ЖЭТФ, 2015, том 147, вып. 5, стр. 1045–1052

ФАЗОВЫЕ ДИАГРАММЫ ОРИЕНТАЦИОННЫХ ПЕРЕХОДОВ В ПОГЛОЩАЮЩИХ НЖК

А. С. Золотько[a*], *В. Н. Очкин*[a], *М. П. Смаев*[a], *С. А. Швецов*[a,b]

[a] *Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук 119991, Москва, Россия*

[b] *Московский физико-технический институт 141700, Долгопрудный, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 2 октября 2014 г.

Для нематических жидких кристаллов (НЖК) с примесью конформационно активных соединений, находящихся под воздействием светового, низкочастотного электрического и магнитного полей, предложена теория ориентационных переходов, использующая разложение вращающих моментов, действующих на директор НЖК, по углу поворота директора. Построены фазовые диаграммы состояния НЖК в зависимости от интенсивности и поляризации светового поля, напряженности низкочастотного электрического поля и параметра, характеризующего обратную связь между поворотом директора НЖК и оптическим вращающим моментом. Определены условия возникновения переходов второго и первого рода. Предложенная теория согласуется с экспериментом.

DOI: 10.7868/S0044451015050183

1. ВВЕДЕНИЕ

Воздействие внешних (магнитных, электрических или световых) полей на молекулы нематического жидкого кристалла (НЖК) приводит к повороту директора **n**. При взаимно перпендикулярной или параллельной ориентации **n** и внешнего поля поворот директора является пороговым (переход Фредерикса) [1, 2]. Эффект имеет черты фазового перехода: состояние кристалла меняет симметрию, вблизи порога проявляются критические явления [3–6]. В качестве параметра порядка может рассматриваться угол поворота директора в центральном слое НЖК. Для перехода Фредерикса, как правило, характерны черты перехода второго рода, т. е. угол поворота директора есть непрерывная функция внешнего поля [2, 3, 7].

На принципиальную возможность перехода первого рода в линейно-поляризованном световом поле указал анализ, выполненный в работах [8–10]. Результаты показали, что для реализации переходов первого рода требуется большая анизотропия диэлектрической проницаемости; экспериментально такой эффект не наблюдался. Вместе с тем было теоретически и экспериментально показано, что переходы первого рода реализуются при комбинациях низкочастотных и световых полей. Стабилизирующее низкочастотное поле может приводить к появлению светоиндуцированного перехода первого рода, а стабилизирующее воздействие света — к переходам первого рода при изменении низкочастотных полей [11–16].

Оптические исследования стимулировали более детальное изучение взаимодействия НЖК с низкочастотными полями. Был предсказан [17, 18] и наблюдался [18, 19] переход первого рода в гомеотропно-ориентированном НЖК при приложении электрического поля параллельно жидкокристаллическому слою. В работах [18, 20] теоретически исследовано поведение НЖК для комбинаций электрического и магнитного полей. Было показано, что, как и в случае светового поля, стабилизирующее воздействие одного из полей может трансформировать переход второго рода в переход первого рода.

Физической причиной переходов первого рода во всех упомянутых выше случаях было обратное воздействие деформации поля директора НЖК на низкочастотное электрическое поле или световое поле необыкновенной поляризации.

[*] E-mail: zolotko@lebedev.ru

Следует также упомянуть переходы первого рода в циркулярно поляризованном поле [21, 22], обусловленные энергообменом необыкновенной и обыкновенной волн в НЖК со светоиндуцированной неплоской деформацией директора. В этом случае поле директора не является стационарным и прецессирует из-за передачи НЖК момента импульса света.

В поглощающих НЖК поворот директора связан не с воздействием светового поля на индуцированные им диполи (как это имеет место в рассмотренных выше прозрачных НЖК), а с изменением межмолекулярных сил при поглощении световых квантов [23–25].

Переходы первого рода под действием светового пучка в отсутствие низкочастотных полей были реализованы и исследованы в НЖК с добавками поглощающих азобензольных соединений [26–30]. При увеличении мощности нормально падающего на планарно-ориентированный НЖК светового пучка необыкновенной поляризации до некоторого значения P_1 происходила скачкообразная переориентация директора. При последующем уменьшении мощности обратный переход к однородному состоянию поля директора осуществлялся при мощности $P_2 < P_1$, т. е. переориентация директора сопровождалась бистабильностью. Относительная ширина области бистабильности, $\Delta = (P_1 - P_2)/P_1$, более чем на порядок превышала таковую для оптических переходов первого рода в прозрачных НЖК в присутствии дополнительного поля. Приложение низкочастотного электрического поля или добавление обыкновенной волны изменяло род перехода [26, 29].

Экспериментальные результаты [26–30] обусловлены дополнительной обратной связью между поворотом директора и оптическим вращающим моментом, возникающей благодаря влиянию светового поля на конформационный состав азобензольных соединений [31]. Теоретическое описание ориентационных переходов [26, 29] было проведено на основе точного решения уравнения баланса моментов, действующих на директор НЖК.

