

01:07

©1993 г.

## СВЕТОГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ ПЕРЕОРИЕНТАЦИЯ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ

*Р.С.Акопян, Б.Я.Зельдович, Н.В.Табирян*

Теоретически исследованы и выявлены особенности переориентации директора нематического жидкого кристалла (НЖК), осуществляемой следующим механизмом: поглощение инфракрасного излучения—объемное расширение НЖК—гидродинамический поток—максвелловская переориентация молекул НЖК. Показана возможность осуществления оптооптической модуляции на низких уровнях поглощенной энергии ( $\sim 10^{-8}$  Дж/см<sup>3</sup>).

### Введение

В основе работы многочисленных жидкокристаллических устройств лежат эффекты переориентации жидких кристаллов (ЖК) во внешних полях. В настоящее время достаточно полно изучены ориентационные эффекты в магнитных и квазистатических электрических полях [1]. Много публикаций посвящено также исследованию светоиндуцированных ориентационных явлений в ЖК [2,3], однако здесь, по-видимому, остается еще много работы для выявления всех значительных эффектов; дело в том, что существуют много различных механизмов взаимодействия световых волн с ЖК.

В настоящей работе будет рассмотрен механизм, описываемый схемой поглощение световой волны  $\rightarrow$  гидродинамическое движение ЖК  $\rightarrow$  переориентация молекул ЖК. Отметим, что преобразование энергии светового излучения в гидродинамические движения ЖК может, вообще говоря, происходить по различным путям [4,5]. В ИК диапазоне наиболее эффективным механизмом индуцирования гидродинамических движений представляется возникновение дополнительного давления вследствие объемного расширения ЖК из-за нагрева излучением [6]. Мы покажем, в частности, что с помощью такого светогидродинамического (СГД) механизма переориентации молекул ЖК можно реализовать ситуации, когда оптооптическая модуляция будет возможна на уровне поглощенной энергии излучения  $10^{-8}$  Дж/см<sup>3</sup>. Такую же чувствительность могут обеспечивать в принципе также сложные структуры металл—фотополупроводник—диэлектрик в оптически управляемых ЖК

транспарантах [7], однако необходимость использования фотополупроводника ограничивает спектральный диапазон регистрируемых ИК волн. В работе [8] исследуется запись "инфракрасных" динамических голограмм в ЖК на основе механизма тепловой индексации. Эффективность этого процесса связана с аномально сильной зависимостью показателей преломления нематического ЖК (НЖК) от температуры (см. также [9]).

Интересно заметить, что до недавнего времени для визуализации ИК излучения принимались холестерические ЖК (ХЖК) [10], изменения шага ХЖК при нагревании в поле излучения приводят к изменению цвета ХЖК пленки. Этот эффект, будучи весьма простым и удобным в приложениях, требует, однако, сравнительно большой мощности излучения, так как заметное изменение шага ХЖК спирали (и тем самым цвета ХЖК пленки) происходит при нагреве на величину  $0.1-1^\circ\text{C}$ . Примерно такую же чувствительность обеспечивает предложенный в работе [11] процесс перехода НЖК в изотропную жидкость при поглощении ИК излучения.

Важная особенность рассмотренного нами СГД эффекта состоит в том, что переориентация директора ЖК пропорциональна не просто величине изменения температуры, а скорости изменения температуры во времени. Действительно, гидродинамический поток, ответственный за изменение ориентации, возникает только при изменениях температуры. В этом отношении СГД эффект аналогичен пироэлектрическому эффекту в кристаллах, где возникающий ток пропорционален временной производной температуры.

### Основные уравнения светогидродинамики нематиков

Пусть однородное ИК излучение поглощается некоторой жидкостью в теплоизолированном сосуде (рис. 1). Сосуд сообщается с горизонтальным плоским капилляром с НЖК. Ось  $x$  декартовой системы координат с единичным вектором  $e_x$  направлена (вдоль капилляра, а ось  $z$  с единичным вектором  $e_z$  — вертикально по нормали к капилляру. Пусть начало координат лежит на нижней стенке капилляра. Рассмотрим две различные исходные ориентации молекул НЖК: гомеотронная ориентация (единичный вектор вдоль средней ориентации молекул-директор направлен по оси  $z$ ,  $n^0 = e_z$ ) и планарная ориентация ( $n^0 = e_x$ ).

