**IV. Ueber electrische Schwingungen;
insbesondere über die magnetisirende Wirkung
derselben und über die Fortpflanzung
magnetischer Schwingungen; von A. Oberbeck.**

(Sechste Abhandlung.)

I. Beschreibung der Beobachtungsmethode.

In meiner letzten Mittheilung über diesen Gegenstand¹⁾ handelte es sich um die Feststellung des magnetischen Zustandes von Eisenmassen, welche periodisch wechselnden, aber überall der Grösse und Richtung nach gleichen Kräften ausgesetzt waren. Das Gesamtmoment der Eisenmasse war in diesem Falle ebenfalls eine periodische Function der Zeit, deren Amplitude und Phase gemessen werden konnte.

Eine weitere hieran sich schliessende Frage, welche in der vorliegenden Abhandlung beantwortet werden soll, ist die folgende. Ein langgestreckter Eisenkern werde an einer engbegrenzten Stelle durch eine periodische, in seiner Längsrichtung wirkende Kraft magnetisirt. Welches sind die magnetischen Zustände der Eisenmasse? Nimmt man an, dass in jedem Querschnitt des Kernes eine gleiche magnetische Vertheilung stattfindet, und dass die magnetischen Momente eines jeden Querschnittes ebenfalls periodische Function der Zeit sind, so kann man auch die Frage stellen: in welcher Weise hängen die Amplituden und Phasen der Momente von der Entfernung von der Erregungsstelle ab?

Mit einem Wort, wie pflanzen sich magnetische Schwingungen in einer Eisenmasse fort?

Zur Beantwortung dieser Fragen habe ich eine Untersuchungsmethode angewandt, deren Princip bereits in der vorhergehenden Abhandlung zur Bestimmung der Phasenverzögerung benutzt wurde. Die getroffene Versuchsanordnung war dabei die folgende.

Die Wechselströme eines Sinusinductors gingen durch die festen Rollen des Electrodynamometers und durch eine

1) Oberbeck, Wied. Ann. 21. p. 672. 1884.

Drahtrolle von geringer Breite. Die Eisenkerne wurden durch den inneren Hohlraum derselben gesteckt und waren dann an einer eng begrenzten Stelle einer periodischen, magnetisirenden Kraft ausgesetzt. Eine zweite, auf dem Eisenkern verschiebbare Rolle von derselben Form war mit der beweglichen Rolle des Electrodynamometers und einem Widerstandskasten zu einem geschlossenen Stromkreis verbunden. In demselben entstehen infolge der wechselnden Magnetisirung der Eisenmasse periodische Inductionsströme. Durch die Wechselwirkung derselben mit den primären Strömen erfährt die bewegliche Rolle eine Ablenkung (α), deren Grösse nach Gleichung (14) der vorigen Abhandlung durch den folgenden Ausdruck wiedergegeben werden kann:

$$(1) \quad \alpha = A \frac{w \sin \varphi + n \pi p \cos \varphi}{w^2 + n^2 \pi^2 p^2}.$$

Hierin ist w der Widerstand und p der Inductionscoëfficient des secundären Kreises, n die Schwingungszahl des magnetisirenden Stromes, φ die Phasendifferenz des inducirten Magnetismus gegen den primären Strom. Verläuft letzterer nach der Gleichung:

$$J = a \cos(n\pi t),$$

so ist das magnetische Moment der betreffenden Stelle der Eisenmasse:

$$(2) \quad m = M \cos(n\pi t - \varphi).$$

M kann als Amplitude desselben angesehen werden und steht mit A in der einfachen Beziehung:

$$(3) \quad \frac{M n \pi a P'}{2} = A.$$

Behält man bei allen Versuchen dieselbe Schwingungszahl bei, so bleiben n und a constant, und da auch P' , das Potential der Eisenmasse in Bezug auf die Drahtrolle, unverändert blieb, so sind M und A einander proportional. Wird die zweite Rolle in verschiedene Entfernungen (x) von der ersten Rolle gebracht, so verändern sich die Grössen A und φ , von welchen beiden nach Gl. (1) der Ausschlag α abhängt. Es kam nun darauf an, A und φ einzeln als Functionen von x zu bestimmen. Hierzu wurden zunächst für eine bestimmte Entfernung die Ausschläge α und α' beob-

achtet, welche zwei verschiedenen Widerständen des secundären Kreises w und w' entsprachen. Aus demselben kann, wie schon in der vorigen Abhandlung gezeigt wurde, φ berechnet werden. Es mögen solche Versuche für bestimmte Entfernungen $x_1, x_2 \dots$ angestellt sein, und es seien die entsprechenden Phasenverzögerungen $\varphi_1, \varphi_2 \dots$. Man kann dann nach Gleichung (1) die den verschiedenen Ausschlägen $\alpha_1, \alpha_2 \dots$ entsprechenden Werthe $A_1, A_2 \dots$ berechnen.

