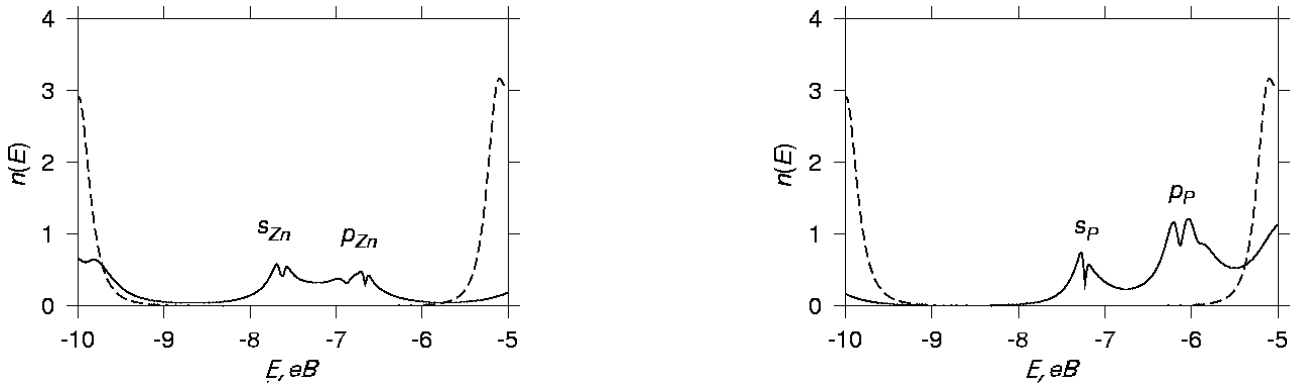


Рис. 3. Щільності електронних станів (суцільні лінії), що виникають в області забороненої зони при заміні атома P атомом Zn (зліва) і навпаки (справа). Штриховою лінією показана ідеальна щільність станів у масштабі 1:10. $n(E)$ в еВ$^{-1}$.

В області забороненої енергетичної зони в α-ZnP_2 допускається існування додаткових енергетичних рівнів *s*- і *p*-симетрії, які обумовлені природними дефектами в цьому напівпровіднику. Виявлено також, що самоузгоджене за зарядом наближення сильного зв'язку, в якому враховується взаємодія тільки найближчих сусідів, не є достатньо коректним у випадку α-ZnP_2. Тому бажано уточнити відповідні параметри (врахувати взаємодію других сусідів та використати результати першопринципних розрахунків електронної структури α-ZnP_2).

Література

1. Горюнова Н.А. Сложные алмазоподобные полупроводники. Москва: Советское радиою –1968. — 286с.
2. Тычина И.И. Физика тетраэдрических полупроводниковых фосфидов типов $A^2B_2^5$ и $A^2B^4C_2^5$. Дис. …докт. физ. — мат. наук. Київ. – 1982. — 455с.
3. Sobolev V.V., Kozlov A.J., Polygalov Yu.J., Tupitsyn V.E. and Poplavnoj A.S. Reflectivity Spektra and Band Structure of the Zinc and Cadmium Diphosphides // Phys. Stat. Sol. (b). – 1989. – Vol. 154, №1. – P. 377 — 388.
4. Sobolev V.V., Syrbu N.N., Sushkevich T.N. Energy Band structure of the tetragonal crystals ZnP_2 and CdP_2 // Phys. Status Solidi (b). – 1971. – Vol. 43, №1. – P. 73 — 81.
5. Полыгалов Ю.И., Поплавной А.С. Электронная плотность и химическая связь в тетрагональных кристаллах $A^2B_2^5$. II. ZnP_2 и CdP_2 // Журнал структурной химии. – 1993. – Т. 34, № 5. – С. 52 — 56.
6. White J.G. The crystal structure of the tetragonal modification of ZnP_2 // Act. Crystallog. — 1965. — Vol. 18. — P. 217 — 221.
7. Manolikas C., Tendeloo J., Amelinckx S. The “devil’s staircase” in CdP_2 and ZnP_2 // — Phys. Stat. Sol. (a). — 1986. – Vol. 97, № 1. — P. 87 — 102.
8. Majewski J. A. and Vogl P. Simple model for structureal properties and cristal stability of sp — bonded solids // — Phis. — Rev. (B). – 1987. – Vol. 35, № 18. – P. 9666 — 9682.
9. Haydock R., Heine V., Kelly M.J. Electronic structure based on the local atomic environment for tight — binding bands: II // J. Phys. C. — 1975. — Vol. 8. — P. 2591 — 2605.
10. Nex C.M.M. The recursion method: processing the continued fraction // Comp. Phys. Commun. — 1984. – Vol. 34, № 1 — 2. — P. 101 — 119.
11. Nex C.M.M. Estimation of integrals with respect to density of states // J. Phys. A. — 1978. — Vol. 11, № 4, — P. 653 — 663.
12. Сырбу Н.Н., Комерцало А.Ю., Стамов И.Г. Особенности валентных зон некоторых соединений A^2B^5 // Физика и техника полупроводников. — 1992. – Т. 26, № 4. — С. 669 — 682.
13. Зуев В.А., Лавриненко Н.Ю., Мельников А.А. Федотов В.Г. Особенности края поглощения в α — ZnP_2 // Укр. физ. журн. — 1990. – Т. 35, № 3. — С. 346 — 349.

