

Über die Tragkraft stabförmiger Elektromagnete

Alwin Keiter.

Aus dem physikalischen Institute der k. k. Universität in Graz.

(Mit 2 Tafeln und 4 Textfiguren.)

Einleitung.

Bekanntlich zählt die experimentelle Bestimmung der als »magnetische Tragkraft« bezeichneten Grösse zu denjenigen Versuchen, welche stets einer grossen Zahl von Fehlerquellen ausgesetzt sind, deren gänzliche Unschädlichmachung wohl nie gelingen wird. Man muss sich desshalb in jedem einzelnen Falle damit begnügen, wenigstens diejenigen Fehlerquellen auszuschliessen, deren Einfluss am meisten ins Gewicht fällt. Eine ausführliche Erörterung der bei der Bestimmung der Tragkraft eines Elektromagneten durch Abreissversuche in Betracht kommenden Fehlerquellen findet sich bei Dubois.¹

Der Verfasser vorliegender Arbeit suchte nun den von der Theorie geforderten Bedingungen möglichst gerecht zu werden, und zwar sollte diese Annäherung an den idealen Fall mit möglichst einfachen Mitteln erreicht werden.² Trotz der sonst günstigeren Ringform wurde von Versuchen mit ringförmigen Magneten abgesehen, da es hierbei auf das gleichzeitige Abreissen an zwei Berührungsstellen ankommt und dies letztere

¹ Dubois, Magnetische Kreise, 1894, S. 168 ff.

Vergl. Wassmuth: Über die Tragkraft ringförmigen Elektromagneten, Diese Sitzb., II, 82, S. 2, 3.

fast nicht zu erzielen ist, während dieser Umstand bei Stäben mit nur einer Schnittstelle vollkommen wegfällt. Hauptsächlich aus diesem Grunde und auch der leichteren Anordnung halber wurde die Stabform gewählt. Bei der Berechnung der Versuche wird eine gleichförmige Vertheilung der magnetischen Vektoren im Innern des Eisens zugrunde gelegt; diese Annahme ist in der Praxis um so besser erfüllt, ein je grösseres Dimensionsverhältniss der Stab besitzt; deshalb wurde hauptsächlich ein Stab benützt mit einem Dimensionsverhältniss $= 100$ (Länge Durchmesser), was noch den Vortheil bringt, dass die eigene Entmagnetisirung des Stabes bedeutend kleiner ist, als bei einem solchen mit einem kleinen Dimensionsverhältnisse, so dass sich mit geringen Stromstärken schon bedeutende magnetische Momente erzielen lassen. Um die natürliche Adhäsion der beiden Berührungsflächen möglichst herabzudrücken, wurde ein kleiner Querschnitt des Stabes gewählt. Eine Hauptfehlerquelle aller Abreissversuche mit getrennter Bewickelung von »Magnet« und »Anker« dürfte darin liegen, dass bei letzterer Anordnung eine gewiss nicht zu vernachlässigende Streuung der magnetischen Kraftlinien an der Schnittstelle auftritt, in Folge dessen man kaum berechtigt ist, eine gleichförmige Vertheilung in der Nähe derselben anzunehmen.

Bei allen diesen Versuchen ist das bei der Berechnung als homogen vorausgesetzte äussere Kraftfeld gerade an der wichtigsten Stelle merklich inhomogen. Wassmuth¹ trug diesem Umstande in der Weise Rechnung, dass er bei seinen Ringmagneten die Windungen bis knapp an die Berührungsflächen führte, so dass keine grössere Unterbrechung an dieser wichtigen Stelle eintrat.

Bei den vorliegenden Untersuchungen war ein überall merklich homogenes Feld vorhanden, da die beiden Stabhälften innerhalb einer gleichförmig bewickelten Magnetisirungsspule auseinandergerissen wurden. Eine Streuung der Inductionslinien trat zwar auch in diesem Falle ein, jedoch war sie gewiss bedeutend geringer als bei der Anordnung mit zwei getrennten

Siehe vorher citirte Abhandlung.

Spulen. Auch darauf, dass sich die beiden Stirnflächen stets in genau concentrischer, sich deckender Lage befinden sollen, wurde in der später beschriebenen Weise besondere Rücksicht genommen. Der leitende Gedanke, der diesen Versuchen zugrunde lag, war, nochmals kurz gesagt, folgender: Es sollte mit einfachen Mitteln eine gute Anpassung an den idealen Fall der Theorie erreicht werden, um die Ergebnisse von Theorie und Beobachtung leicht miteinander vergleichen zu können, und zwar in Bezug auf die Giltigkeit des Maxwell'schen Zugkraftgesetzes. Um die Anwendbarkeit des letzteren in seiner einfachsten Form

$$T = \frac{1}{8\pi} \bar{\mathfrak{B}}^2 F$$

($\bar{\mathfrak{B}}$ = Mittelwerth der magnetischen Induction in der Schnittfläche, F = Inhalt der letzteren) auf einen, den schon von Stefan¹ geforderten Bedingungen minder entsprechenden Fall zu prüfen, wurde ein zweiter Stab von bedeutend kleinerem Dimensionsverhältnisse in derselben Weise untersucht; hier lag dann eine merklich ungleichförmige Vektorenvertheilung in den Schnittflächen und demgemäss eine bedeutendere Streuung der Kraftlinien vor.

Als dritter Theil der Arbeit erscheinen Versuche, welche betreffs des von Wassmuth in der bereits citirten Abhandlung angeführten, an Ringmagneten beobachteten Verhaltens der Tragkraft bei Zwischenlagen aus Glimmer angestellt wurden.

Anordnung der Versuche.

Der zu den Abreissversuchen dienende Theil der ganzen Versuchsanordnung ist mit geänderten Dimensionsverhältnissen in Fig. 1 schematisch dargestellt. Die Grundlage dieses Theiles bildete ein auf einem steinernen Isolirpfeiler ruhendes, sehr starkes Gestell, welches demnach etwaigen, von aussen kommenden Erschütterungen fast gar nicht ausgesetzt war. An einem daran befindlichen Querstücke wurde die 100 *cm* lange Magnetisirungsspule *MS* frei beweglich aufgehängt; in dieselbe

hinein hing, ebenfalls an einer cardanischen Aufhängung, der obere Theil des im Ganzen 80 cm langen, in zwei gleichlange

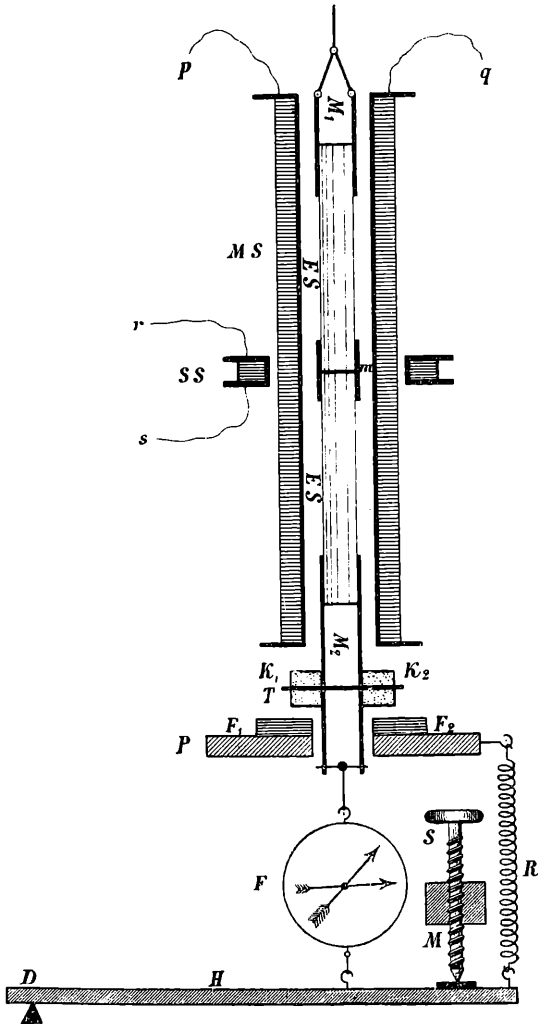


Fig. 1.

