

УДК 621.36.5

ВИХРЕТОКОВЫЙ МЕТОД КОНТРОЛЯ ПАРАМЕТРОВ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

А. А. Ащеулов¹, І. А. Бучковський², І. С. Романюк³, Д. Д. Величук¹

¹ Институт термоэлектричества НАН и МОН Украины;

² ЧНУ им. Ю. Федьковича МОН Украина,

³ ОАО “Кварц” (г. Черновцы, Украина)

AshcheulovAA@rambler.ru

ВИХРЕТОКОВИЙ МЕТОД КОНТРОЛЮ ПАРАМЕТРІВ ТЕРМОЕЛЕКТРИЧНИХ МАТЕРІАЛІВ

А. А. Ащеулов, І. А. Бучковський, І. С. Романюк, Д. Д. Величук

Аннотация. Показаны возможности метода и устройства вихретокового контроля основных параметров термоэлектрических материалов, приведены их краткие характеристики.

Ключевые слова: вихревой ток Фуко, термоэлектрический материал, термоЭДС, теплопроводность, электропроводность, термоэлектрическая эффективность

ВИХРОСТУМОВИЙ МЕТОД КОНТРОЛЮ ПАРАМЕТРІВ ТЕРМОЕЛЕКТРИЧНИХ МАТЕРІАЛІВ

А. А. Ащеулов, І. А. Бучковський, І. С. Романюк, Д. Д. Величук

Анотація. Показані можливості методу і пристрою вихрострумowego контролю основних параметрів термоелектричних матеріалів, наведені їх короткі характеристики.

Ключові слова: вихровий струм Фуко, термоелектричний матеріал, термоЕРС, теплопровідність, електропровідність, термоелектрична ефективність

EDDY CURRENT METHOD OF CONTROL OF PARAMETERS THERMO-ELECTRIC MATERIALS

A. A. Ascheulov, I. A. Buchkovskiy, I. S. Romanyuk, D. D. Velichuk

Abstract. Possibilities of method and device of Eddy current control of basic parameters of thermo-electric materials are first rotined, their short descriptions are showed.

Keywords: Eddy current, thermo-electric material, thermoEMF, heat conductivity, electrical conductivity, thermo-electric efficiency

Введение

Общая характеристика проблемы и анализ литературы. Одним из основных параметров термоэлектрических материалов, наряду с коэффициентами термоЭДС α , электропроводности σ и теплопроводности χ , является эффективность Z [1]. В настоящее время известно достаточное количество методов их определения [2,3], в том числе и электрических прово-

димостей термоэлектрического образца в изотермических и адиабатических условиях [4]. Следует отметить, что наличие электрических контактов на контролируемых образцов ведет к неудобствам и повышает погрешность этих методов.

Исследование возможностей вихретокового метода контроля электропроводности термоэлектрических материалов [5-7] показали его

перспективность и практичность при сравнительно малой величине погрешности.

Целью настоящей работы является изучение возможностей вихретокового метода контроля основных параметров термоэлектрических материалов, а также путей его практической реализации.

1. Краткое описание метода

В его основу положены физические эффекты взаимодействия электромагнитных полей с исследуемым веществом [5]. Как известно, электрическая добротность Q колебательно-контур индуктивностью L , представляется следующим образом:

$$Q_1 = \frac{\omega L}{R} = \frac{\omega LI^2}{RI^2} = \frac{P_p}{P_a}, \quad (1)$$

где ω — круговая частота электрических колебаний контура, I — сила тока в нем, P_p — реактивная мощность, P_a — мощность активных потерь в контуре без образца.

При внесении термоэлектрического образца в контур (рис.1) знаменатель выражения (1) увеличивается на слагаемое P_{a0} , равное мощности вносимых им активных электрических потерь:

$$Q_2 = \frac{P_p}{P_a + P_{a0}}, \quad (2)$$

где Q_2 — электрическая добротность контура с образцом.

