**9. Über den Durchgang Hertzscher Wellen
durch Gitter;
von Godfrey H. Thomson.**

(Auszug aus der Straßburger Dissertation des Verfassers.)

§ 1. Einleitung.

Die polarisierende Wirkung eines engen Drahtgitters auf eine Hertzsche Welle ist längst bekannt. Es fehlen bis jetzt aber Messungen mit solchen Gittern, so weit der Verfasser hat finden können. Professor Braun hat ihm deshalb vorgeschlagen, solche Messungen durchzuführen, mit besonderer Berücksichtigung gewisser Punkte.

Zwei theoretische Arbeiten liegen vor, eine von J. J. Thomson¹⁾ und eine weitergehende von Lamb.²⁾ In der Besprechung der Resultate werden wir letztere benutzen.

Wenn eine geradlinig-polarisierte Welle auf ein Gitter fällt, können wir sie in der Ebene des Gitters in zwei Komponenten zerlegen, die eine *parallel* zu den Drähten, die andere senkrecht dazu. Lambs Formeln zeigen, daß die senkrechte Komponente wenig geschwächt durchgeht. Nur ein kleiner Teil von ihr wird reflektiert. Dagegen wird ein großer Teil der anderen, parallelen Komponente reflektiert, und nur wenig durchgelassen. Der erste Teil der Arbeit war, eine Anzahl Gitter zu untersuchen bezüglich ihrer Durchlässigkeit, besonders für die den Drähten des Gitters parallele Komponente.

Betrachten wir nun die zwei Komponenten der Welle, die sich hinter dem Gitter nach Durchgang durch dasselbe befinden. Sie sind nach den Lambschen Formeln gegeneinander in der Phase verschoben. Sie setzen sich also nicht zu einer geradlinig-polarisierten Schwingung zusammen, sondern zu einer elliptischen. In der experimentellen Untersuchung sollte nun

1) J. J. Thomson, Recent Researches § 359, Clarendon Press, Oxford 1893.

2) H. Lamb, Proc. of the Math. Soc. 29. p. 523. 1897—98.

auch der Versuch gemacht werden, diese Phasenverschiebung zu schätzen und mit den Lambschen Werten zu vergleichen.¹⁾

Die größte Beschränkung, die uns hier begegnet, liegt in der Tatsache begründet, daß nur gedämpfte Wellen zur Verfügung stehen. Der Einfluß dieser Dämpfung zeigt sich in einer Analogie mit der Rotationsdispersion der Optik.²⁾ Auf diesen Punkt werden wir in § 5 (p. 387—388) zurückkommen.

In §§ 2 und 3 werden die Versuchsanordnungen beschrieben und die Kontrollversuche und Korrekturen besprochen; § 4 enthält die Resultate in Tafeln und Kurven, während in § 5 diese Resultate mit der Theorie verglichen werden.

§ 2. Apparat und Versuchsanordnung.

Die Anordnung bestand im wesentlichen aus einem *Sender*, einem *Empfänger*, und einem zwischen denselben befindlichen Diaphragma, vor dessen Öffnung die Gitter eingeschaltet werden konnten. Der Sender bestand aus einem *Oszillator*, der sich in

Fig. 1.

der Brennpunktlinie eines zylindrisch-parabolischen Hohlspiegels befand. Als Empfänger diente ein gleich großer Spiegel, in dessen Brennpunktlinie der Resonator justiert war. Die Öffnungen der Hohlspiegel wurden gegeneinander gerichtet in einer Entfernung, die in vielen Fällen 600 cm betrug (vgl. Fig. 1). In der Figur

1) Seit der Veröffentlichung der Dissertation des Verf. ist eine Arbeit von Schaefer und Laugwitz, „Über die bei Reflexion elektrischer Wellen an Hertzschen Gittern auftretenden Phasenverluste“ in den Ann. d. Phys. 21. p. 587. 1906 erschienen.

2) Vgl. A. Garbasso u. E. Aschkinass, Wied. Ann. 53. p. 534. 1894 und auch L. Zehnder, Wied. Ann. 53. p. 162.

ist auch das Diaphragma gezeichnet, das natürlich senkrecht steht auf der Linie OR , welche Oszillator mit Resonator verbindet. Beide Spiegel und das Gitter waren um die horizontale Linie OR als Achse drehbar.

Statt der oben beschriebenen Anordnung fand für Reflexionsmessungen die aus Fig. 2 ersichtliche Verwendung.

Fig. 2.

Nach diesem Überblick wollen wir nunmehr die einzelnen Teile näher besprechen und Dimensionen angeben. Das Zimmer maß $11,5 \times 10 \times 3,25$ m und die Linie OR in Fig. 1 fiel mit einer Diagonale desselben zusammen.

Die Hohlspiegel waren aus $\frac{1}{2}$ mm Zinkblech gefertigt. Die Spiegelöffnung betrug 70×100 cm. Diese und andere Dimensionen des Spiegels sind auch aus Figg. 1, 2 und 3 zu ersehen. Die Spiegel waren weiter auf Stativen so montiert, daß die (horizontale) Drehachse sich in einer Höhe von 140 cm über dem Boden befand. Die Neigung jedes Spiegels gegen die Vertikale konnte mittels eines Zeigers auf einem Halbkreis abgelesen werden. Um die vertikale und die horizontale Lage näher zu kontrollieren, waren die Spiegel mit je zwei Libellen versehen.

Fig. 3.

Das *Diaphragma* ist in Fig. 3 skizziert, und einige seiner Dimensionen sind auch aus Fig. 1 ersichtlich. Es bestand größtenteils aus Zinkblech, teils aber aus Stanniol, und reichte vom Boden bis zur Decke.

Mittels eines *beweglichen Blechschirmes* (2×2 m) konnte das *Diaphragma* vergrößert, oder die Öffnung desselben geschlossen werden, was bei Reflexions- und Kontrollversuchen von Wichtigkeit war.

