

Октябрь 1993 г.

Том 163, № 10

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ОПТИКА И ЭЛЕКТРООПТИКА ХИРАЛЬНЫХ СМЕКТИЧЕСКИХ С ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ

Г.С. Чилая, В.Г. Чигринов

(Институт кибернетики АН Грузии, Тбилиси, Научно-исследовательский институт органических полупроводников и красителей (НИОПИК), Москва)

(Статья поступила 9.03.93 г., после доработки 2.07.93 г.)

СОДЕРЖАНИЕ

Введение (1).

1. Оптические свойства (2). 1.1. Брэгговское отражение и круго-войдхиозм. Отражение плоскополяризованного света. 1.2. Определение тензорадиоэлектрической проницаемости. Прямое наблюдение дисперсии собственных волн.
2. Сегнетоэлектрические характеристики (7). 2.1. Симметрия и сегнетоэлектричество. 2.2. Физические параметры, определяющие электрооптику хиральных смектических С жидкокристаллов.
3. Электрооптические эффекты в С*ЖК (15). 3.1. Эффект Кларка—Лагервола в поверхностно стабилизованных структурах. 3.2. Эффект деформированной геликоидальной спирали в С*ЖК. 3.3. Электроклинный эффект вблизи фазового перехода смектика A → С*ЖК. 3.4. Другие электрооптические эффекты в С*ЖК.
4. Практические применения С*ЖК (21).

Заключение (25).

Список литературы (26).

Введение. Открытием Р. Мейером и др. [1] в 1975 г. сегнетоэлектрических свойств в хиральном смектическом С жидкокристалле (С*ЖК) были разрушены многие установившиеся представления о сегнетоэлектричестве — в частности установлена возможность наблюдения этого эффекта в текущем состоянии вещества. Однако возросший интерес к С*ЖК, как это обычно случается, вызван практическим применением: спустя пять лет после вышеназванного открытия в тонких слоях С*ЖК Н. Кларком и С. Лагерволлом [2] были получены времена электрооптического переключения в микросекундном

диапазоне. Уменьшение времен срабатывания электрооптического эффекта от миллисекунд до микросекунд позволило рассмотреть ЖК материалы, до этого успешно и широко применяемые в основном только в дисплеях, уже как перспективные для систем оптической обработки информации. Таким образом, С*ЖК стали объектом интенсивного исследования.

Задачей данного обзора является систематизация результатов электрооптических исследований С*ЖК. Спиралевидная надмолекулярная структура определяет уникальные оптические свойства С*ЖК. Оптические свойства хиральных С жидкокристаллов во многом совпадают с таковыми у холестерических, которые изучены лучше. Однако имеются и качественные различия, проявляющиеся особенно при наклонном падении света относительно оптической оси [3].

В разделе 1 рассмотрены экспериментальные результаты, полученные по чисто оптическим характеристикам С*ЖК: брэгговской дифракции и прямому наблюдению дисперсии собственных волн [4, 5].

В последующих разделах С*ЖК рассматривается как сегнетоэлектрический материал.

В 1978 г. С.А. Пикин и В.Л. Инденбом предложили в рамках модели Ландау термодинамическое описание физических свойств, включая изменение макроскопической структуры С*ЖК в результате внешних воздействий [6, 7]. В дальнейшем эта модель

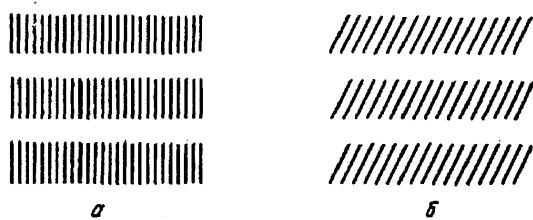


Рис. 1. Расположение молекул в смектической А (а) и смектической С (б) фазах

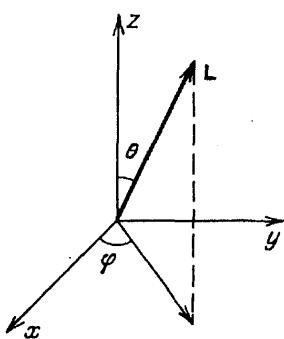


Рис. 2. Ориентация директора \mathbf{L} в смектическом слое С*ЖК

была дополнена Б. Жекшем и др. [8] с целью получения адекватного описания таких тонких особенностей поведения С*ЖК вблизи фазового перехода, как температурная зависимость шага геликоида и спонтанной поляризации, аномалии диэлектрических постоянных.

Одновременно с развитием теоретических представлений о С*ЖК развивались экспериментальные исследования их физических свойств. Были успешно преодолены трудности создания С*ЖК, существовавшего в широком температурном диапазоне, обладающего малой вязкостью и большой величиной спонтанной поляризации. Появилось большое количество работ, посвященных практическому применению С*ЖК в быстродействующих светоклапанных устройствах, оптически управляемых транспарантах, высоконформативных дисплеях с матричной адресацией и т.д.

Особенную актуальность приобретает предлагаемое в данном обзоре последовательное теоретическое и экспериментальное описание электрооптических свойств С*ЖК с учетом симметрии С*ЖК и основных физических параметров, определяющих электрооптическую поляризацию: вязкость, угол наклона в слое и т.д., а также экспериментальных условий ориентации С*ЖК, энергии сцепления, управляющего поля, расположения поляроидов, направления распространения света и т.д. При этом особое внимание в обзоре будет уделено трем основным электрооптическим эффектам, наиболее важным с точки зрения приложений: эффекту переори-

ентации в поверхностно стабилизированной структуре [2], электроклинному эффекту вблизи фазового перехода смектика \rightarrow С*ЖК [9] и эффекту деформационной геликоидальной спирали в сильно закрученном С*ЖК [10]. Все перечисленные выше эффекты рассмотрены в разделах 2 и 3. Раздел же 4 посвящен практическому применению С*ЖК.

1. Оптические свойства.

1.1. Брэгговское отражение и круговой дихроизм. Отражение плоскополяризованного света. Жидкокристаллическая фаза представляет собой промежуточную фазу между твердой и изотропной. Согласно общепринятой классификации различают два класса жидких кристаллов — нематические и смектические. В нематических жидких кристаллах (НЖК) наблюдается ориентационная упорядоченность: центры масс отдельных молекул расположены в пространстве хаотически, но длинные оси молекул остаются параллельными друг другу. Смектики по структуре более близки к твердой фазе, и в них наблюдается добавочно к ориентационной и слоистая упаковка. Смектическая жидкокристаллическая фаза обладает полиморфизмом — существует несколько модификаций смектических жидких кристаллов. Мы рассмотрим только две из них. На рис. 1 показаны два случая смектического упорядочения: смектик А (рис. 1,а) и смектик С (рис. 1,б).

В смектике А длинные оси молекул ориентируются перпендикулярно смектическим слоям. Смектик А, так же как и нематики, оптически одноосен (также симметрия $D_{\infty h}$) и \mathbf{L} совпадает с оптической осью. Оптическая индикатриса у смектика А подобна индикатрисе нематика.

Наклонная смектическая фаза по классификации Закмана и Демуса [11] названа смектической С-фазой. Она обладает оптической двуосностью. Единичный вектор \mathbf{L} при этом записывается в виде

$$\begin{aligned} L_z &= \cos \theta, \quad L_x = \sin \theta \cdot \cos \varphi, \\ L_y &= \sin \theta \cdot \sin \varphi, \end{aligned} \quad (..)$$

где θ — угол наклона молекул, а φ — азимутальный угол (рис. 2).

Основываясь на симметрии, Заупе [12] впервые указал на двуосность смектика С. Первые рентгеноструктурные исследования проводили И.Г. Чистяков и соавторы [13, 14], а первые экспериментальные оптические наблюдения двуосности смектики С проведены в [15—17].

Первые же измерения показали, что существует два типа смектических С жидких кристаллов: первый — с большим углом наклона θ , который не зави-

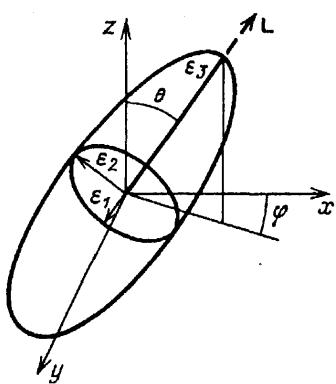


Рис. 3. Оптическая индикатриса смектической С-фазы

сит от температуры (C_1 -фаза) [18] и второй — с малым углом θ , сильно меняющимся с температурой (C_2 -фаза) [18]. Для всех веществ с C_2 -фазой наблюдается фазовый переход в смектику А, в то время как для C_1 этого перехода нет. При переходе из C_2 в смектику А угол наклона уменьшается до нулевого значения, и этот переход является переходом второго рода. В дальнейшем де Фрис показал, что существует еще один тип С-смектики — C_3 -фаза, когда при переходе в смектику А θ не меняется и переход является переходом первого рода [19].

Схематически двусность смектики С можно представить таким образом (см. рис. 2). Допустим, что смектические слои находятся в плоскости x, y . Длинная ось молекул составляет угол θ (угол наклона) с направлением z . Тогда плоскость x, z является плоскостью симметрии, а ось вращения второго порядка C_2 перпендикулярна плоскости x, z и лежит в плоскости смектического слоя x, y . Смектик С имеет симметрию C_{2h} .

На рис. 3 представлена оптическая индикатриса смектики С. В этом случае диэлектрические свойства характеризуются трехосным эллипсоидом. В общем случае главные значения диэлектрической проницаемости не равны $\epsilon_1 \neq \epsilon_2 \neq \epsilon_3$, а наклон длинной оси эллипсоида может быть также несколько отличным от угла наклона молекул.

Если молекулы смектика С хиральные или к смектике С добавить хиральные молекулы (как мезоморфные, так и немезоморфные), то возникает геликоидальная структура, что показано на рис. 4. Аналогично хиральность составляющих молекул нематиков обуславливает геликоидальную надмолекулярную структуру, и получается так называемый холестерический жидкий кристалл (ХЖК).

Существование хиральной смектической фазы ($C^*\text{ЖК}$) впервые предсказал на основе термодинамического соотношения Заупе [12]. Экспериментально образование $C^*\text{ЖК}$ -фазы как в веществах,

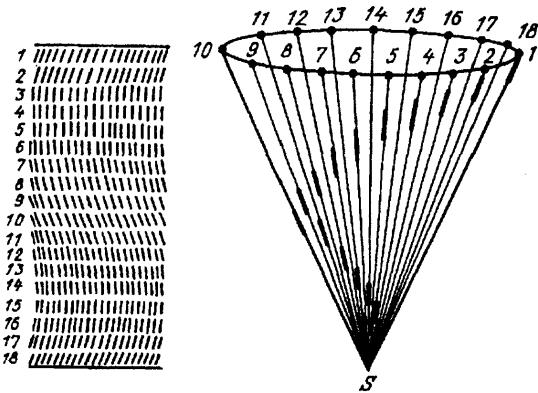


Рис. 4. Расположение молекул в хиральной смектической С-фазе состоящих из одного соединения, так и в смесях, впервые показано в [7, 20].

С точки зрения симметрии при переходе к геликоидальной смектике от смектики С симметрия понижается — исчезает зеркальная плоскость и центр симметрии (точечная группа C_2).

В случае $C^*\text{ЖК}$ -фазы локальные диэлектрические свойства также характеризуются трехосным эллипсоидом, и тензор диэлектрической проницаемости записывается в виде [3, 21—23]

$$\epsilon(z) = \begin{pmatrix} \epsilon_{11} + & \epsilon_a \sin 2\varphi & \epsilon'_a \cos \varphi \\ + \epsilon_a \cos 2\varphi & \epsilon_{11} - & \epsilon'_a \sin \varphi \\ \epsilon_a \sin 2\varphi & - \epsilon_a \cos 2\varphi & \epsilon'_{aa} \sin \varphi \\ \epsilon'_{aa} \cos \varphi & \epsilon'_{aa} \sin \varphi & \epsilon_{33} \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где

$$\epsilon_{11} = (\epsilon_1 + \epsilon_2 \cos^2 \theta + \epsilon_3 \sin^2 \theta)/2,$$

$$\epsilon_{33} = \epsilon_2 \sin^2 \theta + \epsilon_3 \cos^2 \theta,$$

$$\epsilon_a = (\epsilon_1 - \epsilon_2 \cos^2 \theta - \epsilon_3 \sin^2 \theta)/2,$$

$$\epsilon'_{aa} = (\epsilon_3 - \epsilon_2) \sin \theta \cdot \cos \theta.$$

В модели $C^*\text{ЖК}$ -фазы предполагается, что от слоя к слою θ остается постоянным, в то время как φ меняется от 0 до 2π и $\varphi = 2\pi z/P_0$, где P_0 — равновесный шаг спирали.

Таким образом, аналогично холестерическим жидким кристаллам имеем пространственно модулированную структуру с периодом P_0 и на такой структуре наблюдается дифракция, которая должна удовлетворить условию Вульфа—Брэгга

$$m\lambda_0 = 2R\bar{n} \cos \varphi,$$

где m — номер порядка, φ — угол падения, \bar{n} — показатель преломления среды, R — период, который для $C^*\text{ЖК}$ равен P_0 .

При распространении света вдоль оси спирали хиральной смектики анализ теоретических данных по-

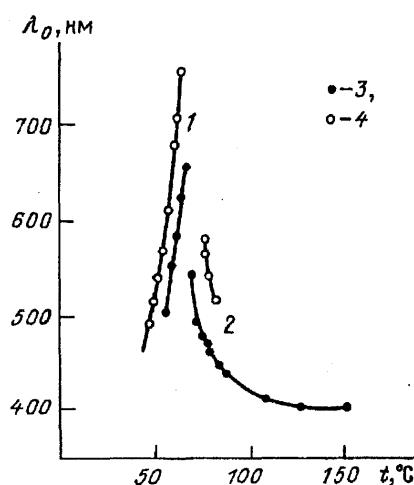


Рис. 5. Зависимость длины волны максимума селективного отражения от планарных текстур хиральной смектической С (1) и холестерической (2) фаз при нормальном падении света 3 — для СЕ₃, 4 — для смеси 90 % СЕ₃ + 10 % ТДОБАМБЦЦ

казывает, что в этом случае реализуется только второй порядок дифракционного отражения. Второй порядок для хиральной смектики должен быть аналогичным первому порядку холестерила [3, 24].

При наклонном падении света вычисления показали наличие дополнительных порядков брэгговской дифракции [24, 25]. Таким образом, из теории следовало, что при наклонном падении света на хиральный смектический жидкий кристалл вместе со вторым порядком дифракционного отражения появляется и первый порядок, и качественное отличие в оптических свойствах С*ЖК и ХЖК следовало ожидать именно для этого порядка.

Селективное отражение видимого света экспериментально в С*ЖК долго не изучалось. Это было связано с тем, что оптические исследования в основном проводились на веществах с большим шагом спирали ($P_0 > 1$ мкм) [26—30].

Экспериментальное наблюдение брэгговского отражения стало возможным лишь после того, как Грем был синтезирован класс хиральных смектических жидкокристаллов — алкилоксифениловых эфиров

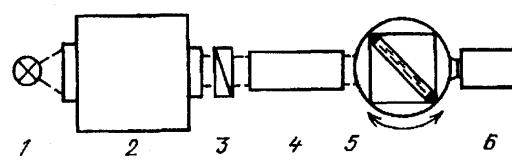


Рис. 6. Схема эксперимента по исследованию кругового дихроизма наклонно падающего света. 1 — источник света, 2 — монохроматор, 3 — поляризатор, 4 — бипризма Френеля, 5 — вращающаяся жидкокристаллическая ячейка, 6 — фотоумножитель

4(2-метилбутил) бифенил-4 карбоновой кислоты [31] с селективным отражением в видимой области спектра в холестерической и смектической фазах. Таким образом, появилась возможность исследовать брэгговское рассеяние от хиральной смектической фазы, а также сопоставить результаты с рассеянием на холестерических структурах [32—35].

На рис. 5 приведена температурная зависимость длины волны максимума селективного отражения при нормальном падении на планарных текстурах 4-р-гексилоксифенилового эфира 4 (2-метилбутил) бифенил-4 карбоновой кислоты (СЕ-3) и смеси 90 % СЕ-3 + 10 % ТДОБАМБЦЦ (п-тетрадецилоксибензилиден-н'-амино-2-метил-бутил- α -цианоциннама). Добавление ТДОБАМБЦЦ в СЕ-3 делает хиральную смектическую С-фазу сегнетоэлектрической, а также расширяет температурный интервал ее существования [36].

λ_0 для смектической фазы соответствует второму порядку брэгговского рассеяния, а для холестериков — первому. Для обеих фаз выполняется условие $\lambda_0 = P_0 \bar{n}$, где \bar{n} — так называемый средний показатель преломления.

В [32—35] впервые обнаружены и исследованы первый и второй порядки брэгговской дифракции в С*ЖК. На рис. 6 показана схема измерения спектра пропускания циркулярно поляризованного света в хиральных смектиках при различных углах падения. На рис. 7 показаны экспериментальные результаты по спектральной зависимости интенсивности пропу-

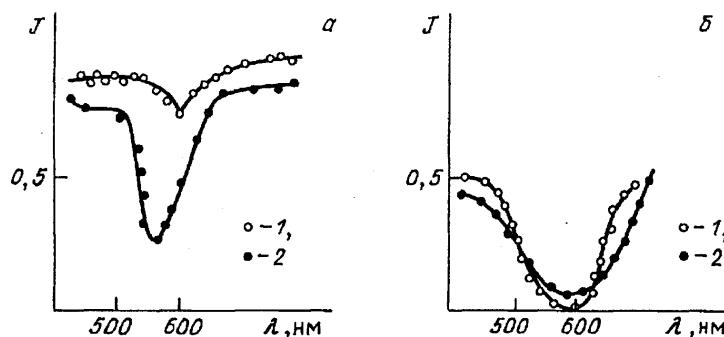


Рис. 7. Зависимость интенсивности пропускания лево(1)- и право(2)-циркулярно поляризованного света от длины волны для второго (а) (угол падения 19,5°) и первого (б) (угол падения 60°) порядков брэгговской дифракции

скания лево- и правоциркулярнополяризованного света для первого и второго порядков для правовращающегося СЕ-3 в хиральной смектической С*-фазе. Циркулярный дихроизм наблюдается для второго порядка, а для первого его нет.

В хиральной смектической фазе первый и второй порядки брэгговской дифракции одинаково сильны, в то время как в холестерике сильное дифракционное рассеяние наблюдается только для первого порядка.

