

Die
magnetische Drehung der Polarisationssebene
bei wachsender Doppelbrechung
in dilatiertem Glas.

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung der Doctorwürde

der

mathematischen und naturwissenschaftlichen Facultät
der Kaiser Wilhelms-Universität Strassburg

vorgelegt

von

Wilhelm Wedding

aus Berlin.

1888.



Die
magnetische Drehung der Polarisationssebene
bei wachsender Doppelbrechung
in dilatirtem Glas.

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung der Doctorwürde

der

mathematischen und naturwissenschaftlichen Facultät
der Kaiser Wilhelms-Universität Strassburg

vorgelegt

von

Wilhelm Wedding

aus Berlin.

1888.

Additional material to this book can be downloaded from <http://extras.springer.com>

ISBN 978-3-662-32354-0

ISBN 978-3-662-33181-1 (eBook)

DOI 10.1007/978-3-662-33181-1

Verlagsbuchhandlung von Julius Springer
Berlin N., Monbijouplatz 3.

§ 1. Die Änderungen, welche die magnetische Drehung der Polarisationssebene in einem Krystall erfährt, wenn man die Richtung der Hauptaxe gegen die des einfallenden Lichtes variiert, oder in einem isotropen Körper, wenn derselbe durch äufere Kräfte doppelbrechend gemacht wird, haben besonders Wertheim und Lütgtge untersucht, ohne indessen zu einem abschließenden Resultat zu gelangen.

Wertheim¹⁾ setzte Gläser in einem magnetischen Felde einem veränderlichen Zug und Druck aus und fand, dafs die magnetische Drehung der Polarisationssebene mit zunehmender Compression oder Dilatation abnahm und Null wurde. Es war ihm indessen nicht möglich, genau festzustellen, bei welcher Gröfse des Gangunterschiedes die Drehung verschwand; er sagt nur: „Toutefois, en se servant de rayons homogènes, on peut se convaincre que toute rotation a disparu lorsque la différence de marche est devenue égale à $\frac{\lambda}{2}$, car, alors, l'image ordinaire est complètement obscure, et si la moindre trace de rotation subsistait, elle se manifesterait immédiatement dans cette image.“

Lütgtge²⁾ 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 Polarisationssebene. Darauf drehte er die Axe des Krystalles so, dafs der Winkel, den dieselbe mit der Richtung des auffallenden Lichtes bildete, gröfser wurde. Er fand, dafs die 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 im gleichen Fall bei allen anderen Krystallen. Dieselbe hatte also mit zunehmender Doppelbrechung abgenommen.

¹⁾ Wertheim, Pogg. Ann. 86 pg. 321. 1852. — Ann. de chim. et de phys. III. Sér. T. XL pg. 156. 1854.

²⁾ Lütgtge, Pogg. Ann. 137 pag. 271. 1869.

Er variierte darauf das Experiment so, dafs 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 Wert betrug der Gangunterschied in dem Glas 0,6 Wellenlängen für gelbes Licht.

Lüdtge hat also bei einem Gangunterschied von $\frac{1}{2}\lambda$ noch eine bedeutende Drehung gemessen, während dieselbe nach Wertheims Beobachtungen Null war.

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

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

Dieser geht von der Annahme aus, dafs sich in einem unendlich kleinen Wegelement die Wirkungen der Doppelbrechung und Circularpolarisation superponieren. Er betrachtet zunächst die Wirkungen, die bei wachsender Doppelbrechung vor sich gehen, und findet, dafs 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 hieraus resultierenden Schwingungen findet er nun solche, die sich in Anbetracht ihrer Form, ihrer Lage und des Sinnes, in welchem sie durchlaufen werden, ohne Änderung durch das doppelbrechende Medium fortpflanzen. Er betrachtet nur diese Schwingungen und nennt sie bevorzugte Schwingungen (*vibrations privilégiées*).

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

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

¹⁾ Gouy, Journ. de phys. XII. Sér. T. IV. pag. 149. 1885.

