

СТОРІНКА МОЛОДОГО ВЧЕНОГО

УДК 520.245

ТЕОРЕТИЧНІ АСПЕКТИ РОЗРАХУНКУ МАЛОГАБАРИТНИХ СПЕКТРОПОЛЯРИМЕТРІВ ДЛЯ ЕКОЛОГІЧНОГО МОНІТОРИНГУ АТМОСФЕРИ ЗЕМЛІ

Ло́за Є. А., Па́тлашенко Ж. І., А́бидов С.Т.

Державна екологічна академія післядипломної освіти
та управління, вул.. Митрополита Василя Липківського, 35,
03035, м.Київ (e-mail: Loza@bmyr.kiev.ua)

Розглянуто новий удосконалений променевий метод абераційного і поляризаційного розрахунку спектрополяриметрів на базі неklasичних дифракційних ґраток із асферичними поверхнями, нерівномірним кроком нарізки, високими апертурними кутами, тощо. Метод дозволяє розраховувати і оптимізувати апаратну функцію і спектральне зображення на етапі проектування оптичної схеми монохроматора, а також розраховувати його інструментальний поляризаційний вплив і стохметричну частину оптичної схеми. **Ключові слова:** аберації, поляризація, розрахунок, спектрополяриметр, моніторинг, атмосфера

Теоретические аспекты расчёта малогабаритных спектрополяриметров для экологического мониторинга атмосферы Земли. Ло́за Е.А., Па́тлашенко Ж.И., А́бидов С.Т. Описан новый усовершенствованный лучевой метод абберационного и поляризационного расчёта спектрополяриметров на базе неклассических дифракционных решёток с асферическими поверхностями, неравномерным шагом нарезки, высокими апертурными углами и т.д. Метод позволяет рассчитывать и оптимизировать аппаратную функцию и спектральное изображение на этапе проектирования оптической схемы монохроматора, а также анализировать его инструментальное поляризационное влияние и стохметрический блок оптической схемы. **Ключевые слова:** абберации, поляризация, расчёт, спектрополяриметр, мониторинг, атмосфера.

Theory for analysis of small-size spectropolarimeters for Earth atmosphere ecological monitoring. Loza Ye.A., Patlashenko Zh.I., Abidov S.T. This paper considers a new improved raytracing method for aberration and polarization calculation of spectropolarimeters based on non-classical diffraction gratings with aspherical surfaces, non-even grating step, high aperture angles, etc. The method provides for calculation and optimization of spectral image and apparatus function during monochromator optical schema design phase, and also for analysis of instrumen-

tal polarization impact and Stokes-meter module performance. **Keywords:** aberrations, polarization, calculation, spectropolarimeter, monitoring, atmosphere.

В роботі представлено уточнений геометричний метод розрахунку дифракційних ґраток для спектрометрів та спектрополяриметрів. Класичні абераційні теорії дають можливість розраховувати основні параметри оптичних схем і мінімізувати їх аберації до 3-го, а в окремих випадках до 5-го порядків, але ці теорії нездатні мінімізувати аберації більш високих порядків і детально описати поляризаційні ефекти [1, 2].

За допомогою нарізних ґраток можна легко отримати практично будь-яку густину нарізки та форму штрихів на асферичних поверхнях. Голографічні ґратки мають значно менший рівень інструментального розсіяння випромінювання через відсутність спектральних порядків, що не використовуються, і меншої інтенсивності “духів” [3]. Однак у випадку складної інтерференційної картини на поверхні голографічної ґратки їх абераційний розрахунок також стає занадто складним за допомогою класичних алгоритмів, що стримує створення нової елементної бази.

Останнім часом у практиці все частіше використовуються складні дифракційні елементи, які інколи називають “некласичними” дифракційними ґратками. У даній роботі під “некласичними” ґратками розуміють асферичні дифракційні ґратки зі змінним кроком нарізки і / або складною формою штриха. Окрім цього до некласичних також слід віднести фрактальні ґратки [4–6], ґратки з елементами адаптивної оптики та нестационарні (активні)

ґратки, наприклад, електрооптичні [7].

У малогабаритних приладах збільшення роздільної здатності можна досягнути лише шляхом використання нетрадиційних оптичних схем і неklasичних оптичних елементів, що дозволило б суттєво зменшити аберації оптичної системи і відкрити нові можливості формування спектрального зображення, збільшити світлосилу за рахунок використання великих кутів падіння променів на оптичні елементи, використовувати позаосьові схеми тощо. Класична абераційна теорія не забезпечує необхідної точності розрахунків для таких схем і тому існує потреба у створенні нових більш універсальних методів для розрахунку аберацій.

