Д. т. н. А. А. АЩЕУЛОВ, д. ф.-м. н. И. В. ГУЦУЛ

Украина, г. Черновцы, Институт термоэлектричества;
ЧНУ им. Юрия Федьковича
E-mail: photon@argocom.cv.ua

Дата поступления в редакцию
29.04 2005 г.

Оппоненты *д. ф.-м. н. З. Д. КОВАЛЮК*
(ЧФ ИПМ, г. Черновцы),
д. т. н. В. В. ДАНИЛОВ (ДонНУ, г. Донецк)

ИССЛЕДОВАНИЕ АНИЗОТРОПНЫХ ОПТИКОТЕРМОЭЛЕМЕНТОВ В СЛУЧАЕ РАЗЛИЧНЫХ ОПТИЧЕСКИХ И ТЕПЛОВЫХ РЕЖИМОВ

Исследования впервые позволили предложить и реализовать метод «прозрачной стенки», предназначенный для регистрации лучистых потоков повышенной плотности в широком спектральном диапазоне.

В настоящее время определенный интерес представляет эффект поперечной термоЭДС, обусловленный анизотропией коэффициентов термоЭДС [1] и теплопроводности [2]. Его исследованию посвящен ряд публикаций [3—8], где на основе уравнений теплопроводности с соответствующими граничными условиями рассмотрены конкретные распределения температур и термоэлектрических потенциалов анизотропной пластины, экспериментальное сравнение которых проведено в [9, 10].

Появление источников энергии повышенной плотности обусловило возникновение проблемы их преобразования и регистрации. Для ее решения впервые было предложено использовать среды с различной степенью оптической прозрачности при одновременном преобразовании поглощенной части энергии с помощью известных теплопирокалориметрических эффектов [11—14]. Проведенный анализ показал, что для лучистых потоков УФ-, видимой, ИК- и СВЧ-областей спектра реализация этого метода перспективна в случае вышеупомянутой поперечной термоЭДС, послужившей в дальнейшем основой для появления оригинальных анизотропных оптикотермоэлементов (АОТ) [15—17].

В настоящей работе представлены результаты исследований некоторых АОТ, проведенных авторами, в случае различных распределений температур и направлений лучистых потоков, а также рассмотрены их особенности.

АОТ при одномерном распределении температур

В первых публикациях, посвященных исследованию поперечной термоЭДС с учетом оптических свойств, АОТ рассматривались в виде прямоугольной пластины *1* длиной *a*, высотой *b* и шириной *c* из оптически прозрачного материала, анизотропного по коэффициентам теплопроводности $\hat{\chi}$ и термоЭДС $\hat{\alpha}$ (**рис. 1**). Эти тензоры в лабораторной системе координат (*XYZ*), смещенной на угол φ в плоскости *X*0*Y* относительно кристаллографической (*X'Y'Z'*), имеют вид

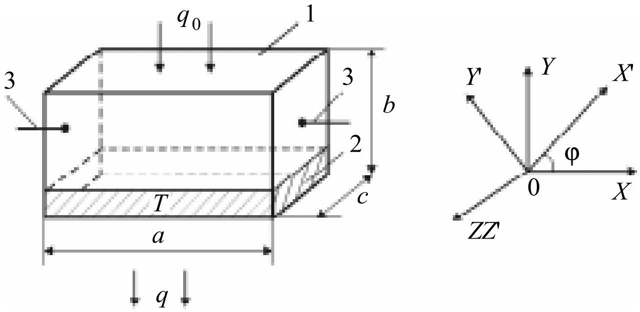

Рис. 1. Схема АОТ в случае термостатирования нижней рабочей грани:
1 — пластина из анизотропного материала; *2* — термостат; *3* — электровыводы. Справа — лабораторная система координат *XYZ* и ориентация главных кристаллографических осей *X'Y'Z'* монокристаллической пластины *1*

$$\hat{\chi}=\begin{vmatrix}\chi_{II}\cdot\sin^2\varphi+\chi_\perp\cdot\cos^2\varphi & (\chi_{II}-\chi_\perp)\cdot\sin\varphi\cdot\cos\varphi & 0\\ (\chi_{II}-\chi_\perp)\cdot\sin\varphi\cdot\cos\varphi & \chi_{II}\cdot\cos^2\varphi+\chi_\perp\cdot\sin^2\varphi & 0\\ 0 & 0 & \chi_\perp\end{vmatrix}, \quad (1)$$

$$\hat{\alpha}=\begin{vmatrix}\alpha_{II}\cdot\sin^2\varphi+\alpha_\perp\cdot\cos^2\varphi & (\alpha_{II}-\alpha_\perp)\cdot\sin\varphi\cdot\cos\varphi & 0\\ (\alpha_{II}-\alpha_\perp)\cdot\sin\varphi\cdot\cos\varphi & \alpha_{II}\cdot\cos^2\varphi+\alpha_\perp\cdot\sin^2\varphi & 0\\ 0 & 0 & \alpha_\perp\end{vmatrix}. \quad (2)$$

На верхнюю грань этой пластины падает однородный монохроматический лучистый поток плотностью q_0, а ее нижняя грань находится в теплооптическом контакте с термостатом *2* при температуре $T=T_0$. Термостат *2* выполнен из изотропного материала, оптический спектральный диапазон которого совпадает с соответствующим диапазоном длин волн материала АОТ. Боковые грани АОТ адиабатически изолированы, при этом краевые эффекты не учитываются ($a=c>>b$) [4].

Распределение температуры АОТ при антипараллельных направлениях градиента температуры и лучистого потока находится из основного уравнения теплопроводности [18] при наличии внутренних источников тепла:

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

где c_0 — удельная теплоемкость;
d — плотность материала АОТ;

χ_{ik} — соответствующие компоненты тензора теплопроводности;
q_v — количество тепла, выделяемого внутренними источниками в единице объема за единицу времени и определяемого законом Бугера–Ламберта.

В случае стационарного распределения температуры $\left(\frac{\partial T}{\partial t}=0\right)$ для приближений $\frac{\partial T}{\partial x}=\frac{\partial T}{\partial z}=0$, $\chi_{12}<\chi_{22}$ уравнение (3) приобретает вид

$$\chi_{22}\frac{\partial^2 T}{\partial y^2}+q_0\gamma\cdot e^{-\gamma(b-y)}=0, \tag{4}$$

где γ — коэффициент оптического поглощения материала АОТ.

Решая (4) при граничных условиях

$$T\Big|_{y=0}=T_0,\quad \frac{\partial T}{\partial y}\Big|_{y=b}=0, \tag{5}$$

получим одномерное распределение температуры объема АОТ:

$$T(y)=T_0+\frac{q_0}{\chi_{22}}\left[y+\frac{e^{-\gamma b}}{\gamma}\left(1-e^{-\gamma y}\right)\right]. \tag{6}$$

Компоненты напряженности термоэлектрического поля $\vec{E}^T$ определяются соотношением

$$E_i^T=\sum_{k=1}^{3}\alpha_{ik}\frac{\partial T}{\partial x_k}. \tag{7}$$

Подставляя (6) в (7), получим:

$$E_x^T=\alpha_{12}\frac{\partial T}{\partial y}=q_0\frac{\alpha_{12}}{\chi_{22}}\left[1-e^{-\gamma(b-y)}\right]. \tag{8}$$

В соответствии с [5] термоЭДС ε определяется следующим образом:

$$\varepsilon=\frac{1}{bc}\int_0^b \mathrm{d}y\int_0^c \mathrm{d}z\int_0^a E_x^T\,\mathrm{d}x. \tag{9}$$

Подставляя (8) в (9), получаем термоЭДС рассматриваемого АОТ:

$$\varepsilon^{\uparrow\downarrow}=q_0 a\frac{\alpha_{12}}{\chi_{22}}\left[1-\frac{1}{\gamma b}\left(1-e^{-\gamma b}\right)\right]. \tag{10}$$

Коэффициент полезного действия (КПД) η [14] таких устройств определяется соотношением [15]

$$\eta=\eta_k\frac{1}{1+\Lambda}, \tag{11}$$

где η_k — КПД цикла Карно;
$\Lambda=\frac{BT_0}{A}$;
$A=I^2R_{\text{вн}}$ — мощность АОТ;
B — скорость возникновения энтропии объема АОТ —

$$B=\frac{Q_0}{T_0}-\frac{Q_1}{T_1}=\chi_{22}S\left[\left|\frac{1}{T_0}\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}y}\right|_{y=0}-\frac{1}{T_1}\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}y}\Big|_{y=b}\right]. \tag{12}$$

Здесь Q_0 и Q_1 — количество теплоты на нижней и верхней гранях АОТ, соответственно, $S=ac$ — площадь этих граней, T_1 — температура верхней грани.

