

5. Заячук Д.М., Кемпник В.І. Полигач Є.О. // Вісник НУ “Львівська політехніка”, 2000. – №401. – С. 86–92. 6. Zayachuk D.M., Kempnyk V.I., Bednarsky W., Waplak S. // *J. Magnet. Magnet. Materials*, 1999. – 191. – P. 207–210. 7. Bartkowski M., Northcott D.J., Park J.M., Reddoch A.H. // *Sol. St. Commun*, 1985. – 56. – P. 659–662. 8. Story T., Gorska M., Lusakowski A., Arciszewska M., Dobrowolski W., Grodzicka E., Golacki Z., Galazka R.R., // *Phys. Rev. Lett*, 1996. – 77. – P. 3447–3451. 9. Nimtz G. and Schlicht B., *Narrow-gap semiconductors* (Berlin: Springer), 1985. 10. Zayachuk D.M., Polyhach Ye.O., Mikityuk V.I., Baltrunas D., // *Phys. stat. sol. (b)*, 2001. – 225. – P. 311–316. 11. Верту Дж., Болтон Дж. Теория и практические применения метода ЭПР. – М., 1975.

УДК 535.36

З.М. Микитюк, О.Є. Сушинський, В.В. Черпак, В. Г. Іваницький, Б. Даланбаяр
Національний університет “Львівська політехніка”, кафедра електронних приладів

СЕЛЕКТИВНЕ РОЗСІЮВАННЯ НА КОНФОКАЛЬНИХ ДОМЕНАХ ІНДУКОВАНИХ ХОЛЕСТЕРИКІВ

Z.M. Mykytyuk, O.E. Sushynskyu, V.V. Cherpak, V.G. Ivanytskyu, B. Dalanbayar
Lviv Polytechnic National University, Electronic device dept.

SELECTIVE SCATTERING ON CONFOCAL DOMAINS OF INDUCED CHOLESTERICIS

© Микитюк З.М., Сушинський О.Є., Черпак В.В., Іваницький В. Г., Даланбаяр Б., 2001

Проведено теоретичні та експериментальні дослідження процесу розсіювання лазерного випромінювання для зразків індукованих холестериків. Одержані індикатрисы розсіювання індукованих холестериків із фіксованим значенням кроку спіралі для різних довжин хвиль випромінювання (0.63, 1.15 і 3.39 мкм), які свідчать про зміну характеру розсіювання та збільшення вкладу селективної компоненти в загальне розсіювання.

The theoretical and experimental investigations of laser light radiation scattering for induced cholesterics samples are carried out. The light scattering indicatrix of induced cholesterics that have fixed pitch value for different wave length of radiation light (0.63, 1.15 і 3.39 μm) are obtained. These indicatrix shown scattering character changes and increasing selective component contribution in total scattering.

Вступ. Сучасний стан розвитку приладів оптоелектроніки нерозривно пов'язаний з розвитком рідкокристалічних приладів. Це пояснюється різноманітними електрооптичними ефектами в рідких кристалах (РК). Рідкі кристали використовують для створення таких приладів, як модулятори, дефлектори, оптичні перемикачі тощо. У видимому діапазоні випромінювання найчастіше використовуються “твіст” і “супертвіст” ефекти [1]. Прилади на ефекті холестерико-нематичного переходу (ХНП) мають багато істотних переваг, однак незначний контраст є однією з проблем у подальшому використанні цих приладів. Величина контрасту безпосередньо пов'язана з процесом розсіювання світла індукованим холестериком, тому метою цієї роботи було дослідження процесу розсіювання світла в зразку

індукованого холестерика на основі аналізу індикатрис розсіювання та впливу селективної компоненти на загальне розсіювання світла.

