

І.Є. МАТЯШ, І.А. МІНАЙЛОВА, О.М. МІЩУК, Б.К. СЕРДЕГА

Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова НАН України  
(Просп. Науки, 41, Київ 03028; e-mail: irinaminailova125@gmail.com)

## КОМПОНЕНТНИЙ АНАЛІЗ ТЕРМОПРУЖНОСТІ, ІНДУКОВАНОЇ РАДІАЦІЙНИМ ВИПРОМІНЮВАННЯМ, В ПРЕДСТАВЛЕННІ МОДУЛЯЦІЙНОЇ ПОЛЯРИМЕТРІЇ

УДК 539

*Радіаційне поле від зовнішнього або внутрішнього випромінювання створює в зразку зі скла неоднорідний градієнт температури. В цьому випадку виникає потік тепла у зразку, який генерує механічні напруження і, як наслідок, оптичну анізотропію у вигляді подвійного променезаломлення. Його величина виміряна оптико-поляризаційним методом у вигляді різниці фаз між ортогональними компонентами лінійно поляризованого зондувального випромінювання. Виявна здатність методу підвищена модуляцією поляризації випромінювання, що забезпечує достовірну реєстрацію напружень у зразку при перепаді температури на рівні десятої градуса. Виявлена складна за формою і неоднозначна за знаком кінетика напруження в точці спостереження протягом часу встановлення. Її моделювання експонентними функціями дозволило виконати розкладання результату вимірювання на компоненти, пов'язані з радіаційним, кондуктивним і конвективним механізмами теплопередачі, а також визначити параметри їх релаксації. Результати вимірювань можуть мати практичне застосування у визначенні таких технічно важливих характеристик матеріалів, як коефіцієнти температуропровідності і теплопередачі.*

*Ключові слова:* термопружність, модуляційна поляриметрія, радіаційний, кондуктивний і конвективний механізми теплопередачі.

### 1. Вступ

Як відомо, термічне розширення твердого однорідного тіла обмежується нерівномірністю градієнта температури в умовах теплового потоку [1]. В цьому випадку, нерівномірність температурного розширення речовини є причиною виникнення в ньому термонапружень, вивченням яких займаються еластостатика і еластокінетика. Ці дві частини фізики твердого тіла описують зв'язок між пружними полями в речовині, викликані деформацією, і параметрами температурного поля, які,

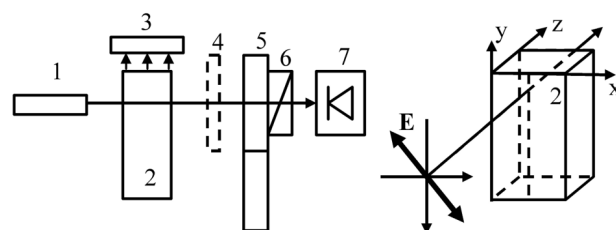
в свою чергу, пов'язані з енергією деформації [2]. Ця область механіки заснована на синтезі класичної теорії пружності і теорії теплопровідності. Отримавши значний розвиток за останні десятиліття, ця наука стала джерелом великої кількості публікацій. Тому результати досліджень в цій області для зручності сприйняття доцільно представляти в структурованому вигляді. Так, тільки збудження теплових потоків може налічувати десяток способів [3]: контактний, радіаційні інфрачервоний і корпускулярний, лазерні імпульсний і стаціонарний, звуковий, механічні ударний, фрикційний і т.п. До цього можна додати приблизно таку саму кількість фізичних ефектів, а також і експериментальних методів їх реєстрації. Умовно

© І.Є. МАТЯШ, І.А. МІНАЙЛОВА, О.М. МІЩУК,  
Б.К. СЕРДЕГА, 2018

ця кількість підрозділяється на дві пов'язані обставини, найбільш часто використовувані в дослідженні деформації твердого тіла. Маються на увазі різноманітні способи термічної генерації напружень і варіантів оптико-поляризаційної реєстрації двопронезаломлення [4–6].