Выражение для мощности электрических потерь, вносимых образцом, через величины Q_1 и Q_2 имеет следующий вид:

$$P_{a0} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1 Q_2} P_p. \quad (3)$$

В общем случае эти потери соответствуют электрическим мощностям, выделяемым в объеме термоэлектрического образца при циркуляции индуктированных токов Фуко и вызваны в основном известными эффектами Джоуля и Пельтье.

Прохождение через измерительный колебательный контур (рис.1) электрического тока вида $I_1(t) = 0,5 I_0 [1 + \text{sign}(\sin(2\pi Ft))] \cdot \sin(2\pi ft)$ (где I_0 — максимальное значение синусоидального тока, F и f — частоты высокочастотных колебаний импульсов следования и модуляции соответственно) индуктирует в объеме образца

вихревой электрический ток Фуко плотностью j_Φ , представляемый следующим выражением:

$$j_\Phi = \sigma_c E = \frac{\sigma_c}{2\pi r} \frac{d}{dt} \int B dS = \frac{\sigma_c}{2\pi r} \frac{d}{dt} \int \mu H_m [1 + \text{sign}(\sin(2\pi Ft))] \cdot \sin(2\pi ft) dS, \quad (4)$$

где B — индукция магнитного поля в зазоре ферритового сердечника, σ_c — усредненная для переменного тока электропроводность материала образца, H_m — напряженность магнитного поля.

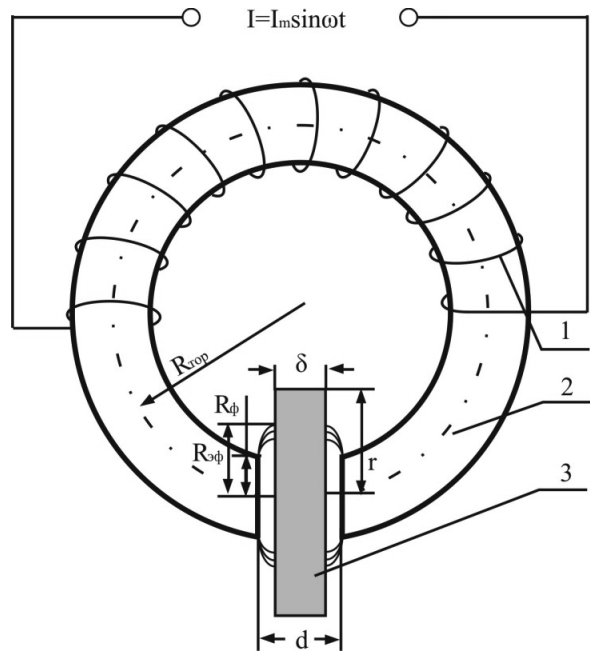


Рис. 1. Схема тороидальной катушки индуктивности с образцом: 1 — катушка индуктивности, 2 — ферритовое кольцо, 3 — контролируемый образец

Плотность теплового потока $q_{\text{срДж}}$ вызванно-го эффектом Джоуля в некоторой точке с координатами x_0, y_0, z_0

$$q_{\text{срДж}}(x_0, y_0, z_0) = \frac{\omega LI^2}{\pi R_{\text{эф}}^2} \cdot \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1 Q_2} = j_{\text{срФ}}^2(x_0, y_0, z_0) \cdot \sigma_c^{-1}, \quad (5)$$

где $j_{\text{срФ}}$ — плотность тока Фуко в точке с координатами x_0, y_0, z_0 , принадлежащей одной из торцевых граней образца, расположенной в начале выбранной лабораторной системы координат XYZ.

