

## 8. *Ueber stationäre elektrische Wellen;* *von Karl F. Lindman.*

1. Um die Wellenlänge Hertz'scher elektrischer Luftwellen zu bestimmen, habe ich in vielen Fällen die Methode mit stehenden Wellen vor einem ebenen Metallspiegel benutzt. Schon im Sommer 1899 machte ich dabei folgende Beobachtung:

Als ich die elektrische Kraft durch ihren thermischen Integraleffect in einem auf Resonanz abgestimmten Secundärleiter maass, fand ich das erste Maximum dieser Kraft nicht in der Mitte zwischen dem Spiegel und dem ersten Minimum vor demselben, sondern bedeutend näher am Spiegel. Der Abstand des ersten Minimums vom Spiegel war gleich dem constanten Abstände zweier beliebiger aufeinander folgender Minima und gab die halbe Wellenlänge. Mit Ausnahme des ersten Maximums lagen alle übrigen Maxima in der Mitte zwischen zwei Minima. Der Spiegel, den ich als Reflector benutzte, war gross gegen die Wellenlänge, und irgend einen Einfluss äusserer Störungen konnte ich nicht wahrnehmen.

Eine solche Verschiebung des ersten Maximums der elektrischen Kraft gegen den Spiegel ist, so viel ich weiss, sonst nicht beobachtet worden. Im Gegenteil zeigt z. B. eine von Lindemann<sup>1)</sup> nach derselben Methode erhaltene Interferenzcurve keine solche Verschiebung an. Die Genauigkeit seiner Messungen scheint mir jedoch relativ gering zu sein. Im allgemeinen ist die Form der stehenden elektrischen Wellen mittels Thermoelementen nicht näher untersucht worden. In den Fällen, wo solche Indicatoren zur Verwendung gekommen sind, ist die Wellenlänge gewöhnlich nicht nach der Methode der stehenden Wellen, sondern nach der Boltzmann'schen

---

1) A. Lindemann, Ann. d. Phys. 2. p. 381. 1900.

Interferenzmethode mit zwei verschiebbaren Metallspiegeln gemessen worden.

2. Als Hertz zum ersten Mal stehende elektrische Wellen nachwies, fand er bekanntlich auch eine Unregelmässigkeit in ihrer Form. Durch Beobachtung der Secundärfunken in einem kreisförmigen, in der Schwingungsebene orientirten Resonator von 35 cm Radius fand er das erste Maximum der elektrischen Kraft um 22 cm und das erste Minimum um 112 cm gegen den Oscillator verschoben.<sup>1)</sup> Hertz<sup>2)</sup> meinte, dass sich diese Verschiebung eventuell durch fremde Reflexionen von den Zimmerwänden erklären liesse. Poincaré<sup>3)</sup> hält jedoch diese Erklärung für nicht genügend, hebt aber gleichzeitig hervor, dass Diffractionerscheinungen hier eine nicht zu vernachlässigende Rolle haben spielen können, weil die Dimensionen des Hertz'schen Spiegels von der Grössenordnung der Wellenlänge waren, und er fügt schliesslich hinzu: „il y aurait un grand intérêt à en connaître la véritable explication; mais il est à craindre que la question ne reste longtemps obscure“.

3. Sowohl bei dem Hertz'schen Versuche als auch bei meinem oben erwähnten lag also das erste Maximum der elektrischen Kraft nicht in der Mitte zwischen dem Spiegel und dem ersten Minimum vor demselben, sondern näher am Spiegel; während aber alle von Hertz beobachteten Maxima und Minima mehr oder weniger gegen den Oscillator verschoben waren, fand ich den Abstand des ersten Minimums vom Spiegel gleich einer halben Wellenlänge, sodass hier das erste Maximum gegen den Spiegel verschoben war.

Der Wunsch, die von mir und wenn möglich auch die von Hertz beobachteten Unregelmässigkeiten in der Form der stehenden elektrischen Wellen aufzuklären, veranlasste mich im vorigen Frühjahr diejenigen Versuche anzustellen, über welche im Folgenden berichtet wird.<sup>4)</sup>

---

1) H. Hertz, Ges. Werke 2. p. 142 u. p. 12. 1895. Ed. Sarasin et L. de la Rive, Compt. Rend. 115. p. 1277. 1892.

2) H. Hertz, l. c. p. 12.

3) H. Poincaré, Les oscillations électriques, p. 208—212. 1894.

4) Einen ausführlicheren Bericht über diese Arbeit habe ich als akademische Abhandlung an der Universität Helsingfors publicirt.

## Apparate.

1. In einer früheren Arbeit<sup>1)</sup> habe ich einen Oscillator beschrieben, der sich von einem Righi'schen dadurch unterscheidet, dass die Zuleitungsfunken statt in Luft und an den äusseren Enden der Primärleiter in Oel und in der Nähe der Primärfunken überspringen. Mit diesem Oscillator erzielte ich eine weit regelmässige Wirkung als mit einem Righi-Oscillator.

Diese beiden Erreger sind aber darin mangelhaft, dass die Zuleitungen besonders bei Resonanzabstimmungen einen schädlichen Einfluss ausüben.<sup>2)</sup>

Nach mehreren Versuchen, deren Beschreibung hier zu weit führen würde, construirte ich einen neuen Erreger (Fig. 1),

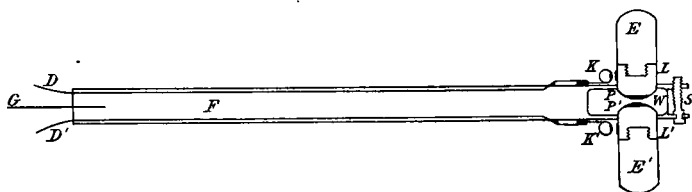


Fig. 1.

der von den genannten Störungen möglichst frei ist und gleichzeitig eine kräftige und sehr regelmässige Wirkung giebt. Die Zuführungsdrähte  $D$ ,  $D'$  verlaufen hier nebeneinander und senkrecht zu den stabförmigen Primärleitern  $L$ ,  $L'$  in zwei Rinnen von dem ziemlich langen Ebonitstabe  $F$ . Sie endigen mit den verschiebbaren Kugeln  $K$ ,  $K'$ . Eine Glasplatte  $G$  verhindert das Ueberschlagen von Funken am hinteren Ende des Ebonitstabes. Damit eine Unregelmässigkeit in dem Ueberspringen der Ladungsfunken infolge von Oxydation nicht stattfinden soll, sind sowohl die Kugeln  $K$ ,  $K'$  als auch die gegenüberliegenden Stellen der Primärleiter mit Platinsegmenten versehen. Die Primärfunken springen in Petroleum zwischen den Platinsegmenten  $P$ ,  $P'$  über. Die seitliche Wand  $W$  des Petroleumbehälters besteht aus einer biegsamen tierischen

1) K. F. Lindman, Ann. d. Phys. 4. p. 617. 1901.

2) Vgl. meine ausführlichere Abhandlung.

Mebran. Mittels der Ebonitschraube  $S$  lässt sich der Abstand zwischen den Primärleitern reguliren. Anstatt der Endstücke  $E, E'$  lassen sich beliebig lange Zusätze aufschrauben, wodurch die Wellenlänge sehr einfach verändert werden kann. Der Durchmesser der Primärleiter beträgt 1,5 cm. Bei dieser Arbeit machte ich je nach Bedarf den Oscillator 4,2 cm, 10,1 cm, 25,1 cm oder 49,2 cm lang. Waren die Funkenstrecken einmal gut eingestellt, so brauchten sie im Verlauf von mehreren Monaten trotz mehrstündigen täglichen Gebrauchs nicht ein einziges Mal regulirt zu werden. Die Primärfunken hatten eine Schlagweite von 0,6 mm und waren bei der beschriebenen Anordnung von dem ultravioletten Lichte der Zuleitungsfunken abgeschirmt.

Zu diesem Oscillator konnte ohne weiteres das von mir früher<sup>1)</sup> construirte Stativ mit seinem für eine beliebige Brennweite einstellbaren parabolischen Wellenreflector benutzt werden. Meistens benutzte ich jedoch den Oscillator ohne Reflector.

