

*МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ*  
федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение  
высшего профессионального образования  
«Курганский государственный университет»

Кафедра «Общая физика»

**ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ  
В МЕТАЛЛАХ**

Методические указания  
к выполнению лабораторной работы № 46  
для студентов направлений 231000.62, 151900.62, 150700.62,  
220700.62, 220400.62, 280700.62, 221700.62, 090303.65, 190109.65,  
190600.62, 190110.65, 140400.62, 190600.62, 190700.62

Курган 2014

Кафедра: «Общая физика»

Дисциплина: «Физика»  
(направления 231000.62, 151900.62, 150700.62, 220700.62,  
220400.62, 280700.62, 221700.62, 090303.65, 190109.65,  
190600.62, 190110.65, 140400.62, 190600.62, 190700.62).

Составили: канд. физ.-мат. наук, доцент Т.Н. Новгородова, канд. физ.-мат. наук,  
доцент В.М. Овсянов.

Утверждены на заседании кафедры «14» мая 2014 г.

Рекомендованы методическим советом университета  
«26» мая 2014 г.

## ЦЕЛЬ РАБОТЫ:

- 1 Изучение термоэлектрических явлений.
- 2 Определение удельной термоэдс металлической термопары.

## ПРИБОРЫ И ПРИНАДЛЕЖНОСТИ:

- 1 Железо-константановая термопара.
- 2 Микроамперметр  $I_{\text{пред}} = C_0 =$
- 3 Термометры  $C_0 =$
- 4 Магазин сопротивлений.
- 5 Нагреватель.
- 6 Два сосуда с водой.

## ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ

Между электрическими и тепловыми процессами в металлах и полупроводниках имеется взаимосвязь, которая обуславливает явления, называемые термоэлектрическими. К ним относятся явления Зеебека, Пельтье, Томсона.

Причина термоэлектрических явлений заключается в нарушении теплового равновесия в потоке носителей тока – в металле свободных электронов.

Состояние свободных электронов в металле (электронного газа) описывается квантовой статистикой, одной из основных задач которой является установление закона распределения частиц по энергиям.

### **1 Распределение электронов проводимости в металле по энергиям. Энергия Ферми**

Положительные ионы, образующие кристаллическую решетку металла, создают внутри нее поле с положительным потенциалом  $\varphi$ . Свободные электроны, находящиеся в таком поле, обладают отрицательной потенциальной энергией  $W = -q\varphi$ . Таким образом, металл для электронов является потенциальной ямой, дно которой совпадает с нижним уровнем зоны проводимости.

Согласно выводам квантовой механики, энергия электронов может принимать только дискретный ряд значений. На энергетической диаграмме возможные значения энергии электронов в металле изображают в виде горизонтальных линий. В соответствии с принципом запрета Паули на одном энергетическом уровне могут находиться не более двух электронов с противоположными спинами.

Распределение электронов проводимости в металле по энергиям описывается функцией Ферми-Дирака, определяющей вероятность заполнения частицами данного состояния с энергией  $W_i$ :

$$f_{\Phi} = \frac{1}{e^{\frac{W_i - \mu}{kT}} + 1}, \quad (1)$$

где  $k$  – постоянная Больцмана ( $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  Дж/К),

$T$  – абсолютная температура,

$\mu$  – химический потенциал – термодинамическая функция, определяющая изменение энергии системы при изменении числа частиц в ней на единицу при постоянном объеме.

Своеобразие электронного газа сказывается на его поведении при абсолютном нуле температуры. Из уравнения (1) следует, что если  $\mu_0$  – химический потенциал электронного газа при  $T = 0$  К, то функция Ферми  $f_\Phi = 1$  при  $W < \mu_0$  и  $f_\Phi = 0$  при  $W > \mu_0$ . Это означает, что при абсолютном нуле все возможные состояния с энергией  $W < \mu_0$  заняты электронами (вероятность заполнения равна 1), а состояния с энергией  $W > \mu_0$  – свободны. График функции распределения при  $T = 0$  показан на рисунке 1.