Тепловые потери, вызванные эффектом Пельтье а следовательно и осевой градиент температуры в этом случае, отсутствует — $\frac{\partial T}{\partial z} = 0$

Усреднённое значение электропроводности материала образца σ_c :

$$\sigma_c = c \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1 Q_2 \delta (1 + 4 \ln \frac{R_0}{R_{эф}})}, \quad (6)$$

где
$$c = \frac{\pi \omega \mu_0 (\mu_n')^2 R_{эф} I_{cp}}{8 \mu_\phi' S}, \quad (7)$$

а Q_1, Q_2 — электрические добротности контура без образца, и с образцом соответственно; δ и R_0 — ширина зазора и радиус кольцевого датчика; $R_{эф}$ — эффективный радиус действия магнитного поля, ω — круговая частота измерительного колебательного контура; μ_ϕ' и μ_n' — динамические магнитные проницаемости образца и ферритового сердечника контура соответственно; I_ϕ — ток смещения ферритового сердечника; S — площадь его сечения.

Асимметричный характер электрического тока I_2 , имеющий вид $I_2(t) = 0,5 I_0 [1 - \text{sign}(\sin(2\pi f t))] \cdot [(1 - z/z_0) + \sin(2\pi f t)]$ — обуславливает возникновение в зазоре сердечника индукции магнитного поля B , состоящей из суммы переменной синусоидальной $-B_1(t)$, и постоянной — $B_0 = \text{const}$ — составляющих магнитного поля. Переменная составляющая индукции магнитного поля $B_1(t)$ вызывает в образце ток Фуко, каждое из направлений которого характеризуется собственной магнитной индукцией ($\pm \Delta B'$), взаимодействующей далее с постоянной составляющей индукции внешнего магнитного поля B_0 .

При положительном направлении тока эти составляющие суммируются — $B_1 = B_0 + \Delta B'$, при отрицательном — вычитаются — $B_2 = B_0 - \Delta B'$. Это ведет к пространственно-временному перераспределению носителей зарядов в объеме термоэлектрического образца. Одно из направлений магнитной индукции вызывает протекание тока одной из полярностей у одной из торцевых граней образца, а соответственно вторая — у противоположной. Такое зональное расслоение тока Фуко ведет к соответствующему объемному перераспределению выделенных разнонаправленных потоков тепла Пельтье $q_{cp\pi}(x_0, y_0, z_0)$. Значение плотности теплового потока q_{cp} в этом случае в общем виде:

$$q_{cp}(x_0, y_0, z_0) = q_{cpДж}(x_0, y_0, z_0) \pm q_{cp\pi}(x_0, y_0, z_0). \quad (8)$$

При этом плотность теплового потока $q_{cp\pi}$ представляется выражением:

$$q_{cp\pi}(x_0, y_0, z_0) = \frac{\omega L I_2^2}{\pi R_{эф}^2} \cdot \frac{Q_2 - Q_3}{Q_2 Q_3}, \quad (9)$$

а усреднённое значение электропроводности σ_a материала контролируемого образца в этом случае:

$$\sigma_a = c \frac{Q_1 - Q_3}{Q_1 Q_3 \delta (1 + 4 \ln \frac{R_0}{R_{эф}})}, \quad (10)$$

здесь Q_3 — электрическая добротность контура с образцом, в случае асимметричного периодического тока.

В этом случае асимметричный характер тока I_2 колебательного контура вызывает тепловые потери, как Джоуля, так и Пельтье, причем их соотношение определяется величиной, как плотностью вихревого тока Фуко j_ϕ , так и термоэлектрическими параметрами материала образца. Если плотность тока Фуко $j_{cp\phi}$, протекающего в некоторой точке образца с координатами (x_0, y_0, z_0) принадлежащей интервалу $(0 < r \leq R_{эф})$, ограничена условием $0 < j_{cp\phi} \leq j_0$, (например, $j_{cp\phi} = \alpha_{cp} \sigma_a$), то это ведет к выполнению неравенства:

$$q_{cpДж}(x_0, y_0, z_0) \ll q_{cp\pi}(x_0, y_0, z_0).$$

Осевой градиент температуры при этом не равен нулю — $\frac{\partial T}{\partial z} \neq 0$, что обуславливает появление вдоль толщины δ образца в точке с координатами (x_0, y_0) , разности температур $\Delta T(x_0, y_0)$

$$\Delta T(x_0, y_0) = \frac{\chi}{\delta} q_{cp\pi}(x_0, y_0). \quad (11)$$

Поскольку удельная мощность Пельтье $q_{y\phi\pi}$ [1], выделяемая в единице объема термоэлектрического материала.

