

І.А. МІНАЙЛОВА

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

## ДОСЛІДЖЕННЯ ТЕРМОПРУЖНОСТІ У КРИСТАЛІ КРЕМНІЮ МЕТОДОМ ІНТЕРФЕРЕНЦІЇ ПОЛЯРИЗОВАНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ З ВИКОРИСТАННЯМ МОДУЛЯЦІЙНОЇ ПОЛЯРИМЕТРІЇ

УДК 535.543

---

*Методом реєстрації стану поляризації зондуючого випромінювання у пропусканні пластинкою кристалічного кремнію досліджується оптична анізотропія, що зумовлена тепловим потоком від зовнішнього контактного нагріву. У вимірюваннях використано техніку модуляційної поляриметрії, завдяки високій виявній здатності якої дослідження проведено в умовах незначного перепаду температур та температурно незалежних коефіцієнтів. Виявлено суперпозицію інтерференцій циркулярно поляризованого випромінювання у дво- та багатопроменевому варіантах і показано, що із її параметрів можна отримати відомості про величини механічного напруження (діелектричної анізотропії) та визначити деякі оптичні коефіцієнти.*

*Ключові слова:* модуляційна поляриметрія, термопружність, фотопружність, інтерференція поляризованого випромінювання, механічне напруження.

### 1. Вступ

Термопружністю називають розділ механіки деформованого пружного тіла, в якому вивчаються залежності між просторово-часовими функціями напруження (деформації) та температури (складу речовини) [1]. Для реєстрації явища використовується численна кількість методів: ультразвуковий [2], раманівської спектроскопії [3, 4], дифракції рентгенівських променів [5] і нейтронів [6, 7], магнітний [8], методи, що засновані на голографічній інтерферометрії [9–11]. Поряд із цим залишається актуальним оптико-поляризаційний метод [12] дослідження кінетики та динаміки термомеханічного напруження у твердому тілі, що ґрунтується на явищі двопрменевої інтерференції поляризованого випромінювання. Цей метод було свого часу модифіковано технікою модуляції поляризації

[13], завдяки цьому він отримав належне поширення. Його суттєвою перевагою є можливість використання при вивченні об'єктів різної природи на тій підставі, що явище термопружності властиве, практично, всім речовинам. Свідченням цього є експериментальні дані щодо напружень та деформацій у металах [14, 15] та кераміках [16–18]. Тому є підстави вважати, що детектування оптичних відгуків речовини на дію зовнішніх теплових джерел за допомогою комбінації явища поляризованої інтерференції та методу модуляційної поляриметрії дозволить отримати розширену інформацію про різні, і в першу чергу, структурні, теплові, релаксаційні та оптичні параметри речовини.

Із цього випливає мета роботи, що передбачає вивчення особливостей явища термопружності з використанням інтерференції поляризованого випромінювання. Із численних публікацій випливає, що це явище у природі є не менш поширеним, порівняно з неполяризованою інтерференцією. В той

самий час воно використовується в практиці у менших масштабах, на що є свої причини. Справа у тому, що йому властива просторова неоднорідність стану поляризації хвилі, а не енергії (інтенсивності), як це має місце в неполяризованій інтерференції. Детектування ж неоднорідності стану поляризації вимагає застосування додаткових аналітичних елементів, одним із яких може бути лінійний поляризатор. У даному випадку аналіз стану поляризації виконуватиметься методом її модуляції. Поєднання інтерферометрії з технікою модуляційної поляриметрії забезпечує високу виявну здатність відносно величини напружень (оптичної анізотропії), що сприятиме виявленню особливостей явища термопружності в умовах слабких температурних полів і, як наслідок, в умовах температурнезалежних коефіцієнтів.

