

## Physikalische Zeitschrift

Leipzig : S. Hirzel,

<http://hdl.handle.net/2027/mdp.39015023919049>

# HathiTrust



[www.hathitrust.org](http://www.hathitrust.org)

**Public Domain in the United States**

[http://www.hathitrust.org/access\\_use#pd-us](http://www.hathitrust.org/access_use#pd-us)

We have determined this work to be in the public domain in the United States of America. It may not be in the public domain in other countries. Copies are provided as a preservation service. Particularly outside of the United States, persons receiving copies should make appropriate efforts to determine the copyright status of the work in their country and use the work accordingly. It is possible that current copyright holders, heirs or the estate of the authors of individual portions of the work, such as illustrations or photographs, assert copyrights over these portions. Depending on the nature of subsequent use that is made, additional rights may need to be obtained independently of anything we can address.

isotrop gemacht hat. Vereinzelt in der Masse liegende Nadeln von Paraazoxyphenetol umgeben sich mit farbigen Höfen.

### Modelle.

Im wesentlichen lassen sich die Eigenschaften der flüssigen Kristalle in möglichster Kürze beschreiben, indem man sagt, die Kristalle verhalten sich wie Aggregate sich bewegender Moleküle, die nicht nur anziehende, sondern auch richtende Kräfte aufeinander ausüben von ähnlicher Art, wie die magnetisierten Eisenteilchen im Barte eines Magneten<sup>1)</sup>. Freilich bleibt ein Magnetfeld ohne erheblichen Einfluß auf die Struktur der Kristalle, wenn auch z. B. freischwebende Kristalltropfen von Paraazoxyanisol in einem starken Magnetfeld sich so drehen, daß die Symmetrieachse den Kraftlinien parallel wird und außerdem eine Änderung der Lage der Auslöschungsrichtungen erfahren, wie wenn auch jedes einzelne Molekül sich den Kraftlinien entsprechend orientieren würde, um so mehr, je größer sein Abstand von der Symmetrieachse.

Wären also die orientierenden Kräfte der Moleküle wirklich magnetische Kräfte, so könnten die Moleküle nur astatische Magnetsysteme sein. Ein einfaches Modell eines solchen, bestehend aus vier in einer Ebene symmetrisch zusammengelegten Hufeisenmagneten, ein Quadrat mit abwechselnd entgegengesetzten Polen darstellend, zeigt Fig. 1<sup>2)</sup>. Vier derartige Systeme würden sich in einer Ebene zu einem Netz wie Fig. 2 anzuordnen suchen, da die die entgegengesetzten Pole verbindenden Kraftlinien das Bestreben haben, sich möglichst zusammenzuziehen. (Der Vollständigkeit halber sind bei Fig. 2 auch die in der Luft von Pol zu Pol laufenden Kraftlinien durch kurze Bogen dargestellt.) Ein räumliches astatisches System dieser Art aus zwölf Hufeisenmagneten gebildet, einen Würfel (im allgemeinen ein Parallelepipet) mit abwechselnd entgegengesetzten Polen darstellend, zeigt Fig. 3. In Fig. 4 ist ein Gitter aus acht derartigen Systemen abgebildet, wobei, wie bei Fig. 2, auch die in Luft verlaufenden Kraftlinien angedeutet sind.

Natürlich können bei Molekülen in Wirklichkeit nur magnetische Kräfte in Frage kommen, die durch kreisende Elektronen erzeugt werden. Stellt man sich nun ein System vor, bestehend aus einem positiven Ion, umkreist von negativen Elektronen, so wird sich dies wie ein kreis-

1) Früher (Verh. d. d. phys. Ges. 8, 144, 337, 1906) hatte ich die Erscheinungen durch das Gleichnis stäbchenförmiger Moleküle erläutert. Dieser Gedanke stammt also nicht, wie Dorn und Lohmann a. a. O. annehmen, von Vorländer und Bose. Diese haben ihn allerdings zu vertiefen und zu begründen versucht.

2) Die Figuren sind auf Tafel VII vereinigt.

förmiger Blattmagnet verhalten. Zwei solche Systeme suchen sich, soweit es die elektrostatische Abstoßung der Ionen zuläßt, möglichst parallel zu richten, so daß der Umlauf der negativen Elektronen im gleichen Sinne stattfindet. Indes deformieren sie sich gegenseitig, da sich die Elektronen in dem gemeinsamen Magnetfeld bewegen und durch dieses abgelenkt werden. Man kann sich vorstellen, sie bewegten sich in Sinuslinien, die auf einem Kreis als Abszissenachse aufgetragen sind<sup>1)</sup>, im einfachsten Falle in einer knotenförmigen Bahn, wie sie Fig. 5 darstellt. Vollkommene Zusammenlagerung zweier solcher Systeme ist nicht möglich, wohl aber können sich acht derselben in innigster Weise verbinden, wie das Modell Fig. 6 andeutet, wobei in den Würfecken die positiven Ionen zu denken sind, etwa entsprechend den Kugeln in Fig. 7. Infolge der gegenseitigen Anziehung haben die Bahnen im wesentlichen geradlinige Formen angenommen und das Ganze verhält sich hinsichtlich der magnetischen Kräfte wie ein Würfel mit abwechselnd entgegengesetzten Polen (Fig. 3).

Infolge des Kontraktionsbestrebens der Kraftlinien, welche mit den Elektronenbahnen verschlungen sind, besitzt ein solches System nicht nur für sich Zusammenhang, sondern verbindet sich leicht auch mit anderen, wie Fig. 7 andeutet. Der Einfachheit wegen sind hier nur kreisförmige Elektronenbahnen angenommen und die mit denselben verschlungenen Kraftlinien sind durch in sich zurücklaufende Spiralfedern angedeutet.

Fig. 8 stellt ein Aggregat von acht solchen kubischen astatischen Stromsystemen dar, welche sich zu einem Raumgitter zusammengelagert haben. Nimmt man die Knotenlinien der vier Ecken von Fig. 6 abwechselnd verschieden beschaffen an, so erhält man ein Modell einer hemimorphen Kristallstruktur usw.

1) Vgl. O. Lehmann, Molekularphysik, Bd. II, Leipzig, W. Engelmann, 1889, S. 375 und Tafel VII.

Karlsruhe, 30. Juni 1909.

(Eingegangen 2. Juli 1909.)

### Über den Nutzeffekt der Thermosäule.

Von Edmund Altenkirch.

Bereits vor mehr als zwanzig Jahren hat Lord Rayleigh<sup>1)</sup> eine Formel für den Nutzeffekt der Thermosäule entwickelt. Er berechnete, daß die nutzbare Arbeit im äußeren Stromkreise ein Maximum erreicht, wenn der äußere Widerstand gleich dem inneren ge-

1) Lord Rayleigh, On the thermodynamic efficiency of the thermopile. Phil. Mag. 20, 361—363, 1885.

macht wird, und verglich den Betrag dieser maximalen äußeren Arbeit mit dem Verlust durch die Wärmeleitung in den Elementen, soweit dieser durch eine vollkommene thermodynamische Maschine in Arbeit verwandelt werden kann. Der Quotient ergab sich als unabhängig von der Zahl und Länge der Elemente und von der Temperaturdifferenz; also als allein abhängig von der thermoelektrischen Kraft (Thermokraft) der einzelnen Elemente.

