

PHYSICAL SCIENCES

НОВЫЕ АСПЕКТЫ ФИЗИКИ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСТВА

Охрем В.Г.

Кандидат физ.-мат наук

NEW ASPECTS OF PHYSICS OF THERMOELECTRICITY

Okhrem V.

Candidate of Physics and Mathematics

Аннотация

Рассчитана глубина охлаждения термоэлектрических холодильников Пельтье, в которых ветви p - и n - проводимостей расположены в линию и соединены между собой встык или посредством медной перемычки. Рассчитаны температуры стыков ветвей между собой и между ветвями и медной перемычкой. Проведена оценка глубины охлаждения этих устройств. Исследовано также влияние эффекта Томсона на эти температуры. Сделан анализ полученных результатов, даны практические рекомендации.

Рассмотрена новая модель анизотропного термоэлектрического холодильника, которая по эффективности охлаждения не должна уступать стандартному холодильнику Пельтье.

Предложена методика измерения кинетических коэффициентов низкотемпературных термоэлектриков, которая дает возможность избавиться от необходимости использования переменного тока при измерениях, что приводит к значительному упрощению электрической схемы измерительной установки. Для полноты картины подробно изложен метод Хармана. Подробно изложены теоретические основы метода измерения кинетических коэффициентов термоэлектриков. Предложена простая методика измерения коэффициента электотермического эффекта Томсона.

Abstract

The depth of cooling of thermoelectric Peltier refrigerators, in which the branches of p - and n - conductivities are arranged in a line and connected to each other end-to-end or by means of a copper jumper, is calculated. The temperatures of the joints of the branches between themselves and between the branches and the copper jumper are calculated. The depth of cooling of these devices has been estimated. The effect of the Thomson effect on these temperatures has also been studied. The analysis of the received results is made, practical recommendations are given.

A new model of an anisotropic thermoelectric refrigerator is considered, which should not be inferior to a standard Peltier refrigerator in terms of cooling efficiency.

A technique for measuring the kinetic coefficients of low-temperature thermoelectrics is proposed, which makes it possible to get rid of the need to use alternating current in measurements, which leads to a significant simplification of the electrical circuit of the measuring installation. For the sake of completeness, Harman's method is described in detail. The theoretical foundations of the method for measuring the kinetic coefficients of thermoelectrics are described in detail. A simple method for measuring the coefficient of the Thomson electrothermal effect is proposed.

Ключевые слова: эффект Пельтье, эффект Томсона, холодильник Пельтье, глубина охлаждения, анизотропный холодильник, анизотропная термоэдс, метод Хармана, теплопроводность, термоэдс, термоэлектрическая добротность.

Keywords: Peltier effect, Thomson effect, Peltier refrigerator, cooling depth, anisotropic refrigerator, anisotropic thermoelectric power, Harman method, thermal conductivity, thermoelectric power, thermoelectric figure of merit.

Полупроводниковый термоэлектрический холодильник (ТХ) Пельтье состоит из двух полупроводниковых ветвей n - и p - проводимостей, которые могут быть расположены последовательно (в линию) и соединены между собой встык (рис. 1, а), или параллельно и соединены коммутационной (медной) перемычкой (рис. 1, б). На практике чаще применяется ТХ, в котором ветви расположены параллельно. Этот ТХ удобный для использования, так как имеет достаточно большую холодильную

площадку и поэтому охлаждаемый объект может иметь достаточно большие размеры. Этот вариант ТХ был предложен и детально изучен А. Ф. Иоффе с сотрудниками в середине прошлого века [1-4]. Он широко применяется и в наше время в различных областях науки и техники. Исследованию и применению этих холодильников посвящено большое количество работ (см., например, [5-9]). Среди этих работ есть и работы автора данной публикации [11-14].

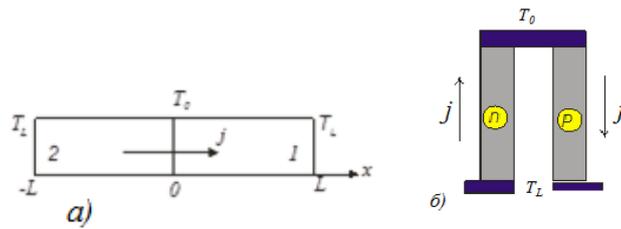


Рис. 1. Соединение ветвей ТХ встык а) и при помощи металлической перемычки б)

Считается, что способ соединения ветвей не влияет (или слабо влияет) на глубину охлаждения. Более того, влияние перемычки на эффект охлаждения вообще не исследовалось. Основные требования, предъявляемые к перемычке состоит в том, что она должна иметь высокие теплопроводность и электропроводность. Обычно материалом служит медь, которая удовлетворяет этим требованиям. Температура перемычки считается постоянной и равной T_0 . Таким образом, перемычка является элементом конструкции ТХ, который в охлаждении не

участвует. Между тем на соединениях торцов ветвей с металлом образуются контакты, на которых выделяется или поглощается (в зависимости от направления тока) в большом количестве тепло Пельтье [10]. Поэтому интересным является учет влияния перемычки на эффект охлаждения. Конечно, исследовать это влияние, используя схему ТХ, изображенную на рис. 1, б затруднительно, поскольку нужно считать, что и ток, и температура двумерны.

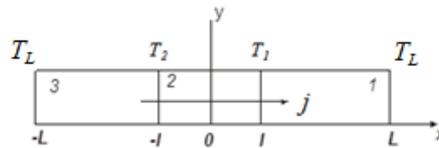


Рис. 2. Схема ТХ, состоящего из двух полупроводниковых ветвей

3 (n-тип), 1 (p-тип) и медной перемычки 2. T_L - температура горячей стороны (термостата) ТХ, T_1 и T_2 - температуры стыков, L и l - линейные размеры, j - плотность электрического тока

При этом задача сильно усложняется и в аналитическом виде не может быть решена. Поэтому в работе рассмотрена другая схема (см. рис. 2), которая с

одной стороны как-то дополняет известные результаты, а с другой - приведет к результатам, которые ранее не были известны. Кроме того, в работе сделан расчет распределения температуры с учетом влияния эффекта Томсона на величину снижения температуры. Ниже проведены эти исследования и получены новые результаты.

1. Исследование работы линейного ТХ Э. Х. Ленца

Устройство, схема которого изображена на рис. 1, а, впервые применил Э. Х. Ленц в 1838 г. для демонстрации эффекта Пельтье. На стыке ветвей, изготовленных из висмута и сурьмы, в небольшом углублении он размещал каплю воды, которая при одном направлении тока испарялась, а при обратном - замерзала. Эта статья посвящена исследованию различных вариантов этого устройства. В связи с этим это устройство назовем термоэлектрическим холодильником Ленца.

Рассмотрим модель холодильника, изображенного на рис.1, а. В предположении, что температуры в ветвях 1 и 2 одномерны, находим их распределения:

$$T_1(x) = -\frac{1}{2}b_1x^2 + \frac{1}{2}\frac{L^2b_1 - 2T_0 + 2T_L}{L}x + T_0,$$

$$T_2(x) = -\frac{1}{2}b_2x^2 - \frac{1}{2}\frac{L^2b_2 - 2T_0 + 2T_L}{L}x + T_0.$$

В этих формулах T_0 – температура стыка, T_L - температура термостата, L - длина ветвей, $\kappa_1, \kappa_2, \rho_1, \rho_2$ – удельные теплопроводности и сопротивления материалов ветвей, $b_1 = \rho_1 j^2 / \kappa_1$, $b_2 = \frac{\rho_2 j^2}{\kappa_2}$.

