

## СВЕТОИНДУЦИРОВАННЫЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД ВТОРОГО РОДА В ПРОСТРАНСТВЕННО-ОГРАНИЧЕННОЙ ОБЛАСТИ НЖК

*А.С.Золотко, В.Ф.Китиева, В.А.Куюмчян,  
Н.Н.Соболев, А.П.Сухоруков*

Проведено экспериментальное и теоретическое исследование динамики переориентации и релаксации поля директора гомеотропного кристалла ОЦБФ в узком световом пучке. Обнаружены специфические особенности.

1. Состояние немагического жидкого кристалла (НЖК), характеризуемое полем директора, может изменяться под действием внешних полей. При определенных условиях переориентация директора может идти по законам фазового перехода второго рода<sup>1</sup> (переходов Фредерикса<sup>2</sup>). В световых полях переход Фредерикса впервые наблюдался в<sup>3</sup>. Однако собственно явление фазового перехода в<sup>3</sup> изучено не было.

В настоящей работе представлены результаты первого исследования динамики переориентации и релаксации поля директора в гомеотропном кристалле ОЦБФ в узком световом пучке (поперечный размер пучка  $w_0 \ll L$  — толщины кристалла). Рассмотренный нами случай от-

личается от изученного в<sup>4</sup>, когда исследования проводились в широких световых пучках ( $w_0 \gg L$ ) и справедлива теория перехода Фредерикса в пространственно-однородных полях<sup>5</sup>.

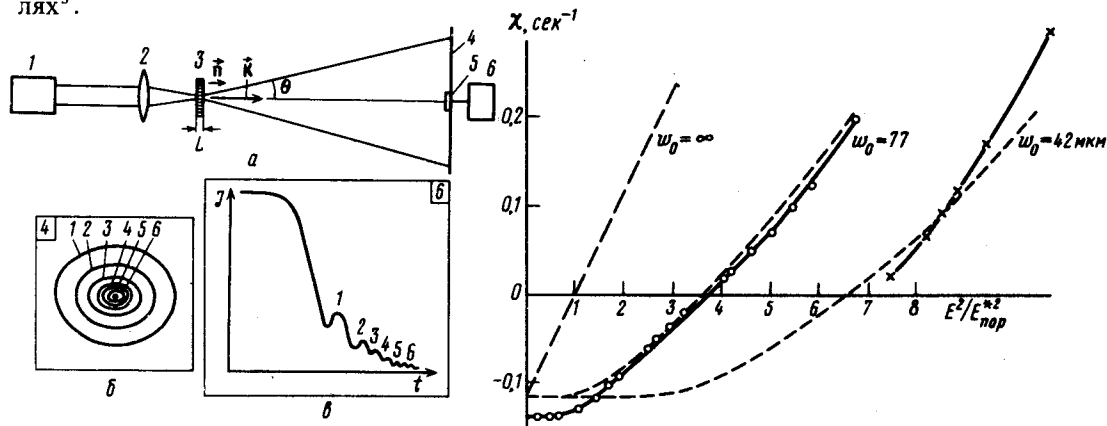


Рис.1. а) Схема экспериментальной установки: 1 – лазер, 2 – фокусирующая линза, 3 – НЖК, 4 – экран, 5 – фотодиод, б – самописец. б) Аберрационная картина на экране. в) Характерная временная зависимость интенсивности в центре аберрационной картины при переориентации директора

Рис. 2. Экспериментальные точки (o, x) и теоретические (штриховые кривые) зависимости скоростей переориентации и релаксации в зависимости от ширины пучка и напряженности электрического поля E

2. Схема экспериментальной установки представлена на рис.1, а. Пучок аргонового лазера 1, пройдя через фокусирующую линзу 2 (она служит для изменения сечения пучка  $w_0$ ), падал нормально на кювету 3 с кристаллом ОЦФ толщиной  $L = 150$  мкм. За кристаллом, в прошедшем пучке на расстоянии  $d \sim 2$  м помещался экран 4, на котором наблюдалась аберрационная структура (рис.1, б). Вблизи экрана помещался фотодиод 5, сигнал с которого записывался на самописце б. Типичная запись показана на рис.1, в.

