

§ 15) eine elastische Verlängerung von 0,007 mm, resp. 0,083 mm hervorgebracht haben.

Hätte sich nun die Elasticität durch Electrisiren um 0,004 des ursprünglichen Werthes vermindert (welche Aenderung jedoch bei meinen Beobachtungen nie erreicht wurde), so würde dies einer Verlängerung der Glasfäden um 0,000 028 mm resp. 0,000 332 mm entsprechen, oder einer Verschiebung der Libellenblase um 0,01 Sc. oder 0,1 Sc. Die beobachteten Verlängerungen waren aber 50 bis 100 mal grösser, können also nicht durch eine Aenderung der Elasticität des Glases erklärt werden.

(Fortsetzung im nächsten Heft.)

---

### V. *Versuche zur Feststellung einer oberen Grenze für die kinetische Energie der electrischen Strömung; von H. R. Hertz.*

---

Nach den Gesetzen der Induction ist die Intensität  $i$  in einem linearen Stromkreise, in welchem die variable electromotorische Kraft  $A$  wirkt, gegeben durch einen Anfangswerth und die Differentialgleichung:

$$iw = A - 2P \frac{di}{dt},$$

in welcher  $w$  den Widerstand,  $P$  das Potential des Leiters auf sich selbst bezeichnet. Durch Multiplication mit  $idt$  folgt die Gleichung:

$$Aidt = i^2 w dt + d(Pi^2),$$

welche zeigt, dass das durch obige Gleichung gegebene Gesetz im Einklange steht mit dem Principe von der Erhaltung der Energie, unter der Voraussetzung nämlich, dass die von der Kette geleistete Arbeit einerseits und die im Stromkreise gewonnene Wärme und die vermehrte potentielle Energie andererseits die einzigen in Betracht kommenden Arbeitsgrössen sind. Diese Voraussetzung ist nicht erfüllt, und es können also die obigen Gleichungen exacte Gültigkeit nicht

beanspruchen in dem Falle, dass sich die Electricität mit einer trägen Masse bewegt, deren Einfluss nicht völlig verschwindet. In diesem Falle ist der rechten Seite der zweiten Gleichung ein Glied hinzuzufügen, welches der vermehrten kinetischen Energie der Strömung entspricht. Letztere ist dem Quadrate der Stromstärke proportional, kann also  $= mi^2$  gesetzt werden, wo  $m$  eine von den Verhältnissen der Strombahn abhängige Constante ist; und es treten daher an Stelle der obigen Gleichungen die corrigirten:

$$Aidt = i^2 w dt + d(Pi^2) + d(mi^2)$$

$$iw = A - 2P \frac{di}{dt} - 2m \frac{di}{dt},$$

$$= A - 2(P + m) \frac{di}{dt},$$

Ganz analoge Schlüsse lassen sich auch in dem Falle anwenden, dass wir ein System von Stromkreisen vor uns haben, in welchen die electromotorischen Kräfte  $A_1, A_2 \dots$  wirken. Nach Einführung der Correctur für die Masse nehmen die bekannten Differentialgleichungen, welche die Intensitäten bestimmen, die Form an:

$$i_1 w_1 = A_1 - 2(P_{11} + m_1) \frac{di_1}{dt} - P_{12} \frac{di_2}{dt} - \dots - P_{1n} \frac{di_n}{dt},$$

$$i_2 w_2 = A_2 - 2P_{12} \frac{di_1}{dt} - 2(P_{22} + m_2) \frac{di_2}{dt} - \dots - P_{2n} \frac{di_n}{dt},$$

$$\vdots$$

$$i_n w_n = A_n - P_{1n} \frac{di_1}{dt} - \dots - 2(P_{nn} + m_n) \frac{di_n}{dt}.$$

Die einzige Aenderung, welche eine träge Masse der Electricität in diesen Gleichungen hervorgebracht hat, besteht sonach in einer scheinbaren Vergrößerung der Eigenpotentiale, und es erhellt ohne weiteres:

1) dass die electromotorische Kraft der Extraströme unabhängig ist von den gleichzeitig in anderen Leitern hervorgerufenen Inductionsströmen und den in diesen bewegten Massen,

2) dass die Integralwerthe der Inductionsströme nicht beeinflusst werden von den bewegten Massen, weder der inducirenden noch der inducirten Leiter,

3) dass dagegen die Integralintensität der Extraströme grösser erscheint als die aus der einfachen Inductionswirkung berechnete.<sup>1)</sup>

Der Werth dieser Vergrösserung hängt ab von den Grössen  $m$ , deren Bedeutung jetzt näher erläutert werden möge und zwar unter Zugrundelegung der Weber'schen Anschauung von der electricischen Strömung. Das Vorhandensein der mit den Grössen  $m$  verbundenen Glieder ist übrigens unabhängig von der Richtigkeit dieser Anschauung und von der Existenz electricischer Flüssigkeiten überhaupt, jede Erklärung des Stromes als eines Bewegungszustandes träger Materie wird diese Glieder gleichfalls einführen müssen, und nur die Auslegung der Grössen  $m$  wird eine verschiedene sein.

Es enthalte die Volumeneinheit des Leiters  $\lambda$  Einheiten positiver Electricität, und es sei die Masse jeder Einheit =  $\varrho$  Milligramm. Die Länge des Leiters sei  $l$  und sein überall als gleich vorausgesetzter Querschnitt =  $q$ . Dann enthält die Längeneinheit des Leiters  $q\lambda$  electrostatische Einheiten, und die gesammte im Leiter bewegte positive Electricität hat die Masse  $\varrho \cdot q \cdot \lambda \cdot l$  mg. Die Anzahl der electrostatischen Einheiten, welche bei der Intensität  $i$  (in electromagnetischem Maasse) in der Zeiteinheit durch den Querschnitt gehen, ist einerseits =  $155\,370 \cdot 10^6 i$ , andererseits gleich der Geschwindigkeit  $v$ , multiplicirt mit  $q\lambda$ . So-nach ist:

$$v = \frac{155\,370 \cdot 10^6}{q\lambda} i,$$

und die kinetische Energie der im Leiter enthaltenen positiven Electricität:

---

1) Unter Hinweis auf diese einfachen Schlüsse war von der philosophischen Facultät der Friedrich-Wilhelms-Universität zu Berlin den Studirenden für das Jahr 1879 die Aufgabe gestellt worden, über die Grösse von Extraströmen Versuche auszuführen, aus welchen wenigstens eine obere Grenze für die bewegte Masse würde festgestellt werden können. Es war schon in der Aufgabe darauf hingewiesen, dass zu diesen Versuchen die Extraströme aus doppeltdräftigen Spiralen, deren Zweige in in entgegengesetzter Richtung durchflossen wären, besonders geeignet sein würden. Die vorliegende Arbeit ist im wesentlichen identisch mit derjenigen, welche des Preises gewürdigt wurde.

$$\begin{aligned}
&= \frac{1}{2} l \rho q \lambda \left\{ \frac{155\,370 \cdot 10^6}{\lambda} \right\}^2 \frac{i^2}{q^2} \\
&= \frac{1}{2} \frac{li^2}{q} \cdot \rho \frac{155\,370^2 \cdot 10^{12}}{\lambda} = \frac{1}{2} \mu \frac{li^2}{q}.
\end{aligned}$$

Die Grösse  $\frac{1}{2} \frac{li^2}{q}$  ist in endlichen Maassen angebbar, die Grösse  $\rho \frac{155\,370^2 \cdot 10^{12}}{\lambda}$ , welche mit  $\mu$  bezeichnet worden ist, ist eine Constante, welche nur vom Material des Leiters abhängt und für verschiedene Leiter den Dichtigkeiten der Electricität in denselben umgekehrt proportional ist. Ihrer Dimension nach ist dieselbe eine Fläche; mit der Bezeichnung Milligramm-millimeter versehen gibt sie die lebendige Kraft beider Electricitäten, d. h. die gesammte kinetische Energie der Strömung in einem Cubikmillimeter eines Leiters, in welchem die magnetische Stromdichtigkeit 1 herrscht.

Die Bestimmung der Grösse  $\mu$  oder doch einer obern Grenze für dieselbe war die Aufgabe der vorliegenden Versuche.

#### Methode der Versuche.

Da wir die lebendige Kraft der gesammten Electricität einmal  $= mi^2$ , das andere mal  $= \frac{l\mu}{q} i^2$  gesetzt haben, so folgt  $\mu$  aus  $m$  nach der Formel  $\mu = \frac{qm}{l}$ . Zur Bestimmung von  $m$  würde es hingereicht haben, die Intensität  $J$  des Extrastromes in einem Leiter zu bestimmen, dessen Potential  $P$  und Widerstand  $w$  in absolutem Maasse bekannt waren. Aus der Gleichung  $J = \frac{2i}{w} (P + m)$  würde sich  $m$  ohne weiteres ergeben. Da aber die Messung der Extraströme nur in verzweigten Leitersystemen möglich ist, also eine grosse Zahl von Widerständen zu bestimmen wäre, so empfiehlt es sich mehr, in derselben Leitung durch zwei verschiedene Potentiale Extraströme zu erregen, wodurch zwei Gleichungen für die Grössen  $w$  und  $m$  erhalten werden. Verhält sich die Intensität im unverzweigten Stromkreise zu derjenigen Intensität, nach welcher der Extrastrom gemessen wird, wie  $\alpha:1$ ,

und ist  $J$  die gemessene Intensität, so sind die in Betracht kommenden Gleichungen:

$$\frac{\alpha w J}{i} = 2P + 2m, \quad \frac{\alpha w J'}{i'} = 2P' + 2m,$$

und also:

$$m = \frac{P \frac{J'}{i'} - P' \frac{J}{i}}{\frac{J}{i} - \frac{J'}{i'}}.$$

Man wird gut thun, das eine Potential  $P'$  so gross zu nehmen, dass der Einfluss der Masse jedenfalls dagegen verschwindet, das andere Potential  $P$  dagegen möglichst klein zu wählen. Man kann alsdann die Gleichungen einfacher schreiben:

$$\frac{\alpha w J}{i} = 2P + 2m, \quad \frac{\alpha w J'}{i'} = 2P',$$

$$m = \frac{i' J}{i J'} P' - P, \text{ oder, wenn } i' = i:$$

$$m = P \left\{ \frac{J P'}{J P} - 1 \right\}.$$

Nach diesem Principe wurden die Versuche ausgeführt. Als stromgebende Leitersysteme dienten bei den ersten Versuchsreihen doppeldrähige Spiralen, bei den späteren geradlinig gespannte Doppeldrähte. Diese Drahtsysteme konnten ohne Aenderung ihres Widerstandes so geschaltet werden, dass die beiden Zweige derselben in gleichem und in entgegengesetztem Sinne durchströmt waren. Die aus beiden Schaltungen resultirenden Potentiale wurden durch die Rechnung und die Intensitäten der aus beiden erfolgenden Extraströme durch den Versuch bestimmt. Waren diese Intensitäten den berechneten Potentialen proportional, so konnte der Einfluss einer Masse nicht nachgewiesen werden, wurde eine Abweichung von der Proportionalität constatirt, so folgte die lebendige Kraft der Strömung nach den obigen Formeln.

