II. *Die magnetische Drehung der Polarisations-
ebene bei wachsender Doppelbrechung
in dilatirtem Glas;
von Wilhelm Wedding.*

(Hierzu Taf. I Fig. 10–14.)

§ 1. Die Aenderungen, welche die magnetische Drehung der Polarisationsebene in einem Krystall erfährt, wenn man die Richtung der Hauptaxe gegen die des einfallenden Lichtes variirt, oder in einem isotropen Körper, wenn derselbe durch äussere Kräfte doppelbrechend gemacht wird, haben besonders Wertheim und Lüdte untersucht, ohne indessen zu einem abschliessenden Resultate zu gelangen.

Wertheim¹⁾ setzte Gläser in einem magnetischen Felde einem veränderlichen Zug und Druck aus und fand, dass die magnetische Drehung der Polarisationsebene mit zunehmender Compression oder Dilatation abnahm und Null wurde. Es war ihm indessen nicht möglich, genau festzustellen, bei welcher Grösse des Gangunterschiedes die Drehung verschwand; er sagt nur: Indess, indem man sich homogener Strahlen bedient, kann man sich überzeugen, dass alle Rotation verschwunden ist, wenn der Gangunterschied gleich $\lambda/2$ geworden ist, denn wenn das ordentliche Bild völlig dunkel ist und die geringste Spur von Rotation bestände, so würde sie sich sofort in diesem Bilde kundgeben.

Lüdte²⁾ brachte eine Quarzplatte, deren parallele Flächen senkrecht zur Hauptaxe geschliffen waren, in ein magnetisches Feld.

Ging das Licht in der Richtung der Hauptaxe durch den Quarz, so beobachtete er, abgesehen von der natürlichen Drehung, eine bestimmte magnetische Drehung der Polarisationsebene. Darauf drehte er die Axe des Krystalles so, dass der Winkel, den dieselbe mit der Richtung des auffallenden Lichtes bildete, grösser wurde. Er fand, dass die

1) Wertheim, Pogg. Ann. 86. p. 321. 1852; Ann. de chim. et de phys. (3) 40. p. 156. 1854.

2) Lüdte, Pogg. Ann. 137. p. 271. 1869.

Drehung mit wachsendem Winkel schnell abnahm. Als die Richtung des einfallenden Lichtes mit der Hauptaxe einen rechten Winkel bildete, bemerkte er gar keine magnetische Drehung, wie in gleichem Falle bei allen anderen Krystallen. Dieselbe hatte also mit zunehmender Doppelbrechung abgenommen.

Er variirte darauf das Experiment so, dass er statt der Quarzplatte ein parallelepipedisch geschliffenes Stück Flintglas in das magnetische Feld brachte und durch Druck doppelbrechend machte. Bei zunehmendem Druck beobachtete er eine Abnahme der magnetischen Drehung von 5° auf $2,4^\circ$. Für den letzten Werth betrug der Gangunterschied in dem Glas 0,6 Wellenlängen für gelbes Licht.

Lüdtge hat also bei einem Gangunterschied von $\lambda/2$ noch eine bedeutende Drehung gemessen, während dieselbe nach Wertheim's Beobachtungen Null war.

Beide Physiker haben diese Erscheinungen der Doppelbrechung und gleichzeitig auftretenden magnetischen Drehung nicht weiter untersucht.

§ 2. Erst in neuerer Zeit hat Hr. Gouy¹⁾ auf rein theoretischem, und zwar analytischem Wege eine Erklärung für die Erscheinungen gegeben, welche bei gleichzeitig auftretender Doppelbrechung und magnetischer Drehung der Polarisationsebene stattfinden, während Hr. Wiener²⁾ dasselbe Thema auf geometrischem Wege behandelt hat. Er kommt zu denselben Resultaten wie Hr. Gouy.

Dieser geht von der Annahme aus, dass sich in einem unendlich kleinen Wegelement die Wirkungen der Doppelbrechung und Circularpolarisation superponiren. Er betrachtet zunächst die Wirkungen, die bei wachsender Doppelbrechung vor sich gehen, und findet, dass eine auf ein doppelbrechendes Medium auffallende, elliptische Schwingung durch die Doppelbrechung eine Drehung und eine Formänderung erfährt. Beide berechnet er. Hierzu kommt nun noch eine durch die Circularpolarisation bewirkte Drehung. Unter den

1) Gouy, Journ. de phys. (12). 4. p. 149. 1885.

2) Wiener, s. die vorhergehende Arbeit.

hieraus resultirenden Schwingungen findet er nun solche, die sich in Anbetracht ihrer Form, ihrer Lage und des Sinnes, in welchem sie durchlaufen werden, ohne Aenderung durch das doppelbrechende Medium fortpflanzen. Er betrachtet nur diese Schwingungen und nennt sie ausgezeichnete Schwingungen (*vibrations privilégiées*).

Von diesen wird bewiesen, dass es in allen Fällen zwei und nur zwei gibt. Diese Schwingungen sind Ellipsen von gleicher Form, deren Axenverhältnisse durch die Formel gegeben sind:

$$k = -h + \sqrt{1 + h^2}.$$

Hierin ist $n = \pi\varphi/\omega$, d. h. gleich dem Verhältnisse des durch die Doppelbrechung allein erzeugten Gangunterschiedes φ zu dem durch die Circularpolarisation bewirkten Gangunterschiede ω/π .

Diese beiden einander gleichen Ellipsen werden in entgegengesetztem Sinn durchlaufen; ihre grossen Axen liegen resp. parallel und rechtwinklig zu dem Hauptschnitt des doppelbrechenden Körpers. Ferner liegt die grosse Axe derjenigen bevorzugten Schwingung, die in demselben Sinne durchlaufen wird, in welchem die Circularpolarisation wirkt, parallel zu der geradlinigen Schwingung, welche unter dem Einfluss der Doppelbrechung allein beschleunigt wird.

Wenn nun während der Circularpolarisation die Doppelbrechung wächst, erhalten diese bevorzugten Schwingungen gewisse Gangunterschiede δ . Diese hat Hr. Gouy berechnet. Es ist:

$$\delta = \sqrt{\varphi^2 + \left(\frac{\omega}{\pi}\right)^2}.$$

Hierin bedeuten φ und ω/π dieselben Grössen, wie in der vorigen Formel, beide in Wellenlängen gemessen.

Nun könnte man das Axenverhältniss der beiden ausgezeichneten Schwingungen berechnen, ihnen den Gangunterschied δ ertheilen und sie wieder zu einer Ellipse zusammensetzen. Man würde so die Drehung erhalten, welche unter dem Einfluss der gleichzeitig wirkenden Doppelbrechung und Circularpolarisation stattfindet.

