

Міністерство освіти і науки України
Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна
Фізичний факультет
Кафедра фізичної оптики

«Допущено до захисту»
В. о. зав. кафедри фізичної оптики
проф. Тарапов С.І. _____

Оцінка «_____»
Голова ЕК
проф. Явецький Р.П. _____

«_____» _____ 2024 р.

«_____» _____ 2024 р.

Лященко Данііл Валерійович

**Моделювання дифракції від індукованих ґраток при похилому
лазерному опромінюванні плівок AgCl–Ag**

Кваліфікаційна робота
на здобуття освітнього ступеня
«Бакалавр» за спеціальністю
104 – «фізика та астрономія»
освітньо-професійна програма
«фізика»

(підпис студента)

Науковий керівник – доцент
кафедри фізичної оптики,
канд. фіз.-мат. наук
Маковецький Є.Д.

(підпис керівника)

Харків 2024

Анотація

Лященко Д.В. Моделювання дифракції від індукованих ґраток при похилому лазерному опромінюванні плівок AgCl–Ag. – Рукопис.

Дипломна робота на здобуття освітньо-кваліфікаційного рівня «Бакалавр» за спеціальністю 104 – «фізика та астрономія». – Харків: ХНУ імені В.Н. Каразіна, 2024. – 41 с. – Іл. 10.

Проведене комп'ютерне моделювання дифракції від світлочутливої хвилеводної плівки AgCl–Ag. В опроміненій плівці індукується доменна ґратка на інтерференційному полі вихідного пучка і розсіяних хвилеводних мод. Існуюча модель для нормального падіння в цій роботі розширена на випадок похилого падіння пучка. Аналіз параметрів моделі дозволяє визначити, чи відбувся перехід від збудження мод розсіянням до збудження дифракцією. Це робить розроблену модель інструментом аналізу ґраток.

Ключові слова: AgCl, Ag, хвилеводна плівка, дифракційна ґратка, індукована ґратка, дифракційна картина, комп'ютерне моделювання.

Abstract

Liashchenko D.V. Modeling of diffraction from induced gratings at oblique laser irradiation of AgCl–Ag films. – Manuscript.

Diploma thesis for obtaining a Bachelor's degree in the specialty 104 – “physics and astronomy”. – Kharkiv, KhNU named by V.N. Karazin, 2024. – 41 p. – 10 fig.

Computer modeling has been conducted concerning diffraction from a light-sensitive waveguide AgCl–Ag film. A domain-type grating is induced in the illuminated film on an interference field of the initial beam and scattered waveguide modes. The pre-existing model for normal incidence has been expanded here for the case of oblique incidence. Analysis of model parameters allows us to determine whether transition from mode excitation by scattering to excitation by diffraction has been completed. This makes the model an instrument for grating analysis.

Keywords: AgCl, Ag, waveguide film, diffraction grating, induced grating, diffraction pattern, computer modeling.

ЗМІСТ

Вступ	4
1 Огляд літератури.....	5
1.1 Механізм розвитку індукованих дифракційних ґраток у плівках AgCl–Ag	5
1.2 Розсіяні хвильоводні моди	6
1.3 Розвиток і взаємодія дифракційних ґраток у плівках AgCl–Ag.....	9
1.4 Експериментальні картини дифракції від сукупності індукованих дифракційних ґраток.....	12
1.5 Моделювання картини дифракції від сукупності дифракційних ґраток.....	16
2 Розробка обчислювальної моделі картини дифракції для випадку похилого падіння світлового пучка на плівку AgCl–Ag	19
3 Результати дослідження впливу параметрів моделі на картину дифракції від плівки AgCl–Ag	24
3.1 Огляд параметрів моделі, які визначаються за картиною дифракції	24
3.2 Параметри форми факела та дуги дифракції	25
3.3 Параметри внутрішньої структури факела та дуги дифракції	28
Висновки	35
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ.....	36
ДОДАТОК А: Програма для обчислення картин дифракції у Maple.....	38

Вступ

Об'єктом дослідження у цій роботі є полікристалічні плівки AgCl товщиною порядку 100 нм, вкриті гранулярною плівкою Ag . Відомо, що при опромінюванні світловим пучком (в т. ч. лазерним) у такій плівці виникає квазіперіодична структура. Її періодичні домени є фазово-амплітудними ґратками, утвореними перенесенням іонів срібла до мінімумів інтерференційної картини розсіяних хвильоводних мод та вихідного пучка. Дифракція вихідного пучка на кожній ґратці підсилює моду, на якій ґратка розвивається, тобто є позитивний зворотний зв'язок при розвитку кожної ґратки. Це робить результуючу сукупність конкуруючих ґраток дуже чутливою до умов опромінювання, і через часову зміну показника заломлення плівки постійно йде перебудова ґраток. Предметом дослідження в цій роботі є картина дифракції від ґраток на екрані, яка дозволяє спостерігати за розвитком ґраток.

Раніше була розроблена комп'ютерна модель картини дифракції при нормальному падінні пучка, заснована на ідеї, що реальний набір ґраток можна апроксимувати таким набором ґраток, що в кожному визначеному азимутальному секторі кола існуючих хвильоводних мод існує лише одна ґратка з випадковим розташуванням кінця її вектору в даній ділянці кола.

Метою цієї роботи є розширення існуючої моделі картини дифракції на випадок похилого падіння. По-перше, використані формули для утворення ґраток при ненульовій тангенціальній компоненті хвильового вектора пучка. Це робить періоди ґраток залежними від кута падіння та азимуту моди у плівці. По-друге, модель розширена для відображення на екрані рефлексів дифракції не тільки хвильоводних мод, а й вихідного пучка. І по-третє, в ході співставлення модельних і експериментальних картин з'ясувалося, що модель потребує дороблення для врахування існування більше ніж однієї ґратки в одному азимутальному секторі, що й було зроблено.

На основі аналізу параметрів моделі зроблені висновки щодо стадій розвитку дифракційних ґраток у плівках AgCl-Ag .

1 Огляд літератури

1.1 Механізм розвитку індукованих дифракційних ґраток у плівках AgCl–Ag

Світлочутливі плівки AgCl–Ag містять тонкий суцільний полікристалічний шар AgCl та гранулярний шар срібла. Такі плівки зазвичай виготовляються шляхом почергового термічного осадження хімічно чистих AgCl та Ag на дзеркальну поверхню підкладки у вакуумі [1]. Щоб створити гранулярний шар срібла, треба осаджувати невелику кількість Ag, масової товщини біля 10 нм. Тоді на поверхні плівки хлориду срібла утворюються островки срібла нанометрового розміру. Плівка AgCl має підтримувати розповсюдження хвильоводних мод, тому її товщина зазвичай десятки або сотні нанометрів.

Відомо [1,2], що світлочутливість плівок AgCl–Ag та інших плівок на основі галогенідів срібла забезпечується взаємодією гранул срібла з випромінюванням, результатом чого є утворення індукованих дифракційних ґраток. На початку опромінювання взаємодія зводиться до розсіювання світла гранулами срібла та неоднорідностями плівки AgCl. Дифракційну ґратку характеризує періодичність оптичних властивостей середовища. Періодичність виникає, коли розсіювання світла збуджує хвильоводні моди плівки та інтерференція розсіяних мод з вихідним пучком утворює квазіперіодичний розподіл поля, з періодичними доменами. Фотоефект на гранулах срібла утворює вільні електрони, які переміщуються плівкою та потрапляють у пастки цієї полікристалічної плівки. Електрони, які потрапили у пастки в темних ділянках інтерференційної картини, утворюють статичне поле, яке викликає перерозподіл іонів срібла у плівці, з підвищенням концентрації срібла в темних ділянках поля інтерференції.

Квазіперіодичне інтерференційне поле приводить до квазіперіодичного розподілу срібла, з відповідною модуляцією ефективного показника

заломлення плівки. Таким чином, утворюється амплітудно-фазова ґратка з доменною структурою. В кожному домені початкова модуляція концентрації срібла є близькою до синусоїдальної, але з часом може викривитись у бік більшої концентрації срібла в мінімумах поля.

Коли у плівці з'являються дифракційні ґратки, починається дифракція на них як вихідного пучка, так і хвильовдних мод. З одного боку, дифракція пучка з утворенням хвильовдних мод забезпечує позитивний зворотний зв'язок у розвитку ґраток, про що буде йти мова у п.1.3. З іншого боку, деякі порядки дифракції пучка або мод можуть виходити на повітря, створюючи на зовнішньому екрані дифракційну картину. В процесі опромінювання плівки ця картина змінюється, відображаючи в реальному часі процеси перетворення структури з гранул Ag у плівці AgCl [1].

Оскільки відбуваються зміни оптичних характеристик середовища під дією світла, дане явище підпадає під визначення нелінійного оптичного явища [3]. У багатьох нелінійних оптичних явищах зміна характеристик діючого випромінювання приводить до настільки швидкого «перемикання» стану середовища, що розглядом перехідного процесу нехтують. Наприклад, така ситуація у керрівських середовищах. Однак у випадку плівок AgCl–Ag частиною нелінійного оптичного механізму є перенесення іонів срібла, що сильно уповільнює процес. Фактично, те, що спостерігається в таких плівках, є розтягнутим у часі перехідним процесом при формуванні нелінійного відгуку середовища на оптичне поле. При цьому можна відслідковувати цей процес, спостерігаючи за картиною дифракції, і в даній дипломній роботі проводиться моделювання цієї картини з метою краще зрозуміти цей перехідний процес.

1.2 Розсіяні хвильовдні моди

При опромінюванні плівки AgCl–Ag виникає релеївське розсіяння на неоднорідностях плівки, якими є як дефекти структури полікристалічної

плівки AgCl, так і гранули срібла. Те, що відбувається з розсіяним випромінюванням, визначається напрямом розсіювання та оптичними характеристиками середовищ. Хай плоскопаралельна плівка з показником заломлення n розташована між середовищами з показниками n_1 (оточуюче середовище) і n_s (підкладка), і $n > n_s > n_1$. Куди потрапить розсіяне світло з хвильовим числом у вакуумі k_0 , залежить від значення тангенціальної компоненти k_d порівняно з максимальними можливими тангенціальними компонентами у середовищах:

1. при $k_d < n_1 k_0$ світло більшою частиною залишить плівку при заломленні через її межі;
2. при $n_1 k_0 < k_d < n_s k_0$ відбудеться повне внутрішнє відбивання на межі плівка–повітря, при цьому світло може заломлюватись у підкладку;
3. при $n_s k_0 < k_d < n k_0$ світло не покине плівку через повне внутрішнє відбивання на обох межах.

Для формування ґраток у плівці найбільше значення має останній випадок, оскільки немає втрат енергії світла до сусідніх середовищ. Але через малу товщину плівки відбувається інтерференція розсіяних хвиль, відбитої від однієї межі та від іншої. Без дисипації розповсюджуються тільки хвилі, у яких така інтерференція конструктивна, тобто хвильоводні моди плівки.

Відомо [4], що хвильоводні моди мають сталі розповсюдження β , які визначаються з характеристичного рівняння, отриманого з умови конструктивної інтерференції. Для планарного хвильоводу AgCl–Ag воно має вигляд

$$h = \frac{\lambda}{2\pi \sqrt{n^2 - n_{ef}^2}} \left(p_1 \arctg \sqrt{\frac{n_{ef}^2 - n_1^2}{n^2 - n_{ef}^2}} + p_s \arctg \sqrt{\frac{n_{ef}^2 - n_s^2}{n^2 - n_{ef}^2}} + m\pi \right), \quad (1.2.1)$$

де h – товщина хвильоводу,

λ – довжина хвилі світла,

$n_{ef} = \beta/k_0$ – ефективний показник заломлення ТЕ-моди,

$p_1 = p_s = 1$ для ТЕ-мод та $p_1 = n^2/n_1^2$, $p_s = n^2/n_s^2$ для ТМ-мод,

m – індекс моди.

З (1.2.1) випливає існування товщин відсічки (мінімальних товщин хвилеводу для існування моди), при $n_{ef} = n_s$:

$$h_m = \frac{\lambda}{2\pi\sqrt{n^2 - n_s^2}} \left(p_1 \arctg \sqrt{\frac{n_s^2 - n_1^2}{n^2 - n_s^2}} + m\pi \right). \quad (1.2.2)$$

При показнику заломлення AgCl $n_{AgCl} = 2,06$ найменші товщини відсічки мод: $h_{TE_0} = 49$ нм, $h_{TE_0} = 94$ нм, $h_{TE_1} = 276$ нм. Таким чином, при товщині плівки AgCl 100 нм у плівці можуть існувати тільки TE_0 - та TM_0 -мода. Додавання срібла збільшує показник заломлення плівки, зменшуючи товщини відсічки [1], але h_{TE_1} все одно залишається набагато більшою за 100 нм.