Если краситель, обладающий линейным дихроизмом поглощения, смешать с жидким кристаллом со спиральной структурой, то спиральная структура переводит линейный дихроизм в круговой, наблюдается индуцированный круговой дихроизм (D), который определяется по формуле

$$D = \frac{I_{\text{л}} - I_{\text{п}}}{I_{\text{л}} + I_{\text{п}}},$$

где $I_{\text{л}}$ и $I_{\text{п}}$ — измеренные коэффициенты прохождения света, поляризованного по кругу влево и вправо соответственно. $I_{\text{л}}$ и $I_{\text{п}}$ измеряются в интервале длин волн поглощения красителя, и обычно величина шага спирали P_0 больше, чем длина волны поглощения красителя $\lambda_{\text{крас}}$. Однако, когда P_0 и $\lambda_{\text{крас}}$ совпадают, наблюдается подавление поглощения. Причина этого явления заключается в том, что из-за наличия спиральной структуры в расположении молекул, поглощение света с дифрагирующей поляризацией сильно меняется вблизи области селективного отражения. В коротковолновой стороне области брэгговского отражения вектор электрического поля направлен перпендикулярно длинным осям молекул, а значит, и осцилляторам поглощения для красителей с положительным дихроизмом.

На рис. 8 показан индуцированный круговой дихроизм, как для холестерической, так и для хиральной смектической фазы.

Для получения более полной информации о дифракции изучалось отражение плоскополяризованного света [37—39].

На рис. 9 показана схема измерительной установки. Жидкий кристалл помещался между плоской пластиной и полусферической линзой. Свет от источника, пройдя через монохроматор 1, поляризатор и длиннофокусную линзу, собирался в фокусе полусферической линзы 2, что обеспечивало параллельное падение пучка света на слой жидкого кристалла. Ячейка вращалась на одной оси с приемной частью с точностью отсчета углов 2°. Приемная часть, состоящая из анализатора и фотоприемника, с помощью алюминиевого зеркала была выведена из плоскости, перпендикулярной оси, так как ее габариты препятствовали получению малых углов отражения.

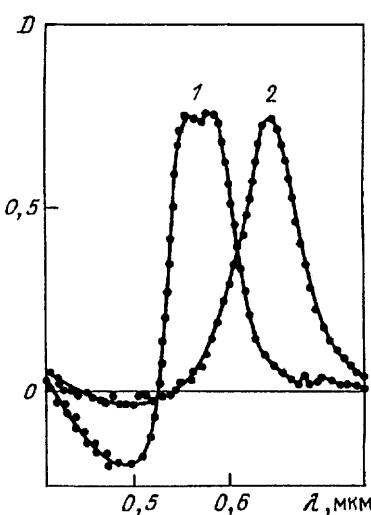


Рис. 8. Кривые индуцированного кругового дихроизма при нормальном падении света в холестерической (1) и хиральной смектической С (2) фазах

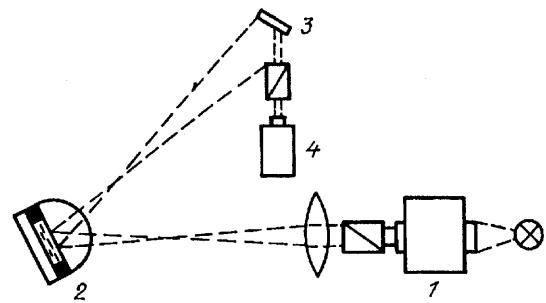


Рис. 9. Схема эксперимента по исследованию наклонного падения плоскополяризованного света. 1 — монохроматор, 2 — жидкокристаллическая ячейка, 3 — алюминиевое зеркало, 4 — фотоприемник

Измерены коэффициенты отражения для света, поляризованного в плоскости падения (σ -поляризация) и перпендикулярно плоскости падения (π -поляризация) для первого и второго порядков отражения в смектической фазе. С помощью специальной обработки получались монодоменные образцы с осью спирали, перпендикулярной поверхности ячеек.

На рис. 10 приведены коэффициенты отражения для четырех комбинаций σ - и π -поляризаций при угле падения луча 44°.

λ_0 — значение длины волны максимума селективного отражения при нормальном падении света на ячейку. Согласно экспериментальным результатам для первогорядка σ -поляризованный свет дает при дифракции π -поляризованную волну и наоборот. Поляризационные характеристики второго порядка аналогичны характеристикам, наблюдаемым в холестериках, и в этом случае наблюдается отражение любой поляризации.

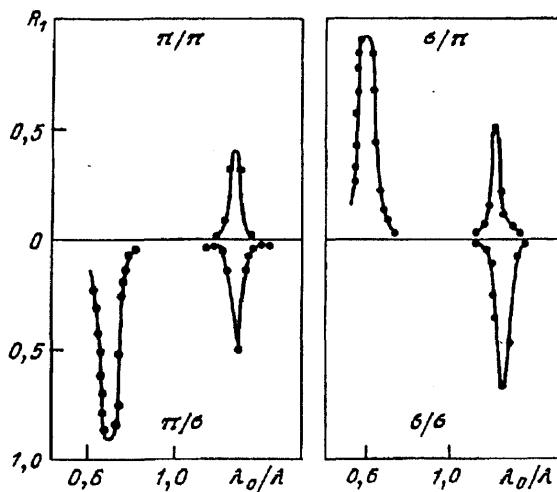


Рис. 10. Спектр отражения плоскополяризованного света для четырех комбинаций σ - и π -поляризаций для I и II порядков отражения. R — коэффициент отражения, λ_0 — длина волны максимума отражения при нормальном падении света, λ — длина волны падающего света

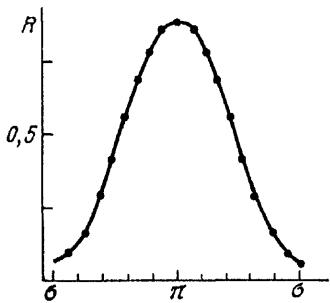


Рис. 11. Зависимость коэффициента отражения от положения анализатора для I порядка отражения. Поляризатор находится в σ -положении. Угол отражения — 44°

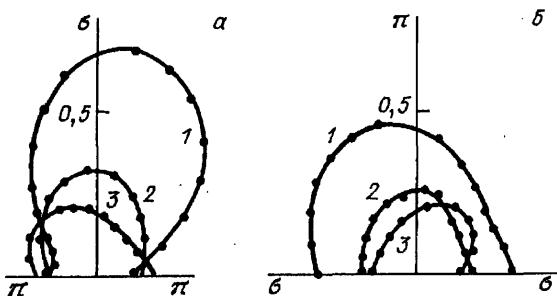


Рис. 12. Поляризационные характеристики селективного отражения для σ (a)- и π (b)-поляризаций падающего света (II порядок) в полярных координатах для трех углов падения. Углы падения: 1 — 44° , 2 — 25° , 3 — 1.5°

На рис. 11 показан коэффициент отражения для первого порядка в зависимости от позиции анализатора. Падающий под углом 44° свет был σ -поляризованным. А позиция анализатора менялась $\sigma \rightarrow \pi \rightarrow \sigma$ в интервале 10° . Аналогичные кривые получены при падении π -поляризованного света.

На рис. 12 показаны те же характеристики для второго порядка при углах падения 44° , 25° и 1.5° .

Поляризатор устанавливался в σ -позиции в случае рис. 12, а и в π -позиции в случае рис. 12, б. Анализатор вращался от π -позиции (углы 0° и 180° в случае а к σ -позиции (угол 90° для а) и от σ -позиции (углы 0° и 180° в случае б) к π -позиции (угол 90° для б). На рис. 12 коэффициенты отражения нанесены в полярных координатах. Углы показывают позиции анализатора, а радиус — коэффициент отражения.

Длина волны максимального отражения в положении поляроидов π/π и σ/σ соответственно устанавливалась предварительно.

Анализ наблюдаемых экспериментальных характеристик подтверждает теоретические расчеты [21—25].

1.2. Определение тензора диэлектрической проницаемости. Прямое наблюдение дисперсии собственных волн. Для определения тензора диэлектрической проницаемости $C^*\text{ЖК}$ необходимо в общем случае определить совокупность следующих величин: главные значения тензора диэлектрической проницаемости — ϵ_1 , ϵ_2 , ϵ_3 , шаг спирали P_0 и угол наклона директора θ . В [40, 41] было показано, что определить совокупность этих величин можно чисто оптическими методами.

Выражения, связывающие измеряемые величины n_{0c} и n_{ec} показателей преломления волн, линейно поляризованных в плоскости падения и перпендикулярно ей, n_π и n_λ — показатели преломления волн правой и левой круговой поляризации, λ_0 — брэгговскую длину волны, т.е. длину волны максимума селективного отражения, с искомыми ϵ_1 , ϵ_2 , ϵ_3 , P_0 , θ с использованием при этом среднего значения и анизотропии диэлектрической проницаемости $\bar{\epsilon}$, ϵ_a имеют следующий вид:

$$\lambda_0 = P_0 \bar{\epsilon}^{1/2}, \quad (3)$$

$$\bar{\epsilon} = \frac{n_\pi^2 + n_\lambda^2}{2} + \frac{\lambda}{P_0} (n_\lambda - n_\pi), \quad (4a)$$

$$\bar{\epsilon} = \frac{1}{2} \left(\epsilon_1 + \frac{\epsilon_2 \epsilon_3}{\epsilon_2 \sin^2 \theta + \epsilon_3 \cos^2 \theta} \right), \quad (4b)$$

$$\epsilon_a = \bar{\epsilon}^{1/2} \left\{ \left[\frac{n_\lambda^2 - n_\pi^2}{2\bar{\epsilon}} + \frac{\lambda}{P_0 \bar{\epsilon}} (n_\lambda + n_\pi) \right] - \frac{4\lambda^2}{P_0^2 \bar{\epsilon}} \right\}^{1/2}, \quad (5a)$$

$$\epsilon_a = \frac{1}{2} \left(\epsilon_1 - \frac{\epsilon_2 \epsilon_3}{\epsilon_2 \sin^2 \theta + \epsilon_3 \cos^2 \theta} \right), \quad (5b)$$

$$n_{0c}^2 = \frac{1}{2} (\epsilon_1 + \epsilon_2 \cos^2 \theta + \epsilon_3 \sin^2 \theta), \quad (6)$$

$$n_{ec}^2 = \epsilon_2 \sin^2 \theta + \epsilon_3 \cos^2 \theta. \quad (7)$$

Эти выражения получаются путем простых преобразований формул, полученных в [3, 25, 27, 39], где

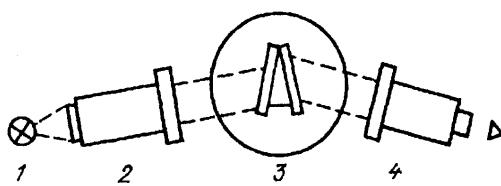


Рис. 13. Схема эксперимента по измерению показателей преломления. 1 — источник света, 2 — коллиматор, 3 — жидкокристаллическая ячейка, 4 — зрительная труба

рассматриваются оптические свойства хиальных смектических С жидкокристаллов при распространении света вдоль оси спирали. Отметим, что формулы (6) и (7) справедливы при условии $P_0 \ll \lambda_0/\epsilon_a^{1/2}$, т.е. вне области селективного отражения.

Решая совместно уравнения (3)–(7), получаем ниже следующие выражения для искомых величин. Шаг спирали

$$P_0 = \{\lambda(n_n - n_l) + [\lambda^2(n_n - n_l)^2 + 2(n_n^2 + n_l^2)\lambda_0^2]^{1/2}\}(n_l^2 + n_n^2)^{-1}. \quad (8)$$

Вычислив, далее, $\bar{\epsilon}$ и ϵ_a по формулам (4б) и (5б), можно определить ϵ_1 , ϵ_2 , ϵ_3 :

$$\epsilon_1 = \bar{\epsilon} + \epsilon_a, \quad (9)$$

$$\epsilon_2 = B - (B^2 - A)^{1/2}, \quad (10)$$

$$\epsilon_3 = B + (B^2 - A)^{1/2}, \quad (11)$$

где

$$A = n_{ec}^2(\bar{\epsilon} - \epsilon_a),$$

$$B = \frac{1}{2}(2n_{0c}^2 + n_{ec}^2 - \bar{\epsilon} - \epsilon_a).$$

Угол

$$\theta = \arcsin \left(\frac{n_{ec} - \epsilon_3}{\epsilon_2 - \epsilon_3} \right)^{1/2}. \quad (12)$$

Таким образом, задача сводилась к измерению пяти величин — λ_0 , n_{ec} , n_{0c} , n_l , n_n . Исследовались СЕ-3 и смесь СЕ-3 + ТДОБАМБЦЦ. Температурная зависимость λ_0 для этих смесей показана на рис. 5.

Измерение показателей преломления как для С*ЖК, так и для СЖК является проблемой. В [42, 43] Галерн и Локхарт с соавторами [31] удалось измерить главные значения показателей преломления в СЖК (рис. 13). О сложностях измерения n в локально двуосной геликоидальной структуре отмечалось в [44]. Особенность это затруднено для веществ с шагом спирали в видимой области спектра. Как уже отмечалось выше, при распространении света вдоль оси спирали волна с круговой поляризацией, совпадающей с винтом спирали, испытывает сильное дифракционное взаимодействие. Волна с противополож-

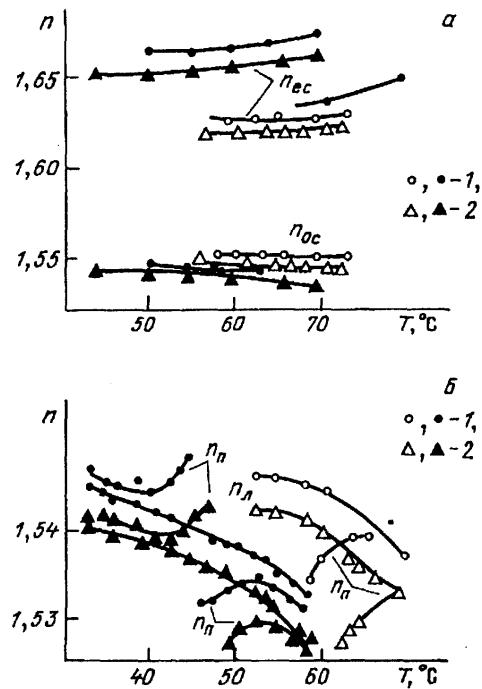


Рис. 14. Измеренные температурные зависимости в хиальной смектической С фазе жидкого кристалла СЕ₃ (светлые значки) и смеси 90 % СЕ₃ + 10 % ТДОБАМБЦЦ (темные). а — n_{ec} и n_{0c} . б — n_n и n_l . 1 — $\lambda = 546$ нм, 2 — $\lambda = 577$ нм

ной круговой поляризацией такого взаимодействия не испытывает, в связи с чем закон дисперсии этих волн существенно различен.

На рис. 14 приведена температурная зависимость показателей преломления. n_l и n_n определялись методом клина на гониометре Г-1,5, а n_{0c} и n_{ec} — на рефрактометре ИРФ-22. Как видно из рисунка, удалось измерить показатели преломления как для "сильно взаимодействующей", так и для "слабо взаимодействующей волн" при различных отклонениях от условия Брэгга, т.е. удалось осуществить прямое наблюдение дисперсии собственных волн.

По измеренным величинам с использованием выражений (8)–(12) были рассчитаны температурные зависимости величин n_1 , n_2 , n_3 , P_0 , θ , что показано на рис. 15. Как видно из рисунка, θ не зависит от температуры, что согласуется с утверждением [19], согласно которому для смектиков, у которых отсутствует фаза А, а именно к таким относится СЕ-3, справедливо условие $d\theta/dT = 0$.

2. Сегнетоэлектрические характеристики.

2.1. Симметрия и сегнетоэлектричество. Сегнетоэлектрические свойства С*ЖК связаны со спонтанным упорядочением постоянных дипольных моментов молекул в смектических слоях, отвечающих полярной группе симметрии C_2 [45]. В смектическом слое С*ЖК существует единственный элемент симметрии — ось вращения второго порядка

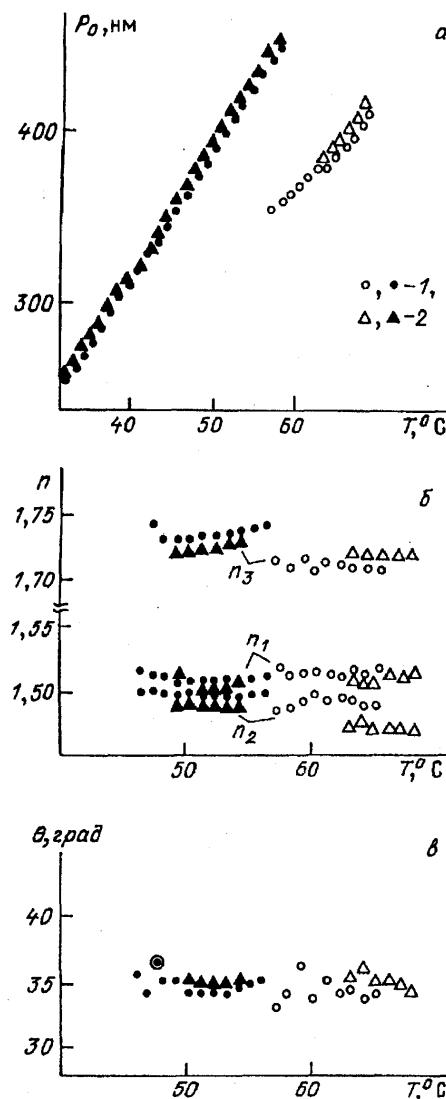


Рис. 15. Рассчитанные температурные зависимости в хиральной смектической С фазе жидкого кристалла CE_3 (светлые значки) и смеси 90 % CE_3 + 10 % ТДОБАМБЦП (тёмные). *a* — P_0 . *б* — n_1 , n_2 , n_3 . *в* — θ . 1 — $\lambda = 546$ нм, 2 — $\lambda = 577$ нм

ка. Эта ось лежит в плоскости смектического слоя и направлена перпендикулярно слою x , z (см. рис. 2). Эта плоскость не может быть зеркальной из-за хиральности молекул, следовательно, ось полярная. Если хиральные молекулы обладают дипольным моментом, направленным перпендикулярно к длинным осям молекул, то наблюдается спонтанная поляризация. Термодинамически равновесная конфигурация длинных осей молекул (директора) С*ЖК изображена на рис. 16, *a*. По мере изменения координаты z , направленной вдоль геликоидальной оси, совпадающей с нормалью к смектическим плоскостям, директор С*ЖК и перпендикулярный ему вектор поляризации P_c , направленный вдоль оси C_2 , лежащей в плоскости смектического слоя, поворачиваются, так что

$$\begin{aligned} L(z + P_0) &= L(z), \\ P_c(z + P_0) &= P_c(z), \end{aligned} \quad (13)$$

т.е. пространственный период вращения равен шагу геликоида P_0 .

Как следует из (13), в равновесном состоянии средняя поляризация в объеме С*ЖК, содержащем большое количество смектических плоскостей, обращается в нуль:

$$\langle P_c \rangle = \frac{1}{P_0} \int_{P_0}^{P_0} P_c (\cos q_0 z \cdot \bar{y} - \sin q_0 z \cdot \bar{x}) dz = 0, \quad (14)$$

где $q_0 = 2\pi/P_0$ — волновой вектор структуры (см. рис. 16).