## 2. Формалізм

У випадку одноосного кристала, оптична вісь якого орієнтована уздовж ОУ, тензор його діелектричної проникності визначається компонентами  $\varepsilon_x = \varepsilon_z$ ,  $\varepsilon_y$  а комплексні показники заломлення  $\tilde{n}_x = \sqrt{\varepsilon_x}$ ,  $\tilde{n}_y = \sqrt{\varepsilon_y}$  відповідно. Світлову хвилю з частотою  $\omega$  та амплітудою  $\mathbf{E} = (E_x, E_y, 0)$  спрямовуємо на поверхню зразка  $z = 0$ . Для кожної хвилі можна використовувати коефіцієнти відбиття і пропускання за формулами Френеля [19] для анізотропної пластини з показниками заломлення  $\tilde{n}_x$ ,  $\tilde{n}_y$ . Запишемо їх для  $\tilde{n}_x$  (для  $\tilde{n}_y$  буде аналогічно):

$$r_x = \frac{r_{x12}(1 + e^{i\delta_x})}{1 + r_{x12}^2 e^{i\delta_x}}, \quad t_x = \frac{(1 - r_{x12}^2)}{1 + r_{x12}^2 e^{i\delta_x}} e^{i\delta_x/2}, \quad (1)$$

де  $r_x$  – повна амплітуда відбитої хвилі;  $\delta_x = 2\omega d \tilde{n}_x / c$ ,  $\delta_x$  – фазовий кут,  $\omega$  – частота,  $d$  – товщина зразка,  $c$  – швидкість світла;  $r_{x12} = (1 - \tilde{n}_x) / (1 + \tilde{n}_x)$  – коефіцієнт відбиття від границі повітря-кристал;  $t_x$  – повна амплітуда хвилі, що пройшла. Векторні амплітуди відбитої  $\mathbf{E}_r$ , і хвилі, що пройшла  $\mathbf{E}_t$ , набувають вигляду

$$\mathbf{E}_r = r_{\perp} \mathbf{E}_{ix} + r_{\parallel} \mathbf{E}_{iy}, \quad \mathbf{E}_t = t_{\perp} \mathbf{E}_{ix} + t_{\parallel} \mathbf{E}_{iy}, \quad (2)$$

де індекс  $i$  позначає першу та другу поверхні зразка. Комплексний показник заломлення  $\tilde{n}$  виражається через показник заломлення  $n$  і поглинання  $k$  у вигляді:  $\tilde{n} = n + ik$ .

При одноосній деформації кристала показники заломлення у напрямі стискання  $n_y$  та перпендикулярному до нього  $n_x$  змінюються різним чином. Як модель приймемо лінійну залежність компонент тензора діелектричної проникності від величини тиску:

$$\varepsilon_y = \varepsilon_0 + a\sigma, \quad \varepsilon_x = \varepsilon_0 - a\mu\sigma, \quad (3)$$

де  $\varepsilon_0 = (n_0 + ik_0)^2$ ,  $n_0$  і  $k_0$  – показники заломлення та поглинання за відсутності тиску,  $\mu$  – константа Пуассона,  $a = a' + ia''$  – комплексний параметр, який залежить від частоти світла. Для слабого поглинання ( $k_0 \ll n_0$ ) в лінійному по  $\sigma$  наближенні отримаємо

$$n_y = n_0 + C\sigma, \quad k_y = k_0 + C\sigma, \quad (4)$$

$$n_x = n_0 - \mu C\sigma, \quad k_x = k_0 - \mu C\sigma,$$

де  $n_y$ ,  $k_y$  і  $n_x$ ,  $k_x$  – показники заломлення та поглинання у напрямі паралельному і перпендикулярному відносно напрямку стискання. Отримані вирази для електричних полів ортогональних компонент хвилі на виході із зразка, підставляємо у вирази для параметрів Стокса  $S = [I, Q, U, V]$  [20].

Для нашого експерименту практичне значення має тільки один із них, що визначає у пропусканні циркулярно поляризовану хвилю:

$$V_t = 2 E_x^t E_y^t \sin \Delta. \quad (5)$$

Параметром  $\Delta$  тут позначено величину різниці фаз, яку хвиля набула поширенням на товщину зразка:

$$\Delta = \delta_x - \delta_y = \frac{2\pi(n_x - n_y)d}{\lambda}, \quad (6)$$

У межах закону Гука ця різниця фаз лінійно залежить від величини напруження  $(n_x - n_y) \sim \sigma$  і приводить до перетворення початкового стану випромінювання в еліптично поляризоване та, як наслідок, до виникнення в його складі циркулярно поляризованої компоненти.