Diese Aufstellung ist nun aber nicht einwandfrei. Die Thermosäule verbraucht Wärme nicht allein durch Wärmeleitung. Sonst käme ja gar kein Strom zustande, da kein Äquivalent für ihn vorhanden wäre: es fehlt die Berücksichtigung der reversiblen Stromwirkungen in der Säule, auf Grund deren der Strom erst entstehen kann.

Führt man aber diese durch, so werden beide Glieder des Bruchs von der Stromstärke abhängig, und der günstigste Nutzeffekt fällt nicht mehr zusammen mit dem Maximum der Arbeitsleistung, so daß sich zunächst gar nicht übersehen läßt, wieweit die Resultate Lord Rayleighs modifiziert werden müssen.

Eine andere Definition des Nutzeffekts der Thermosäule gibt J. Kollert<sup>1)</sup>. Er bezeichnet damit den in der äußeren Leitung verfügbaren Effekt, während er den Quotienten aus dem Arbeitswert der verbrauchten Wärme in den Nutzeffekt den wirtschaftlichen Wirkungsgrad der Thermosäule nennt. Er berechnet hierfür das Maximum und findet zunächst, wie etwas allgemeiner bereits Lord Rayleigh, daß die beiden Bestandteile der hintereinander geschalteten Thermolemente für den günstigsten Fall gleiche Widerstände haben sollen. Auch hier ergibt sich die Unabhängigkeit des Wirkungsgrades von der Zahl und der Dimension der Elemente, und überdies wird gezeigt, daß und wieviel der äußere Widerstand größer sein muß, als der innere.

Aber auch in dieser Rechnung bestehen die Wärmeverluste im wesentlichen nur aus der Wärmeleitung in den Elementen. Als additives Glied kommt lediglich die Stromleistung hinzu, die ja nur einen — noch dazu mit der Temperaturdifferenz stark variablen — Bruchteil der elektrothermischen Wirkungen ausmacht. Also bleiben auch hier die reversiblen Prozesse unberücksichtigt.

Während diese beiden Arbeiten bei der Berechnung des Nutzeffekts von der Voraussetzung ausgehen, daß alle Wärmeverluste, die durch äußere Wärmeleitung und Wärmestrahlung

1) J. Kollert, Über den Wirkungsgrad der Thermosäulen. E. T. Z. II, 333—339, 1890; Untersuchungen über die Verwendbarkeit der Thermosäulen für den elektrischen Großbetrieb. Zwölfter Jahresbericht (1889/92) der Naturw. Ges. zu Chemnitz 1893.

in beliebiger Größe vorhanden sein können, von vornherein möglichst vermieden sind und daher für die Berechnung des erreichbaren Nutzeffekts nicht in Betracht kommen, untersucht H. Hoffmann<sup>1)</sup> experimentell den Einfluß dieser Verlustwärme für einen bestimmten Fall und gibt eine Reduktionsformel an, aus der sich dann die Verlustwärme auch für andere Dimensionen ableiten läßt, um auf diese Weise zu ermöglichen, die günstigsten Bedingungen für eine arbeitende Thermosäule zu finden. Der thermoelektrische Nutzeffekt ist dann gleich dem Quotienten aus der Verlustwärme, vermehrt um die gesamte Stromleistung, in diese Stromleistung.

Auch diese dritte Definition läßt den zweiten Hauptsatz unberücksichtigt. Im Gegensatz zu Lord Rayleigh und J. Kollert kommt Hoffmann zu dem Resultat, daß bei gleichbleibendem Gesamtwiderstand der Nutzeffekt für  $n$  hintereinander geschaltete Elemente  $n$ mal so groß ist, als für ein einzelnes. Dieser Widerspruch erklärt sich daraus, daß die Wärmeverluste, deren Vermeidung die ersteren voraussetzen, bei den Untersuchungen des letzteren die Hauptrolle spielen.

Zur Darstellung des Nutzeffekts der Thermosäule seien nun die bekannten Formeln von Thomson und Clausius als geltend vorausgesetzt. Sie sind ja im allgemeinen von der Erfahrung bestätigt, um so besser, je leichter die Versuchsbedingungen sind, also bei höherer Thermokraft und bei Zimmertemperatur. Eine weitere Diskussion der Grundfragen würde hier zu weit führen. Es sei nur bemerkt, daß eine Abweichung von diesen Formeln im Sinne von Kohlrausch, Boltzmann und anderen eine Erhöhung des Nutzeffekts bedingen würde. Bekanntlich sind aber die Grundanschauungen der Theorie von Kohlrausch mit den Thomsonschen Formeln nicht unverträglich. Da überdies die Beobachtungen zeigen, daß die möglichen Abweichungen stets von der oberen Grenze der Boltzmannschen Ungleichung sehr weit entfernt bleiben, so behalten die vorliegenden Entwicklungen in jedem Fall eine immerhin sehr angenäherte Gültigkeit.

Beschränkt man die Untersuchung auf kleine Temperaturdifferenzen, so kann der Thomson-Effekt vernachlässigt und die thermoelektromotorische Kraft eines Thermolements als der Temperaturdifferenz proportional angesehen werden. Ist  $\eta$  die EMK. eines Elements bei einem Grad Temperaturdifferenz (Thermokraft) in der Nähe der Temperatur  $T_0$ , so ist

$$e = \eta \cdot (T - T_0)$$

die EMK. des Elements, wenn seine warme

1) H. Hoffmann, Experimentelle Studien über die Nutzeffekte von Thermoketten. Diss. Rostock 1898.

Lötstelle die Temperatur  $T$  und seine kalte die Temperatur  $T_0$  hat. Diese Voraussetzung möge zunächst beibehalten und erst später gezeigt werden, welchen Einfluß der Thomson-Effekt auf den Nutzeffekt hat.

Bezeichnet  $i$  die Stromstärke in einem geschlossenen Thermoelement, so ist bekanntlich der Arbeitswert des ganzen Stromes in Kalorien

$$A = 0,239 e i = 0,239 \eta (T - T_0) i \\ = 0,239 \eta T i - 0,239 \eta T_0 i = Q - Q_0,$$

d. h. gleich der Differenz der an den Lötstellen absorbierten bzw. erzeugten Peltierschen Wärme. (I. Hauptsatz.) Hierbei ist der Wärmeverlust positiv gerechnet. Vergleicht man diese Differenz mit der an der warmen Lötstelle durch den Strom absorbierten Wärme, so erhält man

$$\frac{A}{Q} = \frac{0,239 \eta (T - T_0) i}{0,239 \eta T i} = \frac{T - T_0}{T} \\ \text{(II. Hauptsatz).}$$

Das Thermoelement verbraucht also an der warmen Lötstelle durch den Peltier-Effekt die Wärmemenge  $Q$ . Hiervon geht der durch den Carnotschen Faktor bestimmte Bruchteil in Elektrizität über, der Rest erscheint durch den Peltier-Effekt nach der kalten Lötstelle transportiert. Ein Teil des Stromes wird durch Joulesche Wärme wieder zurückgewonnen. Da aber  $A/Q$  bei unseren Voraussetzungen klein bleibt, können wir sie vernachlässigen. Dagegen geht durch Wärmeleitung in dem Element von der warmen Lötstelle zur kalten die Wärmemenge

$$L = l(T - T_0) + l'(T - T_0)$$

über, wenn  $l$  und  $l'$  den Wärmeleitwert der einzelnen Bestandteile des Elements bezeichnet. Eine andere Wärmewirkung soll nach unseren Voraussetzungen ausgeschlossen sein. Insbesondere sollen die Verluste durch Strahlung und äußere Wärmeleitung von vornherein möglichst vermieden sein und unberücksichtigt bleiben. Folglich ist der Gesamtverbrauch an Wärme  $Q + L$ .

