ИЗВЕСТИЯ
ТОМСКОГО ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО
Том 72 ИНСТИТУТА имени С. М. КИРОВА 1952 г.

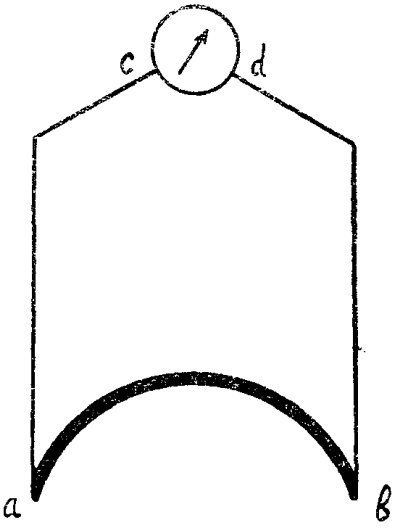
ТЕРМОЭЛЕМЕНТ АКАДЕМИКА ДИДЕБУЛИДЗЕ КАК БАТАРЕЯ ЗАМКНУТЫХ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНО СОЕДИНЕННЫХ ТЕРМОЭЛЕМЕНТОВ

Л. Г. ОЛЕРТ

В трудах Грузинского индустриального института (№ 1/15, 1943 г., стр. 273) была помещена статья академика А. И. Дидебулидзе под заглавием „Термоэлементы системы автора". Описание проведенного им опыта цитируем полностью: „Одна половина металлической проволоки (константан) покрывается гальваническим путем медью; если нагреть границу осаждения, то есть точку *B*, то появляется т.э.д.с. той же величины, что и при спае константан—медь, то есть 4,1 *mV* на 100°С. При этом совершенно безразлично, возьмем ли мы второй контакт в точке *C* на меди или же в точке C_1, на константане". (фиг. 1). На основании установленного им эффекта автор предлагает новый вид термоэлемента, „...который имеет кроме большого теоретического значения ещё ряд практических конструктивных преимуществ, например: 1) в предлагаемых термоэлементах на границе двух металлов нет утолщения; 2) можно составить такие термопары, которые нельзя составить обычным методом (спаем), например, пару из тонких проволок медь—висмут и 3) получить экономию при изготовлении термоэлементов из более ценных металлов, если их осаждать на менее ценных металлах и т. д."

Предложенный термоэлемент был подвергнут исследованию, которое показало ошибочность утверждения академика Дидебулидзе.

Фиг. 1



Фиг. 2

Явление изучалось на дифференциальной схеме термоэлемента (фиг. 2). За основу была взята константановая проволока толщиной 0,3 *мм*. Участок *ав* гальваническим путем покрывался медью, а концы *c* и *d* подводились к гальванометру. При помещении точки *a* в кипящую воду, а точки *в*—в тающий снег появлялась э.д.с. и стрелка гальванометра отклонялась. Но при этом было обнаружено, что величина э.д.с. во всех случаях меньше той, которую дает нормальный термоэлемент константан—медь, и зависит от толщины гальванического покрытия.

Это вызвало необходимость количественной проверки явления. Было изготовлено пять термоэлементов из того же материала, но с различной

толщиной медного покрытия. Участок *ав* подвергался испытанию на электрическое сопротивление до и после покрытия; сопротивление слоя осевшей меди вычислялось по формуле: $R_m = \frac{R R_k}{R_k - R}$, где R — сопротивление участка после покрытия, R_k — сопротивление того же участка до покрытия и R_m — искомое сопротивление осевшей меди.

Опыты показали, что э.д.с. термоэлемента Дидебулидзе приблизительно пропорциональна отношению проводимости меди к общей проводимости участка *ав* или что то же самое — отношению сопротивления внутренней жилы на участке *ав* к сумме сопротивлений той же жилы и покрывающей её меди. Эту зависимость можно выразить формулой:

$$E = \frac{X . R_k}{R_k + R_m}, \tag{1}$$

где E — э.д.с. данного термоэлемента,
X — коэффициент пропорциональности,
R_k — сопротивление внутренней жилы на участке *ав*,
R_m — сопротивление медного слоя.

