

Музыка Лилия. Построение точных решений обобщенного уравнения тонких пленок. Нелинейные дифференциальные уравнения с частными производными моделируют множество явлений и процессов, свойственных живой и неживой природе. Поэтому развитие их методов интегрирования – актуальная проблема современной математической физики. Статья посвящена обобщенному уравнению тонких пленок. С помощью метода дополнительных генерирующих условий найдены подстановки специального вида (анзацы), которые разрешают провести редукцию нелинейного уравнения с частными производными к системе обычных дифференциальных уравнений. В результате проведенной редукции построены новые точные решения обобщенного уравнения тонких пленок. Эти решения есть нелиевскими, хотя некоторые из них можно найти, используя классическую схему Ли, что нами было проделано в другой работе.

Ключевые слова: обобщенное уравнение тонких пленок, метод дополнительных генерирующих условий, точное решение, абзац, система нелинейных обычных дифференциальных уравнений.

Muzyka Liliia. Constructing of Exact Solutions of Generalized thin Film Equation. Nonlinear partial differential equations describe many phenomenons and processes which are appropriate for animate and inanimate nature. Therefore development of methods of their integrating is the actual problem of modern mathematical physics. The article is devoted to the generalized thin film equation. Special substitutions (ansatze) are found by means of the method of generating additional conditions which allow to lead the reduction of the nonlinear partial differential equation to the system of ordinary differential equations. New exact solutions of the generalized thin film equation are built by means of such kind of reduction. These solutions are non-Lie although some of them can be found by means of classical Lie scheme what we have made in our another paper.

Key words: the generalized thin film equation, the method of generating additional conditions, exact solution, ansatz, system of nonlinear ordinary differential equations.

Стаття надійшла до редколегії
04.12.2014 р.

УДК 535.14:539.2

Геннадій Березюк

Залежність орієнтації поверхневих періодичних структур від типу поляризації випромінювання

У рамках релаксаційної оптики пояснено виявлений набір поверхневих періодичних структур, додатковий до основних, на основі взаємної інтерференції полів поверхневих поляритонів. Розглянуто додаткові періодичні наноструктури, які виникають при дії випромінювання різного типу поляризації.

Ключові слова: релаксаційна оптика, інтерференція, наноструктури, плазмон поляритони, поляризація, решітка.

Постановка наукової проблеми та її значення. Одна з важливих проблем релаксаційної оптики – формування лазерногенерованих мікро- та наноструктур, що визначається інтерференцією падаючої хвилі зі збудженими на поверхні середовища електромагнітними хвилями [7].

Результати перших досліджень впливу взаємної інтерференції поверхневих плазмон поляритонів у лазерно-індукованому руйнуванні поверхонь активного середовища наведені в роботі [6]. Це питання було докладно вивчене в [2]. Пізніше в дослідженні [3] було виявлено вплив на руйнування взаємної інтерференції полів поверхневих поляритонів, збуджених на несинусоїдальному рельєфі. Інтерференцію полів уже використовували для пояснення динаміки формування рельєфу при великих кутах падіння поляризованого випромінювання. Тут це питання розглянуто докладніше, оскільки воно є суттєвим і для підтвердження правильності поляритонної моделі формування рельєфу, і для з'ясування причин і характеру впливу інтерференції полів поверхневих плазмон поляритонів на поглинання (додаткове) випромінювання поверхнею і її руйнування лазерним випромінюванням.

