IV. *Einige Bemerkungen zur Theorie der Thermoströme; von H. Lorberg.*

Bekanntlich hat W. Thomson durch Anwendung der beiden Hauptsätze der mechanischen Wärmetheorie auf einen Thermoström folgende Gleichungen abgeleitet. Es sei ein Kreis aus zwei Metallen a und b gegeben, deren Löthstellen die absoluten Temperaturen T_1 und $T_2 > T_1$ haben, und in denen ein Thermoström an der Löthstelle T_1 von b nach a geht; es bezeichne $\Pi(T)$ die an einer Contactstelle von der Temperatur T beim Uebergange der Electricitätseinheit von a nach b erzeugte Peltier'sche Wärme; ferner sei $\sigma_a dT$ die in dem Metall a von aussen aufgenommene Wärme, während die Electricitätseinheit von einem Punkte von der Temperatur T zu einem Punkte von der Temperatur $T + dT$ übergeht. Der Satz von Joule, dass die in einem geschlossenen Strome durch die Electricitätseinheit entwickelte galvanische Wärme gleich der electromotorischen Kraft E des Stromes ist, in Verbindung mit dem ersten Hauptsatz der mechanischen Wärmetheorie, wonach diese Wärmemenge gleich der ganzen an den Contactpunkten und im Inneren eines jeden Metalles aufgenommenen Wärme ist, liefert dann die Gleichung:

$$(I) \quad E = \Pi(T_1) - \Pi(T_2) + \int_{T_1}^{T_2} (\sigma_a - \sigma_b) dT,$$

und der zweite Hauptsatz:

$$(\alpha) \quad \int \frac{dQ}{T} = 0 \quad \text{liefert die Gleichung:}$$

$$\frac{\Pi(T_1)}{T_1} - \frac{\Pi(T_2)}{T_2} + \int_{T_1}^{T_2} \frac{\sigma_a - \sigma_b}{T} dT = 0, \quad \text{woraus:}$$

$$(II) \quad \sigma_a - \sigma_b = \frac{d\Pi}{dT} - \frac{\Pi}{T},$$

mittels welcher Gleichung die Gl. (I) sich auch schreiben lässt:

$$(I_a) \quad E = - \int_{T_1}^{T_2} \frac{\Pi}{T} dT.$$

Ein Schritt über diese Resultate hinaus ist in neuester Zeit in zwei interessanten Abhandlungen von Duhem¹⁾ und von Lorentz²⁾ unternommen worden; es scheint mir nicht ohne Interesse zu sein, die Uebereinstimmung beider Theorien nachzuweisen und einige mögliche Einwürfe zu besprechen, von denen einer von Budde³⁾ gegen die Entwicklungen von Lorentz erhoben worden ist.

Duhem leitet die Gleichungen (I) und (II) aus der von ihm aufgestellten Theorie des thermodynamischen Potentials Φ ab; nach ihm⁴⁾ ist die Energie eines mit einer Electricitätsmenge e geladenen Leiters von der Entropie S , der gewöhnlichen Energie U_0 und der electrostatischen Energie $W = \frac{1}{2} e V$:

$$(a) \quad U = \Phi + TS = U_0 + W + (\vartheta + h)e.$$

Dabei sind ϑ und h zwei dem Leiter eigenthümliche, nur von seiner Natur, aber nicht von seiner Gestalt und Grösse abhängige Constanten; und zwar ist die Potentialdifferenz χ zweier im Contact und im electrostatischen Gleichgewicht befindlichen Metalle a und b , sowie die beim Uebergang der Electricitätseinheit von a nach b erzeugte Peltier'sche Wärme II :

$$(1) \quad \chi = V_a - V_b = \vartheta_b - \vartheta_a, \quad II = h_a - h_b.$$