Нетрудно видеть, что если R_k будет бесконечно велико, то E достигнет своего максимального значения и будет равно X. Но бесконечно большое значение R_k означает, что внутренней жилы вовсе нет и мы имеем на участке *ав* одну только медь, то есть нормальный термоэлемент с присущей ему э.д.с. Таким образом, коэффициент X есть э.д.с. данной термопары, и поэтому формулу (1) можно переписать в таком общем виде:

$$E = \frac{E_{km} R_k}{R_k + R_m}, \tag{2}$$

где E — э.д.с. данного термоэлемента,
E_{km} — э.д.с. нормального термоэлемента из данной пары металлов,
R_k — сопротивление внутренней жилы на участке *ав*,
R_m — сопротивление гальванического покрытия.

Отсюда ясно, что указанная академиком Дидебулидзе т.э.д.с. для константана, покрытого медью, при температуре $0 - 100° = 4{,}1\ mV$, могла получиться только в том случае, если тонкая константановая проволока, обладающая очень большим сопротивлением, была покрыта толстым слоем меди, то есть когда отношение $\frac{R_k}{R_k + R_m}$ было близким к 1. При более тонком покрытии э.д.с. должна быть всегда меньше, но тогда все преимущества нового термоэлемента автоматически отпадают.

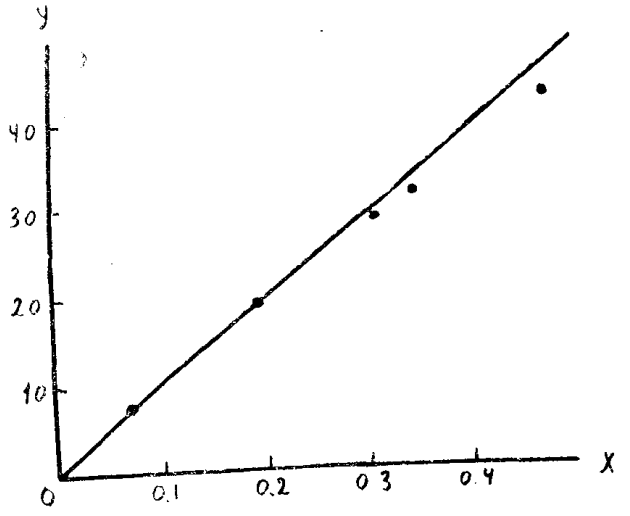
На фиг. 3 дан график зависимости э.д.с. термоэлемента Дидебулидзе от отношения $\frac{R_k}{R_k + R_m}$; зависимость, как видим, линейная. Кружочки показывают величину э.д.с., найденную опытным путем.

Необходимо отметить, что при достаточно толстом слое медного покрытия э.д.с. оказалась несколько ниже вычисленной по формуле, что едва ли можно объяснить ошибками эксперимента. Скорее, здесь следует предположить влияние побочных причин, а именно—различной теплопроводности меди и константана, а также особенности их территориального расположения, что должно вызвать неодинаковое распределение тепла. Как бы то ни было, но отклонения невелики, и нет сомнения в том, что главную роль играет найденная нами зависимость.

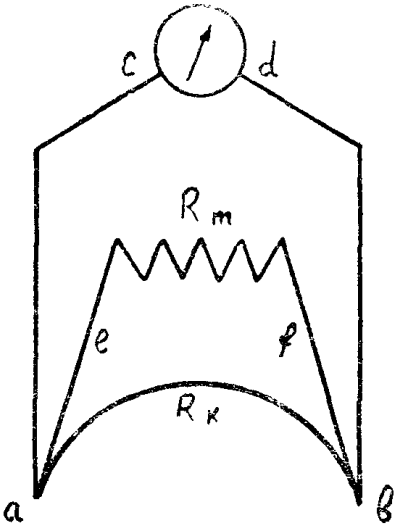
Если оставить в стороне конструктивные особенности, то легко видеть, что термоэлемент Дидебулидзе представляет собой обычный термоэлемент с параллельно подключённым к нему проводником из того же материала, из которого состоят отводы. Роль этого проводника играет

участок внутренней жилы между точками *а* и *в*. Отличие только в том, что параллельно подключённый проводник по всей своей длине находится в тесном контакте с главной веткой *ав* (то есть с гальваническим покрытием).