Теоретична частина. Рідкі кристали відносяться до категорії мутних середовищ, розсіювання світла, в яких може мати як молекулярну природу, так і відбуватися на доменній структурі [2]. Крім того, при певних умовах відіграє велику роль селективне розсіювання світла на холестеричній спіралі. Цей механізм зумовлений властивостями конфокальної текстури холестеричної фази, в якій осі спіралей розташовані хаотично. Кожна з хаотично розташованих областей являє собою дифракційну ґратку фазового типу. Світло, яке падає на таку ґратку, розсіюється за рахунок бреггівської дифракції, при цьому дифракція буде максимальною, якщо виконується умова

$$\lambda = n \cdot P,$$

де λ – довжина хвилі; P – крок холестеричної спіралі.

Селективне відбивання світла з довжиною хвилі, що залежить від кута спостереження, і викликане ним веселкове забарвлення дуже характерне для орієнтованих шарів холестеричних рідких кристалів. Довжина хвилі відбитого світла залежить від величини кроку спіралі. Поведінка холестеричних рідких кристалів у відбитому світлі нагадує багатшаровий фільтр, але внутрішня структура рідкого кристала приводить до того, що відбивання вищих порядків заборонені і, крім того, відбитий промінь має циркулярну поляризацію.

Якщо на холестеричний шар падає біле світло під кутом α (рис. 1), то довжина хвилі λ селективно відбитого під кутом β світла визначається за рівнянням Фергасона [3]:

$$\begin{aligned} \lambda &= 2n_0P \cos \frac{1}{2} \left\{ \sin^{-1} \left(\frac{n}{\bar{n}} \sin \alpha \right) + \sin^{-1} \left(\frac{n}{\bar{n}} \sin \beta \right) \right\} = \\ &= \lambda_n \cos \frac{1}{2} \left\{ \sin^{-1} \left(\frac{n}{\bar{n}} \sin \alpha \right) + \sin^{-1} \left(\frac{n}{\bar{n}} \sin \beta \right) \right\}, \end{aligned}$$

де n_0 – коефіцієнт заломлення для звичайного променя; \bar{n} – усереднений коефіцієнт заломлення; n – коефіцієнт заломлення середовища, що межує з рідким кристалом; λ_n – довжина хвилі селективно відбитого світла для кутів падіння і відбивання, що дорівнює нулю градусів; P – крок спіралі.

Для “полікристалічного” шару холестеричного рідкого кристала (ХРК), тобто для конфокальної текстури, рівняння для довжини хвилі максимуму селективного розсіювання виведене Фергасоном при умові малої оптичної анізотропії речовини:

$$\lambda_0 = \frac{P_0 \langle n \rangle}{m} \cos \left[\frac{1}{2} \arccos \frac{\sin \alpha}{\bar{n}} + \frac{1}{2} \arccos \frac{\sin \beta}{\bar{n}} \right],$$

де \bar{n} – усереднений коефіцієнт заломлення.

Для оцінки розмірів розсіюючих світло зразків індукованих холестериків можна використати метод кутової залежності інтенсивності розсіяного світла при фіксованій довжині хвилі. Відносний показник заломлення рідких кристалів близький до 1 ($n = n_e/n_0$), тому до рідких кристалів можна застосувати теорію розсіювання на “м'яких” частинках [4, 5, 6]. Згідно з теорією розсіювання світла основним параметром, що визначає індикатрису розсіювання та прозорість системи, є величина

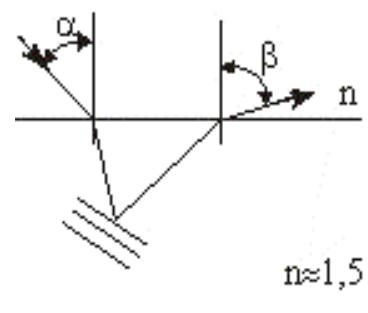


Рис. 1. Падіння світла на холестеричну спіраль

$$\rho = \frac{2\pi R}{\lambda},$$

де R – радіус розсіюючої частинки; λ – довжина хвилі лазерного випромінювання.