Die *Gitter* wurden auf viereckige Holzrahmen von 140 cm Seitenlänge gespannt. Die Drahtgitter bestanden aus weichem, 0,65 mm starkem Kupferdraht, die Blechgitter aus Zinkblech (Stärke = $1\frac{1}{2}$ mm bei Gittern mit einer Streifenbreite = 7,5 cm, sonst = $\frac{1}{2}$ mm). Die bei Lösungsgittern benutzten Glasröhren hatten einen inneren Durchmesser von 0,6 cm.

Die *Oszillatoren*. Fig. 4 stellt den am meisten benutzten Oszillator dar. Er bestand aus einer 12 mm starken Messing-

Fig. 4.

röhre mit verzinnnten Messingkugeln von demselben Durchmesser. Seine Länge betrug 37,5 cm. Andere ähnliche Oszillatoren hatten Längen von 22, 18, 11,5 cm. Es sind jedoch nur mit den Längen 37,5 cm und 18 cm ausführliche Messungen gemacht worden. Die drei kürzeren Oszillatoren waren mit Zinkkugeln versehen. In Fig. 4 sind *RR* die Righischen Zuleitungsfunken. Das Glasgefäß *G* war mit Petroleum gefüllt. Glasblasen (welche reichlich beim Durchschlagen der Funken durch das Öl entstehen), konnten durch die Röhre *T* entweichen. Wenn, wegen der Neigung, *T* zugemacht werden mußte, entwichen die Blasen durch die Öffnung *L* und die Röhre *F*. In horizontaler Lage wurde diese Röhre mit einem Kork verschlossen.

Die Messungen wurden mit Thermoelementresonatoren nach Klemenčič¹⁾ ausgeführt (vgl. Fig. 5).

Fig. 5. Resonator B.

Für die Messungen bei großen Entfernungen diente ein *ausgepumptes Thermoelement*, von der von Dr. H. Brandes²⁾ angegebenen Form. Fig. 6 ist eine Zeichnung desselben im

Fig. 6. Resonator C oder D.

Aufriß. Für die Messungen selbst wurde es so montiert, daß die vier mit Quecksilber gefüllten Glasröhrchen *aa* in der Fortpflanzungsrichtung der Welle lagen. In dieser Form nennen wir es *C*. Für das Aufnehmen von Resonanzkurven aber wurde, der Bequemlichkeit halber, eine andere Montierung gebraucht, worin *aa* senkrecht zu der Fortpflanzungs- und der Polarisationsrichtung der Welle waren. In dieser zweiten Form wollen wir diesen Resonator mit *D* bezeichnen. Trotz der Abweichung von der linearen Form fand Resonanz mit dem

1) J. Klemenčič, Wied. Ann. 45. p. 78. 1892.

2) H. Brandes, Physik. Zeitschr. 6. Nr. 16, p. 503.

37,5 cm langen Oszillator bei merklich derselben Länge (32 bis 33 cm) wie im Falle eines geradlinigen Resonators statt. Die hier gemeinte Länge ist *ABCDEF*.

Zur Messung des Thermostromes diente ein Dubois-Rubenssches *Galvanometer*. Einem Ausschlag von einem Skalenteil (bei Skalenabstand = 2 m) entsprach zu verschiedenen Zeiten ein Strom von $2 \cdot 10^{-8}$ bez. $5 \cdot 10^{-9}$ Amp. Sein Widerstand betrug 5 Ohm.

§ 3. Meßmethoden etc.

In diesem Paragraphen sollen die Meßmethoden beschrieben, und auch die Fehlerquellen, die Korrekturen, und die günstigsten Dimensionen des Apparates besprochen werden. Vollständige Beispiele von Messungsreihen werden am Ende gegeben.

Durchlässigkeitsmessungen. Oszillator und Resonator stehen parallel, und es ist zunächst kein Gitter eingeschaltet. Ein

Fig. 7.

Ausschlag des Galvanometers wird notiert (nicht der erste Ausschlag, sondern die Gleichgewichtslage). Nun wird ein Gitter vor die Öffnung des Diaphragmas gestellt, und zwar so, daß die Drähte dem Oszillator und dem Resonator parallel sind. Dann wird ein zweiter Ausschlag gemessen. Das Verhältnis dieses Ausschlages zu dem ersten nennen wir die Durchlässigkeit des Gitters und bezeichnen es mit *B* (Bruchteil).

Der zweite Teil der Untersuchung bezog sich auf *Winkelmessungen*. Der Oszillator stehe zum Beispiel horizontal und die Gitterdrähte seien um 45° gegen die Oszillatorrichtung

geneigt (vgl. Fig. 7). Dann suchen wir diejenige Neigung des Resonators, bei welcher der Ausschlag ein Maximum erreicht und messen dann den Winkel β (Fig. 7).

Der Zweck der nachstehend beschriebenen Versuche war ein doppelter: 1. Fehlerquellen zu schätzen und zu zeigen, wie sie zu vermeiden, bez. als Korrekturen in Rechnung zu ziehen sind, und 2. die einwandfreiesten Dimensionen der Anordnung zu wählen. Bezüglich des letzten Punktes können wir hier gleich die Überlegungen andeuten, die im Anfang der Untersuchungen die Wahl der zu benutzenden Wellenlänge bestimmt haben. Es hatten nämlich Orientierungsversuche gezeigt, daß die Dämpfung von kleinen Oszillatoren sehr groß war, was als eine unangenehme Beschränkung im Vergleich mit der Theorie hätte angesehen werden müssen. Da aber größere Wellen des großen Versuchsraumes wegen benutzt werden konnten, so wurden solche von 30—70 cm Länge vorgezogen. Dies erleichterte auch das Herstellen der Gitter, da es schwierig ist, dünne Drähte auf Holzrahmen nahe aneinander zu spannen, ohne daß diese nachgeben.

