

# Светоиндуцированные ориентационные переходы первого рода в нематическом жидком кристалле в присутствии обыкновенной волны

А.С.Золотко, М.П.Смаев, С.А.Швецов, Н.И.Бойко, М.И.Барник

*Экспериментально исследованы эффекты светоиндуцированной переориентации директора нематического жидкого кристалла с примесью дендримера. Изучено влияние поляризации света на ориентационный переход первого рода, происходящий при изменении мощности светового пучка. Обнаружен и исследован необратимый ориентационный переход первого рода при изменении поляризации света. Дано теоретическое описание наблюдавшихся эффектов.*

**Ключевые слова:** нематические жидкие кристаллы, дендримеры, светоиндуцированная переориентация, ориентационные переходы, оптическая бистабильность.

## 1. Введение

Нематические жидкие кристаллы (НЖК) состоят из палочкообразных молекул, преимущественно ориентированных в некотором направлении, определяется единичным вектором – директором  $\mathbf{n}$ . Директор НЖК весьма чувствителен к внешним полям [1, 2]; его переориентация (переход Фредерикса) лежит в основе многочисленных применений жидких кристаллов.

Если невозмущенный директор  $\mathbf{n}_0$  перпендикулярен полю (в случае положительного значения анизотропии  $\Delta\epsilon$  или  $\Delta\mu$ ) или параллелен ему (при отрицательной анизотропии), то переориентация директора носит пороговый характер. Для магнитного и низкочастотного электрического полей переход Фредерикса является ориентационным переходом второго рода, т.е. угол  $\psi$  поворота директора представляет собой непрерывную функцию внешнего поля. Исключением является случай, когда электрическое поле параллельно жидкокристаллическому слою: в такой ситуации переход Фредерикса может быть переходом первого рода (угол  $\psi$  меняется скачком) [3, 4].

Светоиндуцированный переход Фредерикса в прозрачном НЖК [5–7] под действием линейно поляризованного света также является переходом второго рода. Так как на оптических частотах  $\Delta\epsilon > 0$ , то пороговый переход проис-

ходит при взаимно перпендикулярной ориентации светового поля  $\mathbf{E}$  и невозмущенного директора  $\mathbf{n}_0$ , что соответствует нормальному падению света на гомеотропно ориентированный НЖК.

Физический механизм оптической ориентации в прозрачных НЖК связан с воздействием света на индуцированные диполи; приложенный к единичному объему НЖК вращающий момент

$$\Gamma_{\text{tr}} = \frac{\Delta\epsilon}{4\pi} (\mathbf{nE})[\mathbf{n} \times \mathbf{E}]. \quad (1)$$

В поглощающих НЖК (обычно смесь прозрачной нематической матрицы и красителя) проявляется также другой механизм оптической ориентации, связанный с изменением межмолекулярных сил при возбуждении молекул [8]. Вращающий момент при этом определяется соотношением

$$\Gamma_{\text{abs}} = \eta \Gamma_{\text{tr}}, \quad (2)$$

где  $\eta$  – фактор усиления ориентирующего действия света ( $\eta$  достигает значений  $\sim 10^2$  при коэффициенте поглощения НЖК  $\sim 10^2 \text{ см}^{-1}$ ).

Оптическая ориентация, обусловленная изменением межмолекулярных сил, наблюдалась в жидкокристаллических системах с примесью красителей различной химической структуры [9–12]. При этом фактор усиления может быть как положительным (директор  $\mathbf{n}$  поворачивается параллельно световому полю  $\mathbf{E}$ , как и в случае прозрачных НЖК), так и отрицательным ( $\mathbf{n}$  поворачивается перпендикулярно  $\mathbf{E}$ ).

Наиболее сильный ориентационный эффект наблюдался для НЖК с примесью высокомолекулярных азосоединений (т.е. соединений, содержащих азомостик  $\text{N}=\text{N}$ ) [12]. Азосоединения характеризуются высокой ориентационной восприимчивостью к свету, проявляющейся в самых разнообразных средах – жидкостях [13, 14], полимерах [15–17] и пленках Лэнгмюра–Блоджетт [18]. Важной особенностью азомолекулы (азофрагмента) является наличие двух (транс- и цис-) изомеров, причем при поглощении света конформационное состояние молеку-

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

С.А.Швецов. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Россия, Московская обл., 141700 Долгопрудный, Институтский пер., 9

Н.И.Бойко. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, химический факультет, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы

М.И.Барник. Институт кристаллографии им. А.В.Шубникова РАН, Россия, 119333 Москва, Ленинский просп., 59

Поступила в редакцию 21 ноября 2011 г., после доработки – 15 февраля 2012 г.