Die Messung der Extraströme geschah allemal mittelst einer Wheatstone'schen Brücke, in deren einen Zweig das stromgebende Drahtsystem eingeschaltet war, während das Potential der andern Zweige so klein als möglich gemacht wurde. Die Brücke war so abgeglichen, dass ein dieselbe

durchfliessender constanter Strom keine dauernde Ablenkung der Galvanometernadel hervorrief; wurde dann aber die Richtung desselben ausserhalb der Brücke umgekehrt, so passirten zwei gleiche und gleichgerichtete Extraströme das Galvanometer, deren Integralintensität durch den Ausschlag der Nadel gemessen wurde. Sobald die Nadel von ihrem Ausschlag zurückkehrte, konnte dann die Umschaltung wiederholt und so die Multiplicationsmethode in Anwendung gebracht werden.

Als Hauptschwierigkeit trat diesen Messungen die geringe Grösse der zu beobachtenden Extraströme entgegen, welche die eben beschriebene Methode in ihrer einfachsten Gestalt unmöglich machte. Allerdings konnte man schon durch blosser Steigerung der inducirenden Stromstärke die Extraströme beliebig gross machen, aber die Schwierigkeiten, welche eine genaue Regulirung der Brücke hatte, wuchsen weit schneller, als die so erhaltenen Intensitäten. Bei den grössten Stromstärken, bei welchen eine solche Regulirung noch dauernd möglich war, bewegte ein einzelner Extrastrom aus entgegengesetzt durchströmten Zweigen die Nadel des Galvanometers nur um Bruchtheile eines Scalentheils, während schon die Annäherung der Hand an einen Quecksilbernäpf oder die Strahlung einer entfernten Gasflamme auf die Spiralen hinreichte, Ausschläge der Nadel von mehr als 100 Scalentheilen hervorzurufen. Ich versuchte daher, die Anwendung sehr starker Ströme dadurch zu ermöglichen, dass ich dieselben nur auf Augenblicke durch die mittelst eines schwachen Stromes regulirte Brücke leitete. Es zeigte sich indessen, dass die infolge der Wärmewirkungen des Stromes momentan in der Brücke entstandenen electromotorischen Kräfte von derselben Ordnung waren, wie die der zu beobachtenden Extraströme, sodass brauchbare Resultate nicht erhalten wurden. Nur so viel zeigten die auf diese Weise angestellten Versuche, dass eine bedeutende Abweichung vom Potentialgesetz jedenfalls nicht stattfindet.

Um deshalb auch mit schwächeren Strömen messbare Ausschläge zu erhalten, leitete ich bei jedem Durchgang der Nadel durch die Ruhelage eine grössere Zahl von Extra-

ströme in gleicher Richtung durch das Galvanometer. Zu dem Ende wurde der Strom im geeigneten Augenblick ausserhalb der Brücke 20 mal schnell hintereinander umgeschaltet, zugleich aber zwischen jeder Umschaltung des Stromes das Galvanometer gewendet. Dasselbe blieb ausserdem, um jede stärkere Dämpfung zu vermeiden, nachdem die Brücke einmal regulirt war, im allgemeinen geöffnet und wurde nur während der Zeit mit der übrigen Combination in Verbindung gesetzt, welche zur Erzeugung der Extraströme nothwendig war.

Die genannten Operationen wurden mittelst eines besonderen Commutators ausgeführt und nahmen ca. 2 Secunden in Anspruch, eine Zeit, welche hinreichend gross ist, um sämtliche Extraströme zur vollen Entwicklung gelangen zu lassen, und sich auch als hinreichend klein gegen die Schwingungsdauer der Nadel erwies.

Diese Methode bot mehrere Vortheile dar. Zunächst konnten genau messbare Wirkungen schon mit sehr schwachen und daher auch sehr constanten erzeugenden Strömen hervorgerufen werden. In allen folgenden Versuchen bestand der äussere Stromkreis aus einem Daniell'schen Element und einem Ballastwiderstand von 3 bis zu 80 S.-E. Sind ferner die Widerstände der Brücke nicht genau abgeglichen, und passirt infolge davon auch von dem constanten Strom ein Theil das Galvanometer, so wird doch dieser Theil im Galvanometer beständig seine Richtung ändern, sodass, wenn die Ungleichheit nur klein ist, der durch sie verursachte Fehler fast völlig verschwindet.

Da weiter die Verbindung des Galvanometers mit den übrigen Drähten der Combination ihre Richtung beständig ändert, so werden diejenigen in der Brücke bestehenden oder durch den Strom erregten electromotorischen Kräfte, welche ihre Richtung nicht mit der Richtung des Stromes ändern, ohne Einfluss auf die Nadel sein. Von grossem Werthe ist der Umstand, dass während des grössten Theiles der Schwingung das Galvanometer allen störenden Einflüssen entzogen war.

Infolge dieser günstigen Bedingungen zeigten die Ver-

suche eine bei der Kleinheit der zu messenden Grössen befriedigende Uebereinstimmung, die Abweichung der erhaltenen Resultate vom Mittel war im allgemeinen kleiner als  $\frac{1}{30}$  des ganzen Werthes. Auch hier wurde das Verfahren bei jedem Durchgang der Nadel durch die Ruhelage wiederholt. Bis zur Erlangung eines constanten Ausschlags konnte indessen die Multiplication nicht fortgesetzt werden, denn zu der constanten und geringen Dämpfung der Nadel durch den Luftwiderstand kam die nur kurze Zeit wirkende Dämpfung, welche durch die Einschaltung des Galvanometers in die Brücke entstand. Die Dauer dieser Einschaltung war nicht immer genau dieselbe, die daherrührende Dämpfung also auch nicht genau bestimmbar. Da nun ihr Einfluss bei weiten Schwingungen sehr merklich wird, so war das Verfahren auf kleinere Ausschläge beschränkt, und es wurden daher im allgemeinen nur 7 bis 9 Elongationen gemessen. Das Verfahren, nach welchem aus den erhaltenen ganzen Schwingungsbogen der wahrscheinlichste Werth des Extrastromes bestimmt wurde, soll zunächst auseinander gesetzt werden.

Es sei  $T$  die Schwingungsdauer der Galvanometernadel,  $\lambda$  das beständig wirkende logarithmische Decrement,  $q = e^{-\lambda}$  das Verhältniss einer Schwingung zur vorhergehenden und zur Abkürzung:

$$\frac{T}{\sqrt{\pi^2 + \lambda^2}} e^{-\frac{\lambda}{\pi} \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{\pi}{\lambda}} = \kappa.$$

Ferner seien  $a_1, a_2, a_3$  die successiven Elongationen rechts und links von der Ruhelage,  $\alpha_1 = a_1 + a_2, \alpha_2 = a_2 + a_3$  etc. die ganzen Schwingungsbogen, und  $k_1, k_2 \dots$  die Incremente der Geschwindigkeit in der Ruhelage, welche die Inductionstösse messen. Dann ist, wenn von einer besondern Dämpfung während des Stosses einstweilen abgesehen wird:

$$a_2 = k_1 \kappa + q a_1$$

$$a_3 = k_2 \kappa + q a_2 = k_2 \kappa + q k_1 \kappa + q^2 a_1,$$

also wird:

$$\alpha_1 = \kappa \cdot k_1 + a_1 (1 + q)$$

$$\alpha_2 = \kappa \cdot k_2 + \kappa k_1 (1 + q) + a_1 q (1 + q).$$



Wird die erste Gleichung, mit  $q$  multiplicirt, von der zweiten subtrahirt, so wird erhalten:

$$\begin{aligned} \alpha_2 - \alpha_1 q &= (k_1 + k_2) x \text{ und analog} \\ \alpha_3 - \alpha_2 q &= (k_2 + k_3) x \\ &\vdots \\ \alpha_n - \alpha_{n-1} q &= (k_{n-1} + k_n) x. \end{aligned}$$

Hieraus erhalten wir den Mittelwerth der Stösse  $k_1 \dots k_n$ , welche alle gleich sein müssten, wenn die Apparate exact arbeiteten:

$$xk = \frac{\alpha_2 + \alpha_3 + \dots + \alpha_n - q(\alpha_1 + \alpha_2 \dots + \alpha_{n-1})}{2(n-1)}$$

oder, wenn die Summe der ganzen Schwingungsbogen mit  $\Sigma$  bezeichnet wird:

$$xk = \frac{(\Sigma - \alpha_1) - q(\Sigma - \alpha_n)}{2(n-1)}.$$

Die Anwendung dieser Formel ist sehr bequem und empfiehlt sich immer dann, wenn die einzelnen Stösse nicht regelmässig genug sind, um einen constanten Grenzwert der Schwingung hervorzubringen, oder wenn aus anderen Gründen nur eine beschränkte Zahl von Elongationen beobachtet worden ist.