Из уравнения

$$-\kappa_1 \frac{L^2 b_1 - 2T_0 + 2T_L}{2L} + \alpha_1 T_0 j = \kappa_2 \frac{L^2 b_2 - 2T_0 + 2T_L}{2L} + \alpha_2 T_0 j,$$

которое выражает собой условие равенства тепловых потоков на стыке ветвей 1 и 2, найдем температуру T_0 :

$$T_0 = \frac{1}{2} \frac{L^2 (b_1 \kappa_1 + b_2 \kappa_2) + 2T_L (\kappa_1 + \kappa_2)}{Lj(\alpha_1 - \alpha_2) + \kappa_1 + \kappa_2}.$$

Графическая зависимость T_0 от плотности электрического тока приведена на рис.3. Для расчетов выбраны такие материальные и размерные константы: $\alpha_1 = 2 \cdot 10^{-4}$ В/К, $\alpha_2 = -2 \cdot 10^{-4}$ В/К, $\kappa_1 = \kappa_2 = 0.02$ Вт/см · К, $\rho_1 = \rho_2 = 10^3$ Ом · см, $L=0.5$ см, $T_L = 300$ К.

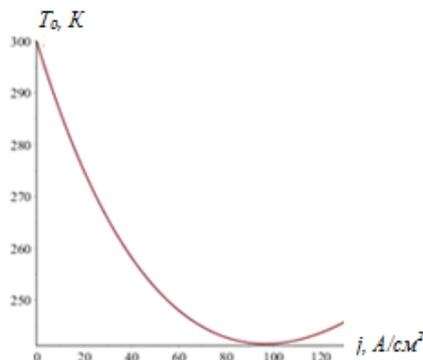


Рис. 3. Зависимость температуры стыка от плотности электрического тока

Как видно из рис. 3 глубина охлаждения в этой простой модели составляет около 60 К. Этот же результат получается и в случае, изображенном на рис. 1, б.

2. Термоэлектрическое охлаждение с учетом эффекта Томсона

С физической точки зрения интересным является учет влияния тепла Томсона на глубину охлаждения. Рассматриваемая модель дает возможность это сделать. Напомним, что эффект Томсона - это выделение или поглощение дополнительного к теплу Джоуля тепла, которое появляется при одновременном наличии градиента температуры и вектора плотности электрического тока. Выделение или поглощение зависит от того коллинеарны или антиколлинеарны эти векторы. С учетом явления Томсона дифференциальное уравнение теплопроводности имеет вид:

$$\kappa_i \cdot \frac{d^2 T_i}{dx^2} + \tau_i \cdot j \cdot \frac{dT_i}{dx} + \rho_i \cdot j^2 = 0,$$

где i - номер ветви ТХ, τ_i - коэффициент эффекта Томсона. По определению $\tau_i = T_i \cdot \frac{d\alpha_i}{dT}$, α_i - термоэдс. В уравнении теплопроводности второй член представляет собой эффект Томсона. Видно, что, если термоэдс постоянная, то эффект Томсона отсутствует. В предыдущем случае мы считали, что термоэдс постоянна. Поэтому там эффект Томсона отсутствовал. На самом деле термоэдс от температуры зависит. Но, если считать τ_i постоянным, то тогда из выражения $\tau_i = T_i \cdot \frac{d\alpha_i}{dT}$ следует, что $\alpha_i = \alpha_k + \tau_i \cdot \ln \frac{T_i}{T_k}$, где T_k - температура на одном из концов i - ветви, α_k - термоэдс на этом конце.

Распределение температур в ветвях ТХ в условиях постоянства τ_i имеет вид:

$$T_1(x) = \frac{e^{-a_1 x}(Lb_1 - T_0 a_1 + T_L a_1)}{a_1(e^{-a_1 L} - 1)} - \frac{b_1}{a_1} x - \frac{e^{-a_1 L} T_0 a_1 + Lb_1 + T_L a_1}{a_1(e^{-a_1 L} - 1)},$$

$$T_2(x) = \frac{e^{-a_2 x}(Lb_2 + T_0 a_2 - T_L a_2)}{a_2(e^{-a_2 L} - 1)} - \frac{b_2}{a_2} x - \frac{e^{-a_2 L} T_0 a_2 + Lb_2 - T_L a_2}{a_2(e^{-a_2 L} - 1)}.$$

Температуру стыка, как и выше, найдем при условии равенства тепловых потоков на границе областей 1 и 2. Это условие имеет вид:

$$-\kappa_1 \left(\frac{Lb_1 - T_0 a_1 + T_L a_1}{e^{-a_1 L} - 1} - \frac{b_1}{a_1} \right) + \alpha_1 T_0 j = -\kappa_2 \left(-\frac{Lb_2 + T_0 a_2 - T_L a_2}{e^{-a_2 L} - 1} - \frac{b_2}{a_2} \right) + \alpha_2 T_0 j.$$

Для нахождения T_0 нужно задать зависимость термоэдс от температуры. Но, поскольку, τ_i - постоянный, то должно быть $\alpha_i = \alpha_k + \tau_i \cdot \ln \frac{T_i}{T_k}$. При такой зависимости термоэдс от температуры найти T_0 в аналитическом виде невозможно. Однако, если учесть, что

τ_i - (10^{-5} - 10^{-6}) В/К, то вторым членом в выражении можно пренебречь. И тогда, $\alpha_i \approx \alpha_k$ то есть термоэдс

будет также постоянной. Тогда для искомой температуры получим: $T_0 = \frac{A}{B}$, где

$$A = -(e^{-a_1 L} T_L a_1 a_2^2 \kappa_2 - e^{-a_1 L} e^{-a_2 L} a_1 b_2 \kappa_2 + e^{-a_1 L} e^{-a_2 L} a_2 b_1 \kappa_1 - L a_1 a_2 b_1 \kappa_1 + L a_1 a_2 b_2 \kappa_2 + e^{-a_2 L} T_L a_2 a_1^2 \kappa_1 - T_L a_2 a_1^2 \kappa_1 - T_L a_1 a_2^2 \kappa_2 + e^{-a_2 L} a_1 b_2 \kappa_2 - e^{-a_2 L} a_2 b_1 \kappa_1 + e^{-a_1 L} a_1 b_2 \kappa_2 - e^{-a_1 L} a_2 b_1 \kappa_1 + L e^{-a_2 L} a_1 a_2 b_1 \kappa_1 - L e^{-a_1 L} a_1 a_2 b_2 \kappa_2 - a_1 b_2 \kappa_2 + a_2 b_1 \kappa_1),$$

$$B = a_1 a_2 (j \alpha_1 e^{-a_1 L} e^{-a_2 L} - j \alpha_2 e^{-a_1 L} e^{-a_2 L} - j \alpha_1 e^{-a_1 L} - j \alpha_1 e^{-a_2 L} - j \alpha_2 e^{-a_1 L} - j \alpha_2 e^{-a_2 L} - a_1 \kappa_1 e^{-a_2 L} - a_2 \kappa_2 e^{-a_1 L} + \alpha_1 j - \alpha_2 j + a_1 \kappa_1 + a_2 \kappa_2).$$

В этих выражениях принято:

$$\tau_1 = 10^{-5} \text{ В/К}, \quad b_1 = \frac{\rho_1 j^2}{\kappa_1}, \quad b_2 = \frac{\rho_2 j^2}{\kappa_2}, \quad a_1 = \frac{\tau_1 j}{\kappa_1}, \quad a_2 = \frac{\tau_2 j}{\kappa_2},$$

$$\tau_2 = -10^{-5} \text{ В/К}, \quad L = 0.5 \text{ см}, \quad T_L = 300 \text{ К},$$

$$\rho_1 = \rho_2 = 10^{-3} \text{ Ом} \cdot \text{см}, \quad \kappa_1 = \kappa_2 = 2 \cdot 10^{-2} \text{ Вт/К} \cdot \text{см},$$

$$\alpha_1 = 2 \cdot 10^{-4} \text{ В/К}, \quad \alpha_2 = -2 \cdot 10^{-4} \text{ В/К}.$$

Из сравнения двух зависимостей температуры стыка от плотности тока (рис. 3 и 4) видно, что наличие эффекта Томсона приводит к усилению эффекта снижения температуры: глубина охлаждения увеличивается более

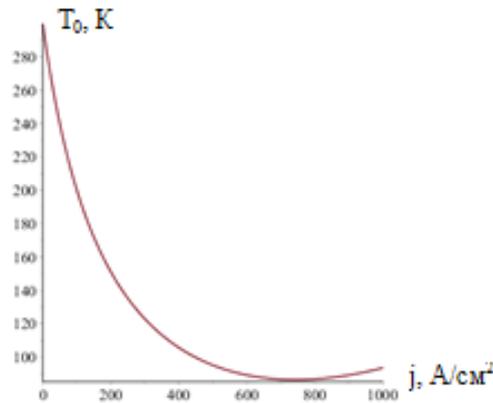


Рис. 4. Кривая зависимости температуры стыка от плотности электрического тока при наличии эффекта Томсона

чем в полтора раза. Здесь нужно, конечно, иметь в виду поправку на то, что кинетические характеристики термоэлектриков не могут быть постоянными в таком широком интервале температур. Нужно помнить также о том, что расчеты приближенные. Однако в целом полученные результаты указывают на то, что наличие эффекта Томсона приводит к усилению эффекта охлаждения. Поэтому необходим поиск термоэлектриков, которые этим эффектом обладают.

