ЖУРНАЛ ФІЗИЧНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ
т. 3, № 1 (1999) с. 98–101

JOURNAL OF PHYSICAL STUDIES
v. 3, No. 1 (1999) p. 98–101

# МОЖЛИВОСТІ ВИКОРИСТАННЯ ПОПЕРЕЧНОЇ ТЕРМОЕЛЕКТРОРУШІЙНОЇ СИЛИ В ОПТИЧНИХ СЕРЕДОВИЩАХ ДЛЯ ПЕРЕТВОРЕННЯ ТА РЕЄСТРАЦІЇ ПРОМЕНЕВИХ ПОТОКІВ

І. В. Гуцул
*Чернівецький державний університет імені Юрія Федьковича*
*вул. Коцюбинського, 2, Чернівці, 274012, Україна*
(Отримано 1 серпня 1997 р.; в остаточному вигляді — 9 жовтня 1998 р.)

Розглянуто можливість перетворення та реєстрації високоінтенсивних променевих потоків за допомогою поперечної термоерс, що виникає в анізотропних середовищах із різною величиною оптичної прозорости. Одержано основні вирази для параметрів розглядуваних оптикотермоелементів, а також термогенераторів і приймальних пристроїв, які базуються на використанні методу "прозорої стінки".

**Ключові слова**: променевий потік, поперечна термоелектрорушійна сила, оптикотермоелементи, анізотропне середовище, теплопровідність.

PACS number(s): 72.20.Pa

Із розвитком науки й техніки з'явились різні джерела, енергію яких у багатьох випадках досить проблематично реєструвати та перетворювати існуючими засобами й методами. Для розв'язку цієї задачі в нашій роботі запропоновано використовувати середовища з різною величиною оптичної прозорости. Це в свою чергу привело до появи нового методу реєстрації променевих потоків, названого методом "прозорої стінки". Він базується на частковому поглинанні прохідного випромінювання оптично прозорими середовищами з одночасним перетворенням поглинутої частини енергії за допомогою відомих теплопірокалориметричних ефектів. Проведений аналіз показує, що для променевих потоків УФ–, видимої і ІЧ– областей спектра реалізація цього методу особливо перспективна для випадку використання явища поперечної термоерс [1], що виникає в анізотропних середовищах і служить основою появи анізотропних оптикотермоелементів (АОТ) [2, 3]. У роботі викладена теорія АОТ і проаналізовані їхні параметри та можливості.

Розглянемо АОТ, який являє собою пластину 1 із заданими розмірами $a, b, c$ (рис. 1) з матеріялу, анізотропного за коефіцієнтами термоерс $\hat{\alpha}$ і теплопровідности $\hat{æ}$. Тензори $\hat{\alpha}$ і $\hat{æ}$ в лабораторній системі координат $(XYZ)$, повернутій на кут $\varphi$ в площині $XOY$ відносно кристалографічної $(X'Y'Z')$, мають вигляд

$$\hat{\alpha} = \begin{vmatrix} \alpha_{11}\sin^2\varphi + \alpha_\perp\cos^2\varphi & (\alpha_{11}-\alpha_\perp)\sin\varphi\cos\varphi & 0 \\ (\alpha_{11}-\alpha_\perp)\sin\varphi\cos\varphi & \alpha_{11}\cos^2\varphi + \alpha_\perp\sin^2\varphi & 0 \\ 0 & 0 & \alpha_\perp \end{vmatrix},$$

$$\hat{æ} = \begin{vmatrix} æ_{11}\sin^2\varphi + æ_\perp\cos^2\varphi & (æ_{11}-æ_\perp)\sin\varphi\cos\varphi & 0 \\ (æ_{11}-æ_\perp)\sin\varphi\cos\varphi & æ_{11}\cos^2\varphi + æ_\perp\sin^2\varphi & 0 \\ 0 & 0 & æ_\perp \end{vmatrix}. \quad (1)$$

На верхню грань цього термоелемента падає променевий потік з густиною $q_0$, а його нижня грань знаходиться в теплоконтакті з термостатом 2 при температурі $T = T_0$. Бокові грані пластини теплоізольовані, при цьому не враховуємо крайових ефектів $(a = c >> b)$ [4]. Рівномірний монохроматичний потік з густиною $q_0$ і довжиною хвилі $\lambda_0$, пройшовши через таку пластину, викликає появу в ній ґрадієнта температури і однозначно зв'язаної з ним поперечної термоерс.