У нашому рукописі мова йде також про ті ж дві фізичних обставини – термоеластичний ефект і оптичний спосіб його реєстрації, які мають кожен свій елемент деякої новизни. Перш за все, це стосується досліджуваного зразка, який втрачає внутрішню енергію за рахунок теплового випромінювання. Такий стан об'єкта дослідження зумовлено певною просторовою неоднорідністю радіаційного поля, в якому він знаходиться, і, як наслідок, у від'ємному радіаційному балансі всередині нього. Із цього випливає, що в разі проведення експерименту в кімнатних умовах, зменшення температур на кінцях зразка може становити одиниці градусів нижче кімнатної. У такому випадку для вимірювання малих значень механічного напруження потрібна унікальна техніка, яка здатна достовірно реєструвати всі особливості процесу встановлення еластостатичної і еластодинаміки.

Прикладом такої техніки є модуляційна поляриметрія (МП), яка відноситься до спектроскопії [7]. Її властиві елементи диференціальної спектроскопії [8] і пов'язані з нею аналітична і висока виявна здатності. Як було нами показано в [9], з її допомогою можна реєструвати термонапруження в умовах майже незалежності від температури всіх механічних і оптичних коефіцієнтів, що беруть участь в генерації напружень. Тому завдання даної роботи полягає в продовженні та розвитку початих в [9] досліджень особливостей радіаційної термопружності, в яких напруження генерувались зовнішнім тепловим випромінюванням. Але, як зазначено в [10], радіаційне охолодження твердого тіла також супроводжується виникненням внутрішніх напружень. Їх детальне вивчення становить, перш за все, академічний інтерес через асиметрії умов зовнішньої і внутрішньої радіації. Нам невідомі публікації на тему радіаційного охолодження з області фізики твердого тіла за винятком, хіба що, роботи [11], в якій імпульсною методикою реєструється від'ємний радіаційний баланс в напівпровідниковому кристалі за рахунок виносу вільних електронів з його об'єму. Однак більш важливі практичні обставини, пов'язані з радіацій-



**Рис. 1.** Геометрія експерименту для реєстрації термопружності, індукованої радіаційним охолодженням і нагріванням: 1 – He–Ne лазер, 2 – зразок, 3 – електрогермічний елемент, 4 – компенсаторна фазова пластинка, 5 – фотопружний модулятор поляризації, 6 – поляризатор, 7 – Si-фотодетектор

ним охолодженням матеріалів, що виготовляються або термообробляються при температурах до 1000 К [12], 2000 К [13]. Реєстрація в реальному часі процесів, що протікають в таких умовах, стає проблематичною, а то і взагалі неможливою. В такому випадку є підстави сподіватися, що їх моделювання при знижених температурах завдяки достатній для цього виявній здатності техніки МП дозволить отримати результати, які можуть бути трансльовані на зазначені умови.

До цього слід додати, що радіаційне охолодження, яке в нашому випадку є керованим, може бути використано для моделювання таких процесів, як нічне охолодження поверхні землі [14], будівель [15] і сховищ теплової енергії [16]. Представляється також необхідним відмежуватися від значної кількості робіт типу [17, 18], в яких під радіаційним охолодженням мається на увазі технологія виробництва холоду на основі використання матеріалів з властивостями мартенситного перетворення.

## 2. Методика експерименту

Вимірювання термопружності, як зміна в часі і просторі величин механічних напружень в твердому тілі, індукованих радіаційним охолодженням, проводилося за допомогою поляриметричної установки, схема якої наведена на рис. 1. Основним її компонентом є фотопружний модулятор поляризації (5), а її функціонування відповідним розташуванням елементів (модулятор з лінійним поляризатором (6) після зразка) налаштоване на реєстрацію лінійного двопронезаломлення і докладно описано в [9]. Тому тут ми обмежимося описом відмінностей. Зразок (2) у вигляді паралеле-

