reichendes Interesse darbietenden Vorgang in einigen speciellen Fällen beschrieben; die genauere Untersuchung, welche längere Zeit erfordern wird, muss ich einer spätern Arbeit vorbehalten.

V. *Ueber Phasenänderungen des Lichtes durch Reflexion; von P. Glan.*

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Bestimmung der Phasenänderung, die parallel zur Einfallsebene polarisirtes Licht durch Reflexion in Luft an verschiedenen Körpern erleidet und zwar bei ein und demselben Körper für verschiedene Einfallswinkel und verschiedene Farben. Ich habe sie bestimmt aus der Grösse der Interferenzringe, die die Körper zeigen, wenn eine Glaslinse auf ihnen liegt. Für Körper, die sich in einer dünnen, gleichmässig dicken Schicht herstellen lassen, wie Silber, sind derartige Messungen schon ausgeführt mit anderen Interferenzmethoden, doch ohne übereinstimmende Resultate. Ich habe diese Methode gewählt, weil sie sich gleichmässig auf alle Körper anwenden lässt, die eine spiegelnde Oberfläche von einigen Quadratmillimetern haben, ohne der künstlichen Herstellung dünner Schichten zu bedürfen. Ich kann auch den Vorwurf nicht gelten lassen, den Wernicke dieser Methode macht, dass ihr Hauptmangel darin bestehe, dass man die beiden zu vergleichenden Interferenzerscheinungen nacheinander beobachten müsse und nicht gleichzeitig nebeneinander; denn es ist doch schliesslich nicht unsere Aufgabe, die Durchmesser der Newton'schen Ringe, wie sie eine Glaslinse auf Glas zeigt, zu vergleichen mit denen auf Metall, und so den Unterschied der Phasenänderung bei der Reflexion an Glas gegen den an Metall zu bestimmen, sondern jede Grösse einzeln.

Wendet man Newton'sche Ringe zur Bestimmung der Phasenänderung an, so beruht die Bestimmung auf folgender Betrachtung. An der einem dunkeln Ringe entsprechenden Stelle der Luftschicht ist der Phasenunterschied der beiden interferirenden Strahlen ein bekanntes Vielfaches einer halben Wellenlänge; andererseits lässt sich dieser Phasenunterschied aus der bekannten Dicke der Luftschicht an dieser Stelle und der bei den Reflexionen und Brechungen eintretenden Phasenänderung zusammensetzen und letztere daher aus den anderen bekannten Daten finden. Zur Berechnung der Dicke der Luftschicht nimmt man gewöhnlich an, dass die aufliegende Linse eine kugelförmige Oberfläche habe, und die Platte eben sei. Es ist indess zu berücksichtigen, dass der Druck der aufliegenden Linse ihre eigene Oberfläche und die Gestalt der Platte verändert. Man kann nun einmal diese Gestaltsänderungen klein machen, ohne die Genauigkeit der Methode sonst irgendwie zu beeinträchtigen, indem man die Linse möglichst leicht nimmt, und dann kann man auch die veränderten Oberflächen jedenfalls in der Nähe des Berührungspunktes als kugelförmig ansehen und danach für die ersten dunkeln Ringe die Beziehung:

$$\rho^2 \cos i \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{r'} \right) + \chi = (2n + 1) \frac{\lambda}{2}$$

annehmen. Ohne r und r' , die Radien der veränderten Linsen- und Plattenoberfläche zu kennen, kann man χ in folgender Weise finden. Setzt man:

$$\chi = (1,5 - \alpha) \lambda \quad \text{und} \quad \frac{\rho_2^2}{\rho_1^2} = R^2,$$

dann ist:
$$\alpha = \frac{1}{R^2 - 1}$$

und damit ist χ aus dem Verhältnisse der Radien des ersten und zweiten dunkeln Ringes bestimmt. Wie weit die Annahme, dass die beiden, die dünne Luftschicht begrenzenden Oberflächen bis zum zweiten Ringe als kugelförmig

anzusehen sind, richtig ist, lässt sich in verschiedener Weise prüfen. Wenn die Krümmung vom Berührungspunkte bis zum zweiten dunkeln Ringe constant ist, dann muss, da nach dem Fresnel'schen Versuche mit den drei Spiegeln ein in Luft an Glas reflectirter Strahl seine Phase um eine halbe Wellenlänge ändert, und da aus der Thatsache, dass die Mitten der hellen Newton'schen Ringe im durchgehenden Lichte zusammenfallen mit den Mitten der dunkeln im reflectirten, folgt, dass die Phasenänderung bei der Reflexion in Glas an Luft Null ist,

