

УДК 621.315.592

І.В. Гуцул, А.А. Ащеулов, В.І. Гуцул

## Можливості використання анізотропного оптикотермоелемента при опроміненні його бокової грані

Чернівецький національний університет імені Юрія Федьковича,  
вул. Коцюбинського, 2, Чернівці, 58012, Україна,  
тел. (037-2) 54-72-42, e-mail: [ilitvinchuk@mail.ru](mailto:ilitvinchuk@mail.ru)

Проведено розрахунок двовимірного розподілу температури анізотропного оптикотермоелемента при опроміненні його бокової грані. Одержано вирази поперечної термоелектрорушійної сили і вольт-ватної чутливості термоелемента для випадків оптичного пропускання і поверхневого поглинання.

**Ключові слова:** оптикотермоелемент, випромінювач, променева енергія, анізотропне середовище, вольт-ватна чутливість.

Стаття постуила до редакції 30.05.2003; прийнята до друку 06.06.2003

В останній час з'явилися різні джерела, енергію яких у багатьох випадках важко реєструвати і перетворювати. Існують пристрої [1-17], які дозволяють контролювати променеву енергію різних лазерних випромінювачів як в імпульсному, так і в неперервному режимах випромінювання. Вони складаються з анізотропного термоелемента у вигляді прямокутної чотиригранної призми з оптично прозорого, термоелектрично анізотропного матеріалу й оптично прозорого термостата. На нижній грані призми і верхній грані термостата розміщені оптично просвітлюючі шари. Наявність клеєвої прокладки між призмою і термостатом обмежує часову стабільність роботи приймача внаслідок вигорання клею і погіршення його оптичного пропускання. Тому виникає потреба дослідження можливості збільшення часу роботи термоелемента.

Вказана проблема розв'язується тим, що розглядається анізотропний оптикотермоелемент (АОТ) 1 (рис. 1), на бокових гранях якого розміщені оптично просвітлюючі шари 2, а до торцевих граней прикріплені електровиводи 3. Нижня грань термоелемента через діелектричний шар 4 знаходиться в тепловому контакті з термостатом 5. Анізотропний оптикотермоелемент 1 виготовлений з оптично прозорого в заданому спектрі частот анізотропного матеріалу у вигляді прямокутної чотиригранної призми довжиною  $a$ , висотою  $b$  і шириною  $c$ , в лабораторній системі координат (XYZ), повернутій на кут  $\varphi$  у площині (XOZ) відносно кристалографічної (X'Y'Z') системи. Коефіцієнти термоерс  $\mathcal{E}$  і теплопровідності  $\mathcal{K}$  мають вигляд:

$$\mathcal{E} = \begin{vmatrix} \alpha_{\parallel} \sin^2 \varphi + \alpha_{\perp} \cos^2 \varphi & 0 & (\alpha_{\parallel} - \alpha_{\perp}) \sin \varphi \cos \varphi \\ 0 & \alpha_{\perp} & 0 \\ (\alpha_{\parallel} - \alpha_{\perp}) \sin \varphi \cos \varphi & 0 & \alpha_{\parallel} \cos^2 \varphi + \alpha_{\perp} \sin^2 \varphi \end{vmatrix}, \quad (1)$$

$$\mathcal{K} = \begin{vmatrix} \chi_{\parallel} \sin^2 \varphi + \chi_{\perp} \cos^2 \varphi & 0 & (\chi_{\parallel} - \chi_{\perp}) \sin \varphi \cos \varphi \\ 0 & \chi_{\perp} & 0 \\ (\chi_{\parallel} - \chi_{\perp}) \sin \varphi \cos \varphi & 0 & \chi_{\parallel} \cos^2 \varphi + \chi_{\perp} \sin^2 \varphi \end{vmatrix}. \quad (2)$$

Термостат 5 виготовлений із матеріалу з великою теплоємністю і теплопровідністю.