Diffuse Strahlung im Zimmer. Zuerst mußte untersucht werden, ob die ausgestrahlte Welle geradlinig polarisiert war. Wir lassen zu diesem Zweck den Oszillator horizontal stehen und beobachten den Ausschlag für verschiedene Neigungen des Resonators. Wenn die Welle geradlinig polarisiert ist, sollte für eine Neigung des Resonators der Ausschlag Null werden. Dies war aber nicht der Fall, sondern mit gekreuzten Leitern¹⁾ wurde immer noch ein Ausschlag beobachtet, der etwa 2 Proz. des mit parallelen Leitern gemessenen Ausschlages betrug. Solche Beobachtungen haben auch Paetzold²⁾ und Lindmann gemacht. Ersterer gibt Gründe an, die ihn zu der Ansicht geführt haben, die Störung rühre von einer gegen die Hauptkomponente um 90° phasenverschobenen Nebenkompente her, die auf der ersteren senkrecht steht. Folgende Versuche haben aber den Verfasser davon überzeugt, daß diese Erklärung bei seiner Versuchsanordnung nicht zutrifft, sondern daß eine

1) Unter „Leiter“ wollen wir nach Bjerknes zusammenfassend Oszillator und Resonator verstehen.

2) M. Paetzold, Leipziger Dissertation p. 20 und Ann. d. Phys. 19. p. 116. 1906.

diffuse, überall im Zimmer vorhandene Strahlung die Ursache der Störung sei. Erstens, wenn ein enges Gitter zwischen den gekreuzten Leitern eingeschaltet wird, hat es keinen Einfluß auf den Ausschlag, weder wenn es parallel dem Oszillator noch dem Resonator ist. Wenn die Öffnung des Diaphragmas mittels des beweglichen Schirmes zugemacht wird, verkleinert sich der Restausschlag nicht, wird aber *unabhängig von der Neigung* des Resonators gegen den Oszillator. Einhüllung der Galvanometerleitung in Messingröhren ändert auch nichts. Erst das beinahe vollständige Umhüllen des Empfängers mit Blechschirmen bewirkt eine kleine Abnahme des Ausschlages. Auf Grund dieser Versuche wurde nun der Restausschlag zukünftig einfach abgezogen von den übrigen Ausschlägen.

Die Störung rührt voraussichtlich von Schwingungen her, welche von metallischen Leitern (Drähten, Gasröhren etc.) aufgefangen und weiter geleitet werden. Ob derselben eine ausgesprochene Wellenlänge und Polarisationsrichtung beizulegen sei, bleibt unentschieden.

Von Wichtigkeit war auch der *Einfluß der Entfernung* zwischen Oszillator oder Resonator und Gitter auf die Durchlässigkeit. In den ersten Messungen war die Entfernung OR zwischen Oszillator und Resonator 300 cm. Nachher ermöglichte es der ausgepumpte Resonator, die Messungen für größere Entfernungen zu wiederholen. Besonders bei diesen großen Entfernungen war es wichtig, den Apparat sehr symmetrisch aufzustellen, sonst wurden die Messungen mit vertikalem und mit horizontalem Oszillator verschieden. Es zeigte sich dann, daß die Durchlässigkeit eines Gitters mit zunehmender Entfernung abnahm, zuerst schnell, dann langsamer. Zwischen $OR = 500$ cm und $= 850$ cm blieb sie merklich konstant (Gitter immer ungefähr in der Mitte, vgl. aber unten). Wurde die Entfernung noch mehr vergrößert, so kam der Sender- bez. Empfängerspiegel der Wand zu nahe, und die gemessene Durchlässigkeit stieg plötzlich und sehr stark, und wurde noch größer als bei kleinen Entfernungen. Die Winkel β wurden weniger beeinflußt durch diese Veränderung der Entfernung.

Die schon bei kleinen Entfernungen angestellten Messungen wurden deshalb wiederholt für eine Entfernung von $300 + 300$ cm.

Messungen für beide Entfernungen werden in § 4 gegeben. Diese Entfernung liegt in dem Gebiete, wo die Veränderung der Durchlässigkeit mit der Entfernung Null oder sehr klein ist und ist deshalb wahrscheinlich am einwandsfreiesten. Die große Durchlässigkeit bei kleinen Entfernungen ist wahrscheinlich dadurch zu erklären, daß die Welle noch nicht eben war. Denn obwohl der parabolische Spiegel ein ziemlich paralleles Strahlenbündel erzeugt, wovon man sich leicht mittels Righischer Resonatoren überzeugt, wird natürlich auch viel von dem Oszillator direkt ausgestrahlt. Es war einerlei, ob Oszillator oder Resonator sich dem Gitter zu nahe befand. Mit anderen Worten, es müssen die Ebenen, welche die Gitterdrähte sowohl mit dem Resonator wie mit dem Oszillator verbinden, einander parallel sein.

Es wäre doch möglich, daß eine Beugung um das Diaphragma oder eine Reflexion von der Wand diese Veränderung der gemessenen Durchlässigkeit mit der Entfernung durch Interferenz bewirkt. Dagegen sprechen folgende Versuche. Als das Diaphragma noch nicht vorhanden war, fand wirklich eine Beugung statt, und die Durchlässigkeits- und insbesondere die Winkelmessungen waren anders, und zwar zu klein. Bei engen Gittern war β sogar negativ, was den Eindruck einer Phasenverschiebung $\varphi > 90^\circ$ hätte geben können.

Gitter 15 hatte damals $\beta = -10^\circ$. Das Diaphragma wurde nun aufgebaut, und stückweise mit Zinkblech belegt, bis z. B. für Gitter 15 β auf $-2\frac{1}{2}^\circ$ gesunken war. Eine weitere Vergrößerung des Schirmes hatte nun keinen Einfluß mehr. Der kleine, leicht bewegbare Schirm wurde auch an verschiedene Stellen des Zimmers gebracht, aber dadurch wurde keine Veränderung der Resultate erzeugt, insbesondere auch keine Asymmetrie bei den Winkelmessungen für Neigungen gleich 45° bez. 135° .

Die Abnahme der Durchlässigkeit mit zunehmender Entfernung war verhältnismäßig größer bei engen als bei weiten Gittern. Dies kann dadurch erklärt werden, daß die Ebenen, welche benachbarte Drähte mit dem Oszillator oder Resonator verbinden, mit zunehmender Entfernung eher parallel werden, wenn der Abstand zwischen den Drähten klein ist. Eine Interferenzstörung konnte diese Tatsache aber gerade so gut erklären, so daß diese weder für die eine noch die andere Annahme spricht.

Schließlich gaben Versuche, die in einem anderen, von dem Versuchsraume sehr verschiedenen Zimmer ausgeführt wurden, immer dieselben Werte unter sonst gleichen Bedingungen.

