

Обратимые ориентационные переходы первого рода, индуцированные в нематическом жидком кристалле пространственно ограниченным световым пучком и низкочастотным электрическим полем

А.С.Золотко, М.П.Смаев, В.Ф.Китаева, М.И.Барник

Экспериментально и теоретически исследован новый тип обратимых ориентационных переходов первого рода в нематическом жидком кристалле (НЖК), находящемся под действием светового и низкочастотного электрического полей. Показано, что эти переходы, характеризующиеся ярко выраженной бистабильностью поля директора как при изменении мощности светового пучка P (напряжение низкочастотного поля $U = \text{const}$), так и при изменении U ($P = \text{const}$), обусловлены пространственной ограниченностью светового пучка и его наклонным падением на НЖК.

Ключевые слова: жидкие кристаллы, светоиндуцированная переориентация, фазовые переходы, оптическая бистабильность.

1. Введение

Молекулярная структура нематических жидких кристаллов (НЖК) чрезвычайно восприимчива к внешним воздействиям. Так, под действием слабых низкочастотных полей [1, 2], а также электрического поля световой волны возникают переходы Фредерикса.

Экспериментальные и теоретические исследования, выполненные при нормальном падении световой волны на НЖК, показали, что обратное влияние кристалла на световое поле может превращать ориентационные переходы Фредерикса в скрещенных световом и низкочастотных полях из переходов второго рода [3, 4] в переходы первого рода [5 – 15].* При этом увеличение и уменьшение мощности необыкновенно поляризованного светового пучка (в гомеотропных НЖК) или низкочастотного напряжения (в планарных НЖК) обеспечивало обратимое переключение между двумя устойчивыми состояниями [9 – 12, 14, 15]; это переключение происходит скачкообразным образом и характеризуется гистерезисом (бистабильностью) поля директора.

Пространственная ограниченность светового пучка для рассматриваемых эффектов не является принципиальной. Ширина областей бистабильности определяется материальными параметрами НЖК и является весьма малой (например, в [10 – 12] относительная ширина обла-

сти бистабильности составляла менее 0.02 при изменении мощности светового пучка и 0.05 при изменении низкочастотного напряжения).

Пространственная ограниченность светового пучка в сочетании с наклонным падением его на кристалл может приводить к обратимым переходам первого рода и другого типа (назовем их «геометрическими» переходами). Поясним качественно этот механизм на примере планарно ориентированного НЖК с положительной диэлектрической анизотропией. В таком кристалле при действии надпорогового низкочастотного поля возможны два выродившихся состояния поля директора – $n_1(r)$ и $n_2(r)$. Эти состояния различаются только направлением поворота директора из невозмущенного состояния n_0 и поэтому зеркально симметричны относительно плоскости стенок НЖК. В реальном кристалле реализующееся состояние поля директора зависит от малого преднаклона на стенках; пусть это будет состояние $n_1(r)$. Если угол между световым полем E и $n_2(r)$ меньше, чем угол между E и $n_1(r)$ (что возможно при наклонном падении света на кристалл), то в центральной части пучка возможен светоиндуцированный переход из состояния $n_1(r)$ в состояние $n_2(r)$. После снятия (или уменьшения) поля E обратное переключение происходит за счет упругих сил, вызванных поперечной пространственной неоднородностью директора (на периферии светового пучка, т. е. там, где $E = 0$, ориентация поля директора $n_1(r)$ сохраняется). О наблюдении описанного обратимого перехода, оказавшегося переходом первого рода и сопровождавшегося ярко выраженным гистерезисом, кратко сообщалось в [16]. Обратимый переход первого рода в этом случае возможен и при изменении напряжения низкочастотного поля [16, 17]*.

Однако до настоящего времени теоретический анализ ориентационных переходов при взаимодействии НЖК с

* В случае распространения в НЖК необыкновенной световой волны изменения рода перехода без дополнительного низкочастотного поля не наблюдалось (хотя теоретически оно возможно [13]). При эллиптической (в частности круговой) поляризации света род перехода изменяется и в отсутствие низкочастотного поля [6 – 8].

А.С.Золотко, М.П.Смаев, В.Ф.Китаева. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: zolotko@sci.lebedev.ru

М.И.Барник. Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова РАН, Россия, 117333 Москва, Ленинский просп., 59; e-mail: ecl@ns.crys.rus.ru

Поступила в редакцию 20 апреля 2004 г., после доработки – 30 сентября 2004 г.

* Переключение между двумя устойчивыми состояниями поля директора было также реализовано в гомеотропно ориентированных НЖК при повороте их относительно направления магнитного [18] и светового [19] полей.

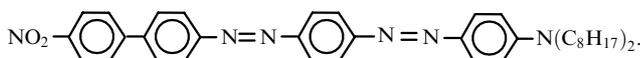
пространственно ограниченным световым пучком и низкочастотным полем проведен не был.

Целью настоящей работы явилось, прежде всего, теоретическое исследование «геометрических» ориентационных переходов, а также более детальное экспериментальное исследование ориентационного гистерезиса и сопоставление теории и эксперимента.