Виклад основного матеріалу й обґрунтування отриманих результатів дослідження. Інтерференція полів поверхневих плазмон поляритонів і лазерного випромінювання приводить, у результаті фазових трансформацій поверхні, до утворення на ній рельєфу, який являє собою набір решіток

із векторами \vec{g}^{\pm} , близькими по напрямку до \vec{E}_t у разі p -поляризованого випромінювання. Рефлексограмі цього рельєфу відповідають характерні «дужки» (див. рис. 1 а). Однак експериментально спостерігається більш розвинутий рельєф. Так, наприклад, відповідно до збільшення числа імпульсів, які впливають на зразки, експериментально спостерігається виникнення нових решіток і подальше збільшення їх дифракційної ефективності (ДЕ) (див. рис. 1 б), що продовжується і на стадії зменшення ДЕ основних решіток \vec{g}^{\pm} . Формування деяких з них, зокрема квазінеперервного (по орієнтації та періодах) набору решіток \vec{g} із характерним максимумом ДЕ при $d \approx (4-7)$ мкм ($\lambda = 1,06$ мкм) спостерігалось раніше й пов'язувалося з нестійкістю фронту плавлення поверхні з періодичним рельєфом.

Нижче пропонуємо пояснення утворення експериментально спостережуваного набору решіток, в основі якого лежить інтерференція поверхневих хвиль, що генеруються лазерним випромінюванням, на основних решітках \vec{g}^{\pm} між собою [5]. Модель передбачає формування ППС із хвильовими векторами \vec{g}_1 та \vec{g}_2 і в середньому паралельними \vec{E}_t^p і періодами, близькими до $\lambda/2$ і $\frac{\lambda}{2 \sin \theta}$, відповідно, а також решіток \vec{g}_3 , що дають на екрані характерні χ -подібні рефлекси зондуючого випромінювання (рис. 1 в, г).

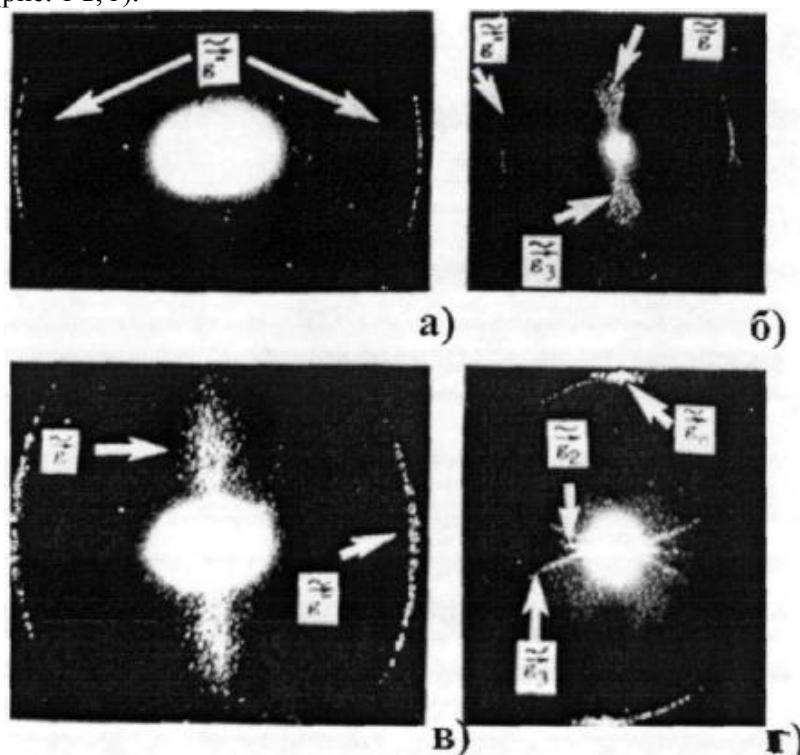


Рис 1. Рефлексограми, які ілюструють формування періодичного рельєфу на поверхні германію:

а)–в) послідовність імпульсів p -поляризованого випромінювання $\theta = 18^\circ$;

г) те ж саме для s -поляризованого випромінювання $\theta = 6^\circ$

Зазвичай при аналізі ППС інтерференцією полів ППП між собою нехтують порівняно з інтерференцією полів ППП і лазерного випромінювання, оскільки, як неважко переконатися, глибина просторової модуляції (ξ) відповідних інтерференційних і теплових полів має різний по висоті решітки h порядок: у першому випадку $\xi \approx h^2$, а в другому – $\xi \approx h$.