Hälften geschnittenen Eisenstabes ES , auf dessen oberes und unteres Ende je eine zur Verlängerung dienende Messingröhre (M_1 und M_2) aufgetrieben war. Das obere Ende der unteren Stabhälfte trug ein kurzes, ebenfalls durch blosses Auftreiben

befestigtes Messingröhrchen m , in welches das untere Ende der oberen Stabhälfte genau hineinpasste und sich darin fast reibungslos bewegen liess, was durch vorsichtiges Ausreiben der oberen Hälfte des Messingröhrchens m erreicht wurde.

Diese die beiden Stabtheile verbindende Hülse hatte den Zweck, das genau concentrische Aufeinanderpassen der beiden kreisförmigen, wohl abgedrehten und polirten Schnittflächen zu erzielen. Durch die freie Aufhängung von Stab und Magnetisirungsspule sollten eventuelle Pressungen des Stabes gegen die Innenwand der Spule, die bei der bedeutenden Länge des ersteren und dem geringen Spielraum zwischen ersterem und letzterem (circa 1 mm) leicht auftreten konnten und daraus sich ergebende Ungenauigkeiten der Tragkraftbestimmungen vermieden werden. Die Magnetisirungsspule bestand aus einem mit vier Lagen 0.123 cm dicken Kupferdrahtes der ganzen Länge nach gleichmässig bewickelten Messingrohre; die Gesamtwindungszahl war 1553 , die Windungszahl pro Längeneinheit (1 cm) wurde durch Ausmessen mehrerer Stellen in jeder Lage direct ermittelt und betrug im Durchschnitte 15.53 . Der im Querschnitte kreisförmige Stab hatte, wie die Messung seines Umfanges an mehreren Stellen seiner Länge ergab, einen Durchmesser von 0.8 cm , welchem Werthe eine Querschnittsfläche von 0.5026 cm^2 entspricht; sein Material war sogenanntes steirisches Frischeisen, eine sehr weiche und ziemlich reine Eisensorte. T ist ein durch das untere Messingrohr M_2 gesteckter Stift, auf welchen beiderseits die beiden Kautschukstöpsel K_1 und K_2 aufgeschoben wurden, mit welchem letzteren die untere Hälfte des Stabes nach erfolgtem Abreissen auf eine ebene, aus weichen Filzplatten hergestellte und auf der festen, in der Mitte mit einem Loch versehenen Platte P ruhende Unterlage F_1 und F_2 aufschlug. An das untere Ende des Messingrohres M_2 wurde das zur Messung der Tragkraft dienende Dynamometer (Federwage) F gehängt, welches, mit einem Maximumzeiger versehen, die Ablesung des maximalen angewendeten Zuges nach erfolgter Trennung beider Stabhälften gestattete; ein etwaiges Verreißen des sehr leicht beweglichen Maximumzeigers durch Stoss war ausgeschlossen, da wegen der oben beschriebenen Ausführung der Arretirungsvorrichtung

die Wucht des bei jedesmaligem Abreißen eintretenden Stosses bedeutend abgeschwächt wurde. Die eigentliche Abreissvorrichtung bestand aus einem horizontalliegenden, bei D um eine horizontale, senkrecht zur Papierfläche stehende Axe drehbaren, fast 100cm langen Hebel H , der mittelst der Schraube S , deren Mutter M fix am Gestell des ganzen Apparates befestigt war, auf- und abbewegt werden konnte; eine Spiralfeder R drückte ihn stets gegen das Ende der Schraube S und trug

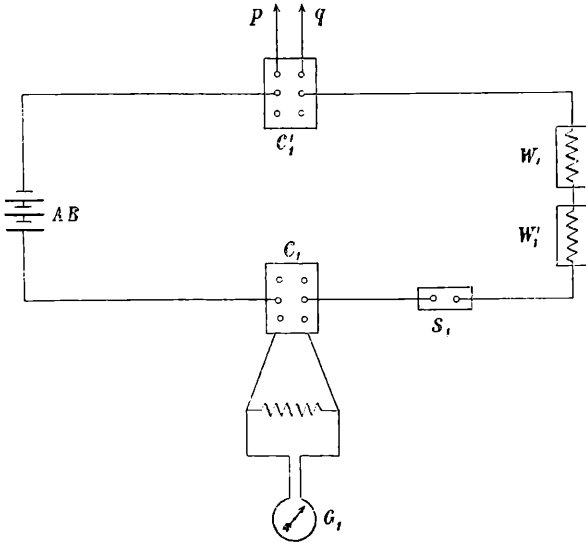


Fig. 2.

also auch sein Gewicht. Ein starker Messingdraht stellte zwischen Hebel und Federvage eine feste Verbindung her. Mittelst der hier beschriebenen Abreissvorrichtung liess sich der jeweilige Werth der magnetischen Tragkraft sehr leicht und sicher bestimmen und es zeigte sich auch zwischen den bei jeder einzelnen Beobachtung angestellten vier Messungen eine sehr gute Übereinstimmung. Zur Controle wurden übrigens auch einige Versuche in der Weise ausgeführt, dass an das Ende der Messingröhre M_2 eine Glasflasche angehängt wurde, deren Gewicht durch langsames, vorsichtiges Einspritzen von Wasser so lange gesteigert wurde, bis die Trennung der Stabhälften erfolgte; die also durch Wägung erhaltenen Werthe

der magnetischen Tragkraft ergaben eine sehr gute Übereinstimmung mit den mittelst der Federwage bei denselben magnetisirenden Kräften erhaltenen.

Zur Messung der magnetischen Induction diente eine ausserhalb der Magnetisirungsspule, concentrisch mit derselben angebrachte, in gleicher Höhe mit der Schnittstelle des Stabes liegende kleine Secundärspule SS mit 100 Windungen eines sehr dünnen, gut isolirten Kupferdrahtes; während dieser Messungen konnten die beiden Stabhälften durch eine auf der Platte P leicht anzubringende und abnehmbare Unterstützungs-

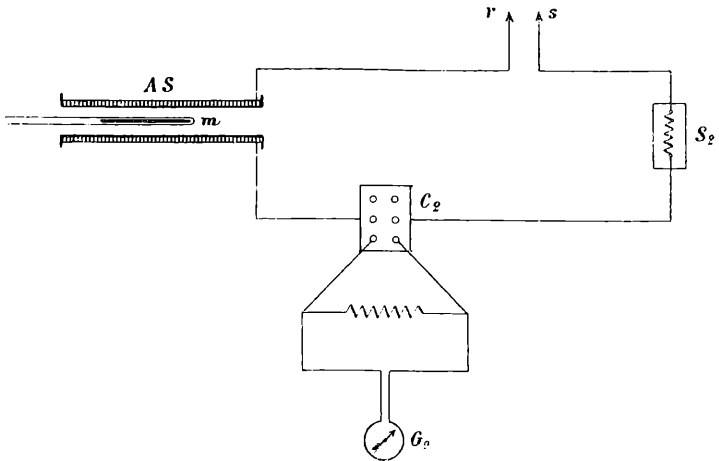


Fig. 3.

vorrichtung für den Stift T zusammengeschoben erhalten werden.

Fig. 2 gibt eine schematische Darstellung des primären Stromkreises. Der magnetisirende Strom wurde von einer Accumulatorenbatterie AB geliefert und seine Stärke mittelst des in einem Nebenschlusse liegenden Galvanometers G_1 gemessen, dessen Reductionsfactor durch mehrere Messungen bestimmt worden war. Der Schlüssel S_1 gestattete das beliebige Schliessen und Unterbrechen des Stromes. W_1 und W_2 sind zwei Widerstände, deren Drähte durch eine Wasserkühlung auf stets gleicher Temperatur gehalten wurden; sie gestatteten bei einer gegebenen Anzahl eingeschalteter Accumulatoren

70 verschiedene Stromstärken anzuwenden. Die Drahtenden pg wurden an die Enden der Magnetisirungsspule MS (siehe Fig. 1) angeschlossen und mittelst der Commutatoren C_1 und C'_1 konnte die Richtung des Stromes im Galvanometerzweige (G_1) und in der Magnetisirungsspule beliebig gewechselt werden.

Ein Schema des secundären Stromkreises gibt Fig. 3. In letzterem befand sich ein sehr empfindliches (ballistisches) Galvanometer G_2 , ein Schlüssel S_2 , der auch die Einschaltung verschiedener Widerstände erlaubte, die Aichungsspule AS und der Commutator C_2 . Auch das Galvanometer G_2 lag in einem Nebenschlusse. Die Drahtenden rs wurden an die kleine Inductionsspule SS (siehe Fig. 1) angeschlossen.

