

П.О. Ліщук

## Оптимізована фотоакустична газомікрофонна комірка для контролю теплопровідності напівпровідникових матеріалів

Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна, [pavel.lishchuk@univ.kiev.ua](mailto:pavel.lishchuk@univ.kiev.ua)

В роботі представлено результати дослідження особливостей теплового транспорту напівпровідникових матеріалів фотоакустичним (ФА) газомікрофонним (ГМ) методом. Акцентується увага на важливості проектування ФА ГМ комірки та нормування інформативного сигналу, як необхідних умов мінімізації паразитних сигналів, спричиненими як особливостями геометрії ФА комірки, так і внеском від електронних компонентів експериментального стенду. Представлена ФА методика дозволяє швидко та безконтактно неруйнівним способом оцінювати значення коефіцієнту теплопровідності напівпровідникових матеріалів. Зокрема, в рамках даної роботи пропонується конфігурація ФА комірки, яка дозволяє проводити аналіз впливу рівня легуючої домішки бору на особливості теплового транспорту монокристалічного кремнію. Отримані результати добре узгоджуються з відомими літературними даними та є актуальними з практичної точки зору, оскільки розуміння теплового транспорту у таких структурах є важливим аспектом їх використання в сучасних технологічних застосуваннях.

**Ключові слова:** фотоакустичний газомікрофонний метод, коефіцієнт теплопровідності, монокристалічний кремній, леговані напівпровідники.

Подано до редакції 1.03.2021; прийнято до друку 21.05.2021.

### Вступ

Коефіцієнт теплопровідності є одним із основних параметрів в сучасному матеріалознавстві, який необхідно враховувати при виготовленні високоефективних термоелектричних приладів в промислових масштабах, а також для управління тепловим транспортом в наноструктурованих матеріалах, синтезованих із об'ємних напівпровідникових структур [1, 2]. Варто зазначити, що теплотранспортні властивості у твердих тілах залежать від ряду факторів. Серед них – дислокації, домішки [3], вплив міжфазних границь [4, 5], наявність областей локалізованих пружних напруг [6], тощо [7, 8]. Тому розробка швидкого у виконанні методу діагностики коефіцієнту теплопровідності напівпровідникових структур є важливою з точки зору перевірки теплотранспортних властивостей матеріалу до та після маніпуляцій на ньому.

Для вивчення теплового транспорту в матеріалах

успішно застосовуються різні експериментальні методики. Умовно їх поділяють на стаціонарні та нестаціонарні методи нагріву зразків. Стаціонарним тепловим методам властиві простий у реалізації експериментальний стенд та аналіз результатів дослідження, проте для визначення коефіцієнту теплопровідності зразків слід враховувати присутність таких джерел похибок, як контактні втрати тепла та флуктуації температури зразку, тощо. На противагу стаціонарним методам, існують методи з нестаціонарним (імпульсним, або періодичним) нагрівом зразка, які також використовуються для визначення теплових параметрів структур [9]. До них відносяться 3-ω метод [10], лазерний флеш метод [11], та фотоакустичні (ФА) п'єзоелектричний [12, 13] і газомікрофонний (ГМ) методи.

Головними перевагами ФА ГМ методів перед іншими методами є низька собівартість та гнучка пристосованість експериментального стенду до зразків, що дозволяє проводити безконтактну та неруйнівну діагностику теплових властивостей

широкого кола матеріалів [5, 14, 15]. Оскільки формування інформативного ФА відгуку базується на нестационарному нагріванні поверхні зразка збуджуючим електромагнітним випромінюванням, використання цих методів дозволяє уникати появи типового джерела похибок, характерних для контактних теплових вимірювань. На відміну від ГМ ФА методів, п'єзоелектричні ФА методи дозволяють досліджувати теплофізичні властивості матеріалу у вакуумі, а також в більш широкому діапазоні температур і частот модуляції збуджуючого електромагнітного випромінювання. Проте, при застосуванні ФА п'єзоелектричних методів аналіз інформативного ФА відгуку ускладнюється оскільки необхідно враховувати механічні властивості структури [16, 17]. Таким чином, ФА ГМ метод є одним із перспективних фототермічних методів діагностики теплових властивостей об'ємних, мультишарових та наноструктурованих твердих тіл.

