Dann stellt man das Mikroskop unter dem Einfallswinkel ϑ ein, was vermittelst des Lothes am Quadranten ohne weiteres ausführbar ist. Ist dann das Mikroskop so gestellt, dass irgend ein in der centralen Einfallsebene befindlicher Ringpunkt scharf erscheint, so braucht man nur den Schlitten vermittelst M_2 parallel der Einfallsebene zu verschieben, um alle Ringe in voller Schärfe vorüberziehen zu sehen.

Als Lichtquelle für einfarbig gelbes Licht verwendet man am besten einen Asbestfaden, der mit seinem unteren Ende in eine Kochsalzlösung taucht, und dessen umgebogenes oberes Ende in eine Bunsen'sche Heizflamme ragt. — Die Erscheinung gewinnt wesentlich an Schärfe, wenn man das an der oberen Glasfläche reflectirte Licht, welches ja zum Zustandekommen der Erscheinung nichts beiträgt, abblendet. Dazu senkt man, von einem seitlich aufgestellten Halter aus, einen undurchsichtigen Schirm mit seiner horizontalen Unterkante bis nahe auf die Glasfläche. Die günstigste Stellung für den Schirm bei Beobachtung irgend eines Ringes wird durch Probiren leicht gefunden. — Zur Verschärfung der Erscheinung (wenigstens ausserhalb der centralen Einfallsebene) ist es zweckmässig, statt der freien Flamme möglichst parallel gemachtes Licht anzuwenden, indem man ein kleines, durch die Flamme beleuchtetes Loch eines undurchsichtigen Schirmes in den Brennpunkt einer Sammellinse bringt.

Ein Exemplar eines solchen Apparates ist für das physikalische Cabinet des Karlsruher Polytechnikums durch den Mechaniker Martin daselbst bereits ausgeführt.

IX. *Magnetische Untersuchungen;* *von E. Warburg.*

(Aus den Freiburger Berichten, Bd. 8, vom Verf. mitgetheilt.)

I. Ueber einige Wirkungen der Coërcitivkraft.

Unter der Coërcitivkraft versteht man die Ursache der Erscheinung, dass von dem Magnetismus, welcher durch eine magnetisirende Kraft im Eisen erregt ist, ein Theil nach Aufhören der magnetisirenden Kraft zurückbleibt.

Die folgende Erscheinung ist offenbar auch eine Wirkung der Coërcitivkraft. Man habe einem Eisendraht durch eine longitudinale magnetisirende Kraft K_1 ein gewisses permanentes Moment m_0 ertheilt. Lässt man nun auf den Draht magnetisirende Kräfte wirken, die von 0 bis K_1 stetig wachsen und dann von K_1 bis 0 wieder stetig abnehmen, so findet man für dieselbe magnetisirende Kraft K das magnetische Moment grösser, wenn K im Abnehmen, als wenn es im Wachsen begriffen ist. Nach einigen Wiederholungen dieser Operation findet man den Draht in einem stationären Zustande, in welchem sich immer für $K = 0$ ein und dasselbe permanente Moment m_0 und für $K = K_1$ ein und dasselbe Moment $m = m_0 + m_1$ ergibt. Stellt man daher für diesen Zustand des Drahtes das magnetische Moment desselben als Function der magnetisirenden Kraft graphisch dar, so erhält man eine geschlossene Curve C derart, wie Fig. 5 Taf. I sie darstellt, in welcher der auf- und absteigende Ast durch Pfeile unterschieden sind; mit Ausnahme des Minimal- (0) und Maximalwerthes (K_1) von K gehören zu jedem Werthe von K zwei Werthe von m.

Obgleich ich diese Thatsache[1]) in der einschlägigen Literatur nicht ausgesprochen finden konnte, so darf ich doch nicht annehmen, dass sie denjenigen unbekannt sei, welche den Zusammenhang zwischen magnetischem Moment und magnetisirender Kraft studirt haben.

Man scheint aber übersehen zu haben, dass von dieser Thatsache eine Reihe von Erscheinungen abhängen und durch sie ihre ausreichende Erklärung finden, welche man bisher theils anders und, wie ich glaube, nicht richtig erklärt, theils nicht im Zusammenhang mit dieser Thatsache studirt hat.

Dies zu zeigen und einige Messungen über die besprochene Wirkung der Coërcitivkraft mitzutheilen, ist der Zweck dieses Aufsatzes.

1) Mit dieser Thatsache hängen Erscheinungen zusammen, welche W. Thomson über den Einfluss der Torsion eines Eisendrahtes auf sein magnetisches Moment beobachtet hat (Phil. Trans. **170.** p. 68—72. 1879) und welche auch ich fand, ohne von Thomson's Untersuchungen Kenntniss zu haben; vielleicht auch Beobachtungen von E. Cohn über das thermoelectrische Verhalten gedehnter Eisendrähte (Wied. Ann. **6.** 388—392).

In § 1 und 2 wird ein Satz entwickelt, aus welchem die Bedeutung der geschilderten Erscheinung hervorgeht. § 3, 4 und 5 enthalten Messungen über dieselbe. In § 6 wird ihr Zusammenhang mit der Wärmeerzeugung durch Magnetisiren und Entmagnetisiren dargelegt und in § 7 wird aus ihr die grosse dämpfende Wirkung erklärt, welche eine Eisenplatte auf einen über ihr schwingenden Magnet ausüben kann.

§ 1.

Die Bedeutung der Thatsache, von welcher die Rede ist, erhellt sogleich aus folgendem Satze:

Während die Kraft K von 0 bis K_1 wächst und von K_1 bis 0 wieder abnimmt, ist an dem Drahte eine Arbeit geleistet worden, welche in absolutem Maass durch die von der Curve C (Taf. I Fig. 5) umschlossene Fläche dargestellt wird.

Es ist dabei angenommen, dass die Kraft K longitudinal und über den Draht hin constant sei; dass ferner der Draht sich in dem vorhin geschilderten stationären Zustande befinde; endlich wollen wir zuerst der Einfachheit halber den Draht unendlich dünn annehmen, sodass er als gleichförmig magnetisirt angesehen und durch zwei Magnetpole an seinen Enden ersetzt werden kann.

Der Anschaulichkeit halber denken wir uns ferner das Magnetfeld, in das der Draht gebracht wird, herrührend von zwei gleichen permanenten Magneten, deren Mittelpunkte zusammenfallen, und deren magnetische Axen einen Winkel 2α miteinander bilden (Taf. I Fig. 6). Der Draht werde mit seiner Axe in die Halbirungslinie des Winkels 2α gebracht; es sei sowohl die Länge der permanenten Magnete als auch die Länge des Drahtes unendlich klein gegen die Entfernung r des Drahtmittelpunktes D von dem Mittelpunkte der Magnete O. Die magnetisirende Kraft, welche dann auf den Draht wirkt, ist nach seiner Axe gerichtet und hat den constanten Werth:

$$K = -\frac{4m'.\cos\alpha}{r^3},$$

wo m' das magnetische Moment eines der permanenten Magnete bedeutet, K positiv gerechnet wird, wenn es die Richtung OD hat, und α der Winkel zwischen OD und der magnetischen Axe eines der permanenten Magnete ist.