Hiernach ist $e d(\vartheta + h)/dT$ die Erhöhung der Wärmecapacität des Metalles durch die Ladung; setzen wir also:

$$(2) \quad \sigma = \frac{d(\vartheta + h)}{dT},$$

$$(3) \quad q = \vartheta_a + h_a - (\vartheta_b + h_b) = II - \chi, \quad \text{also:}$$

$$(3_a) \quad \sigma_a - \sigma_b = \frac{dq}{dT},$$

so können wir σ als „die specifische Wärme der positiven Electricitätseinheit“ bezeichnen; in einem Metalle a wird also beim Uebergang der Electricitätseinheit von einem Punkte von der Temperatur T zu einem Punkte von der Temperatur

1) Duhem, Ann. de l'éc. Norm. (3) **2**. 1885.

2) H. A. Lorentz, Arch. Néerl. **20**. p. 129. 1886.

3) Budde, Wied. Ann. **30**. p. 664. 1887.

4) Duhem, Le potentiel thermodynamique et ses applications. Paris 1886. p. 209 u. 222.

$T + dT$ eine Wärmemenge $\sigma_a dT$ verbraucht. Mittelst (3) und (3_a) gehen die Gleichungen (II) und (I) oder (I_a) über in:

$$(II_b) \quad H = T \frac{d\chi}{dT}, \quad (I_b) \quad E = \chi(T_1) - \chi(T_2).$$

Die Definition der Grösse σ in den Gleichungen (I) und (II) ist allerdings bei Duhem eine andere, auch stellt er keine Beziehung zwischen σ und den Constanten ϑ und h auf, mithin auch nicht die Gleichungen (2), (I_b), (II_b); er definirt nämlich, wenn in einem Metall ein Electricitätstheilchen de von einem Punkte von der Temperatur T zu einem Punkte von der Temperatur $T + dT$ übergeht, die Entropieänderung dS durch die Gleichung:

$$dS = \frac{\sigma}{T} dT de.$$

Nun kann man aber die Entropieänderung dS auch dadurch entstehend denken, dass de an seiner Stelle bleibt, und hier T um dT wächst; da dies eine umkehrbare Zustandsänderung ist, so ist die dabei aufgenommene Wärme $d(U - U_0) = T dS$, also nach Gl. (a):

$$\frac{d(\vartheta + h)}{dT} dT de = T dS = \sigma dT de,$$

woraus sich die Gl. (2) ergibt, und damit auch die Gl. (3) (3_a) (I_b) (II_b).

Lorentz setzt die Energie eines mit einer Electricitätsmenge e geladenen Metalles:

$$(b) \quad U = U_0 + W + U',$$

mithin den Wärmeverbrauch in dem Metall beim Uebergange eines Electricitätstheilchens de von einem Punkte von der Temperatur T zu einem Punkte von der Temperatur $T + dT$:

$$\sigma dT de = \frac{d}{dT} \left(\frac{dU'}{de} \right) dT de,$$

was mit (a), (2) und (3_a) übereinstimmt, wenn man setzt:

$$(c) \quad U' = e(\vartheta + h), \quad \text{mithin} \quad q = \frac{dU'_a}{de} - \frac{dU'_b}{de}.$$

Die Gl. (3) leitet Lorentz auf folgendem Wege ab. Es seien G_a und G_b zwei resp. aus den Metallen a und b bestehende Leiter von der Temperatur T , verbunden durch einen langen und dünnen, aus den Metallen a und b zusammengesetzten Draht, dessen Contactpunkt mit einem Wärme-