С учетом (6), для (12) получаем:

$$B=q_0acT_0^{-1}\left(1-e^{-\gamma b}\right). \tag{13}$$

Ток I, протекающий через АОТ,

$$I=\frac{\varepsilon}{R_i+R_{\text{вн}}}=\frac{q_0a\alpha_{12}}{\left(R_i+R_{\text{вн}}\right)\chi_{22}}\left[1-\frac{1}{\gamma b}\left(1-e^{-\gamma b}\right)\right], \tag{14}$$

где $R_i=\rho\frac{a}{bc}$ — внутреннее сопротивление АОТ;
ρ — удельное сопротивление материала;
$R_{\text{вн}}$ — сопротивление нагрузки.

В случае $R_i=R_{\text{вн}}$ выражение для работы A с учетом (14) приобретает вид

$$A=\frac{q_0^2abc\alpha_{12}^2}{4\rho\chi_{22}^2}\left[1-\frac{1}{\gamma b}\left(1-e^{-\gamma b}\right)\right]^2, \tag{15}$$

а безразмерный параметр Λ, входящий в выражение для КПД η, можно представить как

$$\Lambda=\frac{4\rho\chi_{22}^2\left(1-e^{-\gamma b}\right)}{q_0b\alpha_{12}^2\left[1-\frac{1}{\gamma b}\left(1-e^{-\gamma b}\right)\right]^2}. \tag{16}$$

В результате, подставляя (16) в (11) с учетом (6), получаем:

$$\eta^{\downarrow\uparrow}=\frac{q_0b\chi_{22}^{-1}\left[1+\frac{1}{\gamma b}\left(-1+e^{-\gamma b}\right)\right]}{T_0+q_0b\chi_{22}^{-1}\left[1+\frac{1}{\gamma b}\left(-1+e^{-\gamma b}\right)\right]}\times\left[1+\frac{4\rho\chi_{22}^2\left(1-e^{-\gamma b}\right)}{q_0b\alpha_{12}^2\left[1-\frac{1}{\gamma b}\left(1-e^{-\gamma b}\right)\right]^2}\right]^{-1}. \tag{17}$$

В некоторых случаях, например АОТ с верхней термостатированной рабочей гранью (**рис. 2**), направление распространения лучистого потока и градиента температуры совпадают [11]. Лучистый поток плотностью q_0 падает на верхнюю грань термостата *1* толщиной b_1

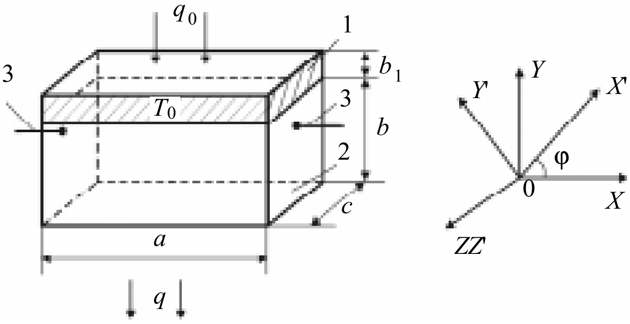

Рис. 2. Схема АОТ в случае термостатирования верхней рабочей грани:
1 — термостат; *2* — анизотропная пластина; *3* — электрические контакты. Справа — лабораторная система координат *XYZ* и ориентация главных кристаллографических осей *X'Y'Z'* монокристаллической пластины *2*

из оптически прозрачного в требуемом спектральном диапазоне длин волн материала с коэффициентом поглощения γ_1. Нижняя грань термостата находится в теплооптическом контакте с верхней гранью пластины *2* при температуре $T=T_0$. Боковые и нижняя грани пластины *2* адиабатически изолированы. Распределение температуры такого термоэлемента также находится из уравнения теплопроводности (3), аналогично (4):

$$\chi_{22}\frac{\mathrm{d}^2T}{\mathrm{d}y^2}+q_0\cdot e^{-\gamma_1 b_1}\cdot\gamma\cdot e^{-\gamma(b-y)}=0\,. \qquad (18)$$

Решая уравнение (18) при граничных условиях

$$\left.\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}y}\right|_{y=0}=0,\ \ T\Big|_{y=b}=T_0, \qquad (19)$$

получим распределение температуры этого АОТ:

$$T=T_0+\frac{q_0e^{-\gamma_1 b_1}}{\chi_{22}}\left\{(y-b)e^{-\gamma b}+\frac{1}{\gamma}\left[1-e^{-\gamma(b-y)}\right]\right\}. \qquad (20)$$

Используя соотношения (7) и (9), получим выражение поперечной термоЭДС $\varepsilon^{\downarrow\downarrow}$ АОТ с параллельным направлением лучистого потока и градиента температуры:

$$\varepsilon^{\downarrow\downarrow}=\frac{q_0a\alpha_{12}e^{-\gamma_1b_1}}{\chi_{22}}\left\{e^{-\gamma b}-\frac{1}{\gamma b}\left[1-e^{-\gamma b}\right]\right\}. \qquad (21)$$

Аналогично (17), коэффициент полезного действия $\eta^{\downarrow\downarrow}$ для этого случая

$$\eta^{\downarrow\downarrow}=\frac{q_0\gamma^{-1}e^{-\gamma_1b_1}\chi_{22}^{-1}\left[1-e^{-\gamma b}\left(1+\gamma b\right)\right]}{T_0+q_0\gamma^{-1}e^{-\gamma_1b_1}\chi_{22}^{-1}\left[1-e^{-\gamma b}\left(1+\gamma b\right)\right]}\times$$

$$\times\left\{1+\frac{4\rho e^{-\gamma_1b_1}\left(1-e^{-\gamma b}\right)\chi_{22}^{-1}}{q_0b\alpha_{12}^2\left[e^{-\gamma b}-\frac{1}{\gamma b}\left(1-e^{-\gamma b}\right)\right]^2}\right\}^{-1}. \qquad (22)$$

Из (10), (17), (21), (22) следует, что в зависимости от степени оптической прозрачности вольт-ваттная чувствительность [9] S_0 и коэффициент полезного действия η АОТ с антипараллельным и параллельным распространением лучистого потока по отношению к градиенту температуры в случае одномерного распределения температуры имеют вид:

а) режим оптического пропускания (γb<<1, γ_1b_1<<1) —

$$S_{01}^{\uparrow\downarrow}=\frac{\alpha_{12}}{2\chi_{22}c}\gamma b\,; \qquad (23)$$

$$\eta_1^{\downarrow\uparrow}=\frac{q_0b\chi_{22}^{-1}\gamma b}{2T_0+q_0b\chi_{22}^{-1}\gamma b}\left[1+\frac{8\rho\chi_{22}^2(2-\gamma b)}{q_0b\alpha_{12}^2\gamma b}\right]^{-1}; \qquad (24)$$

$$S_{01}^{\downarrow\downarrow}=\frac{\alpha_{12}}{\chi_{22}c}e^{-\gamma_1b_1}\gamma b; \qquad (25)$$

$$\eta_1^{\downarrow\downarrow}=\frac{q_0b\chi_{22}^{-1}\gamma be^{-\gamma_1b_1}}{T_0+q_0b\chi_{22}^{-1}\gamma be^{-\gamma_1b_1}}\left[1+\frac{4\rho\chi_{22}^2e^{\gamma_1b_1}}{q_0b\alpha_{12}^2\gamma b}\right]^{-1}; \qquad (26)$$