Wurden die benachbarten Enden der beiden Primärleiter mit einem Stanniolstreifen vereinigt, sodass keine Primärfunken mehr zu stande kamen, so zeigte der Indicator (vgl. unten), wenigstens wenn er nicht allzu lang war, keine Wirkung an. Weder die Elektrizitätsquelle noch die Zuleitungsdrähte senden also merkbare Störungen heraus. Wegen ihrer Anordnung können diese Drähte auch nicht Störungen secundärer Natur (wie bei einem Righi-Erreger) hervorrufen.

Zum Erregen der Funken im Oscillator verwendete ich wie früher ein Inductorium von mittlerer Grösse (30 cm Funkenstrecke) und einen Oeltransformator nach Tesla nebst Condensator und Funkenstrecke (zwischen Zinkspitzen). Die Wirksamkeit des Oscillators hing sehr von der Einstellung dieser Funkenstrecke ab.

2. Als Indicator benutzte ich meistens einen ähnlichen, gegen fremde Inductionswirkungen geschützten „Thermoresonator“ wie in meiner oben erwähnten Arbeit. In die beiden 1 mm weiten Hohlcyylinder aus Kupferblech, welche durch ein

---

1) K. F. Lindman, l. c. p. 621.

Thermoelement miteinander verbunden sind, lassen sich beliebig lange Metalldrähte einschieben, sodass dieser Secundärleiter sich sehr gut für Resonanzabstimmungen eignet. Durch ein einfaches Biegen der eingeschobenen Drähte kann man den geradlinigen Resonator in einen kreisförmigen verwandeln. Das mit einem Galvanometer verbundene Thermoelement besteht aus einem 0,025 mm dicken Constantendraht und einem 0,01 mm dicken Platindraht, welche zweimal umeinander geschlungen sind.

3. Das Galvanometer war ein du Bois-Ruben'sches, welches von einer Julius'schen Aufhängevorrichtung getragen wurde. Anstatt der dauernden Ablenkung maass ich stets nur den ersten Ausschlag, welcher bis zu Ausschlägen von etwa 200 mm dem Quadrate der auf den Resonator wirkenden Componente der elektrischen Kraft proportional war. Am Tage war das Magnetsystem so unruhig, dass jede Ablesung gewöhnlich um 5—15 Scalenteile unsicher war. Nur vorbereitende Versuche waren deshalb am Tage möglich. Alle definitiven Messungen wurden Nachts ausgeführt. Die einzelnen Ablesungen wichen dann, wenn die Ausschläge 100—200 mm betrugen, selten um mehr als 3—5 Scalenteile voneinander ab. Für Ausschläge von etwa 15 mm konnten die Einzelnablesungen noch um 1 oder 2 mm voneinander abweichen. Die Genauigkeit nahm also mit wachsenden Ausschlägen zu.

Es musste stets darauf geachtet werden, dass beim Erregen der Schwingungen das Inductorium keine Wirkung im offenen Galvanometer hervorrief. Durch Drehen des Inductoriums konnte eine solche magnetische Wirkung zwar beseitigt werden, aber nur für kürzere Zeit, wonach wieder eine neue Drehung notwendig war.

Um die Constanz der Intensität der Schwingungen während einer Versuchsserie zu controliren, benutzte ich in einigen Fällen einen Standardindicator, d. h. einen zweiten Resonator in unverändertem Abstände vom Erreger. Bei den angestellten Versuchen besass die Intensität in der That eine vollständig genügende Constanz, vorausgesetzt, dass alle Funkenstrecken gut eingestellt waren.

4. Mehrere von den mit den Thermoresonatoren gemachten Beobachtungen habe ich schliesslich mittels Funken-

beobachtungen wiederholt, also mit Resonatoren, welche die Maximalamplitude der Schwingungen messen.

5. Als reflectirende Wand für das Erzeugen der stehenden Wellen diente derselbe 3 m hohe und 1 m breite Stanniolspiegel, den ich schon früher bei anderen Versuchen benutzt hatte. Ausserdem benutzte ich auch Spiegel, deren Dimensionen von der Grössenordnung der Wellenlänge waren. Die inneren Wände meines recht grossen Arbeitszimmers reflectirten die elektrischen Wellen sehr schwach, die äussere Wand dagegen etwas stärker. Der von einem Holzstativ getragene und vertical orientirte Oscillator stand von den Wänden ziemlich entfernt und der Spiegel wurde stets zwischen der äusseren Wand und dem Oscillator aufgestellt. Das zu dem Thermo- resonator gehörige und zu ihm senkrecht orientirte metallische Schutzrohr, wodurch die Galvanometerleitungen gingen, wurde von einem hölzernen Stativ getragen, das längs einer optischen Bank verschoben werden konnte.

#### Versuche.

Die angestellten Messungen bestanden meistens in einer Aufnahme von Interferenz- und Resonanzcurven. Um die Ordinate eines Punktes einer solchen Curve zu bestimmen, wurden gewöhnlich drei — bei den Interferenzversuchen öfters nur zwei — Galvanometerausschläge nacheinander abgelesen und aus ihnen das Mittel genommen. Wenn ausnahmsweise grössere Abweichungen der einzelnen Ausschläge als die oben genannten vorkamen, so wurde die ganze Versuchsserie verworfen. Die Constanz der Wirksamkeit des Erregers wurde durch Wiederholung der Versuche oder durch Anwendung eines Standardindicators controlirt.

In allen Fällen, wo nichts anderes gesagt ist, wurden Oscillator und Resonator ohne ihre parabolischen Reflectoren benutzt. Der Mittelpunkt des Resonators lag immer in der Aequatorialebene des Oscillators. Die stehenden Wellen wurden stets durch Reflexion unter normaler Incidenz erzeugt.

Nach den Dimensionen des zur Erzeugung der stehenden Wellen angewandten Spiegels und der Art des Indicators lassen sich die Versuche folgendermaassen gruppiren:

- A. *Die Dimensionen des Spiegels sind gross gegen die Wellenlänge.*  
 a) *Der Indicator ist ein Resonator mit Thermoelement.*  
   I. *Der Thermoresonator ist geradlinig.*  
   II. *Der Thermoresonator ist kreisförmig.*  
 b) *Der Indicator ist ein Resonator mit Funkenstrecke.*  
 B. *Die Dimensionen des Spiegels sind von der Grössenordnung der Wellenlänge.*
- 

A. Die Dimensionen des Spiegels sind gross gegen die Wellenlänge.

- a) Der Indicator ist ein Resonator mit Thermoelement.

I. Der Thermoresonator ist geradlinig.

1. Die Primärleiter nebst Funkenstrecke erhielten zuerst eine Gesamtlänge von 10,1 cm. Um die Wellenlänge zu bestimmen nahm ich die Resonanzcurve auf, d. h. eine Curve, als deren Abscissen verschiedene Resonatorlängen und als deren Ordinaten die entsprechenden Galvanometerausschläge aufgetragen wurden. Das Maximum der Resonanzcurve fällt im allgemeinen nicht ganz mit dem Isochronitätspunkt zusammen, sondern es muss eine von Bjerknes<sup>1)</sup> angegebene Correction angebracht werden. Mit Berücksichtigung dieser Correction fand ich für die Länge des Resonators, welche der Grundschwingung des Oscillators entsprach, den Wert 11,4 cm.

2. Mit dem 11,4 cm langen Resonator untersuchte ich dann die durch Reflexion von dem grossen Stanniolspiegel erzeugten stehenden Wellen, indem ich den Resonator vom Spiegel allmählich entfernte und die entsprechenden Galvanometerausschläge maass. Bei einem Abstand von 100 cm zwischen dem Oscillator und dem Spiegel erhielt ich so die Curve I in Fig. 2.

Der Abstand des ersten Maximums vom Spiegel ist 2,5 cm während der Abstand zweier benachbarter Knoten, d. h. die halbe Wellenlänge 12,5 cm ist. Der erstgenannte Abstand beträgt also  $\frac{1}{10}$  anstatt  $\frac{1}{4}$  von der Wellenlänge.

---

1) V. Bjerknes, Wied. Ann. 55. p. 151. 1895.