Hierfür ist aber von Hrn. Wiener eine Formel aufge-

stellt, die schneller zum Ziel führt. Er berechnet diese Drehung α nach der Formel:

$$\operatorname{tg} 2\alpha = \frac{v \cdot v' \cdot \sin \delta'}{1 + v^2 \cos \delta'}.$$

δ' ist wieder der Gangunterschied der bevorzugten Schwingungen, gemessen im Bogenmaass; da einem Gangunterschied $\delta = 2\lambda/2$ ein einmaliger Kreisumlauf entspricht, so ergibt sich $\delta' = \delta \cdot 360$; $v' = \sqrt{1 + v^2}$ und $v = \omega_1/\varphi$, wenn ω_1 den Gangunterschied in Wellenlängen bezeichnet, der durch die Circularpolarisation ohne Doppelbrechung erzeugt wird und φ den durch letztere erzeugten Gangunterschied. Nach den Formeln von Hrn. Gouy würde sein $\omega_1 = \omega/\pi$, $v = 1/h$ und $\delta = \sqrt{\varphi^2 + \omega_1^2}$.

Durch einige kleine Umformungen erhält man aus der obigen Formel:

$$\operatorname{tg} 2\alpha = \frac{\omega_1 \delta \cdot \sin \delta'}{\varphi^2 + \omega_1^2 \cos \delta'}.$$

Ist $\varphi = 0$, so wird $\omega_1 = \delta$ und $2\alpha = \delta'$, d. h. gleich der Anfangsdrehung ohne Doppelbrechung.

Weiter ist aus der Formel zu ersehen, dass, wenn $\delta' = \pi$ ist, $2\alpha = 0$ wird, und zwar für jeden Werth von ω_1 . Die Drehung hat also bis auf Null abgenommen. Wächst δ' weiter, so wird 2α negativ, d. h. die Drehung muss ihren Sinn ändern; ist $\delta' = 2\pi$ geworden, so wird 2α abermals Null, und dann wieder positiv, d. h. der Sinn der Drehung wird wieder derselbe wie im Verlauf von $\delta' = 0$ bis π . Die übrigen zwischen 0 und 2π liegenden Aenderungen von 2α sind leichter zu übersehen, wenn man sie direct berechnet. Dies soll später geschehen, wenn die Theorie mit der Beobachtung verglichen wird.

Zur Prüfung der Theorie veranlasste mich Hr. Prof. Kundt die folgende experimentelle Untersuchung auszuführen.

An dieser Stelle sei es mir gestattet, meinem verehrten Lehrer, Hrn. Prof. Dr. Kundt, meinen wärmsten Dank für die freundliche Anregung und Unterstützung abzustatten, die er mir im Laufe der Untersuchung jederzeit bereitwilligst zu Theil werden liess.

§ 3. Da sich durch viele Versuche ergeben hatte, dass bei der Compression mittelst Schraube oder Hebelübertragung keine genügende gleichmässige Vertheilung des Druckes im Glase zu erzielen war, selbst wenn man die verschiedensten Sorten von Papier, Pappe, Gummi mit und ohne Hanfeinlage, Tuch etc. zwischen Glas und Backen der Presse legte, die beide sorgfältigst abgeschliffen waren, so ist die Doppelbrechung durch Dilatation bei den Versuchen hervorgerufen worden.

Für die definitiven Versuche wurden zwei Glasstücke benutzt, das eine aus schwerem Flintglas, das andere aus Crown Glas. Dieselben waren besonders für diese Untersuchungen in Jena von der Firma Schott und Genossen angefertigt und auf das sorgfältigste gekühlt, sodass sie keine Spannungen zeigten. Das Schleifen und Poliren war in der Fabrik von Schmidt & Hänsch in Berlin besorgt worden. Die Dimensionen waren die folgenden: Die Länge betrug 50 mm, die Dicke 15 mm, die Höhe 70 mm. Die beiden 15 mm breiten Flächen waren polirt. Der schraffierte Theil der Fig. 10 zeigt den Querschnitt durch ein solches Glasstück; dasselbe war oben und unten keilförmig zugeschliffen, sodass auf 10 mm Länge 1 mm Steigung kam. Ueber diese beiden keilförmigen Ansätze passten zwei starke Messingfassungen m und m' ; an diesen waren zwei flache 3 mm starke Stahlstücke befestigt; die Enden derselben waren durchbohrt, um in die Löcher Haken zu hängen und an diesen Gewichte wirken zu lassen.

Das so armirte Glasstück wurde zwischen die Pole eines grossen, aufrecht stehenden Electromagnet gebracht. Um den Tisch, auf welchem dieser befestigt war, wurde ein starkes eisernes Band gelegt; die durchlochten Enden desselben waren mittelst eines doppelt gekrümmten, stählernen Hakens, mit dem Stahlstück der unteren Fassung verbunden; auf dieselbe Weise war die obere Fassung an dem einen Ende eines sehr starken Hebelarmes befestigt, an dessen anderer Seite Gewichte angehängt werden konnten. So hing das Glasstück vertical zwischen den Polen.

Die Uebertragung durch den Hebelarm betrug 1:6; der

Drehpunkt lag auf den Polstücken, sodass der Tisch mit dem Electromagnet bei der Belastung unverrückbar blieb.

§ 4. Die Messungen der magnetischen Drehung und der Doppelbrechung wurden in folgender Weise ausgeführt. Zur Bestimmung der ersteren diente die von Lüttge¹⁾ angegebene Methode. Die Lichtstrahlen einer grossen Argandlampe wurden durch eine Sammellinse auf den Spalt eines Collimatorrohres concentrirt. Der Spalt war ungefähr 0,3 mm breit, bis auf 3 mm Länge abgeblendet und stand im Brennpunkte der Collimatorlinse, sodass aus dieser das Licht parallel austrat. Dasselbe fiel auf ein Nicol, das in einem Theilkreis mit Nonius drehbar war; von dort gingen die Strahlen durch das eine durchbohrte Polstück des Electromagnets, durchsetzten das Glas in seiner Länge von 50 mm, liefen durch das zweite Polstück und fielen auf einen zweiten aus Stanniol geschnittenen, vertical stehenden Spalt, der auf einen Doppelquarz aufgeklebt war. Dieser bestand aus zwei, gleichdicken, senkrecht zur optischen Axe geschliffenen Quarzen, von denen der eine die Polarisationssebene nach rechts, der andere nach links drehte. Die beiden Stücke waren mit Canadabalsam so aneinander gekittet und so justirt, dass, wenn der aufgeklebte Stanniolspalt vertical stand, die Kittfläche horizontal lag. Der Quarz war in solcher Entfernung von dem Electromagnet aufgestellt, dass dieser keine Wirkung auf den Krystall ausüben konnte.

Von dem Quarz fiel das Licht auf ein analysirendes Nicol, das in einem Theilkreise mit Nonius drehbar war; dann folgte ein Fernrohr und hinter diesem ein geradsichtiges Prisma.

Werden nun die Hauptschnitte der beiden Nicols gekreuzt, so sieht man zwei horizontale, durch die Kittfläche der Quarze getrennte Spectren, die von einem schwarzen, verticalen Streifen durchzogen sind.

Der Quarz war 7,5 mm dick, sodass er das mittlere Gelb in den Spectren auslöschte. Findet dann eine Drehung der Polarisationssebene statt, so wandert der eine Streifen nach

1) Lüttge, l. c.

rechts, der andere nach links; der Winkel, um den der Analysator gedreht werden muss, damit die Streifen wieder übereinander fallen, gibt die Drehung der Polarisationssebene an. Die Drehung wurde in diesem Falle für das mittlere Gelb gemessen.