$$q_{y\phi\pi} = \alpha_{cp} j \cdot T, \quad (12)$$

то её приведенное значение для нашего случая $q_{cp\pi}(x_0, y_0)$ с учетом (11) представляется

$$q_{cp\pi}(x_0, y_0) = \frac{\alpha^2 \sigma_a T \Delta T}{\delta} = \frac{\omega L I_2^2}{\pi R_{эф}^2} \cdot \frac{Q_2 - Q_3}{Q_2 Q_3}. \quad (13)$$

Усредненное значение коэффициента термоэдс α_{cp}

$$\alpha_{cp} = \sqrt{\frac{\chi_{cp}}{\sigma_a T}}, \quad (14)$$

где χ_{cp} — усредненное значение коэффициента теплопроводности материала образца.

С другой стороны коэффициент термоэдс α_{cp} [1]

$$\alpha_{cp} = \sqrt{\frac{Z_{cp}\chi_{cp}}{\sigma_c}}, \quad (15)$$

где Z_{cp} — коэффициент термоэлектрической эффективности материала образца.

Приравняв (14) и (15) с учетом (6), (7) и (10) получим выражение для термоэлектрической эффективности Z_{cp} [8].

$$Z_{cp} = \frac{\sigma_c}{\sigma_a} \frac{1}{T} = \frac{1}{T} \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1 - Q_3}. \quad (16)$$

Представив осевую разность температур ΔT [9] с учетом (16) в виде

$$\Delta T = 0,5ZT^2 = 0,5 \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1 - Q_3} T \quad (17)$$

с помощью (10) и (13) находим коэффициенты термоэдс α_{cp} и теплопроводности χ_{cp} :

$$\alpha_{cp} = \sqrt{\frac{2q_{cp\pi} Q_1 - Q_3}{\sigma_a T^2 Q_1 - Q_2}} = \sqrt{\frac{2q_{cp\pi} Q_1 Q_3 C(1 + 4 \ln R_0 / R_{эф})}{Q_1 - Q_2}}, \quad (18)$$

$$\chi_{cp} = Z_{cp} \delta q_{cp\pi}(x_0, y_0, z_0) = \frac{\omega L I_2^2}{\pi R_{эф}^2} \cdot \frac{\delta}{T} \cdot \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1 - Q_3} \frac{Q_2 - Q_3}{Q_2 Q_3}. \quad (19)$$

Таким образом возможность последовательного контроля значений электрических добротностей Q_1 , Q_2 , Q_3 , измерительного колебательного контура позволяет бесконтактно определить как эффективность Z , так и термоэдс α , электропроводность σ и теплопроводность χ термоэлектрических материалов. Контролируемые образцы при этом характеризуются соответствующим геометрическим взаиморасположением относительно заданного направления вектора магнитной индукции \vec{B} зазора магнитопровода измерительного колебательного контура [10], а также строгой ориентацией выбранных кристаллографических осей [9].

В случае анизотропных термоэлектрических материалов выбранные кристаллографические оси располагаются в плоскости торцевой грани контролируемого образца диаметром $2R_{эф}$ и толщиной δ . Для термоэлектрически неоднородных материалов направление с максимальной термоэлектрической неоднородностью

также располагается в площади торцевой грани образца. Контроль параметров термоэлектрически однородных материалов может проводиться на образцах, выполненных например из двух одинаковых полудисков, находящихся во взаимном торцевом электрическом и тепловом контактах. Один их полудисков выполняется из эталонного термоэлектрически-однородного материала с известными параметрами, а второй — из контролируемого материала.

Конкретные выражения σ_{cp} , α_{cp} , χ_{cp} , Z для каждого из вышеперечисленных материалов и особенности их методик, представляют собой предмет отдельных исследований, результаты которых будут представлены в последующих публикациях.