Залежності інтенсивностей релеївського розсіяння у хвилеводні TE_0 - і TM_0 -моди на малих порівняно з λ частинках при нормальному падінні або S-поляризації мають наступні залежності від азимутального кута α на площині плівки та меридіонального кута θ з нормаллю до плівки [5]:

$$I_{TE} \sim \cos^2 \alpha, \quad (1.2.3)$$

$$I_{TM} \sim \sin^2 \alpha \cos^2 \theta. \quad (1.2.4)$$

При $h = 100$ нм кут θ для TM_0 -мод є близьким до 45° , через що максимальна інтенсивність розсіяння в TM_0 -моду є вдвічі меншою за максимум для TE_0 -моди (див. рис.1.2.1), через що розвитком ґраток на ТМ-модях в багатьох випадках можна знехтувати [6].

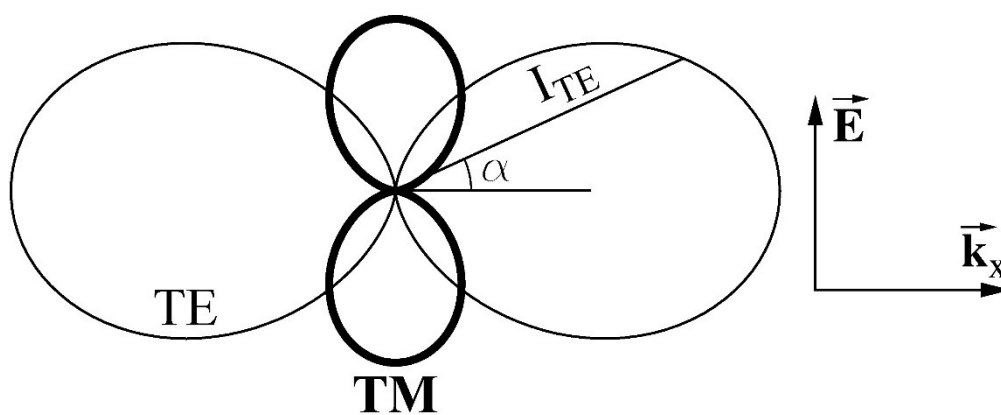


Рис.1.2.1 – Індикатриси розсіювання у хвильоводні TE_0 - та TM_0 -моди плівки AgCl–Ag товщиною 100 нм на скляній підкладці при S-поляризації вихідного пучка, обчислені за (1.2.3) та (1.2.4).

У даній роботі моделюється картина дифракції на екрані від сукупності індукованих ґраток, які розвиваються на інтерференції TE_0 -мод з лазерним пучком, який розсіюється, при S-поляризації пучка. Обговорюються умови, при яких на картину дифракції може впливати поява TM -мод, але обчислення для таких випадків не проводились, бо моделювання ансамбля TE -ґраток вже є досить складною задачею.

1.3 Розвиток і взаємодія дифракційних ґраток у плівках AgCl–Ag

Індуковані дифракційні ґратки розвиваються на полі інтерференції діючого пучка та хвильоводних мод. Початкові розсіяні моди з розподілом інтенсивностей, наведеним на рис.1.2.1, через малу інтенсивність утворюють малоконтрастну інтерференційну картину, на якій розвивається ґратка з малою дифракційною ефективністю. Але якщо ґратка з'явилась, то вона далі розвивається, збільшуючи дифракційну ефективність і площину свого домену, через дифракцію на ній вихідного пучка.

Введемо декартову систему координат, осі x і y лежать на поверхні плівки, вісь z нормальна до площини плівки, і площина падіння світла містить осі x і z . Таким чином, у діючого пучка тангенціальною компонентою

хвильового вектора є $\mathbf{k}_x$, і хвиля поляризована вздовж осі y . При інтерференції хвилеводної моди з вектором β у площині (k_x, k_y) маємо вектор ґратки

$$\mathbf{K} = \beta - \mathbf{k}_x. \quad (1.3.1)$$

Виникнення такої ґратки означає появу каналу передачі енергії між пучком і даною модою, оскільки згідно з рівнянням дифракції в m -й порядок

$$\mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_1 + m\mathbf{K} \quad (1.3.2)$$

дифракція моди ($\mathbf{k}_1 = \beta$) у порядок $m = -1$ дає пучок з $\mathbf{k}_x$, а дифракція пучка ($\mathbf{k}_1 = \mathbf{k}_x$) у порядок $m = 1$ дає моду з β . Оскільки вихідний пучок є набагато потужнішим за розсіяну моду, результатом є збільшення інтенсивності моди за рахунок енергії пучка. Збільшення амплітуди моди приводить до збільшення контрастності інтерференційної картини, що в свою чергу підвищує дифракційну ефективність ґратки, знову збільшуючи інтенсивність дифракції пучка в моду, і т. д. Оскільки хвиля 1-го порядку дифракції вихідного пучка розповсюджується вздовж ґратки, дана ситуація є т. зв. аномалією Вуда [7], з хвилеводними модами замість поверхневих поляритонів у випадку стаціонарних ґраток, для яких цей термін введено.

Таким чином, при появі будь-якої ґратки на інтерференції пучка з модою, для цієї ґратки виникає позитивний зворотний зв'язок, що має приводити до експоненціального розвитку дифракційної ґратки, принаймні поки інтенсивність моди є малою відносно інтенсивності пучка. Але розвиток ґраток стримується обмеженістю «ресурсів»: площини опромінюваної ділянки плівки і масою срібла. При виникненні великої кількості зародкових ґраток, вони конкурують за «ресурси», і в підсумку розвиваються тільки ґратки з найбільшими початковими інтенсивностями мод, а також ґратки, у яких є додаткові способи підсилення мод (це буде розглянуто далі).

Відповідно до індикатрис рис.1.2.1, при S-поляризації пучка найінтенсивнішим є розсіяння ТЕ-мод у площині падіння, при розповсюдженні моди в напрямку $\mathbf{k}_x$ ($\alpha = 0$) та у протилежному напрямку ($\alpha = 180^\circ$). В першому випадку утворюється т. зв. S_- -гратка з найменшим модулем вектора $K = \beta - k_x$, у другому – т. зв. S_+ -гратка з найбільшим модулем вектора $K = \beta + k_x$ [8]. Назви походять від формул для періодів цих ґраток:

$$d_{S_-} = \frac{\lambda}{n_{ef} - \sin \varphi}, \quad (1.3.3)$$

$$d_{S_+} = \frac{\lambda}{n_{ef} + \sin \varphi}. \quad (1.3.4)$$

Оскільки ґратки починають рости з різних місць з векторами у різних напрямках, і постійно відбувається перебудова ґраток, то разом з S_- - і S_+ -ґратками співіснують т. зв. S_- -подібні і S_+ -подібні ґратки, які розвиваються на модах з кутами, близькими до 0° і 180° , згідно (1.2.3) з майже такою же інтенсивністю.

Згадана перебудова ґраток відбувається через постійну зміну показника заломлення плівки n , оскільки формування ґраток означає перенесення атомів срібла до мінімумів інтерференційної картини, а n визначається світлими ділянками картини, де відбувається взаємодія світла з середовищем. Зменшення кількості срібла на освітлених ділянках означає зменшення n , асимптотично до n_{AgCl} . Це викликає зменшення сталих розповсюдження мод, відповідно до (1.2.1), через що періоди доменів інтерференційної картини зменшуються, частина срібла, що була в мінімумах картини, тепер знову зазнає впливу світла, і йде побудова нових ґраток. Що в свою чергу знову змінює n , і т.д.

Присутність великої кількості ґраток з постійною їх перебудовою є причиною обрання «статистичного» підходу до моделювання в цій дипломній

роботі, оскільки аналіз конкретних пучків дифракції є непродуктивним, що буде видно далі на прикладах експериментальних картин дифракції.

1.4 Експериментальні картини дифракції від сукупності індукованих дифракційних ґраток

Оскільки кожен результат дифракції пучка чи моди на ґратці визначається за формулою (1.3.2), де всі вектори мають зворотну просторову розмірність, дифракцію зручно розглядати на т. зв. діаграмі Евальда у зворотному просторі з подальшим переобчисленням результатів на звичайний простір. Приклад діаграм Евальда наведений на рис.1.4.1 [9]. На ній відкладені два кола, які є геометричними кінцями всіх векторів мод, які відкладаються від початку координат. Внутрішнє коло і зовнішнє коло мають радіуси β для, відповідно, TM_0 - і TE_0 -мод. Згідно з (1.3.2), вектори ґраток відкладаються від точки $(k_x, 0)$ і закінчуються на колі відповідної моди. Винятком є ґратки, що виникають як суперпозиція інших ґраток і мають сумарний вектор, як В-ґратка з вектором $\mathbf{K}_B = \mathbf{K}_{S_-} + \mathbf{K}_{S_+}$ на рис.1.4.1.

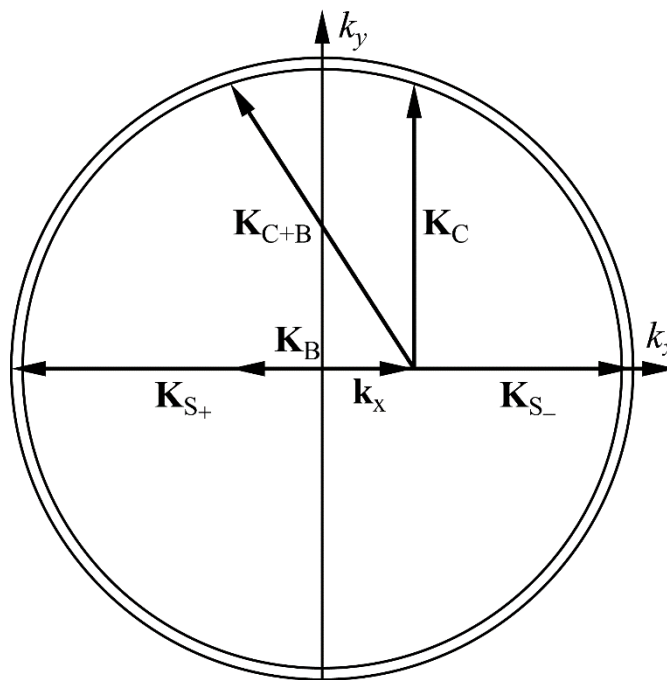


Рис.1.4.1 – Діаграма Евальда з векторами основних ґраток [9].

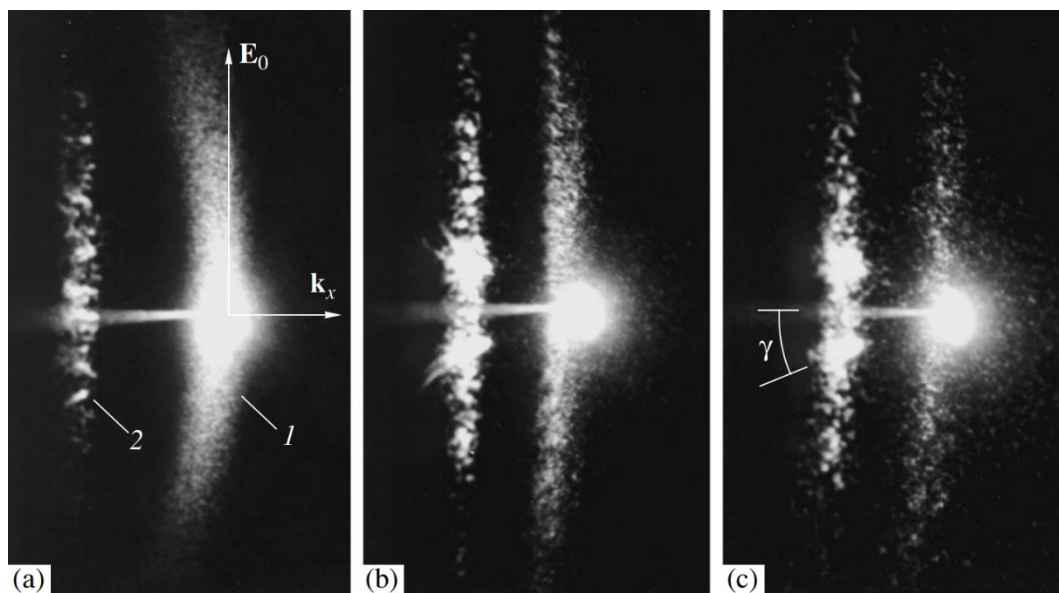


Рис.1.4.2 – Експериментальні картини дифракції при S-поляризації і $\varphi = 29^\circ$. Тривалість опромінювання: (a) 10 с, (b) 6 хв., (c) 20 хв. 1 – «факел», 2 – дуга дифракції пучка на S_- -подібних ґратках. Пучок проходить крізь отвір екрана у центрі факела [9].