Wir wollen gleich an dieser Stelle bemerken, dass die beiden Streifen nur dann tief schwarz gefärbt sind, wenn linear polarisirtes Licht auf den Quarz fällt. Sobald dasselbe elliptisch wird, verliert der Streifen an Dunkelheit und wird um so verwaschener, je stärker elliptisch das auf den Quarz treffende Licht ist. Dies beeinträchtigte im Laufe der Untersuchung die Genauigkeit der Einstellungen sehr.

Der mittlere Fehler des Resultates betrug bei schwacher Doppelbrechung $\pm 0,04^\circ$, war bei einem Gangunterschied von $\frac{1}{2}\lambda$ bis auf $\pm 0,1^\circ$ gewachsen und nahm dann wieder ab bis auf $\pm 0,04^\circ$.

Neben der magnetischen Drehung waren nun noch die durch die Doppelbrechung erzeugten Gangunterschiede zu messen.

An die Stelle der Argandlampe wurde ein 55 mm breiter Bunsen'scher Schnittbrenner gebracht, in den sechs Natriumperlen an Platinösen hineinragten. Der Hauptschnitt des polarisirenden Nicols wurde unter 45° gegen die Horizontale geneigt, der Spalt nebst Quarz auf einer Schiene zur Seite geschoben und dafür ein Babinet'scher Compensator eingefügt. Schliesslich wurde noch das Prisma fortgenommen und das analysirende Nicol mit dem polarisirenden gekreuzt, sodass zwischen den Fäden des Compensators in der Nullstellung der schwarze Interferenzstreifen erschien.

Der mittlere Fehler des Resultates betrug bei den Messungen mit dem Compensator $\pm 7,8$ Trommeltheile am Schraubenkopf des Compensators. Da einem Gangunterschied von λ für Natriumlicht eine Verschiebung von 3600 Trommeltheilen entsprach, so waren die Einstellungen auf 0,002 λ genau.

Da nun der 7,5 mm dicke Quarz nicht das Licht der *D*-Linie, sondern eine brechbarere Farbe auslöscht, so müssen die Gangunterschiede auf diese Farbe reducirt werden. Die

Wellenlänge ergibt sich aus der Formel von Hrn. Boltzmann¹⁾:

$$\alpha = \frac{7,07018}{\lambda^2} + \frac{0,14983}{\lambda^4}.$$

Da $\alpha = 180/7,5 = 24^\circ$ ist, so ist $\lambda = 560, \cdot 10^{-6}$ mm. Mit hin müssen die Gangunterschiede um $589,2/560,3 = 1,05$ vergrößert werden.

Hierbei ist angenommen, dass die Dispersion der Doppelbrechung in Glas Null sei. Diese Annahme ist erlaubt, da Wertheim²⁾ nachgewiesen hat, dass in Glas bei Gangunterschieden von 0 bis $\frac{1}{2}\lambda$ die Dispersion der Doppelbrechung unmerklich sei.

§ 5. Der grosse, verticale Electromagnet, dessen Rollwiderstand ca. 3,5 Ohm betrug, wurde mittelst eines Dynamosstromes erregt. Bei den grösseren Feldstärken wurde der Strom direct benutzt, bei geringeren nur ein Zweigstrom. Um die Constanz des Stromes zu controliren, war in den Kreis des Electromagnets ein Ampèremeter nebst regulirbaren Widerständen eingeschaltet. Eine Wippe ermöglichte stets, den doppelten Betrag der Drehung zu messen. Die Polstücke wurden soweit genähert, als es das dazwischen hängende Glasstück gestattete. Um das Feld möglichst homogen zu erhalten, wurden keine spitzen Polstücke, sondern solche von ca. 17 qcm Fläche benutzt.

Um bei den nachfolgenden Beobachtungen auch die Intensitäten der benutzten Magnetfelder angeben zu können, ist für die beiden verwendeten Glasstücke die Verdet'sche Constante bestimmt worden. Dieselbe wurde gefunden durch Vergleich der Drehungen in Glas und Wasser bei gleichem magnetischen Felde. Hr. Arons³⁾ hat die Verdet'sche Constante des Wassers für Natriumlicht bei 19° gleich 0,013 Minuten gefunden. Daraus findet man für das benutzte Crown-glas die Verdet'sche Constante gleich 0,018 Minuten und für das Flintglas gleich 0,039 Minuten. Die zu berechnenden Feldintensitäten sind daraus bestimmt.

1) Boltzmann, Pogg. Ann. Jubelbd. p. 128. 1874.

2) Wertheim, Ann. de chim. et de phys. (3) 40. p. 156. 1854.

3) Arons, Wied. Ann. 24. p. 180. 1885.

§ 6. Nachdem in den beiden, frei zwischen den Polen liegenden, nicht doppelbrechenden Gläsern die Drehung für vier verschiedene Feldstärken bestimmt war, wurde zunächst das Crownglas durch Haken mit der unteren Fassung an dem Eisenbände und mit der oberen Fassung an dem Hebelarme befestigt und durch das Gewicht des starken Hebelarmes und die an den Enden desselben angehängten Gewichte dilatirt. Dadurch wird das Glasstück, wenn es überall an den Fassungen gut anliegt, gleichmässig doppelbrechend.

Von den beiden Schwingungsrichtungen in dem Glase fällt dann die eine mit der Richtung des Zuges zusammen und wird, falls das Glas genau vertical steht und regelmässig dilatirt ist, mit der Verticalen zusammenfallen; die andere ist hierzu senkrecht.

Da es unmöglich war, das Glasstück in der Verticalen genau zu erhalten, weil die Haken, das Eisenband, überhaupt alle belasteten Theile bei jeder neuen Belastung ein wenig nachgaben, so musste jedesmal die Richtung der Dilatationsaxe gesucht werden, eine Arbeit, die häufig äusserst zeitraubend war.

Nachdem zu diesem Zweck nach der Belastung ungefähr eine halbe Stunde gewartet war, damit sich in dieser Zeit ein stationärer Zustand herstellte, wurde der Hauptschnitt des Polarisators vertical gestellt und für die Lüdtge'sche Methode der Nullpunkt ohne erregten Electromagnet bestimmt; fielen die Ausschläge gleich aus, so konnte man sicher sein, dass der Hauptschnitt des Polarisators mit der Dilatationsaxe zusammenfiel. Im entgegengesetzten Falle wurde das polarisirende Nicol so lange gedreht, bis die Ausschläge gleich wurden. Dies gelang indessen nur in den seltensten Fällen, da eine Drehung des Polarisators um $0,1^{\circ}$ bereits nicht unerhebliche Abweichungen für die Streifenverschiebungen nach rechts und links gab. An einigen wenigen Stellen differirten daher die Ausschläge bis zu $0,6^{\circ}$.

Wenn deshalb die experimentell gefundenen Resultate an einigen Stellen mit den theoretisch berechneten nicht gut übereinstimmen, so ist diese ungenaue Einstellung einer der Gründe für diese Abweichungen.

