

05:07

Фотоэлектрические явления и переориентация, индуцированные короткими лазерными импульсами в нематиках, активированных ионными красителями

© С.В. Серак, А.А. Ковалев, А.В. Агашков

Институт электроники АН Белоруссии,
220090 Минск, Белоруссия
E-mail: inel@inel.bas-net.by

(Поступило в Редакцию 16 марта 1999 г. В окончательной редакции 21 декабря 1999 г.)

Исследованы индуцированные наносекундными лазерными импульсами фотоэлектрические явления и ориентационная нелинейность в планарных слоях жидких кристаллов, ориентированных моноокисью кремния, активированных добавками полиметиновых красителей. Явления обусловлены фотогенерацией поверхностных и объемных зарядов в жидкокристаллической ячейке, пространственным распределением последних в направлениях вектора решетки и распространения луча и электрогидродинамической неустойчивостью.

Ранее, в [1,2], нами была обнаружена запись статических решеток в планарных слоях нематиков, ориентированных моноокисью кремния и активированных красителями, такими как фталоцианины, бисантены, полиметины, которые использовались для пассивной модуляции добротности резонатора рубинового лазера [3,4] и обращения волнового фронта [5,6]. Решетки записывались при мощности излучения $5 \cdot 10^6 \text{ W/cm}^2$ с высокой пространственной частотой не хуже 500 line/mm , хранились длительное время (несколько недель) и стирались при нагреве жидкого кристалла выше точки фазового перехода в изотропное состояние или при подаче электрического напряжения (около 30 V). Решетки представляли собой области "доменов" с ориентацией директора, отличной от исходной, окруженные линиями дисклинаций [7,8]. Исследование переориентации в этих областях методами поляризационной микроскопии и динамической голографии выявило ряд особенностей, связанных с фоторефрактивными свойствами жидких кристаллов, активированных красителями.

Фоторефрактивность в жидких кристаллах (ЖК), обнаруженная экспериментально в работах [9,10], вызывает активный интерес благодаря необычайно большому нелинейному отклику среды. К настоящему времени предложены различные механизмы фоторефрактивности, наблюдавшейся в нематиках, активированных красителями [9,10], фуллереном C_{60} [11], а также в дискотических нематиках [12]. Индуцированное интерференционным полем излучения непрерывных газовых лазеров поле пространственного заряда возникало в присутствии небольшого статического напряжения ($1\text{--}2 \text{ V}$) как следствие диффузии, дрейфа или движения генерируемых зарядов или анизотропии проводимости и диэлектрической проницаемости (эффект Карра–Хелфриха). Одной из причин фоторефрактивности может быть фотовольтаический эффект в ЖК ячейках, о котором сообщалось в [13,14].

Наносекундным излучением рубинового лазера нами были записаны ориентационные динамические голограммы с высокой дифракционной эффективностью в

нематиках, активированных ионными полиметиновыми красителями [15], и обнаружены при этом фотоэлектрические явления, изучению которых посвящена настоящая работа.

ЖК образцы

Эксперименты проводились с планарно-ориентированными ЖК ячейками двух типов: с проводящими и ориентирующими покрытиями и только с ориентирующими покрытиями. Ориентация осуществлялась косонапыленными в вакууме диэлектрическими пленками из монооксида кремния SiO толщиной $\sim 300 \text{ \AA}$. Угол преднаклона директора к поверхности колебался от 1 до 3° . Методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии с использованием спектрометра ESCA ($E_{\text{MgK}\alpha 1,2} = 1253.6 \text{ eV}$) был исследован стехиометрический состав приповерхностного слоя пленки монооксида кремния на глубине до 14 \AA . В электронной полосе Si_{2p} обнаружен максимум, принадлежащий Si^{4+} , характерный для диоксида кремния SiO_2 , а после ионной очистки также максимум, смещенный на 0.5 eV , характерный для SiO . Отношение кислород/кремний было равно ~ 1.2 . В такой неоднородной структуре существуют вакансии кислорода, которые способствуют образованию локальных уровней энергии в запрещенной зоне диэлектрической пленки SiO . Отметим также, что напыленные пленки имеют поглощение ($\alpha \approx 1.5 \text{ cm}^{-1}$) на длине волны излучения рубинового лазера ($\lambda = 694.3 \text{ nm}$). Изучение электропроводности проводилось в ЖК ячейках с напыленными прозрачными токопроводящими электродами из оксида индия In_2O_3 , на которые наносилась пленка монооксида кремния.

Были использованы нематики с небольшой положительной диэлектрической анизотропией, такие как 5ЦБ ($\Delta\epsilon = 5$) и смесь ЖК-440 ($\Delta\epsilon < 0$) с добавкой (до $15 \text{ wt.}\%$) ЖК-497 ($\Delta\epsilon > 0$) (НИОПик, Москва). На рис. 1, а приведены структурные формулы полиметиновых красителей ПК-686 и ПК-742 (Институт органической химии, Киев), используемых в качестве добавок.