Resonanzkurven. Im ersten Teile der Untersuchung (Entfernung zwischen Oszillator und Resonator 300 cm) war der Resonator nicht auf den Oszillator abgestimmt, sondern er besaß einfach dieselbe Länge. Nachher aber wurden Resonanzkurven aufgenommen für die verschiedenen Oszillatoren, und darauf hin wurden abgestimmte Resonatoren verwendet. Da aber der Unterschied in den Messungen sehr klein war, wurde von einer Wiederholung der schon gemachten Beobachtungen Abstand genommen.

Die Resonanzkurven wurden mittels des linearen Resonators *B* (p. 369 und Fig. 5) oder des ausgepumpten Resonators *D* (p. 369 und Fig. 6) aufgenommen. Die mit *B* im Februar 1906 aufgenommenen Kurven sind in Fig. 8 gegeben, und zwar für Oszillatoren gleich 37,5 cm, 22 cm und 18 cm. Die Entfernung zwischen Oszillator und Resonator war in diesen drei Fällen 300 cm. Die Entfernung hatte aber keinen Einfluß auf die Resonanzkurven. Zum Beispiel, eine (hier nicht gegebene) Resonanzkurve für Oszillator gleich 37,5 cm und Entfernung 750 cm, die mit dem ausgepumpten Resonator *D* drei Monate später, im Mai, aufgenommen wurde, zeigte auch ein Maximum bei 33 cm, in Übereinstimmung mit der entsprechenden Kurve in Fig. 8. Deshalb wurden die späteren Versuche mit einem Resonator von der Länge 33 cm gemacht. Glücklicherweise wurde während der Versuche die Funkenlänge im Oszillator selten berührt, und ihre Länge konstant erhalten, obwohl nur nach Augenmaß; denn es zeigte sich nachher, daß eine *Veränderung der Funkenlänge* eine starke Beeinflussung auf die Resonanzkurve ausübte. Dies zeigt Figur 9, wo Kurven für $0 = 37,5$ cm und für verschiedene Funkenlängen gezeichnet sind. Für möglichst kurze Funkenlänge ist der Ausschlag kräftig und sehr regelmäßig, so daß eine Genauigkeit von 1 Proz. erreicht werden kann. Mit zunehmender Funkenlänge nimmt der Ausschlag erst ein wenig zu, dann schnell ab. Er wird gleichzeitig viel unregelmäßiger, so daß die letzte Kurve (F.-L. = 2 mm) nur ein Zickzack ist. Das Maximum ist bei kurzer Funkenlänge sehr ausgesprochen. *Es bewegt sich nach*

der Seite der kleineren Wellen mit zunehmender Funkenlänge. Die nachher beschriebenen Messungen wurden in dem Gebiete der Kurve 3 gemacht (Fig. 9). Da der Verfasser damals nicht wußte, daß eine konstante Funkenlänge so wichtig war, hat er sie nur nach Augenmaß eingestellt, doch nur etwa alle drei

Fig. 8 links. Resonanzkurven mit verschiedenen Oszillatoren.
Längen = 37,5 cm, 22 cm und 18 cm.

Fig. 9 rechts. Abhängigkeit der Resonanzkurven von der Funkenlänge (F.L.).
Oszillatorlänge 37,5 cm.

Fig. 8.

Fig. 9.

Wochen. Schon die oben erwähnte Tatsache, daß Resonanzkurven im Februar und im Mai dasselbe Maximum gaben, zeigt, daß die Funkenlänge genügend konstant war. Die erhöhte Genauigkeit, die mit möglichst kurzen Funkenstrecken zu erreichen ist, würde aber deren Gebrauch in zukünftigen Untersuchungen empfehlenswert sein lassen.

Länge der Gitterdrähte etc. Die Länge der Drähte, aus denen die Gitter bestehen, ist in der zitierten Lambschen Arbeit als unendlich angenommen. Kontrollversuche (vgl. Dissertation) zeigten, daß die Länge in diesen Versuchen genügend groß war.

Bruchteilmessungen. Nähere Beschreibung der Methode. Oszillator und Resonator werden horizontal gestellt, und ein Ausschlag wird notiert. Dann wird ein Gitter eingeschaltet mit horizontalen Drähten und ein zweiter Ausschlag gemessen. Dies wird 4 oder 8 mal wiederholt. Dann wird der Restausschlag mit gekreuzten Leitern gemessen, oft sogar zwischen je zwei Ausschlägen. Er wird von allen Ausschlägen abgezogen, bevor das Verhältnis der Ausschläge (B) berechnet wird. Alles wird nun wiederholt mit vertikalen Leitern und Gitterdrähten. Ein Beispiel folgt.

Gitter Nr. 21. 14. Mai 1906.

Abstand = 11,2 cm. Drahtdurchmesser = 0,065 cm.

Oszillatorlänge 37,5 cm. Resonatorlänge 33 cm.

Entfernung: Oszillator bis Gitter 300 cm, Gitter bis Resonator 300 cm.

Oszillator horizontal. Restausschlag = $2\frac{1}{2}$ Skt.

Ausschlag ohne Gitter	Ausschlag mit Gitter	Durch- lässigkeit B
356	116	$(116 - 2\frac{1}{2}) : (356 - 2\frac{1}{2}) = 0,32$
$346\frac{1}{2}$	122	0,35
$357\frac{1}{2}$	$125\frac{1}{2}$	0,35
368	$128\frac{1}{2}$	0,34

Oszillator vertikal. Restausschlag = 3 Skt.

Ausschlag ohne Gitter	Ausschlag mit Gitter	Durch- lässigkeit B
355	105	0,29
335	105	0,31
320	110	0,33
320	108	0,33

Die Winkelmessungen. Wir haben den Winkel β schon definiert (vgl. Fig. 7). Wenn wir die Ausschläge für verschiedene Neigungen α des Resonators messen und diese als Kurve auftragen, sollten wir eine $\cos^2 \alpha$ Kurve erhalten, falls

die Welle hinter dem Gitter noch geradlinig polarisiert bleibt. In Fig. 10 sind zwei solche Kurven gegeben und eine dritte angedeutet. Kurve (1) ist tatsächlich sehr annähernd eine $\cos^2$ Kurve und berührt die Linie $y = \text{Restausschlag}$; d. h. sie würde durch Null gehen, wenn der Rest nicht vorhanden wäre, Kurven (2) und (3) dagegen haben nur ein Minimum, gehen nicht durch Null. Kurve (1) wurde mit einem Gitter aus starker Kupfervitriollösung aufgenommen, Kurve (2) mit Drahtgitter Nr. 22, Kurve 3 mit Drahtgitter Nr. 7a.