War der Nullpunkt auf die erwähnte Art bestimmt, so wurden die Drehungen für die vier verschiedenen Feldstärken möglichst schnell hintereinander gemessen. Für jede Stromesrichtung wurden je zehn Einstellungen gemacht. Darauf wurden die Gangunterschiede gemessen. Die Einstellung des Streifens im Compensator zwischen die beiden Fäden geschah je fünfmal von beiden Seiten.

Bei diesen Untersuchungen stellte es sich heraus, dass bei fortschreitender Dilatation immer grössere Belastungen angewendet werden mussten, um dieselbe Zunahme im Gangunterschiede wie anfangs zu erzielen. Nun hat Wertheim¹⁾ gezeigt, dass die Gangunterschiede proportional den Belastungen wachsen. Die Ursache für die Abweichung von diesem Gesetz kann nur darin liegen, dass die Flächen der Fassungen bezw. des anliegenden Glases nicht genau parallel waren, was selbst bei der sorgfältigsten Arbeit kaum zu erreichen sein dürfte. Infolge dessen hat sich der Zug nicht auf die gesammte Strecke des Glasquerschnittes gleichmässig vertheilt; einige Stellen werden in dem Glase mehr, andere weniger beansprucht sein; dadurch wird auch die magnetische Drehung stark beeinflusst werden.

Um diesen Fehler zu beseitigen, wurden die Fassungen ein wenig erweitert, sodass zwischen Glas und Messing dünne Streifen Cartonpapier geschoben werden konnten.

Bei den weiter fortgesetzten Versuchen gelang es indessen selbst dann nicht, für alle vier Feldstärken Werthe zu erhalten für einen Gangunterschied viel über $\frac{1}{2} \lambda$ hinaus.

Bei weiterem Zug riss das Glas dicht an der einen Fassung. Genau das Gleiche trat bei dem Flintglas ein.

Infolge dessen wurde letzteres in die Fassungen eingekittet. Bisher war dies deshalb nicht geschehen, weil man befürchten musste, dass bei dem Erwärmen und Abkühlen des Glases leicht bleibende Spannungen entstehen könnten.

Nachdem die Messingfassungen so ausgefeilt waren, dass sie gerade über das Glasstück passten, wurden Glas und Fassungen in einem Luftbade auf 128° C. erhitzt, Siegellack

1) Wertheim l. c.

auf den zu kittenden Flächen zum Schmelzen gebracht, nach dem Kitten wiederum auf 128° erhitzt und schliesslich innerhalb 22 Stunden so langsam und regelmässig als möglich bis auf Zimmertemperatur abgekühlt. Das Glas war spannungsfrei geblieben.

Die für das Crown Glas gefundenen Resultate sind in Tabelle I zusammengestellt. Unter 1 sind die Belastungen in Kilogrammen angegeben, welche direct an dem Hebelarm wirkten, ohne Berücksichtigung des durch den Hebel allein erzeugten Zuges. Unter 2 befinden sich die am Compensator gemessenen und auf die oben angegebene Art reducirten Gangunterschiede, die den unter 1 angeführten Belastungen entsprechen. Unter 3 stehen die für vier verschiedene Feldintensitäten gemessenen doppelten Drehungen in Graden für die Gangunterschiede unter 2.

Tabelle I.

1	2	3			
		3820	3110	2620	1750
0	0	11,67°	9,58	7,94	5,41
1	0,08	11,06	8,75	7,51	5,12
5	0,20	9,53	7,29	6,41	4,81
9	0,26	7,07	5,47	5,05	3,55
12	0,35	4,17	3,63	3,08	2,27
16	0,41	2,82	2,38	1,88	1,17
26	0,56	-1,74	-1,37	-1,04	-0,92
37	0,81	-1,87	-1,42	-1,34	-0,91

Aus den Zahlen ist deutlich zu erkennen, wie die Drehung mit zunehmendem Gangunterschied abnimmt. Ist letzterer ungefähr $\frac{1}{2}\lambda$, so ist die Drehung Null und nimmt dann den entgegengesetzten Sinn an, als im Verlauf von 0 bis $\frac{1}{2}\lambda$.

§ 7. In derselben Weise wie das Crown Glas wurde auch das schwere Flintglas dilatirt. Während jenes nur $11,67^{\circ}$ drehte, zeigte dieses bei der maximalen Stromstärke eine Drehung von $26,13^{\circ}$. Wiederum wurden die Drehungen für vier verschiedene Feldstärken gemessen und die dazugehörigen Gangunterschiede bestimmt.

Nachdem das Glas mit Siegellack gekittet war, gelang es, bis zu Gangunterschieden über $\frac{1}{2}\lambda$ zu kommen.

Die gefundenen Resultate sind in Tabelle II genau ebenso wie früher für das Crown Glasstück zusammengestellt. Die Feldstärken stimmen nur im grössten Werth mit denen von Crown Glas überein, die übrigen sind so gewählt, dass die Drehung ungefähr immer um gleich viel abnahm.

Tabelle II.

1	2	3			
		3820	2920	2160	1140
0	0	26,13 ⁰	19,98	14,83	7,86
2	0,07	24,80	18,99	13,91	7,07
5	0,12	22,41	17,76	12,76	6,52
8	0,18	20,49	15,35	11,29	5,80
12	0,25	15,67	11,25	8,38	4,32
16	0,30	10,90	7,90	6,15	3,08
19	0,40	4,71	3,83	2,42	1,28
23	0,46	1,95	1,58	1,19	0,82
26	0,52	-0,87	-0,31	-0,19	-0,08
28	0,55	-2,20	-1,55	-1,34	-0,52
35	0,60	-3,28	-2,66	-1,99	-1,12
40	0,66	-5,26	-3,54	-3,14	-1,79
48	0,74	-5,54	-4,08	-3,37	-1,91
45	0,82	-6,07	-4,49	-2,89	-1,81
50	0,89	-4,24	-3,17	-2,38	-1,07
55	0,94	-2,88	-2,18	-1,69	-0,47
57	1,06	-0,40	+0,01	+0,29	+0,07
62	1,07	-0,30	-0,19	-0,02	—
66	1,14	+0,72	+0,62	—	—

In der Tabelle kommen einige Abweichungen vor.

Bei der Belastung mit 45 kg findet man einen grösseren Gangunterschied, als bei einer Belastung mit 48 kg. Nach dieser Belastung war nämlich das Glas gerissen und darauf, wie oben erwähnt, mittelst Siegellack in die Fassungen eingekittet worden; die Untersuchung wurde dann mit einer Belastung von 45 kg wieder aufgenommen; der Gangunterschied war grösser geworden als bei 48 kg; daraus ist ersichtlich, dass diese neue Art der Befestigung bedeutend vorteilhafter ist.

Ferner finden sich einige Schwankungen im Sinne der Drehung bei den Belastungen mit 57 und 62 kg. Da an dieser Stelle die Drehung fast Null ist, so machten sich hier die Beobachtungsfehler und besonders das nicht absolute Zu-

sammenfallen des Hauptschnittes des Polarisators mit der Richtung der Dilatationsaxe im Glase bemerkbar.