Променева енергія густиною  $q_0$ , падаючи на одну з бокових граней пластини 1, проходить через її об'єм і виходить через другу бокову грань. Частина цієї енергії  $\Delta q$  поглинається об'ємом термоелемента, створюючи при цьому пропорціональний градієнт температури, направлений вздовж висоти  $b$  пластини 1. Це, у свою чергу, приводить до появи на контактах 3 поперечної термоерс, яка однозначно визначає величину густини падаючого променевого потоку  $q_0$ . При наявності внутрішніх джерел тепла розподіл температури в пластині знаходимо із закону теплопровідності [18], який для стаціонарного

випадку  $\frac{\partial T}{\partial t} = 0$  має такий вигляд:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \beta^2 \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{q_0 \gamma}{\chi_{22}} e^{-\gamma(c-z)} = 0, \quad (3)$$

де  $\beta^2 = \frac{\chi_{33}}{\chi_{22}}$ , а  $\gamma$  – коефіцієнт поглинання матеріалу

АОТ.

Крайові умови вибираємо так:

$$T|_{y=0} = T_0, \quad \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=b} = 0, \quad \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=0} = \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=c} = 0, \\ \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=0} = \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=a} = 0 \quad (4)$$

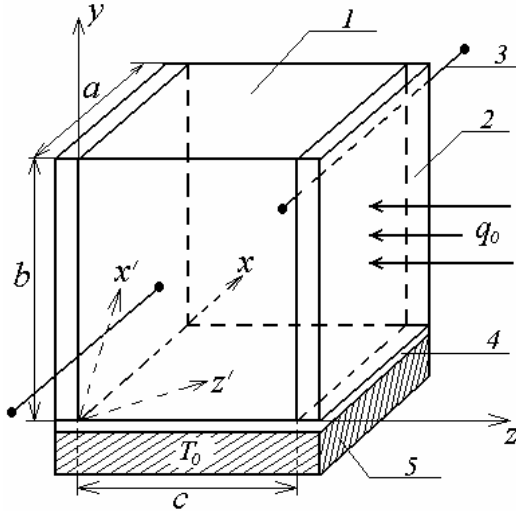


Рис. 1. Схематична конструкція АОТ: анізотропний термоелемент (1); оптично провівлюючі шари (2); електровиводи (3); діелектричний шар (4); термостат (5).

Система  $\{\cos \lambda_n z\}_{n=0}^{\infty}$  є повною, замкнутою, ортогональною системою функцій на відрізку  $[0, c]$  задачі Штурма-Ліувіля

$$\frac{d^2 \Phi}{dz^2} + \lambda^2 \Phi = 0 \quad \left. \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right|_{z=0} = \left. \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right|_{z=c} = 0, \quad (5)$$

де  $\lambda_n = n \pi / c$  - власні значення власних функцій  $\cos \lambda_n z$ , а  $n=0, 1, 2, \dots$

Це дозволяє проводити розклад функції  $\Phi(z)$  у ряд Фур'є за цією системою. Функція  $\Phi(z)$  за своїм зображенням [19]

$$\hat{F}_n[\Phi(z)] = \int_0^c \Phi(z) \cos \lambda_n z \, dz \equiv \Phi_n \quad (6)$$

однозначно відновлюється за правилом

$$\Phi(z) = \hat{F}_n^{-1}[\Phi_n] = \frac{1}{c} \sum_{n=0}^{\infty} \delta_n \Phi_n \cos \lambda_n z, \quad (7)$$

$$\text{де } \delta_n = \begin{cases} 1, & n=0 \\ 2, & n=1, 2, \dots \end{cases}$$

Співвідношення (6) і (7) носять назву прямого  $\hat{F}_n$  і оберненого  $\hat{F}_n^{-1}$  інтегральних косинус-перетворень Фур'є.