піпеда  $l_x \times l_y \times l_z = 2 \times 3 \times 2$  (см) був вирізаний зі скла ТФ-1, вибір якого був обумовлений його оптичною однорідністю, а також відповідністю характеристичних часів процесів теплопередачі і реєстраційної апаратури. Всі поверхні зразка піддавалися стандартній обробці (шліфування, полірування) для мінімізації структурних дефектів поверхні і пов'язаних з ними залишкових напружень. Радіаційний вплив на зразок відбувався електротермічним елементом у вигляді елемента Пельтьє (3), розмір якого незначно перевищував площу торцевої  $xz$ -поверхні зразка. Цим самим забезпечувалися умови однорідності ближнього поля в приповерхневій його частині. Зразок охолоджувався з 295 К (кімнатна температура) до 292 К. Вимірювання проводилися в середовищі навколишнього повітря при атмосферному тиску, тому екранування зразка від флуктуацій конвективних потоків було корисним для зменшення нестабільності вимірюваного сигналу. Елемент Пельтьє охолоджувався/нагрівався в стороні від зразка, де відбувався його вихід на стаціонарний робочий режим роботи, а його вплив (охолодження або нагрів) "включалося" розміщенням над зразком за допомогою поворотного механізму.

З оптичної схеми на рис. 1 випливає, що напрям теплового потоку в зразку визначає в його просторі орієнтацію еліпсоїда Френеля (індикатриса показників заломлення) так, що його осі збігаються з  $x$ - і  $y$ -координатами зразка. В такому випадку випромінювання (довжина хвилі  $\lambda = 650$  нм, діаметр нормального перерізу лазерного пучка 0,1 мм (1)) має бути лінійно поляризованим і встановленим так, щоб азимут поля хвилі  $E$  становив кут  $45^\circ$  до осей зразка. У зазначеній геометрії умова рівності двох компонент поля хвилі  $E_x = E_y$  є оптимальною з точки зору ефективного перетворення випромінювання в циркулярно поляризоване при його поширенні в анізотропному зразку. Це випливає з властивостей поляризаційної оптики [19], згідно з якою інтенсивність циркулярно поляризованої компоненти визначається за виразом  $I_V = E_x \cdot E_y \cdot \sin(\Delta\varphi)$ , де  $\Delta\varphi$  – різниця фаз між ортогональними лінійними компонентами, яка в свою чергу дорівнює  $\Delta\varphi = 2\pi \cdot (d/\lambda) \cdot \Delta n$ , де  $d$  – товщина зразка в напрямку поширення випромінювання,  $\Delta n = n_x - n_y$ . Оскільки довжина хвилі зондуємого випромінювання –  $\lambda$  і товщина зразка в напрямку його поширення –  $d$  відомі, то інтенсивність  $I_V$  від-

повідає величині і знаку оптичної анізотропії  $\Delta n$ . За умови  $\Delta\varphi \ll 1$ , що має місце в наших вимірах, і невеликих деформаціях в межах закону Гука, величина оптичної анізотропії є мірою механічного напруження  $\Delta\varphi = C \cdot \sigma$ . Стрес оптичний коефіцієнт  $C$  (величина набігу фази на одиницю механічного напруження [20]), визначається додатковим виміром анізотропії при деформації зразка зовнішнім контрольованим зусиллям. Таким чином, у величині і знаку циркулярної компоненти випромінювання, що вийшло з зразка, міститься інформація про величину і знак внутрішніх механічних напружень, що виникли через термопружність.

Термонапруження, як величина циркулярної компоненти  $I_V \propto \Delta\varphi/C$ , нормовані на стрес оптичний коефіцієнт, реєструвалися у вигляді часових залежностей при фіксованих положеннях зондуємого променя в заданих значеннях  $y$ -координати. Сигнал фотодетектора (7) вимірювався lock-in-наповольтметром на частоті модуляції, яка становила 50 кГц. Селективна реєстрація сигналу і його досить висока частота дозволила впевнено фіксувати невеликі механічні напруження. При величині деформації  $10^2$  Па співвідношення сигнал/шум дорівнювало 10. При вимірюванні в фіксованій координаті застосовувалася компенсація залишкових механічних напружень фазовою платівкою (4), що дозволяло проводити вимірювання за принципом "від нуля". Додатний знак сигналу встановлювався фазою опорного сигналу синхронного підсилювача або зміною на  $90^\circ$  азимута електричного поля хвилі і відповідав напрузі стиснення вздовж  $y$ -координати зразка.