§ 8. Zeichnet man diese experimentell gefundenen Resultate graphisch in Fig. 11 und 12 auf, indem man auf der x -Axe die Gangunterschiede und auf der y -Axe die dazu gehörigen magnetischen Drehungen abträgt, so sieht man, dass bei zunehmendem Gangunterschiede eine schnelle Abnahme der Drehung erfolgt.

Die Curven haben vor $\frac{1}{2} \lambda$ einen Wendepunkt, schneiden dicht vor $\frac{1}{2} \lambda$ die x -Axe, und zwar um so früher, je grösser die Anfangsdrehung war, erreichen vor $\frac{1}{2} \lambda$ ein Minimum, haben dann einen zweiten Wendepunkt und schneiden fast zu gleicher Zeit die x -Axe zum zweiten mal. Der Sinn der Drehung ist dann wieder derselbe geworden, wie anfangs im Verlauf von 0 bis $\frac{1}{2} \lambda$.

§ 9. Diese experimentell gefundenen Resultate sollen nun mit denen verglichen werden, die sich aus der Theorie von Hrn. Gouy und Dr. Wiener ergeben, und zwar für Flintglas, da für dieses die meisten Beobachtungen vorliegen.

Gegeben ist bei verschiedenen Feldstärken die Anfangsdrehung ω , solange keine Doppelbrechung auftritt. Hieraus berechnet man nach der Formel $\delta = \sqrt{\varphi^2 + (\omega/\pi)^2}$ die Gangunterschiede δ , welche die bevorzugten Schwingungen unter dem gleichzeitigen Einfluss der Doppelbrechung und magnetischen Drehung erhalten; φ mag dabei von Zehntel- zu Zehntel-Wellenlänge bis $1,1 \lambda$ wachsen.

Zu diesen δ berechnet man die Drehungen α nach der Formel: $\operatorname{tg} 2\alpha = (\omega_1 \cdot \delta \cdot \sin \delta') / (\varphi^2 + \omega_1^2 \cdot \cos \delta')$, worin $\omega_1 = \omega/\pi$ ist.

Die Resultate stehen in Tabelle III; unter φ die angenommenen Gangunterschiede, unter $\delta_1 \dots \delta_4$ die nach obiger Formel für δ berechneten Werthe, unter 2α die zugehörigen Doppeldrehungen; die unterstrichenen Zahlen sind die gegebenen Anfangsdrehungen. Die Werthe für δ sind nur auf drei Decimalstellen berechnet.

Tabelle III.

φ	δ_1	$2\alpha_1$	δ_2	$2\alpha_2$	δ_3	$2\alpha_3$	δ_4	$2\alpha_4$
0,0	0,073	26,13 ⁰	0,056	19,98 ⁰	0,041	14,83 ⁰	0,022	7,86 ⁰
0,1	0,124	24,35	0,114	18,63	0,108	13,89	0,102	7,35
0,2	0,213	19,92	0,208	15,23	0,204	11,27	0,201	5,95
0,3	0,309	13,33	0,305	10,15	0,303	7,51	0,301	3,97
0,4	0,407	6,02	0,404	4,62	0,402	3,45	0,401	1,83
0,5	0,505	-0,27	0,503	-0,13	0,502	-0,05	0,501	-0,01
0,6	0,604	-4,30	0,603	-3,22	0,601	-2,34	0,600	-1,23
0,7	0,704	-5,72	0,702	-4,35	0,701	-3,22	0,700	-1,70
0,8	0,803	-4,90	0,803	-3,76	0,801	-2,80	0,800	-1,48
0,9	0,903	-2,64	0,902	-2,04	0,901	-1,53	0,900	-0,81
1,0	1,003	+0,07	1,000	+0,03	1,000	+0,01	1,000	+0,00
1,1	1,102	+2,65	1,100	+1,86	1,100	+1,27	1,100	+0,67

Man sieht, wie die Drehung abnimmt, bei $\delta = \frac{1}{2} \lambda$ Null wird, dann den entgegengesetzten Sinn annimmt, ein Minimum erreicht, bei $\delta = \frac{3}{2} \lambda$ wiederum Null wird und denselben Sinn wie anfangs erhält.

Trägt man diese Drehungen 2α als Functionen der Gangunterschiede δ graphisch auf, so erhält man die in Fig. 13 ausgezogenen Curven. Diese schneiden einander bei $\delta = 0,5$, erreichen ein Minimum und schneiden einander zum zweiten mal bei $\delta = 1,0$.

§ 10. Um diese Resultate mit den experimentell gefundenen zu vergleichen, müssen diese noch zum Theil umgerechnet werden.

Es sind beobachtet worden die Drehungen 2α , die unter dem Einfluss der Doppelbrechung und Circularpolarisation auftreten, und die durch erstere erzeugten Gangunterschiede φ . Zu diesen φ sind nach der Formel $\delta = \sqrt{\varphi^2 + (\omega/\pi)^2}$ die δ zu berechnen, die zu diesen gehörigen Drehungen 2α sind beobachtet.

In Tabelle IV stehen unter φ die auf $\lambda = 560,3 \cdot 10^{-6}$ mm reducirten Gangunterschiede, unter $\delta_1 \dots \delta_4$ die dazu gehörigen Gangunterschiede für die vier Feldstärken, unter $2\alpha_1 \dots 2\alpha_4$ die beobachteten Drehungen.

Trägt man ebenso wie oben die Drehungen 2α als Functionen der Gangunterschiede δ in Fig. 12 ein, so kann man leicht die experimentell gefundenen Resultate mit denen vergleichen, die sich aus der Theorie ergeben.

Tabelle IV.

q	δ_1	$2\alpha_1$	δ_2	$2\alpha_2$	δ_3	$2\alpha_3$	δ_4	$2\alpha_4$
0	0,07	26,13°	0,06	19,98°	0,04	14,83°	0,02	7,86°
0,7	0,10	24,80	0,09	18,99	0,08	13,92	0,07	7,08
0,12	0,14	22,41	0,13	17,76	0,13	12,76	0,12	6,52
0,18	0,19	20,49	0,19	15,35	0,18	11,29	0,18	5,81
0,25	0,26	15,67	0,26	11,26	0,25	8,39	0,25	4,32
0,30	0,31	10,90	0,30	7,90	0,30	6,16	0,30	3,09
0,40	0,41	4,71	0,41	3,84	0,40	2,43	0,40	1,28
0,46	0,47	1,95	0,46	1,59	0,46	1,19	0,46	0,82
0,52	0,52	-0,87	0,52	-0,32	0,52	-0,20	0,52	-0,08
0,55	0,56	-2,20	0,56	-1,56	0,55	-1,34	0,55	-0,52
0,60	0,60	-3,28	0,60	-2,67	0,60	-1,99	0,60	-1,13
0,66	0,66	-5,26	0,66	-3,55	0,66	-3,15	0,66	-1,79
0,74	0,74	-5,54	0,74	-4,08	0,74	-3,38	0,74	-1,91
0,82	0,83	-6,07	0,82	-4,49	0,82	-2,90	0,82	-1,82
0,89	0,89	-4,24	0,88	-3,17	0,89	-2,38	0,89	-1,08
0,94	0,94	-2,88	0,94	-2,18	0,94	-1,69	0,94	-0,47
1,06	1,06	-0,40	1,06	+0,01	1,06	+0,29	1,06	+0,07
1,07	1,07	-0,30	1,06	-0,19	1,06	-0,02	—	—
1,14	1,14	+0,72	1,14	+0,62	1,14	—	—	—

Zunächst sei noch bemerkt, dass bei $\delta = \frac{1}{2}\lambda$ und $= \frac{3}{2}\lambda$ die Werthe für die Drehungen so dicht bei einander liegen, dass sie nicht sämmtlich eingezeichnet werden konnten.