$$\varrho_1^2 = \varrho_2^2 - \varrho_1^2 = \frac{\lambda}{\cos i \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{r'} \right)} \text{ sein. Ich erhielt für Lin-}$$

sen, deren Radius r und deren Gewicht p g war, bei den Einfallswinkeln i :

r	p	i	$\varrho_2^2 - \varrho_1^2$	ϱ_1^2	Δ
161	1,75	30° —	106 085	107 000	— 915
161	2,64	30° —	157 432	159 680	—2248
244	5,03	24° 30'	86 620	86 436	184
89	6,565	19° 10'	48 200	48 974	— 774

Die Einheiten für die Radien ϱ sind Scalentheile der Trommel des Mikroskopes, mit dem die Durchmesser der Ringe gemessen wurden; die Beobachtungen sind zu verschiedenen Zeiten und mit verschiedenen Einstellungen des Mikroskopes, theils für D -Licht, theils für solches, das durch rothes Glas gefärbt war, angestellt, und daher die Zahlen für verschiedene Linsen nicht vergleichbar. Die Radien ϱ liessen sich auf ein bis zwei Scalentheile bestimmen, und die dem entsprechenden Aenderungen von ϱ^2 sind von derselben Grösse wie die vorher mitgetheilten Unterschiede Δ .

Wenn man dagegen die Linsen am Rande mit Gewichten beschwert, so ist die kugelförmige Gestalt nicht mehr vorhanden. So fand ich, als ich die Linse mit dem Radius von 89 mm mit 4 g und 9 g beschwerte:

r	p	i	$q_0^2 - q_1^2$	q_1^2	d
89	6,56	19° 10'	48200	48974	— 774
89	10,56	18° 45'	49000	53200	— 4200
89	15,53	18° 45'	47100	54800	— 7700

Ebenso wie Gewichte am Rande. wirkt auch der Druck von Schrauben, wenn man Linse und Platte durch sie zusammenpresst, und. in dieser Weise angewendet, kann die Methode der Newton'schen Ringe zu unrichtigen Werthen der Phasenänderung führen.

Der Weg, den ich eben angegeben habe, zu prüfen, ob die Krümmung der durch den Druck veränderten Oberflächen bis zum zweiten Ringe constant ist, setzte die Kenntniss der Phasenänderung bei der Reflexion in Luft an Glas voraus, man kann aber auch ohne diese Kenntniss die Prüfung in folgender Weise vornehmen. Wenn der Druck der aufliegenden Linse allein die kugelförmige Gestalt der Oberflächen in der Nähe des Berührungspunktes merklich änderte, so wäre zu erwarten, dass die Abweichung von der Kugelgestalt um so mehr hervortritt, je grösser das Gewicht der Linse ist. Wenn man daher unter Annahme der Kugelgestalt χ für Linsen von verschiedenem Gewichte aus den Radien des ersten und zweiten dunkeln Ringes berechnet, so sollte man andere Werthe für χ aus den Beobachtungen an schwereren Linsen erwarten. Ich fand:

r mm	p g	i	χ	r mm	p g	i	χ
161	1,75	30°	0,501 λ	244	5,03	30°	0,490 λ
161	2,64	„	0,504 „	59	6,56	„	0,514 „

Die angegebenen Werthe von χ beziehen sich auf Natronlicht; sie zeigen, dass, wenn man das Gewicht der Linse nur hinlänglich klein nimmt, die Gestaltsänderungen der Oberflächen als kugelförmig ohne Einfluss auf den Werth von χ sind. Denselben Werth fand auch Newton aus Beobachtungen an Linsen mit grösserem Radius und Gewichte, und so ist die Annahme, dass die Oberflächen der Linse und Platte auch nach der Deformation, wenn