Die horizontale gestrichelte Linie gibt den Restausschlag für Kurve (1) an. Er war für (2) und (3) etwas kleiner.

Fig. 10.

Auf der x -Achse sind die Ablesungen α des mit dem Resonator sich drehenden Zeigers abgetragen. β ist die Differenz zwischen 45° und α für maximalen Ausschlag.

Die Welle ist also hinter einem Drahtgitter nicht mehr geradlinig polarisiert. Hinter allen untersuchten Lösungsgittern blieb sie geradlinig polarisiert. Allerdings war die Durchlässigkeit der Lösungsgitter eine ziemlich große (vgl. p. 385 unten). Vielleicht hätten wir bei stärkeren Lösungen oder engeren Gittern auch hier eine Abweichung von der geradlinigen Form finden können. Die Blechgitter gaben keine geradlinig polarisierte Welle.

Wir könnten diese Distortion der Welle in zweierlei Weise erklären. Entweder könnte eine *Phasenverschiebung* zwischen

den zwei Wellenkomponenten die Ursache sein, oder die Erklärung in der Tatsache liegen, daß die ursprüngliche Welle gedämpft ist. Denn eine gedämpfte Welle enthält alle Wellenlängen.¹⁾ Diese Wellen werden im Durchgang durch das Gitter verschieden gedreht. Jede Elementarwelle könnte geradlinig bleiben, aber die Kurve von Fig. 10 würde doch nirgends durch Null gehen. Welche von diesen Erklärungen zutrifft, werden wir in § 5 besprechen.

Messung von β selbst. Um den Winkel β zu messen, ist es nicht nötig die ganze Kurve zu bestimmen. Es genügt, wenn wir die Punkte *abcdef* haben, da die Erfahrung zeigt, daß die Kurven symmetrisch sind. Dann brauchen wir nur zwei oder drei Abszissen zu halbieren. Das Aufnehmen der Punkte in dieser Aufeinanderfolge verkleinert auch solche Fehler, die von einer langsamen Veränderung der Wellenintensität herrühren. Um Fehler, die von einer Asymmetrie des Apparates herrühren könnten, möglichst unschädlich zu machen,

wurden die Messungen nach folgendem Schema gemacht.

Oszillator	Gitterneigung
Horizontal	45°
"	135
Vertikal	45
"	135

Anfangs wurde Maximum und Minimum gemessen. Später wurden *abcdef* aber gerade in der Mitte gewählt und dann kann die Messung entweder als Bestimmung des Maximums oder des Minimums aufgefaßt werden. Wir geben wieder ein Beispiel.

Fig. 11. $\pm \beta = \alpha_{\max} - 45^\circ$.

1) Vgl. z. B. A. Garbasso, Atti di Torino 30. 1894, sulla luce bianca oder E. v. Lommel, Wied. Ann. 25. p. 650. 1885.

Gitter Nr. 24. 15. Mai 1906.

Abstand = 22,5 cm. Breite der Blechstreifen 7,5 cm.

Oszillatorlänge 37,5 cm. Resonatorlänge 33 cm.

Entfernung: Oszillator bis Gitter 300 cm, Gitter bis Resonator 300 cm.

<i>Oszillator horizontal.</i>	Streifen um	45°	$\beta = 24^\circ$
„ „	„ „	135	24
<i>Oszillator vertikal.</i>	„ „	45	23
„ „	„ „	135	21

Die Kurven für dieses Beispiel sind in Fig. 11 gezeichnet.

Reflexionsmessungen. Die reflektierten Bruchteile wurden in folgender Weise gemessen, oder vielmehr geschätzt, denn hier waren Störungen vorhanden, die bei Durchlässigkeitsmessungen vermieden werden konnten. Ein sehr enges Gitter (Nr. 20, aus Kupferdraht, Drahtdurchmesser = 0,065 cm, Abstand = 0,085 cm) wurde als vollkommener Reflektor angenommen. Messungen wurden gemacht in der in Fig. 2 skizzierten Anordnung, abwechselnd mit Nr. 20 und mit dem zu untersuchenden Gitter. (Noch besser wie Nr. 20 würde ein 140×140 cm Blechschirm sein.) Wenn aber überhaupt kein Gitter in situ war, war doch ein Ausschlag im Galvanometer zu beobachten, etwa 6—8 Proz. des mit Nr. 20 gemessenen Ausschlages, und zwar *nicht* unabhängig von der Neigung. Die störende Welle war also polarisiert. Einen Teil der Störung wird wohl der diffuse Rest herbeiführen, aber etwas wird übrig bleiben. Die Welle, die diesen Ausschlag erzeugt, wird nun mit der direkt reflektierten Welle interferieren, und zwar anders mit verschiedenen Gittern; denn die Phase der reflektierten Welle hängt von der Beschaffenheit des Gitters ab. Diese Störung wurde überhaupt vernachlässigt. Die Reflexionsversuche sind also, wie gesagt, mehr als Schätzungen anzusehen.

§ 4.

Wir wollen in diesem Paragraphen die Resultate in Form von Tafeln und Kurven geben. Die gestrichelten Kurven sind nach der Abhandlung von Lamb berechnet, mit der Annahme λ gleich der doppelten Oszillatorlänge. Erst in § 5 wollen wir die Resultate besprechen und daraus Schlüsse ziehen.