3. Линейный Т.Х. Ленца с перемычкой

Рассмотрим устройство, схема которого представлена на рис. 2. В этом устройстве ветви p - и n -проводимости 1 и 3 расположены в линию и соединены между собой медной перемычкой 2. Поперечные размеры всех частей ТХ одинаковы.

Распределение температур в ветвях и перемычке легко находятся. Они имеют вид:

$$T_1(x) = -\frac{1}{2}b_1x^2 + \frac{1}{2}\frac{b_1(L^2 - l^2) + 2(T_L - T_1)}{L - l}x - \frac{1}{2}\frac{b_1Ll(L - l) + 2(T_Ll - T_1L)}{L - l},$$

$$T_2(x) = -\frac{1}{2}b_2x^2 + \frac{1}{2}\frac{(T_L - T_1)}{l}x + \frac{1}{2}b_2l^2 + \frac{1}{2}(T_1 + T_2),$$

$$T_3(x) = -\frac{1}{2}b_3x^2 + \frac{1}{2}\frac{b_3(L^2 - l^2) + 2(T_L - T_2)}{L - l}x - \frac{1}{2}\frac{b_3Ll(L - l) + 2(T_Ll - T_2L)}{L - l}.$$

Температуры стыков между ветвями и медной перемычкой также находятся из условий сшивания по тепловому потоку. Эти температуры имеют следующий вид:

$$T_1 = A1/C, \quad T_2 = B1/C,$$

$$A1 = \frac{1}{2}(2L^3jl\alpha_2b_1\kappa_1 - 2L^3jl\alpha_3b_1\kappa_1 - 6L^2jl^2\alpha_2b_1\kappa_1 + 4L^2jl^2\alpha_2b_2\kappa_2 + 6L^2jl^2\alpha_3b_1\kappa_1 - 4L^2jl^2\alpha_3b_2\kappa_2 + 6Ljl^3\alpha_2b_1\kappa_1 - 8Ljl^3\alpha_2b_2\kappa_2 - 6Ljl^3\alpha_3b_1\kappa_1 + 8Ljl^3\alpha_3b_2\kappa_2 - 2jl^4\alpha_2b_1\kappa_1 + 4jl^4\alpha_2b_2\kappa_2 + 2jl^4\alpha_3b_1\kappa_1 - 4jl^4\alpha_3b_2\kappa_2 + L^3b_1\kappa_2\kappa_1 + L^3b_3\kappa_2\kappa_3 - 3L^2lb_1\kappa_1\kappa_2 + 2L^2lb_1\kappa_1\kappa_3 + 4L^2lb_2\kappa_2^2 - 3L^2lb_3\kappa_2\kappa_3 + 4LjlT_L\alpha_2\kappa_1 - 4LjlT_L\alpha_3\kappa_1 + 3Ll^2b_1\kappa_1\kappa_2 - 4Ll^2b_1\kappa_1\kappa_3 - 8Ll^2b_2\kappa_2^2 + 4Ll^2b_2\kappa_2\kappa_3 + 3Ll^2b_3\kappa_2\kappa_3 - 4jl^2T_L\alpha_1\kappa_3 + 4jl^2T_0\alpha_2\kappa_1 + 4jl^2T_0\alpha_3\kappa_1 - l^3b_1\kappa_1\kappa_2 + 2l^3b_1\kappa_1\kappa_3 + 4l^3b_2\kappa_2^2 - 4l^3b_2\kappa_2\kappa_3 - l^3b_3\kappa_2\kappa_3 + 2LT_L\kappa_1\kappa_2 + 2LT_L\kappa_2\kappa_3 - 2lT_L\kappa_1\kappa_2 + 4lT_L\kappa_1\kappa_3 - 2lT_L\kappa_2\kappa_3),$$

$$C = 2L^2j^2l\alpha_1\alpha_2 - 2L^2j^2l\alpha_1\alpha_3 - 2L^2j^2l\alpha_2^2 + 2L^2j^2l\alpha_2\alpha_3 - 4Lj^2l^2\alpha_1\alpha_2 + 4L^2j^2l\alpha_1\alpha_3 + 4Lj^2l^2\alpha_2^2 - 4Lj^2l^2\alpha_2\alpha_3 + 2j^2l^3\alpha_1\alpha_2 - 2j^2l^3\alpha_1\alpha_3 - 2j^2l^3\alpha_2^2 + 2j^2l^3\alpha_2\alpha_3 + L^2j\alpha_1\kappa_2 - L^2j\alpha_3\kappa_2 - 2Ljl\alpha_1\kappa_2 + 2Ljl\alpha_1\kappa_3 + 2Ljl\alpha_2\kappa_1 - 2Ljl\alpha_2\kappa_3 - 2Ljl\alpha_3\kappa_1 + 2Ljl\alpha_3\kappa_2 + jl^2\alpha_1\kappa_2 - 2jl^2\alpha_1\kappa_3 - 2jl^2\alpha_2\kappa_1 + 2jl^2\alpha_2\kappa_3 + 2jl^2\alpha_3\kappa_1 - jl^2\alpha_2\kappa_3 + L\kappa_1\kappa_2 + L\kappa_2\kappa_3 - l\kappa_1\kappa_2 + 2l\kappa_1\kappa_3 - l\kappa_2\kappa_3),$$

$$B1 = \frac{1}{2}(2L^3jl\alpha_1b_3\kappa_2 - 2L^3jl\alpha_2b_3\kappa_3 + 4L^2jl^2\alpha_1b_2\kappa_2 - 6L^2jl^2\alpha_1b_3\kappa_3 - 2L^2jl^2\alpha_2b_2\kappa_2 + 6L^2jl^2\alpha_2b_3\kappa_3 - 8Ljl^3\alpha_1b_2\kappa_2 + 6Ljl^3\alpha_1b_3\kappa_3 + 8L^3jl\alpha_2b_2\kappa_2 - 6Ljl^3\alpha_2b_3\kappa_3 + 4jl^4\alpha_1b_2\kappa_2 - 2jl^4\alpha_1b_3\kappa_3 - 4jl^4\alpha_2b_2\kappa_2 + 2jl^4\alpha_2b_3\kappa_3 + L^3b_1\kappa_1\kappa_2 + L^3b_3\kappa_2\kappa_3 - 3L^2lb_1\kappa_1\kappa_2 + 4L^2lb_2\kappa_2^2 + 2L^2lb_3\kappa_1\kappa_3 - 3L^2lb_3\kappa_2\kappa_3 + 4LjlT_L\alpha_1\kappa_3 - 4LjlT_L\alpha_2\kappa_2 + 3Ll^2b_1\kappa_1\kappa_2 + 4Ll^2b_2\kappa_1\kappa_2 - 8Ll^2b_2\kappa_1\kappa_2 - 4Ll^2b_3\kappa_1\kappa_3 + 3Ll^2b_3\kappa_2\kappa_3 - 4jl^2T_L\alpha_1\kappa_3 + 4jl^2T_L\alpha_2\kappa_3 - l^3b_1\kappa_1\kappa_2 - 4l^3b_2\kappa_1\kappa_2 + 4l^3b_2\kappa_2^2 + 2l^3b_3\kappa_1\kappa_3 - l^3b_3\kappa_2\kappa_3 + 3LT_L\kappa_1\kappa_2 + 2LT_L\kappa_2\kappa_3 - 2lT_L\kappa_1\kappa_3 - 4lT_L\kappa_1\kappa_3 - 2lT_L\kappa_2\kappa_3).$$