С микроскопической точки зрения наличие полярной оси в смектическом слое С*ЖК вытекает из требования создания наиболее плотной упаковки хиральных молекул, которые на рис. 16, *b* изображены в виде рыб [45].

Наиболее плотной упаковке соответствует такое расположение "рыб", при котором их большой "плавник" касается границы смектического слоя. На рис. 16, *b* направление поляризации соответст-

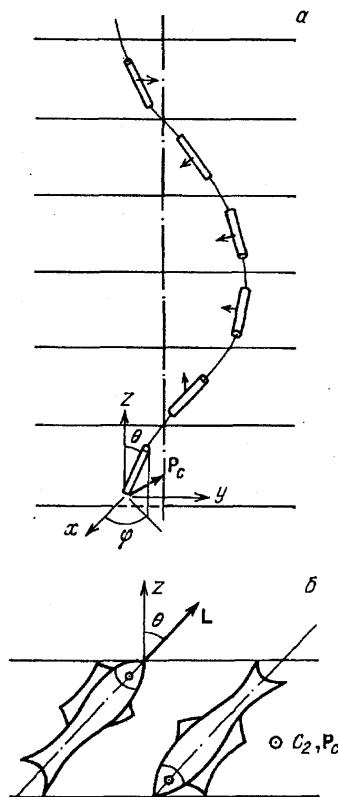


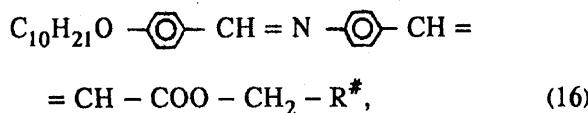
Рис. 16. *a* — Закрутка директора L в С*ЖК вокруг геликоидальной оси z , перпендикулярной смектическим слоям. Спонтанная поляризация P_c смектика С* перпендикулярна директору L и нормалью к слоям z . Угол θ характеризует наклон директора в слое, φ — геликоидальную закрутку; P_0 — равновесный шаг геликоида. *б* — Микроскопическая модель упаковки хиральных молекул в слое С*ЖК — сегнетоэлектрические "рыбы" де Жена [45]

вует тому случаю, когда нескомпенсированный дипольный момент каждой "рыбы" направлен из правого "глаза рыбы". Поляризацию P_c одного смектического слоя можно вычислить по формуле (см. рис. 16,б)

$$P_c = P_c [Lz]. \quad (15)$$

Необходимыми условиями ее существования являются наличие наклона молекул С*ЖК в слое $\theta_c \neq 0$; хиральность молекул, приводящая к неравномерности их вращения вокруг длинной оси; ненулевой дипольный момент молекулы, направленный перпендикулярно ее длинной оси.

Классическим примером С*ЖК является *n*-декилоксибензилиден-*p*-амино-2-метилбутилциннамат (ДОБАМБЦ) [45], молекула которого имеет вид



где $\text{R}^* = \text{C}^\# \text{H} - \text{CH}_2 - \text{CH}_3$, а $\text{C}^\#$ обозначает асимметричный оптически активный атом углерода. Хиральный фрагмент молекулы R^* и поперечный дипольный момент, за которые отвечает эфирная группа $-\text{COO}-$, являются ее важнейшими элементами, обеспечивающими наклон и поляризацию в слое.

Молекулярное конструирование направлено на создание С*ЖК с широким температурным интервалом, малой вязкостью и большой величиной спонтанной поляризации. Наиболее перспективным в данном случае является не синтез отдельных С*ЖК веществ с заданной формой молекулы, а создание многокомпонентных С*ЖК смесей, в которых смектическая С матрица обладает малой вязкостью, химически-, фото- и термостабильна, хорошо ориентируется и существует в широком температурном интервале, а мезогенная (или немезогенная) закручивающая добавка обеспечивает образование сегнетоэлектрического геликоида (см. рис. 16,а) и большую величину спонтанной поляризации [47–49]. Например, С*ЖК-смесь FELIX-001, предлагаемая в [48], существует в температурном интервале от 7° до 79 °C, имеет спонтанную поляризацию $\sim 10 \text{ НК}/\text{см}^2$ и вращательную вязкость при комнатной температуре менее 0,1 пузаза.

2.2. Физические параметры, определяющие электрооптику хиральных смектических жидких кристаллов. Основными физическими параметрами, которые характеризуют электрооптическое поведение С*ЖК являются

- угол наклона директора в слое,
- шаг геликоида,
- вращательная вязкость директора,
- диэлектрическая анизотропия,
- оптическая анизотропия,
- модули упругости при деформации директора,
- флексоэлектрическая поляризация при изгибе директора в слоях,
- энергия сцепления директора с подложкой.

Рассмотрим каждый из них более подробно.

Величина угла наклона директора С*ЖК в слое θ может изменяться от нескольких градусов вблизи точки перехода в смектическую fazу до $\theta \sim 40^\circ$ в некоторых С*ЖК [50, 51]. Обычно в электрооптических С*ЖК-материалах стремятся к достижению угла наклона $\theta \sim 22,5^\circ$ почти во всем температурном интервале существования смектической С*-фазы [46, 51], однако в некоторых электрооптических эффектах стремятся получить максимально возможное значение угла θ [10, 53, 54] или глубины его модуляции [55]. Угол θ легко определяется из электрооптических измерений в знакопеременном электрическом поле $\pm E$ [50].

Значение спонтанной поляризации С*ЖК в основном зависит от молекулярных характеристик вещества, т.е. собственно сегнетоэлектрического смектика С* или оптически активной дипольной добавки, входящей в состав С*ЖК-материала и может колебаться от 1–2 до $220 \text{ НК}/\text{см}^2$. Замечено, что величина спонтанной поляризации зависит также от индукционных диполь-дипольных взаимодействий между молекулами и степени упорядоченности длинных осей молекулы и поперечных молекулярных диполей [56, 57]. Спонтанную поляризацию С*ЖК можно измерить пироэлектрическим методом при помощи интегрирования по температуре T пироэлектрического коэффициента $\gamma = dP_c/dT$ [56], по изменению емкости методом Сойера–Тауэра [58, 59] или в аналогичной схеме с заземлением образца [60, 61], а также путем интегрирования временной зависимости тока переполяризации i_p [62, 63]:

$$P_c = \frac{1}{2S} \int i_p d\sigma$$

(S — площадь электрода).

Важным параметром С*ЖК является также флексоэлектрическая поляризация, связанная с изгибом директора в смектических слоях [6, 64]. В [64] показано, что суммарная поляризация С*ЖК складывается из суммы компонент $P_{||}(z)$ и $P_{\perp}(z)$, соответственно параллельных или перпендикулярных оси C_2 в слое С*ЖК, при этом ненулевые значения составляющих поляризации $P_{\perp}(z)$ и частично $P_{||}(z)$ обусловлены вза-

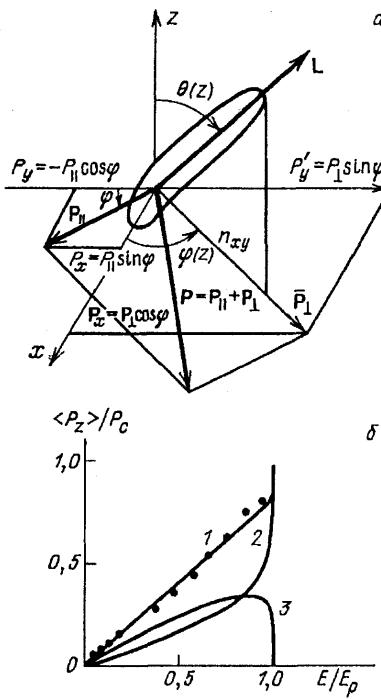


Рис. 17. а — Полная поляризация \bar{P} слоя С*ЖК складывается из двух компонент P_{\parallel} и P_{\perp} , направленных соответственно параллельно и перпендикулярно оси C_2 , б — Кривая 1 — полная поляризация С*ЖК, $\langle P_z \rangle / P_c$ — усреднения вдоль оси геликоида (кружки — экспериментальные точки), 2 — вклад спонтанной поляризации, 3 — вклад флексополяризации, E/E_p — относительная величина электрического поля, приложенного к С*ЖК (при $E = E_p$ геликоид полностью раскручен: $\varphi = \pi$) [64]

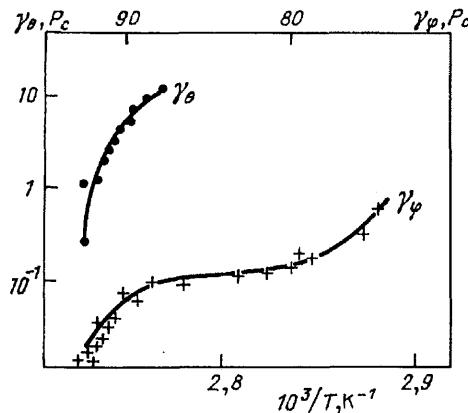


Рис. 18. Температурные зависимости коэффициента вращательной вязкости γ_θ и γ_φ в смектической С*-фазе ДОБАМБЦ [67]

имным влиянием смектических слоев друг на друга или флексоэлектрическим эффектом (рис. 17):

$$\begin{aligned} P_{\parallel}(z) &= (P_x, P_y) = (P_{\parallel} \sin \varphi, -P_{\parallel} \cos \varphi), \\ P_{\perp}(z) &= (P_{\perp} \cos \varphi, P_{\perp} \sin \varphi), \\ P_{\parallel} &= \chi_{\perp} \left(\mu_p - \mu_f \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right) \theta, \\ P_{\perp} &= \chi_{\perp} \mu' f \frac{\partial \theta}{\partial z}, \end{aligned} \quad (17)$$

где χ_{\perp} — диэлектрическая восприимчивость, μ_p — пьезомодуль (спонтанная поляризация $P_c = \chi_{\perp} \mu_p \theta$),

μ_f , μ'_f — флексоэлектрические модули С*ЖК, обусловленные соответственно деформацией директора С*ЖК по азимутальному углу φ и полярному углу θ .

Относительные величины вкладов спонтанной и флексоэлектрической поляризации в полную поляризацию С*ЖК, усредненные вдоль оси геликоида z в полях, превышающих поля раскрутки смектического геликоида, показаны на рис. 17 (раскрутка смектического геликоида наступает при таком значении электрического поля E , когда вклад в энергию С*ЖК за счет взаимодействия поля со спонтанной поляризацией превышает упругую энергию раскрутки из геликоидальной спиралы). Видно, что флексоэлектрический вклад в поляризацию может даже превышать соответствующий вклад от спонтанной поляризации и является определяющим при больших градиентах деформации директора $\partial \varphi / \partial z$ и $\partial \theta / \partial z$ (см. (17)). Оценки относительных величин флексоэлектрических коэффициентов $\delta_1 = \mu_f q_0 / \mu_p$ и $\delta_2 = \mu'_f q_0 / \mu_p$ производились для ДОБАМБЦ вблизи фазового перехода из смектики С* в смектику А при помощи анализа полевой зависимости полной поляризации С*ЖК [64]. Было показано, что $|\delta_2| \gg |\delta_1|$, т.е. вблизи фазового перехода наибольший существенный вклад в поляризацию вносит пространственная деформация полярного угла $\partial \theta / \partial z$, а не азимутального угла $\partial \varphi / \partial z$, как это было принято в ряде работ [65, 66] (табл. I). $\Delta T = T_c - T$ — отклонение от температуры $T = T_c$ фазового перехода смектика А \rightarrow смектика С*, $q_0 = 2\pi/P_0$, P_0 — шаг геликоида С ЖК (см. рис. 16).

Таблица I. Относительная величина флексоэлектрических модулей в С*ЖК (ДОБАМБЦ [64])

	$\Delta T = T_c - T, ^\circ\text{C}$		
	0,7	2,7	4
$\delta_1 = \frac{\mu_f q_0}{\mu_p}$	5	4	5
$\delta_2 = \frac{\mu'_f q_0}{\mu_p}$	-30	-60	-77
$\delta = \delta_1 - \delta_2$	35	64	82

Важным параметром С*ЖК, определяющим его быстродействие в электрооптических эффектах, является вращательная вязкость, которая характеризует диссиацию энергии при переориентации директора С*ЖК (см. рис. 16). Согласно симметрии С*ЖК различают два коэффициента вязкости γ_θ и γ_φ , которые характеризуют времена τ_θ и τ_φ переориентации директора С*ЖК по координатам θ и φ (рис. 18). Соответству-

ющие упрощенные динамические уравнения имеют вид [67, 68]

$$\gamma_\theta \frac{d\theta}{dt} + A\theta = 0, \quad \tau_\theta = \frac{\gamma_\theta}{A}, \quad (18a)$$

$$\gamma_\varphi \frac{d\varphi}{dt} + P_c E \sin \varphi = 0, \quad \tau_\varphi = \frac{\gamma_\varphi}{P_c E}, \quad (18b)$$

где t — время, P_c — поляризация, E — величина поля, $A = 2a(T_c - T)$, $a > 0$ — эффективный модуль упругости по отношению к изменению угла наклона θ . Иногда коэффициент вязкости γ_φ записывают в виде [67—69]

$$\gamma_\varphi = \gamma'_\varphi \sin^2 \theta, \quad (19)$$

где γ'_φ — вращательная вязкость в системе координат, непосредственно связанной с директором. Соотношение (19) показывает, что $\gamma_\varphi \rightarrow 0$ при $\theta \rightarrow 0$, т. е. вращательная вязкость С директора γ_φ может быть сделана сколь угодно малой при уменьшении угла наклона директора в слое С*ЖК.

Вдали от точки фазового перехода T_c в сегнетоэлектрическую fazу имеет смысл рассматривать только азимутальные φ -отклонения директора С*ЖК, так как переориентация директора θ по отношению к слоевой нормали связана с изменением плотности, чем практически можно пренебречь в глубине С* fazы. Однако вблизи T_c угол θ можно изменять, например, прикладывая электрическое поле к С*ЖК (электроклинный эффект [9, 55]). Величину γ_θ в электроклинном эффекте можно определить, измеряя поляризацию P_c , угол наклона θ и составляющую диэлектрической восприимчивости $\chi_\theta = \partial P / \partial E$ в соответствии с соотношениями [67]

$$A = \left(\frac{P_c}{\theta} \right)^2 \chi_\theta^{-1}, \quad \gamma_\theta = \tau_\theta A. \quad (20)$$

В [6] температурные зависимости времени τ_θ , поляризации P_c и диэлектрической восприимчивости χ_θ измерялись пироэлектрическим методом [56, 57]. Температурная зависимость вязкости γ_θ для С*ЖК ДОБАМБЦ приведена на рис. 18.

Вращательная вязкость по азимутальному углу φ при достаточно большой величине приложенного поля E может быть определена в соответствии с уравнением (18b) [67—70]. В [67, 69] было показано, что можно оценить из экспериментальной зависимости интенсивности электрооптического отклика по формуле:

$$\gamma_\varphi = P_c E \tau_\varphi, \quad (21)$$

$$\tau_\varphi = \frac{t_{90} - t_{50}}{\ln \sqrt{5}},$$

где t_{90} и t_{50} — значения времен отклика, соответствующие 90- и 50 % -ному уровню пропускания ячей-

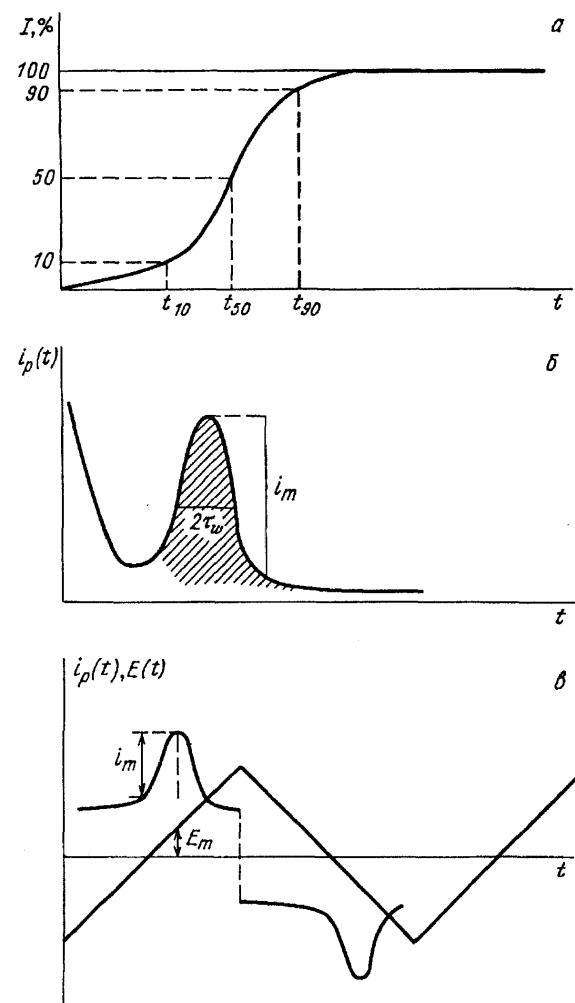


Рис. 19. Различные способы измерения вращательной вязкости директора С*ЖК. а — Электрический отклик $I(t)$. б — Ток переполяризации $i_p(t)$. в — Ток переполяризации $i_p(t)$ при специальной (треугольной) форме управляющего электрического поля $E(t)$

ки С*ЖК от максимального (рис. 19, а). Ячейка С*ЖК при этом располагается между поляризатором и анализатором, угол между которыми выбирается таким, чтобы обеспечить монотонное возрастание интенсивности при больших значениях t [67, 69].

В [68, 70] была предложена аналогичная формула для определения τ_φ :

$$\tau_\varphi = \frac{t_{90} - t_{10}}{1,8}. \quad (22)$$

Значения τ_φ , определенные по формулам (21) и (22), различаются примерно на 30 %. Отметим, однако, что соотношение (22) получено на основании численного расчета для определенного значения угла ориентации директора на поверхности ($\varphi_0 = 1^\circ$) [71] в то время, как (21) справедливо для любых значений φ_0 [72].

Можно определять вязкость γ_φ , используя зависимую от времени составляющую тока переполяризации $i_p(t) = dq/dt$ (рис. 19, б, в). При этом для оцен-

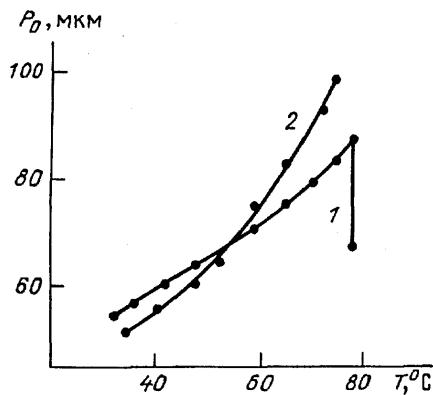


Рис. 20. Температурная зависимость шага спирали в смесях 90 % 4-октилоксирезорцилиден-4-додециланилина с 10 % алcoxисалицилиденанилинов на основе *l*-ментола. 1 – $n = 2$, 2 – $n = 5$

ки величины γ_φ используются следующие формулы [68, 70, 73] (см. рис. 19,б):

$$\gamma_\varphi = \frac{\tau_w P_c E}{1.8}, \quad (23)$$

где τ_w — полуширина временного отклика переполяризации на уровне его полувысоты или (см. рис. 19,б)

$$\gamma_\varphi = \frac{SP_c^2 E_m}{i_m}, \quad (24)$$

где S — площадь электрода, P_c — поляризация, $i_m(E_m)$ — максимум отклика тока переполяризации при значении поля E_m .