Dass an einigen Stellen grössere Abweichungen zwischen Theorie und Beobachtung vorkommen, kann auf zwei Ursachen beruhen. Einmal kann die ungleichförmige Vertheilung des Zugs in dem Glase daran Schuld sein, zweitens das Nichtzusammenfallen des Hauptschnittes des polarisirenden Nicols mit der Richtung der Dilatationsaxe in dem Glase.

Eine besonders grosse Abweichung findet sich bei den beiden Punkten jenseits $\frac{3}{2}\lambda$. An dieser Stelle wurde sehr schnell beobachtet, weil man jeden Augenblick das Zerreißen des Glases befürchten musste. Es wurde deshalb keine grosse Rücksicht auf die Centrirung des Polarisators genommen, da es nur darauf ankam, noch einen positiven Werth für die Drehung zu erhalten. In der That riss noch während der Beobachtung das Glas, sodass nur für zwei Curven positive Werthe erhalten werden konnten.

Indessen kann man wohl behaupten, dass der gesammte Verlauf der Curven die Theorie vollständig bestätigt.

§ 11. Einen weiteren Beweis für die Richtigkeit der Theorie liefert die folgende Untersuchung.

Wenn auf ein doppelbrechendes Medium ein geradlinig polarisirter Lichtstrahl auffällt, dessen Schwingungsebene mit der Richtung zusammenfällt, in welcher der beschleunigte Strahl schwingt, so führt die Doppelbrechung an sich keine Veränderung der einfallenden Schwingung herbei. Sobald aber durch die Circularpolarisation die geradlinige Schwingung aus der obigen Richtung herausgedreht wird, wird sie durch die Doppelbrechung elliptisch. Hr. Wiener zeigt nun, dass das Axenverhältniss dieser elliptischen Schwingung anfangs mit zunehmendem Gangunterschied wächst und dann wieder abnimmt. Es ist am grössten bei einem Gangunterschied von $\frac{1}{2}\lambda$.

Das Axenverhältniss ist für diesen Werth untersucht worden.

Zu diesem Zweck wurde der durch die Doppelbrechung erzeugte Gangunterschied möglichst auf $\frac{1}{2}\lambda$ gebracht; er betrug $0,49\lambda$. Darauf wurde der Hauptschnitt des Polarisators möglichst in die Richtung der Dilatationsaxe gestellt. die Hauptschnitte des Compensators unter 45° gedreht, sodass die Amplituden der beiden senkrecht zu einander schwingenden Strahlen gleich waren, und nun bei erregtem Electromagnet die Verschiebung des Streifens im Compensator bei Natriumlicht gemessen.

Wäre die Richtung der Dilatationsaxe mit dem Hauptschnitte des Polarisators zusammengefallen, so hätten die Verschiebungen nach beiden Seiten bei commutirtem Strom gleich sein müssen. Dies war indessen nicht genau der Fall.

Aus den für die vier Feldstärken beobachteten Gangunterschieden ist das Axenverhältniss zu berechnen. Da die grosse Axe der aus dem Glase austretenden elliptischen Schwingung unter 45° gegen die x -Axe geneigt ist, wenn das Axenverhältniss ein Maximum erreicht hat, so hat man für diesen Fall die Gleichung einer Ellipse aufzustellen. Für die Coordinaten eines Scheitelpunktes der grossen Axe hat man die Gleichungen zweier, um einen Gangunterschied δ gegen einander verzögerter, linear polarisirter Lichtstrahlen einzu-

setzen und findet so das Verhältniss der kleinen zur grossen Axe:

$$\frac{b}{a} = \operatorname{tg} \frac{\delta}{2}.$$

Hierin sind für δ die gefundenen und auf Grade umgerechneten Werthe einzusetzen. Um diese mit den theoretischen zu vergleichen, berechnet man die Axenverhältnisse nach der von Hrn. Wiener aufgestellten Formel $v = \omega_1/\varphi$, worin ω_1 und φ die schon erwähnten Grössen bedeuten.

In Tabelle V stehen unter 1 die Feldstärken, unter 2 die beobachteten Gangunterschiede, unter a/b die daraus berechneten Axenverhältnisse und unter v die sich aus der Theorie ergebenden Werthe.

Tabelle V.

1	2	b/a	v
3820	0,04	0,136	0,148
3110	0,03	0,101	0,113
2620	0,02	0,076	0,084
1750	0,01	0,044	0,044

Auch diese Resultate werden zur Bestätigung der Theorie dienen.

§ 12. Schon vor Beginn dieser Untersuchung hatte Hr. Prof. Kundt durch einen einfachen Versuch zu entscheiden gesucht, ob die in einem gepressten Glas vorhandene Spannung an und für sich die magnetische Circularpolarisation hindere, oder ob dieselbe lediglich verdeckt würde durch den infolge der Doppelbrechung auftretenden Gangunterschied.

Es wurden zwei gleiche Glasstücke, jedes durch eine Schraubenpresse in einer Richtung comprimirt; dann wurde die magnetische Drehung bestimmt, wenn beide Stücke hinter einander im magnetischen Felde lagen, und die Lichtstrahlen dieselben nach einander durchliefen, einmal wenn die Compressionsrichtung in beiden Stücken zusammenfiel, das andere mal wenn die Compressionsrichtungen gekreuzt waren. Es ergab sich, dass im zweiten Fall die beobachtete Drehung erheblich grösser war als im ersten. Ich habe diese Versuche wiederholt.

Ein Würfel aus nicht doppelbrechendem Glas von 15 mm Seitenlänge mit zwei polirten Endflächen wurde in ein magnetisches Feld gebracht. Senkrecht auf die Vorderfläche fiel geradlinig polarisirtes Licht; es wurde eine bestimmte Drehung der Polarisationssebene beobachtet.

Als darauf ein zweiter dem ersten gleicher Würfel hinter diesen in das Feld gebracht wurde, war die Drehung natürlich doppelt so gross. Nun wurden die beiden Würfel je in einer kleinen Schraubenpresse so comprimirt, dass die Gangunterschiede in beiden möglichst gleich waren; jeder Würfel für sich zeigte im Felde eine Abnahme der ursprünglichen Drehung. Setzte man beide hinter einander, sodass die Schraubenaxen der Pressen parallel zu einander standen, und damit der Gangunterschied gleich der Summe der einzelnen Gangunterschiede wurde, so war die Drehung bedeutend unter die Summe der einzelnen Drehungen gesunken.

Wenn dagegen die beiden Schraubenaxen gekreuzt wurden, sodass die Compressionsaxe des einen Würfels auf der des anderen senkrecht stand, war der Gangunterschied Null, falls beide gleichmässig comprimirt waren, die Drehung indessen war angenähert immer gleich der Summe der Einzeldrehungen in comprimirtem Zustande und nahm bei zunehmendem Druck im Verhältniss der Einzeldrehungen ab. Die nachstehende Tabelle VI gibt einen Theil der gefundenen Resultate.

