

Термоэлементы с боковым теплообменом

© А.А. Ащеулов*, В.Г. Охрем[†], Е.А. Охрем*

Черновицкий национальный университет имени Ю. Федьковича,
58012 Черновцы, Украина

* Институт термоэлектричества,
58027 Черновцы, Украина

(Получена 26 февраля 2003 г. Принята к печати 28 марта 2003 г.)

В работе исследованы термоэлементы с боковым теплообменом. Они отличаются от стандартных термоэлементов расположением ветвей: одна пара торцов приведена в идеальный тепловой и электрический контакт, а другая пара находится в изотермическом контакте с термостатом; на одну из боковых граней падает тепловой поток, а три остальные адиабатически изолированы от внешней среды. Исследованы термоэдс и коэффициент полезного действия в стационарных условиях. Осуществлен анализ полученных результатов и их возможных применений.

1. Введение

В настоящей работе исследуются термоэлементы с боковым теплообменом (ТБТ), отличающиеся от стандартных расположением ветвей, а именно — ветви 1 и 2 одной парой торцов приведены в идеальный тепловой и электрический контакт, а второй парой — изотермически контактируют с термостатом при температуре T_0 . На одну из боковых граней падает стационарный тепловой поток плотностью q , а три остальные боковые грани адиабатически изолированы от внешней среды.

Далее рассматриваются эдс и токовый режим ТБТ при стационарных условиях. Поскольку ТБТ представляет собой зонально-неоднородную среду (ЗНС), электроизоляция ее боковых граней приводит к возникновению в объеме токов Хиросэ [1,2]. В первой части работы вычислена термоэдс, обусловленная этими токами, во второй — коэффициент полезного действия (кпд) ТБТ. Проведен анализ полученных результатов.

2. Токи Хиросэ и поперечная термоэдс в термоэлементе с боковым теплообменом

Зонально-неоднородная среда характеризуется сложностью термоэлектрических процессов, которые в ней протекают. Так, при наличии градиента температуры вдоль границы касания сред 1 и 2 при условии электрической изоляции боковых граней в ЗНС возникают замкнутые термоэлектрические токи [1–5]. В [2] они названы вихревыми термоэлектрическими, а в [3–5] объемными токами Зеебека, или токами Хиросэ. Предложено использовать явление возникновения токов Хиросэ для определения толщины металлических слоев биметаллических лент [1], а поперечную к градиенту температуры эдс — для выявления неоднородностей контактирующих сред [2]. Известны также работы [6,7], в которых ЗНС рассматриваются с точки зрения источника эдс. В [8] рассчитана эдс короткозамкнутого термоэлемента, изготовленного из ЗНС.

В данном разделе аналитически обосновывается возможность создания термоэлемента, работа которого основана на явлении токов Хиросэ. Зонально-неоднородная среда состоит из двух изотропных термоэлектриков в виде пластин 1 и 2 (с не зависящими от температуры и координат кинетическими коэффициентами), которые находятся между собой в идеальном тепловом и электрическом контакте (рис. 1).

На верхние грани пластинок падает равномерный тепловой поток плотностью q , их нижние грани адиабатически изолированы от внешней среды, а боковые ($x = -c$ и $x = a$) находятся в изотермическом контакте с термостатом при температуре T_0 . Как и в [1,2], считается, что ЗНС электрически изолирована. В этом случае уравнение теплопроводности имеет вид

$$\frac{\partial^2 T_i}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_i}{\partial y^2} = 0, \quad (1)$$

$T_i = T_i(x, y)$ — температура точки (x, y) i -й области ($i = 1, 2$). Граничные условия

$$\kappa_i \frac{\partial T_i(x, 0)}{\partial y} = 0 \quad (2)$$

означают адиабатическую изоляцию нижней грани ЗНС,

$$T_1(-c, y) = T_2(a, y) = T_0 \quad (3)$$

— изотермический контакт боковых граней с термостатом при температуре T_0 ,

$$q = \kappa_i \frac{\partial T_i(x, b)}{\partial y} \quad (4)$$

— плотность потока тепла, который падает на грань $y = b$. Непрерывность теплового потока и температуры на границе областей 1 и 2 ($x = 0$) представим как

$$\kappa_1 \frac{\partial T_1(0, y)}{\partial x} = \kappa_2 \frac{\partial T_2(0, y)}{\partial x}, \quad (5)$$

$$T_1(0, y) = T_2(0, y), \quad (6)$$

где κ_1, κ_2 — удельные теплопроводности материалов ветвей 1 и 2. Заметим, что сформулированная тепловая часть задачи является приближенной: в уравнении (1) мы пренебрегли теплом Джоуля от токов Хиросэ как