Для проверки предполагаемой аналогии был проведен следующий опыт: была составлена такая же цепь, только участок *ав*, имеющий сопротивление R_k, не покрывался медью, но в точках *а* и *в* были припаяны медные отводы *е* и *f*. При соединении отводов через медное сопротивление R_m получался термоэлемент, подчиняющийся формуле (2). Здесь роль внутренней жилы термоэлемента Дидебулидзе играл участок R_k, а роль гальванического покрытия—медная проволока. Далее выяснилось, что совершенно безразлично, из какого материала будет состоять сопротивление R_m, лишь бы спаи его с медными отводами *е* и *f* находились при оди-



Фиг. 3. $x = \frac{R_k}{R_k + R_m}$; y = т.э.д.с. в % к нормальному термоэлементу.



Фиг. 4

наковой температуре. Схема опыта дана на фиг. 4. График найденной зависимости представлен на фиг. 5.

Этот опыт показал, что контакт гальванического покрытия с внутренней жилой в термоэлементе Дидебулидзе на конечный результат почти не влияет.

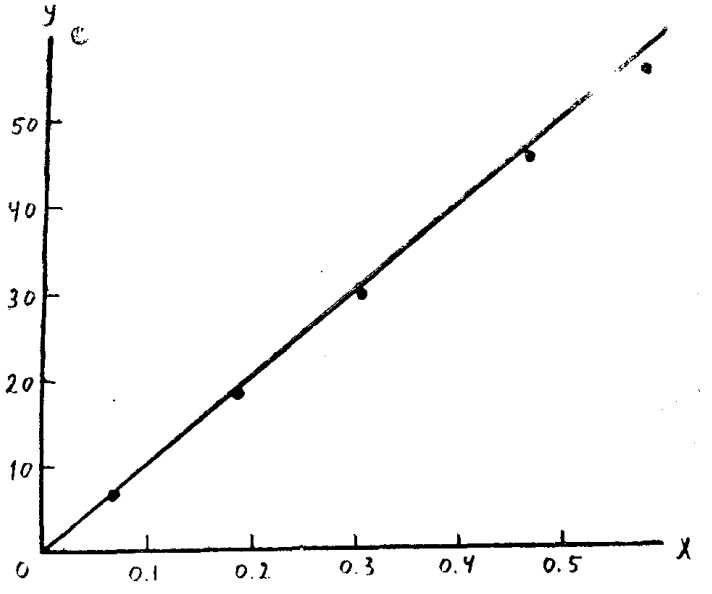
Далее оказалось, что если удалить часть медного слоя по средине ветки *ав* (фиг. 6), то э.д.с. от этого не изменится.

По аналогии была составлена схема, изображенная на фиг. 7. Параллельно подключенный проводник *ACB* (из того же материала, что и отводы) состоял из трёх последовательных сопротивлений *A*, *C* и *B*, причём $A = B$. Медная ветка A_1, B_1, C_1 тоже состояла из трёх сопротивлений; $A_1 = B_1$, а C_1 было переменным. Точки *c*, *d*, *e*, *f* находились при одинаковой (комнатной) температуре, что достигалось погружением их в общий сосуд с дистиллированной водой. При помещении точки *а* в кипящую воду, а точки *в* в тающий снег появлялась э.д.с., причем величина ее зависела от сопротивлений *ACB* и $A_1C_1B_1$, подчиняясь формуле (2). Но когда точка *c* была припаяна к точке *e*, а *d* к *f*, то э.д.с. изменилась, и в дальнейшем была, практически, постоянной при различных значениях C_1. Если исходить из всего сопротивления, то э.д.с. уже не подчинялась формуле (2), но если отбросить сопротивления *C* и C_1, то опять получалось согласие с формулой. Однако в результате разрыва ветки *A*,

зависимость снова была нарушена. На этот раз она подтвердилась только в том случае, если рассматривать два термоэлемента:

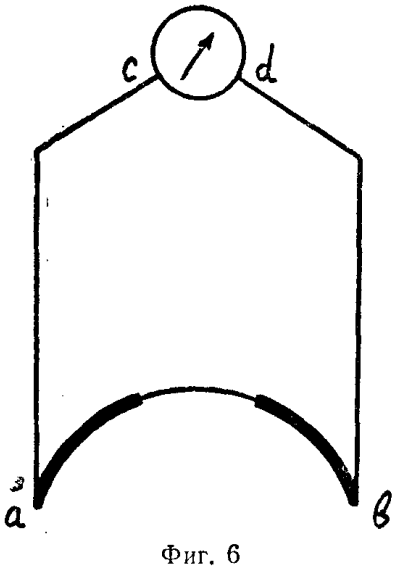
AA_1 (с разорванной веткой A, температура спаев 100° и 20°) и BB_1 (замкнутым, с температурой спаев 20° и 0°), соединенных последовательно индиферентным проводником.

Таким образом, после спаивания проводников, но до разрыва ветки A согласие с формулой имело место лишь в результате попарного равен-

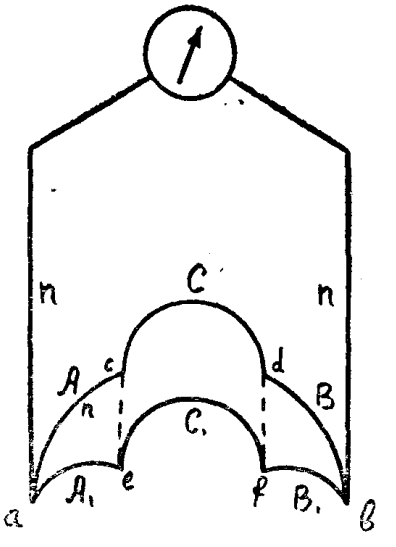


Фиг. 5. $x = \frac{R_k}{R_k + R_m}$; y = т.э.д.с. в % к нормальному термоэлементу.

ства сопротивлений, а когда это условие было нарушено, то не стало и согласия. Между тем, каждый термоэлемент в отдельности попрежнему



Фиг. 6



Фиг. 7

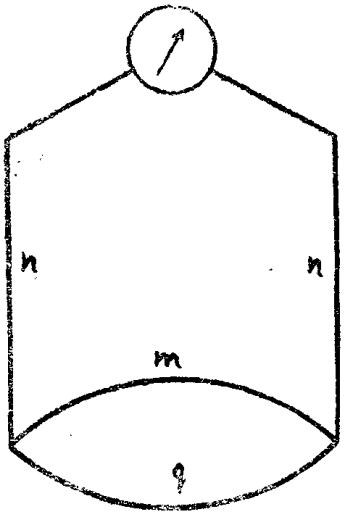
подчинялся формуле (2). Следовательно, её можно применять лишь для одного элемента, считая его пределы от спая до спая.

Но в термоэлементе Дидебулидзе мы имеем тесный контакт между главной веткой и параллельно подключённым проводником по всей их длине. „Спаев" там бесконечное множество. Поэтому, мы можем рассмат-

ривать его как батарею из бесконечного числа бесконечно малых замкнутых термоэлементов, соединенных последовательно. Но это справедливо лишь для зон температурных градиентов. Если ветка с гальваническим покрытием будет достаточно длинной, то средняя часть ее на некотором протяжении окажется при одинаковой температуре, а поэтому там уже нет термоэлементов, а есть лишь индиферентный проводник, соединяющий последовательно две батареи, и состав его не имеет значения. Отсюда, естественно, вытекает указанная выше неизменность э.д.с. при удалении части гальванического покрытия в средней зоне ветки.

Следовательно, формула (2), применительно к термоэлементу Дидебулидзе, справедлива (да и то приблизительно) лишь постольку, поскольку мы имеем на всем протяжении проводника равномерное гальваническое покрытие. Если же оно будет не равномерным, то не будет и зависимости; тогда ее придется искать в сумме э.д.с. бесконечного числа бесконечно малых участков ветки.