Поглощение излучения приводит к повышению температуры на  $T$  и тепловому расширению жидкости. Последнее обуславливает гидродинамическое движение и тем самым переориентацию директора НЖК. Мы исследуем воздействие слабого ИК излучения, поэтому запишем уравнения, линеаризованные по малым возмущениям. Для определения измене-

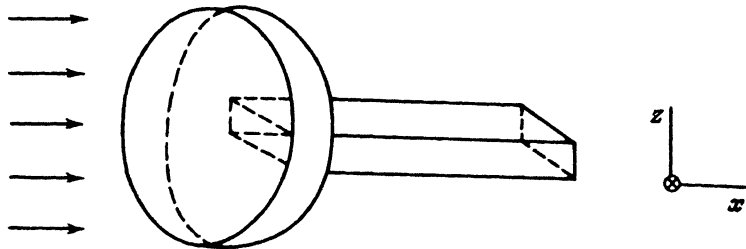


Рис. 1. Теплоизолированный сосуд, сообщающийся с горизонтальным плоским капилляром.

ния температуры  $T$  имеем линеаризованное уравнение температуропроводности

$$\frac{\partial T}{\partial t} = r\Delta T + \frac{\kappa}{\rho c_p} P, \quad (1)$$

где  $r$  ( $\text{см}^2/\text{с}$ ) — коэффициент температуропроводности,  $\kappa$  ( $\text{см}^{-1}$ ) — коэффициент поглощения,  $\rho c_p$  ( $\text{Дж}/\text{см}^3 \cdot \text{град}$ ) — теплоемкость единицы объема,  $P$  — интенсивность излучения. Увеличение температуры жидкости приведет к ее расширению со скоростью

$$\frac{\partial V}{\partial t} = \beta V \frac{\partial T}{\partial t}. \quad (2)$$

Здесь  $V$  — объем жидкости,  $\beta$  ( $\text{град}^{-1}$ ) — коэффициент объемного расширения. Расширение жидкости в свою очередь обуславливает возникновение избыточного давления на входе капилляра по сравнению с давлением на выходе, которое будем считать постоянным. Градиент давления приводит к пуазейлевому течению НЖК.

Мы рассматриваем задачу, однородную по  $x, y$ -координатам, поэтому  $v_y = v_z = 0$ ,  $\partial/\partial x = \partial/\partial y = 0$ , где  $\mathbf{v}$  — скорость гидродинамических течений, возникающих в капилляре. Тем самым линеаризованное уравнение, Навье-Стокса для НЖК можно записать в виде

$$\rho \frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{\Delta p}{l} + \eta \frac{\partial^2 v}{\partial z^2}, \quad (3)$$

где  $\rho$  — плотность НЖК;  $\Delta p/l$  — градиент давления по длине капилляра;  $\eta = \eta_2$  в случае исходной гомеотропной ориентации и  $\eta = \eta_1$  в случае исходной планарной ориентации;  $\eta_1, \eta_2$  — коэффициенты вязкости Месковича.

Градиент давления нужно определить из условия несжимаемости жидкости. Увеличение объема жидкости в сосуде вследствие теплового расширения должно компенсироваться течением через капилляр

$$l \int_0^L v(z, t) dz = \frac{\partial V}{\partial t}, \quad (4)$$

где  $L$  — толщина,  $l$  — ширина капилляра ( $l \gg L$ ).

Благодаря градиентам вязких напряжений поток жидкого кристалла приводит к переориентации ее директора. Угол  $\varphi$  переориентации можно определить с помощью линеаризованного уравнения для моментов сил, действующих на директор

$$\gamma \frac{\partial \varphi}{\partial t} - K \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} - \alpha \frac{\partial v}{\partial z} = 0, \quad (5)$$

где  $\gamma = \alpha_3 - \alpha_2$ ,  $K = K_1$ ,  $\alpha = \alpha_2$  для гомеотропной исходной ориентации директора и  $K = K_3$ ,  $\alpha = \alpha_3$  для планарной ориентации;  $K_i$  ( $\text{эрг}/\text{см}$ ) — коэффициенты упругости Франка;  $\alpha_i$  ( $\Pi$ ) — коэффициенты Лесли.

Граничные условия будем считать жесткими, т.е.  $\mathbf{v}(z = 0, L) = 0$  и  $\varphi(z = 0, L) = 0$ . Уравнения (1)–(5) совместно с граничными условиями составляют замкнутую систему для определения возмущений  $T, v, \varphi$  при описанном СГД эффекте.

## Индукцирование модулированных во времени возмущений директора

Рассматривая теплоизолированный сосуд, мы фактически считаем, что время установления теплового равновесия с окружающей средой является очень большим по сравнению с любыми другими характерными временными параметрами, такими как времена гидродинамической и ориентационной релаксации, время наблюдения и т.д. Такое допущение может быть нарушено в случае воздействия непрерывного излучения. Поэтому, чтобы гидродинамический поток и вместе с ним и ориентационное воздействие непрерывного излучения не прекратились после установления теплового равновесия, рассмотрим ситуацию, в которой поток излучения модулируется. Кроме того, гармоническая модуляция позволяет улучшить параметр сигнал-шум, например, при использовании обсуждаемой схемы для регистрации ИК излучения.