[†] E-mail: oe-dpt@chnu.cv.ua

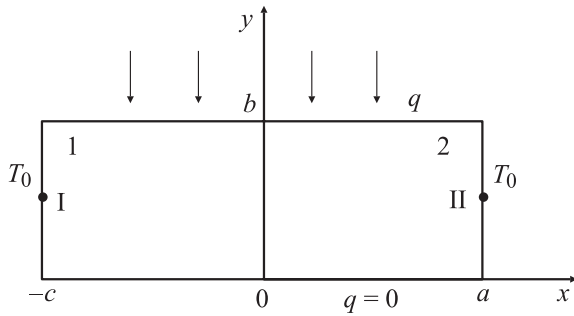


Рис. 1. Принципиальная схема термоэлемента с боковым теплообменом.

величиной малой, а в (5) — теплом Пельтье по той же причине. Для современных термоэлектрических материалов это приближение обосновывалось и использовалось, например, авторами [3–6].

Решение уравнения (1) находится методом Фурье. Оно имеет вид

$$T_i(x, y) = T_0 + D_{i0} + \frac{q}{2\kappa_i b} \sum_{n=1}^{\infty} F_n \cos(\delta_n y) - \frac{q}{2\kappa_i} x^2 + B_{i0} x + \sum_{n=1}^{\infty} f_{in}(x) \cos(\delta_n y),$$

где

$$\delta_n = n\pi/b, \quad f_{in}(x) = A_{in} \exp(\delta_n x) + B_{in} \exp(-\delta_n x),$$

$$D_{i0} = \frac{qac}{2b} \frac{c+a}{c\kappa_2 + a\kappa_1}, \quad F_n = (-1)^n b^2 / (n\pi)^2,$$

$$B_{i0} = -\frac{q}{2b\kappa_1} \frac{c^2\kappa_2 - a^2\kappa_1}{c\kappa_2 + a\kappa_1},$$

A_{in} , B_{in} — постоянные интегрирования, которые находятся из граничных условий (2)–(6). Они имеют вид

$$A_{1n} = -\frac{q}{2\kappa_1 b} F_n \exp(\delta_n c) - B_{1n} \exp(2\delta_n c),$$

$$A_{2n} = -\frac{q}{2\kappa_2 b} F_n \exp(-\delta_n a) - B_{2n} \exp(-2\delta_n a),$$

$$B_{1n} = \frac{q}{2b} F_n$$

$$\times \frac{[1 - \exp(-\delta_n a)]^2 - (\kappa_2/\kappa_1)[1 - \exp(\delta_n c)][1 + \exp(-2\delta_n a)]}{C} + \frac{\exp(\delta_n c)[1 - \exp(-2\delta_n a)]}{C},$$

$$B_{2n} = -\frac{q}{2b} F_n$$

$$\times \frac{[1 - \exp(-\delta_n a)]^2 - (\kappa_1/\kappa_2)[1 - \exp(-\delta_n c)][1 + \exp(2\delta_n a)]}{C} + \frac{\exp(-\delta_n c)[1 - \exp(2\delta_n a)]}{C},$$

$$C = \kappa_2 [1 - \exp(2\delta_n c)] [1 + \exp(-2\delta_n a)] - \kappa_1 [1 + \exp(2\delta_n c)] [1 - \exp(-2\delta_n a)].$$

Сформулируем электрическую часть задачи. Плотность тока Хирозэ описывается компонентами

$$j_1^{(i)} = -\sigma_i \frac{\partial}{\partial x} (\psi_i + \alpha_i T_i), \quad j_2^{(i)} = -\sigma_i \frac{\partial}{\partial y} (\psi_i + \alpha_i T_i). \quad (7)$$