б) режим объемного поглощения (γb≈1, γ_1b_1<<1) —

$$S_{02}^{\uparrow\downarrow}=\frac{\alpha_{12}}{e\chi_{22}c}; \qquad (27)$$

$$\eta_2^{\downarrow\uparrow}=\frac{q_0b\chi_{22}^{-1}e^{-1}}{T_0+q_0b\chi_{22}^{-1}e^{-1}}\left[1+\frac{4\rho\chi_{22}^2(1-e^{-1})}{q_0b\alpha_{12}^2e^{-2}}\right]^{-1}; \qquad (28)$$

$$S_{02}^{\downarrow\downarrow}=\frac{\alpha_{12}}{\chi_{22}ce}e^{-\gamma_1b_1}(e-2)\,; \qquad (29)$$

$$\eta_2^{\downarrow\downarrow}=\frac{q_0\chi_{22}^{-1}\gamma^{-1}e^{-\gamma_1b_1}(1-2e^{-1})}{T_0+q_0\chi_{22}^{-1}\gamma^{-1}e^{-\gamma_1b_1}(1-2e^{-1})}\left[1+\frac{4\rho\chi_{22}^2e^{\gamma_1b_1}(1-e^{-1})}{q_0b\alpha_{12}^2(2e^{-1}-1)^2}\right]^{-1}; \qquad (30)$$

в) режим поверхностного поглощения (γb>>1, 0<γ_1b_1≤γb) —

$$S_{03}^{\uparrow\downarrow}=\frac{\alpha_{12}}{\chi_{22}c}(1-\frac{1}{\gamma b}); \qquad (31)$$

$$\eta_3^{\downarrow\uparrow}=\frac{q_0b\chi_{22}^{-1}}{T_0+q_0b\chi_{22}^{-1}}\left[1+\frac{4\rho\chi_{22}^2}{q_0b\alpha_{12}^2}\right]^{-1}; \qquad (32)$$

$$S_{03}^{\downarrow\downarrow}=\frac{\alpha_{12}}{\chi_{22}c}\,\frac{1}{\gamma b}e^{-\gamma_1b_1}\,; \qquad (33)$$

$$\eta_3^{\downarrow\downarrow}=\frac{q_0\chi_{22}^{-1}\gamma^{-1}e^{-\gamma_1b_1}}{T_0+q_0\chi_{22}^{-1}\gamma^{-1}e^{-\gamma_1b_1}}\left[1+\frac{4\rho\chi_{22}^2e^{\gamma_1b_1}}{q_0b\alpha_{12}^2}(\gamma b)^2\right]^{-1}. \qquad (34)$$

Анализ выражений (23) — (34) показывает, что максимальные значения вольт-ваттной чувствительности S_0 и КПД η определяются анизотропией коэффициентов термоЭДС $\hat{\alpha}$ и теплопроводности $\hat{\chi}$ и наблюдаются при некоторых оптимальных углах $\varphi_{\text{опт}}$, значения которых находятся из [5]:

$$\frac{\partial\varepsilon}{\partial\varphi}=0,\ \ \frac{\partial^2\varepsilon}{\partial\varphi^2}<0\,. \qquad (35)$$

Проведенные исследования позволили сделать выводы о том, что эффективное использование АОТ в роли энергетических преобразователей перспективно в случае режима поверхностного поглощения (γb>>1) при антипараллельном расположении лучистого потока и градиента температуры. Термоэлементы, работающие в режиме оптического пропускания (γb<<1), наиболее эффективно проявили себя в качестве информационных преобразователей, позволивших предложить и реализовать новый метод регистрации лучистых потоков, названный нами методом “прозрачной стенки”, а также создать оригинальные средства для регистрации и непрерывного контроля проходящих лучистых потоков различной мощности [14].

АОТ при двухмерном распределении температуры, обусловленном анизотропией теплопроводности

Двухмерное распределение температуры, обусловленное анизотропией теплопроводности материала АОТ при антипараллельных направлениях лучистого потока и градиента температуры (рис. 1), также находится из уравнения теплопроводности (3), которое в приближении $\chi_{11}>\chi_{12}$, $\chi_{22}>\chi_{12}$ для стационарного случая имеет вид

$$\xi^2\frac{\partial^2T}{\partial x^2}+\frac{\partial^2T}{\partial y^2}+q_0\gamma\left[e^{-\gamma(b-y)}+e^{-\gamma x}\right]=0\,, \qquad (36)$$

где $\xi^2 = \dfrac{\chi_{11}}{\chi_{22}}$.

Решение уравнения (36) проводится при граничных условиях

$$\left.\frac{\partial T}{\partial x}\right|_{x=0} = \left.\frac{\partial T}{\partial x}\right|_{x=a} = 0, \quad \left.T\right|_{y=0} = T_0, \quad \left.\frac{\partial T}{\partial y}\right|_{y=b} = 0. \quad (37)$$

Известно, что собственной функцией задачи Штурма–Лиувиля [19, 20]

$$\frac{d^2 f}{dx^2} + \lambda^2 f = 0, \quad \left.\frac{df}{dx}\right|_{x=0} = \left.\frac{df}{dx}\right|_{x=a} = 0 \quad (38)$$

является функция $\cos\lambda_n x$, отвечающая собственному значению $\lambda_n = \dfrac{n\pi}{a}$, где n = 0, 1, 2,... .

Система $\{\cos\lambda_n x\}_{n=0}^{\infty}$ — полная, замкнутая ортогональная система функций на отрезке [0, a], что позволяет разложить функции $f(x)$ в ряд Фурье.

Функция $f(x)$ по своему изображению [20]

$$\hat{F}_n[f(x)] = \int_0^a f(x)\cos\lambda_n x dx \equiv f_n \quad (39)$$

однозначно восстанавливается по правилу

$$f(x) = \hat{F}_n^{-1}[f_n] = \frac{1}{a}\sum_{n=0}^{\infty} \delta_n f_n \cos\lambda_n x, \quad (40)$$

где $\delta_n = \begin{cases} 1, & n=0 \\ 2, & n=1,2... \end{cases}$

Соотношения (39) и (40) носят название законченного прямого $\hat{F}_n$ и обратного $\hat{F}_n^{-1}$ интегральных косинус-преобразований Фурье [19]. Применив к (36), (37) оператор $\hat{F}_n$ по правилу (39), вследствие тождественности

$$\hat{F}_n\left[\xi^2 \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}\right] \equiv \int_0^a \xi^2 \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}\cos\lambda_n x dx \equiv -\xi^2\lambda_n^2 T_n(y), \quad (41)$$

где

$$T_n(y) = \int_0^a T(x,y)\cos\lambda_n x dx, \quad (42)$$

получаем задачу построения решения уравнения

$$\frac{d^2 T_n}{dy^2} - \xi^2\lambda_n^2 T_n(y) = -\Phi_n(y), \quad y \in (0,b), \quad (43)$$

причем

$$\Phi_n(y) = \int_0^a \frac{q_0\gamma}{\chi_{22}}\left[e^{-\gamma(b-y)} + e^{-\gamma x}\right]\cos\lambda_n x dx \quad (44)$$

при граничных условиях

$$\left.T_0(y)\right|_{y=0} = T_{0n}, \; T_{0n} = \int_0^a T_0 \cdot \cos\lambda_n x \cdot dx = \begin{cases} T_0 a, & n=0 \\ 0, & n=1,2... \end{cases}, \; \left.\frac{dT_n(y)}{dy}\right|_{y=b} = 0. \quad (45)$$

При n=0 уравнение теплопроводности (43) приобретает вид

$$\frac{d^2 T_0}{dy^2} = -\int_0^a \frac{q_0\gamma}{\chi_{22}}\left[e^{-\gamma(b-y)} + e^{-\gamma x}\right]dx \quad (46)$$

при следующих граничных условиях:

$$\left.T_0(y)\right|_{y=0} = T_0 a; \quad \left.\frac{dT_0(y)}{dy}\right|_{y=b} = 0. \quad (47)$$

Решение уравнений (46), (47) получаем в виде

$$T_0(y) = T_0 a + \frac{q_0 a}{\chi_{22}}\left\{\frac{e^{-\gamma b}}{\gamma} + \left[1 + \frac{b}{a}(1 - e^{-\gamma a})\right]y - \frac{e^{-\gamma(b-y)}}{\gamma} - \frac{1 - e^{-\gamma a}}{2a}y^2\right\}. \quad (48)$$

Для n>0 общее решение (43) находится в виде суммы общего решения однородного и частного решения неоднородного уравнений, т. е.

$$\left.T_n(y)\right|_{n>0} = T_n^{\text{одн}}(y) + T_n^{\text{неодн}}(y). \quad (49)$$

Общее решение однородного уравнения (43) ищем в виде

$$\left.T_n^{\text{одн}}(y)\right|_{n>0} = A_{1n}\text{ch}(\xi\lambda_n y) + A_{2n}\text{sh}(\xi\lambda_n y). \quad (50)$$

Поскольку правая часть (43) определяется выражением (44), то после интегрирования она приобретает вид

$$\Phi_n(y) = \frac{q_0\gamma^2}{\chi_{22}}\frac{\left[1 - (-1)^n e^{-\gamma a}\right]}{(\lambda_n^2 + \gamma^2)} \quad (51)$$

и является постоянной величиной.