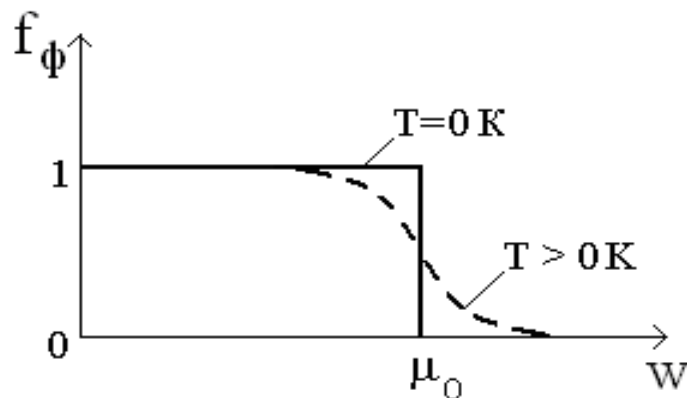


Рисунок 1 – График функции Ферми распределения электронов в металле по энергиям

Последний занятый электронами уровень в зоне проводимости называется уровнем Ферми. Он соответствует максимальной кинетической энергии  $W_F$ , которой обладает электрон в металле при абсолютном нуле. Ее называют энергией Ферми.

Можно показать, что энергия Ферми определяется выражением:

$$W_F = \mu_0 = \frac{h^2}{2m} \left( \frac{3n}{8\pi} \right)^{\frac{2}{3}}. \quad (2)$$

Из (2) следует, что при  $T = 0$  К энергия Ферми зависит только от концентрации электронов  $n$ .

Подставив в уравнение (2) численные значения массы электрона и постоянной Планка при концентрации электронов  $n \approx 6 \cdot 10^{28} \text{ м}^{-3}$ , получим  $\langle W \rangle \sim 9 \cdot 10^{-19} \text{ Дж} = 5,4 \text{ эВ}$ . Если сопоставить это значение со средней энергией теплового движения молекул одноатомного газа  $\langle W \rangle = \frac{3}{2} kT$ , то получим, что

энергию Ферми молекулы могут иметь при температуре  $T = 10^4$  К. Другими словами,  $W_F \gg kT$ .

Средняя энергия свободных электронов в металле при  $T = 0$  К равна

$$\langle W \rangle = \frac{3}{5} W_F. \quad (3)$$

Энергия, которую надо сообщить электрону для удаления его из металла в вакууме, называется работой выхода  $A$ . Работа выхода

$$A = W - \mu = \varphi - \mu. \quad (4)$$

Работа выхода зависит от свойств металла и состояния его поверхности.

## 2 Зависимость энергии электронов от температуры

При отличной от абсолютного нуля температуре функция распределения Ферми – Дирака плавно изменяется от 1 до 0 в узком интервале (порядка  $kT$ ) (рисунок 1, пунктирная кривая). Это объясняется тем, что при  $T > 0$  небольшое число электронов, имеющих энергию вблизи энергии Ферми, переходят на более высокие энергетические уровни за счет энергии теплового движения. Зависимость химического потенциала  $\mu$  электронного газа от температуры определяется уравнением

$$\mu = W_F \left[ 1 - \frac{\pi^2}{12} \left( \frac{kT}{W_F} \right)^2 \right]. \quad (5)$$

Тогда средняя энергия электронов в металле

$$\langle W \rangle = \frac{3}{5} W_F \left[ 1 + \frac{5\pi}{12} \left( \frac{kT}{W_F} \right)^2 \right]. \quad (6)$$

Так как  $W_F \gg kT$ , то получаем, что химический потенциал, средняя энергия электронов и работа выхода слабо зависят от температуры, но эта зависимость и определяет возникновение термоэдс.

### 3 Термоэлектрические явления. Эффект Зеебека

В 1923 году Зеебек установил, что в замкнутой цепи, состоящей из двух разнородных проводников С и В, возникает электродвижущая сила, если контакты 1 и 2 поддерживать при различных температурах  $T_1$  и  $T_2$  (рисунок 2).

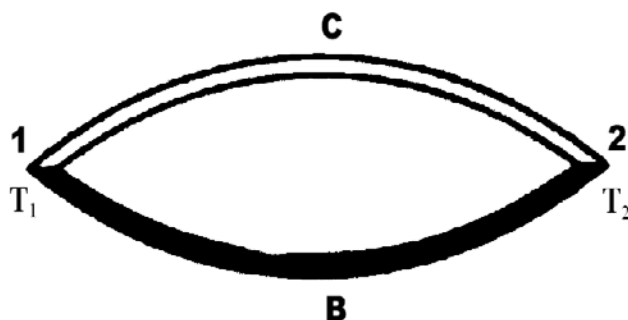


Рисунок 2 – Термоэлемент

Термоэлектродвижущая сила термоэлемента или термопары при выбранном обходе цепи равна

$$\varepsilon_T = \int_{T_1}^{T_2} \alpha_C dT - \int_{T_1}^{T_2} \alpha_B dT = \int_{T_1}^{T_2} \alpha_T dT,$$

