

Фізика рідких кристалів*

Микола ГРИЦЕНКО

Пружні властивості нематичних рідких кристалів

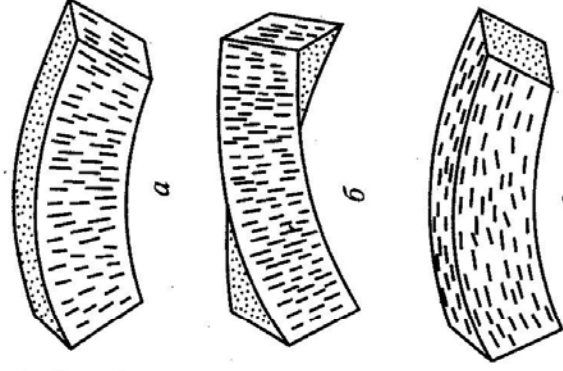
Рідкі кристали є текучими. Нематик тече як звичайна рідина, і тому в ньому відсутня пружна деформація зсуву. Це означає, що зміщення шарів нематика відносно один одного не викликає появи пружних тангенціальних сил, які повертали б ці шари у вихідний стан, як це має місце в твердих кристалах. У мезофазі відсутня також пружна деформація розтягу (стиску), оскільки такі деформації пов'язані з переміщенням центрів мас молекул і обов'язково приводять до виникнення течій. Тут не обговорюється пружність при всебічному стиску, яка є в рідинах і навіть у газах.

Але рідкі кристали є все ж кристалами, і їх двоїста природа проявляється якраз у пружних властивостях. Це специфічна пружність, яка пов'язана з орієнтаційною впорядкованістю довгих осей молекул у мезофазі. Якщо під дією зовнішніх сил у деякому об'ємі змінити цю рівноважну орієнтацію, то сили міжмолекулярної взаємодії намагатимуться повернути молекули у вихідний стан. На макроскопічному рівні це означає, що при зміні рівноважної орієнтації директора L під дією зовнішніх сил у рідкому кристалі виникнуть пружні сили, які намагатимуться повернути розподіл директора у вихідний рівноважний стан. Тобто пружність рідкого кристала пов'язана з локальною зміною орієнтації директора L під дією зовнішніх сил. Неоднорідний розподіл директора, коли його орієнтація змінюється від точки до точки, може утримуватися лише за наявності зовнішніх сил. Ці сили діють або з боку опорних поверхонь, між якими міститься рідкий кристал, або з боку електричного чи магнітного поля.

Для створення неоднорідного розподілу директора зовнішні сили мають виконати роботу. Мірою цієї роботи є вільна енергія пружної деформації рідкого кристала. Мінімуму вільної енергії рідкого кристала відповідає однорідна рівноважна орієнтація директора. Відхилення від рівноважної орієнтації підвищує вільну енергію рідкого кристала, тобто створює вільну енергію пружної деформації. Остання залежить не від L , а від відхилень цього вектора від рівноважного напрямку. Такі відхилення директора характеризують деформацію рідкого кристала.

* Закінчення. Початок див.: «Фізика та астрономія в шк.», — 2008. — № 3, 4.

Будь-яку деформацію нематика можна звести до трьох простих типів деформацій (мал. 7). Ці типи деформацій, які називають головними, мають такі назви: деформація поперечного вигину (a), або S-деформація (від англ. *splay* — скіс); деформація поздовжнього вигину (b), або V-деформація (від англ. *band* — стрічка); деформація кручення (c) або T-деформація (від лат. *torsion* — обертання).



Мал. 7

Слід зазначити, що деформації вигину і кручення в рідких кристалах суттєво відрізняються від аналогічних деформацій пружного твердого тіла. Деформація кручення нематика лише зовні нагадує закручування пружного твердого стержня. В останньому випадку елементи твердого тіла зазнають неоднорідного зсуву тим більшого, чим далі від осі стержня розміщений елемент. У нематика кручення пов'язане лише з поворотом директора, і зовсім немає поступальних переміщень. При поздовжньому чи поперечному вигинах нематика немає розтягу і стиснення, як це мало б місце при деформації вигину твердого тіла, а відбувається лише зміна орієнтації директора L .

Формула для вільної енергії пружної деформації нематика, віднесеної до одиниці об'єму, містить три константи пружності K_{11} , K_{22} , і K_{33} , які визначають відповідно деформації поперечного вигину, кручення і поздовжнього вигину. Експериментально показано, що для всіх нематиків $K_{33} > K_{11} > K_{22}$. Це означає, що найлегше в нематика викликати деформацію кручення, яка визначається константою пружності K_{22} , а найважче — деформацію поздовжнього вигину, що визначається модулем K_{33} . При деформації поздовжнього вигину поряд з поворотом молекули треба вигинати жорсткі молекули вздовж її довгої осі, а при деформації кручення відбувається лише поворот молекул навколо коротких осей. Експериментально також встановлено, що коефіцієнти

пружності великою мірою залежать від температури і стрибком зменшуються до нуля в точці просвітлення. Експериментальні значення констант пружності мають порядок $K \approx 10^{10}$ Н. Часто приймають, що $K_{11} = K_{22} = K_{33} = K$. Тоді формула для енергії пружної деформації одиниці об'єму набуде простого вигляду:

$$f = \frac{1}{2} K \left(\frac{\Delta\theta}{\Delta x} \right)^2, \quad (3)$$

де $\Delta\theta$ — кут відхилення директора на відстані Δx ; K — константа пружності.

Видно, що вільна енергія пружної деформації рідкого кристала є квадратичною функцією від деформації, як і для твердих кристалів. Але абсолютні значення цієї енергії для рідких кристалів на десять порядків менші, ніж для твердих кристалів. Це одна з причин високої чутливості рідких кристалів до дії зовнішніх полів.