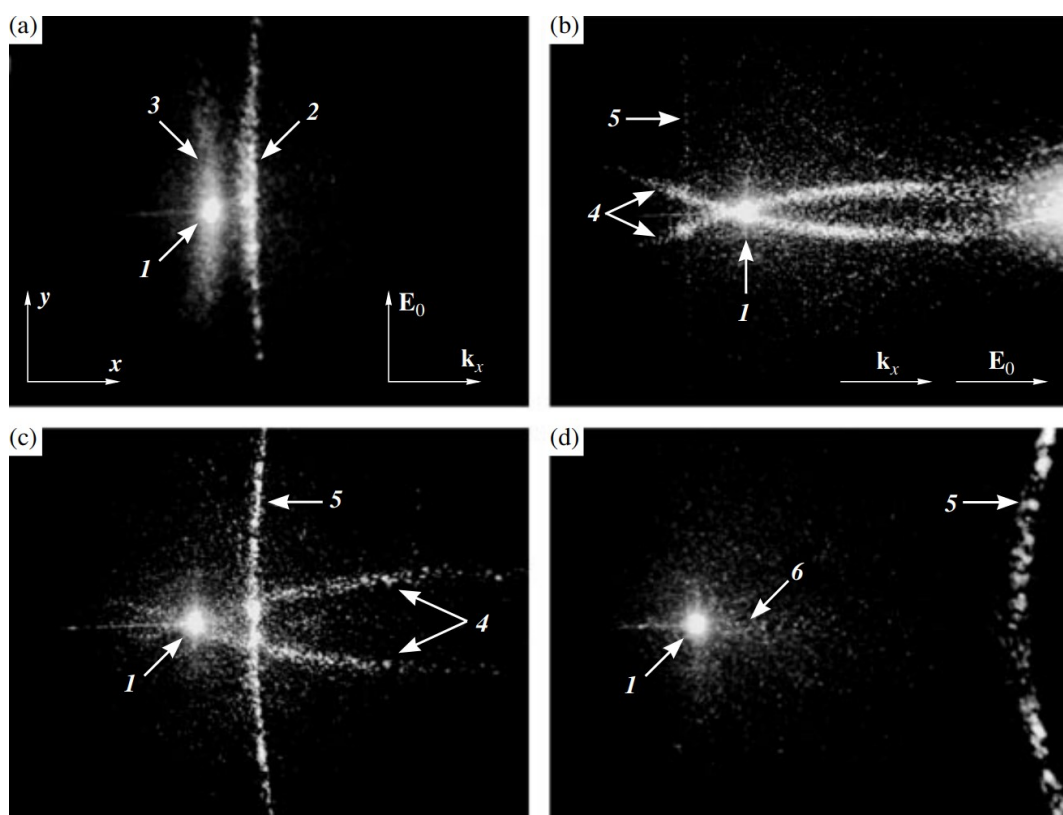


Рис.1.4.3 – Експериментальні картини дифракції при таких поляризаціях і кутах φ : (a) S, 35° , (b) P, 25° , (c) P, 35° , (d) P, 50° . [8].

Якщо сукупність кінців векторів мод лежить на дузі, і всі ці моди дифрагують на одній ґратці, кінці векторів дифрагованих хвиль теж лежать на дузі. Те саме стосується випадку дифракції однієї моди на сукупності ґраток. Результат дифракції сукупності мод S_- -подібних і S_+ -подібних ґраток на цих ґратках можна представити є накладанням множини таких дуг, при цьому окремі дуги вже не вирізняються. При лінійній поляризації сфокусованого пучка результат такої дифракції виглядає як витягнута вздовж **E** пучка сукупність рефлексів, і рефлекси в ній безперервно змінюється [10]. Таку сукупність дифракційних рефлексів називають «факелом». На рис.1.4.2 (з [9]) та рис.1.4.3 (з [8]) представлені приклади картин дифракції, що спостерігаються експериментально.

При аналізі дифракції треба враховувати перетворення до звичайного простору зі зворотної площини (k_x, k_y) , яка у колі радіусом k_0 містить точки, що відповідають усім напрямам розповсюдження хвиль. У звичайному просторі картина спостерігається на плоскому екрані, а не на сферичному. Екран розташований перпендикулярно вихідному пучку, який проходить крізь отвір у екрані. Перетворення з (k_x, k_y) до координат (x'', y'') на екрані на відстані R від опроміненої ділянки плівки відбувається за формулами

$$x'' = -\frac{k_x \cos \varphi - k_z \sin \varphi}{k_x \sin \varphi + k_z \cos \varphi} R, \quad (1.4.1)$$

$$y'' = -\frac{k_y}{k_x \sin \varphi + k_z \cos \varphi} R. \quad (1.4.2)$$

де φ – кут падіння пучка на зразок,

$k_z = \sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_y^2}$ – нормальна компонента хвильового вектора, вісь k_z направлена у півсферу, в якій розташований екран.

Приклад ділянки зворотного простору, що відповідає екрану за формулами (1.4.1) і (1.4.2), продемонстрований на рис.1.4.4.

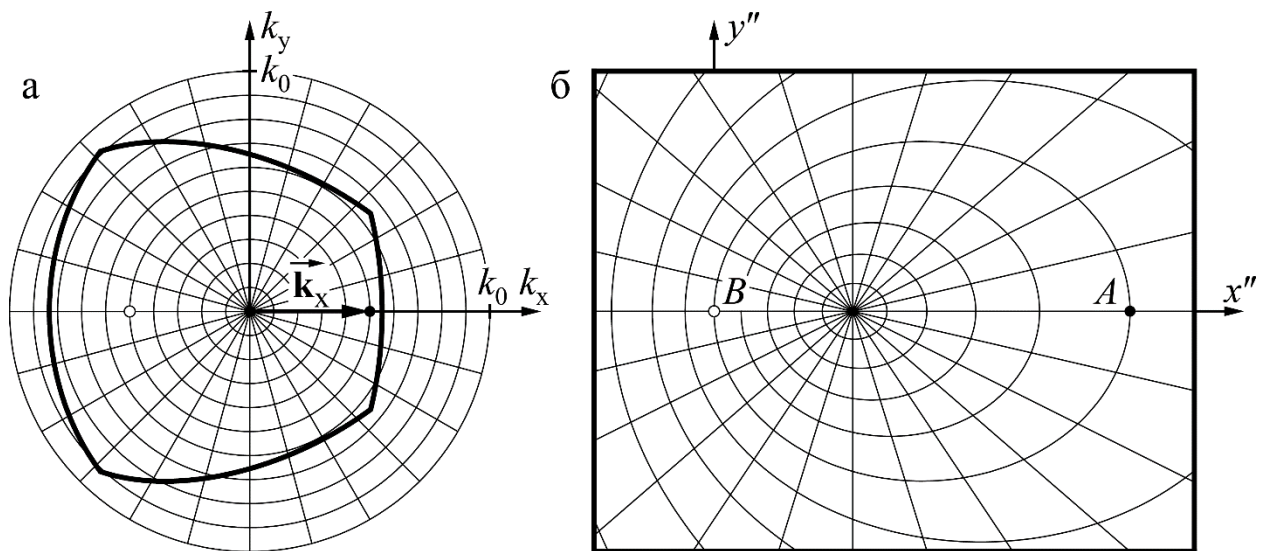


Рис.1.4.4 – Перетворення координат (k_x, k_y) у k -просторі (а) на координати (x'', y'') на екрані (б) за (1.4.1), (1.4.2) при $\varphi = 30^\circ$. Точка А відповідає місцю потрапляння відбитого пучка на екран. Точка $B(0,0)$ відповідає отвору в екрані, через який проходить вихідний пучок і є центром факела на всіх фотографіях рис.1.4.2 і 1.4.3, де факел є.

З рис.1.4.4 видно, що правильна полярна сітка зворотного простору спотворюється при переході до екрана, відповідно до кута падіння. Межі екрана на рис.1.4.4б приблизно відповідають межі фотографії на рис.1.4.3а, а якщо праву межу посунути вліво, до центра сітки, то межі такого екрана приблизно відповідатимуть межам на фотографіях рис.1.4.2.

В межах дуги дифракції на рис.1.4.2 з часом з'являються два широкі яскраві рефлекси, симетричні відносно горизонтальної площини падіння. Причиною їх появи є виникнення С+В-ґратки (див. рис.1.4.1 та [9]) при накладанні ґраток з найбільшими дифракційними ефективностями: S_- і S_+ -ґраток на TE_0 -модах та С-ґратки на TM_0 -модах. Дифракція деяких мод на ґратці з вектором $\mathbf{K}_{C+B} = \mathbf{K}_C + \mathbf{K}_B = \mathbf{K}_C + \mathbf{K}_{S_-} + \mathbf{K}_{S_+}$ приводить до взаємного підсилення розвитку ґраток на цих модах. Два яскраві рефлекси у дузі дифракції пучка відповідають двом підсиленням S_- -подібним ґраткам. Перша підсилюється при такій дифракції на С+В-ґратці з $\mathbf{K}_{C+B}$, зображеним на

рис.1.4.1, інша – на другій С+В-гратці з вектором, симетричним відносно осі k_x до зображеного $\mathbf{K}_{\text{С+В}}$. Підсилені таким чином ґратки називають «вторинними», оскільки це підсилення потребує існування у плівці не тільки інтерференційної картини, але й «первинної» С+В-ґратки.

Це підсилення є значним додатковим ускладненням, бо воно потребує врахування розвитку ТМ-ґраток, які іншим чином не впливають на розвиток ТЕ-ґраток, дифракція від яких моделюється в даній дипломній роботі. Тому для моделювання була обрана картина рис.1.4.2а, де підсилення вторинних ґраток ще не запрацювало.

1.5 Моделювання картини дифракції від сукупності дифракційних ґраток

На основі матеріалу, викладеного в попередніх розділах, у [11,12] було проведене моделювання картини дифракції від дифракційних ґраток, індукованих у плівці AgCl–Ag з товщиною 100 нм.

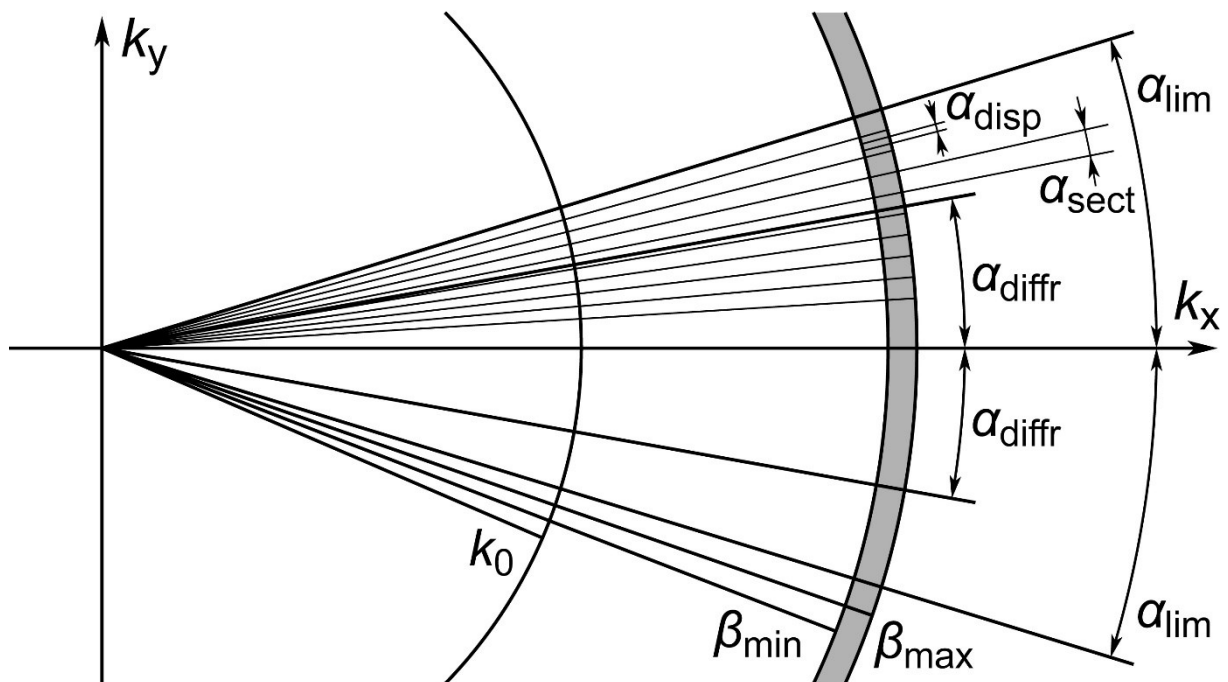


Рис.1.5.1 – Схема, за якою у [12] створюється набір векторів хвильоводних мод, на яких розвиваються дифракційні ґратки. Сіре кільце є сукупністю допустимих кінців векторів β , відкладених від початку координат.