Tritt zu der beständig wirkenden Dämpfung noch eine momentane während der Schliessung, so kann letztere als ein der Bewegung entgegen gerichteter Stoss betrachtet werden, welcher proportional der Dauer der Schliessung und der Geschwindigkeit der Nadel ist. Ist letztere  $= v$ , erstere  $= \tau$ , das logarithmische Decrement während der Schliessung  $= \lambda'$ , so ist die Grösse eines solchen Stosses:

$$- 4 \frac{\lambda'}{T} \cdot \tau \cdot v.$$

Sind nun  $a_1$  und  $a_2$  die voraufgehende und die nachfolgende Elongation, so erreicht die Nadel die Ruhelage mit der Geschwindigkeit  $\frac{a_1 q}{x}$  und verlässt dieselbe mit der Geschwindigkeit  $\frac{a_2}{x}$ ; da das Anwachsen der Geschwindigkeit sehr nahezu gleichförmig geschieht, ist für  $v$  der mittlere Werth  $\frac{a_1 q + a_2}{2x}$  zu setzen, und die Grösse des ganzen Stosses wird daher:

$$- 2 \frac{\lambda' \tau}{T x} (a_1 q + a_2) = - \frac{c}{x} (a_1 q + a_2).$$



kann man sich Kenntniss davon verschaffen, wie weit die einzelnen Werthe vom Mittel abweichen.

Da im Folgenden immer nur die Endresultate gegeben werden sollen, will ich eine Multiplicationsreihe mit Berechnung der einzelnen Stösse vollständig mittheilen, um die Uebereinstimmung der Versuche unter sich beurtheilen zu lassen.

Extraströme aus geradlinigen Drähten (bei gleichsinnig durchströmten Drähten.)

Intensität des inducirenden Stromes: 75,7.

$$q = 0,9830 \quad c = 0,016.$$

Ablesung, corr. auf Bogen	Schwin- gungs- bogen $\alpha_n$			Grösse der einzelnen Stösse in Scalentheilen $kx = \frac{\alpha_n - q\alpha_{n-1} + c(\alpha_n + q\alpha_{n-1})}{2}$
		$\alpha_n - q\alpha_{n-1}$	$\alpha_n + q\alpha_{n-1}$	
517,2	30,7	—	—	—
547,9	72,0	41,8	102,3	21,7
475,9	111,3	40,5	182,5	21,7
587,2	149,4	40,0	258,8	22,1
437,8	186,5	39,6	338,4	22,4
624,3	222,3	39,0	405,6	22,7
402,0	254,7	36,2	473,2	21,9
656,7	285,5	35,1	535,9	21,8
371,2				

Im Mittel ergibt sich  $kx = 22,05$ , die grösste Abweichung beträgt weniger als  $\frac{1}{30}$  des Werthes. Da in jedem Stoss 40 Extraströme vereinigt waren, so betrug der von jedem einzelnen hervorgerufene Ausschlag nicht mehr als 0,551 Scalentheil. Etwa denselben Grad der Uebereinstimmung zeigten auch die übrigen Multiplicationsreihen, für welche die einzelnen Stösse berechnet wurden.

#### Beschreibung der Apparate.

Ehe ich zu den einzelnen Versuchen übergehe, will ich diejenigen Anordnungen beschreiben, welche allen Versuchen gemeinsam waren.

1. Sollte bei gleicher inducirender Stromstärke und gleichen Werthen der Potentiale die Intensität des Extraströmes im Galvanometer ein Maximum sein, so musste der Widerstand des Galvanometers möglichst klein, derjenige der übrigen Zweige aber gleich sein. Diese Anordnung hatte

noch einen besondern Vorthail. Es bieten sich nämlich dem Schliessungsstrom und dem Oeffnungsstrom verschiedene Wege dar, da sich der erste auch durch die äussere Schliessung entladen kann, der zweite nicht. Um daher alle Versuche auf gleiche Verhältnisse zu reduciren, muss im allgemeinen eine Correctur angebracht werden, welche von dem Widerstand der äussern Schliessung abhängig ist. Diese Correctur fällt weg, wenn der Widerstand der vier Zweige gleich ist. In der That, ist  $w$  dieser Widerstand,  $w_g$  der Widerstand des Galvanometers und  $w_x$  der Widerstand der Kette, so folgt für die Intensität im Galvanometer, wenn in einem Zweige die electromotorische Kraft  $E$  wirkt, nach den gewöhnlichen Formeln  $\frac{E}{2(w+w_g)}$ , welcher Werth von  $w_x$  unabhängig ist.

Wurden also die vier Zweige gleich gemacht, so konnten die mit verschiedenen Ketten erhaltenen Resultate ohne weiteres verglichen werden.

2. Die passiven Widerstände der Brücke mussten so gewählt werden, dass der aus ihnen herrührende Theil des Extrastromes möglichst klein war. Es würden sich in dieser Hinsicht unpolarisirbare Flüssigkeitssäulen mit grossem Durchmesser am meisten empfohlen haben, da das Potential solcher Säulen sehr klein ist. Indessen gelang es mir bei der grossen Empfindlichkeit der Brücke nicht, solche von hinreichender Constanz herzustellen. Ich wandte deshalb dünne Neusilberdrähte an, die durch Glasröhren gezogen und mit destillirtem Wasser umgeben waren, um gegen Temperaturänderungen geschützt zu sein. Dieselben wurden so angeordnet, dass die verschiedenen Zweigen angehörigen und in entgegengesetzter Richtung durchflossenen nebeneinander zu liegen kamen. Die noch übrig bleibenden Werthe des Potentials waren klein und konnten mit hinreichender Genauigkeit in Rechnung gezogen werden. Da die Neusilberdrähte sehr dünn waren, lag die Gefahr nahe, dass dieselben bei der Umschaltung des Stromes geringen, aber schnell eintretenden Temperaturänderungen ausgesetzt seien. Solche Aenderungen würden im Moment des Entstehens des Stromes

die Brücke ungleich gemacht und so eine schwer zu controlirende Vergrößerung oder Verkleinerung des Extrastromes hervorgerufen haben. Bei einer letzten Versuchsreihe wandte ich daher cylindrische Stäbe von Bunsen'scher Gas- kohle, von 5 mm Durchmesser an, wie solche zur Erzeugung des electrischen Lichtes gebraucht werden.

3. Die Messung der Intensität des inducirenden Stromes geschah ausserhalb der Brücke; die angewandte Tangenten- bussole bestand aus einem einfachen Kupferbügel von 213,2 mm Durchmesser, in dessen Mittelpunkt eine Nadel von ca. 25 mm Länge an einem einfachen Coconfaden aufgehängt war. Um die Schwingungen derselben möglichst stark zu dämpfen, war sie in ein Gefäss mit destillirtem Wasser eingelassen. Die Ablesung geschah mit Scala und Fernrohr, die Entfernung der erstern von der Bussole betrug 1295 mm, 1 Scalenthail Ablesung entspricht der absoluten electromagnetischen In- tensität 0,01218. Die Messung geschah unter allen Umstän- den so, dass der Ausschlag nach rechts, nach links und wieder nach rechts beobachtet wurde. Das Resultat ist bis auf  $\frac{1}{100}$  seines Werthes sicher.

Zur Messung der Extraströme diente ein Meyerstein'- sches Galvanometer von sehr geringem Widerstande, wie solche bei Messungen mit dem Erdinductor angewandt wer- den. Das Nadelpaar war astatisch an 12 einfachen Cocon- fäden aufgehängt, die Schwingungsdauer desselben betrug 27,66 Secunden. Das Galvanometer war auf einem isolirten Steinpfeiler, 2905 mm von Scala und Fernrohr und etwa ebensoweit von der Brückenvorrichtung entfernt aufgestellt und mit letzterer durch parallele dicke Kupferdrähte verbunden.

4. Der Commutator hatte bei jedem Durchgang der Nadel durch die Ruhelage schnell hintereinander die folgen- den Operationen auszuführen:

Einschaltung des Galvanometers in die Brücke,

Umschaltung des Stromes,

Umschaltung des Galvanometers

.... (20 mal wiederholt), ....

Umschaltung des Stromes,

Ausschaltung des Galvanometers.

Seine Einrichtung ist aus der Taf. IV Fig. 8 ersichtlich. Am Rande einer um eine verticale Axe drehbaren Scheibe sind in radialer Stellung 20 amalgamirte Kupferhäkchen von der Form Taf. IV Fig. 9 angebracht, welche in das Quecksilber der Gefässe *B* und *C* eben eintauchen. Sie stehen der Axe abwechselnd näher und ferner, sodass die innern Spitzen der fernereren mit den äusseren Spitzen der näheren auf einem Kreise um die Axe liegen. Indem sie über das Gefäss *B* gleiten, schalten sie den Strom, indem sie über *C* gleiten, das Galvanometer um. Die Einrichtung der Quecksilbergefasse und die Art, wie die Umschaltung vor sich geht, ist aus Taf. IV Fig. 10 zu ersehen. Das Gefäss *B* steht dem Gefäss *C* nicht genau gegenüber, sondern ist um die halbe Entfernung zweier Haken gegen dasselbe verschoben, sodass die Umschaltung des Galvanometers zwischen je zwei Umschaltungen des Stromes fällt. Während nach Ertheilung des Inductionsstosses die Nadel ihre Schwingung vollendet, stehen die Haken symmetrisch zum Gefäss *C*, derart, dass ein Haken über die Lücke des mittlern Napfes, die benachbarten rechts und links neben die Nöpfe zu stehen kommen; die Verbindung des Galvanometers mit der Brücke ist dann aufgehoben. Sobald die Nadel die Ruhelage erreicht, wird die Scheibe mit der Hand gedreht und nach einer ganzen Umdrehung durch eine einfache Arretirung festgehalten, dabei führt dann der Commutator die oben angegebenen Operationen aus.