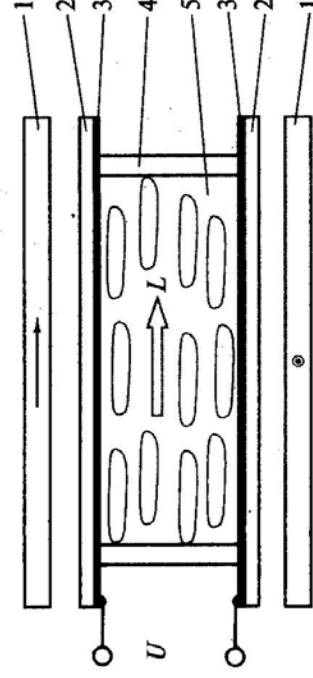
Формулу для енергії пружної деформації використовують при поясненні поведінки рідкого кристала в електричному полі (електрооптичних ефектів), а параметри цих ефектів залежать від констант пружності рідкого кристала.

Орієнтаційні електрооптичні ефекти в нематиках

Текучість рідких кристалів у поєднанні з анізотропією фізичних параметрів і специфічною пружністю є причинами надзвичайно високої їх чутливості до зовнішніх впливів. У практичному аспекті ця властивість найбільш ефективно використовується в електрооптичних ефектах, які спостерігаються при дії на рідкий кристал електричного поля. Зміну оптичних властивостей рідкого кристала під дією електричного поля називають **електрооптичним ефектом**. Основою всіх електрооптичних ефектів є переорієнтація молекул у макроскопічному об'ємі рідкого кристала під дією електричного поля. Якщо експерименти проводяться в умовах відсутності електричного струму та об'ємних зарядів, то електрооптичні ефекти називаються **орієнтаційними**. У цьому випадку електричне поле безпосередньо діє на молекули, змінюючи їх орієнтацію. Прийнято говорити, що електричне поле діє на діелектричну анізотропію, змінюючи орієнтацію директора L .

Електрооптичні комірки. В більшості експериментів електро- $\Delta\epsilon$ оптичні ефекти досліджуються в комірках типу «сендвіч» (мал. 8), тобто таких, коли рідкий кристал 5 розміщується між плоскопаралельними прозорими пластинами 2 (наприклад, скляними), на

внутрішніх поверхнях яких нанесено прозорі електроди 3, як правило із SnO_2 . Відстань між пластинами становить десятки мікрометрів і задається діелектричними прокладками 4, розміщеними між пластинами. Для одержання відповідної вихідної (початкової) орієнтації директора L прозорі електроди обробляються способами, описаними вище. На зовнішніх боках пластинок розміщуються полярні плівки 1. Якщо комірка «працює» на відбивання, то на одну із її поверхонь наносять дзеркальне покриття. Електрооптичні комірки, які використовуються в системах відображення інформації, мають свої конструктивні особливості, їх виготовляють за тонкоплівковими технологіями, що їх добре розроблено для потреб мікроелектроніки.



Мал. 8

Переходи Фредерікса в електричному полі. В основі орієнтаційних електрооптичних ефектів лежить **перехід Фредерікса** — переорієнтація директора під дією поля. Цей ефект відкрив Фредерікс у 30-ті роки ХХ ст. Залежно від вихідної орієнтації директора (планарна, гомеотропна, твіст-структура та ін.), знака діелектричної анізотропії ($\Delta\epsilon > 0$, $\Delta\epsilon < 0$) та конфігурації електродів спостерігаються різні електрооптичні ефекти. Їхні фізичні принципи є подібними.

Можна виділити три стадії перебігу електрооптичних ефектів.

1. Унаслідок діелектричної анізотропії $\Delta\epsilon$ рідкий кристал зазнає з боку електричного поля дії обертового момента, який намагається повернути директор.

2. Завдяки текучості (невеликої в'язкості) рідкого кристала обертовий момент переорієнтує директор за відносно короткий час.

3. Унаслідок оптичної анізотропії Δn зміна орієнтації директора фіксується оптично, як правило — у вигляді подвійного променезаломлення при схрещених поляроїдах.

Унікальна властивість рідкого кристала — це здатність під дією низьких напруг (частки — одиниці вольтів) при мізерних споживаних потужностях (10^{-10} — 10^{-8} Вт/м²).

Розглянемо механізм дії електричного поля на рідкий кристал. Є молекули, в яких дипольний момент направлений уздовж довгої осі молекули або утворює з нею невеликий кут. Рідкі кристали з такими молекулами мають **позитивну діелектричну анізотропію**: $\Delta\epsilon = \epsilon_p - \epsilon_i > 0$. Оскільки диполь в електричному полі повертається вздовж поля, то директор L у рідкому кристалі з $\Delta\epsilon > 0$ намагається встановитися по полю. Якщо дипольний момент молекули рідкого кристала перпендикулярний до довгої осі молекули або утворює з нею кут, близький до 90° , то такий рідкий кристал має **негативну діелектричну анізотропію**: $\Delta\epsilon = \epsilon_p - \epsilon_i < 0$. Директор L рідких кристалів з $\Delta\epsilon < 0$ намагається встановитись перпендикулярно до силових ліній електричного поля.

Переорієнтація директора електричним полем не означає переорієнтацію окремих молекул. У рідкому кристалі переорієнтація має «колективний» характер внаслідок орієнтаційної впорядкованості мезофази. Легко обчислити, що енергія взаємодії диполя окремої молекули з електричним полем у десятки тисяч разів менша від енергії теплового руху молекул. Тому тепловий рух перешкоджає упорядковувальній дії електричного поля на окремі молекули, як це і має місце в ізотропній рідині. Лише сильні поля здатні спричиняти переорієнтацію молекул в ізотропній рідині. В мезофазі електричне поле діє не на окремі молекули, а на весь ансамбль орієнтованих молекул. Говорять, що електричне поле взаємодіє з полем директора, причому для зміни орієнтації директора потрібні зовсім незначні напруги.