где  $\alpha_C$  и  $\alpha_B$  – значения удельной термоэдс 1-го и 2-го материала соответственно, а  $\alpha_T = \alpha_C - \alpha_B$  – удельная (дифференциальная) термоэдс для данной пары материалов.

$$\alpha_T = \frac{d\varepsilon_T}{dT}. \quad (7)$$

Коэффициент  $\alpha_T$  зависит от природы соприкасающихся материалов и температуры.

Если интервал  $T_2 - T_1$  невелик, то в его пределах можно считать, что  $\alpha_T$  – постоянна и

$$\varepsilon_T = \alpha_T (T_2 - T_1). \quad (8)$$

Если в разрыв одной из ветвей термоэлемента включить последовательно любое число проводников другого состава, все слои которых поддерживаются при одинаковой температуре, то термоэдс такой цепи будет равна термоэдс исходного элемента.

Существуют три источника возникновения термоэдс:

1) изменение величины химического потенциала с температурой (контактная составляющая  $\varepsilon_{\text{конт}}$ );

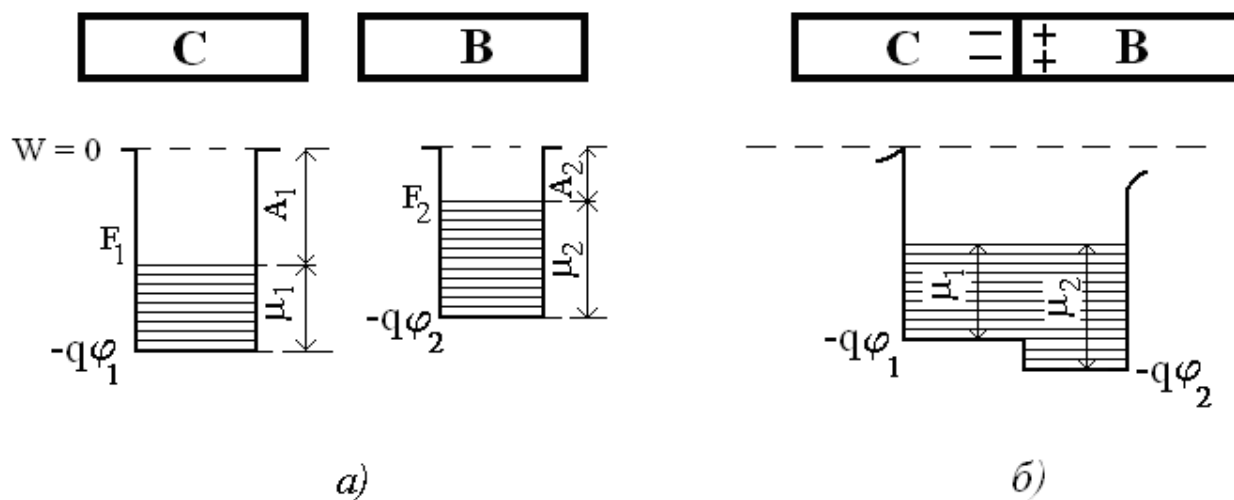
2) образование направленного потока носителей тока в проводнике при наличии градиента температуры (объемная составляющая  $\varepsilon_{об}$ );

3) увлечение электронов фононами.

Последнее имеет существенное значение только при низких температурах.

### 3.1 Контактная составляющая термоэдс

Приведем в контакт два металла С и В с различной энергией Ферми  $W_{1F} = \mu_1$  и  $W_{2F} = \mu_2$ , энергетические диаграммы которых приведены на рисунке 3.



а) распределение электронов по энергиям в изолированных металлах,  
б) смещение энергетических уровней вблизи контакта металлов

Рисунок 3 – Контакт металлов с различной энергией Ферми

В месте контакта состояние термодинамического равновесия электронов нарушится.

В металле с большим значением энергии Ферми, которая зависит от концентрации электронов, больше средняя энергия электронов. Поэтому при контакте электроны с более высокого верхнего энергетического уровня металла В (металл с большей концентрацией свободных электронов) будут переходить на более низкий энергетический уровень в металл С. В месте контакта металл С зарядится отрицательно, а металл В – положительно.

