

Cadmiums mit starker Säure abgefressen wurde. Die Oberfläche hatte dann wieder ein dem Quecksilber ähnliches Aussehen, und der Werth der electromotorischen Kraft wurde ungefähr der ursprüngliche. So wurde z. B. das zu Nr. 1 gehörende amalgamirte Cadmium in dieser Weise behandelt, und e_2 wurde dann gleich $-0,0398$ D. und nach einiger Zeit wieder $-0,0059$ D.

Aus diesen Versuchen wird man wohl berechtigt sein, zu schliessen:

In einer concentrirten neutralisirten Lösung von Cadmiumsulfat verhält sich das amalgamirte Cadmium negativ gegen das unamalgamirte Cadmium, und zwar ist der Potentialunterschied beider unmittelbar nach der Amalgamation ziemlich bedeutend, nimmt aber mit der Zeit ab, bis eine gewisse Grenze erreicht ist.

Berlin, Physik. Inst., August 1883.

IV. Ueber die Wärme, welche durch periodisch wechselnde magnetisirende Kräfte im Eisen erzeugt wird; von E. Warburg und L. Hönig.

(Festschrift der 56. Versamml. deutscher Naturforscher und Aerzte; mitgetheilt von den Hrn. Verf.)

(Hierzu Taf. VIII Fig. 8—11.)

In einer Eisenmasse, welche man periodisch wechselnden magnetisirenden Kräften unterwirft, entsteht Wärme, und es ist diese Wärme von verschiedenen Physikern gemessen worden.¹⁾

1) Joule, *Phil. Mag.* **23.** p. 263, 347, 435. 1843. — Van Breda, *Compt. rend.* **21.** p. 961. 1846; *Pogg. Ann.* **68.** p. 552. 1846. — Grove, *Phil. Mag.* **35.** p. 153. 1849; *Pogg. Ann.* **78.** p. 567. 1849. — Edlund, *Pogg. Ann.* **123.** p. 205. 1864. — Villari, *Nuovo Cimento*, (2), **4.** p. 287, 389. 1870. — Herwig, *Wied. Ann.* **4.** p. 177. 1878. — Cazin, *Ann. ch. et phys.* (5) **6.** p. 493—554. 1875. — Trowbridge, *Proc. of the Americ. Academy of Arts and Science*, new ser. **6.** Boston 1879. p. 114—121. 1879. — Pilleux, *Compt. rend.* **94.** p. 946. 1882.

Denkt man sich den periodischen Wechsel der magnetisirenden Kraft durch periodische Bewegung permanenter Magnete hervorgebracht¹⁾ und nimmt an, dass ausser der betrachteten Eisenmasse keine Leiter der Electricität gegenwärtig seien, so erkennt man, dass die im Eisen erzeugte Wärme das Aequivalent der Arbeit A ist, welche aufgewendet wurde, um den periodischen Wechsel der magnetisirenden Kraft hervorzubringen. Es ist dabei die unseren Erfahrungen entsprechende Annahme gemacht, dass, wenn die magnetisirende Kraft einen Cyclus von Werthen durchlaufen hat, der Zustand der Eisenmasse dann unverändert geblieben ist, wenn durch Entziehung der producirten Wärmemenge die durch den Cyclus hervorgebrachte Temperaturerhöhung aufgehoben wird.

Jene Arbeit A lässt sich durch einen Ausdruck angeben, welcher sehr einfach ist in dem hier zu betrachtenden Fall, in welchem die magnetisirende Kraft über die Eisenmasse hin constant ist und sich während des Cyclus nur der Grösse und nicht der Richtung nach ändert. Sei nämlich k der Werth der magnetisirenden Kraft und m die Componente des magnetischen Momentes nach der Richtung von k , so ist:

$$(1) \quad A = - \int m dk,$$

wo das Integral über den Cyclus hin von dem Anfangswerthe von k bis zu dem gleichen Endwerth hin zu erstrecken ist.

Nehmen wir den Bedingungen der Versuche entsprechend an, dass der Cyclus in zwei Theile zerfällt, in deren erstem k im Wachsen, in deren zweitem es im Abnehmen begriffen ist, so wäre $A = 0$, wenn das Moment m für dasselbe k dasselbe wäre, mag k im Wachsen oder im Abnehmen begriffen sein. Drei Ursachen bewirken jede für sich, dass für dasselbe k m grösser bei abnehmendem, als bei wachsendem k ist, dass folglich A einen positiven Werth erhält. Stellt man daher m als Function von k graphisch dar und nimmt

1) Warburg, Freiburg. Ber. 8. Heft 1. p. 1. 1880; Wied. Ann. 13. p. 141. 1831.

an, dass am Ende des Cyclus mit k auch m seinen ursprünglichen Werth wieder angenommen hat, so erhält man eine geschlossene Curve, und die von dieser begrenzte Fläche stellt A dem absoluten Werthe nach dar.

Von den genannten drei Ursachen ist die erste die Eigenschaft des Eisens, welche man die Coërcitivkraft nennt, und diese ist allein wirksam, wenn die Aenderung der magnetisirenden Kraft in dem Cyclus unendlich langsam vor sich geht. Für diesen Fall, nämlich für unendlich langsame Aenderung der magnetisirenden Kraft, kann man, wie ich a. a. O.¹⁾ gezeigt habe, A und somit die producirte Wärme durch statisch magnetische Versuche messen. Wir wollen im Folgenden allgemein die von der Coërcitivkraft allein herührende Wärme die magnetische Frictionswärme nennen. Ob die magnetische Frictionswärme sich ändert, wenn der Cyclus mit endlicher Geschwindigkeit durchlaufen wird, und in welcher Weise sie von der Geschwindigkeit abhängt, lässt sich a priori nicht sagen und muss durch das Experiment entschieden werden.

Die zweite Ursache ist die Eigenschaft des Eisens, den electricischen Strom zu leiten, und diese tritt in Wirksamkeit, wenn die Aenderung der magnetisirenden Kraft in dem Cyclus mit endlicher Geschwindigkeit erfolgt. Es bilden sich dann durch den Wechsel der magnetisirenden Kraft und besonders durch den von diesem bedingten wechselnden magnetischen Zustand des Eisens Ströme in der Masse desselben, welche beim Ansteigen der magnetisirenden Kraft das Ansteigen des magnetischen Momentes und beim Abfall der magnetisirenden Kraft den Abfall des magnetischen Momentes verzögern. Eine Folge davon ist, dass m für dasselbe k grösser ist bei fallendem als bei steigendem k . Die von der electricischen Leitungsfähigkeit des Eisens herrührende Wärme wollen wir die electromagnetische Wärme nennen.

Die dritte Ursache, auf welche ich durch einen Aufsatz

1) Warburg, Freiburg. Ber. 8. 1. p. 1. 1880; Wied. Ann. 13. p. 141. 1881.

von J. A. Ewing¹⁾ aufmerksam gemacht wurde, ist die Eigenschaft des Eisens, nach welcher die Magnetisirungszahl desselben mit der Temperatur veränderlich ist. Nach dem Carnot'schen Princip ergibt sich hieraus, wie W. Thomson gezeigt hat²⁾, dass beim Magnetisiren eine Wärmeproduction oder Wärmeabsorption eintritt, je nachdem die Magnetisirungszahl mit wachsender Temperatur ab- oder zunimmt. Lässt man nun eine Eisenmasse, deren Zustand von zwei Variablen, nämlich der Temperatur t und der nur der Grösse nach variablen magnetisirenden Kraft k abhängt, einen Kreisprocess durchmachen, so wird im allgemeinen das Integral $-\int m dk$ aus dem erwähnten Grunde einen positiven Werth haben und nur $= 0$ sein, wenn für den Cyclus eine feste Relation $f(t, k) = 0$ zwischen t und k besteht, wenn also z. B. der Kreisprocess bei constanter Temperatur oder ohne Wärmeaustausch mit der Umgebung vor sich geht.