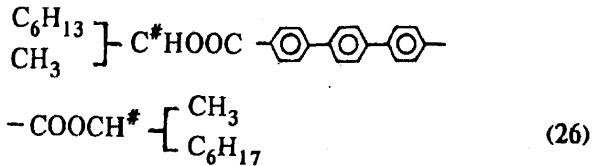
Одним из путей повышения быстродействия электрооптического переключения в С*ЖК является возможность уменьшения вязкости смеси С*ЖК при одновременном увеличении поляризации [6]. Однако на этом пути, видимо, не следует ожидать больших успехов, по сравнению с достигнутым уровнем (~ 30 мкс при комнатной температуре и полях $E \sim 15$ В/мк [74]). Это следует, во-первых, из-за того, что обычно в смесях С*ЖК при увеличении поляризации возрастает также и вращательная вязкость [75], и, во-вторых, с возрастанием поляризации быстро растет соответствующая величина тока переполяризации [71]:

$$i_\varphi \sim \frac{P_c}{\tau_\varphi} \sim \frac{P_c^2}{\gamma_\varphi}, \quad (25)$$

что является весьма нежелательным в электрооптических дисплеях.

Величину шага сегнетоэлектрического геликоида P_0 легче всего регулировать, изменяя концентрацию оптически активной добавки (ОАД) в смектической С матрице. При этом, для того чтобы можно было регулировать величину шага в широких пределах от 100 до 0,1 мкм надо, чтобы ОАД обладала большей закручивающей способностью, растворяясь в достаточно высоких концентрациях, хорошо ориентиро-

валась в матрице и не сужала температурный интервал существования смектической С фазы. Кроме того, желательно, чтобы вращательная вязкость С*ЖК возрастала с увеличением концентрации ОАД значительно медленнее, чем соответствующая поляризация смесевого С*ЖК [7]. Свойства одной из таких ОАД "Луч-15" с формулой



описаны в [10].

Величину шага P_0 геликоида С*ЖК можно оценить различными методами [40, 41, 44, 45, 66, 77–85]. В толстых образцах $d > 250$ мкм шаг ($P_0 < 20$ мкм) определяют, измеряя расстояние между параллельными доменами в планарной текстуре, когда ось геликоида параллельна подложкам [77, 78, 81–84], или определяя угол отклонения β_N лазерного пучка с длиной волны λ_0 , соответствующей N -му порядку дифракции [66, 79, 82–84] на спиральной структуре С*ЖК:

$$P_0 = \frac{N\lambda_0}{\sin \beta_N}. \quad (27)$$

Для определения шага используются также структуры Кано—Гранжана в клинообразной ячейке с осью спирали С*ЖК, перпендикулярной подложкам, при этом величина шага P_0 равна удвоенному расстоянию между двумя соседними дисинклинациями [45, 80], а также спектральное положение максимума брэгговского отражения при известных показателях преломления С*ЖК [40, 41, 44, 85].

В [83, 84] исследовано влияние различных типов фазовых переходов на температурную зависимость шага спирали и спонтанной поляризации в смесях смектических С жидких кристаллов с оптически активными добавками на основе салицилidenанилинов. В исследованных хирально индуцированных смектиках наблюдались два типа температурной зависимости шага спирали P_0 отличающиеся по форме кривых. Для первого типа зависимости в интервале примерно на 10° ниже точки перехода в изотропную фазу наблюдаются аномалии с явно выраженным максимумом (рис. 20, кривая 1). Второй тип зависимости — монотонная — показан на кривой 2 рис. 20. Монотонная зависимость $P_0(T)$ наблюдается при наличии в смеси фазового перехода хиральный смектик С — хиральный нематик. Аномальный температурный ход $P_0(T)$ наблюдается в присутствии в системе фазового перехода хиральный смектик С — смектик А, причем смектическая фаза А может быть индуци-

рована в системе при введении оптически активного соединения. Однако наличие фазового перехода в смектике А, как наблюдалось в некоторых случаях, необязательно предполагает наличие немонотонности в температурной зависимости шага. Что касается спонтанной поляризации, наибольшие ее значения наблюдались в системах с индуцированной смектической А-фазой и монотонной зависимостью $P_0(T)$. Объяснение наблюдаемых характеристик дано на основе предположения, что температурная зависимость шага связана с ростом петель дисклинаций вблизи точки фазового перехода второго рода и наличия определенного приповерхностного поля, которое вызывает эффект раскрутки геликоида в хиральных веществах с сильной пьезоэлектрической связью и соответственно с большой величиной спонтанной поляризации.

Диэлектрические постоянные С*ЖК сильно зависят от температуры (особенно вблизи перехода в С*-фазу) и частоты приложенного поля. При этом наряду с обычными емкостными методами измерения [7, 46] можно применять и пироэлектрическую методику [50, 57] в соответствии с соотношением

$$\frac{\partial \gamma}{\partial E} = \frac{\partial}{\partial E} \frac{\partial P}{\partial T} = \frac{\partial}{\partial T} \frac{\partial P}{\partial E} = \frac{\partial \chi}{\partial T}, \quad (28)$$

где T — температура, P — поляризация, E — поле, $\gamma = \partial P / \partial T$ — пирокоэффициент, $\chi = \partial P / \partial E$ — диэлектрическая восприимчивость.

Диэлектрический отклик определяется как

$$\chi = \frac{\epsilon - 1}{4\pi} = \lim_{E \rightarrow 0} \frac{\langle P \rangle}{E}, \quad (29)$$

где $\langle P \rangle$ — средняя индуцированная поляризация. В величину $\langle P \rangle$ вносят свой вклад две моды. Первая из них (мягкая мода) обусловлена амплитудными изменениями поляризации, т.е. изменением угла наклона в слое С*ЖК. Эта мода особенно существенна вблизи температуры перехода в С*-фазу и именно она приводит к возникновению электроклинного эффекта [9, 55]. Вторая мода связана с изменениями фазы поляризации (т.е. азимутального угла φ) и называется голдстоуновской модой.

Характерные времена и частоты релаксации в С*ЖК диэлектрических постоянных определяют построением соответствующих обобщенных диаграмм Коул—Коула (см. [86—88]). Величина диэлектрического отклика в смектике А вблизи фазового перехода в С*ЖК примерно на порядок ниже соответствующего отклика в С*ЖК, здесь вклад вносит только мягкая мода, а характерные частоты ее релаксации f_s определяются выражением [86—88]

$$f_s = a(T - T_c), \quad T > T_c,$$

где $a \sim 10\text{--}15 \text{ кГц} \cdot \text{К}^{-1}$. В С*ЖК фазе вклад мягкой моды в диэлектрические постоянные пренебрежимо мал и резко убывает при удалении от точки перехода. Характерные частоты релаксации подчиняются известному для фазовых переходов второго рода закону [7]

$$f_s = 2a(T_c - T), \quad T < T_c.$$

В самой точке фазового перехода $T = T_c$ частоты диэлектрической релаксации конечны и определяются голдстоуновской модой [7, 86—88]. Характерные частоты релаксации голдстоуновской моды $f_g \sim \tau_{C^*}^{-1}$, где τ_{C^*} — время отклика С*-директора на малые возмущения геликоидальной спирали $\tau_{C^*} \sim \gamma_\varphi / K_\varphi q_0^2$, γ_φ — вращательная вязкость, $q_0 = 2\pi / P_0$ — волновой вектор спирали, K_φ — коэффициент упругости при деформациях спирали. Типичные значения частот релаксации моды Голдстоуна составляют $f_g \sim 100 \text{ Гц} - 1 \text{ кГц}$ [46, 86—88].

С уменьшением температуры ниже точки фазового перехода T_c в С*ЖК фазе наблюдается возрастание диэлектрического отклика (29). Оценки [7, 86] показывают, что

$$\chi \sim \frac{P_c^2}{F_v} \sim \frac{(\chi_\perp \mu_p \theta)^2}{F_v}, \quad (30)$$

где $F_v = K_\varphi q_0^2 / 2$ — упругая объемная энергия С*ЖК. Из (30) следует, что температурная зависимость диэлектрической восприимчивости С*ЖК фактически определяется температурной зависимостью шага геликоидальной спирали:

$$\chi \sim P_0^2(T), \quad (31)$$

т.е. возрастает с ростом температуры до некоторого установившегося значения. Учет температурной зависимости флексоэлектрического вклада в поляризацию С*ЖК не меняет качественной зависимости (31) [64].

Практически важным является измерение диэлектрической анизотропии $\Delta\epsilon = \epsilon_{||} - \epsilon_{\perp}$ в частотном диапазоне 1—1000 кГц, которую в целях так называемой "диэлектрической стабилизации" С*ЖК [48] следует иметь отрицательной. В [46] диэлектрические постоянные $\epsilon_{||}$ и ϵ_{\perp} измерялись для планарной и гомеотропной ориентации С*ЖК при медленном охлаждении ниже точки фазового перехода T_c в сильном магнитном поле. Было получено $\epsilon_{||} \sim 4$, $\epsilon_{\perp} \sim 6$, $\Delta\epsilon = \epsilon_{||} - \epsilon_{\perp} \sim -2$. Релаксация мягкой моды (возрастание $\epsilon_{||}$) проявилась в области частот $\sim 20 \text{ кГц}$, модой Голдстоуна было обусловлено возрастание ϵ_{\perp} при частотах ниже 5 кГц [46].

Отметим здесь одно важное свойство С*ЖК, принципиально отличающее его по диэлектрическому поведению от классических нематических ЖК.

Диэлектрическая проницаемость, определяемая как $\epsilon = \partial P/\partial E$, сильно зависит от поля, и при напряженностях поля $E \lesssim E_p$ может достигать величин $\epsilon \sim 10^2 - 10^3$ и выше (см. рис. 17). Это обстоятельство необходимо учитывать при использовании С*ЖК в электрооптических схемах с согласованием импедансов, таких, например, как фотопроводник — ЖК [89].

Также следует отметить недавно полученные результаты по диэлектрической двуосности [90, 91]. Стабилизация в переменном электрическом поле сегнетоэлектрических жидких кристаллов в поверхностно стабилизированной геометрии указывает на значительность диэлектрической двуосности. Авторы показывают, что наблюдаемая двуосность диэлектрических постоянных влияет на электрооптические характеристики как хиральных, так и ахиральных смектических С жидких кристаллов.

Что касается оптических свойств, они, в основном, рассмотрены нами в разделе 1. Более полное описание можно найти в работах [4, 21, 23, 24, 92]. В строгом приближении С*ЖК, в принципе, можно рассматривать как двуосный, хотя четко определенной является только одна главная ось диэлектрического тензора — это ось C_1 — перпендикулярная директору и параллельная плоскости смектических слоев (см. рис. 16) [93]. В основном С*ЖК рассматривается как одноосный кристалл, в котором одна из осей тензора диэлектрической проницаемости совпадает с директором (показатель преломления вдоль этой оси равен $n_{||}$), а две другие (ось C_2 и перпендикулярная оси C_1 директору ось) полностью эквивалентны (показатель преломления вдоль этих осей равен n_{\perp}) [40, 41, 43, 94]. Это приближение экспериментально подтверждается прямым экспериментальным измерением показателей преломления С*ЖК, соответствующих главным осям оптической индикатрисы: двуосность не превышает 10^{-3} и стремится к нулю по мере приближения к точке перехода в смектическую А фазу [40, 41, 43, 94].

Практическое значение для определения электрооптического поведения С*ЖК имеет величина двулучепреломления $\Delta n = n_{||} - n_{\perp}$. Величина двулучепреломления Δn может быть определена также из электрооптических измерений [10, 50], в которых используется зависимость интенсивности отклика от величины фазового фактора $\Delta nd/\lambda$ (d — толщина слоя, λ — длина волны). Другим методом является прямое измерение Δn в компенсаторе Берека при сильном стабилизирующем поле, приводящем С*ЖК в состояние с фиксированным углом ориентации директора вдоль толщины слоя (одноосная фазовая пластина) [46]. Дисперсия оптической анизот-

ропии подчиняется хорошо известному правилу Каши [95]:

$$\Delta n(\lambda) = \Delta n(\infty) + \frac{C}{\lambda^2}.$$

Как следует из эксперимента, дисперсия $\Delta n(\lambda)$ обычно менее заметна в С*ЖК, чем в нематиках. При комнатной температуре ее полный диапазон не превышает 0,01 при изменении длины волны λ в видимой области.

Упругие свойства С*ЖК могут быть определены через плотность энергии искажений F_d ориентации директора С*ЖК L следующим образом:

$$F_d = \frac{K_1}{2} (\operatorname{div} L)^2 + \frac{K_2}{2} (L \cdot \operatorname{rot} L - t)^2 + \frac{K_3}{2} ([L \cdot \operatorname{rot} L] - b)^2, \quad (32)$$

где модули упругости K_1, K_2 и K_3 описывают разные типы деформации, так же как и в обычных нематических ЖК, а линейные члены $L \cdot \operatorname{rot} L$ и $[L \cdot \operatorname{rot} L]$ остаются в выражении для F_d из-за отсутствия в С*ЖК зеркальной симметрии. Спонтанный твист t и поперечный изгиб b задаются соотношениями [96]:

$$t = -q_0 \sin^2 \theta, \\ \bar{b} = q_0 \cos \theta \cdot [Lz], \quad (33)$$

где $|q_0| = \frac{2\pi}{P_0}$, а знак q_0 определяет направление закрутки геликоида; $q_0 > 0$ и $q_0 < 0$ определяют соответственно право- и левозакрученную спираль.

Кроме объемной упругой энергии в свободной энергии С*ЖК следует учесть также энергию взаимодействия директора или связанной с ним поляризации С*ЖК P_c с подложкой, которая характеризуется полярным $W_p = B_p(P\vec{\nu})$ и дисперсионным $W_d = B_d(P\vec{\nu})^2$ вкладом, где B_p и B_d — соответствующие коэффициенты жесткости, $\vec{\nu}$ — нормаль к подложке. Таким образом, полная свободная энергия F_y упругих деформаций С*ЖК имеет вид

$$F_y = \int_V F_d d\tau + \int_S (W_p + W_d) d\sigma, \quad (34)$$

т.е. состоит из суммы соответствующего поверхностного и объемного интегралов. В настоящее время нет надежных методов оценки коэффициентов упругости и энергии сцепления С*ЖК с подложкой, хотя в ряде работ [96—99] приведены соответствующие фазовые диаграммы различных состояний С*ЖК в зависимости от величины упругих и поверхностных модулей (геликоидального твистового, однородного).

Полная свободная энергия F С*ЖК равна сумме упругой энергии (34) и энергии, связанной с взаимо-

действием С*ЖК с электрическим полем E

$$\begin{aligned} F &= F_y + F_e, \\ F_e &= \int \left[-(\mathbf{P}\mathbf{E}) - \frac{\epsilon_a}{8\pi} (\mathbf{E}\mathbf{L})^2 \right] d\tau, \end{aligned} \quad (35)$$

где \mathbf{P} — поляризация, $\epsilon_a = (\epsilon_{||} - \epsilon_{\perp}) \sin^2 \theta$ — диэлектрическая анизотропия.

3. Электрооптические эффекты в С*ЖК.

3.1. Эффект Кларка—Лагервала в поверхностно стабилизованных структурах. Рассмотрим основные электрооптические эффекты с С*ЖК. Наиболее известным из них является так называемый эффект Кларка—Лагервала, который заключается в изменении ориентации директора С*ЖК \mathbf{L} при смене знака электрического поля E (рис. 21). Директор в данном случае переориентируется по образующим конуса с раствором θ , ось которого z совпадает с геликоидальной осью С*ЖК параллельной подложкам (смектические слои перпендикулярны подложкам), так как равновесное направление поляризации $\mathbf{P}_c \parallel \mathbf{E}$, то при изменении знака $E \rightarrow -E$ имеет место изменение азимутального угла ориентации директора $\Delta\varphi = \pi$. Эффект Кларка—Лагервала наблюдается в так называемых поверхностно-стабилизованных структурах (Surface Stabilized Ferroelectric Liquid Crystal Structures — SSFLC) [2, 10, 100], т.е. в таких структурах, где вследствие выполнения соотношения $d \ll P_0$ (d — толщина слоя, P_0 — величина шага геликоида) существование геликоидальной структуры является энергетически невыгодным ("геликоид раскручен стенками").

Изменение азимутального угла φ в эффекте Кларка—Лагервала описывается уравнением равновесия моментов, которое получается из условия минимума свободной энергии (35):

$$\begin{aligned} \gamma_\varphi \frac{\partial\varphi}{\partial t} + K_\perp \frac{\partial^2\varphi}{\partial y^2} &= \\ = P_c E \sin \varphi + \frac{\epsilon_a E^2}{4\pi} \sin \varphi \cdot \cos \varphi & \end{aligned} \quad (36)$$

с граничными условиями

$$(K_\perp \frac{\partial\varphi}{\partial y} + B_p \sin \varphi \pm B_d \sin 2\varphi)_{y=d,0} = 0, \quad (37)$$

где K_\perp ($K_1 = K_3 = K_4$) — модуль упругости.

Для обычных значений поляризации $P_c \sim 15$ нК/см², управляющих полей $E \sim 10$ В/мкм и диэлектрической анизотропии $|\epsilon_a| \sim 0,5$ имеем

$$\frac{|\epsilon_a E|}{4\pi} < |P_c|, \quad (38)$$

и, следовательно, вторым членом в уравнении (36) можно пренебречь. Если соотношение (38) не выпол-

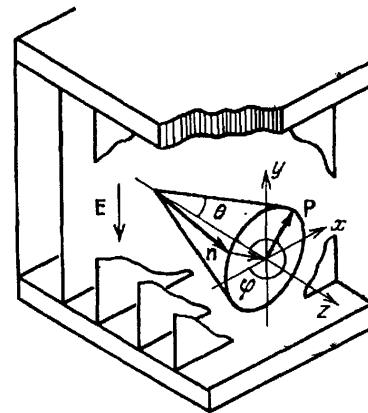


Рис. 21. Эффект Кларка—Лагервала

няется, что может быть обеспечено за счет специального подбора С*ЖК с большим значением $\Delta\epsilon$ и малым значением P_c , то при $|\epsilon_a E|/4\pi \sim |P_c|$ времена переключения в эффекте Кларка—Лагервала неограниченно возрастают. При этом знак диэлектрической анизотропии ϵ_a не имеет значения [71, 102—105]. Реально в эксперименте при отрицательных значениях диэлектрической анизотропии $\epsilon_a < 0$ крутизна динамической кривой отклика С*ЖК несколько возрастает при увеличении управляющего напряжения, т.е. соответствующие времена переключения уменьшаются [103—105]. Это важно для тех практических приложений, где требуется увеличить информационную емкость матричных дисплеев на основе С*ЖК. Однако при дальнейшем повышении напряжения полное время электрооптического отклика С*ЖК, которое определяется как время достижения величины интенсивности в 50 % от уровня насыщения [105], начинает возрастать, проходит при $|\epsilon_a E|/4\pi \sim |P_c|$ через максимум и после этого начинает снова уменьшаться [103—105]. При $|\epsilon_a E|/4\pi \gg |P_c|$ времена переключения С*ЖК определяются, по-видимому, электрооптическим эффектом, квадратичным по полю E , — аналогом перехода Фредерикса.