Направленный поток электронов будет существовать до тех пор, пока энергия возникшего электрического поля не уравновесит разность энергий электронов. На энергетической схеме процесс перехода электронов представляется смещением потенциальных ям (рисунок 3 б).

В условиях равновесия химические потенциалы выравниваются, что приводит к возникновению контактной разности потенциалов, определяемой условием:

$$q\Delta\varphi = \mu_2 - \mu_1$$

и

$$\Delta\varphi = \frac{\mu_2 - \mu_1}{q}. \quad (9)$$

При одинаковой температуре контактов (рисунок 2) разность потенциалов в контактах 1 и 2 будет равна по величине и противоположна по направлению и результирующая  $\Delta\varphi = 0$ .

Так как величина химического потенциала зависит от температуры, то в замкнутой цепи, состоящей из разнородных металлов при разной температуре контактов, возникает термоэдс, равная разности скачков потенциала в контактах 1 и 2:

$$\varepsilon_{\text{конт}} = \frac{1}{q} \int_{T_1}^{T_2} \frac{d\mu_C}{dT} dT - \frac{1}{q} \int_{T_1}^{T_2} \frac{d\mu_B}{dT} dT. \quad (10)$$

Это и есть контактная составляющая термоэдс. Подставив из (5) выражение для  $\mu$ , получим соответствующую этой составляющей дифференциальную термоэдс для данного металла:

$$\alpha_{\text{конт}} = \frac{d\varepsilon_{\text{конт}}}{dT} = \frac{1}{q} \frac{d\mu}{dT} = \frac{\pi^2 k}{6q} \cdot \frac{kT}{W_F}. \quad (11)$$

### 3.2 Объемная составляющая термоэдс

Рассмотрим однородный проводник, концы которого поддерживаются при разных температурах  $T_2$  и  $T_1$ , т.е. вдоль оси  $X$  имеется градиент температуры  $\frac{dT}{dx}$ . Носители тока на горячем конце обладают большей средней энергией и скоростью движения по сравнению с носителями на холодном конце. Поэтому в проводнике от горячего конца к холодному установится диффузионный поток носителей тока.

Если носителями являются электроны, то холодный конец будет заряжаться отрицательно, горячий – положительно и между ними возникает разность потенциалов  $U_{об}$ , которая обуславливает возникновение объемной составляющей термоэдс.

Приближенную оценку  $\alpha_{об} = \frac{d\varepsilon_{об}}{dT}$  можно провести следующим образом.

Наличие градиента температуры вызовет перепад давления электронного газа  $dP$ , для уравнивания которого в проводнике должно возникнуть электрическое поле с напряженностью  $E$ . Равновесие удовлетворяет условию

$$qE \cdot n = \frac{dP}{dx} = \frac{dP}{dT} \cdot \frac{dT}{dx}.$$



Отсюда легко получить  $\alpha_{об}$  :

$$\alpha_{об} = \frac{d\varepsilon_{об}}{dT} = \frac{Edx}{dT} = \frac{1}{q \cdot n} \cdot \frac{dP}{dT}. \quad (12)$$

Подставив среднюю энергию электронного газа (6) в уравнение давления, получим:

$$P = \frac{2}{3}n \langle W \rangle = \frac{2}{5}nW_F + \frac{\pi^2}{6W_F}(kT)^2.$$

Дифференцируя это выражение по  $T$  и умножая на  $\frac{1}{nq}$ , получим:

$$\alpha_{об} = \frac{k}{q} \cdot \frac{\pi^2}{3} \cdot \frac{kT}{W_F}. \quad (13)$$

Используя (11) и (13) запишем термоэдс металла:

$$\alpha_M = \alpha_{об} + \alpha_{конт} = \frac{\pi^2 k}{3q} \left(1 + \frac{1}{2}\right) \frac{kT}{W_F}. \quad (14)$$

Более строгий расчет дает

$$\alpha_M = \frac{\pi^2 k}{3q} (1 + r) \frac{kT}{W_F}, \quad (15)$$

где  $r$  – показатель степени в соотношении  $\lambda \sim W^r$ , выражающем зависимость длины свободного пробега электрона от энергии.