Для частного решения $T_n^{\text{неодн}}(y)$ получаем:

$$\left.T_n^{\text{неодн}}(y)\right|_{n>0} = \frac{q_0\gamma^2}{\chi_{22}}\frac{\left[1 - (-1)^n e^{-\gamma a}\right]}{\xi^2\lambda_n^2(\lambda_n^2 + \gamma^2)}. \quad (52)$$

Коэффициенты A_{1n} и A_{2n} вычислим после подстановки (50) и (52) в выражение (49) при граничных условиях

$$\left.T_n(y)\right|_{y=0} = 0; \quad \left.\frac{dT_n(y)}{dy}\right|_{y=b} = 0. \quad (53)$$

В результате общее решение неоднородного уравнения (43) при n>0 приобретает вид

$$\left.T_n(y)\right|_{n>0} = \frac{q_0\gamma^2}{\chi_{22}}\frac{\left[1 - (-1)^n e^{-\gamma a}\right]}{\xi^2\lambda_n^2(\lambda_n^2 + \gamma^2)}\left\{1 - \frac{\text{ch}\left[\xi\lambda_n(b-y)\right]}{\text{ch}(\xi\lambda_n b)}\right\}. \quad (54)$$

Применяя обратное интегральное косинус-преобразование Фурье (40) к общему решению неоднородного дифференциального уравнения (43)

$$T(x,y) = \hat{F}_n^{-1}[T_n(y)] = \frac{1}{a}\sum_{n=0}^{\infty}\delta_n T_n(y)\cos\lambda_n x = \frac{1}{a}T_0(y) + \frac{2}{a}\sum_{n=1}^{\infty} T_n(y)\cos\lambda_n x \quad (55)$$

и подставив (48) и (54) в (55), получим распределения температуры в следующем виде:

$$T(x,y) = T_0 + \frac{q_0}{\chi_{22}}\left[\frac{e^{-\gamma b}}{\gamma}(1-e^{\gamma y}) + y + \right.$$

$$\left. +(1-e^{-\gamma a})\left(\frac{b}{a}y - \frac{1}{2a}y^2\right)\right] +$$

$$+\frac{2q_0\gamma^2}{a\chi_{11}}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{\left[1-(-1)^n e^{-\gamma a}\right]}{\lambda_n^2(\lambda_n^2+\gamma^2)}\left\{1-\frac{\mathrm{ch}\left[\sqrt{\frac{\chi_{11}}{\chi_{22}}}\lambda_n(b-y)\right]}{\mathrm{ch}\left[\sqrt{\frac{\chi_{11}}{\chi_{22}}}\lambda_n b\right]}\right\}\cos\lambda_n x. \quad (56)$$

Анализ (56) показывает, что полученное распределение температуры $T(x, y)$ имеет сложную нелинейную зависимость от координат и определяется как анизотропией теплопроводности, так и оптическими свойствами материала пластины.

Подставив (56) в (7), получим:

$$E_x^T = \frac{q_0\alpha_{12}}{\chi_{22}}\left[1-e^{-\gamma(b-y)} + \frac{b}{a}(1-e^{\gamma a}) - \frac{1-e^{-\gamma a}}{a}y\right] +$$

$$+\frac{2q_0\gamma^2\alpha_{12}}{a\chi_{11}}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{\left[1-(-1)^n e^{-\gamma a}\right]}{\lambda_n(\lambda_n^2+\gamma^2)}\sqrt{\frac{\chi_{11}}{\chi_{22}}}\,\frac{\mathrm{sh}\left[\sqrt{\frac{\chi_{11}}{\chi_{22}}}\lambda_n(b-y)\right]}{\mathrm{ch}\left[\sqrt{\frac{\chi_{11}}{\chi_{22}}}\lambda_n b\right]}\times$$

$$\times\cos\lambda_n x - \frac{2q_0\gamma^2\alpha_{11}}{a\chi_{11}}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{\left[1-(-1)^n e^{-\gamma a}\right]}{\lambda_n(\lambda_n^2+\gamma^2)}\times$$

$$\times\sin\lambda_n x\left\{1-\frac{\mathrm{ch}\left[\sqrt{\frac{\chi_{11}}{\chi_{22}}}\lambda_n(b-y)\right]}{\mathrm{ch}\left[\sqrt{\frac{\chi_{11}}{\chi_{22}}}\lambda_n b\right]}\right\}. \quad (57)$$

Подставляя (57) в (9), после интегрирования получим выражение термоЭДС $\varepsilon_1^{\downarrow\uparrow}$ АОТ с антипараллельными направлениями лучистого потока и градиента температуры:

$$\varepsilon_1^{\uparrow\downarrow} = \frac{q_0 a\alpha_{12}}{\chi_{22}}\left[1+\frac{b}{2a}(1-e^{-\gamma a}) - \frac{1}{\gamma b}(1-e^{-\gamma b})\right] +$$

$$+\frac{4q_0\gamma^2}{ab}\frac{\alpha_{11}}{\chi_{11}}\sum_{k=0}^{\infty}\frac{1+e^{-\gamma\cdot a}}{\frac{(2k+1)^2\pi^2}{a^2}\left[\frac{(2k+1)^2\pi^2}{a^2}+\gamma^2\right]}\times$$

$$\times\left[\frac{a}{(2k+1)\pi}\sqrt{\frac{\chi_{22}}{\chi_{11}}}\cdot\mathrm{th}\left(\sqrt{\frac{\chi_{11}}{\chi_{22}}}\frac{(2k+1)\pi b}{a}\right)-b\right]. \quad (58)$$

В отличие от одномерного распределения температуры (6), при котором поперечная термоЭДС $\varepsilon_1^{\downarrow\uparrow}$ (10) определяется только коэффициентом термоЭДС α_{12}, в случае двухмерного распределения температуры (56) величина $\varepsilon_1^{\downarrow\uparrow}$ определяется и коэффициентом термоЭДС α_{11}. Это значит, что при одномерном распределении температуры поперечная термоЭДС обусловлена составляющей градиента температуры только вдоль оси $0У$, а при двухмерном — составляющими вдоль осей $0У$ и $0X$.

Двухмерное распределение температуры АОТ с параллельными направлениями градиента температуры и лучистого потока (рис. 2) также находится из (3) —

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \beta^2\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{q_0\gamma}{\chi_{11}}\cdot e^{-\gamma_1 b_1}\left[e^{-\gamma(b-y)} + e^{-\gamma x}\right] = 0, \quad (59)$$

где $\text{в}^2 = \frac{\chi_{22}}{\chi_{11}}$

при граничных условиях

$$\left.\frac{\partial T}{\partial x}\right|_{x=0} = \left.\frac{\partial T}{\partial y}\right|_{x=a} = 0,\quad \left.\frac{\partial T}{\partial y}\right|_{y=0} = 0,\quad T\Big|_{y=b} = T_0. \quad (60)$$

Использование задачи Штурма–Луивиля с последующими прямыми и обратными интегральными косинус-преобразованиями Фурье [20] приводит, аналогично (39)—(55), к следующему распределению температуры АОТ:

$$T(x,y) = T_0 + \frac{q_0\cdot e^{-\gamma_1 b_1}}{\chi_{22}}\left\{(y-b)e^{-\gamma b} + \frac{1}{\gamma}\left[1-e^{-\gamma(b-y)}\right] + \frac{1-e^{-\gamma a}}{2a}(b^2-y^2)\right\} +$$

$$+\frac{2q_0\gamma^2\cdot e^{-\gamma_1 b_1}}{a\chi_{11}}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{\left[1-(-1)^n\cdot e^{-\gamma a}\right]}{\lambda_n^2(\lambda_n^2+\gamma^2)}\left[1-\frac{\mathrm{ch}(\beta^{-1}\lambda_n y)}{\mathrm{ch}(\beta^{-1}\lambda_n b)}\right]\cos\lambda_n x. \quad (61)$$