Es ändert sich also K mit α und indem man α von $\frac{1}{2}\pi$ bis α abnehmen und wieder bis $\frac{1}{2}\pi$ wachsen lässt, wird K die Werthe von 0 bis K_1 und von K_1 bis 0 zurück durchlaufen, wobei das in dem Drahte inducirte Moment von m_0 bis m wachsen und von m bis m_0 wieder abnehmen wird.

Um aber die permanenten Magnete um den Winkel $d\alpha$ zu drehen, müssen wir wegen des im Drahte inducirten Magnetismus Arbeit aufwenden, welche durch:

$$-m \cdot \frac{dK}{d\alpha} \cdot d\alpha$$

gemessen wird, indem das Potential der permanenten Magnete in Bezug auf den Draht den Werth $-m.K$ hat. Es ist folglich die ganze Arbeit A, welche aufgewendet werden muss, während K von 0 bis K_1 wächst und von K_1 bis 0 wieder abnimmt:

$$A = -\int m\, dK, \tag{1}$$

wo das Integral über die geschlossene Curve C zu nehmen ist und folglich die von dieser Curve umschlossene Fläche darstellt, was zu beweisen war.

Zusatz. Ein allgemeinerer Satz ist der folgende: ein beliebiger Eisenstab werde in ein homogenes Magnetfeld gebracht, während dann die Componenten X, Y, Z der magnetisirenden Kraft von irgend welchen Anfangswerthen aus eine Reihe von Werthen durchlaufen und schliesslich zu den Anfangswerthen zurückkehren, ist an dem Stabe die Arbeit:

$$A = -\int m_x\, dX - \int m_y\, dY - \int m_z\, dZ$$

geleistet worden, wo m_x, m_y, m_z die Componenten des magnetischen Momentes nach den Coordinatenaxen sind.

Das Magnetfeld rühre nämlich her von permanenten Magneten, deren Potential V sei. Ist $d\tau$ ein Volumenelement des Stabes, α, β, γ die Componenten der Magnetisirung desselben, dW das Potential der permanenten Magnete in Bezug auf $d\tau$, so ist:

$$\begin{aligned} dW &= d\tau\left(\alpha \cdot \frac{dV}{dx} + \beta \cdot \frac{dV}{dy} + \gamma \cdot \frac{dV}{dz}\right) \\ &= -d\tau\,(\alpha X + \beta Y + \gamma Z). \end{aligned}$$

Daraus folgt, dass, wenn die permanenten Magnete von einer Anfangslage aus durch eine Reihe von Lagen hindurch in die Anfangslage zurückgeführt werden, an dem Volumenelement $d\tau$ die Arbeit:

$$dA = -\int (\alpha\, dX + \beta\, dY + \gamma\, dZ)\, d\tau$$

und an dem ganzen Stabe die Arbeit:

$$A = -\int (m_x\, dX + m_y\, dY + m_z\, dZ) \tag{2}$$

geleistet worden ist.

Aus Gleichung (2) folgt, dass die Gleichung (1) für einen Stab von endlicher Dicke gilt, wenn man unter m die Componente des magnetischen Moments nach der Richtung der magnetisirenden Kraft, d. i. in jenem Falle nach der Richtung der Stabaxe versteht.

§ 2.

Nehmen wir nun an, dass die permanenten Magnete, von denen das Feld herrührt, einen Kreisprocess von Lagenänderungen durchmachen; um bestimmte Vorstellungen zu haben, wollen wir den vorhin speciell behandelten Fall der Fig. 6 Taf. I ins Auge fassen.

Am Ende des Kreisprocesses ist der inducirte Magnetismus des Drahtes derselbe wie im Anfang, ebenso die Lage der permanenten Magnete. Da nun bei dem Process die als permanent vorausgesetzten Magnete keine Aenderung ihres magnetischen Zustandes erlitten haben, so kann das Aequivalent für die aufgewendete Arbeit A nur in dem Draht gesucht werden, und da nach unseren bisherigen Erfahrungen andere Wirkungen ausgeschlossen sind, so muss das Arbeitsäquivalent im Drahte in Form von Wärme auftreten.

Stellt man sich andererseits vor, dass die permanenten Magnete passend aufgehängt und in Schwingung versetzt seien, sodass der Winkel α beim Schwingen wächst und abnimmt — denken wir dabei Einfachheit halber an nur einen schwingenden Magnet — so wird infolge der Wirkung des Drahtes auf den schwingenden Magnet von diesem Arbeit aufgewendet werden, nach Maassgabe deren die Energie der

Schwingungen abnehmen muss; es wird eine dämpfende Wirkung von dem Drahte auf den schwingenden Magnet ausgeübt werden.

Man wird dieses Resultat dahin verallgemeinern können, dass jedesmal, wenn permanente Magnete in der Wirkungssphäre von Eisenmassen Schwingungen ausführen, infolge der Coërcitivkraft ein Verlust der Energie dieser Schwingungen eintreten muss auf Kosten von Wärme, welche in den Eisenmassen entwickelt wird.

§ 3.

Nachdem im Vorhergehenden die Bedeutung der besprochenen Wirkung der Coërcitivkraft dargelegt ist, wird es gut sein, ehe wir den Zusammenhang dieser Wirkung mit anderen Thatsachen näher betrachten, einige Messungen über diese Wirkung mitzutheilen, da solche Messungen, so viel ich weiss, bisher nicht vorhanden sind.

Die Methode der Versuche bestand darin, dass der zu untersuchende Draht in eine Magnetisirungsspirale gebracht wurde, deren Axe senkrecht zum magnetischen Meridian stand; indem man nun die magnetisirende Kraft von 0 bis K_1 wachsen und von K_1 bis 0 wieder abnehmen liess, wurde für eine Reihe von Werthen K zwischen 0 und K_1, K', K''.... das magnetische Moment des Drahtes jedesmal für auf- und absteigende Kräfte bestimmt. Die Aenderung des K von 0 bis zu dem ersten Werthe K' und von K' bis 0 bewerkstelligte ich durch einfaches Schliessen und Oeffnen des Stromes; ich erhielt nämlich in vorläufigen Versuchen dieselben Resultate, mochte ich den Strom direct mittelst des Commutators schliessen und öffnen oder den Strom allmählich von einem sehr kleinen Werthe bis zu K' anwachsen, bez. von K' aus allmählich abnehmen lassen. Allmähliches Anwachsen und Abnehmen des Stromes bewerkstelligte ich dabei, indem ich in die Leitung eine in einem verticalen Glasrohre befindliche Säule angesäuerten Wassers einschaltete, die unten in eine am Boden der Röhre befindliche Quecksilbermasse endigte, oben mit einem Kupferdraht in Verbindung stand; durch Hineinschieben des Kupferdrahtes in das Wasser bis zum Eintauchen in das Quecksilber wurde allmählich die flüssige Säule ausgeschaltet und die magnetisirende Kraft von einem sehr kleinen Werthe bis auf K' erhöht.