Diese Beziehungen lassen sich sofort auf die Thermosäule übertragen. Ist diese aus  $n$  gleichen Elementen zusammengesetzt, und ist die Temperatur aller warmen Lötstellen gleichmäßig gleich  $T$ , die der kalten gleich  $T_0$ , so ist

$$e = n \cdot \eta \cdot (T - T_0), \\ Q = n \cdot 0,239 \eta T i, \\ L = n(l + l')(T - T_0).$$

Ist ferner  $s$  und  $s'$  der elektrische Leitwert der einzelnen Glieder, und ist die Säule durch einen Widerstand  $w_a$  geschlossen, der  $x$ mal so groß ist, als der innere  $w_i$ , so ist

$$i = \frac{e}{w_i + w_a} = \frac{e}{(1 + x)w_i} \\ = \frac{n \cdot \eta \cdot (T - T_0)}{n(1 + x)\left(\frac{1}{s} + \frac{1}{s'}\right)} = \frac{\eta(T - T_0)}{(1 + x)\left(\frac{1}{s} + \frac{1}{s'}\right)}$$

Die durch die Temperaturdifferenz erzeugte elektrische Energie, verglichen mit der verbrauchten Wärme, ist also

$$V = \frac{A}{Q + L} = \frac{0,239 e i}{n\{0,239 \eta T i + (l + l')(T - T_0)\}} \\ = \frac{0,239 \eta^2 (T - T_0)}{0,239 \eta^2 T + (l + l')\left(\frac{1}{s} + \frac{1}{s'}\right)(1 + x)} \quad (1)$$

unabhängig von  $n$ . Dies Verhältnis ist am günstigsten für  $x=0$ , d. h. bei Kurzschluß.  $s$  und  $l$  sollen nach dem Gesetz von Wiedemann und Franz in einem bestimmten Verhältnis zueinander stehen. Gerade die thermoelektrisch wirksamsten Stoffe zeigen aber in der Regel größere, oft sogar sehr große Abweichungen von diesem Gesetz, so daß man bereits — bisher allerdings vergeblich<sup>1)</sup> — nach einem Zusammenhang zwischen diesen beiden Erscheinungen gesucht hat. Es erscheint daher als geboten, diese Abweichungen zu berücksichtigen.

Setzt man

$$\left. \begin{aligned} \sigma = b s = c s' \\ \lambda = b \rho l = c \rho' l' \end{aligned} \right\} \rho = \frac{s l}{\sigma \lambda}, \quad \rho' = \frac{s' l'}{\sigma \lambda},$$

wobei  $b$  und  $c$  gewisse, von den Dimensionen der Elementenglieder abhängige Konstanten,  $\sigma$  und  $\lambda$  das spezifische elektrische, bzw. das Wärmeleitvermögen eines beliebigen, dem Wiedemann-Franz'schen Gesetz gehorchenden Metalls und  $\rho$  eine durch diese Gleichungen definierte Zahl bedeutet — ich will  $\rho$  die „Abweichung“ vom Wiedemann-Franz'schen Gesetz nennen, da nach diesem  $\rho=1$  sein sollte — so wird aus der Gleichung für  $x=0$ ,

$$V = \frac{0,239 \eta^2 (T - T_0)}{0,239 \eta^2 T + \frac{\lambda}{\sigma} \left( \frac{1}{\rho} + \frac{b}{c \rho'} + \frac{c}{b \rho} + \frac{1}{\rho'} \right)}$$

$$V \text{ erreicht ein Maximum für } \frac{b}{c} = \frac{s'}{s} = \sqrt{\frac{\rho'}{\rho}},$$

d. h. die Dimensionen der beiden Bestandteile der Elemente sollen so gewählt werden, daß sich die elektrischen Leitwerte verhalten wie die Wurzeln aus den Abweichungen. Oder direkt  $s/s' = l'/l$ , die elektrischen Leitwerte sollen sich günstigstenfalls umgekehrt verhalten wie die Wärmeleitwerte, eine Beziehung, die im wesentlichen bereits Lord Rayleigh abgeleitet hat.

<sup>1)</sup> Vgl. die Kontroverse von Voigt und Liebenow in den Ann. d. Phys. 1899 u. 1900.

Unter Benutzung dieser Relation wird

$$V_{\max} = \frac{0,239 \eta^2 \sigma \lambda (T - T_0)}{0,239 \eta^2 \sigma \lambda T + \left( \frac{1}{\sqrt{\rho}} + \frac{1}{\sqrt{\rho'}} \right)^2}$$

Bei Zimmertemperatur ist  $\sigma \lambda$  für Metalle bekanntlich rund  $6 \cdot 10^5$ . Setzt man genauer unter Benutzung der Erweiterung von Lorenz

$$\sigma \lambda = \frac{5,75 \cdot 10^5 \cdot 291}{T},$$

den dem Gold<sup>1)</sup> entsprechenden, dem thermoelektrisch besonders wichtigen Blei sehr nahe kommenden Wert ein und bestimmt nach diesem die Abweichungen, so wird der Zahlenwert von  $0,239 \sigma \lambda$  gerade  $4 \cdot 10^7$  und

$$V_{\max} = \frac{4 \cdot 10^7 \eta^2}{4 \cdot 10^7 \eta^2 + \left( \frac{1}{\sqrt{\rho}} + \frac{1}{\sqrt{\rho'}} \right)^2} \cdot \frac{T - T_0}{T}$$

Setzt man noch

$$\eta' = \frac{2\eta}{\frac{1}{\sqrt{\rho}} + \frac{1}{\sqrt{\rho'}}}, \quad (2)$$

so wird

$$V_{\max} = \frac{10^7 \eta'^2}{10^7 \eta'^2 + 1} \cdot \frac{T - T_0}{T} \quad (3)$$

$V$  zerfällt also in den Temperaturfaktor und einen allein von  $\eta'$  abhängigen Bruch.  $\eta$  ist bei den gewählten Einheiten in Volt auszu-drücken. Für geringere Thermokräfte wächst  $V$  mit dem Quadrat der Thermokraft. Für größere Thermokräfte sind die beiden Summanden im Nenner von gleicher Größenordnung, also darf für diese der Peltier-Effekt keineswegs vernachlässigt werden.