Розподіл температури в пластині знаходимо з основного закону теплопровідности при наявності внутрішніх джерел тепла

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{c_0 d}\sum_{i=1}^{3}\sum_{k=1}^{3} æ_{ik}\frac{\partial^2 T}{\partial x_i \partial x_k} + \frac{q_v}{c_0 d}, \quad (2)$$

де $c_0$ — теплоємність, $d$ — густина матеріялу АОТ відповідно, $q_v$ — кількість тепла, що виділяється внутрішніми джерелами в одиниці об'єму за одиницю часу, $æ_{ik}$ — відповідні коефіцієнти тензора теплопровідности, які визначаємо з другого співвідношення (1).

У випадку стаціонарного розподілу температури $\frac{\partial T}{\partial t} = 0$ для наближень $\frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial T}{\partial z} = 0, æ_{12} < æ_{22}$ рівняння (2) набуде такого вигляду:

$$æ_{22}\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + q_v = 0. \tag{3}$$

Використовуючи відомий закон Бугера–Ламберта, одержуємо

$$q_v = q_0\gamma e^{-\gamma(b-y)}, \tag{4}$$

де $\gamma$ — коефіцієнт поглинання матеріялу АОТ.

Підставивши (4) в (3) і розв'язуючи (3) при крайових умовах

$$T|_{y=0} = T_0, \quad \left.\frac{\partial T}{\partial y}\right|_{y=b} = 0,$$

одержуємо розподіл температури всередині об'єму АОТ

$$T(y) = T_0 + \frac{q_0}{æ_{22}}\left[y + \frac{e^{-\gamma b}}{\gamma}(1 - e^{\gamma y})\right]. \tag{5}$$

Напруженість термоелектричного поля $\mathbf{E}_T$ визначаємо співвідношенням

$$\mathbf{E}_T = \hat{\alpha}\boldsymbol{\nabla}T. \tag{6}$$

Підставляючи (5) в (6), одержимо

$$E_x^T = \alpha_{12}\frac{\partial T}{\partial y} = q_0\frac{\alpha_{12}}{æ_{22}}\left[1 - e^{-\gamma(b-y)}\right]. \tag{7}$$

Згідно з [5] поперечну термоерс визначаємо таким чином:

$$\mathcal{E} = \frac{1}{bc}\int_0^b dy\int_0^c dz\int_0^a E_x^T dx. \tag{8}$$

Підставивши (7) у (8), одержимо вираз для е.р.с. АОТ

$$\mathcal{E} = q_0 a\frac{\alpha_{12}}{æ_{22}}\left[1 - \frac{1}{\gamma b}(1 - e^{-\gamma b})\right]. \tag{9}$$

Коефіцієнт корисної дії таких пристроїв [6] визначаємо співвідношенням [7]

$$\eta = \eta_k\frac{1}{1+\Lambda}, \tag{10}$$

де $\eta_k$ — к.к.д. циклу Карно, $\Lambda = \frac{BT_0}{A}$, $A = J^2 R_{\text{зовн.}}$ — потужність АОТ, $B$ — швидкість виникнення ентропії всередині об'єму АОТ, яка має такий вигляд:

$$\begin{aligned} B &= \frac{Q_0}{T_0} - \frac{Q_1}{T_1} \\ &= æ_{22}S\left[\frac{1}{T_0}\left.\frac{dT}{dy}\right|_{y=0} - \frac{1}{T_1}\left.\frac{dT}{dy}\right|_{y=b}\right], \end{aligned} \tag{11}$$

де $Q_0, Q_1$ — кількість теплот на нижній і верхній гранях АОТ відповідно, $S = a\cdot c$ — площа цих граней, $T_1$ — температура верхньої грані.

