

З.М. Микитюк, А.В. Фечан, О.Й. Ясиновська
Національний університет "Львівська політехніка",
кафедра електронних приладів

ВПЛИВ ПАРАМЕТРІВ ХОЛЕСТЕРИЧНИХ РІДКИХ КРИСТАЛІВ НА СМУГУ СЕЛЕКТИВНОГО ВІДБИВАННЯ СВІТЛА В РЗЗ-ЛАЗЕРАХ

© Микитюк З.М., Фечан А.В., Ясиновська О.Й., 2007

Z.M. Mykytyuk, A.V. Fechan, O.Y. Yasynovska

INFLUENCE OF PARAMETERS OF CHOLESTERIC LIQUID CRYSTALS ON THE BANDWIDTH OF SELECTIVE REFLECTION OF LIGHT IN DFB-LASERS

© Mykytyuk Z.M., Fechan A.V., Yasynovska O.Y., 2007

Наведено результати теоретичних й експериментальних досліджень спектрів селективного відбивання холестеричних рідких кристалів. Проведено моделювання коефіцієнта відбивання для різних параметрів зразків. Досліджено залежність коефіцієнта відбивання від товщини зразка і двоприменезаломлення. Отримані результати показують, що для забезпечення високого коефіцієнта відбивання товщина зразка має становити не менше ніж 10 кроків спіралі. У випадку меншої товщини треба використовувати матеріали з високою величиною двоприменезаломлення ($0,3 \div 0,4$).

The results of theoretical and experimental researches of the spectrums of selective reflection of cholesteric liquid crystals are represented. The modelling of reflection coefficient for different parameters of sample is carried out. The dependences of reflection coefficient from the sample thickness and the birefringence are investigated. The got results are shown, that for providing of high reflection coefficient, the sample thickness is to make not less than 10 pitches of spiral. In the case of less thickness it follows to use materials with the high size of birefringence ($0,3 \div 0,4$).

I. Вступ

Лазери з налагодженням за частотою характеризуються двома особливостями. По-перше, спектр підсилення їхньої активної речовини повинен бути достатньо широким для того, щоб забезпечити генерацію у всьому необхідному діапазоні переналагодження. По-друге, резонатор лазера повинен мати високу селективність для виділення однієї довжини хвилі, а його конструкція повинна забезпечувати можливість переналагодження в заданому діапазоні [1].

Одним із таких лазерів є лазер з розподіленим зворотним зв'язком (РЗЗ). Традиційно активною речовиною РЗЗ-лазера на основі рідкого кристала є суміш холестеричного рідкого кристала і барвника; зворотний зв'язок забезпечується за рахунок бреггівського відбивання світла на спіральній періодичній структурі. Холестеричні рідкі кристали (ХРК) можна розцінювати як одновимірні фотонні кристали. Фотонна заборонена зона з'являється для світла кругової поляризації. Зворотний зв'язок виникає в результаті бреггівського відбивання, розподіленого рівномірно по всій активній речовині. Істотною перевагою РЗЗ лазера є те, що холестерик виконує роль резонатора і селектора.

II. Аналіз математичних моделей розрахунку селективного відбивання

Селективні властивості ХРК і можливість зміни кроку спіралі забезпечують створення лазерів з переналадженням за частотою. Селективне відбивання в околі λ_{\max} означає, що освітлена білим світлом плоска структура ХРК буде здаватися забарвленою. Як відомо,

$$\lambda_{\max} = 2 n d \sin \theta, \quad (1)$$

де $d = P/2$ – період ґратки, P – крок холестеричної спіралі, θ – кут між падаючим променем та холестеричною площиною. Якщо розглядати падіння світла при $\theta = 90^\circ$:

$$\lambda = 2n d = 2 nP/2 = nP, \quad (2)$$

тобто, спіраль відіб'є світло з довжиною хвилі, пропорційною її кроку. Ширину смуги селективного відбивання (ССВ) можна визначити, використовуючи вираз

$$\Delta\lambda = \Delta nP, \quad (3)$$

де $\Delta n = n_e - n_o$ – двопроменезаломлення рідкого кристала. У межах цієї смуги відбивання світло правої кругової поляризації відбивається від правосторонньої спіралі. Вибірково світло лівої кругової поляризації відбивається від лівосторонньої спіралі. Довжини хвилі за межами відбивання не залежать від поляризації.