Die grösseren Werthe K'', K''',.... brachte ich durch stetige Verkleinerung des Leitungswiderstandes hervor. Zu dem Ende waren in den Stromkreis zwei sehr dünne Platindrähte eingeschaltet, deren Länge zusammen 943 mm, und deren Widerstand 80,2 S.-E. betrug. Diese Platindrähte gingen wie beim Dubois'schen Rheostaten durch je ein mit Quecksilber gefülltes Röhrchen hindurch, durch dessen Verschieben in leicht ersichtlicher Weise die eingeschaltete Länge des Drahtes geändert werden konnte. Diese Vorrichtung erlaubte, die angewandte Stromstärke bis auf das Vierfache ihres Anfangswerthes stetig zu steigern. Die magnetischen Momente wurden durch die Ablenkung einer kleinen, mit Töpler'scher Luftdämpfung versehenen, an einem äusserst dünnen Coconfaden von zu vernachlässigender Torsionskraft aufgehängten Magnetnadel (Stück Stahldraht) bestimmt; die Drähte befanden sich gegen diese Nadel in der ersten Hauptlage. Die Ablenkung, welche die Magnetisirungsspirale für sich hervorbrachte, wurde durch eine andere Spirale zum grossen Theil compensirt, der übrig bleibende Rest experimentell bestimmt, wenn nöthig für verschiedene Gleichgewichtslagen der Nadel, welche Lagen durch Annähern eines starken Stabmagnets in der ersten Hauptlage hervorgebracht wurden.

Die Drähte hatten Längen von 180 bis 430 mm; der Abstand r der Drahtenden vom Nadelmittelpunkt betrug für die kürzeren Drähte 319 bis 513 mm; für die längeren (428 mm) 190 bis 260 mm. Die Berechnung der magnetischen Momente geschah nach der Formel:

$$m = \frac{L \cdot r^2}{1 - \frac{3}{2}\left(\frac{l}{r}\right)^2 - \left(\frac{r}{r+L}\right)^2} \cdot H . \operatorname{tg} \varphi \,,$$

wo φ der Winkel ist, um den die Nadel aus dem Meridian abgelenkt wird,

L die Länge der Drähte,

$2l$ die Länge der Nadel,

r der Abstand des Drahtendes vom Mittelpunkte der Nadel.

Es ist in dieser Formel der Pol an dem Ende der Drähte angenommen worden, was nicht genau richtig ist; die berechneten Momente sind daher für jeden Draht mit einem Factor zu multipliciren, welcher die Einheit um etwas übertreffen wird, zu dessen scharfer Bestimmung indess der Apparat nicht eingerichtet war.

Die angewandte Magnetisirungsspirale hatte bei einem äusseren Durchmesser von 24,2 mm eine Länge von 530 mm und bestand aus drei Lagen dünnen, umsponnenen Kupferdrahtes von je 726 Windungen; ihr Leitungswiderstand betrug 8,81 S.-E. Die Eisendrähte wurden so in dieselbe hineingebracht, dass die Enden derselben von der Spirale um 57 mm oder mehr überragt wurden, die magnetisirende Kraft K folglich bis auf 1 Proc. ihres Werthes über den Draht hin constant den Betrag $K = 4\pi n i/h$ hatte[1]), wo n die Windungszahl, h die Diagonale der Spirale, i die Intensität des magnetisirenden Stromes in absolutem electromagnetischen Maass bedeutet; i wurde durch ein Galvanometer bestimmt, das mit einer Tangentenbussole von bekannten Dimensionen verglichen worden war.

§ 4.

Folgende Tabelle enthält einige Angaben über die Beschaffenheit der benutzten sechs Drähte:

Nr.	Länge	Durchmesser	Masse	Spec. Gewicht
	mm	mm	g	
1	180	7,39	60,202	7,805
2	180	3,89	16,427	7,681
3[a]	428,6	1,616	6,832	7,771
3[b]	429	1,571	6,454	7,762
3[c]	429	1,540	6,211	7,778
4	429	0,674	1,187	7,755

Die Drähte 1 und 2 fanden sich im hiesigen Cabinet vor.

Die Drähte 3 und 4 erhielt ich von Jens Müller Söhne in Hamburg unter der Bezeichnung:

Nr. 3: engl. blanker Holzkohlendraht Nr. 17,
„ 4: „ geglühter „ „ 29.

1) W. Weber, Electrodynam. Maassbestimmungen, insbes. über Diamagnetismus, p. 547.

Ich fand die letztere Drahtsorte Nr. 4 nach vorherigem Glühen ausgezeichnet durch verhältnissmässig geringen permanenten Magnetismus.

Die Resultate der Versuche sind in den folgenden Tabellen niedergelegt.

Die erste Zeile enthält jedesmal die Werthe von K/H, d. i. des Verhältnisses der magnetisirenden Kraft zur Horizontalcomponente der erdmagnetischen Kraft in Freiburg.

Die zweite und dritte Zeile enthalten das $1/H.10^3$fache des auf das Gramm Eisen bezogenen magnetischen Moments für den darüber stehenden Werth der magnetisirenden Kraft, je nachdem dieselbe im Aufsteigen (asc.) oder Absteigen (desc.) begriffen war.

Die vierte Zeile gibt die Differenz y der beiden vorhergehenden Zeilen.

Die magnetischen Momente sind in absolutem magnetischen Maass in Bezug auf Milligramm, Millimeter und Secunde angegeben.

Unter jede Versuchsreihe ist noch gesetzt die dem Kreisprocess derselben entsprechende Arbeit für das Gramm Eisen:

$$A = \int y\, dK.\, H.\, 10^3,$$

sowie der dieser Arbeit entsprechende Wärmewerth:

$$w = \frac{A}{g.\,10^6.\,425} \text{ cg}$$
$$g = 9808.$$

w gibt also die Temperaturerhöhung in Centigraden an, welche durch die in einem Cyclus entwickelte Wärme in der Substanz erzeugt werden würde, wenn diese Wasser wäre.

In Bezug auf die Ausführung der Versuche bemerke ich noch, dass, während die Drähte den magnetisirenden Kräften ausgesetzt waren, dieselben nicht erschüttert wurden. Erschüttert man sie, während die Zwischenwerthe der magnetisirenden Kräfte wirken, lässt aber bei dem Minimal- und Maximalwerth der magnetisirenden Kraft keine Erschütterungen wirken, so erhält man kleinere Werthe von y. So erhielt ich für einen Stab von 4,28 mm Durchmesser und 744 mm Länge, indem die Grenzwerthe der magnetisirenden Kraft 0 und 24 H waren und die Erschütterungen durch Hammerschläge hervorgebracht wurden, in willkürlichen Einheiten:

	y	
Ohne Erschütterung . .	43,7;	43,7.
Mit „ . .	13,4;	20,0.

Endlich erwähne ich, dass jeder der in den folgenden Tabellen verzeichneten Werthe von m das Mittel aus drei Werthen ist, welche erhalten wurden bei dreimaligem Durchlaufen des jedesmaligen Cyclus nach Eintritt des stationären Zustandes.