Beide Galvanometer G_1 und G_2 wurden mit Spiegel und Fernrohr abgelesen.

Beschreibung der Versuche.

Vor und während der Versuche wurde der Eisenstab auf die bekannte Weise entmagnetisirt. Letztere gingen nun folgendermassen vor sich:

Durch rasches Herausziehen eines kleinen permanenten Stahlmagneten m von bekanntem magnetischen Momente M aus der Aichungsspule AS (siehe Fig. 3) wurde der Aichungsausschlag ρ am Galvanometer G_2 erhalten. Dies gab vier Ablesungen, indem dabei sowohl das Galvanometer G_2 commutirt, als auch die Lage der Pole des kleinen Magneten m vertauscht wurde, um einseitige Fehler zu vermeiden.

Das Commutiren des Primärstromes mittelst des Commutators C'_1 (siehe Fig. 2) gab den Inductionsausschlag 2α , dessen Hälfte als der Gesamtzahl sämmtlicher plötzlich durch die Fläche der kleinen Inductionsspule SS (siehe Fig. 1) hindurchtretender Kraftlinien entsprechend angenommen wurde, weil bei diesem Commutiren zuerst \mathfrak{R} Kraftlinien verschwinden, um sofort wieder in entgegengesetzter Richtung aufzutreten. Der Werth von α wurde ebenfalls durch vier zusammengehörige Ablesungen ermittelt, indem wieder das Galvanometer G_2 und der Strom in der Magnetisirungsspule commutirt wurden. Die Messung der primären Stromstärke am Galvanometer G_1 ergab einen Ausschlag β , wofür der Mittelwerth aus zwei bei ver-

schiedener Stellung des Commutators C_1 gemachten Ablesungen angesetzt wurde. Die in den Tabellen befindlichen Werthe der magnetischen Tragkraft T_{kg} sind die Mittelwerthe aus je vier Beobachtungen, indem bei jeder Stellung des Commutators C_1 zwei Abreissversuche gemacht wurden, welche untereinander stets eine ziemlich gute Übereinstimmung ergaben.

Die ganze Reihe der einer Beobachtung entsprechenden 14 Ablesungen wurde nach der Regel vorgenommen, soviel als möglich einschliessende Messungen zu machen; es wurde also folgende Reihenfolge durchwegs eingehalten:

1. Erstes Paar der Aichungsablesungen;
2. erstes Paar der Inductionsablesungen;
3. erste Stromstärkemessung;
4. die vier Tragkraftsmessungen;
5. zweite Stromstärkemessung;
6. zweites Paar der Inductionsablesungen;
7. zweites Paar der Aichungsablesungen.

Berechnung der Versuche.

Alle hiebei auftretenden Grössen seien in absoluten Einheiten (*cgs*) ausgedrückt. Zur Bestimmung des Werthes der magnetischen Induction \mathfrak{B} gelangt man auf folgende Art: Einerseits ist der durch das rasche Entfernen des kleinen Magneten m aus der Aichungsspule AS (siehe Fig. 3) erhaltene Ausschlag ρ am Galvanometer G_2 proportional der Grösse $4\pi Mn_1$, wenn M das bekannte magnetische Moment des Magneten m , und n_1 die Windungszahl pro 1 cm auf der Aichungsspule AS bedeutet (siehe Fig. 3)

$$\rho = \lambda \cdot 4\pi Mn_1;$$

mit λ sei die Proportionalitätsconstante, welche den Widerstand des ganzen secundären Stromkreises enthält, bezeichnet. Andererseits ist der durch das Commutiren des Stromes in der Magnetisirungsspule erhaltene Ausschlag α an demselben Galvanometer proportional der Grösse $\mathfrak{N} \cdot n_2$, wenn \mathfrak{N} die Gesamtzahl aller plötzlich durch die Fläche der kleinen Inductionsspule tretenden Kraftlinien und n_2 die Windungszahl der Inductionsspule bedeutet:

$$\alpha = \lambda \cdot \mathfrak{N} n_2;$$

der Proportionalitätsfactor ist wieder derselbe. Durch Division beider Gleichungen erhält man

$$\mathfrak{N} = 4\pi M \frac{n_1}{n_2} \alpha$$

dabei sind die direct abgelesenen Werthe von α und ρ auf den Sinus des halben Ausschlagswinkels zu reduciren.

\mathfrak{N} , die Zahl sämmtlicher die Fläche der Inductionsspule SS (siehe Fig. 1) durchschneidender Kraftlinien, besteht aus zwei Theilen, dem magnetischen Inductionsflusse $\mathfrak{G} = \mathfrak{B} \cdot F_1$, wobei \mathfrak{B} die magnetische Induction, F_1 die Querschnittsfläche des Eisenstabes ist, und dem der Fläche $F - F_1$, wobei F die Windungsfläche der Magnetisirungsspule bedeutet, entsprechenden Theile. Wird die Intensität des magnetischen Feldes im Innern der Spule MS mit \mathfrak{H}_e bezeichnet, so ist $\mathfrak{H}_e(F - F_1)$ jener zweite Theil von \mathfrak{N} . Wir erhalten so die Beziehung

$$\mathfrak{N} = \mathfrak{B}F_1 + \mathfrak{H}_e(F - F_1).$$

Strenge genommen bedeutet darin \mathfrak{B} den Mittelwerth der magnetischen Induction auf der Querschnittsfläche des Eisenstabes, da ja der magnetische Inductionsfluss \mathfrak{G} durch das über die ganze Fläche F_1 auszudehnende Integral $\iint \mathfrak{B}dF_1$ gegeben ist, welches bei Einführung des Mittelwerthes von \mathfrak{B} in die obige Form übergeht.

Aus der letzten Gleichung ergibt sich

$$\mathfrak{B} = \frac{\mathfrak{N}}{F_1} - \mathfrak{H}_e \left[\frac{F}{F_1} - 1 \right]$$

Wird der früher erhaltene Ausdruck für \mathfrak{N} darin eingesetzt und noch berücksichtigt, dass $\mathfrak{H}_e = 4\pi ni$ ist ($i =$ Stärke des primären Stromes, $n =$ Windungszahl pro 1 cm auf der Magnetisirungsspule), wobei noch $i = R\beta$ ($R =$ Reductions-factor des Galvanometers G , $\beta =$ auf die Tangente des Ausschlagswinkels reducirter Ausschlag am Galvanometer G_1) gesetzt werden kann, so erhält man schliesslich die magnetische Induction \mathfrak{B} folgendermassen durch lauter der directen Messung zugängliche Grössen ausgedrückt:

$$\mathfrak{B} = +\pi \frac{M}{F_1} \frac{n_1}{n_2} \frac{\alpha}{\rho} - 4\pi n R \beta \left[\frac{F}{F_1} - 1 \right]$$

Bei Anwendung geringerer Feldstärken \mathfrak{H}_c ist \mathfrak{B} durch den ersten Posten dieses Ausdruckes hinlänglich genau gegeben.

Die übrigen magnetischen Grössen ergeben sich nun in folgender Weise:

$$\mathfrak{B} = \mathfrak{H}_t + 4\pi\mathfrak{I}, \quad \mathfrak{H}_t = \mathfrak{H}_c + \mathfrak{H}_i, \quad \mathfrak{H}_c = 4\pi n R \beta;$$

\mathfrak{H}_t ist der Mittelwerth der totalen magnetisirenden Kraft, welcher sich durch geometrische Summirung der äusseren magnetisirenden Kraft \mathfrak{H}_c und der von den fictiven Oberflächenbelegungen stammenden \mathfrak{H}_i ergibt, \mathfrak{I} der Mittelwerth der Magnetisirungsintensität.

Setzt man das Verhältniss $\mathfrak{H}_i : \mathfrak{I} = N$, so ist N der mittlere Entmagnetisirungsfactor des Stabes, eine Function des Dimensionsverhältnisses des letzteren, und $\mathfrak{H}_i = N\mathfrak{I}$.

