

В.А. МИСТЕЦЬКИЙ,¹ С.А. БУГАЙЧУК^{1,2}

¹ Інститут фізики НАН України

(Просп. Науки, 46, Київ 03028; e-mail: misteckiyvictor@ukr.net)

² Фізичний факультет, лабораторія PhLAM, університет Лілля

(Вулиця Поля Дюеза, 42, Лілля 59800, Франція)

КЕРУВАННЯ ІНТЕНСИВНІСТЮ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ У РІДКОКРИСТАЛІЧНИХ ВЕНТИЛЯХ ПРИ ЗАПИСІ ОБ'ЄМНОЇ ДИНАМІЧНОЇ ҐРАТКИ

УДК 535.44

Експериментальні дослідження номінально чистих нематичних рідких кристалів (НРК) підтверджують запис динамічних голографічних ґраток у комірках як з гомеотропною орієнтацією, так і з планарною. Пояснення можна знайти, виходячи із фото-рефрактивного механізму запису ґратки, особливістю якого являється формування нерівноважного заряду на поверхні підкладки комірки під дією просторово неоднорідного світлового поля. Поява внутрішнього тангенціального електричного поля (вздовж підкладок комірки), разом із зовнішнім електричним полем, що прикладається нормально до підкладок комірки, відкриває додаткові можливості у керуванні напрямку вектора результуючого електричного поля. В даній роботі розроблена і аналізується модель зміни інтенсивностей лазерних променів при їх самодифракції і дифракції на динамічній ґратці, створеній в НРК. Динамічна фазова ґратка формується завдяки орієнтаційному механізму двозаломлення в НРК при двопучковій взаємодії лазерних променів, що утворюють просторово періодичну інтерференційну картину діючого світлового поля. Результати проведених розрахунків вихідних інтенсивностей лазерних променів в перших порядках самодифракції і дифракції добре узгоджуються з експериментальними вимірюваннями. Зокрема, вони пояснюють залежність дифракційної ефективності від величини зовнішньої прикладеної напруги, що має добре виражений максимум.

Ключові слова: нематичні рідкі кристали, двопучкова взаємодія, динамічні ґратки, дифракційна ефективність.

1. Вступ

В сучасних системах оптоелектроніки рідкокристалічні (РК) матеріали та їхні композити розгля-

даються як перспективні нелінійно-оптичні матеріали. Вони знаходять багато застосувань, зокрема, для дисплеїв, просторових модуляторів світла, сенсорів, адаптивних оптичних елементів, та багато інших [1–4]. В системах нелінійної фотоніки, як правило, використовується такий феноменологічний ефект, як зміна показника заломлення в РК-матеріалах під дією світла, або одночасної дії лазерних променів і електричного поля. В основі ефекту лежить механізм колективної переорієнтації молекул в комірці РК, що легко керу-

Цитування: Мистецький В.А., Бугайчук С.А. Керування інтенсивністю лазерного випромінювання у рідкокристалічних вентилях при записі об'ємної динамічної ґратки. *Укр. фіз. журн.* **68**, №7, 476 (2023).

Citation: Mystetskyi V., Bugaychuk S. Control over laser beam intensities in liquid crystal valves when recording dynamic volume gratings. *Ukr. J. Phys.* **68**, No. 7, 474 (2023). <https://doi.org/10.15407/ujpe68.7.474>.

ється зовнішніми впливами і призводить до зміни показника заломлення. Методи динамічної голографії являються одними із перспективних для перетворень параметрів лазерних пучків і зображень. Вони охоплюють багато застосувань: керування параметрами лазерних пучків [5, 6]; розробка різноманітних датчиків [7–9]; оптичне спряження фази (ОСР), яке використовується для створення дзеркал з оберненим хвильовим фронтом, що є дуже потрібним для лідарних систем і фотолітографії [10]; розробки систем для оптичних обчислень, оптичного комп'ютера і голографічного штучного інтелекту [11, 12].

Ми розглядаємо ефекти керування інтенсивностями вихідних лазерних променів при двопучковій взаємодії в нематичних РК. Основним механізмом являється запис динамічної ґратки показника заломлення під дією періодичного інтерференційного поля, що утворюється двома вхідними лазерними променями, з подальшою самодифракцією записуючих лазерних пучків, або дифракцією пробного пучка на динамічній ґратці. В даній роботі розглядається фоторефрактивний механізм оптичної нелінійності та формування фазової динамічної ґратки в РК, особливістю якого є створення внутрішнього поля просторового заряду, що призводить до переорієнтації рідкокристалічних молекул [13, 14]. Такий підхід є дуже перспективним, оскільки нестационарний заряд утворюється на підкладчинці комірки під дією просторово-неоднорідного світлового поля, внаслідок чого переорієнтація директора відбувається з поверхні цієї підкладчинки і розповсюджується в об'єм комірки [15]. Коло цієї поверхні діють ефекти обмеження для РК, такі як підвищення фактора локального поля і зменшення робочого об'єму для переорієнтації молекул РК [16, 17], що дозволяє значно скоротити час релаксації з одночасним збільшенням величини нелінійності [18–22].

Ми представляємо комп'ютерне моделювання різних сценаріїв керування інтенсивністю лазерних пучків у нематичних РК при двопучковій взаємодії. Математична модель розрахунку характеристик дифракції і самодифракції на динамічній ґратці детально розглядається для комірок НРК з гомеотропною та планарною орієнтаціями молекул. Важливим новим результатом нашої роботи є те, що ми отримали оптимальні значення кута переорієнтації директора РК, при яких спостері-

гається максимальна дифракційна ефективність. Ці значення відрізняються для комірок з гомеотропною і планарною орієнтаціями. Отримана нами модель також дозволяє, з урахуванням фоторефрактивного механізму запису динамічних ґраток, оцінити значення необхідних внутрішніх електричних полів для реалізації цих сценаріїв.

2. Модель самодифракції і дифракції хвиль на динамічній ґратці в планарних комітках НРК

2.1. S-ефект в планарній комітці НРК

Традиційно розглядається переорієнтація директора нематичного РК в об'ємі комірки в наближенні ідеального монокристала нематика. При цьому наближенні вважається, що молекули в середньому орієнтовані вздовж загального напрямку $\pm \mathbf{d}$ (\mathbf{d} – одиничний вектор, що описує напрямок директора РК). Система є одноосною, а параметр порядку – тензорний [23]. Стандартним підходом являється розглядання РК в наближенні анізотропної рідини, яка проявляє властивості як пружного опору, так і в'язкості [3, 23].

Коли до комірки прикладено електричне поле, то змінюється кут нахилу директора. Електричне поле \mathbf{E} створює обертальний момент для вектора поляризації. У РК спостерігається багато цікавих електрооптичних ефектів, які не мають аналогів у твердих та рідких тілах. Це зумовлено великою лабільністю структури РК: невеликі зовнішні електричні поля призводять до значних трансформацій поля директора і, відповідно, до змін оптичних властивостей РК. При невеликих електричних напругах поблизу критичного поля Фредерікса молекули нематика будуть переорієнтовуватися, і в кінці кінців директор встановиться вздовж зовнішнього електричного поля для $\Delta\epsilon > 0$, або перпендикулярно полю для $\Delta\epsilon < 0$. Оскільки нематик є оптично анізотропним (позитивним), то станеться зміна положення оптичної індикатриси щодо напрямку електричного поля та світла. Такі електрооптичні ефекти, зумовлені переорієнтацією за рахунок переходів Фредерікса, називаються орієнтаційними [3, 24]. У цих ефектах є магнітні аналоги.