Як відомо, для розрахунку оптичних схем дифракційних монохроматорів існують три основні теоретичні напрями.

Найбільш точний з них – це метод, який заснований на розв’язанні рівнянь Максвелла. Однак через неймовірну складність і надто великі об’єми розрахунків його використання можливе лише для простих періодичних дифракційних елементів [8, 9].

Другий метод – застосування дифракційної оптики також дозволяє точно розраховувати спектральне зображення, але без урахування властивостей матеріалу оптичних поверхонь, що позбавляє можливості враховувати поляризаційні ефекти в оптичній системі. Математичний апарат дифракційної оптики в загальному випадку потребує

недосяжних для сучасних комп'ютерів об'ємів розрахунків, що робить її також непридатною для роботи із неklasичними оптичними елементами.

До третьої групи належать найбільш прості методи розрахунку оптичних схем, засновані на законах променевої оптики, які дозволяють описувати дифракційні елементи будь-якої складності [10]. При цьому за рахунок прив'язки до кожного променя стану його поляризації виникає можливість дослідження поляризаційних ефектів [3].

Для дослідників, інженерів та виробників необхідний максимально точний алгоритм, який дозволив би визначити параметри монохроматора будь-якої складності та керувати цими параметрами ще до його створення. Тому створення нової, більш точної теорії, дозволить не лише збільшити точність розрахункових даних і зменшити невизначеність процедури юстування, а й створювати принципово нову елементну базу і здійснювати нові конструктивні рішення.

1. Математична постановка задачі

Розглянемо тривимірну поверхню асферичної дифракційної ґратки з штрихами довільної форми, у вершині якої розташуємо центр прямокутної Декартової системи координат (0;0;0). Вісь oz спрямуємо вздовж дотичної до середньої точки центрального штриха ґратки, а вісь ox – вздовж внутрішньої нормалі до її поверхні у вершині для фокуруючої ґратки [11]. Для випадку розсіюючої ґратки слід використовувати зовнішню нормаль.

За такої геометрії площина HOY називається головною меридіональною площиною, а площина XOZ – головною сагітальною [12]. Однак на відміну від класичного випадку, коли набір цих двох площин однозначно характеризував усю ґратку, в даній роботі розглядається окремий набір сагітальних і меридіональних площин для кожної точки на поверхні ґратки залежно від локальних особливостей форми поверхні та штриха.

Для застосовності геометричної теорії оптичного випромінювання в кожній точці на поверхні ґратки має виконуватися умова [13]

$$\lambda \ll e(x, y, z) \ll R(x, y, z). \quad (1)$$

де λ – довжина хвилі оптичного випромінювання, R – усереднений радіус кривини поверхні ґратки (діаметр круга Роуланда) в околі точки (x, y, z) , e – відстань між двома штрихами на поверхні ґратки поблизу точки (x, y, z) , тобто фізичний крок нарізки штрихів. Спектральний порядок дифракції позначимо через літеру n . Величини $e(x, y, z)$ і $R(x, y, z)$ для неklasичних оптичних елементів є функціями координат на поверхні дифракційної ґратки. За умови (1) функцію $e(x, y, z)$ можна вважати неперервною.

Нехай кожен штрих є неперервною дійсною лінією. В кожній точці поверхні ґратки задамо “напрямок штриха” $\vec{\tau}$, тобто дотичну до просторової лінії штриха. Для простоти припустимо, що $|\vec{\tau}| = 1$. Для визначеності будемо вважати, що вектор $\vec{\tau}$ спрямований в позитивному напрямі осі oz , тобто $\tau_z > 0$. У випадку складної форми штриха треба додатково ввести умову неперервності $\vec{\tau}$ уздовж штриха, проте немає нагальної потреби розглядати цей випадок, оскільки такі

ґратки є “нетехнологічними”, а їх властивості ще теоретично не усвідомлені.

2. Універсальна двовимірна геометрична теорія неklasичних дифракційних ґраток

Для початку розглянемо задачу побудови спектрального зображення, що створюється в головній меридіональній площині дифракційної ґратки, яка математично зводиться до знаходження точки перетину будь-яких двох променів, які вийшли з однієї точки вхідної щілини і дифрагують на різних елементах поверхні дифракційної ґратки. У двовимірному випадку така задача завжди має аналітичний розв'язок, який записується у вигляді [14]:

$$x'_i = \eta_i \zeta_i \text{ та } y'_i = \zeta_i, \quad (2)$$

де

$$\sin^2 \psi_y = 1 - \frac{R(0)^2 R_x(y)^2}{[(x - R_x(y))^2 + (y - R_y(y))^2][(x - R(0))^2 + y^2]}, \quad (10)$$

а θ задає нахил дотичної до площини поверхні дифракційної ґратки відносно осі oy і визначається як $\tan(\theta) = dx/dy$ [11].