Mit dessen Einführung erhält man unter der Annahme einer gleichförmigen Magnetisirung des Stabes

$$\mathfrak{H}_t = \mathfrak{H}_c - N\mathfrak{I} \quad \text{und} \quad \mathfrak{B} = \mathfrak{H}_c - N\mathfrak{I} + 4\pi\mathfrak{I},$$

woraus sich

$$\mathfrak{I} = \frac{\mathfrak{B} - \mathfrak{H}_c}{4\pi - N}$$

findet. Für N wurde der von Dubois¹ für ein Dimensionsverhältniss $m = 100$ ($80 : 0.8$) angegebene Werth $N = 0.0045$ gesetzt. Aus der so erhaltenen Magnetisirungsintensität \mathfrak{I} wurde nun der Werth von $\mathfrak{H}_i = \mathfrak{H}_c - N\mathfrak{I}$ gerechnet, ferner die magnetische Susceptibilität $\kappa = \mathfrak{I} : \mathfrak{H}_i$ und die magnetische Permeabilität $\mu = \mathfrak{B} : \mathfrak{H}_t$.

Die magnetische Tragkraft in kg , T_{kg} , folgt nach dem Maxwell'schen Gesetze in folgender Weise

$$T_{kg} = \frac{1}{8\pi} \cdot \frac{\mathfrak{B}^2}{1000g} F_1;$$

¹ Dubois, Magnetische Kreise. 1894, S. 45.

dabei bedeutet g den Werth der Fallbeschleunigung = $980 \cdot 8$, F_1 wiederum den Querschnitt des Stabes. Ersetzt man in diesem Ausdrücke für T_{kg} die magnetische Induction \mathfrak{B} durch $\mathfrak{H}_t + 4\pi\mathfrak{J}$, so erhält man bei weiterer Ausführung drei Posten, von denen jedem eine besondere physikalische Deutung zukommt.¹ Eigentlich sollte nun bei der vom Verfasser vorliegender Arbeit angewendeten Versuchsanordnung das Glied, welches der elektrodynamischen Anziehung der beiden Spulenhälften in der gebräuchlicheren Anordnung mit zwei getrennt gewickelten Spulen entspricht, in Abzug gebracht werden. Da dies letztere Glied = $\frac{1}{8\pi} \mathfrak{H}_t^2$ aber erst bei einem Werthe von circa $\mathfrak{H}_t = 250$ cgs Einheiten $1 g$ betragen hätte und dieser Werth der Feldstärke \mathfrak{H}_t bei weitem nicht erreicht wurde, so ist der mit seiner Beibehaltung begangene Fehler unwesentlich.

Einrichtung der Tabellen.

Tafel I enthält die Ergebnisse der mit dem langen, dünnen Stabe gemachten Versuchsreihe. Die hier neu auftretende Grösse Δ ist durch folgende Gleichung definirt:

$$T_{kg} \text{ beob.} - T_{kg} \text{ ber.} = \Delta \frac{T_{kg} \text{ beob.}}{100};$$

Δ ist also die zwischen dem durch directe Messung gefundenen Werthe der magnetischen Zugkraft, T_{kg} beob., und dem mit Hilfe der ballistisch gemessenen magnetischen Induction \mathfrak{B} nach dem Maxwell'schen Gesetze berechneten Werthe jener Grösse, T_{kg} ber. sich ergebende Differenz, ausgedrückt in Procenten von T_{kg} beob.

Tafel II enthält die übrigen dieser Versuchsreihe entsprechenden magnetischen Grössen, wobei der leichteren Übersichtlichkeit halber die Werthe der äusseren Feldstärke \mathfrak{H}_t in der ersten Spalte nochmals angesetzt sind.

¹ Siehe vorhergehendes Citat, S. 161 ff.

Langer, dünner Stab.

I.

ξ_e	\mathfrak{B}	T_{kg} ber.	T_{kg} beob.	$\Delta^0/0$
5·17	5670	0·657	0·664	+1·05
5·19	5690	0·661	0·674	+1·92
5·45	5780	0·682	0·701	+2·71
5·68	6010	0·736	0·761	+3·29
6·02	6330	0·816	0·861	+5·21
6·47	6760	0·933	0·981	+4·90
6·90	7160	1·046	1·064	+1·70
7·28	7490	1·144	1·173	+2·47
7·83	8090	1·335	1·361	+1·92
8·14	8180	1·364	1·429	+4·50
8·35	8330	1·415	1·499	+5·60
8·57	8460	1·459	1·509	+3·30
8·70	8540	1·488	1·512	+1·60
8·90	8730	1·554	1·570	+1·00
9·78	9140	1·705	1·738	+1·90
10·20	9450	1·823	1·901	+4·10
10·45	9500	1·867	1·929	+3·12
10·72	9760	1·943	1·994	+2·60
11·01	9800	1·960	2·051	+4·44
11·22	10060	2·065	2·089	+1·15
11·50	10090	2·077	2·181	+4·75
11·82	10330	2·175	2·239	+2·80
12·12	10380	2·198	2·219	+0·90
12·66	10700	2·336	2·449	+4·60
13·05	10770	2·366	2·449	+3·31
13·49	11050	2·489	2·604	+4·42
13·96	11160	2·541	2·656	+4·30
14·21	11230	2·572	2·689	+4·35
14·70	11630	2·760	2·876	+4·00
15·22	11680	2·785	2·939	+5·20
15·24	11690	2·786	2·909	+4·20
15·29	11800	2·842	2·959	+3·91

ξ_c	\mathfrak{B}	T_{kg} ber.	T_{kg} beob.	$\Delta^0/0$
15·77	11850	2 864	3·009	+4·80
16·56	11980	2·929	3·109	+5·77
17·34	12470	3·170	3·281	+3·38
18·05	12520	3·197	3·363	+4·94
18·89	12820	3·353	3·499	+4·17
19·26	13010	3·453	3·569	+3·24
20 28	13260	3·588	3·779	+5·04
21·34	13490	3·712	3·814	+2·67
22·49	13760	3·864	4·069	+5·00
24·29	14070	4·038	4 249	+4 95
25·78	14300	4·170	4·309	+3 20
26·63	14470	4·271	4·361	+2·05
27·52	14540	4·315	4 389	+1·68
27·84	14620	4·363	4·439	+1·70
29·61	14710	4·412	4·554	+3 11
30·80	14930	4·548	4·619	+1·50
33·24	15170	4 697	4·799	+2·11
36·16	15470	4 879	4·912	+0·67
39·55	15670	5·011	5·019	+0·14
42·10	15830	5·109	5 184	+1·45
44·55	15910	5·166	5·239	+1·38
47·02	16100	5·290	5·312	+0·40
50·31	16160	5·327	5·425	+1·81
51·03	16210	5·358	5·362	+0·06
52·03	16250	5·384	5·384	0·00
54·19	16300	5·422	5·467	+0·80
55·14	16360	5·469	5·526	+1·03
56·73	16390	5·480	5·519	+0·70
59·40	16430	5·509	5·564	+0·99
59·42	16460	5·528	5·581	+0·95
60·06	16550	5·585	5·604	+0·34
61·76	16620	5·638	5·661	+0·40
66·55	16640	5·651	5·709	+1·00
77·59	16930	5·846	5·904	+0·98

II.

δ_c	δ_t			\bar{z}	δ_c	δ_t			\bar{z}
5·17	3·18	140	1755	445	16·56	12·27	78	977	953
5·19	3·21	138	1729	450	17·34	12·88	77	968	991
5·45	3·38	136	1704	459	18·05	13·57	73	923	995
5·68	3·53	135	1700	478	18·89	14·30	71	896	1019
6·02	3·76	134	1683	503	19·26	14·61	71	890	1034
6·47	4·05	133	1670	538	20·28	15·54	68	853	1054
6·90	4·33	131	1652	569	21·34	16·52	65	817	1072
7·28	4·60	130	1628	596	22·49	17·56	62	784	1094
7·83	4·97	128	1607	635	24·29	19·26	58	730	1118
8·14	5·21	125	1569	650	25·78	20·67	55	692	1136
8·35	5·37	123	1552	662	26·63	21·46	54	674	1150
8·57	5·54	121	1526	672	27·52	22·32	52	652	1156
8·70	5·64	120	1513	679	27·84	22·62	51	647	1162
8·90	5·78	120	1511	694	29·61	24·36	48	604	1168
9·78	6·51	112	1404	727	30·80	25·46	47	586	1186
10·20	6·81	110	1387	752	33·24	27·82	43	545	1205
10·45	7·05	107	1356	755	36·16	30·63	40	505	1228
10·72	7·22	107	1351	776	39·55	33·95	37	462	1244
11·01	7·50	104	1306	779	42·10	36·44	34	434	1256
11·22	7·62	105	1321	800	44·55	38·85	32	403	1266
11·50	7·89	102	1279	802	47·02	41·26	31	390	1278
11·82	8·13	101	1271	821	50·31	44·54	29	363	1282
12·12	8·41	98	1234	825	51·03	45·24	28	358	1286
12·66	8·83	96	1212	851	52·03	46·23	28	351	1289
13·05	9·19	93	1171	856	54·19	48·37	27	337	1294
13·49	9·54	92	1158	878	55·14	49·30	26	332	1298
13·96	9·96	89	1120	887	56·73	50·89	25	321	1300
14·21	10·19	88	1101	893	59·40	53·54	24	307	1303
14·70	10·54	88	1103	925	59·42	53·55	24	307	1306
15·22	11·04	84	1058	929	60·06	54·15	24	306	1312
15·24	11·04	85	1065	934	61·76	55·83	24	298	1318
15·29	11·07	85	1066	938	66·55	60·61	22	275	1320
15·77	11·53	82	1028	942	77·59	71·55	19	237	1341

Ergebnisse.