Для числовых расчетов использованы следующие значения материальных констант:

$$\alpha_1 = 2 \cdot 10^{-4} \text{ В/см}, \alpha_2 = 1.2 \cdot 10^{-5} \text{ В/см}, \alpha_3 = -2 \cdot 10^{-4} \text{ В/см}, \kappa_1 = 0.02 \text{ Вт/см} \cdot \text{К},$$

$$\kappa_2 = 0.4 \text{ Вт/см} \cdot \text{К}, \kappa_3 = 0.02 \text{ Вт/см} \cdot \text{К},$$

$$\rho_1 = 10^{-3} \text{ Ом} \cdot \text{см}, \rho_2 = 10^{-5} \text{ Ом} \cdot \text{см}, \rho_3 = 10^{-3} \text{ Ом} \cdot \text{см}, T_L = 300 \text{ К}.$$

Расчеты выполнены с помощью пакета математических программ MAPLE. Полученные зависимости температур T_1 и T_2 от плотности электрического тока для двух случаев представлены на графиках. Из сравнения видно, что размеры влияют на указанные температуры и могут отличаться между собой и тем сильнее, чем больше плотность тока. Это говорит о том, что температура перемычки не постоянна.

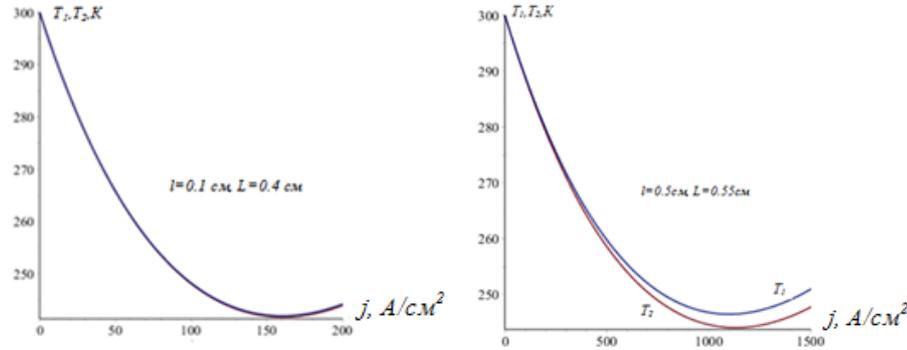


Рис. 5. Зависимость температур стыков T_1 и T_2 от плотности тока при различных длинах ветвей и перемычки

4. Влияние эффекта Томсона на глубину охлаждения ТХ с перемычкой

Пусть далее материалы ветвей (и перемычки) обладают эффектом Томсона. Тогда, как и в предыдущем случае, где учтен этот эффект, записываем уравнение теплопроводности для каждой из областей:

$$\frac{d^2}{dx^2} T_1(x) + a_1 \frac{d}{dx} T_1(x) + b_1 = 0,$$

$$\frac{d^2}{dx^2} T_2(x) + a_2 \frac{d}{dx} T_2(x) + b_2 = 0,$$

$$\frac{d^2}{dx^2} T_3(x) + a_3 \frac{d}{dx} T_3(x) + b_3 = 0.$$

Решения этих уравнений с учетом граничных условий, которые понятны из рис. 2, имеют вид:

$$T_1(x) = -\frac{e^{-a_1 x}(Lb_1 - lb_1 + T_L a_1 - T_1 a_1)}{a_1(e^{-a_1 l} - e^{-a_1 L})} - \frac{b_1}{a_1} x + \frac{Le^{-a_1 l} b_1 + e^{-a_1 l} T_L a_1 - e^{-a_1 l} l b_1 - e^{-a_1 L} T_1 a_1}{a_1(e^{-a_1 l} - e^{-a_1 L})},$$

$$T_2(x) = -\frac{e^{-a_2 x}(2lb_2 + T_1 a_2 - T_2 a_2)}{a_2(e^{-a_2 l} - e^{-a_2 L})} - \frac{b_2}{a_2} x - \frac{e^{-a_2 l} l b_2 - e^{-a_2 l} T_2 a_2 + e^{a_2 l} l b_2 + e^{a_2 l} T_1 a_2}{a_2(e^{-a_2 l} - e^{-a_2 L})},$$

$$T_3(x) = -\frac{e^{-a_3 x}(Lb_3 - lb_3 - T_L a_3 + T_2 a_3)}{a_3(-e^{a_3 l} - e^{a_3 L})} - \frac{b_3}{a_3} x + \frac{Le^{a_3 l} b_3 - e^{a_3 l} l b_3 + e^{a_3 l} T_2 a_3 - e^{-a_3 L} T_L a_3}{a_1(-e^{a_3 l} - e^{a_3 L})}.$$

Для нахождения температур стыков T_1 и T_2 , как и выше, используем условия сшивания. Они имеют вид:

$$q_{12} = q_{21}, q_{23} = q_{32},$$

где:

$$q_{12} = -\kappa_1 \left(\frac{e^{-a_1 l}(Lb_1 - lb_1 + T_L a_1 - T_1 a_1)}{e^{-a_1 l} - e^{-a_1 L}} - \frac{b_1}{a_1} \right) + a_1 T_1 j,$$

$$q_{21} = -\kappa_2 \left(\frac{e^{-a_2 l}(2lb_2 + T_1 a_2 - T_2 a_2)}{-e^{-a_2 l} + e^{a_2 l}} - \frac{b_2}{a_2} \right) + a_2 T_1 j,$$

$$q_{23} = -\kappa_2 \left(\frac{e^{a_2 l}(2lb_2 + T_1 a_2 - T_2 a_2)}{-e^{-a_2 l} + e^{a_2 l}} - \frac{b_2}{a_2} \right) + a_2 T_2 j,$$

$$q_{32} = -\kappa_3 \left(\frac{e^{a_3 l}(Lb_3 - lb_3 - T_L a_3 + T_2 a_3)}{-e^{a_3 l} + e^{a_3 L}} - \frac{b_3}{a_3} \right) + a_3 T_2 j.$$

Из условий сшивания по тепловым потокам на стыках областей 1-2 и 2-3 находим с помощью MAPLE выражения для температур T_1 и T_2 . Эти выражения из-за их чрезвычайной громоздкости в этой статье не приводятся. Для числовых расчетов выбраны следующие значения материальных и размерных констант:

$$\alpha_1 = 2 \cdot 10^{-4} \text{ В/см}, \alpha_2 = 1.2 \cdot 10^{-5} \text{ В/см}, \alpha_3 = -2 \cdot 10^{-4} \text{ В/см}, \kappa_1 = 0.02 \text{ Вт/см} \cdot \text{К},$$

$$\tau_1 = 10^{-6} \text{ В/К}, \tau_2 = 10^{-5} \text{ В/К}, \tau_3 = 10^{-6} \text{ В/К}, l = 0.5 \text{ см}, L = 0.55 \text{ см},$$

$$\kappa_2 = 0.4 \text{ Вт/см} \cdot \text{К}, \rho_1 = 10^{-3} \text{ Ом} \cdot \text{см}, \rho_2 = 10^{-5} \text{ Ом} \cdot \text{см}, \rho_3 = 10^{-3} \text{ Ом} \cdot \text{см}, T_L = 300 \text{ К},$$