Aus den gemachten Auseinandersetzungen ergeben sich folgende Aufgaben:

1) Die durch den periodischen Wechsel der Magnetisirung producirte Wärme in Calorien mit Schärfe zu messen und in die drei Theile zu zerlegen, welche jeder der drei Ursachen der Wärmeproduction zufallen.

2) Den Antheil der beobachteten Wärme, welcher der magnetischen Frictionswärme zufällt, zu vergleichen mit der durch statische Versuche bestimmten magnetischen Frictionswärme für unendlich kleine Geschwindigkeit.

Durch Versuche von F. Himstedt³⁾ über die Dämpfung schwingender Magnete durch Eisenplatten ist indirect erwiesen, dass bei sehr langsamer Aenderung der Magnetisirung (Dauer des Cyclus 20'') die magnetische Frictionswärme unabhängig ist von der Geschwindigkeit, mit welcher die Aenderung der Magnetisirung erfolgt. Ob aber, wenn die Aenderung der Magnetisirung in einem kleinen Bruchtheil einer Secunde erfolgt — wie z. B., wenn ein magnetisirender Strom

1) J. A. Ewing, Proc. Roy. Soc. 24. Nr. 220. p. 39. 1882.

2) W. Thomson, Phil. Mag. (5) 5. p. 25. 1878.

3) F. Himstedt, Wied. Ann. 14. p. 433. 1881.

geschlossen oder unterbrochen wird — die Unabhängigkeit der magnetischen Frictionswärme von der Geschwindigkeit bestehen bleibt, lässt sich ohne Experiment nicht entscheiden. Es ist daher gerade dieser Fall in der vorliegenden Arbeit der Untersuchung unterzogen worden. Die experimentellen Bestimmungen wurden von Hrn. L. Hömig im hiesigen Laboratorium gemacht.

§ 2. Gerade Eisenstäbe oder aus lackirten Eisendrähten oder Blechen gebildete Bündel befanden sich axial in einer Magnetisirungsspirale, deren Strom durch einen eingeschalteten, von einer besonderen Kette getriebenen Interruptor abwechselnd geschlossen und unterbrochen wurde. Dabei konnte durch passende Aenderung der Drahtverbindungen am Interruptor bewirkt werden, dass bei einer Schwingung des Interruptors entweder der Strom einmal geschlossen und einmal unterbrochen wurde, oder derselbe einmal geschlossen, unterbrochen und dann noch einmal in entgegengesetztem Sinne geschlossen und wieder unterbrochen wurde. Fig. 8 und 9 zeigen schematisch den Verlauf der magnetisirenden Kraft während eines Cyclus (Interruptorschwingung OA) in beiden Fällen.

Der erste Cyclus soll ein einfacher, der zweite ein Doppelcyclus heissen. Die Zahl der ganzen Schwingungen des Interruptors betrug 63 in 15", konnte also durch Abzählen bestimmt werden.

Mit jedem Draht oder Drahtbündel wurden nun nach dem obigen Plane vier Bestimmungen ausgeführt: Erstens die in den beiden Fällen 1 und 2 in einem Cyclus producirte Wärme calorimetrisch gemessen. Zweitens die Arbeitswerthe \mathcal{A}_1 und \mathcal{A}_2 der den Cyclen 'entsprechenden magnetischen Frictionswärmen für unendlich kleine Geschwindigkeit magnetometrisch bestimmt.

§ 3. Die Bestimmung der Arbeitswerthe \mathcal{A}_1 und \mathcal{A}_2 wurde in der Weise ausgeführt, welche ich in einer früheren Arbeit¹⁾ beschrieben habe, und es ist darüber nur noch hin-

1) E. Warburg, Freiburg. Ber. 8. p. 1. 1880; Wied. Ann. 13. p. 141. 1881.

zuzufügen, dass bei den entsprechenden Versuchen des Hrn. Hönig nicht die Magnetisirungsspirale von 346 Windungen, 9,5 cm Durchmesser und 21,7 cm Länge benutzt wurde, welche zu den calorimetrischen Versuchen diente, sondern eine von 1979 Windungen und 50 cm Länge. Das Maximum der Stromintensität wurde dabei entsprechend kleiner genommen, so dass der grösste absolute Werth, bis zu welchem das magnetische Moment anstieg, in den calorimetrischen und magnetometrischen Versuchen der gleiche war. Da die Länge der symmetrisch zu den Spiralenenden eingelegten Drähte nur 12 cm betrug, so war das benutzte Magnetfeld sehr nahe homogen. Es wurden nun bei den magnetometrischen Versuchen für auf- und absteigende Werthe von k die Werthe des Momentes in der Richtung von k bestimmt und der Flächeninhalt der Arbeitscurven durch mechanische Quadratur ermittelt.

§. 4. Erheblich grössere Schwierigkeiten bot die Bestimmung der bei dem Spiel des Interruptors producirten Wärmemenge dar. Von vorn herein erschien es für die Erzielung genauer Resultate unerlässlich, dass eine Einwirkung der in der Magnetisirungsspirale selbst producirten Wärme auf den calorimetrischen Apparat gänzlich ausgeschlossen sei, da im Vergleich zu dieser Wärme die zu messende äusserst klein war. Dies wurde in sehr vollständiger Weise durch eine Anordnung erreicht, welche von Schuller und Wartha¹⁾ beschrieben worden ist. Das Gefäss G des Calorimeters mit den Eisendrähten (s. Fig. 10) befand sich in einem mit eiskaltem Wasser W gefüllten, doppelwandigen, lackirten Zinkblechgefäss Z_1 , dessen innere Wandung mit einem etwa 2 cm dicken, aus reinem Wasser gebildeten Eiscylinder E ausgekleidet war. Dieser Eiscylinder wurde dadurch erzeugt, dass in das mit reinem Wasser gefüllte Gefäss Z_1 ein mit Kältemischung gefüllter Zinkcylinder von passender Weite eingeführt ward, während auch das Gefäss Z_1 in Kältemischung stand. Die Magnetisirungsspirale S befand sich zwischen den doppelten Wandungen des Zinkcylinders Z_1

1) Schuller u. Wartha, Wied. Ann. 2. p. 360. 1877.

und die Enden der Spirale traten bei L heraus. Z_1 war durch einen Deckel verschlossen, durch den die Röhren Q und V des Calorimeters hindurchtraten; er stand in einem weiteren Zinkblechgefäß Z_2 , und der Zwischenraum zwischen Z_1 und Z_2 war mit reinem fein geschabten Eis angefüllt. Z_2 endlich stand in einer grossen mit Eis gefüllten Kiste K , über deren Eise nur die Theile Q , V , T und die Enden des Spiraldrahtes sichtbar waren.

Wurde unter diesen Umständen der magnetisirende Strom geschlossen gehalten, so blieb die Einstellung des Calorimeters, welches im wesentlichen ein sehr empfindliches Aetherthermometer darstellte, absolut constant. Dabei entsprach eine Veränderung der Einstellung um einen Scalentheil (Millimeter) etwa $\frac{1}{5000}^\circ$.