Кутовий розподіл інтенсивності розсіяного світла в наближенні Релея – Ганса описується формулою

$$I(\beta, R) = I_0 \alpha^2 \frac{16\pi^4}{\lambda^4} v^2 \frac{1 + \cos^2 \beta}{2} f^2(q); \quad (1)$$

$$\alpha = \frac{3}{4} \pi \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2}; \quad f(q) = \frac{3}{q^3} (\sin q - q \cos q); \quad q = 2\rho \sin \frac{\beta}{2}.$$

Для порівняння з експериментальною залежністю використовувалась зведена індикатриса, нормована на інтенсивність світла, розсіяного вперед

$$\frac{I(\beta, R)}{I(0, R)} = \frac{1 + \cos^2 \beta}{2} f^2(q). \quad (2)$$

З метою одержання максимального узгодження розрахованих та експериментальних індикатрис та визначення ефективного розміру розсіювачів змінна у рівнянні (2) змінювалась як параметр [4].

Усі одержані результати справедливі в наближенні одноразового розсіювання. Багаторазове розсіювання можна враховувати в рамках геометричної оптики, результатом цього наближення є гауссова форма індикатриса розсіювання.

Експериментальна частина. Для досліджень були вибрані суміші на основі нематичної матриці з низьким (до 2 ваг. %) вмістом оптично активної домішки ВІХН-3. Використання немезогенної домішки ВІХН-3, яка характеризується високою закручуючою спроможністю, дало змогу реалізувати умови одержання d/P_0 (де d – товщина рідкокристалічної комірки, а P_0 – недеформований крок індукованої спіралі) в межах від $d/P_0 < 1$ до $d/P_0 \ll 1$. Як базову нематичну матрицю було вибрано матрицю з такими параметрами: $\Delta\epsilon = +25$ (при 293 К); $\Delta n = 0,22$; $T_{пл} = 258$ К; $T_{пр} = 323$ К.

Структурні формули нематичної матриці показано на рис. 2.

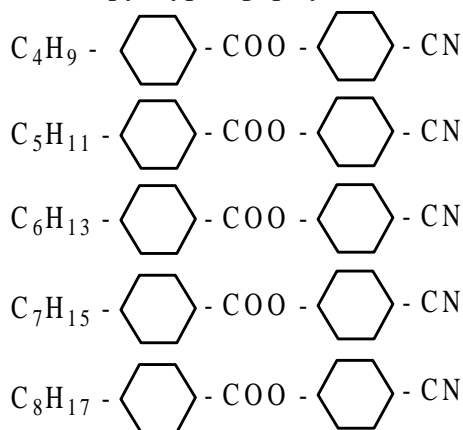
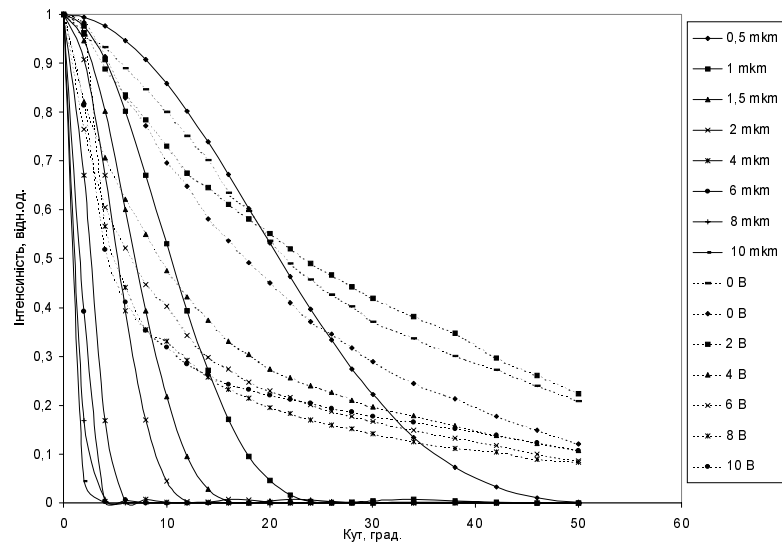