Уравнения для потенциала имеют вид

$$\frac{\partial^2 \psi_i}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi_i}{\partial y^2} = 0, \quad (8)$$

где $\psi_i = (1/e)\mu_i$, e — элементарный заряд, μ_i — электрохимический потенциал, σ_i — удельная электропроводность, α_i — термоэдс. Решение (8) находим методом Фурье:

$$\psi_i(x, y) = -\alpha_i T_i + \varphi_{i0}(x) + \sum_{n=1}^{\infty} \varphi_{in}(x) \cos \delta_n y, \quad (9)$$

где

$$\varphi_{i0}(x) = K_{i0} x + L_{i0},$$

$$\varphi_{in}(x) = G_{in} \exp(\delta_n x) + H_{in} \exp(-\delta_n x), \quad n \geq 1,$$

а K_{i0} , L_{i0} , G_{in} , H_{in} — постоянные интегрирования, которые найдем из граничных условий

$$\left. \frac{\partial \psi_i}{\partial y} \right|_{y=0} = 0, \quad (10)$$

$$\left. \frac{\partial \psi_i}{\partial y} \right|_{y=b} = -\frac{\alpha_i}{\kappa_i} q, \quad (11)$$

$$\left. \frac{\partial}{\partial x} (\psi_1 + \alpha_1 T_1) \right|_{x=-c} = 0, \quad \left. \frac{\partial}{\partial x} (\psi_2 + \alpha_2 T_2) \right|_{x=a} = 0, \quad (12)$$

$$\sigma_1 \left. \frac{\partial}{\partial x} (\psi_1 + \alpha_1 T_1) \right|_{x=0} = \sigma_2 \left. \frac{\partial}{\partial x} (\psi_2 + \alpha_2 T_2) \right|_{x=0}, \quad (13)$$

$$\psi_1|_{x=0} = \psi_2|_{x=0}. \quad (14)$$

Граничные условия означают: (10), (11) — электрическую изоляцию нижней и верхней граней ЗНС; (12) — электрическую изоляцию боковых граней ($x = -c$, $x = a$); (13) и (14) — непрерывность электрического тока и потенциала на границе $x = 0$. Исходя из условий (10)–(14) получим выражения для постоянных интегрирования: $K_{10} = K_{20} = 0$, L_{10} и L_{20} связаны соотношением

$$L_{10} = L_{20} + (\alpha_1 - \alpha_2)(T_0 + D_{10});$$

далее

$$G_{1n} = -\sigma_2 \Delta_n [\exp(-2\delta_n a) - 1] \exp(2\delta_n c) / P_n,$$

$$G_{2n} = -\sigma_1 \Delta_n [\exp(2\delta_n c) - 1] \exp(-2\delta_n a) / P_n,$$

$$H_{1n} = -\sigma_2 \Delta_n [\exp(-2\delta_n a) - 1] / P_n,$$

$$H_{2n} = -\sigma_1 \Delta_n [\exp(2\delta_n c) - 1] / P_n,$$

где

$$P_n = \sigma_2 [\exp(-2\delta_n a) - 1] [\exp(2\delta_n c) + 1] - \sigma_1 [\exp(-2\delta_n a) + 1] [\exp(2\delta_n c) - 1],$$

$$\Delta_n = -(\alpha_1 - \alpha_2) \left[\frac{q}{2\kappa_1 b} F_n + f_{1n}(0) \right].$$

Следовательно, в ЗНС при указанных тепловых и электрических граничных условиях имеют место токи Хирозэ, компоненты плотности которых определяются выражениями (7).

Найдем разность потенциалов между точками I и II (рис. 1) $\Delta\psi_{I,II} = \varepsilon$, которую можно интерпретировать как эдс термоэлемента. Выражение для ε имеет вид

$$\varepsilon = -\Delta\alpha T_0 + L_{10} - L_{20} + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \Delta_n \left\{ \frac{\sigma_2 [\exp(-2\delta_n c) - 1] \exp(\delta_n c)}{D} - \frac{\sigma_1 [\exp(2\delta_n c) - 1] \exp(-\delta_n c)}{D} \right\} \cos \frac{\delta_n b}{2}, \quad (15)$$

$$D = \sigma_2 [\exp(-2\delta_n a) - 1] \exp(2\delta_n c) + 1 - \sigma_1 [\exp(-\delta_n a) + 1] [\exp(\delta_n c) - 1],$$

где $\Delta\alpha = \alpha_1 - \alpha_2$.