Gleichung (2) gestattet auf eine sehr einfache Weise für jede Kombination von thermoelektrisch wirksamen Körpern mit beliebigen Abweichungen, die natürlich bekannt sein müssen, die „effektive“ Thermokraft  $\eta'$  zu berechnen, die also allein ausschlaggebend ist. Ist  $\rho = \rho'$ , so  $\eta' = \eta \sqrt{\rho}$ . Ist keine Abweichung vorhanden, so  $\eta' = \eta$ . Es ist wichtig zu bemerken,

Tabelle der Abweichungen und Thermokräfte.

Material (* = gegossen)	Chemische Zusammensetzung	18°				100°			
		$\rho^2$	$\sqrt{\rho}$	$\frac{1}{\sqrt{\rho}}$	Thermo-kraft gegen Kupfer Mikrovolt	$\rho^3$	$\sqrt{\rho}$	$\frac{1}{\sqrt{\rho}}$	Thermo-kraft gegen Kupfer Mikrovolt
Aluminium	99 Al; 0,5 Fe; 0,4 Cu . . . . .	1,144	1,070	0,935	+ 3,2	1,100	1,049	0,953	+ 3,7
*Kupfer II	rein. Spuren von [Zn; Fe] < 0,05	1,094	1,046	0,956	- 0,3	1,078	1,038	0,963	- 0,1
Kupfer III	rein. [0,05 Pb; Spuren Ni und Fe]	1,085	1,041	0,960	0	1,067	1,033	0,968	+ 0,1
Silber	999,8 fein . . . . .	1,061	1,030	0,971	0	1,054	1,027	0,974	+ 0,2
Gold I	99,8 Au; 0,1 Fe; 0,1 Cu; Spur Ag	1,001	1,000	1,000	+ 3,9	1,004	1,002	0,998	
Gold II	rein . . . . .	1,026	1,013	0,987	0	1,020	1,010	0,990	+ 2,9
Nickel	97,0 Ni; 1,4 Co; 0,4 Fe; 1,0 Mn; 0,1 Cu; 0,1 Si . . . . .	1,041	1,020	0,980	+22,3	1,025	1,012	0,988	0
*Zink I	98,6 Zn; 1,1 Pb; 0,03 Cd; 0,25 Cu; 0,03 Fe . . . . .	1,032	1,016	0,984	+ 0,9	1,020	1,010	0,990	+25,1
*Zink II	rein. [0,01 Pb; 0,01 Cd; 0,01 Fe]	1,083	1,041	0,961	- 0,1	1,071	1,035	0,966	+ 0,4
*Kadmium	rein. [Pb; Zn; Fe] < 0,05 . . . . .	1,031	1,015	0,985	- 0,6	1,026	1,013	0,987	- 2,3
*Blei	rein. [Cu; Bi; Fe; Ni] < 0,05 . . . . .	1,018	1,009	0,991	+ 2,9	0,994	0,997	1,003	+ 3,4
*Zinn	rein. [Pb] < 0,03 . . . . .	0,990	0,995	1,005	+ 2,6	1,004	1,002	0,998	+ 3,5
*Platin II	rein. . . . .	0,966	0,983	1,017	+ 6,1	0,917	0,958	1,044	+ 8,8
*Palladium	rein. . . . .	0,965	0,982	1,018	+11,5	0,914	0,956	1,046	+14,9
Eisen I	0,1 C. Metalle nicht bestimmt . . . . .	0,907	0,953	1,050	-11,1	0,876	0,936	1,069	- 7,6
Eisen II	99,55 Fe; 0,1 C; 0,2 Si; 0,1 Mn; [P; S; Cu] . . . . .	0,868	0,932	1,073	- 8,4	0,834	0,913	1,095	- 5,5
Stahl	1,0 C; Metalle nicht bestimmt . . . . .	0,806	0,898	1,114	- 6,8	0,810	0,900	1,111	- 4,8
*Wismut	rein. [Pb; Fe] < 0,03 . . . . .	0,755	0,869	1,151	+73,3	0,864	0,929	1,076	+71,0
Rotguß	85,7 Cu; 7,15 Zn; 6,39 Sn; 0,58 Ni . . . . .	0,961	0,980	1,020	+ 2,7	0,974	0,987	1,013	+ 3,1
Konstantan	60 Cu; 40 Ni . . . . .	0,658	0,811	1,233	+39,2	0,710	0,842	1,187	+45,3
Manganin	84 Cu; 4 Ni; 12 Mn . . . . .	0,796	0,892	1,121	+ 1,6	0,840	0,917	1,091	+ 1,4

1) Nach den Untersuchungen von Jäger und Diesselhorst. Wiss. Abh. d. Phys.-Techn. R.-A. 3, 1900. Vgl. die beifolgende Tabelle.

2)  $\rho = \frac{\sigma \lambda}{5,754 \cdot 10^5}$  bezogen auf Kalorien,  $= \frac{727,7 \cdot 10^{-8}}{\lambda/\sigma}$  bez. auf Joule.

3)  $\rho = \frac{\sigma \lambda}{4,49 \cdot 10^5}$  bezogen auf Kalorien,  $= \frac{932,7 \cdot 10^{-8}}{\lambda/\sigma}$  bezogen auf Joule, unter Voraussetzung des Lorenzschen

Gesetzes  $\left( \frac{\rho_{18}}{\rho_{100}} = 0,7802 = \frac{1}{1,282} \right)$ .

Generated on 2016-01-07 20:40 GMT / http://hdl.handle.net/2027/mdp.39015023919049  
Public Domain in the United States / http://www.hathitrust.org/access\_use#pd-us

daß es für den Nutzeffekt durchaus nicht darauf ankommt, ob ein thermoelektrisch wirksamer Stoff ein größeres oder geringeres elektrisches Leitvermögen hat, sondern allein auf sein Verhalten zum Wärmeleitvermögen, d. h. auf die mehr oder weniger bedeutende Abweichung vom Wiedemann-Franz'schen Gesetz. Umstehende Tabelle enthält die aus den Untersuchungen von Jäger und Diesselhorst berechneten Abweichungen und die an demselben, gut definierten Material gemessenen Thermokräfte. Leider liegen ähnliche Messungen für die thermoelektrisch wichtigsten Legierungen noch nicht vor. Und nicht zusammengehörige Messungen zusammenzustellen, hat keinen Sinn, da oft bereits Verunreinigungen von wenigen Promille die Werte für  $s$ ,  $l$  und  $\eta$  um 50 Proz. und mehr ändern. Bemerkenswert sind in diesem Zusammenhange die Resultate von A. Rietzsch<sup>1)</sup>, daß  $\rho$  bei Kupfer mit einem Zusatz von 0,3 bis 5 Proz. Phosphor oder Arsen erheblich größer als 1 wird. Werden diese Beobachtungen durch genauere Methoden wirklich bestätigt, so würde — bei gleichbleibender Thermokraft — eine entsprechende Erhöhung des Nutzeffekts die Folge sein. Einen praktischen Wert hätte dies natürlich nur, wenn sich diese Eigenschaft des Phosphors nicht auf Kupfer beschränkt.

Die Funktion  $\Phi = \frac{10^7 \eta'^2}{1 + 10^7 \eta'^2}$  aus Gleichung (3) ist in Figur 1 und mit anderem Maßstab in Figur 2 durch die Kurve I dargestellt.