Проте, слід підкреслити, що у випадку застосування ФА ГМ методу важливо отримати та врахувати інформацію як про ефекти ГМ комірки, так і про внесок інших джерел сигналу, які потенційно можуть впливати на поведінку формування, а також реєстрацію інформативного відгуку від досліджуваних зразків. Мета даної роботи – встановити фізичні особливості формування ФА сигналу, та на основі цього оптимізувати ФА комірку для дослідження теплофізичних властивостей напівпровідникових структур, і, як приклад, продемонструвати ефективність даної методики для дослідження внеску рівня легування на зміну

коефіцієнту теплопровідності монокристалічного кремнію (Si).

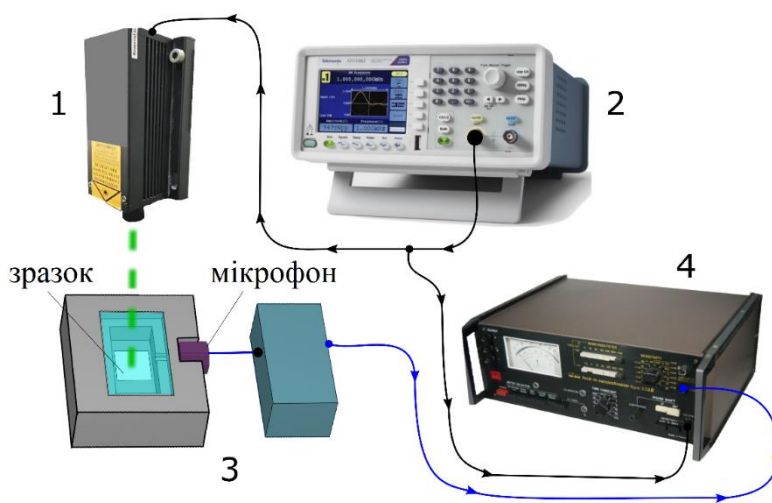
## I. Експериментальна частина

Дослідження ФА сигналу проводилось для трьох серій зразків монокристалічного (100)-орієнтованого кремнію p-типу провідності легованого домішками бору, що відрізняються товщиною та рівнем легуючої домішки (див. таблицю 1).

Вимірювання теплопровідності зразків Si проводились при кімнатній температурі. Експериментальний стенд ФА ГМ методу зображено на рис. 1. Зразки розміщувались на дні внутрішнього об'єму ФА ГМ комірки з вбудованим електретним мікрофоном Panasonic WM61A. Неперервний зелений лазер ( $\lambda = 532$  нм) використовувався як джерело електро-магнітного випромінювання, прямокутна модуляція опромінення зразків здійснювалась генератором AFG1062 Tektronix. Вихідну оптичну потужність лазера 500 мВт було зменшено до бажаних значень за допомогою світлофільтрів типу НС, які контролювалось на протязі експериментів за допомогою вимірювача потужності «ИМО-2Н». Інформативний сигнал, отриманий з мікрофону ФА комірки, порівнювався з опорним сигналом від генератора нановольтметром Unipan 232В для реєстрації амплітуди ФА сигналу. Крім того, до експериментального стенду було підключено осцилограф для збору даних та візуального контролю форми ФА сигналу.

Таблиця 1

Параметри досліджуваних Si зразків				
Зразок №	Товщина, мкм	Рівень легування, см <sup>-3</sup>	Густина, кг/м <sup>3</sup>	Питома теплоємність, Дж/(кг К)
1	515	$10^{19}$ - $10^{20}$	2330	680
2	440	$10^{19}$ - $10^{20}$		
3	260	$10^{15}$		



**Рис. 1.** Блок-схема основних компонентів експериментальної установки: 1 - 532 нм лазер, 2 - генератор прямокутного сигналу, 3 - ФА ГМ комірка з фантомним джерелом живлення мікрофону, 4 - синхронний нановольтметр.