Hierin ist $h = \frac{\pi \varphi}{\omega}$, d. h. gleich dem Verhältnis des durch die Doppelbrechung allein erzeugten Gangunterschiedes φ zu dem durch die Circularpolarisation bewirkten Gangunterschied $\frac{\omega}{\pi}$.

Diese beiden einander gleichen Ellipsen werden in entgegengesetztem Sinne durchlaufen; ihre großen Axen liegen bezw. 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 Herr Gouy berechnet. Es ist:

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

Hierin bedeuten φ und $\frac{\omega}{\pi}$ dieselben Größen wie in der vorigen Formel, beide in Wellenlängen gemessen.

Nun könnte man das Axenverhältnis der beiden Ellipsen berechnen, dann das Amplitudenverhältnis der geradlinigen Strahlen, aus denen sie entstehen, und schließlich aus diesen Daten die Drehung, welche unter dem Einfluß der gleichzeitig wirkenden Doppelbrechung und Circularpolarisation stattfindet.

Hierfür ist aber von Herrn Dr. Wiener eine Formel aufgestellt, die schneller zum Ziele führt. Er berechnet diese Drehung α nach der Formel:

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

δ' ist der Gangunterschied der bevorzugten Schwingungen, gemessen in Bogenmaß; da einem Gangunterschied $\delta = \frac{2}{3} \lambda$ ein einmaliger Kreisumlauf entspricht, so ergibt sich $\delta' = \delta \cdot 360$; $\upsilon' = \sqrt{1 + \upsilon^2}$ und $\upsilon = \frac{\omega_1}{\varphi}$, 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 Herrn Gouy würde sein: $\omega_1 = \frac{\omega}{\pi}$, $\upsilon = \frac{1}{h}$ und $\delta = \sqrt{\varphi^2 + \omega_1^2}$.

Durch einige kleine Umformungen erhält man aus der obigen Formel:

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

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, dafs, wenn $\delta' = \pi$ ist, $2\alpha = 0$ wird und zwar für jeden Wert von ω_1 . Die Drehung hat also bis auf Null abgenommen. Wächst δ' weiter, so wird 2α negativ, d. h. die Drehung mufs 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 Änderungen von 2α sind leichter zu übersehen, wenn man sie direkt berechnet. Dies soll später geschehen, wenn die Theorie mit der Beobachtung verglichen wird.

Zur Prüfung der Theorie veranlafte mich Herr Prof. Kundt, die folgende experimentelle Untersuchung auszuführen.

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

§ 3. Da sich durch viele Versuche ergeben hatte, dafs bei der Compression mittelst Schraube oder Hebelübertragung keine genügend gleichmäfsige Verteilung 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 Crownglas. Dieselben waren besonders für diese Untersuchungen in Jena von der Firma Schott und Genossen angefertigt und auf das Sorgfältigste gekühlt, so dafs sie keine Spannungen zeigten. Das Schleifen und Polieren war in der Fabrik von Schmidt und Haensch 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 poliert. Der schraffierte Teil der Fig. 1 zeigt den Querschnitt durch ein solches Glasstück; dasselbe war oben und unten keilförmig zugechliffen, so dafs auf 10 mm Länge 1 mm Steigung kam. Über diese

beiden keilförmigen Ansätze pafsten 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 armierte Glasstück wurde zwischen die Pole eines großen, aufrecht stehenden Elektromagneten 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 vertikal zwischen den Polen.

Die Übertragung durch den Hebelarm betrug 1:6; der Drehpunkt lag auf den Polstücken, so dafs der Tisch mit dem Elektromagneten bei der Belastung unverrückt blieb.

§ 4. Die Messungen der magnetischen Drehung und der Doppelbrechung wurden in folgender Weise ausgeführt.