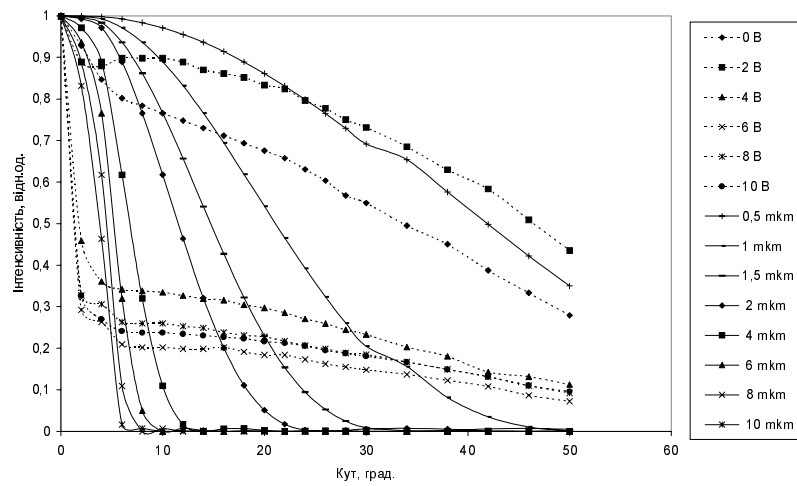
Рис. 2. Структурні формули нематичних сполук

На рис. 3 показано теоретично розраховані (1) і експериментально зняті індикатриса розсіювання індукованими холестериками при різних значеннях напруги на зразку. Експериментальні індикатриса знімались методом кутової залежності інтенсивності розсіювання при фіксованій довжині хвилі. Дослідження проводились на довжинах хвиль 0,63 мкм, 1,15 мкм і 3,39 мкм (рис. 3, а, б і в).

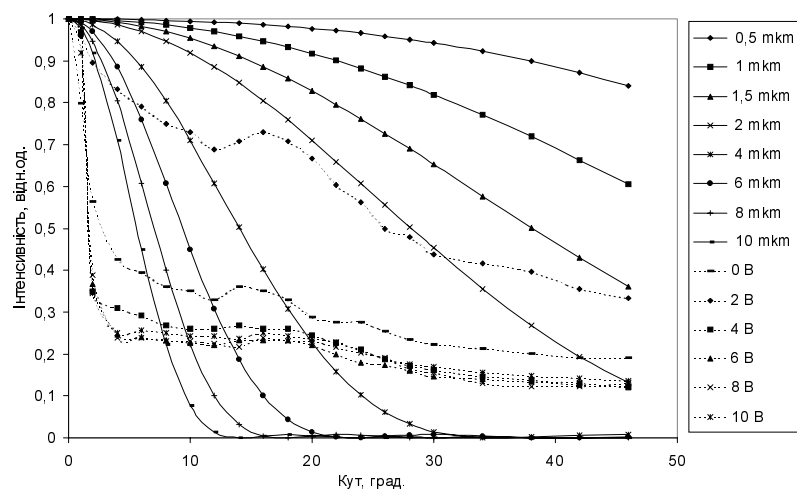
З метою коректного порівняння експериментальних і теоретичних кривих використовувалась зведена індикатриса, нормована на інтенсивність світла, розсіяного вперед (формула 2). Коректність застосування такої методики порівняння експериментальних і теоретичних кривих обґрунтована в [4].