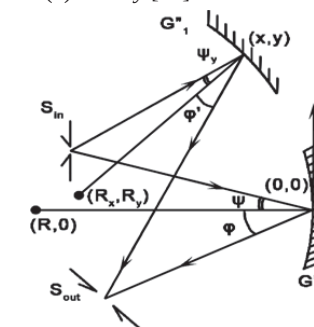


Рис. 1. Дифракція променя на різних ділянках поверхні дифракційної ґратки G'_1 і G''_1 .

$$\zeta_i = y'_i = \frac{y - x\vartheta_i}{1 - \eta_i\vartheta_i}; \quad (3)$$

$$\eta'_i = \sqrt{1 / \left(\frac{n\lambda_i}{e(y)} \cos \theta - \sin \psi_y \right)^2 - 1}; \quad (4)$$

$$\eta_i = \eta'_i(y = 0); \quad (5)$$

$$\vartheta_i = \frac{(R_x(y) - x) - \eta'_i(R_y(y) - y)}{(R_x(y) - x)\eta'_i + (R_y(y) - y)},$$

$$\text{де } R_x(y) = x(y) + R(y) \cos \theta; \quad (7)$$

$$R_y(y) = y - R(y) \sin \theta; \quad (8)$$

$$R(y) = \frac{\left[1 + \left(\frac{dx}{dy} \right)^2 \right]^{3/2}}{\frac{d^2x}{dy^2}} \quad (9)$$

де $R(y)$ – радіус кривини поверхні в даній точці що відповідає координаті y , ψ_y – кут падіння променя у площині дифракції (в нашому випадку – меридіональній площині) на ґратку відносно нормалі до поверхні в точці падіння, який визначається через

У результаті отримуємо сукупність точок перетину будь-яких обраних пар променів, що формують просторове спектральне зображення. Після визначення аналітичної форми спектрального зображення можна проводити її оптимізацію, наприклад, з метою забезпечення “плоского поля” монохроматора. Розв'язок цієї задачі описується неявним нелінійним рівнянням відносно локальної густини кроку нарізки штрихів $e(x, y, z)$ [14]:

$$\frac{\eta_2 - \eta_3}{\zeta_1} + \frac{\eta_3 - \eta_1}{\zeta_2} + \frac{\eta_1 - \eta_2}{\zeta_3} = 0, \quad (11)$$

де індекси 1, 2 і 3 відповідають трьом різним довжинам хвиль із заданого спектрального діапазону.

Чисельний розв'язок рівняння (11) представлено на рис. 2.

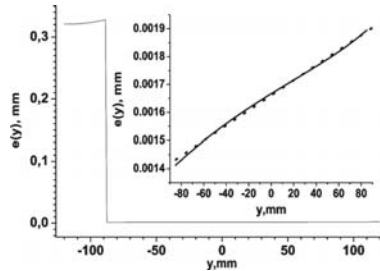


Рис. 2. Графічне представлення розв'язку рівняння (11). Класичний розгляд передбачає лінійний закон зміни кроку нарізки (позначене пунктиром).

Результат оптимізації форми “простору” найкращого фокусування для сферичної дифракційної ґратки із змінним кроком нарізки представлено на рис. 3. Під простором найкращого фокусування розуміємо обмежену ділянку простору найбільш яскравого спектрального образу, тобто сукупність точок перетину всіх променів, що формують просторове спектральне зображення.

Більш детальний аналіз форми фокального простору для класичної ґратки показує, що в області перекриття спектральних порядків форма аберацийних спотворень також співпадає. Для неklasичної дифракційної ґратки фокальні простори зазнають додаткового перегину за виключенням 1-го спектрального порядку і при достатньо малих довжинах хвиль перетинаються у точці, яка відповідає зображенню, що створювалося б увігнутим

сферичним дзеркалом. У довгохвильовій частині спектру існує певна “гранична” довжина хвилі $\lambda = e_0/n \cdot (1 + \sin \psi_y)$ для якої випромінювання дифрагує під кутом 90° .