## 3. Методика експерименту

Для дослідження явища термопружності методом інтерференції поляризованого випромінювання було вибрано кремній з таких підстав. Значна величина показника заломлення  $n = 3,51$  забезпечує збільшений коефіцієнт відбиття ( $r \cong 0,35$ ), що

сприяє багатопроменевій інтерференції. Крім того, у нелегованому кристалі невеликий коефіцієнт поглинання ( $\alpha \cong 1 \text{ см}^{-1}$ ) [21] забезпечував виконання умови прозорості. Зразок у вигляді плоско паралельної пластинки з розмірами (мм)  $d_x \times d_y \times d_z = 15 \times 15 \times 2$  та досконалими його  $z$ -поверхнями утримувався власною вагою на ситаловій підкладці з нікелевою плівкою-резистором. Градієнт температури у зразку створювався контактним підігріванням його з боку  $y$ -поверхні джерелом тепла потужністю 1 Вт, що забезпечувало у ньому наближений до плоского тепловий фронт. Різниця температур на кінцях зразка через 400 с після включення нагрівача дорівнювала  $\sim 10^\circ \text{C}$ . Зондуєuche випромінювання He-Ne-лазера ( $\lambda = 1,15 \text{ мкм}$ ) спрямовано вздовж  $z$ -осі, а азимут поля лінійно-поляризованої хвилі становив кут  $45^\circ$  відносно напрямку теплового потоку. Виміри проводилися в середовищі навколишнього повітря при атмосферному тиску і природній конвекції. У зв'язку з цим, доводилося робити заходи по усуненню нестабільності повітряних потоків природного походження в просторі біля зразка.

Реєстрація величини циркулярної компоненти  $I_V$  здійснювалася технікою модуляційної поляриметрії, особливості якої зумовлені пристосуванням її до реєстрації термопружності, викладена у роботі [22]. Там показано, що інтенсивність циркулярно-поляризованої компоненти випромінювання визначається співвідношенням:

$$I_V = E_x E_y \sin \Delta \sin \Omega t, \quad (7)$$

де  $\Omega$  – частота модуляції поляризації (50 кГц). Як бачимо, при малих величинах фазової затримки  $\Delta < 1$ , що має місце в даному експерименті, цей параметр є лінійною мірою внутрішнього механічного напруження.

Вимірювання циркулярної компоненти здійснювалося при виконанні двох критичних умов: лазерний промінь фокусувався заради підвищення просторової роздільної здатності в як найменшу світлову пляму; частота зчитування сигналу (селективний підсилювач, lock-in-нанольтметр, Гефотодетектор) підбиралась достатньою для адекватного відтворення форми осцилюючого інтерференційного сигналу і становила  $f = 5 \text{ с}^{-1}$ . Величина циркулярної компоненти випромінювання перераховувалася в механічне одноосне напруже-

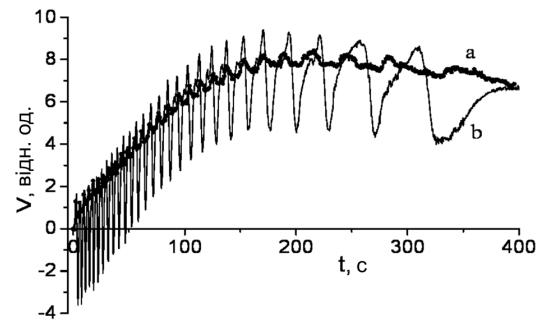


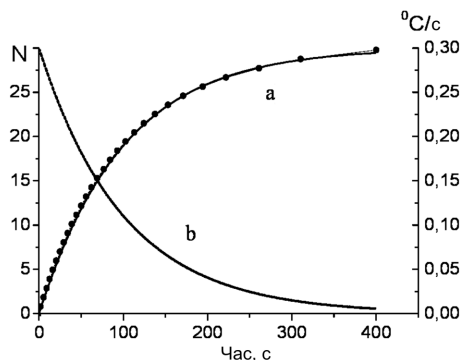
Рис. 1. Інтенсивність циркулярно поляризованого випромінювання, що пройшло зразок у процесі його нагрівання, як демонстрація двопроменевої інтерференції (a) та суперпозиції дво- та багатопроменевої інтерференцій (b)

ння як функція часу в певних точках координати зразка.