Згідно з континуальною теорією нематиків, коли враховуються тільки короткодіючі міжмолекулярні сили, для опису трансформацій директора НРК використовуються константи Франка, а

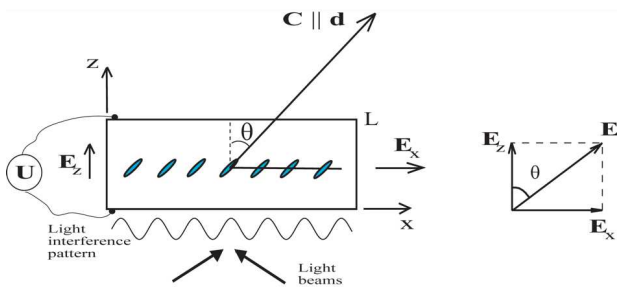


Рис. 1. Схема двовимірної моделі одновісного середовища нематичного рідкого кристала: θ – кут нахилу директора РК відносно осі z ; \mathbf{d} – директор РК, що показує напрямки переважної орієнтації довгих осей молекул РК; вектор \mathbf{C} – оптична вісь РК середовища; L – товщина комірки РК; вектор \mathbf{E}_z – зовнішнє електричне поле, зумовлене напругою U , прикладеною до підкладок комірки; вектор \mathbf{E}_x – внутрішнє електричне поле нестационарного заряду

саме K_1 – модуль поперечного згину (splay) з $\text{div } \mathbf{d} \neq 0$; K_2 – модуль деформації кручення (twist) з $\mathbf{d} \cdot \text{rot } \mathbf{d} \neq 0$; K_3 – модуль поздовжнього згину (bend), з $\mathbf{d} \times \text{rot } \mathbf{d} \neq 0$.

Розглянемо стандартну сандвіч-подібну геометрію комірки з нематичним РК. Її найпростіша двовимірною моделлю наведена на рис. 1. Шар нематика товщиною L розташований між двома підкладками, необмеженими за напрямками вздовж осей x і y . Розглядається 2D система, де директор \mathbf{d} знаходиться в площині (z, x) . Паличкоподібні мезогенні молекули РК характеризуються позитивною оптичною анізотропією. Напрямок директора визначає напрямки оптичної осі НРК \mathbf{C} : $\mathbf{C} \parallel \mathbf{d}$. Будемо вважати, що директор \mathbf{d} визначає орієнтацію молекул РК тільки в об'ємі комірки, поверхневими ефектами переорієнтації ми нехтуємо. Постійне електричне поле \mathbf{E}_z прикладено вздовж осі z . В цій схемі ми враховуємо фоторефрактивний механізм запису динамічних ґраток, тобто створення внутрішнього електричного поля за рахунок нерівноважного заряду \mathbf{E}_{sc} , який фотоіндукується світловим полем [13, 14]. Це поле є просторово-модульованим у відповідності із світловою інтерференційною картиною, і направлено воно вздовж осі x – $\mathbf{E}_x = \mathbf{E}_{sc}$ на рис. 1.

У випадку 2D комірки, орієнтаційний електрооптичний ефект здійснюється завдяки деформації поперечного вигину, що описується тільки константою пружності K_1 . Цей електрооптичний ефект прийнято називати S-ефектом.

Молекули РК мають початкову визначену орієнтацію, яка задається умовами орієнтації молекул на поверхні. Позначимо кут θ_0 – початковий кут нахилу директора РК відносно осі z в об'ємі комірки. Для початкової гомеотропної орієнтації молекул в комірниці $\theta_0 = 0$, для планарної орієнтації $\theta_0 = \pi/2$.

Ми розглянемо ефекти, зумовлені наявністю тангенціального електричного поля $\mathbf{E}_x = \mathbf{E}_{sc}$, яке виникає внаслідок фотоіндукованих зарядів під дією просторово неоднорідного світлового пучка. У цьому випадку, РК молекули орієнтуються під дією сумарного поля, яке визначається як сума двох векторів: $\mathbf{E} = \mathbf{E}_z + \mathbf{E}_x$. Розглянемо ефекти у стаціонарному стані. Такий підхід дозволить нам оцінити значення внутрішнього поля \mathbf{E}_x , яке необхідно сформулювати в НРК за рахунок фотоіндукованих механізмів.

Анізотропія в НРК характеризується у відповідності з оптично позитивними одновісними кристалами. Величина двозаломлення описується за допомогою еліпсоїда оптичної індикатриси, який визначає значення показників заломлення для звичайної і незвичайної поляризацій хвиль. Промені світла, що мають звичайну і незвичайну поляризацію проходять через шар нематика разом, але набувають різний набір фази, $2\pi n_o L/\lambda$ і $2\pi n_e(\theta)L/\lambda$, з деякою фазовою затримкою між ними. При S-ефектах враховується тільки поворот директора РК в площині (x, z) , і не враховується твіст-ефект. За таких умов, величина показника заломлення для звичайної хвилі не змінюється, і дорівнює $n_o = n_{\perp}$. А величина показника заломлення для незвичайної хвилі залежить від кута θ , при цьому $n_e(\theta = 0) = n_{\perp}$ для випадку гомеотропної орієнтації, і $n_e(\theta = \pi/2) = n_{\parallel}$ для планарної орієнтації, де n_{\perp} і n_{\parallel} – головні значення показника заломлення. Оптична анізотропія нематичних НРК визначається виразом: $\Delta n = n_e(\theta) - n_o$ [3].

Якщо в комірниці діє електричне поле \mathbf{E} під кутом θ до осі z , то молекули РК будуть переорієнтовуватися, так щоб вектор директора був направлений вздовж вектора електричного поля: $\mathbf{d} \parallel \mathbf{E}$. Особливістю орієнтаційного електрооптичного ефекту в НРК являється те, що змінюється орієнтація оптичної осі кристала під дією результуючого електричного поля. Таким чином, при переорієнтації директора відбувається поворот еліпсоїда оптичної індикатриси.

На виході комірки різниця між набігами фаз δ для звичайного і незвичайного лазерних променів дорівнює [2, 3, 23, 24]:

$$\delta = (2\pi/\lambda)(n_e(\theta) - n_0)L, \quad (1)$$

де λ – довжина хвилі світла. Незвичайний показник заломлення світла $n_e(\theta)$ залежить від кута переорієнтації директора θ відносно осі z , що описується такою формулою (див. [3]):

$$n_e(\theta) = \frac{n_{\parallel}n_{\perp}}{\sqrt{n_{\parallel}^2 \cos^2 \theta + n_{\perp}^2 \sin^2 \theta}}. \quad (2)$$

2.2. Зміна інтенсивностей в перших дифракційних порядках внаслідок орієнтаційного S-ефекту при двопучковій взаємодії в НРК

Оптична схема двопучкової взаємодії в рідкокристалічному матеріалі наведена на рис. 2. Промінь від лазера 1 потрапляє на подільну пластинку 3 для утворення двох пучків рівної інтенсивності, які відбиваються від дзеркал 4 та 5, і збігаються на комірці НРК 6. Запис динамічної ґратки відбувається під дією інтерференційного поля цих двох пучків і при прикладанні напруги U 7, яка вимірюється за допомогою вольтметра. В результаті самодифракції записуючих променів на створеній ними фазовій ґратці, і дифракції тестуючого (слабкого по інтенсивності лазерного пучка (лазер 2), який не руйнує ґратку, окрім основних пучків (8, 9, 10), генеруються пучки високих порядків: перших порядків самодифракції ($\{-1\}$ – 11; $\{+1\}$ – 12) і першого порядку дифракції ($\{1\}$ – 13). Інтенсивності в перших порядках вимірюються за допомогою фотодіодів (14 – для самодифракції і 15 – для дифракції), що з'єднані з цифровим осцилографом і комп'ютером.

Розглянемо характерні зміни інтенсивності лазерного пучка 1 в перших дифракційних порядках для самодифракції лазерних променів і для дифракції пробного пучка на динамічній ґратці, що створюється внаслідок переорієнтації директора НРК в об'ємі комірки. Зміна інтенсивностей у перших дифракційних порядках залежить від кута повороту директора θ . Відзначимо, що згідно з нашою моделлю, така переорієнтація виникає під дією суперпозиції зовнішніх \mathbf{E}_z і внутрішніх \mathbf{E}_x електричних полів.

