VI. Ueber die Phasenänderungen bei der Reflexion und über die Schwingungsebene des polarisirten Lichtes; von W. Wernicke.

(Hierzu Taf. III Fig. 1–7.)

1.

Die Intensität I des von einer dünnen Schicht eines isotropen durchsichtigen Körpers reflectirten Lichtes ist:

$$(1) \quad I = \frac{(r + \varrho)^2 - 4r\varrho \sin^2 \frac{\pi}{\lambda_1} (2d \cos \alpha_1 + \Delta - \Delta' + D)}{(1 + r\varrho)^2 - 4r\varrho \sin^2 \frac{\pi}{\lambda_1} (2d \cos \alpha_1 + \Delta - \Delta' + D)}.$$

Es bedeuten darin r die Amplitude des an der oberen Grenzzebene der Schicht reflectirten Lichtes, wenn die des einfallenden gleich Eins ist, ϱ die des an der zweiten Grenzzebene reflectirten, d die Dicke der Schicht, λ_1 die Wellenlänge des Lichtes in der Substanz derselben, α_1 den Winkel zwischen dem Lichtstrahl innerhalb und der Normale; Δ , Δ' und D , jedes multiplicirt mit dem Factor $2\pi/\lambda$, die Phasenverzögerungen infolge der Reflexion an der ersten und zweiten und der Brechung in der ersten Grenzzebene.

Der Ausdruck (1) ist streng richtig für isotrope durchsichtige Substanzen; er ist auf allgemein gültige und allgemein angenommene mechanische Grundsätze basirt und unabhängig von jeder besonderen Theorie der Reflexion des Lichtes. Er erhält seine kleinsten Werthe, wenn:

$$(2) \quad (2d \cos \alpha_1 + \Delta - \Delta' + D) \frac{2\pi}{\lambda} = q\pi$$

wird, wo q eine beliebige, von der Dicke der Schicht und der Natur des angewandten Lichtes abhängige ganze Zahl ist; dieselbe ist gerade, wenn der Brechungsindex der Schicht grösser oder kleiner als jeder der beiden Grenzmedien ist, ungerade, wenn er zwischen den beiden letzteren liegt.

Die Hauptaufgabe der Reflexionstheorie, nämlich die Bestimmung der Grössen Δ , Δ' , D durch die optischen Constanten, namentlich den Brechungsindex, für die verschiedenen Lichtarten, konnte bis jetzt nicht ohne Hinzuziehung fremdartiger, aus den Principien der Mechanik

nicht ableitbarer, Annahmen gelöst werden; die Resultate sind daher sehr verschieden, oder, richtiger gesagt, einander widersprechend. Nach Fresnel's und Cauchy's Annahmen und nach Green's Theorie sind alle 3 Grössen für parallel zur Einfallsebene polarisirtes Licht Null; nach Neumann's, Mac-Cullagh's u. A. Hypothesen ergibt sich das Gegentheil, nämlich dass A, A', D nicht für parallel, sondern für senkrecht zur Einfallsebene polarisirtes Licht verschwinden. Auch der dritte noch mögliche Fall hat seine Vertreter gefunden: in der neuesten Zeit haben Einige unter der Voraussetzung des „Mitschwingens der ponderabeln Massentheichen“, Andere durch die Annahme „einer allmählich von einem zum anderen Mittel sich ändernden Aetherdichte“ gefunden, dass beide Lichtarten ihre Phasen ändern, ein Resultat, was freilich den Vorzug der Allgemeinheit vor den anderen voraus zu haben scheint.

Im Folgenden will ich durch neue Versuche zu entscheiden versuchen, welche von den genannten — überhaupt möglichen — Annahmen die allein zulässige ist.

Der einfache Grundgedanke zu diesen Versuchen entwickelt sich folgendermassen:

Aus Gl. (2) ergibt sich:

$$(3) \quad 2d \cos \alpha_1 + A - A' + D = q \cdot \frac{\lambda_1}{2}.$$

Ist $A - A' + D$ Null, so ergibt (3) für die Dicke der Schicht:

$$(4) \quad 2d = \frac{1}{2} \frac{q \lambda_1}{\cos \alpha_1}.$$

Diese Gleichung ist zufolge der ersten Theorie streng richtig für parallel, nach der zweiten für senkrecht zur Einfallsebene polarisirtes Licht, während sie nach der dritten so wenig richtig ist, dass sich verschiedene Werthe für d bei verschiedenen Einfallswinkeln ergeben müssen. Für senkrecht zur Einfallsebene polarisirtes Licht dagegen liefert die erste Theorie verschiedene Werthe für d für verschiedene Werthe von α_1 , die zweite constante und die dritte ebenfalls voneinander verschiedene. Da sich nun, wie ich sogleich zeigen werde, q, λ_1 und α_1 mit hinreichender Genauigkeit

durch Messungen bestimmen lassen, so kann durch die Versuche entschieden werden, welche von den möglichen drei Hypothesen Gültigkeit hat.

Erst nachdem diese Hauptfrage entschieden ist, können wir an die genauere Prüfung der Formeln gehen, welche uns die den Versuchen entsprechende, allein zulässige Theorie liefert.

2. Apparate und Beobachtungsmethoden.

(Vgl. Fig. 1.)