В то же время в большинстве работ теоретическое рассмотрение переходов НЖК во внешних полях осуществлялось с использованием разложения уравнений для поля директора НЖК или свободной энергии НЖК по углу поворота директора. В частности, в работах [9, 13–15, 18–20] такие переходы рассматривались с точки зрения теории фазовых переходов Ландау [32–34]. Было дано адекватное и наглядное описание основных свойств ориентационных переходов в НЖК: установлены критерии реализации переходов первого и второго рода, получены простые аналитические выражения для угла поворота директора.

В данной работе построена теория ориентационных переходов в поглощающих НЖК, основанная на разложении уравнения баланса моментов по углу поворота директора.

2. УРАВНЕНИЕ ДИНАМИКИ ДИРЕКТОРА НЖК

Рассмотрим взаимодействие планарно-ориентированного НЖК с нормально падающей линейно поляризованной световой волной (рис. 1). Введем декартову систему координат, ось x которой параллельна невозмущенному директору $\mathbf{n}_0$, а ось y перпендикулярна плоскости ЖК-слоя и параллельна волновому вектору $\mathbf{k}$ световой волны. Координаты директора НЖК $\mathbf{n}(\mathbf{r})$, поворачивающегося в плоскости xy, равны

$$n_x = \cos\psi, \quad n_y = \sin\psi, \quad n_z = 0, \tag{1}$$

где $\psi(y)$ — угол поворота директора.

При падении на НЖК света, плоскость поляризации которого повернута на угол φ относительно плоскости xy, световое поле внутри кристалла есть суперпозиция необыкновенной и обыкновенной волн, которую можно представить в виде

$$\mathbf{E} = \frac{1}{2}\left\{\mathbf{e}A_0 \exp\left[i(k_o y - \omega t)\right] + \text{c.c.}\right\}, \tag{2}$$

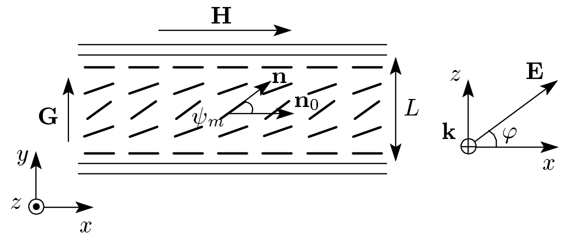

Рис. 1. Геометрия взаимодействия светового пучка с планарным НЖК: $\mathbf{n}_0$ — невозмущенный директор, $\mathbf{n}$ — директор, повернутый внешними полями, ψ_m — угол поворота директора в центральном слое НЖК, L — толщина жидкокристаллического слоя, $\mathbf{E}$ и $\mathbf{k}$ — поле и волновой вектор падающего на НЖК светового излучения, φ — угол поворота плоскости поляризации падающего светового пучка относительно плоскости xy, $\mathbf{G}$ — напряженность низкочастотного электрического поля, $\mathbf{H}$ — напряженность постоянного магнитного поля

где

$$\mathbf{e} = \mathbf{e}_e \cos\varphi \exp\left[i(k_e - k_o)y\right] + \mathbf{e}_o \sin\varphi \quad (3)$$

— единичный комплексный вектор поляризации светового излучения, A_0 — амплитуда светового поля, $\mathbf{e}_e = \mathbf{e}_x$ и $\mathbf{e}_o = \mathbf{e}_z$ — векторы поляризации необыкновенной и обыкновенной волн, k_e и k_o — волновые векторы этих волн, ω — световая частота.

Вращающий момент, связанный с изменением межмолекулярных сил в поглощающих НЖК, можно представить в виде

$$\mathbf{\Gamma}_{abs} = \eta \mathbf{\Gamma}_{tr}, \quad (4)$$

где

$$\mathbf{\Gamma}_{tr} = \frac{\Delta\varepsilon}{4\pi}(\mathbf{n}\cdot\mathbf{E})[\mathbf{n}\times\mathbf{E}] \quad (5)$$

— оптический момент для прозрачного (нелегированного) НЖК, $\Delta\varepsilon$ — оптическая анизотропия, η — фактор усиления вращающего момента по сравнению с прозрачным НЖК [31].

Для НЖК, легированных азобензольными соединениями, фактор усиления η определяется концентрациями c_t и c_c транс- и цис-изомеров азобензольных хромофоров,

$$\eta = \eta_t c_t + \eta_c c_c, \quad (6)$$

где η_t и η_c — параметры ЖК-смеси. Транс-изомеры индуцируют в нематической матрице отрицательный вращающий момент ($\eta_t < 0$, директор поворачивается от светового поля $\mathbf{E}$), а цис-изомеры — положительный ($\eta_c > 0$, директор ориентируется параллельно $\mathbf{E}$). Световое поле вызывает конформационные переходы изомеров и изменяет их концентрации [31]. В достаточно сильном световом поле (когда тепловой цис–транс-релаксацией можно пренебречь) $c_c/c_t \sim \sigma_t/\sigma_c$, где σ_t и σ_c — сечения поглощения транс- и цис-изомеров в нематической матрице, зависящие от геометрии взаимодействия светового поля и директора НЖК. Эта зависимость проявляется значительно сильнее для транс-изомера, имеющего более вытянутую форму и характеризующегося высокой степенью упорядоченности в нематической матрице. В результате соотношение концентраций изомеров, а с ним и фактор усиления также оказываются зависящими от геометрии взаимодействия светового поля и директора НЖК.

