

ОГЛЯДОВІ СТАТТІ

УДК 681.78

МЕТОДИ ЕЛЕКТРОННОЇ СПЕКЛ-ІНТЕРФЕРОМЕТРІЇ ДЛЯ ДОСЛІДЖЕННЯ ПОВЕРХНЕВИХ ДЕФОРМАЦІЙ МАТЕРІАЛІВ

Л. Муравський, Т. Вороняк

*Фізико-механічний інститут ім. Г.В. Карпенка НАН України,
вул. Наукова, 5, 79060 Львів, Україна
murav@ipm.lviv.ua voroniak@ipm.lviv.ua*

Розглянуто сучасний стан розвитку методів електронної спекл-інтерферометрії для дослідження поверхневих переміщень і деформацій у конструкційних матеріалах та різноманітних виробках. Сформульовано основні принципи формування спеклів і спекл-інтерферограм. Проаналізовано методи кореляційної електронної спекл-інтерферометрії і наведено приклади їхнього використання для задач неруйнівного контролю. Особливу увагу приділено методам часової і просторової фазозсувної електронної спекл-інтерферометрії, які домінують серед інших завдяки високій чутливості й можливості прецизійного вимірювання полів поверхневих переміщень і деформацій. Розглянуто також гетеродинні спекл-інтерферометричні методи та методи з використанням Фур'є-перетворення спекл-інтерферограм. Зазначено про щораз більшу роль методів електронної спекл-інтерферометрії для лабораторних і натурних досліджень з неруйнівного контролю та технічної діагностики матеріалів, елементів конструкцій і виробів.

Ключові слова: електронна спекл-інтерферометрія, спекл-інтерферограма, фазовий зсув, переміщення поверхні.

Сучасні досягнення в оптичній інтерферометрії поверхонь матеріалів є досить вагомими. Інтенсивний розвиток електронної спекл-інтерферометрії (ЕСІ) для визначення полів поверхневих переміщень і деформацій твердих тіл та розсіювальних середовищ [1–4] зумовлений великою інформаційною ємністю оптичних сигналів, паралельністю опрацювання та реєстрації багатовимірних інформаційних масивів, вражаючими досягненнями у створенні нових засобів реєстрації зображень, зокрема матричних відеосенсорів на приладах із зарядовим зв'язком (ПЗЗ) та комплементарних “метал-окисел-напівпровідник” (КМОН) структурах, розвитком програмно-алгоритмічного забезпечення для опрацювання інтерферограм.

ЕСІ, з одного боку, можна вважати одним із провідних напрямів спекл-метрології, до яких, зокрема, належать електронна ширографія [5], цифрова кореляція спекл-зображень [6–8] та цифрова голографія [9], а з іншого, – складовою оптичної інтерферометрії. Водночас якщо методи когерентної і некогерентної інтерферометрії дають змогу відтворювати рельєфи і профілі поверхонь досліджуваних об'єктів, то за допомогою ЕСІ, у якій використовують лазерні джерела випромінювання, відтворюють поля поверхневих переміщень і деформацій. Тому ЕСІ є надзвичайно потужним

інструментом дослідження напружено-деформованого стану поверхні, і її щораз інтенсивніше використовують для розв'язування багатьох задач експериментальної механіки, механіки руйнування та технічної діагностики.

Визначення взаємозв'язків між полями переміщень і деформацій поверхні, з одного боку, та параметрами і критеріями деформування й руйнування конструкційних матеріалів, – з іншого, має важливе значення для прогнозування конструкційної міцності та ресурсу різноманітних деталей машин, виробів, устаткування. Тому важливість методів ЕСІ у дослідженнях фізико-механічних властивостей поверхонь конструкційних матеріалів постійно зростає завдяки їхнім природним можливостям паралельно формувати великі обсяги двовимірних інформаційних масивів, за якими завдяки розробленим алгоритмам опрацювання спекл-інтерферограм (СІ) виконують попиксельну реконструкцію тривимірної структури поверхневих полів переміщень і деформацій.

ЕСІ ґрунтується на формуванні спекл-зображень і СІ шорсткої поверхні або розсіювального середовища, які є випадковим просторовим розподілом оптичних спеклів (світлових плямок), що дають інформацію про структуру досліджуваної поверхні або середовища. Розглянемо деякі особливості формування спеклів у оптичних системах та їхньої реєстрації матричними відеосенсорами.

Формування оптичних спеклів. Формування спеклів відбувається завдяки інтерференції багатьох променів, унаслідок чого багато синусоїдальних інтерференційних картин з різними просторовими періодами та різними фазовими зсувами утворюють спекл-зображення (рис. 1). Зазвичай, спекли асоціюються з лазерним світлом [4, 10, 11]. Однак їх може формувати як немонохроматичне, так і теплове випромінювання [12, 13].

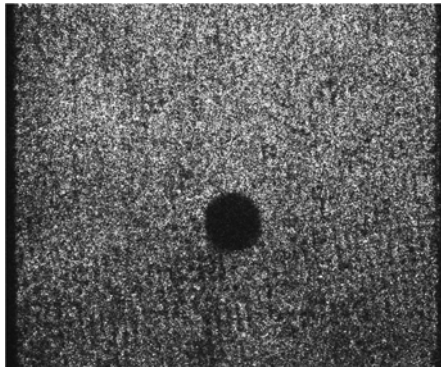


Рис. 1. Картина багатопрменевої інтерференції у вигляді спекл-зображення поверхні полімерного композиту з отвором.

Механізм формування спеклів у вільному просторі (цей простір ще називають дифракційним полем, або полем об'єктивних спеклів) і зростання їхніх розмірів під час поширення від розсіювального середовища схематично зображено на рис. 2. Безпосередньо біля розсіювача розподіл інтенсивності можна розглядати як контактну копію пропускання об'єкта. У цій “близькій” зоні взаємна інтерференція хвиль ще не відіграє значної ролі. За цією зоною можна виділити частину поля об'єкта, обмеженого праворуч штриховою лінією на рис. 2, у якому відбувається інтерференція між обмеженою кількістю хвиль, завдяки чому переважають ефекти формування світлових

плям, зумовлені фокусувальними властивостями розсіювача. У полі об'єкта праворуч від штрихової лінії отримуємо повністю сформовану спекл-картину (розвинуті спекли), у якій або велика кількість хвиль від розсіювача між собою інтерферує, або інтерферують між собою всі хвилі. З рис. 2 також бачимо, що розміри спеклів зростають зі збільшенням відстані від них до розсіювача. Оскільки розміри спеклів зростають у поздовжньому напрямі швидше, ніж у поперечному, то вздовж напрямку поширення світла спекли щораз більше витягуються, набуваючи сигароподібної форми.

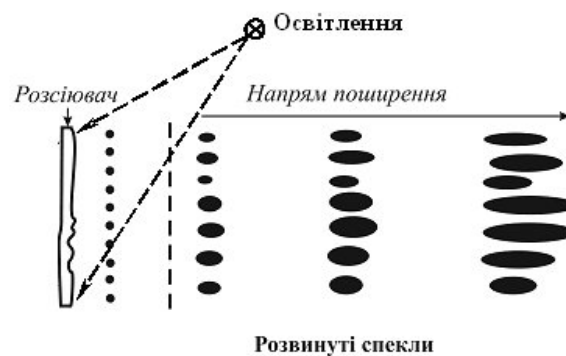


Рис. 2. Поширення спеклів у вільному просторі.

У спекл-метрології важливою характеристикою є розміри спеклів. Розподіл розмірів спеклів кількісно можна оцінити, визначаючи автокореляційну функцію або вінерівський спектр розподілу інтенсивності спеклів. Вінерівський спектр фізично означає розподіл просторових частот компонент інтерференційних смуг, які отримані внаслідок суперпозиції хвиль, розсіяних від різних пар точок світлового поля, що формується в освітленій ділянці на поверхні об'єкта дослідження. Їхня максимальна просторова частота відповідає інтерференції хвиль, розсіяних на найвіддаленіших парах точок цієї області, і визначена як $\frac{\alpha}{\lambda}$, де α – кут, що стягує освітлену область з вершиною в центрі об'єктивного спекла в дифракційному полі (у полі об'єкта), як це показано на рис. 3; λ – довжина хвилі випромінювання. Мінімальний поперечний розмір спекла у дифракційному полі відповідає величині $\frac{\lambda}{\alpha}$, а поздовжній – величині $\frac{\lambda}{\alpha^2}$.

Інша конфігурація для спостереження спеклів показана на рис. 4, її називають полем зображення, або полем суб'єктивних спеклів. У цьому випадку мінімальний поперечний розмір спекла обернено пропорційний до розмірів апертури об'єктива. У такій конфігурації спекл-зображення формується внаслідок когерентної суперпозиції дифракційних картин від апертури лінзи з випадковими фазовими затримками. Якщо шорсткість поверхні настільки мала, що її не розрізняє об'єктив, то у цьому випадку значна кількість дифракційних картин накладається. Це приводить до розподілу розмірів спеклів, незалежних від шорсткості поверхні. За таких умов мінімальний поперечний розмір спекла, який відповідає максимальній просторовій частоті спекл-зображення,

визначають як $\frac{\lambda}{\beta}$, тобто він дорівнює граничній роздільній здатності безабераційної оптичної системи формування зображення. У напрямі вздовж поширення світла від поверхні об'єкта мінімальний розмір спекла визначають як $\frac{\lambda}{\beta^2}$, що відповідає глибині різкості оптичної системи.

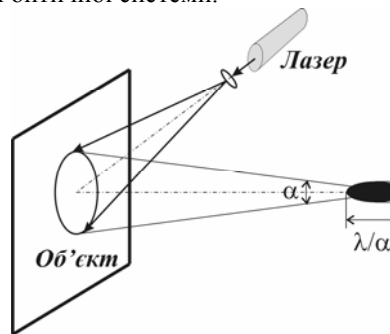


Рис. 3. Спекл у полі об'єкта

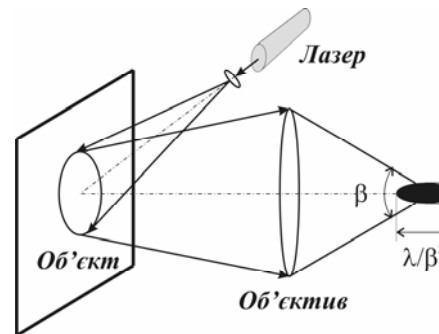


Рис. 4. Спекл у полі зображення

Якщо оптична система обмежена круглою вихідною зіницею об'єктива, який формує спекл-зображення на відстані z від задньої головної площини, то середній розмір спекла визначають як діаметр центральної пелюстки Фур'є-образу від цієї зіниці, тобто [10]

$$S_p = 1,22 \frac{\lambda z}{D}. \quad (1)$$

Отже, середній розмір спекла лінійно залежить від коефіцієнта $\frac{z}{D}$ для певної довжини хвилі, тобто від діафрагмового числа об'єктива $f_{\#} = \frac{f}{D}$, якщо $z = f$, де f – фокусна віддаль об'єктива.

Методи спекл-метрології ґрунтуються на використанні матричних відеосенсорів, зокрема ПЗЗ- [14] і КМОН-матриць [15]. Цифрові камери з такими сенсорами перетворюють неперервні зображення в дискретні сигнали, після чого відбувається введення їх у комп'ютер і запам'ятовування у вигляді цифрових зображень. У цьому разі розміри спеклів повинні задовольняти критерій Найквіста, згідно з яким [16],

$$\max|\Delta_x, \Delta_y| \leq \frac{\lambda z}{2D}, \quad (2)$$

або, враховуючи (1),

$$\max|\Delta_x, \Delta_y| \leq 0,41 S_p. \quad (3)$$

Описані вище властивості спеклів дають змогу формувати СІ в спекл-інтерферометрі, реєструвати СІ цифровими камерами і здійснювати їх подальшу обробку в ПК з метою відтворення полів переміщень і деформацій досліджуваної поверхні.