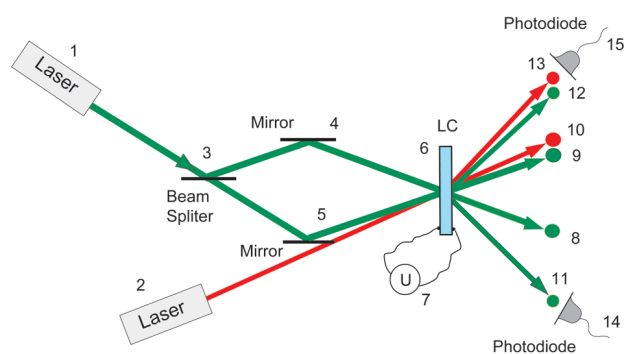


Рис. 2. Оптична схема двопучкової взаємодії в РК комірці: неперервний лазер 1 Nd:YAG з подвоєнням частот (зелений колір променів) використовується для запису динамічної ґратки та самодифракції лазерних променів. Неперервний He-Ne лазер 2 (червоний колір променів) використовується для тестування при дифракції на заданій ґратці

Для вихідної інтенсивності в перших порядках самодифракції отримано таку формулу [18]:

$$I_{\{-1\}} = I_{\{+1\}} = TI_0 [J_1^2(\delta) + J_2^2(\delta)]. \quad (3)$$

Формула для інтенсивності в першому порядку дифракції при дифракції на заданій фазовій ґратці для пробного пучка відома з теорії дифракції лазерних пучків на акустичних хвилях:

$$I_{\{1\}} = TI_0 J_1^2(\delta), \quad (4)$$

де аргумент δ співпадає з формулою для фазового набігу $\delta(\theta, L)$ в комірці (1).

Ці розрахункові формули отримані в наближенні Рамана-Натта для чисто локальної ґратки, а також рівних вхідних інтенсивностей двох лазерних пучків накачки: $I_{10} = I_{20} = I_0$. Величини в формулах (3), (4) такі: $I_{\{-1\}}$, $I_{\{+1\}}$ – вихідні інтенсивності лазерного пучка в $\{-1\}$ та $\{+1\}$ порядках для самодифракції, відповідно; $I_{\{1\}}$ – вихідна інтенсивність в першому порядку для дифракції пробного пучка; T – оптичне пропускання комірки НРК; J_1 , J_2 – функції Бесселя першого роду першого та другого порядків, відповідно.

2.3. Запис динамічних ґраток в НРК при фоторефрактивному механізмі

Особливістю фоторефрактивного механізму створення динамічних ґраток в НРК являється утворення нестационарного заряду під дією періодичного інтерференційного поля, сформованого двома

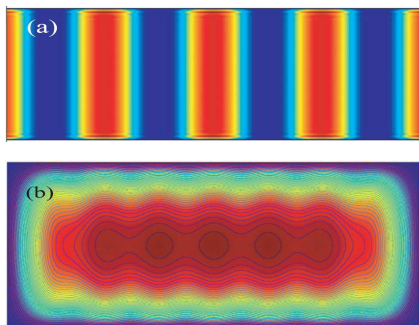


Рис. 3. Картина просторової модуляції показника заломлення (динамічна ґратка) в комірці НРК 5СВ: період інтерференційного поля $\Lambda = 50$ мкм, товщина комірки $L = 30$ мкм, величина прикладеної напруги $U = 5$ В, час запису ґратки $t = 0, 15$ сек (a); $\Lambda = 30$ мкм, $L = 30$ мкм, $U = 5$ В, $t = 10, 1$ сек (b)

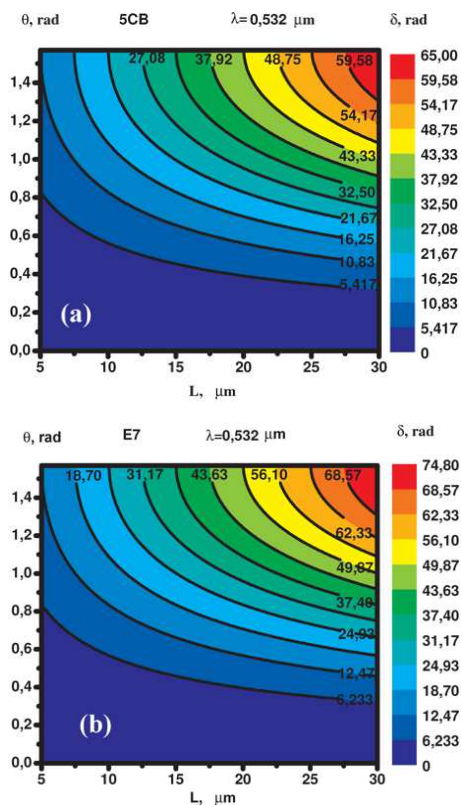


Рис. 4. Максимальне значення зміни фазового набігу $\delta(L, \theta)$ в залежності від кута орієнтації директора θ та від товщини L НРК комірки з гомеотропно орієнтованою орієнтацією. Кут орієнтації директора θ знаходиться в діапазоні від 0 до $\pi/2$ радіан відносно осі z . Товщина L рідкокристалічної комірки змінюється в діапазоні значень від 5 до 30 мкм. Максимальне значення фазового набігу $\delta(L, \theta)$ розраховується в радіанах: 5СВ (a); E7 (b)

записуючими пучками в комірці НРК [13, 14, 18]. Він може відбуватися в номінально чистих НРК без домішок. На рис. 1 поле просторового заряду позначено величиною \mathbf{E}_x . Таким чином, в комірці діють два вектори електричних полів: “зовнішнє” електричне поле \mathbf{E}_z , що створюється завдяки прикладанню зовнішньої напруги до комірки між підкладками, і “внутрішнє” тангенціальне електричне поле \mathbf{E}_x . Вектор рівнодіючої цих полів дорівнює $\mathbf{E} = \mathbf{E}_z + \mathbf{E}_x$. При зміні напрямку електричного поля відбувається переорієнтація молекул РК, які вистроюються своїми довгими осями вздовж напрямку поля. Запис динамічної ґратки відбувається внаслідок просторової модуляції кута θ нахилу директора. Модуляція кута θ призводить до просторової модуляції показника заломлення в РК комірці.

На рис. 3 наведені приклади розрахованої картини модуляції показника заломлення у відповідності з моделлю періорієнтації директора під дією зовнішнього електричного поля [25]. На рис. 3, a ґратка має оптимальну глибину модуляції – різницю між максимальним і мінімальним значенням показника заломлення. На рис. 3, b – практично “затерта” ґратка з малим значенням глибини модуляції. Така ґратка утворюється, коли просторовий період інтерференційної картини є малим (порівняно з товщиною комірки), або при великих значеннях прикладеної напруги, або час дії світлового поля є досить значним.

Будемо розрізнявати такі два типи запису динамічних ґраток:

1. Запис динамічної ґратки в гомеотропно орієнтованій РК комірці.
2. Запис динамічної ґратки в планарно орієнтованій РК комірці.

3. Зміна інтенсивностей лазерних променів при самодифракції і дифракції на динамічній ґратці в НРК

3.1. НРК з початковою гомеотропно орієнтацією

Для гомеотропно орієнтованої комірки, кут θ повороту орієнтації директора під дією електричного поля може змінюватися від 0 до $\pi/2$ ($\theta = 0 \dots \pi/2$). Величина різниці набігу фаз δ із формули (1) буде визначати глибину модуляції динамічної ґратки. На рис. 4 побудовані графіки $\delta(L, \theta)$, що від-

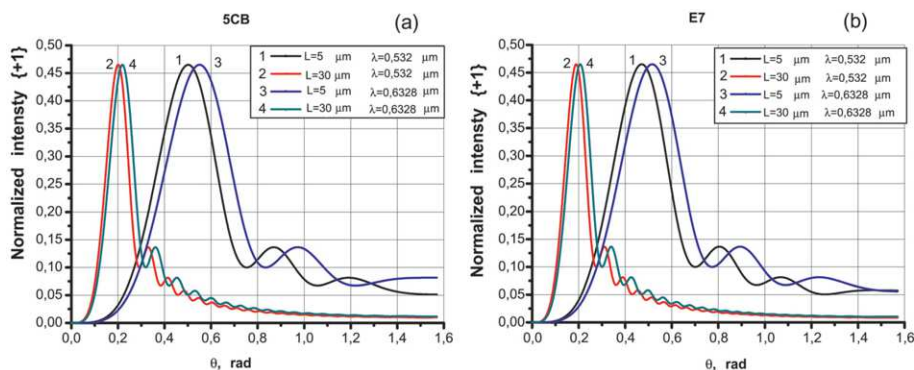


Рис. 5. Нормована інтенсивність (дифракційна ефективність) самодифракції в першому дифракційному порядку в залежності від кута повороту директора θ в НРК коміріці з гомеотропною орієнтацією: 5СВ (а), Е7 (б). Графіки розраховано для довжин хвиль світла $\lambda = 0,532$ мкм і $\lambda = 0,6328$ мкм та НРК комірок товщиною 5 та 30 мкм