ТермоЭДС $\varepsilon^{\downarrow\downarrow}$ с учетом (7) и (61) приобретает вид

$$\varepsilon_1^{\downarrow\downarrow} = \frac{q_0 a\alpha_{12}e^{-\gamma_1 b_1}}{\chi_{22}}\left\{e^{-\gamma b} - \frac{1}{\gamma b}\left[1-e^{-\gamma b}\right] - \frac{(1-e^{-\gamma a})b}{2a}\right\} - \frac{4q_0\gamma^2}{ab}\times$$

$$\times\frac{\alpha_{11}e^{-\gamma_1 b_1}}{\chi_{11}}\sum_{k=0}^{\infty}\frac{1+e^{-\gamma a}}{\frac{(2k+1)^2\pi^2}{a^2}\left[\frac{(2k+1)^2\pi^2}{a^2}+\gamma^2\right]}\times$$

$$\times\left[b-\frac{a}{(2k+1)\pi}\sqrt{\frac{\chi_{22}}{\chi_{11}}}\mathrm{th}\left(\sqrt{\frac{\chi_{11}}{\chi_{22}}}\frac{(2k+1)\pi b}{a}\right)\right]. \quad (62)$$

Как и в (58), первая тройка слагаемых (62) определяет термоЭДС, создаваемую градиентом температуры вдоль оси $0У$, а слагаемое со знаком суммы — термоЭДС, которая создается градиентом температуры вдоль оси $0X$. После соответствующих преобразований следует, что вольт-ваттные чувствительности АОТ с антипараллельными и параллельными направлениями лучистого потока и градиента температуры приобретают вид:

а) режим оптического пропускания (γb<<1, $\gamma_1 b_1$<<1) —

$$\left(S_{01}^{\uparrow\downarrow}\right)' = \frac{\alpha_{12}}{\chi_{22}c}\left[\frac{\gamma b}{2} + \frac{b}{2a}(1-e^{-\gamma a})\right] +$$

$$+\frac{4\gamma^2}{a^2 bc}\frac{\alpha_{11}}{\chi_{11}}\sum_{k=0}^{\infty}\frac{1+e^{-\gamma a}}{\frac{(2k+1)^2\pi^2}{a^2}\left[\frac{(2k+1)^2\pi^2}{a^2}+\gamma^2\right]}\times$$

$$\times\left[\frac{a}{(2k+1)\pi}\sqrt{\frac{\chi_{22}}{\chi_{11}}}\mathrm{th}\left(\sqrt{\frac{\chi_{11}}{\chi_{22}}}\frac{(2k+1)\pi b}{a}\right)-b\right]; \quad (63)$$

$$\left(S_{01}^{\downarrow\downarrow}\right)' = \frac{\alpha_{12} e^{-\gamma_1 b_1}}{\chi_{22} c}\left[\frac{\gamma b}{2}(\gamma b - 1) - \frac{b}{2a}(1 - e^{-\gamma a})\right] -$$

$$-\frac{4\gamma^2 e^{-\gamma_1 b_1}}{a^2 bc}\frac{\alpha_{11}}{\chi_{11}}\sum_{k=0}^{\infty}\frac{1+e^{-\gamma a}}{\frac{(2k+1)^2\pi^2}{a^2}\left[\frac{(2k+1)^2\pi^2}{a^2}+\gamma^2\right]}\times$$

$$\times\left[b - \frac{a}{(2k+1)\pi}\sqrt{\frac{\chi_{22}}{\chi_{11}}}\,\mathrm{th}\left(\sqrt{\frac{\chi_{11}}{\chi_{22}}}\frac{(2k+1)\pi b}{a}\right)\right]; \qquad (64)$$

б) режим объемного поглощения ($\gamma b \approx 1$, $\gamma_1 b_1 << 1$) —

$$\left(S_{02}^{\uparrow\downarrow}\right)' = \frac{\alpha_{12}}{\chi_{22} c}\left[\frac{1}{e} + \frac{b}{2a}(1 - e^{-\gamma a})\right] +$$

$$+\frac{4\gamma^2}{a^2 bc}\frac{\alpha_{11}}{\chi_{11}}\sum_{k=0}^{\infty}\frac{1+e^{-\gamma a}}{\frac{(2k+1)^2\pi^2}{a^2}\left[\frac{(2k+1)^2\pi^2}{a^2}+\gamma^2\right]}\times$$

$$\times\left[\frac{a}{(2k+1)\pi}\sqrt{\frac{\chi_{22}}{\chi_{11}}}\cdot\mathrm{th}\left(\sqrt{\frac{\chi_{11}}{\chi_{22}}}\frac{(2k+1)\pi b}{a}\right) - b\right]; \qquad (65)$$

$$\left(S_{02}^{\downarrow\downarrow}\right)' = \frac{\alpha_{12} e^{-\gamma_1 b_1}}{\chi_{22} c}\left[\frac{2}{e} - 1 - \frac{b}{2a}(1 - e^{-\gamma a})\right] -$$

$$-\frac{4\gamma^2 e^{-\gamma_1 b_1}}{a^2 bc}\frac{\alpha_{11}}{\chi_{11}}\sum_{k=0}^{\infty}\frac{1+e^{-\gamma a}}{\frac{(2k+1)^2\pi^2}{a^2}\left[\frac{(2k+1)^2\pi^2}{a^2}+\gamma^2\right]}\times$$

$$\times\left[b - \frac{a}{(2k+1)\pi}\sqrt{\frac{\chi_{22}}{\chi_{11}}}\,\mathrm{th}\left(\sqrt{\frac{\chi_{11}}{\chi_{22}}}\frac{(2k+1)\pi b}{a}\right)\right]; \qquad (66)$$

в) режим поверхностного поглощения ($\gamma b >> 1$, $0 < \gamma_1 b_1 \le \gamma b$) —

$$\left(S_{03}^{\uparrow\downarrow}\right)' = \frac{\alpha_{12}}{\chi_{22} c}\left[1 - \frac{1}{\gamma b} + \frac{b}{2a}(1 - e^{-\gamma a})\right] +$$

$$+\frac{4\gamma^2}{a^2 bc}\frac{\alpha_{11}}{\chi_{11}}\sum_{k=0}^{\infty}\frac{1+e^{-\gamma a}}{\frac{(2k+1)^2\pi^2}{a^2}\left[\frac{(2k+1)^2\pi^2}{a^2}+\gamma^2\right]}\times$$

$$\times\left[\frac{a}{(2k+1)\pi}\sqrt{\frac{\chi_{22}}{\chi_{11}}}\,\mathrm{th}\left(\sqrt{\frac{\chi_{11}}{\chi_{22}}}\frac{(2k+1)\pi b}{a}\right) - b\right]; \qquad (67)$$

$$\left(S_{03}^{\downarrow\downarrow}\right)' = \frac{\alpha_{12} e^{-\gamma_1 b_1}}{\chi_{22} c}\left[\frac{b}{2a}(e^{-\gamma a} - 1) - \frac{1}{\gamma b}\right] -$$

$$-\frac{4\gamma^2 e^{-\gamma_1 b_1}}{a^2 bc}\frac{\alpha_{11}}{\chi_{11}}\sum_{k=0}^{\infty}\frac{1+e^{-\gamma a}}{\frac{(2k+1)^2\pi^2}{a^2}\left[\frac{(2k+1)^2\pi^2}{a^2}+\gamma^2\right]}\times$$

$$\times\left[b - \frac{a}{(2k+1)\cdot\pi}\sqrt{\frac{\chi_{22}}{\chi_{11}}}\cdot\mathrm{th}\left(\sqrt{\frac{\chi_{11}}{\chi_{22}}}\frac{(2k+1)\pi b}{a}\right)\right]. \qquad (68)$$

Анализ численных значений $\left(S_0^{\downarrow\uparrow}\right)'$ и $\left(S_0^{\downarrow\downarrow}\right)'$ показывает, что в режиме оптического пропускания они практически совпадают. Для режима поверхностного поглощения численные значения $\left(S_{03}^{\downarrow\uparrow}\right)'$ значительно больше $\left(S_{03}^{\downarrow\downarrow}\right)'$, что обусловлено сложным распределением температуры. В случае АОТ с антипараллельным направлением поглощенная часть энергии проходит через весь объем пластины. При параллельных направлениях поглощенная часть энергии выделяется на поверхности рабочей грани термоэлемента, находящейся в тепловом контакте с термостатом. Бóльшая часть этой энергии уходит в термостат, минуя объем АОТ.