Eine unregelmässige Wirksamkeit der Primärfunken war nicht merkbar, denn die mit einem Standardindicator erhaltene Curve III hat einen geradlinigen zur Abscissenaxe parallelen Verlauf. Wurden zur Beseitigung der Primärfunken die benachbarten Enden der beiden Primärleiter mit einem Stanniolstreifen vereinigt, so war kein Ausschlag zu beobachten. Die Transformatoren und die Zuleitungen verursachten also keine Störungen. Um mich davon zu überzeugen, dass keine fremden Reflexionen vorhanden waren, vergrösserte ich den Abstand zwischen Oscillator und Spiegel um eine viertel Wellenlänge. Ich erhielt auch dann eine vollständig analoge Interferenzcurve. Es war schliesslich auch ganz gleichgültig, wie das zum Resonator gehörige metallische

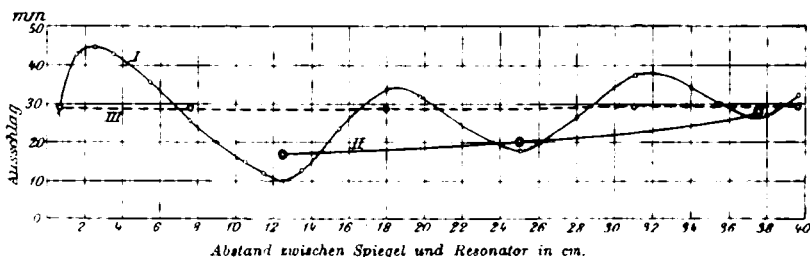


Fig. 2.

Schutzrohr in der zur Richtung der elektrischen Kraft senkrechten Ebene orientirt war.

3. Ehe ich weiter gehe, kann ich nicht unterlassen eine Eigenschaft der Interferenzcurve hervorzuheben, welche mit einer von Sarasin und de la Rive gemachten Beobachtung in Widerspruch zu stehen scheint. Die in Abwesenheit des Spiegels gemessene Intensität der directen Wellen ist in Fig. 2 durch die Curve II dargestellt. Wie man sieht, bedeutet jeder Knoten der stehenden Wellen eine wirkliche Schwächung der directen Wellen. In ihren Versuchen über stehende elektrische Wellen, wobei sie einen Resonator mit Funkenmikrometer benutzten, haben die eben genannten Forscher<sup>1)</sup> dagegen beobachtet, dass die Intensität der Secundärfunken in den Knoten der stehenden Wellen *grösser* wäre als in denselben Punkten

1) Vgl. H. Poincaré, *Les oscillations électriques*, p. 274. 1894.



in Abwesenheit des Spiegels. Poincaré<sup>1)</sup> hat jedoch gezeigt, dass die Sarasin und de la Rive'sche Beobachtung mit der sonst sehr plausiblen Hypothese unverträglich ist, dass die elektrische Kraft in einer zum Spiegel parallelen Ebene eine Function der Zeit allein und dass das secundäre Funkenpotential eine Summenwirkung der einfallenden und der reflectirten Wellen sei.

4. Wir wollen jetzt zu der Frage von der Verschiebung des ersten Maximums der Interferenzcurve zurückkehren. Mein erster Gedanke war, dass die Ursache dazu in *Oberschwingungen* zu suchen wäre, und zwar in einer Anwesenheit von ungeradzahligem und Abwesenheit von geradzahligem. Da die Enden eines stabförmigen Secundärleiters, in welchem Schwingungen erregt werden, Bäuche der Potentialschwingung sein müssen, so würden die ungeradzahligem Oberschwingungen in der Mitte des Resonators, wo das Thermoelement ist, eine minimale Potentialschwankung, aber eine maximale Stromstärke erzeugen. Diese Oberschwingungen würden ihre eigenen Systeme von stehenden Wellen erzeugen, welche eventuell nur in der Nähe des Spiegels merkbar wären.

Wenn nun die Oberschwingungen eine nicht zu vernachlässigende Intensität besitzen, so müssen sie sich durch Ausbuchtungen in der Resonanzcurve sichtbar machen, falls diese eine genügende Ausdehnung hat.

Ich machte den Oscillator 49,2 cm lang und nahm die Resonanzcurve für Resonatorlängen zwischen 70 cm und 6 cm auf. Da die zu beobachtende Intensität mit abnehmender Resonatorlänge schnell abnahm, musste der Abstand zwischen Oscillator und Resonator von Zeit zu Zeit verkleinert werden. In der Nachbarschaft der Resonatorlängen 17 cm, 10 cm, 7 cm, welche ungefähr  $\frac{1}{3}$ ,  $\frac{1}{5}$ ,  $\frac{1}{7}$  bez. von der der Grundschiwingung entsprechenden Länge 50 cm betragen, sollten die ungeradzahligem Oberschwingungen, wenn sie intensiv genug wären, Ausbuchtungen bewirken. Für die Abscisse 17 cm war thatsächlich eine obwohl äusserst schwache Ausbuchtung zu bemerken, bei 10 cm trat eine solche etwas deutlicher und bei 7 cm ziemlich scharf hervor, während sonst keine Unregel-

---

1) H. Poincaré, l. c.

mässigkeit in der Resonanzcurve vorkam. Es wäre ein grosser Zufall, wenn diese Ausbuchtungen nicht Spuren ungeradzahligter Obertöne der Oscillatorschwingungen wären, deren Dämpfung mit zunehmender Ordnungszahl abnimmt.

Durch Interpolation liessen sich die verschiedenen Teile der Resonanzcurve auf denselben Abstand zwischen Oscillator und Resonator reduciren. Neben der Grundschiwingung traten aber dann irgend welche Oberschwingungen gar nicht mehr hervor. Die Ursache der Unregelmässigkeit der stehenden Wellen konnte also nicht in Oberschwingungen liegen.

5. Nachdem ich durch verschiedene Versuche gefunden hatte, dass nur der Resonator als Ganzes und nicht seine beiden Hälften für sich schwingen, untersuchte ich noch, ob etwa das Dielektricum (Ebonithülle), welches den mittleren Teil des Resonators umgiebt, einen Einfluss auf die stehenden Wellen ausüben würde. Ich gelangte aber auch dann nur zu einem negativen Ergebnis.

6. Um die betreffende Verschiebung jedoch in irgend eine Beziehung zu bekannten Grössen zu bringen, untersuchte ich jetzt die stehenden Wellen bei Schwingungen von verschiedener Periode unter Beibehaltung der Resonanz zwischen Oscillator und Indicator.

Die Wellenlänge der von dem 10,1 cm langen Oscillator ausgesandten Schwingungen hatte ich früher (p. 830) gleich 25 cm gefunden. Nach derselben Methode bestimmte ich die zu den anderen hier angewandten Oscillatorlängen gehörigen Wellenlängen. War der Oscillator bez. 4,2 cm, 25,1 cm, 49,2 cm lang, so war bei Resonanz der Resonator bez. 4,8 cm, 28 cm, 50 cm und die Wellenlänge bez. 11,2 cm, 60 cm, 106 cm. Die für den Abstand  $d$  des ersten Maximums vom Spiegel erhaltenen Werte sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt und in abgerundeten Bruchteilen von der Wellenlänge  $\lambda$  ausgedrückt:

$\lambda$	$d$
11,2 cm	1,4 cm = $\frac{1}{8} \lambda$
25 „	2,5 „ = $\frac{1}{10} \lambda$
60 „	5,5 „ = $\frac{1}{11} \lambda$
106 „	9,0 „ = $\frac{1}{12} \lambda$

Mit wachsender Wellenlänge nimmt also die Verschiebung des ersten Maximums gegen den Spiegel zu.

7. Mit wachsender Wellenlänge nahm aber auch die Steilheit der Resonanzcurven zu und also die Dämpfung ab. Für Schwingungen von der Wellenlänge 106 cm und 60 cm bez. fand ich nach der von Bjerknes<sup>1)</sup> herrührenden Methode für  $\omega$ , d. h. das arithmetische Mittel aus den logarithmischen Decrementen des Erregers und des Empfängers, die Werte 0,5 (rund) und 0,85 bez. und für die 25 cm und 11,2 cm langen Wellen fand ich  $\omega > 1$ . Es ist zu bemerken, dass die Vergrößerung der Wellenlänge durch eine Verlängerung des stabförmigen Erregers und des ebenfalls stabförmigen Empfängers ohne Veränderung ihrer Querschnitte bewerkstelligt wurde. Es war also bei der Vergrößerung der Wellenlänge eine Vergrößerung des Verhältnisses von Stablänge zum Radius des Querschnittes eingetreten. Durch das eben angeführte Ergebnis der Resonanzversuche ist es keineswegs gesagt, dass ganz im allgemeinen, d. h. für beliebige Erreger- und Empfängerformen, die Dämpfung mit wachsender Wellenlänge abnähme.