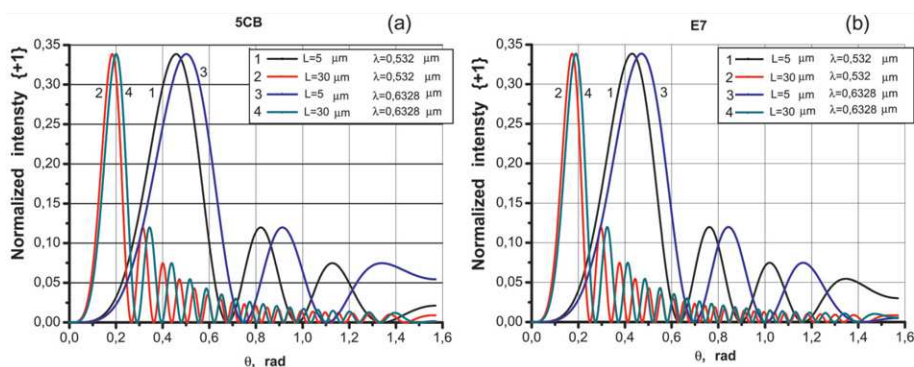


Рис. 6. Нормована інтенсивність (дифракційна ефективність) в першому дифракційному порядку для пробного пучка в НРК з гомеотропною орієнтацією: 5СВ (а), Е7 (б). Довжини хвиль світла і товщини комірки ті самі, що і на рис. 5

повідать зміні глибини модуляції в максимумах динамічної фазової ґратки для НРК з гомеотропною орієнтацією. Розрахунки проведені для НРК 5СВ ($n_{\parallel} = 1,7103$, $n_{\perp} = 1,5271$ для температури $T = 24$ °С) і Е7 ($n_{\parallel} = 1,7366$, $n_{\perp} = 1,5258$ для температури $T = 25$ °С).

Для розрахунку вихідної інтенсивності в перших порядках самодифракції, числові значення фазового набігу $\delta(L, \theta)$ з рівняння (1) і з урахуванням рівняння (2) підставляємо в рівняння (3). Отримані графіки приведено на рис. 5.

Із рис. 5 видно, що значення нормованої інтенсивності (дифракційної ефективності) залежать від кута θ повороту директора, який орієнтується вздовж напрямку рівнодіючої електричного поля **E**. Також відмітимо, що дифракційна ефективність має яскраво виражений максимум для $\theta \approx$

$\approx 0,5$ радіан ($\approx 28^\circ$) для тонкої комірки ($L = 5$ мкм), і для $\theta \approx 0,2$ радіани ($\approx 11,5^\circ$) для товстої комірки ($L = 30$ мкм). Тобто, спостерігається оптимальна глибина модуляції ґратки в залежності від повороту директора. Причому, кут повороту директора є незначним відносно початкової орієнтації $\theta = 0$. В той самий час, при дуже великих глибинах модуляції δ відбуваються періодичні осциляції інтенсивності, які затухають. Максимальне значення дифракційної ефективності досягає 46%.

Значення фазового набігу $\delta(L, \theta)$ з рівнянь (1) та (2) підставляємо в рівняння (4) та дістанемо величину вихідної інтенсивності в першому порядку дифракції пробного лазерного пучка. Характеристики для гоміотропної комірки наведені на рис. 6.

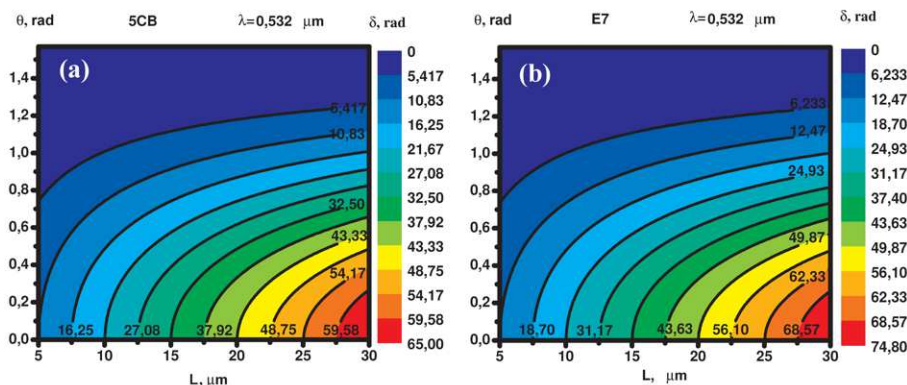


Рис. 7. Максимальне значення зміни фазового набігу $\delta_{pl}(L, \theta)$ в залежності від кута орієнтації директора θ та від товщини L НРК комірки з планарною орієнтацією. Кут орієнтації директора θ знаходиться в діапазоні від 0 до $\pi/2$ радіан відносно осі z . Товщина L рідкокристалічної комірки змінюється в діапазоні значень від 5 до 30 мкм. Максимальне значення фазового набігу $\delta_{pl}(L, \theta)$ розраховується в радіанах

Ми бачимо, що у порівнянні з рис. 5, тенденція для інтенсивності пучка в першому дифрагованому порядку зберігається, спостерігається чіткий максимум для тих самих значень θ , що і при самодифракції. Різниця лише в величині цього максимуму – дифракційна ефективність падає до 37%, а також в мінімумах досягає нуля. Таким чином, ми отримали цікавий результат, що в залежності від кута повороту директора, інтенсивність променя в першому порядку дифракції приймає нульові значення, і цих “нулів” тим більше, чим товща комірка.

3.2. НРК з початковою планарною орієнтацією

Розглянемо зміну глибини модуляції динамічної ґратки в НРК комірни з початковою планарною орієнтацією молекул. У цьому випадку початковий кут директора $\theta = \pi/2$, і кут θ змінюється в протилежному напрямку, тобто від $\pi/2$ до 0 ($\theta = \pi/2 \dots 0$). Таким чином, “фон” буде мати максимальне значення δ :

$$\delta_{\max}(L, \theta = \pi/2) = (2\pi/\lambda)(n_e - n_o)L, \tag{5}$$

де $n_e = n_{\parallel}$ і $n_o = n_{\perp}$, а сама амплітуда ґратки буде зменшуватися. Тоді саме різниця між “фоном” і $\delta(\theta)$ буде визначати глибину модуляції динамічної ґратки:

$$\delta_{pl} = \delta_{\max}(L, \theta = \pi/2) - \delta(L, \theta). \tag{6}$$

На рис. 7 наведено розраховані характеристики для глибини модуляції динамічної ґратки для планарно орієнтованої комірки.

Цей рисунок демонструє протилежну залежність максимальних значень фазового набігу від кута нахилу директора θ , у порівнянні з рис. 4 для гомеотропно орієнтованої комірки.

Для розрахунків вихідної інтенсивності в перших порядках самодифракції і дифракції, підставляємо величину δ_{pl} в формули (3) і (4). Відповідні графіки представлені на рис. 8 і 9.

У порівнянні з графіками для гомеотропно орієнтованої комірки (рис. 5 і 6), основні тенденції залежностей дифракційної ефективності від θ зберігаються: спостерігається чіткий максимум, який зсувається і зсувається в сторону більших значень θ при підвищенні товщини комірки, а також осцилює в області високих значень δ_{pl} , при яких дифракційна ефективність для пробного пучка приймає нульові значення. Але знову ж таки відмітимо той факт, що величини зміни переорієнтації директора від свого початкового значення незначні для досягнення максимальної дифракційної ефективності. Вони складають приблизно ті самі значення, що і для гомеотропно орієнтованої комірки: $\Delta\theta \approx 1,6 - 1,1 = 0,5$ радіан ($L = 5$ мкм) і $\Delta\theta \approx 1,6 - 1,4 = 0,2$ радіан ($L = 30$ мкм).