Типова ФА ГМ комірка реалізована у вигляді невеликого контейнера для досліджуваного зразка з встановленим оптично прозорим вікном та мікрофоном для реєстрації фототермоіндукованих змін тиску в ізольованому газі, який займає внутрішній об'єм комірки та контактує з поверхнею зразку, що опромінюється модульованим лазерним випромінюванням. Як створення оптимальної конструкції ФА комірки, так і її калібрування є вирішальними факторами для успішного дослідження теплових властивостей твердих тіл [18, 19]. ФА комірка, використана у даній роботі, була виготовлена з алюмінію, який має слабе оптичне поглинання для заданої довжини хвилі випромінювання. Внутрішній простір ФА комірки складає  $16 \times 8 \times 3,1 \text{ мм}^3$ , де 3,1 мм – висота внутрішнього об'єму між поверхнею зразку та вікном комірки. У порівнянні з існуючими аналогами ФА ГМ комірок [20-23], запропонована конфігурація ГМ комірки є оптимальною для дослідження коефіцієнту теплопровідності зразків з врахуванням таких важливих факторів:

- амплітуда ФА сигналу обернено пропорційна внутрішньому об'єму комірки;
- зменшення внутрішнього об'єму ФА комірки обмежено геометричними розмірами мембрани електретного мікрофона;
- зразки досліджуються безконтактно неруйнівним способом на основі аналізу експериментально одержаних АЧХ;
- реалізація можливості одночасного розміщення в ФА комірці досліджуваного зразку разом з реперним зразком з відомими теплофізичними властивостями (запропонована ФА комірка дозволяє розміщувати одночасно 2 зразки з площею поверхні до  $8 \times 8 \text{ мм}^2$ );
- необхідно мінімізувати ймовірність тепловідводу структурними елементами ФА комірки (внутрішні стінки, вікно ФА комірки), що може мати вплив на інформативний сигнал;
- резонансні частоти ФА комірки мають бути поза робочим діапазоном частот опромінення зразків.

З метою усунення паразитних внесків, які

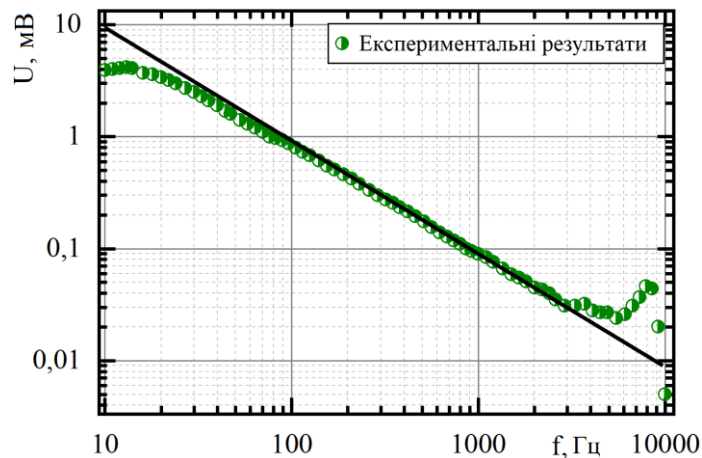
перешкоджають аналізу інформативного відгуку досліджуваних зразків, у якості реперного зразку для нормування ФА сигналу використовувався 515 мкм однорідний зразок графіту (див. рис. 2).

Згідно з модельними розрахунками, представленими у роботі Розенцвейга та Гершо [24] амплітудно-частотна характеристика (АЧХ) ФА сигналу для термічно товстого зразку з високим коефіцієнтом оптичного поглинання повинна мати постійний нахил «-1» зі збільшенням частоти модуляції опромінення. Однак, як видно на рис. 2, поведінка АЧХ помітно відрізняється від теоретично прогнозованої як на високих, так і на низьких частотах.

Відхилення експериментальних результатів від теоретично розрахованих на низьких частотах може мати ряд причин. У цьому випадку інформативний відгук може містити внесок від ефектів, пов'язаних з інструментальними факторами ФА ГМ комірки (відтік тепла, оптичні властивості матеріалу ФА комірки, тощо), а також з характеристиками роботи мікрофону (конструктивні особливості, надійність та довговічність мікрофона, тощо) та електричні схеми вимірювального обладнання.