лы может изменяться. Соотношение концентраций изомеров в нематической матрице в поле необыкновенной волны будет зависеть от угла  $\Psi$  между световым полем  $E$  и директором  $n$ . Это связано с тем, что вследствие более вытянутой формы транс-изомер имеет больший параметр порядка (степень упорядоченности молекул относительно директора). Поэтому вероятность его возбуждения сильнее зависит от угла  $\Psi$ , чем вероятность возбуждения цис-изомера. В результате доля цис-изомеров при увеличении  $\Psi$  будет уменьшаться. Поскольку изомеры индуцируют в нематической матрице вращающие моменты разного знака (транс-изомеры обуславливают поворот директора  $n$  перпендикулярно полю  $E$ , а цис-изомеры – параллельно  $E$ ), то фактор усиления  $\eta$  также зависит от угла  $\Psi$  (и может даже менять знак) [19–21].

Зависимость  $\eta(\Psi)$  позволила реализовать ориентационный переход первого рода в НЖК под действием необыкновенной световой волны [22–24]. Такой переход, сопровождавшийся бистабильностью поля директора, наблюдался в НЖК с примесью карбосилановых дендримеров, содержащих терминальные азофрагменты, при нормальном падении света на планарно ориентированный НЖК ( $n_0$  параллелен стенкам ячейки). Фактор усиления  $\eta$  был отрицательным и возрастал по модулю с увеличением угла  $\Psi$  (совпадает в данной геометрии с  $\psi$ ), что обеспечивало дополнительную положительную обратную связь между поворотом директора и величиной вращающего момента.

В [20, 21, 25] было установлено, что фактор усиления  $\eta$  для НЖК с примесью азосоединений зависит от поляризации света. В настоящей работе экспериментально и теоретически исследованы ориентационные переходы в НЖК с примесью дендримера при освещении световым пучком различной поляризации.

## 2. Условия эксперимента

Исследования проводились при комнатной температуре с нематическим жидким кристаллом ЖКМ-1277 (НИОПИК). Использовалась планарно ориентированная ячейка толщиной  $L = 100$  мкм. Внутренние стенки стеклянных подложек жидкокристаллической ячейки были покрыты электропроводящим слоем ИТО.

Молекулярная структура карбосиланового азодендримера второй генерации (G2) показана на рис. 1. Весовая концентрация дендримера в нематической матрице составляла 0.15%. Измеренные поляризационные спектры поглощения ячейки показали, что исследуемый образец обладает существенным дихроизмом. Коэффициенты поглощения необыкновенной и обыкновенной волн таковы:  $\alpha_e = 20 \text{ см}^{-1}$ ,  $\alpha_o = 10 \text{ см}^{-1}$  ( $\lambda = 473 \text{ нм}$ ).

Светоиндуцированные ориентационные переходы в НЖК изучались методом абберационного самовоздействия светового пучка [26, 27]. Ориентирующее действие светового пучка приводит к деформации поля директора и к изменению показателя преломления необыкновенной волны. Фронт световой волны, прошедшей через жидкокристаллический слой, искажается, и в результате дифракции в дальней зоне наблюдается система концентрических колец. Число абберационных колец  $N$  связано с изменением показателя преломления  $\Delta n$  соотношением

$$|\Delta n| = \lambda N / L, \quad (3)$$

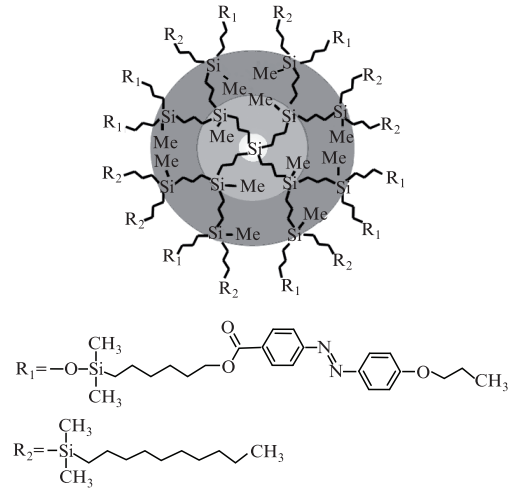


Рис. 1. Химическая формула карбосиланового дендримера второй генерации (G2) со статистически распределенными азобензольными ( $R_1$ ) и алифатическими ( $R_2$ ) терминальными фрагментами.