Пусть интенсивность ИК излучения модулирована частотой  $\Omega$

$$P = P_0(1 + m \cos \Omega t), \quad (6)$$

где  $m$  — глубина,  $\Omega$  — частота модуляции.

При однородном облучении слагаемым, пропорциональным  $\Delta T$  в уравнении (1), можно пренебречь, если продольный размер теплоизолированного сосуда вдоль оси  $x$  много меньше величины  $\kappa^{-1}$ . Тогда из уравнения (1) получаем

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\kappa}{\rho c_p} P_0(1 + m \cos \Omega t). \quad (7)$$

Как видно из уравнений (3) и (5), время установления гидродинамической скорости в капилляре много меньше времени установления возмущений директора. НЖК:  $\tau_r = \rho L^2 / \eta \pi^2 \ll \tau_{op} = \gamma L^2 / K \pi^2$ . Понятно, что частота модуляции  $\Omega$  должна быть меньше или порядка  $\tau_{op}^{-1}$  ( $\Omega \lesssim \tau_{op}^{-1}$ ), чтобы директор успел реагировать на гидродинамические движения. А это означает, что должно иметь место соотношение  $\Omega \ll \tau_r^{-1}$ . Следовательно, гидродинамические движения успеют установиться за период  $2\pi/\Omega$  модуляции. Тем самым с учетом граничных условий  $v(z=0, L) = 0$  и условия (4) решение уравнения (3) получим в виде

$$v = \frac{6\beta V \kappa P_0}{\rho c_p l L^3} z(L-z)(1 + m \cos \Omega t). \quad (8)$$

С помощью (8) из уравнения (5) и из граничных условий  $\varphi(z=0, L) = 0$  получим решение для угла переориентации  $\varphi$

$$\varphi = -\frac{\alpha\beta V \kappa P_0}{\rho c_p l K} Z(1-Z)(1-2Z)(1 + mF \cos \Omega t). \quad (9)$$

Здесь функция  $F = F(Z, a)$  имеет вид

$$F(Z, a) = 3a^{-2} [(\text{sha} \cos a)^2 + (\sin a \operatorname{ch} a)^2]^{-1} \cdot [Z(1-Z)(1-2Z)]^{-1} \times$$

$$\times \left\{ \sin(aZ) \operatorname{ch}(aZ) \operatorname{sh} a \cos a - \sin[a(1-Z)] \operatorname{ch}[a(1-Z)] \operatorname{sh} a \cos a + \right. \\ \left. \operatorname{sh}[a(1-Z)] \cos[a(1-Z)] \sin a \operatorname{ch} a - \operatorname{sh}(aZ) \cos(aZ) \sin a \operatorname{ch} a \right\},$$

где  $a = (\pi/\sqrt{2})\sqrt{\Omega\tau_{\text{оп}}}$ ,  $Z$  — безразмерная координата  $Z = z/L$ .

Функция

$$\varphi_1(Z) \equiv Z(1-Z)(1-2Z), \quad (10)$$

определяющая профиль переориентации директора в отсутствие модуляции излучения ( $m = 0$ ), антисимметрична относительно центра слоя НЖК ( $z = L/2$ ) и имеет максимум ( $\varphi_{1M}$ ) и минимум ( $\varphi_{1m} = -\varphi_{1M}$ ) в точках  $z_{1M} = 0.2 \cdot L$  и  $z_{1m} = 0.8 \cdot L$ . Антисимметричность функции связана с тем, что градиент скорости в центре ячейки зануляется, поэтому момент силы, действующей на директор со стороны гидродинамического потока, там равняется нулю.

Второе слагаемое  $\varphi_2(Z, a) = Z(1-Z)(1-2Z)F(Z, a)$  имеет примерно такой же профиль, но значение  $\varphi_{2M}$  и расположение экстремумов ( $z_{2M}, z_{2m}$ ) зависят от параметра  $a = (\pi/\sqrt{2})\sqrt{\eta\Omega\tau_{\text{оп}}/\gamma}$  (рис. 2). Смещение экстремумов к краям ячейки можно объяснить тем, что при быстрых изменениях гидродинамического потока в основной части ячейки поток практически однороден по  $z$  и только вблизи границ градиент скорости существенно отличается от нуля. Зависимость  $\varphi_{2M}(a)$ , показанная на рис. 2, б, определяет область частот, позволяющую модулировать ИК излучение без существенного снижения эффективности переориентации директора. Как видно, эта область задается условием  $(\Omega\tau_{\text{оп}})^{1/2} \sim 2$  (по уровню 1/2 от максимальной величины функции  $\varphi_{2M}(a)$ ).