diese allein durch den Gewichtsdruck der Linse bewirkt wird, bis auf eine Entfernung von einigen Ringradien vom Berührungspunkte als kugelförmig anzusehen sind, für Glas durch Beobachtungen hinreichend gestützt. Um so mehr gilt das aber für härtere Körper, wie Stahl. Um schliesslich auch ein Urtheil über die absolute Grösse der Einbiegung zu haben, berechnete ich sie für die am meisten benutzte Linse von 2,64 g Gewicht und 161 mm Radius. Denkt man sich aus der Platte einen Cylinder ausgeschnitten, dessen Querschnitt gleich der Berührungsfläche der Linse und Platte, dessen Axe senkrecht zu ihr ist, so wird er durch den Druck der Linse getrennt von der Platte mehr zusammengedrückt als im Zusammenhange mit ihr, denn durch den Zusammenhang mit den übrigen Theilen der Platte müssen bei der Compression Spannungen entstehen, die ihr entgegenwirken. Berechnet man aus der Grösse des schwarzen Fleckes die Berührungsfläche, so ergibt sich bei der oben angegebenen Linse und einer Platte von 2 mm Dicke die grösste Einbiegung kleiner als $0,048 \lambda_D$ für Glas und kleiner als $0,016 \lambda_D$ für Stahl. Also sind die Einbiegungen auch an sich klein.

Die Beobachtungen wurden in der Weise angestellt, dass die zu untersuchende Platte mit Linse auf den horizontalen Tisch eines Goniometers mit verticalem Theilkreise aufgelegt wurde. Dasselbe trug als Collimatorrohr ein Messingrohr mit kreisförmiger, centriscch eingesetzter Blendung am einen und einer Objectivlinse am andern Ende, letztere um die Brennweite von der kreisförmigen Oeffnung der Blendung entfernt, ausserdem ein Nicol mit Theilkreis, der Minuten abzulesen gestattete, vor ihr; statt des Beobachtungsfernrohres war ein Mikroskop mit beweglichem Fadenkreuze eingesetzt, das auf die Mitte des Tischchens eingestellt war. Zu diesem Zwecke konnte in der Mitte des Theilkreises eine Stahlspitze befestigt werden, die mit Hülfe des Mikroskopes und Drehung des Tischchens um 180° in die Drehungsachse des Kreises gebracht wurde, auf sie wurde dann das Mikroskop scharf

eingestellt. Zur Bestimmung des Einfallswinkels wurde auf das Collimatorrohr eine Convexlinse aufgesetzt, die ein Bild der Blendung in der Mitte des Kreises entwarf. Das Mikroskop wurde dem Collimatorrohre diametral gegenübergestellt und zwar so, dass das Bild der Oeffnung allseitig scharf begrenzt erschien; die beiden Röhren waren dann um 180° gegen einander geneigt und damit der Winkel, den sie in anderen Stellungen miteinander machten, gegeben. Diese Diametralstellung des Collimatorrohres und Mikroskopes, von der die Genauigkeit der nachher angegebenen Einfallswinkel abhängt, konnte bis auf einige Minuten genau ausgeführt werden, und das ist für die vorliegenden Beobachtungen genau genug. Zur Berechnung der Phasenänderung brauchen wir sie nicht zu kennen, und da, wie die folgenden Beobachtungen zeigen, die Phasenänderung durch Reflexion, an sich klein, sich nur wenig mit dem Einfallswinkel ändert, so genügt eine Angabe des Einfallswinkels, zu der eine beobachtete Phasenänderung gehört, die bis auf einige Minuten genau ist.

Wenn man zur Erzeugung der Ringe die Linse auf Platten verschiedenen Materials legt, so zeigen sie bei derselben Linse und Platte auch bei sorgfältiger Reinigung nicht immer das Ringsystem mit dem dunkeln Flecke in der Mitte; besonders häufig tritt das auf, wenn die Linse schwach gekrümmt ist. Das Ringsystem beginnt dann in der Mitte mit Weiss oder selbst einer Farbe höherer Ordnung, und man kann im weissen oder durch Glas roth gefärbten Lichte keine festen Theilchen erkennen, die die Berührung der Linse und Platte hinderten. Wenn man überlegt, was eine solche Berührung hindern könnte, so ist es zunächst unwahrscheinlich, dass Gas- oder Dampfschichten der Grund sein könnten, die sich in verschiedener Dicke auf den Platten ablagerten. Einmal sollte man annehmen, dass die Politur der Flächen mit Alkohol und reiner Leinwand oder bei den Metallen mit Zinnasche und Eisenoxyd, die die Oberfläche bei den letzteren mit fortnimmt, auch Substanzen, die an der Oberfläche haften, ent-