где  $\lambda$  – длина световой волны. Знак самовоздействия (самофокусировка или самодефокусировка) определялся по трансформации абберационной картины при быстром сдвиге ячейки перпендикулярно оси светового пучка [21].

На рис.2,а представлена схема экспериментальной установки. Линейно поляризованный световой пучок от твердотельного лазера 1 (LCS-DTL-364, Laser Export) с  $\lambda = 473 \text{ нм}$  фокусировался линзой 3 с фокусным расстоянием  $f = 18 \text{ см}$  и падал нормально на НЖК 4. Жидкокристаллический слой располагался вертикально (в плоскости  $XZ$ ), невозмущенный директор  $n_0$  лежал в горизонтальной плоскости (параллельно оси  $X$ ). Под действием света директор поворачивался в плоскости  $XY$  на угол  $\psi$  (рис.2,б). Плоскость поляризации светового пучка поворачивалась на угол  $\varphi$  при помощи двойного ромба Френеля 2. При этом в НЖК возбуждались обыкновенная и необыкновенная волны ( $\varphi = 0$  соответствует нео-

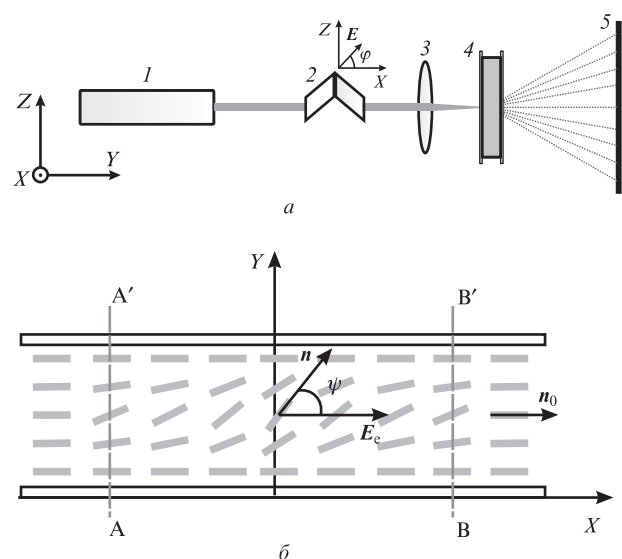


Рис. 2. Схема экспериментальной установки (1 – твердотельный лазер ( $\lambda = 473 \text{ нм}$ ); 2 – двойной ромб Френеля; 3 – линза; 4 – ячейка с НЖК; 5 – экран) (а) и переориентация директора  $n$  под действием светового поля ( $n_0$  – невозмущенный директор;  $E_e$  – поле необыкновенной волны;  $\psi$  – угол поворота директора; линии AA' и BB' обозначают условные границы светового пучка) (б).

быкновенной волне (горизонтальной поляризации), а  $\varphi = 90^\circ$  – обыкновенной волне (вертикальной поляризации)). Абберрационная картина наблюдалась на экране 5.

### 3. Результаты эксперимента

Во всех проведенных экспериментах независимо от поляризации света наблюдалась самодефокусировка, т.е. директор поворачивался от направления светового поля. На рис.3 приведены зависимости числа абберрационных колец  $N$  и модуля среднего светоиндуцированного показателя преломления  $|\Delta n|$  от мощности необыкновенной волны  $P_e = P_0 \cos^2 \varphi$  ( $P_0$  – мощность пучка, падающего на жидкокристаллическую ячейку), индуцирующей переориентацию (см. разд. 4), при различных углах поворота плоскости поляризации  $\varphi$ . Видно, что при  $\varphi = 0, 20^\circ$  и  $40^\circ$  наблюдаются ориентационные переходы первого рода, сопровождающиеся бистабильностью при увеличении и уменьшении мощности  $P_e$ . Например, при  $\varphi = 0$  в интервале от  $P_2 = 18$  мВт до  $P_1 = 27$  мВт существуют два устойчивых положения директора. При  $\varphi = 60^\circ$  переход первого рода превращается в переход второго рода. Из рис.3 также следует, что с ростом угла  $\varphi$  порог переориентации уменьшается, т.е. величина фактора усиления  $\eta$  возрастает. При этом область бистабильности сужается и исчезает.