УДК 548:532.783

Ситников О.П.
Чернігівський державний інститут економіки і управління,
м. Чернігів

Аномальна орієнтація молекул нематичних рідких кристалів у змінному електричному полі

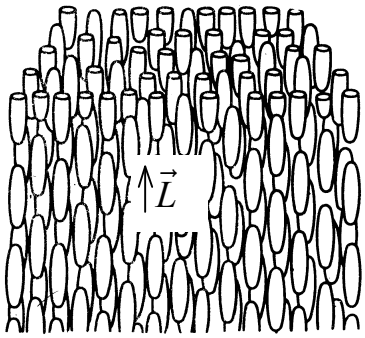
Сучасний рівень професійної підготовки студентів фізичних спеціальностей вищих навчальних педагогічних закладів передбачає ознайомлення їх з найновішими науковими досягненнями в галузі фізики,

формування їхнього науково-дослідного мислення, що не тільки сприяє засвоєнню програмного матеріалу, а й поліпшує в цілому фізичну освіту. Одним з напрямків розв'язку цієї проблеми є створення спецпрактикумів з використанням сучасних методів дослідження об'єктів, які є модельними при вивченні фізичних явищ.

До таких об'єктів можна віднести рідкі кристали. Фізика рідких кристалів відноситься до одного з розділів фізики конденсованого стану речовини, розвиток якого сьогодні стимульований численними застосуваннями рідких кристалів в електронній техніці, а також можливостями успішного їх використання при дослідженні біологічних структур. З іншого боку, поєднання твердокристалічного і ізотропного станів речовини в рідких кристалах приводить до появи цілого ряду специфічних ефектів, яким нема аналогів ні у твердокристалічній, ні у ізотропній рідкій фазі, що викликає певний пізнавальний інтерес до фізики цих явищ.

У статті ставиться завдання показати, як специфічні рідкокристалічні ефекти пояснюються за допомогою понять і законів загальної фізики. Пропонується лабораторна робота по вивченню поведінки деяких нематичних рідких кристалів у змінному електричному полі. Вона входить до лабораторного практикуму «Фізика рідких кристалів», який є складовою частиною навчального плану по вивченню курсу загальної фізики в Чернігівському державному педагогічному університеті імені Т.Г.Шевченка і Чернігівському державному інституті економіки і управління [1].

Для нематичних рідких кристалів, як і для рідин, має місце близький трьохвимірний трансляційний порядок і, як для твердих кристалів, далекий трьохвимірний орієнтаційний порядок. Це означає, що молекули видовженої форми орієнтовані певним чином у просторі, а їхні центри мас вільно переміщуються в цьому напрямку (мал. 1). У нематичних рідких кристалах напрям оптичної осі співпадає з напрямом переважної орієнтації довгих молекулярних осей. Цей напрям визначає вектор одиничної довжини $\vec{L}$, який називають директором.



Мал. 1. Молекулярна будова нематичних рідких кристалів

У більшості випадків молекули нематичних рідких кристалів є диполями зі сталим дипольним моментом. У залежності від кута β між вектором дипольного моменту і довгою віссю молекули поведінка рідких кристалів у зовнішньому електричному полі суттєво відрізняється. Молекули, для яких $\beta \cong 0°$, орієнтуються довгими осями вздовж ліній напруженості як у високочастотних, так і в низькочастотних електричних полях. Молекули, для яких кут $\beta \cong 90°$, у високочастотних електричних полях орієнтуються довгими осями перпендикулярно до ліній напруженості. Така орієнтація молекул відповідає умові мінімуму потенціальної енергії зразка і називається нормальною.