Dies lässt sich leicht in der folgenden Weise ausführen. Schreibt man für Gleichung (1):

$$\alpha = \frac{Aw \left\{ \sin \varphi + \frac{n\pi p}{w} \cos \varphi \right\}}{w^2 + n^2 \pi^2 p^2}$$

und führt einen Hülfswinkel ψ durch die Gleichung:

$$(4) \quad \operatorname{tg} \psi = \frac{n\pi p}{w}$$

ein, so ist:

$$(5) \quad \alpha = \frac{Aw \sin(\varphi + \psi)}{\cos \psi (w^2 + n^2 \pi^2 p^2)}.$$

Da sich bei veränderter Entfernung x , nur die Grössen α , A und φ verändern, so ist:

$$(6) \quad A = \text{Const.} \frac{\alpha}{\sin(\varphi + \psi)}.$$

Bei den hiernach angestellten Versuchen hatte die inducirende Rolle 1134, die Inductionsrolle 1218 Windungen von Kupferdraht, welche in beiden Rollen einen Raum von 14 mm Breite einnahmen. Die Inductionsrolle hatte einen Widerstand von 40 S.-E., die mit derselben verbundene Dynamometerrolle 144 S.-E. Durch Hinzufügen von 16 S.-E. aus dem Widerstandskasten wurde der Gesamtwiderstand w des secundären Kreises auf 200 Einheiten gebracht. Bei den Phasenbeobachtungen wurden zuerst die Ausschläge (α) gemessen, welche diesem Widerstand entsprachen. Dann wurde derselbe verdoppelt und der neue Ausschlag α' bestimmt. Der Inductionscoefficient des secundären Kreises war besonders festgestellt worden, und es betrug $\pi p:0,40$ S.-E. sec. Die Rotation des Sinusinductors wurde durch Veränderung der Treibgewichte so geregelt, dass der Magnet 1000 ganze Umdrehungen in 15 Secunden machte. Hiernach war:

$$n = \frac{2000}{15} = 133,3,$$

und man erhält nach Gl. (4) für den Hülfswinkel ψ den Werth von $15\frac{1}{2}^{\circ}$.

Gleichung (2) kann in der Form geschrieben werden:

$$\alpha = \frac{A}{w} \frac{\left\{ \sin \varphi + \frac{n \pi p}{w} \cos \varphi \right\}}{1 + \frac{n^2 \pi^2 p^2}{w^2}}.$$

Führt man, wie in der vorigen Abhandlung, die Grösse ε ein, wo:

$$\varepsilon = \frac{\alpha \left(1 + \frac{n^2 \pi^2 p^2}{w^2} \right)}{\alpha \left(1 + \frac{n^2 \pi^2 p^2}{w'^2} \right)},$$

so ist dieselbe:

$$\frac{\alpha}{\alpha_1} \frac{1 + \left(\frac{2}{15}\right)^2}{1 + \left(\frac{4}{15}\right)^2} = \frac{\alpha}{\alpha_1} 1,05.$$

Man erhält also ε aus dem beobachteten Verhältniss durch Multiplication mit dem Factor 1,05.

Mit Hülfe von ε ergibt sich dann die gesuchte Phasendifferenz aus der Gleichung:

$$(7) \quad \operatorname{tg} \varphi = \frac{2}{15} \frac{4 - \varepsilon}{\varepsilon - 2}.$$

Die einzige Schwierigkeit der Untersuchung bestand in den leider nicht ganz zu vermeidenden Schwankungen in der Rotation des Sinusinductors. Um dieselben möglichst unschädlich zu machen, wurden die Phasen und Amplituden gesondert beobachtet. Bei ersteren wurden die beiden Rollen in einer bestimmten Entfernung festgestellt, jedesmal die Widerstände 200 und 400 S.-E. mehrmals schnell gewechselt und aus den entsprechenden Ausschlägen die Mittel genommen.