reservoir von der Temperatur T verbunden ist; dieselben befinden sich im electrostatischen Gleichgewicht und haben die Ladungen e_a und e_b und die Potentiale V_a und V_b . Durch eine mittelst äusserer Kräfte bewirkte Deformation wird die Capacität C_a von G_a um dC_a vergrössert, die von G_b um dC_b verkleinert, sodass $V_a dC_a = V_b dC_b = de$ ist; es geht dann die Electricitätsmenge de von G_b durch den Contact auf G_a über, sodass schliesslich die Potentiale wieder V_a und V_b sind; dabei wird aus dem Reservoir eine Wärmemenge dQ aufgenommen, und zwar am Contactpunkte, da bei Bewegung von Electricität innerhalb eines homogenen Leiters von constantem Potential und constanter Temperatur weder die electrostatische Energie W , noch der Theil U' der Gesammtenergie sich ändern kann; dQ muss also gleich der am Contactpunkt absorbirten Peltier'schen Wärme $IIde$ sein. Nun ist $W_a = \frac{1}{2} e_a V_a$, $e_a = C_a V_a$, also, da bei der Aenderung von C_a V_a als constant betrachtet werden darf, die dabei verbrauchte Arbeit der äusseren Kräfte:

$$dA_a = \delta W_a = \frac{1}{2} d\left(\frac{e_a^2}{C_a}\right) = -\frac{1}{2} \frac{e_a^2}{C_a^2} dC_a = -\frac{1}{2} V_a^2 dC_a = -\frac{1}{2} V_a de,$$

ferner die Aenderung der gesammten Energie nach (b):

$$dU_a = dW_a + \frac{dU'_a}{de} de = \frac{1}{2} V_a de + \frac{dU'_a}{de} de,$$

mithin die aufgenommene Wärme:

$$dQ_a = -dA_a + dU_a = \left(V_a + \frac{dU'_a}{de}\right) de, \quad \text{also:}$$

$$(d) \quad II = V_a + \frac{dU'_a}{de} - \left(V_b + \frac{dU'_b}{de}\right) = \chi + \eta,$$

übereinstimmend mit Gl. (3). Da χ und II von der Ladung, der Gestalt und Grösse der Leiter unabhängig, also bloss Functionen von T sind, so muss nach Gl. (d) dasselbe auch für η gelten, mithin auch für den auf ein einzelnes Metall bezüglichen Werth dU'/de , d. h. U' muss die Form $eF(T)$ haben, was nach Gl. (c) ebenfalls mit der Theorie von Duhem übereinstimmt.

Budde¹⁾ macht darauf aufmerksam, dass die bei diesem

1) Budde, l. c. p. 668.

Process vorkommenden Werthe von U' sich auf eine Oberflächenladung beziehen und daher wahrscheinlich von dem sich auf im Inneren der Leiter strömende Electricität beziehenden Werth verschieden seien, da „eine Oberflächenladung sicherlich nicht in dem Metalle, sondern in der aus der Luft adsorbirten Adhäsionshaut steckt, und daher der ihr entsprechende Werth von U' vorwiegend von diesem Isolator abhängt“; er unterscheidet daher die auf eine Oberflächenladung bezügliche Energie U'_w von der auf innere Electricität bezüglichen U'_i . Ich will diese Unterscheidung vorläufig beibehalten, obwohl sie sich später als wahrscheinlich unnöthig herausstellen wird. Setzen wir demnach:

$$(e) \quad U'_{ia} - U'_{ib} = q_i, \quad U'_{wa} - U'_{wb} = q_w,$$

und bezeichnen mit H die in einem electrischen Strome beim Uebergange der Electricitätseinheit von b nach a an der Contactstelle absorbirte Peltier'sche Wärme, so gibt der Lorentz'sche Process statt (d):

$$(f) \quad H + q_w - q_i = \chi + q_w,$$

$$\text{wo:} \quad q_w - q_i = \left(\frac{dU'_{wa}}{d\epsilon} - \frac{dU'_{ia}}{d\epsilon} \right) + \left(\frac{dU'_{ib}}{d\epsilon} - \frac{dU'_{wb}}{d\epsilon} \right)$$

die aufgenommene Wärme bezeichnet, wenn die Electricitätseinheit in a aus dem Inneren auf die Oberfläche und in b von der Oberfläche ins Innere geht; an Stelle der Gl. (3) tritt also:

$$(3_b) \quad H = \chi + q_i.$$

Ein weiteres Bedenken dagegen, ob dieser Werth von H mit der in einem geschlossenen Strom absorbirten Peltier'schen Wärme identisch sei, könnte sich daran knüpfen, dass bei dem beschriebenen Lorentz'schen Process $\chi = V_a - V_b$ die Contact-Potentialdifferenz zweier in electrostatischem Gleichgewicht befindlichen Leiter bezeichnet, welche möglicherweise von der in einem Stromkreis am Contactpunkt stattfindenden Potentialdifferenz $V'_a - V'_b$ verschieden sein könnte; wäre dies der Fall, und denkt man sich, wie Lorentz thut, die zwei mit G_a und G_b verbundenen Drähte an einen Stromkreis, z. B. einen Thermokreis, auf beiden Seiten des Contact-

punktes (a, b) angelegt, so könnte man entweder, falls G_a und G_b die Gleichgewichtspotentiale V_a und V_b haben, aus dem Lorentz'schen Process nichts über den Werth von Π im Strom schliessen; oder wenn G_a und G_b die Potentiale V_a' und V_b' hätten, so würden sie nicht in electrostatischem Gleichgewicht sein, man könnte also nicht durch Aenderung der Capacitäten Electricität von G_b nach G_a hinübertreiben. Dieses Bedenken erscheint insofern berechtigt, als wir über die in einem Hydro- oder Thermoström an den einzelnen Contacts herrschenden factischen Potentialdifferenzen aus der Beobachtung nichts wissen; in einem Hydroström ist bekanntlich die bei geschlossener oder offener Kette beobachtete electromotorische Kraft ganz unabhängig von den beim Contact je zweier Bestandtheile der Kette beobachteten Gleichgewichtspotentialdifferenzen — was sich auch aus der von Duhem aufgestellten Theorie der Hydroströme ergibt —; und bei einem Thermoström lehrt uns die Gl. (I) oder (I^a) nichts über den Zusammenhang der electromotorischen Gesamtkraft mit den factischen Potentialdifferenzen an den Contactpunkten und über den Zusammenhang dieser mit den Gleichgewichtspotentialdifferenzen; dass die Grössen $\Pi(T_1)$ und $\Pi(T_2)$ nicht mit den letzteren identisch sind, ist durch die Beobachtung bewiesen. Nehmen wir aber die von Duhem¹⁾ aufgestellte Theorie des galvanischen Stromes an, so gibt uns diese über die obige Frage Aufschluss. Denken wir uns nämlich in einem geschlossenen Hydro- oder Thermoström in zwei sich berührenden Metallen a und b zwei unendlich nahe Querschnitte 1 und 2 und bezeichnen mit V_1 und V_2 die hier wirklich stattfindenden Potentiale, so ist nach Duhem die beim Uebergang einer Electricitätseinheit von 1 nach 2 durch den Contact erzeugte nicht compensirte Arbeit oder Wärme $= V_1 + \vartheta_a - (V_2 + \vartheta_b)$; andererseits aber ist dieselbe gleich der in diesem Leiterstück durch die durchgehende Electricitätseinheit im Strom erzeugten galvanischen Wärme, also unendlich klein, mithin ist $V_1 - V_2 = \vartheta_b - \vartheta_a = \chi$, d. h. die factische Potentialdifferenz

1) Duhem, Le potentiel thermodynamique.

im Strom ist dieselbe, als wenn die zwei sich berührenden Metalle sich in electrischem Gleichgewicht befänden. Danach ist — mit der oben erwähnten Modification — der Lorentz'sche Schluss berechtigt, und Gl. (3_b) gibt die wirklich im Strom absorbirte Peltier'sche Wärme.