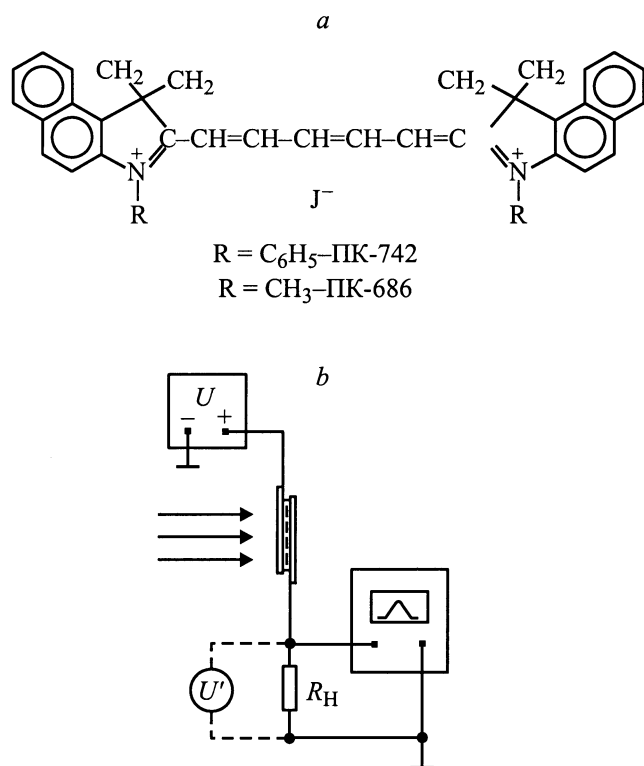


Рис. 1. Структурная формула полиметинового красителя (*a*) и схема измерения электропроводности жидких кристаллов, активированных полиметиновыми красителями (*b*).

Дихроизм поглощения ПК-686 и ПК-742 в 5ЦБ соответственно равен 0.02 и 0.33, в ЖК-440+ЖК-497 — 0.46 и 0.69. Толщина слоя ЖК ячейки была равна 50 μm .

Собственная проводимость в ЖК, активированных ионными полиметиновыми красителями

ЖК, активированные ионными добавками красителей, представляют собой слабый раствор электролита. В полярных ЖК растворителях полиметиновые красители диссоциируют на органические катионы (ОК) и анионы йода (J^-). В стационарном случае, когда плотность тока $dj(t)/dt = 0$, константа электропроводности определяется известным выражением [16]

$$\sigma = e \cdot (\mu^+ + \mu^-) \cdot n^\pm$$

$$= e \cdot (\mu^+ + \mu^-) \cdot [\gamma_D(E) \cdot n_0 / \gamma_R]^{1/2}, \quad (1)$$

где e — заряд носителя; μ^\pm — подвижности положительных и отрицательных ионов; $n = n^+ = n^-$ — число носителей заряда; n_0 — концентрация примеси; $\gamma_D(E)$, γ_R — константы диссоциации и рекомбинации соответственно (в сильных электрических полях γ_D зависит от поля).

Для измерения электропроводности использовалась схема, представленная на рис. 1, *b*, где величина σ определялась как $\sigma = d \cdot U' / [S \cdot R_H \cdot (U - U')]$. Здесь d — толщина слоя, S — сечение образца, через которое протекает ток; R_H — сопротивление нагрузки; U — напряжение источника; U' — показания вольтметра. При исследовании электропроводности планарных слоев измерялась перпендикулярная компонента электропроводности σ_\perp ($\mathbf{j} \perp \mathbf{L}$, \mathbf{L} — директор слоя), параллельная компонента σ_\parallel в 1.5 раз больше. Типичная вольт-амперная характеристика ЖК, активированного полиметиновым красителем, и графики зависимости электропроводности от напряжения на электродах для ряда концентраций представлены на рис. 2. В областях напряжений от 0 до 1 В ток растет медленно, а проводимость не изменяется и равна $\sigma \approx 10^{-9} \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$. Для сравнения отметим, что собственная проводимость 5ЦБ $\sigma_0 \approx 2 \cdot 10^{-11} \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$, смеси ЖК-440+ЖК-497 — $5 \cdot 10^{-11} \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$. Уже при малых напряжениях (~ 0.1 В) ЖК ячейка имеет свойства гальванического элемента, что может говорить о существовании двойного электрического слоя вблизи электрода. Толщина слоя в соответствии с формулой для радиуса экранирования Дебая $r_D = (D\varepsilon/4\pi\sigma)^{1/2}$, где D — коэффициент диффузии. Для молярных концентраций примеси $10^{-4} \dots 10^{-3}$ mol/l, используемых в экспериментах, радиус экранирования, как правило, менее 1 μm [17]. В таком случае для значения проводимости $\sigma = 10^{-9} \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ значение коэффициента диффузии $D = 10^{-6} \text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$. Из соотношения Эйнштейна для коэффициента диффузии $D = k_B T \sigma / ne^2$ получаем число носителей заряда $n = 1.4 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-3}$. Можно также найти подвижность зарядов $\mu = \sigma / 2en = 2 \cdot 10^{-5} \text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$. При существенно различных размерах ионов (радиус иона йода $r_{j^-} \approx 2.19 \text{\AA}$, а органического катиона $r_{ок^+} \approx 20 \text{\AA}$) их подвижности и коэффициенты диффузии будут различаться. Можно воспользоваться связью между подвижностью ионов и вязкостью, установленной Вальденом для жидких диэлектриков [18]: $\mu \cdot \chi = e / 6\pi \cdot r$, где χ — вязкость, и оценить μ^\pm и D^\pm через отношение $r_{j^-} / r_{ок^+}$. В результате получаем $\mu^- = 1.8 \cdot 10^{-5} \text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, $\mu^+ = 2 \cdot 10^{-6} \text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$; $D^+ = 9 \cdot 10^{-7} \text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, $D^- = 10^{-7} \text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$. Тогда параметр $\nu = (D^+ - D^-) / (D^+ + D^-)$, характеризующий относительную подвижность ионов, равен 0.8 и будет существенно выше, чем в других фоторефрактивных ЖК [9,10]. В действительности эта величина будет несколько меньше из-за различной степени сольватирования катионов и анионов молекулами растворителя.