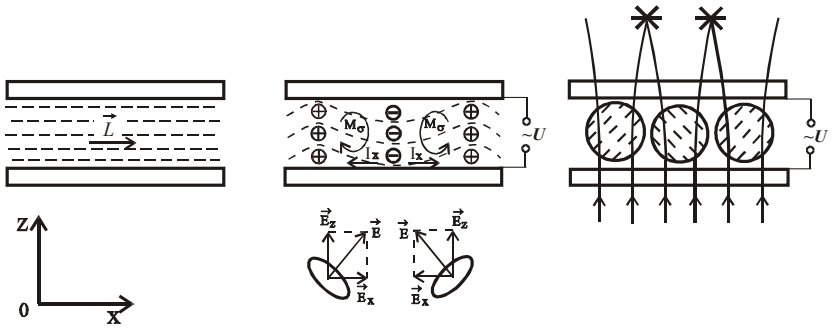
У низькочастотних електричних полях молекули з кутом $\beta \cong 90°$ повинні орієнтуватися так само, як і у високочастотних полях. Насправді, вони намагаються зорієнтуватися довгими осями вздовж ліній напруженості поля. Причина цієї аномальної орієнтації молекул нематичного рідкого кристалу пов'язана із проходженням через зразок електричного струму провідності. Розглянемо це детальніше.

Рідкі кристали, як і інші органічні діелектрики повинні мати надзвичайно низьку питому електропровідність $\sigma < 10^{-19}\ \text{Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$. Але при найбільш ретельному очищенні вони мають відчутну електропровідність $10^{-7}\ \text{Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1} < \sigma < 10^{-12}\ \text{Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$, що вказує на присутність носіїв струму провідності. Механізм електропровідності в рідких кристалах переважно іонний [2]. Отже, під дією електричного поля позитивні і негативні іони рухаються в протилежних напрямах до відповідних електродів і утворюють струм провідності. Природа іонів пояснюється: наявністю домішок вихідних продуктів синтезу; дисоціацією молекул рідких кристалів та молекул домішок; інжекцією електронів з електродів; електрохімічними реакціями на електродах; іонізацією під дією радіоактивного та космічного випромінювань тощо [3].

Комірка для дослідження рідких кристалів є плоским конденсатором завтовшки 15-20 мкм. Електроди комірки виготовлені із скляних пластинок, на одну з поверхонь яких нанесена тонка плівка SnO_2 або In_2O_3. Така конструкція дає можливість одночасно прикладати до зразка електричне поле і візуально спостерігати за його поведінкою. Поверх цих електродів наноситься ще плівка полімеру, яка виконує роль орієнтанта молекул рідких кристалів. Якщо таке покриття натерти в одному напрямку, то на його поверхні утворюються мікроскопічний хвильоподібний рельєф, який примушує молекули приповерхневого шару зорієнтуватися в напрямку, паралельному напрямку натирання. Завдяки силам міжмолекулярної взаємодії вони намагаються розміщуватися переважно в одному напрямку не тільки в приповерхневому шарі, а й всередині зразка. Директор $\vec{L}$ у цьому випадку є паралельним до площини електродів по всьому об'єму комірки. Така орієнтація молекул називається планарною.

Розглянемо комірку з планарною орієнтацією молекул нематичного рідкого кристалу, для яких кут $\beta \cong 90°$ (мал. 2 а).

У низькочастотному електричному полі, яке прикладене до зразка вздовж осі OZ, рухові іонів перешкоджатимуть планарно орієнтовані молекули. Моделюючи процес переносу носіїв струму в рідкому кристалі, струм провідності можна уявляти як напрямлений рух «кульок» — іонів в системі орієнтованих



а б в

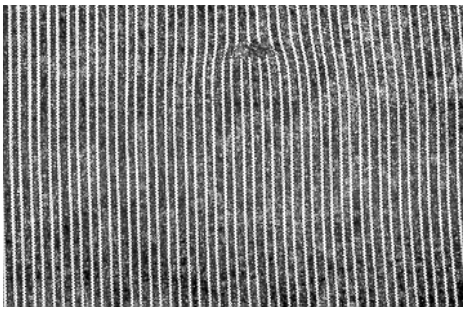
Мал. 2. Виникнення доменів у комірці з нематичним рідким кристалом у низькочастотному електричному полі

«стержнів»— молекул. Тому рухливість іонів буде більшою вздовж напрямку директора $\vec{L}$ (вісь OX), ніж в напрямку до електродів (вісь OZ).