fernen könnte, und dann habe ich in vielen Fällen, wo sich das Ringsystem mit dunkeltem Flecke in der Mitte gleich beim Auflegen der Linse auf die Platte zeigte, wo man also die Platten als rein von Gasschichten annehmen musste, Linse und Platte tagelang unberührt liegen lassen, ausgesetzt den Einflüssen der mit Dämpfen der verschiedensten Art wechselnd beladenen Luft des Laboratoriums, ohne eine Vergrösserung der Ringe beobachten zu können, und eine solche hätte eintreten müssen, wenn sich Dämpfe merklich niedergeschlagen hätten. Danach ist also anzunehmen, dass feste Staubtheilchen, am Tuche, mit dem man poliert, haftend oder aus der Luft, auf der Platte liegen bleiben und die Berührung hindern. Sie können hierbei weiter als einige Ringradien von der Mitte entfernt sein, und dann sind sie durch Deformation der Ringe im weissen oder nicht homogenen rothen Lichte, in dem man nur einige Ringe sieht, nicht zu bemerken. In der That haben auch Warburg und v. Babo in allen Fällen, wo eine Quarzlinse auf einer Glasplatte nicht gleich beim ersten Auflegen das Ringsystem mit schwarzer Mitte zeigte, Staubtheilchen zwischen beiden nachweisen können, indem sie die Linse unter Druck über die Platte hinrollen liessen. Diese gaben sich dann durch Unterbrechung des schwarzen Fleckes zu erkennen. Auch zeigte sich bei der Drehung der Linse ein Widerstand, der das Gesetz für die Reibung fester Körper befolgte, während die Reibung diesem Gesetze noch nicht folgte, wenn sich keine Staubtheilchen zwischen Linse und Platte befanden, und eine Luftschicht von einer Viertel-Wellenlänge Dicke sie trennte.

Ich habe danach die Reinigung so lange fortgesetzt und die Linse auf der Platte so lange verschoben, bis sich der Fleck in der Mitte der Ringe zeigte. Es ist hierbei darauf zu achten, dass der Fleck scharf begrenzt und von einem etwas hellern Ringe umgeben ist, der sich nach innen gegen ihn scharf abgrenzt, ehe das helle Weiss erster Ordnung folgt. Der Fleck, dessen Farbe vom tiefen Schwarz beim Glase bis zum hellen Grau beim Silber wechselt, ent-

spricht der Stelle unmittelbarer Berührung zwischen Linse und dem Stoffe der Platte, der sich daran schliessende hellere Ring den Stellen, wo zuerst Luft zwischen Linse und Platte tritt. Bisweilen beobachtet man in der Mitte einen mehr oder weniger hellen, grauen Fleck, dem das Weiss erster Ordnung unmittelbar folgt; es ist das der zu einem Flecke zusammengezogene graue Ring, der bei wirklicher Berührung den dunkleren, scharf begrenzten Fleck umgibt, und die Berührung ist dann noch nicht erreicht. Wenn man in dieser Weise verfährt, erhält man die Ringdurchmesser wesentlich gleich, wenn man dieselbe Linse mehrmals auf dieselbe Platte legt. So erhielt ich bei einer Linse von 89 mm Radius und 6,56 g Gewicht für den ersten, zweiten und dritten Ringdurchmesser bei mehrmaligem Auflegen auf eine Glasplatte:

$$i = 19^{\circ} 10'$$

1.	223,5	220	218,8	217,1
2.	312,5	310	309,8	308,3
3.	381,5	379,5	378,3	377,9

Dafür, dass der scharf begrenzte Fleck in der Mitte die Berührungsfläche ist, spricht auch der Umstand, dass er sich im parallel zur Einfallsebene polarisirten Lichte mit dem Einfallswinkel nicht ändert. So fand ich für den Durchmesser des Fleckes in einigen Beobachtungen in Scalentheilen der Trommel der Mikrometerschraube für Glas, an dem die Messungen am besten auszuführen waren:

	$i = 24^{\circ} 30'$	$44^{\circ} 30'$	$64^{\circ} 30'$
$d = 183,5$	186	185	
123,5	122	124,5	
—	237,5	240,5	
und für Stahl:	184	201,5	193
	158	151	149

Aehnliches auch für Eisenglanz und Diamant. Die Bestimmungen des Fleckdurchmessers sind nicht so sicher auszuführen wie die Messungen der Ringdurchmesser, denn

der Fleck ist selten kreisrund, sondern meist von zackigem Rande begrenzt, und man stellt auf solche feine Spitzen bei verschiedenen Einfallswinkeln nicht immer in derselben Weise ein. Indess sind diese Abweichungen von der kreisförmigen Gestalt fast immer nur sehr klein. Die vorliegenden Beobachtungen sind untereinander nicht vergleichbar; sie gelten für Linsen von verschiedenem Radius und Gewichte und für verschiedene Vergrößerungen des Mikroskopes.