Рис. 3. Просторове розташування площиноподібних просторів найкращого фокусування в різних спектральних порядках для класичної та неklasичної сферичних дифракційних ґраток у спектральному діапазоні 200 — 350 нм. Квадрат 20x20 мм вказує масштаб.

Астигматична різниця зростає лінійно зі збільшенням довжини хвилі. За межами обраного діапазону спостерігаються два вигини площини найкращого фокусування, поблизу яких спостерігається локальне збільшення астигматичної різниці.

Оптимізована таким чином неklasична ґратка зі змінним кроком нарізки придатна для роботи лише в одному спектральному порядку, для якого вона розрахована. Також слід звернути увагу на те, що при цьому

на 30 — 10000% зростає різниця [14].

Виправлення абераций можна досягти за рахунок змінного кроку нарізки, який обчислюється за допомогою

$$\frac{de(y)}{dy} = \left(\left[\left(1 - \frac{y}{R-x} \right) \frac{1 - \eta \vartheta ((R-x)\eta' - y)^2}{R^2} + \frac{\eta'^2 - 1}{R-x} \right] \cdot \eta' \left(\frac{n\lambda}{e(y)} \cos \theta - \sin \psi_y \right)^3 - \frac{d \sin \psi_y}{dy} \frac{e(y)^2}{n\lambda} - e(y) \frac{y/R^2}{\cos \theta} \right) \quad (13)$$

Рівняння (13) розв'язується чисельними методами [15].

Повне виправлення абераций в меридіональній площині також досягається шляхом зміни форми поверхні дифракційної ґратки. Ця задача формулюється у вигляді невідомого нелінійного диференційного рівняння третього порядку і теоретично-отримана форма поверхні в загальному випадку навряд-чи виправдає технологічні затрати на її створення.

3. Універсальна тривимірна геометрична теорія неklasичних дифракційних ґраток

Наступним кроком аберацийного аналізу є тривимірна геометрична теорія, яка дозволяє будувати спектральне зображення та досліджувати і оптимізувати його характеристики. Для цього необхідно вивести закон перетворення напрямку падаючого променя в певній точці на поверхні дифракційної ґратки внаслідок явища дифракції та відбивання (рис. 4).

В обраній системі координат поверхня ґратки задається рівнянням:

$$F(x, y, z) = 0, \quad (14)$$

Центральним поняттям тривимірної теорії є площина дифракції [12]. Для випадку

$$d\zeta/dy = 0, \quad (12)$$

яке можна переписати в явному вигляді [14]:

неklasичної дифракційної ґратки умовно розділимо поверхню ґратки на велику кількість маленьких квазі-плоских сферичних класичних дифракційних ґраток — лінійні розміри ґратки значно менше радіусу її кривини R . Для невеликого розміру робочої поверхні класична формула дифракційної ґратки буде забезпечувати високу точність.

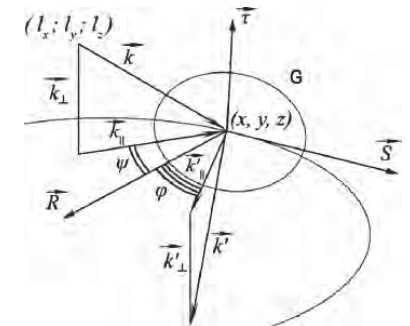


Рис. 4. Дифракція променя на ґратці G . Для даного розгляду немає необхідності у позначенні розташування вхідних і вихідних циліндрів.

У результаті площину дифракції можна визначити як площину, що проходить через точку падіння променя на ґратку і є перпендикулярною до напрямку штриха $\vec{r}$ в цій точці [16].

Перетин площини дифракції і поверхні ґратки утворює просторову криву, радіус кривини якої R за величиною рівний діаметру круга Роуланда [17]. Таким чином в результаті ми отримуємо сукупність кругів Роуланда з різними діаметрами R і просторовою орієнтацією для кожної точки на дифракційній ґратці, а також сукупність меридіональних і сагітальних площин. У такому випадку діаметр локального круга Роуланда буде дорівнювати [13]:

$$-\vec{R} = [\vec{S} \times \vec{\tau}] \cdot |\vec{S}|^2 / \vec{\tau} \cdot \vec{B},$$

де $\vec{S}$ і $\vec{B}$ – відповідно, дотична і бінормаль до кривої [11].