Разберем теперь общий случай термоэлемента с параллельно подключенным проводником, независимо от материала.



Фиг. 8

Если к термоэлементу, состоящему из металлов n и m, подключить параллельно m ветку из металла q (фиг. 8), то мы будем иметь фактически два суммированных термоэлемента с параллельно подключенным проводником. Первый из них—nm, и к нему подключен проводник q; второй —nq, и к нему—проводник m. Сумма уравнений этих двух термоэлементов даст нам общую формулу для термоэлемента с параллельно подключенным проводником.

Имеем

$$E_1 = \frac{E_{nm} R_q}{R_m + R_q}, \qquad E_2 = \frac{E_{nq} R_m}{R_m + R_q},$$

$$E = E_1 + E_2 = \frac{E_{nm} R_q + E_{nq} R_m}{R_m + R_q}. \qquad (3)$$

Э.д.с. разных пар может иметь как одинаковые, так и разные знаки; в последнем случае мы будем иметь не сумму, а разность; если при этом $E_{nm} R_q$ окажется численно равным $E_{nq} R_m$, то в результате мы получим 0; такой термоэлемент вовсе не даст тока во внешнюю цепь. Значение E может колебаться от E_{nm} до E_{nq}, в зависимости от сопротивлений; выйти за эти пределы оно не может.

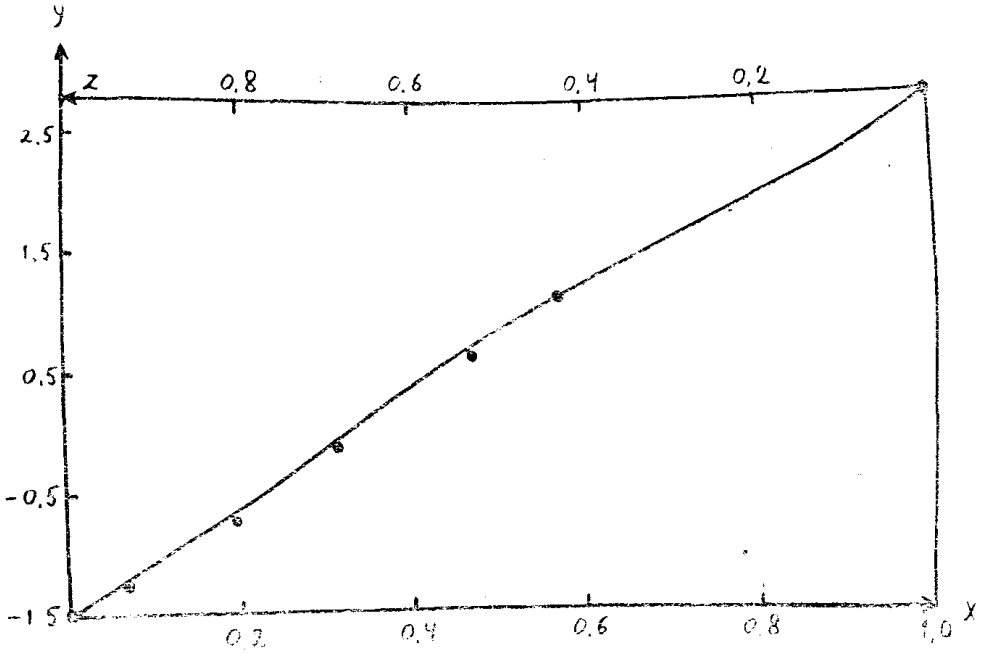
Произведенные опыты подтвердили справедливость выведенной формулы. На фиг. (9) и (10) даны графики найденной зависимости для двух вариантов, подвергнутых проверке (фиг. 9—константан—медь; фиг. 10—проволока неизвестного состава—медь).

Необходимо отметить, что формула (3) является общей для термоэлемента с параллельно подключенным проводником или даже без него. В самом деле, если мы подключим тот же материал, из которого сделаны отводы, то есть не q, а n, то член $E_{nq} R_m$ превращается в $E_{nn} R_m = 0$, (так как $E_{nn} = 0$); в результате остается формула (2). Если же мы поставим вместо q m, то все сопротивления сократятся и мы получим только E_{nm}, то есть э.д.с. нормального термоэлемента. Такой же результат получится, если мы подойдем к вопросу иначе, приняв $R_q = \infty$.