Im allgemeinen mag noch bemerkt werden, dass die Drähte der Brücke, wo es irgend anging, direct miteinander verlöthet waren, nur wo Verbindungen häufig zu lösen und wiederherzustellen waren, wurden Klemmschrauben und Quecksilbernäpfe angewandt.

#### Versuche mit doppeldräftigen Spiralen.

Ich komme jetzt zu den einzelnen Versuchen, zunächst zu denjenigen mit doppeldräftigen Spiralen. Zu denselben standen mir zwei vollkommen gleiche, sehr regelmässig gewickelte Spiralen zu Gebote, deren Länge 73,9 mm, deren äusserer und innerer Durchmesser resp. 83,6 und 67,3 mm

betragen. Sie bestanden aus 8 Schichten zu je 68 Windungen. Die Gesamtlänge des Drahtes wurde durch Vergleichung mit dem Widerstand der obersten Schicht bestimmt und zu 130 032 mm gefunden. Der Durchmesser des Drahtes betrug 0,93 mm, der Gesamtwiderstand ca. 3,1 S.-E. Da die Spiralen vollkommen gleich waren, wurden sie gleichzeitig benutzt und in die diagonal gegenüberstehenden Zweige der Brücke eingeschaltet. Die aus ihnen herrührenden Extrastrome summirten sich dann in der Brücke.

Gemäss den obigen Auseinandersetzungen waren die Inductionswirkungen zweier Potentiale  $P$  und  $P'$  zu beobachten, während der Widerstand der Leitung unverändert blieb. Das Potential  $P$  war das der in entgegengesetzter Richtung durchströmten Spiralen. Um ein zweites Potential  $P'$  zu erhalten, schaltete ich einen Zweig einer Spirale aus der Leitung aus und ersetzte ihn durch einen ihm gleichen Ballastwiderstand, dessen Grösse sich in der Brücke sehr genau reguliren liess.

Indem nun durch den freigewordenen Zweig ein Strom geleitet und in passender Weise umgeschaltet wurde, konnte der von dem einen Zweig im andern inducirte Strom gemessen werden. Die Grösse  $P'$  war dann das Potential des einen Zweiges auf den andern. Natürlich hätte auch der Extrastrom aus den in gleicher Richtung durchströmten Spiralen benutzt werden können, dieser aber war gegen denjenigen aus entgegengesetzt durchströmten Spiralen zu gross, um unter gleichen Bedingungen noch gut beobachtbar zu sein.

Es handelt sich zunächst um die Bestimmung der numerischen Werthe von  $P$  und  $P'$ .  $P$  lässt sich aus den geometrischen Verhältnissen der Spiralen mit hinreichender Annäherung bestimmen und soll die Rechnung sogleich durchgeführt werden;  $P'$  hingegen lässt sich auf diesem Wege nur unter vereinfachenden Annahmen finden, welche einen beträchtlichen Fehler mit sich bringen. Ich zog es daher vor, dasselbe durch den Versuch zu bestimmen, indem ich es mit dem bekannten Potential geradliniger Drähte verglich.

*Bestimmung von P.* Ueber die Lagerung der Drähte werden zunächst die folgenden Voraussetzungen gemacht, welche der Wahrheit sehr nahe kommen dürften:

1) In einer und derselben Schicht wechseln positiv und negativ durchströmte Drähte beständig ab, die Abstände der Mittellinien sind gleich und gleich dem mittlern Abstand, welchen man erhält, wenn man die Länge der Spirale durch die Zahl der Windungen dividirt. 2) Zwei benachbarte Schichten liegen seitlich um den halben Abstand zweier Mittelpunkte gegeneinander verschoben. Durch diese Annahmen ist die geometrische Lage der Drähte vollständig gegeben; ob aber die äussersten Drähte an den Enden der Spirale alle in gleichem Sinne durchströmt sind, oder ob Wechsel in dieser Hinsicht stattfinden, lässt sich für die innern Schichten nicht constatiren. Aus diesem Grunde und wegen der unvermeidlichen Unregelmässigkeiten ist eine exacte Bestimmung des Potentials auch nicht möglich; es lassen sich nur Grenzen angeben, innerhalb deren es liegen muss, und es wird sich zeigen, dass diese Grenzen ziemlich eng gezogen werden können. Bei der Berechnung des Potentials einer Schicht auf sich selbst werden wir, ohne einen merklichen Fehler zu begehen, dieselbe aufschneiden, in eine Ebene ausbreiten und als Theil eines unendlich langen geradlinigen Drahtsystems betrachten können, dessen Querschnitt mit dem der Schicht zusammenfällt. Denn die Lagerung jedes Elementes zu den benachbarten Theilen wird dadurch nicht geändert, die Wirkung entfernter Theile aufeinander aber ist Null.

Zunächst bestimmen wir das Potential  $\Pi$  einer einzelnen Schicht auf sich selber. Sei die Länge der Drähte  $= S$ , ihr Radius  $= R$ , der Abstand zweier benachbarten  $= q$ , endlich ihre Zahl  $= n$ . Sei ferner  $\frac{1}{2}a_0$  das Potential eines Drahtes auf sich selber,  $a_m$  das Potential eines Drahtes auf den in der Entfernung  $mq$  befindlichen, dann ist:

$$a_0 = 2S \left( \log \frac{2S}{R} - \frac{3}{4} \right), \quad a_m = 2S \left( \log \frac{2S}{mq} - 1 \right)$$

und man findet durch Abzählung:



$$II = na_0 - (2n-1)a_1 + (2n-2)a_2 - \dots - a_{2n-1},$$

und durch Einsetzung der Werthe für die  $a$ :

$$II = 2Sn \left\{ \frac{1}{4} + \log \frac{q}{R} + \frac{1}{n} \log \frac{1^{2n-1} \cdot 3^{2n-3} \dots (2n-3)^3 (2n-1)}{2^{2n-2} \cdot 4^{2n-4} \dots (2n-2)^2} \right\}.$$

Der Quotient  $\frac{II}{S}$  hat also hier einen bestimmten Werth, welcher als das Potential der Längeneinheit bezeichnet werden kann. Die directe Berechnung des in obigem Ausdruck enthaltenen Logarithmus ist bei grossen  $n$  nicht mehr wohl möglich, für solche ist daher ein Näherungswerth zu finden. Zu dem Ende zerlegen wir den Ausdruck in:

$$n \log \frac{1^2 3^2 5^2 \dots (2n-3)^2 (2n-1)}{2^2 4^2 \dots (2n-2)^2} \\ + \log \frac{2^2}{1 \cdot 3} \cdot \frac{4^2}{3^2 5^2} \cdot \frac{6^2}{5^2 7^2} \dots \frac{(2n-2)^{2n-2}}{(2n-3)^{n-1} (2n-1)^{n-1}},$$

welche Theile gesondert berechnet werden sollen. Der erste kann geschrieben werden:

$$= n \sum_{m=1}^{n-1} \log \frac{(2m-1)(2m+1)}{(2m)^2} = n \sum_{m=1}^{n-1} \log \left( 1 - \frac{1}{4m^2} \right).$$

Da  $\frac{1}{4m^2}$  für alle in Betracht kommenden Werthe  $< 1$  ist, können wir  $\log \left( 1 - \frac{1}{4m^2} \right)$  entwickeln und erhalten für den ersten Theil:

$$-n \left\{ \frac{1}{4} \sum_{m=1}^{n-1} \frac{1}{m^2} + \frac{1}{32} \sum_{m=1}^{n-1} \frac{1}{m^4} + \dots \right\}$$

oder, wenn wir die Summen nach bekannten Formeln entwickeln:

$$= -n \left\{ \text{const.} - \frac{1}{4(n-1)} + \frac{1}{8(n-1)^2} - \frac{1}{24(n-1)^3} + \dots - \frac{1}{96(n-1)^5} + \dots \right\}.$$

Die Constante ist offenbar  $= -\log \left( \frac{2}{\pi} \right)$ , denn für unendlich werdende  $n$  muss der ganze Ausdruck gegen die Grenze  $n \log \left( \frac{2}{\pi} \right)$  convergiren. Entwickeln wir die übrigen Glieder nach fallenden Potenzen von  $n$  und fassen die gleichen Potenzen zusammen, so erhalten wir schliesslich den ersten Theil gleich:

$$\log \left( \frac{2}{\pi} \right)^n + \frac{1}{4} + \frac{1}{8n} + \frac{1}{96n^2} + \dots$$

Eine ganz analoge Rechnung lässt sich für den zweiten Theil durchführen, derselbe ist:

$$\begin{aligned} &= \sum_1^{n-1} \log \frac{2m^{2m}}{(2m-1)^m(2m+1)^m} = \sum_1^{n-1} \log \left( 1 - \frac{1}{4m^2} \right)^m \\ &= \frac{1}{4} \sum_1^{n-1} \frac{1}{m} + \frac{1}{32} \sum_1^{n-1} \frac{1}{m^3} + \frac{1}{192} \sum_1^{n-1} \frac{1}{m^5} + \dots \end{aligned}$$

also nach der gleichen Rechnung wie oben:

$$\begin{aligned} &= \frac{1}{4} \left( 0,577\,216 + \log(n-1) + \frac{1}{2(n-1)} - \frac{1}{12(n-1)^2} + \dots \right) \\ &+ \frac{1}{32} \left( \sum_1^{\infty} \frac{1}{m^3} + \dots - \frac{1}{2(n-1)^2} + \dots \right) \\ &+ \frac{1}{192} \left( \sum_1^{\infty} \frac{1}{m^5} + \dots \right) \\ &+ \frac{1}{1024} \left( \sum_1^{\infty} \frac{1}{m^7} + \dots \right) \\ &+ \dots \end{aligned}$$