8. Es war nun jedenfalls festgestellt, dass die mit wachsender Wellenlänge zunehmende Verschiebung des ersten Maximums der stehenden Wellen von einer Abnahme der Dämpfung des schwingenden Systems begleitet war.

Das Dämpfungsdecrement des Oscillators sowie das des Resonators setzt sich stets aus einem „consumptiven“ Teil (dem Joule'schen Erwärmungsdecrement) und einem „conservativen“ Teil (dem Hertz'schen Ausstrahlungsdecrement) zusammen. Es fragte sich, ob die Ausstrahlung unseres Resonators (welcher keine Funkenstrecke enthielt) intensiv genug wäre, um auf einen benachbarten zweiten Resonator merkbar einwirken zu können. Eine solche Einwirkung zweier Resonatoren auf einander hat in der That Righi<sup>2)</sup> beobachtet. Seine Resonatoren enthalten aber eine Funkenstrecke, und nach ihm spielt sie für die Secundärschwingungen dieselbe Rolle wie die Primärfunken für die Primärschwingungen.<sup>3)</sup> Wenn aber die Funkenstrecke jedoch keine notwendige Be-

---

1) V. Bjerknes, l. c.

2) A. Righi, Die Optik der elektrischen Schwingungen, p. 89. 1898.

3) Vgl. weiter unten.

dingung für eine intensive Ausstrahlung wäre, so liesse es sich denken, dass die von unserem Resonator ausgestrahlten Schwingungen im Stande wären, sobald sie bei den stehenden Wellen vom Spiegel zurückgeworfen sind, auf denselben Resonator einzuwirken, von welchem sie ausgegangen sind, und dadurch die beobachtete Verschiebung des ersten Maximums der elektrischen Kraft hervorzurufen. (Dieser Gedanke lag eigentlich nicht so fern, aber wie aus dem obigen hervorgeht, war ich erst auf einem Umwege zu demselben gekommen.) Der Resonator würde dann mit sich selbst ein schwingendes System bilden, wo vollständige Resonanz, d. h. Gleichheit nicht bloss hinsichtlich der Periode, sondern auch hinsichtlich der Dämpfung zwischen Primär- und Secundärleiter bestehen würde. Je geringer diese Dämpfung ist, um so stärker müsste die Rückwirkung auf den Resonator sich geltend machen. (Nach Bjerknes<sup>1)</sup> ist, falls Primär- und Secundärleiter isochron sind und gleiche Dämpfung haben, der thermische Integraleffect im Secundärleiter der dritten Potenz des gemeinschaftlichen logarithmischen Decrementes umgekehrt proportional.) Die mit wachsender Wellenlänge oder abnehmenden Dämpfung zunehmende Verschiebung des ersten Maximums der stehenden Wellen würde also auch ihre Erklärung finden.

9. Ich stimmte jetzt den bisher benutzten Resonator und ausserdem einen neuen von gleicher Beschaffenheit isochron mit dem 10,1 cm langen Oscillator. Der neue Resonator wurde in der Wellenebene senkrecht zu dem Oscillator orientirt und mit dem Galvanometer verbunden. Die Oscillator-schwingungen übten dann keine Wirkung aus. Wurde aber der alte Resonator in der Nähe des neuen aufgestellt und in der Wellenebene um 45° gegen ihn und den Oscillator geneigt, so gab das Galvanometer recht beträchtliche Ausschläge, welche mit wachsendem Abstände zwischen den beiden Resonatoren jedoch schnell abnahmen. Der schief stehende Resonator wirkte also als „secundärer“ Oscillator. Als der Abstand zwischen dem „primären“ und dem „secundären“ Oscillator 33 cm war, hörten die Ausschläge auf beim Abstand 6 cm, d. h. ungefähr  $\frac{1}{4}$  Wellenlänge, zwischen dem Indicator und

---

1) V. Bjerknes, l. c. p. 142.

dem secundären Oscillator. Die von den Secundärwellen ausgeübte Wirkung konnte bei dieser Anordnung jedoch nur auf  $\frac{1}{4}$  von der geschätzt werden, welche sie ausgeübt hätten, falls sowohl der Secundärerreger als auch der Indicator zum Primärerreger parallel gewesen wäre. — In der Richtung gegen den Primärerreger und in der entgegengesetzten Richtung war die Intensität der Secundärwellen in gleichen Abständen vom Secundärerreger dieselbe.

10. Ich richtete jetzt mein Bestreben darauf, die Energie der Secundärwellen so in Anspruch zu nehmen, dass sie auf die stehenden Wellen keinen Einfluss ausüben konnte. Nach vielen vergeblichen Versuchen gelang dies in der That.

Wurde unter Beibehaltung der eben beschriebenen Versuchsanordnung in der unmittelbaren Nähe des um  $45^\circ$  geneigten Resonators und parallel zu ihm ein sehr langer Kupferdraht geführt, dessen Enden zu Spiralen gewickelt waren, so gab der Indicator minimale Ausschläge im Galvanometer gegen vorher. Die vom Resonator ausgestrahlte Energie wurde offenbar von dem benachbarten Leiter zum grossen Teil absorbiert und in viel langsamere Schwingungen umgewandelt. Nach dem Entfernen des als Secundärerreger benutzten Resonators übte dieser Leiter allein keine merkbare Wirkung aus.

Ich nahm jetzt die Curve der stehenden Wellen mit dem alten Resonator auf, nachdem ihm der lange Kupferdraht mittels zwei dünner Korkscheiben angehängt worden war. Das erste Maximum fand ich jetzt in der Mitte zwischen dem Spiegel und dem ersten Minimum. Die übrigen Maximum waren natürlich auch wie früher in der Mitte zwischen zwei Minima. Die halbe Wellenlänge war aber jetzt 14 cm anstatt 12,5 cm. Die Vergrösserung der Schwingungsdauer war auch eine natürliche Folge der engen Koppelung mit dem angehängten Leiter.

Anstatt die Energie der Resonatorschwingungen zum Erzeugen von Schwingungen grösserer Periode zu verwenden, konnte sie auch in eine andere Energieform, nämlich in Wärme umgewandelt werden. Eine solche Umwandlung in Joule'sche Wärme hatte sich schon, aber in einem relativ geringen Betrage, im Thermoelemente vollzogen. In den beiden Hälften des Resonators wurde ein 15 mm langer und 0,04 mm dicker Platindraht eingeschaltet. Die beiden 1 mm dicken

Drahtstücke, die der dünne Platindraht  $P$  (Fig. 3) vereinigte, waren mittels Siegelack an einem dünnen Glasstab  $S$  befestigt.  $R$  bezeichnet ein dünnes Messingrohr, das bei der Resonanzabstimmung verschoben werden konnte. Dieser und ein ganz ähnlich zusammengesetzter Leiter wurden in die beiden Hohlcyliner des Resonators eingeschoben. Bei Resonanz mit den Oscillatorschwingungen von 60 cm Wellenlänge war der so erhaltene, sehr stark gedämpfte Resonator 26,7 cm lang. Das erste Maximum der stehenden Wellen wurde mit diesem Resonator im Abstände 15 cm, das erste Minimum im Abstände 30 cm erhalten. War die eine Hälfte des Resonators mit Platindämpfer versehen, die andere dagegen nicht, wobei die Gesamtlänge bei Resonanz 27,4 cm betrug, so war die



Fig. 3.

Verschiebung des ersten Maximums der stehenden Wellen noch nicht ganz aufgehoben, indem dies Maximum sich dann im Abstände 11 cm vom Spiegel befand. Waren die beiden Hälften des Resonators ohne Dämpfer aber mit je einem verschiebbaren Messingrohr  $R$  (Fig. 3) versehen, so war die Resonanzlänge 28 cm und der Abstand des ersten Maximums vom Spiegel 5,5 cm (vgl. oben p. 833).