Von dieser in der kurz geschlossenen Thermosäule auftretenden Energie kann man nun naturgemäß im äußeren Stromkreise nur einen geringen Bruchteil nutzbar machen. Nenne

1) A. Rietzsch, Ann. d. Phys. 3, 403, 1900.

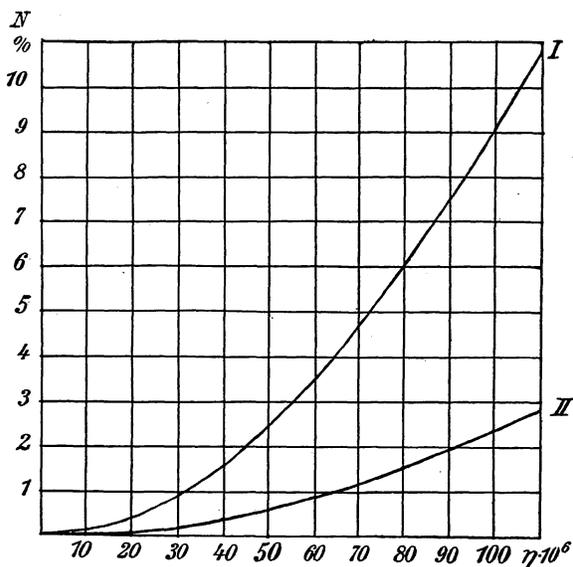


Fig. 1.

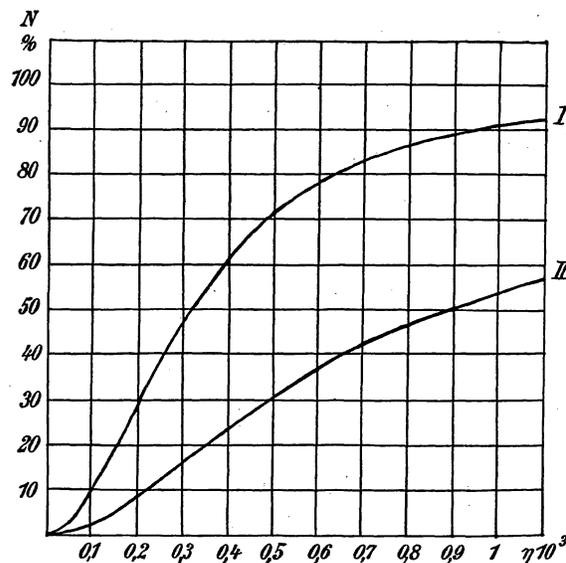


Fig. 2.

ich das Verhältnis dieser Nutzleistung zu dem Wärmeverbrauch in der Säule den Nutzeffekt der Thermosäule, so hat man, um ihn darzustellen, die Gleichung (1) lediglich mit dem Wirkungsgrad, d. h. mit dem Verhältnis der äußeren Stromleistung zum Gesamteffekt

$$\frac{i^2 \cdot w_a}{i^2 (w_i + w_a)} = \frac{x \cdot w_i}{w_i + x \cdot w_i} = \frac{x}{1+x}$$

zu multiplizieren. Man erhält also

$$N = \frac{0,239 \eta^2 (T - T_0) x}{0,239 \eta^2 T (1+x) + (l + l') \left( \frac{1}{s} + \frac{1}{s'} \right) (1+x)^2}$$

Da die  $l$  und  $s$  bei unseren Voraussetzungen von  $x$  unabhängig sind, so gelten genau dieselben Bedingungen für das Maximum. Nimmt man dieselben Umformungen vor und macht man wieder von Gleichung (2) Gebrauch, so wird

$$N = \frac{10^7 \eta'^2 x}{10^7 \eta'^2 (1+x) + (1+x)^2} \cdot \frac{T - T_0}{T} \quad (4)$$

Dieser Nutzeffekt hat ein Maximum für

$$x = \sqrt{1 + 10^7 \eta'^2}$$

Diese Formel liefert also sofort den günstigsten Widerstand im äußeren Stromkreise. Er wächst mit der Thermokraft und ist stets größer als der innere. Auch der Wirkungsgrad ist dadurch bestimmt.

Setzt man diesen Wert für  $x$  in Gleichung (4) ein, so erhält man nach einigen Umformungen den maximalen Nutzeffekt der Thermosäule zu

$$N_{\max} = \frac{\sqrt{1 + 10^7 \eta'^2} - 1}{\sqrt{1 + 10^7 \eta'^2} + 1} \cdot \frac{T - T_0}{T} \quad (5)$$

Diese Funktion ist unter Weglassung des Temperaturfaktors durch Kurve II in Figur 1 und 2 dargestellt. Man sieht sofort, die Thermosäule

bleibt auch für relativ hohe Thermokräfte noch immer eine recht unvollkommene thermodynamische Maschine.

Den Einfluß des äußeren Widerstandes und die geringe Schärfe des Maximums ersieht man aus Figur 3, in der die Gleichung (4) zur Dar-

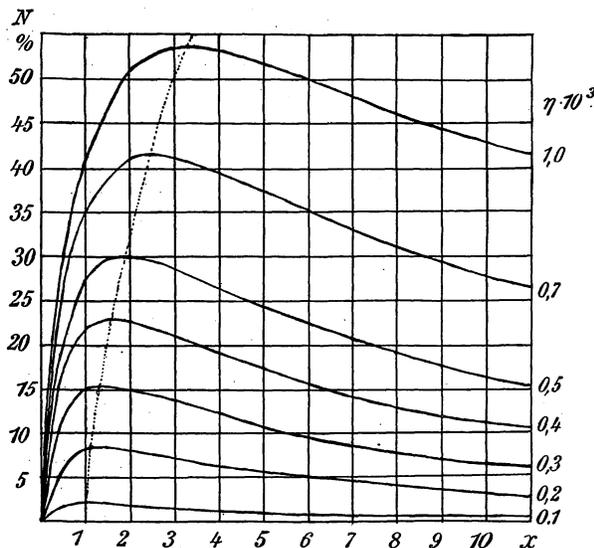


Fig. 3.

stellung gebracht ist. Die punktierte Linie ist die Kurve der Maximalpunkte, die man erhält, indem man  $\sqrt{1 + 10^7 \eta'^2} = x$  in Gleichung (5) einsetzt.

Diese Beziehungen gelten streng nur für kleine Temperaturdifferenzen. Für größere wächst die Stromstärke und mit ihr auch die Joulesche Wärme, und der Thomson-Effekt kann beträchtliche Werte annehmen. Zudem ist auch  $l$  von der Temperatur abhängig. Infolgedessen wird der Temperaturgradient in den Bestandteilen der Säule eine recht verwickelte Funktion, die nun nicht allein die Wärmeverluste durch Leitung, sondern auch den inneren Widerstand beeinflusst, da  $s$  ebenfalls eine Funktion der Temperaturverteilung ist. Die Stromstärke und  $s$  hängen also gegenseitig voneinander ab. Es ist somit nicht möglich, auch für größere Temperaturdifferenzen allgemeine, von der Temperaturdifferenz unabhängige Bedingungen für den maximalen Nutzeffekt aufzustellen.