Wird hierin das constante Glied direct berechnet, die übrigen Glieder aber nach fallenden Potenzen von  $n$  entwickelt, so wird der zweite Theil erhalten:

$$= 0,18848 + \frac{1}{4} \log n - \frac{1}{8n} - \frac{7}{192n^2} - \dots$$

Die Summe beider Theile ergibt das ganze gesuchte Glied:

$$\begin{aligned} &= 0,43848 + \log \sqrt[n]{\frac{2}{\pi}} - \frac{3}{192n^2} - \dots \\ &= \log \left\{ 1,5503 \sqrt[n]{\frac{2}{\pi}} \right\} - \frac{3}{192n^2} - \dots \\ &= n \log \left\{ \sqrt[4n]{5,7773 n} \cdot \frac{2}{\pi} \right\} - \frac{3}{192n^2} \dots, \end{aligned}$$

und sonach wird mit beträchtlicher Annäherung das Potential der Schicht auf sich selber:

$$H = 2Sn \left\{ \frac{1}{4} + \log \frac{2 \sqrt[4n]{5,7773 n}}{R\pi} \right\}.$$

Für grosse  $n$  convergirt die in dem Ausdrücke enthaltene Wurzel rasch gegen die Einheit, für solche Werthe von  $n$  kann daher auch einfacher geschrieben werden.

$$\Pi = 2 S n \left\{ \frac{1}{4} + \log \frac{2q}{R\pi} \right\}.$$

Zu dieser Annäherung gelangen wir direct, wenn wir das Potential der ganzen Vorrichtung auf einen mittleren Draht berechnen und den erhaltenen Werth als für alle Drähte gültig annehmen. Dieser vereinfachten Methode können wir uns bedienen bei der Berechnung des Potentials zweier verschiedener Schichten aufeinander.

Es sei  $\epsilon$  der senkrechte Abstand zweier Schichten voneinander, und es mögen in denselben die einzelnen Drahtpaare solche Lagen haben, dass sich die gleichsinnig durchströmten Drähte gegenüberliegen, sodass ihre Axen in einer zu beiden Schichten senkrechten Ebene sich befinden. Dann ist das Potential der einen Schicht auf einen mittlern Draht der andern Schicht:

$$\begin{aligned} &= 2 S \left\{ \begin{array}{ccc} \log 2 S & - \log \epsilon & - 1 \\ - 2 \log 2 S & + 2 \log \sqrt{\epsilon^2 + q^2} & + 2 \\ + 2 \log 2 S & - 2 \log \sqrt{\epsilon^2 + 4q^2} & - 2 \\ \cdot & \cdot & \cdot \\ - \log 2 S & + \log \sqrt{\epsilon^2 + (2n+1)^2 q^2 + 1} \end{array} \right\} \\ &= - 2 S \log \frac{\epsilon (\epsilon^2 + 2^2 q^2) (\epsilon^2 + 4^2 q^2) \dots (\epsilon^2 + (2n)^2 q^2)}{(\epsilon^2 + q^2) (\epsilon^2 + 3^2 q^2) \dots \sqrt{\epsilon^2 + (2n+1)^2 q^2}}, \\ &= 2 S \log \frac{1^2 + \left(\frac{\epsilon}{q}\right)^2}{\frac{\epsilon}{q}} \cdot \frac{3^2 + \left(\frac{\epsilon}{q}\right)^2}{2^2 + \left(\frac{\epsilon}{q}\right)^2} \dots \frac{\sqrt{(2n+1)^2 + \left(\frac{\epsilon}{q}\right)^2}}{\epsilon^2 + (2n)^2 q^2}. \end{aligned}$$

Für das hinter dem Logarithmenzeichen stehende Product erhalten wir einen Näherungswerth in geschlossener Form, wenn wir die Gleichung:

$$\cos^2 \frac{z}{2} = \left(1 - \frac{z^2}{1^2 \pi^2}\right)^2 \left(1 - \frac{z^2}{3^2 \pi^2}\right)^2 \left(1 - \frac{z^2}{5^2 \pi^2}\right)^2 \dots$$

durch die andere:

$$\sin z = z \left(1 - \frac{z^2}{1^2 \pi^2}\right) \left(1 - \frac{z^2}{2^2 \pi^2}\right) \dots$$

dividiren, beiderseits  $z = v\sqrt{-1}$  setzen und durch  $\sqrt{-1}$  dividiren; wir erhalten hierdurch die Gleichung:

$$\frac{1+e^{-v}}{1-e^{-v}} = \lim \left\{ \frac{1^2 + \left(\frac{v}{\pi}\right)^2}{\frac{v}{\pi}} \cdot \frac{3^2 + \left(\frac{v}{\pi}\right)^2}{2^2 + \left(\frac{v}{\pi}\right)^2} \cdots \frac{\sqrt{(2n-1)^2 + \left(\frac{v}{\pi}\right)^2}}{(2n)^2 + \left(\frac{v}{\pi}\right)^2} \right\},$$

und sonach wird das obige Potential für ein grosses  $n$  näherungsweise:

$$= S \log \frac{1 + e^{-\frac{\varepsilon\pi}{q}}}{1 - e^{-\frac{\varepsilon\pi}{q}}},$$

oder bei Vernachlässigung von Gliedern von der Ordnung

$$e^{-\frac{3\varepsilon\pi}{q}} \quad = 4Se^{-\frac{\varepsilon\pi}{q}}.$$

Indem wir diesen Ausdruck mit  $2n$  multipliciren, erhalten wir das Potential der einen Schicht auf die andere:

$$= + 8Sn e^{-\frac{\varepsilon\pi}{q}}.$$

Wird nun die eine derselben gegen die bisher angenommene Lage seitlich um die Strecke  $q$  verschoben, so wird offenbar das Potential:

$$= - 8Sn e^{-\frac{\varepsilon\pi}{q}};$$

für alle mittleren Lagen hat das Potential eine zwischen beiden extremen Werthen liegende Grösse. Wenn wir also den Einfluss der verschiedenen Schichten aufeinander überhaupt vernachlässigen, so beträgt der Fehler für jedes in

Betracht kommende Paar von Schichten weniger als  $8Sn e^{-\frac{\varepsilon\pi}{q}}$ . Dabei sind jedoch je zwei unmittelbar benachbarte Schichten nicht in Rechnung zu bringen, da das Potential derselben aufeinander in der That mit grosser Annäherung gleich Null ist. Durch Einsetzung solcher Werthe von  $q$ ,  $\varepsilon$ ,  $R$ , welche den gewöhnlichen Verhältnissen entsprechen, überzeugt man sich leicht, dass der besprochene Fehler weniger als den 70ten Theil des Potentials der Schicht ausmacht. In so weit wir aber von demselben absehen, erhalten wir das Potential der ganzen Spirale, indem wir das der einzelnen Schichten

auf sich selbst einfach addiren, und es wird dasselbe daher schliesslich, wenn wir mit  $l$  die gesammte in der Spirale enthaltene Drahtlänge bezeichnen:

$$P = l \left\{ \frac{1}{4} + \log \frac{2q \sqrt[4n]{5,7773n}}{R\pi} \right\}.$$

Für die in unserem Falle vorliegenden Spiralen war:

$$l = 130\,032 \text{ mm}, \quad n = 34, \quad R = 0,465 \text{ mm},$$

$$q = 1,087 \text{ mm}, \quad P = 89250 \text{ mm}.$$

Eine Bestimmung des hierbei möglicherweise begangenen Fehlers nach den obigen Principien ergab denselben kleiner als 1200 mm.

*Bestimmung von  $P'$ .* Das Potential  $P'$  des einen Zweiges der Spirale auf den andern wurde, wie schon bemerkt, durch Vergleichung mit dem Potential geradliniger Drähte bestimmt. Die Anordnung des Versuchs zeigt die Fig. 11 Taf. IV.  $A$  und  $B$  sind geradlinige, auf dem Boden des Laboratoriums ausgespannte Drahtsysteme von den eingeschriebenen Dimensionen, in  $A$  (dem inducirten Kreise) ist das Galvanometer und ein Zweig der Spirale  $C$  eingeschaltet, in  $B$  die Kette, die Tangentenbussole und der Commutator.

Es wurde zunächst die inducirende Wirkung des Kreises  $B$  auf  $A$  bestimmt. Da diese sehr klein war, so wurde die schon oben beschriebene Beobachtungs- und Rechnungsart in Anwendung gebracht, bei welcher der Kreis  $A$  im allgemeinen geöffnet war. Da die Wirkung des geradlinigen Systems  $B$  auf die Spirale  $C$  nicht Null war, so wurde letztere auf beide möglichen Arten in den Kreis  $A$  eingeschaltet. Die Werthe des Inductionsstosses wurden bei verschiedenen Intensitäten des inducirenden Stromes beobachtet; nachdem sie auf gleiche Intensität (100 Scalentheile der Tangentenbussole) reducirt waren, wurden sie gefunden

1) bei der ersten Schaltung der Spirale:

in Scalentheilen des Galvanometers

0,3997    0,3955    0,3791    0,4006    Mittel 0,3939;

2) bei der zweiten Schaltung:

0,3034    0,3102    Mittel 0,3068.