2. Условия эксперимента

Исследования проводились с кристаллом ЖКМ-1282, легированным диазокрасителем КД-1 (весовое содержание 0.025%), планарная ориентация которого достигалась с помощью натирания полимерного (полиимид) покрытия подложек. Нематическая матрица ЖКМ-1282 является смесью бифенилов и сложных эфиров и обладает положительной низкочастотной диэлектрической анизотропией $\Delta\epsilon_{\text{lowf}} = 9.9$ ($\nu = 1$ кГц, $t = 20^\circ\text{C}$); пороговое напряжение U_{th} перехода Фредерикса в планарно ориентированном кристалле составляет 1.1 В. Показатели преломления ЖКМ-1282 таковы: $n_{\parallel} = \epsilon_{\parallel}^{1/2} = 1.68$ и $n_{\perp} = \epsilon_{\perp}^{1/2} = 1.51$ ($\lambda = 589$ нм).

Выбор легирующего красителя был обусловлен тем, что воздействие пучка света на НЖК с КД-1 создает вращающий момент Γ_{opt} , более чем на порядок превышающий момент для нелегированного НЖК (при этом для планарных кристаллов директор n ориентируется параллельно световому полю E) [20, 21]. Толщина образца $L \approx 100$ мкм.



Структурная формула красителя КД-1 имеет следующий вид:

Пучок света от твердотельного лазера ($\lambda = 532$ нм) фокусировался в кристалл линзой с фокусным расстоянием $f = 18$ см (диаметр перетяжки составлял около 100

мкм). Для поворота плоскости поляризации светового пучка использовался двойной ромб Френеля. Плоскость жидкокристаллического слоя была вертикальной, невзмущенный директор n_0 лежал в горизонтальной плоскости. Угол падения пучка света α на кристалл мог изменяться вращением кюветы с НЖК вокруг вертикальной оси; в описываемом эксперименте он был равен 52° . Ширина области пространственной локализации светового поля (диаметр светового пучка) изменялась путем перемещения кюветы с жидким кристаллом относительно фокальной плоскости линзы в расходящуюся часть пучка. Низкочастотное ($\nu = 3$ кГц) электрическое поле прикладывалось к электродам из SnO_2 , нанесенным на внутренние стенки плоской кюветы, в которой находился жидкий кристалл.

Светоиндуцированная переориентация директора сопровождается самовоздействием светового пучка, в результате чего на экране, помещенном за кристаллом, наблюдается система абберационных колец [21, 22], по числу которых можно судить об угле поворота директора.

Исследовалась зависимость числа абберационных колец N от мощности светового пучка P при ее плавном увеличении и уменьшении (низкочастотное напряжение $U = \text{const}$), а также зависимость N от U при его плавном увеличении и уменьшении ($P = \text{const}$). При переходе к каждому новому значению мощности или напряжения измерения N проводились через некоторое время (~ 5 мин), в течение которого система колец стабилизировалась.

3. Экспериментальные результаты

3.1. Ориентационный переход и бистабильность поля директора при изменении мощности светового пучка P ($U = \text{const}$)

Исследования проводились при четырех значениях напряжения: $U = 1.1, 1.2, 1.35$ и 1.45 В; кристалл находился в фокальной плоскости линзы или смещался из нее на расстояние $\Delta = 16$ см. Полученные результаты представлены на рис. 1.