Gitternummer	Breite oder Durchmesser	Abstand zwischen { Drähten Streifen	Entfernung $OR = 300$ cm				$OR = 600$ cm		Oszillator 37,5 Resonator 33	Oszillator 37,5 Resonator 25	Oszillator 37,5 Resonator 83 Reflektierter Bruch	Oszillator u. Resonator 37,5 Durchgehender Bruch senkrecht zu den Streifen
			Oszillator 37,5 Resonator 37,5	Oszillator 37,5 Resonator 18	Oszillator 18 Resonator 18	Oszillator 37,5 Resonator 33						
20	0,065	0,085	B	B	B	B	B	B				
15	"	0,18	β	β	β	β	β	β				
12a	"	2,25	$-2\frac{1}{2}^{\circ}$	$\frac{1}{2}^{\circ}$	$2\frac{1}{2}^{\circ}$	8°	$11\frac{1}{2}^{\circ}$					
9a	"	8,75	$5\frac{1}{2}$	$9\frac{1}{2}$	15	$10\frac{1}{2}^{\circ}$	$11\frac{1}{2}^{\circ}$					
22	"	4,6	0,16	0,22	22							
30	"	5,7	0,24	0,29	32							
7a	"	7,5	0,34	0,40	39							
21	"	9,2	0,47	0,52								
19	"	11,4										
18	"	15	37 $\frac{1}{2}$	43 $\frac{1}{2}$								
			40 $\frac{1}{2}$	45								
29	0,5	7,5	0,27	0,30								
4	1,5	"	10 $^{\circ}$									
26	3,75	11,25	4									
27	"	15	8									
28	"	18,75	19 $\frac{1}{2}$									
25	7,5	0,52	30									
3	"	0,5	$-2\frac{3}{4}$									
23	"	7,5	0,04	0,25								
23	"	15	0,29									
24	"	22,5	0,52									
			27									

Für Erklärung des Zeichens B vgl. p. 370 und 376, β vgl. p. 370 und 378 und Fig. 7.

0,75
0,91

Gitter aus CuSO_4 -Lösung. Innerer Durchmesser 0,6 cm. Abstand 3,65 cm.
Oszillator 37,5 cm. Resonator 33 cm.

Nr.	Leitfähigkeit	B	β	Reflektiert
11 a	0,029	0,40	33°	0,15
11 b	0,024	0,47	35	0,15
11 c	0,020	0,55	37	0,13
11 d	0,0087	0,74	41	0,12
11 e	(Wasser) < 0,00004	0,95	44	0,12
Gerüst allein				0,06

Drahtgitter.

Fig. 12. Durchlässigkeit für verschiedene Oszillatorlängen (O) und Resonatorlängen (R).

Fig. 13. Veränderung der Durchlässigkeit mit der Entfernung.
Bemerkung: Reflexionsvermögen + Durchlässigkeit = 1. Vgl. Fig. 15.

Drahtgitter. Fig. 14. Entfernung 600 cm. $O = 37,5$ cm.**Lösungsgitter.** Fig. 15. Reflexionsvermögen + Durchlässigkeit < 1 . Vgl. Fig. 13.**Blechgitter.** Fig. 16. Veränderung der Durchlässigkeit mit dem Abstand zwischen den Streifen. b = Streifenbreite.

Fig. 17. Beziehung zwischen dem Winkel β und dem Abstand der Streifen.

Die Entfernung zwischen Oszillator und Resonator ist bei jeder Kurve angegeben.

§ 5. Diskussion der Resultate.

Wir wollen nunmehr die beobachteten Resultate besprechen und mit den Formeln von Lamb vergleichen. Letztere lauten:

$$B = \frac{k^2 c^2}{1 + k^2 c^2} = \text{durchgehender Bruchteil, wenn Drähte und Oszillator parallel sind,}$$

wo

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad \lambda = \text{Wellenlänge,}$$

$$c = \frac{a}{\pi} \log \frac{a}{2\pi b}, \quad \text{wenn } b/a \text{ klein, } 2b = \text{Drahtdurchmesser,}$$

oder

$$c = \frac{a+b}{\pi} \log \sec \frac{\pi a}{2(a+b)} \quad \text{für Streifen von Breite } b,$$

a = Abstand zweier Drähte, bez. Streifen,

$a + b$ = Gitterperiode für Blechgitter,

a = „ „ „ Drahtgitter.

Voraussetzung für die Gültigkeit dieser Formel ist: eine ungedämpfte Sinuswelle, deren Länge λ sehr groß ist gegen $a + b$ und sehr klein gegen die großen Dimensionen des Gitters. Da diese Voraussetzungen hier nicht erfüllt sind, ist es nicht zu erwarten, daß eine vollständige Übereinstimmung zwischen Beobachtung und Theorie stattfindet. In den Kurven von § 4 bedeuten die gestrichelten Kurven die Lambschen Werte,

berechnet für Wellenlänge gleich doppelter Oszillatorlänge. Wir haben in § 3 schon die Tatsache besprochen, daß die Werte bei Entfernung = 300 cm zu groß sind. Die einwandsfreiesten Beobachtungen, nämlich diejenigen, welche bei Entfernungen von 600 cm gemacht wurden, sind zu klein (vgl. Fig. 13 und 16 auf p. 381 und 382).

Phasenverschiebung aus der Lambschen Arbeit. Bei Lamb ist der Koeffizient der durchgehenden Welle, falls die Schwingungsrichtung parallel den Drähten liegt,

$$\frac{ikc}{1 + ikc}.$$

Dies läßt sich in die Form $u + iv$ bringen und dann ist die Phasenverschiebung, welche die Welle erleidet

$$\varphi = \operatorname{arctg} \frac{v}{u} = \operatorname{arctg} \frac{1}{kc}.$$

In unseren Gittern ging in allen Fällen die Welle, deren Schwingungsrichtung senkrecht zu den Drähten ist, ungeschwächt hindurch (abgesehen von Gittern Nr. 3 und 25, die absichtlich dafür gebaut wurden). Dann gibt obige Formel die Phasenverschiebung zwischen den Wellenkomponenten für eine beliebige Schwingungsrichtung. φ variiert zwischen 0° für kleine Wellen oder weite Gitter, und 90° für lange Wellen oder enge Gitter, und kann aus den Gitterdimensionen berechnet werden, sobald die Wellenlänge bekannt ist.