Wie aus den Tafeln und der graphischen Darstellung ersichtlich ist, ergibt sich bei dem langen dünnen Stabe (Dimensionsverhältniss $m = 100$) im Allgemeinen eine ziemlich gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Beobachtung. Es zeigte sich auch bei den vorliegenden Versuchen die von Bosanquet¹ beobachtete Thatsache, dass die Berechnung der magnetischen Tragkraft nach dem Maxwell'schen Gesetze:

$\mathfrak{B} = \frac{1}{8\pi} \mathfrak{B}^2$ pro 1 cm^2 stets kleinere Werthe ergab, als die

Beobachtung, besonders aber bei kleineren Werthen der Induction \mathfrak{B} , etwa bis zu $\mathfrak{B} = 14.000$ cgs Einheiten. Im Ganzen genommen kann man sagen, dass für diesen Stab das Maxwell'sche Gesetz als bestätigt angesehen werden kann, da die Differenz zwischen dem berechneten und beobachteten Werthe der magnetischen Tragkraft einen maximalen Werth $\Delta = 5.77\%$ erreicht, bei der grösseren Zahl der Beobachtungen aber einen viel kleineren Werth aufweist. Dabei ist noch zu beachten, dass für die Beurtheilung der Übereinstimmung zwischen Theorie und Beobachtung die ersten Potenzen der Beobachtungsfehler massgebend sind, d. h. es sind als eigentliche Abweichungen nur die durch 2 dividirten Werthe des Δ anzusehen, denn angenähert ist:

$$\mathfrak{B}_{\text{beob.}} - \mathfrak{B}_{\text{ber.}} = \frac{\Delta}{2} \frac{\mathfrak{B}_{\text{beob.}}}{100}$$

Würde man also die mit der ballistischen Methode gefundenen Werthe der magnetischen Induction \mathfrak{B} mit den aus der beobachteten Tragkraft nach dem Maxwell'schen Gesetze berechneten vergleichen, so würde sich eine maximale Differenz von $\Delta' = 2.89\%$ ergeben, welche gewiss auf Rechnung der verschiedenen unvermeidlichen Fehlerquellen gesetzt werden kann. Die Erscheinung, dass die Abweichungen zwischen den beobachteten und berechneten Werthen der magnetischen Trag-

¹ Bosanquet: The Tension of Lines of Force (Elektromagnets) Phil. Mag. [5], 22, 1886.

kraft zuerst ansteigen, um dann wiederum abzunehmen, dürfte auch mit der Thatsache zusammenhängen, dass auch bei einem durchschnittenen Stabe die sogenannte Streuung der Kraftlinien an der Schnittstelle mit wachsender Intensität des äusseren Feldes zuerst zunimmt, eine Weile ziemlich constant bleibt und dann wiederum abnimmt. Es wird sich also auch die Vertheilung der auf den Schnittflächen ausgeschiedenen freien magnetischen Dichten immer mehr einer über die ganze Fläche hin constanten Dichtebelegung nähern, d. h. mit wachsender Intensität des äusseren Feldes sind die Bedingungen der Anwendbarkeit des Maxwell'schen Gesetzes in der einfachen Form $\mathfrak{J} = \frac{1}{8\pi} \mathfrak{B}^2 F$ immer besser erfüllt; es muss sich dann also bei höheren Werthen der magnetischen Induction \mathfrak{B} , also in der Nähe der Sättigung, eine bessere Übereinstimmung zwischen Theorie und Beobachtung ergeben, als bei niedrigen Werthen jener Grösse, was sich im bereits Vorliegenden bestätigt hat.

Versuche mit einem kurzen, dicken Stabe.

Um auch den Fall einer ungleichförmigen Vertheilung der magnetischen Vektoren über die Querschnittsfläche zu untersuchen, wurden nun mit einem Stabe von bedeutend kleinerem Dimensionsverhältnisse $m = 11 \cdot 9$ (Länge = $16 \cdot 0$ cm, Durchmesser = $1 \cdot 344$ cm) zwei Versuchsreihen in derselben Weise wie vorher gemacht. Ihre Ergebnisse sind in Tafel IV verzeichnet. Das Material dieses kurzen, dicken Stabes war gewöhnliches Schmiedeeisen.¹ Die beiden Schnittflächen waren wiederum sorgfältig abgeschliffen und polirt und wie bei dem früheren langen, dünnen Stabe durch eine Messinghülse ihr genau concentrisches Aufeinanderpassen erzielt. Die Secundärspule zur Messung der magnetischen Induction bestand in diesem Falle aus neun direct auf die die beiden Stabhälften verbindende Messinghülse in einer Lage gewickelten, gut isolirten Drahtwindungen. Bei der geringen Dicke jener Hülse

Beim Abdrehen der beiden Stabhälften zeigten sich an mehreren Stellen ziemlich harte und spröde Adern.

konnte der in diesen Windungen inducirte Stromimpuls beim Commutiren des Primärstromes ohne weitere Correction als das Mass des magnetischen Inductionsflusses angesehen werden. Die beiden Stabhälften wurden wiederum innerhalb der merklich homogenes Feld erzeugenden Magnetisirungsspule auseinandergerissen, mittelst der im Vorhergehenden beschriebenen Abreissvorrichtung.

Wie aus Tafel III und der graphischen Darstellung ersichtlich ist, zeigte sich bei diesen Versuchen keine gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Beobachtung, da die Differenzen T_{kg} beob.— T_{kg} ber. bis zu einem Werthe von $\Delta = 41\%$ T_{kg} beob. ansteigen. Jedoch zeigt sich auch hier wiederum die bereits besprochene Erscheinung, dass diese Differenz mit steigender Annäherung an die Sättigung abnimmt; besonders deutlich zeigt sich dieses Verhalten bei der ersten Versuchsreihe.

Vor der zweiten Versuchsreihe wurde der remanente Magnetismus des Stabes nicht beseitigt, woraus sich die im allgemeinen noch schlechter stimmenden Resultate jener Reihe erklären lassen dürften.

Bei diesem kurzen Stabe waren also die Bedingungen der Giltigkeit des Maxwell'schen Gesetzes in der Form $T = \frac{1}{8\pi} \mathfrak{B}^2 F$ gewiss nicht erfüllt; auch dürfte hier die die Ergebnisse beeinflussende Reibung in der die beiden Stabhälften verbindenden Messinghülse mehr in Betracht zu ziehen sein.

Hier soll noch folgender Umstand Erwähnung finden: Wenn ein inhomogen magnetisirter Körper vorliegt und es sich darum handelt, den Mittelwerth der magnetischen Induction \mathfrak{B} (der mit $\bar{\mathfrak{B}}$ bezeichnet werden soll) in einem bestimmten Querschnitte desselben zu bestimmen, so ist Folgendes zu beachten, falls man die sogenannte ballistische Methode in Anwendung bringt: der in dem jenen Querschnitt umschnürenden Secundärleiter beim Entstehen und Verschwinden des Magnetismus inducirte Integralstrom I ist durch folgenden Ausdruck gegeben:

$$I = \lambda \cdot \int \mathfrak{B} \cos(\mathfrak{B}, n) dF = \lambda \cdot \int \mathfrak{B}_n dF = \lambda \cdot \bar{\mathfrak{B}}_n F.$$

III.