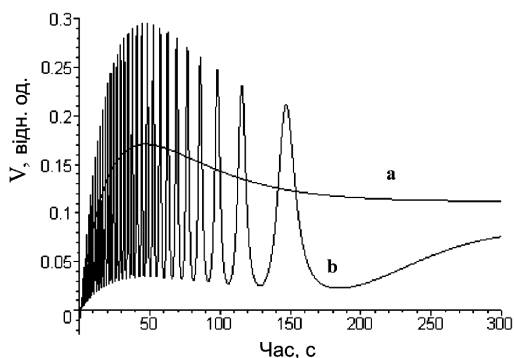
#### 4. Результати вимірювання та їх обговорення

Для подальшого викладення необхідно конкретизувати зміст *інтерференції* поляризованого випромінювання. Цим терміном прийнято називати явище фазового зрушення між ортогональними компонентами хвилі, якого вона набуває при поширенні в анізотропному середовищі і внаслідок якого змінюється її стан поляризації [23]. Це визначення поширюється також на суперпозицію двох або більшої кількості хвиль, що розрізняються станами поляризації, результатом якої є окрема комбінація параметрів Стокса.

Саме ці два випадки наведено на рис. 1 як результати вимірювання однієї і тієї величини  $I_V$  згідно з (7) у середній точці зразка у часі, відрахованого від моменту увімкнення нагрівача при двох різних умовах. Кожна з цих характеристик загальним виглядом відображає одну і ту саму кінетику механічного напруження, що спричинена нелінійним градієнтом температури від теплового потоку. Однак, крива *a* отримана в умовах спеціально недостатньо сфокусованого променя. Її природу, що відображає зв'язок величини механічного напруження з просторовим розподілом температури впродовж виходу нагріву до усталеного режиму, детально розглянуто в [22]. У даному випадку крива *a* відображає ординату середню в межах світлової плями на градієнті температури величину циркулярної компоненти в еліптично-



**Рис. 2.** Залежність кількості осциляцій від часу впродовж нагрівання зразка (точки) у порівнянні з апроксимаційною залежністю  $N = 30 \exp(-t/\tau)$ ;  $\tau = 100$



**Рис. 3.** Комп'ютерна модель двопроменевої інтерференції (a) та суперпозиції дво- та багатопроменевої інтерференції (b) циркулярно поляризованого випромінювання з використанням таких параметрів:  $n = 3,6 + 0,0001(T - 273)$ ;  $T = 340 - (20 \exp(-t/\tau))$ ;  $d = 0,29915 + 1,385 \cdot 10^{-5}(T - 273)$ ;  $\sigma = 0,2 \exp(-1t/\tau) + (0,06 - 0,3 \exp(-t/3))$ ;  $\tau = 40$  с;  $\omega = 1,6 \cdot 10^{15}$  Гц

поляризованій хвилі. Як видно, на практично монотонній залежності, що є, по суті, двопроменевою інтерференцією, видно залишки багатопроменевої інтерференції як наслідок внутрішнього відбиття на обох поверхнях зразка.

Більш контрастно ця інтерференція спостерігається при розташуванні зразка в фокусі променя. Це видно з кривої *b* на рис. 1, на якій величина амплітуди багатопроменевої інтерференції і характеристики *a* стають співвимірні. Криві *a* і *b* відрізняються тим, що до кривої *b* з періодичністю, що необмежено зростає, додається і віднімається циркулярно поляризоване випромінювання, яке є наслідком його багатократного відбивання у зразку.