При фиксированном значении световой мощности из интервала  $P_2 < P < P_1$  (рис.3) и изменении угла  $\varphi$  были обнаружены переходы первого рода, сопровождавшиеся бистабильностью поля директора (рис.4). Так, при  $P = 18.5$  мВт и повороте плоскости поляризации от направления необыкновенной волны ( $\varphi = 0$ ) до  $\varphi_1 = 35^\circ$  абберрационная картина не наблюдалась (поле директора не деформировалось). При  $\varphi = \varphi_1$  формировалось 25 колец. Дальнейшее увеличение  $\varphi$  приводило к монотонному уменьшению  $N$  (подавлению переориентации). С уменьшением угла  $\varphi$  от  $\varphi_1$  до нуля число колец возрастало до 35, т.е. обратный переход отсутствовал. Таким образом, в интервале  $0 < \varphi < 35^\circ$  существуют два устойчивых состояния поля директора. Увеличение мощности светового пучка приводило к уменьшению области бистабильности поля директора (уменьшению  $\varphi_1$ ) и к увеличению числа абберрационных колец, возникающих при переходе.

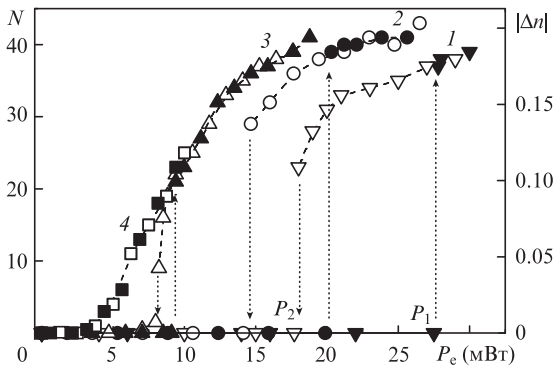


Рис.3. Зависимости числа абберрационных колец  $N$  и модуля светоиндуцированного показателя преломления  $|\Delta n|$ , усредненного по толщине образца, от мощности необыкновенной волны  $P_e = P_0 \times \cos^2 \varphi$  ( $\lambda = 473$  нм), прошедшей через планарно ориентированный ЖКМ-1277 + 0.15% G2 при нормальном падении и углах поворота плоскости поляризации  $\varphi = 0$  (1),  $20^\circ$  (2),  $40^\circ$  (3) и  $60^\circ$  (4). Черные точки соответствуют увеличению мощности  $P_e$ , светлые – ее уменьшению.

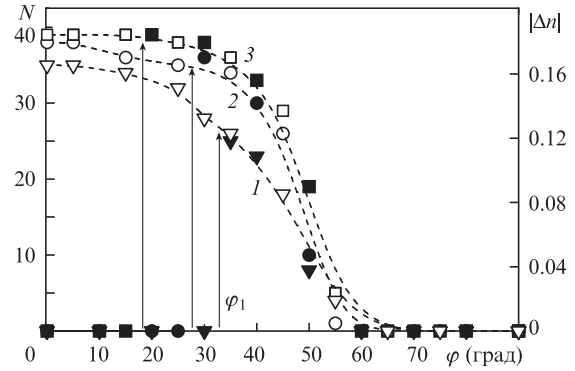


Рис.4. Зависимости числа абберрационных колец  $N$  и модуля светоиндуцированного показателя преломления  $|\Delta n|$ , усредненного по толщине образца, от угла поворота плоскости поляризации  $\varphi$  при мощностях светового ( $\lambda = 473$  нм) пучка  $P = 18.5$  (1), 20 (2) и 23 мВт (3), падающего на планарно ориентированный ЖКМ-1277+0.15% G2. Черные точки соответствуют увеличению угла  $\varphi$ , светлые – уменьшению.

### 4. Обсуждение

Рассмотрим ориентирующее воздействие суперпозиции полей необыкновенной ( $E_e$ ) и обыкновенной ( $E_o$ ) волн на планарно ориентированный НЖК. Напряженности полей этих волн можно записать в виде

$$E_e = iA_e \exp[i(k_e r - \omega t)] + \text{компл. сопр.}, \quad (4)$$

$$E_o = kA_o \exp[i(k_o r - \omega t)] + \text{компл. сопр.}, \quad (5)$$

где  $A_e, A_o, k_e, k_o$  – амплитуды и волновые векторы необыкновенной и обыкновенной волн;  $\omega$  – частота светового поля. Используя (1) и (2), учитывая взаимную перпендикулярность директора  $n = i \cos \psi + j \sin \psi$  и поля  $E_o$ , а также пренебрегая быстроосциллирующими во времени членами, получаем выражение для суммарного вращающего момента:

$$\Gamma_{\text{opt}} = \frac{\Delta \tilde{\epsilon}}{8\pi} k A_e^2 \sin \psi \cos \psi + \frac{\Delta \tilde{\epsilon}}{8\pi} (i \sin \psi - j \cos \psi) A_e A_o \cos \psi \cos[(k_e - k_o) r], \quad (6)$$