З іншого боку, навіть елементарна за конструкцією ФА комірка має власні акустичні резонанси, які в основному залежать від її характерних розмірів. Не слід виключати й інших можливих джерел резонансу, таких як діафрагма мікрофона. Більше того, збільшення частоти модуляції призводить до зменшення відношення сигнал / шум. Таким чином, будь-яке експериментальне вимірювання ФА відгуку має бути ретельно проаналізовано та відкалібровано перед процедурою його аналізу, особливо як на низьких, так і на високих робочих частотах модуляції.

Слід зазначити, що калібрувальні коефіцієнти при вимірах реперного зразку при різних потужностях лазерного випромінювання та висоті внутрішнього об'єму комірки якісно узгоджуються між собою та можуть бути використані для нормування ФА



**Рис. 2.** Експериментальна АЧХ ФА сигналу від еталонного зразку однорідного графіту при його опроміненні зеленим лазером з вихідною потужністю 72 мВт. Суцільна лінія представляє теоретичну залежність, передбачену моделлю Розенцвейга та Гершо [24]. Похибка експериментально одержаних АЧХ знаходиться в межах зображених на графіку точок (тут і в наступних рисунках).

сигналу, отриманого від зразків Si. Проте, варто також враховувати відхилення амплітуди ФА відгуку, спричинене збільшенням внутрішнього об'єму ФА комірки при розміщенні в ній зразку меншого розміру.

## II. Результати та їх аналіз

Вимірювання ФА сигналу, індукованого опроміненням зразка Si лазером з вихідною оптичною потужністю 145 мВт, проводилось в нерезонансному діапазоні частот - від 10 Гц до 1500 Гц (див. рис. 3). Для аналізу отриманих експериментальних результатів було використано термохвильовий формалізм [25], згідно якого індуковане нестационарним опроміненням зразку теплове збурення можна представити у вигляді швидко згасаючої теплової хвилі, яку можна охарактеризувати наступним рівнянням:

$$\lambda_T = \sqrt{D_T / (\pi f)}, \quad (1)$$

де  $\lambda_T$  – довжина теплової дифузії,  $D_T$  – температуропровідність зразку,  $f$  – частота модуляції, відповідно.

Отже, у випадку, коли для Si зразка з товщиною  $l_{Si}$  характерна частота, при якій  $\lambda_T \sim l_{Si}$ , належить до діапазону досліджуваних частот модуляції, АЧХ ФА відгуку розділиться на низькочастотні та високочастотні області, які відрізняються за швидкістю спадання амплітуди зі зростанням частоти модуляції. Високочастотна область вказує на частоти

модуляції, при яких  $\lambda_T < l_{Si}$ , що відповідає ситуації, при якій теплові збурення локалізовані в зразку Si.

Для низьких частот модуляції значення довжини теплової хвилі перевищує  $l_{Si}$ , теплові збурення досягають алюмінієвого підложжя ФА комірки, що знаходиться у тепловому контакті з Si зразком, отже теплофізичні властивості підложжя матимуть вплив на формування ФА сигналу. Таким чином, експериментальна оцінка частоти вигину АЧХ дозволяє отримати теплопровідність Si зразка  $K_{Si} = D_T c_{Si} \rho_{Si}$  з наступного виразу:

$$K_{Si} = \pi f_b l_{Si}^2 \rho_{Si} c_{Si}, \quad (2)$$

де  $f_b$  - частота, на якій спостерігається зміна нахилу АЧХ,  $c_{Si}$  – питома теплоємність Si зразку,  $\rho_{Si}$  густина Si зразку, відповідно.

Таким чином, розраховані експериментально значення частоти, на якій спостерігається зміна нахилу АЧХ для Si зразків серії 1, серії 2, серії 3 ( $78 \pm 6$  Гц,  $118 \pm 5$  Гц,  $390 \pm 15$  Гц, відповідно), дозволяють отримати відповідні значення коефіцієнту теплопровідності зразків (див. табл. 2). Слід відмітити, що при розрахунках використовувалось наближення, згідно якого рівень легуючої домішки не впливає на об'ємну теплоємність зразків ( $\rho_{Si} c_{Si}$ ).