У [2] повідомляється про лазерну генерацію на краю смуги селективного відбивання в періодичній структурі. Під час вимірювань холестеричних рідкокристалічних плівок з домішкою барвника було встановлено, що швидкість спонтанної емісії збільшується на краях смуги. У насичених барвником зразках ХРК найнижчий поріг лазерної генерації знаходиться на низькому енергетичному краю смуги відбивання [3].

Для того, щоб зафіксувати бреггівське відбивання, потрібен хоча б мінімальний шар холестерика. Це питання проаналізовано в [4] з використанням методу кінцевих елементів. Для прийнятого кроку холестерика 0,31 мкм, бреггівське відбивання спостерігається, коли товщина плівки більша, ніж 10 P , де P – величина кроку спіралі. Недоліком такого моделювання є те, що досягається низький коефіцієнт відбивання, лише 0,5. Інша математична модель, показана в [5], дає коефіцієнт відбивання $R \sim 1$. Описано, що для параметрів зразка ХРК: $P = 0,35$ мкм, $n_o = 1,5$ і $n_e = 1,8$, товщина має бути приблизно 10 кроків для отримання $R \sim 1$.

З виразу (3) бачимо, що ширина ССВ збільшується зі збільшенням двопроменезаломлення Δn . У [4] моделювання проводилося для фіксованої товщини ХРК зразка $d = 16P$. Кроку у кожному моделюванні встановлений так, що центр ССВ лежить у точці 0,55 мкм. Показано, що зі збільшенням Δn смуга селективного відбивання розширюється.

З двопроменезаломленням Δn також пов'язана мінімальна товщина ХРК комірки, при якій спостерігається максимум селективного відбивання. Хоча в деяких випадках зменшення товщини ХРК є бажаним, теоретично товщину можна зменшувати лише до певної межі. Залежність коефіцієнта селективного відбивання від товщини РК комірки (кроку спіралі $P = 0,35$ мкм) для різних значень Δn показує, що для типових значень $P = 0,35$ мкм і $\Delta n = 0,2$ значення товщини робочого РК шару повинне бути не меншим 3 мкм [6].

III. Моделювання коефіцієнта селективного відбивання

Проаналізувавши ряд математичних моделей, розраховано коефіцієнт відбивання різними методами.

За першим методом використовувався наближений вираз для коефіцієнта відбивання [7]:

$$R = \frac{k^4 \delta^2 \sin^2(\beta d)}{4q_0^2 \beta^2 + k^4 \delta^2 \sin^2(\beta d)}, \quad (4)$$

де $k = \pi \frac{(n_o + n_e)}{\lambda}$, $\delta = \frac{(n_e^2 - n_o^2)}{n_e^2 + n_o^2}$, $q_0 = 2 \cdot \frac{\pi}{P}$, $\beta = \sqrt{k^2 + q_0^2 - k \sqrt{4 \cdot q_0^2 + k^2 \cdot \delta^2}}$, d – товщина зразка.

Проведено моделювання спектрів відбивання ХРК для комірок різної товщини. Результати обчислень показані на рис. 1. Для ХРК матеріалу з $P = 1,2$ мкм, $n_o = 1,511$ і $n_e = 1,566$ ми змінювали товщину комірки: 6; 25; 33 мкм.

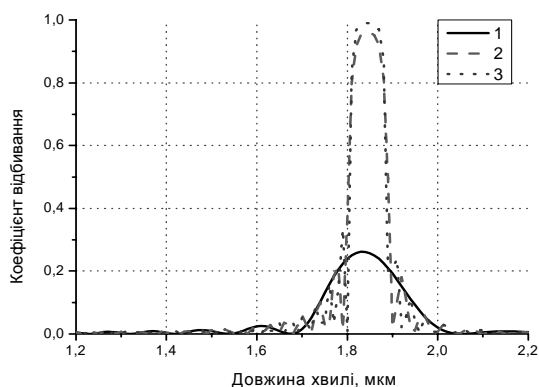


Рис. 1. Обчислені спектри селективного відбивання ХРК залежно від товщини зразка (1) $d=6$ мкм, (2) $d=25$ мкм, (3) $d=33$ мкм, з використанням математичної моделі [7]