где  $\Delta \tilde{\epsilon} = \Delta \epsilon + \Delta \epsilon_{\text{eff}}$ ;  $\Delta \epsilon_{\text{eff}} = \eta \Delta \epsilon$  – эффективная анизотропия (величина, характеризующая момент межмолекулярных сил в поглощающих НЖК). Второе слагаемое в правой части (6) изменяется вдоль оси  $Y$  с характерным периодом  $l = \lambda / (n_e - n_o) \approx 2.5$  мкм, где  $n_e$  и  $n_o$  – показатели преломления необыкновенной и обыкновенной волн. Поскольку упругая энергия НЖК пропорциональна квадрату пространственной производной поля директора (т.е., обратно пропорциональна квадрату характерного периода деформации) [1], а  $l \ll L$ , то это слагаемое не должно привести к заметному повороту директора. Поэтому будем считать, что переориентация директора происходит за счет вращающего момента, создаваемого необыкновенной волной.

В [23] для описания ориентационных переходов в поле необыкновенной волны в НЖК с примесью дендримеров

было предложено использовать для эффективной анизотропии следующее приближение:

$$\Delta\epsilon_{\text{eff}} = -\Delta\epsilon_{\text{eff}}^{(0)} - \Delta\epsilon_{\text{eff}}^{(1)} \sin^2 \Psi, \quad (7)$$

где  $\Delta\epsilon_{\text{eff}}^{(0)}, \Delta\epsilon_{\text{eff}}^{(1)}$  – положительные параметры.

При распространении в НЖК необыкновенной и обыкновенной волн из-за возникновения фазового набега между ними поляризация излучения будет эллиптической и будет зависеть от продольной и поперечных координат. Однако это изменение поляризации не повлияет на поглощение света ансамблем молекул красителя (а следовательно, на  $\Delta\epsilon_{\text{eff}}$ ), т. к. последнее зависит только от направления оптической оси (директора  $\mathbf{n}$ ) и от соотношения интенсивностей необыкновенной и обыкновенной волн. Поэтому для обобщения соотношения (7) на изучаемый нами случай достаточно выразить угол между линейно поляризованным полем  $\mathbf{E}$  при входе в кристалл и директором  $\mathbf{n}$  через угол переориентации директора  $\psi$  и угол поворота плоскости поляризации  $\varphi$ . В результате получим

$$\Delta\tilde{\epsilon} = \Delta\epsilon^{(0)}(1 + m \sin^2 \psi + m \sin^2 \varphi \cos^2 \psi), \quad (8)$$

где  $\Delta\epsilon^{(0)} = \Delta\epsilon - \Delta\epsilon_{\text{eff}}^{(0)}$ ;  $m = -\Delta\epsilon_{\text{eff}}^{(1)}/\Delta\epsilon^{(0)}$  – параметр, характеризующий дополнительную обратную связь между углом  $\Psi$  и оптическим вращающим моментом.

Уравнение для временного изменения поля директора  $\mathbf{n}(\mathbf{r}, t)$  можно получить из условия равновесия моментов [1]. На директор НЖК действуют момент вязких сил  $\Gamma_{\text{visc}} = -k\gamma \partial\psi/\partial t$  ( $\gamma_1$  – коэффициент вязкости), момент упругих сил  $\Gamma_{\text{elast}} = kK \partial^2\psi/\partial y^2$  ( $K$  – упругая постоянная Франка) и оптический момент  $\Gamma_{\text{opt}} = [\Delta\tilde{\epsilon}/(8\pi)]kA_c^2 \sin\psi \cos\psi$ . Приравняв нулю их сумму, получим

$$\frac{\partial\psi}{\partial\tau} = \frac{\partial^2\psi}{\partial\zeta^2} + \delta_e(1 + m \sin^2\psi + m \sin^2\varphi \cos^2\psi) \sin\psi \cos\psi, \quad (9)$$

где  $\zeta = \pi y/L$  – безразмерная координата;  $\tau = t/\tau_0$  – безразмерное время;  $\tau_0 = \gamma_1 L^2/(\pi^2 K)$ ;  $\delta_e = |\Delta\epsilon^{(0)}| |A_c|^2 L^2/(8\pi^2 K)$  – безразмерная интенсивность необыкновенной волны.