Уменьшение  $\varphi_{2M}$  с увеличением частоты модуляции  $\Omega$  можно понять, если иметь в виду, что переориентация директора во внешних полях является вязким движением с константой затухания  $\sim \tau_{\text{оп}}^{-1}$ . Поэтому при малых частотах модуляции,  $\Omega \lesssim \tau_{\text{оп}}^{-1}$ , переориентация директора успевает следить за внешним периодическим воздействием и достигать своего максимального значения. В обратном случае  $\Omega \gg \tau_{\text{оп}}^{-1}$  ориентационная вязкость сильно демпфирует колебания директора.

Весьма необычно для процессов ориентационного взаимодействия ЖК со внешними полями уменьшение величины переориентации директора с увеличением толщины ЖК слоя, показанное на рис. 2, б. Напомним,

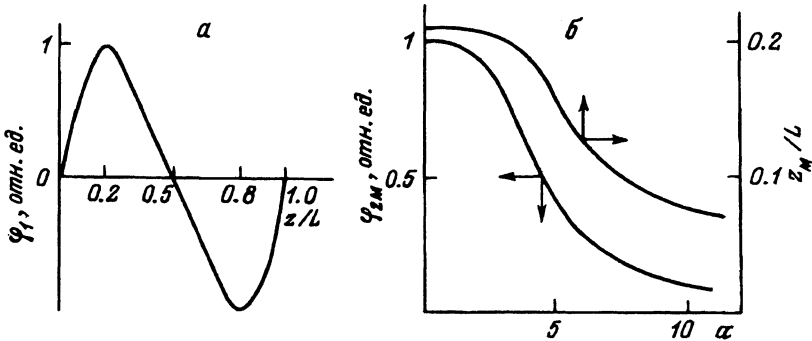


Рис. 2. Профиль функции  $\varphi_1(z)$  (а) и зависимости функций  $\varphi_2(a)$  и  $z_{2M}(a)$  от  $a$  (б).

что  $a = L\sqrt{\eta\Omega/2K}$ . Действительно, плотность упругой энергии деформации поля директора пропорциональна  $L^{-2}$ ; увеличение  $L$  приводит к увеличению характерного времени установления ориентационных процессов ( $\sim L^2$ ). Поэтому при фиксированном значении  $\Omega$  за период действия силы  $2\pi/\Omega$  переориентация директора не успевает достигать своего максимально возможного значения. Иначе говоря, увеличение толщины ЖК слоя приводит к уменьшению константы затухания  $\tau_{ор}^{-1}$ , тем самым к увеличению демпфирования колебаний директора.

### Светогидродинамическая переориентация НЖК при воздействии импульсного излучения

Как было показано выше, свойства светогидродинамической переориентации НЖК определяются соотношением времени модуляции излучения  $\Omega^{-1}$  и характерным временным масштабом ориентационных движений НЖК  $\tau_{ор}^{-1}$ . Понятно, что эффекты в поле импульсного излучения будут определяться соотношением длительности импульса  $\tau_{и}$  и  $\tau_{ор}$ .

В случае длинных импульсов  $\tau_{и} \gg \tau_{ор}$  мы имеем дело фактически со стационарной светогидродинамической переориентацией. Максимальная величина угла переориентации директора НЖК в этом случае получается из уравнения (9) при  $m = 0$ . Интересно заметить, что величина максимальной переориентации директора в слое НЖК в этом случае не зависит от толщины слоя. Это является особенностью рассматриваемого нами механизма взаимодействия и связано с тем, что как энергия деформации поля директора, так и переориентирующая директор сила — градиент гидродинамического потока пропорциональны  $L^{-2}$ . Следует учитывать, что уравнение (9) получено в приближении линейной зависимости объемного расширения от изменений температуры (2), что справедливо при малых изменениях температуры и тем самым объема среды  $\beta\Delta T \ll 1$ . Поэтому для данного значения интенсивности излучения  $P$  и коэффициента поглощения вещества  $\kappa$  должно иметь место соотношение

$$\beta \frac{\kappa P \tau_{и}}{\rho c_p} \ll 1.$$

Таким образом, стационарная светогидродинамическая переориентация, описываемая уравнением (9)  $m = 0$ , может иметь место при выполнении условия

$$\tau_{ор} \lesssim \tau_{и} \ll \frac{\rho c_p}{\beta \kappa P}. \quad (11)$$

Условие (11) накладывает ограничение на максимально возможные значения интенсивности излучения

$$P \ll \frac{\rho c_p}{\beta \kappa \tau_{ор}} = \frac{\pi^2 \rho c_p K}{\beta \kappa \gamma L^2}. \quad (12)$$

При воздействии на систему импульсного излучения процесс СГД переориентации директора НЖК останавливается вместе с прекращением гидродинамического потока после поглощения импульса.