11. Es stand jetzt ausser allem Zweifel, dass die Ursache der Verschiebung des ersten Maximums der stehenden elektrischen Wellen in den vom Resonator ausgestrahlten Schwingungen lag. Um aber die Frage, auf welche Weise die Secundärwellen diese Wirkung hervorrufen, näher beantworten zu können, war es nötig, die Phasendifferenz zwischen den vom Oscillator und den vom Secundärerreger ausgehenden Wellen zu kennen. Diese Phasendifferenz besteht aus zwei Teilen: ein Teil rührt von dem Unterschied der durchlaufenen Wege her, der andere Teil, den wir im Folgenden mit  $\varphi$  bezeichnen wollen, ist durch die Umwandlung der Primärwellen in Secundärwellen bedingt. Wenn im Folgenden von „der Phasendifferenz zwischen den Primär- und Secundärwellen“ die Rede ist, so wird damit stets die Grösse  $\varphi$  gemeint.

Um diese Grösse zu bestimmen, untersuchte ich durch mehrere verschiedene Versuchsserien<sup>1)</sup> die Einwirkung eines Resonators auf einen zweiten, wenn beide von Primärwellen getroffen wurden, und bestimmte dabei die Lage dieser Secundärleiter, wo ein Minimum oder Maximum von Wirkung in dem als Indicator benutzten Resonator eintrat. Ich fand, dass ein Secundärleiter auf einen zweiten mit ihm und dem Primärerreger unisonen Secundärleiter so einwirkt, als ob die Grösse  $\varphi$  in Abständen vom Secundärerreger, die von der Grössenordnung einen halben Wellenlänge sind, einen Mittelwert von  $\frac{3}{4}\pi$  hätte. Mit abnehmendem Abstände vom Secundärerreger schien diese Grösse sich dem Werte  $\pi$ , mit wachsendem Abstände einem kleineren Werte, eventuell  $\pi/2$ , zu nähern.

Um die Einwirkung seiner Resonatoren aufeinander zu erklären, nimmt Righi an, dass die Grösse  $\varphi$  den constanten Wert  $\pi$  hätte. Abraham<sup>2)</sup> hat jedoch theoretisch gezeigt, dass die Phase Hertz'scher Schwingungen von der Oberfläche eines beliebigen, leitenden Rotationskörpers mit veränderlicher Geschwindigkeit hinausschreitet, sodass in grossen Entfernungen von einem stabförmigen Erreger eine von diesem ausgehende Welle einen Phasenvorsprung von  $\pi/2$  vor einer anderen Welle hat, die mit ihr in gleicher Phase der magnetischen Kraft den Leiter passiert hat. Elektrische Schwingungen, die durch Resonanz erregt und durch Strahlung gedämpft werden, sind von Planck<sup>3)</sup> für den Fall theoretisch untersucht worden, dass die Lineardimensionen des Resonators verschwindend klein gegen die Wellenlänge sind. Bei Resonanz hat nach ihm<sup>4)</sup> in einem Punkt, wo die secundäre Welle mit der primären zusammentrifft, die elektrische Kraft der primären Welle einen Phasenvorsprung von  $\pi/2$  vor der secundären. Es müssten die Planck'schen Untersuchungen auf den Fall, dass die Länge des geradlinigen Secundärerregers gleich der halben Wellenlänge ist, ausgedehnt werden, um auf meine diesbezüglichen Versuche angewandt werden zu können.

---

1) Vgl. die ausführlichere Abhandlung.

2) M. Abraham, Wied. Ann. 67. p. 834. 1899.

3) M. Planck, Wied. Ann. 57. p. 1. 1896; 60. p. 577. 1897.

4) M. Planck, Wied. Ann. 60. d. 594. 1897.

12. Wir wollen wieder zu den stehenden Wellen zurückkehren und die von den Secundärwellen verursachte Verschiebung des ersten Maximums der elektrischen Kraft zu erklären versuchen. Wir wollen annehmen, dass Oscillator und Resonator isochron schwingen und dass ein einziger gedämpfter Wellenzug den Resonator trifft, vom Spiegel reflectirt wird, den Resonator wieder trifft und für immer verlässt. Die resultirende Schwingungsbewegung im Resonator dauert noch an, nachdem die beiden erregenden Impulse vorüber sind, und zwar um so länger, je geringer die Dämpfung des Resonators ist. Diese Schwingungen pflanzen sich als Verschiebungsströme in dem umgebenden Dielectricum fort und erzeugen so secundäre Wellen. Von den vor dem Eintreffen des zweiten Impulses ausgesandten Secundärwellen kann, wenigstens in der Nähe des Spiegels, abgesehen werden. Ist der Abstand des Resonators vom Spiegel speciell eine viertel Wellenlänge, so hat die Grösse  $\varphi$  beim Eintreffen der reflectirten Secundärwelle im Resonator nach den oben erwähnten Versuchen den Wert  $\frac{3}{4}\pi$ . Die Secundärwelle wirkt auf die im Resonator noch stattfindenden Schwingungen mit einer relativen Phasenverzögerung von  $2\pi + \frac{3}{4}\pi$  und schwächt also die Wirkung im Resonator. Wir können in erster Annäherung annehmen, dass der Wert  $\varphi = \frac{3}{4}\pi$  für noch kleinere Abstände gilt. Bei dem Abstände  $\lambda/8$  ist die Phasenverzögerung  $2\pi + \frac{1}{4}\pi$ . Es tritt also eine Verstärkung ein. Bei dem Abstände  $\lambda/16$  befindet sich der Resonator in der günstigsten Lage für eine Verstärkung. Bei noch geringeren Abständen bewirken die Secundärwellen ebenfalls eine Verstärkung. Die Intensität der von den Primärwellen erzeugten Resonatorschwingungen und folglich auch die der Secundärwellen nähert sich aber immer mehr dem Werte Null. Befindet sich der Resonator im Abstände  $\lambda/4 + \lambda/16$  vom Spiegel, so giebt  $\varphi = \frac{3}{4}\pi$  für die Phasenverzögerung der im Resonator nach der Reflexion eintreffenden Secundärwellen den Wert  $3\pi$ . Der Resonator ist also in der günstigsten Lage für eine schwächende Einwirkung der Secundärwellen. Diese Wellen sind aber am stärksten ausgebildet beim Abstände  $\lambda/4$  vom Spiegel, weil die Resultante der erregenden primären Wellen dort am grössten ist, und bei wachsendem Abstände vom Spiegel ist



noch zu beachten, dass die Amplitude der Secundärwellen mit der Entfernung abnimmt. Aus diesem doppelten Grunde müssen die Secundärwellen schon im Abstände  $\frac{7}{16}\lambda$  vom Spiegel, wo sie eine Verstärkung hervorrufen sollten, ihre Bedeutung verloren haben, und es ist auch nicht zu erwarten, dass sie in noch grösseren Abständen sich merkbar geltend machen können.

Wir sehen also, dass die Secundärwellen bestrebt sein müssen, den ersten Schwingungsbauch gegen den Spiegel zu verschieben und zwar bis zu einem Abstände von  $\lambda/16$ . Die Verschiebung nähert sich diesem Grenzwert um so mehr, je geringer die Dämpfung des Resonators wird, ohne ihn vollständig erreichen zu können.

Wenn  $\varphi$ , wie aus den oben erwähnten Interferenzversuchen hervorzugehen scheint, nicht den constanten Wert  $\frac{3}{4}\pi$  hat, sondern mit abnehmendem Abstände vom Secundärerreger sich dem Werte  $\pi$  allmählich nähert, so kann dadurch die Grenze der Verschiebung nur etwas näher an den Spiegel rücken.

Diese Schlüsse stimmen nun in der That mit der Erfahrung überein. Der kleinste Abstand des ersten Schwingungsbauches vom Spiegel, den ich überhaupt beobachtet habe und zwar mit 106 cm langen Wellen, ist  $\frac{1}{12}\lambda$  (vgl. p. 833). Mit abnehmender Wellenlänge und damit folgender wachsender Dämpfung wächst dieser Abstand. Bei unveränderter Wellenlänge wächst ebenfalls dieser Abstand bis zu einer viertel Wellenlänge, wenn man die Dämpfung des Resonators vergrössert. In Abständen vom Spiegel, die grösser als eine halbe Wellenlänge waren, habe ich keinen Einfluss der Secundärwellen mehr wahrgenommen.

