($\varphi_1 = 0$). Зависимость (10) при $N = 18$ приведена для сравнения на рис. 1 (кривая 3).

Как следует из (86) и рис. 1 полярный угол ψ переориентации директора ограничен малым значением $\psi_{\text{max}} \approx N^{-1/2}$. Поэтому СПФ в циркулярно поляризованной волне может не сопровождаться абберационной самофокусировкой.

Таким образом, представленная теория позволяет определить поле директора в циркулярно поляризованном световом поле и объяснить эффекты бистабильности и ограничения переориентации.

В заключение авторы выражают благодарность В.Ф. Китаевой за полезные обсуждения.

Литература

1. Золотко А.С., Кумеса В.Ф., Кроо Н. и др. Письма в ЖЭТФ, 1980, **32**, 170.
2. Csillag L., Janossy I., Kitaeva V.F. et al. Mol. Cryst. Liq. Cryst., 1981, **78**, 173.
3. Santamato E., Daino B., Romagnoli M. et al. Phys. Rev. Lett., 1986, **57**, 2423.

4. Зельдович Б.Я., Табирян Н.В. ЖЭТФ, 1982, 82, 1126.
5. Аракелян С.М., Григорян Г.Л., Караян А.С. и др. ЖЭТФ, 1988, 94, 188.
6. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля, М.: Наука, 1973.
7. Золотько А.С., Китаева В.Ф., Федорович В.Ю. Препринт ФИАН № 326, 1986.
8. Алавердян Р.Б., Аракелян С.М., Караян А.С. и др. Письма в ЖТФ, 1986, 13, 119.

Физический институт им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
5 апреля 1990 г.
После переработки
11 июня 1990 г.