Для розв'язку задачі (3)-(4) використаємо

оператор  $\hat{F}_n$  за правилом (6). Внаслідок тотожності

$$\hat{F}_n \left[ \beta^2 \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right] = \int_0^c \beta^2 \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \cos \lambda_n z \, dz \equiv -\beta^2 \lambda_n^2 T_n(y) \quad (8)$$

$$\text{де } T_n(y) = \int_0^c T(y, z) \cos \lambda_n z \, dz,$$

маємо задачу побудови розв'язку рівнянь

$$\frac{d^2 T_n(y)}{dy^2} - \beta^2 \lambda_n^2 T_n(y) = -f_n, \quad y \in (0, b) \quad (9)$$

$$f_n = \int_0^c \frac{q_0 \gamma}{\chi_{22}} e^{-\gamma(c-z)} \cos \lambda_n z \, dz \quad (10)$$

за крайовими умовами

$$T_n(y)|_{y=0} = T_{0n}, \quad \left. \frac{dT_n(y)}{dy} \right|_{y=b} = 0, \quad (11)$$

$$T_{0n} = \int_0^c T_0 \cos \lambda_n z \, dz = \begin{cases} T_0 c, & n=0 \\ 0, & n=1, 2, \dots \end{cases}$$

Розв'язок задачі (9)-(11) при  $n=0$  має такий вигляд:

$$T_0(y) = \frac{q_0}{2 \chi_{22}} (e^{-\gamma c} - 1)(y^2 - 2by) + T_0 c. \quad (12)$$

Загальний розв'язок неоднорідного рівняння (9) при  $n > 0$  будемо шукати у вигляді суми загального розв'язку однорідного і часткового розв'язку неоднорідного рівнянь

$$T_n(y)|_{n>0} = T_n^{\text{одн.}}(y)|_{n>0} + T_n^{\text{неодн.}}(y)|_{n>0}. \quad (13)$$

Загальний розв'язок однорідного рівняння (9) такий:

$$T_n^{\text{одн.}}(y)|_{n>0} = A_{1n} \operatorname{ch} \lambda_n y + A_{2n} \operatorname{sh} \lambda_n y. \quad (14)$$

Для часткового розв'язку неоднорідного рівняння (9) при врахуванні співвідношення (10) маємо

$$T_n^{\text{ч.неодн.}}(y)|_{n>0} = \frac{q_0 \gamma^2}{\chi_{22} \beta^2} \frac{[(-1)^n - e^{-\gamma c}]}{\lambda_n^2 (\lambda_n^2 + \gamma^2)}. \quad (15)$$

Коефіцієнти  $A_{1n}$  і  $A_{2n}$  знаходимо за крайовими умовами (11) для  $n > 0$ :

$$A_{1n} = \frac{q_0 \gamma^2}{\chi_{22} \beta^2} \frac{[e^{-\gamma c} - (-1)^n]}{\lambda_n^2 (\lambda_n^2 + \gamma^2)}, \quad (16)$$

$$A_{2n} = \frac{q_0 \gamma^2}{\chi_{22} \beta^2} \frac{[(-1)^n - e^{-\gamma c}]}{\lambda_n^2 (\lambda_n^2 + \gamma^2)} \operatorname{th}(\beta \lambda_n b).$$

Підставляючи (16) в (14), та враховуючи (12), (13) і (15), отримуємо вираз для загального розв'язку неоднорідного диференціального рівняння (9) при  $n \geq 0$  у такому вигляді:

$$T_n(y) = \frac{q_0}{2} \frac{1}{\chi_{22}} (e^{-\gamma c} - 1)(y^2 - 2by) + T_0 c + \frac{q_0 \gamma^2}{\chi_{22} \beta^2} \frac{[(-1)^n - e^{-\gamma c}]}{\lambda_n^2 (\lambda_n^2 + \gamma^2)} \times \left\{ 1 - \frac{\text{ch}[\beta \lambda_n (y-b)]}{\text{ch}(\beta \lambda_n b)} \right\}. \quad (17)$$