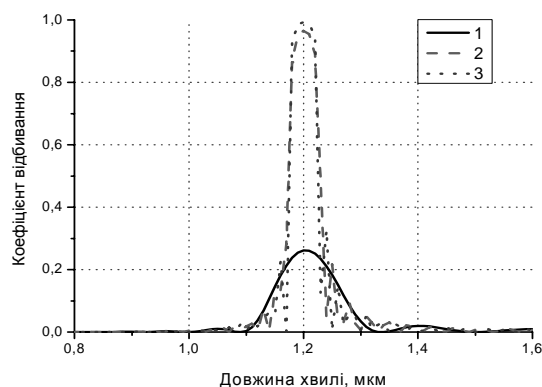


Рис. 2. Обчислені спектри селективного відбивання ХРК залежно від товщини зразка (1) $d=6$ мкм, (2) $d=25$ мкм, (3) $d=33$ мкм, з використанням математичної моделі [8]

Як показали розрахунки, зі збільшенням товщини коефіцієнт відбивання зростає. Для товщини 28Р коефіцієнт відбивання становить $R \sim 0.99$. Із збільшенням товщини зразка селективне відбивання істотно не змінюється.

За другим методом розрахунку було використано математичну модель [8]:

$$R = \frac{\chi^4 \delta^2 \sin^2 \beta_3 d}{\tau^2 \beta_3^2 + \chi^4 \delta^2 \sin^2 \beta_3 d}, \quad (5)$$

де $\beta_3^2 = \chi^2 + (\tau^2/4) - \chi\sqrt{\tau^2 + \chi^2 \delta^2}$, $\chi = \left(\omega^2 \frac{\epsilon}{c^2}\right)^{1/2}$, $c = \omega \frac{2}{\tau} \sqrt{\epsilon}$, $\tau = 4 \frac{\pi}{p}$, δ – анізотропія діелектричної

проникності, p – крок спіралі, d – товщина зразка. Коли виконується умова $|\chi^2 - \tau^2/4| < \chi^2 \delta$, величина β_3 стає уявною, тому в рівнянні (5) $\sin \beta_3 d$ переходить в $i \operatorname{sh}|\beta_3|d$. Для товщини зразка $d \gg p/\delta\pi$ маємо $\operatorname{sh}|\beta_3|d \gg 1$ і коефіцієнт відбивання $R \approx 1$. Аналогічна поведінка параметра β_3 спостерігається в межах смуги селективного відбивання. Результат обчислення коефіцієнта відбивання показаний на рис. 2. За достатньо великій товщині кристала $d = 28P$ маємо коефіцієнт відбивання $R \sim 0.99$, тобто відбувається повне селективне відбивання світла правої кругової поляризації. Поза областю селективного відбивання інтенсивність відбитого світла з віддаленням частоти від області сильного відбивання зменшується. У випадку тонких зразків $d = 5P$ крива відбивання сильно розширена і коефіцієнт відбивання малий.

Порівнюючи спектри відбивання, обчислені двома різними методами (рис. 1;2), можна зробити висновок, що:

- із збільшенням товщини кристала до 28Р обидва методи розрахунку дають подібний результат; можна досягти коефіцієнта відбивання $R \sim 0.99$;

- максимуми довжини хвилі селективного відбивання дещо відрізняються, оскільки в першому випадку ми отримали зміщення максимуму довжини хвилі до $\lambda \sim 1,8$ мкм.

Як показали розрахунки, коефіцієнт відбивання залежить від товщини рідкокристалічного зразка. Результати розрахунків свідчать про те, що товщину можна зменшувати лише до певної межі. Товщина РК зразка d , за якої спостерігається насичення максимуму селективного відбивання, пов'язана з двопронезаломленням Δn . На рис. 3. видно, що значенню $\Delta n = 0,2$ відповідає товщина зразка $d \sim 10$ мкм, а при $\Delta n = 0,4$ товщина $d \sim 5,5$ мкм. Отже, можна використовувати зразки з меншою товщиною, але при цьому треба збільшувати коефіцієнт двопронезаломлення, і тоді коефіцієнт відбивання досягне 0,99.