Для досліджуваного АОТ із урахуванням (5) одержимо для (11) такий вираз:

$$B = q_0 ac T_0^{-1}(1 - e^{-\gamma b}). \tag{12}$$

Струм $J$, що протікає через АОТ,

$$\begin{aligned} J &= \frac{\mathcal{E}}{R_i + R_{\text{зовн.}}} \\ &= \frac{q_0 a\alpha_{12}}{(R_i + R_{\text{зовн.}})æ_{22}}\left[1 - \frac{1}{\gamma b}(1 - e^{-\gamma b})\right], \end{aligned} \tag{13}$$

де $R_i = \rho\frac{a}{bc}$ — внутрішній опір АОТ, $\rho$ — питомий опір матеріялу, $R_{\text{зовн.}}$ — опір навантаження.

У випадку $R_i = R_{\text{зовн.}}$ вираз для роботи $A$ з урахуванням (13) набуде такого вигляду:

$$A = \frac{q_0^2 abc\alpha_{12}^2}{4\rho æ_{22}^2}\left[1 - \frac{1}{\gamma b}(1 - e^{-\gamma b})\right]^2. \tag{14}$$

Тоді безрозмірний параметр $\Lambda$, який входить у вираз для к.к.д. $\eta$,

$$\Lambda = \frac{4\rho æ_{22}^2(1 - e^{-\gamma b})}{q_0 b\alpha_{12}^2[1 - \frac{1}{\gamma b}(1 - e^{-\gamma b})]^2}. \tag{15}$$

У результаті, підставляючи (15) у (10) із урахуванням (5), одержимо

$$\begin{aligned} \eta &= \frac{q_0 b æ_{22}^{-1}[1 + \frac{1}{\gamma b}(e^{-\gamma b} - 1)]}{T_0 + q_0 b æ_{22}^{-1}[1 + \frac{1}{\gamma b}(e^{-\gamma b} - 1)]} \\ &\times \left[1 + \frac{4\rho æ_{22}^2(1 - e^{-\gamma b})}{q_0 b\alpha_{12}^2[1 - \frac{1}{\gamma b}(1 - e^{-\gamma b})]^2}\right]^{-1}. \end{aligned} \tag{16}$$

| Матеріял | Область оптичного пропускання $\lambda$, мкм | Коефіцієнт оптичного поглинання $\gamma$, см$^{-1}$ (при $\lambda = 10.6$мкм) | Коефіцієнт поперечної термоерс $\Delta\alpha$, мкВ $\cdot$ к$^{-1}$ | Коефіцієнт теплопровідности æ, Вт $\cdot$ (см$\cdot$к)$^{-1}$ | Коефіцієнт електропровідности $\sigma$, Ом $\cdot$ см$^{-1}$ |
|---|---|---|---|---|---|
| CdSb | 2.6 ... 40.0 | 0.2 | 200 | $1.5 \cdot 10^{-2}$ | 0.3 |
| ZnSb | 2.4 ... 27.0 | 0.5 | 150 | $1.1 \cdot 10^{-2}$ | 1.5 |
| $LdAS_2$ | 1.25 ... 16.0 | 0.5 | 350 | $2.0 \cdot 10^{-2}$ | 0.03 |
| $ZnAS_2$ | 1.36 ... 21.0 | 1.0 | 220 | $6.0 \cdot 10^{-2}$ | 0.01 |
| CdS | 0.5 ... 18.0 | 0.5 | 150 | $2.0 \cdot 10^{-1}$ | 0.6 |
| Te | 3.6 ... 30.5 | 0.2 | 160 | $3.0 \cdot 10^{-2}$ | 4.0 |