Враховуючи теплову флуктуацію молекул, іони починають рухатися під кутом до осі OZ, що призводить до перерозподілу іонів протилежного знаку вздовж осі OX і до утворення поля просторового заряду напруженістю $\vec{E}_x$ (мал. 2, б). Тепер на молекули рідкого кристалу діє результуюче поле напруженістю $\vec{E} = \vec{E}_z + \vec{E}_x$, яке повертає їх перпендикулярно до вектора $\vec{E}$. Так виникає обертальний момент $\vec{M}_\sigma$, зумовлений струмом провідності, який викликає течію рідини, тобто гідродинамічний потік. Але цьому протидіє момент пружних сил $\vec{M}_{пр}$. У результаті компенсації моментів встановлюється вихрове обертання молекул всередині циліндричних областей, які розташовуються перпендикулярно до початкового напряму орієнтації молекул (мал. 2, в). У центрі вихору показник заломлення для незвичайного променя n_e є мінімальним, на краю вихора — максимальним. Це означає, що циліндричні області відіграють роль збиральних лінз, які фокусують світло в тонкі світлові лінії [4]. Смугасту картину, яку можна побачити за допомогою поляризаційного мікроскопа, називають доменами (мал. 3).

Таким чином, завдяки анізотропії електропровідності $\Delta\sigma = \sigma_\parallel - \sigma_\perp > 0$, яка в свою чергу визначається анізотропією рухливості носіїв струму $\Delta\sigma = en(\mu_\parallel - \mu_\perp) > 0$, де e, n — заряд і концентрація носіїв струму; $\sigma_\parallel$, $\mu_\parallel$ — питома електропровідність і рухливість носіїв струму, що вимірюються вздовж директора $\vec{L}$; $\sigma_\perp$, $\mu_\perp$ — питома електропровідність і рухливість носіїв струму, що вимірюються перпендикулярно напрямку директора $\vec{L}$, при розглянутих початкових умовах утворюється просторовий заряд. Він і є причиною аномальної орієнтації молекул нематичного рідкого кристалу з кутом $\beta \cong 90°$.

Існує критична частота $\nu_{кр}$, яка відділяє аномальну орієнтацію молекул від нормальної. Так, коли частота електричного поля перевищує критичне значення ($\nu > \nu_{кр}$), то за час, що дорівнює періоду, іони не встигають перерозподілитися, тобто просторовий заряд не виникає і, відповідно, не виникає додаткове поле напруженістю $\vec{E}_x$. Тому спостерігається нормальна орієнтація і довгі осі молекул нематичного рідкого кристалу перпендикулярні лініям поля напруженістю $\vec{E}_z$. Значення критичної частоти залежить від величини питомої електропровідності зразка. Так, для досить чистих речовин, вона досягає кількох герц, для зразків із більшою питомою електропровідністю критична частота матиме значення від сотень герц до кількох кілогерц [5].



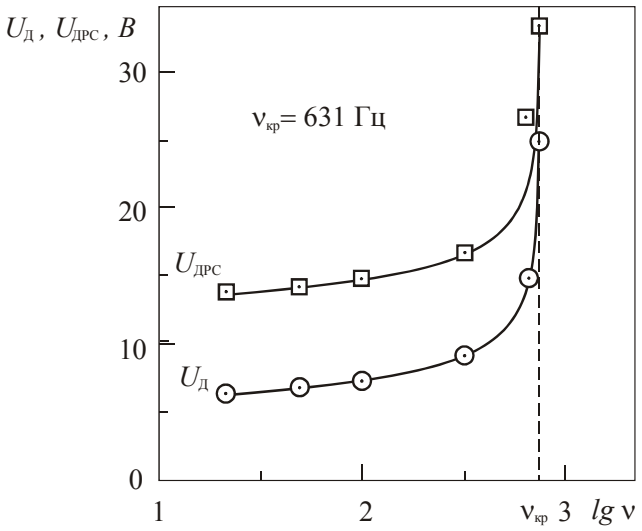
Мал. 3. Домени в нематичному рідкому кристалі

При подальшому підвищенні напруги течія рідини стає більш турбулентною, а рух молекул хаотичним. Циліндричні області руйнуються, показник заломлення n_e також хаотично змінюється. Це викликає інтенсивне розсіювання падаючого на комірку світла, яке нагадує «кипіння» рідини. Такий електрооптичний ефекти називають динамічним розсіянням світла (ДРС).