2. Особенности конструкции устройства для бесконтактного определения параметров термоэлектрических материалов

Экспериментальные исследования предложенного вихретокового метода проводились на модернизированном варианте устройства [6-7].

Его модернизация наряду с бесконтактным измерением усредненного значения симметричной электропроводности σ_c предусматривает возможность бесконтактного контроля асимметричной электропроводности σ_a , что в дальнейшем обеспечивает определение необходимых параметров термоэлектрических материалов. Для этого в измерительный датчик устройства (рис.1) содержит дополнительную индуктивность, постоянный ток через которую создает в его рабочем зазоре подмагничивающее поле, формируя таким образом, необходимые физические процессы в объеме контролируемого образца. Однако в тоже время это поле влияет и на характеристики материала ферромагнитного сердечника измерительного датчика, изменяя его индуктивность и величину электромагнитной связи с контролируемым образцом. Соответственно изменяются и резонансная (рабочая) частота датчика, а также его чувствительность по сравнению с этими же параметрами при измерении симметричной электропроводности σ_c (при нулевом токе подмагничивания). Эти изменения существенно искажают конечные результаты контроля параметров σ_{cp} , α_{cp} , χ_{cp} и Z термоэлектрических материалов.

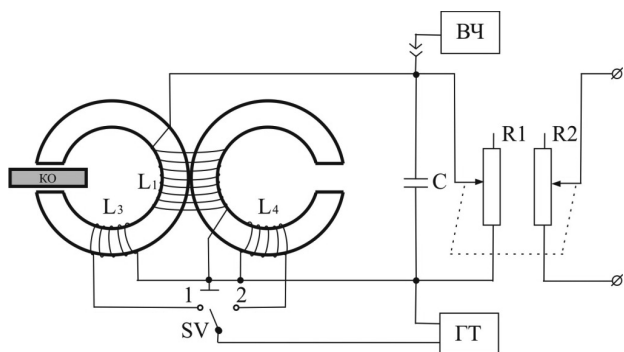


Рис. 2 Схема включения измерительного датчика с подмагничиванием

Усовершенствование измерительного датчика (рис.2) позволило устранить зависимость его индуктивности от величины тока подмагничивания. Конструктивно такой датчик состоит из двух идентичных ферритовых колец с катушками подмагничивания L_3 и L_4 , включенных электрически последовательно-встречно, а также рабочей катушки L_1 , намотанной одновременно на оба ферритовых кольца. Индуктивности L_3 и L_4 через переключатель SV подключены к генератору постоянного тока ГТ, а индуктивность L_1 совместно с конденсатором C образует параллельный колебательный контур, подключенный к генератору высокочастотного тока ВЧ, рабочая частота f_p которого равна резонансной частоте f_0 LC-контра. Спаренные переменные резисторы R_1 и R_2 обеспечивают контроль тепловых потерь, вносимых в LC-контур при размещении контролируемого образца в рабочем зазоре датчика. Если переключатель SV находится в положении 1, то измеряется ассиметричная электропроводность σ_a , а подмагничивающее поле воздействует как на параметры образца так и ферритового кольца с индуктивностью L_3 . В случае нахождения переключателя SV в положении 2 измеряется симметричная электропроводность σ_c (подмагничивающее поле в рабочем зазоре отсутствует, этом случае изменяются параметры ферритового кольца с индуктивностью L_4 , через которую протекает соответствующий ток подмагничивания). Поскольку ферритовые кольца с индуктивностями L_3 и L_4 идентичны, а токи через них в обоих случаях одинаковы, то изменение параметров ферритовых колец при любом положении переключателя SV не меняет величину индуктивности L_1 , а соответственно и резонансную частоту f_0 LC-контра.