Andererseits, ohne Hilfe der Lambschen Formeln, aber wieder mit der Annahme einer ungedämpften Schwingung, können wir folgende Formeln leicht ableiten. Es seien hinter dem Gitter die zwei Wellenkomponenten

$a \sin \mu t$ senkrecht zu den Drähten,

$b \sin(\mu t + \varphi)$ parallel „ „ „

Dann ist

$$\frac{b^2}{a^2} = B,$$

$$\operatorname{tg} 2\beta = \frac{2 \cos \varphi \sqrt{B}}{1 - B},$$

$$\frac{n^2}{m^2} = \frac{\sin^2 \beta + B \cos^2 \beta - \sqrt{B} \sin 2\beta \cos \varphi}{\cos^2 \beta + B \sin^2 \beta + \sqrt{B} \sin 2\beta \cos \varphi},$$

wo n und m die zwei Hauptachsen der Ellipse sind. Die letzten zwei Gleichungen enthalten β , B , φ und n^2/m^2 , so daß wir aus irgend zwei dieser Größen die anderen zwei berechnen können. β und B kennen wir für alle Gitter, n^2/m^2 (was eine kleine Größe ist, für die meisten Gitter) haben wir für zwei günstige Fälle aus Fig. 10 p. 377. Da ist

für Gitter Nr.	7a	$n^2/m^2 = 0,13$
„ „ „	22	„ = 0,083

Die nachstehende Tafel p. 386 enthält unter I die Beobachtungen, unter II die aus denselben berechneten Phasenverschiebungen und Durchlässigkeiten, wenn eine einzige Welle angenommen wird. Unter III stehen die nach Lamb für eine Wellenlänge gleich doppelter Oszillatorlänge ausgerechneten Werte. Wäre unsere Welle tatsächlich ungedämpft, so müßten alle Werte miteinander und mit dem Lambschen Werte übereinstimmen.

Für die Lösungsgitter ergibt sich für φ der Wert 0° . Die Zahlen sind:

Leitfähigkeit	B	$\operatorname{tg}^2 \beta$	
0,029	0,40	0,42	also annähernd $\operatorname{tg}^2 \beta = B$
0,024	0,47	0,49	
0,020	0,55	0,57	
0,0087	0,74	0,75	
< 0,00004	0,95	0,92	

Drahtgitter mit $B \cong 0,40$ geben aber nach unseren Messungen auch $\varphi = 0^\circ$.

Wir sehen also, daß die Übereinstimmung *nicht* eine quantitative ist, woraus wir schließen, daß die Dämpfung der Welle nicht vernachlässigt werden darf. Wie diese Dämpfung zu dieser Störung Anlaß gibt, ist schon angedeutet worden. Wir können die gedämpfte Welle ja als Spektrum auffassen (natürlich mit einer ganz bestimmten, von der Dämpfung abhängigen Energieverteilung).¹⁾ Die kleineren Elementarwellen dieses Spektrums gehen besser durch, werden also weniger

1) Vgl. Cl. Schaefer u. M. Laugwitz, Ann. d. Phys. 20. p. 357. 1906.

Nr.	Breite Durch- messer	Abstand	I			II				III	
			Gemessen			Berechnet aus Beobachtungen				Berechnet nach L aus den Dimensionen der Gitter mit der Annahme $\lambda = 15$ cm	
			B	β	$\frac{n^2}{m^2}$	B aus β und $\frac{n^2}{m^2}$	φ aus β und $\frac{n^2}{m^2}$	φ aus B und β	φ aus B und $\frac{n^2}{m^2}$		
9a	0,065	3,75	0,05	8°				52°		0,08	74°
22	"	4,6	0,08	$10\frac{1}{2}^\circ$	0,085	0,11	$60\frac{1}{2}^\circ$	51	90°	0,13	69
7a	"	7,5	0,25	$22\frac{1}{2}^\circ$	0,13	0,30	$49\frac{1}{2}^\circ$	39	53	0,34	54
21	"	9,2	0,33	30				0		0,47	47
19	"	11,4	0,45	34				0		0,60	39
18	"	15	0,60	39				$\cos \varphi = 1,2$		0,75	30
26	3,75	11,25	0,095	$7\frac{1}{2}^\circ$				67°		0,13	69
27	"	15	0,18	18				45		0,26	60
23	"	18,75	0,33	25				45		0,40	51
23	7,5	15	0,13	$7\frac{1}{2}^\circ$				70		0,15	67
24	"	22,5	0,34	23				54		0,37	52

Wo $\varphi = 0$ ist, ist $\operatorname{tg}^2 \beta = B$
 In anderen Fällen ist $\operatorname{tg}^2 \beta < B$

gedreht, während die längeren stärker gedreht werden. Dies kann durch einen Versuch konstatiert werden, indem man Messungen mit verschiedenen Resonatorlängen ausführt. Solche sind in der Tafel gegeben. In der Tat wird die Durchlässigkeit bez. der Winkel β größer für einen kürzeren Resonator (doch wählt ein Resonator nicht *eine* bestimmte Wellenlänge aus dem Spektrum, sonst wäre in der Tafel p. 386 trotz der Dämpfung des Senders Übereinstimmung zwischen den verschiedenen Werten; vgl. p. 388). Diese Messungen waren leichter auszuführen bei der kleineren Entfernung; denn bei der großen Entfernung muß der ausgepumpte Resonator *C* gebraucht werden, und dann sind schon 14 cm der Resonatorlänge innerhalb des Gefäßes und in der Fortpflanzungsrichtung, so daß Messungen mit sehr verschiedenen Längen nicht gut ausführbar sind. Deshalb sind die 600 cm Messungen in dieser Beziehung nicht so gut, geben aber ein ähnliches Resultat.

Rotationsdispersion. Besonders interessant ist die Abhängigkeit des Winkels β von der Resonatorlänge (Fig. 18). Denn

Fig. 18. Drahtgitter. Entfernung 300 cm. $O = 37,5$.

diese beweist, daß eine wirkliche räumliche Trennung der Wellen des Spektrums hinter dem Gitter stattfindet, eine Analogie mit der Rotationsdispersion der Optik.