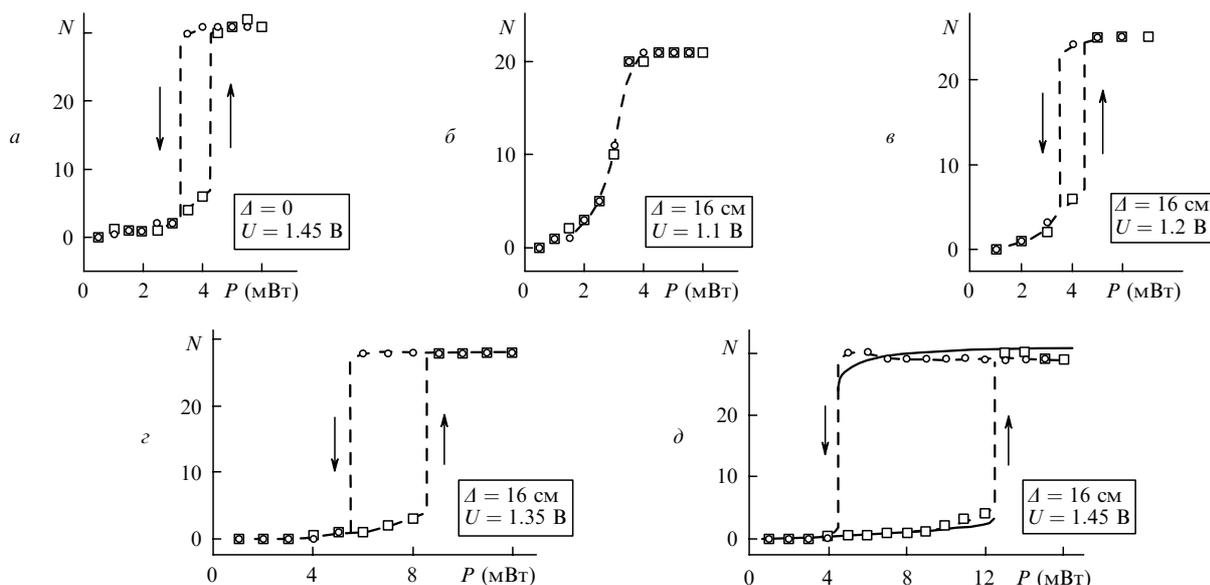


Рис. 1. Экспериментальные (\square, \circ) и теоретическая (d , сплошные кривые) зависимости числа N абберационных колец самофокусировки в световом пучке, прошедшем планарный НЖК (толщина $L = 100$ мкм, $\lambda = 532$ нм, угол падения $\alpha = 52^\circ$), полученные при увеличении (\square) и уменьшении (\circ) мощности пучка P при различных значениях смещения Δ НЖК из фокальной плоскости и приложенного низкочастотного (3 кГц) напряжения U .

При малых мощностях ($P \leq 1$ мВт) абберационная картина на экране не наблюдается. Увеличение мощности приводит к её появлению и росту числа колец. При некотором значении мощности P_{high} , характерном для данного (достаточно большого) напряжения и расстояния Δ от фокальной плоскости (рис.1,а, в – д), происходит резкое увеличение числа колец ($N \simeq 25 - 30$). Дальнейший рост мощности существенным образом числа колец N не меняет. Уменьшение мощности приводит к уменьшению числа колец. При некоторой мощности P_{low} происходит резкое схлопывание картины абберационных колец, при этом на экране видна лишь точка ($P_{low} < P_{high}$).

Из рис.1,а и д следует, что при $U = 1.45$ В сдвиг кюветы из фокальной плоскости в расходящийся пучок на расстоянии $\Delta = 16$ см приводит к увеличению области бистабильности от 1 до 8 мВт.

При постоянном сдвиге кюветы из фокальной плоскости ($\Delta = 16$ см) рост напряжения от 1.2 до 1.45 В ведет к увеличению области бистабильности от 1 до 8 мВт (рис.1,в – д). С уменьшением прикладываемого к кристаллу напряжения бистабильность исчезает (рис.1,б).

3.2. Ориентационный переход и бистабильность поля директора при изменении напряжения U ($P = const$)

Исследования проводились при $\Delta = 0$ и 16 см и $P = 4$ и 8 мВт. Полученные результаты представлены на рис.2.

Как следует из рис.2, увеличение напряжения U вначале ведет к росту числа колец самофокусировки N . Наибольшее наблюдавшееся число колец $N_{max} = 32$. При достижении некоторого значения U_{high} абберационная картина схлопывается в течение 2–3 мин. На экране при этом наблюдается светящаяся точка. Дальнейшее увеличение напряжения к изменению картины не приводит.

При уменьшении U кольцевая картина возникает вновь, и число N начинает медленно расти. При некотором U_{low} число колец скачкообразно возрастает до того значения, которое уже наблюдалось при данном напряжении, и с дальнейшим уменьшением напряжения полностью повторяется ранее наблюдавшаяся зависимость $N(U)$.

Из рис.2,а и в видно, что сдвиг кристалла из фокальной плоскости в расходящийся пучок приводит к незначительному увеличению области бистабильности.

При постоянном сдвиге кристалла ($\Delta = 16$ см) большей мощности светового пучка соответствует более широкая область бистабильности. Так, увеличение P от 4 до 8 мВт приводит к увеличению области бистабильности от 0.1 до 0,178 В (рис.2,б и в).

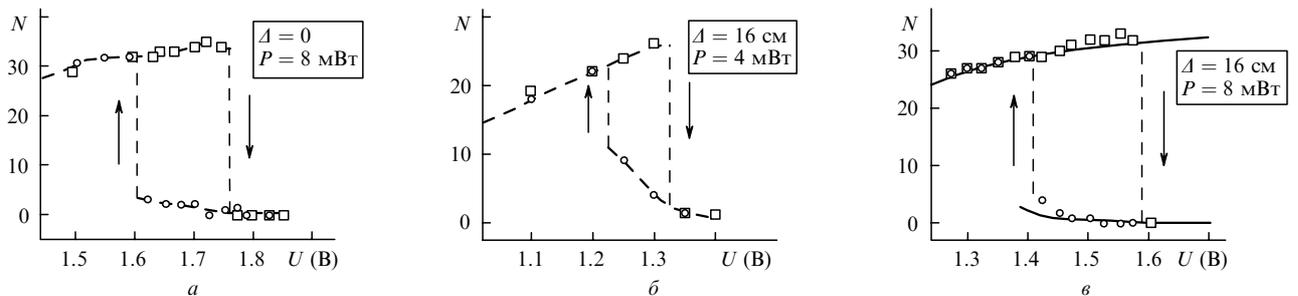


Рис.2. Экспериментальные (\square, \circ) и теоретическая (2,в, сплошные кривые) зависимости числа N абберационных колец самофокусировки в световом пучке, прошедшем планарный НЖК (толщина $L = 100$ мкм, $\lambda = 532$ нм, угол падения $\alpha = 52^\circ$), полученные при увеличении (\square) и уменьшении (\circ) низкочастотного (3 кГц) напряжения U при различных значениях смещения Δ НЖК из фокальной плоскости и мощности светового пучка P .