а



б



в

Рис. 3. Сімейство теоретичних (суцільні лінії) та експериментальних (штрих-пунктирні лінії) індикатрис розсіювання індукованими холестериками, знятих на різних довжинах хвиль лазерного випромінювання: а – 0,63 мкм; б – 1,15 мкм; в – 3,39 мкм

Якісний аналіз одержаних результатів показує, що існує відмінність у вигляді індикатрис, знятих на різних довжинах хвиль. Як було сказано вище, характер розсіювання в індукованих холестериках включає два процеси: розсіювання на доменних утвореннях і селективне розсіювання. В досліджуваних сумішах концентрація оптично активної домішки не змінювалась і становила 1,7 ваг.%. Отже, величина кроку надмолекулярної спіральної структури P_0 залишалась незмінною. Таким чином, змінюючи довжину хвилі лазерного випромінювання, ми змінюємо вклад тієї чи іншої компоненти розсіювання в загальне розсіювання.

Розгляд процесів розсіювання на довжині хвилі 0,63 мкм і характер зміни індикатрис розсіювання детально розглянуті в [9]. Згідно з нашими припущеннями основний вклад у процес розсіювання вносить розсіювання на частинках. Для описання процесів розсіювання було запропоновано теорію розсіювання на частинках, розміри яких менші від довжини хвилі лазерного випромінювання, або теорію розсіювання Релея–Ганса. Як видно з рис. 3, а, експериментальні індикатрис розсіювання практично збігаються з теоретичними. Проте вони мають певну розбіжність, яка пояснюється полідисперсністю системи, яку також можна врахувати в рамках запропонованої теорії розсіювання Релея–Ганса.

Характерною особливістю отриманих в інфрачервоній області індикатрис розсіювання, є гостра напрямленість їх в області малих кутів розсіювання, максимальна для індикатрис, отриманих на довжині хвилі 3,39 мкм. А це, відповідно, свідчить, про те, що інтенсивність нормальної нерозсіяної компоненти випромінювання разом з компонентою розсіювання по нормалі вища від інтенсивності розсіювання дифузної компоненти.

Загальний аналіз зміни форм індикатрис розсіювання при зміні довжини хвилі випромінювання показує, що збільшення довжини хвилі випромінювання, зондуєчої зразок індукованого холестерика, призводить до зміни форми індикатрис, а саме, якщо при довжині хвилі 1,15 мкм спостерігаємо локальні перегини, то при довжині хвилі 3,39 мкм маємо дифракційний максимум. У першому випадку наявність незначних змін у формі індикатрис пов'язана із сильно розмитими дифракційними рефlekсами, які утворюються на хаотично орієнтованих спіральних структурах, що проявляється значно яскравіше при довжині хвилі 3,39 мкм.

Дослідження процесів розсіювання світла має на меті досягнення максимальної величини контрасту приладів, які використовують ефект холестерико-нематичного переходу. Для підтвердження проведених досліджень індикатрис розсіювання були додатково зняті залежності оптичного пропускання від величини прикладеного електричного поля. З цих залежностей було розраховано значення відносно величини контрасту на усіх довжинах хвиль лазерного випромінювання за формулою

$$k = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \cdot 100\%.$$

Результати розрахунку показані на рис. 4.

Як видно з цього рисунка збільшення довжини хвилі лазерного випромінювання приводить до збільшення відносно величини контрасту. Істотно, що такі параметри індукованого холестерика як розміри розсіюючих частинок та крок спіралі є константами, а ми змінюємо довжину хвилі випромінювання, яка зондує зразок індукованого холестерика.