При коротких импульсах  $\tau_{и} < \tau_{ор}$  величину переориентации директора можно оценить следующим образом. Увеличение объема ( $\Delta V$ ) при увеличении температуры на  $\Delta T$  вследствие поглощения импульса ИК излучения (энергии  $Q$ ) будет  $\Delta V = V\beta Q / (\rho c_p)$ . Это увеличение происходит за время  $\tau$ , соответствующее наибольшему из значений  $\tau_r, \tau_{и}$ . Скорость движения НЖК в капилляре  $v$  определяется условием  $\Delta V = v l L \tau$  и оказывается порядка  $V\beta Q / (\rho c_p l L \tau)$ .

В рассматриваемом сугубо нестационарном режиме возмущение директора  $\varphi$  определяется в основном диссипативным членом  $\partial\varphi/\partial t$  в уравнении для  $\varphi$  (5). Поэтому из условия

$$\gamma \frac{\varphi}{\tau} \sim \alpha \frac{v}{L} \quad (13)$$

получим

$$\varphi \sim \frac{\beta Q \alpha V}{\gamma \rho c_p l L^2}. \quad (14)$$

Таким образом, мы получили, что при коротких импульсах ( $\tau_{и} < \tau_{ор}$ ) с данной энергией величина переориентации директора не зависит от длительности импульса и от времени гидродинамической релаксации  $\tau_r$ . Это связано с тем, что, с одной стороны, СГД переориентация директора пропорциональна скорости потока (точнее, ее пространственному градиенту), а при короткодействующем потоке также его длительности  $\tau$  (см. (13)), с другой стороны, сама скорость потока при обсуждаемом методе его генерации обратно пропорциональна  $\tau$ .

Сравнение (14) с величиной переориентации директора при стационарном режиме дает

$$\frac{\varphi_{имп}}{\varphi_{ст}} \sim \frac{Q}{\kappa P \tau_{ор}}. \quad (15)$$

Таким образом, при одинаковых интенсивностях излучения ( $Q = \kappa P_0 \tau_{и}$ ) в импульсном режиме эффект оказывается слабее в  $\tau_{и}/\tau_{ор}$  раз.

### Оптический набег фазы

Рассмотрим следующую схему регистрации светогидродинамических возмущений поля директора. Пусть имеется монохроматическая световая волна падающая на капилляр в плоскости  $(x, z)$  под углом  $\theta$  к нормали. Если волна линейно поляризована и плоскость поляризации наклонена на угол  $\gamma$  по отношению к оси  $y$  (ось поляризатора составляет угол  $\gamma$  с осью  $y$ ), то в НЖК генерируются обыкновенная и необыкновенная волны ( $o$ - и  $e$ -волны). Если на выходе капилляра поставлен анализатор, пропускающий компоненту излучения, поляризованную под углом  $\Psi$  к оси  $y$ , то коэффициент пропускания системы, определяемый интерференцией соответствующих компонент  $o$ - и  $e$ -волн, будет (см., например, [11])

$$\rho = \cos^2(\gamma + \Psi) + \sin 2\gamma \cdot \sin 2\Psi \cos^2 \frac{\Delta\Phi}{2},$$

где  $\Delta\Phi$  — разность фаз  $o$ - и  $e$ -волн на выходе из капилляра.

Так как возмущение директора индуцируется в плоскости  $(x, z)$ , то оно не влияет на фазу  $o$ -волны. Изменение же фазы  $e$ -волны с точностью, квадратичной по малым возмущениям директора  $\varphi$ , определяется выражением

$$\Delta\Phi_e = -\frac{\omega}{c} \frac{\varepsilon_a}{\varepsilon_{\perp}} \left\{ \sin\theta \int_0^L \varphi(z', t) dz' + \frac{1}{2}(\varepsilon_{\perp} - 2 \sin^2\theta) \sqrt{\frac{\varepsilon_{\parallel}}{\varepsilon_{\perp}(\varepsilon_{\perp} - \sin^2\theta)}} \int_0^L \varphi^2(z', t) dz' \right\} \quad (16a)$$

для исходно планарно ориентированного НЖК ( $n_x \approx 1 - (1/2)\varphi^2$ ,  $n_z \approx \varphi$ ) и выражением

$$\Delta\Phi_e = -\frac{\omega}{c} \frac{\varepsilon_a}{\varepsilon_{\parallel}} \left\{ \sin\theta \int_0^L \varphi(z', t) dz' - \frac{1}{2}(\varepsilon_{\parallel} - 2 \sin^2\theta) \sqrt{\frac{\varepsilon_{\perp}}{\varepsilon_{\parallel}(\varepsilon_{\parallel} - \sin^2\theta)}} \int_0^L \varphi^2(z', t) dz' \right\} \quad (16b)$$

для гомеотропной невозмущенной ориентации НЖК ( $n_x \approx \varphi$ ,  $n_z \approx 1 - (1/2)\varphi^2$ ).