Застосовуючи обернене інтегральне косинус-перетворення Фур'є (7) до розв'язку (15) в результаті одержуємо кінцевий вираз розподілу температури досліджуваного АОТ

$$T(y, z) = T_0 + \frac{q_0}{2 \chi_{22} c} (e^{-\gamma c} - 1)(y^2 - 2by) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2q_0 \gamma^2}{\chi_{22} c \beta^2} \frac{[(-1)^n - e^{-\gamma c}]}{\lambda_n^2 (\lambda_n^2 + \gamma^2)} \times \left\{ 1 - \frac{\text{ch}[\beta \lambda_n (y-b)]}{\text{ch}(\beta \lambda_n b)} \right\} \cos \lambda_n z. \quad (18)$$

Поперечна складова напруженості термоелектричного поля, зумовлена проходженням променевого потоку через анізотропну пластину, визначається співвідношенням

$$E_x^T = \alpha_{11} \frac{\partial T}{\partial x} + \alpha_{12} \frac{\partial T}{\partial y} + \alpha_{13} \frac{\partial T}{\partial z}. \quad (19)$$

Згідно з [20] електрорушійна сила  $\varepsilon$  анізотропного термоелемента із врахуванням (19) має вигляд:

$$\varepsilon = \frac{1}{bc} \int_0^b dy \int_0^c dz \int_0^a dx \left( \alpha_{11} \frac{\partial T}{\partial x} + \alpha_{12} \frac{\partial T}{\partial y} + \alpha_{13} \frac{\partial T}{\partial z} \right) dx. \quad (20)$$

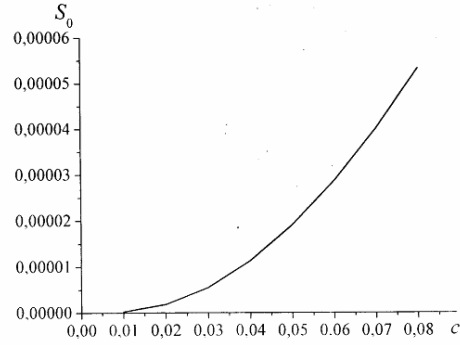
Підставляючи (18) в (20), одержимо після інтегрування наступний вираз для поперечної термоерс  $\varepsilon$ :

$$\varepsilon = 4q_0 a \frac{\alpha_{13}}{\chi_{33}} \times \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(1 + e^{-\gamma c})(\gamma c)^2}{(2k+1)^2 \pi^2 [(2k+1)^2 \pi^2 + (\gamma c)^2]} \times \left\{ 1 - \frac{\sqrt{\chi_{22}}}{\sqrt{\chi_{33}}} \frac{c}{(2k+1)\pi b} \text{th} \left[ \frac{\sqrt{\chi_{33}}}{\sqrt{\chi_{22}}} \frac{(2k+1)\pi b}{c} \right] \right\}. \quad (21)$$

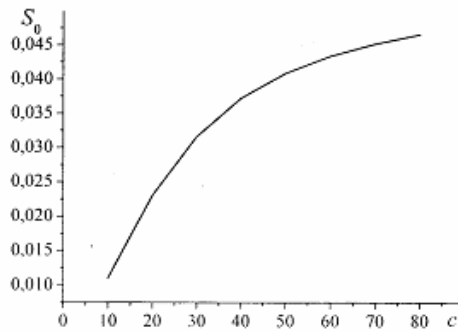
Вольт-ватна чутливість  $S_0$  розглянутого АОТ визначається таким співвідношенням:

$$S_0 = \frac{\varepsilon}{q_0 ab} = \frac{4 \alpha_{13}}{b \chi_{33}} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(1 + e^{-\gamma c})(\gamma c)^2}{(2k+1)^2 \pi^2 [(2k+1)^2 \pi^2 + (\gamma c)^2]} \times \left\{ 1 - \frac{\sqrt{\chi_{22}}}{\sqrt{\chi_{33}}} \frac{c}{(2k+1)\pi b} \text{th} \left[ \frac{\sqrt{\chi_{33}}}{\sqrt{\chi_{22}}} \frac{(2k+1)\pi b}{c} \right] \right\}. \quad (22)$$