Das Mittel aus beiden Werthen, nämlich 0,3502, entspricht der Induction des Kreises *B* auf *A*. Das zugehörige logarithmische Decrement war das der freischwingenden Nadel, nämlich:

$$\lambda = 0,0172.$$

Um mit den bei einer andern Dämpfung gemachten Versuchen vergleichbar zu sein, muss der Stoss multiplicirt werden mit:

$$\frac{\sqrt{\pi^2 + \lambda^2}}{T} e^{\frac{\lambda}{\pi} \arctg \frac{\pi}{\lambda}};$$

er wird erhalten nach Ausführung der Rechnung:

$$= \frac{1,1097}{T}.$$

Hierauf wurde der noch freie Zweig der Spirale *C* in den Strom *B* so eingeschaltet, dass sich die Wirkungen der Spirale und der geraden Drähte verstärkten und durch einfache Umschaltung des Stromes *B* bei jedem Durchgange der Nadel durch die Ruhelage die Wirkung des einen Zweiges auf den andern beobachtet. Nach Reduction auf die Intensität 100 wurden die Werthe der Inductionsstösse zu:

164,3    164,7    im Mittel zu 164,5 Scalentheilen

gefunden. Das zugehörige Decrement war diesmal  $\lambda=0,6362$ , die entsprechende Reduction auf eine ungedämpft schwingende Nadel gibt die Grösse des Stosses:

$$= \frac{696,0}{T}.$$

Von der Verschiedenheit der Schwingungsdauer je nach der statthabenden Dämpfung kann hier und im Folgenden abgesehen werden. Demnach verhält sich das Potential der Zweige der Spirale aufeinander zu dem der geradlinigen Drähte aufeinander wie:

$$696,0 - 1,1 : 1,1097 = 694,9 : 1,1097.$$

Das letztere Potential konnte leicht aus den geometrischen Verhältnissen der Drähte berechnet werden und wurde gefunden = 60428 mm, woraus dann das Potential des einen Zweiges der Spirale auf den andern folgt:

$$= 37\,840\,000 \text{ mm.}$$

Die gleiche Grösse hatte ich schon einmal auf einem etwas anderen, aber ungenaueren Wege bestimmt und gleich

38 680 000 mm gefunden.

Beide Werthe stimmen hinreichend überein, es soll jedoch nur der erstere benutzt werden.

*Ausführung der Messungen.* Die Anordnung der Brücke, welche zur Messung der Extraströme diente, ist in Taf. IV Fig. 12 genauer wiedergegeben. Die Einmündungsstellen des Stromes sind  $A$  und  $A'$ , die des Galvanometerdrahtes  $B$  und  $B'$ . Durch Verschiebung der Verbindung  $A'$  der Kette mit dem dicken Kupferdrahte  $EF$  wurde die Brücke regulirt. In die diagonal gegenüberliegenden Zweige  $A'B$  und  $AB'$  sind die Spiralen und in die anderen beiden Zweige die als passive Widerstände dienenden Neusilberdrähte eingeschaltet, letztere sind dicht nebeneinander so gelegt, dass der Strom in ihnen entgegengesetzte Richtung hat. Die von der Kette kommenden und die zum Galvanometer führenden Drähte passiren den Commutator  $G$ , welcher so gestellt ist, dass er während der Beobachtung durch das Fernrohr  $H$  in Thätigkeit gesetzt werden kann. Bei einer Umdrehung desselben gehen 20 doppelte Extraströme aus je zwei Spiralen, im ganzen also 80 einfache Extraströme durch das Galvanometer. Die Tangentenbussole befindet sich in  $J$ , zu ihr gehört das Fernrohr  $K$ .

Zunächst wurde die Grösse des Extrastroms aus entgegengesetzt durchströmten Zweigen bestimmt und für dieselbe die folgenden Werthe erhalten:

Inducirende Intensität in Scalentheilen	Intensität des Extrastroms in Scalentheilen
48,8	0,1790
50,0	0,1738
123,2	0,4621
122,2	0,4417

Durch Reduction auf die Intensität 100 werden die Werthe erhalten:

0,3664    0,3476    0,3750    0,3600    im Mittel 0,3622.

Das logarithmische Decrement der Nadel während dieser Versuche war  $\lambda = 0,0172$ , wird der obige Stoss dem entsprechend mit  $\frac{3,168}{T}$  multiplicirt, so wird er erhalten:

$$= \frac{1,1476}{T}.$$

Gemäss den früheren Auseinandersetzungen wurde sodann ein Zweig der einen Spirale ausgeschaltet, die Brücke wieder ausgeglichen und die Inductionswirkung des frei gewordenen Zweiges auf den anderen beobachtet. Verschwand in dem erstern ein Strom von der Intensität 100, so betrug der im Galvanometer beobachtete Stoss:

61,50      61,66    im Mittel 61,58 Scalentheile.

Das bei diesem Versuche vorhandene logarithmische Decrement war  $\lambda = 0,4396$ , der entsprechende Reductionsfactor  $\frac{3,876}{T}$ , und es wird sonach der reducirte Stoss:

$$\frac{238,67}{T}.$$

Bei den in der Brücke vorhandenen Widerständen und Stromverzweigungen entsprach also dieser Stoss dem Potential:

$$P' = 37\,840\,000.$$

Waren die Zweige der Spiralen in entgegengesetzter Richtung durchströmt, so war die entsprechende electromotorische Kraft des Extrastroms für jede Spirale:

$$2P = 178\,500.$$

Hierzu tritt jedoch als Correctur das Potential der übrigen Theile der Brücke, welches sich in folgender Weise berechnet:

1) Das Potential jedes Neusilberdrahtes auf sich selbst (Durchmesser 0,246 mm) war 6395, der vierfache Werth ist negativ in Rechnung zu ziehen, also der Beitrag  $-25580$ .

2) Diese Wirkung wird zum Theil aufgehoben durch die Wirkung des benachbarten Neusilberdrahtes, das Potential beider aufeinander ist 5348, dieser Werth ist doppelt in Rechnung zu bringen, also wird erhalten  $+10696$ .

3) Das doppelte Potential des Drahtes  $OP$  auf sich selbst ist  $+9028$ .



4) Das Potential des Drahtes *OP* auf den näheren Neu-silberdraht ist + 2789.

5) Dasselbe auf den entfernteren — 1230.

6) Das Potential des Drahtes *RS* auf *EA'*, doppelt in Rechnung gezogen wegen der doppelten Intensität in *RS*, gibt den Beitrag + 5254.

Die Summe aller dieser Correcturen beträgt nur + 957, wovon also auf jede einzelne Spirale die Hälfte kommt, nämlich + 478 mm.

Es kommt also schliesslich zur Geltung die electromotorische Kraft 178 978, welche fast genau so gross ist wie die allein aus den Spiralen herrührende. Der Fehler dieses Werthes, welcher aus Vernachlässigung einzelner Theile des Potentials der Spiralen herrührt, beträgt nach dem Vorigen bis zu 2400 mm, von derselben Ordnung wird vermuthlich der Fehler sein, welcher aus Vernachlässigung einzelner Theile der Brücke entspringt.

Nach der Theorie müsste nun der Werth des Extrastroms aus entgegengesetzt durchströmten Spiralen die Grösse haben:

$$\frac{238,67}{T} \cdot \frac{178\,978}{378\,400\,00} = \frac{1,1351}{T}.$$

Der thatsächlich beobachtete Werth war  $\frac{1,1476}{T}$ . Die Abweichung beider beträgt wenig mehr als  $\frac{1}{100}$  des ganzen Werthes, während die Fehler der Beobachtung und die Unbestimmtheit der Rechnung im besten Falle  $\frac{1}{30}$  desselben ausmachen. Ist daher auch die grosse Uebereinstimmung des berechneten und des beobachteten Werthes eine zufällige, so zeigt der Versuch doch, dass höchstens  $\frac{1}{20}$  bis  $\frac{1}{30}$  des an sich sehr kleinen Extrastroms aus doppeldräftigen Spiralen seine Entstehung einer trägen Masse der bewegten Electricität verdanken kann, und dass die oben angegebene Formel das Potential einer solchen Spirale in der That mit grosser Annäherung gibt.

Weiterer Versuche mit Spiralen glaubte ich mich überheben zu dürfen; wenn auch die Beobachtung zu grösserer Genauigkeit geführt werden könnte, so war doch eine exacte Bestimmung der in Betracht kommenden Potentialwerthe durch die Rechnung nicht möglich.

## Erste Versuchsreihe mit geradlinigen Drähten.

Um in dieser Hinsicht günstigere Bedingungen des Versuchs zu erlangen, versuchte ich die Grösse des aus entgegengesetzt durchströmten geradlinigen Doppeldrähten herrührenden Extrastroms zu bestimmen und mit der Theorie zu vergleichen.

Zu diesen Versuchen war die Brücke in folgender Weise geordnet. Drei der vier Widerstände, welche sämmtlich wie früher gleich waren, wurden durch dünne Neusilberdrähte gebildet; zwei von diesen waren vollkommen gleich gestaltet, sodass die aus ihnen entspringenden Extraströme sich aufhoben; der dritte bestand aus einem in sich zusammengefalteten Draht, dessen Potential klein und genau zu berechnen war, es wurde gefunden  $p = 6597$  mm. Diesem letztern entgegen wirkte der vierte Widerstand der Brücke, das zu untersuchende Drahtsystem. Dasselbe war auf dem Boden des Laboratoriums ausgespannt und mit dem Experimentirtisch durch verticale Drähte verbunden; es hatte die Gestalt eines Rechtecks von 7229 mm Länge, 946 mm Breite, dessen Seiten durch je zwei in geringem Abstände verlaufenden Drähten bestand, deren jeder einen Zweig des Systems bildete. Durch einen Commutator konnte bewirkt werden, dass beide Zweige in gleicher oder in entgegengesetzter Richtung durchströmt wurden. Der benutzte Draht war harter Kupferdraht, sein Durchmesser wurde an mehreren Stellen mit Mikroskop und Mikrometerschraube bestimmt und mit kleinen Abweichungen im Mittel  $= 0,4104$  mm gefunden. Um den Abstand der beiden Zweige genau festzuhalten, wurden die Drähte über Holzstützen mit genau passenden Einschnitten geleitet. Diese Stützen wurden mit Hülfe zweier zunächst angefertigter Messingschablonen hergestellt. An letzteren wurde die Entfernung der Drähte mit Mikroskop und Mikrometerschraube gemessen und so im Mittel gefunden gleich 2,628 mm von Mitte zu Mitte. Um die Drähte gegen schnelle Temperaturänderungen durch Luftströme zu schützen, waren dieselben in ihrer ganzen Länge mit einer Hülle von Baumwolle umgeben.