Аппроксимируем распределение поля директора по толщине кристалла первой гармоникой

$$\psi(\zeta, \tau) = \psi_m(\tau) \sin\zeta, \quad (10)$$

где  $\psi_m$  – угол поворота директора в середине кристалла ( $y = L/2$ ). Подставив (10) в (9), домножив на  $\sin\zeta$  и проинтегрировав в пределах  $0 \leq \zeta \leq \pi$ , получим

$$\frac{d\psi_m}{d\tau} = -\psi_m + \delta_e(A + B \sin^2\varphi), \quad (11)$$

где

$$A = J_1(2\psi_m) + \frac{1}{2}mJ_1(2\psi_m) - \frac{1}{4}mJ_1(4\psi_m) \quad \text{и} \quad B = \frac{1}{2}mJ_1(2\psi_m) + \frac{1}{4}mJ_1(4\psi_m).$$

Тривиальное решение  $\psi_m = 0$  уравнения (11) является устойчивым при  $\delta_e < \delta_{e,1}$ , где

$$\delta_{e,1} = (1 + m \sin^2\varphi)^{-1}. \quad (12)$$

Величина  $\delta_{e,1}$  соответствует порогу прямого перехода (например, при  $\varphi = 0$  – мощности  $P_1$ , см. рис.3). Нетривиальные стационарные решения уравнения (11) при раз-

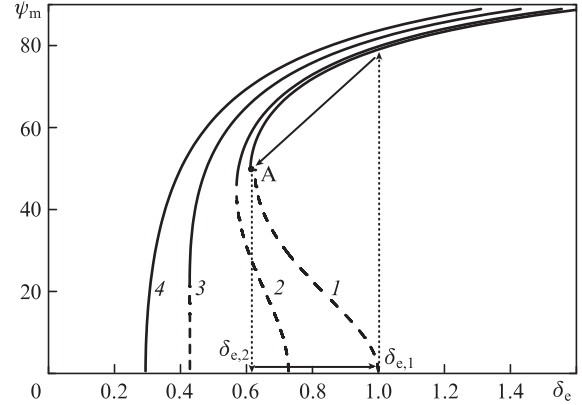


Рис.5. Теоретические зависимости угла поворота директора  $\psi_m$  от безразмерной интенсивности необыкновенной волны  $\delta_e$  при углах поворота плоскости поляризации  $\varphi = 0$  (1),  $20^\circ$  (2),  $40^\circ$  (3),  $60^\circ$  (4). Сплошными кривыми показаны устойчивые решения, штриховыми – неустойчивые.

личных значениях угла  $\varphi$  представлены на рис.5. Эти решения устойчивы при  $\partial\delta_e(\psi_m)/\partial\psi_m > 0$  и неустойчивы при  $\partial\delta_e(\psi_m)/\partial\psi_m < 0$ .

При  $\varphi = 0$  (рис.5, кривая 1) имеет место скачкообразный обратный переход при  $\delta_{e,2} < \delta_{e,1}$  (в точке А). Таким образом, в области  $\delta_{e,2} < \delta < \delta_{e,1}$  существует бистабильность поля директора. Используемое в расчетах значение параметра  $m = 3.2$  соответствует экспериментальному значению относительной ширины области бистабильности  $\Lambda = (P_1 - P_2)/P_1 = 0.38$  (рис.3, кривая 1).

Как видно из рис.5, увеличение угла  $\varphi$  приводит к снижению порогов, уменьшению области бистабильности (кривые 1–3) и изменению рода перехода: при  $\varphi = 60^\circ$  (кривая 4) имеет место переход второго рода. Таким образом, приведенные теоретические зависимости качественно согласуются с экспериментальными (см. рис.3).

Рассмотрим теперь ориентационные переходы, происходящие при фиксированной мощности светового пучка и вращении плоскости поляризации. Из уравнения (11) в стационарном режиме получим

$$\varphi_{\pm} = \frac{1}{2} \arccos\left(\frac{A \pm \sqrt{(A+B)^2 - 4B\psi_m/\delta}}{B}\right), \quad (13)$$

где  $\delta = \delta_e/\cos^2\varphi$  – безразмерная интенсивность световой волны. Решение  $\varphi_-$  устойчиво при  $\partial\varphi_-/\partial\psi_m < 0$  и неустойчиво при  $\partial\varphi_-/\partial\psi_m > 0$ . Решение  $\varphi_+$ , для которого  $\partial\varphi_+/\partial\psi_m < 0$  в интервале  $0 < \psi_m < \pi/2$ , всегда неустойчиво.