При трех различных металлах m, q, p и отводах n мы должны рассматривать три термоэлемента, каждый из которых имеет два параллельно подключенных проводника. Сумма э.д.с. этих элементов даст резуль-

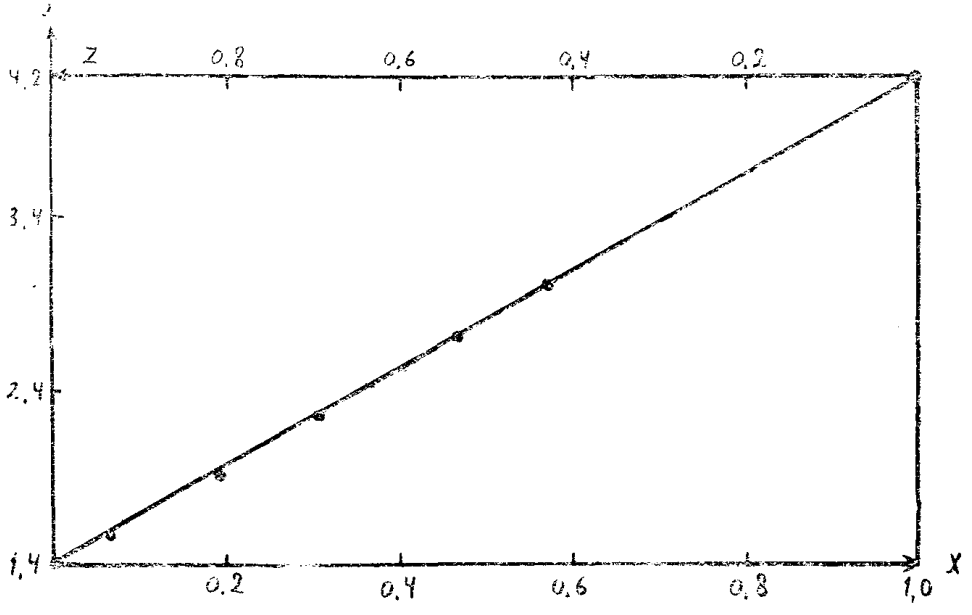
тирующую э.д.с. Путем простых алгебраических преобразований получаем:

$$E = \frac{E_{nm} R_q R_p + E_{nq} R_m R_p + E_{np} R_m R_q}{R_m R_q + R_m R_p + R_q R_p}. \qquad (4)$$



Фиг. 9. $x = \frac{R_k}{R_m + R_k}$; $z = \frac{R_m}{R_m + R_k}$; y — т.э.д.с. в m. V.

К гальванометру подведен металл q.
При $x = 0$ (т. е. $z = 1$) имеем обычную термопару q константан.
При $z = 0$ (т. е. $x = 1$) имеем термопару q—медь.



Фиг. 10. $x = \frac{R_q}{R_m + R_q}$; $z = \frac{R_m}{R_m + R_q}$; y — т.э.д.с. в m V.

К гальванометру подведен константан (к).
При $x = 0$ (т. е. $z = 1$) имеем термопару $k - q$.
При $z = 0$ (т. е. $x = 1$) имеем термопару k—m (константан—медь).

Можно ожидать, что некая зависимость, вытекающая из формулы (3), должна иметь силу для двойных, а из формулы (4)—для тройных эвтектических сплавов, ибо каждое эвтектическое включение можно рассматривать как параллельно подключённый проводник или, наоборот, как часть главной ветки термоэлемента. На этом можно основать количественный термоэлектрический анализ сплавов, дающих эвтектику, хотя тройные сплавы дадут неопределенное уравнение; выход из этой неопределённости можно искать в опредедении т.э.д.с. при разных температурах, если точка инверсии одного из компонентов резко отличается от точек инверсии двух других компонентов. Однако применение указанной зависимости к сплавам может осложниться побочными влияниями, например, различной теплопроводностью составных частей.