Draht Nr. 1.

$L = 180$ mm, $d = 7{,}39$ mm, $\mu = 60{,}202$ g.[1]

I.

$\frac{K}{H}$	0	10,5	21,8	31,7	46,4
$\frac{m}{H\,.\,10^3}$ asc.	10,9	23,8	40,3	56,4	79,0
$\frac{m}{H\,.\,10^3}$ desc.	10,9	27,7	45,5	61,2	79,0
y	0	3,9	5,2	4,8	0

$A = 151\,.\,10^3\,.\,H^2, \quad w = \frac{0{,}146}{10^6}.$

II.

$\frac{K}{H}$	+46,4	+31,7	+21,8	+10,5	0	−10,5	−21,8	−31,7	−46,4
$\frac{m}{H\,.\,10^3}$ asc.	+76,2	+52,1	+34,7	+16,1	−1	−18,4	−36,4	−52,2	−71,2
$\frac{m}{H\,.\,10^3}$ desc.	+76,2	+57,3	+43,0	+24,9	+7,4	− 9,9	−28,9	−46,1	−71,2
y	0	5,2	8,3	8,8	8,4	8,5	7,5	6,1	0

$A = 572\,.\,H^2\,.\,10^3, \quad w = \frac{0{,}553}{10^6}.$

III.

	a.					b.				
$\frac{K}{H}$	0	38,9	74,5	106,0	161,0	0	20,2	40,8	58,9	84,5
$\frac{m}{H\,.\,10^3}$ asc.	6,8	67,8	124,0	174,0	254	7,1	36,3	68,1	98,8	142
$\frac{m}{H\,.\,10^3}$ desc.	6,8	76,5	137	186	254	7,1	42,5	77,6	107	142
y	0	8,7	13	12	0	0	6,2	9,5	8,2	0

a. $A = 1256\,.\,H^2\,.\,10^3, \quad w = \frac{1{,}22}{10^6}.$

b. $A = 487\,.\,H^2\,.\,10^3, \quad w = \frac{0{,}472}{10^6}.$

1) L Länge, d Durchmesser, μ Masse.

Draht Nr. 2.

$L = 180$ mm, $d = 3{,}89$ mm, $\mu = 16{,}427$ g.

$\frac{K}{H}$	0	10,0	21,2	31,9	45,8	0	19,7	40,5	59,7	85,8
$\frac{m}{H \,.\, 10^3}$ asc.	32	51	72	99	135	50	95	155	215	298
$\frac{m}{H \,.\, 10^3}$ desc.	32	67	95	118	135	50	140	212	259	298
y	0	16	23	19	0	0	45	57	44	0

$A = 648 \,.\, H^2 \,.\, 10^3$ $\qquad$ $A = 3017 \,.\, H^2 \,.\, 10^3$

$w = \frac{0{,}628}{10^6}.$ $\qquad$ $w = \frac{2{,}92}{10^6}.$

Draht Nr. 3a.

$L = 428{,}6$ mm, $d = 1{,}616$ mm, $\mu = 6{,}832$ g.

$\frac{K}{H}$	0	20,6	42,6	62,3	92,4	0	10,3	22,1	33,2	48,0
$\frac{m}{H \,.\, 10^3}$ asc.	551	561	588	617	649	473	478	489	504	530
$\frac{m}{H \,.\, 10^3}$ desc.	551	601	624	635	649	473	495	509	519	530
y	0	40	36	18	0	0	17	20	15	0

$A = 2050 \,.\, 10^3 \,.\, H^2$ $\qquad$ $A = 401 \,.\, 10^3 \,.\, H^2$

$w = \frac{1{,}99}{10^6}.$ $\qquad$ $w = \frac{0{,}388}{10^6}.$

$\frac{K}{H}$	0	5,31	11,30	16,90	24,2
$\frac{m}{H \,.\, 10^3}$ asc.	177	182	190	200	216
$\frac{m}{H \,.\, 10^3}$ desc.	177	187	199	208	216
y	0	5	9	8	0

$A = 111 \,.\, 10^3 \,.\, H^2 \quad w = \frac{0{,}107}{10^6}.$

Draht Nr. 3b.

$L = 429$ mm, $d = 1{,}571$ mm, $\mu = 6{,}454$ g.

I.

	a.					b.				
$\frac{K}{H}$	0	11,1	22,0	32,6	47,9	0	20,3	42,2	61,7	91,2
$\frac{m}{H \,.\, 10^3}$ asc.	265	276	289	309	339	403	417	450	484	540
$\frac{m}{H \,.\, 10^3}$ desc.	265	290	314	324	339	403	463	498	518	540
y	0	14	25	15	0	0	46	48	34	0

a.: $A = 611 \,.\, 10^3 \,.\, H^2$, $w = \frac{0{,}592}{10^6}.$

b.: $A = 2768 \,.\, 10^3 \,.\, H^2$, $w = \frac{2{,}68}{10^6}.$

II.

	a.					b.				
$\frac{K}{H}$	0	38,3	74,1	105,0	160,0	0	19,9	41,2	60,4	89,3
$\frac{m}{H \cdot 10^3}$ asc.	445	488	547	594	646	447	465	495	526	572
$\frac{m}{H \cdot 10^3}$ desc.	445	567	608	627	646	447	504	538	553	572
y	0	79	61	33	0	0	39	43	27	0

a. $A = 6253 \cdot 10^3 \cdot H^2$, $w = \frac{6,05}{10^6}$.

b. $A = 2300 \cdot 10^3 \cdot H^2$, $w = \frac{2,23}{10^6}$.

c.

$\frac{K}{H}$	0	10,6	21,0	31,1	45,8
$\frac{m}{H \cdot 10^3}$ asc.	446	454	464	476	495
$\frac{m}{H \cdot 10^3}$ desc.	446	462	476	486	495
	0	8	12	10	0

$A = 320 \cdot 10^3 \cdot H^2$ $\quad w = \frac{0,31}{10^6}$.

Draht Nr. 3c.

$L = 429$ mm, $\quad d = 1,540$ mm, $\quad \mu = 6,211$ g.

$\frac{K}{H}$	0	20,0	41,6	61,3	90,5
$\frac{m}{H \cdot 10^3}$ asc.	352	376	426	475	531
$\frac{m}{H \cdot 10^3}$ desc.	352	437	482	506	531
y	0	61	56	31	0

$A = 3153 \cdot 10^3 \cdot H^2$ $\quad w = \frac{3,06}{10^6}$.

$\frac{K}{H}$	− 90	− 60,3	− 41,6	− 20,2	0	+ 20,2	÷ 41,6	+ 60,3	+ 90
$\frac{m}{H \cdot 10^3}$ asc.	−526	−506	−579	−435	−341	− 57	+290,7	+437	+516
$\frac{m}{H \cdot 10^3}$ desc.	−526	−409	−276	+ 81	+362	+426	+488	+505	+516
y	0	97	203	516	703	483	197,3	68	0

$A = 46700 \cdot 10^3 \cdot H^2$, $\quad w = \frac{45,2}{10^6}$.