Для случая, когда $\exp(\delta_n c) \gg 1$ и $\exp(\delta_n a) \gg 1$, сумма в (15) является величиной малой и ею можно пренебречь. Так, например, при $\Delta\alpha = 500$ мкВ/К, $\kappa_1 \approx \kappa_2 \approx 10^{-2}$ Вт/см·К, $a = c = 3$ см, $b = 0.2$ см, $q = 1$ Вт/см² первые три члена суммы составляют тысячные доли от первого слагаемого (15). Для ε в этом случае получаем

$$\varepsilon = \frac{\Delta\alpha q}{2b} \frac{ac(a+c)}{a\kappa_1 + c\kappa_2}.$$

Отсюда видно, что эдс не зависит от температуры термостата, удельных электропроводностей σ_1, σ_2 , а определяется разностью термоэдс, удельными теплопроводностями κ_1, κ_2 , плотностью падающего теплового потока и зависит от размеров a, b и c пластин 1 и 2. Числовое значение для указанных параметров таково: $\varepsilon = 1.15$ В.

Сравним найденную эдс с эдс анизотропного термоэлемента (АТЭ), который работает в этих же тепловом и электрическом режимах. Расчет поперечной к падающему тепловому потоку разности потенциалов $\Delta\psi_{I,II}$ (рис. 2) проведен в [6]. В качестве материала АТЭ выбран термоэлектрически анизотропный термоэлектрик с постоянными кинетическими коэффициентами. При этом считается, что κ и σ — изотропные, а термоэдс $\alpha_{12} = (\alpha_{||} - \alpha_{\perp})/2$ (т.е. $\theta = 45^\circ$), где $\alpha_{||}$ и α_{\perp} — продольная и поперечная относительно оси кристалла компоненты термоэдс, которые не зависят от

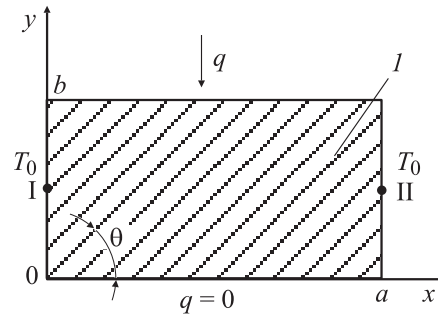


Рис. 2. Схема термоэлемента, изготовленного из термоэлектрически анизотропного кристалла. I — ось кристалла.

координат и температуры. Разность потенциалов между точками I и II при $\alpha_{12} = 150$ мкВ/К, $\kappa \sim 10^{-2}$ Вт/К·см, $a = 2$ см, $b = 4$ см и $q = 1$ Вт/см², согласно [6], составляет величину $\Delta\varphi_{I,II} = 0.05$ В. Для тех же материальных констант и $a = 3$ см, $b = 0.2$ см числовой расчет дает $\Delta\varphi_{I,II} = 0.12$ В.

Следовательно, можно утверждать, что поперечная эдс зонально-неоднородной среды (или термоэлемента с боковым теплообменом) значительно больше, чем эдс анизотропного термоэлемента. Рассмотренная схема имеет преимущества также перед АТЭ, который подвергается тепловому воздействию с помощью двух термостатов [3,5].

В заключение этой части работы отметим, что исследованная эдс является пассивной, т.е. ее нельзя использовать для создания тока: при подсоединении к точкам I и II (рис. 1) внешней цепи условие электроизоляции нарушается и полученные выражения перестают быть справедливыми.

