

# Kleine physikalische Mittheilungen

von

Alb. Mousson.

---

## III.

Ueber die Dilatation eines am Ende erwärmten Stabes.

Ein Stab befinde sich (Fig. 1) mit seinem einen Ende  $A$  in der constanten Temperatur  $T$ , mit seiner übrigen Länge in der Temperatur der Umgebungen.  $T$  und so auch alle übrigen Temperaturen werden zur Vereinfachung der Ausdrücke von dieser äusseren an gezählt.

Bei hinreichender Länge des Stabes wird die Temperatur  $t$  einer Stelle  $x$ , vorausgesetzt der Stab sei zu einem constanten Wärmezustande gelangt, von  $x = 0$  bis zum Ende abnehmen von  $t = T$  bis  $t = 0$ , und zwar wie bekannt nach der logarithmischen Curve

$$t = Te^{-\gamma x}$$

in welcher  $\gamma$  die Bedeutung

$$\gamma^2 = \frac{kU}{lO}$$

hat,  $k$  und  $l$  aber die Coefficienten der äussern und innern Leitung,  $U$  oder  $O$  Umfang und Querschnitt des Stabes bezeichnen.

Алфимовъ

Ein Theilchen, das bei der äussern Temperatur die Länge  $dx_0$  hat, dehnt sich bei  $t$  aus um

$$\alpha t dx_0 \quad (1)$$

wo  $\alpha$  den Coefficienten der Linearausdehnung bedeutet. Die Ausdehnung, welche die Länge  $x_0$  erleidet vom Anfang des freien Theiles bis  $x_0$  wird

$$\alpha \int_0^{x_0} t dx_0 = \frac{\alpha T}{\gamma} (l - e^{-\gamma x_0}) = \frac{\alpha}{\gamma} (T - t) \quad (2)$$

sein. Ist der Stab lang genug, um die ganze Curve zu umfassen, so kann  $x = \infty$  gesetzt werden. Die Ausdehnung wird einfach, da das zweite Glied wegfällt,

$$\frac{\alpha T}{\gamma} = \alpha \cdot T \cdot \sqrt{\frac{l \cdot O}{k \cdot U}} \quad (3)$$

Da  $t dx_0$  das Flächenelement der Curve bezeichnet, so wird die Ausdehnung durch die mit  $\alpha$  multiplizierte Fläche  $aa'bb'$  der Curve dargestellt.  $\alpha T : \gamma$  entspricht der Fläche der ganzen Curve  $abc$ , das abzuziehende Glied  $\alpha t : \gamma$  der jenseits  $x_0$  bis  $c$  reichenden Fläche  $a'b'c$ .

Die Länge  $L_0$  des ganzen Stabes, bei der äussern Temperatur gemessen, wird also werden

$$L' = L_0 + \frac{\alpha T}{\gamma} \quad (4)$$

die Länge immer als genügend angenommen. Die Zunahme ist begreiflicherweise von der Länge unabhängig, dagegen mit  $x$  und  $T$  und den Wurzeln aus der innern Leitung  $l$  und dem Querschnitte  $O$  direkt derjenigen der äussern Leitung  $k$  und des Umfanges  $U$  verkehrt proportional.

Eine genaue Messung der Verlängerung  $\Delta L_0 = L' - L_0$  kann daher ein Mittel abgeben, bei genauer Kenntniss der Dimensionen und zweier der 3 Grössen  $\alpha, l, k$ , die dritte zu finden. Im Vergleich mit der Beobachtung der Temperaturcurve wäre diess Mittel ein ungemein einfaches, da es eine einzige Beobachtung voraussetzt, beruhte es nicht auf der Messung einer sehr kleinen Grösse, auf welche man freilich die feinsten Messungsmittel, z. B. Spiegelablesung, anwenden kann. Es ist mir noch nicht möglich gewesen wirkliche Versuche anzustellen.

Hätte der Stab in seiner ganzen Länge die Temperatur  $T$  erhalten, so wäre seine Länge geworden

$$L = L_0 + \alpha L_0 T. \quad (5)$$

$L_0 T$  stellt aber die Fläche des Rechteckes  $abcd$  dar. Der Unterschied beider Grössen

$$\Delta L = L - L' = \alpha T \left( L_0 - \frac{1}{\gamma} \right) \quad (6)$$

bezeichnet die fehlende Ausdehnung und entspricht der Fläche  $a c c' d$ .