Зміна напрямку падіння променя на ґратку $\vec{k}$ у напрям поширення дифрагованого променя $\vec{k}'$ описується узагальненим рівнянням дифракційної ґратки [10]

$$(\vec{k}_{\parallel})_{\vec{S}} + (\vec{k}'_{\parallel})_{\vec{S}} = n\lambda / e(x, y, z),$$

яке, за допомогою співвідношення $\vec{k}'_{\parallel} = \hat{C}_{\varphi-\psi}^T \vec{k}_{\parallel}$, де $\hat{C}_{\varphi-\psi}^T$ – математична матриця повороту на кут $\varphi - \psi$ із урахуванням правила знаків [18] навколо вектора $\vec{\tau}$, а $\varphi - \psi$ – кут дифракції, дозволяє отримати складову вектора поширення дифрагованого променя в меридіональній площині і за допомогою закону дзеркального відбивання $\vec{k}_{\perp} = \vec{k}'_{\perp}$ описує зміни напрямку променя у сагітальній площині. Тоді:

$$\vec{k}' = \vec{k}'_{\parallel} + \vec{k}'_{\perp} \quad (17)$$

Для того, щоб працювати із отриманими закономірностями і

$$\vec{a} = \{x_{i,j+1} - x_{i,j-1}; y_{i,j+1} - y_{i,j-1}; z_{i,j+1} - z_{i,j-1}\} \quad (18)$$

$$\vec{\tau}_{i,j} = \vec{a} / |\vec{a}|. \quad (19)$$

Запропонована теорія дозволяє

формулами слід ввести чисельне представлення неklasичної ґратки, яке б дозволяло досить зручно змінювати локальні й глобальні параметри дифракційної ґратки (форму поверхні, густину нарізки штрихів та їх просторову форму) при вирішенні задачі оптимізації спектрального зображення у вихідній площині монохроматора.

Для опису поверхні дифракційної ґратки, що задається рівнянням (14), введемо спеціальну сітку робочих точок $(y_{i,j}; z_{i,j})$ (рис. 5), а також зв'язану з ними координату $x_{i,j} = x(y_{i,j}; z_{i,j})$. Тоді сукупність $(x_{i,j}; y_{i,j}; z_{i,j})$ задають точки на поверхні ґратки, нульове наближення для яких визначається із спрощеного розгляду. Нехай між кожними двома вузлами сітки по осі ou знаходиться однакова кількість штрихів ґратки N ,

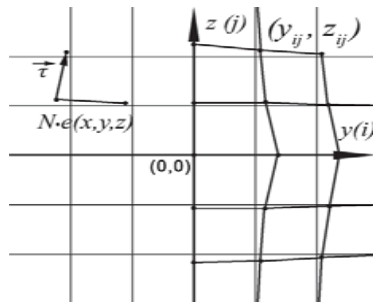


Рис. 5. Сітка робочих точок на поверхні ґратки, вибраних для розрахунків.

тоді напрям штриха буде визначатися як:

розраховувати спектральне зображення (рис. 6) та оптимізувати його (рис. 7).

Рис. 6. ілюструє порівняння результатів наших розрахунків із даними, опублікованими відомою фірмою Richardson Grating Laboratory. Як свідчить рис. 6(б), дані дають досить грубе уявлення про властивості спектрального зображення реальних промислових зразків ґраток. Проте вони використовуються для серійного виробництва оптичних дифракційних ґраток. Як видно з рис. 6(а), розраховані за представленою в даній роботі методикою дані значно детальніші й більш точно та адекватно відображають спектральне зображення вхідної щілини, що відкриває принципово нові можливості для його аналізу і оптимізації (рис. 7).

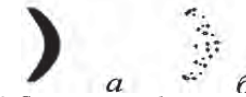


Рис. 6. Спектральне зображення: а – розраховане для 4 спектрального порядку сферичної дифракційної ґратки 600 штрих/мм на довжині хвилі 300 нм; б – спектральне зображення розраховане Richardson Grating Laboratory. [3]

Як видно з рис. 7, запропонований нами алгоритм дає можливість розраховувати і на основі цих розрахунків керувати якістю отриманого спектрального зображення ще до технологічного етапу виготовлення ґраток.



Рис. 7. Спектральне зображення, розраховане: а – для сферичної дифракційної ґратки 600 штрих/мм на довжині хвилі 350 нм; б – спектральне зображення для тієї самої довжини хвилі після оптимізації положення площини вихідних щілин (масштаб збережено)

Далі, на основі результатів розрахунків можна побудувати апаратну функцію монохроматора та дослідити і оптимізувати її параметри (рис. 8).