Однак унаслідок істотного впливу на ріст ППС просторового зсуву фаз між решіткою і генеруючим на ній полем ППП [1], результуюча величина ξ для розплавів напівпровідників в обох випадках виявляється однаковою вже при $h \approx 20$ нм для $\lambda = 1,06$ мкм, згідно з виразом $h > \frac{2 \cos \phi}{|\mu|}$.

Період і орієнтацію решіток, що утворюються при інтерференції полів ППП, легко визначити з використанням кругової векторної діаграми (див. рис. 2). Так, взаємна інтерференція полів ППП із векторами \vec{k}_{s1} і \vec{k}_{s2} (див. рис. 2 б), збуджених на решітках \vec{g}^+ або \vec{g}^- , приводить до утворення решіток \vec{g} , для яких у середньому $\vec{g} \perp \vec{E}_t^p$, при цьому період утворених решіток може значно перевищувати довжину хвилі світла. Кожна з таких решіток формується при взаємній інтерференції полів ППП, збуджених у секторі кутів $\Delta\beta$ поблизу $\beta=0$ і $\beta=\pi$ (рис. 2), тобто сукупність цих решіток двократно вироджена [4].

Серед набору структур \vec{g} можна виділити структури \vec{g}_3 , що утворюються внаслідок інтерференції полів ППП, які поширюються колінеарно \vec{E}_t^p (тобто в напрямках $\beta=0$ або $\beta=\pi$), з поверхневими хвилями, що поширюються в інших напрямках (див. рис. 2 в). Як показує експеримент, такі структури виникають в тому випадку, коли ДЕ решіток \vec{g}^\pm (див. рис. 2 г) виявляється значно вище решти з набору \vec{g}^\pm . Під час дослідження результату впливу в цьому випадку на екрані реєструється картина χ -подібних рефлексів (рис. 2 в).

Варіювання зовнішніх параметрів випромінювання (щільності світлового потоку й кута падіння світла) показало, що мінімальний період решіток зменшується з ростом q . Це можна пояснити тим, що збільшується діапазон кутів $\Delta\beta$, у якому ефективно збуджуються ППП, отже, зменшується і мінімальний період решіток $d_{\min} = \frac{2\pi}{g_{\max}}$, утворених при інтерференції (див. рис. 2 б). При збільшенні кута падіння спостерігається зворотна картина, оскільки інкремент наростання структур, пропорційний $\cos\beta(\cos\beta - \sin\theta)$ для фіксованих β падає.