Man kann diese Grundsätze auf die Frage anwenden: Welche Correktion ein Thermometer bei verschiedenem Einsenken in eine Flüssigkeit erfordert, wenn es die Temperatur der letztern richtig bestimmen soll? Die einen Physiker pflegen hierbei anzunehmen, die äussere Quecksilbersäule habe eine Mitteltemperatur zwischen derjenigen der Flüssigkeit und derjenigen der Luft, während andere ihr durchgehends die äussere Lufttemperatur beilegen. Inwiefern diese Ansichten richtig sind, wird sich aus dem Folgenden ergeben.

Ein Thermometer gibt unmittelbar die richtige Zahl, wenn es in die zu messende Temperatur ganz

eingesenkt ist, denn so wird es bei der Bestimmung des Eis- und Siedepunktes angewendet. Ragt hingegen, wie es gewöhnlich der Fall ist, ein Theil des Quecksilberfadens heraus, umspült von der äussern kalten Luft, so fehlt ein Theil der Ausdehnung der äussern Säule und man liest eine je nach den Umständen zu niedere Temperatur ab.

Der feine Quecksilberfaden, an sich gut leitend, hat keine selbstständige Temperatur, sondern theilt an jeder Stelle diejenige des ihn einschliessenden Glases, oder vielmehr gleicht sich mit derjenigen, welche das Glas für sich annähme, so aus, dass beide zusammen gleichsam einen mittlern Körper darstellen, dessen Leitung zwischen beiden inne liegt, obgleich der überwiegenden Masse und grössern Wärmecapacität willen, näher an derjenigen des Glases. Die Grösse

$$\frac{1}{\gamma} = \sqrt{\frac{lO}{kU}}$$

wird immer, obgleich die innere Leitung  $l$ , wie gesagt, etwas grösser wäre als beim reinen Glase, einen kleinen Werth besitzen, was jedenfalls gestattet den Stab im Vergleich zur Curve  $abc$  als einen unbegrenzten anzunehmen, ausser wo das Eintauchen ein nahe vollständiges ist, da jede Correktion dann ohnehin wegfällt.

Beobachtet man an dem herausragenden Rohre eine Länge  $L'$  des Quecksilberfadens, in Millimeter gemessen, so wäre die entsprechende Länge bei der Temperatur der Umgebungen, nach (4)

$$L_o = L' - \frac{\alpha T}{\gamma} \quad (7)$$

Also die fehlende Ausdehnung

$$\Delta L = L_0(1 + \alpha T) - L' = \alpha T \left( L' - \frac{\alpha T}{\gamma} - \frac{1}{\gamma} \right) \quad (8)$$

Da  $\alpha^2 : \gamma$  eine sehr kleine Grösse ist, so genügt es nur die beiden andern Glieder zu behalten, deren ersteres auch wieder das Grössere ist, und statt der wahren Temperatur  $T$ , zur Berechnung dieser Correction, die etwas tiefer direkt abgelesene  $T'$  zu setzen, so dass dann einfach

$$\Delta L' = \alpha T' \left( L' - \frac{1}{\gamma} \right)$$

Die vernachlässigte Grösse ist  $\alpha (T - T') L'$ .

Man sieht welchen Fehler die beiden vorgenannten Voraussetzungen zur Folge haben. Die erste nämlich setzt

$$\Delta L' = \frac{1}{2} \alpha T' L', \text{ Fehler } - \alpha T' \left( \frac{1}{2} L' - \frac{1}{\gamma} \right)$$

die andere setzt, weit richtiger,

$$\Delta L' = \alpha T' L', \text{ Fehler } + \frac{\alpha T'}{\gamma}$$

Diese letztere, welcher Régnault folgt, vernachlässigt also die Mittheilung der Wärme an die Röhre oder die Curvenfläche  $abc$  (Fig. 2) im Vergleich zum Rechteck  $abcd$ .

Régnault nimmt hierbei für  $\alpha$ , oder als scheinbare Ausdehnung des Quecksilbers im Glase, den Werth

$$\frac{1}{6500} = 0,0001538$$

an, eine Zahl die etwas kleiner ist als der wahre Werth, wodurch er einigermassen dem vernachlässigten Gliede Rechnung trägt. Der wahre Coefficient des Quecksilbers zwischen 0 und 100 ist in der That

0,00018153; der cubische Coefficient des Glases varirt, je nach der Glassorte von 0,00002100 bis 0,00002714, woraus sich eine scheinbare Ausdehnung ergibt zwischen

$$0,00016052 \text{ und } 0,00015489$$

Zahlen die grösser sind als der benutzte Werth von  $\alpha$ .