Формування спекл-інтерферограм в оптичних системах. Чутливість вимірювань параметрів спеклів і спекл-картин зростає в разі додавання опорної хвилі до хвилі, що несе інформацію про спекли. Сумарна інтерференційна картина містить темні та світлі смуги, відстань між якими визначають за відомими інтерференційними співвідношеннями. Якщо об'єкт досліджень переміщується, то відбуваються зміни в розподілі яскравості СІ, які відповідають певним змінам оптичного ходу променів. Переміщення об'єкта в ЕСІ кодується у вигляді варіацій контрасту в інтерференційній картині.

На початковій стадії розвитку методи ЕСІ ґрунтувались на прямих візуальних спостереженнях або на записі варіацій контрасту спеклів на фотоплівку [11], що не давало змоги формувати СІ у реальному часі. Значного вдосконалення методів ЕСІ вдалось досягнути завдяки використанню відеосистем для запису, опрацювання і візуалізації спекл-інтерферограм [1, 17–19]. Зазначимо, що у схемах ЕСІ з використанням опорної хвилі інтерференційні смуги ідентичні смугам, які спостерігають у схемах голографічної інтерферометрії [20], однак смуги у схемах ЕСІ мають гіршу якість. Водночас у ЕСІ чутливість смуг до напрямку та відстані переміщень поверхні об'єкта досліджень може змінюватись у ширших діапазонах, ніж у класичній голографічній інтерферометрії [1, 20].

В ЕСІ для узгодження просторової частоти мікроінтерференційних смуг, які формуються внаслідок взаємної інтерференції опорного і предметного променів, з роздільною здатністю цифрової камери необхідно зображення поверхні, що його формує предметний промінь, сфокусувати у площині відеосенсора. Приклад типової схеми електронного спекл-інтерферометра, у якому предметний промінь формує сфокусоване спекл-зображення поверхні, зображено на рис. 5.

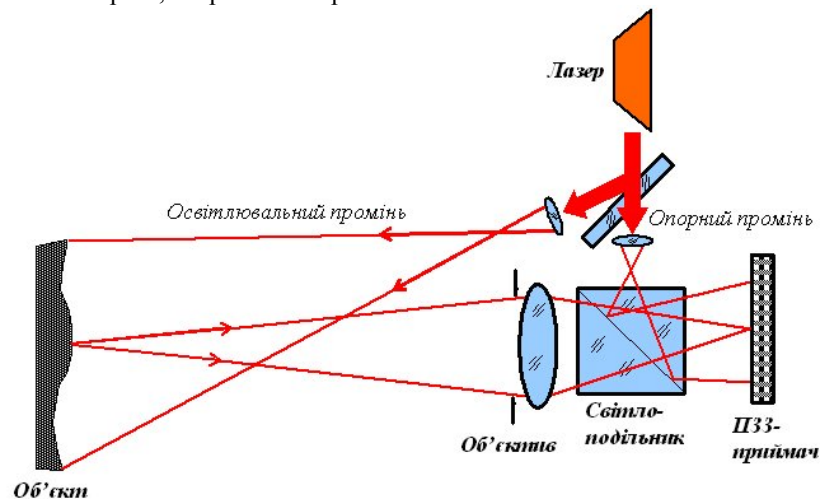


Рис. 5. Типова схема електронного спекл-інтерферометра.

Якщо оптична схема спекл-інтерферометра формує спекли, розміри яких сумірні з розмірами пікселів відеосенсора і які задовольняють вирази (2) і (3), то ці спекли розрізняє цифрова камера, однак вони погіршують реєстровану інтерференційну

картину. Отже, спекл-інтерферограми тотожні голограмам сфокусованого зображення об'єкта, тоді як у цифровій голографії, зазвичай, реєструють несфокусований хвильовий фронт від об'єкта в наближенні Френеля або Фраунгофера, що інтерферує у площині реєстрації з опорним променем [9].

Розглянемо площину (x, y) спекл-зображення недеформованої поверхні об'єкта дослідження, що його формують предметний промінь і лінза Л. У цій площині, де розташовано матричний відеосенсор цифрової камери (див. рис. 5), розподіл комплексних амплітуд оптичного поля від предметного променя має вигляд

$$E_o(x, y) = |E_o(x, y)| \exp[-j\psi_o(x, y)], \quad (4)$$

а від опорного –

$$E_r(x, y) = |E_r(x, y)| \exp[-j\psi_r(x, y)], \quad (5)$$

де $\psi_o(x, y)$ – випадковий розподіл фаз від шорсткої поверхні; $\psi_r(x, y)$ – фаза опорної хвилі. Матричний відеосенсор реєструє розподіл інтенсивності СІ, сфокусованої у площині (x, y) , тобто

$$s_1(x, y) = |E_o(x, y) + E_r(x, y)|^2 = i_o(x, y) + i_r(x, y) + 2\sqrt{i_o(x, y)i_r(x, y)} \cos \psi(x, y), \quad (6)$$

де $\psi(x, y) = \psi_o(x, y) - \psi_r(x, y)$ є випадковою функцією, що описує різницю фаз предметної і опорної хвилі у будь-якій точці площини (x, y) . Цей вираз можна записати у спрощеній формі, опускаючи координати x і y :

$$s_1 = |E_o + E_r|^2 = i_o + i_r + 2\sqrt{i_o i_r} \cos \psi.$$

Після прикладання навантаження до об'єкта дослідження його поверхня деформується, унаслідок чого формується друга СІ, розподіл інтенсивності якої у площині (x, y) має вигляд

$$s_2 = |E'_o + E_r|^2 = i'_o + i_r + 2\sqrt{i'_o i_r} \cos(\psi + \varphi), \quad (7)$$

де φ – приріст фази, зумовленої деформацією поверхні, у кожній точці площини (x, y) . Оскільки в ЕСІ реєструються досить малі переміщення, які є сумірними з розмірами спеклів, то можна вважати, що зміни деформації поверхні приводять лише до зміни фази предметної хвилі, а її амплітуда є незмінною, тобто $E'_o = E_o$, звідки $i'_o = i_o$. Тоді, замінивши у виразі (7) E'_o на E_o та i'_o на i_o , одержимо

$$s_2 = |E_o + E_r|^2 = i_o + i_r + 2\sqrt{i_o i_r} \cos(\psi + \varphi). \quad (8)$$

Отримані вирази (6) і (8) є базовими в ЕСІ і їх можна використовувати для опису будь-яких переміщень поверхні в межах, що не перевищують середніх розмірів спеклів у спекл-інтерферограмах.

Розрізняють два типи переміщень які реєструють за допомогою ЕСІ: поперечні щодо спостерігача, тобто тангенціальні відносно площини поверхні, і поздовжні, тобто нормальні відносно площини поверхні. Для реєстрації поперечних зсувів шорсткої поверхні використовують схему освітлення поверхні двома променями \mathbf{a} і \mathbf{b} , які, зазвичай, є двома плоскими пучками з однаковими кутами нахилу до осі спостереження [1]. За цією схемою побудовано інтерферометр Ліндерця, який забезпечує чутливість до зміни різниці фаз між двома променями для поперечних переміщень і постійну різницю фаз для поздовжніх [17]. Хід променів у інтерферометрі біля поверхні досліджуваного

об'єкта показано на рис. 6, а. Для реєстрації позовжніх переміщень шорсткої поверхні методом спекл-інтерферометрії використовують схему з двома променями – променем *a* освітлення поверхні об'єкта (предметним) і променем *b* освітлення відеосенсора (опорним). Така схема максимально чутлива до зміни різниці фаз між предметним і опорним променями для позовжніх переміщень і нечутлива до поперечних. Хід променів у інтерферометрі біля поверхні досліджуваного об'єкта зображено на рис. 6, б. Для реалізації схеми реєстрації позовжніх переміщень найчастіше використовують інтерферометри Тваймана–Гріна [21,22], Маха–Цендера [22] і Фізо [23].

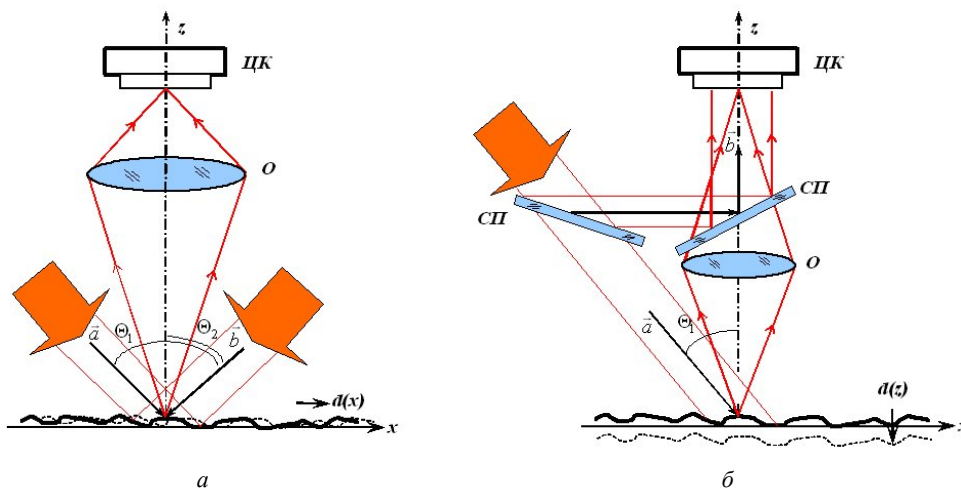


Рис. 6. Хід променів *a* і *b* у інтерферометрі біля поверхні для визначення її поперечних (*a*) і позовжніх (*б*) переміщень:

O – об'єктив; *ЦК* – цифрова камера; *СП* – світлоподільник;
d(x), *d(z)* – вектори переміщення ділянки поверхні.

Методи ЕСІ мають високу чутливість. Для кожної оптичної схеми вона різна, однак для будь-якої схеми її можна визначити за так званим вектором чутливості [20]:

$$e(x, y, z) = (2\pi/\lambda)[a(x, y, z) - b(x, y, z)]. \quad (9)$$

За допомогою вектора чутливості легко визначити залежність між зміною фази $\varphi(x, y, z)$ та вектором переміщення $d(x, y, z)$, а саме:

$$\varphi(x, y, z) = d(x, y, z) e(x, y, z) = d(x, y, z) (2\pi/\lambda)[a(x, y, z) - b(x, y, z)], \quad (10)$$

що дає змогу за відомою зміною фази $\varphi(x, y, z)$ у будь якій точці поверхні визначити переміщення $d(x, y, z)$.

За допомогою формул (9) і (10) легко визначити чутливість оптичної схеми, що використовують для формування спекл-інтерферограм. Наприклад, чутливість уздовж осі *x* для поперечних переміщень поверхні, згідно з рис. 6, а, становить $e(x) = (2\pi/\lambda)(\sin\theta_1 + \sin\theta_2)$, а зміна фази – $\varphi(x) = d(x)(2\pi/\lambda)(\sin\theta_1 + \sin\theta_2)$. Зрозуміло, що вздовж осі *y* чутливість дорівнює нулю, тобто $e(y) = 0$. Чутливість уздовж осі *z* для позовжніх переміщень поверхні, згідно з рис. 6, б, становить $e(z) = (2\pi/\lambda)(1 + \cos\theta_2)$, а зміна фази – $\varphi(z) = d(z)(2\pi/\lambda)(1 + \cos\theta_2)$. Якщо для поперечних переміщень $\theta_1 = -\theta_2 = \theta$, то $e(x) = (4\pi/\lambda)\sin\theta$. Якщо ж для позовжніх переміщень $\theta_2 = 0$, тобто напрями предметного і

опорного променів протилежні й перпендикулярні до площини об'єкта, то $e(z) = 4\pi/\lambda$.