Если при напряжении до 1 В ток растет медленно, то в области 1...2 В наблюдается резкий рост тока и проводимости, что связано с повышением степени ионизации красителя при повышении напряженности электрического поля в соответствии с теорией Онзагера $\sigma \sim \exp(E)^{1/2}$ [18]. Для концентрации раствора $n_0 = 3 \cdot 10^{17} \text{cm}^{-3}$ проводимость возрастает с 10^{-9} до $9 \cdot 10^{-9} \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$, а число носителей увеличивается

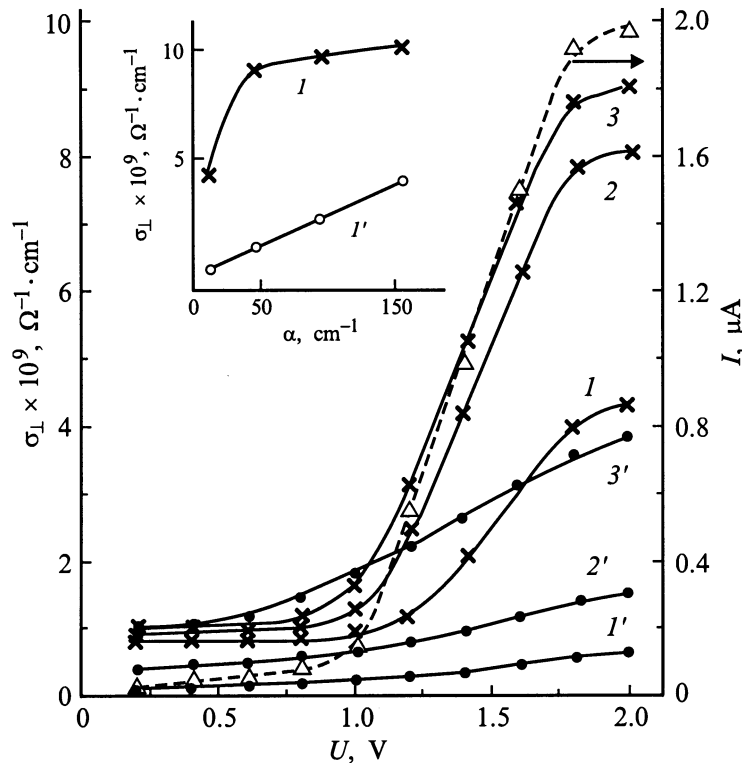


Рис. 2. Вольт-амперная характеристика ЖК ячейки (штриховая кривая) и зависимости проводимости (I – 3), фотопроводимости (I' – $3'$) от коэффициента поглощения (α) и напряжения для $1, I'$ — $n_0 = 3 \cdot 10^{16}$ ($\alpha = 14 \text{ cm}^{-1}$); $2, 2'$ — $9.6 \cdot 10^{16}$ ($\alpha = 48 \text{ cm}^{-1}$); $3, 3'$ — $3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ($\alpha = 154 \text{ cm}^{-1}$).

почти на порядок $n = 1.3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. При большом токе концентрационная эдс вызывает насыщение вольт-амперной характеристики.

Фотоиндуцированная проводимость в ЖК, активированных полиметиновыми красителями

При импульсном возбуждении рубиновым лазером (длительность импульса 60 ns) электропроводность ЖК ячеек возрастала. Пучок излучения расширялся линзой до размеров образца таким образом, что плотность энергии составляла $\sim 0.1 \text{ J/cm}^2$. Фототок измерялся осциллографическим методом по максимальной амплитуде импульса (рис. 1, b). В присутствии статического электрического поля ток релаксировал к стационарному значению в течение $\sim 10 \text{ ms}$. Здесь наблюдается постепенный рост фотопроводимости с увеличением концентрации раствора и напряжения на электродах, что отличает эти зависимости от предыдущих (рис. 2, кривые I' – $3'$). Одна из причин увеличения фотопроводимости — дополнительная диссоциация возбужденных молекул красителя на ионы, распределение которых в объеме можно представить в виде $\rho(z) = \rho_0 \exp(-\alpha z)$ в соответствии с коэффициентом поглощения α . Здесь ось z определяет направление распространения луча

перпендикулярно директору слоя \mathbf{L} и подложкам. Об этом говорит рост проводимости с увеличением коэффициента поглощения слоя и интенсивности излучения (рис. 3). Для ячейки с $\alpha = 154 \text{ cm}^{-1}$ число носителей под действием излучения возрастает с $1.3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ до $2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. Можно найти зависимость фотопроводимости от интенсивности излучения I и коэффициента α при некоторых упрощенных предположениях. Уравнение баланса индуцированных ионов имеет вид [9]

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \gamma_R n^+ n^- = aI(z), \quad (2)$$

где $\gamma_R = D^{\pm} e^2 / k_B T$, $I = I_0 \exp(-\alpha z)$, $a = a_0 \alpha$ — константа, характеризующая эффективность фотодиссоциации.