Dann wurde eine zweite Beobachtungsreihe angestellt, bei welcher der Widerstand unverändert blieb, die secundäre Rolle dagegen möglichst schnell in verschiedene Entfernungen von der primären Rolle gebracht wurde. Auch diese Beobachtungen wurden stets mehrmals wiederholt und die Mittelwerthe genommen. Waren die Rollen dicht aneinander

gerückt, so betrug der Abstand ihrer Mittelebene 26 mm. Für diese Stellung wird $x = 0$ gesetzt. Es zeigte sich dabei, dass in diesem Fall auch dann ein Ausschlag von zehn Scalentheilen erhalten wurde, wenn der Eisenkern fehlte. Derselbe wurde von den erheblich grösseren Ausschlägen bei Anwesenheit des Eisenkernes abgezogen. Bei grösseren Entfernungen der Rollen wurde ein entsprechender Ausschlag durch die Rollen allein nicht beobachtet. Die Eisenkerne hatten zum Theil eine Länge von 1 m, zum Theil von 400 mm. Da die Entfernung der Rollen höchstens 200 mm betrug, so waren dieselben auf beiden Seiten noch etwa 100 mm von den freien Enden entfernt. Durch besondere Vorversuche war festgestellt worden, dass bei dieser Entfernung der Einfluss der Stabenden sich noch nicht geltend macht. Die Eisenkerne können also bei allen Versuchen als unendlich lang angesehen werden.

II. Resultate der Beobachtungen.

Die bei den Versuchen erhaltenen Zahlenwerthe sind für jeden Eisenkern in den Tabellen I bis VII zusammengestellt. In denselben bedeutet x die Entfernung der beiden Rollen auf dem Kern. Die nächste Spalte φ gibt die Phasendifferenzen der magnetischen Momente und der magnetisirenden Kräfte, berechnet nach Gleichung (7).

Ihre Differenzen stellen die Phasenunterschiede der Momente von zwei Querschnitten dar, welche um 100 mm voneinander entfernt sind.

Die mit (α) überschriebene Columnne gibt die beobachteten Scalentheile, aus welchen nach Gleichung (6) die relativen Werthe der Amplituden (A) berechnet wurden, wobei die überall gleiche Constante gleich Eins gesetzt wurde. In der letzten Columnne sind die logarithmischen Decremente zusammengestellt, welche in der Weise erhalten wurden, dass $x = n.50$ gesetzt und:

$$\frac{\log A_0 - \log A_n}{n}$$

gebildet wurde.

Zur besseren Uebersicht der Abnahme der Amplituden sind die relativen Werthe derselben nochmals in Tabelle VIII

zusammengestellt, wobei in allen Fällen die Amplitude für $x = 0$ als 1000 angenommen wurde.

Tabelle I.

59 Drähte aus weichem Eisen, von 2 mm Durchmesser und 1 m Länge.

x	φ	Differenz	α	A	Decrement
0	6° 28'	—	504	1347	—
50	—	1° 48'	285,5	734,7	0,26336
100	8 16	—	174	431,7	0,24712
150	—	1 48	117	280,3	0,22726
200	10 4	—	78,5	181,9	0,21766

Tabelle II.

7 Stäbe aus weichem Eisen von 5 mm Durchmesser und 400 mm Länge.

0	32° 36'	—	609	818,2	—
50	—	38 0'	400	434,2	0,27516
100	70 36	—	269	269,6	0,24105
150	—	21 28	174	174,6	0,22362
200	92 4	—	106	111,2	0,21671

Tabelle III.

2 Stäbe aus weichem Eisen von 8,5 mm Durchmesser und 1 m Länge.

0	64° 32'	—	401	407,1	—
50	—	29° 36'	242	242,9	0,22437
100	94 8	—	134	142,3	0,22831
150	—	24 52	75	88,5	0,22093
200	119 —	—	40	56,1	0,21523

Tabelle IV.

50 Drähte aus hartem Eisen von 2 mm Durchmesser und 400 mm Länge.

0	2° 18'	—	226,5	740,9	—
50	—	2° 42'	114	347,5	0,32879
100	5 0	—	59,5	169,9	0,31978
150	—	—	30	80,6	0,32113

Tabelle V.

64 Stahldrähte von 1,8 mm Durchmesser und 1 m Länge.

0	1° 24'	—	326,5	1123	—
50	—	1° 2'	155	517,8	0,33623
100	2 26	—	47	222,7	0,32618
150	—	—	44	139,0	0,30244

Tabelle VI.