Lorentz vermeidet die Anwendung der Gl. (α) auf den Thermostrom, woraus wir oben die Gl. (II) abgeleitet haben, und zwar aus dem Grunde, weil die Gl. (α) sich nur auf einen reversiblen Process bezieht, während die im Thermostrom vorkommende Wärmeleitung ein irreversibler Process ist. Dieses Bedenken scheint mir nicht begründet. Denn die Wärmeproduction an den Contactstellen und die Thomson'sche Wärmeproduction ist ein reversibler Process, mithin auch die gesamte Wärmeabgabe nach aussen, wenn man, was zur Ableitung der Gl. (II) genügt, die Stromstärke als unendlich klein, mithin die irreversible, Joule'sche Wärmeproduction als ein unendlich Kleines zweiter Ordnung annimmt, und wenn man die Wärmeeaufnahme an der warmen und die Wärmeabgabe an der kalten Contactstelle, welche zur Erhaltung constanter Temperaturen an diesen Stellen nöthig ist, vernachlässigt; dass neben diesem reversiblen Process noch ein irreversibler, nämlich Wärmeleitung, nebenher läuft, kann die Anwendbarkeit der Gl. (α) auf den ersteren Process nicht beeinträchtigen. Indessen gelangt Lorentz dadurch, dass er an Stelle des Thermostromes einen vollkommen reversiblen Kreisprocess setzt, zu einer — abgesehen von der oben besprochenen eventuellen Modification — meines Erachtens unanfechtbaren Gleichung, welche neben der Gl. (II) bestehen muss. Er betrachtet nämlich einen Thermokreis aus zwei Metallen a und b , deren Contactpunkte die Temperaturen T und $T + dT$ haben und mit zwei Wärmereservoiriren von denselben Temperaturen verbunden sind; die zwei schon oben betrachteten „Uebertrager“ G_a und G_b stehen mit zwei Gasmassen in Verbindung, durch deren Compression oder Dilatation ihre Temperatur adiabatisch geändert werden kann. Zuerst werden G_a und G_b , welche die Temperatur T haben, durch Drähte aus denselben Metallen mit zwei dem Contact T benachbarten Punkten verbunden und durch Aenderung ihrer Capacitäten

eine Electricitätsmenge de von G_b auf G_a hinübergetrieben, wobei die Uebertrager nach Gl. (d) eine Wärmemenge $\chi + q_w$ aus dem ersten Reservoir aufnehmen; dann werden die Uebertrager abgetrennt und ihre Temperatur adiabatisch auf $T + dT$ gebracht, wodurch zugleich ihre Potentiale die am zweiten Contact herrschenden Werthe annehmen; darauf werden sie mit dem zweiten Contact verbunden und durch Aenderung ihrer Capacitäten de wieder von G_a auf G_b getrieben; dann werden sie wieder abgetrennt und ihre ursprünglichen Temperaturen und Potentiale adiabatisch wieder hergestellt; schliesslich werden sie mit dem ersten Wärmereservoir verbunden und durch Druckänderung auch die ursprünglichen Volumina ihrer Gasmassen wieder hergestellt. Da die Uebertrager hierbei einen umkehrbaren Kreisprocess durchgemacht haben, so lässt sich die Gl. (a) anwenden; hinsichtlich der Ableitung verweise ich auf die Abhandlung, in welcher aber, da hier nur Oberflächenladungen vorkommen, überall U'_w statt U' zu setzen ist. Es ergibt sich so die Gl. (A) p. 150 der Lorentz'schen Abhandlung, nämlich $q = T d\chi / dT - \chi$, oder mit der erwähnten Modification.

$$(4) \quad q_w = T \frac{d\chi}{dT} - \chi.$$

Will man den obigen Nachweis, dass die Gleichgewichtspotentialdifferenz der Uebertrager mit der im Strom an den Contactstellen herrschenden Potentialdifferenz identisch ist, nicht gelten lassen, so muss man sich statt des Thermokreises ein Paar von Drähten a, b von der Temperatur T und ein davon isolirtes Paar aus denselben Metallen von der Temperatur $T + dT$ denken und auf dieses System den Lorentz'schen Process anwenden; man erhält dann wieder die Gl. (4), worin χ die Gleichgewichtspotentialdifferenz bezeichnet; bedeutet ferner $\Pi_w de$ die Wärme, welche an der Contactstelle zweier in electrischem Gleichgewicht befindlichen Metalle a und b erzeugt wird, wenn man durch Veränderung der Capacitäten oder durch einen Inductionsstrom, der in einem aus ihnen gebildeten geschlossenen Kreise erzeugt wird, eine Electricitätsmenge de von a nach b hinübertreibt, so erhält man nach Gl. (f) statt (3_b) die Gleichung:

$$(g) \quad H_w = \chi + q_w = T \frac{d\chi}{dT}.$$

Ueber einen Thermostrom lässt sich dann aus dem Lorentz'schen Process nichts über die Gleichungen (I) und (II) Hinausgehendes schliessen.

Nimmt man dagegen die im Thermostrom vorkommenden Potentialdifferenzen als identisch mit den Gleichgewichtspotentialdifferenzen an, so gilt die Gl. (3_b); ferner muss nach dem oben Bemerkten auch die Gl. (II) oder:

$$\frac{dq_i}{dT} = \frac{dH}{dT} - \frac{H}{T}$$

gültig sein, welche mittelst (3_b) übergeht in:

$$q_i = T \frac{d\chi}{dT} - \chi,$$

woraus nach Gl. (4) folgt:

$$(5) \quad q_w = q_i = q.$$

Unter der Voraussetzung also, dass die im Thermostrom an den Contactstellen stattfindenden Potentialdifferenzen mit den Gleichgewichtspotentialdifferenzen χ bei denselben Temperaturen identisch sind, lassen sich sämtliche im Thermostrom vorkommende Grössen durch χ ausdrücken, indem sich die Gleichungen (I_a), (II), (3_b), (4) folgendermassen schreiben lassen:

$$(A) \quad E = \chi(T_1) - \chi(T_2) \quad \text{oder:}$$

$$(A') \quad E = H(T_1) - H(T_2) + \int_{T_1}^{T_2} (\sigma_a - \sigma_b) dT = - \int_{T_1}^{T_2} \frac{H}{T} dT,$$

$$(B) \quad H = \chi + q = T \frac{d\chi}{dT}, \quad \text{wo} \quad q = \frac{dU_a'}{de} - \frac{dU_b'}{de},$$

$$(C) \quad \sigma_a - \sigma_b = \frac{dq}{dT} = \frac{dH}{dT} - \frac{H}{T} = T \frac{d^2\chi}{dT^2}.$$

Diese Gleichungen stimmen mit den oben aus der Theorie von Duhem abgeleiteten überein, ebenso mit den von Lorentz aufgestellten; nur haben wir hier die Gl. (A) aus dem zweiten Hauptsatz der mechanischen Wärmetheorie abgeleitet, während sie bei Lorentz als Hypothese erscheint. Ferner ist unter der obigen Voraussetzung nach Gl. (g) die an einem

Gleichgewichtscontact erzeugte Peltier'sche Wärme gleich der in einem Strom an dieser Contactstelle erzeugten.