Представлений вище підхід дозволяє знайти коефіцієнт теплопровідності зразків завдяки аналізу зміни нахилу АЧХ ФА відгуку в подвійному логарифмічному масштабі. Проте, більш точним методом оцінки значення коефіцієнту теплопровідності зразків на основі отриманих

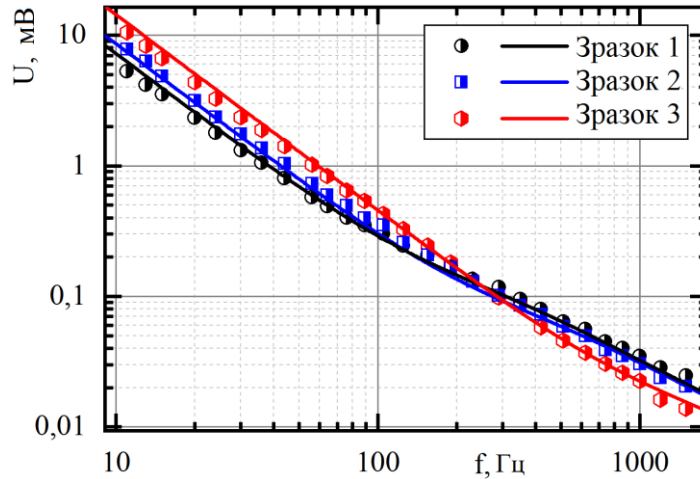
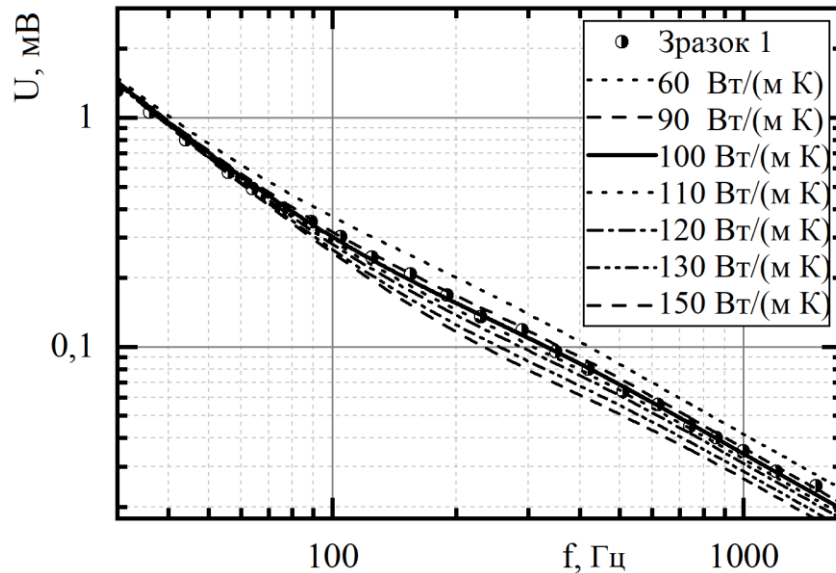


Рис. 3. Нормовані експериментальні результати (точки) АЧХ ФА відгуку Si зразків, апроксимовані модельними розрахунками (представлені лініями).

Таблиця 2

Порівняльна характеристика експериментально одержаних значень коефіцієнту теплопровідності Si зразків з відомими результатами з літературних джерел.

Зразок	Рівень легування, см <sup>-3</sup>	K, Вт/(м К)		
		На основі аналізу частоти зміни нахилу АЧХ	Отримані значення за допомогою модельних розрахунків	Літературні дані [26, 27]
1	10 <sup>19</sup> -10 <sup>20</sup>	102 ± 9	100 ± 10	110
2	10 <sup>19</sup> -10 <sup>20</sup>	114 ± 8	110 ± 10	110
3	10 <sup>15</sup>	133 ± 8	130 ± 10	130



**Рис. 4.** Амплітудно-частотні залежності, теоретично розраховані шляхом варіації значень коефіцієнту теплопровідності зразків серії № 1 (лінії). Результати експерименту представлені крапками.