### 3. Результати вимірювання та їх обговорення

Відзначимо, що при дослідженні радіаційної термопружності скляного зразка, що опромінюється тепловим випромінюванням чорного тіла, нами раніше було зареєстровано радіаційне охолодження [9]. Там це явище, яке супроводжувало циклічний процес нагріву-охолодження, проявлялося у вигляді процесу релаксації зразка до рівноваги після припинення його радіаційного нагріву. У даній роботі радіаційне охолодження твердого тіла і пов'язані з ним внутрішні напруження і двопрорене заломлення представляються основними об'єктами дослідження. Необхідність його виконання ди-

ктується, насамперед, спектральною різницею коефіцієнтів поглинання (випромінювання) чорного тіла і зразка. Крім того, не виключено, що найменші зміни співвідношень амплітуд компонентів теплопередачі можуть приводити до істотних відмінностей у загальних характеристиках.

Ці міркування були покладені в основу експерименту, результат якого наведено на рис. 2. Тут величина механічного напруження в одній з координат зразка отримана безперервним вимірюванням величини двопронезаломлення в чотирьох циклах зміни умов. Точка зондування з координатою  $y = 7$  мм була вибрана з міркувань отримання найбільш інформативної форми кривої. Два цикла з них – перший і третій – зумовлені зовнішніми примусовими діями на зразок у вигляді радіаційних охолодження і нагріву відповідно. Наступні два цикла – другий і четвертий – являли собою зворотні процеси – релаксації градієнтів температури і напружень в зразку до рівноважного стану під дією природних нагріву і охолодження відповідно. У всіх чотирьох випадках час встановлення стаціонарного стану визначається з умови сталої величини відповідного впливу.

Як видно, в кожній парі характеристик охолодження-нагрів екстремуми мають протилежні знаки, що може бути пов'язано зі зміною напрямків теплових потоків і, отже, знаків градієнтів радіаційних полів. Насправді причина полягає в тому, що відповідно до закону Пуассона напруження  $\sigma$  формуються не градієнтом функції потенціалу  $\varphi(y)$  (температури в даному випадку), а її кривизною в точці зондування  $\text{div}\varphi \propto \pm\sigma$ . В реальному експерименті зміна величини двопронезаломлення  $\Delta n = n_x - n_y$  пов'язана зі зміною азимуту оптичної індикатрис (еліпсоїда Френеля) на  $90^\circ$  щодо координат зразка при фіксованому азимуті поля  $E$  хвилі (рис. 1). Відзначимо також, що криві прямого та зворотного циклів охолодження-нагріву узгоджуються між собою, в чому можна переконатися застосувавши трансляційну симетрію. Однак більш важливим є те, що кожна з 4-х частин загальної характеристики містить одні й ті самі особливості у вигляді швидкої і повільної релаксації, розділених двома екстремумами. Звідси не важко зробити висновок про те, що кожна з них складається з трьох ділянок, що розрізняються не тільки амплітудами, а і тенденціями.

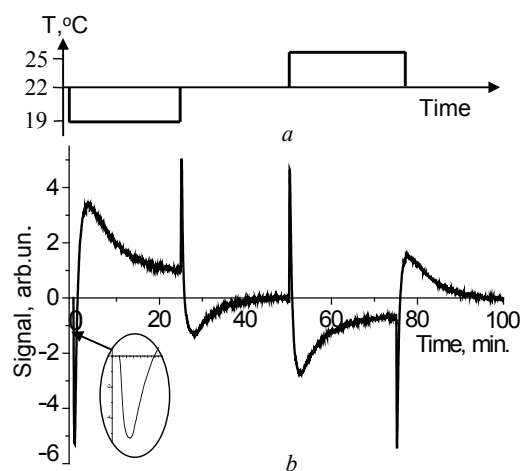


Рис. 2. Кінетика температури поверхні зразка при радіаційному охолодженні і нагріванні (а); кінетика механічного напруження у зразку, індукованої радіаційним охолодженням (0–25 хв.) і природним нагрівом (25–50 хв.), а також радіаційним нагрівом (50–75 хв.) і природним охолодженням (75–100 хв.) (б)