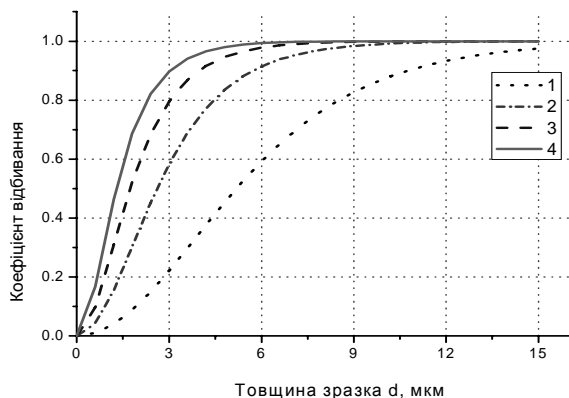


Рис. 3. Залежність коефіцієнта відбивання від товщини РК зразка для різних значень двоприменезаломлення: (1) $\Delta n=0,1$, (2) $\Delta n=0,2$, (3) $\Delta n=0,3$, (4) $\Delta n=0,4$

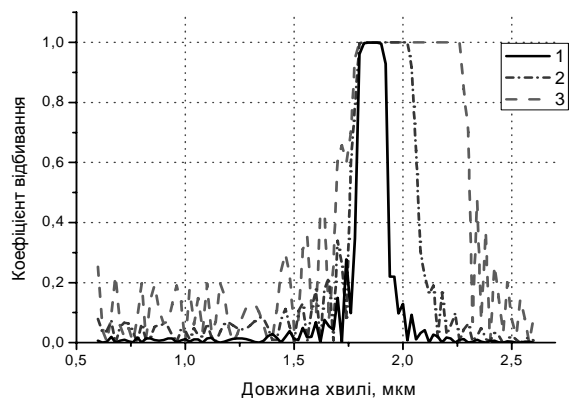


Рис. 4. Обчислені спектри селективного відбивання ХРК для різних значень двоприменезаломлення: (1) $\Delta n=0,1$, (2) $\Delta n=0,2$, (3) $\Delta n=0,4$

Як описано в [4], ширина смуги селективного відбивання $\Delta\lambda$ залежить від двоприменезаломлення Δn . Щоб показати залежність $\Delta\lambda = f(\Delta n)$, обчислено коефіцієнт відбивання для різних значень Δn : 0,1, 0,2, 0,4. Моделювання проводилося за фіксованої товщини ХРК зразка $d = 25$ мкм. Крок спіралі в кожному моделюванні $P = 1,2$ мкм. Результати розрахунків наведено на рис. 4. Розрахунки показують, що Δn практично не впливає на коефіцієнт відбивання, а впливає на ширину смуги селективного відбивання. Збільшуючи коефіцієнт двоприменезаломлення, її можна розширювати.

IV. Експеримент

Проведено дослідження суміші серії MLC-9300-100 з хіральною домішкою холестерил пропіонат. Крок спіралі, на якій проходить селективне відбивання довжини хвилі 1,2 мкм, підбирався зміною концентрації оптично активної домішки. (рис.5).

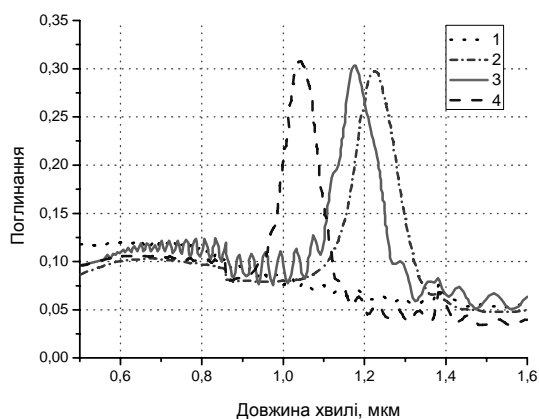


Рис. 5. Спектр поглинання досліджуваної суміші для різних концентрацій холестерил пропіонат: (1) 5 %, (2) 25,14 %, (3) 29,25 %, (4) 30,88 %. Товщина зразка $d=6$ мкм. Орієнтуюче покриття 0,2 % нейлону

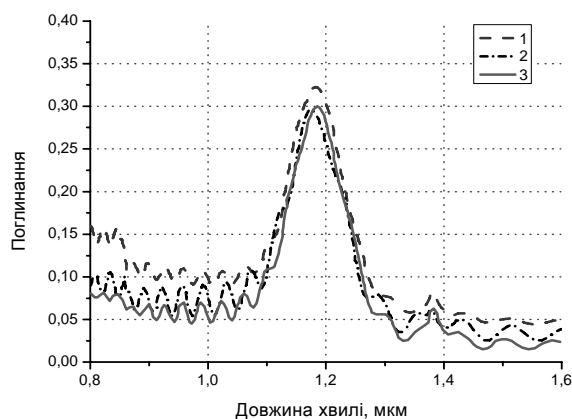


Рис. 6. Спектр поглинання комірки з різним орієнтуючим покриттям (1) полівініловий спирт(ПВС) 5 %, (2) нейлон 0,2 %, (3) нейлон 0,4 %. Товщина зразка $d=6$ мкм. Хіральна домішка 29,25 % холестерил пропіонат