Im Vorigen wurden alle Grössen, die Längen und ihre Anwächse, in Längeneinheiten (Millimetern) ausgedrückt; bei Benutzung des Thermometers dagegen liest man sie in Graden auf der Theilung ab, die wir auf der Röhre selbst eingegraben voraussetzen wollen. Wenn  $\lambda_0$  die Länge eines Grades bei  $0^\circ$ , das heisst bei der Temperatur der Umgebungen, darstellt, so wird diese Länge bei  $t^\circ$  zu  $\lambda_0 (1 + \beta t)$ , wo  $\beta$  den Coefficienten der Linearausdehnung des Glases bezeichnet, nicht zu verwechseln mit demjenigen  $\alpha$  der scheinbaren Ausdehnung des Quecksilbers im Glase. Das Element  $dx = dx_0 (1 + \alpha t)$  enthält eine Zahl Grade

$$\frac{dx_0 (1 + \alpha t)}{\lambda_0 (1 + \beta t)} = \frac{dx_0}{\lambda_0} [1 + (\alpha - \beta) t]$$

Integrirt von  $x_0 = 0$ , bis  $x_0 = L_0$  erhält man die Anzahl Grade  $N'$ , welche die ganze aus der Flüssigkeit ragende Quecksilbersäule umfasst, deren Länge bei der äussern Temperatur  $L_0$  wäre.  $N'$  fällt nur in dem Falle mit der Temperaturablesung zusammen, wenn das Thermometer bis zum Wärmegrad der Umgebungen in die Flüssigkeit eingesenkt ist. Mit Rücksicht auf (7) folgt also

$$N' = \frac{L_0}{\lambda_0} + \frac{(\alpha - \beta) T}{\lambda_0 \gamma} = \frac{L'}{\lambda_0} - \frac{\beta T}{\lambda_0 \gamma} \quad (10)$$

Die Correktion (9) in Graden  $\lambda_0$  ausgedrückt, wie sie dem Ende der Säule zukommen, wird sein

$$\frac{\Delta L'}{\lambda} = \Delta T' = \alpha T' \left( N' + \frac{\beta T}{\lambda_0 \gamma} - \frac{\alpha}{\lambda_0 \gamma} \right)$$

die sich bei Vernachlässigung des Gliedes mit  $\alpha\beta$  auf

$$\Delta T' = \alpha T' \left( N' - \frac{1}{\lambda_0 \gamma} \right) \quad (11)$$

reducirt.

$T'$  und  $N'$  liest man unmittelbar ab, für  $\alpha$  kann man den mittleren Werth 0,0001579 setzen;

$$\varepsilon = \frac{\alpha}{\lambda_0 \gamma}$$

ist eine nahe constante Grösse, die unbekannt ist, und für jedes Instrument einen besondern von den Querdimensionen des Quecksilberfadens und der Glasröhre, sowie von der Natur des Glases abhängigen Werth hat.

Diese Constante des Instrumentes lässt sich experimentall leicht bestimmen, indem man das Thermometer in einem grossen Behälter prüft, dessen Temperatur langsam ändert und durch Röhren möglichst ausgeglichen wird. Man taucht das Thermometer in gleichen Intervallen, z. B. von 5 Minuten, abwechselnd ganz ein, d. h. bis zum Ende des Quecksilberfadens, und dann wieder nur mit dem Behälter, wobei das Ende der Säule um  $N'$  Grade herausragt. Das Mittel der ersten Beobachtungen gibt die wahre Temperatur  $T$  der Flüssigkeit, das Mittel der zweiten eine etwas tiefere  $T'$ . Der Unterschied  $\Delta T' = T - T'$  ist bekannt und liefert die Constante

$$\varepsilon = \alpha N' - \frac{\Delta T'}{T'} \quad (12)$$

welche für alle weiteren Benutzungen desselben

Thermometers zur Anwendung kommt. Die Correction ist dann, wenn man  $T'$  und  $N'$  abgelesen hat

$$\Delta T' = T' (\alpha N' - \epsilon). \quad (13)$$

durch zwei Versuche bei verschieden weitem Eintauchen könnte man selbst  $\alpha$  bestimmen, doch genügt die Benutzung der schon bekannten Werthe.

#### IV.

##### Ueber die Vertheilung des Magnetismus im Querschnitt eines Magneten.

Die Anordnung des freien Magnetismus in den Magneten ist theoretisch sowohl als experimentell beinahe einzig im Sinne der Länge der Stäbe genauer untersucht worden, indem man sich fragte, nach welchem Gesetze derselbe bei dünnen Stäben von der indifferenten Mitte nach den Pol-Enden hin zunehme. Der freie Magnetismus, den man hierbei ins Auge fasst, bildet nur einen Theil des ganzen in den kleinen Elementarmagneten, aus denen man sich den ganzen Magneten zusammengesetzt denkt, enthaltenen, nämlich denjenigen, mit welchem das eine der Mitte nähere Theilchen das nachfolgende entferntere an Kraft übertrifft, — woraus sich ergibt, dass umgekehrt der ganze Magnetismus in der Mitte sein Maximum hat und nach beiden Seiten um soviel an Stärke sinkt, um wie viel der freie zunimmt. Am Ende, an der Polfläche, wirken die letzten Elementarmagnete mit ihrer ganzen Kraft nach Aussen. Annähernd sind diese Gesetze, innert der Schranken, welche die Veränderlichkeit der Coercitivkraft gestattet, ziemlich bekannt.