При  $r < 0$  электроны с большей энергией имеют меньшую длину свободного пробега, поэтому диффундируют медленнее. Диффузионный поток электронов в этом случае направлен от холодного конца к горячему, вследствие чего знак объемной термоэдс меняется. В некоторых металлах и сплавах термоэдс может быть равна нулю. Нулевой термоэдс обладает свинец, по отношению к которому обычно проводят измерение термоэдс других металлов.

Таким образом, для металлов в полном согласии с опытом  $\alpha_M \sim T$ .

Так как  $kT \ll W_F$ , то термоэдс металлов является величиной незначительной. Металлические термопары применяются для измерения температуры. Для измерения высоких температур применяются термопары, состоящие из двух проволок различных металлов с известной термоэдс. При определении температуры один из спаев помещают в среду, температура которой измеряется. Температура второго спаев поддерживается постоянной. Температура среды определяется по величине термоэдс.

Величина  $\alpha$  для некоторых металлов и сплавов приведена в «Приложении».

### УСТАНОВКА И МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕРМОЭДС

Определение удельной термоэдс металлической термопары осуществляется на установке, схема которой изображена на рисунке 4.

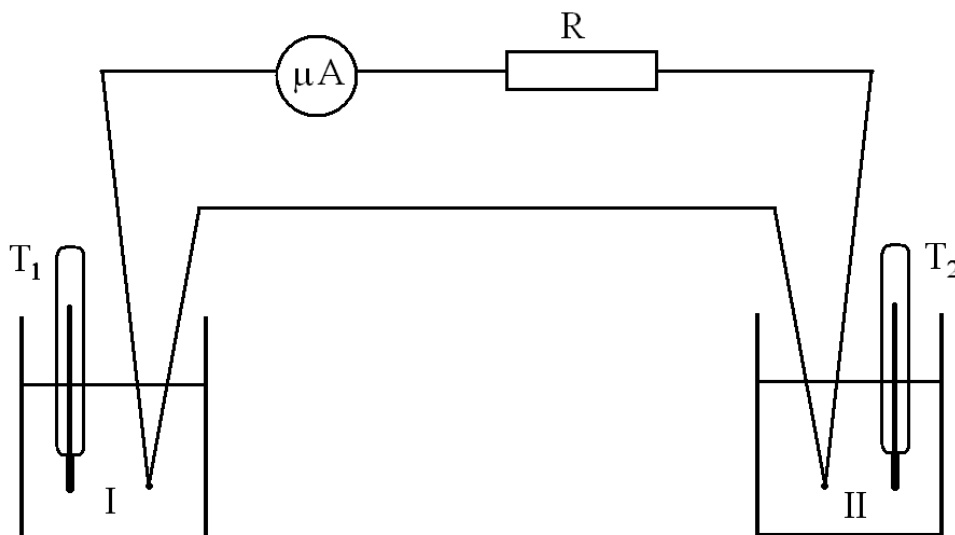


Рисунок 4 – Схема установки для определения термоэдс

Установка позволяет измерить ток, который возникает в цепи при изменении температуры спаев. Если магазин сопротивлений  $R$  выключен из цепи (все декады стоят на нуле,  $R=0$ ), то ток, идущий через микроамперметр равен

$$I_0 = \frac{\varepsilon}{R_0},$$

где  $R_0$  – сопротивление микроамперметра, термопары и проводов.

Если включить в цепь дополнительное сопротивление  $R$  при неизменной разности температур спаев, то сила тока в цепи будет равна:

$$I_R = \frac{\varepsilon}{R_0 + R}.$$

Решая совместно последние соотношения, найдем:

$$\varepsilon = \frac{I_0 \cdot I_R}{I_0 - I_R} \cdot R. \quad (16)$$

Из (16) и (7) получим

$$\alpha = \frac{\varepsilon}{T_2 - T_1} = \frac{I_0 \cdot I \cdot R}{(I_0 - I_R) \cdot (T_2 - T_1)}. \quad (17)$$

## ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

- 1 Соберите установку по схеме (рисунок 4).
- 2 Наполните сосуды водой и опустите в них спаи термопары (при одинаковой температуре спаев микроамперметр тока не показывает).
- 3 Включите электроплитку и нагревайте воду в одном из сосудов.
- 4 При достижении температуры  $t_2 = t_1 + 10^\circ \text{C}$  проведите измерения силы тока  $I_0$  при выключенном магазине сопротивлений ( $R=0$ ).
- 5 Включите сопротивление  $R = 1000 \text{ Ом}$  и при той же разности температур измерьте силу тока  $I_R$ .
- 6 Результаты измерений запишите в таблицу 1.
- 7 Повторите измерения силы тока  $I_0$  и  $I_R$  при увеличении температуры спаия  $t_2$  через каждые  $5^\circ$  ( $8 \div 10$  измерений). Результаты занесите в таблицу 1.