Für jede Platte wurde die Phasenänderung bestimmt unter Benutzung verschiedener Linsen; ich wandte am meisten eine Crownglas- und eine Flintglaslinse an, beide planconvex und mit einem Radius von 161 mm, die erstere wog 1,75 g, die zweite 2,64 g. Ausserdem benutzte ich zwei planconvexe Linsen von 244 mm Radius und 5,03 g Gewicht und von 89 mm Radius und 6,56 g Gewicht.

Ich fand für die Phasenänderung χ beim Glase:

$i = 0^\circ$	10°	20°	25°	30°	40°	45°
$\chi = 0,512$	0,483	0,483	0,488	0,496	0,491	0,493
$i = 50^\circ$	60°	65°	70°	75°	80°	
$\chi = 0,478$	0,503	0,493	0,497	0,504	0,519	
$\lambda = 633 \mu$.						

Die Phasenänderungen sind ausgedrückt in Wellenlängen. χ setzt sich zusammen aus der Phasenänderung bei der Reflexion in Luft und in Glas. Zieht man Beobachtungen im durchgehenden Lichte hinzu, so kann man jede Grösse einzeln bestimmen. Ich liess mir aus demselben Glasstücke von Crownglas mit dem Brechungsexponenten 1,5684 für rothes Licht ($\lambda = 633 \mu$) eine Linse, planconvex, mit 161 mm Radius und 1,75 g Gewicht schleifen, deren Dicke 3,72 mm war, und eine Platte von 3,70 mm Dicke. Zuerst bestimmte ich in der angegebenen Weise χ im reflectirten Lichte, dann legte ich Linse und Platte zwischen zwei Messingplatten mit kreisförmiger Durchbohrung und presste sie durch Schrauben zusammen. An der einen Platte befand sich ein Stift, mit dem der kleine

Apparat in einer Oeffnung des Tischehens des Goniometers befestigt werden konnte. Dann wurde auf das Einfallrohr ein dem Goniometer beigegebener Spiegel aufgeschraubt, der unter 45° gegen die Axe des Rohres geneigt war, und der kleine Apparat so eingestellt, dass das von den Glasflächen reflectirte Licht das Bild der kreisförmigen Oeffnung der Blende am Einfallrohr auf diese zurückwarf. In dieser Stellung wurde der Tisch mit dem Theilkreise befestigt und dann mit ihm zusammen um den gewünschten Winkel gedreht. Bezeichnet man mit ψ und φ die Phasenänderung bei der Reflexion in Luft und in Glas, so gibt die Messung des ersten und zweiten Ringdurchmessers im reflectirten Lichte ($\psi - \varphi$), misst man ausserdem den Durchmesser des zweiten hellen Ringes im durchgegangenen Lichte, so erhält man aus ihm und dem Durchmesser des zweiten dunkeln Ringes im reflectirten Lichte ($\psi + \varphi$) und kann so ψ und φ einzeln bestimmen. Ich hätte ψ auch direct bestimmen können, indem ich zwei Ringdurchmesser im durchgegangenen Lichte mass, indess sind diese Messungen wegen des geringen Intensitätsunterschiedes zwischen hellen und dunkeln Ringen schwierig, und ich habe deshalb nur einen Durchmesser im durchgegangenen Lichte zur Bestimmung von ψ und φ benutzt. Da man hierbei im reflectirten und durchgegangenen Lichte an derselben Stelle der dünnen Luftschicht misst, so beeinträchtigt die Deformation der Glasoberflächen durch den Druck der Schrauben die Messungen nicht. Ich fand für Crown Glas:

$$\lambda = 633 \mu$$

$i =$	20°	30°	40°	50°	60°	70°
$\psi =$	0,492	0,486	0,500	0,508	0,506	0,496
$\varphi =$	0,010	-0,006	0,002	0,010	-0,001	0,000

φ kann man danach für Glas gleich Null setzen. Ich untersuchte ausserdem von durchsichtigen Körpern Quarz in einer Fläche senkrecht zur Axe geschliffen und die angeschliffene Fläche eines Diamanten. Ich gebe bei diesen

und den folgenden Versuchen nur den Unterschied der Phasenänderung von einer halben Wellenlänge, weil sich durch ihn der Unterschied der Phasenänderung bei verschiedenen Körpern besser charakterisirt. Allen beobachteten Körpern gemeinsam ist die Umkehrung des Vorzeichens der Amplitude bei der Reflexion in Luft, und hierzu tritt nach den Beobachtungen die Phasenänderung der folgenden Tabellen

Quarz. $\lambda = 633 \mu$.