В формулах (16)  $\varepsilon_a = \varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp}$  является анизотропией диэлектрической проницаемости НЖК на световой частоте  $\omega$ ,  $c$  — скорость света в вакууме.

В определенных ситуациях разность фаз  $\Delta\Phi$  сводится к величине  $\Delta\Phi_e$ . Это имеет место, например, при нормальном падении регистрирующего пучка на капилляр с гомеотропной исходной ориентацией НЖК. Рассматривая также скрещенные поляризаторы  $\gamma = \pi/4$ ,  $\Psi = -\pi/4$ , найдем, что пропускание системы в этом случае  $\rho = \sin^2(\Delta\Phi_e/2)$  определяется только светогидродинамической переориентацией НЖК, т.е. интенсивностью регистрируемого ИК излучения. Заметим, что набег фазы для пробного пучка может быть как положительным, так и отрицательным. Чувствительность схемы можно намного увеличить, используя вместо капилляра с поляризаторами интерферометр Фабри–Перо, заполненный наклонноориентированным НЖК. Как известно, коэффициент пропускания такого интерферометра определяется формулой [11]

$$\rho = \frac{(1 - R)^2}{(1 + R)^2 - 4R \sin^2 \Psi},$$

где  $R$  — коэффициент отражения зеркал интерферометра.

При  $\Psi = \pi/2 + \delta$  ( $\delta \ll \pi/2$ ) имеем

$$\rho \approx 1 - \frac{4R}{(1 - R)^2} \delta^2. \quad (17)$$



Таким образом, можно заключить, что эффект усиливается в  $(1 - R)^{-2}$  раз.

Из-за антисимметричного распределения возмущений директора слабое, пропорциональное  $\varphi$  в (16), исчезает. Подставляя выражение для  $\varphi(z)$  из (9) в (16), получим

$$\begin{aligned} \Delta \Phi_e = & \xi \frac{\varepsilon_a \omega L}{420c} \left( \frac{\alpha \beta V \kappa P_0}{\rho c_p l K} \right)^2 \left( 1 + \frac{1}{2} m^2 \Phi_2(a) + \right. \\ & \left. + 2m \Phi_1(a) \cos \Omega t + \frac{1}{2} m^2 \Phi_2(a) \cos 2\Omega t \right), \\ \Phi_1(a) = & 210 \cdot \int_0^1 F(Z, a) \varphi_1^2(Z) dZ, \\ \Phi_2(a) = & 210 \cdot \int_0^1 [F(Z, a) \varphi_1(Z)]^2 dZ, \end{aligned} \quad (18)$$

где

$$\xi = \xi_{\text{гом}} = \frac{\sqrt{\varepsilon_{\perp}} (\varepsilon_{\parallel} - 2 \sin^2 \theta)}{\varepsilon_{\parallel} \sqrt{\varepsilon_{\parallel}} (\varepsilon_{\parallel} - \sin^2 \theta)}$$

для исходной гомеотропной ориентации НЖК,

$$\xi = \xi_{\text{пл}} = - \frac{\sqrt{\varepsilon_{\parallel}} (\varepsilon_{\perp} - 2 \sin^2 \theta)}{\varepsilon_{\perp} \sqrt{\varepsilon_{\perp}} (\varepsilon_{\perp} - \sin^2 \theta)}$$

для планарной исходной ориентации.

В формуле (18) функции  $F$  и  $\varphi_1$  определены выше.

Как видно из формулы (18), дополнительный сдвиг фазы состоит из трех слагаемых: немодулированного, модулированного частотой  $\Omega$  и модулированного частотой  $2\Omega$ . Зависимости от  $L$  и  $\Omega$  модулированных слагаемых определяются функциями  $\Phi_1(a)L \cos \Omega t$  и  $\Phi_2(a)L \cos 2\Omega t$ .

Зависимости  $\Phi_1(a)$  (рис. 3, кривая 1) и  $\Phi_2(a)$  (кривая 2), определяющие зависимости  $\Phi_1(\Omega)$  и  $\Phi_2(\Omega)$  при фиксированной  $L$ , показаны на рис. 3, а. Такое поведение можно объяснить аналогично поведению максимума по  $z$  угла переориентации директора в зависимости от  $\Omega$ .