Реальные значения напряжений (~5—15 В/мкм), при которых эффект Кларка—Лагервала наиболее заметен, таковы, что моментами, связанными с упругостью ($\sim K_\perp \partial^2\varphi/\partial y^2$) и анизотропией диэлектрической проницаемости ($(\epsilon_a E^2/4\pi) \sin \varphi \cdot \cos \varphi$) в (36) можно пренебречь и тогда времена электрооптического переключения могут быть оценены по формуле (ср. (21)):

$$\tau_\varphi = \frac{\gamma_\varphi}{P_c E}. \quad (39)$$

Измеряемые в эксперименте времена изменения отклика $t_{90} - t_{10}$ (22) или $t_{90} - t_{50}$ (21) отличаются от τ_φ на коэффициент порядка единицы.

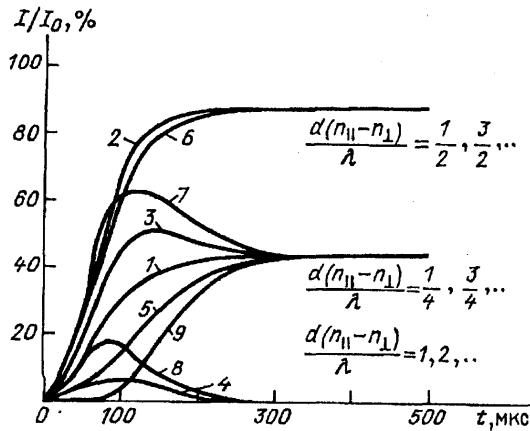


Рис. 22. Изменение временной зависимости электрооптического отклика при варьировании фазовой задержки С*ЖК $d(n_{\parallel} - n_{\perp})/\lambda$

Сравнение времен переключения электрооптических эффектов в классических нематических ЖК

$$\begin{aligned}\tau_{\text{вкл}}^{(\text{НЖК})} &\sim \frac{\gamma_1}{\epsilon_a E^2 / 4\pi}, \\ \tau_{\text{выкл}}^{(\text{НЖК})} &\sim \frac{\gamma_1}{K\pi^2/d^2}\end{aligned}\quad (40)$$

(γ_1 — вращательная вязкость, K — упругость, d — толщина слоя) и С*ЖК

$$\tau_{\text{вкл}}^{(\text{С*ЖК})} \sim \tau_{\text{выкл}}^{(\text{С*ЖК})} \sim \tau_{\varphi} = \frac{\gamma_{\varphi}}{P_c E}$$

говорит о том, что, используя С*ЖК в эффекте Кларка—Лагервола, можно реализовать весьма высокие быстродействия по сравнению с НЖК. Действительно, обычно

$$\tau_{\text{вкл}}^{(\text{НЖК})} \lesssim \tau_{\text{выкл}}^{(\text{НЖК})}$$

или даже

$$\tau_{\text{вкл}}^{(\text{НЖК})} \ll \tau_{\text{выкл}}^{(\text{НЖК})}$$

(исключение составляет так называемая двухчастотная релаксация, когда знак ϵ_a НЖК меняется при изменении частоты поля [89]), так как в соответствии с (40) $\tau_{\text{выкл}}^{(\text{НЖК})}$, вообще говоря, не зависит от амплитуды переключающего поля E ; в то же время

$$\tau_{\text{вкл}}^{(\text{С*ЖК})} = \tau_{\text{выкл}}^{(\text{С*ЖК})} < \tau_{\text{вкл}}^{(\text{НЖК})}. \quad (41)$$

Справедливость соотношения (41) легко подтвердить, взяв в качестве примера обычные значения параметров НЖК и С*ЖК при электрооптическом переключении. При $\epsilon_a \sim 10$, $E \sim 10$ В/мкм, $P_c \sim 10$ НК/см², $\gamma_1/\gamma_{\varphi} = \gamma_1/\gamma'_{\varphi} \sin^2 \theta \sim 1/\sin^2 \theta \sim 9$ (при $\theta \sim 20^\circ$) имеем

$$\frac{\tau_{\text{вкл}}^{(\text{НЖК})}}{\tau_{\text{вкл}}^{(\text{С*ЖК})}} = \frac{\gamma_1 P_c E}{\epsilon_a E^2 \gamma'_{\varphi} / 4\pi} > 1. \quad (42)$$

В [106, 107] показано, что в эффекте Кларка—Лагервола существуют два режима переключения, разделенные определенной величиной порогового напряжения:

$$U_n \sim \frac{4B_d}{P_c}, \quad (43)$$

где B_d — коэффициент жесткости для дисперсионной части энергии сцепления. При величине энергии сцепления $B_d \sim 10^{-1}$ эрг/см² и поляризации $P_c \sim 10$ НК/см² оценка (43) дает для $U_n \sim 4$ В, что согласуется с экспериментом.

При $U < U_n$ наблюдается движение так называемых доменных стенок, которые разделяют области с разным направлением поляризации P и $-P$. Скорость смены одной доменной области на другую определяет время переключения. Если $U > U_n$ (существенно режим Кларка—Лагервола), то время переключения $\tau_{\varphi} = \gamma_{\varphi}/P_c E$ определяется переориентацией директора во всем объеме С*ЖК. На времени электрооптического отклика С*ЖК сильно сказываются особенности его реальной структуры (способ ориентации, наличие дефектов и т.д.), которые будут рассмотрены нами отдельно.

Полную амплитуду I электрооптического отклика слоя при переключении С*ЖК в режиме Кларка—Лагервола можно приближенно рассчитать по формуле [98]:

$$I = I_0 \sin^2 4\theta \cdot \sin^2 \frac{\Delta\Phi}{2}, \quad (44)$$

где I_0 — интенсивность падающего света, $\Delta\Phi = 2\pi\Delta nd/\lambda$ — фазовая задержка, $\Delta n = n_{\parallel} - n_{\perp}$ — оптическая анизотропия С*ЖК. Из (44) видно, что максимальный контраст при переключении наблюдается при $\theta \sim \pi/8$ (22.5°), $\Delta n \cdot d/\lambda = 1/2$, что при $\Delta n \sim 0.125$, $\lambda \sim 0.5$ мкм соответствует $d \sim 2$ мкм. Как показано в [69, 72], изменения толщины d на величину $\lambda/8\Delta n$ от оптимального значения могут привести к существенному изменению всего хода временной зависимости электрооптического отклика (рис. 22). Руководствуясь практическими критериями качества электрооптических дисплеев, однако, допускают существенно более жесткие ограничения: 2 мкм $\pm 10\%$ [108].

К недостаткам эффекта Кларка—Лагервола относят не только жесткие ограничения на допустимый интервал отклонений от оптимальной толщины С*ЖК слоя и трудности в получении бездефектного образца, но и препятствия в реализации хорошо воспроизводимой бистабильности или оптической памяти, переключаемой электрическим полем, а также устойчивого воспроизведения шкалы серости, зависящей от напряжения. (В объемном режиме пере-

ключения пропускание элемента определяется произведением амплитуды импульса U на время его действия τ .)

Заметим, что при разработке С*ЖК материалов для эффекта Кларка—Лагерволя не следует стремиться к большому значению поляризации P_c , так как в данном случае сильно возрастает ток переполяризации [71]. Действительно, определяя ток i_p , как производную от заряда, наведенного поляризацией $q = -P_c \cos \varphi$, имеем согласно (36)

$$i_p = \frac{dq}{dt} = P_c \sin \varphi \cdot \frac{d\varphi}{dt} \sim \frac{P_c^2 E \sin^2 \varphi}{\gamma_\varphi}, \quad (45)$$

т.е. ток увеличивается пропорционально квадрату поляризации. Кроме того, при больших значениях поляризации в процессе переключения становится существенной роль пространственного заряда $q = \operatorname{div} \mathbf{P}$, который создает в процессе переключения внутреннее поле, ослабляющееся действием импульса переключения. В настоящее время зарядовые явления изучены далеко не полностью, имеются лишь некоторые качественные оценки роли этих явлений в электрооптике С*ЖК [109—111].

3.2. Эффект деформированной геликоидальной спиралей в С*ЖК. Эффект деформированной спирали геликоида, по-видимому, наблюдался еще в самых первых работах, посвященных электрооптическим свойствам С*ЖК [4, 76, 112], но впервые нашел адекватное объяснение в [113, 114]. Геометрия ячейки С*ЖК, в которой наблюдается эффект деформированной геликоидальной спирали (Deformed Helix Ferroelectric (DHF) Effect), представлена на рис. 23. Поляризатор (Π) на передней подложке образует угол β с осью геликоида и анализатор (A) перпендикулярен поляризатору. Слои С*ЖК перпендикулярны подложкам, причем толщина слоя d значительно превышает величину шага геликоида P_0 :

$$d \gg P_0. \quad (46)$$

Световой пучок с апертурой $a \gg P_0$ параллелен смектическим слоям.

В электрическом поле спиральная закрутка С*ЖК деформируется, причем изменения спирали происходят симметричным образом в электрических полях $\pm E$ (см. рис. 23, 24). В соответствии с переориентацией директора С*ЖК меняется показатель преломления — возникает двулучепреломление, наведенное электрическим полем. Эффект имеет место вплоть до полной раскрутки геликоида:

$$E_p = \frac{\pi^2 K_{||} q_0^2}{16 P_c}, \quad (47)$$

где $K_{||} = K_2$ (см. (32)), $|q_0| = 2\pi/P_0$. Характерные

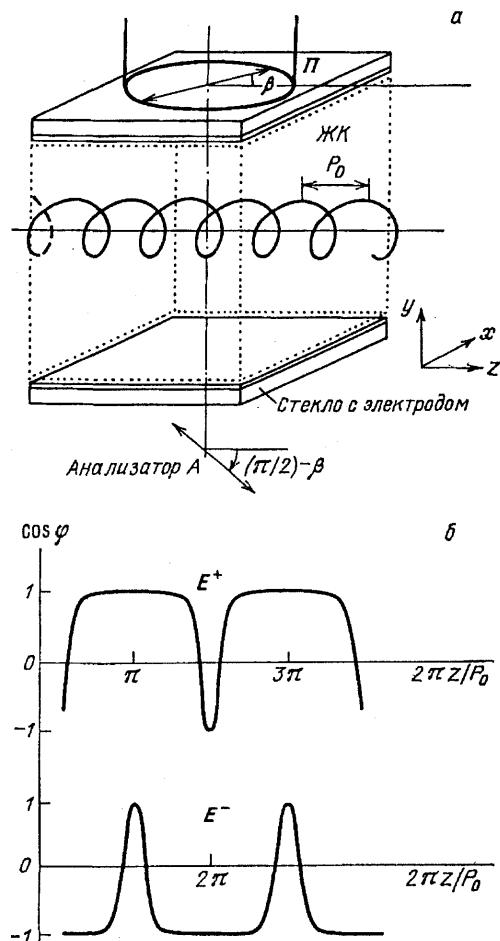


Рис. 23. a — Геометрия ячейки С*ЖК в эффекте деформированной геликоидальной спирали. б — Деформация распределения директора тока в знакопеременном электрическом поле $\pm E$ в эффекте деформированной геликоидальной спирали С*ЖК

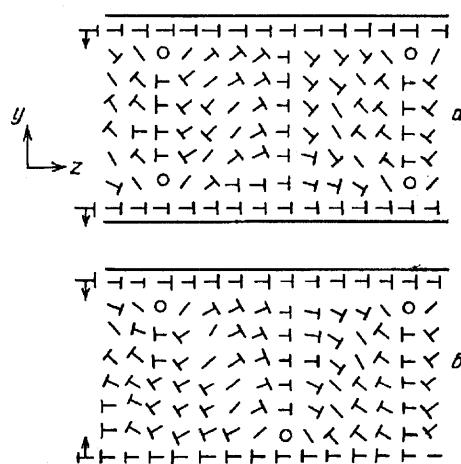


Рис. 24. Внутренние дисинклинационные линии, стыкующие геликоидальную структуру объема с планарным сцеплением на электродах, при антисимметричном (а) и симметричном (б) направлениях поперечных молекулярных диполей относительно нормали к электродам

времена срабатывания эффекта в малых полях $E \ll E_p$ не зависят от величины поляризации С*ЖК и поля E и определяются только вращательной вязкостью С*ЖК γ_φ и величиной шага геликоида P_0 :

$$\tau_0 \sim \frac{\gamma_\varphi}{K_{||} q_0^2} = \frac{\gamma_\varphi P_0^2}{K_{||} \pi^2}. \quad (48)$$

При $E \lesssim E_p$ формула (48) становится неприменимой в силу того, что геликоидальная спираль испытывает сильные деформации и шаг ее $P_0^\#$ сильно возрастает $(P_0^\# / P_0)^2 \rightarrow \infty$. В соответствии с формулой [114]

$$\frac{\tau_{\text{выхл}}}{\tau_0} \sim \left(\frac{P_0^\#}{P_0} \right)^2. \quad (49)$$

Времена возврата геликоида в исходное равновесное состояние также сильно возрастают, так что при $E \sim E_p$, когда геликоид почти полностью раскручен, время $\tau_{\text{выхл}}$ становится сколь угодно большим — реализуется структурная и оптическая память.

Однако электрооптические переключения при $E \lesssim E_p$ трудно реализовать в эксперименте, так как зависимость двулучепреломления $\Delta n(E)$ носит ярко выраженный гистерезисный характер, причем гистерезис тем сильнее, чем ближе E к E_p [115–117]. В то же время результаты эксперимента показывают, что в малых по сравнению с E_p полях гистерезис практически отсутствует и легко получить обратимое переключение $\Delta n(E)$ и соответствующей интенсивности света $I(E)$ [10].

Относительная интенсивность света, прошедшего через образец С*ЖК, изображенный на рис. 23, согласно [64, 113], рассчитывается по формуле:

$$\begin{aligned} \frac{I}{I_0} = & \langle (\sin^2 2\beta + 2\theta \sin 4\beta \cos \varphi + \\ & + 4\theta^2 \cos 4\beta \cos^2 \varphi - \\ & - \frac{16}{3} \theta^3 \sin 4\beta \cos^3 \varphi) \sin^2 \frac{\Delta\Phi}{2} \rangle, \end{aligned} \quad (50)$$

где β — угол между направлением геликоидальной оси и поляризатором, θ, φ — углы ориентации директора С*ЖК (θ — угол наклона в слое), $\Delta\Phi = (2\pi d/\lambda)\Delta n(E)$ — фазовая задержка, $\langle \dots \rangle$ означает усреднение по z . Если электрическое поле E изменяется во времени по гармоническому закону $E = E_0 \cos \omega t$, то согласно [10, 64, 113]:

$$\varphi = z' + A \sin z', \quad z' = \frac{z}{P_0}, \quad (51)$$

$$\begin{aligned} A = & \frac{\pi^2}{16} \frac{E}{E_p} \frac{\cos \omega t + (\omega/\omega_0) \sin \omega t}{1 + (\omega/\omega_0)^2}, \\ \omega_0 = & \tau_0^{-1}. \end{aligned} \quad (52)$$

В соответствии с (51) мы имеем $\langle \cos \varphi \rangle \sim -A/2$, $\langle \cos^2 \varphi \rangle \sim 1/2$, $\langle \cos^3 \varphi \rangle \sim -3A/4$. Из (50) следует, что

при $\sin 4\beta = 1$ ($\beta = \pi/8, 3\pi/8$) имеет место линейная модуляция интенсивности прошедшего света, причем размах осцилляции:

$$\begin{aligned} \left| \frac{I(A)}{I_0} - \frac{I(-A)}{I_0} \right| &= \Delta \left(\frac{I}{I_0(0)} \right) = \\ &= 2\theta A = \frac{\pi^2}{8} \theta \frac{E}{E_p} \frac{\cos \omega t + (\omega/\omega_0) \sin \omega t}{1 + (\omega/\omega_0)^2}. \end{aligned} \quad (53)$$

Глубина модуляции интенсивности пропорциональна в первом приближении углу наклона θ директора С*ЖК по отношению к оси геликоида и величине приложенного поля, что подтверждено экспериментально [10].

При $\sin 4\beta = 0$ ($\beta = 0, \pi/4, \pi/2$) модуляция интенсивности света квадратична по полю. Действительно, согласно (51)

$$\langle \cos^2 \varphi \rangle \sim \frac{1}{2} \left(1 + \frac{A^2}{2} \right),$$

а размах осцилляций

$$\begin{aligned} \Delta \left(\frac{I}{I_0} \right) = & \left| \frac{I(A)}{I_0} - \frac{I(0)}{I_0} \right| = \theta^2 A^2 = \\ & = \theta^2 \left(\frac{\pi^2}{16} \frac{E}{E_p} \right)^2 \frac{\cos \omega t + (\omega/\omega_0) \sin \omega t}{1 + (\omega/\omega_0)^2}, \end{aligned} \quad (54)$$

т.е. квадратичен по полю, и осцилляции происходят с двойной частотой, что также подтвердилось в эксперименте [10].