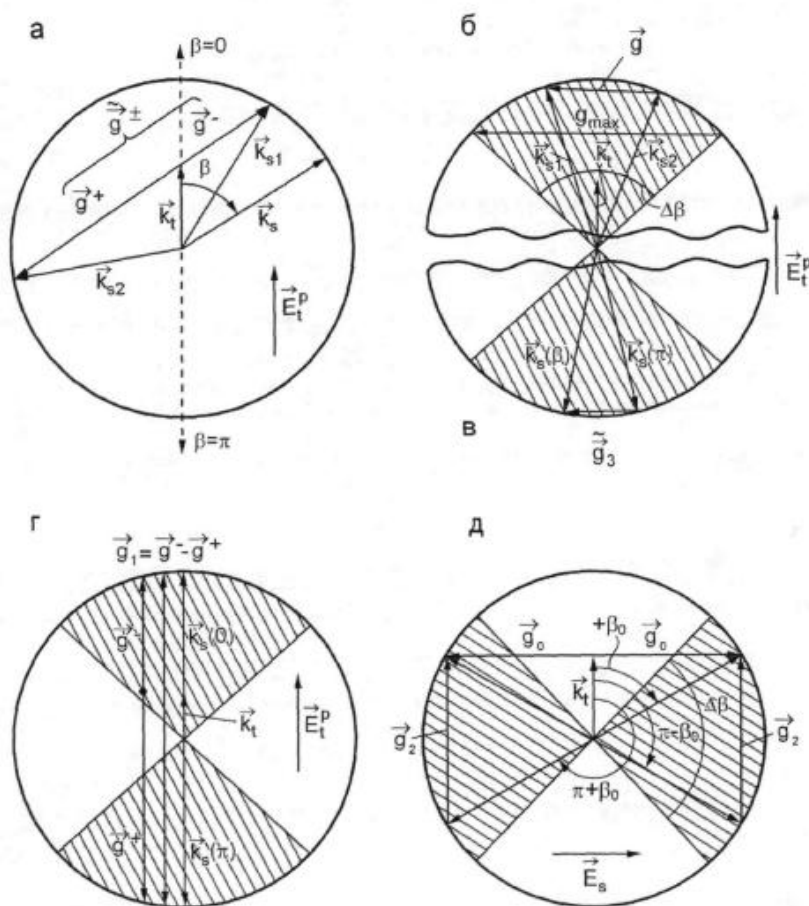


Рис. 2. Кругові векторні діаграми, які характеризують період і орієнтацію поверхневих структур, утворених при інтерференції ППП і падаючого випромінювання: а)–г) для p -поляризованого випромінювання; д) для s -поляризованого

Інтерференція полів ППП добре пояснює утворення ще одного набору періодичних структур (\vec{g}_1), для якого в середньому хвильові вектори паралельні \vec{E}_t^p (рис. 2 г). Ці структури утворюються при інтерференції полів ППП, які поширюються в напрямках, близьких до $\beta=0$ ($\vec{k}_s = \vec{k}_s(0)$) і $\beta=\pi$ ($\vec{k}_s = \vec{k}_s(\pi)$). При орієнтації такої структури вздовж напрямку \vec{E}_t^p її період дорівнює $\lambda/2\eta$ (див. рис. 2 г). Як показує експеримент, решітки \vec{g}_1 починають формуватися на стадії помітного збільшення ДЕ основних решіток і відсутні у разі формування сукупністю решіток, наприклад \vec{g}^- [6].

Для *s*-поляризованого випромінювання, також, як і для *p*-, при збільшенні кількості діючих імпульсів рефлексограма ускладнюється (див. рис. 3 а). Для аналізу утворених решіток скористаємося векторними діаграмами й наведеною рефлексограмою (див. рис. 4). На рис. 4 г рефлекси, які відповідають інтерференції полів ППП і лазерного випромінювання, проведені суцільною лінією, взаємної інтерференції полів ППП-штриховою. З рис. 4 а випливає, що решітка $\vec{g}_2 \perp \vec{g}_0$ може бути утворена при інтерференції полів ППП з $\vec{k}_s(\beta_0)$ і $\vec{k}_s(\beta_0 + \phi_0)$, а також симетричною відносно центру рефлексограми парою ППП, і тому є двократно виродженою. Її хвильовий вектор $\vec{g}_2 = 2\vec{k}_s$, а період $d_2 = \frac{\lambda}{2\sin\theta}$.

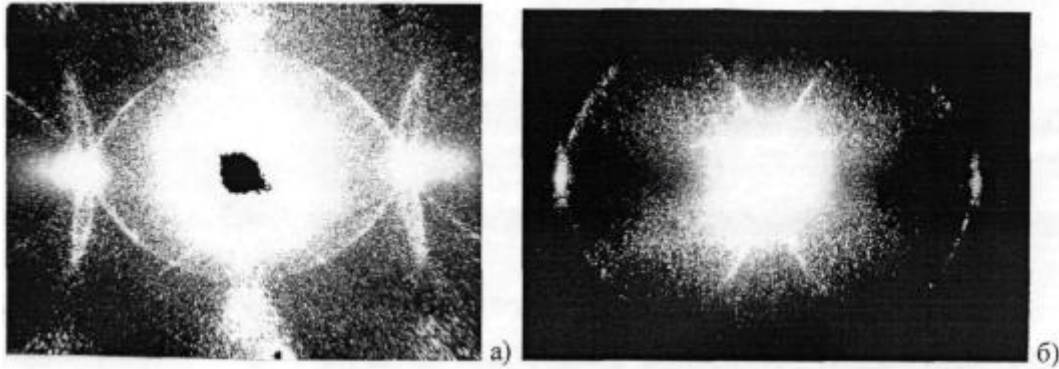


Рис. 3. Рефлексограми ППС, отриманих при дії серії імпульсів *s*-поляризованого випромінювання на поверхню монокристалічного германію: а) $\theta = 16^\circ$, б) $\theta = 6^\circ$