З рисунка бачимо, що максимальне поглинання спостерігається в суміші з концентрацією домішки 29,25%. Для цієї концентрації проводилось вимірювання залежності довжини хвилі селективного відбивання від різних орієнтуючих структур. Результати вимірювань показано на

рис. 6. Оскільки ідеальну планарну структуру отримати важко, створюються різні полікристалічні структури. Вибором орієнтуючого покриття задається нахил молекул у комірці, від якого залежить селективне пропускання.

Комірка з орієнтуючим покриттям із 2%-го нейлону дає максимальне значення селективного пропускання на довжині хвилі 1,2 мкм.

Залежність поглинання від довжини хвилі для різних товщин зразка показано на рис. 7.

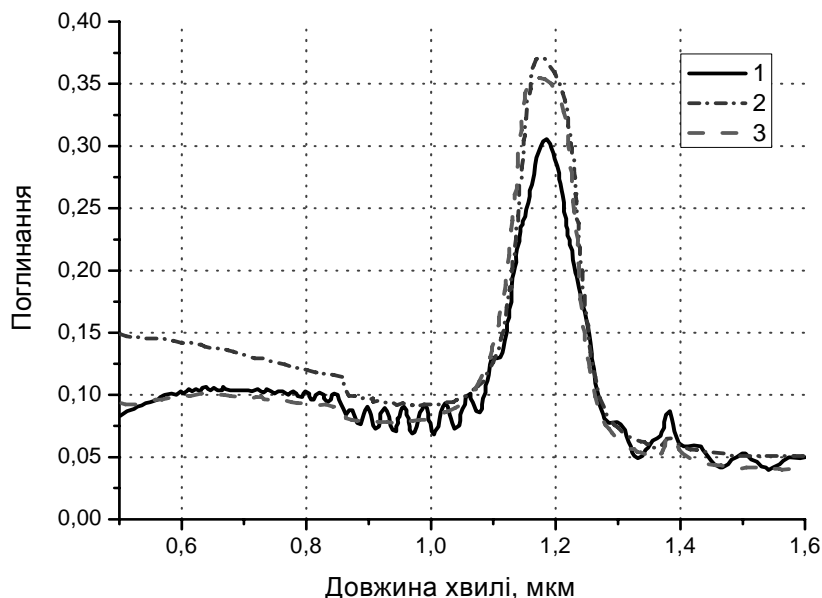


Рис. 7. Залежність поглинання від довжини хвилі для різних товщин зразка: (1) $d=6$ мкм, (2) $d=25$ мкм, (3) $d=33$ мкм. Хіральної домішки 29,25 % холестерил пропіонат. Орієнтуюче покриття 0,4 % нейлону

Щоб показати залежність коефіцієнта відбивання від товщини рідкокристалічного зразка, досліджено рідкокристалічну суміш на основі нематичних матриць з концентрацією 36,6 % холестерилOLEАТУ. Базовою речовиною для синтезу досліджених нематичних матриць було обрано суміш СЖК-654 ($\Delta\epsilon = 6,8$) з концентрацією 63,4 %. Крок спіральної структури $P = 0,6$ мкм. Результати експерименту показано на рис. 8.