Однак діапазон переміщень в ЕСІ обмежений лише розмірами спеклів у поперечному перерізі для поперечних переміщень і у поздовжньому перерізі для поздовжніх. Поперечні переміщення зумовлюють значно більшу декореляцію, ніж поздовжні, що пояснюють сигароподібною формою спеклів уздовж напрямку їх поширення. За більших переміщень рівень декореляції спекл-інтерферограм різко зростає, що унеможлиблює їхню реєстрацію.

Основні методи електронної спекл-інтерферометрії. Серед технологій та методів ЕСІ найбільше практично використовують кореляційні, часові фазозсувні, просторові фазозсувні, гетеродинні, а також методи ЕСІ з застосуванням Фур'є-перетворення спекл-інтерферограм. Розглянемо окремо кожен з цих напрямів.

Кореляційна ЕСІ. Кореляційну ЕСІ можна вважати найпростішою серед усіх інших технологій спекл-інтерферометрії. Тому вона найбільше поширена і її широко використовують для неруйнівного контролю та технічної діагностики матеріалів. Кореляційна ЕСІ ґрунтується на визначенні взаємної кореляції між двома спекл-інтерферограмами, одну з яких отримано на початковій стадії реєстрації вихідного об'єкта дослідження, наприклад, до прикладання навантаження до зразка або його збудження, а іншу – на кінцевій або проміжній стадії реєстрації деформованого об'єкта досліджень [24], наприклад, після прикладання навантаження або після ультразвукового збудження. Оскільки відбувається попіксельне кореляційне порівняння спекл-інтерферограм, то громіздку операцію взаємної кореляції можна замінити практично еквівалентними і значно простішими операціями їхнього попіксельного віднімання. Тому кореляційну ЕСІ часто називають різницевою. Попіксельне віднімання двох спекл-інтерферограм можна замінити їхнім додаванням. У цьому випадку максимумами отриманої сумарної інтерференційної картини відповідають мінімумам різницевої картини. Однак різницева ЕСІ дає контрастнішу інтерференційну картину, оскільки в ній мінімумам відповідає нульова інтенсивність різницевої картини кореляційних смуг.

Кореляційна ЕСІ ґрунтується на реалізації операції крос-кореляції між двома СІ і формуванні картини кореляційних смуг, просторовий розподіл яких описує переміщення поверхні відносно початкового стану. Як міру кореляції між двома СІ можна вибрати коефіцієнт кореляції, попіксельне обчислення якого приводить до формування картини кореляційних смуг. Для СІ $s_1(x, y)$ і $s_2(x, y)$ (вирази (6) і (8)), які можна розглядати як випадкові змінні, коефіцієнт кореляції має вигляд

$$\rho_{12}(\varphi) = \frac{\langle s_1 s_2 \rangle - \langle s_1 \rangle \langle s_2 \rangle}{\sqrt{\langle s_1^2 \rangle - \langle s_1 \rangle^2} \sqrt{\langle s_2^2 \rangle - \langle s_2 \rangle^2}} = \frac{\langle s_1 s_2 \rangle - \langle s_1 \rangle \langle s_2 \rangle}{\sigma_1 \sigma_2}, \quad (11)$$

де σ_1 і σ_2 – стандартні відхилення випадкових функцій $s_1(x, y)$ і $s_2(x, y)$, які можна усереднювати окремо, оскільки вони між собою незалежні. Легко довести, що у виразах (6) і (8) можна використати такі умови усереднення:

$$\langle \cos \psi \rangle = \langle \cos(\psi + \varphi) \rangle = 0, \quad \langle i_1^2 \rangle = 2\langle i_1 \rangle^2 \quad \text{і} \quad \langle i_2^2 \rangle = 2\langle i_2 \rangle^2. \quad (12)$$

Підставимо залежності (12) у (11), отримаємо [25]

$$\rho_{12}(\varphi) = \frac{\langle s_1^2 \rangle + \langle s_2^2 \rangle + 2\langle s_1 \rangle \langle s_2 \rangle \cos \varphi}{(\langle s_1 \rangle + \langle s_2 \rangle)^2}. \quad (13)$$

Коефіцієнт кореляції залежить від інтенсивностей двох променів і зміни фази $\varphi(x)$. Якщо припустити, що один з променів має більшу інтенсивність у k разів, ніж інший, тобто

$\langle s_1 \rangle = k \langle s_2 \rangle$, то вираз (13) набуває простішого вигляду, а саме:

$$\rho_{12}(\varphi) = \frac{1 + k^2 + 2k \cos \varphi}{(1 + k)^2}. \quad (14)$$

Згідно з (14), максимальне значення ρ_{12} , що дорівнює одиниці, досягається, коли $\varphi = 2m\pi$, а мінімальне $(1 - k)^2 / (1 + k)^2$, – коли $\varphi = 2(m + 1)\pi$. Мінімальне значення ρ_{12} дорівнюватиме нулю тоді, коли $k = 1$, тобто тоді, коли середні інтенсивності двох променів однакові. У цьому випадку $\rho_{12}(\varphi) = 0,5(1 + \cos \varphi)$.

Для зменшення великих обсягів обчислень коефіцієнта кореляції використовують різницеву ЕСІ, у якій виконують попіксельне віднімання двох СІ s_1 і s_2 , що описують виразами (6) і (8), і отримують різницеву спекл-інтерферограму

$$\langle s_- \rangle = \langle s_1 - s_2 \rangle = 4\sqrt{s_1 s_2} \left| \sin(\psi + \varphi) \right| \left| \sin \frac{\varphi}{2} \right| = 4V\sqrt{s_1 s_2} \left| \sin \frac{\varphi}{2} \right|. \quad (15)$$

де $V = |\sin(\psi + \varphi)|$ – шумова варіативна компонента різницевої картини кореляційних смуг. Обчислюючи ρ_{12} або $\langle s_- \rangle$, визначають $\Delta\varphi$ з виразів (14) і (15), відповідно.

Хоча кореляційний метод достовірніше відображає взаємну кореляцію СІ s_1 і s_2 , різницевий метод простіший у реалізації і дає змогу спостерігати поле фаз переміщень у першому наближенні після операції віднімання СІ. Обидва методи потребують обчислення усереднених значень порівняно великих масивів пікселів з однаковими фазовими зсувами φ , тобто виконання умов усереднення (12). На практиці ці умови не виконуються, оскільки бази усереднення обмежені декількома десятками точок з $\varphi = \text{const}$. Для цифрових зображень база усереднення формується як двовимірний масив пікселів у межах прямокутного вікна. Проблема вибору оптимального вікна усереднювального низькочастотного (НЧ) фільтра значно пов'язана з формою і розмірами масиву $\varphi = \text{const}$ у спекл-зображенні. Здебільшого доводиться мати справу з масивами, які не є ізотропними за формою, розмірами чи фазою. З огляду на це зазвичай використовують НЧ фільтрацію з фіксованою маскою в частотній області або НЧ фільтрацію в просторовій області з однаковим для всього зображення квадратним вікном усереднення, розміри якого визначають на підставі даних статистичного аналізу, а також на підставі компромісу між завадостійкістю і роздільною здатністю отриманої картини кореляційних смуг. У цьому разі зі збільшенням розмірів вікна завадостійкість зростає, однак роздільна здатність зменшується, оскільки вона дорівнює подвійному розміру вікна. Тому статистичним і кореляційним методом у принципі неможливо отримати одночасно малозашумлену і високороздільну картину кореляційних смуг. Це обмежує можливості кількісного аналізу кореляційної ЕСІ в діапазоні високих просторових частот. Для низьких і середніх просторових частот, що відповідають декільком (від 1 до 10) періодам картини кореляційних смуг, похибка оцінки фаз переміщень без визначення їхнього знака становить $\lambda/2$.

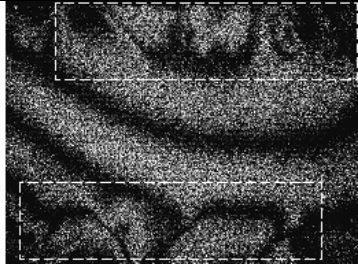


Рис. 7. Різницева СІ ділянки поверхні сталевого балкового зразка із захисним цинковим покритвом (ділянки відшарування виділені штриховими рамками)

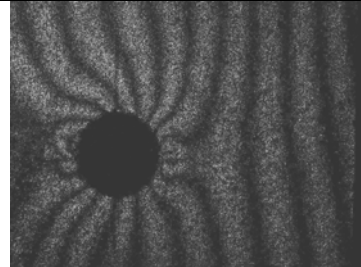


Рис. 8. Різницева СІ ділянки поверхні хаотично армованого вуглепластикового композита за навантаження розтягу 12,5 кН.

Наявність великих похибок вимірювання положення кореляційних смуг на спекл-інтерферограмах зумовлює використання кореляційної ЕСІ переважно для задач неруйнівного контролю різноманітних матеріалів, конструкцій та розсіювальних середовищ, коли немає необхідності в прецизійному обчисленні полів переміщень і деформацій поверхні. Існує багато задач експериментальної механіки та неруйнівного контролю поверхонь матеріалів і виробів, для яких достатньо виконувати лише якісний топологічний аналіз переміщень з похибкою, більшою від половини довжини оптичної хвилі. Зокрема, контроль залишкових напружень біля круглих отворів у зразках виконано в [26, 27], а в зонах зварних швів – у [28]; деформацію згину в консольно закріплених зразках визначали в [29, 30]; швидкість деформації у тестових зразках матеріалів за навантажень розтягу оцінювали у [31–34]. Приклади формування спекл-картин різницевої смуг для виявлення розшарувань у захисних і відновлювальних покритвах [35, 36] та оцінювання критичності вуглепластикових зразків до руйнування і виявлення у них внутрішніх дефектів [37] показані, відповідно, на рис. 7 і 8.

Часова фазозсувна ЕСІ. Сучасні дослідження з експериментальної механіки, механіки дисперсних середовищ, технічної діагностики та неруйнівного контролю, які пов'язані з оцінюванням полів переміщень і деформацій поверхонь матеріалів та інших розсіювальних середовищ, висувають досить високі вимоги до точності відтворення цих полів. Тому останніми роками інтенсивно розвиваються методи часової фазозсувної ЕСІ [3, 20, 38, 39], які дають змогу набагато підвищити точність вимірювань порівняно з кореляційною ЕСІ. У цих методах використовують алгоритми часових фазових зсувів опорного або предметного променів у спекл-інтерферометрах. Практично вони всі розроблені для підвищення точності відтворення рельєфу поверхні методами одно-, дво- і багатохвильової лазерної [21] та сканувальної некогерентної інтерферометрії [40]. Серед часових фазозсувних алгоритмів найбільш поширені три- [21, 41], чотири- [21, 41], п'яти- [21, 41] і шестикрокові [21, 41, 42] алгоритми, а також алгоритми Карре [41], Харіхарана [43] і найменших квадратів [44]. Водночас їх успішно використовують і в ЕСІ, визначаючи фази кожної точки поверхні до переміщення, тобто $\varphi_1(x, y) = \psi(x, y)$, та після переміщення, тобто $\varphi_2(x, y) = \psi(x, y) + \varphi(x, y)$. Кожне значення фаз $\varphi_1(x, y)$ і $\varphi_2(x, y)$ залежить від знака аргументу, оскільки його обчислюють за допомогою непарної функції \arctg для кожного пікселя двох цифрових зображень вихідної і деформованої поверхні, унаслідок чого формуються дві фазові мапи цієї поверхні. Обчислюючи різниці між фазовими мапами $\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$ для кожного пікселя, шукають фазове поле

переміщень або деформацій поверхні зі знаками, які вказують на напрям переміщень.