В електрооптичних ефектах важливу роль відіграють сили зчеплення молекул рідкого кристала з поверхнею. Вважатимемо зчеплення жорстким. Дія сил зчеплення молекул з поверхнею починає проявлятися одночасно з дією зовнішньої сили з боку електричного поля. Ці сили конкуруватимуть між собою. Якщо, наприклад, електричне поле переорієнтовує директор з планарної орієнтації на гомеотропну, то сили поверхневого зчеплення утримують планарну орієнтацію. При жорсткому зчепленні електричне поле не здатне змінити орієнтацію директора біля самої поверхні. На відстані від поверхні орієнтація директора змінюється, спричиняючи деформацію рідкого кристала, а отже, появу пружної деформації. Тепер пружні сили всередині об'єму починають конкурувати з електричними. Переорієнтація почнеться при деякій **пороговій напруженості** електричного поля, яку знаходять з умови: випраш енергії при повороті директора в електричному полі зрівняється із програшем енергії пружної деформації при

повороті директора. Фактично переорієнтація починається при пороговій напрузі, коли обертовий момент електричних сил зрівняється з повертаючим моментом сил пружності. В умовах рівноваги сил електричного поля і пружних сил у комірці встановиться станіонарний розподіл директора, який відповідає мінімуму вільної енергії рідкого кристала в електричному полі. При зміні електричного поля магімемо новий станіонарний розподіл директора.

Порогова напруга переходів Фредерікса не залежить від товщини шару рідкого кристала і дорівнює:

$$U_f = \pi \sqrt{\frac{K}{\epsilon_0 \Delta\epsilon}} \quad (4)$$

Незалежність U_f від товщини зразка можна пояснити так: зростання напруженості поля зі зменшенням товщини шару d супроводжується збільшенням сил пружної деформації, які долаються електричним полем. Оцінимо порядок величини U_f за типовими значеннями параметрів рідкого кристала. Візьмемо $K = 10^{-11}$ Н, $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м і $\Delta\epsilon = 5$. Тоді маємо $U_f = 1,5$ В, тобто переходи Фредерікса починаються при низьких напругах. Пороги можна знижувати, вибираючи рідкий кристал з більшою діелектричною анізотропією.

Наведемо схему спостереження одного з електрооптичних ефектів — S-ефекту (мал. 9). Назва ефекту відповідає типу простої деформації нематика, розглянутої раніше, — поперечний вигин. Як видно з малюнка, S-ефект реалізується при планарній вихідній орієнтації директора L і позитивній діелектричній анізотропії $\Delta\epsilon$. Поле E перпендикулярне до директора L у вихідному стані. Деформації поперечного вигину відповідає константа пружності K_{11} . Тому у вираз для напруги U_f S-ефекту входитиме модуль пружності K_{11} .

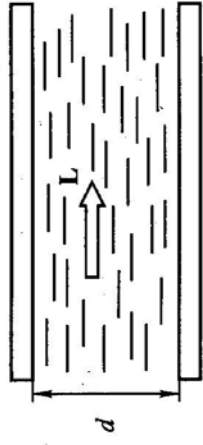
Іншою буде схема спостереження електрооптичного ефекту, якщо забезпечити гомеотропну початкову орієнтацію директора, а нематик обрати з негативною діелектричною анізотропією ($\Delta\epsilon < 0$). В електричному полі директор переорієнтовується перпендикулярно до поля, і в об'ємі нематика відбувається деформація поздовжнього вигину (B-деформація). Тому цей електрооптичний ефект називають B-ефектом. У вираз (4) для B-ефекта увійде, відповідно, модуль пружності K_{33} .

Досить поширеним у практичному використанні є так званий твіст-ефект. Нематик для цього ефекту повинен мати позитивну анізотропію $\Delta\epsilon$ і планарну, але закручену на

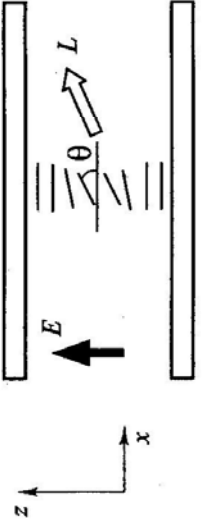
90° початкову орієнтацію директора (твіст-структура).

У практичному аспекті важливою є кінетика переходів Фредерікса, яка визначає час перемикання, а отже, і швидкодю пристроїв на рідких кристалах.

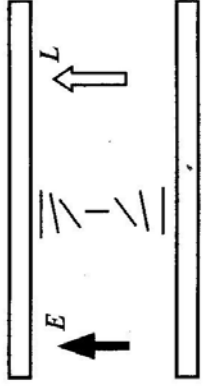
Час вмикання та вимикання орієнтаційних електрооптичних ефектів становить десятки мілісекунд. Існують досить ефективні методи поліпшення швидкодії перемикачів, про що буде сказано нижче.