§ 5. Bei der Wahl des Calorimeters musste berücksichtigt werden, dass die totale zu messende Wärmemenge in einigen Fällen bis auf 0,05 Grammc calorien herabsank; es musste also jedenfalls gefordert werden, dass 0,001 Grammc calorien noch geschätzt werden könnten. Es sollte zu den Versuchen ein Dilatationscalorimeter benutzt werden; so nenne ich ein Calorimeter, bei welchem die zu bestimmende Wärmemenge einer calorimetrischen Substanz zugeführt und durch deren (positive oder negative) Dilatation gemessen wird. Die Dilatation rührt entweder daher, dass, wie z. B. bei dem Bunsen'schen Eis calorimeter, die calorimetrische Substanz eine Aenderung ihres Aggregatzustandes, oder daher, dass sie eine Temperaturerhöhung erfährt. In beiden Fällen können wir die Volumänderung v in Cubikcentimetern, welche der zugeführten Wärme w in Grammc calorien entspricht:

$$(2) \quad v = w \cdot e$$

setzen. e , die einer Grammc calorie entsprechende Volumenänderung, ist die theoretische Empfindlichkeit. Die Volumenänderung v wird gemessen durch die Verschiebung eines Flüssigkeitsfadens in einer engen Röhre, dem Scalenrohr. Sei γ das Volumen in Cubikcentimetern, das 1 mm des Scalenrohres entspricht, δ die v entsprechende Längsverschiebung in Millimetern, so ist:

$$(3) \quad v = \gamma \cdot \delta, \quad \delta = w \cdot \frac{e}{\gamma} = w \cdot \varepsilon.$$

ε , die Längsverschiebung in Millimetern für eine Gram-calorie, ist die praktische Empfindlichkeit. Dieselbe ist um so grösser, je kleiner γ , oder je enger das Scalenrohr. Die Grenze, bis zu welcher der Durchmesser des Scalenrohres ohne Nachtheil vermindert werden kann, ist aber bei den verschiedenen Methoden aus praktischen Gründen eine verschiedene. Verstehen wir daher in Gleichung (3) unter γ den kleinsten Werth, welchen man jedesmal dieser Grösse geben darf, so ist ε die praktische Empfindlichkeit eines Calorimeters, in welchem die betreffende Substanz benutzt wird.

Für das Bunsen'sche Eiscalorimeter ist:

$$(4) \quad e = \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{\lambda},$$

wo λ die latente Schmelzwärme des Eises, σ_1 und σ_2 die specifischen Volumina des Eises und des Wassers von 0° bedeuten.

Ein Dampfcalorimeter könnte man ein Calorimeter nennen, bei welchem die zu bestimmende Wärmemenge, verwandt um unter constantem Drucke eine tropfbare Flüssigkeit, etwa Wasser von 0° , zu verdampfen, durch die Volumenänderung beim Verdampfen gemessen würde. Für ein solches Wasserdampfcalorimeter würde auch der Ausdruck (4) gelten, wenn unter λ die latente Verdampfungswärme bei 0° und unter σ_2 und σ_1 die specifischen Volumina des tropfbaren und dampfförmigen Wassers unter dem Drucke der Sättigung verstanden werden.

Für ein Calorimeter, bei welchem die zu messende Wärme verwandt wird, um die Temperatur der calorimetrischen Substanz zu erhöhen, hat man, abgesehen von der Correction wegen Wärmeverlustes:

$$(5) \quad e = \frac{\alpha}{c \cdot \Delta},$$

wo α den Ausdehnungscoefficienten, c die specifische Wärme und Δ die Dichte bedeutet.

Was die zulässigen Werthe von γ bei den verschiedenen

Methoden betrifft, so zeigten sich beim Bunsen'schen Eis-calorimeter schon für $\gamma = 0,000\ 064\ 1$ ccm Nachtheile durch die Trägheit des Quecksilberfadens.¹⁾

Beim Luftcalorimeter muss man einen beiderseits begrenzten Flüssigkeitsindex anwenden, etwa einen dünnen Aetherfaden hinter einem dickeren Petroleumfaden. Schon für $\gamma = 0,000\ 135$ ccm musste wegen der Trägheit des Fadens durch Klopfen nachgeholfen werden.

Bei einem Aethercalorimeter, dessen ganz mit Aether gefülltes Gefäss sich in eine Capillare mit $\gamma = 0,000\ 014\ 23$ ccm fortsetzte, wurde noch gar keine Trägheit des Fadens beobachtet. Nach diesen Angaben ist die folgende Tabelle zusammengestellt, welche eine Uebersicht der theoretischen (e) und praktischen (ϵ) Empfindlichkeit verschiedener Dilatations-calorimeter gibt.

Tabelle I.

	e	γ	ϵ
Wasser 0°	0,00014	0,000 014 23	9,85
Eiscalorimeter	0,0014	0,000 077 33	14,7
Aether 0°	0,0040	0,000 014 23	281
Luft	11,9	0,000 135	88148
Wasserdampfc calorimeter 0°	338,8	—	—

Die Empfindlichkeit des Eiscalorimeters in seiner bisherigen Form erweist sich hiernach für unseren Zweck zu klein; da ferner Drähte von 12 cm Länge dem Versuche unterworfen werden sollten, so hätte man dem Calorimeter eine unverhältnissmässige Länge geben müssen, wenn nicht wesentliche Vortheile derselben verloren gehen sollten.

Bemühungen, ein Dampfc calorimeter zu construiren, blieben erfolglos.

Cazin²⁾ hat zu Bestimmungen der vorliegenden Art ein Luftcalorimeter benutzt. Hr. Hönig hat systematische Ver-

1) Vgl. Bunsen, Pogg. Ann. 141. p. 1. 1870. Vielleicht könnte man diesen Uebelstand dadurch vermindern, dass man hinter einem weiteren, mit Quecksilber gefüllten Rohr ein engeres mit einem Aetherfaden als Index anbringt.

2) Cazin, Ann. de chim. et de phys. (5) 6. p. 493—554. 1875.

suche mit verschieden gebauten, auch nach der Differentialmethode eingerichteten Luftcalorimetern angestellt, aber keine constanten Resultate erlangen können. Als Ursache der variablen Angaben eines solchen Instrumentes stellten sich geringe Feuchtigkeitsmengen heraus, wie sie bei Versuchen der vorliegenden Art sehr schwer zu vermeiden sind. Wie grosse Fehler kleine bei Wärmezufuhr verdampfende Flüssigkeitsmengen bedingen können, geht aus der äusserst grossen Empfindlichkeit des Dampfcalorimeters hervor (s. Tab. I).

Ein Aethercalorimeter, dessen Empfindlichkeit nach Tab. I hinreichend gross genug gemacht werden kann, ergab sich schliesslich als das den vorliegenden Anforderungen am meisten entsprechende Instrument. Die Angaben desselben erwiesen sich bei passender Construction als völlig constant; auch die Correction wegen des Wärmeverlustes liess sich bestimmen, allerdings nicht mit der den sicheren Angaben selbst entsprechenden Schärfe.