3.3. Дифракційна ефективність в НРК комірках з великим поглинанням

Розрахунки дифракційної ефективності, проведені у підрозділах 3.1 і 3.2, виконані у наближення малого поглинання в комірках НРК, тобто $T = 1$. Це надало нам можливість виявити основні закономірності

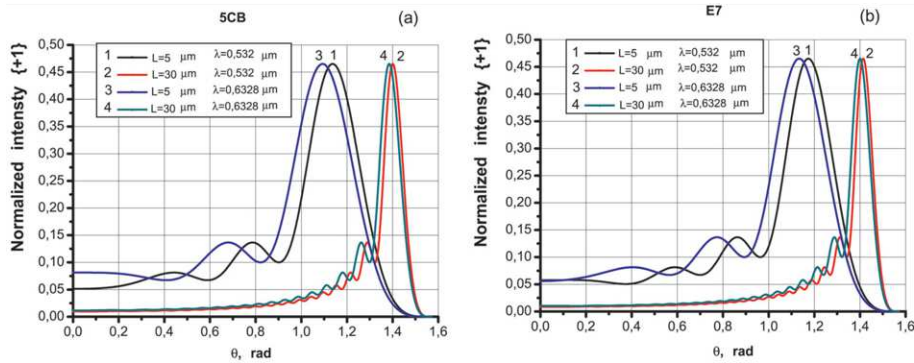


Рис. 8. Нормована інтенсивність (дифракційна ефективність) самодифракції в першому дифракційному порядку в залежності від кута повороту директора θ в НРК комірки з планарною орієнтацією: 5СВ (а), Е7 (б). Графіки розраховано для довжин хвиль світла $\lambda = 0,532$ мкм і $\lambda = 0,6328$ мкм та НРК комірок товщиною 5 та 30 мкм

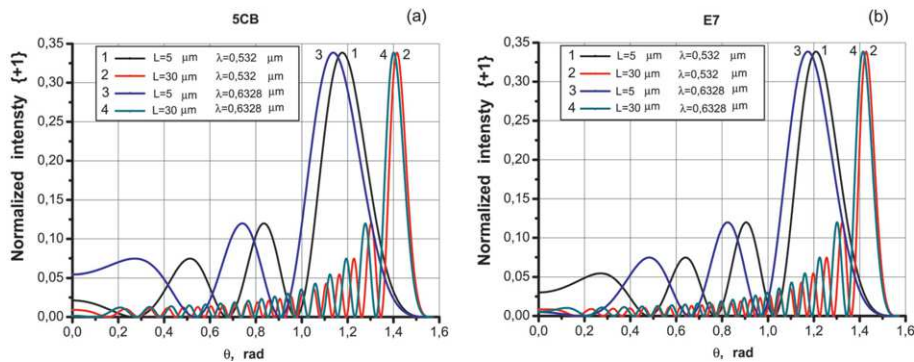


Рис. 9. Нормована інтенсивність (дифракційна ефективність) в першому дифракційному порядку для пробного пучка в НРК з планарною орієнтацією: 5СВ (а), Е7 (б). Довжини хвиль світла і товщини комірки ті самі, що і на рис. 8

мірності зміни інтенсивностей в перших порядках, зокрема, їх залежності від товщини комірки L . Але реальні комірки НРК, як правило, мають досить велике поглинання. Це призводить до зміни ефективної товщини поглинання, яка розраховується за формулою (див., наприклад, [18–21]):

$$L_{\text{eff}} = (1 - T)/\alpha, \quad (7)$$

де α – коефіцієнт поглинання комірки. Величина α визначається з експериментальних вимірювань оптичної щільності в комірці на досліджуваній довжині хвилі, або оптичного пропускання T . Як відомо, коефіцієнт пропускання T , коефіцієнт поглинання α і оптична щільність D пов'язані такими співвідношеннями:

$$T = 10^{-D}, \quad \alpha = D \ln(10)/L. \quad (8)$$

Для знаходження дифракційної ефективності в перших порядках самодифракції і дифракції, у формулу (1) замість товщини L підставляють ефективну товщину L_{eff} , і значення T підставляють у формули (3) та (4).

На рис. 10 і 11 наведені розраховані дифракційні ефективності для комірок НРК з великим поглинанням, $\alpha = 0,2 \text{ мкм}^{-1}$, зокрема, такі значення α отримані для НРК комірок з наноострівцевими плівками [21].

Із рис. 10, 11 видно, що в НРК комірках з великим поглинанням ефективна товщина L_{eff} стає дуже малою. Тому графіки навіть для товстих комірок подібні для графіків, що отримуються для тонких комірок без поглинання. Також ми отримали ще одну цікаву особливість – всі графіки для дифракційної ефективності отримані для різних тов-

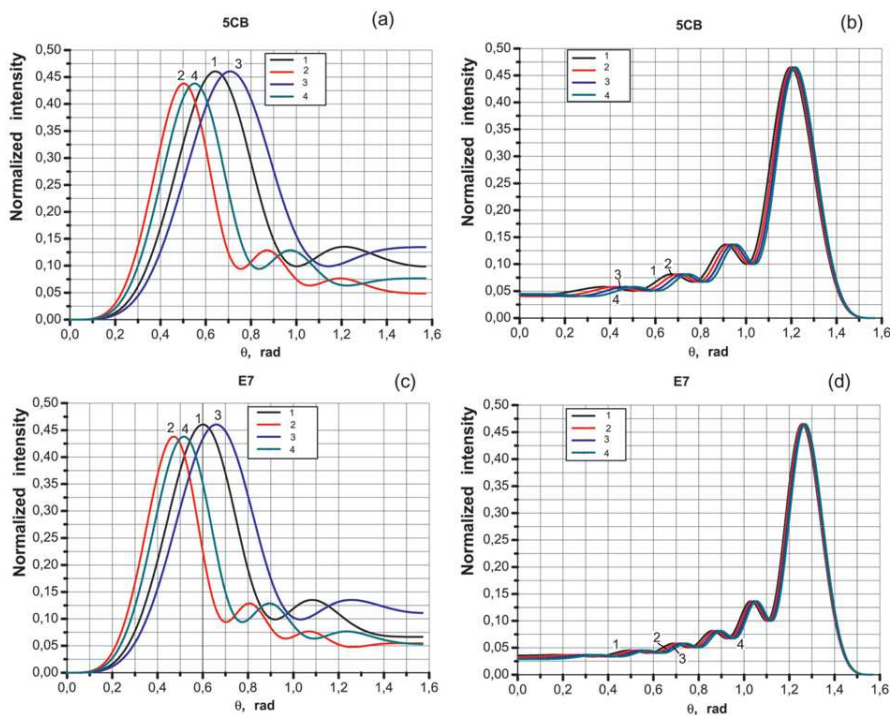


Рис. 10. Дифракційна ефективність в першому порядку самодифракції на динамічній ґратці для комірки з коефіцієнтом поглинання $\alpha = 0,2 \text{ мкм}^{-1}$: 5СВ з гомеотропною орієнтацією (а), 5СВ з планарною орієнтацією (б); Е7 з гомеотропною орієнтацією (с), Е7 з планарною орієнтацією (д): 1 – $L_{\text{eff}} = 3,16 \text{ мкм}$, $L = 5 \text{ мкм}$, $\lambda = 0,532 \text{ мкм}$; 2 – $L_{\text{eff}} = 4,99 \text{ мкм}$, $L = 30 \text{ мкм}$, $\lambda = 0,532 \text{ мкм}$; 3 – $L_{\text{eff}} = 3,16 \text{ мкм}$, $L = 5 \text{ мкм}$, $\lambda = 0,6328 \text{ мкм}$; 4 – $L_{\text{eff}} = 4,99 \text{ мкм}$, $L = 30 \text{ мкм}$, $\lambda = 0,6329 \text{ мкм}$

щин НРК і для різних довжин хвиль майже співпадають у випадку комірки з планарною орієнтацією (див. рис. 10, б, д; рис. 11, б, д). Таким чином, для НРК з великим поглинанням не має виграшу у дифракційній ефективності в товстих комірках за рахунок додаткового об’єму. Вже в тонких комірках спостерігаються оптимальні і максимальні значення η .