Das Potential der ganzen Vorrichtung, welche nur aus

theils parallelen, theils zueinander senkrechten Drähten bestand, war nach den schon früher angegebenen Formeln leicht und exact zu bestimmen; es fand sich:

- 1) bei gleichgerichteter Durchströmung der Zweige:

$$P' = 486\,200 \text{ mm};$$

- 2) bei entgegengesetzt gerichteter Durchströmung der Zweige:

$$P = 96580 \text{ mm}.$$

Es ergibt sich sonach das Intensitätsverhältniss der in beiden Fällen zu erwartenden Extraströme:

$$= \frac{P' - p}{P - p} = 5,330.$$

In dieser Berechnung ist nur vernachlässigt die Wirkung der Commutatoren, der verschiebbaren Vorrichtung zur Regulirung der Brücke, und die des äussern Stromkreises auf die Theile der Brücke. Der Einfluss dieser Wirkungen ist sehr klein, und der aus ihnen entspringende Fehler verschwindet jedenfalls gegen denjenigen, welcher aus der Beobachtung herrührt.

Die nach der schon früher auseinandergesetzten Methode angestellte und berechnete Beobachtung ergab die folgenden Resultate.

- 1) bei gleichgerichteten Zweigen:

Intensität des induc. Stromes in Scalentheilen der Tangentenbussole	Gröse des einfachen Extraströms in Scalentheilen des Galvanometers	Intensität des induc. Stromes in Scalentheilen der Tangentenbussole	Gröse des einfachen Extraströms in Scalentheilen des Galvanometers
152,7	1,121	78,9	0,561
75,7	0,551	78,4	0,548
93,6	0,673	74,2	0,549
116,4	0,831	145,2	1,065
67,6	0,478	—	—

Durch Reduction auf die Intensität 100 Scalentheile werden die Werthe erhalten:

7,43 7,28 7,20 7,14 7,07 7,11 7,01 7,37 7,33 im Mittel 7,213  
mit einem mittleren Fehler von 0,137 oder  $\frac{1}{50}$  des ganzen Werthes.

- 2) bei entgegengesetzt durchströmten Zweigen:

Intensität des inducirenden Stroms	Intensität des Extrastroms	Intensität des inducirenden Stroms	Intensität des Extrastroms
152,7	0,2088	150,5	0,2025
152,7	0,2051	116,1	0,1443
140,1	0,1872	288,9	0,3992
139,0	0,1817	—	—

Durch Reduction auf die Intensität 100 werden die Werthe erhalten:

0,1367    0,1344    . 0,1337    0,1307    0,1345    0,1243    0,1382.

Die sechste Beobachtung, deren grosse Abweichung von den übrigen offenbar von einem besonderen Fehler herrührt, soll verworfen werden, die übrigen geben im Mittel 0,1348 mit einem mittlern Fehler von 0,0028 oder ca.  $\frac{1}{60}$  des ganzen Werthes. Das beobachtete Verhältniss der beiden Extrastrome:

$$= \frac{7,213}{0,1348} = 5,352$$

weicht von dem berechneten = 5,330 nur um  $\frac{1}{250}$  ab, die Abweichung liegt also durchaus innerhalb der unvermeidlichen Fehler der Beobachtung.

Es muss bemerkt werden, dass in die oben gegebenen Resultate alle Beobachtungen ohne Unterschied aufgenommen worden sind.

#### Zweite Versuchsreihe mit geradlinigen Drähten.

Noch eine zweite Versuchsreihe mit geradlinigen Drähten wurde angestellt, welche sich von der vorigen nur dadurch unterschied, dass an Stelle des Neusilberwiderstandes *A'B* ein Widerstand von Bunsen'scher Gaskohle angewandt wurde, und dass auch für das stromgebende Drahtsystem ein stärkerer Kupferdraht gewählt wurde. Es soll diese Abänderung die bei den vorigen Versuchen vorliegende Gefahr beseitigen, dass während der Umschaltung selbst eintretende kleine Temperaturschwankungen eine Abänderung der scheinbaren Grösse des Extrastroms hervorrufen, also etwa eine Abweichung desselben vom Potentialgesetz verdecken könnten. Um derartige und ähnliche Störungen bemerkbarer zu machen, wurden die Extrastrome bei einer möglichst grossen Zahl verschiedener Intensitäten des inducirenden Stromes

beobachtet. Die Abweichung der Integralstärke der Extrastrome von der Proportionalität mit diesen Intensitäten musste ihre Ursache nothwendig in solchen Störungen haben.

Der Durchmesser des angewandten Drahtes war 0,6482 mm, der Abstand der beiden Zweige 3,441 mm. Das Potential wurde genau wie oben berechnet, und es wurde gefunden:

$$2P' = 920\,956 \text{ mm}, \quad 2P = 185\,252 \text{ mm}.$$

Das Potential des entgegenwirkenden Kohlenwiderstandes war:

$$2p = 2997 \text{ mm},$$

also das berechnete Verhältniss der Extrastrome:

$$\frac{P' - p}{P - p} = 5,0367.$$

Die Versuche gaben die folgenden Resultate:

Nr.	Intensität des induc. Stroms	Intensität der Extrastrome			
		bei entgeg. Zweigen	bei gleichg. Zweigen	Auf Intens. 100 reducirt bei entgeg. Zweigen	bei gleichg. Zweigen
1.	11,3	0,0275	0,1225	0,2434	1,084
2.	17,2	0,0492	0,1940	0,2860	1,127
3.	18,8	0,0478	0,2082	0,2542	1,107
4.	20,9	0,0582	0,2430	0,2784	1,162
5.	24,1	0,0628	0,2775	0,2606	1,152
6.	27,7	0,0700	0,3235	0,2527	1,167
7.	33,3	0,0857	0,3792	0,2537	1,138
8.	37,2	0,0957	0,4015	0,2572	1,080
9.	47,7	0,1057	0,5243	0,2216	1,099
10.	57,8	0,1330	—	0,2301	—
11.	66,2	0,1478	0,7357	0,2234	1,112
12.	72,7	0,1555	—	0,2139	—
13.	88,7	0,2135	—	0,2135	—
14.	108,6	0,2432	—	0,2240	—
15.	108,7	0,2945	1,1425	0,2158	1,051
16.	141,3	0,3005	1,1825	0,2128	1,049
17.	172,6	0,3872	—	0,2276	—
18.	192,1	0,4105	—	0,2138	—

Als Mittelwerth des Extrastroms bei gleichgerichteten Zweigen und Intensität 100 wird erhalten 1,111 mit dem mittlern Fehler 0,038. Hieraus und aus dem berechneten Verhältniss würde für die Grösse des Extrastroms bei entgegengesetzt durchströmten Zweigen folgen 0,2203. Vergleicht man diesen Werth mit den beobachteten, so sieht man, dass die bei ganz schwachen Strömen beobachteten

Werthe bedeutend grösser sind; und auch der Mittelwerth sämtlicher Beobachtungen, nämlich 0,2379, weicht von der Rechnung ab. Indessen erkennt man auch, dass aus dieser Abweichung ein Schluss in Bezug auf eine Masse in keiner Weise berechtigt wäre, da sie nur bei denjenigen Beobachtungen stattfindet, welche wegen der Kleinheit der Wirkungen schon sehr unsicher waren, auch unter sich schlecht übereinstimmen. Benutzt man nur die bessere Hälfte der Versuche von Nr. 8 an, so erhält man für den Extrastrom aus entgegengesetzten Zweigen den Mittelwerth 0,2197 mit dem mittlern Fehler 0,0060, und für das Verhältniss der beiden Extraströme 5,054, einen Werth, welcher von dem berechneten 5,037 um eine Grösse abweicht, die vollständig innerhalb der unvermeidlichen Beobachtungsfehler liegt. Die Abweichung der kleineren beobachteten Werthe lässt sich leicht und auf verschiedene Weise auf thermische, magnetische oder diamagnetische Ursachen zurückführen, deren Wirkung nicht der Intensität proportional wächst, sondern schnell ein Maximum erreicht.

#### Recapitulation der Resultate und Folgerungen.

Um aus den Versuchen eine obere Grenze für die Grösse  $\mu$ , deren Bedeutung in der Einleitung festgestellt wurde, abzuleiten, mögen die Resultate kurz recapitulirt werden.

Wir gehen aus von den Formeln:

$$m = P \left\{ \frac{J}{J'} \frac{P'}{P} - 1 \right\}, \quad \mu = \frac{qm}{l}.$$

Die hierin vorkommenden Grössen hatten bei den verschiedenen Versuchen die folgenden Werthe.

1) Bei den Versuchen mit den Spiralen war:

$$\begin{array}{ll} l = 130\,032 & P' = 37\,840\,000 \\ q = 0,6793 & J = 1,1467 \\ P = 89250 & J' = 238,67 \end{array}$$

Der wahrscheinliche Fehler der einzelnen Angaben lässt sich nicht genau feststellen, da die zugehörigen Messungen und die dabei vorhandenen Fehlerquellen sehr mannichfaltig waren, jedoch ist sicher bei keiner Messung ein Fehler begangen,

der grösser als  $\frac{1}{20}$  des Werthes war, und auch die Fehler der Rechnung, durch welche  $P$  bestimmt wurde, können nach dem Obigen diese Grösse nicht erreichen. Nehmen wir daher an, dass die Grösse  $\frac{JP'}{J'P}$ , welche sich aus den Beobachtungen zusammensetzt, um  $\frac{1}{20}$  ihres Werthes falsch sei, in dem Sinne, dass eine vorhandene Wirkung der Masse dadurch verdeckt wird, so werden wir eine Grenze erhalten, deren Ueberschreitung sehr unwahrscheinlich ist, nämlich:

$$m < 89250 \left\{ \frac{J}{J'} \frac{P'}{2P} \cdot \frac{3}{20} - 1 \right\}^1, \\ m < 6668, \quad \mu < 0,0348 \text{ mm}^2.$$

2) Eine engere Grenze erhalten wir aus den ersten Versuchen mit geradlinigen Drähten. Hier war:

$$l = 35892, \quad P = 89980 \quad J' = 0,7213, \\ q = 0,1323, \quad \frac{P'}{P} = 5,330 \quad J = 0,1348.$$

Die berechneten Potentiale können als exact richtig angenommen werden, da ihr Fehler wohl kaum  $\frac{1}{100}$  erreicht. Für die Grössen  $J$  und  $J'$  können die wahrscheinlichsten Fehler aus den Versuchen abgeleitet werden, sie werden erhalten:

$$\text{für } J' = 0,0092, \quad \text{für } J = 0,0019.$$

Nehmen wir hier an, dass beide Intensitäten um die volle Grösse des wahrscheinlichsten Fehlers falsch gemessen seien, und zwar beide in ungünstigem Sinne, also  $J$  zu klein,  $J'$  zu gross, so erhalten wir:

$$m < 89980 \left\{ 5,330 \cdot \frac{0,1367}{0,7121} - 1 \right\}, \\ m < 2085, \quad \mu < 0,0077 \text{ mm}^2.$$

3) Bei der zweiten Versuchsreihe mit geradlinigen Drähten war:

$$l = 35892, \quad P = 92620, \quad J' = 1,111 \\ q = 0,3300, \quad \frac{P'}{P} = 5,0367, \quad J = 0,2196.$$

---

1) Der Bruch  $\frac{P'}{P}$  ist hier durch  $\frac{P'}{2P}$  zu ersetzen, da  $P'$  das Potential eines Leiters auf einen andern,  $P$  ein Eigenpotential bezeichnet.