Фазові зсуви у схемах спекл-інтерферометрів виконують за допомогою різноманітних фазозсувних пристроїв, серед яких найпопулярніші п'єзоелектричні перетворювачі з прикріпленими до них дзеркалами, плоскопаралельні пластини, що змінюють кут нахилу в схемі, та акустооптичні комірки Бреґга [45]. Є два підходи до реалізації фазових зсувів променів у спекл-інтерферометрах. Згідно з першим підходом, зсуви фаз відбуваються покрово, тобто за початкового і кінцевого фіксованого положень досліджуваної ділянки поверхні (наприклад, до і після прикладання навантаження) розподіли інтенсивності у СІ для кожного кроку з урахуванням (6) і (8) можна записати так:

$$s_{1,j}(x, y, t) = s'(x, y) + s''(x, y) \cos(\psi + \delta_j), \quad (16)$$

$$s_{2,j}(x, y, t) = s'(x, y) + s''(x, y) \cos(\psi + \varphi + \delta_j), \quad (17)$$

де $s' = i_0 + i_r$, $s'' = 2\sqrt{i_0 i_r}$, δ_j – j -й фазовий зсув одного з променів, $j = 1, 2, \dots, J$. Такий підхід потребує стрибкоподібної зміни фазових зсувів δ_j . Тому після виконання кожної елементарної операції фазового зсуву променя виникають механічні осциляції фазозсувних пристроїв, які загасають упродовж деякого проміжку часу. Ця обставина суттєво сповільнює процедуру реєстрації серії спекл-інтерферограм з фазовими зсувами δ_j . У другому підході, уперше запропонованому Грейвенкампом [44], фазовий зсув δ променя відбувається неперервно в часі внаслідок подачі на фазозсувний елемент напруги, що постійно зростає. У цьому випадку кожен СІ реєструють упродовж деякого часового проміжку Δ_t . Для такого типу реєстрації СІ вирази (16) і (17) треба переписати так:

$$\begin{aligned} s_1(x, y, t) &= \frac{1}{\Delta_t} \int_{\delta-0,5\Delta_t}^{\delta+0,5\Delta_t} [s'(x, y) + s''(x, y) \cos(\psi + \delta)] d\delta = \\ &= s'(x, y) + s''(x, y) \sin c\left(\frac{\Delta_t}{2\pi}\right) \cos(\psi + \delta), \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} s_2(x, y, t) &= \frac{1}{\Delta_t} \int_{\delta-0,5\Delta_t}^{\delta+0,5\Delta_t} [s'(x, y) + s''(x, y) \cos(\psi + \varphi + \delta)] d\delta = \\ &= s'(x, y) + s''(x, y) \sin c\left(\frac{\Delta_t}{2\pi}\right) \cos(\psi + \varphi + \delta). \end{aligned} \quad (19)$$

Функцію $\gamma = \sin c\left(\frac{\Delta_t}{2\pi}\right)$ у цьому випадку розглядають як функцію передавання модуляції

(ФПМ) під час реєстрації СІ. Для першого підходу вона дорівнює 1, оскільки для $\Delta_t = 0$ $\text{sinc}(0) = 1$. Тому отримані вирази (18) і (19) легко звести до (16) і (17). Також можна довести, що за малих значень Δ_t впливу ФПМ на вихідний сигнал практично нема. Наприклад, для $\Delta_t = 90^\circ$ маємо $\gamma = 0,9$, а для $\Delta_t = 45^\circ$ – $\gamma = 0,97$.

Більшість фазозсувних алгоритмів ґрунтується на використанні фазових зсувів на однаковий кут $\Delta\delta_j = \alpha = 2\pi j/J$, де $j = 1, \dots, J$ – номер кроку. Наприклад, для трикрокових фазозсувних алгоритмів [46], у яких $\delta_j = -\alpha, 0, \alpha$, фазові поля поверхні до ($n = 1$) та після ($n = 2$) переміщення, тобто після прикладання до зразка навантаження, визначають за формулою

$$\varphi_n(x, y) = \operatorname{arctg} \left[\left(\frac{1 - \cos \alpha}{\sin \alpha} \right) \frac{s_{n,1} - s_{n,3}}{2s_{n,2} - s_{n,1} - s_{n,3}} \right], \quad (20)$$

звідки шукана фаза $\varphi(x, y) = \varphi_2(x, y) - \varphi_1(x, y)$. Найчастіше використовують алгоритм, для якого $\alpha = \pi/2$. У цьому випадку

$$\varphi_n(x, y) = \operatorname{arctg} \left(\frac{s_{n,1} - s_{n,3}}{2s_{n,2} - s_{n,1} - s_{n,3}} \right). \quad (21)$$

Для багатокрокових алгоритмів, що мають більше трьох кроків, також часто використовують кут $\alpha = \pi/2$. Зокрема, для чотирикрокового алгоритму ($\delta_j = 0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$) маємо (Greiven92)

$$\varphi_n(x, y) = \operatorname{arctg} \left(\frac{s_{n,4} - s_{n,2}}{s_{n,4} - s_{n,3}} \right), \quad (22)$$

для п'ятикрокового ($\delta_j = -\pi, -\pi/2, 0, \pi/2, \pi$) –

$$\varphi_n(x, y) = \operatorname{arctg} \left[\frac{2(s_{n,2} - s_{n,4})}{2s_{n,3} - s_{n,5} - s_{n,1}} \right]. \quad (23)$$

Отримані розв'язки (20)–(22) для три- і чотирикрокових алгоритмів є досить чутливими до систематичних похибок, зумовлених навіть незначними відхиленнями кутів δ_j від номінальних значень. Однак розв'язок алгоритму Харіхарана [43] у вигляді формули (23) є досить стійким до такого типу похибок. У загальному випадку в цьому алгоритмі розглядають п'ять фазових зсувів $\delta_j = -2\alpha, -\alpha, 0, \alpha, 2\alpha$. Виконуючи ці зсуви, отримують систему рівнянь

$$\left. \begin{aligned} s_{n,1}(x, y, t) &= s'(x, y) + s''(x, y) \cos(\varphi_n - 2\alpha) \\ s_{n,2}(x, y, t) &= s'(x, y) + s''(x, y) \cos(\varphi_n - \alpha) \\ s_{n,3}(x, y, t) &= s'(x, y) + s''(x, y) \cos(\varphi_n) \\ s_{n,4}(x, y, t) &= s'(x, y) + s''(x, y) \cos(\varphi_n + \alpha) \\ s_{n,5}(x, y, t) &= s'(x, y) + s''(x, y) \cos(\varphi_n + 2\alpha) \end{aligned} \right\}, \quad (24)$$

де $n = 1, 2$, причому $\varphi_1 = \psi$, $\varphi_2 = \psi + \varphi$. Після низки перетворень системи рівнянь (24) одержують таку рівність:

$$\frac{\operatorname{tg}[\varphi_n(x, y)]}{2 \sin \alpha} = \frac{s_{n,2} - s_{n,4}}{2s_{n,3} - s_{n,5} - s_{n,1}}. \quad (25)$$

Оскільки вибір фазового зсуву α є довільним, то можна мінімізувати отриманий вираз (25) відносно похибок фазового зсуву, продиференціювавши його по α , тобто

$$\frac{d}{d\alpha} \left\{ \frac{\operatorname{tg}[\varphi_n(x, y)]}{2 \sin \alpha} \right\} = \frac{-\cos \alpha \cdot \operatorname{tg}[\varphi_n(x, y)]}{2 \sin^2 \alpha}. \quad (26)$$

Цей вираз прямує до нуля, якщо $\alpha = \pi/2$. Якщо це значення α використати для фазового зсуву, то в підсумку отримаємо шуканий розв'язок (23).

Після знаходження значень фаз $\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$ у кожному пікселі формують циклічну (згорнуту) фазову мапу (“wrapped phase map”) переміщень поверхні. Ця мапа має чітко виражену циклічну структуру, зумовлену тим, що фази φ_1 і φ_2 є функціями арктангенса (див. (20)–(23)), який визначений в обмеженому діапазоні від $-\pi/2$ до $\pi/2$. Наступна

операція полягає у фазовій дециклізації, тобто у розгортанні (“phase unwrapping”) циклічної фазової мапи. Сьогодні розроблено велику кількість методів та алгоритмів дециклізації фазових мап, серед яких найпоширенішими можна вважати метод залишків та розтинів (програма Gold), метод мінімальних потоків (програма Flynn) і алгоритм мінімізації L^p -норми з автомаскою (програма Lpno) [47].

Методи часової фазозсувної ЕСІ мають високу чутливість, яка теоретично може досягати $\lambda/1000$, хоча в реальних спекл-інтерферометрах вона, зазвичай, не перевищує $\lambda/300$.

Просторова фазозсувна ЕСІ. Часову фазозсувну ЕСІ використовують у тих випадках, коли досліджувана поверхня нерухома під час реєстрації серії СІ. Однак у багатьох реальних випадках, коли поверхня постійно змінює положення під дією вібрацій або інших чинників, методи часової фазозсувної ЕСІ стають некоректними. Для вирішення цієї проблеми запропоновано використовувати просторову фазозсувну ЕСІ, у якій усі зсунуті за фазою спекл-інтерферограми реєструють одночасно [41]. Найбільше поширені методи просторової фазозсувної ЕСІ, у яких використовують просторову частоту-носії під час реєстрації СІ [25, 48, 49]. Таку частоту найпростіше сформулювати, спрямовуючи плоску опорну хвилю під кутом $\beta = 2\pi u_0 x$ до площини розташування матриці відеосенсора вздовж горизонтального напрямку розміщення рядків пікселів (тобто вздовж осі x), де u_0 – частота-носії. Цю частоту вибирають так, щоб ціла кількість пікселів у горизонтальному рядку матриці припадала на кожну смугу (просторовий період) інтерференційної картини, яка має частоту u_0 і просторовий період Lp_x , тобто щоб $u_0 = 1/Lp_x$, де L – кількість пікселів горизонтальних лінійок, що припадають на одну смугу, p_x – відстань між сусідніми пікселами. Отже, враховуючи (6), розподіл інтенсивності у спекл-інтерферограмі з частотою-носієм $u_0 = 1/Lp_x$ можна записати так:

$$s_1(x, y) = s'(x, y) + s''(x, y) \cos[\psi(x, y) + 2\pi u_0 x] = s' + s'' \cos\left(\psi + \frac{2\pi x}{Lp_x}\right). \quad (27)$$

СІ, описувану виразом (27), реєструють матричним відеосенсором розмірністю $M \times N$ пікселів. У межах однієї смуги (одного періоду) інтерференційної картини з частотою-носієм u_0 кожен l -й піксел ($l = 1, \dots, L$) реєструє фазу хвилі, яка зсунута на кут $2\pi/L$ відносно фази, реєстрованої сусіднім пікселом. Тому, враховуючи інтегрування розподілу інтенсивності прямокутними пікселами, кожен з яких має розмір $d_x \times d_y$ ($d_x \leq p_x$), зареєстровану СІ можна записати у вигляді

$$\tilde{s}_1(x, y) = s'(x, y) + s''(x, y) \operatorname{sinc}\left(\frac{d_x}{2\pi}\right) \cos\left[\psi(x, y) + \frac{2\pi x}{Lp_x}\right].$$

(28)

де функція $\operatorname{sinc}(\dots)$ – МПФ піксела матриці вздовж осі x .