В описанных нами двух случаях модуляции света в эффекте деформированной геликоидальной спирали изменениями фазового фактора $\sin^2(\Delta\Phi/2)$ можно было с хорошей степенью точности пренебречь, считая его постоянным, а фазовую задержку подобранный так, что этот фактор равен единице. Заметим, однако, что если в образце С*ЖК направления геликоидальных осей полностью разориентированы, т.е.

$$\overline{\sin^2 2\beta} = 1/2, \quad \overline{\sin 4\beta} = 0, \quad \overline{\cos 4\beta} = 0,$$

где черта (—) означает усреднение в плоскости подложек, то модуляция интенсивности света, прошедшего через С*ЖК, полностью определяется изменением фазового фактора $\sin^2(\Delta\Phi/2)$. Распишем величину $\sin^2(\Delta\Phi/2)$ более подробно в соответствии с [64, 113] и формулой (51):

$$\begin{aligned} \langle \sin^2 \frac{\Delta\Phi}{2} \rangle \sim & \sin^2 \frac{\Delta\Phi_{\max}}{2} - \frac{\sin \Delta\Phi_{\max}}{2} B \langle \sin^2 \varphi \rangle, \\ \Delta\Phi_{\max} = & \frac{2\pi d}{\lambda} (n_{||} - n_{\perp}), \\ B = & \frac{\pi d n_{||}}{\lambda} \theta^2 \left(\frac{n_{||}^2}{n_{\perp}^2} - 1 \right), \\ \langle \sin^2 \varphi \rangle \sim & \frac{1}{2} \left(1 - \frac{A^2}{2} \right), \end{aligned} \quad (55)$$

тогда в соответствии с (50) размах осцилляций

$$\begin{aligned} \Delta \left(\frac{I}{I_0} \right) &= \left| \frac{I(A)}{I_0} \right| - \left| \frac{I(0)}{I_0} \right| = \overline{\sin^2 2\beta} \overline{\sin^2 \frac{\Delta\Phi}{2}} = \\ &= \left| \frac{\sin \Delta\Phi_{\max}}{8} BA^2 \right| = \\ &= \left| \frac{\sin \Delta\Phi_{\max}}{8} \frac{\pi d n_{||}}{\lambda} \left(\frac{n_{||}^2}{n_{\perp}^2} - 1 \right) \right| \theta^2 A^2 \quad (56) \end{aligned}$$

квадратичен по полю и частоте, как и в случае (54), но кроме того растет сильно с увеличением фазового фактора $d\Delta n/\lambda$.

Экспериментальные данные [10, 115, 117] подтвердили правильность выражений (50)–(54) для интенсивности электрооптического отклика в эффекте деформированной геликоидальной спирали. С помощью добавления хиральной примеси типа (26) в широкотемпературную низковязкую смектическую С матрицу были созданы жидкокристаллические материалы с большой степенью закрутки ($P_0 \sim 0,3\text{--}0,4$ мкм при 25 °C), значительным углом наклона директора в слое 29–30° и напряжением раскрутки геликоида $U_p \sim 2\text{--}3$ В. Времена срабатывания при $U \sim 1,5\text{--}2$ В и контрасте 100 : 1 выше составили 150–200 мкс [10, 115–117]. Очевидно, эти значения не являются предельными. Быстродействие в рассматриваемом эффекте можно значительно улучшить, подавая на слой С*ЖК короткие по длительности импульсы напряжения большой амплитуды, как это делается, например, в случае других электрооптических эффектов в жидкокристаллах [89].

В заключение остановимся на некоторых преимуществах эффекта деформированной геликоидальной спирали по сравнению с эффектом Кларка–Лагервола.

1. Высокое быстродействие достигается при малых управляющих напряжениях. Это происходит вследствие того, что модуляция двулучепреломления и связанное с ней изменение интенсивности прошедшего света обусловлены небольшими деформациями азимутального угла закрутки директора вблизи положения равновесия. Деформация С*ЖК в эффекте достигается при сколь угодно малых напряжениях, поэтому время задержки, которое может быть довольно большим в эффекте Кларка–Лагервола, в данном случае равно нулю.

2. Эффект менее чувствителен к обработке подложек и изменениям толщины вблизи ее оптимального среднего значения, соответствующего фазовому фактору $\sin^2(\Delta\Phi/2) = 1$ [10]. Как следует из эксперимента и качественных оценок [10, 113], эффек-

тивное значение двулучепреломления в эффекте деформированной геликоидальной спирали Δn_{eff} примерно в полтора раза меньше Δn_{\max} , которое фигурирует в эффекте Кларка–Лагервола.

3. Эффект позволяет реализовать естественную (зависящую только от амплитуды напряжения) шкалу серости. Кроме того, вблизи напряжения раскрутки $E \sim E_p$ можно получить долговременную оптическую память.

Эффект деформированной геликоидальной спирали может, видимо, составить конкуренцию эффекту Кларка–Лагервола в таких приложениях, как быстродействующие модуляторы света, работающие при низких управляющих напряжениях, жидкокристаллические преобразователи изображений с эффектом оптической памяти и т.д.

3.3. Электроклинный эффект вблизи фазового перехода смектика А → С*ЖК. Электроклинный эффект или эффект изменения под действием электрического поля угла наклона в смектической А фазе вблизи температуры фазового перехода в С*ЖК был впервые обнаружен Гаррофом и Майером [9]. В дальнейшем появился ряд работ, посвященных как исследованию электрооптических характеристик эффекта [55, 118, 119], так и разработке новых жидкокристаллических материалов для его реализации [120, 121].

Зависимость наведенного полем угла наклона директора от внешнего электрического поля в электроклинном эффекте имеет линейный характер [7, 9, 55, 118, 119]:

$$\theta = e_c E, \quad (57)$$

где e_c — Электроклинный коэффициент, определяемый по формуле

$$e_c = \frac{\chi_{\perp} \mu_p}{A}, \quad (58)$$

$P = \chi_{\perp} \mu_p \theta$ — наведенная поляризация (χ_{\perp} — диэлектрическая восприимчивость, μ_p — пьезомодуль), $A = 2a(T_c - T)$, a — эффективный модуль упругости по отношению к изменению угла наклона, T_c — температура перехода в смектическую С*-фазу. Согласно (58) электроклинный эффект имеет особенность в точке фазового перехода при $T = T_c$. Этот эффект, называемый также мягкой модой [117], имеет место и при $T < T_c$, однако в С*ЖК фазе гораздо более заметной является так называемая голдстоуновская мода, связанная с изменением в электрическом поле азимутального угла наклона директора С*ЖК.

Скорость переключения угла наклона директора θ в электроклинном эффекте не зависит от электрического поля E и определяется только вращательной

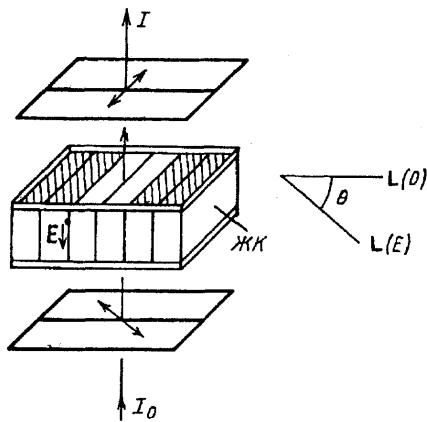


Рис. 25. Электроклинный эффект

вязкостью γ_θ и упругостью A (18а). Соответствующие времена отклика

$$\tau_\theta = \frac{\gamma_\theta}{A} \quad (59)$$

лежат в субмикросекундном диапазоне.

Геометрия ЖК ячейки, в которой наблюдается электроклинный эффект, показана на рис. 25. В электрическом поле оптическая ось образца поворачивается на угол θ между $L(E)$ и $L(0)$, где L указывает направление директора. В [119] показано, что интенсивность света в электроклинном эффекте рассчитывается по формуле

$$I = I_0 \sin^2 2(\psi_0 + \theta(E)), \quad (60)$$

где $\psi_0 + \theta(E)$ — угол между поляризатором и проекцией директора на плоскость подложек (предполагается, что при этом фазовый фактор $\sin^2(\Delta\Phi/2)$, входящий как сомножитель в (60), равен единице). Соответствующая (60) модуляция интенсивности при $\theta(0)=0$

$$\begin{aligned} \Delta I &= I(E) - I(0) = I_0 \sin^2 2\psi_0 \sim \\ &\sim I_0 [2\theta(E) \sin 4\psi_0 + (2\theta(E))^2 \cos 4\psi_0 - \\ &- \frac{2}{3} (2\theta(e_c))^3 \sin 4\psi_0 + \dots], \end{aligned} \quad (61)$$

т.е. линейный электрооптический отклик наблюдается при $\psi_0 = 22,5^\circ$ ($\sin 4\psi_0 = 1$). Подставляя в (61) $\psi_0 = 22,5^\circ$ значение для e_c из (58) и принимая $E = E_0 \sin \omega t$, имеем [119]

$$\Delta I = I_0 \cdot 2e_c E_0 \sin \omega t. \quad (62)$$

Электроклинный эффект является в настоящее время наиболее быстродействующим из всех электрооптических эффектов в жидкких кристаллах. В [119—121] сообщается, что времена отклика, достигнутые в этом эффекте при комнатной температуре ($T = 25^\circ\text{C}$) не превышают 600 нс при напряжениях $\sim 10\text{--}40$ В/мкм и толщине слоя $d = 2$ мкм. Эффект может использоваться в широкой спект-

ральной области, включающей видимый диапазон, причем зависимость пропускания от длины волны света может быть значительно ослаблена за счет использования последовательно расположенных электроклинных ячеек [119]. Из (62) видно, что в электроклинном эффекте может быть достигнута линейная модуляция интенсивности и соответствующая ей линейная шкала серости.

Оптимум модуляции света в эффекте имеет место при $\theta(E) = 11,25^\circ$, на что в ближайшее время будут направлены усилия разработчиков ЖК материалов [117]. Другим важным критерием качества ЖК материалов является температурный интервал существования электроклинного эффекта, а также величина наведенной при этом поляризации, которая прямо пропорциональна электроклинному коэффициенту. В настоящее время в коммерческих разработанных ЖК материалах ширина температурного интервала достигает $\sim 20^\circ$ вблизи комнатной температуры, а наведенный полем угол приближается к оптимальному ($\sim 11,25^\circ$) [119—121]. Электроклинный эффект найдет свое применение в дешевых и компактных световых переключателях, работающих с частотой от 100 МГц до 2 МГц, управляемых цветных фильтрах для телевизионных камер, быстродействующих устройствах преобразования изображений на основе ЖК и т.д.

3.4. Другие электрооптические эффекты в С*ЖК.

Рассмотренные нами выше электрооптические эффекты в сегнетоэлектрических жидкких кристаллах являются наиболее интересными и ценными для практических приложений. Однако для полноты картины мы остановимся еще на некоторых электрооптических эффектах в С*ЖК.

Эффект переходного рассеяния (Transient Scattering Mode) впервые наблюдался в ДОБАМБЦ (16) [122, 123]. Эффект заключается в рассеянии света при движении доменных стенок, разделяющих области с разным направлением поляризации при переключении знака поляризации в знакопеременном электрическом поле. Характерные времена отклика уменьшаются при увеличении амплитуды приложенного напряжения и в высокотемпературном С*ЖК ($T = 70\text{--}90^\circ\text{C}$) при толщине $d \sim 3$ мкм могут составлять $\sim 50\text{--}100$ мкс.

Другим электрооптическим эффектом, представляющим практический интерес, является эффект перехода структуры С*ЖК из рассеивающего свет раскрученного геликоидального состояния в прозрачное состояние, при котором геликоид отсутствует [124, 125]. Согласно (47) пороговая напряжен-

ность электрического поля E_p , при которой происходит такой переход $E_p \sim K_p/d^2 P_c$, т.е. при большой толщине слоя и большой поляризации P_c может быть достаточно малой, менее 0,5 В/мкм [124, 125].

Эффект рассеяния света при раскрутке геликоида наблюдается в отсутствие поляризаторов в достаточно толстых образцах С*ЖК (10–75 мкм). Вольтконтрастная характеристика носит ярко выраженный гистерезисный характер. Времена отклика в высокотемпературном С*ЖК (ДОБАМБЦ) составляют от ~ 500 мкс (быстрый процесс раскрутки спирали геликоида) до 50 мс (медленный возврат в исходное закрученное состояние). Однако подбирая соответствующую схему управления биполярными импульсами различной амплитуды и длительности, можно значительно уменьшить время релаксации геликоида (до 5 мс).

Описанные в работах [122–125] эффекты рассеяния света при деформациях спирали С*ЖК еще недостаточно изучены теоретически и экспериментально. Нет, например, обоснования корреляции температурной зависимости шага геликоида С*ЖК и интенсивности рассеянного света, которая отмечена в [125], не установлена связь между физическими параметрами С*ЖК и такими характеристиками эффектов, как времена отклика или вид кривой гистерезиса, эффекты не исследованы в коммерческих С*ЖК смесях, работающих при комнатной температуре. Тем не менее указанные электрооптические эффекты могут оказаться практически полезными при создании бесполярных ЖК дисплеев, реализации оптической памяти и т.д.

В заключение отметим, что в некоторых работах, появившихся в последнее время, отмечен ряд новых особенностей электрооптических свойств С*ЖК, которые не укладываются в упомянутые выше представления: это, например, появление третьего стабильного состояния в поверхностно-стабилизованных структурах, обладающих высокой спонтанной поляризацией (~ 100 НК/см²) [126], переключение, связанное с движением дисклиниций между твистовыми состояниями [127] и т.д.

Не ослабевает интерес к электрооптическим эффектам в нехиральной смектической С фазе жидкого кристалла (СЖК). Наряду с обычным квадратичным по полю переходом Фредерикса в СЖК, теория которого хорошо разработана [4, 89, 128, 129] и который недавно наблюдался экспериментально [128, 129], в [130] был описан линейный электрооптический эффект в СЖК. Последний эффект предположительно связан с флексоэлектрическим взаимодействием СЖК с внешним электрическим полем.

4. Практические применения С*ЖК. Хиральные смектические жидкие кристаллы являются одним из наиболее перспективных ЖК материалов для изделий электронной техники: высоконформативных дисплеев с матричной адресацией [53, 131–138], быстродействующих переключателей света в оптоэлектронных системах [139, 140], преобразователей изображения на основе структуры фотопроводник–С*ЖК [140–148], высокоскоростных линеек из светодиодных устройств для копировальной техники и принтеров [149–155]. Остановимся более подробно на каждом из указанных применений.

В настоящее время общепризнанным методом электрической адресации жидкокристаллических дисплеев с числом строк ≥ 8 является так называемый матричный метод, т.е. такой метод, когда каждый отдельный элемент дисплея (пиксель) находится во включенном состоянии, если одновременно поданы разнополярные сигналы на строку и столбец дисплея, на пересечении которых находится этот элемент (рис. 26). Суммарная амплитуда напряжения (разность напряжений, поданных на строку и столбец) при этом должна быть достаточной для того, чтобы указанный пиксель можно было считать включенным. При этом важно выполнить следующие условия.

1. Необходимо избежать "эффекта креста", т.е. напряжения, поданного только на строку (столбец) дисплея, должно быть недостаточно для включения пикселя, находящегося в данной строке (столбце) [89].

2. Так как обычно строки дисплея адресуются последовательно, изображение на первой (и последующих) строках дисплея должно сохраняться во время адресации всего дисплея (время кадра).

3. Усредненное по времени в течение многих кадров действующее значение напряжения, приложенное к слою ЖК (т.е. постоянная составляющая) должно быть равно нулю для того, чтобы избежать электрохимической деградации ЖК [135].

Высокое быстродействие, линейность электрооптических эффектов (т.е. чувствительность к знаку управляющего поля) и наличие эффекта оптической памяти, переключаемой полем, делают С*ЖК весьма перспективными для применений в высоконформативных матричных дисплеях, экранах персональных компьютеров, портативных карманных телевизоров и т.д. Так, например, для того чтобы реализовать телевизионный стандарт изображения (625 строк, 25 кадров/с) необходимо адресовать одну строку дисплея не более чем за 64 мкс. Такая скорость адресации является достижимой для сегнетоэлектрических жидких кристаллов уже сегодня

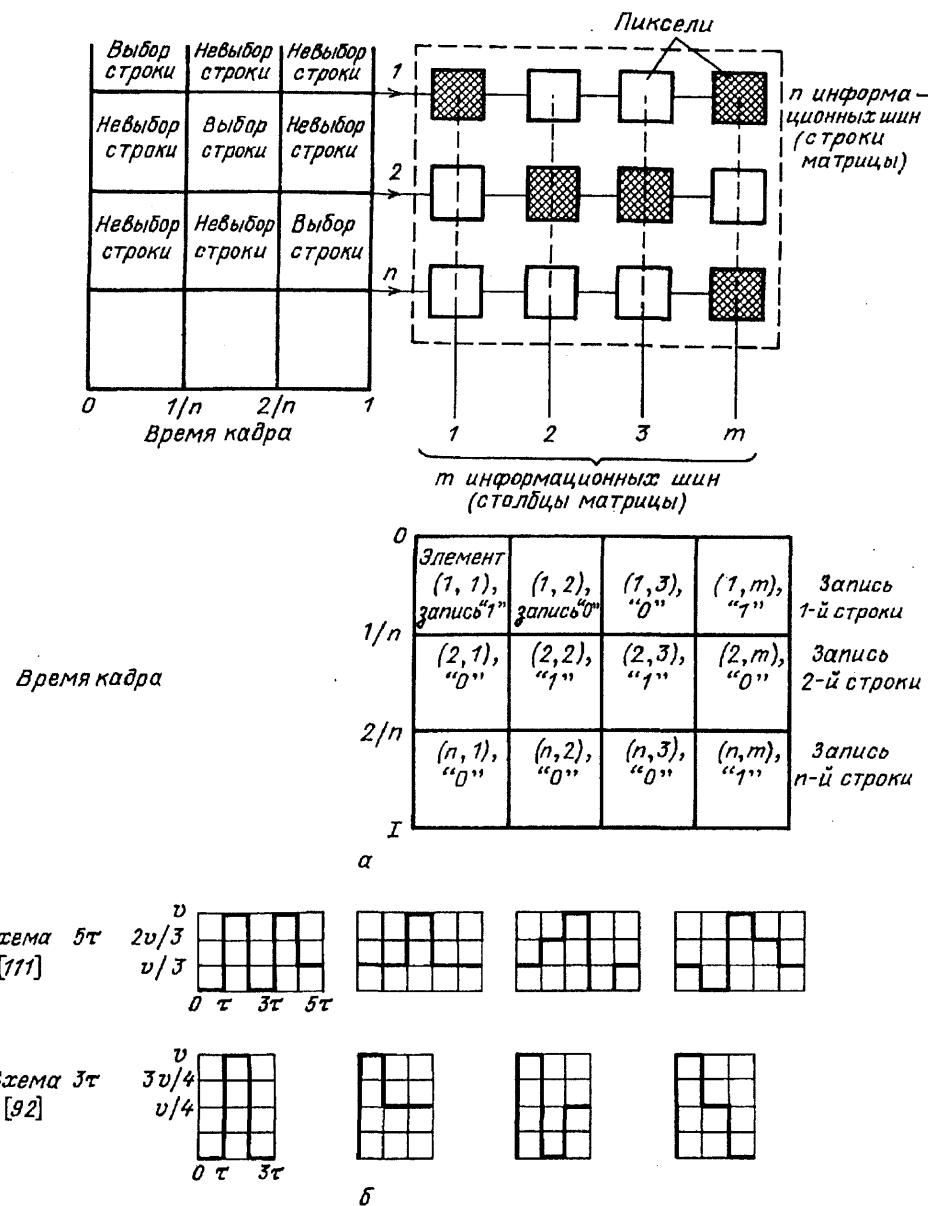


Рис. 26. Матричная адресация высокоинформационных С*ЖК дисплеев. а — Общая схема. б — Форма управляющих импульсов для схем адресации 5τ [158] и 3τ [135]

[156], делая С*ЖК одним из наиболее перспективных ЖК материалов (табл. II).