Zur Bestimmung der ersteren diente die von Lütdtge angegebene Methode. Die Lichtstrahlen einer großen Argand-Lampe wurden durch eine Sammellinse auf den Spalt eines Collimatorrohres konzentriert. Der Spalt war ungefähr 0,3 mm breit, bis auf 3 mm Länge abgeblendet und stand im Brennpunkt der Collimatorlinse, so dafs aus dieser das Licht parallel austrat. Dasselbe fiel auf einen Nicol, der in einem Teilkreis mit Nonius drehbar war; von dort gingen die Strahlen durch das eine durchbohrte Polstück des Elektromagneten, durchsetzten das Glas in seiner Länge von 50 mm, liefen durch das zweite Polstück und fielen auf einen zweiten, aus Stanniol geschnittenen, vertikal stehenden Spalt, der auf einen Doppelquarz aufgeklebt war. Dieser bestand aus zwei gleich dicken, senkrecht zur optischen Axe geschliffenen Quarzen, von denen der eine die Polarisations ebene nach rechts, der andere nach links drehte. Die beiden Stücke waren mit Kanadabalsam so an einander gekittet und so justiert, dafs, wenn der aufgeklebte Stanniolspalt vertikal stand, die Kittfläche horizontal lag. Der Quarz war in solcher Entfernung von dem Elektromagneten aufgestellt, dafs dieser keine Wirkung auf den Krystall ausüben konnte.

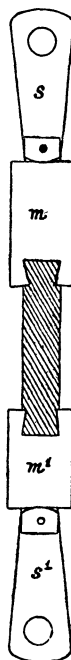


Fig. 1.

Von dem Quarz fiel das Licht auf einen analysierenden Nicol, der in einem Teilkreise 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 Spektren, die von einem schwarzen vertikalen Streifen durchzogen sind.

Der Quarz war 7,5 mm dick, so dafs er das mittlere Gelb in den Spektren auslöschte. Findet dann eine Drehung der Polarisationssebene statt, so wandert der eine Streifen nach rechts, der andere nach links; der Winkel, um den der Analysator gedreht werden mufs, damit die Streifen wieder über einander fallen, giebt die Drehung der Polarisationssebene an. Die Drehung wurde in diesem Falle für das mittlere Gelb gemessen.

Wir wollen gleich an dieser Stelle bemerken, dafs die beiden Streifen nur dann tief schwarz gefärbt sind, wenn linear polarisiertes 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 Argand-Lampe wurde ein 55 mm breiter Bunsenscher Schnittbrenner gebracht, in den 6 Natriumperlen an Platinösen hineinragten. Der Hauptschnitt des polarisierenden Nicols wurde unter 45° gegen die Horizontale geneigt, der Spalt nebst Quarz auf einer Schiene zur Seite geschoben und dafür ein Babinetscher Compensator eingefügt. Schliesslich wurde noch das Prisma fortgenommen und der analysierende Nicol mit dem polarisierenden gekreuzt, so dafs zwischen den Fäden des Compensators in der Nullstellung der schwarze Interferenzstreifen erschien.

Der mittlere Fehler des Resultates betrug bei den Messungen mit dem Compensator $\pm 7,8$ Trommelteile am Schraubenkopf des Compensators. Da einem Gangunterschied von $\frac{2}{3}\lambda$ für Natrium-Licht eine Verschiebung von 3600 Trommelteilen entsprach, so waren die Einstellungen auf $0,2\%$ 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 derselben ergibt sich aus der Formel von Herrn Boltzmann: 1)

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

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

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

§ 5. Der grofse vertikale Elektromagnet, dessen Rollenwiderstand ca. 3,5 Ohm betrug, wurde mittelst eines Dynamostromes erregt. Bei den gröfseren Feldstärken wurde der Strom direkt benutzt, bei geringeren nur ein Zweigstrom. Um die Constanz des Stromes zu controlieren, war in den Kreis des Elektromagneten ein Ampèremeter nebst regulierbaren Widerständen eingeschaltet. Eine Wippe ermöglichte stets den doppelten Betrag der Drehung zu messen. Die Polstücke wurden so weit 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 Verdetsche Constante bestimmt worden. Dieselbe wurde gefunden durch Vergleich der Drehungen in Glas und Wasser bei gleichem magnetischen Felde. Herr Dr. Arons 3) hat die Verdetsche Constante des Wassers für Natriumlicht bei 19° gleich 0,013 Minuten gefunden. Daraus findet man für das benutzte Crown-glas die Verdetsche Constante gleich 0,018 Minuten und für das Flintglas gleich 0,039 Minuten. Die zu berechnenden Feldintensitäten sind daraus bestimmt.