$U = 0$
 $\Delta n - \text{max}$



$U \geq U_i$

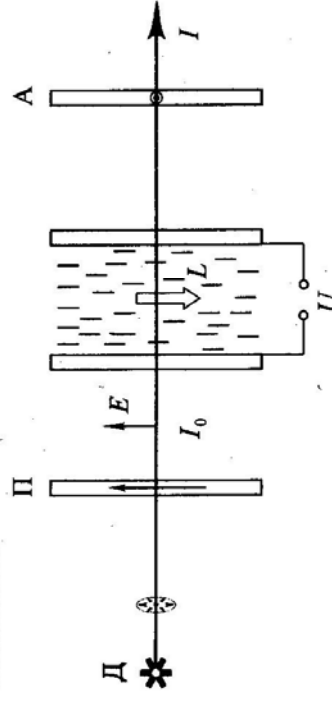


$U \gg U_i$
 $\Delta n \approx 0$

Мал. 9

Подвійне променезаломлення, яке управляється електричним полем. Найчутливішим способом спостереження переходів Фредерікса є метод подвійного променезаломлення. Воно спостерігається в оптично анізотропних середовищах. Як було з'ясовано раніше, нематика є одновісними додатними анізотропними кристалами з оптичною віссю, яка збігається із напрямком директора L . Унікальна особливість рідких кристалів полягає в тому, що оптичною анізотропією можна легко управляти за допомогою слабких зовнішніх дій, наприклад електричного поля. Слабкі електричні поля змінюють у нематіку орієнтацію директора, уможливаючи управління подвійним променезаломленням.

Оптична схема для спостереження електрооптичних ефектів містить електрооптичну комірку з відповідною орієнтацією директора відносно поверхні електродів, яка розміщена між двома схрещеними поляроїдами (мал. 10). Комірка освітлюється джерелом світла — білого чи монохроматичного. Джерелом монохроматичного світла може бути гелій-неоновий лазер. Площина поляризації світла, яке падає на електрооптичну комірку, становить деякий кут β з початковим напрямком оптичної осі нематика.



Мал. 10

Розглянемо перебіг подвійного променезаломлення, що управляється електричним полем на прикладі спостереження S-ефекту (див. мал. 9). Особливості перебігу S-ефекту легко переносяться на В- чи твіст-ефект за умови зміни відповідних параметрів рідкого кристала.

За відсутності електричного поля плоскополяризований промінь світла падає на комірку перпендикулярно до оптичної осі, тому звичайний і незвичайний промені поширюються в одному напрямку з різними швидкостями і взаємно перпендикулярними площинами коливань вектора E . Аналізатор зводить коливання E звичайного і незвичайного променів в одну площину, і до спостерігача вони поширюються з однаковою поляризацією та накладаються.

Результат накладання залежить від різниці фаз $\Delta\phi$ між звичайним і незвичайним променями і кута β . Інтенсивність світла на виході аналізатора визначається формулою:

$$I = I_0 \sin^2 2\beta \sin^2 \frac{\Delta\phi}{2}, \quad (5)$$

де I_0 — інтенсивність падаючого на комірку лінійно поляризованого світла.

Різниця фаз $\Delta\phi$ залежить від товщини шару, довжини світлової хвилі та кута нахилу оптичної осі (директора) відносно площини електрода (від цього кута залежить оптична анізотропія Δn). Може виявитися, що промені певної довжини хвилі, пройшовши аналізатор, підсилюють один одного, але якщо змінити

орієнтацію осі, то зміниться й умова інтерференції, тобто колір променя.

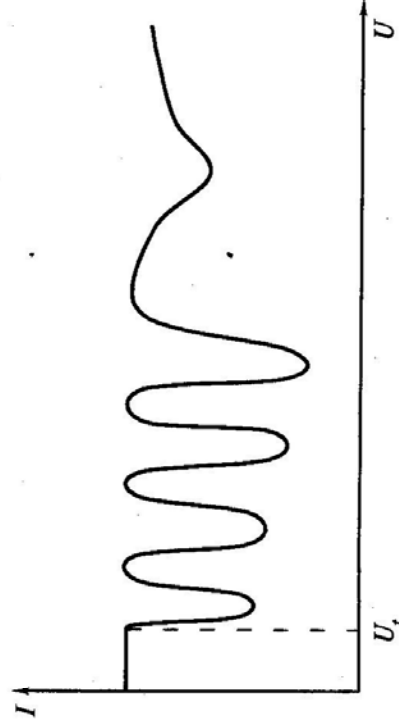
Оскільки перехід Фредерікса має пороговий характер, то прикладена напруга впливає на орієнтацію директора, починаючи з порогової напруги для S-ефекту. При $U \geq U_1$ директор набуває похилої орієнтації, і поле починає впливати на подвійне променезаломлення, що наочно виявляється при освітленні комірки білим світлом: на виході аналізатора спостігається яскрава картина перебігу кольорів усього видимого діапазону при зміні напруги на комірці.

Якщо освітлювати комірку монохроматичним світлом, то інтенсивність світла знає осциляцій, як показано на мал. 11. Це відкриває принципovu можливість управляти інтенсивністю світла і створювати модульовані світла чи електрооптичні індикатори, які пов'язані з електричним полем. Глибина модуляції залежить від якості початкової орієнтації нематика в комірці, а також від кута β між площиною поляризації падаючого на комірку світла і початковим напрямком орієнтації директора. Максимальною глибина модуляції буде при $\beta = 45^\circ$. Якщо під дією електричної напруги змінювати різницю фаз $\Delta\phi$ на π , то можна досягнути глибини модуляції 100 % при досить малих часах модуляції.

Електрооптичні модулятори та індикатори мають значні переваги перед іншими аналогами. Вони управляються досить низькими напругами, споживають мізерну потужність, а шар рідкого кристала в електрооптичній комірці становить десятки мікрометрів (~ 10 мкм).