Таблица II. Скорость записи строки в матрично управляемых ЖК дисплеях

ЖК материал (эффект)	В настоящее время	В будущем
С*ЖК	60 мкс	10 мкс
Нематические ЖК с активной адресацией	20 мс	—
Управляемое двулучепреломление в нематических ЖК	100 мс	50 мс
Супертиристовые немато-холестерические структуры*	200 мс	50 мс
Эффект "гость—хозяин" в супертиристовых немато-холестерических структурах	300 мс	—

* О снижении времени записи строки до 75 мс в таких структурах сообщается в [157]

Реализация на основе С*ЖК матричного высокоинформационного дисплея осуществляется на основе эффекта управляемой оптической бистабильности. Это означает, что каждый записанный пиксель должен хранить информацию в течение времени записи всего кадра и иметь два оптически различных состояния, переключаемых импульсами соответствующей (разной) полярности. Очевидно, что для достижения упомянутого выше телевизионного стандарта необходимо иметь время памяти ~ 40 мс, что вполне достижимо [135].

Еще одним важным условием качественного изображения в высокоинформационном ЖК дисплее является получение нескольких уровней серости (обычно ≥ 8) для создания полутонов. Первые матричные дисплеи на основе С*ЖК были черно-белы-

ми, так как реализовать полутона с помощью простой управляющей схемы не удавалось [53, 131–134]. В дальнейших разработках шкала серости для С*ЖК дисплеев была достигнута либо за счет усложнения управляющей схемы и создания инфраструктуры каждого пикселя [135, 137], либо за счет модификации самого электрооптического эффекта [10, 119].

Выше мы упоминали технологические проблемы получения в пределах большой площади хорошо контролируемого толщинного зазора (обычно $2 \pm 0,05$ мкм в эффекте Кларка–Лагервола), бездефектности и воспроизводимой бистабильности. Эти проблемы успешно решаются [53, 131–138]. По-видимому, перспективным здесь является использование новых электрооптических эффектов в С*ЖК таких, например, как эффект деформированной геликоидальной спирали и его модификации [10].

Приведем характеристики одной из последних разработок цветного широкоформатного высоконформативного дисплея на основе С*ЖК [138] (табл. III).

Таблица III. Характеристики цветного высоконформативного С*ЖК дисплея

Размер панели (мм^2)	260 × 200
Размер активной области (мм^2)	243 × 182
Количество элементов (пикселей) в матрице	639 × 400
Размер пикселя (мм)	0,38 × 0,46
Способ получения цветного изображения	Мозаика из цветных фильтров (красный, зеленый, синий) с управляемым пропусканием для создания цвета каждого пикселя
Мультиплексное отношение (количество строк, записываемых в течение одного кадра)	400 : 1
Управляющее напряжение, В	30
Частота смены кадров, Гц	33,3
Ширина управляющих импульсов, мкс	33,3
Максимальное контрастное отношение	7 : 1
Контрастное отношение при отклонениях от нормали 40° (углы обзора)	Не хуже 4 : 1

На рис. 26 разъясняется схема матричного управления высоконформативным С*ЖК дисплеем (а) и приводится вид соответствующих управляющих импульсов (б). Строки 1,2,... дисплея выбираются последовательно, каждая в течение $1/n$ кадра. Одновременно на все столбцы матрицы 1,2,... подаются информационные импульсы, записывающие последовательно пиксели в строках 1,2,... При этом суммарный управляющий сигнал на (i,j) пикселе в каждый момент времени определяется соответственно

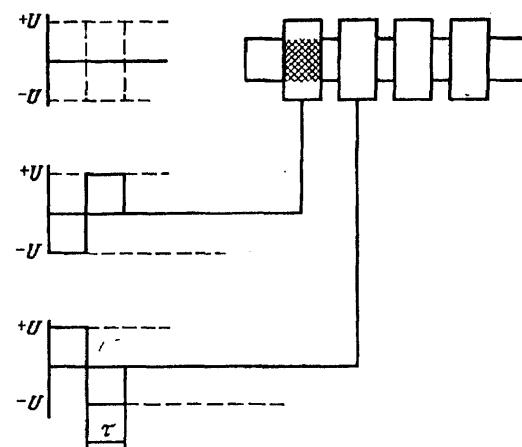


Рис. 27. Схема управления светоклапанной С*ЖК линейкой. τ – время переключения клапана [155]

вычитанием напряжений, подаваемых на i -ю строку j -й столбец. Легко видеть, что постоянная составляющая (действующее значение напряжения) в течение кадра равна нулю на каждом пикселе (схема 5τ [158]) или на каждом невыбранном пикселе (схема 3τ [135]), если в качестве управляющих импульсов выбраны импульсы, показанные на рис. 26,б. Отсутствие "эффекта креста" при адресовании обеспечивается за счет специального подбора динамической характеристики С*ЖК. Пиксель остается в исходном состоянии при напряжении $\pm V/3$ (схема 5τ) или $\pm V/2$ (3τ) и переключается в состояние "1" при напряжении $+V$ или "0" при напряжении $-V$. Вследствие оптической памяти С*ЖК информация (оптическое пропускание пикселей) сохраняется в течение записи всего кадра. Подробный разбор различных схем матричной адресации высоконформативных С*ЖК дисплеев приведен в [135]. Отметим только, что схема адресации 3τ дает выигрыш по быстродействию на 40 % по сравнению со схемой 5τ , снижая, соответственно, требования по длительности оптической памяти (бистабильности) С*ЖК.

Первые образцы высокоскоростных линеек из светоклапанных С*ЖК устройств для копировальной техники и принтеров были созданы в начале 1983 г. [150]. В дальнейшем схема управления и технология сборки таких линеек была усовершенствована за счет матричного адресования групп элементов, на которые разбивался исходный массив, более плотного их размещения, повышения быстродействия и увеличения числа градаций шкалы серости [153, 154]. Простейшая схема управления С*ЖК линейкой приведена на рис. 27. На базовый электрод (или группу базовых электродов при матричном управлении) подается нулевое напряжение. Переключение каждого клапана в состояние "1" или "0" производится последним из управляющих клапанов

двух импульсов, так что первый импульс служит для компенсации постоянной составляющей напряжения, приложенного к С*ЖК. Если С*ЖК обладает достаточной оптической памятью, то при формировании очередного линейного массива информации (оптического пропускания клапанов) достаточно адресовать только те клапаны, оптическое пропускание которых следует изменить, что увеличивает быстродействие. Градации серости каждого пикселя создаются соответствующим уменьшением времени действия импульсов, управляющих клапаном, при их фиксированной амплитуде. Управление С*ЖК линейкой осуществляется специальным микропроцессором в соответствии с входной информацией (например, пропусканием светокопируемого объекта). Характеристики одной из последних моделей быстродействующих светоклапанных С*ЖК линеек приведены в табл. IV.

Таблица IV. Высокоскоростная линейка из световых С*ЖК клапанов [153]

Разрешение	400 точек/дюйм (16 точек/мм)
Эффективная длина линейки	260 мм
Число точек (световых клапанов в линейке)	4096
Время переключения клапана ^{*)}	100 мкс
Управляющее напряжение ^{**)}	20 В
Мультиплексное отношение ^{**}	8 : 1
Контрастное отношение	4 : 1
Скорость печати ^{***}	10 стр/мин формата А4

^{*)}Максимальная ширина переключающего импульса (см. рис. 27).
<sup>**) Количество клапанов в одной матрично-адресуемой группе.
^{***}Быстрее, чем 2 мс/лин</sup>

Светоклапанные С*ЖК линейки могут успешно использоваться, как составная часть электрофотографических печатающих систем, дешевых высокоскоростных неконтактных жидкокристаллических принтеров с большим разрешением для персональ-

Таблица V. Сравнение электрооптических эффектов в С*ЖК и твердых электрооптических материалах [144]

Материал	С*ЖК			
Эффект	Кларка—Лагервола	Поккельса	Керра	
Длина волны λ , мкм	1	1	1	
Толщина d , мкм	2,5	10	10	
Размер пикселя a , мкм	10	10	10	
Показатель преломления n	1,5	2,2	2,5	
Оптическая анизотропия Δn	0,2	—	—	
Коэффициент $\epsilon = 0$	—	$30 \cdot 10^{-12}$ м/В	$3,8 \cdot 10^{-16}$ м/В ²	
Сегнетоэлектрическая поляризация P	350 НК/см ²	—	—	
Диэлектрическая постоянная ϵ	—	30	5700	
Рабочее напряжение U , В	30	1600	40	
Энергия переключения F , Дж	$2PUa^2, 21 \cdot 10^{-12}$	$\frac{\epsilon a^2}{2n^2 r}, 13 \cdot 10^{-9}$	$\frac{\epsilon a^2 \lambda}{2n^2 r}, 425 \cdot 10^{-12}$	
Внутреннее время переключения материала	2,1 мкс	10 нс	1 мкс	
Реальное время переключения (с учетом диссипации энергии), мкс	2,1	1,3	42	

ных ЭВМ, оптических переключающих элементов в системах распознавания образов и т.д. [150—155].

Сегнетоэлектрические жидкие кристаллы являются весьма перспективным материалом для систем оптической обработки информации: быстродействующих переключателей в схемах оптической логики [74, 139, 140, 159], преобразователей изображения и оптически управляемых матричных модуляторов света на основе структуры фотопроводник — С*ЖК [74, 140—148, 159, 160], цветных фильтров с управляемым светопропусканием [119, 159] и т.д.

Важнейшими характеристиками С*ЖК для систем оптической обработки информации является быстродействие, энергия переключения и размер переключаемого элемента. В табл. V приводится сопоставление С*ЖК с твердыми электрооптическими материалами, используемыми для оптоэлектронных систем.

Как следует из таблицы V малые управляющие напряжения и ничтожная диссипация энергии при переключении в сочетании с высоким быстродействием позволяют выделить С*ЖК в один из наиболее перспективных материалов для оптоэлектроники.

Одним из наиболее распространенных в настоящее время применений С*ЖК для оптоэлектроники является так называемое устройство поляризационной логики (Optical Logic Gate), которое позволяет реализовать в матрично управляемых С*ЖК массивах различные логические функции (рис. 28). Свет проходит через матричные массивы A и B , где каждый элемент представляет собой С*ЖК ячейку, которая может находиться в одном из двух состояний: в отсутствие поля ("0"-состояние) поляризация прошедшего света не изменяется, при наличии поля ("1"-состояние) С*ЖК ячейка "вращает" поляризацию света на угол 90° (пластиинка $\lambda/2$). Если С*ЖК-элемент матрицы A вращает на 90° вертикально по-

ляризованный свет, а матрицы B — горизонтально поляризованный свет, то можно легко реализовать, например, логическую функцию $X\bar{Y} + \bar{X}Y$ (см. рис. 28). Устройство поляризационной логики работает в частотном диапазоне до 2 кГц с высоким контрастом (200 : 1 и выше). Экспериментальные образцы логики содержат матричные массивы 32×32 элементов [140]. Эффективность подавления нежелательной поляризации определяется согласно (44) точностью соответствия угла θ и фазовой задержки $\Delta\Phi$ С*ЖК своим оптимальным значением: $\theta = 22,5^\circ$, $\Delta\Phi = \pi$ ($d = \lambda/2\Delta n$) и в действующей логике составляет не менее 93 % [144].

Оптически адресуемые фоточувствительные жидкокристаллические модуляторы (ФЖМ) широко применяются в качестве преобразователей и усилителей изображений в оптоэлектронных системах оптических ЭВМ и робототехники. Появление фоточувствительных структур на основе С*ЖК привело к повышению быстродействия на 1–2 порядка по сравнению с традиционными нематическими ЖК [140–148].

Общее устройство структуры фотосенсорный слой — С*ЖК приведено на рис. 29. Записывающий свет модулирует фотосопротивление сенсора таким образом, что к слою С*ЖК оказывается приложенным пространственно-неоднородное электрическое поле, соответствующее профилю светового распределения. Электрическое поле индуцирует соответствующие изменения ориентации директора С*ЖК, которые оптически регистрируются считывающим светом.

В ФЖМ можно использовать любой из электрооптических эффектов в С*ЖК, описанных выше, планарную [140–148] и гомеотропную [160] ориентацию директора С*ЖК на подложках. В качестве фотосенсора в последнее время используется гидрогенизированный аморфный кремний α -Si: H [142–145]. Время отклика фотосенсора менее 5 мкс, поэтому быстродействие ФЖМ целиком определяется С*ЖК. В [142] сообщается об ФЖМ, времена отклика которого составляют 400 мкс, что как минимум на порядок выше, чем в ФМЖ, на основе нематических ЖК. В табл. VI приведены сравнительные характеристики фоточувствительных модуляторов различного типа, откуда следу-

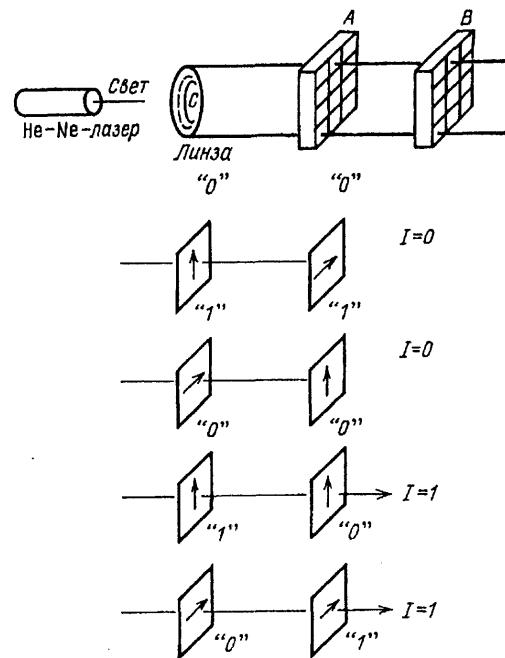


Рис. 28. Устройство поляризационной логики на основе С*ЖК. A и B — матричные массивы, где каждый пиксель представляет собой С*ЖК-ячейку

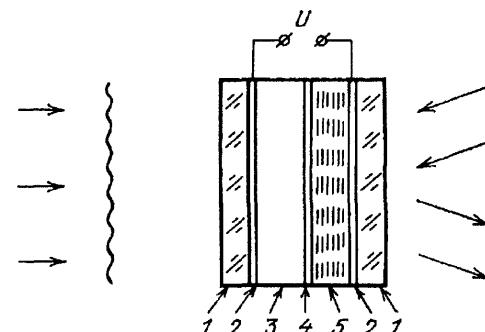


Рис. 29. Устройство фотопроводник — С*ЖК. 1 — стеклянные пластины, 2 — токопроводящие слои, 3 — фоточувствительный слой, 4 — отражающее зеркало, 5 — слой С*ЖК

ет, что применение С*ЖК в таких структурах является весьма перспективным [143].

Заключение. В обзоре обсуждаются симметрия, структура и кристаллооптика смектических жидких кристаллов, имеющих наклонную ориентацию молекул в слое и обладающих спонтанной поляризацией (сегнетоэлектрические жидкие кристаллы — С*ЖК). Рассмотрены основные физические пара-

Таблица VI. Сравнительные характеристики различных фоточувствительных модуляторов света

Устройство	Разрешающая способность (на уровне 10 % максимума), лин/мм	Быстродействие, мс	Чувствительность, мВт/см ²
CdS — нематик	40	15	0,4
PROM (Pockels Read Out Modulator)	12	< 0,1	50
α -Si — нематик	82	20	0,06
α -Si — С*ЖК	70	0,4	0,25

метры, определяющие поведение С*ЖК в электрическом поле, приведены примеры связи этих параметров с молекулярными характеристиками (поляризация, угол наклона, вязкость, упругость, диэлектрические и оптические постоянные и т.д.). Отдельно рассмотрены оптические свойства С*ЖК.

Приведены основные электрооптические эффекты в тонких (1–100 мкм) слоях С*ЖК (эффект деформированной полем геликоидальной спирали, рассеяние света вблизи напряжения раскрутки спирали, переключение однородно ориентированных состояний, электроклинный эффект и др.).