3. Термоэлементы с боковым теплообменом в режиме генерации электроэнергии

Схема нагруженного ТБТ отличается от ТБТ, работающего в режиме термоэдс (рис. 1), наличием тока плотностью j вдоль оси x . В дополнение к описанной выше конструкции укажем, что размер ТБТ вдоль оси z обозначен через h . Торцы $x = -c$ и $x = a$ находятся в идеальном тепловом и электрическом контактах с термостатом при температуре T_0 . Термостат изготовлен из материала с высокими электро- и теплопроводностью (например, из меди), так что обеспечиваются условия постоянства температуры на торцевых гранях, а также условие постоянства электрического тока. Последнее приближение применялось, например, в [9,10].

При указанном тепловом режиме ТБТ тепловой поток и распределение температуры будут двумерными. Следовательно, задача прежде всего состоит в нахождении распределения температуры.

3.1. Распределение температуры

Обобщенное уравнение теплопроводности имеет вид

$$\frac{\partial^2 T_i}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_i}{\partial y^2} + \gamma_i = 0, \quad (16)$$

где $\gamma_i = \rho_i j^2 / \kappa_i$, ρ_i — удельное сопротивление, j — плотность тока.

Граничные условия:

$$\kappa_i \frac{\partial T_i(x, b)}{\partial y} = q, \quad (17)$$

$$\frac{\partial T_i(x, 0)}{\partial y} = 0, \quad (18)$$

$$T_1(-c, y) = T_0, \quad T_2(a, y) = T_0, \quad (19)$$

$$\begin{aligned} -\kappa_1 \frac{\partial T_1(0, y)}{\partial x} + \alpha_1 j T_1(0, y) \\ = -\kappa_2 \frac{\partial T_2(0, y)}{\partial x} + \alpha_2 j T_2(0, y), \end{aligned} \quad (20)$$

$$T_1(0, y) = T_2(0, y). \quad (21)$$

Решение уравнения (16) имеет вид

$$\begin{aligned} T_i(x, y) = -\frac{q}{2\kappa_i b} (x^2 - y^2) + A_i x + B_i - \frac{\gamma_i x^2}{2} \\ + \sum_{n=1}^{\infty} [A_{in} \exp(\delta_n x) + B_{in} \exp(-\delta_n x)] \cos \delta_n y, \end{aligned} \quad (22)$$

где $\delta_n = n\pi/b$, A_i , B_i , A_{in} , B_{in} — постоянные интегрирования, которые найдем из условий (17)–(21). Они таковы:

$$A_1 = \frac{1}{c} B_1 - \frac{1}{c} T_0 - \frac{1}{2} \gamma_1 c + \frac{q}{2\kappa_1 c b} (D_0 - c^2),$$

$$A_2 = -\frac{1}{a} B_1 + \frac{1}{a} T_0 + \frac{1}{2} \gamma_2 a - \frac{q}{2\kappa_1 a b} \left(D_0 - \frac{\kappa_1}{\kappa_2} a^2 \right),$$

$$B_2 = B_1 + \frac{q D_0}{2\kappa_1} \frac{\kappa_2 - \kappa_1}{\kappa_2}, \quad D_0 = (2/3) b^2,$$

$$\begin{aligned} B_1 = \frac{(a\kappa_1 + c\kappa_2) T_0 + (1/2)(\rho_1 c + \rho_2 a) j^2 a c}{a\kappa_1 + c\kappa_2 - \Delta \alpha j a c} \\ + \frac{(a/2b) a c (a + c) - (q D_0 / 2\kappa_1 b) (a\kappa_1 + c\kappa_2 - \Delta \alpha j a c)}{a\kappa_1 + c\kappa_2 - \Delta \alpha j a c}, \end{aligned}$$

$$A_{1n} = -\frac{E_{1n}}{L_n} \exp(2\delta_n c) - \frac{q}{2\kappa_1 b} D_n \exp(\delta_n c),$$

$$A_{2n} = -\frac{E_{2n}}{L_n} \exp(-2\delta_n a) - \frac{q}{2\kappa_2 b} D_n \exp(\delta_n a),$$