Відзначимо деякі особливості цих характеристик: криві збігаються на кінцях, тобто в умовах відсутності часової зміни температури; асиметрія форми осциляцій є характерною для спектральних залежностей резонатора Фабрі-Перо; змінна величина періоду осциляцій (частоти) відображає кінетику напруження та зумовленою нею фази в певній координаті теплового потоку. На рис. 2 ця кінетика  $\sigma(t)$  зображена кривою *a* як залежність кількості осциляцій від часу. Вона практично ідеально апроксимується експонентною залежністю  $N = 30 \exp(-t/\tau)$ , у якій найкраще збігання має місце при характеристичному параметрі функції  $\tau = 100$  с.

Моделюванням за рівнянням (5) було отримано залежності  $\sigma(t)$  у двох випадках – двопроменевої інтерференції (a) та суперпозиції дво- та багатопроменевої інтерференції (b), які наведені на рис. 3. Перша із них є модельною, бо отримана штучною комбінацією двох експонент з величинами характеристичних параметрів, що отримані з експерименту. В той самий час, криву *b* побудовано з урахуванням залежностей від температури таких параметрів пластинки, як товщина *d*, комплексний показник заломлення  $\tilde{n}$ , також за величини напруження в точці спостереження  $\sigma(y)$ . Якісне узгодження експериментальних та розрахункових залежностей свідчить про обґрунтованість модельного наближення з використанням реальних значень відповідних довідникових температурних коефіцієнтів [21].

Походження залежності *a* на рис. 2 розглянемо з урахуванням того факту, що ординати  $\Delta N$  між сусідніми точками, що визначаються згідно з (7) однаковою різницею фаз, припадають на все більші значення відповідних відрізків абсциси. Можна показати, що крива *b*, побудована з величин відношення  $\Delta N/\Delta t$ , відображає швидкість зміни температури в певній координаті. У цьому результаті нема нічого дивного внаслідок інваріантності експонентної функції відносно операцій диференціювання та інтегрування. Дивним є розбіжність між функціями двопроменевої та багатопроменевої інтерференції, яка може бути предметом подальшого розгляду.

### 5. Висновки

Для дослідження термопружності, що виникає в кристалі кремнію в умовах неоднорідного темпера-

турного поля, використано метод на основі інтерференції поляризованого випромінювання. На відміну від метода на основі фотопружного ефекту, що по суті є двопрменевою інтерференцією поляризованого випромінювання, у даному випадку використано варіант багатопрменевої інтерференції – по-перше. А по-друге, її реєстрацію вдалося здійснити з використанням техніки модуляційної поляриметрії. Вимірювання в умовах незначного перепаду температур циркулярно поляризованої компоненти випромінювання, як наслідок пружного двопрменезаломлення, стало можливим проводити саме завдяки аналітичним здібностям застосованої техніки. Експонентна залежність характеристики, отриманої із параметра багатопрменевої інтерференції, свідчить про лінійність диференціальних рівнянь, що відображали б теплопередачу, та незалежність у використаному діапазоні температурних коефіцієнтів, що беруть у цьому процесі участь. Результат моделювання багатопрменевої інтерференції якісно узгоджується з експериментом при використанні відомих залежностей показника заломлення та товщини зразка від температури. Цей факт дає підстави для використання явища у вирішенні зворотних задач – визначення теплофізичних параметрів матеріалу.

1. А.Д. Коваленко, *Основы термоупругости* (Наукова думка, Київ, 1970).
2. T. Iwaoka, S. Yokogama, and Y. Osaka, *Jap. J. Appl. Phys.* **24**, No. 1, 112 (1984).
3. I.I. Vlasov, V.G. Ralchenko, E.D. Obratsova, A.A. Smolin, and V.I. Konov, *Appl. Phys. Lett.* **71**, 1789 (1997).
4. B. Eigenmann, B. Scholtes, and E. Macherauch, *Mater. and Sci. Eng. A* **118**, 1 (1989).
5. M.R. Daymond, M.A. Bourke, and R.B. Von Dreele, B. Clausen, and T.J. Lorentzen, *J. Appl. Phys.* **82**, 1554 (1997).
6. M. Ceretti, C. Braham, and J.L. Lebrun, J.P. Bonnafé, M. Perrin, and A. Lodini, *Exp. Techniques* **20**, No. 3, 14 (1996).
7. Э.С. Горкунов, М.В. Таргачная, *Зав. лабор.* **59**, № 7, 22 (1993).
8. Г.Н. Чернышев, А.Л. Попов, В.М. Козинцев, И.И. Пономарёв, *Остаточные напряжения в деформируемых твёрдых телах* (Наука, Москва, 1996).
9. M.J. Pechersky, R.F. Miller, and C.S. Vikram, *Opt. Eng.* **34**, No. 10, 2964 (1995).
10. C.S. Vikram, M.J. Pechersky, and C. Feng, *D. Engelhaupt, Exp. Techniques.* **20**, No. 6, 27 (1996).