Таким образом, результаты экспериментального исследования ориентационных фазовых переходов первого рода показывают, что ширина области бистабильности зависит от ширины светового пучка и его мощности, а также от низкочастотного напряжения электрического поля. Относительные ширины областей бистабильности, наблюдавшиеся в настоящей работе, на порядок превышают значения, полученные в [10–12].

4. Теоретическое рассмотрение и сравнение с экспериментом

Перейдем к теоретическому анализу «геометрического» обратимого ориентационного перехода первого рода.

Уравнение для временного изменения поля директора $\mathbf{n}(\mathbf{r}, t)$ получим, записав условие равновесия для действующих на директор моментов сил:

$$\Gamma_{visc} + \Gamma_{elast} + \Gamma_{elect} + \Gamma_{opt} = 0, \tag{1}$$

где $\Gamma_{visc} = \gamma_1[\mathbf{n} \times d\mathbf{n}/dt]$ – момент вязких сил; γ_1 – коэффициент вязкости; $\Gamma_{elast} = K[\mathbf{n} \times \Delta\mathbf{n}]$ – момент упругих сил в одноконстантном приближении; K – упругая постоянная Франка; $\Gamma_{elect} = (\Delta\epsilon_{low f}/4\pi)(\mathbf{nV})[\mathbf{n} \times \mathbf{V}]$ – момент, действующий со стороны внешнего квазистационарного электрического поля \mathbf{V} ; $\mathbf{V} = \mathbf{e}_y U \sin 2\pi vt$; \mathbf{e}_y – орт оси Y , перпендикулярной стенкам кристалла (рис.3);

$$\Gamma_{opt} = \frac{\Delta\epsilon_{eff}}{4\pi} (\mathbf{nE})[\mathbf{n} \times \mathbf{E}] \tag{2}$$

– момент межмолекулярных сил, возникающих из-за поглощения световых квантов молекулами красителя [23]. Здесь

$$\mathbf{E} = \frac{1}{2} \mathbf{e} A \exp[-i(\mathbf{kr} - \omega t)] + \text{компл. сопр.}; \tag{3}$$

A – комплексная амплитуда входящей в НЖК световой волны; $\mathbf{e} = \mathbf{e}_x \cos \beta - \mathbf{e}_y \sin \beta$ – единичный вектор поляризации необыкновенной волны; \mathbf{e}_x – орт оси X ;

$$\Delta\epsilon_{eff} = \Delta\epsilon f_0 [\cos^2(\psi + \beta) - \sin^2 \beta_c] \tag{4}$$

– эффективная оптическая анизотропия [17, 23]; $\Delta\epsilon = \epsilon_{||} - \epsilon_{\perp}$ – обычная оптическая анизотропия; $f_0 \sim 10^2$ – материальный параметр НЖК, характеризующий эффективность ориентационного воздействия света на директор кристалла; $\beta_c = 15^\circ$ – критический угол [20, 21]. В выражении (2) мы не учитываем прямое ориентирующее воздействие светового поля на индуцированные диполи, по-

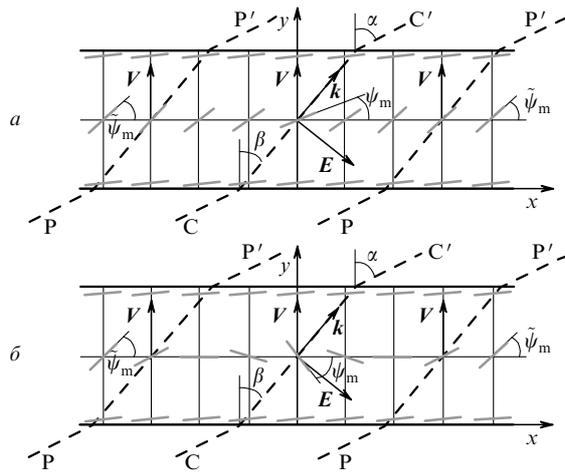


Рис.3. Две устойчивые конфигурации поля директора планарно ориентированного НЖК в световом пучке и низкочастотном электрическом поле V – конфигурация поля директора с положительным углом ψ_m его максимального поворота на оси (CC') светового пучка (соответствует ветвям АВ на рис.4,а и DE на рис.5,б) (а) и конфигурация поля директора с отрицательным углом ψ_m (соответствует ветвям CD на рис.4,а и AC на рис.5,б) (б); k и E – волновой вектор и электрическое поле светового пучка, $\tilde{\psi}_m$ – угол поворота директора на периферии (PP') светового пучка, короткие серые линии показывают ориентацию директора n в различных точках НЖК, α и β – углы падения и преломления светового пучка соответственно.

сколькx оно значительно меньше воздействия, вызванного присутствием красителя.