Отриману СІ можна розділити на L окремих СІ, причому якщо вихідна СІ має M рядків і N стовпців, то кожна новоутворена СІ є матрицею, що має M рядків та N/L стовпців. Наприклад, для $L = 3$, тобто для випадку, коли на просторовий період Lp_x припадає три піксели, формують три СІ, а саме:

$$\tilde{s}_{1,1}(x, y) = s'(x, y) + s''(x, y) \operatorname{sinc}\left(\frac{d_x}{2\pi}\right) \cos\left[\psi(x, y) + \frac{2\pi x}{Lp_x} + \frac{2\pi}{3}\right], \quad (29)$$

$$\tilde{s}_{1,2}(x, y) = s'(x, y) + s''(x, y) \sin c\left(\frac{d_x}{2\pi}\right) \cos\left[\psi(x, y) + \frac{2\pi x}{Lp_x} + \frac{4\pi}{3}\right], \quad (30)$$

$$\tilde{s}_{1,3}(x, y) = s'(x, y) + s''(x, y) \sin c\left(\frac{d_x}{2\pi}\right) \cos\left[\psi(x, y) + \frac{2\pi x}{Lp_x} + 2\pi\right]. \quad (31)$$

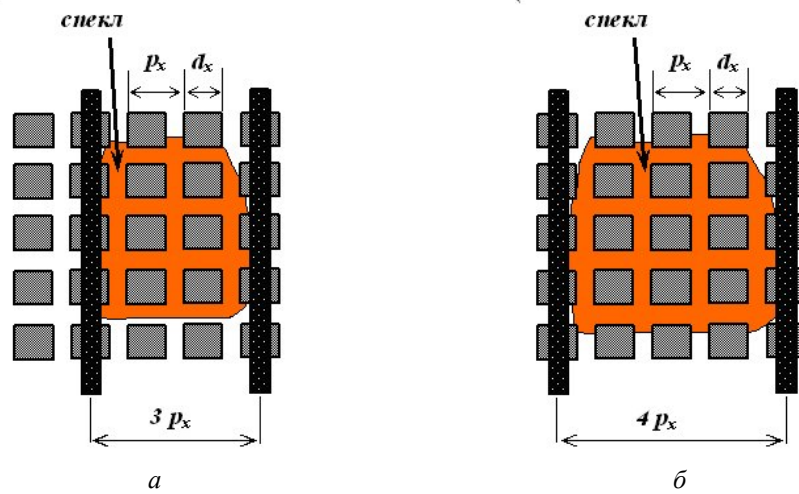


Рис. 9. Найбільш прийнятні середні розміри спеклів для ЕСІ з частотою носієм $(3p_x)^{-1}$ і просторовим фазовим зсувом, що дорівнює $2\pi/3$ (а); з частотою носієм $(4p_x)^{-1}$ і просторовим фазовим зсувом, що дорівнює $\pi/2$ (б).

Як бачимо, кожна з новоутворених СІ відрізняється від попередньої зсувом опорної хвилі на кут $2\pi/3$, тому зрозуміло, що вирази (28) і (31) ідентичні, оскільки для $\tilde{s}_{1,3}$ починається новий цикл, кратний 2π . З виразів (29)–(31) визначають фазу $\varphi_1 = \psi + \frac{2\pi x}{Lp_x}$ за формулою

$$\varphi_1 = \arctg\left(\sqrt{3} \frac{\tilde{s}_{1,2} - \tilde{s}_{1,1}}{2\tilde{s}_{1,3} - \tilde{s}_{1,1} - \tilde{s}_{1,2}}\right). \quad (32)$$

Фазу $\varphi_2 = \psi + \varphi + \frac{2\pi x}{Lp_x}$ обчислюють за подібною формулою

$$\varphi_2 = \arctg\left(\sqrt{3} \frac{\tilde{s}_{2,2} - \tilde{s}_{2,1}}{2\tilde{s}_{2,3} - \tilde{s}_{2,1} - \tilde{s}_{2,2}}\right), \quad (33)$$

звідки знаходять шукану фазу $\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$.

Характерна особливість просторових фазозсувних спекл-інтерферометрів полягає в необхідності формування середніх розмірів спеклів, сумірних з просторовим періодом Lp_x [25]. Наприклад, для ЕСІ з просторовим фазовим зсувом, що дорівнює $2\pi/3$, середній розмір спекла повинен становити 3 піксели, а для ЕСІ зі зсувом $\pi/2$ – 4 піксели (рис. 9).

Практичне застосування методів фазозсувної ЕСІ. Методи фазозсувної ЕСІ

застосовують для розв'язування задач експериментальної механіки. Зокрема, у [50] часову і просторову фазозсувну ЕСІ використовували для вимірювання параметрів руйнування балкового зразка бетону, армованого сталевими волокнами під дією триточкового згину. Розроблено методики інтерпретації за отриманими інтерференційними смугами величин розкриття тріщини, а також вістря тріщини для різних рівнів навантаження, передбачено максимальне навантаження на зразок на підставі моделі руйнування 2К ("double-K fracture model").

Для визначення параметрів локального руйнування конструкційних матеріалів за допомогою ЕСІ часто використовують технологію багатокрокового експерименту, у якій з метою мінімізації декореляції між сусідніми спекл-інтерферограмами поступове збільшення навантажень до досліджуваних зразків виконують з малими приростами. У цьому разі серію зсунутих за фазою спекл-інтерферограм реєструють на кожному з фіксованих кроків прикладеного навантаження. Саме за такою технологією визначали КІН_і в однорідних конструкційних матеріалах з односторонньою крайовою тріщиною [51] та в алюмінієвому зразку 1050А товщиною 6 мм за допомогою універсальної машини INSTRON@ [52], оцінювали розподіл деформацій на краю вуглепластикової пластини за навантажень чотириточкового згину [53], а також вимірювали розкриття тріщини у бетонних балкових зразках з центральним надрізом (глибина надрізу – 30 мм, ширина – 3 мм) за допомогою 3D електронного спекл-інтерферометра Q300 [54].

Методи і засоби фазозсувної ЕСІ також використовують для технічної діагностики елементів конструкцій, деталей машин та інших виробів. Зокрема, вимірювання поздовжніх та поперечних напружень і деформацій на профілях складної форми, деталях автомобілів, місцях зварних з'єднань окремих конструктивних елементів виконували Еттемейер, Ванг і Вальц [55], а комбіновані вимірювання форми і деформацій зразків, у тому числі чарункових структур, –Пфейфер та ін. [56]. Автори цих праць порівнюють результати вимірювань, виконаних традиційними методами (за допомогою тензодавачів) та методами ЕСІ, зазначаючи про їхні переваги в тому, що вони дають змогу будувати карти розподілу напружень і деформацій під поверхні довільної форми. Відомі також праці, у яких методами ЕСІ реєструють підповерхневі тріщини. Наприклад, Кім та ін. [57] визначали внутрішні тріщини за допомогою фазозсувної ЕСІ у трубопроводах.

Методи 3D ЕСІ успішно використовують в автомобілебудуванні. Зокрема, Янг і Еттемейер [58] на підставі створеного 3D спекл-інтерферометра MicroStar визначали розподіл 3D деформацій на поверхні коробки передач 4WD корпорації Даймлер-Крайслер АГ.

Гетеродинна ЕСІ. Гетеродинна ЕСІ полягає у визначенні мікропереміщень поверхні за допомогою формування частоти биття, яку можна реалізувати різними способами [59–63]. Інтерференційні сигнали в гетеродинній інтерферометрії реєструють у часі відстежуванням за допомогою одноелементного фотоприймача переміщення точкової ділянки поверхні, на якій інтерферують два промені, що падають на поверхню. Зокрема, Лі, Лін і Хуанг (Lee 09) (Lee 12) запропонували метод гетеродинної ЕСІ, у якому частота биття формується внаслідок незначної зміни довжини хвилі випромінювання напівпровідникового лазера завдяки подачі на нього пілкоподібної напруги. У розроблених схемах гетеродинних спекл-інтерферометрів лазерне джерело, модульоване за довжиною хвилі з розмахом $\Delta\lambda$ і одночасно за інтенсивністю s у межах Δs , освітлює рухому шорстку поверхню двома протилежними променями з різницею ходу, що дорівнює Δl . Одна з таких схем показана на рис. 10.

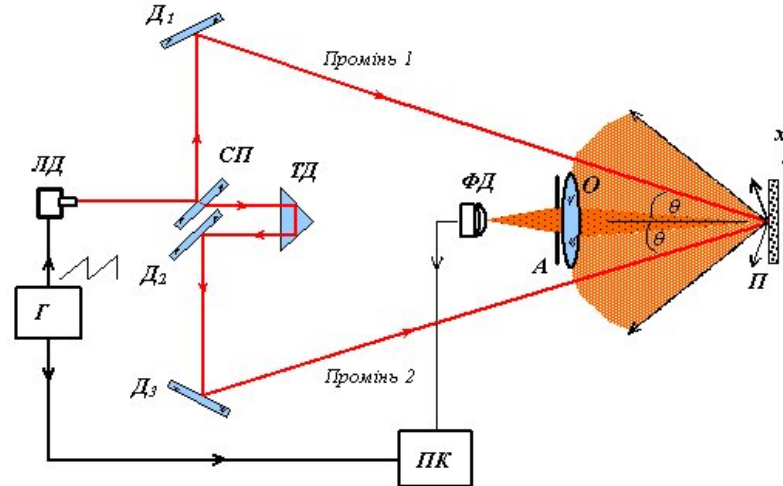


Рис. 10. Схема гетеродинного спекл-інтерферометра [63]:

ЛД – лазерний діод; Г – генератор пилоподібної напруги; D_1, D_2, D_3 – дзеркала; ТД – трикутне дзеркало; П – поверхня зразка; О – об'єктив; ФД – фотодіод; ПК – персональний комп'ютер.

Унаслідок інтерференції цих променів на фотодетекторі формується інтерференційний сигнал

$$s(t) \propto (s_0 + \Delta s \cdot f \cdot t) [1 + \gamma \cos(\varphi + \Phi - \omega t)], \quad (34)$$

де s_0 – постійна складова інтенсивності s інтерференційного сигналу; f – частота пилоподібної напруги, яку подають на лазерний діод; γ – видність (контраст) інтерференційного сигналу; $\varphi = 2\pi\Delta l/\lambda$ – початкова фаза, що виникає внаслідок наявності оптичної різниці ходу Δl ; $\omega = 2\pi f(\Delta\lambda)(\Delta l)/\lambda^2$ – гетеродинна частота; $\Phi = 4\pi u \sin\theta/\lambda$ – шукана зміна фази внаслідок поперечного переміщення u шорсткої поверхні, на яку падають два промені під протилежними кутами $|\theta|$. Запропонований метод дає змогу вимірювати переміщення у межах 220 мкм з просторовим розділенням до 10 нм і похибками переміщення близько 1 нм. Чутливість методу досягає 0,8 град/нм. Метод використано для визначення прецизійних переміщень елементів мікроелектромеханічних систем та моніторингу вібрацій елементів мікроконструкцій.

Методи ЕСІ з використанням Фур'є-перетворення спекл-інтерферограм.