Таблиця 1

| Тип приймача | Матеріял термоелемента | Матеріял термостата | Вольт-ватна чутливість $S$, В $\cdot$ Вт$^{-1}$ | Максимальна потужність енергії $q_0$, Вт $\cdot$ см$^{-2}$ | Площа робочих граней $a \times c$, см$^2$ |
|---|---|---|---|---|---|
| АПП–1 | CdSb | CdTe | $2 \cdot 10^{-5}$ | $5.0 \cdot 10^3$ | $0.3 \times 0.3$ |
| АПП–2 | CdSb | CdTe | $2 \cdot 10^{-6}$ | $4.5 \cdot 10^2$ | $1.0 \times 1.0$ |
| АПП–3 | $CdAs_2$ | CdTe | $1 \cdot 10^{-7}$ | $3.6 \cdot 10^3$ | $4.0 \times 4.0$ |
| АПП–4 | $ZnAs_2$ | CdTe | $1 \cdot 10^{-7}$ | $1.0 \cdot 10^4$ | $0.8 \times 0.8$ |
| АПП–5 | CdS | CdTe | $1 \cdot 10^{-7}$ | $2.0 \cdot 10^4$ | $0.5 \times 0.5$ |

Таблиця 2

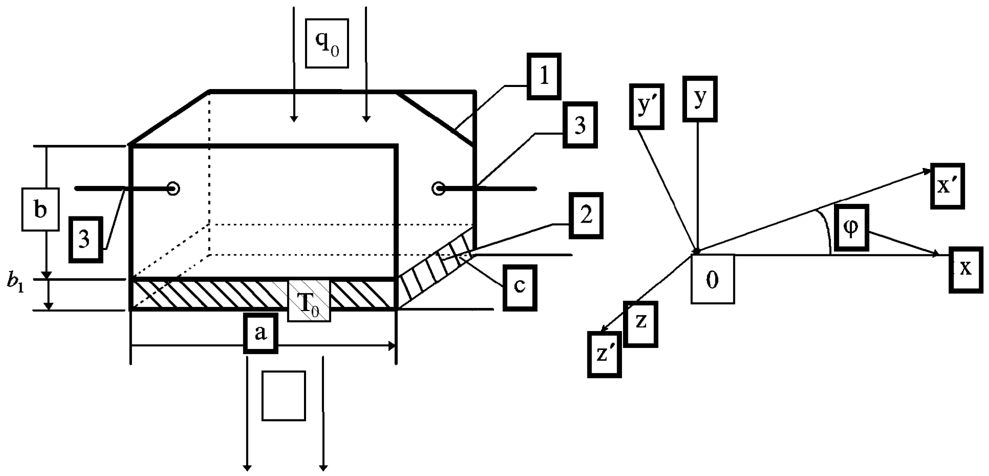


Рис. 1. Анізотропний оптикотермоелемент: 1 — пластина довжиною $a$, висотою $b$ і шириною $c$ із анізотропного термоелектричного матеріялу; 2 — термостат висотою $b_1$; 3 — електровиводи. Справа — лабораторна система координат $XYZ$ і орієнтація кристалографічних осей $X'Y'Z'$ пластини 1.

Аналіз виразів (9) і (16) показує, що максимальне значення поперечної термоерс $\mathcal{E}$ і к.к.д. $\eta$ визначається анізотропією коефіцієнтів як термоерс $\hat{\alpha}$, так і теплопровідности $\hat{æ}$ і спостерігається при деякому оптимальному значенні кута $\varphi_{\text{опт.}}$, який визначаємо з умов $\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial \varphi} = 0$, $\frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial \varphi^2} < 0$ [1].

З (9) і (16) із урахуванням (1) випливає, що для режиму роботи АОТ $-\gamma_1 b_1 << \gamma b << 1$, названого режимом оптичного пропускання ($\gamma_1$ — коефіцієнт оптичного поглинання матеріялу термостата висотою $b_1$), вирази для е.р.с. $\mathcal{E}$, к.к.д. $\eta$ і добротности матеріялу АОТ $z_A$ мають такий вигляд:

$$\mathcal{E}_1 = \frac{q_0 a \alpha_{12} \gamma b}{2æ_{22}}, \tag{17}$$

$$\eta_1 = \frac{q_0 b æ_{22}^{-1} \gamma b}{2T_0 + q_0 b æ_{22}^{-1} \gamma b} \left[ 1 + \frac{8\rho æ_{22}^2 (2 - \gamma b)}{q_0 b \alpha_{12}^2 \gamma b} \right]^{-1}, \tag{18}$$