Anders verhält es sich mit der Vertheilung der magnetischen Kraft im Querschnitt, das heisst an der Endfläche des Stabes. Da folgen die Elementarmagnete nicht mit abwechselnden Polen aufeinander, sondern liegen mit gleichartigen aneinander und wirken so schwächend auf einander ein. Es muss innerhalb des Stabes dasselbe statt haben, was Coulomb experimentell für eine Anzahl von Magnetstäben nachwies, die man mit gleichen Polen aufeinander legte. Sämmtliche Pole, dahinstrebend entgegengesetzten Magnetismus zu wecken, schwächen sich gegenseitig; am meisten aber leiden die mittleren Stäbe, die von beiden Seiten besonders stark influenzirt werden. Weit entfernt daher durch die Vereinigung eine Totalkraft zu gewinnen, sinkt sie in der Wirklichkeit nahe auf das Mass herab, welches ein massiver Stab von gleichem Volumen und gleicher Gestalt hätte, ein Mass das oft nur einen kleinen Bruchtheil der Summe der ursprünglichen Kräfte ist. Das etwas ganz Aehnliches im Innern eines dicken Magneten erfolgt, beweist das Eintauchen des Poles in Eisenfeile, wobei ein grosser mittlerer Theil der Polarfläche nur wenig Eisenfeile anzieht, während ihre Menge rasch nach der Peripherie zunimmt. Daraus erklärt sich auch die bekannte Thatsache, dass die Kraft gleich langer Stäbe sich mehr der Proportionalität mit dem Umfange als mit dem Querschnitte nähert.

Die einzigen mir bekannten direkten Versuche über die Vertheilung der magnetischen Kraft an der Endfläche eines Magneten sind die von Vom Kolke\*)

---

\*) Vom Kolke. 1850. Pogg. Ann. LXXXI. 337.

angestellten. Ein Hufeisenkern von Eisen, 84 Kil. schwer, dessen Schenkel 102 Mm. Durchmesser hatten, und mit ihren Mitten um 284 Mm. auseinanderstanden, war mit 4 Lagen 4,36 Mm. dicken Kupferdrahtes von je 92 Windungen umwunden. Auf die Punkte der Polfläche wurde ein 1,7 Gr. schweres, 16 Mm. lauges, 4,5 Mm. dickes Eisenstäbchen mit conischem Ende zur Berührung gebracht. Das Stäbchen hing an dem einen Ende eines Wagebalken und man bestimmte die Tragkraft der bezüglichen Stelle durch auf die andere Seite aufgelegte Schrotkörnchen. Vom Kolke stellt seine Beobachtungen graphisch dar; die so erhaltenen Intensitätscurven bilden nach der Mitte eine flache Concavität, die beiderseits bis zum Rande immer steiler ansteigt. Auf demjenigen Durchmesser, der mit der Linie der Pole zusammenfällt, ist die Curve nicht ganz symmetrisch; sie steigt mehr und rückt mit ihrem Minimum mehr nach der Seite, wo der andere entgegengesetzte Pol des Magneten liegt. Auf dem zu diesem senkrechten Durchmesser entwickelt sie sich dagegen beiderseits gleich.

Schon vor mehreren Jahren, 1860, hatte ich, ohne mich der Versuche von Vom Kolke zu erinnern, ähnliche Beobachtungen angestellt, die, ohne viel Neues beizufügen, mit Rücksicht auf einige abweichende Umstände, wodurch die Resultate greller hervortreten, vielleicht der Erwähnung verdienen. Um die Kraft einer einzelnen Stelle etwas richtig zu erhalten, was der Zweck der Untersuchung war, musste der Einfluss anderer Stellen auf die gemessene Grösse so viel möglich eliminirt, die ganze gemessene Kraft möglichst localisirt werden. Das wird einzig mittelst sehr kleiner Anker annähernd

erreicht. Reisst man einen solchen Anker senkrecht von der Polfläche ab, so bleiben die etwas entferntern starken oberflächlichen Stellen ohne Einfluss, weil sie auf beide Ankerpole nahe horizontal wirken; die entferntern innern, deren Wirkungen günstiger gerichtet sind, verlieren dadurch ihren Einfluss, dass sie entgegengesetzt und nahe gleich stark auf jene beiden Pole wirken. Am reinsten träte die Kraft der einzelnen Stelle hervor, wenn der Anker aus einem unendlich kleinen Eisentheilchen bestände, wodurch dagegen die Messung unmöglich würde. In den folgenden Untersuchungen wurden kleine polirte Eisenkügelchen von 3 bis 4,5 Mm. Durchmesser als Anker benutzt.