Розрізняють дві основні групи методів ЕСІ з використанням Фур'є-перетворення спекл-інтерферограм (ФПЕСІ): 1) без просторової частоти-носія (ЧН); 2) з просторовою ЧН. Однак зазвичай використовують просторову ЧН u_c [64]. Для того, щоб позбутися невизначеності в напрямі переміщення тої чи іншої ділянки поверхні, цю частоту вибирають такою, щоб вона перевищувала максимальну частоту інтерференційної картини на спекл-інтерферограмі, яка, відповідно, повинна перевищувати всі просторові частоти, що виникають унаслідок варіацій інтенсивності й фази. У загальному випадку цю вимогу можна описати такою нерівністю [65]:

$$2\pi u_c > \max[\text{grad}(\psi(x, y))]. \quad (35)$$

Отже, нехай розподіл інтенсивності у спекл-інтерферограмі $s_1(x, y)$, модульованій частотою-носієм u_c , описує вираз (27), у якому зроблено заміну u_0 на u_c , тобто

$$s_1(x, y) = s'(x, y) + s''(x, y) \cos[\psi(x, y) + 2\pi u_c x]. \quad (36)$$

З використанням експоненціальної форми запису функції $\cos(\dots)$ наведемо (36) у такому вигляді:

$$\begin{aligned} s_1(x, y) &= s'(x, y) + \frac{1}{2} s''(x, y) \{ \exp[j(\psi(x, y) + 2\pi u_c x)] + \exp[-j(\psi(x, y) + 2\pi u_c x)] \} = \\ &= s'(x, y) + c(x, y) + c^*(x, y), \end{aligned} \quad (37)$$

де $c(x, y)$ і $c^*(x, y)$ – комплексні функції. Виконавши Фур'є-перетворення лівої і правої частин виразу (37), отримуємо [64]

$$S_1(u, v) = S'(u, v) + C(u - u_c, v) + C^*(-u - u_c, -v), \quad (38)$$

де $S_1(u, v) = F\{s_1(x, y)\}$, $S'(u, v) = F\{s'(x, y)\}$, $C(u - u_c, v) = F\{c(x, y)\}$, $C^*(-u - u_c, -v) = F\{c^*(x, y)\}$, F – символ Фур'є-перетворення.

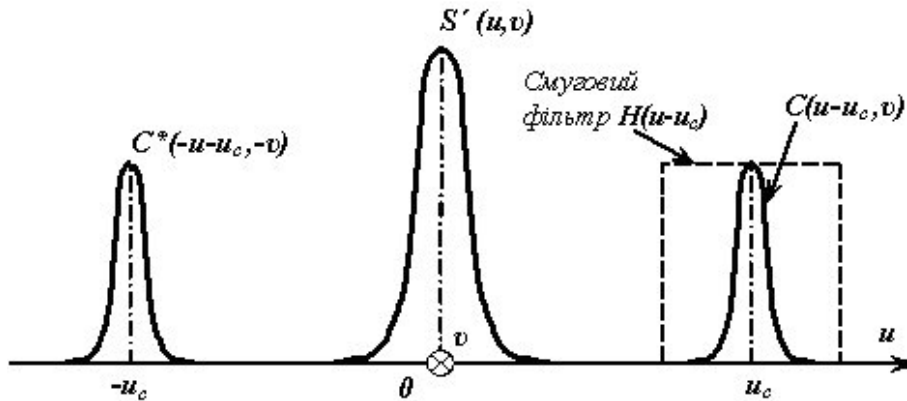


Рис. 11. Розподіл компонент Фур'є-спектра $S_1(u, v)$ у площині просторових частот.

Якщо виконується вимога (35), то всі складові S' , C і C^* спектра $S_1(u, v)$ не накладаються, тобто просторово відокремлені між собою. Низькочастотна складова $S'(u, v)$ зосереджена в центральній області спектра і дає інформацію про постійну компоненту інтерференційної картини та низькочастотні завади. Центри високочастотних складових $C(u - u_c, v)$ і $C^*(-u - u_c, -v)$ розташовані в симетричних відносно центра спектральної площини (u, v) точках $(u_c, 0)$ і $(-u_c, 0)$, відповідно. Щоб виділити лише одну високочастотну складову, наприклад $C(u - u_c, v)$, використовують смуговий фільтр $H(u - u_c)$. У найпростішому випадку цей фільтр можна записати у вигляді прямокутної

функції, тобто $H(u - u_c) = \text{rect}\left(\frac{u}{\Delta u_b} - u_c\right)$, де Δu_b – ширина смуги, яка повністю

захоплює складову $C(u - u_c, v)$. На рис. 11 схематично показано розташування всіх пелюсток $S'(u, v)$, $C(u - u_c, v)$ і $C^*(-u - u_c, -v)$ спектра $S_1(u, v)$ у площині (u, v) просторових частот, а також контур смугового фільтра $H(u - u_c)$.

Відфільтрована функція $C(u - u_c, v)$ не є ермітовою. Тому, виконуючи її зворотне Фур'є-перетворення, отримують комплексну функцію $c(x, y)$, що містить дійсну й уявну частини, після чого визначають фазу $\psi(x, y)$ за формулою [25, 64]

$$\psi(x, y) = \varphi_1(x, y) = \operatorname{arctg} \left\{ \frac{\operatorname{Im}[c(x, y)]}{\operatorname{Re}[c(x, y)]} \right\}. \quad (39)$$

Аналогічно шукають фазу $\varphi_2(x, y)$ деформованої поверхні, після чого обчислюють шукану фазу $\varphi(x, y) = \varphi_2(x, y) - \varphi_1(x, y)$.

Хоча чутливість методів ЕСІ з використанням Фур'є-перетворення спекл-інтерферограм на порядок нижча від чутливості методів часової фазозсувної ЕСІ, їх успішно використовують під час дослідження динамічних деформацій поверхонь матеріалів та елементів конструкцій, оскільки для відтворення фазової карти переміщення поверхні достатньо зареєструвати всього дві СІ у її початковому і деформованому станах. Такі дослідження, зокрема, проведені Педріні, Тіціані і Зоу [66–68], Прітером і Свейном [69], Трілло, Лопесом–Васкесом та ін. [70, 71].

Двокрокова часова фазозсувна ЕСІ. Методи часової фазозсувної ЕСІ мають надзвичайно високу чутливість, яка досягає тисячних часток довжини хвилі випромінювання. Для відтворення полів фазових переміщень поверхні треба реалізувати багатокрокові фазозсувні алгоритми, починаючи з трикрокового. Необхідна умова реалізації таких алгоритмів полягає в реєстрації на кожному j -му кроці такої СІ, у якій один з променів (опорний або предметний) зсунутий на кут $2\pi/J$ відносно СІ, що реєструється на першому кроці. Такі вимоги суттєво обмежують швидкість методів часової фазозсувної ЕСІ. Крім того, для реалізації переважної більшості алгоритмів треба виконати досить точні фазові зсуви опорного або предметного променів на задані кути. Тому цілком природними є спроби дослідників розробити простіші і швидкісні методи й алгоритми часової фазозсувної спекл-інтерферометрії. Серед них досить перспективними є методи двокрокової ЕСІ. Вони значно простіші, ніж традиційні часові фазозсувні методи, оскільки лише дві СІ достатньо зареєструвати для кожного стану поверхні. У деяких двокрокових алгоритмах використовують фазовий зсув, що дорівнює $\pi/2$ [72–75]. Однак вони вимагають використання відкаліброваного фазозсувного пристрою. Двокроковий метод, запропонований Сессельманом і Гонсалвесом [76], відрізняється від попередніх, оскільки в ньому можна виконувати фазовий зсув на заданий кут α в межах $0 < \alpha < \pi$. Проте тут також треба використовувати калібрований фазозсувний елемент, оскільки для обчислення фазової мапи переміщення поверхні необхідно знати фазовий зсув.

Новий метод двоступеневої фазозсувної ЕСІ з довільним фазовим зсувом опорного променя запропонований Вороняком, Кметьом і Личаком [77]. Він забезпечує відтворення поля переміщень поверхні лише за двома СІ початкового стану поверхні, що відрізняються між собою лише довільним фазовим зсувом α опорного променя, і двома аналогічними СІ деформованого стану поверхні. У цьому разі опорний промінь можна зсувати на довільний кут в усьому діапазоні від 0 до π включно, тобто $0 \leq \alpha \leq \pi$, оскільки систематична похибка його визначення (екстрагування) у цьому діапазоні не перевищує 1,3 градуса.

У цьому методі реєструють дві СІ недеформованої поверхні

$$s_{1,1}(x, y, t) = s'(x, y) + s''(x, y) \cos \psi, \quad (40)$$

$$s_{1,2}(x, y, t) = s'(x, y) + s''(x, y) \cos(\psi + \alpha), \quad (41)$$

та дві СІ цієї ж поверхні після прикладання до неї навантаження

$$s_{2,1}(x, y, t) = s'(x, y) + s''(x, y) \cos(\psi + \varphi), \quad (42)$$

$$s_{2,2}(x, y, t) = s'(x, y) + s''(x, y) \cos(\psi + \varphi + \alpha). \quad (43)$$

Для визначення довільного фазового зсуву α запропоновано використати коефіцієнти розкладу Фур'є-спектра від зареєстрованих СІ [77]. Знайдений кут α використовують у розробленому авторами алгоритмі для визначення фази φ переміщення за формулою

$$\varphi(x, y) = 2 \arctg \left[\frac{s_{1,1} + s_{1,2} - s_{2,1} - s_{2,2}}{s_{1,1} - s_{1,2} + s_{2,1} - s_{2,2}} \right] \operatorname{tg} \frac{\alpha}{2}. \quad (44)$$

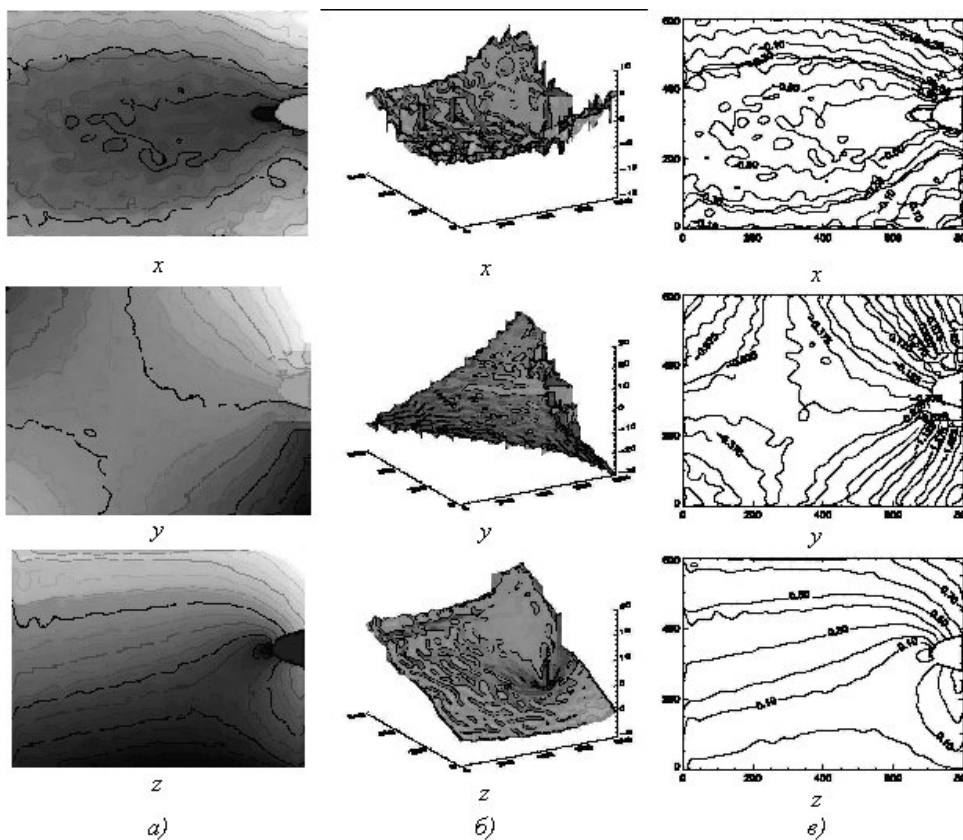


Рис. 12. Результат обробки спекл-інтерферограм фазозсувним алгоритмом для балкового зразка (СТ. 45) з концентратором напружень:
a – фазові поля переміщення поверхні; *б* – ізометричні зображення фазових полів;
в – карти полів переміщень [79].