Диссоциация возбужденных молекул красителя может происходить при наличии долгоживущих состояний, когда есть вероятность столкновений с молекулами жидкокристаллического окружения. С другой стороны, повышение температуры в локальной области воздействия в результате интеркомбинационной конверсии с триплетного уровня также будет способствовать увеличению степени диссоциации. Исследование кинетики взаимодействия моноимпульсного излучения рубинового лазера с полиметиновыми красителями в ЖК показало, что молекулы красителя просветляются по трехуровневой

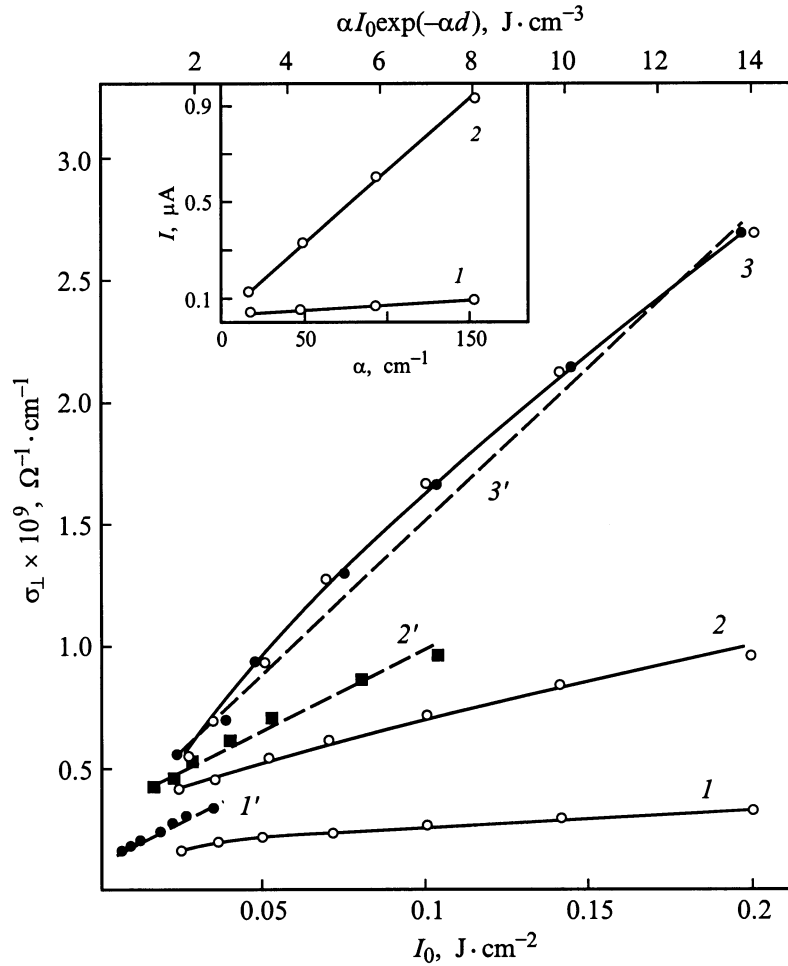


Рис. 3. Зависимость фотопроводимости от плотности энергии при α, cm^{-1} : 1 — 14, 2 — 48, 3 — 154. На вставке приведена зависимость тока от коэффициента поглощения без напряжения (1) и при напряжении на электродах ячейки (2); $U = 1.6 \text{ V}$.

схеме с участием метастабильного состояния, длительность которого равна $\sim 1.5 \mu\text{s}$ [19]. Таким образом, основные процессы диссоциации и рекомбинации ионов развиваются уже после прохождения моноимпульса. Тогда уравнение (2) разбивается на два

$$\frac{\partial n}{\partial t} = aI_0 \exp(-\alpha z) \quad \text{для } t < \tau, \quad (3)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = +\gamma_R n^+ n^- = 0 \quad \text{для } t > \tau, \quad (4)$$

где τ — длительность импульса.

Из первого получаем число носителей заряда, индуцированных излучением $n'_0 = aI_0 \exp(-\alpha z)\tau$; второе уравнение позволяет определить изменение концентрации индуцированных зарядов со временем после воздействия импульса

$$n'(t) = \frac{n'_0}{n'_0 \gamma_R t + 1}. \quad (5)$$

Для значений параметров $\gamma_R \approx 5.7 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$, $t = 100 \mu\text{s}$ (момент достижения максимальной амплитуды тока), $n'_0 \approx 0.7 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ (максимальное число

индуцированных носителей заряда в нашем эксперименте) получаем величину $n'_0 \gamma_R t \approx 0.004$, которая $\ll 1$. Тогда с учетом соотношений (1) и (5) можно определить фотоиндуцированную электропроводность как

$$\sigma'(t) \approx e(\mu^+ + \mu^-) a_0 \alpha I_0 \exp(-\alpha z). \quad (6)$$

Функция $\sigma'\{\alpha I_0 \exp(-\alpha d)\}$ на самом деле близка к линейной, что видно из рис. 3 (кривые 1'–3').