13. Es war zu erwarten, dass die Secundärwellen nicht bloss bei der Reflexion von einem ebenen Spiegel, sondern auch bei der von einem parabolischen eine Rolle spielen sollten, und es fragte sich, ob bei Benutzung eines solchen Strahlensammlers eine Brennweite von einer viertel Wellenlänge immer die günstigste wäre.

Um dies durch Versuche zu erfahren, versah ich den Resonator mit einem parabolischen Reflector, dessen Brennweite leicht verändert werden konnte, und den ich bei einer früheren

Arbeit<sup>1)</sup> als Strahlensammler schon benutzt hatte. Durch Variiren der Brennweite des Reflectors unter Beibehaltung des Resonators in der Brennnlinie erhielt ich eine Intensitätscurve mit einem Maximum für die Brennweite, die der Lage des ersten Maximums der stehenden Wellen entsprach, und mit einem zweiten, schwächeren Maximum für eine Brennweite von einer viertel Wellenlänge. Wäre bei der Veränderung der Brennweite die Oeffnung des parabolischen Reflectors constant geblieben, so wäre das erste Maximum natürlich noch viel stärker hervorgetreten. Da es beim Arbeiten mit elektrischen Wellen im allgemeinen vorteilhaft ist ein möglichst begrenztes Strahlenbündel zu verwenden, so folgt aus dem oben gesagten, dass es am günstigsten ist, die Brennweite des Strahlensammlers eines geradlinigen Thermoresonators im allgemeinen nicht gleich einer viertel Wellenlänge, sondern gleich dem Abstände des ersten Bauches der stehenden Wellen vom Spiegel zu machen.

14. Das Studium der Secundärwellen führte mich auf den Gedanken, dass man mit Hülfe dieser Secundärwellen den Einzelwert der Dämpfung des geradlinigen Resonators eventuell bestimmen könnte. Benutzt man nämlich einen Resonator als Secundärerreger nach der auf p. 835 beschriebenen Versuchsanordnung, und nimmt man mit einem zweiten gleichen Resonator die Resonanzcurve der Secundärwellen auf, so erhält man aus dieser Resonanzcurve das arithmetische Mittel aus den Decrementen des Secundärerregers und des Resonators. Da aber diese die gleiche Dämpfung haben, so ist der betreffende Mittelwert gleich dem Decrement des Resonators. Kennt man einmal den Einzelwert des Decrementes des Resonators, so erhält man aus dem Mittelwert der Decrementes des Oscillators und des Resonators unmittelbar das Decrement des Oscillators.

Für das logarithmische Decrement des geradlinigen 28 cm langen Resonators, der in Resonanz mit dem 25,1 cm langen Oscillator ( $\lambda = 60$  cm) stand, fand ich nach dieser Methode den Wert 0,3 (rund). Für das mittlere Decrement des Oscillators und des Resonators hatte ich früher (p. 834) den Wert 0,85

---

1) K. F. Lindman, l. c.

erhalten. Das Decrement des Oscillators ergibt sich also gleich 1,4, sodass das Decrement des geradlinigen Thermo-resonators in diesem Falle etwa  $\frac{1}{5}$  von dem des Oscillators beträgt.

## II. Der Thermo-resonator ist kreisförmig.

1. Durch Zusammenbiegen der Enden des geradlinigen Resonators, der mit dem 25,1 cm langen Oscillator ( $\lambda = 60$  cm) isochron war, erhielt ich einen kreisförmigen, nahezu geschlossenen Resonator.

Wenn dieser so gehalten wurde, dass seine Ebene in der Wellenebene und der durch die unterbrochene Stelle gehende Durchmesser in der Aequatorialebene des Oscillators lag, so war nur die elektrische Kraft wirksam. Durch Ausmessen der stehenden Wellen mit diesem so orientirten Resonator erhielt ich eine Interferenzcurve, deren erstes Maximum im Abstände 12 cm und erstes Minimum im Abstände 30 cm vom Spiegel war. Das erste Maximum war also um  $\frac{1}{20} \lambda$  gegen den Spiegel verschoben.

Beim Anwenden 25 cm langer Wellen und eines entsprechenden kreisförmigen Resonators konnte ich eine Verschiebung des ersten Maximums nicht mit Sicherheit wahrnehmen.

Dass die mit einem kreisförmigen Resonator zu beobachtende Verschiebung so gering ist, beruht offenbar auf der bekannten Thatsache, dass ein nahezu geschlossener Resonator sehr wenig ausstrahlt. Eine Verschiebung wäre überhaupt nicht zu erwarten, wenn nicht die Dämpfung gleichzeitig sehr gering wäre.

2. Der kreisförmige Resonator wurde zweitens so orientirt, dass seine Ebene in der Schwingungsebene lag und der durch die unterbrochene Stelle gehende Durchmesser zur Längsrichtung des Oscillators parallel war. Wenn der Resonator dann in einer solchen Lage vor dem Spiegel war, dass er ein Minimum von Intensität zeigte, so war im Centrum des Resonators ein Maximum der elektrischen Kraft und ein Minimum der magnetischen. Zeigte dagegen der Resonator ein Maximum von Intensität, so befand sich das Centrum in einem Minimum der elektrischen Kraft und in einem Maximum der magnetischen Kraft.

Ich fand auf diese Weise das erste Maximum der elektrischen Kraft um eine viertel Wellenlänge und das erste Minimum um eine halbe Wellenlänge vom Spiegel entfernt. Es war in der That hier nicht zu erwarten, dass die ausgestrahlte Energie in der Nähe eines Minimums von Stromstärke intensiv genug wäre, um eine Verschiebung hervorzurufen.

b) Der Indicator ist ein Resonator mit Funkenstrecke.

1. Mit einem geradlinigen Resonator mit Funkenstrecke in seiner Mitte erhielt ich ein Maximum von Funkenfrequenz in der Entfernung  $\lambda/4$  vom Spiegel, obwohl dies Maximum kein scharf ausgebildetes war. Jeder Funke zerstört in der That hier die Schwingungen in den beiden Resonatorhälften, sobald sie eine gewisse Intensität erreicht haben. Die Secundärwellen können deshalb hier nicht stark zur Geltung kommen.

2. Nach Righi<sup>1)</sup> vereinigt der Secundärfunke die beiden Hälften seiner Resonatoren zu einem einzigen Leiter, sodass nicht die beiden Hälften für sich, sondern der Resonator als Ganzes wie eine offene Pfeife schwingt. Zur Stütze dieser Auffassung führt er an, dass wenn man einem Resonator, in welchem Schwingungen erregt sind, das Ende eines nicht isolirten Drahtes nähert, so bemerkt man an demselben lebhaftes Fünkchen, wenn es sich in der Nähe einer der Enden des Resonators befindet, während die Intensität der Funken bis zu deren gänzlichem Verschwinden abnimmt, wenn man das Drahtende längs des Resonators nach dessen Mitte zu bewegt. Ferner hebt er hervor, dass die Länge eines nicht zu breiten Resonators ungefähr gleich der halben Wellenlänge ist.

Righi hat aber hier nicht berücksichtigt, erstens dass das Spiegelglas, auf welches die Silberstreifen niedergeschlagen sind, wegen seiner grossen Dielektritätsconstante eine erhebliche Vergrösserung der Periode der in den beiden Hälften eventuell stattfindenden Schwingungen bewirken kann, und zweitens, dass wenn man das Drahtende in der Nähe der Mitte des Resonators hält, die Funken viel eher über den feinen Riss springen müssen als zu dem Drahtende.

---

1) A. Righi, l. c. p. 20.

Von einem Righi'schen Resonator behielt ich nur den mittelsten Teil, etwa 2 mm auf beiden Seiten des Striches, und befestigte an den beiden Enden je einen 12,5 cm langen und 1 mm dicken Kupferdraht. Ich erhielt so einen Secundärleiter, dessen Länge ungefähr 25 cm war, und in dessen Mitte die Secundärfunken über den Strich des Righi'schen Silberstreifens sprangen. Das Spiegelglas konnte hier nicht viel einwirken, da der Resonator zum grössten Teil nur von Luft umgeben war. Die Capacität der einander zugekehrten Enden der beiden Resonatorhälften konnte jedoch nicht ganz vernachlässigt werden. Mit diesem Resonator erhielt ich beim Anwenden des 10,1 cm langen Oscillators ein Maximum von Funkenfrequenz in 7 cm Entfernung vom Spiegel und ein Minimum in der doppelten Entfernung. Die halbe Wellenlänge war also nicht viel grösser als die Hälfte des Resonators. Wenn die Righi'sche Auffassung von der Wirkungsweise seiner Resonatoren richtig wäre, hätte die halbe Wellenlänge hier fast doppelt so gross sein müssen.