§ 6. Das Calorimeter (s. Fig. 10) stellt in seinen wesentlichen Theilen ein grosses Aetherthermometer dar, dessen etwa 50 ccm fassendes Gefäss *G* sich in eine Capillare *C* von 0,0673 mm Radius fortsetzt; 1 mm der Capillare entspricht 0,000 014 23 ccm. Die Bewegungen des Aethermeniskus werden an der transparenten, von hinten beleuchteten Scala *T* mit Lupe beobachtet. Die zerbrechliche Capillare wird geschützt durch ein sie umgebendes Rohr *V*, welches mit seinem unteren Ende an das Gefäss *G* angeschmolzen ist. Durch eine über die Capillare gestülpte, nicht dicht schliessende Kappe wird der Aether hinreichend am Verdampfen gehindert. Die Eisenmassen, welche dem Versuche unterworfen wurden, befanden sich in der Axe des Gefässes *G*; sie waren zum Schutze gegen Angriff durch den Aether in einen sehr dünnwandigen zugeschmolzenen Glaszylinder *R* eingeschlossen und wurden in demselben durch ein wenig Glaswolle fixirt. Der Glaszylinder wurde durch angeschmolzene Zäpfchen *a* in der Axe des Gefässes *G* gehalten. An den Hals von *G* ist bei *P* ein U-förmig gebogenes Rohr *Q* mit dem Glashahne *H* angesetzt. Da Verschlüsse durch Kautschuk, Kork oder Glasschliffe hier gar nicht zu brauchen

sind, so wurde, um neue Eisenmassen einzuführen, jedesmal das Calorimeter von Aether entleert, das Gefäß *G* unten geöffnet und die alten Eisenmassen gegen die neuen vertauscht; sodann wurde unten wieder zugeschmolzen und das Calorimeter frisch mit Aether gefüllt. Dazu saugte man Luft aus dem oberen Ende der Capillare durch eine Luftpumpe heraus und zog Aether durch das Rohr *Q* ein.

Ist das Gefäß *G* ganz mit Aether gefüllt, so wird in *Q* Quecksilber eingegossen, bis dasselbe in dem einen Schenkel des U bis *m*, in dem anderen bis über den Hahn *H* reicht, und der überschüssige Aether oberhalb des Quecksilbers in *Q* entfernt. Oeffnet man den Hahn *H*, so wird durch den Druck des Quecksilbers der Aether in der Capillare in die Höhe getrieben. Hierdurch ist es erstens möglich, jede Luftblase zu entfernen, die am Eingange der Capillare sich bildet, und sodann den Meniskus in der Capillare durch Heben passend einzustellen. Steht er zu hoch, so wird etwas Aether durch Erwärmen und Verdampfen entfernt. Erst nachdem das seitliche Rohr *Q* angebracht war, ist das Calorimeter zu einem brauchbaren, leicht zu handhabenden Instrumente geworden.

§ 7. Bei den Versuchen wurde folgendermassen verfahren. Nachdem das Calorimeter eine unveränderliche Einstellung angenommen hatte, wurde der Interruptor in Thätigkeit gesetzt, eine passende Zeit hindurch (gewöhnlich 3 Minuten lang) in Bewegung gehalten und von Minute zu Minute der Stand des Aethermeniskus abgelesen. Die Ablesungen wurden, nachdem der Interruptor angehalten war, fortgesetzt, gewöhnlich so lange, bis der Meniskus seine Anfangsstellung wieder angenommen hatte. Fig. 11 (Curve *v'*) zeigt für einen Versuch die beobachtete Volumenvermehrung in ihrer Abhängigkeit von der Zeit. Man sieht, dass, nachdem der Interruptor angehalten worden war, noch eine weitere Volumenvermehrung in den nächsten zwei Minuten eintrat. Dies rührt daher, dass dann noch Wärme von dem Eisen durch das Glas hindurch dem Aether mitgeteilt wurde, und zwar in den ersten Minuten mehr Wärme, als dem Aether durch das umgebende Eiswasser entzogen wurde.

Würde nun während der Dauer des Versuches der Aether keine Wärme nach aussen abgeben, so würde die producirt Wärme w nach der Formel:

$$(6) \quad w = \frac{v \cdot c \cdot \Delta}{\alpha}$$

in der Bezeichnung der Gleichung (5) zu berechnen sein, wenn v die ganze beobachtete Volumenvermehrung bedeutet. Es findet aber während des Versuches eine Wärmeabgabe nach aussen an das Eiswasser statt, und es ist daher die beobachtete Volumenvermehrung v' kleiner als v . Um v aus v' zu finden, verfuhr man folgendermassen. Die Eisenmassen wurden aus dem Calorimeter entfernt und durch eine sehr dünnröhrtige Platinspirale von dem Durchmesser und der Länge des das Eisen umschliessenden Glasrohres ersetzt. Dieser Platinspirale konnte durch einen hindurchgeleiteten Strom eine passende Wärmemenge mitgetheilt werden. In diesem Falle kann man annehmen, dass in unmerklich kurzer Zeit die ganze producirt Wärme an den Aether abgegeben wird. Sollte nun z. B. die Wärmemenge bestimmt werden, welche während der vierten Minute des obigen Versuches nach aussen abgegeben wurde, bezüglich die dadurch erzeugte Volumenverminderung γ , so regulirte man zunächst die Stromintensität so, dass nach Ablauf der dritten Minute dieselbe Volumenvermehrung eingetreten war, wie nach Ablauf der dritten Minute des obigen Versuches. Am Ende der dritten Minute wurde dann der Strom unterbrochen und die in der nächsten Minute durch Abkühlung eintretende Volumenverminderung am Aethermeniskus beobachtet, sie sei γ_3 . Sodann wurde γ_4 bestimmt, dessen Bedeutung aus der Bedeutung von γ_3 folgt, und nun angenommen:

$$\gamma = \frac{\gamma_3 + \gamma_4}{2}.$$

Diese Annahme ist nicht ganz genau, weil bei gleicher mittlerer Temperatur der Aethermasse die Wärmevertheilung in dem Hauptversuche eine andere war, als in dem Hilfsversuche; die Correction wird nach der benutzten Methode zu gross ausfallen, weil in dem Hilfsversuche die Wärmewelle weiter fortgeschritten ist, als in dem Hauptversuche.

Es wurden nun die den verschiedenen Minuten entsprechenden Werthe von γ über derselben Zeitabszissenaxe wie die Werthe von v' aufgetragen und jene diesen hinzugefügt. Man erhielt so eine zweite Curve, welche als die Curve der v angesehen wurde; der dem höchsten Punkte dieser Curve entsprechende Werth von v wurde sodann in die Gleichung (6) eingeführt und aus ihr die gesuchte Grösse w berechnet.

Die Werthe α , c , Δ wurden für den benutzten Aether experimentell bestimmt, α durch ein Dilatometer, Δ durch das Pyknometer, c nach der Abkühlungsmethode.

§ 8. Von der ausführlichen Mittheilung der Versuchsergebnisse des Hrn. Hönig nehme ich hier Abstand, weil ich diese Resultate aus verschiedenen Gründen nur als provisoische betrachten kann. Es haben sich mir u. a. Zweifel an der Genauigkeit der für den benutzten Aether ermittelten Constanten ergeben, welche Zweifel nicht zu heben waren, da der benutzte Aether nicht mehr vorhanden war. Im ganzen und grossen aber möchte ich für die Richtigkeit der Resultate garantiren, da ich eine Versuchsreihe selbst vollständig durchgeführt und berechnet habe, und mein Resultat im ganzen mit dem des Hrn. Hönig übereinstimmte. Aus dem angeführten Grunde beschränke ich mich auf die Mittheilung der Endresultate, welche in der folgenden Tab. II vereinigt sind. Mit jedem Stabe oder Bündel wurden nach dem geschilderten Plane je zwei doppelte Versuchsreihen ausgeführt. Die erste Reihe (1) betrifft den einfachen Cyklus, in welchem die magnetisirende Kraft zwischen 0 und $+k$ variirte. F_1 bedeutet die durch statische Versuche bestimmte magnetische Frictionswärme für unendlich kleine Geschwindigkeit, W_1 die bei den Versuchen mit dem Interruptor calorimetrisch bestimmte Wärmemenge; beide Wärmemengen sind gerechnet für einen Cyklus und für das Gramm Eisen und angegeben in Milliontel Grammcalthorien. Die zweite Reihe (2) betrifft den entsprechenden Doppelcyklus, in welchem die magnetisirende Kraft zwischen $-k$ und $+k$ variirte. F_2 und W_2 haben für diesen Fall dieselbe Bedeutung, wie F_1 und W_1 für den ersten Fall. k war jedesmal wenig ver-

schieden von dem 170fachen der Horizontalcomponente der erdmagnetischen Kraft in Freiburg. In die Tabelle sind noch die Verhältnisse F_2/F_1 , W_2/W_1 , W_1/F_1 , W_2/F_2 aufgenommen. Es bedeutet N die Anzahl der Drähte im Bündel, μ die Masse des Bündels. Die Radien der Drähte betragen:

bei Bündel I . .	0,011 cm	bei Stab I . .	0,4 cm
„ „ II . .	0,084 „	„ „ II . .	0,7 „

Bündel III war aus Streifen dünnen Eisenbleches gebildet; die Dicke des Bleches betrug 0,0165 cm, die Breite des Streifens 0,7 cm. Sämmtliche Bündel und Drähte waren 12 cm lang.