Приведены примеры практического применения С*ЖК в светоклапанных устройствах, оптически управляемых транспарантах, высокоинформационных экранах с матричной адресацией и др. Поставлены проблемы, решение которых необходимо для широкого применения С*ЖК в электрооптических жидкокристаллических устройствах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Meyer R.B., Liebert L., Strzelecki L., Keller P. J. de Phys. 1975, **36**, 69.
2. Clark N.A., Lagerwall S.T. Appl. Phys. Lett. 1980, **36**, 899.
3. Беляков В.А., Дмитриенко В.Е., Орлов В.Г. УФН. 1979, **127**, 222.
4. Чилая Г.С. Физические свойства и применение жидкокристаллов с индуцированной спиральной структурой. Тбилиси, Мецниереба, 1985.
5. Chilaya G. Nuovo Cimento. 1988, **10D**, 1263.
6. Пикин С.А., Инденбом В.Л. УФН. 1978, **125**, 251.
7. Пикин С.А. Структурные превращения в жидкокристаллах. М., Наука, 1981.
8. Zeks B., Carlsson T., Filipic C., Urbanic B. Ferroelectrics. 1988, **88**, 3.
9. Garoff S., Meyer R.B. Phys. Rev. Lett. 1977, **38**, 848.
10. Beresnev L.A., Chigrinov V.G., Dergachev D.L., Pozhidaev E.P., Funfschilling J., Schadt M. 12th Int. Liq. Cryst. Conference. Abstracts. Freiburg, FRG, 1988. FE-06, p. 282.
11. Sackman H., Demus D. Mol. Cryst. 1966, **2**, 81.
12. Saupe A. Mol. Cryst. — Liq. Cryst. 1969, **7**, 59.
13. Chistjakov I.G., Schabischev L.S., Jarenov R.I., Gusakova L.A. Mol. Cryst. — Liq. Cryst. 1969, **7**, 279.
14. Chistjakov I.G., Chaikowsky W.M. Mol. Cryst. — Liq. Cryst. 1969, **7**, 269.
15. Taylor T.R., Arora S.L., Fergason J.L. Phys. Rev. Lett. 1970, **24**, 359.
16. Taylor T.R., Arora S.L., Fergason J.L. Phys. Rev. Lett. 1970, **25**, 722.
17. Arora S.L., Fergason J.L., Saupe A. Mol. Cryst. — Liq. Cryst. 1970, **10**, 243.
18. De Vries A. J. Phys. 1975, **36**, C1-1.
19. De Vries A. Mol. Cryst. — Liq. Cryst. Lett. 1977, **41**, 27.
20. Helfrich W., Chan S.Oh. Mol. Cryst. — Liq. Cryst. 1971, **14**, 289.
21. Belyakov V.A., Dmitrienko V.E. — Light Scattering in Solids. Eds. J.L. Birman, H.Z. Cammaus, K.K. Rebane. New York, London, Plenum Press, 1979. P. 377.
22. Garoff S., Meyer R.B., Barakat R. J. Opt. Soc. Am. 1978, **68**, 1217.
23. Oldano C., Alia P., Trossi L.J. de Phys. 1985, **46**, 573.
24. Беляков В.А., Сонин А.С. Оптика холестерических жидкокристаллов. М., Наука, 1982.
25. Berreman D.W. Mol. Cryst. — Liq. Cryst. 1973, **22**, 175.
26. Brunet M. J. de Phys. 1975, **36**, C1-321.
27. Parodi O. J. de Phys. 1975, **36**, C1-325.
28. Brunet M., Williams Cl. Ann. of Phys. 1978, **3**, 237.
29. Taupin D., Guyon E., Pieranski P. J. de Phys. 1978, **39**, 406.
30. Pieranski P., Guyon E., Keller P., Liebert L. Mol. Cryst. — Liq. Cryst. 1977, **38**, 275.
31. Gray G.W., McDonnel D.C. Mol. Cryst. — Liq. Cryst. 1976, **37**, 189.
32. Chilaya G.S., Aronishidze S.N., Kushnirenko M.N. IV конференция соц. стран по жидким кристаллам. Тезисы. Тбилиси, 1981. Т. 1. С. 382.
33. Аронишидзе С.Н., Кушниренко М.Н., Чилая Г.С. ЖТФ. 1982, **52**, 157.
34. Chilaya G.S., Aronishidze S.N., Kushnirenko M.N. Mol. Cryst. — Liq. Cryst. 1982, **82** (Lett.), 283.
35. Hori K. Mol. Cryst. — Liq. Cryst. 1982, **82** (Lett.), 13.
36. Аронишидзе С.Н., Кушниренко М.Н., Осадчий С.М., Чилая Г.С. V конференция соц. стран по жидким кристаллам, Тезисы. Одесса, 1983. Т. 1, ч. П. С. 131.
37. Кушниренко М.Н., Чилая Г.С., Элатвили З.М. Тезисы V Всеобщей конференции "Жидкие кристаллы и их практическое использование". Иваново, 1985. Т. 1, кн. 1. Д-11, с. 19.
38. Hori K. Mol. Cryst. — Liq. Cryst. 1983, **100**, 75.
39. Aronishidze S.N., Chilaya G.S., Kushnirenko M.N., Osadchy S.M. Mol. Cryst. — Liq. Cryst. Lett. 1984, **102**, 187.
40. Осадчий С.М., Хощтария Д.Г., Чанишвили А.Г., Чилая Г.С. Кристаллография, 1988, **33**, 692.
41. Chilaya G. S., Chianishvili A.G., Khoshtaria D.G., Osadchy S.M. Mol. Cryst. — Liq. Cryst. 1987, **149**, 291.
42. Galerne Y. J. de Phys. 1978, **39**, 1311.
43. Lockhart T.E., Gelerinter E., Neubert M.E. Phys. Rev. A. 1982, **25**, 2262.
44. Takezoe H., Kondo K., Fukuda A., Kuze F. Jap. J. Appl. Phys. 1982, **21**, L627.
45. Де Жен П. Физика жидких кристаллов. М., Мир, 1977.
46. Geelhar T. Ferroelectrics.. 1988, **88**, 329.
47. Patel T.S., Goodby J.W. Opt. Eng. 1987, **26**, 373.
48. Escher C. Advertisement on Ferroelectric Liquid Crystal Materials. Hoechst AG, 1991.
49. Лосева М.В., Пожидаев Е.Л., Рабинович А.З., Чернова Н.И., Иващенко А.В. Сегнетоэлектрические жидкые кристаллы. — Итоги науки и техники. Сер. Физическая химия. М., ВИНИТИ, 1990. Т. 3. С. 1 — 192.
50. Blinov L.M., Baikalov V.A., Barnik M.I., Beresnev L.A., Pozhidaev E.P., Yablonsky S. V. Liquid Crystals. 1987, **2**: 2, 121.
51. Chilaya G.S., Destrade C., Elashvili Z.M., Loginov B.A., Nguyen H.T., Vinokur K.D. Ferroelectrics. 1988, **85**, 479.
52. Болотин Б.М., Винокур К.Д., Гогадзе М.А., Наркевич Ю.С., Рабинович А.З., Чилая Г.С., Элашвили З.М. ЖТФ. 1987, **57**, 1845.
53. Isogai M., Kondo K., Kitamura T., Mukoh A., Nagae Y., Kawakami N. — Japan Display' 86. P. 472.
54. Kondo K., Nagae Y., Isogai M., Kitamura T., Mukoh A. Jap. J. Appl. Phys. 1988, **27**, 464.
55. Anderson G., Dahl L., Kuczynski W., Lagerwall S.T., Skarp K., Stebler B. Ferroelectrics. 1988, **84**, 285.
56. Береснев Л.А. Исследование пироэлектрического эффекта в сегнетоэлектрических жидкокристаллах. Автореф. дисс. ... канд. физ.-мат. наук. М., ИФТТ АН СССР, 1979.
57. Пожидаев Е.П. Физические свойства жидкокристаллических сегнетоэлектриков. Автореф. дисс. ... канд. физ.-мат. наук. М., ИКАН СССР, 1986.
58. Островский Б.И., Рабинович А.З., Сонин А.С. Письма ЖЭТФ. 1977, **25**, 80.
59. Hoffmann J., Kuczynski W., Malecki Y. Mol. Cryst. — Liq. Cryst. 1978, **44**, 287.
60. Логинов Б.А., Чилая Г.С. ПТЭ. 1987, **6**, 207.
61. Chilaya G.S., Loginov B.A. Mol. Cryst. — Liq. Cryst. 1987, **151**, 165.
62. Miyasato K., Abe S., Takezoe H., Fukuda A., Kuze E. Jap. J. Appl. Phys. 1983, **22**, L-661.
63. Skarp K., Dahl L., Lagerwall S.T., Stebler B. Mol. Cryst. — Liq. Cryst. 1984, **144**, 283.
64. Чигринов В.Г., Байкалов В.А., Пожидаев Е.П., Блинов Л.М.,

- Береснев Л.А., Алагулов А.И. ЖЭТФ. 1985, **88**, 2015.
65. Durand G., Martinot-Lagarde Ph. Ferroelectrics. 1980, **24**, 89.
66. Beresnev L.A., Baikalov V.A., Blinov L.M. Ferroelectrics. 1984, **58**, 245.
67. Пожидаев Е.П., Осинов М.А., Чигринов В.Г., Байкалов В.А., Блиннов Л.М., Береснев Л.А. ЖЭТФ. 1988, **94**, 125.
68. Skarp K. Ferroelectrics. 1988, **84**, 119.
69. Barnik M.I., Baikalov V.A., Chigrinov V.G., Pozhidaev E.P. Mol. Cryst. — Liq. Cryst. 1987, **143**, 111.
70. Skarp K., Flatischler K., Lagerwall S.T. Ferroelectrics. 1988, **84**, 183.
71. Tiu-Zhi X., Handschy M.A., Clark N.A. Ferroelectrics. 1987, **73**, 305.
72. Чигринов В.Г., Пожидаев Е.П., Байкалов В.А., Барник М.И. Кристаллография. 1989, **34**, 406.
73. Escher C., Geellmer T., Bohm E. Liq. Cryst. 1988, **3**, 469.
74. Handschy M.A., Johnson K.M., Moddel G., Pagano-Stauffer L.A. Ferroelectrics. 1988, **84**, 667.
75. Dubal H.R., Escher C., Ohlendorf D. Ferroelectrics. 1988, **84**, 143.
76. Chandani A.D.L., Ouchi Y., Takezoe H., Fukuda A. Jap. J. Appl. Phys. 1988, **27**, L-276.
77. Martinot-Lagarde Ph. J. de Phys. 1976, Colloc. C3, C3-129.
78. Островский Б.И., Рабинович А.З., Сонин А.С., Струков Б.А. ЖЭТФ. 1987, **74**, 1748.
79. Kondo K., Takezoe H., Fukuda A., Kuze E. Jap. J. Appl. Phys. 1982, **21**, 224.
80. Rozanski S.A. Phys. Stat. Sol. a. 1983, **79**, 309.
81. Chilaya G.S., Elashvili Z.M., Kushnirenko M.N., Vinokur K.D., Bolotin B.M., Chernova N.I., Loseva M.V. Mol. Cryst. — Liq. Crystl. 1987, **150b**, 169.
82. Винокур К.Д., Сихарулидзе Д.Г., Чилая Г.С., Элашвили З.М. — Жидкие кристаллы со спиральной структурой и их использование для систем отображения информации. Тбилиси, Мецниреба, 1988.
83. Chilaya G.S., Elashvili Z.M., Gogadze M.A., Tavzharashvili S.P., Vinokur K.D., Pikin S.A. Liq. Cryst. 1989, **5**, 1195.
84. Винокур К.Д., Пикин С.А., Тазварашвили С.П., Чилая Г.С., Элашвили З.М. Кристаллография. 1990, **35**, 127.
85. Kawaide M., Nakagawa M., Akahane T. Jap. J. Appl. Phys. 1988, **27**, L1365.
86. Levtsik A., Carlsson T., Filipic C., Levtsik I., Zeks B. Phys. Rev. A. 1987, **35**, p. 3527.
87. Cava R.J., Patel J.S., Collen K.R., Goodby J.W., Rietman E.A. Phys. Rev. A. 1987, **35**, 4378.
88. Legrand K., Parneix J.P., Kadmi A.M., Tilm N.H., Destrade C., Salleneuve C., Isaert M. Ferroelectrics. 1988, **84**, 249.
89. Блиннов Л.М. Электро- и магнитооптика жидких кристаллов. М., Наука, 1987.
90. Jones J.C., Raynes E.P., Towler M.J. Mol. Cryst. — Liq. Cryst. Lett. 1990, **7**, 91.
91. Jones J.C., Raynes E.P., Towler M.J. Mol. Cryst. — Liq. Cryst. 1991, **199**, 277.
92. Rokushima K., Yamekita J. J. Opt. Soc. Am. 1987, **4**, 27.
93. Каганер В.М., Пикин С.А. Кристаллография. 1986, **31**, 640.
94. Schmiedel H., Frieser A. Cryst. Res. and Technol. 1987, **22**, 581.
95. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М., Наука, 1973.
96. Tauchiya T., Takezoe H., Fukuda A. Jap. J. Appl. Phys. 1986, **25**, L-27.
97. Pavel J. J. de Phys. 1984, **45**, 137.
98. Handschy M.A., Clark N.A. Ferroelectrics. 1984, **59**, 69.
99. Jsogai M., Kondo K., Nonaka Sh., Odamura M., Mukoh A. Proc. of the 1985 Intern. Displ. Res. Conference. 1984. V. 45. P. 137.
100. Handschy M.A., Clark N.A., Lagerwall S.T. Phys. Rev. Lett. 1983, **51**, 471.
101. Clark N.A., Lagerwall S.T. Ferroelectrics. 1984, **59**, 25.
102. Ju-Zhi X., Handschy M.A., Clark N.A. Liq. Cryst. 1987, **2**, 707.
103. Cihara H., Nakamura K., Ishibashi Y., Yamada Y., Yamamoto N., Yamawski M. Jap. J. Appl. Phys. 1986, **25**, L-839.
104. Nagata T., Umoda T., Igawa T., Mikoh A., Hori Y. Jap. J. Appl. Phys. 1988, **27**, 1122.
105. Nakamura K., Orihara H., Ishibashi Y., Yamada Y. Jap. J. Appl. Phys. 1988, **27**, 705.
106. Schiller P. Cryst. Res. and Technol. 1986, **21**, 301.
107. Schiller P. Cryst. Res. and Technol. 1986, **21**, 167.
108. Harada T., Tagichi M., Iwasa K., Kai M. SID—1985. Digest of Papers. 1985. XVI, 131.
109. Ozaki M., Yoshino K. Techn. Rept. Osaka Univ. 1985, **35**, 53.
110. Nakagawa M., Akahane T. J. Phys. Soc. Jap. 1986, **55**, 1516.
111. Pikin S.A., Terentjew E.M. Liq. Cryst. 1988, **3**, 259.
112. Yoshito K., Balakrishnam K.G., Uemoto T., Imushi Y. Jap. J. Appl. 1978, **17**, 597.
113. Островский Б.И., Чигринов В.Г. Кристаллография. 1980, **25**, 560.
114. Ostrovsky B.I., Rabinovich A.Z., Chigrinov V.G. — Advances in Liquid Crystal Research and Applications. Ed. L. Bata. Pergamon Press, Akademia Kiado, 1980. P. 469.
115. Beresnev L.A., Blinov L.M., Dergachev D.I. Ferroelectrics, 1988, **84**, 173.
116. Береснев Л.А., Блиннов Л.М., Дергачев Д.И., Кондратьев С.В. Письма ЖЭТФ. 1987, **46**, 328.
117. Береснев Л.А., Блиннов Л.М., Дергачев Д.И., Лосева М.В., Чернова Н.И. Письма ЖТФ. 1988, **14**, 260.
118. Andersson G., Dahl L., Keller P., Kuczynski W., Lagerwall S.T., Skarp K., Stebler B. Appl. Phys. Lett. 1987, **51**, 640.
119. Andersson G., Dahl L., Komitov L., Lagerwall S.T., Skarp K., Stebler B. 18. Freiburger Arbeitstagung Flüssigkristalle, Freiburg, FRG, 1989.
120. Bahr Ch., Heppke G. Liq. Cryst. 1987, **2**, 825.
121. Nishiyama Sh., Ouchi Y., Takezoe H., Fukuda A. Jap. J. Appl. Phys. 1987, **26**, L-1787.
122. Yoshino K., Ozaki M. Jap. J. Appl. Phys. 1984, **23**, L-385.
123. Yoshino K., Ozaki M., Sakurai T., Houma M. Jap. J. Appl. Phys. 1985, **24**: suppl. No. 7, 59.
124. Kishio Sh., Ozaki M., Yoshino K., Sakurai T., Mikami N., Higuchi R. Jap. J. Appl. Phys. 1987, **26**, 513.
125. Kishio Sh., Ozaki M., Yoshino K., Sakamoto A. Mol. Cryst. — Liq. Cryst. 1987, **144**, 43.
126. Chandani A.D.L., Hagiwara T., Sunuki Y., Ouchi Y., Takezoe H., Fukuda A. Jap. J. Appl. Phys. 1988, **27**, L-729.
127. Ouchi Y., Takezoe H., Fukuda A., Kondo K., Kitamura T., Yokokura H., Mukoh A. Jap. J. Appl. Phys. 1988, **27**, L-733.
128. Schiller P., Pelzl G., Demus D. Liq. Cryst. 1987, **2**, 21.
129. Pelzl G., Schiller P., Demus D. Liq. Cryst. 1987, **2**, 131.
130. Пожидаев Е.П., Баталов В.А., Барник М.И., Чигринов В.Г. I Всес. семинар "Оптика жидких кристаллов". Тезисы докладов. М., 1987. С. 117.
131. Harada T., Taguchi M., Iwasa K., Kai M. SID—1985. Digest of Papers. 1985. XVI. P. 131.
132. Geary J.M. SID—1985. Digest of Papers. 1985. XVI. P. 128.
133. Hatoh H., Murayama A., Kamagami S., Matsutnoto S. Proc. of the 6th Intern. Displ. Res. Conference "Japan Display' 86". Tokyo, Japan, 1986. P. 356.
134. Bone M.F., Coates D., Crosland W.A., Gunn P., Ross P.W. — Displays. 1987. P. 115.
135. Wahl J. Ferroelectrics. 1988, **85**, 207.
136. Matsumoto S., Hatoh H., Kamagami S., Murayama A. Ferroelectrics. 1988, **85**, 235.
137. Maltese P., Dijon J., Leroux T., Sarrasin D. Ferroelectrics. 1988, **85**, 265.
138. Matsumoto S., Murayama A., Hatoh H., Kinoshita Y., Hirai H., Ishikawa M., Kamagami S. SID—1988. Digest of Papers. 1988. P. 41.
139. Johnson K., Surette M., Shamir J. Appl. Opt. 1988, **27**, 1727.
140. Pagano-Stauffer L., Johnson L., Clark N., Handschy M. SPIE Liq. Cryst. and Spat. Light Modul. Mater. 1986. V. 684. P. 88.
141. Armitage D., Thakara J.I., Clark N.A., Handschy M.A. SPIE Liq. Cryst. and Spat. Light Modul. Mater. 1986. V. 684. P. 60.
142. Takahashi N., Asada H., Migahara M., Kurita Sh., Kuriyama H. Appl. Phys. Lett 1987, **51**, 1233.
143. Williams D., Latham S., Powles C., Powell M., Chittick R., Sparks A., Callings N. J. Phys. D. 1988, **21**, 5156.
144. Handschy M.A., Johnson K., Moddel G., Pagano-Stauffer L. Ferroelectrics. 1988, **85**, 279.
145. Armisage D., Thackara L., Clark N.A., Handschy M.A. Mol. Cryst. — Liq. Cryst. 1987, **144**, 309.

146. Armitage D., Thackara J.I., Eades W.D. Ferroelectrics. 1991, **114**, 559.
147. Yamamoto, Ebihara T., Kato N., Hoshi H. Ferroelectrics, 1991, **114**, 569.
148. Chilaya G., Sikharulidze D. Ferroelectrics. 1991, **114**, 817.
149. Clark N.A., Lagerwall S.T., Wahl J. Proc. of the SID. 1985, **26**, 133.
150. Clark N.A., Lagerwall S.T., Wahl J. Proc. of the IVth Displ. Res. Conf. "Eurodisplay' 84". Paris, 1984. P. 73.
151. Clark N.A., Handschy M.A. SPIE. Opt. Comput. 1986, **625**, 60.
152. Uineda T., Hori Y., Mukoh A. Proc. of the SID. 1986, **27**, 19.
153. Naemura S., Ichinose H., Kato Y., Ueda H., Kogo A., Ohsawa K., Ishizaki S., Kitayama H., Yukino M. Proc. of the SID. 1987, **28**, 489.
154. Naemura S., Ohsawa K., Toni C. Proc. of the SID. 1987, **28**, 311.
155. Skarp K., Matuszczyk M., Matuszczyk T., Bijlenga B., Hornell A., Stebler B., Lagenvall S.T. Ferroelectrics. 1988, **85**, 313.
156. Duchine J., Clerc J. Xllth Intern. Liq. Cryst. Conference. Abstracts. Freiburg, FRG, 1988. AP01. P. 347.
157. Waldmann J., Brosig S. 18. Freiburger Arbeitstagung Flussigkristalle. 1989. №. 4.
158. Lagenvall S. T., Wahl J., Clark N.A. Conference Rec. of the Intern. Displ. Res. Conf. 1985. P. 213.
159. Armitage D., Thackara J., Eades W. Ferroelectrics. 1988, **85**, 291.
160. Chigrinov V.G., Denisov A.F., Parfenov A.V., Pozhidaev E.P. Ferroelectrics. 1988, **85**, 303.