На прикладі першої частини графіка проведемо аналіз, результати якого можуть бути властиві іншим трьом. Концепція аналізу базується на двох принципових обставинах, про які вже говорилося раніше. Одна з них полягає у високій виявній здатності техніки МП щодо малих значень параметрів анізотропії та достовірної їх реєстрації при незначних перепадах температури в досліджуваному зразку. Друга обставина є наслідком першої і полягає в тому, що в цих умовах майже відсутня температурна залежність коефіцієнтів, що беруть участь в генерації термонапружень (модуль Юнга, коефіцієнти теплопередачі, лінійного розширення) і в ефектах її реєстрації (показник заломлення, стрес оптичний коефіцієнт, коефіцієнт Пуассона). У такому випадку можна сподіватися, що в силу лінійності рівнянь, що описують процес виникнення термонапружень і її релаксації, їх рішення мали б вигляд експоненційних функцій. Далі ми будемо використовувати той очевидний факт, що дві з трьох функцій першої частини характеристики рис. 2 за часів  $t \sim 0,65$  хв. і  $t \sim 6$  хв. досягли усталеного значення. Тому найтриваліша по дисперсії частина складної функції має підставу бути елементарною. Дійсно, перенос її в  $\ln$ -координати має вигляд прямої, що тягнеться на кілька логарифмічних порядків, і нахил якої визначається величи-

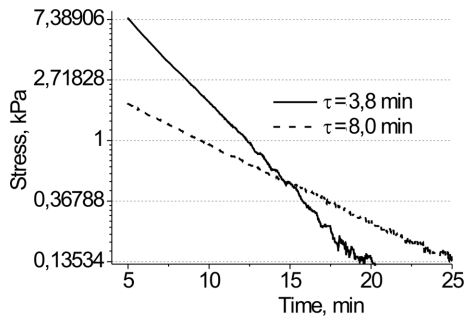


Рис. 3. Визначення характеристичного часу встановлення напруження, викликаного конвекцією при екрануванні конвекційних потоків (штрихова) і при примусовій конвекції (суцільна)

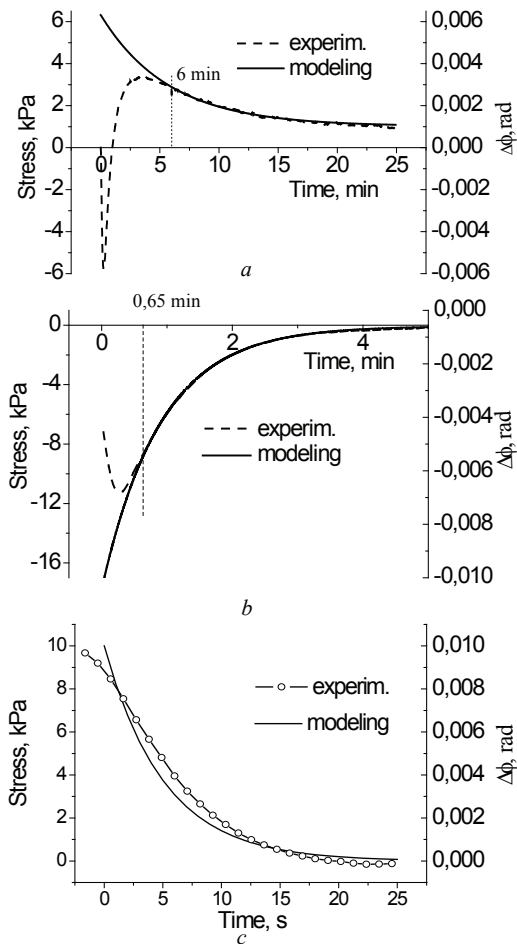


Рис. 4. Механічні напруження, та їх математичні симуляції експонентами: конвективної компоненти  $\sigma_{conv} = 5,3 \exp(-t/\tau) + 1,02$ ,  $\tau = 5,75$  хв. (a); кондуктивної компоненти  $\sigma_{cond} = 16,3 \exp(-t/\tau)$ ,  $\tau = 1,01$  хв. (b); радіаційної компоненти  $\sigma_{rad} = 10,0 \exp(-t/\tau)$ ,  $\tau = 4,1$  с (c)