АОТ при двухмерном распределении температуры, обусловленном термостатированием боковых граней

Наряду с отводом поглощенного тепла через рабочие грани большой интерес представляют АОТ, отвод поглощенного тепла которых осуществляется через боковые грани. В этом случае контролируемая лучистая энергия проходит только через анизотропную пластину, что расширяет энергетические и спектральные характеристики и упрощает конструкцию [21].

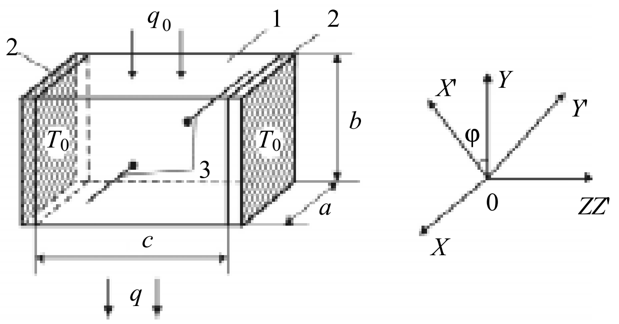

Рис. 3. Схема АОТ в случае термостатирования боковых граней:

1 — анизотропная пластина; *2* — термостат; *3* — электровыводы. Справа — лабораторная система координат *XYZ* и ориентация кристаллографических осей *X'Y'Z'* монокристаллической пластины *1*

Для АОТ прямоугольной формы ($a \approx c > b$) с двумя термостатами, расположенными на боковых гранях ($a \times b$) пластины *1* (**рис. 3**), распределение температуры находится из общего уравнения теплопроводности (3) при прежних приближениях —

$$\xi^2\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{q_0\gamma}{\chi_{33}}e^{-\gamma(b-y)} = 0\,,\quad \beta_0^2 = \frac{\chi_{22}}{\chi_{33}}, \qquad (69)$$

решение которого проводится в приближении $x_{12} < x_{22}$ при граничных условиях

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

$$T\big|_{z=0} = T_0,\quad T\big|_{z=c} = T_0 \qquad (70)$$

и после косинус-преобразований Фурье [20] представляется в виде

$$T(y,z)=T_0+\frac{q_0\left(e^{-\gamma b}-1\right)}{2b\chi_{33}}\left(z^2-cz\right)+\frac{2q_0\gamma^2}{b\chi_{22}}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{\left[(-1)^n-e^{-\gamma b}\right]}{\omega_n^2\left(\omega_n^2+\gamma^2\right)}\times$$

$$\times\left[1+\frac{\operatorname{sh}\left(\sqrt{\frac{\chi_{22}}{\chi_{33}}}\,\omega_n(z-c)\right)-\operatorname{sh}\left(\sqrt{\frac{\chi_{22}}{\chi_{33}}}\,\omega_n z\right)}{\operatorname{sh}\left(\sqrt{\frac{\chi_{22}}{\chi_{33}}}\,\omega_n c\right)}\right]\cos\omega_n y\,, \qquad (71)$$

а его поперечная термоЭДС $\varepsilon_1^{\downarrow\rightarrow}$ с учетом (7) и (9) [5] имеет вид

$$\varepsilon_1^{\uparrow\rightarrow}=\frac{4q_0\alpha_{12}}{\chi_{22}}\frac{a}{b^2}\sum_{k=0}^{\infty}\frac{\left(1+e^{-\gamma b}\right)(\gamma b)^2}{\frac{(2k+1)^2\pi^2}{b^2}\left[(2k+1)^2\pi^2+(\gamma b)^2\right]}\times$$

$$\times\left\{1+\frac{b}{(2k+1)\pi c}\sqrt{\frac{\chi_{33}}{\chi_{22}}}\,\frac{2\left[1-\operatorname{ch}\left(\sqrt{\frac{\chi_{22}}{\chi_{33}}}\,\frac{(2k+1)\pi c}{b}\right)\right]}{\operatorname{sh}\left(\sqrt{\frac{\chi_{22}}{\chi_{33}}}\,\frac{(2k+1)\pi c}{b}\right)}\right\}. \qquad (72)$$

Для АОТ с односторонним боковым термостатированием (**рис. 4**) уравнение теплопроводности также представляется выражением (3). Решаемое при граничных условиях

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

$$T\big|_{z=c}=T_0\,,\quad \left.\frac{\partial T}{\partial z}\right|_{z=0}=0 \qquad (73)$$

с помощью собственной функции задачи Штурма–Лиувиля при соответствующих граничных условиях с последующими преобразованиями и разложением в ряд Фурье [19, 20], оно позволяет получить следующее выражение распределения температуры:

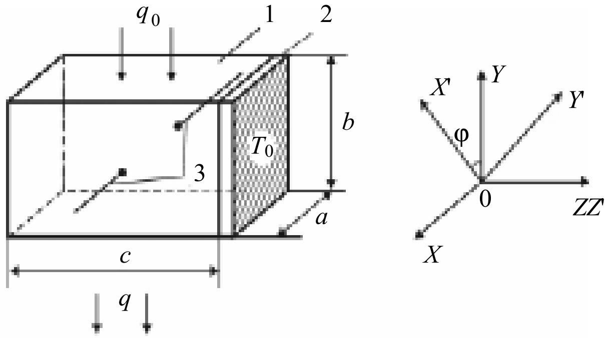

Рис. 4. Схема АОТ в случае термостатирования одной боковой грани:
1 — анизотропная пластина; *2* — термостат; *3* — электровыводы. Справа — лабораторная система координат *XYZ* и ориентация кристаллографических осей *X'Y'Z'* монокристаллической пластины *1*

$$T(y,z)=T_0+\frac{q_0\left(e^{-\gamma b}-1\right)}{2\chi_{33}}\left(z^2-c^2\right)+$$

$$+\frac{2q_0\gamma^2}{b\chi_{22}}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{\left[(-1)^n-e^{-\gamma b}\right]}{\lambda_n^2\left(\lambda_n^2+\gamma^2\right)}\left\{1-\frac{\operatorname{ch}\left(\sqrt{\frac{\chi_{22}}{\chi_{33}}}\,\lambda_n z\right)}{\operatorname{ch}\left(\sqrt{\frac{\chi_{22}}{\chi_{33}}}\,\lambda_n c\right)}\right\}\cos\lambda_n y\,. \qquad (74)$$

При этом поперечная термоЭДС $\varepsilon_2^{\downarrow\rightarrow}$ такого АОТ согласно [5] имеет вид

$$\varepsilon_2^{\uparrow\rightarrow}=\frac{4q_0\alpha_{12}}{\chi_{22}}\frac{a}{b}\sum_{k=0}^{\infty}\frac{\left(1+e^{-\gamma b}\right)(\gamma b)^2}{\frac{(2k+1)^2\pi^2}{b}\left[(2k+1)^2\pi^2+(\gamma b)^2\right]}\times$$

$$\times\left\{1-\frac{b}{(2k+1)\pi c}\sqrt{\frac{\chi_{33}}{\chi_{22}}}\operatorname{th}\left[\sqrt{\frac{\chi_{22}}{\chi_{33}}}\,\frac{(2k+1)\pi c}{b}\right]\right\}. \qquad (75)$$

Аналогично предыдущим случаям, вольт-ваттные чувствительности АОТ с термостатированием одной и двух боковых граней представляются в следующем виде:

а) режим оптического пропускания (γb<<1) —

$$S_{01}^{\downarrow\rightarrow}=\frac{4\alpha_{12}}{\chi_{22}c}\sum_{k=0}^{\infty}\frac{2-\gamma b}{(2k+1)^2\pi^2\left[\frac{(2k+1)^2\pi^2}{(\gamma b)^2}+1\right]}\times$$

$$\times\left\{1+\frac{2b}{(2k+1)\pi c}\sqrt{\frac{\chi_{33}}{\chi_{22}}}\,\frac{\left[1-\operatorname{ch}\sqrt{\frac{\chi_{22}}{\chi_{33}}}\,(2k+1)\pi c b^{-1}\right]}{\operatorname{sh}\left(\sqrt{\frac{\chi_{22}}{\chi_{33}}}\,(2k+1)\pi c b^{-1}\right)}\right\}; \qquad (76)$$

$$\left(S_{01}^{\downarrow\rightarrow}\right)'=\frac{4\alpha_{12}}{\chi_{22}c}\sum_{k=0}^{\infty}\frac{2-\gamma b}{(2k+1)^2\pi^2\left[\frac{(2k+1)^2\pi^2}{(\gamma b)^2}+1\right]}\times$$

$$\times\left\{1-\frac{b}{(2k+1)\pi c}\sqrt{\frac{\chi_{33}}{\chi_{22}}}\operatorname{th}\left[\sqrt{\frac{\chi_{22}}{\chi_{33}}}\,(2k+1)\pi c b^{-1}\right]\right\}; \qquad (77)$$

б) режим объемного поглощения ($\gamma b\approx 1$) —

$$S_{02}^{\uparrow\rightarrow}=\frac{4\alpha_{12}}{\chi_{22}c}\sum_{k=0}^{\infty}\frac{1+e^{-1}}{(2k+1)^2\pi^2\left[(2k+1)^2\pi^2+1\right]}\times$$

$$\times\left\{1+\frac{b}{(2k+1)\pi c}\sqrt{\frac{\chi_{33}}{\chi_{22}}}\,\frac{2\left[1-\operatorname{ch}\left(\sqrt{\frac{\chi_{22}}{\chi_{33}}}\,\frac{(2k+1)\pi c}{b}\right)\right]}{\operatorname{sh}\left(\sqrt{\frac{\chi_{22}}{\chi_{33}}}\right)\frac{(2k+1)\pi c}{b}}\right\}; \qquad (78)$$

$$\left(S_{02}^{\uparrow\rightarrow}\right)'=\frac{4\alpha_{12}}{\chi_{22}c}\sum_{k=0}^{\infty}\frac{1+e^{-1}}{(2k+1)^2\pi^2\left[(2k+1)^2\pi^2+1\right]}\times$$

$$\times\left\{1-\frac{b}{(2k+1)\pi c}\sqrt{\frac{\chi_{33}}{\chi_{22}}}\operatorname{th}\left[\sqrt{\frac{\chi_{22}}{\chi_{33}}}\,\frac{(2k+1)\pi c}{b}\right]\right\}; \qquad (79)$$

в) режим поверхностного поглощения (γb>>1) —

$$S_{03}^{\uparrow\rightarrow}=\frac{4\alpha_{12}}{\chi_{22}c}\sum_{k=0}^{\infty}\frac{\left(1+e^{-\gamma b}\right)\left(\gamma b\right)^2}{(2k+1)^2\pi^2\left[(2k+1)^2\pi^2+\left(\gamma b\right)^2\right]}\times$$

$$\times\left\{1+\frac{b}{(2k+1)\pi c}\sqrt{\frac{\chi_{33}}{\chi_{22}}}\frac{2\left[1-\mathrm{ch}\left(\sqrt{\frac{\chi_{22}}{\chi_{33}}}\frac{(2k+1)\pi c}{b}\right)\right]}{\mathrm{sh}\left(\sqrt{\frac{\chi_{22}}{\chi_{33}}}\right)\frac{(2k+1)\pi c}{b}}\right\}; \quad (80)$$

$$\left(S_{03}^{\uparrow\rightarrow}\right)'=\frac{4\alpha_{12}}{\chi_{22}c}\sum_{k=0}^{\infty}\frac{\left(1+e^{-\gamma b}\right)\left(\gamma b\right)^2}{(2k+1)^2\pi^2\left[(2k+1)^2\pi^2+\left(\gamma b\right)^2\right]}\times$$

$$\times\left\{1-\frac{b}{(2k+1)\pi c}\sqrt{\frac{\chi_{33}}{\chi_{22}}}\mathrm{th}\left[\sqrt{\frac{\chi_{22}}{\chi_{33}}}\frac{(2k+1)\pi c}{b}\right]\right\}. \quad (81)$$

Численные оценки показали, что вольт-ваттная чувствительность АОТ с двухсторонним термостатированием боковых граней меньше вольт-ваттной чувствительности АОТ с односторонним. Также следует отметить, что АОТ с термостатированием боковых граней обладает значительно меньшей чувствительностью, чем АОТ с термостатированными рабочими гранями.

Экспериментальные исследования АОТ

Для оценки реальных возможностей АОТ исследовались их характеристики в режиме оптической прозрачности. Проведено сравнение теоретических расчетов и экспериментальных результатов, полученных по методике [13, 14]. В качестве источников лучистой энергии использовались газовые CO_2-лазеры типа ЛГ22 и др. (λ_0=10,6 мкм), гелий-неоновые лазеры ЛГ-36 (λ_0=1,06...3,36 мкм), а также рубиновые лазеры (λ_0=0,53 мкм), излучающие необходимые плотности лучистых потоков. Эта энергия корректировалась с помощью делителей мощности из монокристаллических CdTe, Al_2O_3 и других материалов в виде круглых пластин диаметром 1,5—3,0 см различной толщины. Предварительная калибровка этих делителей осуществлялась на спектрографе ИКС-21 по уровню пропускания. Далее делители мощности вместе с испытуемым АОТ размещались в камере, термостатированной с помощью регулятора температуры при заданной температуре $T=T_0$. Величина термоЭДС исследуемых АОТ определялась при помощи цифрового микровольтметра типа В7-21.

Держатель образцов АОТ представляет собой цилиндрический корпус из меди, в центре которого размещен оптически прозрачный теплоотвод. Он выполняется из тех же материалов, что и делители мощности. Для увеличения оптического пропускания на грани теплоотвода и АОТ методом высокочастотного катодного распыления наносили просветляющие слои из CaF_2 соответствующей толщины. Предварительные оценки и испытания показали, что при теплоотводах из монокристаллов CdTe диаметром 3,0 см и толщиной 0,5 см проходящее излучение плотностью до 10^3 Вт/см$^{-2}$ практически не вызывает искажений распределений температурного поля внутри объема АОТ.

АОТ выполнялись из материалов, параметры которых приведены в **табл. 1** [22—24]. Оптимальный угол φ, под которым ориентированы выбранные кристаллографические направления, составляет 45°.

Анализ экспериментальных результатов показал, что при соответствующих геометрических размерах АОТ и заданных параметрах его материалов зависимость между ЭДС ε и плотностью падающей энергии q_0 носит линейный характер. В случае проходящего излучения плотностью свыше 10^3 Вт/см^2 (λ=10,6 мкм) и высоты АОТ из CdSb b=0,2 см наблюдается отклонение от линейности, связанное с перегревом термоэлемента, и возрастание вследствие этого коэффициента оптического поглощения γ и поперечной термоЭДС α_{12}. Проведенные оценки показывают, что в этом случае каждые 25 Вт проходящей мощности вызывают перегрев верхней грани АОТ на 1 К. Следует отметить, что значение ЭДС оптически просветленных АОТ превышает ЭДС непросветленных.

В некоторых случаях при больших плотностях проходящей энергии q_0 и некачественной подготовке поверхности рабочей грани термоэлемента, а также при больших толщинах клеевых слоев, наблюдается значительный перегрев АОТ, приводящий к его разрушению.

В **табл. 2** и **3** приведены параметры АОТ, работающих в режиме оптической прозрачности, в случае термостатирования рабочих и боковых граней. Данные таблиц соответствуют температуре T=300 К.

Следует отметить, что созданные АОТ позволили контролировать лучистую энергию непосредственно в процессе выполнения различных информационно-технологических задач и впервые реализовали метод «прозрачной стенки» [12].