Були застосовані наступні обмеження: нормальне падіння лінійно поляризованого лазерного пучка на плівку; як наслідок, розвиток ґраток тільки на TE_0 -модах, напрями яких є близькими до перпендикуляру до площини поляризації.

Рисунок 1.5.1, взятий з [12], демонструє сенс параметрів, використаних при обчисленні картин дифракції. Зображений зворотний простір хвильових векторів (k_x, k_y) , в якому лежать як вектори хвильоводних мод β , так і вектори дифракційних ґраток K . Третя вісь k -простору, k_z , використовується тільки для обчислення напрямів розповсюдження дифрагованих пучків, які виходять з плівки у повітря.

Використовуються наступні параметри:

- k_0 – хвильове число лазерного пучка у вакуумі;
- β_{min} , β_{max} – мінімальне та максимальне значення сталої розповсюдження TE_0 -мод β , яка має розкид через неідеальність полікристалічної плівки AgCl та через залежність ефективного показника заломлення плівки від часу та відстані від центру пучка;
- α_{lim} – максимальний кут відхилення від осі k_x , при якому інтенсивність розсіяних мод за формулою (1.2.3) ще є достатньою для створення дифракційних ґраток на інтерференції моди з лазерним пучком;
- α_{diffr} – максимальний кут відхилення від осі k_x , при якому початкова інтенсивність моди (1.2.3) ще є достатньою для «виживання» ґратки при конкуренції з іншими ґратками за простір у плівці, що відображається у наявності рефлексів дифракції від цієї ґратки;
- α_{sect} – кутова ширина сектора, у межах якого у моделі передбачається розвиток тільки однієї дифракційної ґратки;

- α_{disp} – кутова дисперсія ґратки, тобто кутовий розкид її вектора.

Таким чином, ділянка сірого кільця можливих кінців векторів β розділяється на сектори, в межах кожного сектора випадковим чином обирається точка кінця вектора β . При нормальному падінні для кожної ґратки $K = \beta$, і на основі отриманої сукупності векторів, шляхом перебору всіх можливих пар β і K , будується повна картина дифракції. У [12] знайдено, що для відповідності структури модельованого «факела» зі світлових рефлексів і факела, що спостерігається в експерименті, при обчисленнях треба використати наступні параметри: $\beta_{max} - \beta_{min} = 0,05$, $\alpha_{lim} = 16^\circ$, $\alpha_{diff} = 10^\circ$, $\alpha_{sect} = 1,4^\circ$, $\alpha_{disp} = 0,5^\circ$.

Оригінальна частина цієї дипломної роботи, викладена в розділах 2 і 3, є подальшим розвиненням робіт [11,12], а саме, розширенням моделювання на випадок похилого падіння лазерного пучка. Наведені вище значення параметрів слугували відправною точкою для подальшого аналізу.

2 Розробка обчислювальної моделі картини дифракції для випадку похилого падіння світлового пучка на плівку AgCl–Ag

У даній роботі модель [12] розширена на випадок похилого падіння світлового пучка, який індукує дифракційні ґратки у плівці AgCl–Ag. Це розширення потребувало як уточнення формул дифракції, так і врахування додаткових варіантів дифракції, які дають світлові рефлекси на екрані. Картина дифракції в цій роботі була змодельована відповідно до схеми на рисунку 2.1, яка відповідає експериментальним результатам, викладеним у п.1.4, і відрізняється від схеми у [12] тільки кутом падіння $\varphi \neq 0$ і значенням фокусної відстані лінзи ($F = 8,5$ см у [12] і $F = 9,5$ см у [9]). Для обчислень була обрана S-поляризація пучка, щоб запобігти ускладненням картини дифракції через подвійну аномалію Вуда для $С_{TE}$ -ґраток, що обговорювалось у п.1.4.

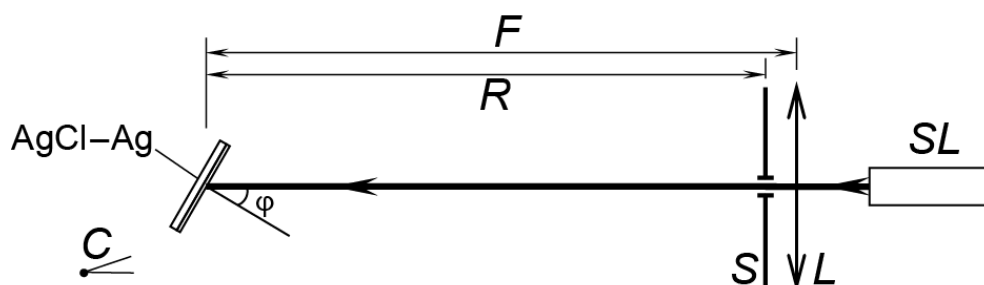


Рис.2.1 – Схема опромінювання плівки AgCl–Ag, відповідно до якої у [9] отримані картини дифракції, вид зверху. SL – одномодовий He–Ne лазер, $\lambda = 632,8$ нм; L – збиральна лінза, $F = 9,5$ см; S – екран; $R = 9$ см – відстань між зразком і екраном; φ – кут падіння; C – точка, в якій був розташований фотоапарат.

При S-поляризації індикатриса розсіювання світла довжиною хвилі λ на гранулах, набагато менших за λ , співпадає з індикатрисою при нормальному падінні, оскільки електричне поле хвилі індукує коливання дипольного моменту атомів у тому самому напрямку. Єдиною зміною при розсіянні

похилого пучка є несуттєве зменшення інтенсивності світла, що заломлюється у плівку, через менший коефіцієнт Френеля. Відповідно до формули (1.2.3) інтенсивність розсіяних ТЕ-мод є максимальною вздовж площини падіння, що робить можливим використання наборів векторів розсіяних мод, згенерованих аналогічно до [12].

При похилому падінні тангенціальна складова k_x хвильового вектору пучка більше не нульова, через це за формулою (1.3.1) довжини векторів ґраток $\mathbf{K}$ (і їхні періоди) є однаковими тільки для пари ґраток, вектори яких є симетричними відносно осі k_x . Як зазначалося у розділі 1.3, найбільший період має S_- -ґратка з вектором $\mathbf{K}_{S_-}$ в напрямку $\mathbf{k}_x$, яка розвивається на інтерференції пучка з TE_0 -модом β_{S_-} , що розповсюджується в напрямку $\mathbf{k}_x$. Найменший період у S_+ -ґратки з вектором $\mathbf{K}_{S_+}$ і вектором моди β_{S_+} в напрямку $-\mathbf{k}_x$. Модулі векторів цих ґраток є такими:

$$K_{S_-} = \beta_{TE} - k_x, \quad (2.1)$$

$$K_{S_+} = \beta_{TE} + k_x, \quad (2.2)$$

де β_{TE} є модулем як β_{S_-} , так і β_{S_+} , і визначається характеристичним рівнянням (1.2.1).

Дифракція однієї з цих двох мод на ґратці, що відповідає іншій моді, при нормальному падінні дає пучок з нульовою тангенціальною компонентою хвильового вектору дифрагованого пучка $\mathbf{k}_d$. Але при похилому падінні дифракція моди з β_{S_-} на ґратці з $\mathbf{K}_{S_+}$ у порядок $+1$ (який дає дифракцію на екрані) дає тангенціальну компоненту $\mathbf{k}_d = -\mathbf{k}_x$, а дифракція β_{S_+} на ґратці з $\mathbf{K}_{S_-}$ дає $\mathbf{k}_d = \mathbf{k}_x$. Таким чином, при похилому падінні «факел» з рефлексів дифракції ТЕ-мод на ТЕ-ґратках розділяється на два факели з центрами, віддаленими у зворотному просторі на $2k_x$, див. рис.2.2.

При нормальному падінні пучка, з плівки у повітря можуть заломитися тільки результати дифракції хвилеводних мод на індукованих ґратках. При

похилому падінні можна побачити безпосередньо дифракцію лазерного пучка на ґратках, з порядком $m = -1$. Для цього модуль $\mathbf{k}_d$ має не перевищувати k_0 у повітрі. Відповідно до (1.3.2), $|\mathbf{k}_d| = |\beta_{TE} - 2k_x|$. Використавши формули $\beta_{TE} = n_{ef}k_0$ і $k_x = k_0 \sin \varphi$, переписуємо умову $|\mathbf{k}_d| < k_0$ для випадку $\beta_{TE} > 2k_x$ як

$$\varphi > \arcsin \frac{n_{ef} - 1}{2}. \quad (2.3)$$

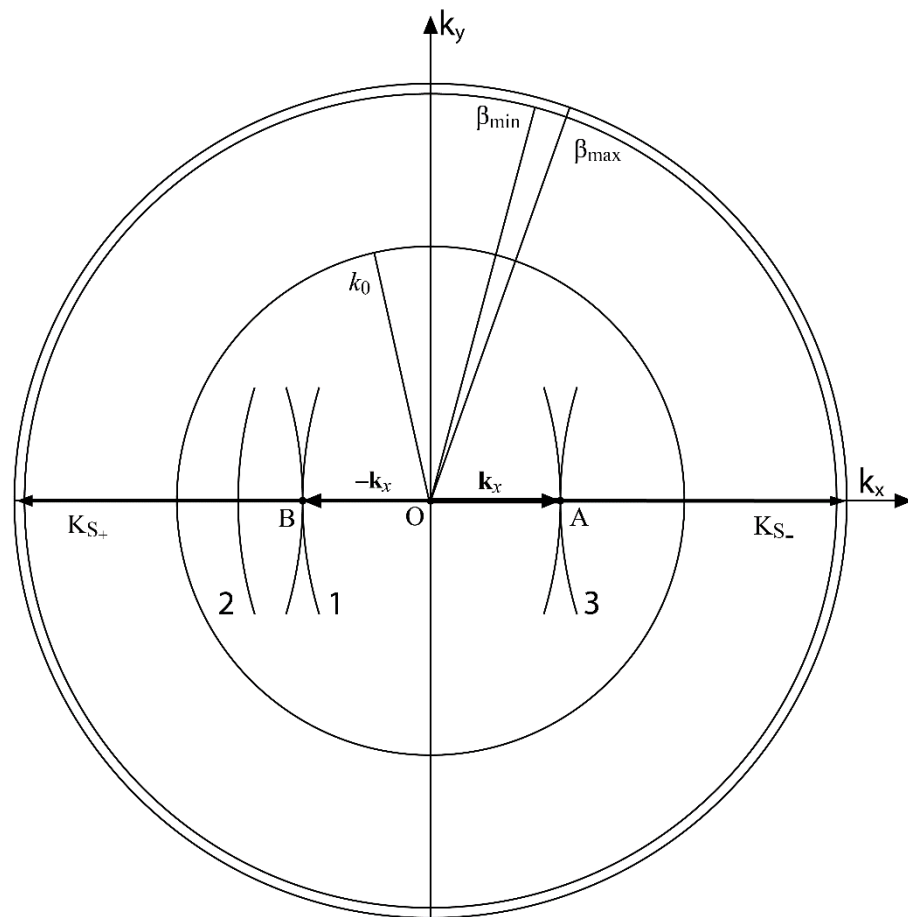


Рис.2.2 – Діаграма Евальда: розташування факелів «1», «3» і дуги дифракції пучка на S_- -подібних ґратках «2». Далі у роботі моделюється картина на екрані, на який потрапляють факел «1» та дуга «2», див. рис.1.4.2а.