Інтерференція полів ППП із сектора ϕ_0 із найбільш ефективно збуджуваними ППП $\vec{k}_s(\beta_0)$ приводить до формування проміжних решіток, а відповідний їм рефлекс позначений буквою «а». Гранична решітка $\vec{g} \rightarrow 0$ -інтерференція полів ППП з $\vec{k}_s(\beta)$ і $\vec{k}_s(\beta \rightarrow \beta_0)$. Зазначимо, що решітки \vec{g}_2 спостерігаються і для *p*-поляризованого випромінювання (рис. 5).

Рефлекс, який відповідає наступній сукупності решіток, одна з яких збігається з основною, позначений на рис. 4 г буквою «б». Ця решітка трикратно вироджена. З простого геометричного розгляду (рис. 2 а) можна перекоонатися, що період виродженої решітки \vec{g}_4 дорівнює:

$$d_4 = \frac{\lambda}{\left[\eta^2 + \sin^2 \theta - \sin \theta (3\eta^2 + \sin^2 \theta)^{1/2} \right]^{1/2}}, \quad (1)$$

а кут $\vec{g}_0 \wedge \vec{g}_4$ визначається з виразу

$$\text{tg}(\vec{g}_0 \wedge \vec{g}_4) = \frac{(3\eta^2 + \sin^2 \theta)^{1/2} - 4\sin \theta}{2(\eta^2 - \sin^2 \theta)^{1/2}}, \quad (2)$$

що повністю збігається з експериментом. Проміжні решітки, яким відповідає рефлекс «б», утворені при інтерференції полів ППП з $\vec{k}_s(\beta \rightarrow \beta_0)$ і \vec{k}_s із сектора $\Delta\phi_1$. Криві «в» і «г» на рефлексограмі

рис. 4 г утворені при інтерференції полів двох пар ППП, збуджених у напрямках, близьких до $\pm\beta_1$; інтерференція полів ППП з $\vec{k}_s(\beta_1)$ і $\vec{k}_s(-\beta_1)$ дає граничну решітку \vec{g}_0 (рис. 4 в). Для інтерференції полів ППП, як це було показано для решіток \vec{g} , характерно не тільки утворення добре виражених решіток, яким відповідає вузький рефлекс, а й набору решіток із помітно відмінними орієнтаціями й величинами періодів. Подібний приклад рефлексограми для s -поляризованого випромінювання, відповідає набору решіток із характерними величинами періодів ≥ 2 мкм, що домінують у двох напрямках. Аналогічно, у разі p -поляризованого випромінювання, для малих кутів падіння $\theta \leq 10^\circ$, коли невелике зменшення $|\mu|$ із зростанням θ , також спостерігається набір решіток із помітно різними періодами й орієнтацією. ДЕ цього набору спадає зі збільшенням кута θ .