Tabelle II.

	N	μ	F_1	W_1	F_2	W_2	$\frac{F_2}{F_1}$	$\frac{W_2}{W_1}$	$\frac{W_1}{F_1}$	$\frac{W_2}{F_2}$
Bündel I .	370	^g 14,77	9,2	5,3	28,0	17,6	3,04	3,32	0,58	0,63
Bündel II .	150	14,47	4,9	5,2	17,6	17,4	3,59	3,35	1,06	0,99
Stab I .	1	13,01	5,1	13,3	18,9	46,0	3,71	3,46	2,61	2,43
Stab II .	1	39,32	0,40	5,6	1,60	10,1	4,00	1,80	14,0	6,31
Bündel III .	—	13,00	3,7	2,4	12,0	7,8	3,24	3,25	0,65	0,65

§ 9. Aus den hier nicht mitgetheilten Tabellen, welche die magnetischen Momente in ihrer Abhängigkeit von der magnetisirenden Kraft zeigen, ergibt sich erstens, dass der Sättigungsgrad, bis zu welchem die Magnetisirung fortschritt, im allgemeinen etwa dem Wendepunkt¹⁾ entsprach, bei welchem nahezu die mittlere Intensität der Magnetisirung der magnetisirenden Kraft proportional ist; es sind dabei die Werthe des magnetischen Momentes für aufsteigende magnetisirende Kräfte zu Grunde gelegt. Die mittlere Magnetisirungszahl, d. i. der Quotient aus dem mittleren in der Volumeneinheit vorhandenen Moment in die dabei wirkende magnetisirende Kraft ergibt sich für den grössten vorkommenden Werth der magnetisirenden Kraft (dem 170fachen der Horizontalcomponente des Erdmagnetismus) bei

1) G. Wiedemann, Galvanismus. 2. Aufl. 2. p. 352—54.

Bündel I . . .	zu 21,7	Stab I . . .	zu 12,9
„ II . . .	„ 20,8	„ II . . .	„ 7,2
Bündel III aus Blechen zu 20,1.			

Dass die Magnetisirungszahl bei den hier vorkommenden Sättigungsgraden für Bündel aus dünnen Drähten sich grösser als für massive Stäbe ergibt, entspricht Erfahrungen von von Waltenhofen.¹⁾

§ 10. Wäre die Coërcitivkraft Null, und rührte die Wärme in den calorimetrischen Versuchen nur von der electrischen Leitungsfähigkeit des Eisens her, so müsste offenbar $W_2/W_1 = 2$ oder die Wärme des Doppelcyclus das Doppelte der Wärme des einfachen Cyclus sein. Dieses Verhalten zeigt nahezu, seinem magnetischen Verhalten entsprechend, der dicke Stab II. Hier ist sogar $W_2/W_1 < 2$, wofür ich eine Erklärung nicht zu geben weiss.

Für die anderen Eisenmassen ist jenes Verhältniss $W_2/W_1 > 2$. Es ist dies eine doppelte Folge der Coërcitivkraft, erstens eine directe, indem von dieser Kraft die magnetische Frictionswärme herrührt, zweitens eine indirecte, indem bei wechselnder Richtung der magnetisirenden Kraft nicht nur der temporäre, sondern auch der permanente Magnetismus das Zeichen wechselt; aus diesem Grunde muss die electromagnetische Wärme in jedem der beiden Theile des Doppelcyclus grösser sein, als in dem einfachen Cyclus.

Um diesen Punkt durch ein directes Experiment zu beweisen, wurde mit jeder der benutzten Eisenmassen noch folgender Versuch angestellt. Dieselben wurden in eine eng an sie anschliessende Spirale *S* von 400 bis 500 Windungen und einem Widerstand von 6,5 bis 8,5 S.-E. eingelegt, in deren Schliessungskreis eine Platinspirale von 25,5 S.-E. Widerstand eingeschaltet war; diese Platinspirale befand sich in einem Aethercalorimeter der beschriebenen Art. Die von der Spirale *S* umgebenen Eisenmassen wurden nun genau wie bei den früheren Versuchen in die Magnetisirungsspirale *Z* eingeführt und die beim Spiel des

1) von Waltenhofen, Wien. Ber. 61. II. Abth. 1870.

Interruptors in dem Platindraht erzeugten Wärmemengen G_1 und G_2 für den einfachen und für den Doppelcyclus gemessen. Die folgende Tabelle enthält die Resultate dieser Versuche.

Tabelle III.

	$\frac{G_2}{G_1}$	$\frac{W_1}{W_2}$
Bündel I .	3,04	3,32
Bündel II .	2,40	3,35
Stab I .	2,50	3,46
Stab II .	1,80	1,80
Bündel III .	2,20	3,25

Für den Stab II ergibt sich $G_2/G_1 = W_2/W_1$; für die anderen Eisenmassen ist $G_2/G_1 > 2$, wodurch die indirecte Wirkung der Coërcitivkraft auf die electromagnetische Wärme dargelegt ist.

Bei diesen Versuchen wurde noch mittelst des Disjunctors die electromagnetische Wärme des Schliessungs- und Oeffnungsstromes für den einfachen Cyclus getrennt untersucht. Es ergaben sich beide Wärmemengen genau gleich. Auch hatte die Einschaltung des Fizeau'schen Condensators keinen Einfluss auf die erregte Wärme, obgleich durch denselben der Oeffnungsfunke am Disjunctor fast ganz zum Verschwinden gebracht wurde. Bei der Beurtheilung dieser Ergebnisse muss man sich erinnern, dass die Magnetisirungspirale sich innerhalb des doppeltwandigen Zinkcylinders befand, dass also auf beiden Seiten derselben dicht an ihr ein geschlossener metallischer Cylinder vorhanden war.

§ 11. Wir müssen jetzt zu ermitteln suchen, welche Antheile der wirklich beobachteten Wärmemengen W_1 und W_2 den § 1 erörterten drei Ursachen der Wärmeproduction zuzuschreiben sind.

Was zunächst die Wärmeproduction durch den Thomson'schen Effect anlangt, so lässt sich zeigen, dass diese bei den vorliegenden Versuchen keinen merklichen Beitrag zu der wirklich beobachteten Wärme liefert. Ist nämlich dw die Wärme, welche einer Eisenmasse wie der in § 1 be-

trachteten zugeführt werden muss, wenn die magnetisierende Kraft k um dk und die absolute Temperatur T um dT wachsen soll, und setzen wir:

$$(7) \quad dw = Mdk + NdT,$$

so gibt das Carnot'sche Princip in Verbindung mit dem ersten Hauptsatz der mechanischen Wärmetheorie:

$$(8) \quad M = \frac{T}{J} \cdot \frac{\partial m}{\partial T},$$

wenn m das magnetische Moment bedeutet, und J das mechanische Wärmeäquivalent in absolutem Maass ist.