Для зменшення інтенсивності аберацій традиційно застосовується метод зменшення кутів падіння променів на ґратку, що можна зробити за допомогою застосування відповідних діафрагм. Наші дослідження показали, що застосування еліптичних діафрагм сумішених з поверхнею ґратки дає незначне збільшення якості зображення – приблизно 2%, однак при цьому відбувається суттєва втрата світлосили – до 12%. Тому, не зважаючи на візуально значно більш “красиву” форму вихідного спектрального зображення, таке технологічне рішення саме по собі не є доцільним.

Запропонований нами метод дає можливість точно розраховувати апаратну функцію і для вищих спектральних порядків (рис. 9), що було неможливо виконати за допомогою класичних абераційних розрахунків [3]. Наприклад, для розрахованого зображення щілини, яке представлено на рис. 6, розрахунки апаратної функції для 4 порядку (рис. 9) показують асиметрію апаратної функції.

Окремі розрахунки спектральних зображень для випадку кривих вхідних щілин, які застосовуються для виправлення кривини спектрального зображення вхідної щілини для високих спектральних порядків, показують недоцільність такого технологічного прийому через суттєве збільшення середньої ширини апаратної функції.

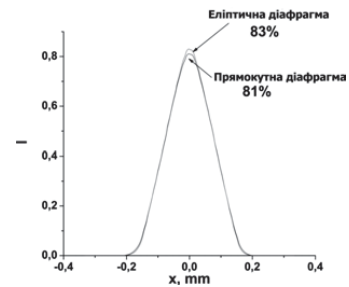


Рис. 8. Порівняння теоретичних нормованих апаратних функцій для чотирикутної та еліптичної діафрагм суміщених з поверхнею ґратки для 1 спектрального порядку

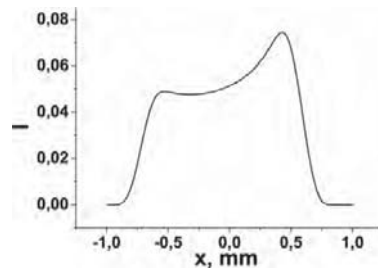


Рис. 9. Асиметрія апаратної функції для 4 спектрального порядку сферичної дифракційної ґратки 600 штр/мм на довжині хвилі 300 нм після оптимізації положення площини вихідних циліндрів

Представлена в даній роботі тривимірною геометричною абераційною теорією дифракційних ґраток, на відміну від класичного методу абераційних розрахунків, придатна і для великих розмірів штрихованих поверхонь дифракційних ґраток, тобто для великих кутів падіння променів, а також для змінного кроку нарізки, нелінійної форми штриха, складної асферичної поверхні дифракційної ґратки та для елементів адаптивної оптики. Крім того запропонований алгоритм дозволяє будувати та чисельно оптимізувати спектральні

зображення та апаратні функції ще на етапі теоретичних розрахунків.

Розроблена теорія не враховує форму поверхні кожного окремого штриха, однак це може бути легко враховане за рахунок використання класичних методів енергетичного розрахунку, окремо застосованих для кожної локальної ділянки поверхні ґратки, тобто кожного окремого променя.

4. Особливості застосування абераційного методу для розрахунку поляризаційно-селективних систем

Сучасна спектрометрія обмежена для вирішення багатьох нових прикладних фізичних задач через неповноту отриманої спектрометричної інформації – в результаті вимірювання отримується лише перший параметр Стокса, тобто інтенсивність. Тому тенденції сучасної спектрометрії розвиваються в напрямку розробки спектрополяриметричних приладів, які дозволяють вимірювати 2 і більше параметрів Стокса для різних довжин хвиль [19].

Для схем спектрополяриметрів необхідно точно розраховувати поляризаційний вплив елементів в оптичному тракті монохроматора на досліджуване випромінювання. Неврахування паразитної інструментальної поляризації за деяких умов призводить до похибок, що іноді сягають 70% досліджуваної величини [20]. Існують методи нейтралізації поляризаційного впливу за рахунок симетризації подвійних монохроматорів і введення додаткових поляризаційних

та деполаризаційних елементів [20].

Однак використання для цього випадку наших алгоритмів дозволить не лише досліджувати поляризаційний вплив оптичних елементів монохроматора і керувати ним ще до створення експериментального лабораторного зразка, але й свідомо використовувати його для створення наперед заданого стану поляризації на виході монохроматора, що призведе до зменшення кількості оптичних елементів для практичної реалізації стокс-метричного блоку.