Es ist indessen fraglich, ob eine genaue Berechnung unter Berücksichtigung dieser Faktoren einen sonderlichen Wert hätte, da sich bei höheren Temperaturdifferenzen beträchtliche Verluste durch Strahlung und äußere Wärmeleitung doch nicht gut vermeiden lassen. Ja, es ist schon unmöglich, daß die Lötstellen auch nur genau die gleichen Temperaturen besitzen usw. Dagegen überzeugt man sich leicht, daß

die entwickelten Formeln unter gewissen Bedingungen als Annäherung auch für größere Temperaturdifferenzen innerhalb weiter Grenzen brauchbar sind.

Zunächst bleibt nämlich die Joulesche Wärme auch für größere Temperaturdifferenzen relativ klein, wenigstens bei den bisher erreichbaren Thermokräften. Da die wirksamsten thermoelektrischen Legierungen der Einwirkung der Hitze nämlich nicht zu widerstehen pflegen, so muß man sich bekanntlich für hohe Temperaturen mit Thermokräften von etwa 150 Mikrovolt begnügen. Für diese ist aber (ohne Rücksicht auf den Wirkungsgrad der Heizung)  $N=3$  bis 4 Proz. der denkbar höchste Nutzeffekt. Hiervon wird durch den inneren Widerstand  $1/x$  in Joulesche Wärme verwandelt, die nun etwa zur Hälfte ihren Einfluß auf die warme Lötstelle erstreckt. Die Verringerung des Wärmeverlustes, d. h. die Erhöhung des Nutzeffekts, macht also in unserem Beispiel kaum 2 Proz. des Gesamtwertes aus. Die Nichtberücksichtigung der Jouleschen Wärme kann also zu erheblichen Fehlern nicht führen.

Dagegen ist die Änderung der Leitvermögen für Wärme und Elektrizität mit der Temperatur von bedeutenderem Einfluß. Um dies zu berücksichtigen, wird man am bequemsten den der betreffenden Temperaturdifferenz entsprechenden Mittelwert von  $s$  und  $l$  in die Formeln einsetzen und daraus  $\varrho$  in bezug auf  $5,75 \cdot 10^5$  bestimmen, ohne auf das Gesetz von Lorenz Rücksicht zu nehmen, das ja bei den thermoelektrisch wichtigeren Metallen und Legierungen gewöhnlich versagt. Sieht man dann noch  $s$  und  $l$  als im wesentlichen von  $x$  unabhängig an, so erhält man, wenn  $T_1$  die Zimmertemperatur bezeichnet,

$$N' = \frac{10^7 \eta'^2 x}{10^7 \eta'^2 \frac{T}{T_1} (1+x) + (1+x)^2} \cdot \frac{T - T_0}{T_1} \quad (4')$$

$N'$  erreicht sein Maximum für  $x' = \sqrt{1 + 10^7 \eta''^2}$ .

Folglich ist

$$N'_{\max} = \frac{\sqrt{1 + 10^7 \eta''^2} - 1}{\sqrt{1 + 10^7 \eta''^2} + 1} \cdot \frac{T - T_0}{T} \quad (5')$$

Hierbei ist

$$\eta'' = \eta' \sqrt{\frac{T}{T_1}} = \frac{2\eta \sqrt{\frac{T}{T_1}}}{\frac{1}{\sqrt{\varrho}} + \frac{1}{\sqrt{\varrho'}}} \quad (2')$$

Diese Formel setzt also bei der Anwendung stets eine bestimmte Temperaturdifferenz voraus, für die das entsprechende  $\varrho$  erst einzusetzen ist.

Man erhält trotz Gleichung (4') in der Endformel (5') wieder den Carnot-Clausiuschen

Faktor, ohne daß diesmal die Gültigkeit des Lorenzschen Gesetzes vorausgesetzt wurde. Für kleine Temperaturdifferenzen geht die Formel in die frühere über. Für größere scheint wegen (2') eine Vergrößerung des thermoelektrischen Nutzeffekts — d. h. des Nutzeffekts, abgesehen vom Carnotschen Faktor — einzutreten. Das ist aber zum Teil nur scheinbar, da  $\rho$  nach der obigen Bestimmung mit der Temperaturdifferenz im allgemeinen kleiner wird. Sehr starken Änderungen im Verlauf von  $s$  bei wachsender Temperatur müßte man natürlich auf andere Weise Rechnung tragen. Da diese aber wohl nur bei sehr kleinem  $\rho$  vorkommen können, sind solche Stoffe ohnehin nach Gleichung (2) bzw. (2') für Thermosäulen unbrauchbar. Die obigen Formeln dürften also im allgemeinen ausreichen, größere Fehler zu vermeiden und den maximal erreichbaren Nutzeffekt auch für größere Temperaturdifferenzen so genau zu berechnen, als es die übrigen Voraussetzungen opportun erscheinen lassen.

Weiter ist die Frage, ob für größere Temperaturdifferenzen auch der Thomson-Effekt berücksichtigt werden muß. Nimmt man mit Avenarius an, daß die EMK. eines Thermoelements als Funktion der Temperaturdifferenz gewöhnlich einer Parabel nahe kommt, so kann man nach dem Tait'schen Diagramm

$$\frac{de}{dT} = \eta = \eta_0 \left(1 - \frac{T}{\theta}\right)$$

setzen, worin  $\eta_0$  die (scheinbare) Thermokraft für  $T=0$  und  $\theta$  den (scheinbaren) Scheitelpunkt der Parabel, d. h. die Temperatur, bei der die Thermokraft verschwindet, oder im Diagramm den Schnittpunkt der beiden Geraden bedeutet, von denen die eine als Abszissenachse ohne Thomson-Effekt gedacht sein möge. Dann ist

$$\frac{d^2e}{dT^2} = \frac{d\eta}{dT} = -\frac{\eta_0}{\theta}$$

Der Thomson-Effekt in dem kleinen Temperaturintervall  $dT$  ist dann

$$dQ' = 0,239 d\eta T i = -0,239 i \frac{\eta_0}{\theta} T dT$$

Also insgesamt

$$Q' = -0,239 i \frac{\eta_0}{\theta} \int_{T_0}^T T \cdot dT \\ = -0,239 i \eta_0 (T - T_0) \frac{T + T_0}{2\theta}$$

Im geschlossenen Thermoelement ist nun

$$e = \eta_0 \int_{T_0}^T \left(1 - \frac{T}{\theta}\right) dT \\ = \eta_0 (T - T_0) \left(1 - \frac{T + T_0}{2\theta}\right)$$

und folglich

$$i = \frac{\eta_0 (T - T_0) \left(1 - \frac{T + T_0}{2\theta}\right)}{w}$$

Mithin ist der Peltier-Effekt an der heißen Lötstelle, da hier  $\eta = \eta_0 \left(1 - \frac{T}{\theta}\right)$

$$Q = \frac{0,239 \eta_0^2 (T - T_0) T \left(1 - \frac{T}{\theta}\right) \left(1 - \frac{T + T_0}{2\theta}\right)}{w}$$

Wenn also

$$\frac{T + T_0}{2} < \theta < T,$$

so hat der Peltier-Effekt ein positives Zeichen, d. h. an der warmen Lötstelle wird Wärme erzeugt, statt verbraucht; und für  $T = \theta$  wird der Peltier-Effekt gleich Null, während der Strom infolge des Thomson-Effekts

$$Q' = -\frac{0,239 \eta_0^2}{w} (T - T_0)^2 \left(1 - \frac{T + T_0}{2\theta}\right) \cdot \frac{T + T_0}{2\theta}$$

in beiden Fällen ganz beträchtlich sein kann. Die Vernachlässigung des Thomson-Effekts kann also unter Umständen sehr wohl zu Fehlern Anlaß geben. Obendrein würde die alleinige Berücksichtigung des Peltier-Effekts zugleich die Einfachheit des Resultats beeinträchtigen, da im Nenner nicht mehr das Quadrat der Thermokraft auftritt.