$$\kappa_3 = 0.02 \text{ Вт/см} \cdot \text{К}.$$

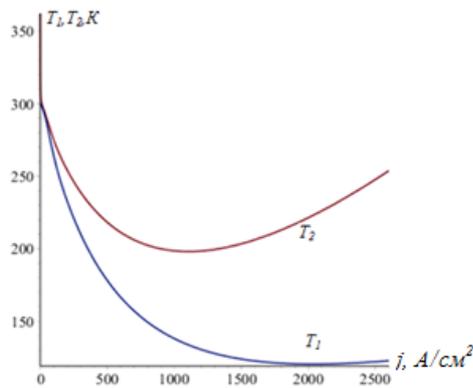


Рис. 6. Зависимость температур стыков T_1 и T_2 с учетом влияния эффекта Томсона

Как видно из рис. 6 температуры стыков по величине сильно различаются между собой. Поэтому здесь говорить о том, что перемычка выравнивает температуры концов ветвей, не приходится. Изложенные результаты расчетов требуют экспериментального подтверждения и углубления теоретических исследований: необходимо провести более глубокие исследования по затронутым в статье вопросам с целью выяснения механизмов охлаждения, подбора термоэлектриков, геометрических размеров структурных элементов холодильников. Особо следует обратить внимание на контакты. Вероятно они в этих процессах должны играть важную роль.

5. Модель анизотропного термоэлектрического холодильника, постановка задачи и ее решение

Анизотропные термоэлементы (АТЭ) начали интенсивно изучать и искать им применения в шестидесятых-семидесятых годах прошлого столетия. Усилиями группы исследователей под руководством проф. Самойловича А. Г. была создана теория генерирования термоэдс АТЭ [12] и предложены некоторые их применения. Результаты этих исследований собраны и обобщены в обзоре [13], а также в работе [14], которая вышла в 1997 году и в которую включены новые результаты. В [13,14] изложены исследования работы АТЭ в качестве генератора. АТЭ в качестве генератора упоминается в работе [15]. Что же касается его работы в качестве холодильника, то таких исследований не проводилось. Это можно пояснить тем, что анизотропная термоэлектрическая добротность АТЭ очень мала и, поэтому, эффективность охлаждения (перепад температуры, холодопроизводительность и т. д.) тоже мала. Однако если бы удалось создать анизотропный термоэлектрический холодильник (АТХ) и он давал бы приемлемый перепад температуры, то он бы имел конструктивные и технологические преимущества перед холодильником Пельтье. Об этих преимуществах уже говорилось в работах

[16,17], в которых намечен и путь поисковых исследований нужных для создания эффективных АТХ. В настоящей статье предложена новая физическая модель АТХ.

Исследования термоэлектрического охлаждения, которые проводились автором настоящей публикации, представлены в работах, опубликованных в научных журналах Термоэлектричество, Успехи прикладной физики, Прикладная физика и др. Они отличаются тем, что в них полагается постоянство плотности электрического тока, что, вообще говоря, ниоткуда не следует. В настоящей статье этот вопрос принят во внимание и выявлено, что плотность электрического тока зависит от координаты. Автору удалось учесть эту зависимость и это дало возможность получить новые результаты.

Рассмотрим наиболее простую модель АТХ. Будем считать, что, материал АТХ однородный, температура одномерна и зависит только от ординаты y (см. рис. 1)

$$\rho_{11}j_1(y) = E_1 - \alpha_{12} \frac{dT(y)}{dy}, \quad (1)$$

где ρ_{11} - компонента тензора удельного сопротивления, α_{12} - компонента тензора термоэдс, $T(y)$ - температура, $j_1(y)$ - плотность электрического тока в АТХ, E_1 - электростатическое поле в образце, создаваемое внешним источником. При расчетах мы полагаем, что кинетические параметры материала термоэлектрика не зависят от координат и температуры. Выясним далее зависимость поля E_1 от координат.

Выпишем для этого выражение для поперечного поля в АТХ

$$E_2 = \rho_{21}j_1(y) + \alpha_{22} \frac{dT(y)}{dy}.$$

Отсюда видно, что поперечное поле зависит только от координаты y . Но, поскольку должно выполняться равенство $\frac{\partial E_1}{\partial y} = \frac{\partial E_2}{\partial x}$, то получаем постоянство поля E_1 .

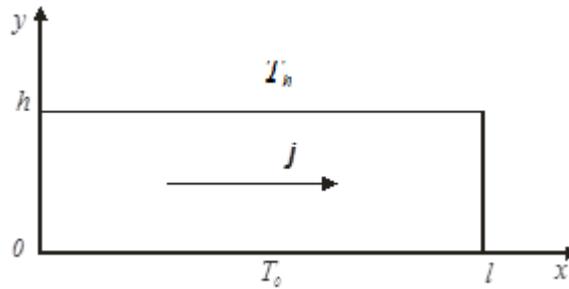


Рис. 6. Принципиальная схема АТХ

Выпишем далее закон сохранения энергии с учетом того, что температура зависит только от координаты y . Этот закон или по-другому обобщенное уравнение теплопроводности имеет вид

$$\frac{d^2 T(y)}{d^2 y} + \frac{\rho_{11} j_1^2(y)}{\kappa_{22}} = 0, \tag{2}$$

где κ_{22} – диагональная компонента тензора теплопроводности. Таким образом, уравнения (1) и (2) нужно рассматривать совместно. С помощью пакета математических программ *Maple* легко находим выражения для $T(y)$ и $j_1(y)$

$$T(y) = \frac{\ln \left(\frac{\alpha_{12}^2 (-C_2 y + C_1)}{\kappa \rho_{11}} \right) \kappa \rho_{11} + \alpha_{12} E_1 y}{\alpha_{12}^2}, \quad j_1(y) = \frac{C_2 \kappa}{\alpha_{12} (-C_2 y + C_1)},$$

где C_1 и C_2 = постоянные, которые находятся из граничных условий $T(0)=T_0$ и $T(h)=T_h$. Они легко находятся с помощью *Maple*:

$$C_1 = \frac{e^{-\frac{T_0 \alpha_{12}^2}{\kappa \rho_{11}}} \kappa \rho_{11}}{\alpha_{12}^2}, \quad C_2 = -\frac{\kappa \rho_{11} \left(e^{\frac{\alpha_{12} (h E_1 - T_h \alpha_{12})}{\kappa \rho_{11}}} - e^{-\frac{T_0 \alpha_{12}^2}{\kappa \rho_{11}}} \right)}{h \alpha_{12}^2}.$$

Термоэлектрические холодильники и анизотропные, в том числе отличаются тем, что они могут отбирать от охлаждаемого тела мизерное количество тепла, т.е. другими словами холодильный коэффициент их близок к нулю. Это эквивалентно условию адиабатической изоляции «холодной» поверхности, которое можно записать в виде:

$$-\kappa_{22} \frac{dT(h)}{dy} + \alpha_{21} j_1(h) T(h) = 0.$$

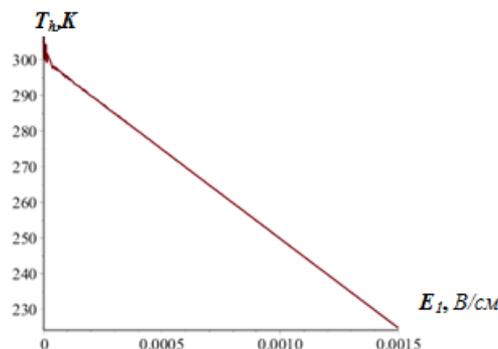


Рис. 7. Зависимость температуры холодной грани АТХ от величины электростатического поля

Из этого условия находим температуру холодной грани. Выражение для этой температуры достаточно громоздкое. Поэтому выписывать его не будем, а приведем результаты вычислений ее зависимости от поля E_1 .