Для цього кожному геометричному променю, що проходить через вхідну щілину монохроматора, приписується наперед заданий вектор Стокса, а кожному оптичному елементу в оптичному тракті монохроматора – відповідні матриці Мюллера, які можна отримати експериментально для відомих матеріалів і структур оптичних поверхонь. Тоді в результаті розрахунків можна отримати не лише поляризаційний вплив монохроматора для різних довжин хвиль, а навіть розподіл поляризації в результуючому зображенні і відповідні функції для обробки отриманого оптичного сигналу з метою якомога точнішого відтворення параметрів вхідного сигналу. Виходячи з того, що такі функції будуть отримані з високою точністю, відтворити вхідний стан поляризації можна за рахунок оберненого перетворення і відпадає необхідність повного розділення параметрів Стокса, а отже, дає можливість зменшення кількості вимірювальних каналів.

Крім того, система може бути розрахована для адаптивного

поляризаційного впливу на різні ділянки оптичного зображення у вихідній площині для набору робочих довжин хвиль, що дасть можливість використовувати навіть статичних магніто- і електрооптичних елементів для формування необхідної поляризації. Більше того, в таких приладах можна реалізовувати перемикання режимів вимірювання різної кількості параметрів Стокса, що дасть можливість гнучкого досягнення балансу між кількістю і якістю отриманої інформації в різних умовах спостереження.

Висновки

Запропонована нова універсальна математично-сувора геометрична абераційна теорія неklasичних фокусуючих дифракційних ґраток придатна в межах застосовності геометричної оптики для розрахунків неklasичних оптичних елементів із асферичними поверхнями, змінним кроком нарізки, криволінійними штрихами, елементами адаптивної оптики, а також для великих кутів падіння оптичних променів на ґратку тощо.

Розроблений алгоритм дозволяє на етапі абераційних розрахунків монохроматора точно розраховувати і оптимізувати якість спектрального зображення згідно з вихідними, наперед заданими технічними вимогами фізичної задачі, що вирішується. Велика складність кінцевих робочих формул навіть для одинарних монохроматорів вимагає виключно чисельної реалізації алгоритму.

Інженерно-фізичні задачі мінімізації оптичних аберацій і ефективного використання потоків

випромінювання призводять до неявних алгебраїчних та диференціальних рівнянь і дають змогу чисельно розраховувати 2-х та 3-х вимірні просторові спектральні зображення, обчислювати класичні та багатовимірні апаратні функції.

Запропонована чисельна модель неklasичної дифракційної ґратки дозволяє математично управляти формою поверхні, задавати густину та форму штрихів з метою оптимізації якості спектрального зображення відповідно до заданої

цільової функції (функціонал аберацій, кривина фокальної поверхні та ін.), а також розробляти і моделювати принципово нові оптичні елементи і схеми.

У межах універсальної теорії розроблений алгоритм для високоточного і деталізованого поляризаційного розрахунку оптичних схем монохроматорів, спектрополяриметрів та принципово нових приладів для вимірювання 2-х і більше параметрів Стокса.

Література

1. Shin Masui and Takeshi Namioka JOSA A, Vol. 16, issue 9, pp. 2253-2268 doi:10.1364/JOSAA.16.002253
2. J. F. Seely, R. G. Cruddace, M. P. Kowalski, W. R. Hunter, T. W. Barbee, Jr., J. C. Rife, R. Eby, and K. G. Stolt Applied Optics, Vol. 34, issue 31, pp. 7347-7354 doi:10.1364/AO.34.007347
3. Christopher Palmer, Erwin Loewen Thermo RGL; sixth edition, 2005, 265P
4. Dongsu Bak, Sang Pyo Kim, Sung Ku Kim, Kwang-Sup Soh, Jae Hyung Yee arXiv:physics/9802007
5. D. Rodriguez Merlo, J. A. Rodrigo Martin-Romo, T. Alieva and M. L. Calvo Optics and Spectroscopy, Volume 95, Number 1 / July, 2003, P.131-133, DOI 10.1134/1.1595227
6. C. Aguirre Veleza, M. Lehmana and M. Garavaglia Optik - International Journal for Light and Electron Optics, Volume 112, issue 5, 2001, Pages 209-217, doi:10.1078/0030-4026-00038
7. J. Chen, P. J. Bos, H. Vithana, and D. L. Johnson Appl. Phys. Lett. 67, 2588 (1995); doi:10.1063/1.115140
8. LiN Albert, PHILLIPS Jamie Solar energy materials and solar cells ISSN 0927-0248 2008, vol. 92, no12, pp. 1689-1696
9. Eero Noponen Dissertation for the degree of Doctor of Technology to be presented with due permission for public examination and debate in Auditorium F1 at Helsinki University of Technology (Espoo, Finland) on the 15th of April, 1994, at 12 o'clock noon. Espoo 1994
10. Ващенко В.М., Лоза С.А., Патлашенко Ж.І., Банніков О.О., Черниш О.С. Вісник Київського університету, серія: фізико-математичні науки. - 2005 - №4 - С.430-440.
11. Бронштейн Н.Н., Семендяев К.А. Государственное издательство технико-теоретической литературы, Москва, 1953г - 608с.
12. Зайдель А.Н., Островская Г.В., Островский Ю.И. Москва, Наука, 1976, 375с
13. М.Борн, Э.Вольф М:Наука, 1973, 721с.
14. Ващенко В.М., Лоза С.А., Патлашенко Ж.І. Вісник Київського університету, серія: фізико-математичні науки. - 2008 - №4 - С.245-251.
15. Калиткин Н.Н. Москва, Наука, 1978, 508с.
16. Ващенко В.М., Лоза С.А., Патлашенко Ж.І. Вісник Київського університету, серія: фізико-математичні науки. - 2009 - №2 - С.235-242.
17. Корн Г., Корн Т. Издательство Наука, Москва, 1973, 831 с.
18. Одарич В.А. Київ, видавничо-поліграфічний центр Київський університет, 2001, 220 с.
19. Vaschenko V., Patlashenko Zh., Chernysh E. Semiconductor physics. Quantum electronics and optoelectronics - 2004 - vol.7 №1 - P.105-107.
20. Vaschenko V.N., Loza A.I., Patlashenko J.I. Proceedings of SPIE - 1997 - vol. 3237 - P.31-42.