§ 6. Nachdem in den beiden, frei zwischen den Polen liegenden nicht doppelbrechenden Gläsern die Drehung für 4 verschiedene Feld-

1) Boltzmann, Pogg. Ann. Jubelbd.

2) Wertheim, Ann. de chim. et de phys. III. Sér. T. XL, pag. 156. 1854.

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

stärken bestimmt war, wurde zunächst das Crown Glas durch Haken mit der unteren Fassung an dem Eisenbande und mit der oberen Fassung an dem Hebelarm befestigt und durch das Gewicht des sehr starken Hebelarmes und den an den Enden desselben angehängten Gewichten dilatiert. 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 vertikal steht und regelmässig dilatiert ist, mit der Vertikalen zusammenfallen; die andere ist hierzu senkrecht.

Da es nun unmöglich war, das Glasstück in der Vertikalen genau zu erhalten, weil die Haken, das Eisenband, überhaupt alle belasteten Teile 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 vertikal gestellt und für die Lüdtgesche Methode der Nullpunkt ohne erregten Elektromagneten bestimmt; dann wurde dieser durch den Maximalstrom erregt und die Drehung für beide Stromesrichtungen bestimmt; fielen die Ausschläge gleich aus, so konnte man sicher sein, daß der Hauptschnitt des Polarisators mit der Dilatationsaxe zusammenfiel. Im entgegengesetzten Falle wurde der polarisierende 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 differierten 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 4 verschiedenen Feldstärken möglichst schnell hinter einander gemessen. Für jede Stromesrichtung wurden je 10 Einstellungen gemacht.

Darauf wurden die Gangunterschiede gemessen. Die Einstellung des Streifens im Compensator zwischen die beiden Fäden geschah je 5 Mal von beiden Seiten.

Bei diesen Untersuchungen stellte es sich heraus, daß bei fortschreitender Dilatation immer gröfsere Belastungen angewendet werden mußten, um dieselbe Zunahme im Gangunterschied 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 gesamte Strecke des Glasquerschnitts gleichmäfsig verteilt; 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, so daß zwischen Glas und Messing dünne Streifen Kartonpapier geschoben werden konnten.

Bei den weiter fortgesetzten Versuchen gelang es indessen selbst dann nicht, für alle 4 Feldstärken Werte zu erhalten für einen Gangunterschied viel über $\frac{1}{2}\lambda$ hinaus.

Bei weiterem Zug rifs 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 auf den zu kittenden Flächen zum Schmelzen gebracht, nach dem Kitten wiederum auf 128° erhitzt und schließlichs innerhalb 22 Stunden so langsam und regelmäfsig 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 direkt 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 reducierten

¹⁾ Wertheim, Ann. de chim. et de phys. III. Sér. T. XL pag. 156. 1854.

Gangunterschiede, die den unter 1 angeführten Belastungen entsprechen. Unter 3 stehen die für 4 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	4,31
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° drehte, zeigte dieses bei der maximalen Stromstärke eine Drehung von 26,13°. Wiederum wurden die Drehungen für 4 verschiedene Feldstärken gemessen und die dazu gehörigen Gangunterschiede bestimmt.

Nachdem das Glas mit Siegellack gekittet war, gelang es bis zu Gangunterschieden über $\frac{2}{3}\lambda$ zu kommen.

Die gefundenen Resultate sind in Tabelle II (S. 13) genau ebenso wie früher für das Crown Glasstück zusammengestellt. Die Feldstärken stimmen nur im größten Wert mit denen von Crown Glas überein, die übrigen sind so gewählt, daß die Drehung ungefähr immer um gleich viel abnahm.