Tabelle VI.

δ		$\mathcal{A}$	2α	
I	II		beob.	ber.
0	0	0	31,2°	
0,06	0,09	0,03	30,4	29,4
0,11	0,11	0,00	28,9	28,9
0,17	0,18	0,01	24,9	25,3
0,22	0,24	0,03	19,9	20,6

Unter δ befinden sich in der Tabelle die Gangunterschiede in den einzelnen Würfeln, unter $\mathcal{A}$ die der gekreuzten Würfel und unter 2α beob. die beobachteten, unter 2α ber. die nach der Theorie berechneten dazu gehörigen doppelten Drehungen.

Die Unterschiede zwischen der Beobachtung und der Berechnung rühren daher, dass die Compression nicht gleichmässig genug durch die Würfel vertheilt war, und man nie sicher war, dass die Compressionsachsen der beiden Würfel genau senkrecht zu einander standen.

Indessen ist ersichtlich, dass man nicht nur eine Abnahme der magnetischen Drehung der Polarisationssebene bei zunehmender Doppelbrechung beobachtet, sondern dass man auch bei verschiedener Vertheilung der Spannungen eine Abnahme der Drehung nachweisen kann, ohne dass sich eine Spur von Doppelbrechung beobachten lässt. Daher kann unter Umständen ein Körper bei genügend grossen und richtig vertheilten Spannungen nur eine schwache, bzw. keine Drehung der Polarisationssebene im magnetischen Felde zeigen. Ebenso darf man bei Krystallen, an denen man keine electromagnetische Drehung beobachten kann, nicht den Schluss ziehen, dass ihnen keine Verdet'sche Constante zukäme, weil eine vorhandene Drehung durch die superponirte Doppelbrechung geschwächt wird und bis zur Unmerklichkeit verdeckt werden kann.

§ 13. Mit diesen sämmtlichen Erscheinungen dürfte auch eine von Hrn. Villari¹⁾ gemachte Beobachtung im engsten Zusammenhang stehen.

Hr. Villari hat einen Cylinder aus sehr dichtem Flintglas von 10,5 mm Höhe und 63 mm Durchmesser, dessen hohe Kante über einem darauf fest gekitteten, messingenen Ring geschliffen und polirt war, zwischen zwei Magnetpolen rotiren lassen. Polarisirtes Licht fiel in der Richtung eines Durchmessers auf die Scheibe. Diese wurde in schnelle Rotation versetzt, und Hr. Villari fand, dass die Drehung der Polarisationssebene mit wachsender Winkelgeschwindigkeit abnahm. Zur Erklärung dieser Erscheinung sagt er: „So wird man leicht nach Aufstellung einer Proportion finden, dass bei 201 Umdrehungen in der Secunde das Drehvermögen der Scheibe gänzlich verschwunden ist. Und wenn ... man die Zeit dieser Drehungsgeschwindigkeit berechnet, so wird

1) Villari, Rendiconti del Ist. Lomb. (2) 3. 1870; Pogg. Ann. 149. p. 324. 1873.

man finden, dass die Scheibe 0,001 244 Secunden braucht, um einen Quadranten zu durchlaufen. Man kann daher behaupten, dass dieses Zeittheilchen das Maximum ist, während welcher ein Glascylinder das magnetische Feld durchlaufen kann, ohne sich zu magnetisiren.“

Ich unternahm es, die Untersuchung von Hrn. Villari zu wiederholen.

§ 14. Nach längeren Versuchen gelang es, diejenigen Umlaufgeschwindigkeiten an einer Stelle zu erhalten, die benutzt werden sollten.

Zu diesem Zweck wurde auf dem Schwungrad einer Dynamomaschine, die von einem Gasmotor getrieben wurde und 900 bis 1000 Touren in der Minute machte, eine Nuth eingedreht. Die Bewegung dieser Scheibe von 43,5 cm Durchmesser wurde mittels mehrerer Uebersetzungen auf eine Welle übertragen. Die gesammte Uebertragung von der Dynamomaschine aus auf die zu treibende Welle betrug 1:19,8.

Um dabei möglichst wenig von der Geschwindigkeit durch Gleiten der Schnurläufe zu verlieren, wurden auf diese Spannrollen gesetzt, und die Spannung vor jedem Versuch genau regulirt.

Die beiden Enden der zu treibenden Welle lagen ausserhalb der Lager; auf der einen Seite wurde ein Zahlwerk angesetzt; durch Zahnräder wurde die Bewegung auf drei Zeiger übertragen, die je 10, 100 und 1000 Umdrehungen anzeigten. Beobachtet wurde nur an dem Zeiger für 100, da der für 10 bei schnellen Rotationen nicht mehr zu erkennen war.

Auf dem anderen Axenende sass eine runde eiserne Scheibe. Wäre man mit dieser direct in das magnetische Feld gegangen, so würden die in der rotirenden Welle auftretenden Inductionsströme die Geschwindigkeit wesentlich vermindert haben.

Um daher die Axe möglichst aus dem Bereich des magnetischen Feldes zu bringen, wurde auf der eisernen Scheibe ein Cylinder aus hartem Holz von 64 mm Durchmesser und 23 mm Höhe befestigt. Auf dessen Stirnseite wurde eine

kreisrunde Glasscheibe aufge kittet. Diese war ebenso wie die Glasstücke aus Jena bezogen und zeigte keine Spuren von Spannungen. Sie hatte einen Durchmesser von 64 mm, eine Dicke von 10 mm und wog 78,938 g. Der 10 mm starke Rand war fein polirt.

Bei dem Kitten war eine grosse Schwierigkeit zu überwinden, da das Glas selbst bei der sorgfältigsten Abkühlung stets doppelbrechend wurde, sobald der Kitt erhärtet war. Als bestes Bindemittel ergab sich eine Mischung von Wachs und Colophonium, die in einer Stärke von ca. 2 mm auf das Holz aufgetragen wurde; ebenso wurde auf die Scheibe eine Schicht aufgetragen, dann beide bis zur Verflüssigung des Kittes erwärmt, die Scheibe aufgelegt und auf das sorgfältigste centrirt.

Lässt man dann möglichst langsam abkühlen, so bleibt die Scheibe ungefähr drei bis fünf Stunden lang ohne Spannung; dann tritt eine solche schwach auf der gekitteten Fläche auf. Da indessen die Untersuchungen an einigen sehr heissen Tagen des vorigen Sommers gemacht wurden, so erstarrte der Kitt überhaupt nicht vollständig, und die Scheibe zeigte bei dem Licht eines grossen Argandbrenners zwischen gekreuzten Nicols keine Spur von Doppelbrechung.

Zunächst wurde nur die Drehung mit der Methode von Lüd tge in der früher angegebenen Anordnung beobachtet. Der Hauptschnitt des Polarisators lag horizontal, und das Licht durchlief die Scheibe in der Richtung eines Durchmessers.

Der Electromagnet wurde durch 12 Bunsen'sche Elemente erregt.