Auf der Polfläche wurde zur Bezeichnung der Punkte, welche auf einem Durchmesser untersucht werden sollten, neben diesem eine Millimetertheilung von Postpapier aufgeklebt. Parallel damit und genau correspondirend befand sich auf einer Leiste eines nebenstehenden Tisches eine zweite entsprechende Theilung, längs welcher ein Schlitten mit der Wage gleiten konnte. Indem man auf beiden Theilungen Kügelchen und Wage um gleich viel vorrückte, war es möglich den Aufhängepunkt jedesmal genau vertikal über die betreffende Polstelle zu bringen. Das Kügelchen war an das untere Ende eines Glasstäbchens angeklebt, das oben ein Drahtäckchen trug, welches mittelst Seidenfaden am Hacken der hydrostatischen Schale hing. Auf der andern Seite des Wagebalkens wurde die zum Abreissen erforderliche Kraft erst durch Gramme hergestellt, dann durch Centigramme ausgeglichen. Der Stoss beim Auflegen der letzten Gewichtchen veranlasste eine um mehrere Centigramme zu frühe Trennung, die durch sehr leichtes

Aufschieben vermieden wird. In diesem Punkte liegt eine Hauptquelle der Ungenauigkeit.

Die ersten Versuche wurden mit einem grossen hufeisenförmigen Elektromagneten angestellt, der 120 Mm. Durchmesser hatte und mit zwei Lagen dicken kupferdrahtes bis auf 60 Mm. von den Endflächen umwunden war. Man benutzte ein oder mehrere Grovesche Elemente, die mit schwacher Säure gefüllt wurden. Die Nähe der Drahtwindungen von den geprüften Stellen liess eine direkte magnetische Induktion auf den Anker befürchten, der die gemessene Kraft trübte. Der Strom der Groveschen Elemente war während der mehrstündigen Dauer eines über den ganzen Durchmesser ausgedehnten Versuches leider nicht constant. — Dieser störenden Umstände willen wurden die spätern Messungen mit einem einfachen Eisencylinder von 90 Mm. Durchmesser und 578 Mm. Länge ausgeführt, der gerade auf seiner einen Endfläche stand, und über den zwei grosse Rollen von 300 Windungen eines 3,1 Mm. dicken Drahtes geschoben wurden. Der Eisencylinder ragte mit 170 Mm. über die Rollen hinaus und man überzeugte sich, durch Einsetzen eines Holzcyllinders an die Stelle desjenigen von Eisen, dass eine irgend merkbare direkte Induction auf das Eisenkugelchen nicht statt fand. Der Strom, dessen Stärke an einer Tangentenbussole gemessen wurde, rührte von Daniellschen Elementen her, die man mit sehr schwacher Säure oder Zinkvitriol lud und die zur Erlangung ihrer vollen Polarisation stets längere Zeit auf gleiche Weise geschlossen blieben.

Einige theoretische Bemerkungen mögen den Ergebnissen der Beobachtung vorangehen.

Man fasse die Wirkung des Magneten auf einen äussern Punkt A ins Auge, dessen Ort durch die Senkrechte  $a$  auf die Polfläche und den Radius  $b$  ihres Fusspunktes bezeichnet wird. Ein Theilchen B des Magneten habe zu Coordinaten die Entfernung  $x$  unterhalb der Polfläche, den Radius  $\rho$  nach der Axe des Magneten und den Winkel  $\varphi$  seiner Meridianebene von derjenigen des Punktes A. Das in B befindliche Volumelement wird sein

$$\delta v = \rho d\rho dx d\varphi$$

Sei  $m$  die Stärke oder Menge des Magnetismus in B, das heisst die Menge, welche mit der da vorhandenen Dichte in der Cubikeinheit enthalten wäre. Das Volumelement wird eine Menge  $mdv$  enthalten. Die Potentialfunction aus der Wirkung des ganzen Magneten auf A wird hiernach sein

$$V = \int \frac{m d v}{r}$$

wo  $r$  die Entfernung AB oder

$$r^2 = (a + x^2) + \rho^2 + b^2 - 2 \rho b \cos \varphi$$

bezeichnet.  $V$  bestimmt sich demnach aus dem dreifachen Integrale

$$V = \int_0^R \int_0^{L_2} \int_0^\pi \frac{m \rho d\rho dx d\varphi}{[(a + x^2)^2 + \rho^2 + b^2 - 2 \rho b \cos \varphi]^{\frac{1}{2}}}$$

ausgedehnt auf den ganzen Magneten, nämlich bis auf den Radius  $R$  desselben und auf seine Länge  $L$ .