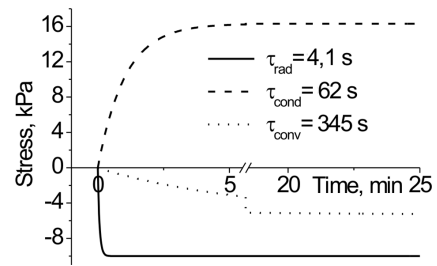


Рис. 5. Кінетика компонент термонапружень, генерованих трьома компонентами теплопередачі

ною характеристичного часу релаксації. Результат цієї процедури наведено на рис. 3, на якому проілюстровано швидкість релаксації при використанні двох варіантів – екранованої і примусової конвекції в оточенні зразка. Відчутна реакція процесу охолодження на зміну зовнішніх умов дає підстави пов'язувати цю частину характеристики з конвективною компонентою теплопередачі. На підставі цього можна змоделювати експоненту, надавши їй таку амплітуду усталеного стану, при якій вона найкращим чином узгоджується з експериментом (рис. 4, a).

Отримана модельна функція є підставою для подальшого розкладання частини кривої в діапазоні  $0 < t < 6$  хв., яка, в свою чергу, складається з двох компонент. Той факт, що вони так само істотно розрізняються релаксаційними параметрами, дає можливість поділу їх на складові. Для цього модельну криву рис. 4, a (суцільна) використовуємо як абсцису, від якої відраховуються ординати експериментальної кривої повільної компоненти. Отримана функція в логарифмічних координатах має також вигляд прямої, нахил якої визначає характеристичний час кондуктивної компоненти теплопередачі. Визначений у такий спосіб параметр релаксації дозволяє отримати модельну криву, показану на рис. 4, b суцільною лінією. За такою самою процедурою з різниці ординат модельної кривої і загальної експериментальної отримуємо параметри модельного зображення найшвидшої компоненти. Вона займає ординати між модельною і експериментальною кривою в проміжку  $0 < t < 0,4$  хв. Її інтерпретація не викликає труднощів, якщо врахувати, що в теорії випромінювання ефекти поглинання і випромінювання вважають поверхневими [21]. На практиці, однак, спектри випромінювання, як і їх спектри

поглинання, мають діапазони довжин хвиль, які визначаються температурою речовини і коефіцієнтом випромінювання, що, в свою чергу, визначається типом матеріалу і властивостями його поверхні [22]. Тому з урахуванням закону Бугера-Ламберта ефективна довжина локалізації енергії, що поглинається (випромінюється), набуває кінцеві розміри, які визначаються в першому наближенні добутком функціональних виразів двох законів. В даному випадку важливою обставиною є те, що ця компонента має протилежний знак щодо кондуктивної компоненти. Отриманий результат узгоджується з висновком роботи [22] про те, що при великих коефіцієнтах поглинання ефекти випромінювання поширюються тільки в близькому оточенні випромінюючої ділянки і описуються дифузійним рівнянням для радіаційного потоку тепла. Тому можна припустити, що параметр часу  $\tau_{\text{rad}}$  тут має ефективну величину, яка визначається, як в розмірному ефекті, не тільки коефіцієнтом теплопровідності, а і товщиною шару, протягом якого відбувається поглинання-випромінювання енергії. На рис. 4, *a-c* права шкала – величина зміни різниці фаз  $\Delta\phi$ , ліва шкала – величина механічного напруження в кПа, отримана нормуванням  $\Delta\phi$  із додаткового вимірювання.