$i = 20^\circ$	30°	40°	50°	60°	70°
$\psi = 0,017$	$0,014$	$-0,008$	$-0,002$	$0,006$	$-0,008$.

Diamant. $\lambda = 633 \mu$.

$i = 20^\circ$	30°	40°	50°	60°	
$\psi = 0,022$	$0,010$	$0,023$	$0,009$	$-0,024$.	

Bemerkenswerth schien mir, dass ich beim Diamant in der Mehrzahl eine geringe Phasenänderung fand; sie steht dem Beobachtungsfehler nahe, sodass sie, jedenfalls gering, durch diese Beobachtungen noch nicht sicher festgestellt ist; aber es scheint mir, besonders für die Theorie der Reflexion, von Interesse, diese Frage weiter zu verfolgen, und ich behalte sie mir für weitere Untersuchungen vor.

Nach diesen durchsichtigen Körpern habe ich einige absorbirende untersucht, und zwar zunächst Selen. Platten amorphen Selens, die durch Schmelzen zwischen planparallelen Glasplatten hergestellt waren, ergaben:

Selen. $\lambda = 633 \mu$

$i = 18^\circ 16'$	$30^\circ 8'$	$41^\circ 20'$	50°	60°	70°
$\psi = 0,003$	$0,028$	$0,011$	$0,016$	$0,008$	$-0,009$.

Danach unterscheidet sich das stark absorbirende Selen nicht erheblich von den durchsichtigen Körpern. Um den Einfluss der Farben zu studiren, wandte ich homogenes Licht des Spectrums an. Hierzu diente folgende Vorrichtung. Vor den Messapparat für die Inter-

ferenzringe setzte ich ein Goniometer mit horizontalem Theilkreise; an Stelle des Oculars des Beobachtungsrohres ein Rohr mit einem Spalte, auf den ein auf dem Tische des Apparates stehendes Flintglasprisma mit einem brechenden Winkel von 60° ein Spectrum entwarf. Die Drehungen des Tisches konnten am Theilkreise abgelesen werden, und jede Stellung charakterisirte eine bestimmte Farbe, die aus dem zweiten Spalte heraustrat. Ein Heliostat warf Sonnenlicht auf den ersten Spalt, und ein auf das Einfallrohr des Messapparates für die Ringe aufgesetzter drehbarer Spiegel das aus dem zweiten austretende homogene Licht auf die Linse und Platte. So wurden hintereinander Messungen der Ringdurchmesser in verschiedenen Farben ausgeführt. Die Messungen im homogenen Lichte habe ich mit Beistand des Hrn. Ott aus Zürich angestellt, sodass ich diesen Theil der Arbeit als einen uns gemeinsamen bezeichnen kann. Ich fand für Selen:

Selen. $i = 30^\circ 17'$	$30^\circ 17'$	$30^\circ 17'$
$\lambda = 674^\mu$	589	429
$\psi = 0,037$	0,032	0,047.

Danach ändert sich die Phasenänderung nur wenig mit der Wellenlänge, etwas steigt sie nach Blau, wie die Absorption des Selen. Um die Beobachtungen zu vervollständigen, habe ich für diese Platte und die folgenden auch stets den Polarisationswinkel und das Hauptazimuth für einige Farben bestimmt zur etwaigen Vergleichung mit theoretischen Formeln. Ich bediente mich dazu des Babinet'schen Compensators, mit dem theils eine Anzahl Phasenänderungen in der Nähe des Polarisationswinkels gemessen und aus ihnen letzterer durch Interpolation gefunden wurde, theils suchte ich ihn direct, indem ich den mittlern Interferenzstreifen des Compensators um eine Viertel-Wellenlänge verschob und den Einfallswinkel aufsuchte, der ihn wieder auf den Faden des Compensators brachte, und zwar fanden diese Messungen fast alle im homogenen Lichte statt, das in der vorher angegebenen

Weise erzeugt und auf den Messapparat geleitet wurde. Ein Fadenkreuz im Einfallsrohre des letztern, dessen Bild auf ein anderes im Beobachtungsrohre mit dem Compensator fiel, gestattete eine genaue Beobachtung der Einfallswinkel. Es ergab sich:

Selen.	$P = 69^{\circ} 49'$	$H = 0,072$	$\lambda = 631^{\mu}$
	$71^{\circ} 28'$	0,132	508^{μ}

Die Zahlen für H sind die Tangente des Hauptazimuths.