На рис. 7 приведена зависимость температуры холодной грани АТХ от поля E_1 . В качестве материала АТХ выбран монокристаллический висмут. При расчетах выбрана та часть температурного интервала, в

которой кинетические коэффициенты не зависят (или слабо зависят) от температуры. Кинетические коэффициенты, которые выбраны при числовых расчетах таковы

$$\alpha_{12} = -20 \frac{\text{мкВ}}{\text{К}}, \kappa_{22} = 0.02 \frac{\text{ВА}}{\text{см}\cdot\text{К}}, \alpha_{21} = -20 \frac{\text{мкВ}}{\text{К}}, \rho_{11} = 0.001 \text{ Ом}\cdot\text{см}, h = 0.5 \text{ см}, T_0 = 300 \text{ К}.$$

Анизотропные термоэлектрические холодильники ранее не рассматривались потому, что исследователи исходили из оценки возможностей АТХ давать охлаждение, основываясь на анизотропной термоэлектрической добротности, которая была чрезвычайно мала. И, поэтому, решили, что использовать АТЭ в качестве АТХ не целесообразно. И никаких исследований по этой части проводить никто не планировал. В настоящей работе показано, что анизотропная термоэлектрическая добротность вовсе не является определяющей в охлаждении. Так что на основе монокристаллического висмута вполне возможно изготовить АТХ, который может работать эффективно в области комнатных температур и ниже.

Предлагаемый АТХ, одномерная модель которого изложена выше, предусматривает его длину достаточно большой по сравнению с высотой с тем, чтобы можно было считать, что процессы имеющие место на торцах АТХ не влияют на температуру холодной грани в средней ее части.

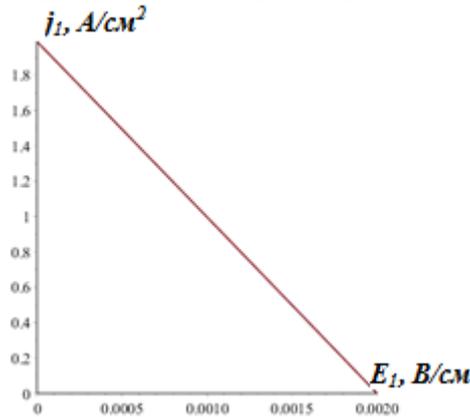


Рис. 8. Зависимость плотности тока от величины электростатического поля

Далее обсудим вопросы, связанные с длиной образца АТХ и контакты токоподводящих проводов на торцах. Чтобы контакты не влияли на процессы протекающие в средней части АТХ образец должен быть достаточно длинный: в идеале длина должна быть больше высоты в 9-10 раз. Контакты и токоподводящие провода должны быть такими, чтобы они не влияли на эффект охлаждения АТХ. В идеале торцы должны быть адиабатически изолированы от внешней среды, а это означает, что провода должны быть достаточно тонкими.

Рассмотрим далее выражение для поперечного термоэлектрического поля. Оно имеет вид

$$E_2 = \rho_{21} j_1(y) + \alpha_{22} \frac{dT(y)}{dy}.$$

В явном виде это выражение имеет вид

$$E_2 := \frac{-\rho_{21} \kappa^2 \rho_{11} \left(e^{\frac{\alpha_{12} (h E_1 - T_h \alpha_{12})}{\kappa \rho_{11}}} - e^{-\frac{T_0 \alpha_{12}^2}{\kappa \rho_{11}}} \right)}{h \alpha_{12}^3 \left(\frac{\kappa \rho_{11} \left(e^{\frac{\alpha_{12} (h E_1 - T_h \alpha_{12})}{\kappa \rho_{11}}} - e^{-\frac{T_0 \alpha_{12}^2}{\kappa \rho_{11}}} \right) y}{h \alpha_{12}^2} + \frac{e^{-\frac{T_0 \alpha_{12}^2}{\kappa \rho_{11}}}}{\alpha_{12}^2} \right)} + \alpha_{22} \left(\frac{\kappa \rho_{11}}{\left(\frac{h}{\left(\frac{\alpha_{12} (h E_1 + T_0 \alpha_{12} - T_h \alpha_{12})}{\rho_{11} \kappa} - 1 \right)} + y \right) \alpha_{12}^2} + \frac{E_1}{\alpha_{12}} \right)$$

Как видно из этого выражения поперечное поле линейно зависит от y : с ростом y спадает. Однако эта зависимость, как показывают числовые

расчеты, очень слабая, т. е. практически поперечное поле от y не зависит.

Изложенные в статье результаты являются оригинальными, однако они нуждаются в экспериментальной проверке. К сожалению у автора настоящей публикации не было возможности выполнить соответствующие экспериментальные исследования.

Отметим далее, что если бы удалось подтвердить экспериментально изложенные теоретические результаты, то это бы дало возможность внедрить в арсенал термоэлектрических холодильников АТХ, который бы имел ряд преимуществ перед широко используемыми стандартными холодильниками Пельтье. Основные из этих преимуществ состоят в следующем.

1. АТХ состоит из одной ветви, которая выполнена из одного материала, причем технология выращивания анизотропного материала (висмут) хорошо отлажена.

2. По эффективности (глубина охлаждения) предложенный АТХ в области комнатных температур и ниже не уступает стандартному холодильнику Пельтье.

3. Предложенный АТХ более прост в конструктивном и технологическом отношении.

ЗАМЕЧАНИЕ. При постановке экспериментов особое внимание следует обратить на токоподводящие провода. Они должны быть такими, чтобы

соблюдались условия на торцах близкие к адиабатической изоляции. Впрочем, может оказаться, что при достаточно длинном АТХ адиабатическая изоляция не понадобится.

6. Основы измерения кинетических параметров термоэлектриков

Для термоэлектриков, используемых при изготовлении ветвей термоэлементов, необходимо знать их кинетические параметры. В связи с этим Харманом была разработана методика [18], позволяющая измерять теплопроводность, термоэдс и электросопротивление одновременно. В этой методике градиент температуры вдоль образца создается с помощью эффекта Пельтье. Если образец зажат между металлическими контактами, то при прохождении вдоль него тока один его конец нагревается, а противоположный охлаждается. Чтобы получить достаточную разность температур между концами образца, необходимо, чтобы он имел достаточно высокую добротность $Z=S^2/\rho\kappa$, где S – термоэдс, а ρ и κ – удельные сопротивление и теплопроводность. В реальном приборе медные тоководы и хромель-алюмелевые термопары припаивались к концам прямоугольного образца, как показано на рис.9.



Рис. 9. Схема измерения теплопроводности термоэлектрических материалов методом Хармана

Пара алюмелевых зондов подсоединялась к поверхности образца точечной сваркой. Прежде всего через образец пропускался переменный ток и измерялась разность потенциалов между алюмелевыми зондами и между алюмелевыми проволоками термопар. Эти измерения позволяли определить сопротивление между зондами и между контактами (включая сопротивление контактам). Использование переменного тока исключало возможность создания градиента температуры в результате эффекта Пельтье. Затем через образец пропускался постоянный ток и после установления равновесия измерялась разность температур между его концами. Эффект Пельтье создает тепло πI , где π – коэффициент Пельтье, а I – сила тока. Это тепло переносится со скоростью $\pi \Delta T A / l$, где ΔT – разность температур между концами образца, A – площадь поперечного сечения, а l – длина образца. Согласно первому закону термоэлектричества Кельвина, $\pi = ST$, так что $IST = \kappa \Delta T A / l$ (*). Термоэдс определялась измерением разности потенциалов между концами образца после установления постоянной разности

температур ΔT . Вычитая из этой величины разность потенциалов, возникающую вследствие электросопротивления образца, мы получаем термоэлектрическое напряжение $S \Delta T$. Следует заметить, что эта процедура дает термоэдс относительно алюминия. Чтобы получить величину S , подставляемую в уравнение (*), нужно еще добавить термоэдс алюминия относительно меди. Теплопроводность, измеренная этим методом, согласуется с результатами, полученными другими методами, если были приняты соответствующие меры предосторожности. Образец должен помещаться в вакуум для предотвращения тепловых потерь путем конвекции и проводимости воздуха. Кроме того, тоководы должны быть достаточно тонкими, чтобы через них не было заметного теплоотвода. Было найдено, что для образца теллурида висмута длиной 2 см и площадью поперечного сечения от 0,1 до 0,2 см² ток должен находиться в пределах от 20 до 40 мА. Впоследствии Харман с сотрудниками расширили теорию этого метода с учетом тепловых потерь путем излучения поверхности образца и конечных контактов.