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.

Tabelle II.

1	2	3			
		3820	2920	2160	1140
0	0	26,13	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	—	—

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

§ 8. Zeichnet man diese experimentell gefundenen Resultate graphisch in Fig. 2 und 3 auf, indem man auf der x-Axe die Gangunterschiede und auf der y-Axe die dazu gehörigen magnetischen Drehungen abträgt, so sieht man, dafs bei zunehmendem Gangunterschied eine schnelle Abnahme der Drehung erfolgt.

Die Kurven haben vor $\frac{1}{2}\lambda$ einen Wendepunkt, schneiden dicht vor $\frac{1}{2}\lambda$ die x-Axe und zwar um so früher, je gröfser die Anfangsdrehung war, erreichen vor $\frac{3}{4}\lambda$ 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 Herrn Gouy

und Dr. Wiener ergeben, und zwar für Flintglas, da für dieses die meisten Beobachtungen vorliegen.

Gegeben ist bei 4 verschiedenen Feldstärken die Anfangsdrehung ω , solange keine Doppelbrechung auftritt. Hieraus berechnet man nach der Formel $\delta = \sqrt{\varphi^2 + \left(\frac{\omega}{\pi}\right)^2}$ 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: $\text{tg } 2\alpha = \frac{\omega_1 \cdot \delta \cdot \sin \delta'}{\varphi^2 + \omega_1^2 \cdot \cos \delta'}$, worin $\omega_1 = \frac{\omega}{\pi}$ 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 Werte, unter 2α die zugehörigen Doppeldrehungen; die unterstrichenen Zahlen sind die gegebenen Anfangsdrehungen. Die Werte sind nur auf 3 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	<u>26°,13</u>	0,056	<u>19,98</u>	0,041	<u>14,83</u>	0,022	<u>7,86</u>
0,1	0,124	<u>24,35</u>	0,114	<u>18,63</u>	0,108	<u>13,89</u>	0,102	<u>7,35</u>
0,2	0,213	19,92	0,208	15,23	0,204	11,27	0,201	5,95
0,3	0,309	<u>13,33</u>	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 $\delta = \frac{2}{3} \lambda$ wiederum Null wird und denselben Sinn wie anfangs erhält.

Trägt man diese Drehungen 2α als Funktionen der Gangunterschiede δ graphisch auf, so erhält man die in Fig. 4 ausgezogenen Kurven. 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 Teil 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 $\delta = \sqrt{\varphi^2 + \left(\frac{\omega}{\pi}\right)^2}$ 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 reduzierten Gangunterschiede, unter $\delta_1 \dots \delta_4$ die dazu gehörigen Gangunterschiede für die 4 Feldstärken, unter $2\alpha_1 \dots 2\alpha_4$ die beobachteten Drehungen.

Tabelle IV.

φ	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
0,07	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	—	—	—

Trägt man ebenso wie oben die Drehungen 2α als Funktionen der Gangunterschiede δ in Fig. 4 ein, so kann man leicht die experimentell gefundenen Resultate mit denen vergleichen, die sich aus der Theorie ergeben.

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

Dafs an einigen Stellen gröfsere Abweichungen zwischen Theorie und Beobachtung vorkommen, kann auf zwei Ursachen beruhen. Einmal kann die ungleichförmige Verteilung des Zuges in dem Glase daran schuld sein, zweitens das Nichtzusammenfallen des Hauptschnittes des polarisierenden Nicols mit der Richtung der Dilatationsaxe in dem Glase.

Eine besonders groſe Abweichung findet sich bei den beiden Punkten jenseits $\frac{2}{3}\lambda$. An dieser Stelle wurde sehr schnell beobachtet, weil man in jedem Augenblick das Zerreiſen des Glases befürchten mußte. Es wurde deshalb keine groſe Rücksicht auf die Centrierung des Polarisators genommen, da es nur darauf ankam, noch einen positiven Wert für die Drehung zu erhalten. In der That riſs noch während der Beobachtung das Glas, so daſs nur für 2 Kurven positive Werte erhalten werden konnten.