Было обнаружено возбуждение фототока без внешнего статического электрического поля. Эффект качественно отличается от рассмотренного выше. При наличии внешнего поля полярность фототока определяется полярностью приложенного напряжения, без поля полярность сигнала на нагрузочном сопротивлении R_H определяется направлением падающего пучка света, фототок направлен от освещенного электрода к неосвещенному, т.е. в направлении входного электрода из объема движутся катионы.

В поле мощного лазерного излучения ($\sim 10^6 \text{ W/cm}^2$) может возникать инжекция электронов из электрода (наблюдалась экспериментально), а также генерация за-

рядов на поверхности пленок монооксида кремния. Существование локальных уровней энергии в запрещенной зоне диэлектрической пленки SiO₂, ее поглощение, инжектированные из электрода электроны — все это будет способствовать тому, что взаимное тепловое и полевое действие лазерного излучения приведет к накоплению на поверхности пленки отрицательного заряда [20]. Рекомбинация свободных носителей заряда на рельефной поверхности пленки [15] и катионов раствора вызовет образование органических ион-радикалов молекул красителя, которые могут осаждаться в виде дефектов на поверхности, что является одной из причин образования дисклинаций, ограничивающих области с различными ориентациями в объеме ЖК, создаваемыми интерференционным полем излучения в виде статической решетки "доменов".

Время релаксации заряда было порядка единиц миллисекунд. Время дебаевской релаксации объемного заряда $\tau_D = \varepsilon_{\perp} / 4\pi\sigma_{\perp}$ и при $\varepsilon_{\perp} = 10$, $\sigma_{\perp} = 3 \cdot 10^{-9} \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ составляет $\tau_D = 0.3 \text{ ms}$. Это значение на порядок меньше полученного в эксперименте. Таким образом, в результате фотоиндуцированной униполярной инжекции носителей заряда на поверхности и диссоциации молекул красителя возникает неоднородное распределение объемного заряда вдоль направления луча на глубину, превышающую толщину двойного электрического слоя, которое приводит к образованию фотоиндуцированного поля E_z . Фотогенерация объемного заряда приведет также к разрушению двойного электрического слоя и более интенсивному увеличению тока, начиная с малых напряжений, что можно видеть на рис. 2 (кривые 1'–3').

Дифракционные решетки в ЖК, активированных полиметиновыми красителями

Методами динамической голографии была исследована ориентационная фоторефрактивная нелинейность в ЖК, индуцированная моноимпульсным излучением рубинового лазера в режиме TEM₀₀-моды (энергия импульса $E=60 \text{ mJ}$, длительность $\tau \approx 60 \text{ ns}$). В качестве зондирующего использовалось излучение He-Ne лазера. Среди различных геометрий взаимодействия излучения с планарными ячейками была выбрана геометрия, представленная на рис. 4, а, где вектор решетки \mathbf{q} совпадает с направлением директора \mathbf{L} . В случае, когда векторы поляризации волн накачки \mathbf{E}_1 и \mathbf{E}_2 и зондирующей волны \mathbf{E}_3 направлены вдоль директора $\mathbf{E}_{1,2,3} \parallel \mathbf{L}$, дифракционная эффективность решеток в 2–3 раза больше, чем в геометрии $\mathbf{E}_{1,2} \parallel \mathbf{L}$, $\mathbf{E}_3 \perp \mathbf{L}$, и на порядок больше, когда $\mathbf{E}_{1,2} \perp \mathbf{L}$. Здесь наблюдается преимущественная переориентация директора в плоскости xz .

Поле излучения генерирует пространственно-неоднородное распределение заряда вдоль оси x с периодом решетки Λ и вдоль оси z (рис. 4, б). Когда внешнее статическое электрическое поле отсутствует, в областях

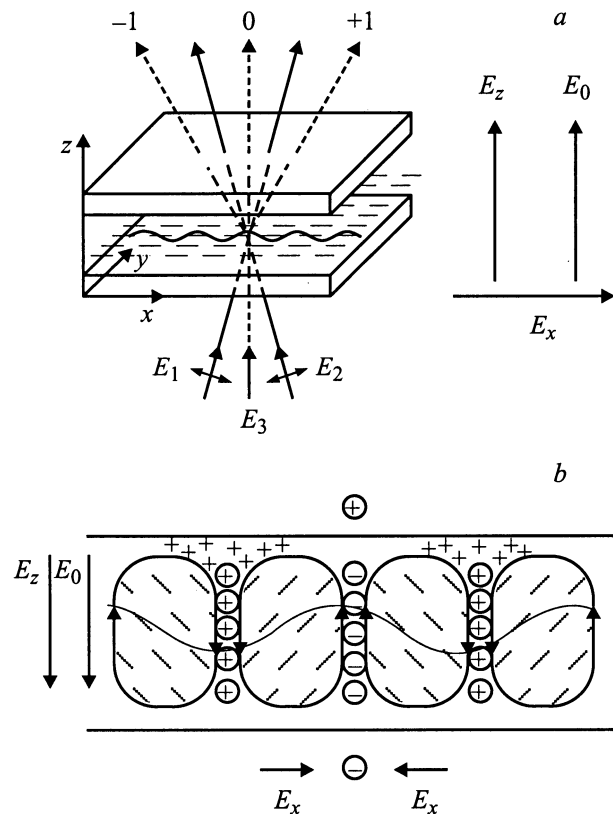


Рис. 4. Геометрия взаимодействия (а) и модель образования электрогидродинамических неустойчивостей (б) в ЖК, активированных полиметиновыми красителями.