Für eine adiabatische Zustandsänderung ist:

$$(9) \quad dT = -\frac{M}{N} dk.$$

M kann erfahrungsgemäss als eine mit einem sehr kleinen numerischen Factor behaftete Grösse angesehen werden. Daher können wir in erster Annäherung N als unabhängig von T und k betrachten und haben:

$$(10) \quad N = c \cdot v \cdot \sigma,$$

wo c die spezifische Wärme, v das Volumen und σ die Dichte der Eisenmasse ist.

Setzen wir ferner:

$$(11) \quad m = \vartheta_0 (1 + \beta t) \cdot k \cdot v, \quad \text{so ist:}$$

$$(12) \quad \frac{\partial m}{\partial T} = \vartheta_0 \cdot \beta \cdot k \cdot v, \quad \text{folglich:}$$

$$(13) \quad M = \frac{T}{J} \cdot \vartheta_0 \beta \cdot k \cdot v.$$

Sei:

$$(14) \quad 2f = \frac{\vartheta_0 \beta}{J \cdot c \cdot \sigma},$$

so folgt aus (9) in Verbindung mit (10) und (13) für die adiabatische Zustandsänderung:

$$(15) \quad T = T_0 \cdot e^{-f(k^2 - k_0^2)}$$

oder für $k_0 = 0$:

$$(15_a) \quad T = T_0 \cdot e^{-f \cdot k^2}$$

oder endlich, da $f \cdot k^2$ eine sehr kleine Zahl ist, hinreichend genau:

$$(15_b) \quad T - T_0 = -T_0 \cdot f \cdot k^2.$$

Betrachten wir nun den einfachen Cyclus, so ist die grösste Temperaturänderung Θ , welche beim Wachsen von k eintreten kann, die, welche sich aus (15_b) ergibt, wenn für k

der grösste Werth der magnetisirenden Kraft gesetzt wird. Die gleiche und entgegengesetzte Temperaturänderung wird entstehen, wenn k bis 0 wieder abnimmt. Daraus folgt, dass die Temperaturdifferenz für dasselbe k im Cyclus den Werth 2Θ nicht überschreiten kann, und folglich die Differenz y der magnetischen Momente bezogen auf das Gramm Eisen für dasselbe k :

$$(16) \quad y < \frac{\vartheta_0 \cdot k}{\sigma} \cdot 2\beta \cdot \Theta.$$

Daher ist der Flächeninhalt A_1 der Arbeitscurve für den Cyclus:

$$(17) \quad \begin{aligned} A_1 &< \int y dk, \\ A_1 &< \frac{\vartheta_0 \cdot k^2}{\sigma} \cdot \beta \cdot \Theta. \end{aligned}$$

Nach G. Wiedemann¹⁾ nimmt das temporäre Moment eines Eisenstabes bei einer Temperaturerhöhung von 20° auf 100° um $\frac{1}{2}$ Proc. ab. Setzt man dementsprechend $\beta = -1/10^4$, ferner $\vartheta_0 = 20$, $c = 0,114$, $\sigma = 7,7$, $J = 42500.981$, so wird $\Theta = 8,6/10^5$ Centigrad und $A_1 < 2,6/10^6$, während der Arbeitswerth der wirklich beobachteten Wärme 100 absolute Einheiten und mehr betrug.

§ 12. Es bleibt noch übrig, die electromagnetische Wärme von der magnetischen Frictionswärme zu trennen. Ich will zu dem Ende versuchen, einen oberen Grenzwert der electromagnetischen Wärme aus der Theorie herzuleiten.

Vernachlässigt man die electriche Selbstinduction im Eisen, so wird man einen zu grossen Werth der electromagnetischen Wärme erhalten. Denkt man sich anstatt eines begrenzten Eisencylinders in einem begrenzten Solenoid einen unbegrenzten Cylinder in einem unbegrenzten Solenoid, so wird man für ein Stück des unbegrenzten Cylinders von der Länge des begrenzten ebenfalls einen grösseren Werth der electromagnetischen Wärme erhalten. Hiernach ist zunächst folgende Aufgabe zu behandeln: In einem unendlichen Solenoid befindet sich conaxial mit demselben ein unendlich langer massiver Eisencylinder. Der Strom im Solenoid sei variabel; es soll mit Vernachlässigung der Selbstinduction die electromagnetische Wärme berechnet werden, welche im Eisen entwickelt wird.

1) Wiedemann, Galvanismus. 2. Aufl. 2. p. 604.

Die Z-Axe sei die Solenoidaxe, dann sind die Componenten des Vectorpotentials im Punkt x, y, z im Innern:

$$(18) \quad F = -2\pi n' i' y; \quad G = 2\pi n' i' x; \quad H = 0,$$

wenn n' die Windungszahl per Längeneinheit, i' die Stromintensität im Solenoid in electromagnetischem Maass ist.

Sieht man ab von der Gegenwirkung des inducirten Magnetismus gegen die Magnetisirung, so sind die Componenten des von der Magnetisirung herrührenden Vectorpotentials im Innern des Eisens:

$$(19) \quad F' = -4\pi \vartheta \cdot 2\pi n' y i'; \quad G' = 4\pi \vartheta \cdot 2\pi n' x i'; \quad H' = 0,$$

wenn ϑ die Magnetisirungszahl bedeutet.

Sind u, v, w die Stromcomponenten im Punkt x, y, z des Eisens, κ dessen specifischer Leitungswiderstand, φ die Potentialfunction der freien Electricität, so ist:

$$(20) \quad \begin{cases} \kappa u = 2\pi n' y \frac{di'}{dt} (1 + 4\pi \vartheta) - \alpha \cdot \frac{d\varphi}{dx} \\ \kappa v = -2\pi n' x \frac{di'}{dt} (1 + 4\pi \vartheta) - \alpha \cdot \frac{d\varphi}{dy} \\ \kappa w = -\frac{d\varphi}{dz} \cdot \alpha. \end{cases}$$

Durch Benutzung der Oberflächenbedingung für φ an der Mantelfläche des Cylinders ergibt sich in bekannter Weise φ constant, daher:

$$(21) \quad \begin{cases} \kappa \cdot u = 2\pi n' y \cdot \frac{di'}{dt} (1 + 4\pi \vartheta) \\ \kappa \cdot v = -2\pi n' x \cdot \frac{di'}{dt} (1 + 4\pi \vartheta). \end{cases}$$

Fallen Cylinderaxe und Solenoidaxe nicht zusammen, so tritt freie Electricität auf. Wäre di'/dt constant, so würden dennoch für den stationären Zustand die Strömungen un geändert bleiben. Thatsächlich ist das nicht der Fall, aber die Aenderung der Strömungen, wie mir Hr. Lorberg mittheilte, unter den Versuchsbedingungen völlig zu vernachlässigen.

Ist q die Resultante von u und v , so ist:

$$(22) \quad \kappa^2 q^2 = 4\pi^2 n'^2 (1 + 4\pi \vartheta)^2 \cdot r^2 \cdot \left(\frac{di'}{dt}\right)^2, \quad r^2 = x^2 + y^2.$$

Führt man cylindrische Coordinaten r, φ, z ein, so ist die in dem Raumelement $r dr dz$ entwickelte Wärme in

absolutem Maass $q^2 \kappa \cdot r \cdot d\varphi \cdot dr \cdot dz$, woraus die im Cylinder entwickelte Wärme durch Integration über den Cylinder gefunden wird.