Draht Nr. 4.

$L = 428$ mm, $d = 0{,}674$ mm, $\mu = 1{,}16$ g.

$\frac{K}{H}$	0	33,3	61,1	92,7	128,5	155,3
$\frac{m}{H \cdot 10^3}$ asc.	281	394	538	647	702	718
$\frac{m}{H \cdot 10^3}$ desc.	281	535	647	687	715	718
y	0	141	109	40	13	0

$A = 10537$ $w = \frac{10{,}2}{10^6}$.

§ 5. Bemerkungen zu den vorstehenden Tabellen.

1. y als Function von $K/H = x$ betrachtet. y ist eine Function von $K/H = x$, welche für den Maximalwerth $x = x_1$ und für den Minimalwerth $x = x_2$ verschwindet, also im einfachsten Fall von der Form wäre:

$$y = \alpha (x_1 - x)(x - x_2), \quad \text{d. i.:}$$

(3a) für $x_2 = 0$: $y = \alpha . x (x_1 - x)$,

(3b) „ $x_2 = - x_1$: $y = \alpha . (x_1^2 - x^2)$.

Aber keine der Beobachtungsreihen lässt sich mit genügender Genauigkeit durch diese Annahme darstellen, wie man sich überzeugt, wenn man die Werthe $\alpha = y / x(x_1 - x)$ und $y / (x_1^2 - x^2)$ bildet, welche nach jener Annahme constant sein sollten. Anstatt dessen findet man α für den dicksten Draht Nr. 1 ein wenig zunehmend mit wachsendem x, und dasselbe Verhalten zeigen einige der benutzten Drähte für schwache magnetisirende Kräfte. Bei grösseren Kräften findet man indess eine Abnahme von α mit zunehmendem x, und zwar eine um so stärkere, je grösser der Maximalwerth x_1 der magnetisirenden Kraft; ausserordentlich stark ist diese Abnahme für den dünnsten der benutzten Drähte Nr. 4.

Um den Verlauf der m und y als Functionen von x deutlicher zu zeigen, sind in den Fig. 7—9 Taf. I m und y als Functionen von x graphisch dargestellt, und zwar in den mit a bezeichneten Curven m, in den mit b bezeichneten y. Es bezieht sich:

Fig. 7 Taf. I auf den Draht Nr. 1: $x_1 = 46{,}4$ $x_2 = - x_1$
„ 8 „ „ „ „ „ 1: $x_1 = 46{,}4$ $x_2 = o$.

In diesen Fällen weicht der Verlauf der y am wenigsten von den Formen (3) ab.

Fig. 9 Taf. I bezieht sich auf den dünnsten Stab No. 4 und die magnetisirende Kraft $x_1 = 155{,}3$ und zeigt die grösste Abweichung von der Form (3).

2. Die Curven der y für verschiedene Werthe x_1. Will man die Curven der y für verschiedene Werthe von x_1 vergleichen, so ist zuerst zu bemerken, dass man für einen und denselben Werth x_1 verschiedene Resultate erhält, je nachdem der Draht vorher grösseren magnetisirenden Kräften x_1 ausgesetzt war oder nicht. Dies geht aus der Vergleichung der mit dem Draht Nr. 3b angestellten Versuche Reihe I und Reihe II hervor. Bei Ia ist die Kraft $x_1 = 47{,}9$ entsprechend dem permanenten Moment 265, bei Ib die Kraft $x_1 = 91{,}2$ entsprechend dem permanenten Moment 403 die grösste, welche überhaupt gewirkt hat. Bei II hingegen wurden, nachdem der Draht zuerst der magnetisirenden Kraft 160 ausgesetzt worden war, die Reihen a, b, c alle bei demselben permanenten Moment 445—447, also für denselben Zustand des Stabes erhalten.

Der letztere Fall ist offenbar der wichtigere, auf ihn beziehen sich die Reihen Nr. 1, III, Nr. 3b, II; dieselben lehren die Curve AbA (Fig. 10 Taf. I) kennen, auf welcher der Draht, nachdem er den Process ABA durchgemacht hat, von einem Punkte b aus in den constanten $x = 0$ entsprechenden Zustand zurückkehrt.

3. Die Arbeit A. Die jedem Kreisprocess entsprechende Arbeit wurde näherungsweise bestimmt, indem man auf Millimeterpapier y als Function von K/H auftrug und die von der so näherungsweise gezeichneten Curve der y und der Abscissenlinie begrenzte Fläche in Quadratmillimetern abzählte. Wir wollen die in einem Cyclus aufgewendete Arbeit vergleichen mit dem in dem Cyclus temporär erregten magnetischen Moment. Sei also m_1 das temporäre Moment, welches durch Anwendung der magnetisirenden Kraft K_1 dem permanenten Moment m_0 hinzugefügt wird, sodass während des Cyclus das ganze Moment zwischen m_0 und $m_0 + m_1$ variirt.

Die folgende Tabelle enthält für denselben Zustand der betreffenden Drähte die Werthe A / m_1^2 für verschiedene Werthe von m_1.

Draht Nr. 1.

$\frac{m_1}{H \cdot 10^3}$	$\frac{A}{H^2 \cdot 10^3}$	$\frac{A}{m_1^2} \cdot 10^3$
60,3	135	0,0371
134,9	487	0,0268
247,2	1256	0,0205

Draht Nr. 3b.

$m_1 \cdot \frac{1}{H \cdot 10^3}$	$A \cdot \frac{1}{H^2 \cdot 10^3}$	$\frac{A}{m_1^2} \cdot 10^3$
49	320	0,133
125	2300	0,147
201	6253	0,155

Man sieht, dass für den dicksten der benutzten Drähte Nr. 1 und die angewandten magnetisirenden Kräfte A / m_1^2 mit wachsendem m_1 ab-, für die dünneren Drähte Nr. 3b mit wachsendem m_1 zunimmt; dass also die Arbeit A nicht dem Quadrat des erregten Moments proportional ist.

Wir wollen noch untersuchen, wie bei gleichem Werth von m_1 die Arbeit A von dem Zustand der Substanz des Drahtes abhängt. Darüber gibt die folgende Zusammenstellung Aufschluss, welche sich auf die Drähte 3a, 3b, 3c bezieht, die alle von derselben Drahtrolle herrührten und sämmtlich der magnetisirenden Kraft 90 unter denselben Umständen unterworfen wurden.