дифракционных максимумов вдоль z возникает фотоиндуцированное поле E_z , а вдоль x наблюдается диффузия индуцированных зарядов со временем решеточной релаксации $\tau_D = \Lambda^2 / 4\pi^2 \cdot D$. Слабый электрический ток, который сопровождается градиентом концентрации положительных ионов в направлении z , может вызвать электрогидродинамическую неустойчивость изотропного типа, механизм образования которой при униполярной инжекции рассмотрен Фелици [21]. На рис. 4, б показана модель, которая дает представление о механизме неустойчивости в нашем случае. Из-за неоднородного распределения плотности заряда в объеме слоя в направлении распространения луча и вдоль подложки при образовании решетки возникающая электростатическая сила $F = \delta\rho \cdot E_z$ вызовет образование двух вихрей на длине решетки Λ . Поворот директора слоя в результате гидродинамического течения будет иметь периодичность, близкую к толщине ячейки [22]. Пороговое напряжение неустойчивости в ЖК с $\Delta\varepsilon > 0$ может быть ниже порога электрогидродинамической неустойчивости анизотропного типа в модели Карра–Хелфриха [16].

В присутствии статического электрического поля E_0 из-за анизотропии проводимости (в направлении x проводимость имеет компоненту σ_{\parallel} , в направлении z — σ_{\perp}) интерференционное поле излучения приведет к возник-

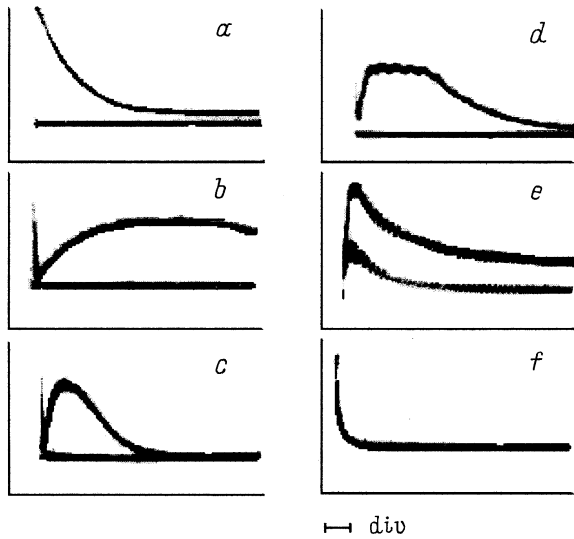


Рис. 5. Осциллограммы изменения интенсивности дифрагированного в первый порядок зондирующего пучка He-Ne лазера для ЖК ячеек, ориентированных монооксидом кремния (a-e) и полиимидом (f). Временные развертки, ms/div: a — 0.1, b — 5, c-f — 100; $\alpha = 14 \text{ cm}^{-1}$; e — релаксация решетки в присутствии электрического поля ($U = 1.2 \text{ V}$, амплитуда больше) и без него.

новению фотоиндуцированного поля E_x (рис. 4, b), которое, согласно модели Карра-Хелфриха, определяется соотношением [23]

$$E_{x,\sigma} = -\frac{(\sigma_{\parallel} - \sigma_{\perp}) \cos \Theta \sin \Theta}{\sigma_{\parallel} \cos^2 \Theta + \sigma_{\perp} \sin^2 \Theta} E_0, \quad (7)$$

где Θ — угол отклонения директора в плоскости xz .

Электрогидродинамическая неустойчивость анизотропного типа возникает, когда есть первоначальное нарушение ориентации директора слоя, это условие может обеспечить неустойчивость изотропного типа. Когда направление статического поля E_0 совпадает с направлением индуцированного поля E_z , поворот директора слоя будет усиливаться. Период синусоидальной деформации директора остается прежним и близким к толщине слоя.

На рис. 5 приведены типичные осциллограммы изменения интенсивности дифрагированного в первый порядок пучка в ЖК ячейках, ориентированных монооксидом кремния, без электродов. Наблюдаются два характерных времени релаксации: термически-диффузионное $\tau_T = \rho_0 C_p^2 \Lambda^2 / 4\pi^2 \lambda_T$, составляющее 0.5 ms (рис. 5, a), и ориентационное, обусловленное в конечном итоге диффузией зарядов $\tau_D = \Lambda^2 / 4\pi^2 D$ (рис. 5, b-f). Здесь $\rho_0 = 10^3 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$, $\chi = 7 \cdot 10^{-2} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, $C_p = 1500 \text{ J} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{kg}^{-1}$, $\lambda_1 = 0.16 \text{ J} \cdot (\text{K} \cdot \text{s} \cdot \text{m})^{-1}$, $D = 10^{-6} \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ — типичные параметры для ЖК. Для периода решетки $\Lambda = 40 \mu\text{m}$ константы $\tau_T \approx 0.5 \text{ ms}$ и $\tau_D \approx 400 \text{ ms}$ и хорошо согласуется с экспериментом. Как видно, ориентационная компонента возникает после