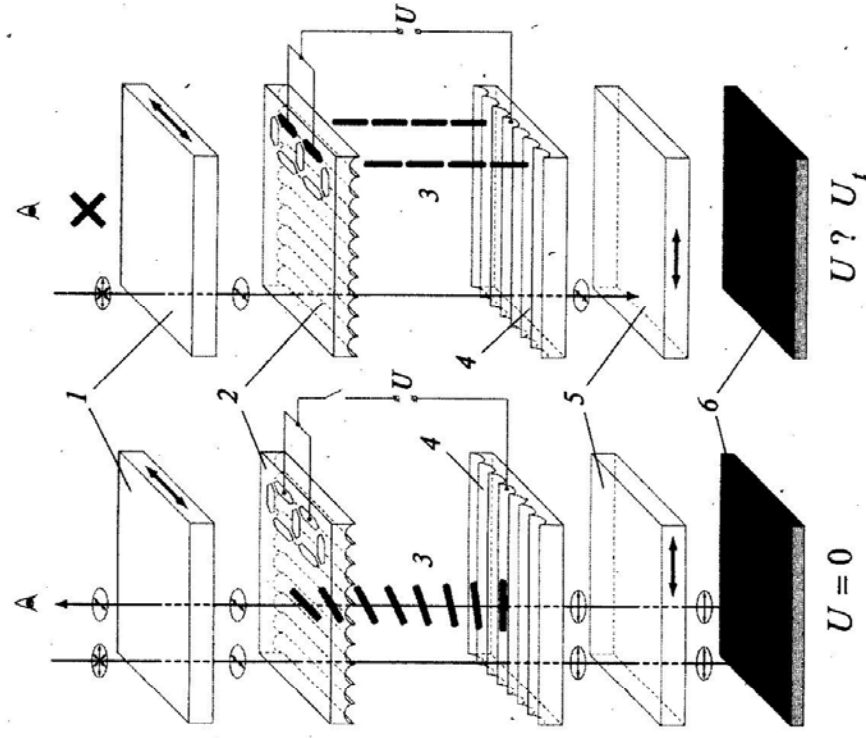
Серед недоліків слід зазначити не надто високу швидкість (мілісекунди), що пов'язано зі значною в'язкістю рідкого кристала. Найшвидше досягнуті процеси становлять близько 10^{-6} с (1 мкс). Існують способи поліпшення часових параметрів електрооптичних ефектів, наприклад використання височастотних напруг, при яких діелектрична анізотропія нематика змінює знак залежно від частоти. Цей спосіб поліпшення швидкодії S-ефекту називають двочастотною адресацією ефекту. На щастя, існує велика кількість технічних задач, що їх повністю задовольняє швидкодія рідкокристалічних електрооптичних перетворювачів: циферблати годинників, калькуляторів, інформаційні табло, рідкокристалічні дисплеї. Як найпростіший приклад розглянемо принцип дії цифрового індикатора електронного годинника, в основу якого покладено твіст-ефект.

Індикатори на рідких кристалах. В електронному годиннику основним «годинниковим» елементом є мініатюрний кварцовий генератор, але не менш важливим є його циферблат —



Мал. 11

рідкокристалічний індикатор, який працює в режимі відбитого світла. Основою цього індикатора є електрооптична комірка з прозорими електродами, один з яких виконаний у вигляді сегментних елементів (2), а інший є суцільним (4) (мал. 12). Між електродами розміщений нематик (3) з додатною діелектричною анізотропією. Вихідна орієнтація нематика планарна, але плавно закручена від нижнього електрода до верхнього на 90° (твіст-структура). Електрооптична комірка поміщена між двома схрещеними поляроїдами (1) і (5), до яких унизу додано плоске дзеркало (6). Площини поляризації нижнього і верхнього поляризаторів збігаються з напрямками директора біля відповідних електродів.



6

Мал. 12

Принцип дії індикатора такий. Природне світло падає на верхній поляроїд (1) і стає плоскополяризованим. За відсутності електричного поля (мал. 12, а) твіст-структура нематика повертає площину поляризації світла на 90° , тому воно вільно проходить крізь нижній поляроїд, який також повернутий на 90° , і падає на дзеркало (б). Відбитий від дзеркала промінь цілком аналогічно падаючому променю проходить крізь усю структуру в зворотному напрямку і попадає в око спостерігача. Це означає, що при виключеній напрузі поле зору індикатора буде світлим.

При вмиканні напруги відбувається перехід Фредерікса, в результаті якого твіст-структура розкручується, і нематик стає гомеотропно орієнтованим (мал. 12, б). Поляризоване світло в такому нематикі не змінює площини поляризації, і тому повністю затримується нижнім поляроїдом. Тобто в цьому випадку світло не доходить до дзеркала і, отже, не повертається в зворотному напрямку. Це спостерігається лише на тих ділянках, на яких підключена електрична напруга, тому на світлому тлі бачимо чорні символи. Якщо, наприклад, напруга підключена до двох сегментів, то на світлому тлі бачимо чорну цифру 1. Підключаючи напругу до відповідних сегментів, можна сформувати будь-які цифри від 0 до 9. Так діє годинниковий цифровий індикатор.

Аналогічно можна формувати будь-які символи і знаки (букви, точки, лінії тощо), зокрема й рухомі. В рідкокристалічних дисплеях використовуються велика кількість сегментів, підключених до електричних контактів, які управляються складною електронною схемою для формування необхідних зображень. У дисплеях з великим об'ємом інформації використовуються так звані матричні принципи управління рідкокристалічними комірками. Зображення в таких комірках буде чорно-білим.

Рідкі кристали дають змогу одержувати й кольорове зображення. Для цього використовують електрооптичний ефект «гість-господар», суть якого описана нижче.

Рідкокристалічні екрани мають вагомий переваги: споживають малу потужність, працюють при низьких напругах, не випромінюють шкідливого люмінесцентного світла, позбавляють користувача дії статичних електричних полів, мають малі габарити, відносно недорогі. Рідкі кристали в таких дисплеях не випромінюють, а модулюють зовнішнє відбите чи розсіяне світло, в тому числі сонячне. Кольорове зображення має досить високий контраст.