Indessen kann man wohl behaupten, daſs der gesamte Verlauf der Kurven die Theorie vollständig beſtätigt.

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

Herr Dr. Wiener zeigt, daſs, wenn auf ein doppelbrechendes Medium ein geradlinig polarisierter Lichtstrahl auffällt, dessen Schwingungsebene mit der Richtung zusammenfällt, in welcher der beschleunigte Strahl schwingt, die Doppelbrechung an sich keine Veränderung der einfallenden Schwingung herbeiführt. Sobald aber durch die Circularpolarisation die geradlinige Schwingung aus der obigen Richtung herausgedreht wird, wird sie durch die Doppelbrechung elliptisch. Das Axenverhältnis dieser elliptischen Schwingung wächst mit zunehmendem Gangunterschied und nimmt dann wieder ab. Es ist am größten bei einem Gangunterschied von $\frac{1}{2}\lambda$.

Das Axenverhältnis ist für diesen Wert 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, so daſs die Amplituden der beiden senkrecht zu einander schwingenden Strahlen gleich waren, und nun bei erregtem Elektromagneten die Verschiebung des Streifens im Compensator gemessen bei Natriumlicht.

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

Aus den für die 4 Feldstärken beobachteten Gangunterschieden ist nun das Axenverhältnis zu berechnen. Da die groſe Axe der aus dem Glase austretenden elliptischen Schwingung unter 45° gegen die

x-Axe geneigt ist, wenn das Axenverhältnis 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 polarisierter Lichtstrahlen einzusetzen und findet so das Verhältniß der kleinen zur großen Axe:

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

Hierin sind für δ die gefundenen und auf Grade umgerechneten Werte einzusetzen.

Um diese mit den theoretischen zu vergleichen, berechnet man die Axenverhältnisse nach der von Herrn Dr. Wiener aufgestellten Formel:

$$v = \frac{\omega_1}{\varphi},$$

worin ω_1 und φ die schon erwähnten Größen bedeuten.

In Tabelle V stehen unter 1 die Feldstärken, unter 2 die beobachteten Gangunterschiede, unter $\frac{a}{b}$ die daraus berechneten Axenverhältnisse und unter v die sich aus der Theorie ergebenden Werte.

Tabelle V.

1	2	$\frac{a}{b}$	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 Herr Prof. Kundt durch einen einfachen Versuch zu entscheiden gesucht, ob die in einem geprefsten Glase 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 Schraubendrucke in einer Richtung comprimiert, 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 zu-

sammenfiel, das andere Mal wenn die Compressionsrichtungen gekreuzt waren. Es ergab sich, dafs im zweiten Fall die beobachtete Drehung erheblich gröfser war als im ersten.

Ich habe diese Versuche wiederholt. Ein Würfel aus nicht doppelbrechendem Glase von 15 mm Seitenlänge mit zwei polierten Endflächen wurde in ein magnetisches Feld gebracht. Senkrecht auf die Vorderfläche fiel geradlinig polarisiertes 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 grofs. Nun wurden die beiden Würfel je in einer kleinen Schraubenschraube so comprimiert, dafs die Gangunterschiede in beiden möglichst gleich waren; jeder Würfel für sich zeigte im Felde eine Abnahme der ursprünglichen Drehung. Setzte man beide hinter einander, so dafs die Schraubenachsen 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 Schraubenachsen gekreuzt wurden, so dafs die Compressionsaxe des einen Würfels auf der des anderen senkrecht stand, war der Gangunterschied Null, falls beide gleichmäfsig comprimiert waren, die Drehung indessen war angenähert immer gleich der Summe der Einzeldrehungen in comprimiertem Zustande und nahm bei zunehmendem Druck im Verhältnis der Einzeldrehungen ab. Die nachstehende Tabelle VI giebt einen Teil der gefundenen Resultate.

Tabelle VI.