$$B_{1n} = \frac{E_{1n}}{L_n}, \quad B_{2n} = \frac{E_{2n}}{L_n},$$

где

$$\begin{aligned} E_{1n} = \left\{ \frac{q \delta_n}{2b} D_n [\exp(-\delta_n c) - \exp(\delta_n c)] \right. \\ \left. - \frac{\Delta \alpha j q}{2\kappa_1 b} D_n \left[\frac{\kappa_1}{\kappa_2} - \exp(\delta_n c) \right] \right\} [1 - \exp(-2\delta_n a)] \\ + \frac{q \kappa_2 \delta_n}{2\kappa_1 b} \left[1 - \exp(\delta_n c) - \kappa_1 \frac{1 - \exp(-\delta_n a)}{\kappa_2} \right] \\ \times [1 + \exp(-2\delta_n a)], \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} E_{2n} = \left\{ -\frac{q}{2\kappa_1 b} D_n (\kappa_1 \delta_n - \Delta \alpha j) \exp(\delta_n c) \right. \\ \left. + \frac{q}{2\kappa_2 b} D_n [\kappa_2 \delta_n \exp(-\delta_n c) - \Delta \alpha j] \right\} \\ \times [1 - \exp(2\delta_n c)] + \frac{q}{2b} D_n \left[\frac{1 - \exp(\delta_n c)}{\kappa_1} \right. \\ \left. - \frac{1 - \exp(-\delta_n a)}{\kappa_2} \right] \left\{ \kappa_1 \delta_n [1 + \exp(2\delta_n c)] \right. \\ \left. + \Delta \alpha j [1 - \exp(2\delta_n c)] \right\}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} L_n = -\kappa_2 \delta_n [1 - \exp(-\delta_n a)] [1 - \exp(2\delta_n c)] \\ + \left\{ \kappa_1 \delta_n [1 + \exp(2\delta_n c)] + \Delta \alpha j [1 - \exp(2\delta_n c)] \right\} \\ \times [1 - \exp(-2\delta_n c)], \end{aligned}$$

$$\Delta \alpha = \alpha_1 - \alpha_2, \quad D_n = [(-1)^n - 1] 4b^2 / (\pi n)^2.$$

Следовательно, рассмотренный нагруженный ТБТ характеризуется двумерным распределением температуры. Он может работать как в режиме генерации электрической энергии (тогда сила тока, которая протекает во внешнем сопротивлении R_e , будет составлять $I = jbh$), так и в режиме охлаждения (тогда I — это сила тока, которая создается в холодильнике внешним источником).

3.2. Коэффициент полезного действия термоэлемента с боковым теплообменом

Основной характеристикой нагруженного ТБТ является коэффициент полезного действия

$$\eta = \frac{q(a+c)h - Q_0}{q(a+c)},$$

где $q(a+c)h$ — тепло, которое поступает в ТБТ на верхнюю грань, Q_0 — тепло, которое стекает в термостат. Зная распределение температуры, можно рассчитать

$$Q_0 = -h \int_0^b q_1^{(1)}(-c, y) dy + h \int_0^b q_1^{(2)}(a, y) dy,$$

где

$$q_1^{(i)} = -\kappa_i \frac{\partial T_i(x, y)}{\partial x} + \alpha_i T_i(x, y) j.$$

Выполнив математические преобразования, получим

$$Q_0 = q(a+c)h + \Delta\alpha j \left(\frac{q}{2\kappa_1 b} D_0 + B_1 \right) bh + (\rho_1 c + \rho_2 a) j^2 bh - \Delta\alpha j T_0 bh.$$

Далее, воспользовавшись выражениями для B_i и η , получим

$$\eta = \frac{b}{q(a+c)} \times \left\{ \frac{\Delta\alpha j a c [q(a+c)/2b] - \Delta\alpha j T_0 - (1/2)(\rho_1 c + \rho_2 a) j^2}{(a\kappa_1 + c\kappa_2 + \Delta\alpha j a c)} - \frac{(\rho_1 c + \rho_2 a)(a\kappa_1 + c\kappa_2) j^2}{(a\kappa_1 + c\kappa_2 + \Delta\alpha j a c)} \right\},$$

где учтено, что ток течет в отрицательном направлении оси x (рис. 1). Из этого выражения видно, что величина η определяется в основном членом $q(a+c)/2b$. Поэтому высота ТБТ должна быть малой, а q — большим. Предположим, что $q(a+c)/2b \gg \Delta\alpha j T_0 + (1/2)(\rho_1 c + \rho_2 a) j^2$ может выполняться для достаточно малых j . Тогда, считая также, что

$$\Delta\alpha j a c \frac{q(a+c)}{2b} \gg (\rho_1 c + \rho_2 a)(a\kappa_1 + c\kappa_2) j^2,$$