Таким образом, при фиксированной толщине капилляра чем меньше частота модуляции, тем больше оптический набег фазы. При фиксированной  $\Omega$  зависимости от  $L$  описывается функциями  $\Phi_1(a)a$  и  $\Phi_2(a)a$  (кривые 1, 2 на рис. 3, б). Функция  $\Phi_1(a)a$  нормирована относительно ее максимального значения при  $a = 3, 4$  ( $(\Phi_1 \cdot a)_M = 2.545$ ), а функция  $\Phi_2(a)a$  — относительно ее максимума при  $a = 2.72$  ( $(\Phi_2 \cdot a)_M = 2.1$ ). Появление максимумов можно объяснить следующим образом. При фиксированных  $\Omega$  угол переориентации остается конечным, когда  $L \rightarrow 0$  (рис. 2, б).

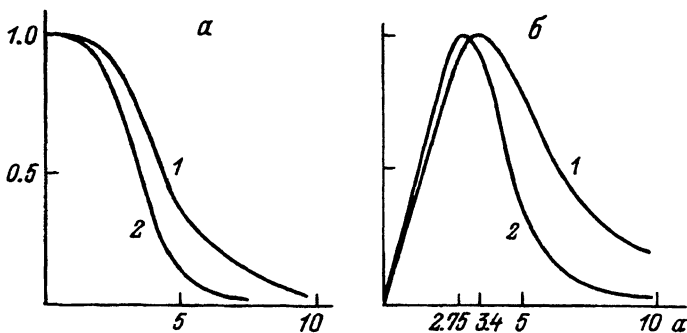


Рис. 3. Зависимости функций  $\Phi_1(a)$ ,  $\Phi_2(a)$ ,  $a \cdot \Phi_1(a)$  и  $a \cdot \Phi_2(a)$  от  $a$ .

Тем самым остается конечным изменение показателя преломления. А оптический путь стремится к нулю при  $L \rightarrow 0$ . Поэтому  $\Delta\Phi_e \rightarrow 0$  при  $L \rightarrow 0$  как  $\Delta\Phi_e \sim L$ . При больших же значениях  $L$  ( $a \gg 1$ ) переориентация директора для данной частоты модуляции экспоненциально уменьшается. Так как длина оптического пути возрастает пропорционально  $L$ , то в результате оптический набег фазы стремится к нулю при больших  $L$ . Следовательно, для данной частоты модуляции существует оптимальная толщина капилляра, при которой достигается максимальный набег фазы.

### Шумы, обусловленные флуктуациями объема и директора

Обсудим влияние шумов на работу обсуждаемой схемы для регистрации ИК излучения. Прежде всего следует принимать во внимание внутренние шумы чувствительного элемента, сводящего к тепловым флуктуациям его объема. Среднеквадратичная флуктуация объема жидкости, как известно [12,13], определяется выражением

$$\langle(\Delta V)^2\rangle^{1/2} = (k_B T V \chi)^{1/2}, \quad (19)$$

где  $\chi = -(1/V)(\partial V/\partial p)_T$  — коэффициент сжимаемости.

Сравнивая это выражение с величиной  $\Delta V$  теплового расширения объема чувствительного элемента вследствие нагрева при поглощении энергии ИК излучения, получим, что энергия, соответствующая пороговой чувствительности, равна

$$Q' = \frac{\rho c_p}{\beta} \sqrt{\frac{k_B T \chi}{V}}. \quad (20)$$

Для определения пороговой чувствительности необходимо принять во внимание также шумы, обусловленные флуктуациями директора НЖК в капилляре. Как известно (см., например, [1]), среднеквадратичную флуктуацию директора можно оценить как

$$\langle\varphi^2\rangle^{1/2} \sim \frac{k_B T}{KL}.$$

С другой стороны, как следует из формулы (14), для получения такого же изменения ориентации директора было бы необходимо иметь гидродинамический поток, индуцированный энергией излучения,

$$Q'' \sim \frac{k_B T \gamma \rho_c p l L}{\alpha \beta K V}. \quad (21)$$

Разумеется, в рассматриваемой нами схеме существуют также шумы, связанные с электронной схемой регистрации, шумы фотоэлементов и т.п., однако этот вопрос достаточно хорошо исследован и мы не будем его касаться.

## Обсуждение

Оценим порядок величины мощности ИК излучения, необходимой для индуцирования дополнительного набега фазы регистрирующего пучка  $\Delta\Phi_e \sim 1$ . Рассмотрим НЖК МББА, у которого  $\varepsilon_a = 0.7$ ,  $\sqrt{\varepsilon} = 1.6$ ,  $\beta = 10^{-3}$  град $^{-1}$ ,  $\rho_c p = 1$  Дж/см $^3$  · град,  $L = 10^{-2}$  см,  $l = 0.1$  см, и пусть  $\omega/c = 10^5$  см $^{-1}$  и  $\theta = 0$  (нормальное падение регистрирующей волны на слой НЖК). Для гомеотропной исходной ориентации  $K = K_3 = 7.5 \cdot 10^{-7}$  эрг/см,  $\alpha = \alpha_2 = -0.8$  П получим, что для немодулированного излучения ( $m = 0$ )  $\Delta\Phi_e \sim 1$  при  $P_0 = 10^{-4}$  Вт. Для планарной исходной ориентации  $K = K_1 = 6 \cdot 10^{-7}$  эрг/см,  $\alpha = \alpha_3 = -0.012$  П и  $\Delta\Phi_e = 1$  при  $P_0 = 5 \cdot 10^{-3}$  Вт. Таким образом, ситуация для гомеотропно ориентированного НЖК оказывается намного более благоприятной в связи с существенно более сильным сцеплением гидродинамических и ориентационных степеней свободы в этом случае.