В работе [31] получено выражение для фактора усиления при падении на НЖК линейно поляризованной волны; при этом влияние геометрии взаимодействия проявляется в виде зависимости фактора усиления η от переменной $\sin^2\Psi = \sin^2\psi + \sin^2\varphi\cos^2\psi$ (Ψ — угол между вектором поляризации света, падающего на НЖК, и директором $\mathbf{n}$). Разложение функции $\eta(\sin^2\Psi)$ по переменной $\sin^2\Psi$ позволяет представить фактор усиления в виде

$$\eta(\psi,\varphi) = \eta_0\left[1 + m_0(\sin^2\psi + \sin^2\varphi\cos^2\psi)\right], \quad (7)$$

где η_0 и m_0 — величины, зависящие от концентрации азохромофоров, величин η_t, η_c, а также от параметров, характеризующих сечения поглощения изомеров.

Используя выражения (4), (5) и (7), суммарный оптический момент $\mathbf{\Gamma}_{opt} = \mathbf{\Gamma}_{abs} + \mathbf{\Gamma}_{tr}$ можем представить в виде

$$\mathbf{\Gamma}_{opt} = (1+\eta_0)\left[1 + m(\sin^2\psi + \sin^2\varphi\cos^2\psi)\right]\mathbf{\Gamma}_{tr}, \quad (8)$$

где $m = m_0\eta_0/(1+\eta_0)$. Для азодобавок, приводящих к переходу первого рода, $1+\eta_0 < 0$, при этом под действием света директор НЖК поворачивается от светового поля. Параметр m, определяемый свойствами ЖК-системы, характеризует глубину дополнительной обратной связи между поворотом директора и оптическим вращающим моментом $\mathbf{\Gamma}_{opt}$. Чем больше m, тем быстрее возрастает вращающий момент при повороте директора.

Пусть помимо светового поля на НЖК воздействуют низкочастотное электрическое поле $\mathbf{G} = \mathbf{e}_y G_0 \sin\Omega t$, перпендикулярное ЖК-слою (G_0 и Ω — амплитуда и частота поля), и постоянное магнитное поле $\mathbf{H} = \mathbf{e}_x H$, параллельное ЖК-слою (см. рис. 1). Моменты, обусловленные этими полями, равны

$$\mathbf{\Gamma}_{el} = \frac{\Delta\varepsilon_{lf}}{4\pi}(\mathbf{n}\cdot\mathbf{G})[\mathbf{n}\times\mathbf{G}], \quad \mathbf{\Gamma}_{magn} = \frac{\Delta\mu}{4\pi}(\mathbf{n}\cdot\mathbf{H})[\mathbf{n}\times\mathbf{H}],$$

где $\Delta\varepsilon_{lf}$ — анизотропия диэлектрической проницаемости на частоте Ω, а $\Delta\mu$ — анизотропия магнитной проницаемости. На директор НЖК воздействуют также моменты упругих $\mathbf{\Gamma}_{elast} = K[\mathbf{n}\times\Delta\mathbf{n}]$ сил (K — упругая постоянная Франка) и вязких $\mathbf{\Gamma}_{visc} = -\gamma_1[\mathbf{n}\times\partial\mathbf{n}/\partial t]$ сил (γ_1 — коэффициент вязкости).

Приравнивая нулю сумму моментов $\mathbf{\Gamma}_{opt}$, $\mathbf{\Gamma}_{el}$, $\mathbf{\Gamma}_{magn}$, $\mathbf{\Gamma}_{elast}$, $\mathbf{\Gamma}_{visc}$, проводя усреднение по времени и отбрасывая быстроосциллирующие члены, пропорциональные $\exp[\pm i(k_e - k_o)y]$, получаем

$$\begin{aligned}\frac{\Delta\psi}{\partial\tau} = \frac{\partial^2\psi}{\partial\xi^2} &+ \\ + \delta_e \sin\psi\cos\psi &\left[1 + m(\sin^2\psi + \sin^2\varphi\cos^2\psi)\right] + \\ &+ (\delta_G - \delta_H)\sin\psi\cos\psi, \quad (9)\end{aligned}$$

где $\xi = \pi y/L$ и $\tau = t/\tau_0$ — безразмерные координата и время, $\tau_0 = \gamma_1 L^2/\pi^2 K$, а $\delta_e = |A_0|^2\cos^2\varphi/|A_{e,th}|^2$

и $\delta_H = H^2/H_{th}^2$ — квадраты напряженности необыкновенной световой волны и магнитного поля, нормированные на пороговые значения этих величин,

$$|A_{e,th}|^2 = -\frac{8\pi^3 K}{(1+\eta_0)\Delta\varepsilon}, \quad H_{th}^2 = \frac{4\pi^3 K}{\Delta\mu L^2},$$

при превышении которых начинается переориентация директора. При положительной анизотропии $\Delta\varepsilon_{lf}$ величина $\delta_G = G_0^2/G_{0,th}^2$, где $G_{0,th}^2 = 8\pi^3 K/|\Delta\varepsilon_{lf}|L^2$ имеет смысл квадрата порогового поля. Эту величину можно представить в виде $\delta_G = U^2/U_{th}^2$, где U — приложенное к НЖК напряжение, U_{th} — пороговое напряжение перехода Фредерикса. При $\Delta\varepsilon_{lf} < 0$ имеем $\delta_G = -G_0^2/G_{0,th}^2$; в этом случае низкочастотное поле стабилизирует недеформированное поле директора.