Ефект «гість—господар». Для спостереження ефекту «гість—господар» у нематичну

матрицю («господар») вводиться як домішка невелика кількість ($1 \div 2\%$) дихроїчного барвника («гість»), осцилятор поглинання якого, наприклад, паралельний довгій осі молекули. Необхідна умова — подібність за будовою й формою молекул барвника і нематика. В такому випадку переорієнтація нематичної матриці в електричному полі (перехід Фредерікса) призводить до синхронної переорієнтації й молекул барвника, що дає змогу візуалізувати перехід Фредерікса. Використовується нематик з додатною діелектричною анізотропією ($\Delta\epsilon > 0$) і планарною вихідною орієнтацією директора. Останню приймуть також молекули дихроїчного барвника. Якщо за відсутності електричного поля площина поляризації падаючого плоскополяризованого світла збігається з напрямком директора, а отже, і з орієнтацією довгої осі молекули барвника, то останній поглинає світло певної довжини хвилі, і комірka матиме характерний для цього барвника колір.

При надпороговому значенні електричного поля, коли молекули барвника разом з нематиком переходять в гомеотропну орієнтацію, поглинання значно послаблюється, і комірka стає практично прозорою. При такому виборі барвника ефект «гість—господар» може слугувати світловим затвором для певної довжини хвилі. Відбувається включення чи виключення кольору комірки електричним полем. Колір комірки визначається вибором барвника.

Ефект «гість—господар» дає змогу також перекладати кольори. Для цього використовуються барвники, які мають у видимій області спектра дві смуги поглинання з ортогональними осциляторами. Тоді перехід Фредерікса перекладає один колір на інший: при вихідній орієнтації світло поглинає перший осцилятор, після переорієнтації — другий. Можна перекладати кольори і в інший спосіб, коли до нематика одночасно вводять два різних барвники із взаємно перпендикулярними осциляторами поглинання на різних ділянках видимої області спектра: в одного барвника осцилятор поглинання паралельний довгій осі молекули, а в іншого — перпендикулярний. Деколи комбінують обидва способи переключення світла, тоді контраст переключення кольорів буде більший.

Холестеричні рідкі кристали

Ці кристали відносять до окремого класу рідких кристалів, хоча на молекулярному рівні такий тип мезофази має нематичний порядок. Тому можна вважати обґрунтованим віднесення холестериків до різновиду нематиків зі спіральним закручуванням надмолекулярної структури. Для холестериків можна викори-

стовувати параметр порядку S , який уведений для нематиків, а напрямком переважної орієнтації молекул, як і в нематику, характеризувати директором L , який, однак, закономірно повертається при уявному переміщенні вздовж деякого напрямку. Якщо умовно виділити квазінематичні шари, в яких L має однаковий напрямок з відстанями між ними $5 \div 6 \text{ \AA}$, то кут закручування між ними становить лише $8 \div 10^\circ$. Але на великих відстанях ці незначні повороти призводять до утворення так званої холестеричної спіралі.

Віссю холестеричної спіралі називають такий напрямок, з переміщенням по якому регулярно змінюється орієнтація директора L — він плавно повертається на деякий кут φ . Відстань, виміряна вздовж осі спіралі, на якій директор повертається на кут 360° , називається **кроком** спіралі P . Крок холестеричної спіралі значно перевищує молекулярні розміри і має порядок довжини хвилі видимого світла. Тому відмінності холестерика від нематика виявляються на великих відстанях порівняно з молекулярними розмірами.

Виберемо прямокутну систему координат так, щоб вісь z збігалася з віссю спіралі (див мал. 1). Кут φ повороту директора лінійно залежить від z за законом:

$$2\pi \quad \varphi = q_0 z,$$

де $q_0 = \frac{2\pi}{P}$ — хвильовий вектор спіралі (кут закручування холестеричної спіралі на одиницю довжини). Тоді компоненти директора L визначаються через хвильовий вектор спіралі q_0 так:

$$\begin{cases} L_x = \cos(q_0 z + \varphi_0); \\ L_y = \sin(q_0 z + \varphi_0); \\ L_z = 0. \end{cases} \quad (6)$$

Рівняння (6) описують ідеальну спіраль, тож їх правомірно записувати лише для монокристала холестерика. Такий монокристал легко одержується в тонких ($\sim 100 \text{ мкм}$) шарах холестерика, якщо забезпечити планарну орієнтацію директора на обох поверхнях шару. Якщо, наприклад, на поліровану скляну пластинку нанести шар холестерика, залишивши вільною другу поверхню, то утвориться так звана **плоска текстура**, або **текстура Гранжана**, в якій напрямком директора L на скляній поверхні збігається з напрямком полірування, а на вільній поверхні L має довільну, але тангенціальну орієнтацію. В цьому випадку крок спіралі має рівноважне значення P_0 . Якщо шар холестерика помістити між двома скляними пластинками з полірованими в одному

напрямку внутрішніми поверхнями, то знову утвориться плоска текстура, в якій на обох поверхнях напрямком директора L збігається з напрямками полірування, але крок спіралі дещо зміниться і стане нерівноважним (P). В обох випадках маємо монокристал холестерика, в якому вісь холестеричної спіралі буде перпендикулярною до площини пластин (вісь z).

Закрученість холестерика q_0 пов'язана з особливостями структури молекул. Класичними представниками холестериків є естери холестерину. Їх молекули мають жорсткий центральний вуглецевий скелет, з яким зв'язані дві досить гнучкі кінцеві групи. Кільця в молекулах естерів холестерину неароматичні, а сама структура не є плоскою. В цілому молекула холестерика несиметрична і дещо закручена. Такі молекули називають **хіральними** (від грец. *chiro* — рука): не мають центра симетрії і тому не збігаються зі своїм дзеркальним відображенням. Внаслідок хіральності молекул директор L у сусідньому квазінематичному шарі буде дещо повернутий.