Wir sehen also, dass ein Righi'scher Resonator ganz ähnlich wie ein gewöhnlicher Funkenresonator wirkt. Nur in dem Augenblicke, wo ein Funke überschlägt, ist ein solcher Resonator als Ganzes mit einer offenen Pfeife zu vergleichen. Aber die jetzigen Eigenschwingungen der Secundärleitung werden von den Oscillatorwellen nicht unterhalten und der Secundärfunke löscht gleich wieder aus. Die Schwingungen finden dann auf's Neue in den beiden Hälften des Resonators bis zu einem erneuerten Funkendurchbruch statt.

Aehnlich wie das Spiegelglas eines Righi'schen Resonators die Periode seiner Eigenschwingungen vergrössert, vergrössert sich, wie ich durch Versuche fand, die Periode eines geradlinigen Thermoresonators, wenn dieser mit einer nicht allzu dünnen Schicht eines Dielektricum (z. B. Schellack) überzogen wird.

3. Um die Secundärwellen eines Funkenresonators zu untersuchen, benutzte ich den zuletzt beschriebenen, 25 cm langen Resonator als Secundärerreger nach der auf p. 835 angegebenen Versuchsanordnung und nahm mit einem geradlinigen Thermoresonator die Resonanzcurve der Secundärwellen auf.

Beim Variiren der Länge des Thermoresonators zwischen 24 cm und 35 cm übte der Secundärerreger keine merkbare Wirkung auf den Indicator aus. Der Funkenresonator sandte also *als Ganzes* keine merkbaren Secundärwellen aus (im Gegensatz zu der von Righi vertretenen Ansicht).

Durch Variiren der Länge des Indicators zwischen 12 cm und 18 cm erhielt ich dagegen die Resonanzcurve I in der Fig. 4, welche offenbar von den von den beiden Hälften des Resonators ausgesandten Secundärwellen ( $\lambda = 28$  cm) herrührt. Als ich anstatt des Funkenresonators einen 12,5 cm langen und 1 mm dicken Kupferdraht als Secundärerreger benutzte, erhielt ich die Resonanzcurve II. Wie aus der Steilheit der Resonanzcurven hervorgeht, sind die von einem Funkenresonator ausgesandten Schwingungen viel stärker gedämpft als die von einem entsprechenden Resonator ohne Funkenstrecke.

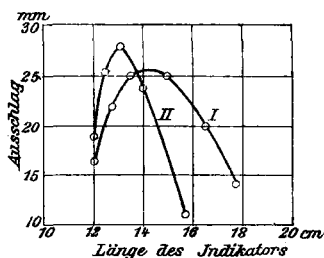


Fig. 4.

#### B. Die Dimensionen des Spiegels sind von der Grössenordnung der Wellenlänge.

1. Da ich beim Anwenden eines grossen Spiegels auf keine solchen Unregelmässigkeiten in der Form der stehenden Wellen gestossen war, wie die von Hertz beobachteten<sup>1)</sup>, so ging ich dazu über, kleinere Spiegel als Reflectoren zu benutzen.

Der von Hertz bei seinen erwähnten Versuchen benutzte Spiegel war 4 m hoch und 2 m breit und an seinem oberen und unteren Ende mit den Gasleitungen bez. der Erde verbunden. Der Oscillator war in 13 m Entfernung vom Spiegel und parallel zu seiner Längsrichtung aufgestellt. Die dem kreisförmigen, auf Resonanz mit dem Oscillator abgestimmten Secundärleiter zugehörige Wellenlänge betrug 6 m.<sup>2)</sup>

Der von mir oben vielfach benutzte 25,1 cm lange Oscillator sandte zehnmal kürzere Wellen aus ( $\lambda = 60$  cm). Durch Auf-

1) Vgl. Einleitung.

2) Vgl. Ed. Sarasin et L. de la Rive, l. c.

kleben eines 40 cm langen und 20 cm breiten Stanniolblattes auf ein steifes Papier erhielt ich einen Spiegel, dessen Dimensionen  $\frac{1}{10}$  von den entsprechenden des Hertz'schen Spiegels waren. Diesen Spiegel stellte ich in 130 cm Entfernung von dem genannten Oscillator so auf, dass seine Längsrichtung zu der des Oscillators parallel war. Das obere und untere Ende des Spiegels wurde mittels Leitungsdrähten mit den Gasleitungen verbunden. Fremde Reflexionen von der Umgebung des Spiegels oder von den Zimmerwänden waren nicht zu befürchten. Mit einem kreisförmigen in der Schwingungsebene (wie oben p. 842) orientirten Thermo resonator, der mit dem Erreger in Resonanz stand, wurden die stehenden Wellen untersucht. Das erste Minimum der magnetischen Kraft (oder Maximum der elektrischen Kraft) fand ich im Abstände 16,5 cm vom Spiegel und das erste Maximum im Abstände 35,5 cm. Beim Anwenden des grossen Spiegels in derselben Entfernung waren die entsprechenden Abstände bez. 15 cm und 30 cm (vgl. p. 843). Der kleinere Spiegel hatte also eine Verschiebung sowohl des Minimums als des Maximums in Richtung gegen den Oscillator bewirkt und zwar so, dass die Entfernung des Minimums vom Spiegel kleiner war als die Hälfte von der des Maximums. Es war also eine Verschiebung in ganz demselben Sinn, wenn auch nicht von ganz derselben Grösse wie bei dem Hertz'schen Versuch eingetreten. Es folgt hieraus, dass die Ursache zu den von Hertz beobachteten Unregelmässigkeiten bei den stehenden Wellen nicht allein fremden Reflexionen von den Zimmerwänden zugeschrieben werden kann. — Die Erdleitungen des Spiegels spielten keine Rolle, denn nachdem ich sie entfernt hatte, fand ich das Minimum und das Maximum in ganz derselben Lage wie vorher.

2. Bei dem hier angewandten kleinen Spiegel können die vom Resonator ausgesandten schwachen Secundärwellen ebenso wenig eine Rolle spielen, wie in dem entsprechenden Falle mit dem grossen Spiegel. Dagegen lässt es sich denken, dass der Spiegel, dessen Dimensionen von der Grössenordnung der halben Wellenlänge sind, als Secundärerreger hätte wirken können. Der 40 cm hohe und 20 cm breite Spiegel konnte allerdings nicht in Resonanz mit den 60 cm langen Oscillatorwellen stehen und es war deshalb fraglich, ob die Secundärwellen intensiv

genug waren, um eine merkbare Wirkung ausüben zu können.

Ich liess die Primärwellen unter einem Einfallswinkel von  $45^\circ$  auf diesen Spiegel einfallen und untersuchte die vom Spiegel ausgehenden Wellen mit dem oben benutzten geradlinigen Thermoresonator, von dem ich die Primärwellen so weit wie möglich abschirmte. Die Resonanzcurve zeigte nur ein deutliches Maximum und zwar entsprach dies den vom Spiegel reflectirten 60 cm langen Primärwellen. Die Secundärwellen, welche eine andere Periode hätten haben müssen, kamen also neben den reflectirten Wellen nicht zur Geltung. Auch mit Spiegeln von etwas kleineren Dimensionen machte ich ganz dieselbe Erfahrung. Die mit dem Resonator gemessene Intensität der von einem kleinen Spiegel reflectirten Wellen war bedeutend geringer als die von einem grossen Spiegel reflectirte Intensität, welche bei entsprechenden Abständen stets gleich der der directen Wellen ist.<sup>1)</sup>

3. Wenn der Resonator bei den stehenden Wellen gegen den Oscillator verschoben wird, so nimmt die Amplitude der directen Wellen zu und die der reflectirten ab. Es schien mir deshalb nicht als unmöglich, dass die Lage der Maxima und der Minima der Interferenzcurve von dem Abstände zwischen Oscillator und Spiegel abhängig wäre.