Eine genaue Berechnung würde aber, wie bereits erwähnt, sehr umständlich und kaum von Nutzen sein. Ich begnüge mich daher mit folgender Annäherung.

Der Temperaturgradient wird an der warmen Lötstelle größer, wenn der Thomson-Effekt Abkühlung, kleiner, wenn er Erwärmung bedingt. Die Wärmeleitung kann aber keinesfalls um den ganzen Betrag des Thomson-Effekts vermehrt oder vermindert erscheinen, da der Temperaturgradient nicht erst an der kalten Lötstelle gleich dem vom Thomson-Effekt nicht beeinflußten sein kann, sondern im unteren Grenzfall etwa in der Mitte, d. h. für kleine Temperaturdifferenzen und Ströme wird, wenn Wärmeverlust nach außen wie bisher ausgeschlossen sein soll, ungefähr die Hälfte des Thomson-Effekts durch Vermehrung bzw. Verminderung der Wärmeleitung an der warmen Lötstelle in Erscheinung treten. Der gesamte Wärmeverbrauch wird also bei negativem Thomson-Effekt (Wärmeabsorption) niemals kleiner sein als  $Q + L$  und niemals größer als  $Q + Q' + L$ . Hierbei kann  $Q$  unter Umständen auch negativ werden, d. h. es findet an der warmen Lötstelle durch den Peltier-Effekt event. eine Wärmeproduktion statt. Jedoch muß dann  $Q'$  größer sein als  $Q$ , da sich sonst der Strom umkehrt. Bei positivem Thomson-Effekt (Wärmeproduktion) kann der Wärmeverlust nicht kleiner sein als  $Q - Q' + L$  und nicht

größer als  $Q + L$ . Hierbei muß  $|Q| > |Q'|$  sein.

Der Wärmeverbrauch wird also stets zwischen den Grenzen  $Q + L$  und  $Q \pm Q' + L$  liegen.

Setzt man nun bei der Berechnung des Peltier-Effekts im Nenner für  $\eta$  nicht den eigentlichen für die Thermokraft der warmen Lötstelle geltenden Wert, sondern den Mittelwert aus den Thermokräften bei  $T_0$  und  $T$

$$\eta = \frac{\eta_0 \left(1 - \frac{T_0}{\Theta}\right) + \eta_0 \left(1 - \frac{T}{\Theta}\right)}{2} \\ = \eta_0 \left(1 - \frac{T + T_0}{2\Theta}\right) = \frac{e}{T - T_0},$$

also die elektromotorische Kraft des Elements, dividiert durch die Temperaturdifferenz seiner Lötstellen, in  $Q$  ein, so bleibt der scheinbare Peltier-Effekt, den diese fiktive Thermokraft hervorruft,

$$Q_m = \frac{0,239 \eta_0^2 T (T - T_0) \left(1 - \frac{T + T_0}{2\Theta}\right)^2}{w}$$

ebenfalls zwischen  $Q$  und  $Q \pm Q'$ , also auch  $Q_m + L$ , wie verlangt, zwischen  $Q + L$  und  $Q \pm Q' + L$ . Dies ist leicht zu beweisen. Soll nämlich

$$Q \leq Q_m \leq Q \pm Q'$$

sein, wobei gleichzeitig entweder nur die oberen oder die unteren Zeichen gelten, so sind lediglich die Werte für  $Q$ ,  $Q'$  und  $Q_m$  einzusetzen. Die Ungleichung vereinfacht sich dann, indem sich mehrere Glieder fortheben, zu

$$T \left(1 - \frac{T}{\Theta}\right) \leq T \left(1 - \frac{T + T_0}{2\Theta}\right) \leq T \left(1 - \frac{T}{\Theta}\right) \\ + (T - T_0) \frac{T + T_0}{2\Theta}$$

oder

$$2 \left(1 - \frac{T}{\Theta}\right) \leq 1 - \frac{T}{\Theta} + 1 - \frac{T_0}{\Theta} \leq 2 \left(1 - \frac{T}{\Theta}\right) \\ + \frac{T - T_0}{T} \cdot \frac{T + T_0}{\Theta}$$

folglich

$$0 \leq \frac{T - T_0}{\Theta} \leq \frac{T - T_0}{\Theta} \cdot \frac{T + T_0}{T},$$

eine Ungleichung, die stets erfüllt ist. Die Formel (5') wird also auch dem Fall des Thomson-Effekts annähernd gerecht, sofern man darin  $\eta$  durch die mittlere Thermokraft ausdrückt. Also gerade durch die einfachste Annahme, daß nämlich  $\eta$  als konstant angesehen wird, wird — allerdings wieder nur für eine gegebene Temperaturdifferenz — dieser Näherungswert erhalten, und zwar in derselben einfachen Form des Resultats wie bisher. Dies dürfte für die Verhältnisse der gewöhnlichen geschlossenen Thermosäule ausreichen.

Der absolute Nutzeffekt würde nach Formel (5') um so größer sein, je größer die Temperaturdifferenz ist. Es versteht sich aber von selbst, daß gleichzeitig der Wirkungsgrad der Heizung immer schlechter wird, so daß bald ein Optimum der Temperatur erreicht wird. Fließt bei der gewöhnlichen Thermosäule irgendein Wärmeträger mit der (als konstant angesehenen) spezifischen Wärme  $c$  an den heißen Lötstellen vorüber, und ist seine Anfangstemperatur  $T'$ , seine Endtemperatur  $T_2$ , so geht offenbar die Wärmemenge  $c(T_2 - T_0)$  nutzlos verloren, und man kann lediglich den Bruch

$$\frac{T' - T_2}{T' - T_0}$$

ausnutzen<sup>1)</sup>. Im denkbar günstigsten Fall könnte  $T_2 = T$  sein. Der Temperaturfaktor würde dann

$$\Delta T = \frac{T - T_0}{T} \cdot \frac{T' - T}{T' - T_0}$$

werden. Er erreicht sein Maximum für

$$T = \sqrt{T' \cdot T_0}$$

und es würde für diese Temperatur

$$\Delta T = \frac{\sqrt{T'} - \sqrt{T_0}}{\sqrt{T'} + \sqrt{T_0}}$$

sein, also beträgt der mit einer gewöhnlichen Thermosäule im denkbar günstigsten Falle erreichbare Nutzeffekt

$$N_{\max} = \frac{\sqrt{1 + 10^7 \eta'^2} - 1}{\sqrt{1 + 10^7 \eta'^2} + 1} \cdot \frac{\sqrt{T'} - \sqrt{T_0}}{\sqrt{T'} + \sqrt{T_0}}$$

Das Verhältnis des wirklich erreichten Nutzeffekts zu diesem theoretisch erreichbaren könnte man nun das Güteverhältnis nennen. Daß auch dieses bei Thermosäulen noch besonders schlecht ist, liegt außer an den Verlusten durch Strahlung und äußere Wärmeleitung daran, daß infolge der starken inneren Wärmeleitung die Temperatur der Lötstelle durchaus noch nicht identisch ist mit der Temperatur der Metalloberfläche, die mit den heißen Gasen in Berührung ist, und daß diese wieder noch wesentlich tiefer ist, als die Durchschnittstemperatur des strömenden Gases, das diese Oberfläche streift.