5 Stahlstäbe von 6 mm Durchmesser und 400 mm Länge.

0	5° 34'	—	196,3	546,1	—
50	—	4° 56'	92	230,4	0,37477
100	10 30	—	46,7	106,5	0,35490
150	—	—	24	50,3	0,34509

Tabelle VII.

Ein Stahlstab, 12 mm Durchmesser und 400 mm Länge.

x	φ	Differenz	α	A	Decrement
0	41° 52	—	201	238,7	—
50	—	54° 20'	104	104,5	0,35881
100	96 12	—	46,5	47,5	0,35062

Tabelle VIII.

	Weiches Eisen			Hartes Eisen	Stahl		
	I	II	III	IV	V	VI	VII
0		1000		1000		1000	
50	545	531	596	469	461	422	438
100	320	329	349	229	212	195	199
150	208	213	217	109	124	92	—
200	135	136	139	—	—	—	—

Aus den mitgetheilten Zahlentabellen kann man Folgendes entnehmen.

1. Im Vergleich mit der magnetisirenden Kraft zeigen die beobachteten, magnetischen Momente sämtlich Phasenverzögerungen, welche Functionen der Entfernung von der Erregungsstelle sind. Die Anfangswerthe derselben ($x = 0$) und ihr weiterer Verlauf fallen bei den einzelnen Kernen sehr verschieden aus. Am kleinsten bei dünnen Stahldrähten (V) und Eisendrähten (I und IV), wachsen dieselben schnell mit den Durchmessern der Stäbe und erreichen die grössten Werthe bei dicken Eisen- und Stahlstäben (III und VII).

Von den hier untersuchten Kernen waren Nr. II, IV, VI und VII schon bei den in der vorangehenden Abhandlung beschriebenen Versuchen benutzt worden. Die dort bei der Magnetisirung durch überall gleiche Kräfte beobachteten Phasenverzögerungen stimmen in ihrer Grössenfolge vollständig mit den hier gefundenen überein. Dieselben sind klein bei den dünnen Eisendrähten (IV) und bei den mässig dicken Stahlstäben (VI), viel grösser bei den Eisenstäben (II), am grössten bei dem dicksten Stahlstab (VII).

Es wurde damals nachgewiesen, dass diese Phasenverzögerungen durch die Mitwirkung der Inductionsströme in

den Kernen entstehen. Den gleichen Schluss glaube ich auch in dem vorliegenden Fall unbedenklich ziehen zu können, wenn auch die Inductionsströme und ihr Einfluss auf die magnetischen Momente sich hier nicht so vollständig durch die Rechnung verfolgen lassen.

Die Beschaffenheit der Eisenmasse, insbesondere der Gegensatz: Eisen und Stahl, kommt nur insoweit in Betracht, als bei den grösseren Momenten in weichem Eisen stärkere Inductionsströme entstehen, als bei dem schwächer magnetisirebaren Stahl. Hieraus erklärt es sich, dass gerade die dünnen Stahldrähte die kleinsten Phasenverzögerungen zeigen, und dass dieselben bei den Stahlstäben (VI) kleiner ausfallen als bei den Eisenstäben (II), obgleich letztere einen kleineren Durchmesser haben, als erstere.

2. In drei Fällen (I, II, III) wurde die Zunahme der Phasendifferenz beobachtet, während die Entfernung von 0 auf 100 und von 100 auf 200 mm vergrössert wurde. Bei I sind die Veränderungen von φ in beiden Fällen gleich; bei III stimmen dieselben nahezu überein. Bei II sind die Unterschiede allerdings ziemlich gross. Sieht man von diesem Fall ab, und nimmt man an, dass der Fortpflanzung der magnetischen Schwingungen eine constante Geschwindigkeit zukommt, so kann man dieselbe aus den beobachteten Phasendifferenzen berechnen.

Schreibt man die Gleichung (2) in der für fortschreitende Schwingungen gewöhnlichen Form:

$$m = M \cdot \cos \left\{ \pi n t - \varphi_0 - \frac{\pi n x}{a} \right\},$$

so ist a die gesuchte Fortpflanzungsgeschwindigkeit, welche nach der Gleichung:

$$\frac{\pi \varphi'}{180} = \frac{\pi n x}{a},$$

berechnet werden kann, worin φ' die in den Tabellen angegebenen Differenzen von φ bei einer Zunahme der Entfernung um 100 mm bedeuten. Je kleiner dieselben sind, um so grösser ist die Fortpflanzungsgeschwindigkeit. Ordnet man nach der Grösse derselben, so ergeben sich die folgenden Werthe für die Secunde als Zeiteinheit:

Tabelle IX.