Die Gl. (A) ist bekanntlich von Avenarius¹⁾ für solche Fälle, wo E als eine quadratische Function von T_1 und T_2 betrachtet werden kann, experimentell bestätigt worden. Aus dieser Gleichung aber zu schliessen, dass die electromotorische Kraft des Thermoströmes nur an den Contactstellen ihren Sitz habe, wie Lorentz (p. 159) thut, scheint mir nicht völlig gerechtfertigt; denn dieser Schluss beruht auf der unbewiesenen Annahme, dass der einer einzelnen Contactstelle entsprechende Theil der electromotorischen Gesamtkraft gleich der daselbst herrschenden Potentialdifferenz sei; lässt man diese Annahme fallen, so könnte man mit demselben Recht aus der zweiten Form von E in Gl. (A') schliessen, dass die electromotorische Kraft nur in den homogenen Theilen ihren Sitz habe, wie bekanntlich Kohlrausch annimmt, und aus der ersten, dass dieselbe theils an den Contactstellen, theils in den homogenen Theilen entspringe. Letztere Annahme macht bekanntlich Budde in seiner auch von Clausius adoptirten Theorie; er nimmt nämlich $II(T_1)$ und $II(T_2)$ als die electromotorischen Kräfte an den Contactstellen an, setzt aber in seiner letzten, oben erwähnten Abhandlung im Anschluss an die Gleichung $II = \chi + q$ von Lorentz voraus, dass diese electromotorischen Kräfte keine blossen Potentialdifferenzen sind, also nicht aus rein electrischen Kräften entspringen; dann muss nothwendig der zweite Theil $\int_{T_1}^{T_2} (\sigma_a - \sigma_b) dT$ in Gl. (A') eine in den homogenen Theilen wirksame electromotorische Kraft sein. Um diese zu erklären, setzt er $II = T(\psi_a - \psi_b)$, welcher Ausdruck der Form nach mit Gl. (B) übereinstimmt; dann wird nach Gl. (C):

$$\sigma_a - \sigma_b = T \frac{d}{dT} \left(\frac{II}{T} \right) = T \left(\frac{d\psi_a}{dT} - \frac{d\psi_b}{dT} \right) dT,$$

$$\text{also: } E = II(T_1) - II(T_2) + \int_{T_1}^{T_2} T \frac{d\psi_a}{dT} dT + \int_{T_2}^{T_1} T \frac{d\psi_b}{dT} dT,$$

1) Avenarius, Pogg. Ann. 122. p. 193. 1864. Vgl. Wüllner, Physik. 3. Aufl. 4. p. 528.

und man kann nun $T d\eta_a/dT \cdot dT$ als eine electromotorische Kraft von derselben Art wie Π ansehen, welche innerhalb des Metalles a zwischen zwei Querschnitten von verschiedener Temperatur infolge einer durch die Temperaturverschiedenheit hervorgerufenen Structurverschiedenheit wirkt. Allerdings erscheint aber die Annahme von Lorentz weit natürlicher; denn die in der angegebenen Weise modificirte Budde'sche Theorie bleibt die Erklärung dafür schuldig, weshalb die electromotorische Kraft an einem Gleichgewichtscontact $= \chi = V_a - V_b$ ist, dagegen an einem Contact im Thermostrome noch einen Zuwachs q erhält, oder weshalb die Peltier'sche Wärme Π , welche nach dem obigen in beiden Fällen $= \chi + q$ ist, im zweiten Falle gleich der am Contact wirkenden electromotorischen Kraft ist, im ersten dagegen nicht.

Die Gl. (5) oder $U'_w = U'_i$ ist zufolge der Gl. (f) identisch mit der Bedingung, dass in einem Leiter, auf welchem sich die Electricität im Gleichgewicht befindet, d. h. in einem Raume von constantem Potential, beim Uebergange eines Electricitätstheilchens aus dem Inneren auf die Oberfläche keine Arbeit geleistet wird. Dies lässt sich erklären, wenn man annimmt, dass, sowie W die potentielle Energie der Ladung bezeichnet, U' derjenige Theil der kinetischen Energie der Electricität ist, welcher sich durch Uebertragung auf die Körpermoleculé in Energie der Wärmebewegung umsetzt; bewegt sich also ein Electricitätstheilchen in einem Raume von constantem Potential, so bleibt seine kinetische Energie ungeändert, mithin wahrscheinlich auch der in Wärmeenergie umsetzbare Theil derselben, also auch das für eine bestimmte Temperaturerhöhung von aussen zuzuführende Quantum von Wärmeenergie, mag nun das Electricitätstheilchen sich innerhalb des homogenen Theiles des Leiters bewegen oder nach der Ansicht von Budde auf eine gasförmige Oberflächenschicht übergehen.

Strassburg, im März 1888.