Von diesen Integrationen liesse sich eine, bezüglich auf  $\varphi$  unmittelbar ausführen, da der Symmetrie willen  $m$  auf dem ganzen Kreise den gleichen Werth hat. Die andern dagegen nicht, da

$$m = f(x, \rho)$$

eben eine ganz unbekannte Funktion ist. Bezeichnet man die auf A einwirkende resultirende Kraft durch ihre 3 Componenten  $X, Y, Z$  längs der senkrechten  $a$ , längs dem Radius  $b$  und im Sinne der Tangente im Fusspunkte, so muss jedenfalls  $Z = 0$ , wegen der beiderseits symmetrischen Anordnung der Theile. Die andern Kräfte sind

$$X = \frac{dV}{da}, \quad Y = \frac{dV}{db}$$

Bei den Versuchen wird einzig und allein die Kraft  $X$  gemessen,  $Y$  bleibt unberücksichtigt. Die Resultirende aus beiden, deren Richtung für jede Stelle der Polfläche an der Stellung einer kurzen Eisennadel erkannt wird, neigt von der Stelle des Mittelpunktes, wo sie senkrecht steht, mehr und mehr nach Aussen, bis sie an der Randkante eine Stellung nahe von  $45^\circ$  annimmt.

Ist das in A befindliche Theilchen weiches unmagnetisches Eisen, so wird es durch  $X$  magnetisch induzirt, denn nur darauf beruht die Anziehung. Ist  $\mu$  das induzirte magnetische Moment, so wird

$$P = \mu X$$

die Kraft ausdrücken, die beim Abreissen des Kügelchens zu überwinden ist, wobei  $\mu$  theils von den Entfernungen  $a, b$ , theils von der Natur des Kügelchens abhängt. Es sind da zwei Grenzfälle möglich, zwischen denen alle andern liegen. 1) Ist die Grenze der Sättigung durch die Stärke der Einwirkung erreicht, so wird

$$\mu = c$$

eine Constante sein und

$$P = c X$$

der Kraft, womit der Magnet ursprünglich wirken kann, proportionell sein. 2) Ist der Zustand noch weit von jener Grenze, so ist die Induction, die eintritt, der Kraft proportional, folglich

$$\mu = \alpha X$$

Auch hier hängt die Constante  $\alpha$  von den Entfernungen  $a$  und  $b$ , sowie von der Gestalt und Natur des Körpers ab. Liegt das Theilchen sehr nahe an der Polfläche oder berührt sie sogar, so wird  $\alpha$  von  $R$  und  $L$  unabhängig, und hängt nur von den nächsten Theilchen des Magneten ab und kann hinwieder auf diese, wenn sie von ihrer Sättigung entfernt sind, eine Rückinduction ausüben. Bezeichnet  $B$  den Coefficienten aus dieser Rückwirkung, so sind die definitiv aufeinanderwirkenden Kräfte vom Magneten aus

$$(X) = X + a \beta X + a^2 \beta^2 X + \dots = \frac{1}{1 - a \beta} \cdot X$$

vom Theilchen aus

$$(\mu) = \alpha X + a^2 \beta X + a^3 \beta^2 X + \dots = \frac{\alpha}{1 - a \beta} \cdot X$$

die gemessene Kraft am kleinen Anker wird sein

$$P = (\mu)(X) = \frac{\alpha}{(1 - a \beta)^2} \cdot X^2$$

Also proportional dem Quadrate von  $X$  oder der magnetischen Stärke der berührten Stelle.

Die Beobachtungen sind nun die folgenden:

(1)

Der grosse Hufeisenmagnet wurde mit einem schwachen Groveschen Elemente benutzt, und von der Mitte zum Rande von 5 zu 5 Millimeter fortgeschritten.