Разлагая правую часть выражения (9) в ряд по ψ с точностью до ψ^5, аппроксимируя продольное распределение директора $\psi(\xi,\tau)$ низшей пространственной гармоникой $\psi(\xi,\tau) = \psi_m(\tau)\sin\xi$ (ψ_m — угол поворота в центральной плоскости ЖК-слоя $y = L/2$) и используя метод Галеркина, преобразуем уравнение в частных производных (9) к обыкновенному дифференциальному уравнению

$$\dot{\psi}_m = -a\psi_m - b\psi_m^3 - c\psi_m^5, \tag{10}$$

где

$$a = 1 - \delta_e(1 + m\sin^2\varphi) - \delta_G + \delta_H, \tag{11}$$

$$b = \frac{1}{2}\delta_e\left(1 - \frac{3}{2}m\right) + \frac{1}{2}(\delta_G - \delta_H) + \frac{5}{4}\delta_e m\sin^2\varphi, \tag{12}$$

$$c = -\frac{1}{12}(\delta_e + \delta_G - \delta_H) + \frac{1}{8}\delta_e m\left(5 - \frac{17}{3}\sin^2\varphi\right). \tag{13}$$

Отметим, что уравнение (10) может быть представлено в виде

$$\dot{\psi}_m = -\frac{\partial F}{\partial\psi_m}, \tag{14}$$

где

$$F = \frac{a\psi_m^2}{2} + \frac{b\psi_m^4}{4} + \frac{c\psi_m^6}{6}.$$

Уравнение (14) аналогично уравнению, описывающему динамику параметра порядка в теории Ландау [33, 35]. При этом функция F не является термодинамическим потенциалом. Тем не менее формальная аналогия уравнения (14) и уравнения теории Ландау позволяет нам использовать результаты этой теории для определения величины параметра порядка и рода перехода. Их также можно определить непосредственно из уравнения (10).

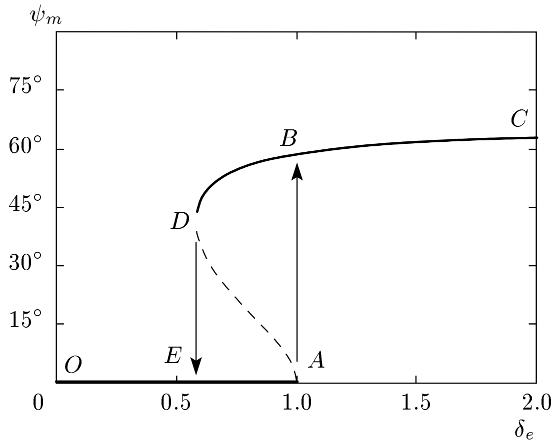

Рис. 2. Зависимость угла поворота директора ψ_m от безразмерной интенсивности δ_e светового пучка, рассчитанная для $m = 4.35$ (соответствует ширине области бистабильности $\Delta = 0.42$ [26]). Линии OA и DC — устойчивые ветви, AD — неустойчивая ветвь. Стрелки AB и DE соответствуют прямому и обратному переходам

3. СВЕТОИНДУЦИРОВАННЫЙ ПЕРЕХОД ПЕРВОГО РОДА В НЖК

Рассмотрим сначала переходы, возникающие под действием необыкновенной световой волны ($\varphi = 0$) в отсутствие низкочастотного электрического и магнитного полей ($\delta_G, \delta_H = 0$). Порог перехода, определяемый соотношением $a(\delta_e) = 0$ [32, 34], равен $\delta_{e,1} = 1$. При этом коэффициент $b = (2 - 3m)/4$. Если $b > 0$ ($m < 2/3$), то при $\delta_e > 1$ происходит переход второго рода.

Если $b < 0$ ($m > 2/3$), то при $\delta_e = \delta_{e,1} = 1$ происходит скачкообразный переход из однородного состояния $\psi_m = 0$ (точка A на рис. 2) в деформированное состояние с амплитудой

$$\psi_{m,1}^2 = \frac{-b + \sqrt{b^2 - 4ac}}{2c} \tag{15}$$

(точка B). Решение (15) (кривая CD на рис. 2) существует при выполнении неравенства $b^2 - 4ac \geq 0$. Условие

$$b^2 - 4ac = 0 \tag{16}$$

или, в рассматриваемом случае,

$$\delta_e = \delta_{e,2} = \frac{8(15m - 2)}{27m^2 + 84m - 4} \tag{17}$$

определяет нижнюю границу области бистабильности системы (при уменьшении δ_e до значения $\delta_{e,2}$ происходит обратный скачкообразный переход из деформированного состояния (точка D) в однородное (точка E)). Ширина области бистабильности, очевидно, равна $\Delta = 1 - \delta_{e,2}$. Помимо (15) существует еще одно стационарное решение

$$\psi_{m,2}^2 = \frac{-b - \sqrt{b^2 - 4ac}}{2c},$$

показанное штриховой линией на рис. 2. Оно является неустойчивым.