Dünne Stahldrähte (V) .	2323 m	Stahlstäbe (V)	489,4 m
„ Eisendrähte (I) .	1333 „	Eisenstäbe (III) im Mittel	88,7 „
„ Eisendrähte (IV) .	888,7 „	Dicker Stahlstab (VII) .	44,1 „

Aus dieser Zusammenstellung geht hervor, dass die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der magnetischen Impulse jedenfalls eine sehr grosse ist und nur durch die Einwirkung der Inductionsströme verkleinert wird, ferner dass die Beschaffenheit der Eisenmasse keinen directen Einfluss auf die Fortpflanzungsgeschwindigkeit hat.

3. Dass die Grösse der Phasenverzögerung nicht ohne Einfluss auf die Berechnung der Amplituden (A) aus den unmittelbar beobachteten Ausschlägen (α) ist, wurde schon früher ausführlich besprochen. Da dieselbe nach der Gleichung:

$$A = \frac{\alpha}{\sin(\varphi + \psi)}$$

erfolgt, so ist ersichtlich, dass die relativen Werthe von A nahezu dieselben bleiben, wie diejenigen von α , wenn entweder φ sehr klein ist im Vergleich zu ψ , oder wenn die Summen $\varphi + \psi$ in der Nähe von 90° liegen. Letzteres ist z. B. der Fall bei den Kernen III und VII. Für mittlere Werthe von φ , welche mit zunehmendem x wachsen, ist der Einfluss der Division nicht unerheblich. Der gleichmässige Gang der logarithmischen Decremente bei allen Kernen zeigt, wie wichtig die Ausführung dieser Rechnung ist. Man würde ganz unrichtige Werthe für den Verlauf der Amplituden erhalten, wenn man als Maass derselben die direct beobachteten Ablenkungen α angesehen hätte.

4. Die Amplituden der magnetischen Momente nehmen bei allen Kernen schnell mit wachsender Entfernung ab und folgen hierbei nahezu demselben Gesetz, indem dieselben in erster Annäherung durch eine Exponentialfunction:

$$M = M_0 e^{-\beta x}$$

dargestellt werden können. Dieselbe gibt bei passender Bestimmung von β die magnetischen Momente bei den Kernen: III, IV, VII genau wieder. Bei den übrigen nimmt allerdings β mit wachsendem x ab, scheint sich aber einem un-

teren Grenzwert zu nähern. Benutzt man daher nur die letzten Werthe der Decremente, den grössten Entfernungen entsprechend, so erhält man die folgende Zusammenstellung, wenn x in Metern ausgedrückt wird:

Tabelle X.

	Nr.	β		Nr.	β
Weiches Eisen . . .	I	10,27	Stahl	V	14,51
	II	10,17		VI	16,16
	III	10,07		VII	16,37
Hartes Eisen . . .	IV	14,80			

Die Werthe des Coëfficienten β stimmen bei dem Eisen vollständig untereinander überein. Dass bei dem Stahl nur zwei Sorten gleiche β haben, die dünnen Stahldrähte dagegen wieder mit dem harten Eisen übereinstimmen, kann sehr wohl an der Verschiedenheit ihres Härtezustandes liegen. Jedenfalls ist, im Vergleich zu den grossen Differenzen der Phasenverschiebungen, hier ein Einfluss des Durchmessers der Kerne, also der Inductionsströme nicht zu erkennen, und wir können den Schluss ziehen:

Die Grösse der Abnahme der Amplituden der magnetischen Momente bei wachsender Entfernung von der Erregungsstelle ist nur von der Beschaffenheit der Eisensorte abhängig und unabhängig von den Querdimensionen der Stäbe.

5. Dass bei constanter Magnetisirung eines Theiles eines langen Eisenkernes die magnetischen Momente an Orten, welche von der äusseren Kraft nicht angegriffen werden, annähernd nach dem Gesetz einer Exponentialfunction abnehmen, ist schon mehrfach beobachtet worden.¹⁾

Sehr bemerkenswerth scheint mir indess, dass schon in der kurzen Zeit einer Schwingung, welche hier kleiner als 0,01 Secunde ist, ein Zustand eintritt, welcher dem endlichen Gleichgewichtszustand bei constanter Wirkung nahe kommt. Hierin liegt wohl ein neuer Beweis, dass sich die magnetische

¹⁾ Vgl. G. Wiedemann, Die Lehre von d. Electr. 3. p. 382 und 581. 1883; ferner Beibl. 1. p. 406. 1877.