	8,75 Grm.
Mitte 5 <sup>mm</sup>	8,75
10	8,88
15	9,16
20	9,40
25	10,19
30	10,83
35	11,34
40	12,38
45	13,52
50	17,30
55	25,00
60	52,20

(2)

Der Hufeisenmagnet wurde mit 3 schwachen hintereinander stehenden Groveschen Elementen benutzt. Während der Versuche erlitt der Strom eine Abnahme, welche die Kraft in der Mitte von 28,1 auf 22,7 Grm. erniedrigte. Man nahm die Abnahme als gleichförmig an, bestimmte für die gleich abstehenden Momente der Messungen den Werth der Kraft für die Mitte und reduzirte nach dem gleichen Verhältniss die gefundenen Zahlen auf das was sie gewesen wären, wenn der Strom die Mitte constant auf 22,7 erhalten hätte.

Mitte 0	22,70 Grm.
5 <sup>mm</sup>	23,02
10	23,51
15	24,35
20	25,55
25	26,69
30	29,26
35	31,13
40	34,63
45	37,04
50	44,26
55	58,00
60	117,00



(3)

Der Hufeisenmagnet wurde mit 3 schwachen Groveschen Elementen benutzt. Die Messungen wurden in gleichen Entfernungen zu beiden Seiten des Mittelpunktes ausgeführt. Beim Punkte 40 angelangt, begann ein Brausen in der einen Zelle; von dem Augenblick an wurde der Strom ganz veränderlich. Die frühern Resultate sind als Mittel der beiden Seitenwerthe, die nicht um 1 abwichen.

Mitte 0	24,07 Grm.
5 <sup>mm</sup>	24,75
10	24,75
15	24,65
20	24,95
25	25,10
30	26,55
35	26,60
40	31,70

Die ersten Beobachtungsreihen sind auf Fig. 2 graphisch dargestellt. Es wurden ausserdem noch einige Messungen am Centrum und am Rande der Fläche allein, das heisst an den Stellen des Minimums und Maximums ausgeführt. Sie gaben, wenn  $P_0$  die erste,  $P_r$  die zweite Kraft bezeichnet

	$P_0$	$P_r$	$P_r:P_0$
1 Grovesches Element	8,75	52,20	5,96
2 „ „	19,80	81,85	4,20
3 „ „	22,70	117,00	5,11
3 „ „	24,70	126,50	5,12
6 „ „	52,25	227,50	4,35

Das letzte Verhältniss nähert sich der Gleichheit, so dass durch Aenderung des Stromes alle Ordinaten der Intensitätscurve im gleichen Verhältnisse sich ändern würden.

(4)

6 Daniellsche Elemente, mit Wasser geladen, der einfache Eisencylinder als Elektromagnet. Die Stromstärke an der Tangentenbussole beobachtet.

Stromstärke ohne die 2 Drahtrollen		2,8396
„ mit den 2 „		2,1692
Mitte 0 <sup>mm</sup>	8,75 Grm.	
9	8,75	
18	10,05	
27	13,23	
36	18,00	
45	36,40	
Stromstärke mit 2 Rollen		2,1742
Mitte 0	8,77	
— 9	9,05	
— 18	10,80	
— 27	13,00	
— 36	17,80	
— 45	38,50	
Stromstärke mit 2 Rollen		2,2045

(5)

Zwei Daniellsche Elemente nebeneinander.

Stromstärke ohne die 2 Drahtrollen		4,4015
„ mit den 2 „		1,0612
+ 45 Mm.	7,60 Grm.	
Mitte 0	1,80	
— 45 Mm.	7,20	
Stromstärke mit 2 Rollen		1,0612
„ ohne „		4,1335

(6)

Ein einziges Element.

Stromstärke mit 2 Rollen		0,8243
Mitte 0	1,70 Grm.	
9	1,68	
18	1,90	
27	2,20	
36	3,15	
45	5,80	

Mitte	0	1,55
—	9	1,90
—	18	2,10
—	27	2,35
—	36	3,53
—	45	5,70
Stromstärke mit 2 Rollen		0,8693
„ ohne Rollen		2,4262

Die Resultate dieser Versuche sind in Fig. 2 graphisch verzeichnet. Stellt man die Stromstärke  $I$ , die Minimum- und Maximumwerthe  $P_o$  und  $P_r$ , endlich die Verhältnisse der letztern Grössen unter sich und zu dem Quadrat der Stromstärken zusammen, so erhält man:

	$I$	$P_o$	$P_r$	$P_r:P_o$	$P_r:I^2$	$P_o:I^2$
(4)	2,184	8,76	37,45	4,3	7,85	1,84
(5)	1,061	1,80	7,40	4,1	6,57	1,60
(6)	0,846	1,62	5,75	4,2	6,79	1,91

So unvollkommen diese Resultate sind, scheinen sie doch auf die Constanz der drei letzten Verhältnisse hinzudeuten.

1) Durch Steigerung oder Erniedrigung des Stromes ändern sich alle Coordinaten nahe im gleichen Verhältniss.