Решения  $\psi_m(\xi)$  ( $\xi = \sin^2\varphi$ ) уравнения (13) при различных значениях безразмерной интенсивности из интервала  $0.63 < \delta < 1$ , в котором существует бистабильность при  $\varphi = 0$  (рис.5, кривая 1), представлены на рис.6. Видно, что в зависимости от величины  $\delta$  возможны различные режимы светоиндуцированной переориентации.

При  $0.75 \leq \delta < 1$  (рис.6, кривые 1–3) увеличение  $\xi$  приводит к ориентационному переходу первого рода в возмущенное состояние (в интервале  $\xi_1 < \xi < \xi_2$  тривиальное решение неустойчиво, поэтому угол переориентации  $\psi_m$  меняется скачком при  $\xi = \xi_1$ ). С дальнейшим увеличением  $\xi$  деформация поля директора подавляется вследствие уменьшения необыкновенной компоненты светового поля. При последующем уменьшении  $\xi$  угол  $\psi_m$  монотонно увеличивается; переход в невозмущенное состояние не происходит. Таким образом, теоретическая модель

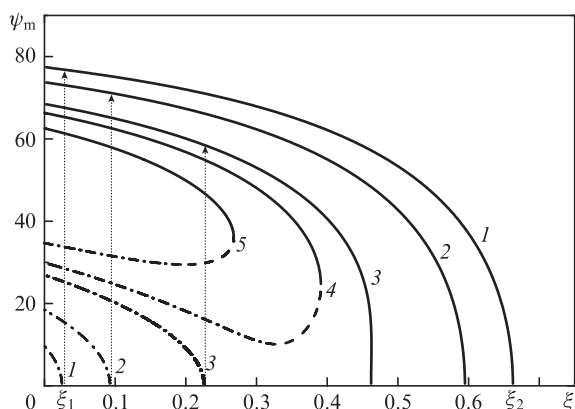


Рис.6. Теоретические зависимости угла поворота директора  $\psi_m$  от параметра  $\xi = \sin^2\varphi$  при безразмерной интенсивности  $\delta = 0.95$  (1), 0.85 (2), 0.75 (3), 0.72 (4) и 0.65 (5). Сплошными кривыми показаны устойчивые решения  $\sin^2\varphi_-$ , штриховыми – неустойчивые решения  $\sin^2\varphi_-$ , штрих-пунктирными – неустойчивые решения  $\sin^2\varphi_+$ .

согласуется с результатами эксперимента (см. рис.4). В узкой области ( $0.73 < \delta < 0.75$ ) переход в невозмущенное состояние при увеличении  $\xi$  и соответствующий обратный переход становятся скачкообразными и происходят при различных значениях  $\xi$ . Возможность наблюдения такого режима требует отдельного исследования.

В интервале  $0.63 < \delta < 0.73$  нулевое решение устойчиво при любых  $\xi$ . При этом также существует устойчивое нетривиальное решение (рис.6, кривые 4–5). Перейти в это состояние можно, например, дополнительно воздействуя на НЖК дестабилизирующим низкочастотным полем, что было проверено экспериментально.

Результаты, полученные в настоящей работе, свидетельствуют о возможности управления состоянием НЖК и параметрами оптической бистабильности путем изменения концентраций изомеров молекулы красителя при добавлении излучения обыкновенной поляризации. Это излучение, в принципе, может отличаться от излучения обыкновенной поляризации, поворачивающего директор НЖК, длиной волны и направлением распространения, что может быть полезно для реализации схем оптического переключения и оптических модуляторов.

## 5. Заключение

Экспериментально и теоретически исследованы ориентационные переходы в НЖК с примесью азодендримера. Установлено, что поворот плоскости поляризации света трансформирует переход первого рода, происходящий при изменении интенсивности световой волны и сопровождающийся бистабильностью поля директора НЖК, в переход второго рода. Обнаружен и исследован необратимый ориентационный переход первого рода при изменении угла поворота плоскости поляризации и постоянной мощности светового пучка. Построена теорети-

ческая модель взаимодействия НЖК с суперпозицией обыкновенной и обыкновенной волн.