4. Залежність дифракційної ефективності від прикладеної зовнішньої напруги

У попередніх розділах ми отримали важливий результат, що вихідні інтенсивності в перших дифракційних порядках в комірках НРК з орієнтаційним *S*-ефектом двозаломлення досягають максимальних значень для певних кутів переорієнтації директора. Як відмічалось раніше, при позитивному електрооптичному ефекті в НРК директор приймає напрямок вздовж діючого електричного поля (для НРК з $\Delta\epsilon > 0$). На рис. 1, де зображена схема 2D комірки НРК, показано, що у випадку фоторе-

фрактивного механізму в комірці діють два вектори електричного поля в перпендикулярних напрямках: “зовнішнє” електричне поле \mathbf{E}_z , пов’язане з прикладеною напругою до підкладнок комірки, і “внутрішнє” електричне поле \mathbf{E}_x , яке створюється завдяки дії світла з неоднорідним розподілом інтенсивності – світловим інтерференційним полем. Рівнодіюча цих електричних полів $\mathbf{E} = \mathbf{E}_z + \mathbf{E}_x$ створює вектор під кутом θ відносно осі z (правий рисунок на рис. 1). Директор РК орієнтується саме вздовж вектора \mathbf{E} . Змінюючи кут повороту цієї рівнодіючої, можна досягти оптимального максимального значення дифракційної ефективності на динамічній ґратці для вихідних лазерних пучків.

Якщо прийняти величину внутрішнього поля E_x не змінною величиною, яка визначається процесами утворення нерівноважного заряду в залежності від типу НРК, то зміна прикладеної напруги U призводить до зміни кута θ для результуючого електричного поля. В експериментальних дослідженнях двопучкової взаємодії спостерігається за-

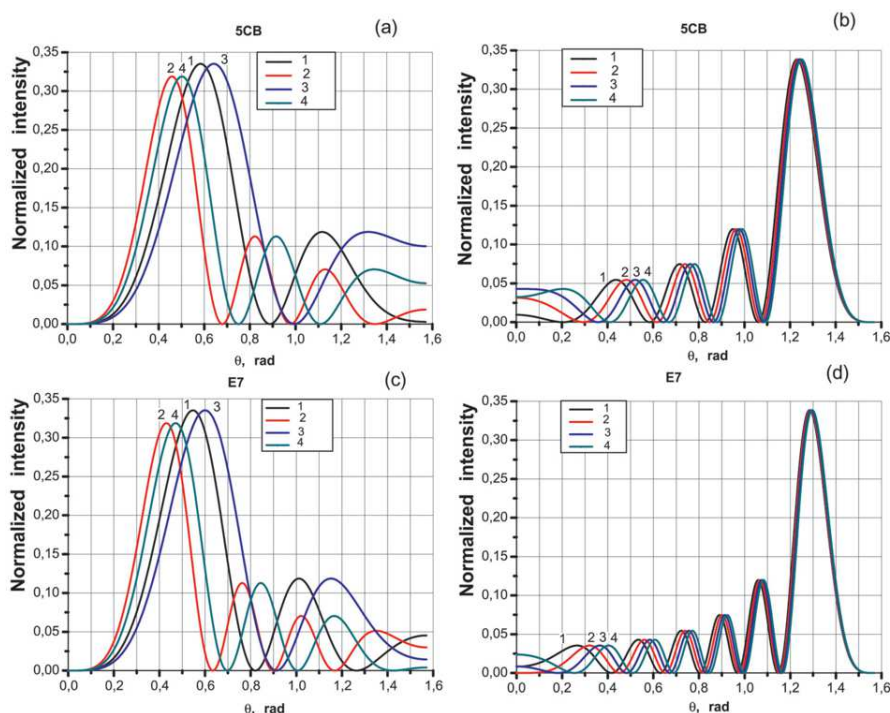


Рис. 11. Дифракційна ефективність в першому порядку дифракції пробного пучка на динамічній ґратці для комірки з коефіцієнтом поглинання $\alpha = 0,2 \text{ мкм}^{-1}$: 5СБ з гомеотропною орієнтацією (а), 5СБ з планарною орієнтацією (б); E7 з гомеотропною орієнтацією (с), E7 з планарною орієнтацією (д). Позначення кривих 1, 2, 3, 4 такі ж, як на рис. 10

лежність дифракційної ефективності від U , що має чіткий максимум для певного значення U_0 [18–22].

Побудуємо залежність дифракційної ефективності η від прикладеної напруги U , подібно тому, яка отримується при експериментальних вимірюваннях. Максимальна дифракційна ефективність буде досягатися для таких полів E_x , E_z , при яких формується максимальний кут повороту директора θ^{\max} . Згідно з рис. 1 отримаємо $\theta = \arctg(E_x/E_z)$, де E_x та E_z – амплітуди внутрішнього (тангенціального) і зовнішнього (нормального) електричних полів, відповідно. Ми можемо вважати, що прикладена напруга U змінює тільки величину зовнішнього електричного поля E_z ; а величина внутрішнього поля просторового заряду визначається тільки типом механізмів утворення заряду під дією світла в конкретному РК, тобто можна прийняти $E_x = \text{const}$. Запишемо відповідну систему рівнянь:

$$\begin{aligned} E_z(U) &= \frac{U}{L} = E(U) \cos[\theta(U)], \\ E_x &= \text{const} = E_x^{\max} = E^{\max} \sin[\theta^{\max}], \end{aligned} \quad (9)$$

де $E_z(U)$ – змінна величина зовнішнього електричного поля в залежності від прикладеної напруги U , що призводить до зміни величини вектора сумарного поля $E(U)$ і відповідного кута орієнтації директора $\theta(U)$. Ми можемо визначити величину постійного поля $E_x = E_x^{\max}$, якщо знати кут θ^{\max} , при якому спостерігається максимальне значення дифракційної ефективності. Припустимо, що кут θ^{\max} досягається для сумарного поля $\mathbf{E}^{\max}(U_0) = \mathbf{E}_z^{\max}(U_0) + \mathbf{E}_x^{\max}$ при певному значенні U_0 . Із системи (9) видно, що можна виключити значення поля $E_z^{\max}(U_0)$ і ми отримаємо формулу для E_x^{\max} :

$$E_x^{\max} = \frac{U_0}{L} \text{tg}(\theta^{\max}). \quad (10)$$

Далі, як і в попередніх розрахунках, треба в формули для δ (1) і (2) підставити значення $\theta(U)$. Із системи (9 з урахуванням (10) отримаємо:

$$\theta(U) = \text{tg} \left[\frac{U_0}{U} \text{tg}(\theta^{\max}) \right]. \quad (11)$$

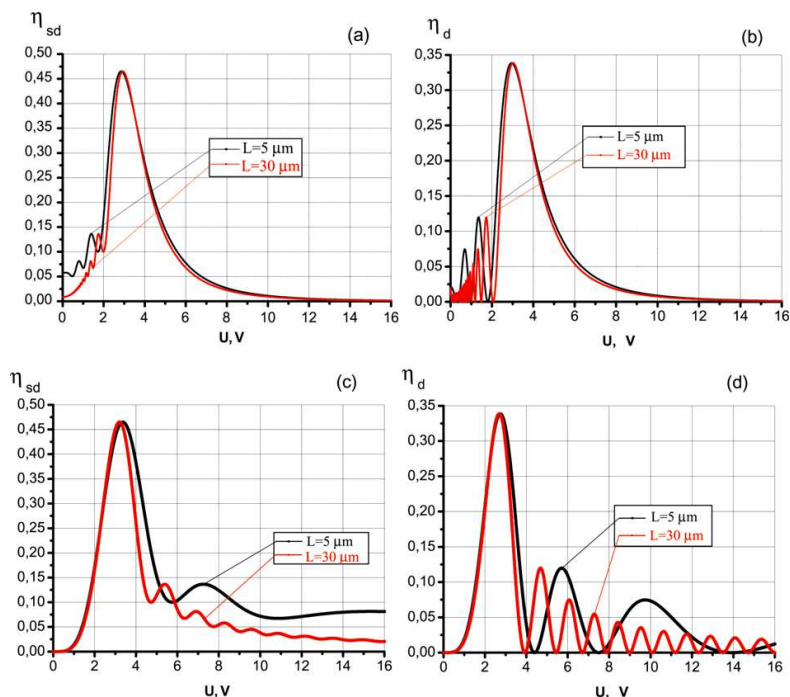


Рис. 12. Дифракційні ефективності в залежності від величини зовнішньої прикладеної напруги U в першому порядку самодифракції η_{sd} (a), (c), і першому дифракційному порядку для пробного пучка η_d (b), (d), для гомеотропної орієнтації (a), (b) і планарної орієнтації (c), (d) для РК 5СВ. Чорні криві для $L = 5$ мкм, червоні криві для $L = 30$ мкм. Комірки “без поглинання”: $T = 1$, $L_{\text{eff}} = L$