δ		Δ	2α
I.	II.		
0	0	0	31°,24
0,06	0,09	0,03	30,42
0,11	0,11	0,00	28,94
0,17	0,18	0,01	24,92
0,22	0,24	0,03	19,92
0,34	0,38	0,04	13,00

Unter δ befinden sich in der Tabelle die Gangunterschiede in den einzelnen Würfeln, unter Δ die der gekreuzten Würfel und unter 2α die dazu gehörigen doppelten Drehungen.

Diese Resultate können keinen Anspruch auf grofse Genauigkeit machen, da die Compression nicht gleichmäfsig genug durch die

Würfel verteilt war, und man nie sicher war, daß die Compressionsaxen 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 Verteilung 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 verteilten Spannungen nur eine schwache, bzw. keine Drehung der Polarisationssebene im magnetischen Felde zeigen.

§ 13. Mit diesen sämtlichen Erscheinungen dürfte auch eine von Herrn Villari¹⁾ gemachte Beobachtung in engstem Zusammenhange stehen.

Herr Villari hat einen Cylinder aus sehr dichtem Flintglas von 10,5 mm Höhe und 63 mm Durchmesser, dessen hohe Kante über einem darauf festgekitteten, messingenen Ring geschliffen und poliert war, zwischen 2 Magnetpolen rotieren lassen. Polarisiertes Licht fiel in der Richtung eines Durchmessers auf die Scheibe. Diese wurde in schnelle Rotation versetzt und Herr 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 Sekunde das Drehvermögen der Scheibe gänzlich verschwunden ist. Und wenn man . . . die Zeit dieser Drehungsgeschwindigkeit berechnet, so wird man finden, daß die Scheibe 0,001244 Sekunden braucht, um einen Quadranten zu durchlaufen. Man kann daher behaupten, daß dieses Zeitteilchen . . . das Maximum ist, während welcher ein Glaseylinder das magnetische Feld durchlaufen kann, ohne sich zu magnetisieren.“

Ich unternahm es, die Untersuchungen von Herrn Villari zu wiederholen.

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

¹⁾ Villari, Rendiconti del Inst. Lomb. Ser. II, Tom. III, 1870. Pogg. Ann. 149 pag. 324.

Zu diesem Zweck wurde auf dem Schwungrad einer Dynamomaschine, die von einem Gasmotor getrieben wurde und 900—1000 Touren in der Minute machte, eine Nut eingedreht. Die Bewegung dieser Scheibe von 43,5 cm Durchmesser wurde mittelst mehrerer Übersetzungen auf eine Welle übertragen. Die gesamte Übertragung 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 Versuche genau reguliert.

Die beiden Enden der zu treibenden Welle lagen ausserhalb der Lager; auf der einen Seite wurde ein Zählwerk angesetzt, durch Zahnräder wurde die Bewegung auf 3 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 safs eine runde eiserne Scheibe. Wäre man mit dieser direkt in das magnetische Feld gegangen, so würden die in der rotierenden Welle auftretenden Induktionsströme 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 befestigt von 64 mm Durchmesser und 23 mm Höhe. Auf dessen Hirnseite wurde eine kreisrunde Glasscheibe aufgekittet. 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 poliert.

Bei dem Kitten war eine grofse 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 Kolophonium, 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 Kitts erwärmt, die Scheibe aufgelegt und auf das Sorgfältigste centriert.

Läfst man dann möglichst langsam abkühlen, so bleibt die Scheibe ungefähr 3—5 Stunden lang ohne Spannung; dann tritt eine solche schwach auf der gekitteten Fläche auf. Da indessen die Untersuchungen an einigen sehr heifsen Tagen des vorigen Sommers ge-

macht 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 Lüdtege in der früher angegebenen Anordnung beobachtet. Der Hauptschnitt des Polarisators lag horizontal und das Licht durchlief die Scheibe in der Richtung eines Durchmessers.

Der Elektromagnet wurde durch 12 Bunsensche Elemente erregt.