§ 15. Zuerst wurde die Dynamomaschine möglichst gleichmässig und langsam gedreht. Während ich die magnetische Drehung mass, wurden an dem Zählwerk wiederholt die Touren gezählt.

Bei einer Geschwindigkeit von 765 Umdrehungen in einer Minute betrug die doppelte magnetische Drehung $5,06^{\circ}$; bei 2496 Umdrehungen war die Drehung $5,04^{\circ}$.

Für die höheren Touren wurde die Dynamomaschine durch den Gasmotor getrieben.

Die Scheibe machte 10 800 Touren pro Minute; die Drehung betrug nur noch $0,77^\circ$. Sie hatte also abgenommen von $5,06$ auf $0,77^\circ$ bei einer Zunahme der Rotation bis auf 10 800 Umdrehungen. Folglich werden die Versuche des Hrn. Villari bestätigt.

Nun wurde aber statt des Argandbrenners die Natriumflamme genommen, der Hauptschnitt des polarisirenden Nicols unter 45° gegen die Horizontale geneigt, statt des Doppelquarzes der Babinet'sche Compensator eingeschoben und das Prisma fortgenommen.

Bei zunehmender Rotationsgeschwindigkeit der Welle konnte man im Compensator eine deutliche Verschiebung des Interferenzstreifens beobachten. Dieselbe war am besten zu sehen, wenn der Motor anliefe. Der Streifen wanderte von der Mitte fort mit zunehmender Rotation der Welle. Am Schraubenkopf des Compensators musste man beständig nachdrehen, um den Streifen in der Mitte zu erhalten, bis die Scheibe eine constante Tourenzahl erreicht hatte. Dann blieb der Streifen fest zwischen den Fäden stehen. Wurde der Gasmotor wieder abgestellt, so wanderte der Streifen zurück.

Augenscheinlich war also die Scheibe bei der Rotation doppelbrechend geworden, und zwar um so stärker, je mehr die Winkelgeschwindigkeit zunahm.

In der folgenden Tabelle VII ist unter u die Anzahl der Umdrehungen in einer Minute angegeben, die die Glasscheibe machte, und unter δ die dazu gehörigen, am Compensator gemessenen Gangunterschiede in Wellenlängen δ für Natriumlicht.

Tabelle VII.

u	110	1967	6660	13020	17160
δ	0	0,014	0,148	0,474	0,686.

Bei den früheren Versuchen ist gezeigt worden, wie bei zunehmender Doppelbrechung die magnetische Drehung der Polarisationssebene abnimmt.

In diesem Fall nimmt mit wachsender Umlaufgeschwindigkeit die Doppelbrechung zu; mithin muss die magnetische Drehung nach den obigen Gesetzen abnehmen.

Diese Abnahme hat Hr. Villari auch richtig beobachtet; indessen dürfte die dazu gegebene Erklärung nicht richtig sein.

Leider sind bei den ganz hohen Tourenzahlen die Drehungen nicht beobachtet, da bei einem erneuten Versuche die Scheibe abflog. Jedenfalls wäre dabei der Sinn der Drehung dem ursprünglichen entgegengesetzt gewesen, da der Gangunterschied über $\frac{1}{2} \lambda$ gewachsen war.

§ 16. Die in der rotirenden Scheibe auftretende Doppelbrechung kann nur entstehen, wenn Spannungsdifferenzen auftreten. Diese Spannungen können in dem Glas nur durch die bei der Rotation auftretende Centrifugalkraft erzeugt werden. Als Ausdruck für diese hat man $F = 4\pi^2 \cdot m r / A^2$, worin m die Masse eines Punktes, r die Entfernung desselben von der Rotationsaxe, A die Umlaufszeit ist. Bedeutet n die Tourenzahl in einer Secunde, so ist $1/A = n$. Die Spannung wächst also proportional dem Quadrat der Tourenzahl.

Nach Wertheim's Untersuchungen ist der Gangunterschied bei zunehmender Doppelbrechung proportional den zum Ziehen oder Drücken nöthigen Gewichten.

Da bei der Rotation die Spannung mit dem Quadrat der Tourenzahl wächst, so müssen auch die Gangunterschiede proportional dem Quadrate der Tourenzahl wachsen.

Trägt man daher erstere als Function der Tourenzahl auf, so muss sich als resultirende Curve eine Parabel ergeben, deren Scheitel im Coordinatenanfangspunkt liegt.

Hierbei muss noch bemerkt werden, dass nur bei den drei ersten Geschwindigkeiten je sechs Einstellungen am Compensator gemacht wurden. Bei den beiden höheren Geschwindigkeiten konnte nicht so viel Zeit angewendet werden, da trotz beständigen Oelens die Axe heiss lief. Es wurde nur je eine Einstellung gemacht. Die Resultate sind in Fig. 14 graphisch aufgetragen, als Abscissen die Tourenzahlen und als Ordinate die Gangunterschiede.

Denkt man sich durch die rotirende Scheibe ein Coordinatensystem so gelegt, dass die y -Axe mit der Rotationsaxe zusammenfällt, und die x -Axe senkrecht dazu vertical durch die Fläche der Scheibe geht, so findet in der Richtung

der $\pm x$ eine Spannung statt; infolgedessen muss eine Compression in der $\pm y$ -Axe stattfinden.

Fällt daher ein unter einem Azimuth von 45° geradlinig polarisirter Lichtstrahl auf die rotirende Scheibe und durchläuft sie in der Richtung eines Durchmessers, so muss er in zwei, in der x - und y -Axe schwingende Strahlen zerlegt werden, von denen der in der y -Axe schwingende gegen den in der x -Axe beschleunigt ist. Es tritt derselbe Fall ein wie bei den Glasstücken.

Dass dies auch wirklich stattfand, war ohne weiteres daraus zu erkennen, dass der Interferenzstreifen im Compensator sowohl bei zunehmendem Zug an dem Glasstück, als auch bei zunehmender Winkelgeschwindigkeit der Scheibe nach derselben Seite wanderte.

Nach diesen Untersuchungen dürfte die von Hrn. Villari und mir beobachtete Abnahme der magnetischen Drehung der Polarisationssebene in einer rotirenden Scheibe auf die durch die Centrifugalkraft erzeugte Doppelbrechung zurückzuführen sein.

Phys. Inst. der Univ. Strassburg.

III. *Ueber Durchsichtigkeit der Metalle;* *von Willy Wien.*

Die electromagnetische Lichttheorie ist bisher fast ausschliesslich nach zwei Seiten hin mit den Thatsachen verglichen worden, nämlich das Verhältniss der electricen Einheiten mit der Lichtgeschwindigkeit und zweitens die Constanten der diëlectrischen Polarisirung mit den Brechungsquotienten. Es ist indessen schon von Maxwell¹⁾ auf eine dritte Beziehung hingewiesen worden, welche bisher fast gar nicht Gegenstand experimenteller Prüfung geworden ist. Dieselbe besteht in der Abhängigkeit der Durchsichtigkeit eines Körpers von seinem Leitungsvermögen, und zwar sollen der

1) Maxwell, Treatise on electricity and magnetism 2. p. 405.