Подставляя в (1) компоненты поля директора

$$n_x = \sin \psi, \quad n_y = \cos \psi, \quad n_z = 0 \quad (5)$$

и выполняя усреднение по времени $\sim 1/\nu$ (значительно меньшему, чем характерное время переориентации директора (~ 10 с)), приходим к уравнению

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = K \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right) + \frac{\Delta \epsilon_{\text{low f}} V_0^2}{8\pi} \sin \psi \cos \psi + \frac{\Delta \epsilon_{\text{eff}} |A|^2}{8\pi} \sin(\psi + \beta) \cos(\psi + \beta). \quad (6)$$

Решение уравнения в частных производных (6) для функции $\psi(x, y, z, t)$ представляет собой весьма сложную задачу. Учитывая, что нас прежде всего интересует ориентация директора на оси светового пучка, заменим поперечный лапласиан $(\partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial z^2)\psi$ выражением $(\psi - \tilde{\psi})/b^2$, где $\psi(y, t)$ теперь обозначает поле директора на оси пучка, $\tilde{\psi}(y, t)$ – поле директора на периферии пучка, а b есть некоторый параметр, по порядку величины равный радиусу пучка. В этом приближении, ограничиваясь, кроме того, первыми пространственными гармониками функций $\psi(y, t)$ и $\tilde{\psi}(y, t)$ ($\psi(y, t) = \psi_m(t) \sin(\pi y/L)$, $\tilde{\psi}(y, t) = \tilde{\psi}_m(t) \sin(\pi y/L)$), приведем уравнение (6) к следующему виду:

$$\dot{\psi}_m = -\psi_m + \delta_{\text{el}} J_1(2\psi_m) - \eta \tilde{H} - g(\psi_m - \tilde{\psi}_m), \quad (7)$$

где $\tilde{H} = \frac{1}{2}F - F \sin^2 \beta_c + \frac{1}{4}H$; $F = J_1(2\psi_m) \cos 2\beta + E_1(2\psi_m) \times \sin 2\beta$; $H = J_1(4\psi_m) \cos 4\beta + E_1(4\psi_m) \sin 4\beta$; $\delta_{\text{el}} = U^2/U_{\text{th}}^2$ – квадрат приложенного к НЖК нормированного низкочастотного напряжения; $U_{\text{th}} = (\pi/L)(8\pi K \Delta \epsilon_{\text{low f}}^{-1})^{1/2}$ – пороговое напряжение перехода Фредерикса в низкочастотном поле; $\eta = pf_0/p_{\text{th}}$ – безразмерная плотность мощности световой волны на оси светового пучка; $p = cn_e |A|^2/8\pi$;

$p_{\text{th}} = (\pi^2/L^2)(cn_e K/\Delta \epsilon)$ – пороговая плотность мощности светоиндуцированного перехода Фредерикса в гомеотропно ориентированном НЖК; $g = L^2 \times (\pi^2 b^2)^{-1}$; $J_1(x)$ и $E_1(x)$ – функции Бесселя и Вебера первого порядка. Мощность гауссова пучка с перетяжкой w есть $P = \pi w^2 p/2$, поэтому параметр η можно представить в виде $\eta = P/P_0$, где $P_0 = P_{\text{th}}/f_0$, $P_{\text{th}} = \pi w^2 p_{\text{th}}/2$. Функция $\tilde{\psi}_m$ определяется уравнением

$$-\tilde{\psi}_m + \delta_{\text{el}} J_1(2\tilde{\psi}_m) = 0, \quad (8)$$

которое получается из (7) при $\eta = 0$. Для плоской световой волны, очевидно, $g = 0$.

Зависимости стационарных решений уравнения (7) для ψ_m от параметров η и δ_{el} представлены на рис.4 и 5. При расчетах зависимостей $\psi_m(\eta)$ (рис.4,а, в) использовались экспериментальное значение $\delta_{\text{el}} = 1.74$ ($U = 1.45$ В) и различные значения параметра g , характеризующего ширину пучка. Значения g (рис.4,а–в) и $P_0 = 3.07$ мВт (рис.4,а) подгонялись под экспериментальные зависимости, представленные на рис.1,а и д. Из рис.4,а видно, что зависимость $\psi_m(\eta)$ состоит из двух устойчивых (АВ и CD) и одной неустойчивой (CB) ветвей. Ветви АВ и СВ соответствуют положительным значениям угла ψ_m , а ветвь CD – отрицательным. Соответствующие устойчивые конфигурации поля директора схематически показаны на рис.3.

Остановимся на этом подробнее. В отсутствие светового поля ($\eta = 0$, точка А) директор n поворачивается под действием низкочастотного поля V . Направление этого поворота определяется преднаклоном директора на стенках кристалла. По отношению к невозмущенной ориентации директора ($\psi_m \approx 0$) при преднаклоне, показанном на рис.3,а, поворот будет происходить против часовой стрелки. При освещении кристалла пространственно ограниченным световым пучком и увеличении мощности светового пучка (параметра η) угол ψ_m уменьшается (директор поворачивается по часовой стрелке, т.е. стремится ориентироваться параллельно световому полю) и при некотором значении η , соответствующем точке В, скачком переходит на ветвь отрицательных зна-