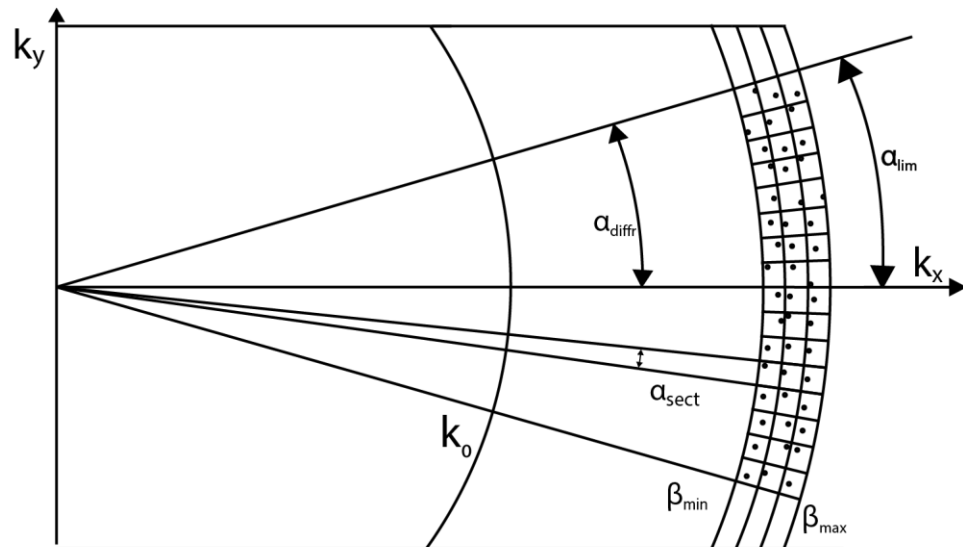


Рис.2.3 – Права половина діаграми Евальда, яка демонструє структуру S_- -подібних ґраток, використану при обчисленнях в цій дипломній роботі. Кожна точка, розташована в межах своєї комірки, відповідає кінцю вектора моди β (що починається в т.(0,0)) та вектора ґратки K (починається в т.($k_x, 0$)).

Оскільки ефективний показник заломлення хвильоводної моди n_{ef} не може бути меншим за показники оточуючих середовищ, при показнику заломлення скляної підкладки $n_s = 1,515$ дифракцію пучка можна спостерігати тільки при $\varphi > 14,9^\circ$. Але зручніше при куті біля 30° , коли центр дуги дифракції пучка на екрані є близьким до отвору для вихідного пучка, як на рис.1.4.2 і рис.1.4.3а. Цей отвір також є центром одного з факелів. Модельовані факел та дуга дифракції схематично представлені на рис.2.2.

Обчислення були проведені у математичному пакеті Maple 2020, програма наведена у Додатку А. Порівняно з обчисленнями у [11,12], були зроблені такі основні модифікації:

- використані формули для векторів ґраток, які утворюються при похилому падінні світлового пучка на зразок;
- додане обчислення дуги дифракції вихідного пучка на S_- -подібних ґратках у порядок $m = -1$, з іншою шириною окремих рефлексів;

- ускладнений набір векторів мод і ґраток: додана можливість існування декількох ґраток у обраному кутовому діапазоні.

Останній пункт доданий, оскільки в ході обчислень з'ясувалося, що таке розширення моделі є необхідним для отримання коректного вигляду факела і дуги дифракції *одночасно*. Це буде пояснено у розділі 3.3.

Набори векторів мод і ґраток утворюються за схемою, наведеною на рис.2.3 для правої половини діаграми Евальда,, і на аналогічному наборі секторів у лівій половині.

Для побудування коректної картини дифракції треба з'ясувати значення таких параметрів: β_{min} , β_{max} , α_{lim} , α_{diffr} , α_{sect} , α_{disp} (які введені у розділі 1.5), а також N_r , який позначає кількість кілець, на яку треба розділити кільце β , як на рис.2.3 при $N_r = 3$. Результати проведеної роботи з визначення цих параметрів викладені у розділі 3.

3 Результати дослідження впливу параметрів моделі на картину дифракції від плівки AgCl–Ag

3.1 Огляд параметрів моделі, які визначаються за картиною дифракції

При моделюванні картини розсіювання від сукупності ґраток у плівці AgCl–Ag найбільш проблематичним аспектом є визначення параметрів векторів ґраток. Дифракція вихідного пучка на кожній ґратці у порядок $m = 1$ за формулою (1.3.2) утворює ту саму моду, на якій розвивається ґратка, і позитивний зворотний зв'язок забезпечує експоненціальний розвиток кожної ґратки, поки на неї не впливає розвиток інших ґраток у межах опроміненої ділянки плівки. В сукупності з унікальною структурою дефектів у межах полікристалічної плівки AgCl, це приводить до створення унікальної квазіперіодичної структури при кожному опромінюванні плівки, і без мікроскопічних досліджень немає можливості точно знати параметри і взаємне розташування ґраток.

З іншого боку, знання індикатрисы розсіювання на малих дефектах дозволяє визначити загальну форму сукупності дифракційних рефлексів. Так, дифракція сукупності хвильоводних мод на сукупності ґраток дає «факели», а дифракція вихідного пучка на тих самих ґратках дає дугу дифракції. За геометричними характеристиками цих об'єктів можна визначити ділянки у зворотному просторі, де розташовані кінці векторів ґраток, якщо їх відкласти від початку координат.

Велика кількість ґраток і полого зміна інтенсивності розсіювання в напрямках, близьких до напрямів максимального розсіювання, нівелюють вплив параметрів вектора окремої ґратки на сукупну картину «факела». І відомо, що при накладанні ґраток із малим кутом між їх векторами «сильніша» ґратка перебудовує структуру з гранул під «свою» картину інтерференції, знищуючи слабкішу ґратку. Тому при створенні сукупності ґраток у [11,12] та цій роботі використаний підхід, при якому ділянки зворотного простору, які

відповідають сукупності кінців векторів $\mathbf{K}$, розділяються на комірки, кожній з яких відповідає лише одна ґратка. В межах цієї комірки за допомогою генератора псевдовипадкових чисел обирається точка, що відповідає кінцю $\mathbf{K}$.

Використовується полярна система координат, тому всі параметри, які визначають окремі комірки, діляться на дві групи: азимутальні та радіальні. До першої, азимутальної групи параметрів відносяться α_{lim} , α_{diffr} , α_{sect} , α_{disp} . До другої, радіальної, $-\beta_{min}$, β_{max} , N_r . Поки розглядається тільки форма факела чи дуги дифракції, змінювати параметри однієї групи можна незалежно, але зміна параметрів однієї групи без змін в іншій групі приводить до зміни кількості комірок у k -просторі, тобто зміни кількості ґраток.

Таким чином, з точки зору послідовності визначення параметрів картини корисніше ввести інший розподіл: параметри форми α_{lim} , α_{diffr} , β_{min} , β_{max} та параметри внутрішньої структури α_{sect} , α_{disp} , N_r . У двох наступних підрозділах експериментальні результати, отримані в [9], моделюються саме в такій послідовності.

3.2 Параметри форми факела та дуги дифракції

Кінці векторів дифракційних ґраток, утворених на інтерференції вихідного пучка і різноспрямованих хвильоводних мод з однаковою сталою розповсюдження β , лежать у k -просторі на дугах з радіусом β . Дифракція того ж пучка на S_- -подібних ґратках у -1 порядок, таким чином, дає кінцеві точки хвильових векторів, які теж лежать на дузі, як дуги 2 та 5 на рис.1.4.3 чи на рис.1.4.2а, де дуга 2 виглядає вертикальною сукупністю рефлексів. Факел теж утворений дугами: сукупність рефлексів дифракції всіх існуючих мод на всіх існуючих ґратках є накладанням великої кількості таких дуг в області точок $(k_x, 0)$, $(-k_x, 0)$. Але при переході від зворотного простору до картини у прямому просторі на екрані, перпендикулярному вихідному пучку, відповідно до формул (1.4.1), (1.4.2) і рис.1.4.4, відбувається викривлення. Так, на

рис.1.4.2а при $\varphi = 29^\circ$ факел «1» є несиметричним, викривляється вліво при віддаленні від центру. Аналогічно викривляється і дуга дифракції «2», яка в k -просторі має центр кривизни справа, але на екрані є майже вертикальною.

У сталої розповсюдження є розкид $\delta\beta = \beta_{max} - \beta_{min}$. При нормальному падінні світла дуга дифракції відсутня [11,12], а за шириною факела можна визначити $\delta\beta$, але не β_{max} і β_{min} . При похилому падінні цієї проблеми немає, по координаті лівого (зовнішнього) та правого (внутрішнього) краю дуги дифракції можна визначити β_{max} і β_{min} . Дифракція лазерного пучка на S_- -ґратці у порядок -1 дає вектор з кінцем у точці $(2k_x - \beta, 0)$. Використовуючи формулу (1.4.1) при $\varphi = 29^\circ$ і координати границь дуги ($-15,7$ мм та $-20,7$ мм, виміряні на збільшеній фотографії), отримуємо значення $\beta_{min} = 1,6k_0$ і $\beta_{max} = 1,64k_0$.

При моделюванні факела у [11,12] для отримання правильної форми факела було введено два кутові параметри:

- α_{lim} , який обмежує відхилення від площини падіння, при якому початкові розсіяні моди є ще достатньо потужними, щоб приймати участь у формуванні ґраток та у дифракції на ґратках;
- α_{diffr} , який обмежує відхилення від площини падіння, при якому ґратки, утворені на відповідних модах, залишаються конкурентоспроможними і не знищуються сильнішими ґратками у процесі перманентної перебудови, як це описано у розділі 1.3.

Кут α_{diffr} , таким чином, має не перевищувати α_{lim} . Якщо при фіксованому α_{lim} зменшити α_{diffr} до 0, тобто при допущенні існування тільки S_- - та S_+ -ґраток, факел виродиться до двох дуг, які торкаються вертикальної дотичної у місці проходження пучка через екран (як схематично зображено на рис.2.2, наприклад). Таким чином, від α_{lim} залежать розміри факела вздовж дуг, а від α_{diffr} залежить висота центральної частини факела при даному α_{lim} . У [12] наведені значення $\alpha_{lim} = 16^\circ$ і $\alpha_{diffr} = 10^\circ$.

При похилому падінні ситуація суттєво змінюється. Якщо при $\varphi = 0$ для всіх ґраток була наявна подвійна аномалія Вуда (дифракція в обидва порядки $+1$ і -1 вводить моди у плівку), то при $\varphi > \arcsin((\beta_{max} - \beta_{min})/k_0)$ для ґраток з векторами, близькими за напрямом до площини падіння, тепер немає подвійної аномалії Вуда, тільки одинарна (для порядку $+1$). Друге, згідно з (1.3.1) довжини векторів тепер однакові тільки для двох ґраток, вектори мод яких є дзеркально відображеними відносно площини падіння. І третій фактор – збільшення опромінюваної ділянки у $\sec \varphi$ разів, що зменшує світловий потік на одиницю площини, але збільшує можливу кількість ґраток. Все це приводить до необхідності провести процедуру підбору параметрів з самого початку, навіть якщо б картини при нормальному і при похилому падінні були отримані на одному експериментальному зразку.

Перевагою при похилому падінні є простіший і надійніший метод визначення α_{diff} , оскільки α_{diff} прямо впливає на висоту дуги дифракції від S_- -подібних ґраток, а від α_{lim} висота дуги не залежить. Процедура тут зворотна відносно застосованої при нормальному падінні: тепер першою визначається α_{diff} , по висоті дуги дифракції. А потім α_{lim} визначається за розмірами факела, при $\alpha_{lim} \geq \alpha_{diff}$.

Змодельована картина дифракції буде наведена у наступному параграфі, оскільки для її побудови необхідно визначити ще й параметри внутрішньої структури. Зараз треба відзначити той факт, що α_{lim} виявився таким самим, що і α_{diff} : $\alpha_{lim} = \alpha_{diff} = 8^\circ$. Це цікаво, оскільки демонструє відмінність процесу розвитку ґраток при нормальному і похилому падінні. Розглянемо це детальніше.

Відмінність значень α_{lim} і α_{diff} при нормальному падінні означає, що при деякому куті α ($\alpha_{diff} < |\alpha| < \alpha_{lim}$ чи $\alpha_{diff} < |180^\circ - \alpha| < \alpha_{lim}$) ми враховуємо існування такої моди і її внесок в картину дифракції (бо відхилення є меншим за α_{lim}), але відповідної ґратки не існує (бо відхилення є більшим за α_{diff}).

Збудження моди може відбуватися трьома наступними способами.

1. Розсіяння на дефектах плівки, перш за все на гранулах срібла. Це основний спосіб утворення мод на початку опромінювання плівки.
2. Дифракція на ґратці, утвореній інтерференцією цієї ж моди з лазерним пучком. Це основний спосіб утворення мод після формування ґраток
3. Дифракція мод або пучка на деякій іншій ґратці. Має місце на пізній стадії опромінювання тільки для окремих ґраток («вторинних») при виконанні деяких геометричних умов, як обговорювалося у п.1.4.