$\frac{m_0}{H \cdot 10^3}$	$\frac{m_1}{H \cdot 10^3}$	$\frac{A}{H^2 \cdot 10^3}$	$\frac{A}{m_1^2} \cdot 10^3$
352	179	3153	0,098
403	137	2768	0,147
551	98	2050	0,214

Die Drähte wurden sämmtlich vor dem Versuch mehrere Stunden geglüht, und zwar die Drähte 3a und 3b in Spiralen aufgerollt in einem Porcellanrohr über Holzkohlenfeuer, der Draht 3c in einem schwer schmelzbaren Glasrohr unter Belastung mit 4 Pfd. gerade gestreckt in einem Verbrennungsofen. In die Tabelle ist noch das der magnetisirenden Kraft 90 entsprechende permanente Moment m_0 aufgenommen. Da A / m_1^2 für die benutzten Drähte und die angewandten Kräfte mit wachsendem m_1 zunimmt, so kann man aus der Tabelle entnehmen, dass für denselben Werth von m_1 A c. p. um so grösser ist, je grösser das permanente Moment m_0, also je grösser die Coërcitivkraft des benutzten Drahtes.

Schliesslich heben wir noch den grossen Unterschied in dem Werthe von A hervor, welcher bei Nr. 3c (p. 152) sich zeigte, je nachdem die magnetisirende Kraft zwischen 0 und 90 oder zwischen -90 und $+90$ in dem Cyclus variirte. A ergibt sich im zweiten Fall 14,8 mal so gross als im ersten; dementsprechend variirt auch das magnetische Moment in dem ersten Cyclus zwischen 352 und 531, also um 179, im zweiten zwischen -526 und 516, also um 1042 Einheiten.

§ 6. Ueber die Wärmeentwickelung in einer Eisenmasse durch Aenderung ihres magnetischen Zustandes.

Es ist eine Folge des Princips von der Erhaltung der Energie in Verbindung mit dem in § 1 entwickelten Satz, dass die durch Magnetisiren und Entmagnetisiren in einem Draht direct entwickelte Wärme das Aequivalent der Arbeit A ist, so weit die ganze Arbeit in Wärme umgesetzt wird. Dabei ist indessen die Frage, ob der Werth der Arbeit A von der Schnelligkeit abhängt, mit welcher in einem Cyclus der Werth der magnetisirenden Kraft variirt; wenn auch eine solche Abhängigkeit nicht wahrscheinlich sein mag für sehr dünne Drähte, welche in einer Inductionsspirale nach Helmholtz[1]) eine merkliche Dauer des Oeffnungsextrastromes nicht hervorbringen.

Ferner wird durch Magnetisiren und Entmagnetisiren indirect Wärme erzeugt durch die Inductionsströme, welche durch Aenderung der magnetischen Intensität in der Masse des Eisens sich bilden.

Es entsteht somit die experimentelle Aufgabe, an einem und demselben Draht für einen bestimmten Cyclus den Werth der Arbeit A durch statische Versuche zu bestimmen, sodann die durch denselben erregte Wärme zu messen und diese mit dem Wärmewerth von A zu vergleichen.

Es wird beabsichtigt, diese Untersuchung in dem hiesigen Laboratorium vorzunehmen.

Untersuchen wir inzwischen, was sich aus den bisherigen Beobachtungen über das Verhältniss der fraglichen Wärmeentwickelung zur Arbeit A entnehmen lässt.

---

1) Helmholtz, Pogg. Ann. **84.** p. 536. 1851.

Die folgende Tabelle enthält eine Uebersicht der Werthe des w — d. i. der Temperaturerhöhung in Milliontel Centigraden, welche der Arbeit A entsprechend das Eisen erfahren würde, wenn es die specifische Wärme des Wassers hätte — für den Draht 1, 3b, 4.

Draht	$\frac{K_1}{H}$	$\frac{m_1}{H \cdot 10^3}$	w
1.	46,4	68,1	0,146
	84,5	134,9	0,472
	161	247,2	1,22
3b.	45,8	49	0,310
	89,3	125	2,23
	160,0	201	6,05
4.	155,3	437	10,2

Erinnern wir noch, dass der grösste Werth von w — nämlich 45,2 — erhalten wurde mit dem Draht 3c durch einen Cyclus, in welchem die magnetisirende Kraft zwischen $-90.0\,H$ und $+90,0\,H$ variirte.

Von den mir bekannten Versuchen über die Wärmeerzeugung durch Magnetisiren und Entmagnetisiren sind mit diesen Resultaten noch am meisten vergleichbar die Versuche von Herwig[1]), welcher mit Eisendrähten von 1,2 mm Durchmesser und 180 mm Länge experimentirte. Aus Herwig's Angaben, p. 179 u. 183 l. c. finde ich die Werthe von w für seine drei Drahtbündel zu 9,4; 11,3; 7,2 Milliontel Centigrade. Eine weitere Vergleichung lässt sich nicht durchführen, da Herwig weder die Werthe von K_1 noch die von m_1 bestimmt hat.

Die Versuche von Cazin[2]) beziehen sich zwar nicht auf Drähte, sondern auf Hohlcylinder oder Röhren von Eisen, bieten aber den Vortheil, dass ausser der Erwärmung auch das Moment m_1 für den Cyclus bestimmt wurde.

P. 548—552 l. c. findet sich eine Bestimmung der absoluten Wärmemenge, erregt durch das Magnetisiren und Entmagnetisiren eines Eisenrohrs von:

1) Herwig, Wied. Ann. **4.** p. 177—187. 1878.
2) Cazin, Ann. de chim. et de phys. (5) **6.** 493—554. 1875.

420 mm Länge 50 mm Durchmesser 1,8 mm Dicke	} nach p. 506 unten.
833 g Masse	„ „ 551

Das Magnetisiren und Entmagnetisiren geschah durch Schliessen und Oeffnen des magnetisirenden Stromes.

Die Temperaturerhöhung des Eisens durch einen Cyclus findet Cazin zu 0,000 168 oder 0,000 189°, je nachdem der Oeffnungsfunke am Interruptor in Luft oder in Aether sich bildete (p. 552); setzt man nach Cazin die specifische Wärme des Eisens = 0,1138, so ergeben sich die Werthe von w in beiden Fällen zu 19,1 und 21,5.

Das Quadrat des erzeugten magnetischen Moments betrug bei diesen Versuchen das 1855/3,2fache der von Cazin benutzten Einheit.

Die Einheit der magnetischen Masse ist bei Cazin nach p. 515 diejenige, welche auf eine ihr gleiche, im Abstande von 1 dc eine Kraft gleich dem Gewicht von 1 dcg in Paris ausübt; Einheit der Länge ist das Decimeter.

Daraus folgt, dass das magnetische Moment 1 bei Cazin $10^5 \sqrt{g}$ unserer absoluten Einheiten enthält.

Daher hat bei den in Rede stehenden Versuchen unsere Grösse m_1 den Werth:

$$m_1 = \frac{\sqrt{\frac{1855}{3,2}} \cdot 10^5 \cdot \sqrt{g}}{833} = 287 \cdot 10^3.$$

Dem gegenüber ergibt sich nach meinen Versuchen für den Eisendraht 3b von 1,571 mm Durchmesser und:

$$m_1 = 125 \cdot 10^3 \quad H = 251{,}3 \cdot 10^3; \quad w = 2{,}23;$$
$$\text{für } m_1 = 201 \cdot 10^3 \quad H = 404{,}0 \cdot 10^3; \quad w = 6{,}05.$$

Man kann danach sagen, dass bei gleichen Grenzen, zwischen denen die Intensität der Magnetisirung variirte, in den Cazin'schen und meinen Versuchen Werthe des w von derselben Ordnung erhalten wurden, wenn auch in den Cazin'schen Versuchen erheblich grössere Werthe als in den meinigen.