\bar{X}_c	\bar{B}	T_{kg} ber.	T_{kg} beob.	$\Delta^0_{i_0}$
86·43	6100	2·144	3·544	+39·50
87·11	6120	2·160	3·674	+41·21
87·55	6790	2·657	3·691	+28·01
113·70	8760	4·422	5·658	+21·84
115·18	8920	4·580	6·010	+23·79
118·48	9130	4·796	6·192	+22·54
125·21	9730	5·451	6·951	+21·58
129·20	10050	5·819	7·174	+18·89
134·02	10470	6·308	7·596	+16·96
146·15	11530	7·654	8·781	+12·84
148·20	11720	7·915	8·998	+12·03
150·58	11820	8·053	9·031	+10·83
162·28	12690	9·281	10·391	+10·68
187·26	14080	11·412	12·000	+ 4·90
192·77	14860	12·719	13·025	+ 2·34
194·83	14870	12·741	13·032	+ 2·23
116·51	9320	5·000	6·826	+26·75
119·47	9580	5·289	7·116	+25·67
123·03	9870	5·609	7·418	+24·39
127·13	10180	5·966	7·868	+24·17
129·79	10490	6·341	7·986	+20·60
131·59	10580	6·443	8·273	+22·12
131·86	10580	6·451	8·158	+20·92
131·98	10600	6·472	8·258	+21·63
132·16	10620	6·492	8·286	+21·65
133·72	10730	6·634	8·081	+17·91
134·33	10780	6·688	8·583	+22·08
137·14	10990	6·957	8·874	+21·60
138·09	11080	7·072	9·018	+21·58
140·56	11470	7·576	9·216	+17·80
149·83	11963	8·243	9·941	+17·08
150·44	12000	8·294	10·034	+17·34

Dabei ist λ ein den Widerstand des Secundärleiters enthaltender constanter Proportionalitätsfactor, dessen numerischer Werth bei der Aichung des ballistischen Galvanometers zu bestimmen ist, (\mathfrak{B}, n) der Winkel, den die die Fläche des Secundärleiters durchschneidende Inductionslinie (\mathfrak{B}) mit der Normalen n jener Fläche einschliesst, dF ein Element der letzteren; die Integration ist über die sogenannte Windungsfläche des Secundärleiters auszuführen. Man erhält also nach dem Obigen aus dem beobachteten Stromimpulse I nur den Mittelwerth der zur Fläche des Secundärleiters normalen Componente der magnetischen Induction, welcher mit $\bar{\mathfrak{B}}_n$ bezeichnet wurde,

$$\bar{\mathfrak{B}}_n = \frac{I}{\lambda \cdot F},$$

während der Mittelwerth der gesammten magnetischen Induction durch:

$$\bar{\mathfrak{B}} = \bar{\mathfrak{B}}_n \wedge \bar{\mathfrak{B}}_t,$$

wobei $\bar{\mathfrak{B}}_t$ der Mittelwerth der tangentialen Inductionscomponente ist, dargestellt wird, also stets grösser als $\bar{\mathfrak{B}}_n$ ist. Treten sämtliche Inductionslinien normal durch jene Fläche, so fallen beide Mittelwerthe zusammen, $\bar{\mathfrak{B}}$ und $\bar{\mathfrak{B}}_n$. Der Fall aber, dass die durchtretenden magnetischen Inductionslinien die Ebene des Secundärleiters nicht normal schneiden, sondern unter mehr oder weniger spitzen Winkeln, liegt vor bei einem in der Mitte durchschnittenen, kurzen, dicken Stabe, der in einem seiner Axe gleichgerichteten homogenen Kraftfeld magnetisirt wird. Der Verlauf der Inductionslinien an der Schnittstelle eines solchen Stabes dürfte obenstehender Zeichnung (Fig. 4) entsprechen.¹

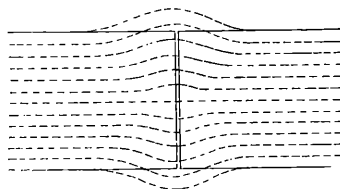


Fig. 4.

¹ Vergl. Zuchristian: Experim. Darstellung von Magnetfeldern. Sitzb. der kais. Akad., II., 1894.

Es liefert hier also nach dem Früheren der in einer an der Schnittstelle angebrachten Secundärspule inducirte Stromstoss I einen kleineren Werth $\overline{\mathfrak{B}}_n$, als der in der Fläche herrschende Mittelwerth der magnetischen Totalinduction $\overline{\mathfrak{B}}$ beträgt. Darauf lässt sich gewiss ein grosser Theil der bei dem kurzen, dicken Stabe gefundenen schlechten Übereinstimmung zwischen Theorie und Beobachtung, betreffs des Maxwell'schen Gesetzes: $T = \frac{1}{8\pi} \overline{\mathfrak{B}}^2 F$ zurückführen. Beim langen, dünnen Stabe ist die Vertheilung der magnetischen Vektoren eine viel gleichmässiger, die Inductionslinien treten nahezu senkrecht durch die Schnittflächen und der aus den ballistischen Messungen erhaltene Mittelwerth $\overline{\mathfrak{B}}_n$ stimmt mit dem im Maxwell'schen Gesetze auftretenden $\overline{\mathfrak{B}}$ viel besser überein. Die Thatsache, dass sich sowohl bei den Versuchen Bosanquet's, als auch den vorliegenden die aus der gemessenen magnetischen Induction berechneten Werthe der magnetischen Tragkraft stets kleiner ergaben als die beobachteten, dürfte in den vorhergehenden Erwägungen eine theilweise Erklärung gefunden haben.

Versuche mit Glimmerblättchen.

Anknüpfend an die von Wassmuth¹ beobachtete Erscheinung des Anwachsens der Tragkraft eines Ringmagneten beim Einschieben von Glimmerblättchen zwischen »Magnet« und »Anker« wurden folgende Versuche gemacht: Es wurde bei beiden Stäben in die die beiden Stabtheile verbindende Messinghülse ein sehr dünnes, an Grösse dem Stabquerschnitte gleiches Glimmerblättchen eingelegt und nun wie früher die magnetische Tragkraft bestimmt. Die mittelst Sphärometers gemessene Dicke der Blättchen betrug weniger als 0.002 cm . Es wurde auch in diesem Falle aus der gemessenen magnetischen Induction nach dem Maxwell'schen Gesetze die Tragkraft gerechnet und hiebei folgende Ergebnisse gefunden:

Wassmuth: Über die Tragkraft
Sitzb. der kais. Akad., II., 1882, Seite 10.

ringförmigen Elektromagneten.

I. Langer, dünner Stab.

\mathfrak{H}_c	\mathfrak{B}	T_{kg} ber.	T_{kg} beob.	$\Delta^0/0$
10·27	9183	1·720	1·649	-4·30
11·55	9758	1·942	1·934	-0·40
13·59	10710	2·339	2·289	-2·11
15·23	11430	2·665	2·504	-6·44
15·24	11480	2·688	2·559	-5·04
16·03	11745	2·814	2·714	-3·70
19·71	12860	3·374	3·209	-5·16
29·19	14487	4·282	4·089	-4·75
38·98	15330	4·794	4·594	-4·35
59·77	16370	5·467	5·149	-6·20

II. Kurzer, dicker Stab.

\mathfrak{H}_c	\mathfrak{B}	T_{kg} ber.	T_{kg} beob.	$\Delta^0/0$
116	9010	4·676	4·764	+1·85
126	9734	5·458	5·651	+3·42
139	10500	6·351	6·551	+3·06
155	11980	8·267	8·336	+0·83

Eine Vergleichung dieser Ergebnisse mit den früheren zeigt, dass in beiden Fällen bei gleicher Feldstärke durch das Einschieben des Glimmerblättchens die Tragkraft bedeutend vermindert wurde und es folgt nun eine Gegenüberstellung der zu derselben Feldstärke gehörigen Inductions- und Tragkraftswerthe mit und ohne Einschieben des Glimmerblättchens:

I. Langer, dünner Stab.

Ø ohne Blättch.	Ø mit Blättch.	Ab- nahme:	T_{kg} beob. ohne Blättch.	T_{kg} beob. mit Blättch.	Ab- nahme:
9454	9183	271	1·901	1·649	0·252
10090	9758	332	2 181	1·934	0·247
11047	10709	338	2·604	2·289	0·315
11685	11429	256	2·939	2·504	0·435
11690	11479	211	2·909	2·559	0 350
11850	11745	105	3·009	2·714	0·295
13260	12859	401	3·779	3·209	0·570
14700	14487	213	4·554	4·089	0·465
15672	15329	343	5·019	4·594	0·425
16461	16370	91	5·581	149	0 432