Зазначимо, що подібний метод, у якому реалізовано довільний фазовий зсув променя, розроблено значно пізніше [78], причому він поступається перед розглянутим вище тим, що забезпечує достатню точність екстрагування невідомого фазового зсуву лише в межах малих кутів, які не перевищують $\pi/3$.

Розроблений метод використано під час створення 3D спекл-інтерферометра, у

якому поєднані схеми інтерферометрів Ліндерця і Маха–Цендера для забезпечення формування полів поздовжніх і поперечних переміщень [79]. Результати побудови полів переміщень уздовж осей x , y і z за допомогою цього інтерферометра відображено на рис. 12.

Отже, наведений огляд відомих методів ЕСІ засвідчив їхнє надзвичайно важливе значення для дослідження напружено-деформованого стану конструкційних матеріалів. Методи дають змогу реєструвати повільні та швидкі зміни полів поверхневих деформацій у лабораторних і натурних умовах. Про важливість цих методів свідчить щораз більший обсяг науково-технічних публікацій на цю тематику, а також низка малосерійних електронних спекл-інтерферометрів, що їх виготовляють такі провідні компанії та корпорації, як “1st High Tech”, “Dantec Dynamics”, “Optonor”, “Holmarc Opto-Mechatronics Pvt. Ltd.”, “4D Technology” та ін. Сьогодні методи і засоби ЕСІ стали потужним знаряддям для неруйнівного контролю і технічної діагностики виробів, деталей машин і елементів конструкцій, а також для науково-технічних досліджень в експериментальній механіці та механіці руйнування.

1. *Jones R.* Holographic and Speckle Interferometry / R. Jones, C. Wykes. – Cambridge : Cambridge University Press, 1989. – 353 p.
2. *Interferometry in speckle light: Theory and Applications* / [Eds. P. Jacquot, J.-M. Fournier]. – Berlin : Springer, 2000. – 659 p.
3. *Digital speckle pattern interferometry and related techniques* / [Ed. P.K. Rastogi]. – Chichester : John Wiley and Sons, 2001. – 368 p.
4. *Goodman J.W.* Speckle Phenomena in Optics: Theory and Applications / J.W. Goodman. – Greenwood Village, CO : Roberts and Company, 2007. – 387 p.
5. *Steinchen W.* Digital Shearography: Theory and Application of Digital Speckle Pattern Shearing Interferometry / W. Steinchen, L. Yang // SPIE Press. – Vol. PM 100. – Bellingham, WA : SPIE, 2003. – 230 p.
6. *Applications of digital-image correlation techniques to experimental mechanics* / T.C. Chu, W.F. Ranson, M.A. Sutton, W.H. Peters // Exp. Mech. – 1985. – Vol. 25, N 3. – P. 232–244.
7. *Two-dimensional digital image correlation for in-plane displacement and strain measurement: a review* / B. Pan, K. Qian, H. Xie, A. Asundi // Meas. Sci. Technol. – 2009. – Vol. 20. – P. 062001 – 1–17.
8. *Муравський Л.І.* Методи спекл-кореляції для дослідження механічних властивостей конструкційних матеріалів / Л.І. Муравський. – К. : Наук. думка, 2010. – 208 с.
9. *Schnars U.* Digital Holography: Digital Hologram Recording, Numerical Reconstruction, and Related Techniques / U. Schnars, W. Jueptner. – Dordrecht : Springer, 2005. – 172 p.
10. *Goodman J.W.* Statistical properties of laser speckle patterns // Laser Speckle and Related Phenomena / J.W. Goodman / [Ed. J.C. Dainty]. – Berlin : Springer-Verlag, 1975. – P. 9–75.
11. *Франсон М.* Оптика спеклов / М. Франсон. – М. : Мир, 1980. – 173 с.
12. *Гудмен Дж.* Статистическая оптика / Дж. Гудмен. – М. : Мир, 1988 – 528 с.
13. *Løkberg O.J.* Speckles and speckle techniques for bio-medical applications / O.J. Løkberg // Proc. SPIE. Bioptics: Optics in Biomedicine and Environmental Sciences. –1992. – Vol. 1524. – P. 35–47.
14. *Holst G.C.* CCD Arrays, Cameras and Displays / G.C. Holst. – Bellingham, WA: SPIE

- Press, 1998. – 378 p.
15. *Jacob B.R.* CMOS: Circuit Design, Layout, and Simulation / B.R. Jacob. – Chichester: John Wiley and Sons, 2010. – 1208 p.
 16. *Sjödahl M.* Systematic and random errors in electronic speckle photography / M. Sjödahl, L.R. Benckert // *Appl. Opt.* – 1994. – Vol. 33. – P. 7461–7471.
 17. *Butters J.N.* Holographic and video techniques applied to engineering measurement / J.N. Butters, J.A. Leendertz // *J. Meas. Control.* – 1971. – Vol. 4. – P. 349–354.
 18. *Macovski A.* Time lapse interferometry and contouring using television systems / A. Macovski, D. Ramsey, L.F. Schaefer // *Appl. Opt.* – 1971. – Vol. 10. – P. 2722–2727.
 19. *Løkberg O.J.* Basic Electronic Speckle Interferometry // *Applied Optics and Optical Engineering* / O.J. Løkberg, G.Å. Slettemoen / [Ed. R. Shannon, J. Wyant]. – 1987. – Vol. 10. – P.455–504.
 20. *Kreis T.* Handbook of Holographic Interferometry: Optical and Digital Methods / T. Kreis. – Weinheim : WILEY–VCH Verlag GmbH & Co., 2005. – 542 p.
 21. *Malacara D.* Interferogram Analysis for Optical Testing, 2-nd ed. / D. Malacara, M. Servín, Z. Malacara. – Boca Raton, FL : Taylor & Francis, 2005. – 568 p.
 22. *Malacara D.* Twyman–Green interferometer / D. Malacara // *Optical Shop Testing*, 3-rd ed. / [Ed. D. Malacara]. – Hobocен, NJ : John Wiley & Sons, Inc., 2007. – Ch. 2. – P. 46–96.
 23. *Mantravadi M.V.* Newton, Fizeau, and Haidinger interferometers / M.V. Mantravadi, D. Malacara // *Optical Shop Testing* / [Ed. D. Malacara]. – Hobocен, NJ : John Wiley & Sons, Inc., 2007. – Ch. 1. – P. 1–45.
 24. *Leendertz J.A.* Interferometric displacement measurement on scattering surfaces utilizing speckle effect / J.A. Leendertz // *J. Phys. E: Sci. Instrum.* – 1970. – Vol. 3. – P. 214–218.
 25. *Sirohi S.R.* Optical Methods of Measurement: Wholefield Techniques, 2nd ed. / S.R. Sirohi. – Boca Raton, FL : Taylor & Francis, 2009. – 290 p.
 26. *Zhang J., Chang T.C.* Fiber electronic speckle pattern interferometry and its applications in residual stress measurements / J. Zhang, T.C. Chang // *Appl. Opt.* – 1998. – Vol. 37. – P. 6707–6715.
 27. *Апальков А.А.* Применение электронной спекл-интерферометрии для измерения остаточных напряжений / А.А. Апальков, И.Н. Одинцев, И.А. Разумовский // Заводская лаборатория. Диагностика материалов. – 2002. – № 4. – С. 48–51.
 28. *Махутов Н.А.* Исследования остаточных напряжений с применением электронной цифровой спекл-интерферометрии в натуральных условиях / И.А. Разумовский, В.С. Косов [и др.] // Заводская лаборатория. Диагностика материалов. – 2008. – № 5. – С. 47–51.
 29. *Одинцев И.Н.* Компенсационный спекл-интерферометр для измерения деформации изгиба / И.Н. Одинцев, А.А. Апальков // Заводская лаборатория. Диагностика материалов. – 2001. – № 12. – С. 44–48.
 30. Дослідження поверхневих деформацій металічних балкових зразків методами електронної спекл-інтерферометрії / Л.І. Муравський, Т.І. Вороняк, В.І. Смоляк, А.Л. Тхорук // Відбір і обробка інформації. – 2002. – Вип. 17. – С. 131–135.
 31. *Gong X.L.* Investigation on mechanism of plastic deformation by digital speckle pattern interferometry / X.L. Gong, S. Toyooka // *Exp. Mech.* – 1999. – Vol. 39. – P. 25–29.
 32. Characterisation of PLC band parameters using laser speckle technique / R. Shabadi, S. Kumar, H. Roven, E.S. Dwarakadasa // *Mater. Sci. Eng. A.* – 2004. – Vol. 364. – P. 140–150.

33. Strain rate measurement by Electronic Speckle Pattern Interferometry: a new look at the localization onset / B. Guelorget, M. Francois, C. Vial-Edwards [et al.] // Mater. Sci. Eng. A. – 2006. – Vol. 415. – P. 234–241.
34. *Hu B.* Stress and strain analysis of metal plates with holes / B. Hu, S. Yoshida, J. Gaffney // Dynamic Behavior of Materials, Vol. 1. – Springer, 2011. – P. 187–194.
35. *Вороняк Т.І.* Використання різницевої електронної спекл-інтерферометрії для неруйнівного контролю захисних і відновлювальних покриттів // Т.І. Вороняк, Л.І. Муравський, Г.І. Гаськевич / Фізичні методи та засоби контролю середовищ, матеріалів та виробів. – 2005. – Вип. 10. – С. 203–208.
36. *Вороняк Т.І.* Контроль поверхневих переміщень та дефектів зразків конструкційних матеріалів методами електронної спекл-інтерферометрії / Т.І. Вороняк, Л.І. Муравський // Методи та прилади контролю якості. – 2006. – Вип. 16. – С. 41–47.
37. *Вороняк Т.І.* Контроль процесів деформування та руйнування композитних матеріалів засобами електронної спекл-інтерферометрії / Т.І. Вороняк, Л.І. Муравський, Я.Л. Іваницький // Методи та прилади контролю якості. – 2012. – № 1. – С. 9–15.
38. *Burke J.* Spatial versus temporal phase shifting in electronic speckle-pattern interferometry: noise comparison in phase maps / J. Burke, H. Helmers // Appl. Opt. – 2000. – Vol. 39. – P. 4598–4606.
39. *Kaufmann G.H.* Phase measurement in temporal speckle pattern interferometry: comparison between the phase-shifting and Fourier transform methods / G.H. Kaufmann, G.E. Galizzi // Appl. Opt. – 2002. – Vol. 41. – P. 7254–7263.
40. *Schmit J.* Surface profilers, multiple wavelength, and white light interferometry / J. Schmit, K. Creath, J.C. Wyant / [Ed. D. Malacara] // Optical Shop Testing, 3-rd ed. – Hoboken, NJ : John Wiley & Sons, 2007. – Chapter 15. – P. 667–755.
41. *Schreiber H.* Phase shifting interferometry / H. Schreiber, J.H. Bruning / [Ed. D. Malacara] // Optical Shop Testing, 3rd ed. – Hoboken, NJ : John Wiley & Sons, 2007. – Chapter 14. – P. 547–666.
42. *Surrel Y.* Design of algorithms for phase measurements by the use of phase-stepping / Y. Surrel // Appl. Opt. – 1996. – Vol. 35. – P. 51–60.
43. *Hariharan P.* Digital phase-shifting interferometry: a simple error-compensating phase calculation algorithm / P. Hariharan, B.F. Oreb, T. Eiju // Appl. Opt. – 1987. – Vol. 26. – P. 2504–2505.
44. *Greivenkamp J.E.* Generalized data reduction for heterodyne interferometry / J.E. Greivenkamp // Opt. Eng. – 1984. – Vol. 23. – P. 350–352.
45. *Greivenkamp J.E.* Phase shifting interferometry / J.E. Greivenkamp, J.H. Bruning / [Ed. D. Malacara] // Optical Shop Testing, 2nd ed. – New York : John Wiley & Sons, 1992. – Chapter 14. – P. 501–598.
46. *Creath K.* Phase-measurement interferometry techniques / K. Creath // Progress in Optics / [Ed. E. Wolf]. – 1988. – Vol. 26. – P. 349–393.
47. *Ghiglia D.C.* Two-dimensional phase unwrapping: theory, algorithms, and software / D.C. Ghiglia, M.D. Pritt. – Wiley-Interscience, 1998. – 493 p.
48. *Shough D.* High-speed interferometric measurement of aerodynamic phenomena / D. Shough, O.Y. Kwon, D.F. Leary // Proc. SPIE. Propagation of High-Energy Laser Beams Through the Earth's Atmosphere. – 1990. – Vol. 1221. – P. 394–403.
49. *Kuechel M.F.* In-process metrology for large astronomical mirrors / M.F. Kuechel, W. Wiedmann // Proc. SPIE. Advanced Optical Manufacturing and Testing. – 1990. –