Das Dispersionsvermögen eines Gitters, dessen Drähte um 45° gegen die Polarisationsrichtung geneigt sind, ist proportional

$$\frac{\partial \beta}{\partial \lambda_0}$$

für Wellen in der Nähe von λ_0 . Hierin ist

$$\operatorname{tg} 2\beta = \frac{2\sqrt{B} \cos \varphi}{1 - B}$$

und nach Lamb

$$\cos \varphi = \sqrt{B}.$$

Daraus folgt

$$\frac{\partial \beta}{\partial \lambda_0} = \frac{-16 \lambda_0 \pi^2 c^2}{(\lambda_0^2 + 4\pi^2 c^2)^2 - 8\pi^2 c^2 (\lambda_0^2 + 4\pi^2 c^2) + 80\pi^4 c^4},$$

wo c die frühere Bedeutung hat (p. 383). Die gestrichelte Kurve in Fig. 19 gibt diese Funktion als Funktion von a für $\lambda_0^2 = 5000$

Fig. 19.

und Drahtdurchmesser = 0,065 cm an. Sie hat ein Maximum bei etwa $a = 7$ cm. Tatsächlich zeigen die Messungen, daß Gitter 7a mit $a = 7.5$ cm am besten dispergiert, und die Werte von $(\beta_{18} - \beta_{37,6})$ für Oszillator 37,5 cm und Entfernung 300 cm geben sogar eine Kurve, die der soeben abgeleiteten ähnlich ist. Dieser Vergleich zwischen Theorie und Versuch ist ziemlich unabhängig von der Dämpfung des Senders, denn $\partial \beta / \partial \lambda_0$ wird das Dispersionsvermögen bei λ_0 geben, welches auch die Energieverteilung im Spektrum sein mag. Wegen der Dämpfung des Resonators kann aber die Energieverteilung im Spektrum doch von Einfluß sein.

Messungen mit Oszillator- und Resonatorlänge = 18 cm ergaben noch größere Werte für die Bruchteile und Winkel als $0 = 37,5$ und $R = 18$ cm. Das heißt, daß der 18 cm lange Resonator im letzten Fall gegen die überwiegende Amplitude

der längeren Elementarwellen wegen seiner Dämpfung nicht ganz unempfindlich ist.

Diese Versuche zeigen also, daß Dispersion stattfindet. Es fragt sich nun, ob die in der Tafel (p. 386) angegebenen Phasenverschiebungen vielleicht *ausschließlich* von der Dämpfung herrühren, also nur scheinbar sind. Um diese Frage zu untersuchen, betrachten wir den Fall, wo das Spektrum aus zwei Wellen besteht. Wir lernen dann, daß diese scheinbare Phasenverschiebung der „Lamb'schen“ sehr ähnlich ist, indem enge Gitter die größten Phasenverschiebungen geben. Wir müssen den Punkt deshalb quantitativ untersuchen.¹⁾

Wir finden dann, daß die Dämpfung allein wahrscheinlich nicht imstande ist, die großen φ zu erklären, und daß diese das Vorhandensein von wirklichen Phasenverschiebungen andeuten.

Konjugierte Gitter. Lamb hat auch Formeln gegeben für die Durchlässigkeit eines Gitters bezüglich der senkrechten Komponente. Es zeigt sich, daß wenn

$B_s =$ „senkrechte“ Durchlässigkeit eines Gitters mit Abstand a und Breite b und

$B_p =$ „parallele“ Durchlässigkeit eines Gitters mit Abstand b und Breite a

ist, dann ist $B_s + B_p = 1$.

Solche konjugierte Gitter sind Nr. 25 und 29. Bei diesen ist

$$0,75 + 0,27 = 1,02 \text{ (Entfernung 300 cm).}$$

Gitter 3 ist mit sich selbst konjugiert. Hier ist

$$0,91 + 0,04 = 0,95.$$

Reflexionsmessungen. Die Summe der reflektierten und durchgehenden Bruchteile muß gleich 1 sein, wenn keine Absorption stattfindet. Die Werte sind:

Gitternummer	Summe
22	1,08
21	0,89
19	0,94
18	0,96

1) Vgl. Dissertation p. 32.

Wie schon gesagt, sind die Reflexionsmessungen betreffs Genauigkeit nicht mit den Durchlässigkeitsmessungen zu vergleichen (vgl. p. 379). Die Lösungsgitter reflektieren praktisch gar nicht (vgl. Fig. 13 und 15 p. 381 und 382).

Schluß.

Die Ergebnisse der vorstehenden Arbeit können wir folgendermaßen zusammenfassen:

1. Die Durchlässigkeit eines Gitters ist für ebene, gedämpfte Wellen etwas kleiner, als aus den Lambschen Formeln für ungedämpfte Wellen hervorgeht.

2. Für divergente Wellen steigt die Durchlässigkeit.

3. Die Durchlässigkeit einiger aus Lösungen bestehenden Gitter wurde als Funktion der Leitfähigkeit untersucht. Diese Gitter reflektierten wenig.

4. Die Elementarwellen einer gedämpften Welle werden durch ein Gitter, das um 45° gegen die Polarisationsrichtung geneigt ist, verschieden stark gedreht (Rotationsdispersion). Es läßt sich aus den Lambschen Formeln ein Ausdruck für das Dispersionsvermögen eines Gitters ableiten, der eine befriedigende Übereinstimmung mit den Beobachtungen zeigt.

5. Mit der Annahme, daß die Welle ungedämpft ist, können die Phasenverschiebungen zwischen den zwei Wellenkomponenten (parallel und senkrecht zu den Drähten) aus den Beobachtungen einerseits und den Lambschen Formeln andererseits berechnet werden. Es herrscht nur eine qualitative Übereinstimmung. Die vorhandene Dämpfung könnte zu einer scheinbaren Phasenverschiebung Anlaß geben, und zwar auch in demselben Sinne, wahrscheinlich aber nicht in derselben Größe wie die beobachtete.

Zum Schluß möchte ich Hrn. Professor Dr. Braun, welcher die Anregung zu dieser Arbeit gab, und mich während der Untersuchung wohlwollend unterstützte, sowie Hrn. Dr. Mandelstam für die vielfachen Ratschläge meinen verbindlichsten Dank aussprechen.

(Eingegangen 11. Dezember 1906.)