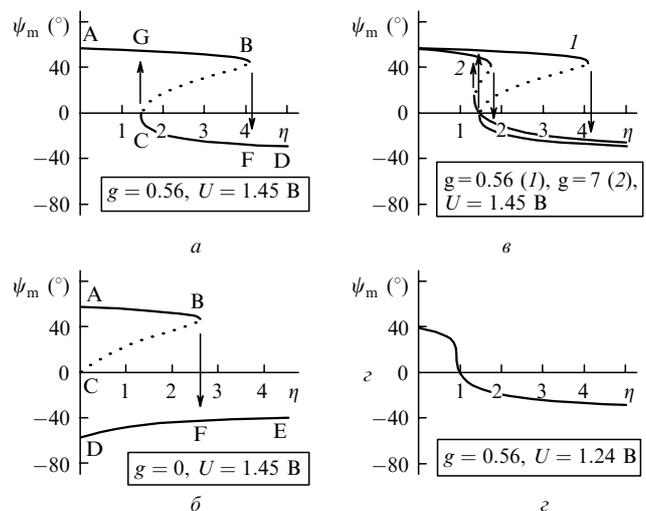


Рис.4. Теоретические зависимости угла поворота директора ψ_m от безразмерной плотности мощности световой волны η на оси светового пучка при наклонном падении пространственно ограниченного светового пучка (а, в, з) и плоской световой волны (б). Устойчивые состояния показаны сплошной кривой, неустойчивые – пунктиром.

чений ψ_m (точка F ветви CD), т. е. в другую устойчивую конфигурацию (рис.3,б).

Скачкообразный характер перехода означает невозможность равновесия моментов G_{elast} , G_{elect} и G_{opt} в определенном интервале значений $\psi_F < \psi_m < \psi_B$. Например, для $\psi_m = 0$ момент G_{elect} , очевидно, равен нулю, и поэтому ориентирующее воздействие световой волны (момент G_{opt}) не может быть скомпенсировано в случае достаточно широкого пучка моментом упругих сил G_{elast} , обусловленным поперечной неоднородностью директора.

Пусть теперь мощность светового пучка (и соответственно параметр η) уменьшается. Вследствие поперечной неоднородности возникшая конфигурация поля директора становится неустойчивой.* При некотором значении η , соответствующем точке С, происходит скачкообразный переход в точку G на ветви АВ (т. е. возврат к конфигурации поля директора, изображенной на рис.3,а).

Сравним результаты теоретических расчетов и экспериментальных измерений для числа абберационных колец N (т. е. фактически для угла поворота директора). Переход от теоретической зависимости $\psi_m(\eta)$ к зависимости $N(P)$ осуществляется с помощью следующего из Приложения соотношения

$$N = \frac{N_0}{\cos \beta} \{ [J_0(2\psi_m) - J_0(2\tilde{\psi}_m)] \cos 2\beta + [E_0(2\psi_m) - E_0(2\tilde{\psi}_m)] \sin 2\beta \}, \quad (9)$$

где $N_0 = \delta n L / 2\lambda$; $\delta n = \varepsilon_{\parallel}^{1/2} \Delta \varepsilon / 2\varepsilon_{\perp}$.

Из рис.1,д видно, что рассчитанная зависимость числа абберационных колец N (т. е. фактически угла поворота директора) от P очень близка к экспериментальной.

Теоретическая зависимость $\psi_m(\eta)$ для плоской световой волны ($g = 0$), представленная на рис.4,б, показывает что характер изменения угла ψ_m при увеличении η является таким же, как и в случае ограниченного пучка. Однако в противоположность ему при уменьшении η обратного перехода от отрицательных углов ψ_m к положительным (с ветви DE на ветвь АВ) не происходит, что определяется отсутствием поперечной неоднородности поля директора.

Поскольку прямой переход (при увеличении η) осуществляется независимо от ширины светового пучка, а наличие обратного перехода (при уменьшении η) связано с его ограниченностью, то эти переходы, очевидно, должны происходить при разных значениях плотности мощности η , чем и объясняется гистерезис (см. рис.4,а).

На рис.4,в показано, как изменяется ширина области бистабильности при изменении ширины светового пучка. Видно, что с ее уменьшением область бистабильности сужается и смещается в сторону меньших мощностей. Такое поведение соответствует наблюдаемому в эксперименте (см. рис.1,а и д).

Эксперименту соответствует и зависимость ширины области бистабильности от напряжения U . Расчеты показывают, что ширина области уменьшается с уменьшением U , и при $U = 1.24$ В ($\delta_{\text{el}} = 1.27$) бистабильность полностью исчезает (рис.4,з). Это же наблюдается и в эксперименте, однако исчезновение бистабильности происходит при U , лежащем в интервале 1.1 В $< U < 1.2$ В (см.

* В отсутствие светового поля неустойчивость такой конфигурации поля директора экспериментально наблюдалась в [24].

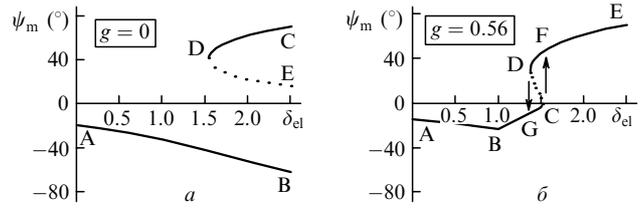


Рис.5. Теоретические зависимости угла поворота директора ψ_m от параметра δ_{el} при наклонном падении плоской световой волны (а) и пространственно ограниченного светового пучка (б) при $P = 4$ мВт. Устойчивые состояния показаны сплошной кривой, неустойчивые – штриховой.