Изменение геометрии лучепреломляющих поверхностей АОТ и термостата, формы их поперечного сечения [21] привело к появлению устройств, позволяющих, наряду с регистрацией лучистых потоков, проводить необходимые энергоспектральные перерас-

Таблица 1

Характеристики материалов, используемых для АОТ

Материал	Область оптического пропускания, λ, мкм	Коэффициент оптического поглощения, γ, см$^{-1}$	Коэффициент поперечной термоЭДС, $\Delta\alpha$, мкВ/К	Коэффициент теплопроводности, χ, Вт/(см·К)	Коэффициент электропроводности, σ, (Ом·см)$^{-1}$
CdSb	2,6—40,0	0,1—0,3	100—300	$1{,}5\cdot10^{-2}$	0,3
ZnSb	2,4—27,0	0,4—0,8	100—200	$1{,}1\cdot10^{-2}$	0,5
$CdAs_2$	1,25—16,0	0,5—1,0	250—450	$3\cdot10^{-2}$	0,03
$ZnAs_2$	1,36—21,0	0,8—1,2	180—360	$6\cdot10^{-2}$	0,01
CdS	0,5—18,0	0,2—0,8	120—220	$2\cdot10^{-2}$	0,6

Таблица 2

Параметры АОТ при термостатировании рабочей грани

Тип приемника	Материал термоэлемента	Материал термостата	S_0, В/Вт	q_{0max}, Вт·см$^{-2}$	Размеры рабочих граней АОТ, см
АПП-1	CdSb	CdTe	$2\cdot10^{-5}$	$1{,}5\cdot10^{3}$	0,3×0,3
АПП-2	CdSb	CdTe	$3\cdot10^{-6}$	$4{,}5\cdot10^{2}$	1,0×1,0
АПП-3	$CdAs_2$	CdTe	$3\cdot10^{-7}$	$1{,}6\cdot10^{3}$	0,1×0,1
АПП-4	$ZnAs_2$	CdTe	$0{,}8\cdot10^{-7}$	$1\cdot10^{4}$	0,8×0,8
АПП-5	CdS	Al_2O_3	$1{,}5\cdot10^{-7}$	$8\cdot10^{4}$	0,5×0,5

Таблица 3

Параметры АОТ при термостатировании боковых граней

Тип приемника	Материал термоэлемента	Материал термостата	S_0, В/Вт	q_{0max}, Вт·см$^{-2}$	Размеры рабочих граней АОТ, см
АПП-11	CdSb	Cu	$7\cdot10^{-7}$	$1{,}5\cdot10^{3}$	0,3×0,3
АПП-32	$CdAs_2$	Cu	$2\cdot10^{-8}$	$1{,}6\cdot10^{3}$	0,1 × 0,1
АПП-36	CdS	Cu	$2{,}5\cdot10^{-8}$	$8\cdot10^{4}$	0,5 × 0,5

пределения. При этом возможно одновременное использование их в качестве конструкционных элементов — таких как выходные окна и фильтры различных излучателей.

Выводы

1. Определены ЭДС, КПД и вольт-ваттная чувствительность анизотропных оптикотермоэлементов при одномерном распределении температур. Показана возможность их работы в режимах оптического пропускания, объемного и поверхностного поглощений.

2. Анизотропия теплопроводности материала приводит к увеличению вольт-ваттной чувствительности АОТ в случае термостатирования нижней рабочей грани, и к ее уменьшению — в случае термостатирования верхней рабочей грани.

3. Термостатирование боковых граней АОТ ведет к уменьшению их вольт-ваттной чувствительности, однако при этом наблюдается минимальное искажение фазо-амплитудных характеристик регистрируемого излучения.

Рассмотренные АОТ впервые позволили предложить и реализовать метод «прозрачной стенки», предназначенный для регистрации лучистых потоков повышенной плотности в широком спектральном диапазоне.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Tomson W. On thermoelectrie currents in linear conductors of crystallintidiens // Math. Phys. Papers.— 1882.— N 1.— P. 266—273.

2. Kohler M. Dependence of thermoelectric phenomena from crystalline orientation // Annal. Phys.— 1941.— Vol. 40.— N 13.— P. 243—249.

3. Анатычук Л. И., Лусте О. Я. Вихревые термоэлектрические токи и вихревые термоэлементы // ФТП.— 1976.— Т. 10, № 5.— С. 817—831.

4. Слипченко В. Н., Снарский А. А. Влияние анизотропии теплопроводности на поперечную термоэдс // Там же.— 1974.— Т. 8, № 10.— С. 2010—2012.

5. Снарский А. А. ЭДС термоэлементов, использующих анизотропию термоЭДС. Анизотропные термоэлементы прямоугольной формы // Там же.— 1977.— Т. 11, № 10.— С. 2053—2055.

6. Ащеулов А. А., Беликов А. Б., Раренко А. И. Поперечная термоЭДС, обусловленная анизотропией теплопроводности // УФЖ.— 1983.— № 8.— С. 1226—1336.

7. Ащеулов А. А., Гуцул И. В., Раренко А. И. ЭДС и КПД анизотропного термоэлемента в случае учета анизотропии термоЭДС и теплопроводности//Там же.— 1997.— Т. 42, № 6.— С. 698—701.

8. Снарский А. А., Пальти А. М., Ащеулов А. А. Анизотропные термоэлементы // ФТП.— 1997.— Т. 31, № 11.— С. 1281—1298.

9. Ащеулов А. А., Гуцул И. В., Снарский А. А. Анизотропные оптикотермоэлементы / Докл. VII Межгос. семинара «Термоэлектрики и их применение».— С.-Петербург.— 2002.— С. 402—405.

10. Ащеулов А. А. Анизотропный радиационный термоэлемент для измерения проходной мощности // Оптико-механическая промышленность.— 1989.— № 12.— С. 47—49.

11. Гуцул И. В. Анизотропный оптикотермоэлемент в случае совпадения направлений лучистого потока и градиента температуры // УФЖ.— 1998.— Т. 43, № 10.— С. 1278—1281.

12. Ащеулов А. А., Гуцул И. В., Раренко А. И. Метод «прозрачной стенки» для контроля лучистых потоков различной мощности // Технология и конструирование в электронной аппаратуре.— 1999.— № 2—3.— С. 33—36.

13. Ащеулов А. А., Пилат И. М., Раренко И. М. Влияние теплообмена на вольт-ваттную чувствительность АТ // Физ. электроника.— 1980.— № 21.— С. 98—100.

14. Ащеулов А. А. Физико-химические основы технологии оптических анизотропных термоэлектрических и оптикотермоэлектрических материалов из антимонида кадмия / Автореф. дис.: ... докт. техн. наук.— Черновцы: ЧГУ, 1994.

15. Ащеулов А. А., Кондратенко В. М., Пилявский Ю. Б., Раренко И. М. ЭДС АОТ в режиме оптического пропускания // ФТП.— 1984.— Т. 5, № 7.— С. 1330—1331.

16. Ащеулов А. А., Гуцул И. В., Раренко А. И. Анизотропный радиационный термоэлемент, действующий в режиме внутреннего отражения // Оптический журнал.— 1993.— № 4.— С. 78—79.

17. Ashcheulov A. A., Gutsul I. V. Anisotropic optical thermoelectric elements // J. of Thermoelectricity.— 1997.— N 3.— P. 81—89.

18. Лыков А. В. Теория теплопроводности.— М.: Высшая школа, 1967.

19. Ленюк М. П. Интегральные преобразования с раздельными переменными (Фурье, Ханкеля) / Препринт Ин-та математики 83.4.— Киев: Ин-т математики, 1983.

20. Ащеулов А. А., Гуцул И. В. Исследование распределения температуры анизотропной пластины с учетом ее оптических свойств // Технология и конструирование в электронной аппаратуре.— 2003.— № 6.— С. 49—50.

21. Ащеулов А. А., Охрем В. Г. Радиационный анизотропный оптикотермоэлемент с боковым термостатированием // Там же.— 2004.— № 1.— С. 45—47.

22. Ashcheulov A. A., Manik O. N., Marenkin S. F. Cadmium antimonide: chemical bonding and technology // Inorganic Materiale. — 2003.— Vol. 39, N 32.— P. 59—67.

23. Ащеулов А. А., Воронка Н. К., Маренкин С. Ф., Раренко И. М. Получение и использование оптимизированных материалов из антимонида кадмия // Неорг. материалы.— 1996.— Т. 32, № 9.— С. 1049—1060.

24. Маренкин С.Ф., Раухман А. М., Пищиков Д. И., Лазарев А. Б. Получение и свойства диарсенидов кадмия и цинка // Неорг. материалы.— 1992.— Т. 28, № 10.— С. 1813—1832.

25. Гуцул И. В. Явища електро- та теплопереносу у анізотропних напівпровідниках / Автореф. дис. ... докт. физ.-мат. наук.— Черновцы: ЧНУ им. Ю. Федьковича, 2000.