На рис. 5 наведені для порівняння всі три компоненти теплопередачі з параметрами, отриманими з розкладання першої частини загальної характеристики. Амплітудам кривих при їх суміщенні були додані величини у вигляді різниці ординат початкового і усталеного стану модельних залежностей (рис. 4). Той факт, що модельні криві в початковий момент часу мають кінцеву величину, не є парадоксальним, бо баланс величин амплітуд з урахуванням їх різних знаків забезпечує в початковий момент часу нульовий сигнал. Втім, умова балансу величин напружень з урахуванням їх знаків зберігається протягом усього часу релаксації.

На рис. 6 показані координатні залежності сумарної напруги для трьох значень часу з діапазону, протягом якого встановлюється радіаційна компонента. З попереднього аналізу випливає, що вона має протилежний знак щодо кондуктивної компоненти. Це дає підстави для висновку про локалізацію радіаційної напруги в приповерхневій області зразка. Немає сумніву, що співвідношення релаксаційних параметрів компонент теплопе-

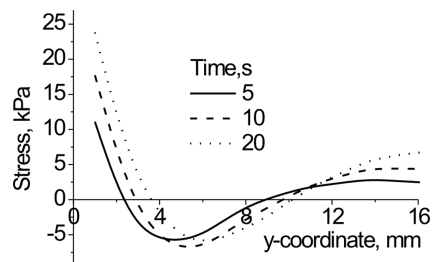


Рис. 6. Сумарні напруження уздовж  $y$ -координати зразка в певні моменти часу

редач буде сильно відрізнятися в координатному представленні. Їх встановлення з урахуванням поділу амплітудних величин може становити окремий інтерес.

#### 4. Висновки

У зразку зі скла марки флінт експериментально досліджено кінетику термопружності, індукованої радіаційним полем в двох варіантах – охолодженням і нагріванням. Реєстрація механічного напруження в умовах різниці температур на кінцях зразка у кілька градусів проводилася технікою модуляційної поляриметрії. Величина механічного напруження є лінійною функцією величини оптичної анізотропії. Результати вимірювання її кінетики в окремих точках свідчать про її складний зміст, що залежить від координати в напрямку теплового потоку. Умова малої перепаду температури, що мало місце в роботі, було підставою для моделювання загальної кінетики напруги у вигляді експоненційних залежностей. Додатковим виміром обґрунтовано їх зв'язок з радіаційною, кондуктивною і конвективною компонентами теплопередачі, що беруть участь у формуванні температурного поля. На прикладі виконаного аналізу однієї з залежностей отримані параметри (характеристичний час експонент і амплітуди) всіх трьох механізмів теплопередачі. Відзначимо, що в [23] розглядалося комбіноване радіаційне і конвекційне охолодження. Чисельне рішення нелінійної задачі представлено в безрозмірному графічному вигляді і широкому діапазоні змінних. Результати якісно узгоджуються з нашими на відміну від роботи [12], де ефект теплового випромінювання, як правило, дуже малий у порівнянні з конвективним охолодженням.