Интенсивность лазерного пучка при развитии самофокусировки в НЖК, как видно из рис.1, в, осциллирует. Рождение каждого кольца в поперечной структуре пучка сопровождается колебанием интенсивности на его оси. Число осцилляций  $N$  (или число колец) связано с максимальным углом поворота директора  $\psi_m$  соотношением<sup>6</sup>

$$N(t) = \frac{L}{2\lambda} (n_{\parallel} - n_{\perp}) \psi_m^2(t), \quad (1)$$

где  $\lambda$  – длина волны,  $n_{\parallel} = \sqrt{\epsilon_{\parallel}}$ ,  $n_{\perp} = \sqrt{\epsilon_{\perp}}$ ,  $\epsilon_{\parallel}$  и  $\epsilon_{\perp}$  – компоненты тензора диэлектрической проницаемости.

3. Динамика переориентации директора  $\psi(t)$  изучалась по развитию осцилляций интенсивности  $N(t)$  после резкого увеличения мощности пучка от некоторого начального значения  $P_n < P_{пор}$  до величины  $P_{ст} > P_{пор}$  (пороговая мощность фазового перехода  $P_{пор}$  была равна 85 мВт при радиусе пучка  $w_0 = 77$  мкм и 47 мВт при  $w_0 = 42$  мкм). Анализ записей самописца показал, что угол поворота директора нарастает экспоненциально со временем. На начальном участке переориентации:  $\psi_m^2(t) \sim N \sim \exp(\chi_{OR} t)$  ( $\chi_{OR}$  – скорость переориентации). Как показали эксперименты, величина  $\chi_{OR}$  не зависит от начального слабого поля  $E_n$  ( $P_n$ ). Зависимость скорости переориентации от радиуса пучка и напряженности электрического поля на оси лазерного пучка  $E$  представлена на рис.2 (положительная ветвь зависимости  $\chi(E)$ ). Видно, что пороговое значение электрического поля с уменьшением пере­тяжки растет, а процесс переориентации замедляется.

Релаксационные процессы наблюдались после резкого уменьшения мощности пучка от  $P_{ст} > P_{пор}$  до  $P_k < P_{пор}$ ; причем величина конечной мощности  $P_k$  варьировалась от

5 мВт до пороговой величины  $P_{\text{пор}}$  (пучок мощности  $P_{\text{к}}$  играл также роль зондирующего). После снятия сильного поля угол поворота директора уменьшался со временем, на линейном участке — экспоненциально:  $\psi_m^2(t) \sim N \sim \exp(-\chi_R t)$ . На рис.2 показаны экспериментальные зависимости скорости релаксации (отрицательная ветвь зависимости  $\chi(E)$ ) от конечной напряженности светового поля  $0 < E_{\text{к}} < E_{\text{пор}}$ . Здесь нами обнаружено новое важное свойство фазового перехода в НЖК: в области малых полей  $0 < E_{\text{к}} < E_{\text{кр}}$  скорость релаксации  $\chi_R$  постоянна (см. рис.2). Этот эффект связан с проявлением поперечной диффузии поля директора и имеет место только в узких световых пучках. При приближении конечного поля к пороговому  $E_{\text{к}} \rightarrow E_{\text{пор}}$ , процесс релаксации резко замедлялся,  $\chi_R \rightarrow 0$  (это свойственно вообще всем фазовым переходам).

4. Наблюдавшиеся в эксперименте закономерности переориентации и релаксации директора могут быть объяснены в рамках теории перехода Фредерикса с учетом пространственной ограниченности светового пучка. Нестационарное уравнение, описывающее поведение директора в присутствии светового поля гауссова пучка, имеет вид:

$$\gamma_1 \frac{\partial \psi}{\partial t} = \Delta \psi + \frac{1}{\xi^2} e^{-2\rho^2/w_0^2} \sin \psi \cos \psi, \quad (2)$$

где  $\gamma_1 = -\frac{\lambda_1}{K}$ ,  $\lambda_1$  — вязкость,  $K$  — константа Франка,  $\rho$  — расстояние от оси пучка,

$$\frac{1}{\xi^2} = \frac{2 \Delta \epsilon \epsilon_{\perp}^{1/2} P}{\pi c K \epsilon_{\parallel} W_0^2}.$$

При малых углах поворота,  $\psi^2 \ll 1$ , на линейном участке  $\sin \psi \cos \psi \approx \psi$ .