На рис. 2,3 наведено графіки залежності вольт-ватної чутливості  $S_0$  від  $\gamma c$  у випадках оптичного пропускання ( $\gamma c \ll 1$ ) і поверхневого поглинання ( $\gamma c \gg 1$ ) для АОТ із CdSb при опроміненні бокової



**Рис. 2.** Залежність вольт-ватної чутливості  $S_0$  АОТ із CdSb у випадку оптичного пропускання ( $\gamma c \ll 1$ ) при опроміненні бокової грані.



**Рис. 3.** Залежність вольт-ватної чутливості  $S_0$  АОТ із CdSb у випадку поверхневого поглинання ( $\gamma c \gg 1$ ) при опроміненні бокової грані.

грані. Показано, що в обидвох випадках вольт-ватна чутливість зростає з ростом  $\gamma c$ , але при поверхневому поглинанні вона характеризується більшими за величиною значеннями, ніж у випадку оптичного пропускання. Зростання величини вольт-ватної чутливості особливо відчутне при зменшенні висоти  $b$  термоелемента.

Аналіз одержаних результатів показує, що запропонований оптикотермоелемент дозволяє реєструвати відносно високі значення енергій променивих потоків. Максимальне значення поперечної термоерс  $\varepsilon$  визначається анізотропією коефіцієнтів як термоерс  $\alpha$ , так і теплопровідності  $\kappa$ , і спостерігається при деякому оптимальному значенні кута  $\varphi$ . Такий термоелемент зручний в експлуатації, може встановлюватись як вихідні вікна випромінювача та дозволяє контролювати енергію при виконанні технологічних задач із можливістю здійснення автоматичного управління рівнем густини променевої енергії. Змінюючи геометричні розміри АОТ, а також застосовуючи реальні матеріали, можна одержати відповідні пристрої з необхідними параметрами.

**Гуцул І.В.** – доктор фізико-математичних наук, професор кафедри теоретичної фізики, декан фізичного факультету;  
**Ащеулов А.А.** – доктор технічних наук, професор.  
**Гуцул В.І.** – студент кафедри теоретичної фізики.