§ 15. Zuerst wurde die Dynamomaschine möglichst gleichmässig und langsam gedreht. Während ich die magnetische Drehung mafs, 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 Min.; die Drehung betrug nur noch $0,77^{\circ}$. Sie hatte also abgenommen von $5,06^{\circ}$ auf $0,77^{\circ}$ bei einer Zunahme der Rotation bis auf 10 800 Umdrehungen. Folglich hatte Herr Villari richtig beobachtet.

Nun wurde aber statt des Argandbrenners die Natriumflamme genommen, der Hauptschnitt des polarisierenden Nicols unter 45° gegen die Horizontale geneigt, statt des Doppelquarzes der Babinetsche 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 anlief. 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 für Natriumlicht.

Tabelle VII.

u	δ
110	0
1 967	0,014
6 660	0,148
13 020	0,474
17 160	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 Herr 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 Versuch 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 rotierenden 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:

$$F = \frac{4\pi^2 \cdot m \cdot r}{t^2},$$

worin m die Masse eines Punktes, r die Entfernung desselben von der Rotationsaxe, t die Umlaufzeit ist. Bedeutet n die Tourenzahl in einer Sekunde, so ist $\frac{1}{t} = n$. Die Spannung wächst also proportional dem Quadrat der Tourenzahl.

Nach Wertheims Untersuchungen ist nun der Gangunterschied bei zunehmender Doppelbrechung proportional den zum Ziehen oder Drücken nötigen Gewichten.

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

Trägt man daher erstere als Funktion der Tourenzahl auf, so muß sich als resultierende Kurve eine Parabel ergeben, deren Scheitel im Koordinatenanfangspunkt 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 Ölens die Axe heiß lief. Es wurde nur je eine Einstellung gemacht. Die Resultate sind in Figur 5 graphisch aufgetragen, als Abscissen die Tourenzahlen und als Ordinaten die Gangunterschiede.

Denkt man sich nun durch die rotierende Scheibe ein Koordinatensystem so gelegt, daß die y-Axe mit der Rotationsaxe zusammenfällt, und die x-Axe senkrecht dazu vertikal 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 polarisierter Lichtstrahl auf die rotierende Scheibe und durchläuft sie in der Richtung eines Durchmesser, 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 Herrn Villari und mir beobachtete Abnahme der magnetischen Drehung der Polarisations ebene in einer rotierenden Scheibe auf die durch die Centrifugalkraft erzeugte Doppelbrechung zurückzuführen sein.

Phys. Inst. der Univ. Straßburg.

Lebenslauf.

Ich, Hermann Wilhelm Wedding, evangelischer Confession, Sohn des Mitgliedes des Kaiserlichen Patentamtes Wilhelm Wedding, bin geboren in Berlin am 15. Juli 1861; daselbst besuchte ich das Friedrichs-Gymnasium und verließ dasselbe zu Ostern 1882 mit dem Zeugnis der Reife.

Zunächst arbeitete ich ein halbes Jahr praktisch in der Fabrik für elektrische Anlagen von Gebr. Naglo; darauf studierte ich zwei Semester Mathematik und Naturwissenschaften in Berlin, ging auf drei Semester nach Strafsburg, kehrte wieder auf zwei Semester nach Berlin zurück und befinde mich seit dem Sommer-Semester 1886 wiederum in Strafsburg.

Vorlesungen habe ich gehört bei den Herren Professoren und Dozenten: Bertram, du Bois-Reymond, Christoffel, Cohn, Fittig, Fuchs, Hamburger, Hofmann, G. Kirchhoff, König, Kohlrausch, Kundt, Landolt, Paalzow, Reye, Schering, Stenger, Wedding; gearbeitet habe ich in den Laboratorien der Herren Professoren: Fittig, v. Helmholtz, Kundt, Slaby.

Additional material from *Die magnetische Drehung der Polarisationssebene bei wachsender Doppelbrechung in dilatiertem Glas*,

ISBN 978-3-662-32354-0, is available at <http://extras.springer.com>



Verlagsbuchhandlung von Julius Springer
Berlin N., Monbijouplatz 3.