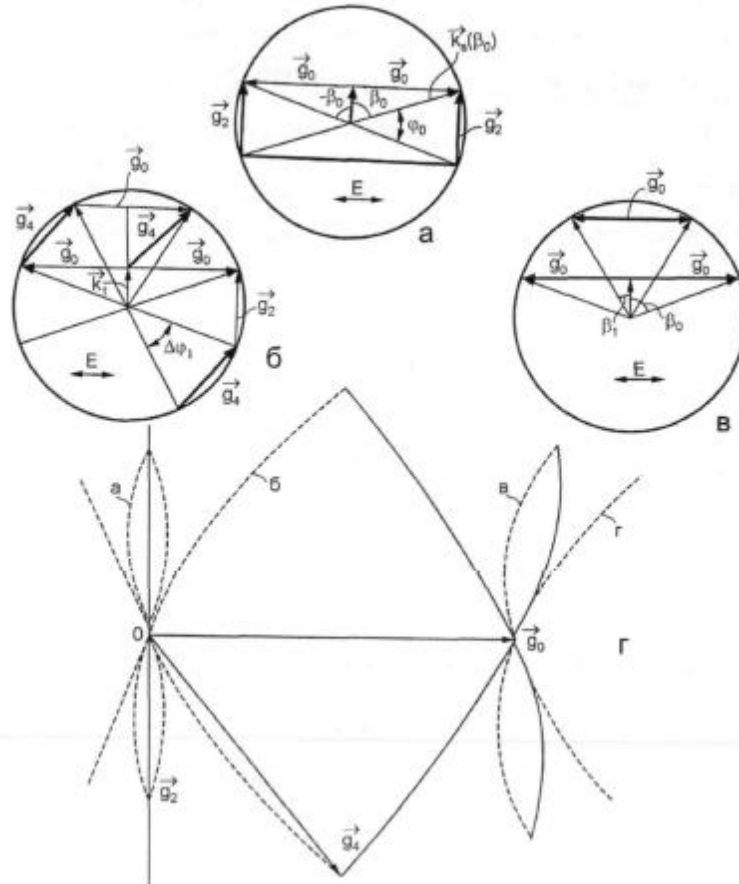


Рис 4. Векторні діаграми (а, б, в) які пояснюють формування ППС при інтерференції полів ППП (s -поляризоване випромінювання, $\theta = 16^\circ$). На рефлексограмі г) штриховані лінії відповідають додатковим ППС, які формуються при цьому процесі

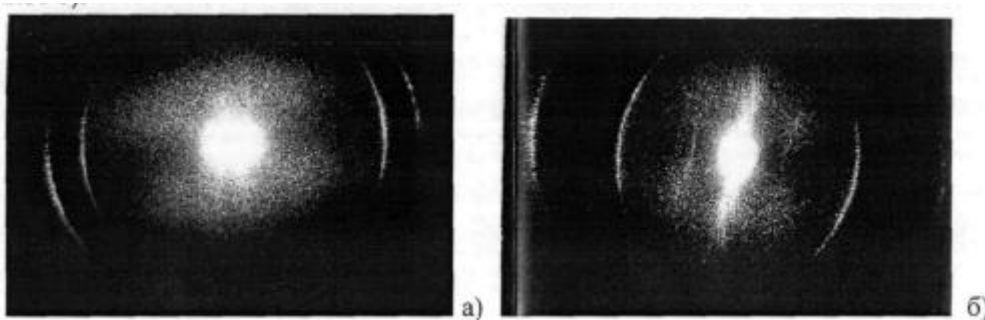


Рис. 5. Рефлексограми ППС, отриманих при дії серії імпульсів p -поляризованого випромінювання на поверхню монокристалічного германію: а) $\theta = 4^\circ$, б) $\theta = 10^\circ$

Рефлексометричну методику, що не дає однозначних результатів, доповнює мікроскопія поверхні. На рис. 6 а наведено мікрофотографію ППС на поверхні германію. Видно, що основні структури рознесені в просторі й утворюють характерні витягнуті блоки. На межі блоків, де основні ППС з різною орієнтацією накладені один на одного, згідно з розвиненим вище уявленням і відбувається інтерференція полів збуджених ППП, що приводить до утворення набору великомасштабних структур [1].

Структури добре видно на рис. 6 а, вони орієнтовані перпендикулярно до основних ППС. На рис. 6 б наведено мікрофотографію рельєфу, отриманого при впливі s -поляризованого випромінювання. Вектор решітки основних ППС \vec{g}_0 спрямований горизонтально. Видно наявність і структур з $\vec{g}_1 \perp \vec{g}_0$, і \vec{g}_4 , орієнтованих під кутом до \vec{g}_0 .