Es werde nun der Strom im Solenoid zur Zeit 0 geschlossen, dann ist die im Eisen durch die Schliessungsinduction entwickelte Wärme:

$$(23) \quad E'_s = \frac{1}{\kappa} \cdot (1 + 4\pi \vartheta)^2 \cdot n'^2 \cdot 2\pi \cdot \frac{v^2}{l} \cdot \int_0^\infty \left(\frac{di'}{dt}\right)^2 \cdot dt,$$

wenn v das Volumen, l die Länge des Cylinders bedeutet.

Vernachlässigt man die Wirkung benachbarter Leiter auf die Schliessungsinduction im Solenoid, so ist:

$$(24) \quad \int_0^\infty \left(\frac{di'}{dt}\right)^2 \cdot dt = \frac{1}{2} i'_0{}^2 \cdot \frac{w}{P},$$

wenn w der Widerstand des Solenoids, P dessen Potential auf sich selbst und i'_0 die definitive Stromintensität ist. Da weiter, wie aus den Versuchen des § 10 hervorgeht, die electromagnetische Wärme der Oeffnungsinduction der der Schliessungsinduction in unserem Fall gleich kommt, so ist die electromagnetische Wärme für den Cyclus und den einzelnen Draht:

$$(25) \quad E' = 2 \cdot E'_s.$$

Daraus ergibt sich endlich die auf die Masseneinheit bezogene electromagnetische Wärme in calorischem Maass für den einfachen Cyclus und ein Bündel von N Drähten und der Gesamtmasse μ , wenn noch J das mechanische Wärmeäquivalent in absolutem Maass ist:

$$(26) \quad E_1 = \frac{1}{\kappa} \cdot (1 + 4\pi \vartheta)^2 \cdot n'^2 \cdot 2\pi \cdot \frac{\mu}{N} \cdot \frac{1}{\sigma^2} \cdot \frac{1}{l} \cdot i'_0{}^2 \cdot \frac{w}{P} \cdot \frac{1}{J}.$$

Die Data für die numerische Rechnung sind im C.-G.-S-System: $\kappa^1) = 10^6 \cdot 1,0615 \cdot 0,099 = 10500$.

$$\begin{aligned} n' &= 346/21,7, & \sigma &= 7,7, & l &= 12, & i'_0 &= 0,176, \\ w^2) &= 6,07 \cdot 10^9, & P &= 368 \cdot 10^4, & J &= 981 \cdot 42500. \end{aligned}$$

1) Der spezifische Leitungswiderstand des Eisens in Bezug auf Quecksilber ist 0,099, Ohm/S.-E. = 1,0615 gesetzt (W. Siemens, Electr.-techn. Zeitschr.)

2) w war 5,725 S.-E.

Ann. d. Phys. u. Chem. N. F. XX.

Mit diesen Werthen wird:

$$E_1 = \frac{0,0109}{J} \cdot (1 + 4\pi \vartheta)^2 \cdot \frac{\mu}{N},$$

und es ist dies ein oberer Grenzwert für E_1 .

Die electromagnetische Wärme E_2 für den Doppelcyclus ist grösser als $2E_1$; ich setze:

$$(27) \quad E_2 = E_1 \cdot \frac{G_2}{G_1} \text{ (s. Tab. III).}$$

Bei der Bestimmung der Magnetisirungszahl ϑ ist der durch die jeweilige magnetisirende Kraft dem permanenten hinzugefügte Magnetismus zu berücksichtigen. Ich finde so für:

	ϑ		ϑ
Bündel I	18,6	Stab I	11,6
Bündel II	18,2	Stab II	6,9

Diesen Angaben gemäss sind die Werthe von E_2 in der folgenden Tabelle IV berechnet.

Tabelle IV.

	E_1	W_1	E_2	W_2	$\frac{E_1}{W_1}$	$\frac{E_2}{W_2}$
Bündel I . .	0,58	5,3	1,76	17,6	0,11	0,10
Bündel II . .	1,34	5,2	3,22	17,4	0,26	0,19
Stab I . .	73,3	13,3	183,3	46,0	5,5	4,0
Stab II . .	73,0	5,6	140,4	10,1	13,9	13,9

§ 13. Aus dieser Tabelle ergeben sich in Verbindung mit Tab. II folgende Schlüsse:

1. Das Ansteigen des Verhältnisses W/F (Tab. II) mit wachsender Dicke der Drähte findet durch das Ansteigen des Verhältnisses E/W , d. h. durch die mit wachsender Dicke mehr und mehr hervortretende electromagnetische Wärme seine hinreichende Erklärung (Tab. IV).

2. Für Bündel I ist die electromagnetische Wärme jedenfalls kleiner als 10 und 11 Proc., für Bündel II kleiner als 26 und 19 Proc. der ganzen beobachteten Wärme bezüglich für den einfachen und den Doppelcyclus; der weitaus grösste Theil der wirklich beobachteten Wärme ist also in diesen Fällen magnetische Frictionswärme (Tab. IV).

3. Die wirklich beobachtete Wärme W ist für Bündel I zu etwa $\frac{2}{3}$ der magnetischen Frictionswärme für unendlich

kleine Geschwindigkeit gefunden; dasselbe Ergebniss hat das aus dünnen Blechstreifen gebildete Bündel III geliefert (Tab. II). Die magnetische Frictionswärme oder die gegen die Coërcitivkräfte geleistete Arbeit ist also verhältnissmässig wenig verschieden, mag eine Aenderung der Magnetisirung in einem Bruchtheil einer Secunde oder unendlich langsam erfolgen. Es trifft mithin auch hier die Analogie der Coërcitivkraft mit der Reibung fester Körper zu, welche sich jedenfalls auch sehr wenig mit der Geschwindigkeit ändert.

Darauf, dass W um $\frac{1}{3}$ kleiner als F gefunden wurde, ist bei dem provisorischen Charakter der vorliegenden Versuche kein Gewicht zu legen. Möglicherweise blieb beim Spiel des Interruptors wegen Induction in den benachbarten Metallmassen (p. 829) die Stromintensität merklich hinter ihrem constanten Endwerth zurück.

Es wird beabsichtigt, nach der dargelegten Methode, deren Brauchbarkeit erwiesen scheint, definitive Versuche anzustellen und diese auch bis zu höheren Sättigungsgraden auszudehnen.