В цій формулі величину U_0 можна брати з експериментальних даних, а величину θ^{max} із розрахункових даних, типу рис. 5, 6, 8–11. Наведемо приклад такого розрахунку для комірки 5СВ з гомеотропною і планарною орієнтаціями. Із розрахункових графіків для дифракційної ефективності знайдемо θ^{max} , і у відповідності з нашою моделлю прийемо $\theta^{\text{max}} = \arctg\left(\frac{1}{E_z/E_x}\right)$, при якому спостерігається максимальна дифракційна ефективність. Із багатьох експериментальних даних (див., наприклад, [18–22]), величина U не перевищувала 15 В для комірок різної товщини. Але значення U_0 у більшості випадків для максимальної дифракційної ефективності у першому порядку спостерігалася в області 3 В. Візьмо це значення $U_0 = 3$ В в наших подальших розрахунках. Результати наведено на рис. 12.

Відмітимо, що у реальних комірках з поглинанням ефективна товщина комірки для світлового пучка становить, як правило, $L_{\text{eff}} < 5$ мкм. Тому криві для $L = 30$ мкм приведені лише для порівняння. Але бачимо, що в обох випадках початкової

орієнтації РК молекул спостерігається чіткий максимум для $U = 3$ В – саме для того значення, яке ми вибрали як U_0 .

Відзначимо також різницю цих графіків для комірок з гомеотропною і планарною орієнтаціями. Для гомеотропної орієнтації (рис. 12, a, b) спостерігається декілька максимумів дифракційної ефективності для значень напруги менше U_0 : для $U < U_0$. Такі максимуми дійсно спостерігалися на експериментах з гомеотропно орієнтованими комірками. І значення η плавно зменшується з підвищенням U ; для $U > 6$ В, η стає мізерно малою. В той же час, для планарно орієнтованої комірки (рис. 12, c, d) дифракційна ефективність залишається значною для широкого діапазону напруг: для $U > U_0$, де спостерігається багато максимумів для η . Ці відмінності у величині η можна використати для ідентифікації переважної початкової орієнтації молекул РК в комірці.

Таким чином, наші розрахунки залежності дифракційної ефективності від величини зовнішньої напруги, прикладеної вздовж товщини комірки,

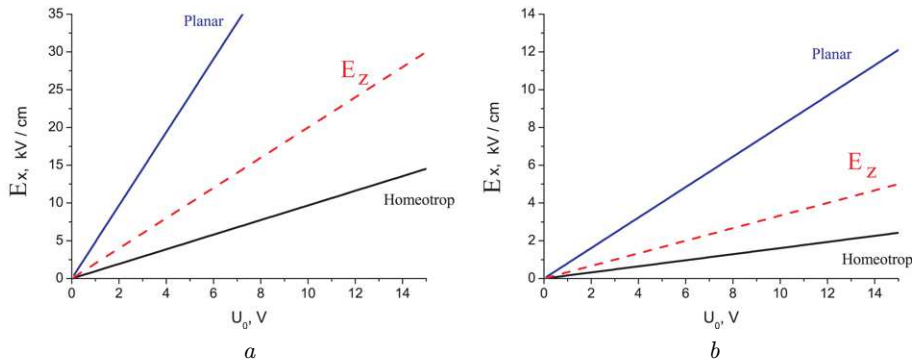


Рис. 13. Величина внутрішнього поля просторового заряду E_x для комірок РК 5СВ. По осі x відкладена напруга U_0 , при якій спостерігається максимальне значення дифракційної ефективності. Для порівняння приведено значення зовнішнього поля E_z – червона штрихова пряма для тих самих значень U_0 : комірка товщиною $L = 5$ мкм (а); комірка товщиною $L = 30$ мкм з поглинанням $\alpha = 0,2$ мкм $^{-1}$ (b)

повністю узгоджуються з експериментальними даними. Оскільки наша модель будується з урахуванням наведення внутрішнього тангенціального електричного поля E_x при освітленні інтерференційною картиною з неоднорідним розподілом інтенсивності, можна зробити головний висновок про те, що таке поле просторового заряду дійсно формується всередині комірки.

Оцінемо максимальну величину внутрішнього поля просторового заряду E_x з формули (10) (див. рис. 13).

На рис. 13, а представлені розрахунки для комірки з товщиною $L = 5$ мкм. Для порівняння приведена величина зовнішнього електричного поля $E_z = U_0/L$ для тієї ж товщини комірки і тих самих напруг. Видно, що для гометропно орієнтованої комірки внутрішнє електричне поле як мінімум у два рази нижче порівняно з E_z . Але для планарно орієнтованої комірки потрібні значно вищі значення E_x порівняно з E_z для отримання максимальної дифракційної ефективності.

На рис. 13, б наведені результати для комірки РК з поглинанням, які використовуються на експерименті: комірка має товщину $L = 30$ мкм і поглинання $\alpha = 0,2$ мкм $^{-1}$. Для таких комірок оптичні характеристики обчислюються з урахуванням L_{eff} у формулах для дифракційної ефективності, а для розрахунків електричного поля треба використовувати реальну товщину комірки. Згідно з формулою (7), $L_{\text{eff}} = 4,9875 \approx 5$ мкм для такої комірки, то ж ми можемо прийняти вже розраховану величину θ^{max} для $L = 5$ мкм. Із графіка видно, що електричні поля в такій реальній комірці зменшу-

ються у 6 разів. Тобто, для отримання максимальної дифракційної ефективності потрібно сформувати значно менше внутрішнє електричне поле.

Ще раз підкреслимо, що у відповідності з нашою моделлю, поле внутрішнього заряду приймає одне значення і не залежить від U . Знайти значення E_x^{max} можливо з експерименту, при вимірюванні $\eta(U)$ – як ми робимо в цьому підрозділі визначаючи величину U_0 , яке є максимальним значенням цього розподілу.

5. Висновки

В роботі розроблено модель розрахунку інтенсивностей лазерних променів в перших дифракційних порядках при двопучковій взаємодії лазерних хвиль в комітках нематичних рідких кристалів. Розраховуються як інтенсивності в режимі самодифракції для записуючий лазерних пучків, так і для пробного лазерного пучка при його дифракції на динамічній ґратці. Глибина модуляції фазової динамічної ґратки розраховується в припущенні механізму зміни орієнтації директора НРК під дією електричного поля, що призводить до зміни величини оптичного двозаломлення в НРК комірці.

Отримані характеристики дифракційної ефективності узгоджуються з експериментальними даними при дослідженні двопучкової взаємодії в НРК. Зокрема, експериментально отримано такі результати: (і) динамічні ґратки записуються в номінально чистих НРК при прикладанні зовнішньої електричної напруги; (ii) самодифракція і дифракція лазерних променів спостерігаються як для коміток з гометропною орієнтацією молекул

РК, так і для планарної орієнтації; (iii) в залежностях дифракційної ефективності від прикладеної напруги вирізняється чіткий максимум, тобто існує оптимальне значення U_0 , при якому досягається максимальна дифракційна ефективність.

В рамках розробленої моделі такі експериментальні результати можуть бути пояснені із застосуванням фоторефрактивного механізму запису динамічних ґраток. Його особливістю являється генерація нерівноважного заряду і утворення внутрішнього електричного поля просторового заряду під дією світлової інтерференційної картини. Таким чином, результуюче електричне поле, що призводить до переорієнтації директора, складається із зовнішнього електричного поля внаслідок прикладеної напруги до комірки, і внутрішнього електричного поля просторового заряду, яке виникає під дією світла. Якщо вважати внутрішнє поле незалежним від прикладеної напруги U , то зміна величини U буде призводити до зміни величини вектора зовнішнього поля і повороту результуючого сумарного вектора електричного поля. Як наслідок, відбувається переорієнтація директора НРК, який вистроюється вздовж вектора сумарного електричного поля, що діє в комірці.