Метою лабораторної роботи є: ознайомлення з електрооптичними ефектами, що виникають в нематичних рідких кристалах з кутом $\beta \cong 90°$ під впливом струму провідності; визначення критичної частоти, яка відділяє аномальну орієнтацію молекул від нормальної. Експериментальна установка включає поляризаційний мікроскоп, звуковий генератор, вольтметр і комірку з рідким кристалом.

До електродів комірки, що знаходиться під об'єктивом мікроскопа, приєднується звуковий генератор. Вимірювання починаються з частоти 20 Гц. Поступово збільшуючи напругу, помічають її значення, при якій спочатку з'являються домени ($U_Д$), потім її значення, при якій починається динамічне розсіяння світла ($U_{ДРС}$). Аналогічні вимірювання виконують для інших частот. За одержаними даними будуються графіки $U_Д = f_1(\nu)$ і $U_{ДРС} = f_2(\nu)$, з яких визначається критична частота $\nu_{кр}$.

Як приклад, на мал. 4 подано частотну залежність напруг $U_Д$ і $U_{ДРС}$ для зразка, який є сумішшю (1:1) нематичних рідких кристалів п-метоксібензиліден-п`-н-бутіланіліна (МББА) і п-етоксібензиліден-п`-н-бутіланіліна (ЕББА). Частота, при якій значення напруг $U_Д$ і $U_{ДРС}$ починають різко зростати, відповідає критичній. Якщо цілеспрямовано змінювати питому електропровідність нематичних рідких кристалів іонними домішками, то, відповідно, будуть змінюватися значення критичної частоти. Це указує на досить простий спосіб оцінювання чистоти рідкокристалічних матеріалів цього класу за значеннями $\nu_{кр}$.



Мал. 4. Частотна залежність напруг $U_Д$ і $U_{ДРС}$ для суміші нематичних рідких кристалів МББА і ЕББА

Таким чином, розглянута лабораторна робота не тільки ознайомлює студентів із електрооптичними ефектами в нематичних рідких кристалах під впливом струму провідності, допомагає зрозуміти механізми цих явищ на основі законів і понять загальної фізики, але й показує приклади застосування наукових здобутків для розв'язку прикладних задач.

Література

1. Гриценко М.І., Ситников О.П. Лабораторний практикум «Фізика рідких кристалів» для фізичних спеціальностей педагогічних вузів // Наук. вісник Миколаївського держ. пед. ун-ту. Вип. 1. — Миколаїв: МДПУ, 1999. — С. 22-26.
2. Блинов Л.М. Электро- и магнитооптика жидких кристаллов. — М.: Наука, 1978. — 384 с.
3. Гребенкин М.Ф., Иващенко А.В. Жидкокристаллические материалы. — М.: Химия, 1989. — 288 с.
4. Helfrich W. Elastizitat und hydrodynamik flussiger kristalle // Ber. Bunsen. Phys. Chem. — 1974. — Bd. 78, № 9. — S. 886-890.
5. Сонин А.С. Введение в физику жидких кристаллов: Учеб. пособие для студентов вузов. — М.: Наука, 1983. — 320 с.

УДК 537.86

Сусь Б.А.
Національний технічний університет України «КПІ»
Шут М.І.
Національний педагогічний університет ім. М.П.Драгоманова

Класичні фізичні ефекти з точки зору квантово-коливної теорії світла

Вступ. При підготовці фахівців з фізики у вищих навчальних закладах важливе місце у методиці займає метод проблемного навчання. Значні можливості цей метод має при вивченні теми електромагнітних хвиль і зокрема властивостей світла, оскільки розуміння природи світла є не тільки навчальною проблемою, але також проблемою наукового пізнання. В статті з точки зору проблемного підходу розглядаються класичні фізичні ефекти, зокрема ефект Доплера для світла.

Постановка проблеми. Відомо, що світло має двоїсту природу — хвильову і корпускулярну. Про те, що світло — це хвилі, однозначно свідчать явища інтерференції і дифракції. В той же час корпускулярні властивості підтверджуються явищем фотоефекту, наявністю у фотона імпульсу, що приводить до тиску світла, наявністю маси, що обумовлює притягування його до великих мас. Однак трактування, що світло — це хвилі і частинки одночасно містить елементи невизначеності і суперечності, оскільки частинка локалізована, тоді як хвиля — явище просторове. Ці суперечності виявляються при порівняльному розгляді класичних питань фізики, наприклад, дифракції, з точки зору хвильової і квантової природи світла. Так, виходячи з хвильової