Uebrigens bin ich der Ansicht, dass ein grosser Theil der von Cazin beobachteten Wärme von der Wirkung der Oeffnungsinductionsströme herrührt, da die Wärmeentwickelung durch Anwendung eines Condensators am Interruptor auf mehr als das Vierfache vergrössert[1]), dagegen auf die Hälfte verkleinert ward[2]) durch Anwendung einer Spirale, welche während des Oeffnens der Magnetisirungsspirale geschlossen wurde und so die Dauer des Oeffnungsstromes erhöhte. Da indessen über den Einfluss der Schnelligkeit, mit welcher in einem Cyclus die magnetisirende Kraft wechselt, auf die Arbeit A noch keine entscheidenden Versuche vorliegen, so wage ich nicht, eine bestimmte Behauptung aufzustellen.

Noch viel bedeutender als bei Cazin muss die indirecte Erwärmung durch Inductionsströme in den Versuchen von Trowbridge[3]) gewesen sein, welcher mit Vollcylindern von 15,15 cm Länge und 1,25 cm Durchmesser experimentirte; ebenso in den Versuchen von Joule[4]), welcher Eisenstäbe von 8 Zoll Länge und $^3/_4$ Zoll Durchmesser anwandte; im übrigen sind diese Untersuchungen zu unserem Zweck nicht verwerthbar, da die hierzu nöthigen Angaben fehlen.

§ 7. Ueber die Ursache der dämpfenden Wirkung, welche eine Eisenplatte auf einen über ihr schwingenden Magnet ausübt.

Eine Metallscheibe übt auf eine über ihr schwingende Magnetnadel eine dämpfende Wirkung aus, im allgemeinen eine um so stärkere, je grösser das specifische Leitungsvermögen der Scheibe ist; eine Eisenscheibe aber bringt

1) Cazin, p. 543 l. c.

2) Cazin, p. 534 l. c.

3) Trowbridge, Proc. of the Amer. Acad. of arts and scienc. New ser. **6.** p. 114—121. Boston 1879.

4) Joule, Phil. Mag. **23.** p. 353—355. Dec. 1843. Uebrigens ist zu bemerken, dass es Joule gar nicht daran lag, die directe und indirecte magnetische Erwärmung zu trennen; es kam ihm im allgemeinen nur darauf an, möglichst grosse Wärmewirkungen durch den Wechsel des Magnetismus zu erhalten. Zu dem Ende war in den Versuchen, von welchen Wied. Galv. **2.** p. 627 die Rede ist, der oben beschriebene Eisencylinder von einer $^1/_8$'' dicken Schicht galvanoplastischen Kupfers umgeben (Phil. Mag. l. c. p. 439.)

unter geeigneten Umständen eine viel grössere Dämpfung hervor, als man nach dem geringen Leitungsvermögen des Eisens erwarten sollte.[1])

Ebenso folgt eine Magnetnadel einer unter ihr rotirenden Metallscheibe im allgemeinen um so lebhafter, je grösser das Leitungsvermögen der Scheibe, einer Eisenplatte indessen viel schneller, als man nach dem geringen Leitungsvermögen des Eisens erwarten sollte.

Von der Richtigkeit dieser Thatsachen kann man sich durch rohe Versuche überzeugen.

Bei Metallen, wie Kupfer, Zink u. s. w. finden bekanntlich diese Wirkungen in den Inductionsströmen, welche durch die relative Bewegung der Magnetnadel gegen die Scheibe in dieser erregt werden, ihre ausreichende Erklärung.

Beim Eisen beruht indessen unter geeigneten Umständen, unter welchen die besprochene grosse Dämpfung auftritt, die Wirkung nur zum kleinsten Theil auf jenen Inductionsströmen, obgleich dieselben durch die magnetische Induction in Eisen verstärkt werden, der grössere Theil der Wirkung muss einer anderen Ursache zugeschrieben werden. In Wiedemann's Galvanismus[2]) heisst es: „Zu der Wirkung der inducirten Ströme tritt hier eine Magnetisirung der Scheibe, welche unter den Polen der Nadel ungleichnamige Pole erhält. Diese Polarität dauert noch eine gewisse Zeit an, sodass die durch die Scheibe gebildeten Pole mit derselben bei ihrer Bewegung fortgeführt werden und so die Magnetnadel mit sich nehmen. Die Wirkung dieser Magnetisirung ist sehr viel stärker als die der inducirten Ströme.“

Diese Ansicht scheint zuerst von Poisson ausgesprochen zu sein in Veranlassung der Versuche von Christie[3]) und Barlow[4]) über die Verschiebung der durch den Erdmagnetismus bewirkten Polarität von Eisenscheiben und Eisenkugeln durch Rotation dieser Körper, und zwar hat Poisson

1) Seebeck, Pogg. Ann. **7.** p. 203. 1826 u. **12.** p. 352. 1827.
2) Wied. Galv. **3.** p. 210.
3) Christie, Phil. Trans. **1.** p. 347—417. 1825.
4) ibid. p. 347—417.

diese Ansicht bestimmter dahin formulirt[1]), dass die Componente der Magnetisirung nach einer Richtung gleich sei der Componente der magnetisirenden Kraft nach derselben Richtung multiplicirt mit einer Function der Zeit $F(t)$, welche für $t = o$ Null ist und einen constanten Werth nach einem gewissen Zeitintervall annimmt.

Unzweifelhaft lassen sich die besprochenen Wirkungen der Eisenscheiben, sowie die Versuche von Christie und Barlow bis zu einem gewissen Grade aus dieser Ansicht herleiten.

Es lassen sich aber all diese Erscheinungen aus der § 1—4 behandelten Wirkung der Coërcitivkraft erklären, und zwar wollen wir beispielsweise das Dämpfungsphänomen von diesem Gesichtspunkt aus betrachten.

Stelle (Fig. 11 Taf. I) der Durchmesser sn die Projection der linear gedachten schwingenden Nadel auf die Scheibe vor. Diese Projection theilt die Scheibe in zwei Theile 1 und 2, und in je zwei gleichgelegenen Punkten P_1 und P_2 dieser Theile ist die von der Nadel herrührende Kraft gleich gross; wenn nun die Intensität der Magnetisirung nur von der magnetisirenden Kraft abhinge, so wäre die Scheibe — abgesehen von permanentem Magnetismus, welchen wir bezüglich der Dämpfung ausser Acht lassen können — zu beiden Seiten von sn gleich magnetisirt, und die Wirkung des inducirten Magnetismus auf die Nadel würde Null sein. Nun ist aber, wenn die Nadel in der Richtung des Pfeils sich bewegt, in einem Punkte P_2 die magnetisirende Kraft im Zunehmen, in P_1 im Abnehmen begriffen; daher wird P_1 stärker magnetisirt sein als P_2, und die Wirkungen von P_1 und P_2 werden sich zu einem Drehungsmoment zusammensetzen, welches der Bewegung der Nadel entgegengerichtet ist. Bewegt sich die Nadel in der entgegengesetzten Richtung, so ist P_2 stärker magnetisirt als P_1, woraus wieder ein der Bewegung der Nadel entgegengesetztes Drehungsmoment entspringt; es wird daher von der Wirkung der beiden Punkte P_1 und P_2 in jedem Moment eine Arbeit

1) Poisson, Mém. de l'acad. p. 467. 1823.

herrühren, welche von der schwingenden Nadel aufgewendet wird auf Kosten der Energie ihrer Schwingung.