При этом уравнение (*) включает еще несколько дополнительных членов: появляются еще две неизвестные величины – теплопроводность выводов и мощность излучения с поверхности. Эти величины могут быть определены, если использовать образцы разной длины и площади поперечного сечения. Этот метод был применен при 300 К, но, по мнению авторов [18], его можно использовать также для измерений кинетических параметров материалов с низкой теплопроводностью до 1000 К. В работах [19,20] эта идея была осуществлена на практике, т. е. разработана методика измерения кинетических параметров термоэлектрических материалов в температурном интервале 77 – 1000 К.

Метод Хармана интересен тем, что дает возможность измерить теплопроводность с приемлемой точностью и весь набор термоэлектрических параметров в одном эксперименте. Однако, несмотря на кажущуюся простоту, он на самом деле представляется довольно сложным. Сложность заключается в том, что необходимо проводить измерения на переменном и постоянном токе. Для этого необходимо использовать сложную электрическую схему. Поэтому задачей автора настоящей публикации был поиск путей упрощения методики измерения. В настоящей статье приводятся теоретические основы предлагаемых упрощений метода Хармана.

В основе предлагаемой методики измерения кинетических параметров термоэлектриков, которая изложена ниже, лежат три соотношения – это

выражение для потока тепла – обобщенный закон теплопроводности:

$$q = -\kappa \frac{dT}{dx} + STj, \quad (3)$$

обобщенный закон Ома:

и закон сохранения энергии в дифференциаль-

$$j = -\frac{1}{r} \frac{dj}{dx} + S \frac{dT}{dx} \quad (4)$$

ном виде (или обобщенное уравнение теплопроводности):

$$\frac{d^2T}{dx^2} + \frac{\rho j^2}{\kappa} = 0. \quad (5)$$

В этих выражениях q и j – плотности потоков тепла и электричества, соответственно, T и φ – температура и потенциал, κ и ρ – удельные теплопроводность и сопротивление, S – термоэдс. В выражении (5) еще должен быть член, связанный с эффектом Томсона. Однако ввиду его малости им обычно пренебрегают. Выражения (3) – (5) выписаны для случая, когда кинетические параметры являются постоянными, т.е. не зависят от температуры. Это справедливо, если их рассматривать для узкого интервала температур. В методе Хармана и используется такой узкий температурный интервал. На рисунке показана схема расположения термопар. Термопара 3 расположена посередине длины образца l .

Рассмотрим далее уравнение (5) с граничными условиями $T(0)=T_0, T(l)=T_l$

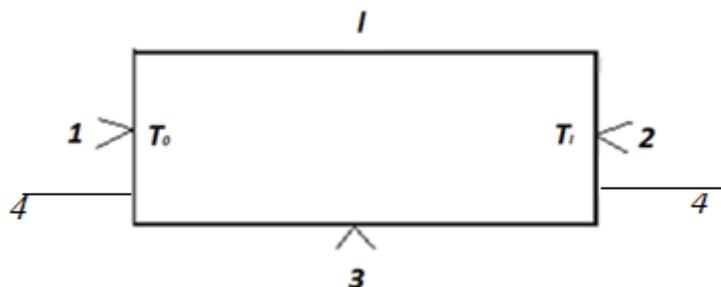


Рис.10. Принципиальная схема образца для измерения кинетических параметров термоэлектриков.

1, 2, 3 – термопары для измерения температур, 4 – токоподводы к образцу

Решение имеет вид

$$T(x) = \frac{1}{2} \frac{\rho j^2}{\kappa} x(l-x) + \frac{\Delta T}{l} x + T_0. \quad (6)$$

$$\frac{dT(x)}{dx} = -\frac{\rho j^2}{\kappa} \left(x - \frac{1}{2}l\right) + \frac{\Delta T}{l}.$$

При $x = l/2$

$$\frac{dT_{l/2}}{dx} = \frac{\Delta T}{l}.$$

При условии, что «правый» торец образца (см. рис. 9) адиабатически изолирован от внешней среды из (3) получим

$$STj = \kappa \frac{\Delta T}{l}. \quad (7)$$

При $x = l/2$

$$T_{l/2} = \frac{1}{8} \frac{\rho}{\kappa} l^2 j^2 + \frac{T_l + T_0}{2}. \quad (8)$$

Соотношение (8) перепишем в виде

$$\kappa = \frac{\rho j^2 l^2}{4(2T_{l/2} - T_l - T_0)}. \quad (9)$$

Используя (2) и (4) после интегрирования по x , получим

$$S = -\frac{\rho j l + \Delta\varphi}{\Delta T}. \quad (10)$$

Из совместного рассмотрения выражений (7), (9), (10) найдем

$$\kappa = \frac{j l T_l}{T_0^2 + 6T_0 T_l + 8T_{l/2} T_l - 3T_l^2} \Delta\varphi \quad (11)$$

$$S = \frac{T_l + T_0}{T_0^2 + 6T_0 T_l + 8T_{l/2} T_l - 3T_l^2} \Delta\varphi \quad (12)$$

$$\rho = 4T_l \frac{T_l + T_0 - 2T_{l/2}}{j l (T_0^2 + 6T_0 T_l + 8T_{l/2} T_l - 3T_l^2)} \Delta\varphi \quad (13)$$

Далее процедура состоит в следующем. Пропускаем через образец ток плотностью $j = \frac{I}{A}$, где I - сила тока, A - площадь поперечного сечения образца. Измеряем T_0 , T_l , $T_{l/2}$. Находим $\Delta T = T_l - T_0$ и измеряем $\Delta\varphi$. По результатам измерения вычисляем кинетические параметры по формулам (11) - (13). Полученные значения кинетических параметров используем для вычисления добротности $Z = \frac{S^2}{\kappa\rho}$.

Для экспериментальных исследований можно воспользоваться ячейкой, предложенной авторами [19,20].

ЗАМЕЧАНИЕ. При расчетах было положено, что кинетические параметры постоянны и может показаться, что результаты измерений и вычислений не корректны. Но расчёты и измерения на самом деле проводятся для узкого температурного интервала, т.е. когда T_l и T_0 мало отличаются между собой и, поэтому, кинетические параметры в такой узкой области температур будут постоянны. Кроме того отметим, что перепад температуры, получаемый с помощью эффекта Пельтье порядка 1K.

7. Измерение коэффициента эффекта Томсона

В стационарном случае для изотропного термоэлектрика обобщенное уравнение теплопроводности в векторной форме имеет вид [12]

$$\text{div}(\kappa \nabla T) + \rho j^2 - (\vec{j} \nabla \Pi_T) - \tau (\vec{j} \nabla T) = 0, \quad (14)$$

где τ - коэффициент эффекта Томсона.

В этом уравнении первый член - это выделение энергии вследствие теплопроводности в единице объема, второй - тепло Джоуля, третий - тепло Пельтье, последний член - тепло Томсона. Член $-(\vec{j} \nabla \Pi_T)$ определяет объемный эффект Пельтье. Его еще называют непрерывным или распределенным эффектом Пельтье. Это тепло пропорционально изменению коэффициента термоэдс. Таким образом, этот эффект обусловлен любой неоднородностью, которая приводит к зависимости коэффициента термоэдс от координаты.