1. А.Д. Коваленко. *Основы термоупругости* (Наукова думка, 1970).
2. W. Nowacki. *Dynamiczne zagadnienia termosprezystosci* (Panstwowe Wydawnictwo Naukowe, 1966).
3. К.Л. Муратиков. Теория генерации механических колебаний лазерным излучением в твердых телах с внутренними напряжениями на основе термоупругого эффекта. *ЖТФ* **69**, № 7, 59 (1999).
4. М.М. Frocht. *Photoelasticity* (John Wiley & Sons, 1949).
5. Т.С. Нарасимхамурти. *Фотоупругие и электрооптические свойства кристаллов* (Мир, 1984).
6. А.Я. Александров, М.Х. Ахметзянов. *Поляризационно-оптические методы механики деформируемого тела* (Наука, 1973).
7. L.I. Berezhinsky, I.L. Berezhinsky, O.N. Grigorev, B.K. Serdega, V.A. Ukhimchuk. Investigation of residual stresses on the boundary of SiC/SiC + 20% TiB<sub>2</sub> composite materials joining by optic modulation-polarization method. *J. Eur. Cer. Soc.* **27**, 2513 (2007).
8. M. Kardona. *Modulation spectroscopy* (Academic press, 1969).
9. І.Є. Матяш, І.А. Минайлова, О.Н. Мищук, Б.К. Сердега. Модуляционная поляриметрия термоупругости, индуцированной тепловым излучением в стекле. *ФТТ* **56**, Вып. 7, 1439 (2014).
10. O.R. Nachkevych, T.L. Kurnyts'kyi, R.F. Terlets'kyi. Mechanical-thermodiffusion processes in a semitransparent solid layer under the action of thermal infrared radiation. *J. Math. Sci.* **104**, No. 5, 1542 (2001).
11. V.I. Pipa, A.I. Liptuga. Parameter analysis and optimization for the radiative cooling effect due to negative luminescence. *J. App. Phys.* **92**, No. 9, 5053 (2002).
12. Y.B. Yi, A. Bendawi. Effect of convective cooling on frictionally excited thermoelastic instability. *Wear* **296**, 583 (2012).
13. Z. Wei, K.-M. Lee, S.W. Tchikanda, Z. Zhou, S.-P. Hong. Free surface flow in high speed fiber drawing with large-diameter preforms. *J. Heat Transfer* **126**, 635 (2004).
14. J. Norbeck, R. Horne. Injection-triggered seismicity: An investigation of porothermoelastic effects using a rate-and-state earthquake model. In: *Proc. of 40th Workshop on Geothermal Reservoir Engineering* (Stanford, 2015), p. 524.
15. N. Fernandez, W. Wang, K. Alvine, S. Katipamula. *Energy Savings Potential of Radiative Cooling Technologies* (Pacific Northwest National Laboratory, 2015), p. 54.
16. S. Ito, N. Miura. Studies of radiative cooling systems for storing thermal energy. *J. Sol. Ener. Eng.* **111**, No. 3, 251 (1989).
17. J. Cui, Y. Wu, J. Muehlbauer, Y. Hwang, R. Radermacher *et al.* Demonstration of high efficiency elastocaloric cooling with large  $\Delta T$  using NiTi wires. *App. Phys. Lett.* **101**, 073904 (2012).
18. S. Qian, J. Ling, Y. Hwang, R. Radermacher, I. Takeuchi. Thermodynamics cycle analysis and numerical modeling of thermoelastic cooling systems. *Int. J. Refrig.* **56**, 65 (2015).
19. A. Gerrard, J.M. Burch. *Introduction to Matrix Methods in Optics* (Dover Publications Inc., 1975).
20. E.G. Coker, L.N.G. Filon. *A Treatise on Photo-Elasticity* (University Press, Cambridge, 1931).
21. R. Siegel, J. Howell. *Thermal Radiation Heat Transfer* (Taylor & Francis, 2002).
22. M.F. Modest. *Radiative Heat Transfer* (Academic Press, 2003).
23. M.A. Yaghoubi, R. Manvi. Thermal stresses in transient cooling of a heat generating sphere. *Nucl. Eng. Des.* **33**, No. 3, 381 (1975).

Одержано 20.11.17

*I. Matyash, I. Minailova, O. Mischuk, B. Serdega*

#### COMPONENT ANALYSIS OF RADIATION-INDUCED THERMOELASTICITY USING MODULATION POLARIMETRY

#### S u m m a r y

A radiation field of an external or internal origin creates a non-uniform temperature gradient in a glass specimen. In this case, there appears a heat flux in the specimen, which generates mechanical stresses and induces an optical anisotropy in the form of birefringence. In this work, using the optical-polarization method, the birefringence magnitude is measured as the phase difference between the orthogonal components of the linearly polarized probing radiation. The capability of the method is enhanced by modulating the radiation polarization, which provided a reliable registration of stresses in the specimen at a temperature drop of about 0.1 K. The stress kinetics with a complicated behavior and ambiguous by sign is detected at the observation point within the temperature establishment time interval. Its modeling in terms of exponential functions made it possible to decompose the measurement results into components associated with the radiative, conductive, and convective heat transfer mechanisms, as well as determine their relaxation parameters. The measurement data can be of practical use while determining such technically important material characteristics as the thermal diffusion and heat transfer coefficients.