Підсилення мод 3-м способом приводить до появи чи підвищення дифракційної ефективності вторинних ґраток. Наприклад, тих, що відповідають двом яскравим рефлексам на дузі на рис.1.4.2б,в. Але зараз моделюється більш рання картина рис.1.4.2а, де цей фактор ще не працює. Збудження 2-м способом теж відсутнє при даному α . Єдиним способом збудження мод залишається 1-й: початкове розсіяння на дефектах. При впорядкуванні гранул у квазіперіодичну ґратку воно втрачає ефективність.

Таким чином, отримавши в цій моделі $\alpha_{lim} = \alpha_{diffr}$, робимо висновок, що, на відміну від нормального падіння, вже на стадії рис.1.4.2а завершився перехід від збудження мод розсіянням до збудження мод дифракцією. Можливість зробити цей висновок є одним із результатів роботи. Розвинена модель тут вже не тільки підтверджує раніше отримані результати, а є інструментом для отримання нових відомостей про процеси у плівці.

3.3 Параметри внутрішньої структури факела та дуги дифракції

Факел та дуга дифракції є результатом накладання великої кількості дифракційних рефлексів. Конкретна сукупність рефлексів на екрані є результатом впливу багатьох факторів, як детермінованих, так і випадкових. До перших належать закони розсіяння, інтерференції і дифракції, а також визначені умови опромінювання. Випадковість зумовлена невпорядкованою, дефектною структурою полікристалічної плівки, яка, разом з позитивним

зворотним зв'язком при розвитку кожної ґратки, забезпечує унікальний набір ґраток при кожному опромінюванні, який вкладається в рамки, визначені законами розсіяння і дифракції.

Точний набір ґраток при спостереженні картини дифракції на екрані визначити вкрай важко, особливо якщо враховувати залежність сталої розповсюдження хвильоводних мод від експозиції, що робить сталу різною в різних частинах опроміненої ділянки плівки. Тому в даній роботі використовується підхід з [12], при якому у зворотному просторі визначаються границі областей, які відповідають кінцям векторів ґраток. Ці області розділяються на комірки, кожній з яких відповідає одна ґратка з вектором, який починається в т. $(k_x, 0)$ і закінчується в цій комірці, див. рис.2.3.

Обмеження областей параметрами α_{lim} , α_{diffr} , β_{min} , β_{max} викладено у розділі 3.2, тепер визначатимемо параметри ґраток у комірках: α_{sect} , α_{disp} , N_r . Кутові діапазони в межах $\pm\alpha_{lim}$ від 0° і 180° розділяються на сектори шириною α_{sect} (як і в [11,12]). Вздовж радіусів також розділяємо ділянки кілець на N_r кілець, кожне шириною $(\beta_{max} - \beta_{min})/N_r$. Це розділення є нововведенням цієї роботи, тому що виявилось, що крупнокомірчастого розділення з $N_r = 1$ вже недостатньо, щоб адекватно відтворити дугу дифракції.

Припустімо, що $\alpha_{lim} = \alpha_{diffr} = 8^\circ$ і $\alpha_{sect} = 1^\circ$. Розділяючи діапазони $[-8^\circ, 8^\circ]$ і $[172^\circ, 188^\circ]$ на сектори по 1° , маємо $N_m = 32$ мод і $N_r = 32$ ґраток: 16 S_- -подібних у першому діапазоні і 16 S_+ -подібних у другому. Кількість модельних рефлексів N_ϕ у одному факелі при похилому падінні

$$N_\phi = \frac{N_m N_r}{2}, \quad (3.3.1)$$

де добуток N_m і N_r подвоюється, оскільки можлива дифракція в порядки $+1$ і -1 , потім один раз взята половина, бо тільки половина результатів дифракції виходить у повітря, і ще раз половина, бо факелів два, з центрами в точках

$(k_x, 0)$ і $(-k_x, 0)$. Таким чином, у такому прикладі маємо 512 рефлексів у факелі і тільки 16 рефлексів від S-подібних ґраток у дузі.

Щоб отримати достатню кількість рефлексів у дузі, треба збільшувати кількість ґраток, тобто кількість комірок у k -просторі. Якщо зробити це строго по моделі у [12], то треба зменшувати α_{sect} . Проведені в роботі обчислення показують, що для досягнення кількості рефлексів, порівнянної з експериментом, треба зменшити α_{sect} до $0,2^\circ$ і менше. Але при цьому комірка, виділена на одну ґратку, набуває витягнутої форми: її довжина $\delta\beta = \beta_{max} - \beta_{min}$ є приблизно в 7 разів більшою за ширину (довжину дуги α_{sect} при середній β). Це протирічить самій ідеї розділення на комірки, оскільки комірка умовно позначає зону у зворотному просторі для кінця вектора ґратки $\mathbf{K}_1$, назвемо її «ґратка №1». Якщо в тій же комірці з'явиться ще одна ґратка $\mathbf{K}'_1$, вона буде поглинута ґраткою з $\mathbf{K}_1$. Ніяких випадків анізотропії при такому поглинанні експериментально не фіксувалося, тому вектора $\mathbf{K}_2$ в сусідній комірці має бути в середньому більш віддаленим від кінця $\mathbf{K}_1$, ніж кінець $\mathbf{K}'_1$. Тобто маємо розділяти кільце на комірки приблизно рівної довжини і ширини. Саме тому було введено розділення на N_r кілець.

Наскільки можуть відрізнятися довжина і ширина комірки, незрозуміло, особливо враховуючи, що довжини векторів мод є різними не тільки в різних експериментах, але й при одному опромінюванні в різні моменти часу. Тому для визначення N_r була використана умова з нормуванням довжини комірки вздовж радіусу на середню $\beta_m = (\beta_{max} + \beta_{min})/2$ в даний момент:

$$N_r = \frac{1}{\alpha_{sect}} \cdot \frac{\delta\beta}{\beta_m}, \quad (3.3.2)$$

з округленням до найближчого натурального числа.

Слід сказати, що ця умова виконувалася в [12], бо набір параметрів був $\alpha_{sect} = 1,4^\circ$, $\beta_{min} = 1,65k_0$, $\beta_{max} = 1,7k_0$. Це дає $N_r = 1$ (до округлення $N_r \approx 1,2$), тобто в розділенні кільця шириною $\delta\beta$ на вужчі кільця потреби не було.

У випадку, дослідженому в цій роботі, аналіз багатьох варіантів картин привів до висновку, що найкращим чином експериментальна картина відтворюється при $\alpha_{sect} = 0,5^\circ$ та $N_r = 3$ (до округлення 2,8).

Останній параметр – α_{disp} . Це розкид векторів неідеальних ґраток, у [12] він був визначений як $\alpha_{disp} = 0.36\alpha_{sect}$, в даній роботі використане таке саме співвідношення, і $\alpha_{disp} = 0,18^\circ$. На основі цього параметру обчислюється напівширина дифракційного рефлексу, зображення якого додається до обчисленого зображення екрану. Відмінністю від [12] є необхідність розрізняти розміри рефлексів у факелі і дузі. За кутовий розкид рефлексу у факелі береться $2\alpha_{disp}$: одне α_{disp} є розкидом вектору ґратки, а інше, за моделлю точно таке ж α_{disp} – розкид хвильоводної моди, яка дифрагує. У випадку дифракції пучка розкид моди замінюється на розкид пучка, в якому домінуючий внесок – від фокусування пучка на зразок. В експерименті ширина гаусового пучка на лінзі з $F = 9,5$ см була $d = 0,45$ мм, що дає розкид $0,27^\circ$. Таким чином, маємо розкиди $0,36^\circ$ для факела та $0,45^\circ$ для дуги. Екран висотою 7,5 см розташований на відстані 9 см від плівки, 500 пікселів приходяться на 7,5 см висоти, і напівширини пучків дифракції у факелі та дузі є відповідно 4 та 5 пікселів.

Дифраговані пучки падають на екран під кутом, який залежить від координат на екрані. Якщо результатом дифракції є пучок з координатами $(-k_x, 0)$ на площині зворотного простору рис.2.2, цей пучок є перпендикулярним до екрану і йде проти вихідного пучка крізь отвір у екрані. Для решти координат (x'', y'') (див. рис.1.4.4б) кут падіння на екран $\psi = \arctg(\sqrt{x''^2 + y''^2}/R)$ не дорівнює нулю. Через це дифракційні рефлекси на екрані при аксіально симетричному пучку дифракції мають бути розтягнені в $\sec \psi$ разів в напрямку на отвір в екрані. Однак це розтягнення невелике, на краю екрана на осі y'' при висоті екрана 7,5 см воно складає лише 8%. При побудові обчисленої картини цим розтягненням нехтуємо заради прискорення обчислень.

Окремим питанням є співвідношення яскравості рефлексів у факелі та дузі. При нормальному падінні спостерігається тільки факел, і всі дифракційні рефлекси утворюються дифракцією мод, відносні інтенсивності яких відрізняються індикатрисою розсіяння лазерного пучка. Тому ніщо не заважає змінювати загальну яскравість змодельованої картини. Це еквівалентно, наприклад, зміні витримки при фотографуванні екрана. Коли додається моделювання рефлексів у дузі дифракції, виникає питання відносної яскравості рефлексів у дузі й у факелі. З одного боку, рефлекси у дузі мають бути більш яскравими, бо лазерний пучок має більшу інтенсивність, ніж розсіяні моди. З іншого боку, яскрава частина факелу утворена накладанням рефлексів, оскільки при дифракції (1.3.1) моди β_1 на ґратці з K_2 та дифракції β_3 на ґратці з K_4 можлива ситуація, коли різниця K_2 і K_4 компенсує різницю β_1 і β_3 . Оскільки в дузі всі рефлекси утворені дифракцією однієї світлової хвилі, ґратки з різними векторами не можуть утворити рефлекси в одному місці. Але, як видно з експерименту, яскравість цих рефлексів взагалі сильно варіюється і не підлягає визначенню в межах використаної моделі. Для зручності спостереження, яскравості всіх рефлексів у дузі помножені на коефіцієнт 30.

На рис.3.1а наведена картина дифракції, змодельована при наступному наборі параметрів: $\alpha_{lim} = 8^\circ$, $\alpha_{diff} = 8^\circ$, $\beta_{min} = 1,6k_0$, $\beta_{max} = 1,64k_0$, $\alpha_{sect} = 0,5^\circ$, $\alpha_{disp} = 0,18^\circ$, $N_r = 3$. Загальна кількість ґраток (і мод) є $4N_r\alpha_{diff}/\alpha_{sect} = 192$, з них 96 є S_- -подібними і дають рефлекс у дузі, решта 96 є S_+ -подібними. Кількість рефлексів у факелі за формулою (3.3.1) дорівнює 4608. Для порівняння на рис.3.2б наведена експериментальна фотографія картини дифракції, яка моделювалася (з [9], те саме фото, що й на рис.1.4.2а).