Man könnte versuchen, auch diese Verhältnisse einer ähnlichen Betrachtung zu unterwerfen, indem man den Wärmeübergang vom Gas zur Lötstelle (nicht zu verwechseln mit der Leitung der Wärme nach außen, dem Wärmeverlust, der nach wie vor unberücksichtigt bleibt) als annähernd gleichmäßig verlaufend ansieht und jeder warmen und kalten Lötstelle im Verhältnis zum inneren einen bestimmten konstanten äußeren Wärmeleitwert  $\gamma$  und  $\gamma_0$  zu-

<sup>1)</sup> Eine Konstruktion von Gülcher macht hiervon eine Ausnahme. S. Fr. Peters, Thermolemente und Thermosäulen. Halle 1908, S. 28—30.

schreibt. Dieser äußere Wärmeübergang ist dann an jeder Lötstelle im stationären Zustand gleich dem inneren vermehrt bzw. vermindert um den Peltier-Effekt. Dies liefert zwei Gleichungen, mit deren Hilfe man die Temperaturen der Lötstellen eliminieren und durch die des Wärme- und Kältereservoirs ersetzen kann. Es würde bei den unsicheren Voraussetzungen zu weit führen, wenn ich die prinzipiell sehr einfache, aber etwas umständliche Rechnung hier durchführen wollte. Man findet, daß der günstigste äußere Widerstand

$x'' = \sqrt{(1 + 10^7 \eta''^2)(1 + \Gamma \cdot 10^7 \eta''^2)}$   
ist, worin

$$\Gamma = \frac{1}{1 + \frac{1}{A}}$$

wenn  $A = \frac{1}{\gamma_0} + \frac{1}{\gamma} \cdot \sqrt{\frac{T_0}{T'}}$  ist.

$T_0$  ist hier nur noch die Temperatur des Kältereservoirs. Der maximale Wirkungsgrad  $\frac{x''}{1+x''}$  ist also in Wirklichkeit noch größer, als vorhin berechnet. Man kann daher aus dem beobachteten  $x''$  im Verhältnis zu dem vorhin berechneten  $x'$  auf die Größe von  $\gamma$  und  $\gamma_0$  schließen, wobei die Abhängigkeit des  $\gamma$  von dem Verhältnis der Temperaturen von Wichtigkeit ist. Man muß schließlich noch den theoretisch erreichbaren maximalen Nutzeffekt  $N$  mit dem Güteverhältnis

$$G = \frac{1}{1 + A \left\{ 1 + \frac{10^7 \eta''^2}{1 + x''} \right\}}$$

multiplizieren, um annähernd den zu erwartenden wirklichen maximalen (absoluten) Nutzeffekt einer bestimmten Thermosäule zu finden.

Auch diese Formeln gelten natürlich um so genauer, je geringer die Temperaturdifferenz ist. (Eingegangen 9. Juli 1909.)

### Die Ausstoßung radioaktiver Materie bei den Umwandlungen des Radiums.

(Erwiderung auf die Bemerkung von Otto Hahn und Lise Meitner zu unserer Arbeit.)

Von Sidney Ruß und Walter Makower.

Die in dieser Zeitschrift 10, 422, 1909 erschienene Bemerkung von Otto Hahn und Lise Meitner enthält ein bedauerndes Mißverständnis. Die Verfasser nehmen Anstoß auf die in der deutschen Übersetzung befindlichen Bemerkungen, daß unsere Versuche einen direkten Beweis liefern für den Rückstoß den das bei der Emission der  $\alpha$ -Strahlen resultierende Restatom der radioaktiven Substanz erfährt; dagegen ihre Versuche nur ein An-

zeichen dafür anführen. Wir bedauern, daß das Wort „evidence“, dessen wir uns bedient haben sowohl mit Bezug auf ihre wie auf unsere Versuche, durch verschiedene Worte (Anzeichen und Beweis) übersetzt worden ist. Leider ist uns keine Korrektur der deutschen Übersetzung zugeschiedt worden.

Die Verfasser bemerken weiter, daß eine andere Stelle in unserer Arbeit irrtumsmöglich sei. Die Stelle lautet: „Während der Ausführung unserer Arbeit sind diese Versuche (es handelt sich um Versuche von Miß Brooks, die Rutherford in seinem Lehrbuch anführt) von Hahn und Meitner wiederholt worden.“

Die Verfasser geben an, daß ihnen die Versuche von Miß Brooks zur Zeit unbekannt waren. Wir glauben, daß die zitierte Stelle unserer Arbeit zu einem Irrtum keine Veranlassung geben kann, da ja die in Frage kommenden Versuche in der Tat eine, wenn auch unbewußte, Wiederholung sind, allerdings verbunden mit einer beträchtlichen Erweiterung. Übrigens findet sich in der Arbeit von Hahn und Meitner<sup>1)</sup> die folgende Bemerkung: „Da sich bei den Versuchen mit Aktinium X ein sehr bedeutender Einfluß des elektrischen Feldes geltend gemacht hatte, so wiederholten wir die Versuche der Miß Brooks — — —“.

1) Verh. der deutschen Phys. Ges. S. 56, 1909.

Manchester, 5. Juli 1909.

(Eingegangen 7. Juli 1909.)

### Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

**Habilitiert:** An der Universität Tübingen Dr. Alfred Kligel für Chemie, an der Technischen Hochschule München Dr. Karl Kurz für Physik, an der Universität Berlin Dr. W. Lung für Chemie, an der Universität Kiel Dr. Alexander Wilkens für Astronomie.

**Ernannt:** Der a. o. Professor an der Universität Tübingen Dr. Edgar Wedekind zum a. o. Professor für physikalische und organische Chemie an der Universität Straßburg, der Professor an der Universität Liverpool Dr. C. G. Barkla zum ord. Professor der Physik am Kings-College in London, der Lecturer an der Universität Manchester Dr. E. Knecht zum Professor der Physik ebenda, P. H. Kirkaldy zum Assistent-Professor für Chemie an der Mc Gill-University in Montreal, der Privatdozent an der Technischen Hochschule Berlin Dr. Georg Hilpert zum etatmäßigen Professor für Elektrotechnik an der Technischen Hochschule Breslau, der Privatdozent der Mathematik an der Universität Erlangen Dr. Emil Hilb zum a. o. Professor in Würzburg.

### Gesuche.

## Promovierter Physiker

sucht Gelegenheit zu experimenteller Arbeit. Volontärstelle nicht ausgeschlossen. Gefl. Offerten unter **S. H. # 301** an die Expedition dieser Zeitschrift.