2) die Tragkräfte aller Stellen sind genähert dem Quadrate der Stromstärke proportional, — oder wenn der Magnetismus aller Stellen der Stromstärke proportional ist, was bei geringer magnetischer Induction sich bestätigt, dem Quadrate des Magnetismus. Wie oben erläutert, wird das der Fall sein, wenn Anker und Magnet anregend auf einander wirken und fern von der Grenze der Sättigung stehen.

Was die Curven betrifft, so beziehen sie sich einfach auf die gemessenen Tragkräfte; erst die

Wurzeln aus ihren Ordinaten geben, dem vorigen zufolge, die wahre Intensitätscurve oder die Curve des am Pol befindlichen freien Magnetismen. Wie die Curve des ganzen Magnetismus nach der Länge des Stabes (umgekehrt gezeichnet), so ähnelt auch diese der Kettenlinie; doch gestaltet sie sich, zumal bei schwacher Erregung, in ihrem mittleren Theile offenbar flacher. Zu einer solchen Analogie, so wie überhaupt zur genauen Festsetzung der Curve, fehlt es übrigens an jeder theoretischen Grundlage.

---

## N o t i z e n.

---

### Aus einem Schreiben des Herrn Pfarrer Moriz Tscheinen in Grächen vom 28. April 1866.

Am 18. dies Monats, nach Mittags um 1 Uhr, fühlte man, ohne die geringsten Vorzeichen, einen so starken Stoss Erdbeben von unten herauf, dass die Fenster klirrten, das Haus schwankte, und mir schwindlicht wurde. Der Stoss hatte die Aehnlichkeit, als wenn man mit einem mächtigen Gewicht, von unten herauf an den Boden schlüge, so dass derselbe erzitterte. Feldarbeiter, welche an diesem Orte auf dem Boden schliefen oder ausruhten, fühlten zwei Stösse, und zwar so stark, dass sie vor Schrecken vom Boden aufsprangen. Auch in Visp und Stalden fühlte man es zur gleichen Zeit eben so heftig wie hier, und auch in St. Niklaus, aber etwas weniger stark. Weiter in's Thal hinein bis Zermatt wollten Leute, die eben daher kamen, nichts davon wissen. Ob dasselbe in Brig und weiter hinauf oder abwärts ist bemerkt worden, habe ich bisher nicht vernehmen können.

Fig. 1.

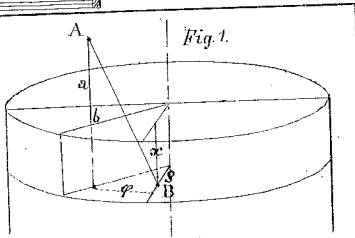
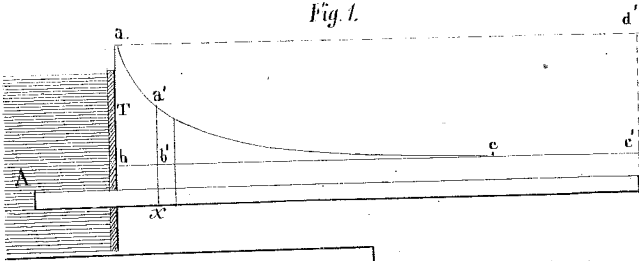


Fig. 2.

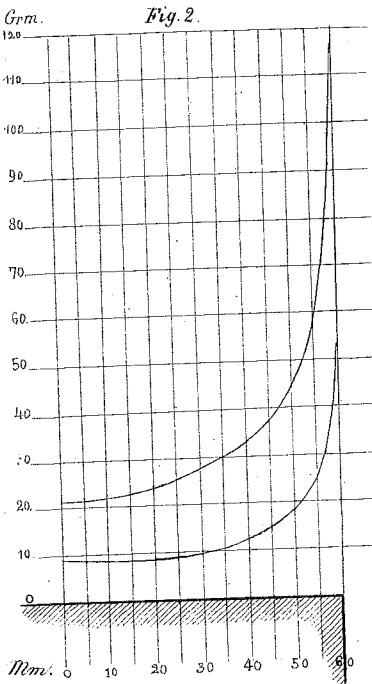
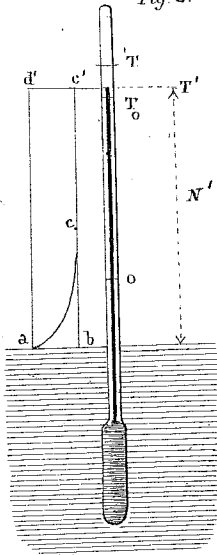


Fig. 3.