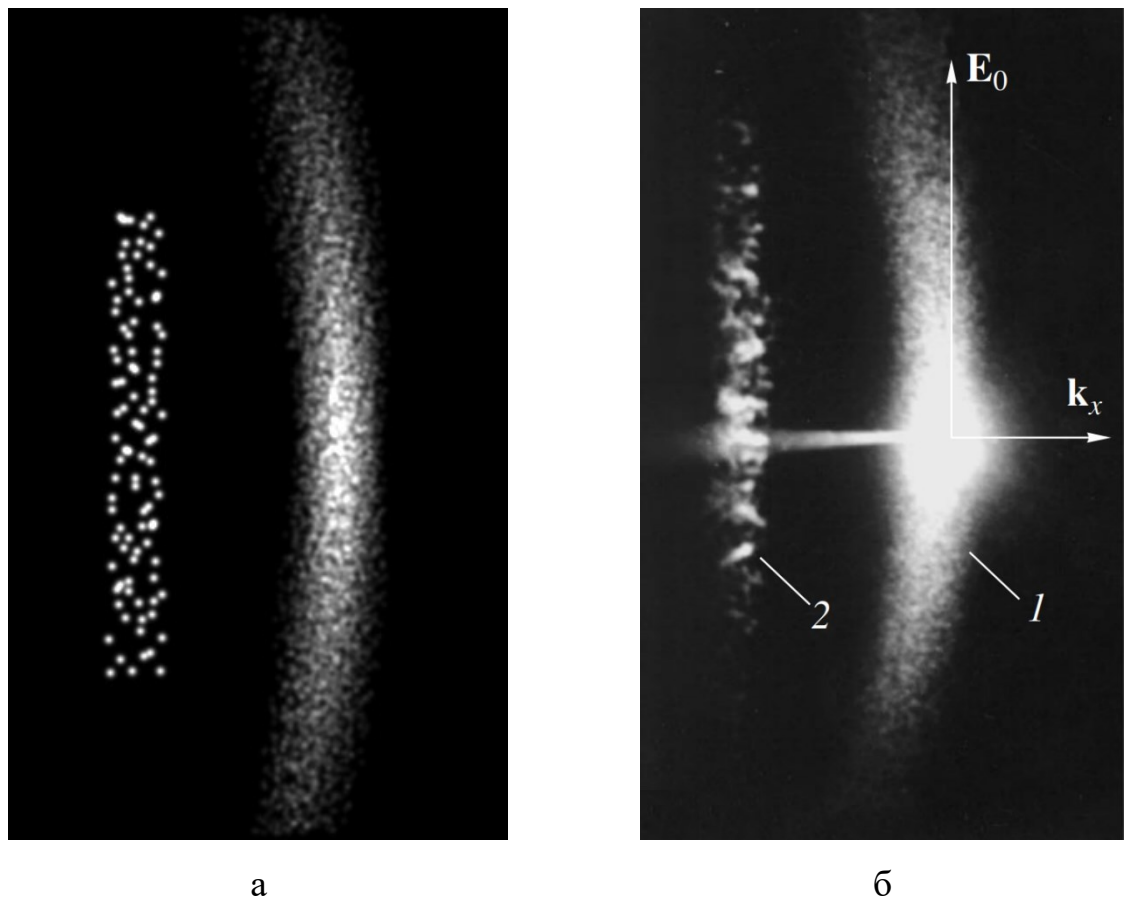


Рис.3.1 – Картина дифракції при падінні S-поляризованого пучка на плівку AgCl–Ag під кутом $\varphi = 29^\circ$: а) змодельована у цій роботі; б) зафіксована експериментально в [9].

Видно, що форма та розміри як модельного факела, так і модельної дуги співпадають з експериментом. Структура змодельованого факела теж відповідає експерименту. Але суттєво відрізняється структура дуги дифракції: модель дає відносно рівномірний розподіл рефлексів з близькими значеннями яскравості й одного розміру, а в експерименті спостерігається варіювання цих параметрів у широких межах. Річ у тому, що модель розроблена для сукупності великої кількості одночасно утворених рефлексів у факелі, і якщо якісь окремі ґратки виділяються підвищеною дифракційною ефективністю, на загальну структуру факела це впливає тим менше, чим більшою є кількість ґраток. Але у дузі дифракції ми спостерігаємо рефлекси від окремих ґраток, і різниця між ґратками є наочною.

Слід відзначити, що розміри змодельованих рефлексів відповідають розмірам слабких рефлексів у експериментальній дузі дифракції, тобто рефлексам ґраток на початковій стадії розвитку. Якщо в обчисленій дузі дифракції сприймати всі рефлекси як початкові, і додатково збільшити окремі рефлекси як результат розвитку ґраток з часом, то можна отримати вигляд дуги, подібний до експериментального. Але ця робота не була запланована і не проводилась, бо вона виходить за межі використаної «статистичної» моделі, результат нічого не додасть до розуміння процесу розвитку ґраток, і цю роботу треба повторювати заново для кожної зафіксованої дифракційної картини.

Таким чином, в роботі виконана поставлена задача змодельовати картину дифракції від плівок AgCl-Ag при похилому опромінюванні лазерним пучком. Для досягнення необхідного результату базова модель для нормального опромінювання була розширена на випадок похилого падіння, введене додаткове структурування векторів ґраток, і визначені параметри моделі, при яких досягається найкраще співпадіння модельованої картини з експериментальною.

Висновки

1. Модель обчислення картини дифракції світлового пучка від сукупності дифракційних ґраток, індукованих у плівці AgCl-Ag , розширена на випадок похилого падіння. Структура векторів ґраток у зворотному просторі ускладнена для врахування існування декількох ґраток в одному азимутальному секторі.
2. Визначені параметри моделі, при яких змодельована картина є аналогічною експериментальній, за винятком розмірів і яскравості окремих рефлексів у дузі дифракції пучка, обчислення яких виходить за межі використаної статистичної моделі.
3. Зі співпадіння параметрів кутового розкиду для мод, які утворюють ґратки, і для мод, дифракція яких спостерігається в експерименті, зроблений висновок, що експериментально зафіксована картина відповідає стадії розвитку ґраток, на якій вже відсутнє збудження хвилеводних мод розсіянням на окремих гранулах. Таким чином, проведене моделювання є додатковим інструментом аналізу розвитку індукованих ґраток.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Ageev L.A., Miloslavsky V.K. Photoinduced effects in light-sensitive films // Opt. Engin. – Vol.34, No.4 (1995), pp.960–972.
<https://doi.org/10.1117/12.197211>
2. Miloslavsky V.K., Ageev L.A., Makovetsky E.D., Maskevich S.A. Optical Properties of Nanostructures // Funct. Mater. – Vol. 15, No.3 (2008). – p.313–331.
3. Lymar V.I. Two-Dimensional Bragg-Ewald's dynamical diffraction and spontaneous gratings: qualitative nonlinear optics treatment // Acta Physica Polonica. – Vol.103, No.2-3 (2003). – pp.275–281.
4. Adams M.J. Introduction to Optical Waveguides. – Wiley, 1981. – 401 p.
5. Bohren C.F., Huffman D.R. Absorption and Scattering of Light by Small Particles. – Wiley, 1983. – 530 p.
6. Miloslavsky V.K., Makovetsky E.D., Ageev L.A. Competition of the spontaneous gratings on scattered TE- and TM-modes in AgCl–Ag films under off-normal incidence of a laser beam // Opt. Commun. – Vol.232 (2004), pp.303–312. <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2003.11.034>
7. Plasmonics / Ed. Enoch S., Bonod N. – Springer: Springer Series in Optical Sciences, Vol.167, 2012. – 321 p.
8. Ageev L.A., Makovetskii E.D., Miloslavskii V.K. Spontaneous S₊ Gratings and Specific Features of Their Formation and Evolution in Photosensitive AgCl–Ag Films // Opt. Spectrosc. – Vol.100, No.2 (2006). pp.291–299.
<https://doi.org/10.1134/S0030400X06020214>
9. Miloslavsky V.K., Makovetsky E.D., Ageev L.A. Influence of Two-Dimensional Bragg Diffraction on the Competition of the Waveguide TE₀ and TM₀ modes during Formation of Spontaneous Gratings in AgCl–Ag Thin Films // Opt. Spectrosc. – Vol.97, No.4 (2006). pp.624–632.
10. Ageev L.A., Miloslavskii V.K., Plavskaya E.I. Instability and optical turbulence in the formation of spontaneous gratings in single-mode

photosensitive AgCl-Ag films // Opt. Spectrosc. – Vol.88, No.5 (2006). pp.916–920. <https://doi.org/10.1134/1.626900>

- 11.Слюніна Н.В. Визначення параметрів квазіперіодичних структур у світлочутливих плівках AgCl–Ag при моделюванні еволюції цих структур. Дипл. робота на здобуття осв.-квал. рівня «Магістр». – Харків: ХНУ імені В. Н. Каразіна, 2018, 31 с.
- 12.Makovetskyi Ye.D. Modeling of a diffraction pattern from light-induced gratings in AgCl–Ag waveguide film as a method of evaluation of the grating parameters // Funct. Mater. – Vol. 27, No.3 (2020). – p.567–574. <https://doi.org/10.15407/fm27.03.567>

ДОДАТОК А

Програма для обчислення картин дифракції у Maple

```

restart;
Підключення пакетів:
with(linalg):with(plots):with(plottools):with(RandomTools):with(LinearAlgebra):with(ImageTools):
Довільне число для генератора псевдовипадкових чисел:
SetState(state=75370112);
Одиниці вимірювання:
nm := 1:
cm := evalf(10^7*nm): pi := evalf(Pi): deg := evalf(pi/180):
Параметри вихідного пучка та плівки:
lambda := evalf(633*nm): k0 := evalf(2*pi/lambda):
phi := evalf(29*deg): R := evalf(9*cm):
betaMin0 := evalf(1.6*k0):
betaMax0 := evalf(1.64*k0):
Характеристики кутів мод, які формують ґратки та дифрагують на ґратках:
AlphaLimitForm := 8*deg: AlphaStepForm := 0.5*deg:
AlphaLimitDifr := 8*deg: NRings := 3:
Характеристики модельованої картини на екрані:
Tmax := 10: SpotRadius := 4: SpotRadiusk := 5:
xMin := -3*cm: xMax := 1.5*cm:
yMin := -3.75*cm: yMax := 3.75*cm: PicDimY := 500:
BetaShift := 0.00001:
DeltaT := 5:
INTk := 30:
Технічні та залежні сталі:
X := 1: Y := 2: INT := 3: Mp1 := 1: Mm1 := 2:
A := 1: B := 2: GDE := 3:
sp := evalf(sin(phi)): cp := evalf(cos(phi)): k02 := evalf(k0^2):
kx := evalf(k0*sp): ktx:=kx: kty:=0:
PicDimX := round((xMax-xMin)/(yMax-yMin))*PicDimY):
SpotDimX := 2*SpotRadius+1: SpotDimY := SpotDimX:
SpotDimXk := 2*SpotRadiusk+1: SpotDimYk := SpotDimXk:
NRForm := 2*NRings*(trunc(2*AlphaLimitForm/AlphaStepForm)):
ModeDecr := (betaMin0-BetaShift*k0)/betaMin0:
deltaAlpha := 0.05*deg:
Відстань у двовимірній декартовій системі координат:
Distance := (x1,y1,x2,y2) -> sqrt((x1-x2)^2+(y1-y2)^2):
Переведення координат на екрані у номери пікселів картини:
ixFunc := x -> round(1 + ((x-xMin)/(xMax-xMin))*(PicDimX-1)):
iyFunc := y -> round(1 + ((y-yMin)/(yMax-yMin))*(PicDimY-1)):
Обчислення компонент векторів мод і ґраток у декартовій системі координат:
Bx:=(alpha,beta) -> beta*cos(alpha): Kx:=(alpha,beta)->Bx(alpha,beta)-ktx:
By:=(alpha,beta) -> beta*sin(alpha): Ky:=(alpha,beta)->By(alpha,beta)-kty:
Індикатриса розсіювання хвильоводних мод:
ScInt := alpha -> cos(alpha)^2:
Залежності меж допустимої довжини хвильоводних мод від часу:
betaMinFunc := T -> betaMin0-BetaShift*k0*(T-1):
betaMaxFunc := T -> betaMax0-BetaShift*k0*(T-1):
Створення переліку векторів:
for T from 1 to Tmax do
  T2 := convert(T,string):
  T2prev := convert((T-1),string):
  betaMin := betaMinFunc(T):
  betaMax := betaMaxFunc(T):
  if T = 1 then
    for i from 1 to NRForm do
      j := 1+(i - ((i-1) mod NRings +1))/NRings:
      k := (i-1) mod NRings +1:
      if i <= NRForm/2 then
        AuxAlpha := -AlphaLimitForm+(j-1)*AlphaStepForm
          +AlphaStepForm*(Generate(float(range=0..1))):
        AuxBeta := betaMin+((betaMax-betaMin)/NRings)*((k-1)+Generate(float(range=0..1))):
        MModeForm||T2[i] := convert([AuxAlpha, AuxBeta,
          ScInt(AuxAlpha)],list):
        Dir[i] := Generate((integer(range=1..2)-1.5)*2):
      else AuxAlpha := 180*deg-AlphaLimitForm
          +((j-NRForm/(2*NRings))-1)*AlphaStepForm
          +AlphaStepForm*(Generate(float(range=0..1))):
        AuxBeta := betaMin+((betaMax-betaMin)/NRings)*((k-1)+Generate(float(range=0..1))):
        MModeForm||T2[i] := convert([AuxAlpha, AuxBeta,
          ScInt(AuxAlpha)],list):
        Dir[i] := Generate((integer(range=1..2)-1.5)*2):
      end if: end do:
    else