Bei der Bestimmung von  $J$  sind nur die Beobachtungen von Nr. 8 an benutzt. Die sich aus den Versuchen ergebenden wahrscheinlichsten Fehler sind:

$$\text{für } J' = 0,026, \quad \text{für } J = 0,0040.$$

Die gleiche Annahme wie oben ergibt hier:

$$m < 92620 \left\{ 5,0367 \cdot \frac{0,2236}{1,085} - 1 \right\},$$

$$m < 3521, \quad \mu < 0,0323 \text{ mm}^2.$$

Die Grenze wird hier nicht so eng erhalten wie bei den vorigen Versuchen, hauptsächlich aus dem Grunde, weil dort  $q$ , der Querschnitt des Drahtes kleiner, also die Bedingung für das Bemerkbarwerden der Masse günstiger war.

Unter Benutzung der ersten Versuchsreihe mit geradlinigen Drähten, als der besten, erhalten wir also das Resultat:

Die kinetische Energie der electrischen Strömung in einem Cubikmillimeter eines kupfernen Leiters, welcher von einem Strome von der electromagnetischen Dichtigkeit 1 durchflossen wird, beträgt weniger als:

$$0,008 \text{ Milligrammmillimeter.}$$

Da die kinetische Energie gleich der halben Masse multiplicirt mit dem Quadrate der Geschwindigkeit ist, so ist die Masse der positiven Electricität in 1 cmm:

$$< \frac{0,008 \text{ mg}}{v^2},$$

ist beispielsweise  $v = 1 \text{ mm}$ ,  $10 \text{ mm}$  etc., so ist die Masse der positiven Electricität  $< 0,008 \text{ mg}$ ,  $< 0,00008 \text{ mg}$  etc.

Es muss jedoch die Bemerkung gemacht werden, dass möglicherweise die kinetische Energie der Strömung die hier gesteckten Grenzen überschreitet, ohne dass deshalb die Beobachtungen einen Fehler in sich schliessen. Verhält sich nämlich die Leitungsfähigkeit der Metalle wie die Dichtigkeit der in ihnen enthaltenen Electricität, so müssen die in zwei Drähten von gleichem Widerstand von der Trägheit herrührenden electromotorischen Kräfte gleich sein, welches auch immer Material, Länge und Querschnitt der Drähte ist. Es mussten in diesem Falle auch die aus den vier



Zweigen der Brücke herrührenden Extraströmen, so weit sie ihre Entstehung einer Masse verdanken, gleich sein und sich daher aufheben. Nur unter der Annahme, dass obige Proportionalität nicht stattfindet, sondern dass die Dichtigkeit der Electricität in den verschiedenen Leitern wenigstens annähernd die gleiche sei, war es erlaubt, von der Wirkung der in den kurzen Neusilber- und Kohlenzweigen bewegten Masse abzusehen, wie wir es gethan haben.

Umgekehrt, gelänge es, auf anderem Wege nachzuweisen, dass die lebendige Kraft der electrischen Strömung die oben aufgestellte Grenze überschreitet, so würden die obigen Versuche den Beweis liefern, dass sich die Dichtigkeiten der Electricität in den benutzten Materien verhalten wie deren Leitungsfähigkeiten.

Eine Entscheidung über die vorgeführten Möglichkeiten ist der Theorie nach zu erlangen durch dynamometrische Versuche oder durch die Beobachtung des zeitlichen Verlaufs der Inductions- und Extraströme; praktisch aber versprechen alle Versuchsanordnungen, die ich ausfindig zu machen im Stande war, nur dann Aussicht auf Erfolg, wenn die träge Masse die hier festgesetzte Grenze um viele tausend male überschreitet.

Zum Schlusse will ich, unter Ausschluss der zuletzt besprochenen Annahme, die gefundene Grenze für die Grösse  $\mu$  in die Rechnungen einsetzen, welche von Hrn. Geheirath Helmholtz im 72. Bande des Borchardt'schen Journals ausgeführt sind. Es wird dort gezeigt, dass unter gewissen, näher bestimmten Voraussetzungen und unter Annahme des Weber'schen Gesetzes in einer leitenden Kugel vom Radius  $\Re$  gewisse Strömungsformen, die durch eine Ordnungszahl  $a$  gegeben sind, dann instabil werden, wenn nach unserer Bezeichnungsweise:

$$\Re > a \sqrt{\frac{\mu \pi}{2}} \text{ ist. } ^1)$$

---

1) Unsere Grösse  $\mu$  ist in der dort benutzten Bezeichnungsweise ausgedrückt gleich  $\frac{\mu}{2A^2}$ .

Hieraus und aus der für  $\mu$  gefundenen Grenze  $\mu=0,008 \text{ mm}^2$  ergibt sich, dass unter den gemachten Voraussetzungen die erste und Grundströmung schon in einer Kugel von 0,11 mm Radius instabil werden würde, und dass in einer Kugel von 1 cm Radius schon die ersten 90 Theilströmungen, also nahezu die gesammte Strömung, ins Unendliche würde wachsen können.

#### Extraströme in Eisendrähten.

Ist der durchflossene Draht fähig, magnetische Polarität anzunehmen, so wird dieser Umstand eine ähnliche Vermehrung des Eigenpotentials zur Folge haben, wie eine etwa vorhandene träge Masse der Electricität; die Grösse der Polarisationsfähigkeit wird sich daher nach derselben Methode bestimmen lassen, welche wir zum Nachweis einer trägen Masse in Anwendung zu bringen gesucht haben.

Theils um mich von der Brauchbarkeit der Methode zu diesem Zwecke zu überzeugen, theils um eine Schätzung darüber zu erhalten, wie weit die magnetischen Eigenschaften anderer Metalle zu Störungen Anlass geben könnten, stellte ich einige Versuche mit Eisendrähten an. In denselben war der zu untersuchende Widerstand der Brücke aus einem weichen Eisendrahte von 0,66 mm Durchmesser und 14070 mm Gesamtlänge gebildet, der, ähnlich wie früher der Kupferdraht, aus zwei Zweigen bestand, welche in zwei verschiedenen Weisen geschaltet werden konnten. Die Form des Drahtes bestand wieder aus Rechtecken, sodass für beide Schaltungen sich die Eigenpotentiale der Vorrichtung genau berechnen liessen. Aus den bei diesen beiden Potentialen erhaltenen Werthen des Extrastroms musste sich der Theorie nach schon die Vermehrung des Eigenpotentials durch den Magnetismus berechnen lassen, in Wirklichkeit zeigte sich dies nicht thunlich, da die Wirkung des Magnetismus nicht klein, sondern sehr gross gegen die reine Inductionswirkung war. Es wurde deshalb an Stelle des Eisendrahtes ein Zweig einer der früher erwähnten Spiralen mit dem nöthigen Ballastwiderstände in die Brücke eingeschaltet und mit dem Extrastrome, welchen

dies bekannte Potential hervorbrachte, der Extrastrom aus dem Eisendrahte verglichen.

Die Beobachtungen wurden nach den früher besprochenen Methoden angestellt; ihre Details bieten kein Interesse, sie gaben aber die Daten an die Hand, um in absolutem Maasse die in dem Eisendrahte wirkenden magnetisirenden Kräfte sowohl als auch die erreichten Polarisationen zu bestimmen. Die Resultate sind in folgender kleinen Tabelle zusammengestellt. Die erste Spalte gibt in absolutem Maasse den Werth der magnetisirenden Kraft  $K$  an der Mantelfläche des cylindrischen Drahtes (von wo aus sie gegen die Axe zu abnimmt, proportional dem Abstände von der Axe); die zweite Spalte gibt die aus den zugehörigen Beobachtungen berechneten Werthe der sogenannten Polarisationsconstanten  $\theta$ :

$K$	$\theta$	$K$	$\theta$
0,96	8,12	1,98	8,83
1,17	8,42	2,94	9,67
1,47	9,02	3,12	9,67
1,62	8,92	3,99	9,96
1,74	8,65	7,20	11,60

Diese Werthe von  $K$  und  $\theta$  können selbstverständlich nur nahezu als zusammengehörige Werthe bezeichnet werden. Abgesehen von manchen Unregelmässigkeiten zeigt sich, dass innerhalb der vorliegenden Grenzen  $\theta$  wächst mit  $K$ , ein Verhalten, welches unter anderen Umständen schon häufig beobachtet ist. Die Beobachtungen auf grössere Stromstärken auszudehnen, war wegen der zu beträchtlichen Wärmeentwicklung im Eisendrahte nicht möglich.