Молекули холестерика, які мають однакову хімічну будову, допускають утворення в межах фази двох ізомерних модифікацій — правої і лівої. Тому й спіралі таких холестериків можуть бути правими або лівими. У рівняннях (6) знак q_0 визначає тип спіралі — праву чи ліву. Якщо q_0 має знак «плюс», то спіраль називають правою, якщо «мінус» — лівою. Знак спіралі можна визначити, досліджуючи оптичну активність холестерика, оскільки вона для різних ізомерів має протилежні знаки. Холестерик уважається правоповертаячим, якщо для спостерігача, який дивиться назустріч відбитому променю, вектор E поляризованого світла повертається за годинниковою стрілкою, і лівоповертаячим — якщо проти. Знак оптичної активності відповідає знаку холестеричної спіралі. Більшість естерів холестерину мають ліву спіраль.

У суміші ізомери холестерика протилежних знаків можуть бути скомпенсованими — тоді утвориться нематик. Окрім того, знак q_0 можна змінити не лише залежно від складу суміші, а й зі зміною температури. Для деяких холестериків при зміні температури q_0 змінює і значення, і знак. При температурі T , якщо q_0 змінює свій знак, холестерик за всіма властивостями відповідає нематику, що вказує на подібність структур холестериків і нематиків на молекулярному рівні. Це також одне із підтверджень, що холестерик і нематик — це підкласи одного і того самого типу рідких кристалів.

Крок спіралі для типових холестериків має порядок довжини хвилі оптичного діапазону ($P = 0,3 \div 0,75 \text{ мкм}$) і значною мірою залежить від температури: зі збільшенням температури

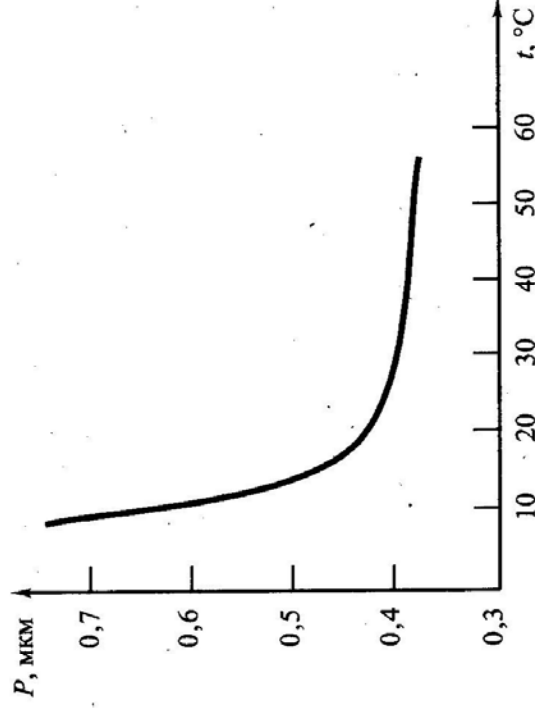
крок спіралі зменшується (мал. 13). Збільшення закрученості холестеричної спіралі з підвищенням температури пояснюється ангармонізмом крутильних коливань видовжених молекул. Такі коливання здійснюють молекули, повертаючись у площині, перпендикулярній до осі спіралі. Внаслідок хіральності молекул коливання будуть ангармонічними, і середній за часом кут закручування, який характеризує поворот квазінемаптичних шарів, збільшується з підвищенням температури. Крок спіралі P за цією моделлю обернено пропорційний температурі. Така залежність для типових холестериків підтверджується експериментально. Загальноновизнано, що відповідальними за механізм утворення холестеричної спіралі хіральними молекулами є вандерваальсові дисперсійні сили притягання та стеричні сили відштовхування.

Зміна кроку спіралі пояснює сильно залежність оптичних властивостей холестериків від температури. Зі спіральністю пов'язана періодичність властивостей холестерика в напрямку холестеричної осі. Оскільки в холестеріку діелектрична анізотропія $\Delta\epsilon = \epsilon_p - \epsilon_{\perp} \neq 0$, то діелектричні властивості різних квазінемаптичних шарів різні. Враховуючи, що напрямки директора L і $-L$ — еквівалентні, просторовий період d становить половину кроку спіралі, тобто $d = P/2$ (див. мал. 1, б; №3).

Наслідком закрученої періодичної структури холестериків є їх унікальні оптичні властивості. Найбільш характерними серед усіх оптичних властивостей є селективне відбивання світла у вузькому спектральному діапазоні, яке сильно залежить від температури. Таку властивість мають лише холестеріки, що пояснюється складною просторовою організацією видовжених молекул: далеким орієнтаційним порядком і спіральною закрученістю довгих осей молекул. У результаті взаємодії світла з холестеричною спіраллю відбувається дифракція світла на цій складній періодичній просторовій структурі. Період спіралі відповідає видимому діапазону довжин хвиль, тому ця властивість спостерігається у видимому оптичному діапазоні.

Для розуміння оптичних властивостей холестериків найбільш наочним виявився елементарний підхід до розгляду дифракції світла на періодичній структурі. Цей підхід полегшує пояснення розсіювання рентгенівських променів на ґратці твердих кристалів (метод Вульфа—Брегга). Результати такого розгляду дають досить чітку і наочну фізичну інтерпретацію оптичних властивостей холестериків.

Розглянемо дифракцію світла для випадку кристалічного зразка холестерика у вигляді плоскопаралельної пластинки з віссю спіралі, перпендикулярною до поверхні.