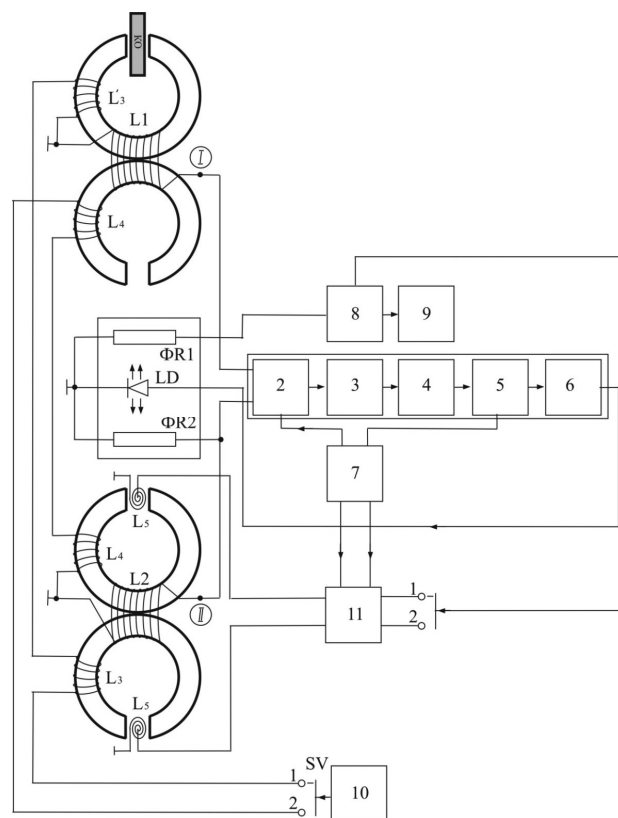


Рис. 3. Структурная схема устройства для бесконтактного измерения симметричной и асимметричной электропроводностей термоэлектрических материалов: 2 — электронный коммутатор, 3 — автогенератор, 4 — усилитель переменного тока, 5 — синхронный детектор; 6 — усилитель постоянного тока; 7 — генератор импульсов; 8 — блок обработки сигнала; 9 — индикаторное устройство; 10 — индикатор постоянного тока; 11 — узел коррекции

Рассмотренный датчик использовался для модернизации известного устройства [6,7]. Его полная блок-схема приведена на рис.3, где в зазоре второго датчика с индуктивностью L_2 размещены также и микродатчики переменного магнитного поля (в виде специальных микроиндуктивностей L'_5 и L''_5). Кроме этого устройство содержит переключатель SV и генератор постоянного тока 10 (аналогично устройству представленному на рис.2), а также введен узел сравнения 11. Выходной сигнал этого узла пропорционален изменению чувствительности индуктивного датчика при воздействии тока подмагничивания, который далее с помощью блока 8 используется для автоматической коррекции показаний выходного прибора.

Структура узла 11 аналогична структуре схемы известного устройства обведенного пунктиром [6,7], (4 — усилитель переменного тока, 5 — синхронный детектор, 6 — усилитель

постоянного тока). При этом блок 2 собран по схеме амплитудных детекторов а блок 3 — по схеме сумматора.

Реальную работу устройства иллюстрируют временные диаграммы напряжения на индуктивностях L_1 и L_2 датчиков (рис.4а и рис.4б), а также временные диаграммы индукции магнитного поля в рабочем зазоре датчика с индуктивностью L_1 при наличии подмагничивания и при его отсутствии, что соответствует положениям I и 2 переключателя SV, т.е. режимам измерения асимметричной и симметричной электропроводностей. При измерении симметричной электропроводности выходной сигнал блока 11, через переключатель SV поступает на блок 8, измеряющую величину сопротивления фоторезистора ФР1 и корректирует его значение в соответствии с изменением чувствительности измерительного датчика.