затухания термической. Время ее нарастания составляет 20 ms (a), а релаксация изменяется от 0.4 до 1 s. Временные параметры голограмм зависят не только от периода решетки и свойств ЖК среды, но также от физико-технических условий напыления ориентанта и интенсивности излучения, что определяет образование двух типов решеток: динамической и статической. На рис. 5, d приведена осциллограмма изменения интенсивности зондирующего пучка в виде прямоугольного импульса, возникающего при условии равновесия ориентационного и гидродинамического моментов. Период Λ , близкий к $40 \mu\text{m}$, является оптимальным для получения эффективных решеток (рис. 6). С увеличением интенсивности излучения и коэффициента поглощения дифракционная эффективность η возрастает, достигая наибольших значений при $\alpha I_0 = 16 \text{ J} \cdot \text{cm}^{-3}$ (рис. 7, a). При дальнейшем увеличении αI_0 величина η падает из-за конвекционных движений в объеме ячейки. Нагревание слоя жидкого кристалла не влияет на величину дифракционной эффективности, но приводит к уменьшению времени релаксации $\tau_{\Theta} = \chi \Lambda^2 / 4\pi^2 K$ в соответствии с уменьшением вязкости χ от значения 600 ($T = 20^\circ\text{C}$) до 150 ms ($T - T_{is} = 1^\circ\text{C}$), в изотропной фазе это время 50 ms. Максимальная дифракционная эффективность решеток была равна 3–4%.

Увеличить эффективность решеток можно, используя дополнительное статическое поле. На рис. 5, e приведена осциллограмма интенсивности дифрагированного пучка без и с подачей напряжения на электроды. Релаксация ячейки к исходному состоянию здесь отсутствует из-за образования статической решетки. Характер зависимости дифракционной эффективности от поглощенного излучения αI_0 в присутствии поля не изменяется (рис. 7, b). Исследование эффективности от напряжения показывает несколько этапов изменения η по мере увеличения напряжения. До значений 0.6...0.8 V там, где проводимость изменяется незначительно (рис. 2), и η изменяется незначительно. На участке 0.6...1.3 V, где наблюдается рост проводимости, η возрастает. Величина η примерно в 3 раза превосходит аналогичную величину

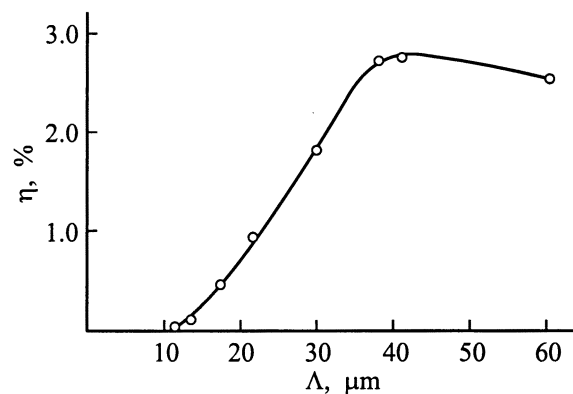


Рис. 6. Зависимость дифракционной эффективности η от периода решетки Λ .

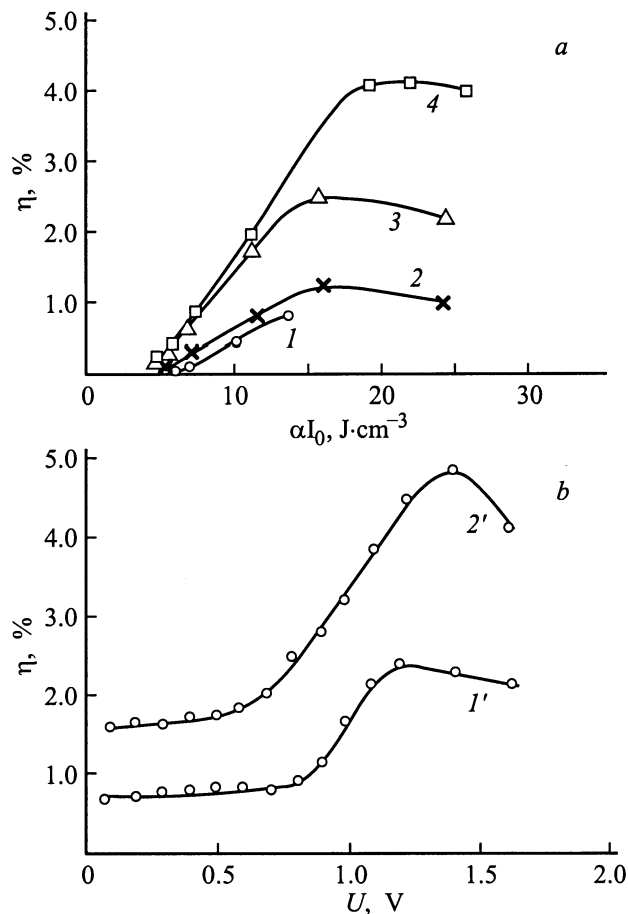


Рис. 7. Зависимость дифракционной эффективности от параметра αI_0 (a) и напряжения (b) при α, cm^{-1} : 1 — 14; 2–1' — 48; 3, 4, 2' — 154; $U = 0$ (1–3), 1.2 V (4).

без напряжения. При $U = 1.4$ V, близком к переходу Фредерикса (для наших ЖК пороговое значение $U_{\text{Fr}} \approx 2$ V), η падает, так как геометрия эксперимента уже не поддерживает условия образования электрогидродинамической неустойчивости. Дифракционная эффективность в присутствии электрического поля составляла 10%.