```

```

for i from 1 to NRForm do
  if (i+T) mod DeltaT = 0 then
    Dir[i] := Generate((integer(range=1..2)-1.5)*2):
  end if:
  MModeForm||T2[i] := convert([
    `if` (abs(evalf(pi/2-MModeForm||T2prev[i,A])) < evalf(pi/2-AlphaLimitForm),
      MModeForm||T2prev[i,A]-sign(evalf(pi/2-MModeForm||T2prev[i,A]))*deltaAlpha,
      `if` (abs(evalf(pi/2-MModeForm||T2prev[i,A])) > evalf(pi/2+AlphaLimitForm),
        MModeForm||T2prev[i,A]+sign(evalf(pi/2-MModeForm||T2prev[i,A]))*deltaAlpha,
        MModeForm||T2prev[i,A]+Dir[i]*deltaAlpha)),
    ModeDecr*MModeForm||T2prev[i,B],
    ScInt(AuxAlpha)],list):
end do:
end if:
MModeForm||T2 := convert(MModeForm||T2,list):
for i from 1 to NRForm do
Перелік векторів мод, що формують ґратки:
  MModeFormDek||T2[i] := convert([Bx(MModeForm||T2[i,A],MModeForm||T2[i,B]),
    By(MModeForm||T2[i,A],MModeForm||T2[i,B]),
    MModeForm||T2[i,INT]],list):
Перелік векторів ґраток, що формуються:
  if T = 1 then
    MKDek||T2[i] := convert([Kx(MModeForm||T2[i,A],MModeForm||T2[i,B]),
      Ky(MModeForm||T2[i,A],MModeForm||T2[i,B]),
      MModeForm||T2[i,INT]],list):
  else
    MKDek||T2[i] := convert([Kx(MModeForm||T2prev[i,A],MModeForm||T2prev[i,B]),
      Ky(MModeForm||T2prev[i,A],MModeForm||T2prev[i,B]),
      MModeForm||T2prev[i,INT]],list):
  end if: end do:
MModeFormDek||T2 := convert(MModeFormDek||T2,list):
MKDek||T2 := convert(MKDek||T2,list):
Побудова переліку векторів мод, що дифрагують:
NRDifr||T2 := NRForm: j := 1: iShift := 0:
while j <= NRForm do
  if evalf(abs(MModeForm||T2[j,A])) < evalf(AlphaLimitDifr) or
    evalf(abs(abs(MModeForm||T2[j,A])-pi)) < evalf(AlphaLimitDifr) then
    i := j - iShift:
    MModeDifr||T2[i] :=
      convert([MModeForm||T2[j,A],MModeForm||T2[j,B],MModeForm||T2[j,INT]],list):
  else iShift := iShift + 1:
    NRDifr||T2 := NRDifr||T2 - 1: end if:
  j := j + 1: end do:
MModeDifr||T2 := convert(MModeDifr||T2,list):
Перетворення векторів мод, що дифрагують, до декартової системи координат:
for i from 1 to NRDifr||T2 do
  MModeDifrDek||T2[i] := convert([Bx(MModeDifr||T2[i,A],MModeDifr||T2[i,B]),
    By(MModeDifr||T2[i,A],MModeDifr||T2[i,B]),
    MModeDifr||T2[i,INT]],list): end do:
MModeDifrDek||T2 := convert(MModeDifrDek||T2,list):
Обчислення хвильових векторів хвиль - результатів дифракції мод на ґратках:
NRDifrResult||T2 := NRDifr||T2*NRForm:
for i from 1 to NRDifrResult||T2 do
  iD := 1+(i - ((i-1) mod NRForm + 1))/NRForm:
  iF := (i-1) mod NRForm + 1:
  MkdDifrMplDek||T2[i] := convert([MModeDifrDek||T2[iD,X]+MKDek||T2[iF,X],
    MModeDifrDek||T2[iD,Y]+MKDek||T2[iF,Y],
    MModeDifrDek||T2[iD,INT]*MKDek||T2[iF,GDE]],list):
  MkdDifrMmlDek||T2[i] := convert([MModeDifrDek||T2[iD,X]-MKDek||T2[iF,X],
    MModeDifrDek||T2[iD,Y]-MKDek||T2[iF,Y],
    MModeDifrDek||T2[iD,INT]*MKDek||T2[iF,GDE]],list):
end do:
for i from 1 to NRForm do
  MkdDifrDek||T2[i] := convert([ktx-MKDek||T2[i,X],
    kty-MKDek||T2[i,Y],
    INTk*MKDek||T2[i,GDE]],list):
end do:
MkdDifrMplDek||T2 := convert(MkdDifrMplDek||T2,list):
MkdDifrMmlDek||T2 := convert(MkdDifrMmlDek||T2,list):
MkdDifrDek||T2 := convert(MkdDifrDek||T2,list):
Переобчислення картини у зворотному просторі на звичайний простір:
NRplDifrResultToAir||T2 := NRDifrResult||T2: j := 1: iShift := 0:
while j <= NRDifrResult||T2 do
  if evalf(MkdDifrMplDek||T2[j,X]^2+MkdDifrMplDek||T2[j,Y]^2)<evalf(k02) then
    i := j - iShift:
    MkdDifrMplDekXYZ||T2[i] := convert([
      evalf(-(MkdDifrMplDek||T2[j,X]*cp
        +sqrt(k02-MkdDifrMplDek||T2[j,X]^2-MkdDifrMplDek||T2[j,Y]^2)*sp)/
      (MkdDifrMplDek||T2[j,X]*sp

```

```

      -sqrt(k02-MkdDifrMplDek||T2[j,X]^2-MkdDifrMplDek||T2[j,Y]^2)*cp))*R),
    evalf(-( MkdDifrMplDek||T2[j,Y]/
      ( MkdDifrMplDek||T2[j,X]*sp
      -sqrt(k02-MkdDifrMplDek||T2[j,X]^2-MkdDifrMplDek||T2[j,Y]^2)*cp))*R),
    MkdDifrMplDek||T2[j,INT]],list):
  else iShift := iShift + 1:
    NRplDifrResultToAir||T2 := NRplDifrResultToAir||T2 - 1: end if:
  j := j + 1: end do:
MkdDifrMplDekXYZ||T2 := convert(MkdDifrMplDekXYZ||T2,list):
NRmlDifrResultToAir||T2 := NRDifrResult||T2: j := 1: iShift := 0:
while j <= NRDifrResult||T2 do
  if evalf(MkdDifrMmlDek||T2[j,X]^2+MkdDifrMmlDek||T2[j,Y]^2)<evalf(k02) then
    i := j - iShift:
    MkdDifrMmlDekXYZ||T2[i] := convert([
      evalf(-( MkdDifrMmlDek||T2[j,X]*cp
      +sqrt(k02-MkdDifrMmlDek||T2[j,X]^2-MkdDifrMmlDek||T2[j,Y]^2)*sp)/
      ( MkdDifrMmlDek||T2[j,X]*sp
      -sqrt(k02-MkdDifrMmlDek||T2[j,X]^2-MkdDifrMmlDek||T2[j,Y]^2)*cp))*R),
      evalf(-( MkdDifrMmlDek||T2[j,Y]/
      ( MkdDifrMmlDek||T2[j,X]*sp
      -sqrt(k02-MkdDifrMmlDek||T2[j,X]^2-MkdDifrMmlDek||T2[j,Y]^2)*cp))*R),
      MkdDifrMmlDek||T2[j,INT]],list):
    else iShift := iShift + 1:
      NRmlDifrResultToAir||T2 := NRmlDifrResultToAir||T2 - 1: end if:
    j := j + 1: end do:
MkdDifrMmlDekXYZ||T2 := convert(MkdDifrMmlDekXYZ||T2,list):
NRDifrResultToAir||T2 := NRForm: j := 1: iShift := 0:
while j <= NRForm do
  if evalf(MkdDifrDek||T2[j,X]^2+MkdDifrDek||T2[j,Y]^2)<evalf(k02) then
    i := j - iShift:
    MkdDifrDekXYZ||T2[i] := convert([
      evalf(-( MkdDifrDek||T2[j,X]*cp
      +sqrt(k02-MkdDifrDek||T2[j,X]^2-MkdDifrDek||T2[j,Y]^2)*sp)/
      ( MkdDifrDek||T2[j,X]*sp
      -sqrt(k02-MkdDifrDek||T2[j,X]^2-MkdDifrDek||T2[j,Y]^2)*cp))*R),
      evalf(-( MkdDifrDek||T2[j,Y]/
      ( MkdDifrDek||T2[j,X]*sp
      -sqrt(k02-MkdDifrDek||T2[j,X]^2-MkdDifrDek||T2[j,Y]^2)*cp))*R),
      MkdDifrDek||T2[j,INT]],list):
    else iShift := iShift + 1:
      NRDifrResultToAir||T2 := NRDifrResultToAir||T2 - 1: end if:
    j := j + 1: end do:
  if NRDifrResultToAir||T2 > 0 then
    MkdDifrDekXYZ||T2 := convert(MkdDifrDekXYZ||T2,list): end if:
end do:
Матриця стереотипної плями дифракції на екрані:
Spot := Matrix(SpotDimX,SpotDimY,0):
for ix from 1 to SpotDimX do
  for iy from 1 to SpotDimY do
    Spot[ix,iy] := exp(-(Distance(SpotRadius +1,SpotRadius +1,ix,iy)/(SpotRadius /2))^2):
  end do: end do:
Spot2 := Matrix(SpotDimXk,SpotDimYk,0):
for ix from 1 to SpotDimXk do
  for iy from 1 to SpotDimYk do
    Spot2[ix,iy] := min(1*exp(-
      Distance(SpotRadiusk+1,SpotRadiusk+1,ix,iy)/(SpotRadiusk/2))^2,1):
  end do: end do:
Створення матриці картини на екрані:
for T from 1 to Tmax do
  T2 := convert(T,string):
  Picture||T2 := Matrix(PicDimX,PicDimY,0):
  for i from 1 to NRplDifrResultToAir||T2 do
    ixMin := ixFunc(MkdDifrMplDekXYZ||T2[i,X])-SpotRadius:
    iyMin := PicDimY+1-(iyFunc(MkdDifrMplDekXYZ||T2[i,Y])-SpotRadius):
    ixMax := ixMin + SpotDimX-1:
    iyMax := iyMin + SpotDimY-1:
    if(ixMin >= 1 and ixMax <= PicDimX) and (iyMin >= 1 and iyMax <= PicDimY) then
      Picture||T2[ixMin..ixMax,iyMin..iyMax] :=
        Picture||T2[ixMin..ixMax,iyMin..iyMax]+MkdDifrMplDekXYZ||T2[i,INT]*Spot:
    end if: end do:
  for i from 1 to NRmlDifrResultToAir||T2 do
    ixMin := ixFunc(MkdDifrMmlDekXYZ||T2[i,X])-SpotRadius:
    iyMin := PicDimY+1-(iyFunc(MkdDifrMmlDekXYZ||T2[i,Y])-SpotRadius):
    ixMax := ixMin + SpotDimX-1:
    iyMax := iyMin + SpotDimY-1:
    if(ixMin >= 1 and ixMax <= PicDimX) and (iyMin >= 1 and iyMax <= PicDimY) then
      Picture||T2[ixMin..ixMax,iyMin..iyMax] :=
        Picture||T2[ixMin..ixMax,iyMin..iyMax] + MkdDifrMmlDekXYZ||T2[i,INT]*Spot:
    end if: end do:

```



```

if NRDirfrkResultToAir||T2 >0 then
  for i from 1 to NRDirfrkResultToAir||T2 do
    ixMin := ixFunc(MkdDifrkDekXYZ||T2[i,X])-SpotRadiusk:
    iyMin := PicDimY+1-(iyFunc(MkdDifrkDekXYZ||T2[i,Y])-SpotRadiusk):
    ixMax := ixMin + SpotDimXk-1:
    iyMax := iyMin + SpotDimYk-1:
    if(ixMin >= 1 and ixMax <= PicDimX) and (iyMin >= 1 and iyMax <= PicDimY) then
      Picture||T2[ixMin..ixMax,iyMin..iyMax] :=
        Picture||T2[ixMin..ixMax,iyMin..iyMax] +
MkdDifrkDekXYZ||T2[i,INT]*Spot2:
      end if:    end do:    end if:
    end do:
Створення зображення:
for T from 1 to Tmax do   T2 := convert(T,string):
  IMG := Create(PicDimY,PicDimX,channels=1,background=black,(r,c)->evalf(Picture||T2[c,r]/30)):
Перегляд зображення:
# View(IMG);
Запис зображення у файл:
  ImgName := cat(currentdir(),"\\Img\\Img",T2,".bmp"):
  Write(convert(ImgName,string),IMG,format=BMP):    end do:

```