Заметим, что можно обеспечить более высокое значение дополнительного набега фазы, если осуществить ситуацию, когда первый член разложения в (16) по степеням малого параметра  $\varphi$  не зануляется из-за структурных особенностей светогидродинамической переориентации. Нарушить антисимметричное распределение директора в слое НЖК можно, например, с помощью задания слабого сцепления на одной из границ, допустим, в плоскости  $z = L$  капиллара.

Другая возможность осуществления дополнительного набега фазы может состоять в использовании гомеопланарной ячейки, т.е. ячейки, в которой исходная ориентация директора на одной из подложек планарная, а на другой — гомеотропная.

Выше мы сделали оценки, предполагая, что можно регистрировать набег фазы  $\sim 1$  рад. На самом деле, разумеется, можно регистрировать гораздо меньшие значения  $\Delta\Phi_e$ . Так, пропускание резонатора Фабри-Перо с коэффициентом отражения зеркал  $R \approx 0.97$  меняется на 10% при изменении фазы всего на величину  $5 \cdot 10^{-3}$  (см. формулу (17)).

Для оценки порядка величины  $Q'$ ,  $Q''$ , определяющих предельную чувствительность рассматриваемой схемы к воздействию ИК излучения, наряду с приведенными выше параметрами примем  $\chi \sim 10^{-10}$  см $^3$ /эрг,  $V \sim 1$  см $^3$ ,  $\tau \sim 1$  с,  $k_B T \sim 4 \cdot 10^{-14}$  эрг. Тогда из выражений (20) и (21) получим  $Q' \sim 2 \cdot 10^9$  Дж/см $^3$ ,  $Q'' \sim 4 \cdot 10^{-8}$  Дж/см $^3$ .

В предварительном эксперименте с помощью гомеотропно ориентированного НЖК 5 ПБ толщиной 50 мм, помещенного между скрещенными

поляризаторами, удалось регистрировать широкополосное ИК излучение мощностью порядка  $10^{-4}$  Вт. Площадь приемного окна при этом была порядка  $1 \text{ см}^2$ .

Таким образом, в настоящей работе выявлен ряд особенностей светогидродинамического механизма взаимодействия излучения с ЖК и показана возможность использования этих эффектов для осуществления опто-оптической модуляции на низком уровне мощностей.

Авторы благодарят Р.Б.Алавердяна за предоставление результатов экспериментов и полезные обсуждения.

### Список литературы

- [1] Блинов Л.М. Электро- и магнитооптика жидких кристаллов. М.: Наука, 1978.
- [2] Зельдович Б.Я., Табирян Н.В. // УФН. 1985. Т. 147. С. 633.
- [3] Khoo I.C. Nonlinear Optics of Liquid Crystals. Vol. XXVI. Progress in Optics / Ed. E. Wolf. Amsterdam: North Holland, 1988.
- [4] Акопян Р.С., Зельдович Б.Я. // ЖЭТФ. 1984. Т. 86. С. 533.
- [5] Акопян Р.С., Зельдович Б.Я., Табирян Н.В. // Опт. и спектр. 1988. Т. 65. С. 1082.
- [6] Акопян Р.С., Зельдович Б.Я., Табирян Н.В. // Опт. и спектр. 1988. Т. 65. С. 578.
- [7] Васильев А.А., Компанец И.Н., Парфенов А.В. // Квант. электр. 1983. Т. 10. С. 1079.
- [8] Khoo I.C. et al. // J. Opt. Soc. Am. 1988. Vol. B5. P. 202.
- [9] Зельдович Б.Я., Табирян Н.В. // Письма в ЖЭТФ. 1979. Т. 30. С. 510.
- [10] Smith C.W. et al. // Appl. Phys. Lett. 1974. V. 24. P. 453.
- [11] Клюкин Л.М., Самодурова И.Д., Сонин А.С. // Квантовая электрон. 1975. Т. 2. С. 427.
- [12] Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973.
- [13] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986.

Институт прикладных проблем физики  
Ереван

Поступило в Редакцию  
10 июля 1992 г.