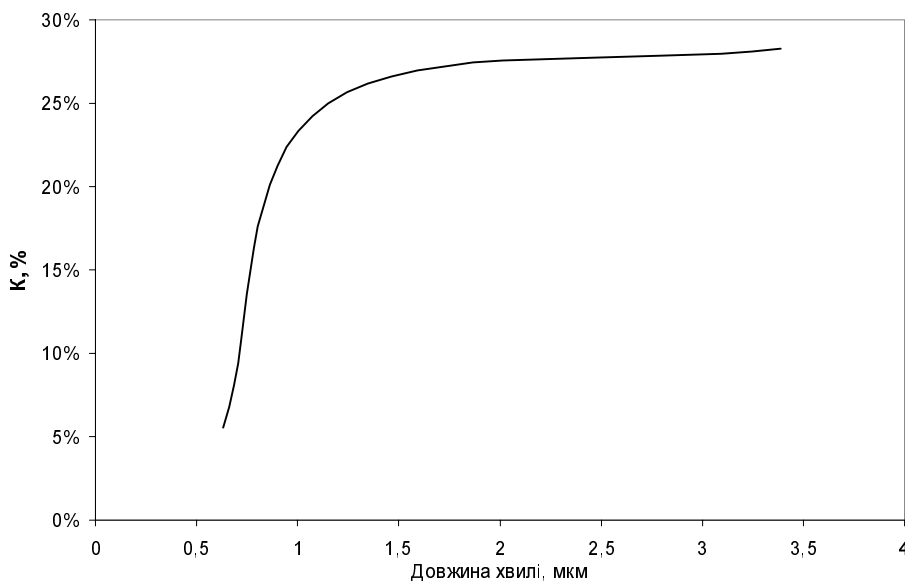


Рис. 4. Залежність відносної величини контрасту від довжини хвилі лазерного випромінювання

Якщо основним фактором, який впливає на характер розсіювання на довжині хвилі 0,63 мкм, є розміри розсіюючих центрів, то при зростанні довжини хвилі до 3,39 мкм збільшується вклад селективної компоненти в значення розсіювання і цей вклад є найбільшим у цьому експерименті.

Висновки. Розсіювання світла в зразку індукованого холестерика може відбуватися як на розсіюючих світло частинках, які являють собою конфокальні домени, так і на дифракційних ґратках фазового типу, утворених спіральними структурами.

На основі аналізу індикатрис розсіювання встановлено вклад цих складових у загальне розсіювання і показано, що збільшення довжини хвилі лазерного випромінювання приводить до зміни форм індикатрис розсіювання аж до появи дифракційних максимумів, а це, своєю чергою, веде до значного підвищення контрасту за рахунок вкладу селективної компоненти.

1. Де Жен П. Физика жидких кристаллов. – М., 1977.– 400 с. 2. Данилов В.В., Савельев Д.А. // Труды ГОИ. – 60, – №194. – С.81–91. 3. Беляков В.А., Сонин А.С. Оптика холестерических жидких кристаллов. – М., 1983. – С. 360. 4. Яковенко С.С., Вистинь Л.К. // Оптика и спектроскопия, 1978. – 44, – №4. – С.777–783. 5. Самодурова И.Д., Сонин А.С., Успенский А.Б. // Оптика и спектроскопия, 1974. – 34, – №6. – С.1165–1168. 6. Вистинь Л.К., Чистяков И.Г. // Кристаллография, 1974. – 19, – №1. – С.195–216. 7. Ван де Хюлст Г. Рассеяние света малыми частицами. М., 1961.– 500 с. 8. Шифрин К.С. Рассеяние света в мутной среде. – М., – 1953.– 326 с. 9. Микитюк З.М., Сушинський О. Є., Черпак В.В., Іваницький В.Г. // Вісник ДУ “Львівська політехніка”, 2000, – №397, С. 70–77. 10. Z. Mykytyuk, V. Cherpak, V. Ivanytskyu, B. Dalanbayr. // Abstracts of Europe Conference of Liquid Crystal, Halle, Germany, 2001 – P. 2–29. 11. Яковенко С.С., Вистинь Л.К. // Кристаллография, 1976. – 2, – №3. – С. 571–573. 12. Борн М., Вульф Э. Основы оптики. – М., 1973. – 230 с. 13. Аракелян С.М., Чилингарян Ю.С. Нелинейная оптика жидких кристаллов. – М., 1984.– 360 с.