УДК 551.131: 504.06

ЕКОЛОГІЧНА БЕЗПЕКА ПРОМИСЛОВО-МІСЬКИХ АГЛОМЕРАЦІЙ У ЗВ'ЯЗКУ З РОЗВИТКОМ ЗСУВНОГО ПРОЦЕСУ (НА ПРИКЛАДІ М. КИЄВА)

Рудько Г.І., Нецький О.В.

Державна комісія України по запасах корисних копалин, м. Київ, вул.. Ку-
тузова, 18/7, 01133, e-mail: office@dkv.ua

Бондар М.О., Патлашенко Ж.І.

Державна екологічна академія післядипломної
освіти та управління Мінприроди України
м. Київ, вул.. Митрополита Василя Липківського, 35,
03035, e-mail: dei2005@ukr.net

Зростає техногенне навантаження на геологічне середовище та його компоненти в межах промислово-міських агломерацій зумовлює збільшення кількості ситуацій, коли техногенний чинник у межах системи "людина – геологічне середовище" стає домінуючим. При цьому відбувається руйнація зв'язків, що забезпечують екологічну рівновагу в техноприродних геосистемах, погіршується екологічний стан, підсилюється розвиток небезпечних геологічних процесів. Досліджено закономірності розвитку зсувного процесу в межах м. Києва як чинника екологічної безпеки, зазначені заходи щодо запобігання розвитку зсувного процесу. **Ключові слова:** зсув, ґрунт, придніпровська зона, екологічна безпека, протизсувні заходи.

Экологическая безопасность промышленно-городских агломераций в связи с развитием оползневых процессов О.В. Нецкий, М.А. Бондар, Г.И. Рудько (на примере г.Киева). Возрастающая техногенная нагрузка на геологическую среду и её компоненты в пределах промышленно-городских агломераций приводит к увеличению числа ситуаций, когда техногенный фактор в рамках системы "человек - геологическая среда" становится доминирующим. При этом, происходит разрушение связей, обеспечивающих экологическое равновесие в техноприродных геосистемах, ухудшается экологическое состояние, усиливается развитие опасных геологических процессов. Исследованы закономерности развития оползневого процесса в пределах г. Киева как фактора экологической безопасности, указаны меры по предотвращению развития оползневого процесса. **Ключевые слова:** оползень, ґрунт, приднепровская зона, экологическая безопасность, противооползневые мероприятия.

Landslide environmental safety of industrial and city areas (on example of Kyiv) Rudko G., Netsko O., Bondar M. The anthropogenic impact on geological environment and its components in industrial and city areas is constantly increasing. This leads to situations where technological factor in the system "human-geological environment" becomes dominant. Consequently leading to ruination of junctions providing for environmental stability in technological-and-natural geological environments, ecological state worsening, amplification of hazardous geological processes. Considers peculiarities of landslide processes in Kyiv area as a factor of environmental safety. The landslide countermeasures are discussed. **Keywords:** landslide, soil, Dnipro region, environmental safety, landslide countermeasures