експериментально АЧХ є обчислення розподілу змінної температурної складової збурення ( $\theta$ ) в одновимірному наближенні згідно з наступним рівнянням [28, 29]:

$$\frac{d^2\theta}{dz^2} - \frac{2\pi f c \rho i}{K} = I_0(1 - R)\alpha \cdot \exp(-\alpha z), \quad (3)$$

де  $K$ ,  $c$ , та  $\rho$  - теплопровідність, питома теплоємність та густина зразку, відповідно;  $I_0$  - інтенсивність оптичного випромінювання зразку;  $R$  та  $\alpha$  - коефіцієнти відбивання та поглинання зразка для заданої довжини хвилі випромінювання, відповідно.

Враховуючи адиабатичні граничні умови, коливання тиску в ФА ГМ комірці оцінюються наступним чином:

$$\rho(f) \sim \int_0^\infty \theta(f, z) dz = -\theta(0) \sqrt{\frac{K_{gas}}{i 2\pi f c_{gas} \rho_{gas}}} \quad (4)$$

де  $\theta(0)$  - температура на поверхні зразка, що опромінюється,  $K_{gas}$ ,  $c_{gas}$ ,  $\rho_{gas}$  - теплопровідність, питома теплоємність та густина ізолюваного газу (повітря) в ФА ГМ комірці.

Оскільки потужність лазерного випромінювання, об'ємна теплоємність, коефіцієнт оптичного поглинання для монокристалічного кремнію при довжині хвилі 532 нм [30] є відомими параметрами, коефіцієнт теплопровідності зразків можливо розрахувати шляхом варіації його величини для досягнення максимально можливої кореляції між експериментально одержаними частотними характеристиками амплітуди ФА сигналу та теоретично розрахованими за допомогою методу кінцевих різниць на основі рівняння (4) (див. рис. 4). Інформативними маркерами для процедури апроксимації є амплітуда та зміна куту нахилу експериментально одержаної частотної залежності ФА відгуку зразків.

Значення коефіцієнтів теплопровідності зразків,

при яких експериментальні та теоретичні залежності (зображені на рис. 3 у вигляді точок та суцільних ліній, відповідно) якісно корелюють між собою, відображені у табл. 2. Отже, розраховані коефіцієнти теплопровідності досліджуваних зразків за допомогою обох підходів добре узгоджуються між собою та якісно за величиною корелюють з відомими результатами, одержаними за допомогою альтернативних методів дослідження [26, 27].

## Висновки

В роботі представлено методіку оцінки коефіцієнту теплопровідності напівпровідникових матеріалів за допомогою фотоакустичного методу. Відмічено важливість ретельно підбраного дизайну фотоакустичної комірки для проведення експериментальних досліджень фотоакустичним газомікрофонним методом. Показано, що процес калібрування фотоакустичного сигналу від матеріалу з відомими теплофізичними властивостями у виготовленій комірці є важливим етапом перед проведенням дослідження фотоакустичного відгуку зразків. Для визначення величини коефіцієнту теплопровідності досліджуваних зразків пропонується комплексний підхід щодо аналізу частотної характеристики амплітуди фотоакустичного сигналу на основі термохвильового формалізму. Зокрема, запропоновану у роботі методіку було використано для дослідження залежності коефіцієнту теплопровідності пластин кремнію в залежності від рівня легуючої домішки бору в матеріалі. Показано, що одержані результати добре узгоджуються з літературними даними. Отже, представлена конфігурація фотоакустичної комірки дозволяє швидко, безконтактно неруйнівним способом проводити дослідження особливостей теплового транспорту широкого кола напівпровідникових матеріалів.

**Подяка**

Публікація містить результати досліджень, одержані в рамках НДР «Особливості фототермічних та фотоакустичних процесів в низькорозмірних напівпровідникових системах на основі кремнію» (номер державної реєстрації 0118U000242). Виражаю подяку науковому співробітнику Університету Лотарингії (Нансі,

Франція) к.ф.-м.н. Ісаєву Миколі Вікторовичу за науковий інтерес до цієї роботи та корисні дискусії, що допомогли у написанні статті.