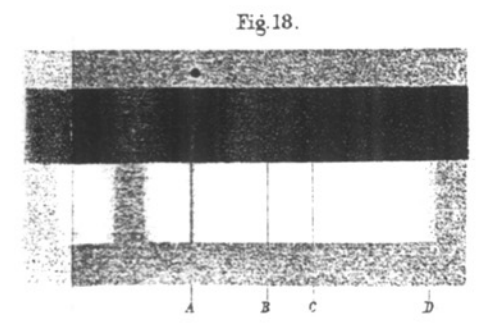
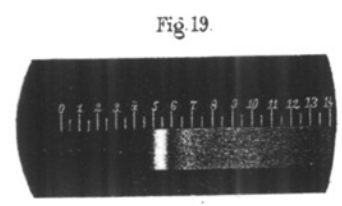
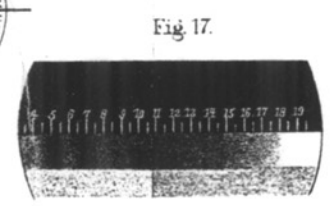
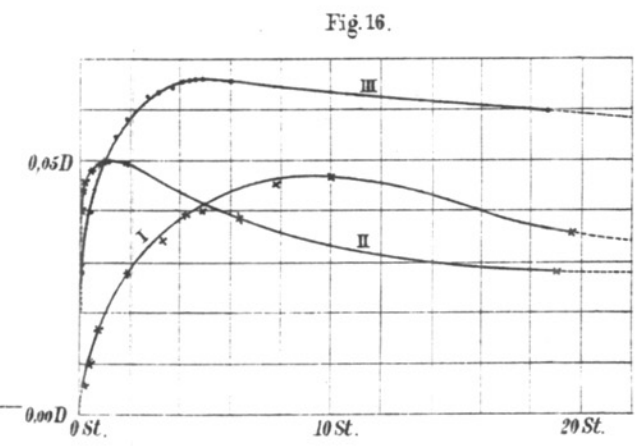
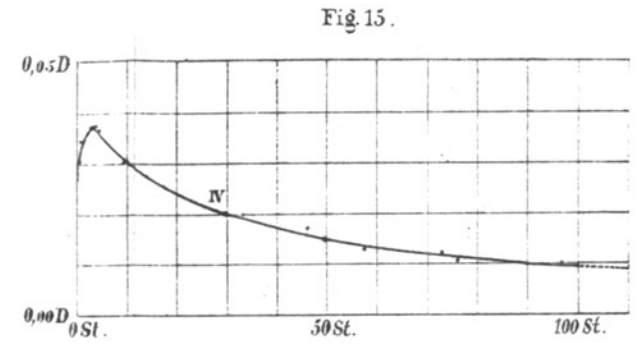
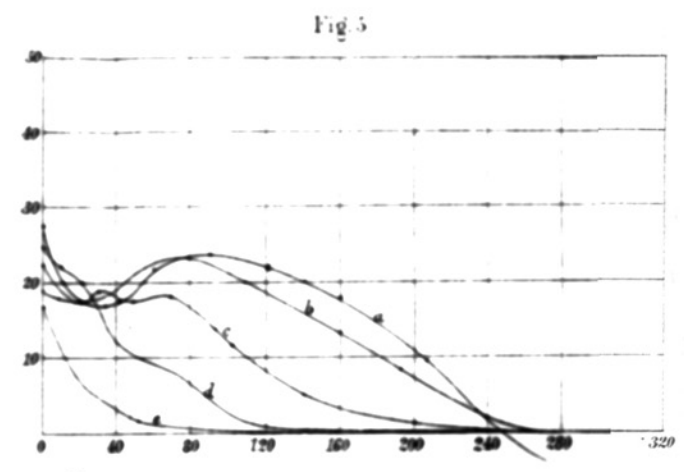
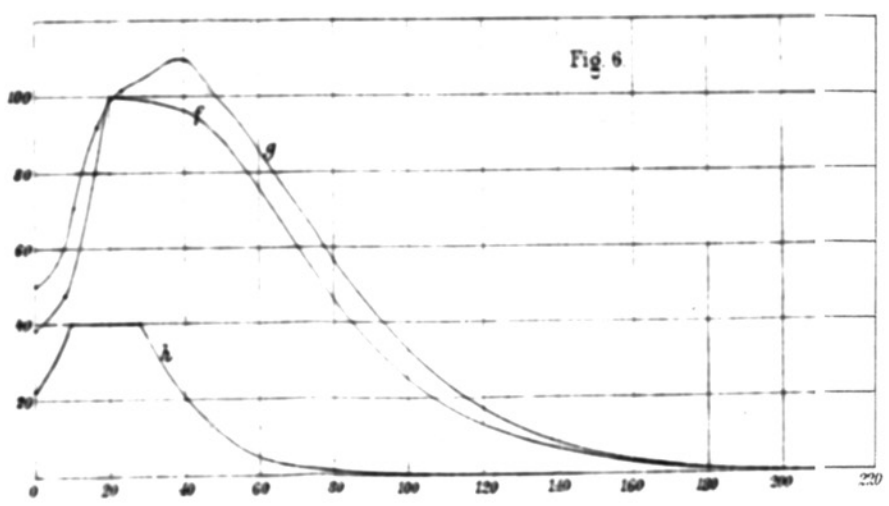
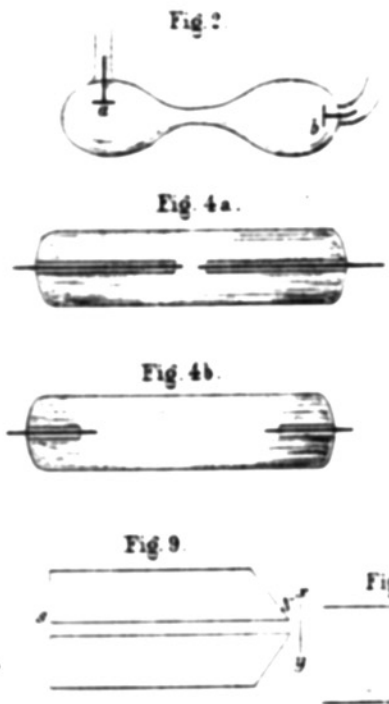
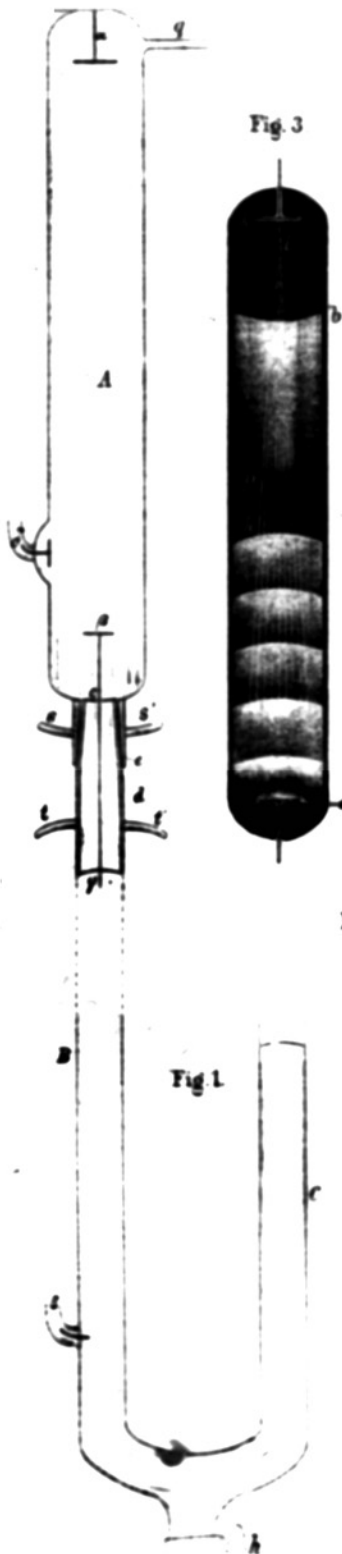
**V. Bemerkungen zu Hrn. Hugo Meyer's
Abhandlungen über die Magnetisirungsfuction
des Stahles; von A. von Waltenhofen.**

1) Die im 18. Bde. dieser Annalen enthaltene Abhandlung hat als Hauptresultat den p. 251 besonders hervorgehobenen Satz ergeben, dass die Magnetisirungsfuction anfangs mit der magnetisirenden Kraft wächst.

Ich erlaube mir, darauf aufmerksam zu machen, dass ich diesen Satz, und zwar in einer viel präciseren Formulirung, schon vor zwanzig Jahren in meinen Untersuchungen „über das electromagnetische Verhalten des Stahles“¹⁾ und später noch in anderen Abhandlungen, namentlich: „über die Coërcitivkraft verschiedener Stahlsorten“²⁾ nachgewiesen

1) A. v. Waltenhofen, Wien. Ber. 48. p. 518. 1863.

2) A. v. Waltenhofen, Pogg. Ann. 121. p. 431. 1863.



E. Wiedemann Fig. 1-14 Robb Fig. 15-16 Lommel Fig. 17-19