Таблица 1 – Результаты измерений

№ отсчета	t <sub>1</sub> , °C	t <sub>2</sub> , °C	T <sub>2</sub> – T <sub>1</sub> , К	I <sub>0</sub> , мкА	I <sub>R</sub> , мкА	ε, мкВ	α, мкВ/К

- 8 По формулам (16) и (17) рассчитайте  $\epsilon$  и  $\alpha$ .
- 9 Рассчитайте среднее значение удельной термоэдс термопары  $\langle \alpha \rangle$ .
- 10 Постройте график зависимости термоэдс  $\epsilon$  от разности температур спаев (градуировочный график термопары).
- 11 По графику найдите среднее значение удельной термоэдс как тангенс угла наклона экспериментальной прямой к оси абсцисс:  $\langle \alpha \rangle = \frac{\Delta \epsilon}{\Delta T}$ .
- 12 Сравните полученные значения  $\langle \alpha \rangle$  с табличным значением для железо-константановой термопары. Оцените погрешность измерений.
- 13 Сделайте вывод о работе.

### Контрольные вопросы

- 1 Каков физический смысл функции распределения электронов по энергиям?
- 2 Запишите функцию распределения Ферми – Дирака.
- 3 Что понимают под энергией Ферми? От чего зависит энергия Ферми?
- 4 В чем заключается эффект Зеебека? Каковы причины возникновения термоэдс?

- 5 Объясните механизм возникновения контактной составляющей термоэдс. Как связана контактная составляющая термоэдс с энергией Ферми?
- 6 Объясните механизм возникновения объемной составляющей термоэдс. Как связана объемная составляющая термоэдс со средней энергией носителей тока?
- 7 Почему при одинаковой температуре контактов скачки потенциала не создают тока?

### **Список литературы**

- 1 Трофимова, Т. И. Курс физики [Текст] / Т. И. Трофимова. – М. : Высшая школа, 2003.
- 2 Детлаф, А. А. Курс физики [Текст] / А. А. Детлаф, Б. М. Яворский. – М. : Издательский центр «Академия», 2003.
- 3 Савельев, И. В. Курс физики [Текст] / И. В. Савельев. – Т. 1-5. – М. : АКТ, 2005.
- 4 Епифанов, Г. И. Физика твердого тела [Текст] / Г. И. Епифанов. – М. : Высшая школа, 1977.

## ПРИЛОЖЕНИЕ А

Таблица А1 – Значение  $\alpha$  для некоторых металлов и сплавов по отношению к свинцу

Материал	$\alpha$ , мкВ/К	Материал	$\alpha$ , мкВ/К
Сурьма	+43	Ртуть	-4,4
Железо	+15	Платина	-4,4
Молибден	+7,6	Натрий	-6,5
Кадмий	+4,6	Палладий	-6,9
Вольфрам	+3,6	Калий	+13,8
Медь	+3,2	Никель	-20,8
Цинк	+3,1	Висмут	-68,0
Золото	+2,9	Хромель	+24
Серебро	+2,7	Нихром	+18
Свинец	0,0	Алюмель	-17,3
Олово	-0,2	Константан	-38
Алюминий	-0,4	Копель	-38

Знак «+» указывает, что ток течет от Рв к данному металлу через более нагретый спай, а знак «-» – через холодный спай.

Новгородова Татьяна Назаровна  
Овсянов Виктор Михайлович

**ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ  
В МЕТАЛЛАХ**

Методические указания  
к выполнению лабораторной работы № 46  
для студентов направлений 231000.62, 151900.62, 150700.62,  
220700.62, 220400.62, 280700.62, 221700.62, 090303.65, 190109.65,  
190600.62, 190110.65, 140400.62, 190600.62, 190700.62

Редактор Е.А. Могутова

---

Подписано в печать 19.06.14	Формат 60x84 1/16	Бумага 65 г/м <sup>2</sup>
Печать цифровая	Усл. печ.л. 1,0	Уч.-изд. л. 1,0
Заказ 199	Тираж 50	Не для продажи

---

РИЦ Курганского государственного университета.  
640000, г. Курган, ул. Советская, 63/4.  
Курганский государственный университет.