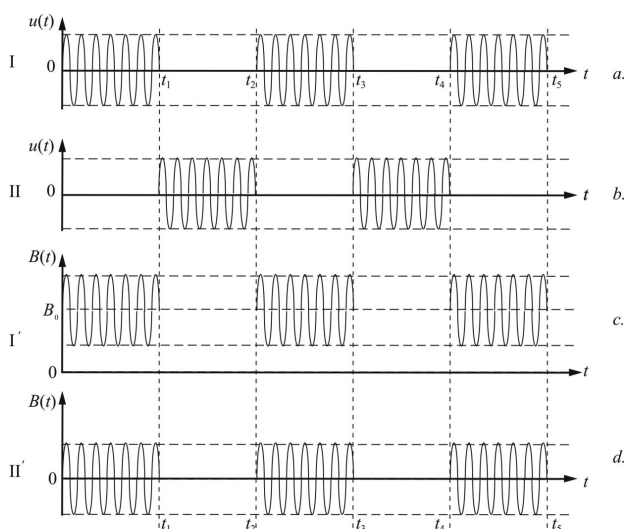


Рис. 4. Временные диаграммы напряжений, а также индукций магнитного поля в рабочем зазоре датчика

Апробация этого метода, проведенная на образцах твердых растворов Bi-Te-Se-Sb показала, что реальная погрешность измерений составляет 2% [11,12].

Выводы:

1. Установлено, что в случае вихретокового контроля ассиметричный характер периодического электрического тока измерительного колебательного контура, содержащего термоэлектрический образец, ведет к изменению показаний величины его электропроводности.

2. Наблюдаемые в этом случае отклонения

значений электропроводности определяются эффектом зонального расслоения вихревых токов Фуко, вызывающие в свою очередь дополнительные теплотери, обусловленные эффектом Пельтье.

3. Наблюдаемый эффект позволил предложить оригинальный метод бесконтактного контроля эффективности Z, а также коэффициентов термоэдс α , электропроводности σ и теплопроводности χ термоэлектрических материалов.

Литература

1. Йоффе А.Ф. Полупроводниковые термоэлементы. — М. — Л.: Изд. АН СССР, 1960. — 346 с.
2. Harman T.C., Cahn J.H., LOGANM.J., Measurement of thermal conductivity by utilization of Peltier effect. — J. Appl. Phys., 1950, 30 №9, p. 1351-1359.
3. Павлов Л.П. Методы измерения параметров полупроводниковых материалов. М. В. — Ш. 1987. 240 с.
4. Вайнер А.Л. Термоэлектрические параметры и их измерение. — Одесса: Студия “Негоциант”, 1998. — 68 с.
5. Сурин Ю.В., Шимко В.И., Матвеев В.В. Бесконтактный метод измерения удельного сопротивления пластин полупроводников и эпитаксиальных слоев. — Заводская лаборатория, 1966, Т.32, №9, С.1086-1088.
6. Ащеулов А.А., Бучковский И.А., Романюк И.С. Установка для бесконтактного измерения электропроводности полупроводников // ТКЭА. — 2007. — №2. — С.48-50.
7. Ащеулов А.А., Бучковский И.А., Величук Д.Д., Романюк И.С. Бесконтактный измеритель электропроводности термоэлектрических материалов. // Сенсорная электроника и микросистемные технологии. 2008. — №1. — С. 38-43.
8. Ащеулов А.А., Бесконтактный метод определения эффективности термоэлектрических материалов. // ТКЭА. — 2009, №2(80), С. 43-45.
9. Самойлович А.Г. Термоэлектрические и термоманнитные методы превращения энергии., Черновцы., Рута., 2006, 228 с.
10. Патент UA29213 Процес визначення добротності термоелектричних матеріалів. Ащеулов А. А., Бучковський І.А., Величук Д.Д. Опубл 10,01. Бюл. №1. 2008 р.
11. Патент UA32279 Датчик для безконтактного вимірювача електропровідності термоелектричних матеріалів. Ащеулов А.А., Бучковский І.А., опубл 12,05. Бюл. №9, 2008.
12. Ащеулов А.А., Бучковский И.А., Величук Д.Д., Романюк И.С. Автогенераторные датчики электропроводности. Материалы НПК “Сенсор-2008”, Одесса., 2008., С. 12.