- [1] Анатычук Л.И. *Термоэлементы и термоэлектрические устройства*. Наук. думка, Киев, 766 с. (1979).
- [2] Ашеулов А.А., Кондратенко В.М., Пилявский Ю.Б., Раренко И.М. ЭДС анизотропного термоэлемента в режиме проходящей мощности // *УФЖ*, **29**(9), сс. 1427-1429 (1984).
- [3] Ашеулов А.А. Анизотропный радиационный термоэлемент для измерения проходной мощности // *ОМП*, **12**, сс. 48-49 (1989).
- [4] Ашеулов А.А., Гуцул И.В., Раренко А.И. Анизотропный радиационный термоэлемент, действующий в режиме внутреннего отражения // *Оптический журнал*, **4**, сс. 78-79 (1993).
- [5] Ashcheulov A.A., Gutsul I.V. Anisotropic optical thermoelectric elements // *J. of Thermoelectricity*, **3**, pp. 81-89 (1997).
- [6] Ашеулов А.А., Гуцул И.В., Раренко А.И. Електрорушійна сила і коефіцієнт корисної дії анізотропного термоелемента у випадку врахування анізотропії коефіцієнтів термоЕРС і теплопровідності // *УФЖ*, **42**(6), сс. 698-701 (1997).
- [7] Ashcheulov A.A., Gutsul I.V., Rarenko A.I. About the Possibilities of Transverse Thermoelectromotion Force in the Case of Optical Media // *Proceedings XVI International Conference on Thermoelectrics*, Dresden, August 26-29, 1997., Dresden, Germany, pp. 764-767 (1997).
- [8] Гуцул И.В. Анізотропний оптикотермоелемент у випадку збігу напрямків променевого потоку та градієнта температури // *УФЖ*, **43**(10), сс. 1278-1281 (1998).
- [9] Ашеулов А.А., Гуцул И.В., Раренко А.И. *Анізотропний термоелектричний приймач лазерного випромінювання*: Заявка №23478 АН 01L 35/02, від 02.06.1998 р. Бюл.№4 31.08.1998 р.
- [10] Гуцул И.В. Анизотропный радиационный термоэлемент для измерения проходной мощности в случае термостатирования верхней рабочей грани // *Опт. Журн*, **66**(7), сс. 109-111 (1999).
- [11] Гуцул И.В. Особливості розподілу температури анізотропної пластини // *Науковий вісник Чернівецького університету*: Збірник наук. праць. Фізика, **50**, сс. 15-17 (1999).
- [12] Гуцул И.В. Можливості використання поперечної термоелектрорушійної сили в оптичних середовищах для перетворення та ресстрації променивих потоків // *Журн. фізичних досліджень*, **3**(1), сс. 98-101 (1999).
- [13] Ашеулов А.А., Гуцул И.В., Раренко А.И. Метод «прозрачной стенки» для контроля лучистых потоков различной мощности // *ТКЭ*, **2-3**, сс. 33-36 (1999).
- [14] Гуцул И.В. Дослідження вольт-ватної чутливості анізотропного оптико термоелемента при антипаралельних напрямках градієнта температури та променевого потоку // *Науковий вісник Чернівецького університету*: Збірник наук. праць. Фізика. Електроніка, **79**, сс. 12-14 (2000).
- [15] Гуцул И.В., Ашеулов А.А. Поперечна термоЕРС і вольт-ватна чутливість анізотропного оптико термоелемента у випадку термостатування його бокових граней // *Науковий вісник Чернівецького університету*: Збірник наук. праць. Фізика. Електроніка, **92**, сс. 5-8 (2000).
- [16] Gutsul I.V., Ashcheulov A.A. Investigation of Transverse Thermopower, Efficiency and Volt-Watt Sensitivity of Anisotropic Optical Thermoelement with a Triangular Cross-Section // *J. of Thermoelectricity*, **2**, pp. 49-53 (2000).
- [17] Гуцул И.В. *Явища електро- та теплопереносу в анізотропних напівпровідниках*: Дис. докт. фіз.-мат. наук. – Чернівці, 287 с. (2000).
- [18] Лыков А.В. *Теория теплопроводности*. Высш. шк., М., 600 с. (1967).
- [19] Ленюк М.П. *Интегральные преобразования с раздельными переменными (Фур'е-Ханкеля)*. Киев, (Препр./ Институт математики АН УССР: №83.4) (1983).
- [20] Снарский А.А. ЭДС термоэлементов, использующих анизотропию термоЭДС. I. Анизотропные термоэлементы прямоугольной формы // *ФТП*, **11**(10), сс. 2053-2055 (1977).

I.V. Gutsul, A.A. Ascheulov, V.I. Gutsul

## The Opportunity of Using of the Anisotropic Optics-Thermal-Elements at Irradiation Their Lateral Side

'Yuriy Fedjkovych' Chernivtsy National University,  
2, Kotsubynsky Str., Chernivtsy, 58012, Ukraine, tel. (037-2) 54-72-42, E-mail: ilitvinchuk@mail.ru

The calculation of two-dimension temperature distribution of the optics-thermal-elements at irradiation their lateral side is lead. Are received the expression of the transverse thermal-e.m.f. and volt-watt sensitivity of thermal-element for optical passing-through and surface absorption.