Відзначимо, що при довільній орієнтації вектора E лінійно поляризованого випромінювання також спостерігалось формування додаткових решіток \vec{g}' і \vec{g}'' , зумовлене інтерференцією полів ППП із кутів $\Delta\gamma$ поблизу $\gamma(\gamma + \pi)$, виділеним за рахунок утворення решітки \vec{g}_0 .

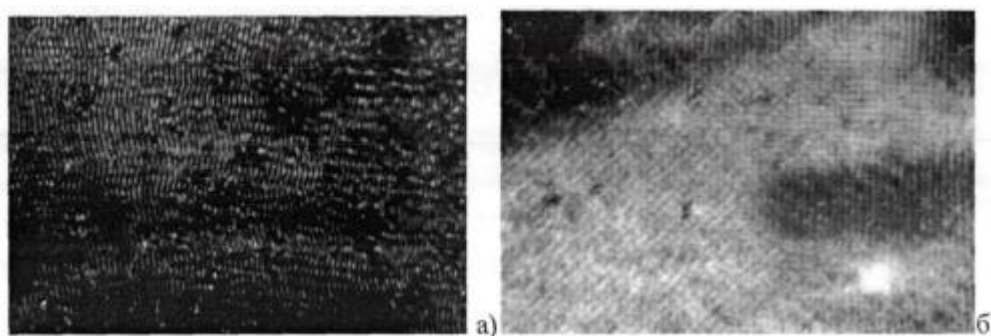


Рис. 6. Характерні мікрофотографії рельєфу на поверхні германію, сформованого при дії серії імпульсів: а) p -поляризованого випромінювання; б) s -поляризованого випромінювання

При дії випромінювання кругової поляризації утворюється фрактальна безліч решіток із періодами й орієнтаціями, які задовольняють закон збереження квазіімпульсу та умову на напрям поширення ППП. При нормальному куті падіння випромінювання і обертанні вектора електричного поля по колу модуль періоду структур залежить тільки від модуля хвильового вектора ППП, а напрямки цих векторів пробігають всі можливі напрямки (у площині поверхні опроміненого зразка або на круговій векторній діаграмі). З експериментів [2], впливає, що не всі напрямки решіток періодичних структур мають однакову ефективність формування: спостерігається напрямок найбільш ефективного формування структур, різне для право- і ліво- поляризованого по колу випромінювання.

Цей ефект був теоретично пояснений на основі аналізу повільно змінного співмножника в інкременті нестійкості структур [3].

Варто зазначити, що виникнення решіток (надструктур), особливо для імпульсних режимів лазерного опромінювання, починаючи з наносекундного, має електромагнітну природу [7]. Це підтверджується експериментально. «Фемтосекундні» лазерно-індуковані наноколони (наностовби) отримані на кремнії мають висоту до 450 нм, тоді як «наносекундні» наногорби на тому ж кремнії мають висоту до 20 нм [7]. Хоча для розгляду інтерференції ППП з наведеними решітками, механізм та природа їх виникнення не має значення.

Висновки. У межах релаксаційної оптики дано пояснення виявленому новому набору поверхневих періодичних структур, додатковому до основних, на основі взаємної інтерференції полів поверхневих поляритонів. Розглянуто додаткові поверхневі періодичні структури, які виникають при дії випромінювання різного типу поляризації. Отримані мікрофотографії опромінених областей поверхні з виявленими структурами підтверджують запропоноване пояснення.

Джерела та література

1. Возбуждение поверхностных и волноводных мод интенсивным лазерным излучением и их влияние на характер поверхностного разрушения конденсированных сред / А. М. Бонч-Бруевич, М. К. Коченгина, М. Н. Либенсон и др. // Изв. АН СССР. Сер. : Физическая. – 1982. – Т. 46, № 6. – С. 1185–1195.