II. Kurzer, dicker Stab.

Ø ohne Blättch.	Ø mit Blättch.	Ab- nahme:	T_{kg} beob. ohne Blättch.	T_{kg} beob. mit Blättch.,	Ab- nahme:
9310	9010	300	6·826	4 764	2 062
10170	9734	436	7·868	5·651	2·217
10990	10500	490	8·874	6 551	2·323
12258	11980	278	9 711	8·336	1·375

Es konnte demnach bei beiden Stäben das Auftreten der von Wassmuth an Ringmagneten beobachteten Erscheinung nicht festgestellt werden. Das Einschieben eines dünnen Glimmerblättchens zwischen »Magnet« und »Anker« ergab im vorliegenden Falle stets eine Verminderung des im Secundär-leiter inducirten Stromes und der magnetischen Tragkraft. Die durch das Einschieben der dünnen Blättchen hervorgerufene Vergrößerung des magnetischen Widerstandes des magnetischen Kreises war zu erheblich, als dass sie durch die gesteigerte Ausscheidung »freier Dichte« auf den Schnittflächen hätte aufgewogen werden können.

Was die Übereinstimmung der berechneten und beobachteten Tragkraftswerthe bei Anwendung der Glimmerblättchen anbelangt, so zeigte sich, wie aus den entsprechenden Tafeln ersichtlich ist, besonders beim kurzen, dicken Stabe dieselbe als eine auffallend gute gegenüber der vorher ohne Anwendung des Blättchens gefundenen; beim langen, dünnen Stabe wechseln die Differenzen Δ gegen früher ihr Vorzeichen, bleiben aber ziemlich von derselben absoluten Grösse.

Schluss.

Die Ergebnisse vorliegender Arbeit sind kurz zusammengefasst, folgende:

Die Giltigkeit des Maxwell'schen Gesetzes in seiner einfachen Form

$$T = \frac{1}{8\pi} \mathfrak{B}^2 F$$

ist für diejenigen Fälle, welche den seiner Herleitung zu Grunde liegenden idealen Voraussetzungen möglichst gut angepasst sind, nach den bisherigen Erfahrungen kaum anzuzweifeln.¹ Jene Voraussetzungen sind identisch mit den von Stefan für die Giltigkeit seiner Tragkraftsformel

$$T = 2\pi \mathfrak{S}^2 \cdot F$$

geforderten: »Es sollen Anker und Magnet keinen freien Magnetismus enthalten, die Richtung der Magnetisirung senkrecht auf der angegebenen Berührungsfläche stehen und die Intensität der Magnetisirung in jedem Punkte derselben die gleiche sein«.

Es ist sehr wahrscheinlich, dass das Maxwell'sche Gesetz in der Form

$$T = \frac{1}{8\pi} \int \mathfrak{B}^2 dF$$

auch in den übrigen Fällen die magnetische Tragkraft bestimmt; nur können dann bei Einführung des Mittelwerthes $\bar{\mathfrak{B}}_n$ der

Vergl. Taylor, Tragkraft der Elektromagnete. Wied. Ann., 1895, 4.

Normalcomponente \mathfrak{B}_n der magnetischen Induction \mathfrak{B} in der Schnittfläche sich bedeutende Abweichungen ergeben, welche aber mit der Annäherung an die magnetische Sättigung des Eisens abnehmen, da nach dem Kirchhoff'schen Sättigungssatze¹ die Magnetisirung eines ungleichförmig magnetisirten Körpers mit wachsender äusserer Feldstärke der Gleichförmigkeit zustrebt, falls das äussere Feld homogen ist und sich dadurch eben die Annäherung an die von der Theorie geforderten Bedingungen immer mehr und mehr mit wachsender äusserer Feldstärke erhöht.

Die bei beiden untersuchten Stäben erreichten Maximalwerthe der Tragkraft betragen $10\cdot754\text{ kg}$ und $9\cdot226\text{ kg}$ pro 1 cm^2 . Ein weiteres Steigern der äusseren Feldstärke war wegen zu grosser Erhitzung der Magnetisirungsspulen unzulässig.

Durch das Einschieben dünner Glimmerblättchen zwischen die beiden Stabhälften wurde die Tragkraft stets vermindert.

Die magnetische Tragkraft eines Systems dürfte im Allgemeinen am besten durch eine Potenzreihe auszudrücken sein, deren erstes Glied eben das Maxwell'sche Gesetz in seiner einfachen Form darstellt, während der Einfluss der folgenden Glieder mit steigender Annäherung an die Sättigung immer mehr verschwindet. Thatsächlich wurden solche Reihenentwicklungen bereits angewendet und hiebei die Entwicklung auf einige wenige Glieder ausgedehnt, z. B. von Wassmuth und Bosanquet. Die Thatsache, dass Wassmuth fand, es wachse die magnetische Tragkraft rascher als \mathfrak{F} und langsamer als \mathfrak{F}^2 , dürfte theilweise in der Anordnung seiner Versuche ihre Erklärung finden; es waren nämlich die Secundärwindungen zur Bestimmung der Grösse \mathfrak{F} nicht in unmittelbarer Nähe einer Schnittfläche des Ringes, sondern um 90° hievon entfernt angebracht, also an einer Stelle, wo \mathfrak{F} grössere Werthe aufwies, als in den Schnittflächen, da sich die entmagnetisirende Wirkung der letzteren in ihrer unmittelbaren Nähe am meisten fühlbar macht und sehr rasch abfällt.

¹ Kirchhoff, Gesammelte Abhandlungen, S. 223.

Endlich sei noch auf eine von Adler¹ gegebene Formel für die Tragkraft eines Elektromagneten hingewiesen:

$$\mathfrak{B} = T (\text{pro } 1 \text{ cm}^2) = 2\pi \bar{\mathfrak{F}}^2 + \bar{\mathfrak{F}} \mathfrak{H}_e - \int_0^{\bar{\mathfrak{F}}} \frac{\mathfrak{F}}{\kappa} d\mathfrak{F}.$$

Führt man in diesen Ausdruck $\frac{\mathfrak{F}}{\kappa} = \mathfrak{H}_i = \mathfrak{H}_e - \mathfrak{H}_i$ ein, wobei \mathfrak{H}_i die eigene entmagnetisirende Kraft bedeutet, so erhält man

$$\mathfrak{B} = 2\pi \bar{\mathfrak{F}}^2 + \bar{\mathfrak{F}} \mathfrak{H}_e - \int_0^{\bar{\mathfrak{F}}} (\mathfrak{H}_e - \mathfrak{H}_i) d\mathfrak{F} = 2\pi \bar{\mathfrak{F}}^2 + \int_0^{\bar{\mathfrak{F}}} \mathfrak{H}_i d\mathfrak{F},$$

welch letzterer Ausdruck mit Einführung des Mittelwerthes von \mathfrak{H}_i in

$$\mathfrak{B} = 2\pi \bar{\mathfrak{F}}^2 + \bar{\mathfrak{H}}_i \cdot \bar{\mathfrak{F}}$$