**Ліщук П.О.** - к.ф.-м.н., асистент кафедри загальної фізики.

- [1] L. Canham, Handbook of Porous Silicon Leigh Canham Springer, 2015 <http://www.springer.com/us/book/9783319057439%5Cnfiles/197/9783319057439.html>.
- [2] M. Lee, J. Supercond. Nov. Magn. 33, 253 (2020) <https://doi.org/10.1007/s10948-019-05268-5>.
- [3] K. Termentzidis, M. Isaiev, A. Salnikova, I. Belabbas, D. Lacroix, J. Kioseoglou, Phys. Chem. Chem. Phys. 20, 5159 (2018) <https://doi.org/10.1039/C7CP07821H>.
- [4] P. Lishchuk, A. Dekret, A. Pastushenko, A. Kuzmich, R. Burbelo, A. Belarouci, V. Lysenko, M. Isaiev, Int. J. Therm. Sci. 134, 317 (2018) <https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2018.08.015>.
- [5] K. Dubyk, L. Chepela, P. Lishchuk, A. Belarouci, D. Lacroix, M. Isaiev, Appl. Phys. Lett. 115, 021902 (2019) <https://doi.org/10.1063/1.5099010>.
- [6] V. Kuryliuk, O. Nepochatyi, P. Chantrenne, D. Lacroix, M. Isaiev, J. Appl. Phys. 126, 055109 (2019) <https://doi.org/10.1063/1.5108780>.
- [7] K. Dubyk, T. Nychporuk, V. Lysenko, K. Termentzidis, G. Castanet, F. Lemoine, D. Lacroix, M. Isaiev, J. Appl. Phys. 127 (2020) 225101. <https://doi.org/10.1063/5.0007559>.
- [8] M. Isaiev, X. Wang, K. Termentzidis, D. Lacroix, Appl. Phys. Lett. 117, 033701 (2020) <https://doi.org/10.1063/5.0014680>.
- [9] R. Burbelo, D. Andrusenko, M. Isaiev, A. Kuzmich, Arch. Met. Mater. 56, 1157 (2011) <https://doi.org/10.2478/v10172-011-0129-2>.
- [10] H. Wang, M. Sen, Int. J. Heat Mass Transf. 52, 2102 (2009) <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2008.10.020>.
- [11] M. Ruoho, K. Valset, T. Finstad, I. Tittonen, Nanotechnology 26, 195706 (2015) <https://doi.org/10.1088/0957-4484/26/19/195706>.
- [12] S. Alekseev, D. Andrusenko, R. Burbelo, M. Isaiev, A. Kuzmich, J. Phys. Conf. Ser. 278, 012003 (2011) <https://doi.org/10.1088/1742-6596/278/1/012003>.
- [13] K. Dubyk, A. Pastushenko, T. Nychporuk, R. Burbelo, M. Isaiev, V. Lysenko, J. Phys. Chem. Solids 126, 267 (2019) <https://doi.org/10.1016/j.jpcs.2018.12.002>.
- [14] M. Isaiev, P.J. Newby, B. Canut, A. Tytarenko, P. Lishchuk, D. Andrusenko, S. Gomès, J.-M. Bluet, L.G. Fréchet, V. Lysenko, R. Burbelo, Mater. Lett. 128, 71 (2014) <https://doi.org/10.1016/j.matlet.2014.04.105>.
- [15] M. Isaiev, S. Tutashkonko, V. Jean, K. Termentzidis, T. Nychporuk, D. Andrusenko, O. Marty, R.M. Burbelo, D. Lacroix, V. Lysenko, Appl. Phys. Lett. 105, 031912 (2014) <https://doi.org/10.1063/1.4891196>.
- [16] D. Andrusenko, M. Isaiev, A. Kuzmich, V. Lysenko, R. Burbelo, Nanoscale Res. Lett. 7, 1 (2012) <https://doi.org/10.1186/1556-276X-7-411>.
- [17] M. Isaiev, D. Andrusenko, A. Tytarenko, A. Kuzmich, V. Lysenko, R. Burbelo, Int. J. Thermophys (2014) <https://doi.org/10.1007/s10765-014-1652-y>.
- [18] R.W. Jones, J.F. McClelland, Appl. Spectrosc. 55, 1360 (2001) (<https://doi.org/10.1366/0003702011953487>).
- [19] X. Wang, B. Cola, T. Bougher, S. Hodson, T. Fisher, X. Xu, Annu. Rev. Heat Transf. (2012) <https://doi.org/10.1615/AnnualRevHeatTransfer.2012004780>.
- [20] S. Alekseev, D. Andrusenko, R. Burbelo, M. Isaiev, a Kuzmich, J. Phys. Conf. Ser. 278, 012003 (2011) <https://doi.org/10.1088/1742-6596/278/1/012003>.
- [21] D. Andrusenko, M. Isaiev, A. Tytarenko, V. Lysenko, R. Burbelo, Microporous Mesoporous Mater. 194, 79 (2014) <https://doi.org/10.1016/j.micromeso.2014.03.045>.
- [22] J. Pelzl, K. Klein, O. Nordhaus, Appl. Opt. 21, 94 (1982) <https://doi.org/10.1364/AO.21.000094>.
- [23] Q. Shen†, T. Takahashi, T. Toyoda, Anal. Chem. 17, 281 (2001).
- [24] A. Rosencwaig, A. Gersho, J. Appl. Phys. 47, 64 (1976) <https://doi.org/10.1063/1.322296>.
- [25] P. Lishchuk, D. Andrusenko, M. Isaiev, V. Lysenko, R. Burbelo, Int. J. Thermophys. 36, 2428 (2015) <https://doi.org/10.1007/s10765-015-1849-8>.
- [26] M. Asheghi, K. Kurabayashi, R. Kasnavi, K.E. Goodson, J. Appl. Phys. 91, 5079 (2002) <https://doi.org/10.1063/1.1458057>.
- [27] M.G. Burzo, P.L. Komarov, P.E. Raad, Non-contact thermal conductivity measurements of p-doped and n-doped gold covered natural and isotopically-pure silicon and their oxides, in: 5th Int. Conf. Therm. Mech. Simul. Exp. Microelectron. Microsystems, 2004. EuroSimE 2004. Proc., IEEE, (2004). P. 269. <https://doi.org/10.1109/ESIME.2004.1304050>.