Induction an sich mit sehr grosser Geschwindigkeit ausbreitet und nur durch die hierbei erregten Inductionsströme eine Verzögerung erleidet.

Die mehrfach behauptete Analogie zwischen der Ausbreitung des magnetischen Zustandes in Eisenmassen und dem Vorgang der Wärmeleitung ist daher nur dann einigermaßen zutreffend, wenn man die Inductionsströme in der Eisenmasse mit berücksichtigt, worauf ich schon in der vorangehenden Abhandlung hingewiesen habe. Wollte man aber von dieser Aehnlichkeit der beiden Erscheinungen in der Weise Gebrauch machen, dass man für die Fortpflanzung des magnetischen Momentes in einem Eisenstab die Differentialgleichung:

$$\frac{\partial^2 m}{\partial x^2} = c^2 \frac{\partial m}{\partial t}$$

aufstellt, so würde dieselbe den beobachteten Thatsachen nicht entsprechen. Das Integral der Differentialgleichung wäre für den hier betrachteten Fall:

$$m = m_0 e^{-cx\sqrt{\frac{n\pi}{2}}} \cos \left\{ n\pi t - \varphi_0 - cx\sqrt{\frac{n\pi}{2}} \right\},$$

während die magnetischen Momente nach den Beobachtungen sich annähernd durch die Gleichung:

$$m = m_0 e^{-\beta x} \cos \{ n\pi t - \varphi_0 - \gamma x \}$$

ausdrücken lassen. Nach der oben aufgestellten Differentialgleichung der Wärmeleitung müssten die beiden Coëfficienten β und γ einander gleich sein. Dies ist keineswegs der Fall. Vielmehr hängt, wie aus Tabelle X folgt, β nur von der inneren Beschaffenheit der Eisenmasse, γ hauptsächlich von den Durchmesser der einzelnen Kerne, resp. von den Inductionsströmen ab. Bei den dünneren Kernen ist γ sehr klein im Vergleich zu β und nur bei den dicksten Stäben von derselben Grössenordnung.

Ich verzichte hier darauf, durch Heranziehung neuer Hypothesen eine passendere Differentialgleichung aufzustellen, um so mehr, da sich aus den Versuchsergebnissen direct die Gesetze der Fortpflanzung magnetischer Schwingungen ent-

nehmen lassen, welche man in folgender Weise zusammenfassen kann:

Periodische Veränderungen des magnetischen Momentes, welche an einer Stelle eines langgestreckten Eisenkernes durch äussere Kräfte hervorgerufen werden, pflanzen sich in der Weise fort, dass die Amplituden der Momente mit wachsender Entfernung von der Erregungsstelle abnehmen, wobei die Grösse dieser Abnahme allein von der inneren Beschaffenheit der Eisenmasse abhängt, während die Fortpflanzungsgeschwindigkeit an sich sehr gross ist, durch die bei der Ausbreitung entstehenden Inductionsströme aber je nach den Umständen mehr oder weniger verkleinert wird.

Halle a. S., im März 1884.

V. Ueber die electromotorische Kraft, den Widerstand und den Nutzeffect von Ladungssäulen (Accumulatoren); von Wilhelm Hallwachs.¹⁾

Die erste Ladungssäule wurde schon 1803, drei Jahre nach Entdeckung der Electrolyse, von Ritter gebaut. Später hat Sinsteden²⁾ darauf aufmerksam gemacht, dass Voltameter, deren Electroden aus Blei, Silber oder Nickel bestehen, Ladungssäulen liefern, welche zur Erzeugung starker Ströme geeignet sind. Planté³⁾ hat dann von 1859 ab eingehende und mühevollen Versuche mit Ladungssäulen gemacht, die aus Bleiplatten in verdünnter Schwefelsäure bestanden. Sie führten ihn zu einem Verfahren, die Bleiplatten so zu präpariren, dass die Säule anhaltendere Polarisationsströme liefert. Dieses Verfahren ist sehr umständlich und erfordert einen grossen Arbeitsaufwand. Ausserdem sind die schliess-

1) Aus der electrotechnischen Zeitschrift 1883. p. 200.

2) Sinsteden, Pogg. Ann. **92**, p. 16. 1854.

3) Planté, Compt. rend. **50**. p. 640 u. a.; Recherches sur l'électricité