11. А.Я. Александров, М.Х. Ахметзянов, *Поляризационно-оптические методы механики деформируемого тела* (Наука, Москва, 1973).
12. Ю.И. Сиротин, М.П. Шаскольская, *Основы кристаллофизики* (Наука, Москва, 1975).
13. Б.К. Сердега, *Модуляційна поляриметрія* (Наукова думка, Київ, 2011).
14. M. Qian, *Chinese J. Acoust.* **14**, No. 2, 97 (1995).
15. R.M. Burbelo and M.K. Zhabitenko, *Progress in Natural Science* (Taylor and Francis, London, 1996), Suppl. Vol. 6, p. 720.
16. R.M. Burbelo, A.L. Gulyaev, L.I. Robur, *et al.*, *J. Phys. (Paris) C7* **4**, 311 (1994).
17. H. Zhang, S. Gissinger, and G. Weides, *U. Netzelmann, J. de Physique. C7* **4**, 603 (1994).
18. К.Л. Мурагиков, А.Л. Глазов, Д.Н. Роуз, Д.Е. Думар, Г.Х. Квай, *Письма в ЖТФ* **26**, Вып. 5, 44 (1997).
19. Р. Аззам, Н. Башара, *Эллипсометрия и поляризованный свет* (Мир, Москва, 1981).
20. М. Борн, Э. Вольф, *Основы оптики* (Наука, Москва, 1970).
21. A. Dargys and J. Kundrotas, *Handbook on physical properties of Ge, Si, GaAs and InP* (Science and Encyclopedia Publishers, Vilnius, 1994).
22. И.Е. Матяш, И.А. Минайлова, О.Н. Мищук, Б.К. Сердега, *ФТТ* **55**, 1003 (2013).
23. С.А. Ахманов, С.Ю. Никитин, *Физическая оптика* (Наука, Москва, 2004).

Одержано 17.01.14

И.А. Минайлова

#### ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМОУПРУГОСТИ В КРИСТАЛЛЕ КРЕМНИЯ МЕТОДОМ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ ПОЛЯРИЗОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МОДУЛЯЦИОННОЙ ПОЛЯРИМЕТРИИ

Резюме

Методом регистрации состояния поляризации зондирующего излучения в пропускании пластинкой кристаллического кремния исследуется оптическая анизотропия, которая индуцируется тепловым потоком от внешнего контактного нагревателя. В измерениях использована техника модуляционной поляриметрии, высокая разрешающая способность которой позволяла проводить исследования в условиях незначительного перепада температур и температурно независимых коэффициентов. Обнаружена суперпозиция интерференций циркулярно поляризованного излучения в дву- и многолучевом вариантах и показано, что из ее параметров можно получить сведения о величинах механического напряжения (дизлектрической анизотропии) и определить некоторые оптические коэффициенты.

*I. A. Minailova*

POLARIZED RADIATION  
INTERFEROMETRY RESEARCH  
OF THERMOELASTICITY IN SILICON CRYSTAL  
WITH THE USE OF MODULATION POLARIMETRY

S u m m a r y

By registering the polarization state of probing radiation transmitted through a silicon crystal wafer, the optical anisotropy

induced in the crystal by the heat flow from an external contact heater has been studied. The modulation polarimetry technique is used, the high resolution of which allowed the measurements to be made under conditions of the low temperature gradient and, hence, temperature-independent coefficients. A superposition of two- and multibeam interferences of circularly polarized radiation is detected. It is shown that the corresponding parameters provide information on the magnitude of mechanical stresses (dielectric anisotropy), as well as on some optical coefficients.