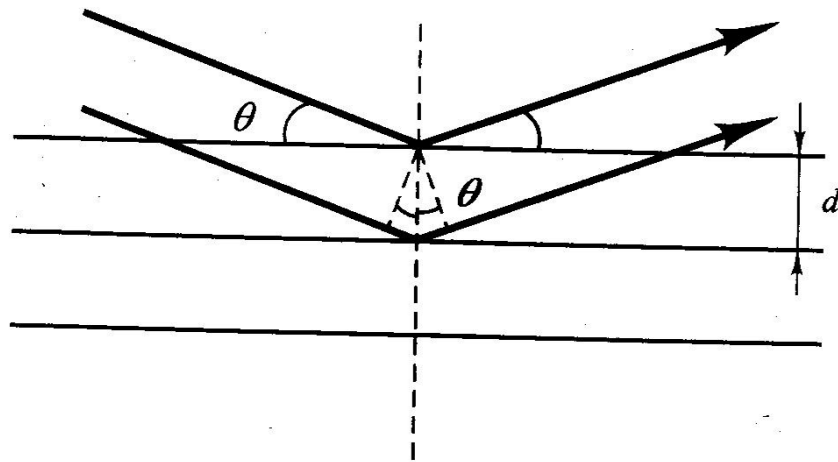
Мал. 13

Селективне відбивання світла. Для холестерика суттєвим є періодичне повторення неоднорідності середовища внаслідок спіральної упаковки молекул та анізотропії діелектричної проникності. Відомо, що причиною розсіювання світла може бути будь-яка неоднорідність. Утім якщо ці неоднорідності повторюються регулярно через період d , то існують напрямки, в яких дифраговані промені підсилюються. Знайдемо ці напрямки, скориставшись методом Вульфа—Брегга. У монокристалі можна виділити паралельні холестеричні площини, які проходять крізь шари з однаковим значенням діелектричної проникності. Між двома сусідніми холестеричними площинами розміщений шар, повторенням якого вздовж нормалі можна забудувати весь монокристал. Уздовж нормалі має місце періодичний розподіл діелектричної проникності ϵ із періодом d . Максимум дифрагованого світла спостерігатиметься за умови складання хвиль в однакових фазах. За мал. 14, різниця ходу променів, «відбитих» від двох відповідних елементів сусідніх шарів, дорівнює $2d \sin \theta$, а отже, дифракційний максимум відповдає умові Вульфа—Брегга:

$$2d \sin \theta = k\lambda, \quad (7)$$

де $\theta = \pi/2 - \varphi$ (φ — кут падіння); $k = 1, 2, K$ — ціле число.

Згідно з умовою (7) дифракційне відбиття монохроматичного світла відбувається лише при певних кутах θ , що відповідають цій умові. Якщо на холестерик падає біле світло, то при фіксованому куті падіння θ дифракційного відбиття зазнає світло лише певної довжини хвилі, тобто певного кольору. При нормальному падінні білого світла ($\theta = \pi/2$) дифракційного відбиття зазнає світло при умові $\lambda = 2d$, або $\lambda = P$, де P — крок холестеричної спіралі. При освітленні холестерика білим світлом колір дифракційно відбитого світла ви-



Мал. 14

значатиметься кроком холестеричної спіралі P , тому поверхня освітленого білим світлом холестерика має яскраво забарвлений вигляд. З підвищенням температури холестерична спіраль закручується, тобто крок спіралі зменшується (див. мал. 13), як і довжина хвилі дифракційно відбитого світла, що спостерігається в зміні забарвлення холестерика зі зміною температури.

Видиме забарвлення залежить також від кута спостереження холестерика. Світло, відбите по нормалі до поверхні ($\theta = \pi/2$), має максимальну довжину відбитої хвилі. При зменшенні кута θ довжина хвилі відбитого світла зменшується. Тому якщо при спостереженні холестеричної плівки в перпендикулярному напрямку вона має, наприклад, червоний колір, то при спостереженні під гострим кутом може набувати зеленого кольору.

Завдяки багатству цікавих фізичних ефектів холестерики мають широке практичне застосування, пов'язане переважно з вимірюванням температури: в термографії, медичній діагностиці, неруйнівному контролі виробів, як реєстратори інфрачервоного та надвисоко-частотного випромінювання.

Нашою метою було в межах невеликого обсягу ознайомити читачів з основними властивостями рідких кристалів та їх застосуванням. Розглянуто лише специфічні для рідких кристалів властивості й найхарактерніші в них ефекти. За порівняно короткий час фізика рідких кристалів досягла певних успіхів і нині стрімко розвивається та впроваджується у виробництво. Завдяки унікальним властивостям рідкі кристали зробили реальністю те, про що донедавна ми могли лише мріяти.

Рідкокристалічні дисплеї стали незамінними елементами в мікроелектронних приладах широкого вжитку: компактних мобільних телефонах, фото- та кінокамерах, ноутбуках, екранах плоских телевізорів. Досягнуто, без сумніву, видатних результатів, але не всі можливості рідких кристалів досліджено. Це досить розгалужена галузь науки, яку вивчають не лише фізики, а й хіміки, біологи, інженери. Існує ще багато таємниць у цій галузі. Ми переконані, що серед читачів є ті, хто сприятиме розвитку цієї захоплюючої галузі знань.

ЛІТЕРАТУРА

1. Адамчик А., Стругальский З. Жидкие кристаллы. — М.: Сов. радио, 1979. — 160 с.
2. Блинов Л. М. Электро- и магнитооптика жидких кристаллов. — М.: Наука, 1978. — 384 с.
3. Де Жен П. Физика жидких кристаллов. — М.: Мир, 1977. — 400 с.
4. Сонин А. С. Введение в физику жидких кристаллов. — М.: Наука, 1983. — 320 с.
5. Соин А. С. Дорога длиною в век. — М.: Наука, 1988. — 224 с.
6. Сугаков В. Й. Физика рідкокристалічного стану. — К.: Вища шк., 1992. — 58 с.
7. Чистяков И. Г. Жидкие кристаллы. — М.: Наука, 1966. — 127 с.