Ebenso untersuchte ich eine Platte von Eisenglanz und zwar eine natürliche Fläche parallel der Basis.

Eisenglanz.					
$i = 20^{\circ} 19'$	$24^{\circ} 30'$	30°	$49^{\circ} 23'$	60°	70°
$\psi = 0,035$	0,035	0,042	0,043	0,025	0,012
$\lambda = 633^{\mu}$	—	—	—	—	—

Für verschiedene Farben fand ich:

Eisenglanz. $i = 19^{\circ} 23'$									
$\psi = 0,044$	0,047	0,030	0,047	0,064	0,070	0,080	0,085	0,085	
$\lambda = 657$	604	589	531	509	489	470	443	437	

Alle Beobachtungen ergaben eine Phasenverzögerung, die für Blau am stärksten ist, wie auch die Absorption nach Blau hin steigt. Polarisationswinkel und Hauptazimuth ergaben sich für folgende Wellenlängen zu:

Eisenglanz.	$P = 72^{\circ} 13'$	$H = 0,051$	$\lambda = 626^{\mu}$
	$71^{\circ} 45'$	0,113	589
	$72^{\circ} 48'$	0,270	465

Die Hauptazimuthe steigen wie die Phasenänderungen nach Blau zu.

Ferner habe ich einen Körper untersucht mit starken Unterschieden der Absorption, einfach salzsaures Rosanilin. Aus alkoholischer Lösung habe ich die Spiegel hergestellt, indem ich gut gereinigte Glasplatten in sie eintauchte und sie bei erhöhter Temperatur, am besten im aufsteigenden warmen Luftstrome einer Lampe, trocknen liess. Ich erhielt so leicht sehr gut spiegelnde Flächen von einigen Quadratcentimetern. Ich fand für die Aenderung der Phasenänderung mit dem Einfallswinkel:

Fuchsin.	$i = 19^{\circ} 40'$	$44^{\circ} 30'$	$64^{\circ} 30'$
	$\psi = 0,056$	0,042	0,026
	$\lambda = 589^{\mu}$	589	589

und für die Abhängigkeit von der Wellenlänge:

Fuchsin. $i = 19^{\circ} 10'$						
$\psi = 0,002$	0,034	0,024	0,062	0,072	0,114	0,141
$\lambda = 696^{\mu}$	657	630	604	589	531	523
$\psi = 0,143$	0,165	0,179	0,192	0,206	0,250	0,331
$\lambda = 509$	501	489	475	470	443	437

Hier finden sich alle Werthe für die Phasenverzögerung, Null für äusserstes Roth, wie bei den durchsichtigen Körpern, und dann ein beständiges starkes Wachsen mit der Wellenlänge. Diese starke Zunahme mit der Wellenlänge gibt uns einen wichtigen Aufschluss über den Zusammenhang zwischen Absorption und Phasenverzögerung. Die Absorption hat im Grün ein Maximum und nimmt nach Roth und Blau hin schnell ab, die Phasenverzögerung wächst stetig nach Blau zu; beide hängen also im allgemeinen nicht so zusammen, dass mit der Absorption auch die Verzögerung wächst. Dagegen zeigt sich ein Zusammenhang der letzteren anderer Art. Bestimmt man Polarisationswinkel und Hauptazimuth für verschiedene Farben, so zeigt sich ein starkes Wachsen des Hauptazimuthes mit der Wellenlänge, wie bei der Verzögerung. Ich fand:

Fuchsin. $P = 68^{\circ} 32'$	$H = 0,203$	$\lambda = 657^{\mu}$
$68^{\circ} 31'$	0,188	589
$66^{\circ} 44'$	0,315	531
$60^{\circ} 36'$	0,589	470

Dasselbe zeigte sich auch bei den vorher untersuchten Körpern, Eisenglanz und Selen, und so scheint ein Wachsen des Hauptazimuthes bei absorbirenden Körpern auch eine Zunahme der Verzögerung zu bedingen.