Параметр $m = 4.35$, для которого построены зависимости $\psi_m(\delta_e)$ (рис. 2), соответствует ширине области бистабильности $\Delta = 0.42$ для перехода первого рода, наблюдавшегося для нематической матрицы ЖКМ-1277 с примесью 0.15 % дендримера второй генерации G2 в работе [26].

Полученные результаты можно представить графически на фазовой диаграмме (δ_e, m) (рис. 3*а*). Кривые *1* и *2* соответствуют прямому ($\delta_{e,1} = 1$) и обратному (17) переходам. В области I поле директора однородно; в области II, в зависимости от предыстории, может существовать однородное или деформированное состояние; в области III поле директора деформировано. Трикритическая точка T на фазовой диаграмме, в которой изменяется род ориентационного перехода, определяется условиями

$$a = 0, \quad b = 0 \tag{18}$$

и имеет координаты ($\delta_{e,T} = 1$, $m_T = 2/3$). Линия AA' соответствует значению $m = 4.35$, определенному из экспериментальных данных [26], для которого была построена зависимость $\psi_m(\delta_e)$ на рис. 2. При этом длина отрезка A_2A_1 равна ширине области бистабильности $\Delta = 0.42$.

Отметим, что значение m, определенное в работе [26], исходя из точного решения уравнения баланса моментов по экспериментальному значению $\Delta = 0.42$, составляло $m = 3.6$. Различие со значением $m = 4.35$, найденным в данной работе с помощью (17), связано с разложением моментов по углу ψ.

Значения ширины области бистабильности для ориентационных переходов в необыкновенной световой волне существенно различаются для разных ЖК-систем. Так, для НЖК с примесью дендримеров третьей генерации G3 в работе [27] было найдено значение $\Delta = 0.22$, что соответствует $m = 2.32$. В работе [28] для примеси гребнеобразных гомополимеров с разным числом боковых фрагментов (14 и 29) $\Delta = 0.23$ и $\Delta = 0.05$, откуда $m = 2.40$ и $m = 1.16$. Весьма большая ширина области бистабильности $\Delta = 0.77$, наблюдавшаяся в работе [30] для примеси статистического гребнеобразного сополимера, соответствует $m = 16.1$.

4. ПОГЛОЩАЮЩИЕ НЖК В ОДНОВРЕМЕННО ДЕЙСТВУЮЩИХ СВЕТОВОМ И НИЗКОЧАСТОТНОМ ПОЛЯХ

В присутствии низкочастотного электрического поля ($\delta_H = 0$, $\delta_G \neq 0$) для необыкновенной волны ($\varphi = 0$) координаты трикритической точки на диаграмме (δ_e, m), определенные согласно соотношениям (11)–(13) и (18), равны

$$\delta_{e,T} = 1 - \delta_G, \quad m_T = \frac{2}{3(1-\delta_G)}\,. \tag{19}$$

Из соотношений (19) следует, что воздействие низкочастотного поля на светоиндуцированный переход зависит от знака δ_G, т.е. от знака анизотропии диэлектрической проницаемости $\Delta\varepsilon_{lf}$. Если $\Delta\varepsilon_{lf} > 0$ ($\delta_G > 0$), то низкочастотное поле понижает порог перехода и увеличивает значение параметра m, необходимое для возникновения перехода первого рода. Если $\Delta\varepsilon_{lf} < 0$ ($\delta_G < 0$), то, наоборот, порог перехода повышается и переход первого рода возникает при меньшем значении m. Из выражений (11)–(13) видно, что стабилизирующее магнитное поле оказывает на светоиндуцированный переход такое же влияние, как и электрическое поле в случае $\Delta\varepsilon_{lf} < 0$. Отметим, что аналогичный эффект — улучшение условий для возникновения переходов первого рода в прозрачных НЖК при наличии дополнительного стабилизирующего поля — наблюдался ранее, как уже было отмечено во Введении.

Описанное влияние низкочастотного электрического поля на светоиндуцированный переход видно на фазовых диаграммах (δ_e, m), построенных при $\delta_G = 0.5$ и $\delta_G = -1.0$ (рис. 3*б*). Линии прямых переходов (*1* и *3*), определенные из условия $a(\delta_e, \delta_G) = 0$, есть вертикальные прямые $\delta_{e,1} = 1 - \delta_G$. Линии обратных переходов (*2* и *4*) рассчитаны с помощью соотношения

$$m = \frac{2\left(10 - 7(\delta_{e,2}+\delta_G) + \sqrt{52(\delta_{e,2}+\delta_G)^2 - 152(\delta_{e,2}+\delta_G) + 100}\right)}{9\delta_{e,2}}, \tag{20}$$

следующего из (16).