Частное решение уравнения (2), учитывая, что на стенках (при  $Z = 0$  и  $Z = L$ )  $\psi = 0$  можно записать в виде

$$\psi \sim e^{\chi t/2} \psi'(\rho) \sin \frac{\pi Z}{L}.$$

В широких лазерных пучках ( $w_0 \gg L$ ,  $\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} = 0$ ) скорость переориентации и релаксации выражается известной формулой [7]:

$$\chi_{\text{однор}} = \frac{2\pi^2}{\gamma_1 L^2} \left( \frac{E^2}{E_{\text{пор}}^{*2}} - 1 \right), \quad (3)$$

где  $E_{\text{пор}}^* = \frac{\pi}{L} \sqrt{\frac{8 \pi K \epsilon_{\parallel}}{\epsilon_{\perp} \Delta \epsilon}}$  — пороговое поле перехода Фредерикса в однородном световом поле. В узких пучках  $w_0 \ll L$ , из-за поперечной диффузии поля директора возникает спектр собственных значений  $\chi$ , содержащий дискретный набор и континуум. Наибольшая величина (наибольший инкремент и наименьший декремент) имеет поперечная мода низшего порядка, которую можно приближенно описать гауссовым распределением  $\psi'(\rho) = e^{-\rho^2/a^2}$ . Применяя вариационный метод Ритца находим:

$$\chi = \frac{2}{\gamma_1} \frac{\pi^2}{L^2} \left\{ (1+g)^2 \left( \frac{E}{E_{\text{пор}}} - \frac{g}{1+g} \right)^2 - 1 \right\} (E > E_{\text{кр}}) \quad (4)$$

$$a^2 = \frac{w_0^2}{E/E_{\text{кр}} - 1},$$

где  $E_{\text{пор}} = E_{\text{пор}}^* (1+g)$  — пороговая мощность перехода в узких пучках,  $g = \sqrt{2} L / \pi w_0$ ,  $E_{\text{кр}} = E_{\text{пор}} g / (1+g)$ .

Из формул (4) следует, что при  $E > E_{\text{пор}}$  коэффициент  $\chi > 0$  — это соответствует переориентации, а при  $E < E_{\text{пор}}$  имеем  $\chi < 0$  — это соответствует релаксации. Ограниченность пучка приводит, во-первых, к повышению порога перехода, уменьшению скорости переориентации и увеличению скорости релаксации. Во-вторых, при снижении конечной напряженности поля  $E_{\text{к}}$  до критической величины  $E_{\text{кр}}$  поперечный размер моды беспрестанно увеличивается ( $a \rightarrow \infty$ ), и при  $E < E_{\text{кр}}$  дискретный спектр  $\chi$  вообще пропадает. В области малых мощностей (слабых полях)  $0 < E < E_{\text{кр}}$  скорость релаксации не зависит от наличия конечного поля  $\chi_R(0) = (2/\gamma_1)(\pi^2/L^2)$ .

Теоретические зависимости (4) для параметров эксперимента представлены на рис. 2 штриховыми кривыми. Видно, что они хорошо описывают результаты проведенных опытов.

5. Таким образом, в настоящей работе дана теория ориентационного фазового перехода второго рода (перехода Фредерикса) в узких световых пучках, объясняющая полученные экспериментальные данные. Измерение времен переориентации и релаксации, помимо чисто физического интереса, представляется важным с точки зрения получения информации о свойствах НЖК (в частности о вязкости).

#### Литература

1. Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Физическая кинетика, М.: Наука, 1979.
2. Фредерикс В., Золина Н. ЖРФХО, сер. физ., 1930, 62, 457.
3. Золотько А.С., Китаева В.Ф., Кроо Н., Соболев Н.Н., Чиллаг Л. Письма в ЖЭТФ, 1980, 32, 170.
4. Durbin S.D., Arakelian S.M., Shen Y.R. Phys. Rev. Lett., 1981, 47, 1411.
5. Pieransky P., Brochard F., Guyon E. J. de Physique, 1973, 34, 35.
6. Золотько А.С., Китаева В.Ф., Кроо Н., Соболев Н.Н., Сухоруков А.П., Чиллаг Л. Препринт ФИАН №87, 1982.
7. Зельдович Б.Я., Табиран Н.Б., Чилингарян Ю.С. ЖЭТФ, 1981, 81, 72.