получим для КПД

$$\eta = \frac{1}{2} \frac{\Delta\alpha j a c}{a\kappa_1 + c\kappa_2 + \Delta\alpha a c}.$$

Приведенные выше условия выполняются, если, например, $a = c = 1$ см, $b = 0.1$ см, $\kappa_1 = \kappa_2 = 10^{-2}$ Вт/см·К, $\Delta\alpha = 10^{-4}$ В/К, $\rho_1 = \rho_2 = 10^{-3}$ Ом·см, $q = 2$ Вт/см². При этом нужно иметь в виду, что величина j ограничена величиной внутреннего сопротивления ТБТ. Оценим максимально возможное значение j . Для этого запишем

$$\rho_i j dx = d(\mu_i + \alpha_i T_i),$$

где μ_i — электрохимический потенциал. Последнее уравнение вытекает из обобщенного закона Ома. Интегрируя его по x в пределах от $-c$ до a и учитывая, что падение напряжения на термоэлементе составляет величину $jR_e bh$, получим

$$j(y) = \frac{\Delta\alpha [T_1(0, y) - T_0]}{\rho_1 c + \rho_2 a + R_e bh} = \frac{\Delta\alpha \Delta T}{\rho_1 c + \rho_2 a + R_e bh}.$$

При этом, если высота b ТБТ небольшая, то можно считать $\Delta T = \text{const}$. При $R_e = 0$ (короткое замыкание)

j будет максимальным:

$$j_{\max} = \frac{\Delta\alpha \Delta T}{\rho_1 c + \rho_2 a},$$

ΔT определяется величиной плотности теплового потока q . Если ΔT составляет, например, 20 К, то $j_{\max} = 5$ А/см². Для указанных выше материальных и размерных констант для максимального КПД получаем значение 6%.

Рассмотренный нагруженный ТБТ может быть использован в качестве датчика теплового излучения или в качестве генератора тока.

Список литературы

- [1] A.J. Hirose. J. Inst. Electron. Eng. Jap., **74**, 1056 (1954).
- [2] Л.И. Анатыхчук, О.Я. Лусте. Известия вузов, № 6, 134 (1969).
- [3] С.Л. Королюк, И.М. Пилат, А.Г. Самойлович, В.Н. Слипченко, А.А. Снарский, Е.Ф. Царьков. ФТП, **7**, 725 (1973).
- [4] А.Г. Самойлович. В сб.: *Проблемы современной физики* (Л., Наука, 1980) с. 304.
- [5] А.А. Снарский. Автореф. канд. дис. (Черновцы, 1975).
- [6] А.А. Ащеулов, В.Г. Охрем. Термоэлектричество, № 4, 17 (2001).
- [7] Л.И. Анатыхчук. *Термоэлементы и термоэлектрические устройства* (Киев, Наук. думка, 1979).
- [8] Е.А. Охрем, И.В. Проц. Термоэлектричество, № 3, 16 (2000).
- [9] В.Г. Охрем. ИФЖ, **40**, 75 (1981).
- [10] В.Г. Охрем, Е.А. Охрем. ИФЖ, **73**, 650 (2000).

Редактор Л.В. Шаронова

Thermoelements with side thermal exchange

A.A. Ascheulov*, V.G. Okhrem, E.A. Okhrem*

Yu. Fedkovich Chernovtsy National University, 58012 Chernovtsy, Ukraine

* Institute of Thermoelectricity, 58027 Chernovtsy, Ukraine

Abstract In this paper the thermoelements with side thermal exchange have been investigated. They differ from standard thermoelements by the legs distribution: one pair of sides is in ideal thermal and electrical contacts and the pair of other sides contacts with thermostate isothermally; the thermal flow falls on the side and three other sides are isolated from the environment adiabatically.

The thermoelement and efficiency of the thermoelement have been investigated in stationary conditions. The analysis of obtained results and of their possible applications have been made.