На рис. 4 представлена фазовая диаграмма состояний НЖК на плоскости (δ_e, δ_G), построенная для условий эксперимента [26] $(\Delta\varepsilon_{lf} > 0)$ с помощью соотношения $\delta_{e,1} + \delta_{G,1} = 1$ и решения уравнения (16)

$$\delta_{G,2} = 2 - \delta_{e,2} + \frac{21}{2} m\delta_{e,2} - \\ - \sqrt{117m^2\delta_{e,2}^2 + 12m\delta_{e,2} + 4}. \quad (21)$$

Координаты трикритической точки на этой диаграмме равны

$$\delta_{e,T} = \frac{2}{3m}, \quad \delta_{G,T} = 1 - \frac{2}{3m} \quad (22)$$

и для условий работы [26] составляют $\delta_{e,T} = 0.15$, $\delta_{G,T} = 0.85$.

При $\delta_G < \delta_{G,T}$ светоиндуцированный переход является переходом первого рода (линия AA' на рис. 4). При $\delta_G > \delta_{G,T}$ происходит переход второго рода (линия BB'). В эксперименте [26] $(U_{th} = 0.95$ В) переход первого рода наблюдался при $U = 0$ и $U = 0.5$ В $(\delta_G = 0$ и $\delta_G = 0.28)$, а переход второго рода — при $U = 0.7$ В, т. е. при $\delta_G = 0.54$. Последнее значение заметно меньше, чем $\delta_{G,T} = 0.85$. Такое различие, по-видимому, связано с преднаклоном директора на подложках ЖК-ячейки. Преднаклон приводит к повороту директора в допороговой области, что усиливает влияние низкочастотного поля и приводит к более быстрой смене рода перехода.

Фазовая диаграмма (δ_e, δ_G) на рис. 4 иллюстрирует также переходы, происходящие при изменении низкочастотного поля в присутствии светового облучения (вертикальные линии CC', DD', EE'). Как видно из диаграммы, по мере увеличения интенсивности светового поля должны последовательно наблюдаться переход второго рода (CC', $\delta_e < \delta_{e,T}$), переход первого рода (DD', $\delta_{e,T} < \delta_e < \delta_{e,2}$), а также необратимый переход первого рода (EE', $\delta_{e,2} < \delta_e$). В последнем случае при увеличении низкочастотного поля в точке пересечения линий EE' и *1* происходит скачкообразный переход поля директора из однородного в деформированное состояние. Обратный переход в однородное состояние не происходит даже при уменьшении δ_G до нуля (деформация при этом поддерживается световым полем). Все три типа переходов наблюдались в эксперименте [26] при мощностях светового пучка соответственно $P = 10$ мВт $(\delta_e = 0.27)$, $P = 22.5$, 30 мВт $(\delta_e = 0.61$ и $0.81)$ и $P = 32.5$ мВт $(\delta_e = 0.88)$. Однако смена режимов происходит при значениях мощности светового пучка, превышающих рассчитанные. Причина этого расхождения, по-видимому, такая же, как и в случае светоиндуцированных переходов.

5. ВЛИЯНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ СВЕТА НА СВЕТОИНДУЦИРОВАННЫЙ ПЕРЕХОД В ПОГЛОЩАЮЩИХ НЖК

Проанализируем влияние поляризации света на состояния НЖК, полагая для простоты, что низкочастотное электрическое и магнитное поля отсутствуют. Координаты трикритической точки определяются соотношениями

$$\delta_{e,T} = \frac{5}{3(m+1)}, \quad \varphi_T = \arcsin\sqrt{\frac{3m-2}{5m}}\,. \quad (23)$$

Пороги прямого и обратного переходов равны

$$\delta_{e,1} = \frac{1}{1 + m\sin^2\varphi}, \quad (24)$$

$$\delta_{e,2} = \\ = \frac{8(15m - 17m\sin^2\varphi - 2)}{3(2 - 3m + 5m\sin^2\varphi)^2 + 8(1 + m\sin^2\varphi)(15m - 17m\sin^2\varphi - 2)}. \quad (25)$$

При возрастании угла φ до значения φ_T переход первого рода, происходящий при изменении δ_e, сменяется переходом второго рода. Это связано с ослаблением обратной связи между поворотом ψ директора и оптическим моментом Γ_{opt} при возрастании φ, что непосредственно следует из выражения (8). При $\delta_e = \delta_{e,T}$ имеет место смена рода перехода, происходящего при изменении φ.

На рис. 5 представлена фазовая диаграмма светоиндуцированных переходов в координатах (δ_e, φ), построенная для $m = 3.95$, а также экспериментальные точки для порогов переходов первого и второго рода [29]. Величина m определялась путем усреднения значений, рассчитанных с помощью (24) по экспериментальным точкам прямых переходов при разных значениях $\varphi \neq 0$ и ширине области бистабильности при $\varphi = 0$. Из рис. 5 следует соответствие теории и эксперимента.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Построена теория ориентационных переходов в НЖК с поглощающими свет конформационно-активными добавками, использующая разложение выражений для вращающих моментов по углу поворота директора. Описаны переходы, происходящие при изменении интенсивности необыкновенной световой волны, поляризации света, низкочастотного электрического и магнитного полей.