Endlich habe ich auch noch einige Metalle untersucht, und zwar Stahl und Silber, ersteres in einer gut polirten

Platte, letzteres galvanisch auf Kupfer niedergeschlagen und polirt. Für Stahl fand ich:

Stahl.					
$i = 19^{\circ} 49'$	30°	40°	50°	60°	$64^{\circ} 30'$
$\psi = 0,086$	$0,057$	$0,067$	$0,043$	$0,036$	$0,025$
$\lambda = 633^{\mu}$	—	—	—	—	—

und für die Abhängigkeit von der Wellenlänge:

Stahl. $i = 19^{\circ} 4'$						
$\psi = 0,120$	$0,096$	$0,072$	$0,082$	$0,075$	$0,081$	$0,093$
$\lambda = 696^{\mu}$	657	630	604	589	531	523
$\psi = 0,118$	$0,150$	$0,160$	$0,153$	$0,159$	$0,150$	$0,161$
$\lambda = 509$	501	489	475	470	443	437

Also ändert sich auch hier die Phase des reflectirten Lichtes mit der Wellenlänge erheblich. Für einige Farben habe ich auch den Polarisationswinkel und das Hauptazimuth bestimmt und gefunden:

Stahl.	$P = 75^{\circ} 51'$	$H = 0,507$	$\lambda = 626^{\mu}$
	$74^{\circ} 51'$	$0,557$	589
	$73^{\circ} 32'$	$0,570$	524
	$72^{\circ} 30'$	$0,580$	465

Auch hier haben wir ein Steigen der Phasenänderung in dem Bereiche der Wellenlängen, in dem die Hauptazimuthe wachsen. Es bleibt noch zu untersuchen, ob auch nach Roth hin ein Wachsen der Hauptazimuthe wie der Phasenänderungen stattfindet. Die Bestimmungen der Hauptazimuthe, später angestellt als die der Phasenänderungen, erstreckten sich nicht bis zum äussersten Roth.

Endlich gebe ich noch einige Messungen am Silber; sie sind am schwierigsten anzustellen, des geringen Helligkeitsunterschiedes der hellen und dunkeln Ringe wegen, die die Einstellung des Mikrometerfadens auf einen Ring sehr erschwert, und sie sind mit grössern Fehlern behaftet als die vorigen Messungen. Es ergab sich:

Silber.

$i = 20^\circ$	30°	40°	50°	60°	70°	80°
$\psi = 0,109$	0,209	0,167	0,128	0,082	0,085	0,044
$\lambda = 633^\mu$	—	—	—	—	—	—

und für Polarisationswinkel und Hauptazimuth im weissen Lichte fand ich:

Silber. $P = 70^\circ 34'$ $H = 0,832$.

Berlin, den 9. Mai 1879.

VI. Zur Dichtigkeit des Lichtäthers; von P. Glan.

William Thomson gibt an, dass die Masse M eines englischen Cubikfusses Aether grösser sei als $\frac{83g}{V^3 n^2}$ Pfund englisch, wenn g die Gravitationsconstante, V die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes, und n das Verhältniss der grössten Geschwindigkeit eines schwingenden Aethertheilchens zur Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes ist. Er findet diese Beziehung aus der Wärmemenge, die Sonnenlicht in einer bekannten Wassermenge erzeugt, mag man es als geradlinig, elliptisch oder circularpolarisirt ansehen. Er berechnet dann diese Masse unter der besondern Annahme n gleich $\frac{1}{50}$ und findet so, dass sie jedenfalls grösser als $\frac{1}{1560 \cdot 10^{17}}$ Pfund sein müsse. Diese Annahme begründet er mit dem Hinweisc, dass es in der Natur der Wellenbewegung liege, dass die grösste Geschwindigkeit eines schwingenden Theilchens zur Fortpflanzungsgeschwindigkeit nur klein sein könne, und wenn er dies Verhältniss $\frac{1}{50}$ setze, nehme er es sicher zu gross an, und der damit gefundene Werth von M sei daher jedenfalls eine untere Grenze. Die vorliegende Arbeit hat nun den Zweck, Betrachtungen mitzutheilen, durch die man zu Schlüssen über die Grösse dieses Verhältnisses gelangen kann.