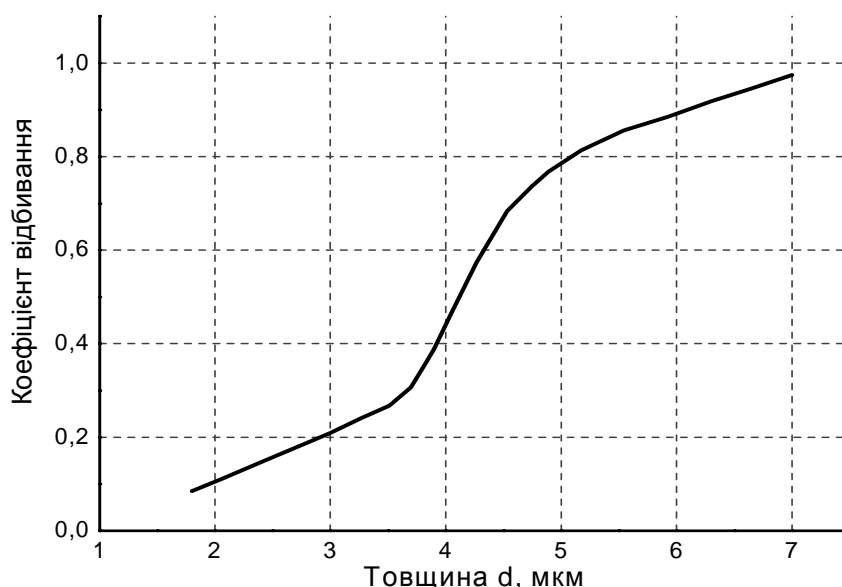


Рис. 8. Залежність коефіцієнта відбивання від товщини РК зразка

Отримані результати показують, що зі збільшенням товщини зразка коефіцієнт відбивання збільшується. Порівняємо ці результати з обчисленими значеннями. Як було розраховано, при товщині зразка $10P$ коефіцієнт відбивання становить майже 0.99, і подальше збільшення товщини не змінює цього значення. В нашому випадку товщині зразка $10P$ відповідає значення коефіцієнта відбивання 0.97. Отже, для того, щоб отримати високий коефіцієнт відбивання, потрібно використовувати ХРК зразок товщиною, не меншою ніж 10 кроків спіралі.

Висновок

Розраховано коефіцієнт відбивання світла з використанням різних математичних моделей. Експериментально досліджено залежність коефіцієнта відбивання від концентрації оптично активної домішки, орієнтуючого покриття та товщини зразка.

Встановлено, що математичні моделі адекватно описують результати експериментальних досліджень для тонких зразків ($d = 5P$). У випадку товстих зразків ($d = 21P$) спостерігаються розбіжності між експериментальними та розрахунковими значеннями. Це можна пояснити тим, що математичні моделі не враховують поглинання випромінювання в шарі рідкокристалічного матеріалу. Необхідною умовою для отримання задовільного коефіцієнта відбивання у випадку товщини $d \leq 10P$ є використання рідкокристалічних матеріалів з високою величиною двопронезаломлення ($0,3 \div 0,4$).

Проведені дослідження показали, що, підбираючи певну товщину рідкокристалічної комірки, коефіцієнт двопронезаломлення і крок спіралі, можна змінювати коефіцієнт відбивання, ширину смуги селективного відбивання, впливаючи тим самим на параметри лазерної генерації РЗЗ-лазера.

1. Наний О.Е. *Оптические передатчики с перестраиваемой длиной волны излучения для DWDM сетей связи. Ч. 1 // Lightwave Russian Edition, № 1, 2006. – С. 51 – 56.* 2. Kopp V.I., Fan B.H., Vithana K. M., Genack A. Z. *Low-threshold lasing at the edge of a photonic stop band in cholesteric liquid crystals. // OPTICS LETTERS. Vol. 23, No. 21. November 1, 1998. – P. 1707 – 1709.* 3. Cao W., Marino A., Abbate G., Palffy-Muhoray P., Taheri B. *Lasing Thresholds of Cholesteric Liquid Crystals Lasers. // Electronic-Liquid Crystal Communications. October 16, 2004.* 4. Hong Q., Wu T. X., and Wu S. T. *Optical wave propagation in a cholesteric liquid crystal using the finite element method. // Liq. Cryst. 30, 2003. – P.367 – 375.* 5. Deng-Ke Yang, Xiang-Dong Mi. *Modelling of the reflection of cholesteric liquid crystals using the Jones matrix. // J. Phys. D: Appl. Phys. 33, 2000. – P. 672 – 676.* 6. John W.D.St., Frits W.J., Lu Z.J., Yang D. K. *Bragg reflection from cholesteric liquid crystals // Phys. Rev. E., v.51, № 2, 1995, p. 1191 – 1198.* 7. Robbie K., Broer D.J., Brett M.J. *Chiral nematic order in liquid crystals imposed by an engineered inorganic nanostructure. // Macmillan Magazines Ltd. №24, 1999. – P. 764 – 766.* 8. Беляков В.А., Дмитриенко В.Е., Орлов В.П. *Оптика холестерических жидких кристаллов. // Успехи физических наук. Т. 127. – 1979. – Вып. 2. – С. 221–261.*