Diese Betrachtungen sind nur hinreichend, wenn die Punkte P_1 und P_2 ausserhalb des von der Projection sn bestrichenen Raumes und hinreichend fern von demselben liegen. Aber ohne auf eine genauere Analyse des Vorgangs einzugehen, können wir einen Versuch anstellen, welcher zwischen der Poisson'schen und der hier gegebenen Theorie der Dämpfung entscheidet. Man hänge die Nadel bifilar auf, sodass die Gleichgewichtslage infolge der bifilaren Aufhängung zusammenfällt mit der Gleichgewichtslage infolge des Erdmagnetismus, führe die Nadel durch Drehen der oberen Aufhängepunkte zwischen den äussersten Lagen OA und OB, welche sie bei dem Schwingungsversuch einnehmen wird, hin und her und messe für jede Zwischenlage, z. B. für On, das Drehungsmoment, welches nöthig ist, um sie in On festzuhalten.

Man muss dann nach unserer Theorie für dieselbe Lage On ein grösseres nach OB gerichtetes Drehungsmoment finden, wenn die Nadel im Hingang nach OB, als wenn sie im Rückgang begriffen ist.

Aus den Differenzen der Drehungsmomente für alle Lagen On kann man die Arbeit berechnen, welche man gegen die Wirkung der Platte aufwenden muss, um die Nadel von OA nach OB und von OB nach OA wieder zurückzuführen, und aus dieser Arbeit die zu beobachtende Dämpfung im voraus angeben. Wir haben so die Dämpfung aus rein statischen Versuchen, unabhängig von irgend welcher Function der Zeit bestimmt. Derartige demnächst zu veröffentlichende Versuche sind im hiesigen Laboratorium von Hrn. Dr. F. Himstedt angestellt worden und haben in der That ergeben, dass die grosse Dämpfung der Eisenplatten aus der von uns angegebenen Ursache entspringt. Es findet sich ferner, dass für die kleinen bei diesen Versuchen vorkommenden Geschwindigkeiten die Schnelligkeit, mit welcher in einem Cyclus die magnetisirende Kraft variirt, ohne merklichen Einfluss auf die Arbeit A ist. Sollte sich bei Dämpfungsversuchen mit kleinerer Schwingungsdauer oder bei Versuchen über die Erwärmung durch Magnetisiren ein Einfluss jener Schnelligkeit bemerkbar machen, so würde zur Erklärung dieses Einflusses auf die Poisson'sche Theorie zurückzugehen sein.

§ 8. Schlussbemerkungen.

Ohne weiteres kann behauptet werden, dass in demselben Maasse, wie die Dämpfung der Nadel durch die ruhende Scheibe, auch das Mitnehmen der Nadel durch die rotirende Scheibe auf dem dargelegten Princip beruht, aus welchem sich auch Wirkungen wie die von Christie und Barlow beobachteten ergeben.

Allein wir gehen darauf nicht näher ein, da für eine vollständige Theorie dieser Erscheinungen das Elementargesetz bekannt sein müsste, von welchem die hier behandelte Wirkung der Coërcitivkraft abhängt, und welches zu finden mir noch nicht gelang.

Folgende Bemerkung über diese Wirkung möge indessen hier gestattet sein. Die gewöhnlich betrachtete Wirkung der Coërcitivkraft ist der permanente Magnetismus, welcher im Eisen nach Aufhören der magnetisirenden Kraft zurückbleibt, und man hat als Analogie dieser Kraft mit Rücksicht auf die genannte Wirkung derselben die Reibung fester Körper angeführt. Es lässt sich nun diese Analogie bis zu einem gewissen Grade auch auf die von uns betrachtete Wirkung der Coërcitivkraft ausdehnen.

Man stelle sich auf rauher, horizontaler Unterlage einen Klotz vor, welcher durch eine Feder in einer bestimmten Lage festgehalten wird, und lasse nun auf den Klotz, etwa mittelst einer Schnur, Gewichte wirken, welche ihn entgegen der Federkraft über die Unterlage fortzuziehen suchen. Lässt man dabei die Gewichte p einen Cyclus von Werthen etwa von 0 bis p_1 und von p_1 wieder auf 0 zurück durchlaufen, so wird:

1) am Ende des Cyclus der Klotz nicht in seine Anfangslage zurückgekehrt, sondern in der Richtung, in welcher die Gewichte p wirken, aus derselben verschoben sein;

2) aber wird die Lage des Klotzes bei demselben

Gewicht p eine verschiedene sein, je nachdem p im Wachsen oder Abnehmen begriffen ist.

Sei x der geradlinige Weg des Klotzes auf der Unterlage, gerechnet von der Anfangslage des letzteren aus, in welcher die Spannung der Feder Null ist, R die Reibung, $-F^2.x$ die Kraft der Feder, so ist (Fig. 12 Taf. I) die permanente Ablenkung des Klotzes $OA = R / F^2$, die gebrochene Linie $ABCD$ ($AB = CD = 2R$) stellt x als Function von p für einen Cyclus dar, und die von $ABCD$ umschlossene Fläche misst die Arbeit, welche in dem Cyclus gegen die Reibung geleistet wurde.

X. *Ueber die Veränderlichkeit der Capacität von Condensatoren mit starrem Isolator; von Hermann Herwig.*

In einer Reihe von Arbeiten habe ich die condensatorischen Eigenschaften von Platin-Wasser-Voltametern, auf welche kleine electromotorische Kräfte einwirken, näher untersucht und als einen hervorragenden Punkt auf diesem Gebiete den bezeichnen zu müssen geglaubt, dass die Capacität eines solchen Condensators während jedes einzelnen Ladungs- und Entladungsvorganges erheblich mit der Zeit wächst. Den Grund für dieses charakteristische Verhalten suchte ich in Bewegungshindernissen, welche die electrolytischen Moleclüle bei ihrer electrischen Orientirung finden. Diese ganze Auffassung ist nicht ohne Widerspruch geblieben und, offenbar im Hinblick auf gewöhnliche Condensatoren mit starrem Isolator, eine constante Capacität auch für den Fall des Voltameters beansprucht.[1]) Ich hoffe nun zwar, durch meine bisherigen Mittheilungen schon diesem Widerspruche in Bezug auf das Voltameter begegnet zu sein,

---

1) Siehe meine letzte Abhandlung Wied. Ann. **11.** p. 685. 1880.