- [28] P. Lishchuk, M. Isaiev, L. Osminkina, R. Burbelo, T. Nychporuk, V. Timoshenko, Phys. E Low-Dimensional Syst. Nanostructures 107, 131 (2019) <https://doi.org/10.1016/j.physe.2018.11.016>.
- [29] A.I. Tytarenko, D.A. Andrusenko, A.G. Kuzmich, I.V. Gavril'chenko, V.A. Skryshevskii, M.V. Isaiev, R.M. Burbelo, Tech. Phys. Lett. 40, 188 (2014) <https://doi.org/10.1134/S1063785014030146>.
- [30] M.A. Green, Sol. Energy Mater. Sol. Cells. 92, 1305 (2008) <https://doi.org/10.1016/j.solmat.2008.06.009>.

P. Lishchuk

## Optimized Photoacoustic Gas-Microphone Cell for Semiconductor Materials Thermal Conductivity Monitoring

*Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv, Ukraine, [pavel.lishchuk@univ.kiev.ua](mailto:pavel.lishchuk@univ.kiev.ua)*

The paper presents the results of the experimental study of thermal transport of semiconductor materials by photoacoustic (PA) gas-microphone (GM) technique. Special attention is paid to the importance of PA cell design and normalization of the informative signal, as necessary conditions for minimizing the extraneous noise or signal caused by both the PA cell geometry and the contribution of electronic components of the experimental set-up. The presented PA technique allows quick and contactless estimating of the semiconductor materials thermal conductivity in a non-destructive way. In particular, the configuration of the PA cell presented in this work allows analyzing the influence of the level of boron doping impurity on the thermal transport of monocrystalline silicon is proposed. The obtained results are in good agreement with the known literature data and are relevant from a practical point of view due to the importance of silicon usage in modern technological applications.

**Keywords:** photoacoustic gas-microphone method, thermal conductivity, monocrystalline silicon, doped semiconductors.