Полученные результаты свидетельствуют о возможности управления типом ориентационного перехода и оптической бистабильностью НЖК с помощью обыкновенной волны.

Авторы благодарны В.Н.Очкину и В.П.Шибяеву за полезные обсуждения. Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант №11-02-01315), УНК ФИАН, и ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (госконтракт №02.740.11.0447).

1. Блинов Л.М. *Электро- и магнитооптика жидких кристаллов* (М.: Наука, 1978).
2. Khoo I.C. *Phys. Rep.*, **471**, 221 (2009).
3. Аракелян С.М., Караян А.С., Чилингарян Ю.С. *ДАН СССР*, **275**, 52 (1984).
4. Frisken B.J., Palfy-Muhoray P. *Phys. Rev. A*, **40**, 6099 (1989).
5. Золотко А.С., Китаева В.Ф., Кроо Н., Соболев Н.Н., Чиллаг Л. *Письма в ЖЭТФ*, **32**, 170 (1980).
6. Durbin S.D., Arakelian S.M., Shen Y.R. *Phys. Rev. Lett.*, **47**, 1411 (1981).
7. Золотко А.С., Китаева В.Ф., Кулумчян В.А., Соболев Н.Н., Сухоруков А.П. *Письма в ЖЭТФ*, **36**, 66 (1982).
8. Janossy I., Csillag L., Lloyd A.D. *Phys. Rev. A*, **44**, 8410 (1991).
9. Janossy I., Kosa T. *Opt. Lett.*, **17**, 1183 (1992).
10. Marrucci L., Paparo D., Maddalena P., Massera E., Prudnikova E., Santamato E. *J. Chem. Phys.*, **107**, 9783 (1997).
11. Kosa T., Palfy-Muhoray P., Zhang H., Ikeda T. *Mol. Cryst. Liq. Cryst.*, **421**, 107 (2004).
12. Будаговский И.А., Золотко А.С., Очкин В.Н., Смаев М.П., Бобровский А.Ю., Шибяев В.П., Барник М.И. *ЖЭТФ*, **133**, 204 (2008).
13. Макушенко А.М., Непорент Б.С., Столбова О.В. *Оптика и спектроскопия*, **31**, 741 (1971).
14. Janossy I., Benkler E. *Europhys. Lett.*, **62**, 698 (2003).
15. Anderle K., Birenheide R., Werner M.J.A., Wendorff J.H. *Liq. Cryst.*, **9**, 691 (1991).
16. Пономарев Ю.В., Иванов С.А., Румянцев Ю.А., Громченко А.А. *Квантовая электроника*, **39**, 46 (2009).
17. Шибяев В.П. *Высокомолекулярные соединения*, **51**, 1863 (2009).
18. Palto S.P., Yudin S.G., Germain C., Durand G. *J. Physique II*, **5**, 133 (1995).
19. Барник М.И., Золотко А.С., Румянцев В.Г., Терсков Д.Б. *Кристаллография*, **40**, 746 (1995).
20. Janossy I., Szabados L. *Phys. Rev. E*, **58**, 4598 (1998).
21. Китаева В.Ф., Золотко А.С., Барник М.И. *Mol. Materials*, **12**, 271 (2000).
22. Бабаян Э.А., Будаговский И.А., Золотко А.С., Смаев М.П., Швецов С.А., Бойко Н.И., Барник М.И. *Кр. сообщ. физ. ФИАН*, № 8, 46 (2010).
23. Babayan E.A., Budagovsky I.A., Shvetsov S.A., Smayev M.P., Zolot'ko A.S., Boiko N.I., Barnik M.I. *Phys. Rev. E*, **82**, 061705 (2010).
24. Budagovsky I.A., Ochkin V.N., Shvetsov S.A., Smayev M.P., Zolot'ko A.S., Brazhnikov D.A., Boiko N.I., Barnik M.I. *Mol. Cryst. Liq. Cryst.*, **544**, 112 (2011).
25. Benkler E., Janossy I., Kreuzer M. *Mol. Cryst. Liq. Cryst.*, **375**, 701 (2002).
26. Золотко А.С., Китаева В.Ф., Соболев Н.Н., Сухоруков А.П. *ЖЭТФ*, **81**, 933 (1981).
27. Durbin S.D., Arakelian S.M., Shen Y.R. *Opt. Lett.*, **6**, 411 (1981).