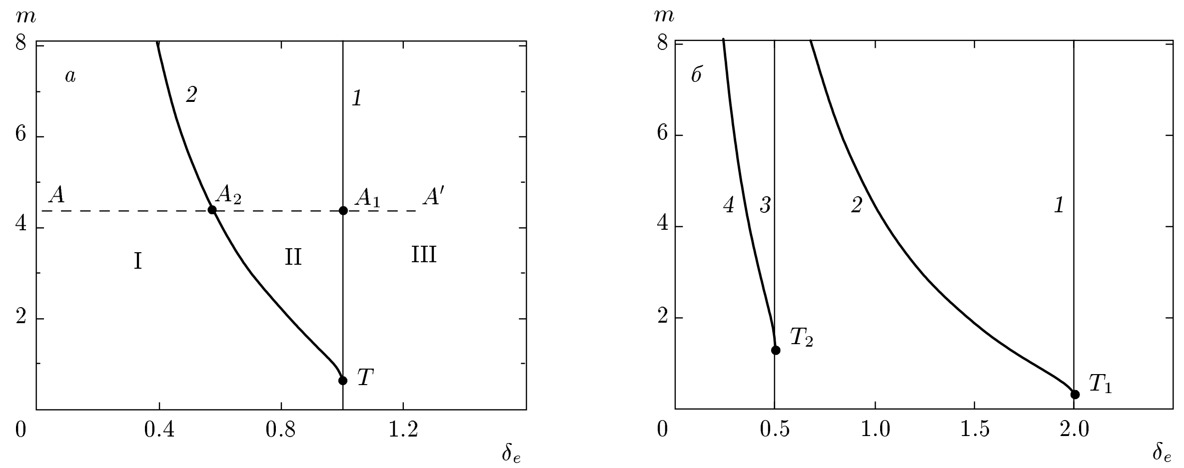

Рис. 3. Фазовая диаграмма ориентационных переходов в координатах (δ_e, m) при $\delta_H = 0$, $\varphi = 0$ и значениях параметра $\delta_G = 0$ (*а*) и $\delta_G = 0.5, -1.0$ (*б*). Кривые *1* (*а*) и *1, 3* (*б*) соответствуют значениям пороговой интенсивности для перехода в возмущенное состояние; кривые *2* (*а*) и *2, 4* (*б*) — значениям интенсивности для обратных переходов; T, T_1, T_2 — трикритические точки. В области I существует только невозмущенное состояние директора, в области II могут существовать возмущенное и невозмущенное состояния; в области III — только возмущенное состояние поля директора

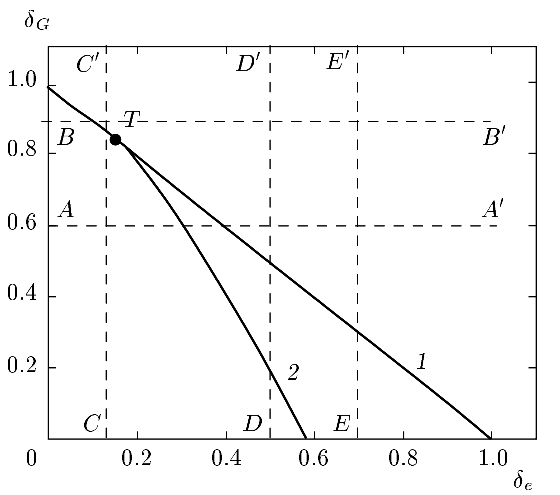

Рис. 4. Фазовая диаграмма ориентационных переходов в координатах (δ_e, δ_G). Кривая *1* соответствует пороговой мощности перехода из однородного в деформированное состояние, кривая *2* — обратным переходам в случае переходов первого рода; T — трикритическая точка; линии AA', BB', CC', DD' и EE' соответствуют различным типам переходов под действием света и низкочастотного электрического поля

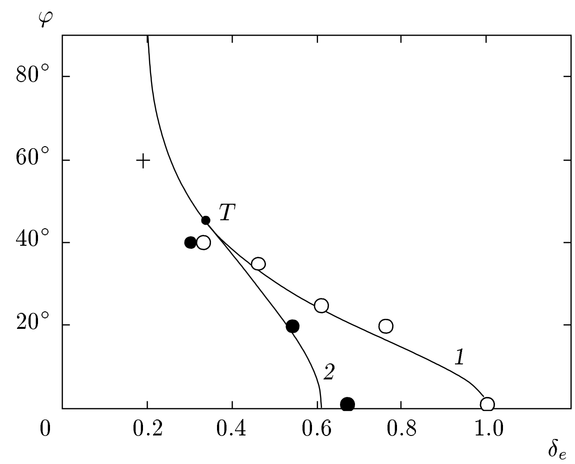

Рис. 5. Фазовая диаграмма ориентационных переходов в координатах (δ_e, φ) при $m = 3.95$. Линии *1* и *2* соответствуют прямому и обратному переходам; T — трикритическая точка. Показаны экспериментальные точки для прямого (○) и обратного (•) переходов (в случае переходов первого рода), а также для перехода второго рода (+) [29]

Рассчитаны фазовые диаграммы состояния НЖК в зависимости от интенсивности и поляризации светового поля, напряженности низкочастотного электрического поля и параметра m, характеризующего дополнительную обратную связь между поворотом директора и оптическим вращающим моментом. Установлены условия реализации переходов первого и второго рода.