- Vol. 1333. – P. 280–294.
50. Measurement on fracture process and prediction of the load capacity of steel / X. Dai, Q. Pu, L. Wang [et al.] // *Composites : Part B.* – 2012. – Vol. 42. – P. 1181–1188.
 51. *Cirello A.* Determination of the stress intensity factor by means of the ESPI technique / A. Cirello, A. Pasta // *Experimental Analysis of Nano and Engineering Materials and Structures. Proceedings of the 13th International Conference on Experimental Mechanics.* – Springer Netherlands, 2007. – P. 395–396.
 52. *Parra-Michel J.* Computation of crack tip elastic stress intensity factor in mode I by in-plane electronic speckle pattern interferometry / J. Parra-Michel, A. Martinez, J.A. Rayas // *Revista Mexicana de Fisica.* – 2010. – Vol. 56. – P. 394–400.
 53. *Hack E.* DSPI strain measurement on an externally reinforced bending beam: a comparison of step-by-step addition and pixel shift correlation / E. Hack, A. Schumacher // *Opt. Lasers Eng.* – 2007. – Vol. 45. – P. 589–595.
 54. *Su R.K.L.* Incremental displacement collocation method for the evaluation of tension softening curve of mortar / R.K.L. Su, H.H.N. Chen, A.K.H. Kwan // *Eng. Fract. Mech.* – 2012. – Vol. 88. – P. 49–62.
 55. *Ettemeyer A.* Applications of 3D speckle interferometry to material and component testing / A. Ettemeyer, Z. Wang, T. Walz // *Proc. SPIE. Optical Inspection and Micromasurements II.* – 1997. – Vol. 3098. – P. 188–194.
 56. Strain/stress measurements using electronic speckle pattern interferometry / T. Pfeifer, H. Misho, A. Ettemeyer [et al.] // *Proc SPIE. Three-Dimensional Imaging, Optical Metrology, and Inspection IV.* – 1998. – Vol. 3520. – P. 262–271.
 57. Analysis of an internal crack of pressure pipeline using ESPI and shearography / K.-S. Kim, K.-S. Kang, Y.-J. Kang, S.-K. Cheong // *Opt. Las. Technol.* – 2003. – Vol. 35. – P. 639–643.
 58. *Yang L.* Strain measurement by three-dimensional electronic speckle pattern interferometry: potentials, limitations, and applications / L. Yang, A. Ettemeyer // *Opt. Eng.* – 2003. – Vol. 42. – P. 1257–1266.
 59. *Willemin J.F.* Measuring amplitude and phase of microvibrations by heterodyne speckle interferometry / J.F. Willemin, R. Dandliker // *Opt. Lett.* – 1983. – Vol. 8. – P. 102–104.
 60. Measurement of in-plane and out-of-plane displacements for ultrasonic flaw detection / F. Dong, K. Atherton, G. Pierce, B. Culshaw // *Proc. SPIE. Fifth European Conference on Smart Structures and Materials.* – 2000. – Vol. 4073. – P. 324–331.
 61. *Jakobsen M.L.* Optical spatial filtering velocimetry sensor for sub-micron, in-plane vibration measurements / M.L. Jakobsen, H.E. Larsen, S.G. Hanson // *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* – 2005. – Vol. 7. – P. S303–S307.
 62. *Lee J.-Y.* Wavelength-modulated heterodyne speckle interferometry for displacement measurement / J.-Y. Lee, K.-Y. Lin, S.-H. Huang // *Proc. SPIE. Optical Measurement Systems for Industrial Inspection VI.* – 2009. – Vol. 7389. – P. 73892G–1–8.
 63. Measurement of in-plane displacement by wavelength-modulated heterodyne speckle interferometry / J.-Y. Lee, M.-P. Lu, K.-Y. Lin, S.-H. Huang // *Appl. Opt.* – 2012. – Vol. 51. – P. 1095–1100.
 64. *Takeda M.* Fourier-transform method of fringe-pattern analysis for computer-based topography and interferometry / M. Takeda, H. Ina, S. Kobayashi // *J. Opt. Soc. Amer. A.* – 1982. – Vol. 72. – P. 156–160.
 65. *Гужов В.И.* Компьютерная интерферометрия / В.И. Гужов, С.П. Ильиных. –

- Новосибирск : Изд. НГТУ, 2004. – 252 с.
66. *Pedrini G.* Double-pulse electronic speckle interferometry for vibration analysis / G. Pedrini, H.J. Tiziani // *Appl. Opt.* – 1994. – Vol. 33. – P. 7857–7863.
 67. *Pedrini G.* Simultaneous quantitative evaluation of in-plane and out-of-plane deformations by use of a multidirectional spatial carrier / G. Pedrini, Y.-L. Zou, H.J. Tiziani // *Appl. Opt.* – 1997. – Vol. 36. – P. 786–792.
 68. *Pedrini G.* Digital double pulse-TV holography / G. Pedrini, H. Tiziani, Y. Zou // *Opt. Lasers Eng.* – 1997. – Vol. 26. – P. 199–219.
 69. *Preater R.W.T.* Fourier transform fringe analysis of electronic speckle pattern interferometry fringes from high-speed rotating components / R.W.T. Preater, R. Swain // *Opt. Eng.* – 1994. – Vol. 33. – P. 1271–1279.
 70. Measurement of the complex amplitude of transient surface acoustic waves using double-pulsed TV holography and a two-stage spatial Fourier transform method / C. Trillo, Á.F. Doval, D. Cernadas [et al.] // *Meas. Sci. Technol.* – 2003. – Vol. 14. – P. 2127–2134.
 71. Numerical modeling and measurement by pulsed television holography of ultrasonic displacement maps in plates with through-thickness defects / J.C. López-Vázquez, X.L. Deán-Ben, C. Trillo [et al.] // *Opt. Eng.* – 2010. – Vol. 49. – P. 095802.
 72. *Kerr D.* Extraction of phase data from electronic speckle pattern interferometric fringes using a single-phase-step method: a novel approach / D. Kerr, F. Mendoza Santoyo, J.R. Tyrer // *J. Opt. Soc. Am. A.* – 1990. – Vol. 7. – P. 820–826.
 73. *Almazan-Cuellar S.* Two-step phase-shifting algorithm / S. Almazan-Cuellar, D. Malacara-Hernandez // *Opt. Eng.* – 2003. – Vol. 42. – P. 3524–3531.
 74. Extraction of phase field from a single contoured correlation fringe pattern of ESPI / Q. Yu, S. Fu, X. Yang [et al.] // *Opt. Express.* – 2004. – Vol. 12. – P. 75–83.
 75. Single-phase-step method with contoured correlation fringe patterns for ESPI / Q. Yu, S. Fu, X. Liu [et al.] // *Opt. Express.* – 2004. – Vol. 12. – P. 4980–4985.
 76. *Sesselmann M.* Single phase-step algorithm for phase difference measurement using ESPI / M. Sesselmann, A.A. Gonçalves Jr. // *Proc. SPIE. Laser Interferometry IX: Techniques and Analysis.* – 1998. – Vol. 3478. – P. 153–158.
 77. *Voronyak T.I.* Single-step phase-shifting speckle interferometry / T.I. Voronyak, A.B. Kmet', O.V. Lychak // *Materials Sci.* – 2007. – Vol. 43. – P. 554–567.
 78. Quantitative phase retrieval in dynamic laser speckle interferometry / Y.H. Huang, S.Y. Hung, F. Janabi-Sharifi [et al.] // *Opt. Lasers Eng.* – 2012. – Vol. 50. – P. 534–539.
 79. *Voronyak T.I.* Determination of the 3D fields of displacements by the method of phase-shifting speckle interferometry / T.I. Voronyak, A.B. Kmet', L.I. Muravs'kyi // *Materials Sci.* – 2009. – Vol. 45. – P. 372–377.

**ELECTRONIC SPECKLE PATTERN
INTERFEROMETRY TECHNIQUES FOR RESEARCH
OF MATERIAL SURFACE DEFORMATIONS**

L. Muravsky, T. Voronyak

*Karpenko Physico-Mechanical Institute of NAS of Ukraine
5, Naukova str., 79060 Lviv, Ukraine
murav@ipm.lviv.ua voroniak@ipm.lviv.ua*

The state-of-the-art of electronic speckle pattern interferometry (ESPI) techniques for studying surface displacements and deformations in structural materials and different products are considered. Principles of speckle and speckle interferogram generation are formulated. Correlation ESPI techniques are analyzed and examples of their application for nondestructive testing are represented. The especial attention is paid to temporal and spatial phase-shifting ESPI techniques, which are dominant among the rest due to the high sensitivity and possibility to precisely measure the surface displacement and strain fields. Heterodyne and Fourier transform ESPI techniques are also considered. The increasing part of ESPI methods for laboratory research and field observation in nondestructive testing and technical diagnostics is marked.

Key words: electronic speckle pattern interferometry, speckle interferogram, phase shift, surface displacement.

**МЕТОДЫ ЭЛЕКТРОННОЙ СПЕКЛ-ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ
ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ ДЕФОРМАЦИЙ
МАТЕРИАЛОВ**

Л. Муравский, Т. Вороняк

*Физико-механический институт им. Г.В. Карпенко НАН Украины
ул. Научная, 5, 79060 Львов, Украина
murav@ipm.lviv.ua voroniak@ipm.lviv.ua*

Рассмотрено современное состояние развития методов электронной спекл-интерферометрии (ЭСИ) для исследования поверхностных перемещений и деформаций в конструкционных материалах и разнообразных изделиях. Сформулировано основные принципы формирования спеклов и спекл-интерферограмм. Проанализировано методы корреляционной ЭСИ и приведено примеры их использования для задач неразрушающего контроля. Особое внимание уделено методам временной и пространственной фазосдвигающей ЭСИ, которые доминируют среди других благодаря высокой чувствительности и возможности прецизионного измерения полей поверхностных перемещений и деформаций. Рассмотрено также гетеродинные спекл-интерферометрические методы и методы с использованием Фурье-преобразования спекл-интерферограмм. Отмечено возрастающую роль методов ЭСИ для лабораторных и натурных исследований по неразрушающему контролю и технической диагностике материалов, элементов конструкций и изделий.

Ключевые слова: электронная спекл-интерферометрия, спекл-интерферограмма, фазовый сдвиг, перемещение поверхности.

Стаття надійшла до редколегії 22.03.2013

Прийнята до друку 28.03.2013