У відповідності з нашою моделлю отримано, що дифракційна ефективність досягає максимуму для певного кута повороту директора. При цьому, цей кут повороту становить невеликі значення відносно початкової орієнтації молекул. Ці залежності дозволяють також пояснити існування оптимального значення напруги U_0 для досягнення максимальної дифракційної ефективності.

Вперше отримано цікаві залежності дифракційної ефективності в комірках НРК з високим оптичним поглинанням. В цьому випадку, ефективна товщина комірки приймає невеликі значення навіть для товстих комірок. Тому вихідні інтенсивності в перших порядках мало відрізняються як для тонких комірок (~ 5 мкм), так і для товстих комірок (~ 30 мкм). А для планарно орієнтованих комірок всі розраховані залежності взагалі співпадають, що включає тонкі комірки, товсті комірки, і різні довжини хвиль записуючих лазерних пучків.

Отримані результати є фундаментальними для проектування і розробки практичних елементів, таких як модуляторів світла і сенсорів, на основі НРК.

Автори дякують за фінансування роботи по грантах Національної академії наук України (гранти 1.4.B/219 і 1.4B/210); С. Бугайчук дякує за фінансову підтримку Університет Лілля (Лабораторію фізики лазерів, атомів і молекул (PhLAM)), і спеціальний фонд Франції PAUSE.

1. J.C. Jones. *Liquid Crystal Displays* (Taylor & Francis Group, 2018) [ISBN: 9781482241808].
2. Iam-Choon Khoo. *Liquid Crystals* (John Wiley and Sons, 2022) [ISBN: 978-1-119-70582-6].
3. L.M. Blinov. *Structure and Properties of Liquid Crystals* (Springer, 2011).
4. A. Lininger, A. Y. Zhu, J.-S. Park, G. Palermo, S. Chatterjee, J. Boyd, F. Capasso, G. Strangi. Optical properties of metasurfaces infiltrated with liquid crystals. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **25** 117 (34), 20390 (2020).
5. G. Klimusheva, S. Bugaychuk, Yu. Garbovskiy, O. Kolesnyk, T. Mirnaya, A. Ishchenko. Fast dynamic holographic recording based on conductive ionic metal-alkanoate liquid crystals and smectic glasses. *Opt. Lett.* **31** (2), 235 (2006).
6. Fengfeng Yao, Rongqu Hong, Yunpen Gao, Zhaoheng Wang, Yanbo Pei, Chunfeng Hou, et. al. Dynamic holographic liquid crystal device containing nanoscale CuPc film. *Liquid Crystals* **46** (7), 1108 (2019).
7. S. Residori, U. Bortolozzo, J.P. Huignard. Liquid crystal light valves as optically addressed liquid crystal spatial light modulators: Optical wave mixing and sensing applications. *Liquid Crystals Reviews* **6** (1), 1 (2018).
8. J. Parka, T. Grudniewski, Yu. Kurioz, R. Dabrowski. Optically addressed holographic gratings in LC cells with different layers and high optical anisotropy liquid crystals. *Opto-Electronics Review* **12** (3), 317 (2004).
9. S.B. Abbott, K.R. Daly, G. D'Alessandro, M. Kaczmarek, D.C. Smith. Hybrid liquid crystal photorefractive system for the photorefractive coupling of surface plasmon polaritons. *J. Opt. Soc. Am. B* **29** (8), 1947 (2012).
10. U. Bortolozzo, S. Residori, J.P. Huignard. Beam coupling in photorefractive liquid crystal light valves. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **41**, 224007 (2008).
11. D. Psaltis, D. Brady, X.G. Gu, S. Lin. Holography in artificial neural networks. *Nature* **343**, 325 (1990).
12. F. Laporte, J. Dambre, P. Bienstman. Simulating self-learning in photorefractive optical reservoir computers. *Scientific Reports* **11**, 2701 (2021).
13. J. Frejlich. *Photorefractive Materials: Fundamental Concepts, Holographic Recording and Materials Characterization* (Wiley-Interscience Publication, 2007). [ISBN-13: 978-0-471-74866-3; ISBN-10: 0-471-74866-8].
14. F. Simoni, L. Lucchetti. Photorefractive Effects in Liquid Crystals. in *Photorefractive Materials and Their Applications 2* (eds. P. Günter, J.-P. Huignard, Springer Series in Optical Sciences) **114**, 571 (2007).
15. P. Korneychuk, O. Tereshchenko, Yu. Reznikov, V. Reshetnyak, K. Singer. Hidden surface photorefractive gratings in

- a nematic liquid crystal cell in the absence of a deposited alignment layer. *J. Opt. Soc. Am. B* **23** (6), 1007 (2006).
16. Y.J. Liu, X.W. Sun. Holographic polymer-dispersed liquid crystals: materials, formation, and applications. *Advances in Optoelectronics* **2008**, 684349 (2008).
 17. R. L. Sutherland, B. Hagan, W. J. Kelly, B. Epling. Switchable polymer-dispersed liquid crystal optical elements. *United States Patent* No. US007265903B2, Sep. 4, 2007.
 18. S. Bugaychuk, A. Iljin, O. Lytvynenko, L. Tarakhan, L. Karachevtseva. Enganced nonlinear optical effect in hybrid liquid crystal cells based on photonic crystal. *Nanoscale Research Letters* **12** (449), 1 (2017).
 19. S. Bugaychuk, L. Viduta, A. Gridyakina, H. Bordyuh, V. Styopkin, L. Tarakhan, V. Nechyaylo. Faster nonlinear optical response in liquid crystal cells containing gold nano-island films. *Applied Nanoscience (Switzerland)* **10**, 4965 (2020).
 20. S. Bugaychuk, L. Viduta, L. Tarakhan, V. Cherepanov, A. Gridyakina, H. Bordyuh, A. Iljin, V. Nechyaylo. Optical linear and nonlinear properties of hybrid liquid crystal cells containing gold island films. *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **696** (1), 93 (2020).
 21. S. Bugaychuk, S. Kredentser, Y. Kurioz, A. Gridyakina, H. Bordyuh, L. Viduta, V. Styopkin, D. Zhulai. Recording of dynamic and permanent gratings in composite LC cells containing gold nano-island films. *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **750** (1), 23 (2023).
 22. Yu. Kurioz, S. Bugaychuk, S. Kredentser, H. Bordyuh, A. Gridyakina, V. Styopkin, L. Viduta. Effect asymmetry of diffraction efficiency in LC cells with different command surfaces. *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **748** (1), 29 (2022).
 23. А.С. Сонин. *Введение в физику жидких кристаллов* (Наука, 1983).
 24. P.G. De Gennes, J. Prost. *The Physics of Liquid Crystals* (Oxford University Press, 1993).
 25. S. Bugaychuk, V. Mystetskyi. Kinetics of dynamic refractive index gratings in nematic liquid crystals in spatially inhomogeneous electric fields. *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **747** (1), 64 (2022).
Одержано 30.06.23

V. Mystetskyi, S. Bugaychuk

CONTROL OVER LASER BEAM
INTENSITIES IN LIQUID CRYSTAL VALVES
WHEN RECORDING DYNAMIC VOLUME GRATINGS

Experimental studies of dynamic holography in pure nematic liquid crystals (NLCs) confirm the recording of dynamic gratings not only in NLC cells with homeotropic orientation, but also in planar ones. The explanation can be found on the basis of the photorefractive mechanism of grating recording, which is characterized by the formation of an unbalanced charge at the cell substrate surface under the action of spatially inhomogeneous light beams. The emergence of an internal tangential electric field (along the cell substrate) together with an external electric field applied normally to the cell substrates makes it possible to control the direction of the net electric field vector. In this paper, a model describing how the intensities of laser beams change at their self-diffraction and diffraction at a dynamic grating generated in the NLC has been developed and analyzed. The dynamic phase grating appears due to the orientation mechanism of birefringence in the NLC at the mixing of two laser beams that form a spatially periodic interference pattern of the acting light field. The results of calculations of the output laser beam intensities in the first self-diffraction and diffraction orders are in good agreement with experimental data. In particular, they explain a well-pronounced maximum in the dependence of the diffraction efficiency on the external applied voltage.

Keywords: nematic liquid crystals, two-wave mixing, dynamic gratings, diffraction efficiency.