рис.1,б и в), что несколько меньше теоретического значения.

Перейдем к теоретическому описанию ориентационных переходов и бистабильности при изменении напряжения низкочастотного поля. На рис.5 представлены рассчитанные с помощью (7) зависимости $\psi_m(\delta_{\text{el}})$ для плоской волны и ограниченного светового пучка. При $U = 0$ под действием светового поля директор поворачивается по часовой стрелке ($\psi_m < 0$, точка А). В случае плоской световой волны электрическое поле только увеличивает абсолютную величину этого угла (рис.5,а, ветвь АВ); переход к положительным значениям ψ_m (ветвь DC) отсутствует. В случае же ограниченного пучка (рис.5,б) такой переход (из точки С ветви AC в точку F ветви DE) происходит*.

Общий характер теоретической зависимости ширины области бистабильности ΔU от P согласуется с экспериментально полученным. Как и в эксперименте, она увеличивается с ростом P , но само значение ΔU отличается от экспериментального: при $P = 4$ мВт имеем $\Delta U_{\text{theor}} < \Delta U_{\text{exp}}$ ($\Delta U_{\text{theor}} = 0.06$ В, $\Delta U_{\text{exp}} = 0.1$ В), при $P = 8$ мВт ширина $\Delta U_{\text{theor}} > \Delta U_{\text{exp}}$ ($\Delta U_{\text{theor}} = 0.6$ В, $\Delta U_{\text{exp}} = 0.18$ В).

Некоторое расхождение теории и эксперимента можно объяснить тем, что в теории продольная зависимость угла поворота директора аппроксимировалась только одной нижней гармоникой (что особенно проявляется при больших значениях U). Что касается теоретической зависимости $N(U)$, то, как следует из рис.2,в, она правильно описывает не только характер аналогичной экспериментальной зависимости, но и число абберационных колец.

Согласуется с экспериментом и теоретическая зависимость U_{low} от Δ : в обоих случаях U_{low} уменьшается с ростом Δ . При этом теоретические и экспериментальные значения U_{low} близки друг к другу (1.55 и 1.61 В для $\Delta = 0$ и 1.40 и 1.41 В для $\Delta = 16$ см).

Расчет бистабильности в данной работе проведен для НЖК, легированного красителем КД-1, взаимодействие которого со светом характеризуется эффективной оптической анизотропией $\Delta \varepsilon_{\text{eff}}$ [17]. Специфической особенностью $\Delta \varepsilon_{\text{eff}}$ для этого кристалла является ее зависимость (4) от взаимной ориентации директора и светового поля. Естественно возникает вопрос, что будет при $\Delta \varepsilon_{\text{eff}} = \text{const}$ (т. е., например, в случае прозрачных НЖК, когда вместо $\Delta \varepsilon_{\text{eff}}$ используется обычная диэлектрическая анизотропия $\Delta \varepsilon = \text{const}$)? Проведенный нами расчет зависи-

* Следует отметить, что решение, аналогичное приведенному на рис.5,а, было получено в [24]. В этой же работе при увеличении напряжения низкочастотного поля экспериментально наблюдался переход между состояниями с разными знаками угла ψ_m . Однако характер этого перехода не был исследован экспериментально.

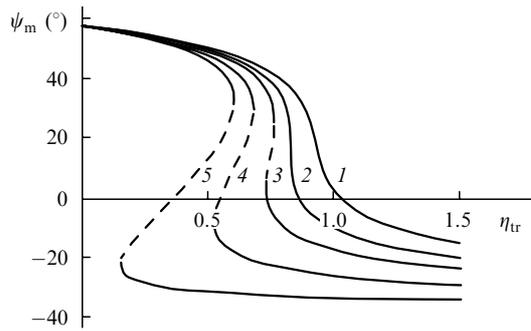


Рис.6. Теоретические зависимости угла поворота директора ψ_m от безразмерной плотности мощности световой волны η_{tr} на оси светового пучка при наклонном падении пространственно ограниченного светового пучка на прозрачный НЖК, находящийся под воздействием низкочастотного поля ($\delta_{el} = 1.74$); $g = 0.56$ (1), 0.47 (2), 0.4 (3), 0.3 (4) и 0.2 (5).

мости угла поворота директора от безразмерной плотности мощности светового пучка $\eta_{tr} = \eta/f_0$ для прозрачного кристалла ЖКМ-1282 с помощью уравнения

$$\dot{\psi}_m = -\psi_m + \delta_{el} J_1(2\psi_m) + \eta f_0 F - g(\psi_m - \tilde{\psi}_m), \quad (11)$$

заменяющего в этом случае (7), показал (рис.6), что в прозрачном НЖК также должна наблюдаться бистабильность поля директора (в полном соответствии с представленной выше качественной картиной эффекта). Однако она проявляется при существенно больших мощностях светового пучка, поскольку в экспериментальной геометрии $\Delta\epsilon \ll \Delta\epsilon_{eff}$.

5. Заключение

Таким образом, нами исследован новый тип обратимых ориентационных переходов первого рода в НЖК, находящемся под действием наклонно падающего ограниченного светового пучка и низкочастотного электрического поля.