Результаты расчетов адекватно описывают наблюдавшиеся ранее ориентационные переходы первого и второго рода, в том числе смену рода переходов при приложении дополнительных полей.

Находящиеся под воздействием световых и низкочастотных полей НЖК могут быть хорошей экспериментальной моделью для исследования флуктуационных явлений при фазовых переходах первого и второго рода, в том числе вблизи трикритических точек.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 14-12-00784).

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Репьева, В. Фредерикс, Ж. Русского физ.-хим. общества, часть физ. **59**, 183 (1927).
2. P. G. de Gennes and J. Prost, *The Physics of Liquid Crystals*, Oxford Univ. Press (1993).
3. E. Guyon, Amer. J. Phys. **43**, 877 (1975).
4. С. А. Пикин, *Структурные превращения в жидких кристаллах*, Наука, Москва (1981).
5. С. М. Аракелян, УФН **153**, 579 (1987).
6. S. Joubaud, A. Petrosyan, S. Giliberto et al., Phys. Rev. Lett. **100**, 180601 (2008).
7. А. С. Золотько, В. Ф. Китаева, В. А. Куюмчян и др., Письма в ЖЭТФ **36**, 66 (1982).
8. Б. Я. Зельдович, Н. В. Табирян, ЖЭТФ **81**, 72 (1981).
9. H. L. Ong, Phys. Rev. A **28**, 2393 (1983).
10. Б. Я. Зельдович, Н. В. Табирян, УФН **147**, 633 (1985).
11. С. Р. Нерсисян, Н. В. Табирян, Опт. и спектр. **55**, 782 (1983).
12. S. R. Nersisyan and N. V. Tabiryan, Mol. Cryst. Liq. Cryst. **116**, 111 (1984).
13. H. L. Ong, Phys. Rev. A **31**, 3450 (1985).
14. A. J. Karn, S. M. Arakelian, Y. R. Shen et al., Phys. Rev. Lett. **57**, 448 (1986).
15. Shu-Hsia Chen and J. J. Wu, Appl. Phys. Lett. **52**, 1998 (1988).
16. J. J. Wu and S.-H. Chen, J. Appl. Phys. **66**, 1065 (1989).
17. С. М. Аракелян, А. С. Караян, Ю. С. Чилингарян, ДАН СССР **275**, 52 (1984).
18. B. J. Frisken and P. Palffy-Muhoray, Phys. Rev. A **39**, 1513 (1989).
19. B. J. Frisken and P. Palffy-Muhoray, Liq. Cryst. **5**, 623 (1989).
20. B. J. Frisken and P. Palffy-Muhoray, Phys. Rev. A **40**, 6099 (1989).
21. E. Santamato, B. Daino, M. Romagnoli et al., Phys. Rev. Lett. **57**, 2423 (1986).
22. А. С. Золотько, А. П. Сухоруков, Письма в ЖЭТФ **52**, 707 (1990).
23. I. Janossy, L. Csillag, and A. D. Lloyd, Phys. Rev. A **44**, 8410 (1991).
24. L. Marrucci and D. Paparo, Phys. Rev. E **56**, 1765 (1997).
25. А. С. Золотько, Письма в ЖЭТФ **68**, 410 (1998).
26. E. A. Babayan, I. A. Budagovsky, S. A. Shvetsov et al., Phys. Rev. E **82**, 061705 (2010).
27. I. A. Budagovsky, V. N. Ochkin, S. A. Shvetsov et al., Mol. Cryst. Liq. Cryst. **544**, 112 (2011).
28. I. A. Budagovsky, D. S. Pavlov, S. A. Shvetsov et al., Mol. Cryst. Liq. Cryst. **561**, 89 (2012).
29. А. С. Золотько, М. П. Смаев, С. А. Швецов и др., КЭ **42**, 327 (2012).
30. И. А. Будаговский, А. С. Золотько, Т. Е. Ковальская и др., Кратк. сообщ. по физике ФИАН № 3, 29 (2014).
31. I. Janossy and L. Szabados, Phys. Rev. E **58**, 4598 (1998).
32. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Статистическая физика*, ч. 1, Наука, Москва (1995).
33. Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Физическая кинетика*, Наука, Москва (1979).
34. А. З. Паташинский, В. Л. Покровский, *Флуктуационная теория фазовых переходов*, Наука, Москва (1982).
35. Л. Д. Ландау, И. М. Халатников, ДАН СССР **96**, 469 (1954).