2. Воздействие мощного лазерного излучения на поверхность полупроводников и металлов: нелинейно-оптические эффекты и нелинейно-оптическая диагностика / С. А. Ахманов, В. И. Емельянов, Н. А. Коротеев, В. Н. Семионов // УФН. – 1985. – Т. 147, вып. 4.
3. Макин В. С. Закономерности образования упорядоченных микро- и наноструктур в конденсированных средах при лазерном возбуждении мод поверхностных поляритонов. : автореф. дис. ... д-ра физ.-мат. наук : 01.04.05 / Макин В. С. – Санкт-Петербург, 2013.
4. Спевак И. С. Формирование поверхностных периодических структур излучением с круговой поляризацией / И. С. Спевак, А. В. Кац // Оптика и спектроскопия. – 1989. – Т. 67, вып. 8. – С. 1320–1323.
5. Medvid' A. Nano-cones Formed on a Surface of Semiconductors by Laser Radiation: Technology, Model and Properties / A. Medvid' // Nanowires Science and Technology / ed. Nicoletta Lupu. – Vukovar : Inech, 2010. – P. 61–82.
6. Surface electromagnetic waves in optics / A. M. Bonch-Bruевич, M. N. Libenson, V. S. Makin, V. V. Trubaev // Optical Engineering. – 1992. – Vol. 31, No 4. – P. 718–730.
7. Trokhimchuk P. P. Nonlinear and Relaxed Optical Processes / P. P. Trokhimchuk // Problems of interactions. – Lutsk : Vezha-Print, 2013. – 280 p.

Березюк Геннадий. Зависимость ориентации поверхностных периодических структур от типа поляризации излучения. В рамках релаксационной оптики дано объяснение обнаруженному набору поверхностных периодических структур, дополнительному к основному, на основе взаимной интерференции полей поверхностных поляритонов. Рассмотрены дополнительные периодические наноструктуры, возникающие при воздействии излучения различного типа поляризации.

Ключевые слова: релаксационная оптика, интерференция, наноструктуры, плазмон поляритоны, поляризация, решетка.

Bereziuk Gennadii. The Dependence of Orientation of Surface Periodic Structures from the Type of Polarization. New laser-induced surface nanostructures are analyzed as phenomena of Relaxed Optics. Additional nanostructures may be explained on the basis of concept of mutual interference fields of surface polaritons. Additional periodic nanostructures arising under the action of various types of radiation polarization are considered.

Key words: relaxed optics, interference, nanostructures, plasmon polaritons, polarization, grating.

Стаття надійшла до редколегії
08.12.2014 р.

УДК 539.104:537.311:535.1

Петро Трохимчук

Проблеми створення теорій відкритих систем

Обговорено проблему створення теорій відкритих систем. Проаналізовано термодинамічні та статистичні теорії. Із цього погляду розглянуто квантову механіку. Показано, що тенденції створення теорій відкритих систем пов'язані з проблемою створення синтетичних теорій. Зроблено висновок: поліметричний аналіз, як універсальна теорія оптимального синтезу знань, – водночас і найбільш загальна теорія відкритих систем.

Ключові слова: термодинаміка, відкриті системи, синтез, квантова механіка, поліметричний аналіз, ентропія, гібридна теорія систем.

Постановка наукової проблеми та її значення. Проблема створення теорії відкритих систем виникла із самого початку виникнення науки [9]. Тут доречно згадати вислів Архімеда «дайте мені точку опори, і я переверну весь світ» [9]. У науці, починаючи з Декарта [9] та Ньютона [8; 9] важливо вибрати оптимальну систему аналізу та синтезу знань, яка б найбільш адекватно описувала відповідні процеси та явища [9]. На зорі виникнення сучасної науки питання не ставилося про відкриті системи, там все було навпаки, як зробити замкнену систему, що могла б пояснити несуперечливо, скажімо, земну й небесну механіку чи електродинаміку [9]. У сучасній теоретичній фізиці елементи теорії відкритих систем є в термодинаміці (термостат) [4–6] та в борнівській (імовірнісній) інтерпретації квантової механіки (коефіцієнти розкладу функції стану по базису характеризують