В результате проведения сравнительных экспериментов с неионными красителями и другими ориентантами можно отметить, что переориентация, описанная выше, имеет ярко выраженные характерные особенности в ионных композициях ЖК+краситель и с ориентантами из монооксида кремния. На рис. 5 можно сравнить ориентационную компоненту для ЖК ячеек с ориентантами из монооксида кремния и полиимида. Проводимость и решетка появляются в ЖК ячейках без статического электрического поля и только усиливаются внешним полем. По-видимому, мы наблюдаем здесь вначале более низкороговую электрогидродинамическую неустойчивость изотропного характера, а затем неустойчивость анизотропного характера — оптический аналог эффекта Карра–Хелфриха в жидких кристаллах. Условия для наблюдения этих эффектов здесь соблюдаются [22]: в

планарных слоях эффективность решеток наибольшая, когда период решетки Λ близок к толщине ячейки; имеет место положительная анизотропия проводимости ($\sigma_{\parallel} \approx 1.5\sigma_{\perp}$); эффект наблюдается при напряжениях $U < U_{\text{Fr}}$ для ЖК с положительной диэлектрической анизотропией ($\Delta\epsilon > 0$). Динамика ориентационной решетки показывает, что переориентация начинает возникать за время ~ 20 ms вместе с тем, как релаксирует фототок (10 ms) и начинается макроскопическое движение в объеме жидкого кристалла.

Таким образом, фотогенерация поверхностных и объемных зарядов в ЖК ячейке, пространственное распределение последних в направлении вектора решетки и распространения луча, взаимодействие фотоиндуцированных полей и приложенного статического поля приводят к явлениям электрогидродинамической неустойчивости и эффективной переориентации директора слоя.

Авторы благодарят С.П. Жвавого и Н.А. Усова за полезные обсуждения результатов, а также Е.А. Тявловскую за помощь в исследовании фотоэлектронных спектров пленок SiO.

Работа выполнена при финансовой поддержке международного фонда INTAS-BELARUS (грант № 0635).

Список литературы

- [1] Пилипович В.А., Ковалев А.А., Некрасов Г.Л., Серак С.В. // Докл. АН БССР. 1978. Т. 22. С. 36–38.
- [2] Некрасов Г.Л., Развин Ю.В., Серак С.В. // Оптические методы обработки информации. Сб. статей / Под ред. В.А. Пилиповича. Минск: Наука и техника, 1978. 232 с.
- [3] Kovalev A.A., Nekrasov G.L., Serak S.V. // Mol. Cryst. and Liq. Cryst. 1990. Vol. 193. P. 51–55.
- [4] Ковалев А.А., Серак С.В. // ЖПС. 1990. Т. 52. С. 197–202.
- [5] Ковалев А.А., Серак С.В., Некрасов Г.Л. и др. // Квантовая электрон. 1995. Т. 22. № 8. С. 838–840.
- [6] Kovalev A.A., Serak S.V., Nekrasov G.L. // Mol. Cryst. and Liq. Cryst. 1997. Vol. 320. P. 425–431.
- [7] Некрасов Г.Л., Ковалев А.А. // Изв. АН БССР. Сер. физ.-мат. наук. 1980. № 3. С. 105–108.
- [8] Serak S.V., Kovalev A.A. // Mol. Cryst. and Liq. Cryst. 1998. Vol. 320. P. 417–424.
- [9] Руденко Е.В., Сухов А.В. // ЖЭТФ. 1994. Т. 105. Вып. 6. С. 1621–1634.
- [10] Khoo I.C., Li H., Liang Y. // Opt. Lett. 1994. Vol. 19. P. 1723–1725.
- [11] Khoo I.C. // Mol. Cryst. and Liq. Cryst. 1996. Vol. 282. P. 53–66.
- [12] Macdonald R., Meindl P., Chilaya G., Sikharulidze D. // Mol. Cryst. and Liq. Cryst. 1998. Vol. 320. P. 115–127.
- [13] Sato S. // Jpn. J. Appl. Phys. 1981. Vol. 20. P. 1989–1995.
- [14] Khoo I.C., Guenther B.D., Slussarenko S. // Mol. Cryst. and Liq. Cryst. 1998. Vol. 321. P. 419–438.
- [15] Kovalev A.A., Serak S.V. // Proc. of SPIE (Liquid Crystals: Physics, Technology and Applications) Zakopane (Poland), 1997. Vol. 3318. P. 327–330.
- [16] Блинов Л.М. // Электро- и магнитооптика жидких кристаллов. М.: Наука, 1978. 175 с.

- [17] *Де Жен П.* Физика жидких кристаллов. М.: Мир, 1977. 400 с.
- [18] *Койков С.Н.* Физика диэлектриков. Л.: ЛПИ, 1967. 247 с.
- [19] *Ковалев А.А., Некрасов Г.Л., Серак С.В.* // ЖПС. 1986. Т. 45. № 3. С. 400–406.
- [20] Handbook of Thin Film Technology // Ed. L.I. Maissel, R. Glang. Mc Craw Hill Hook Company, 1970. Vol. 2. 768 p.
- [21] *Felici N.J.* // Rev. Gen. Electr. 1969. Vol. 78. P. 717–792.
- [22] *Пикин С.А.* Структурные превращения в жидких кристаллах. М.: Наука, 1981. 197 с.
- [23] *Helfrich W.* // J. Chem. Phys. 1969. Vol. 51. N 9. P. 4092–4105.