Beim Variiren dieses Abstandes fand ich in der That, dass die Lage der maximalen Wirkung im Resonator in eine immer grössere Entfernung vom Spiegel rückte, falls der Abstand zwischen Spiegel und Oscillator verkleinert wurde. Die Lage des Minimums blieb dagegen fast unverändert. War der Abstand zwischen Spiegel und Oscillator bez. 170 cm, 130 cm, 100 cm, so war die Entfernung des Maximums vom Spiegel bez. 33 cm, 35,5 cm, 38 cm. Mit abnehmendem Abstände zwischen Spiegel und Oscillator wurde auch das Maximum immer undeutlicher. Um die Lage des Maximums in einer Entfernung feststellen zu können, wo die Intensität der directen Wellen nur sehr langsam mit der Entfernung abnahm, versah ich den Oscillator mit einem 1 m hohen parabolischen Reflector von der Brennweite 15 cm ( $= \lambda/4$ ) und stellte den Spiegel in 220 cm Entfernung von ihm auf. Das Maximum war jetzt um

1) Vgl. K. F. Lindman, l. c. p. 635.



31,5 cm und das Minimum wie vorher um 16,5 cm vom Spiegel entfernt. Der Abstand zwischen dem Maximum und dem Minimum war also in diesem Falle 15 cm, d. h. eine viertel Wellenlänge. Der 40 cm hohe und 20 cm breite Spiegel hatte folglich eine Verschiebung des ganzen Systems der Maxima und Minima um 1,5 cm in der Richtung gegen den Oscillator bewirkt. Die Phase der elektrischen Kraft hatte sich mit anderen Worten durch die Reflexion um einen Betrag geändert, der etwas kleiner als  $\pi$  war.

Was die bei abnehmendem Abstände zwischen Spiegel und Oscillator eintretende Verschiebung des Maximums gegen den Oscillator betrifft, die mit einem kleinen, aber nicht mit einem grossen Spiegel zu beobachten war, so ist zu bemerken, dass während ein grosser Spiegel die ganze senkrecht auffallende Energie zurückwirft, so wird ein grosser Teil dieser Energie von einem kleinen Spiegel nach allen Seiten zerstreut. Beim Anwenden eines kleinen Spiegels ist schon in der Gegend des Maximums der magnetischen Kraft der Unterschied der Amplituden der directen und der reflectirten Wellen so gross, dass der Einfluss der reflectirten Wellen auf die resultirende Intensität klein im Vergleich zu der der directen Wellen ist. Wenn nun die Amplitude der directen Wellen mit abnehmender Entfernung vom Oscillator rasch zunimmt, so wird man die maximale Intensität nicht da beobachten, wo die Phasendifferenz der directen und der reflectirten magnetischen Kraft gleich  $2\pi$  ist, sondern in einer etwas gegen den Oscillator verschobenen Lage. Der erste Knoten der magnetischen Kraft liegt aber so viel näher am Spiegel, dass der Unterschied der Amplituden der directen und der reflectirten Wellen in dieser Gegend bedeutend geringer ist, so dass die Phasendifferenz der beiden Componenten hier relativ stark zur Geltung kommt. Es kann deshalb nur eine sehr geringe Verschiebung des Minimums in der Richtung gegen den Spiegel erfolgen. Beim Anwenden eines grossen Spiegels ist auch in der Umgebung des Bauches der magnetischen Kraft die Intensität der reflectirten Wellen so gross, dass eine Verschiebung des Maximums kaum eintreten kann.

4. Es war jetzt nachgewiesen, dass die Verschiebung der Maxima und der Minima der Interferenzcurve der stehenden

Wellen, die bei Benutzung des 40 cm hohen und 20 cm breiten Spiegels zum Vorschein gekommen war, ihre Ursache hatte: erstens in einer durch die Reflexion bewirkten Phasenänderung, die von den Dimensionen des Spiegels abhängig war, und zweitens in einem zu kurzen Abstände zwischen Oscillator und Spiegel. Da die in der Einleitung erwähnte, von Hertz beobachtete Unregelmässigkeit der stehenden Wellen von ganz derselben Art ist, wie die von mir bei einer entsprechenden Versuchsanordnung beobachtete, so ist sie wohl auch auf dieselbe Ursache zurückzuführen. Fremde Reflexionen können zwar bei dem Hertz'schen Versuche mitgewirkt und die Verschiebungen vergrössert haben; sie bilden aber, meiner Ansicht nach, nicht die Grundursache zu denselben. Es mag auch bemerkt werden, dass der Hertz'sche Erreger andere Dimensionen im Vergleich zur Wellenlänge und eine andere Form als der von mir benutzte hatte, sodass auch deswegen eine in quantitativer Hinsicht vollständige Uebereinstimmung zwischen den Hertz'schen Versuchen und den meinigen nicht gefordert werden kann.

5. Um die Abhängigkeit der Phasenänderung von den Dimensionen des Spiegels etwas genauer zu untersuchen, machte ich eine Reihe von Versuchen mit Spiegeln von verschiedenen Dimensionen. Solche Versuche sind schon früher von Trouton<sup>1)</sup> angestellt worden; sie beziehen sich aber sämtlich auf Spiegel, welche in einer Dimension grösser als die Wellenlänge waren, und können deshalb auf die obigen Versuche nicht angewandt werden.

Bei unveränderter Breite (20 cm) des Spiegels nahm bei meinen Versuchen die durch die Reflexion bewirkte Phasenänderung der elektrischen Kraft von dem Werte  $\pi$  um so mehr ab, je geringer die Höhe des Spiegels wurde, und zwar trat diese Abnahme ein, sobald die Höhe des Spiegels kleiner als eine Wellenlänge war. Dagegen fand ich (im Gegensatz zu Trouton) diese Phasenänderung von der Breite des Spiegels unabhängig.

6. Wenn die Höhe des Spiegels, d. h. die zur elektrischen Kraft parallele Dimension wächst, so nimmt auch die Eigen-

1) Ferd. T. Trouton, *Phil. Mag.* (5) 32. p. 80. 1891.

schwingungsdauer des Spiegels zu. Diese Eigenschwingungsdauer lässt sich aber auch vergrössern durch Annäherung metallischer Massen besonders an den Enden des Spiegels. Dicht hinter einen 28 cm hohen und 20 cm breiten Stanniolspiegel  $S_1$  (Fig. 5) brachte ich einen zweiten 18 cm breiten Spiegel  $S_2$  mit grossen Endcapacitäten von der Beschaffenheit, die die Figur zeigt, so dass nur der vordere Spiegel als Reflector dienen konnte. Für den Abstand des ersten Minimums der magnetischen Kraft fand ich jetzt den Wert 16 cm anstatt vorher ohne  $S_2$  19 cm und das Maximum war ebenfalls um 3 cm in der Richtung gegen den Spiegel verschoben. Das Annähern des Spiegels  $S_2$  bewirkte also eine Verschiebung der Maxima und Minima gegen ihre Lage bei einem unendlich langen Spiegel. Mit dem Spiegel  $S_2$  allein erhielt ich das Minimum und das Maximum in fast ganz derselben Lage wie vorher mit den beiden Spiegeln zusammen.

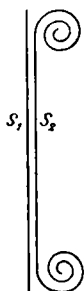


Fig. 5.

Die Phasenänderung bei der Reflexion ist also von der Schwingungsdauer des Spiegels abhängig, welche wieder nicht nur von den Dimensionen desselben, sondern auch von der Nachbarschaft metallischer Leiter abhängt. Die oben erwähnte Unabhängigkeit der Phasenänderung von der zur elektrischen Kraft senkrechten Dimension eines sehr dünnen, freistehenden und rectangulären Spiegels deutet deshalb wieder auf eine Unabhängigkeit der Eigenschwingungsdauer eines solchen Spiegels von dieser Dimension.

7. Es folgt schliesslich unmittelbar aus den Versuchen über die Phasenänderung durch Reflexion, dass der parabolische Reflector eines Oscillators nicht kürzer als die Wellenlänge sein darf, falls die Brennweite (wie gewöhnlich) gleich einer viertel Wellenlänge ist.

Leipzig, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 5. Februar 1902.)