$$z_{A1} = \frac{\alpha_{12}^2 \gamma b}{\rho æ_{22}}. \tag{19}$$

Для режиму об'ємного поглинання, $\gamma b_1 << \gamma b \simeq 1$,

$$\mathcal{E}_2 = \frac{q_0 a \alpha_{12} e^{-1}}{æ_{22}}, \tag{20}$$

$$\eta_2 = \frac{q_0 b æ_{22}^{-1} e^{-1}}{T_0 + q_0 b æ_{22}^{-1} e^{-1}} \left[ 1 + \frac{4\rho æ_{22}^2 (1 - e^{-1})}{q_0 b \alpha_{12}^2 e^{-2}} \right]^{-1}, \tag{21}$$

$$z_{A2} = \frac{\alpha_{12}^2}{\rho æ_{22}} (1 - e^{-1}). \tag{22}$$

У випадку режиму поверхневого поглинання, $\gamma b >> 1$,

$$\mathcal{E}_3 = \frac{q_0 a \alpha_{12}}{æ_{22}}, \tag{23}$$

$$\eta_3 = \frac{q_0 b æ_{22}^{-1}}{T_0 + q_0 b æ_{22}^{-1}} \left[ 1 + \frac{4\rho æ_{22}^2}{q_0 b \alpha_{12}^2} \right]^{-1}, \tag{24}$$

$$z_{A3} = \frac{\alpha_{12}^2}{\rho æ_{22}}. \tag{25}$$

З (17)–(25) випливає, що ефективне використання досліджуваних термоелементів у ролі енерґетичних перетворювачів є перспективним для АОТ, які працюють у режимі поверхневого поглинання. Термоелементи, що працюють у режимі оптичного пропускання, дозволили реалізувати метод "прозорої стінки" і створити засоби для реєстрації та неперервного контролю променевих потоків різної потужности [10–11].


[1] W. Tomson, Math. Phys. Pap. **1**, 266 (1882).
[2] А. А. Ащеулов, В. М. Кондратенко, Ю. Б. Пилявский, И. М. Раренко, Укр. физ. журн. **29**, 1427 (1984).
[3] А. А. Ащеулов, Опт.–мех. пром. **12**, 48 (1989).
[4] А. А. Снарский, В. Н. Слипченко, Физ. техн. полупр. **8**, 2010 (1974).
[5] А. А. Снарский, Физ. техн. полупр. **11**, 2053 (1977).
[6] А. А. Ащеулов, И. В. Гуцул, А. И. Раренко, Укр. физ. журн. **38**, 923 (1993).
[7] В. Н. Слипченко, Укр. физ. журн. **21**, 126 (1976).
[8] A. T. Burkov, A. Heinrich, M. V. Vedrnikov, in *XIII Int. Conf. of Thermoelectrics* (USA, N. Y., 1995).
[9] S. V. Ordin, in *XIII Int. Conf. of Thermoelectrics* (USA, N. Y., 1995).
[10] А. А. Ащеулов, И. В. Гуцул, А. И. Раренко, Опт. журн. **4**, 78 (1993).
[11] A. A. Ashcheulov, J. Thermoelectricity **4**, 59 (1995).


## APPLICATION POSSIBILITIES OF TRANSVERSAL THERMOELECTROMOTIVE FORCE IN OPTICAL MEDIA FOR TRANSITITION AND REGISTRATION RAY STREAMS


I. V. Gutsul

*Yurii Fed'kovych Chernivtsi State University, Chair of Theoretical Physics,*
*2 Kotsiubynskyi Str., Chernivtsi, UA–274012, Ukraine*



The abilities of transformation and registration of high intensity ray streams using transversal thermoelectromotive force which arise in anisotropic media with varying values of optical transparency are considered. Main analytical expressions are obtained using the "transparent wall" method for the parameters of optical thermoelements considered and also for thermogenerators and receivers.