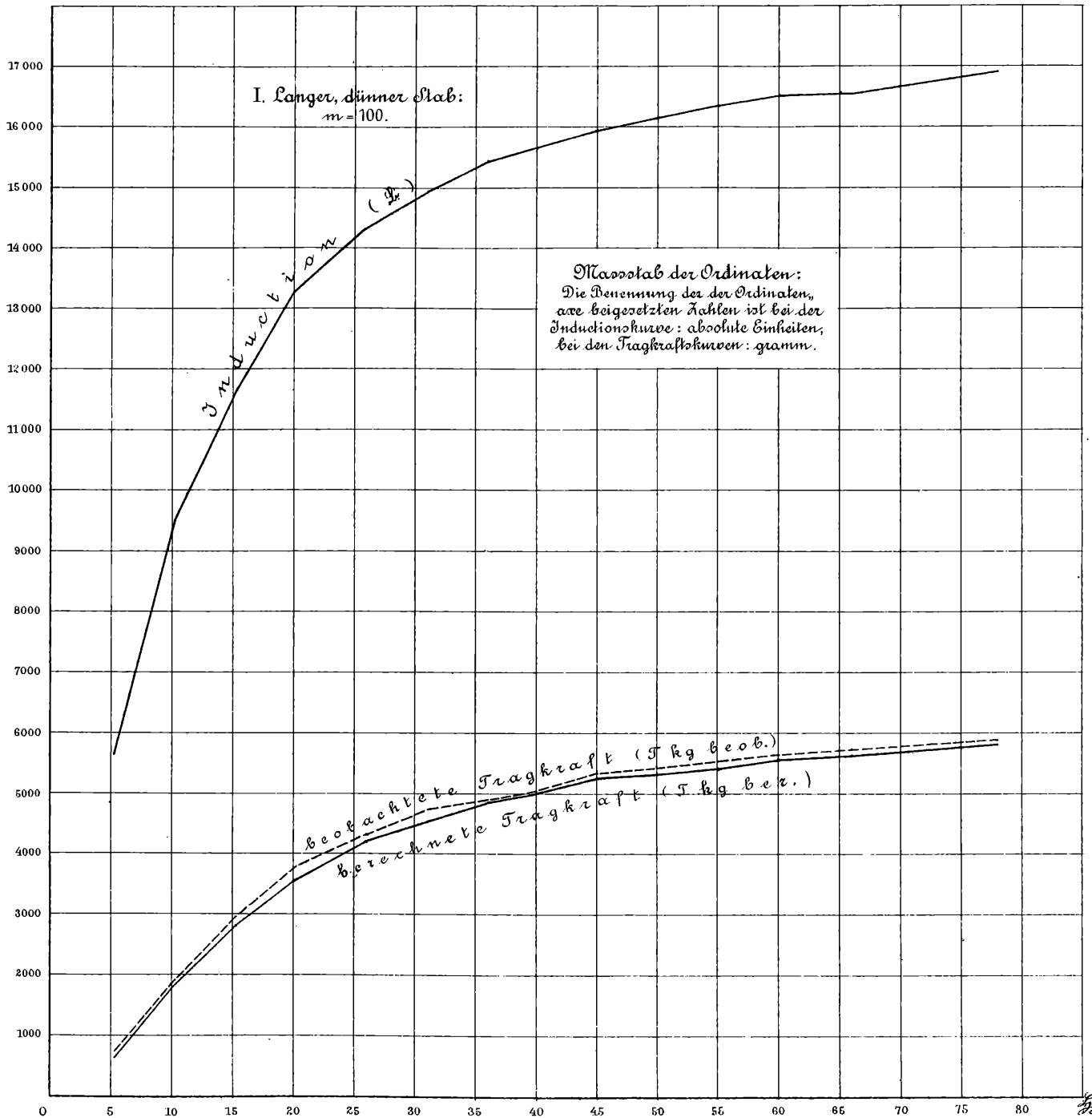
übergeht. Beachtet man nun, dass für kreiscylindrische Stäbe $\bar{\mathfrak{H}}_i \bar{\mathfrak{F}} = \bar{N}$ eine merklich constante Grösse ist (\bar{N} = mittlerer Entmagnetisirungsfactor), was besonders für Stäbe mit grossem Dimensionsverhältnisse gilt, so ergibt sich weiters

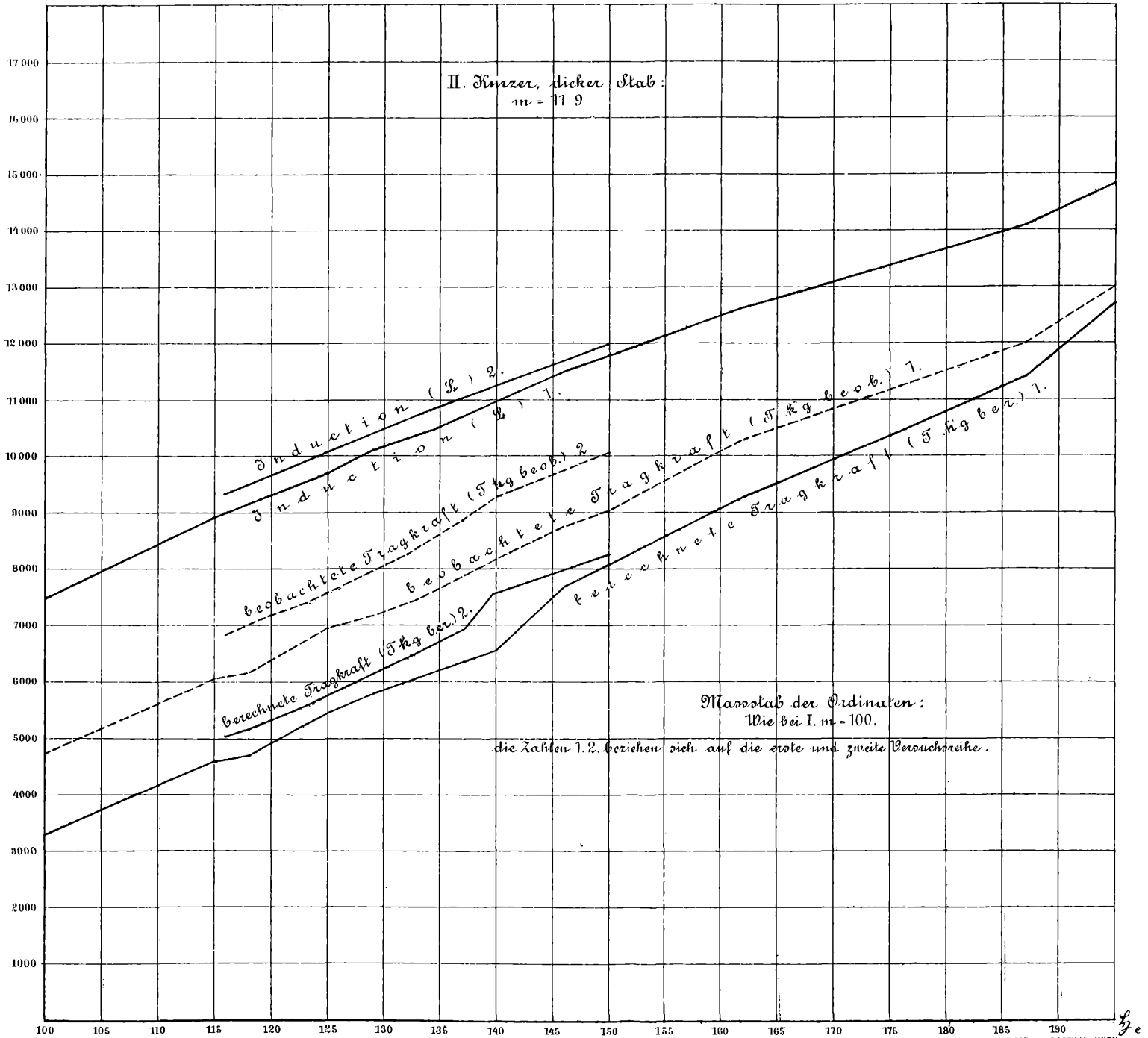
$$\mathfrak{B} = 2\pi \bar{\mathfrak{F}}^2 + \bar{N} \bar{\mathfrak{F}} = (2\pi + \bar{N}) \bar{\mathfrak{F}}^2.$$

Demnach würde sich die magnetische Tragkraft eines solchen Stabes einer bestimmten Grenze nähern, wie es auch nach der Formel von Stefan der Fall sein müsste; nach dem Maxwell'schen Gesetze ist diese Folgerung ausgeschlossen.

Zum Schlusse sei es dem Verfasser gestattet, den Herren Professoren: Institutsleiter Dr. Leopold Pfaundler, Dr. Anton Wassmuth und Dr. Ignaz Klemenčič für die bei vorliegender Arbeit vielfach gewährte Unterstützung seinen ergebensten Dank auszusprechen.

¹ Adler, Über die Formel für die Tragkraft der Elektromagnete. Diese Sitzungsber., II., 1893, Nr. 8.





ZOBODAT - www.zobodat.at

Zoologisch-Botanische Datenbank/Zoological-Botanical Database

Digitale Literatur/Digital Literature

Zeitschrift/Journal: [Sitzungsberichte der Akademie der Wissenschaften mathematisch-naturwissenschaftliche Klasse](#)

Jahr/Year: 1895

Band/Volume: [104_2a](#)

Autor(en)/Author(s): Keiter Alwin

Artikel/Article: [Über die Tragkraft stabförmiger Elektromagnete. 1216-1241](#)