Уравнение (14) для однородного образца в одномерном случае будет иметь вид:

$$\frac{d}{dx} \left(\kappa \frac{dT}{dx} \right) + \rho j^2 - \tau j \frac{dT}{dx} = 0, \quad (15)$$

Положим далее, что κ постоянно. Тогда получим

$$\kappa \frac{d}{dx} \left(\frac{dT}{dx} \right) + \rho j^2 - \tau j \frac{dT}{dx} = 0.$$

Сумма двух последних членов будет равна нулю, т. е.

$$\rho j^2 - \tau j \frac{dT}{dx} = 0, \quad (16)$$

при линейном распределении температуры

$$T(x) = \frac{\Delta T}{l} x + T_0. \quad (17)$$

Подставив (15) в (14), получим

$$\rho j^2 - \tau j \frac{\Delta T}{l} = 0, \quad (18)$$

где ΔT - разность температур между концами образца.

Запишем далее обобщенный закон Ома:

$$\rho j = -\frac{d\varphi}{dx} - S \frac{dT}{dx}. \quad (19)$$

Проинтегрировав это выражение по x , получим

$$\rho j l = -\Delta\varphi - S \Delta T, \quad (20)$$

где $\Delta\varphi$ – разность потенциалов между концами образца.

Рассмотрим далее совместно

$$\rho j l - \tau \Delta T = 0, \rho j l = -\Delta\varphi - S \Delta T,$$

откуда получаем

$$S = \frac{\Delta\varphi_1}{\Delta T_1}, \rho = \frac{\Delta\varphi \Delta T_1 - \Delta T \Delta\varphi_1}{j l}, \tau = \frac{\Delta\varphi}{\Delta T} - S, \quad (21)$$

где $\Delta\varphi_1$ и ΔT_1 – разность потенциалов и температур на образце при отсутствии тока.

На рис. 11 представлена схема образца для измерения коэффициента эффекта Томсона. Вначале термостатируем торцы образца при температурах T_0 и T_1 (эти температуры измеряем термомпарами 1 и 2) и фиксируем при этом показание термомпары 3. Затем пропускаем электрический ток вдоль образца, показания термомпары 3 изменится.

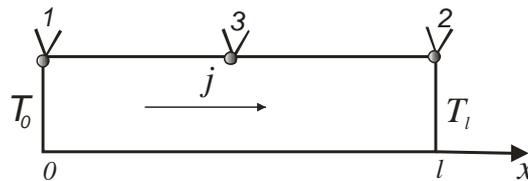


Рис. 11. Схема образца термоэлектрика для измерения коэффициента эффекта Томсона: 1 и 2 – термомпары, измеряющие температуры торцов T_0 и T_1 ; термомпара 3 измеряет температуру в средней части образца

Подбираем величину и направление тока такими, чтобы эта термомпара показала ту же температуру, что и без тока, вычисляем соответствующую плотность тока.

Предложенная методика будет тем точнее, чем меньше будет перепад температуры. Поэтому ее можно использовать и для температурного измерения коэффициента Томсона аналогично тому, как измеряется температурная зависимость термоэдс.

В настоящей работе изложены теоретические основы методики измерения кинетических параметров низкотемпературных термоэлектриков. К сожалению, автор по объективным причинам не смог проверить их истинность экспериментально. Поэтому буду признателен людям, которые возьмутся за осуществление экспериментальной проверки изложенной теории.

Выводы

1. ТХ могут быть более эффективными с точки зрения глубины охлаждения по сравнению с обычно используемыми холодильниками, если ветви p - и n - проводимости соединены в линию и их материалы обладают эффектом Томсона.

2. Использование в качестве ветвей ТХ термоэлектриков, обладающих эффектом Томсона и соединенных медной премычкой, приводит к существенному усилению эффекта охлаждения.

3. Полученные аномально низкие расчетные температуры обусловлены тем, что использованы для расчетов материалы константы выбраны независимыми от температуры. Поэтому полученные результаты справедливы для той части температурного интервала, для которой эти параметры постоянны.

4. Предложена одномерная модель анизотропного термоэлектрического холодильника, которая нуждается в экспериментальном подтверждении.

5. Предложена методика измерения кинетических параметров низкотемпературных термоэлектрических материалов, которая основана на эффекте Пельтье. Эта методика отличается от методики Хармана тем, что не предусматривает использование переменного тока в измерениях, в связи с чем электрическая схема измерительной установки существенно упрощается.

6. Предложена методика измерения коэффициента эффекта Томсона, которая по сравнению с описанной, например, в [21], является более простой.

Список литературы

1. А.Ф. Иоффе, Полупроводниковые термоэлементы, М.-Л.: Из-во АН СССР, 1960
2. А.Ф. Иоффе, Полупроводники в современной физике, Изд. АН СССР, М., 1955
3. А.Ф. Иоффе, Физика полупроводников, Изд. АН СССР, М.-Л., 1957
4. А.Ф. Иоффе, Л.С. Стилбанс, Е.К. Йорданишвили, Т.С. Ставицкая, Термоэлектрическое охлаждение. (Издательство Академии наук СССР, М.-Л 1956)
5. Е.Л. Коленко, Термоэлектрические охлаждающие приборы. Наука, Ленинград, 1967
6. Э. В. Осипов, Твердотельная криогеника, К., Наукова думка, 1977
7. Т.С. Harman, J.M. Honig. Thermoelectric and thermomagnetic effects and applications, New-York: Mc Graw-Hill book Company, 1967
8. Л.И. Анатычук, Термоэлементы и термоэлектрические устройства. Справочник К., Наук.думка, 1979
9. В.П. Жузе, Е.И. Гусельникова, Библиография по термоэлектричеству (термоэлектродгенераторы и охлаждающие устройства), (Изд. АН СССР, М.-Л., 1963)

10. В.И. Кайданов, А.Б. Нуромский, Электропроводность, термоэлектрические явления и теплопроводность полупроводников, Ленинградский политехнический институт, 1981
11. Термоелектричний охолоджувач. Деклараційний патент № 9240, Україна, 7 Н01L35/00 / Л.И. Анатичук, В.Г. Охрем. Заявлено 01.03.2005. Опубліковано 15.09.2005. Бюл. № 9.
12. Самойлович А.Г. Термоэлектрические и термомагнитные методы превращения энергии. Конспект лекций. – М.: Издательство ЛКИ, 2007. 224 с.
13. Korolyuk S.L., Pilat I.M., Samoïlovich A.G., Slipchenko V.N., Snarskiï A.A., Tsar'kov E.F. Anisotropic thermoelements, 1973, Sov. Phys. Semicond, P. 725-733
14. Снарский А.А., Пальти А.М., Ащеулов А.А. Анизотропные термоэлементы // ФТП.-1997.- Т. 31, № 11.- С. 1287 - 2113.
15. Harman T.C., Honig J.M. Thermoelectric and thermomagnetic effects and applications. - New-York: Mc Graw-Hill book Company, 1967. - 377 p.
16. Охрем В.Г. УПФ, 2015, т. 3, № 1, С.16
17. Охрем В.Г. Адиабатический анизотропный холодильный элемент Прикладная физика. 2016. № 2. С. 100-103
18. T. C. Harman, J.H. Cahn, and M.J. Logan. Measurement of Thermal Conductivity by Utilization of the Peltier Effect // Journal of Applied Physics, 30(9), pp. 1351-1359 (1959).
19. Д. М. Фреїк, Н. І. Дикун, Р. І. Запухляк, М. О. Галушак, А. І. Терлецький. Методика вимірювання термоелектричних параметрів напівпровідникових матеріалів у широкому інтервалі температур. Фізика і хімія твердого тіла Physics and chemistry of solid state Т. 11, № 2 (2010) С. 510-514
20. Д. М. Фреїк, М. О. Галушак, А. І. Ткачук, Ю. В. Лисюк, О. С. Криницький. Методи діагностики термоелектричних параметрів твердих тіл (огляд). Фізика і хімія твердого тіла. Т. 13, № 1 (2011) С. 138-179
21. Л. С. Стельбанс. Термоэлектрические явления // сб. Полупроводники в науке и технике. Изд. АН СССР. - М.-Л., 1957. С. 471.