Показано, что такие переходы наблюдаются как при изменении мощности светового пучка P (при постоянном низкочастотном напряжении $U = \text{const}$), так и при изменении U ($P = \text{const}$). Установлено, что ширины соответствующих областей бистабильности возрастают с увеличением напряжения U , мощности P и ширины светового пучка. Полученные ширины области бистабильности значительно (примерно на порядок) превышают значения, характерные для ориентационных обратимых переходов при нормальном падении световой волны.

Разработана простая теоретическая модель ориентационных переходов, которая объясняет основные экспериментальные закономерности. Показано, что обратимое переключение между различными состояниями поля директора при «геометрических» переходах обусловлено взаимной ориентацией светового и низкочастотного полей, а также пространственной ограниченностью светового пучка.

Авторы благодарны В.Н.Очкину за полезные обсуждения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 02-02-16927 и 04-02-17354), а также Федеральных программ «Интеграция» (проект Б0049) и «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития науки и техники».

Приложение

Число абберационных колец, формируемых в поперечном сечении прошедшего через НЖК светового пучка [22], есть

$$N = \frac{\Delta S_{nl}}{2\pi}, \quad (П1)$$

где

$$\Delta S_{nl} = \frac{2\pi}{\lambda \cos \beta} \int_0^L (n_e^a(y) - n_e^p(y)) dy \quad (П2)$$

– нелинейный набег фазы на оси пучка; n_e^a и n_e^p – показатели преломления необыкновенной световой волны на оси светового пучка и на его периферии соответственно.

Используем известное выражение для показателя преломления необыкновенной волны

$$n_e = \frac{(\epsilon_{\perp} \epsilon_{\parallel})^{1/2}}{(\epsilon_{\perp} \sin^2 \psi' + \epsilon_{\parallel} \cos^2 \psi')^{1/2}}, \quad (П3)$$

где ψ' – угол между волновым вектором и директором. На оси пучка

$$\psi'^{(a)} = \psi_m \sin \frac{\pi y}{L}, \quad (П4)$$

а на его периферии

$$\psi'^{(p)} = \tilde{\psi}_m \sin \frac{\pi y}{L}. \quad (П5)$$

Подставив (П2)–(П5) в (П1), получим соотношение (9).

1. Де Жен П. *Физика жидких кристаллов* (М.: Мир, 1977).
2. Блинов Л.М. *Электро- и магнитооптика жидких кристаллов* (М.: Наука, 1978).
3. Пикин С.А. *Структурные превращения в жидких кристаллах* (М.: Наука, 1981, с. 87).
4. Золотко А.С., Китаева В.Ф., Куюмчян В.А., Соболев Н.Н., Сухоруков А.П. *Письма в ЖЭТФ*, **36**, 66 (1982).
5. Аракелян С.М. *УФН*, **153**, 679 (1987).
6. Santamato E., Daino B., Romagnoli M., Settembre M., Shen Y.R. *Phys. Rev. Lett.*, **57**, 2423 (1986).
7. Золотко А.С., Сухоруков А.П. *Письма в ЖЭТФ*, **52**, 707 (1990).
8. Vella A., Piccirillo B., Santamato E. *Phys. Rev. E*, **65**, 031706 (2002).
9. Karn A.J., Arakelian S.M., Shen Y.R., Ong H.L. *Phys. Rev. Lett.*, **57**, 448 (1986).
10. Chen Shu-Hsia, Wu J.J. *Appl. Phys. Lett.*, **52**, 1998 (1988).
11. Wu J. J., Ong Gan-Sing, Chen Shu-Hsia. *Appl. Phys. Lett.*, **53**, 1999 (1988).
12. Wu J.J., Chen Shu-Hsia. *J. Appl. Phys.*, **66**, 1065 (1989).
13. Ong Hiap Liew. *Phys. Rev. A*, **28**, 2393 (1983).
14. Ong Hiap Liew. *Phys. Rev. A*, **31**, 3450 (1985).
15. Ong Hiap Liew. *Phys. Rev. A*, **33**, 3550 (1986).
16. Золотко А.С., Смаев М.П., Китаева В.Ф., Барник М.И. *Кр. сообщ. физ. ФИАН*, № 3, 7 (2004).
17. Barnik M.I., Kharchenko S.A., Kitaeva V.F., Zolot'ko A.S. *Mol. Cryst. Liq. Cryst.*, **375**, 363 (2002).
18. Karn A.J., Shen Y.R., Santamato E. *Phys. Rev. A*, **41**, 4510 (1990).
19. Terskov D.B., Zolot'ko A.S., Barnik M.I., Romyantsev V.G. *Mol. Materials*, **6**, 151 (1996).
20. Барник М.И., Золотко А.С., Румянцев В.Г., Терсков Д.Б. *Кристаллография*, **40**, 746 (1995).
21. Китаева В.Ф., Золотко А.С., Барник М.И. *Mol. Materials*, **12**, 271 (2000).
22. Золотко А.С., Китаева В.Ф., Соболев Н.Н., Сухоруков А.П. *ЖЭТФ*, **81**, 933 (1981).
23. Золотко А.С. *Письма в ЖЭТФ*, **68**, 410 (1998).
24. Janossy I., Prasad S.K. *Phys. Rev. E*, **63**, 041795 (2001).