Durch den Spalt S des Collimators C eines Spectrometers mit horizontalem Kreise K tritt Sonnenlicht ein und fällt auf die in der Mitte des drehbaren Tischchens T vertical aufgestellte Glasplatte P , auf welcher die dünne zu untersuchende Schicht befestigt ist. Dieselbe reflectirt die parallelen Strahlen in das Beobachtungsfernrohr F , welches um die verticale Axe des Instrumentes drehbar und mit den Nonien (oder besser einem dieselbe ersetzenden concentrischen getheilten Kreise) fest verbunden ist. Der abgelesene Winkel, nämlich der Winkel zwischen Collimator- und Fernrohraxe, ist der doppelte Einfallswinkel; derselbe kann auf diese Weise mit jeder gewünschten Genauigkeit, wenn man will, bis auf einzelne Secunden erhalten werden. Ist der Einfallswinkel abgelesen, so wird der Tisch T mit der Platte festgeklemmt und vor das Objectiv des Fernrohres auf ein fest mit demselben verbundenes Ansatzstück G mit horizontalem Tischchen das kleine Prismensystem (G) mit gerader Durchsicht gesetzt. Dasselbe zerlegt das durchgehende, von P reflectirte Lichtbündel in ein Spectrum, welches mit den von der Interferenz an der dünnen Schicht herrührenden dunklen Streifen durchzogen ist. Jetzt drehe ich das Fernrohr ein wenig, bis die im Brennpunkt des Objectives angebrachte Spitze auf eine bestimmte Fraunhofer'sche Linie einsteht, und klemme das Fernrohr fest. Die Spitze ist durch eine Mikrometerschraube M mit getheilter Trommel in der Focalebene verschiebbar; ich drehe die Trommel so lange, bis die Spitze in der Mitte des nächsten Interferenzstreifens steht, und lese die Zahl der Umdrehungen an der Trommel ab; diese Zahl gibt die Lage

des Streifens im Spectrum an; sie ist abhängig von der Natur des Lichtes. Um sie für beide Lichtarten zu erhalten, betrachte ich das Spectrum durch ein dicht hinter dem Ocular angebrachtes Nicol'sches Prisma *N*. Ist die lange Diagonale der Endfläche desselben horizontal, so erhält man die Lage des Streifens für parallel, ist sie vertical, für senkrecht zur Einfallsebene polarisirtes Licht. Die beiden an der Trommel der Mikrometerschraube abgelesenen Zahlen werden notirt und die Spitze auf die zum Ausgangspunkt der Messung dienende Fraunhofer'sche Linie zurückgedreht. Die Messung kann alsdann zur Controle wiederholt werden, wobei zu bemerken ist, dass der Einfallswinkel unabhängig von der Drehung des Fernrohres ist und so lange derselbe bleibt, als die Stellung des Tisches *T* nicht geändert wird.

Zur Bestimmung der Wellenlängen aus den Ablesungen an der Trommel habe ich aus Angström's Atlas die Wellenlängen einer grösseren Anzahl von Fraunhofer'schen Linien entnommen, diese Linien im Spectrum meines Apparates aufgesucht und ihre Abstände von der nächsten Hauptlinie durch die Zahl der Umdrehungen der Mikrometertrommel bestimmt. Durch graphische Interpolation ergaben sich alsdann die Wellenlängen der Farben zwischen den gemessenen Linien. Fig. 6 stellt die Ausführung und die Resultate dieser Messungen für einen kleinen Prismenkörper mit gerader Durchsicht dar, dessen ich mich am häufigsten bedient habe. Derselbe hat zur Erreichung möglichster Intensität normale Endflächen; die Dispersion wurde durch ein Flüssigkeitsprisma aus mit Alkohol versetztem Zimmtsäureäthyläther erzeugt, die Ablenkung durch zwei Flüssigkeitsprismen aus oxydirtem Terpentinöl ($n_D = 1,492$) mit entgegengesetzter brechender Kante aufgehoben; diese Flüssigkeiten waren so gewählt, dass die Empfindlichkeiten derselben sich compensirten und demzufolge bei Temperaturen zwischen 18° und 23° die gegenseitigen Entfernungen der Linien im Spectrum unverändert blieben, wenigstens in weit höherem Maasse, als dies bei einer Prismencombination aus Glas und einer Flüssigkeit der Fall ist.

Für die meisten Versuche habe ich Sonnenlicht benutzt, das von einem Silberspiegel in den Spalt des Collimators reflectirt wurde. Das einfallende Licht war also elliptisch polarisirt, die relative Intensität und Phase der beiden Componenten vom Stande der Sonne und der Stellung des Apparates abhängig; daher für die einzelnen Beobachtungen nicht constant, unter Umständen recht verschieden. Bemerkenswerth ist deshalb, dass die relativen Intensitäten und Phasendifferenzen der beiden Componenten des einfallenden elliptischen Lichtes für die Lage der Interferenzstreifen im Spectrum nach der beschriebenen Methode gleichgültig, für die Deutlichkeit und Schärfe aber nicht ohne Einfluss sind. Wesentlich ist z. B. für die Messung der Interferenzstreifen bei senkrecht zur Einfallsebene polarisirtem Lichte ($\diamond$ Stellung des Ocularnicols) — das bei durchsichtigen Körpern von geringem Brechungsvermögen in der Nähe des Polarisationswinkels ohnehin schon sehr schwach ist —, dass die zu benutzende Componente im einfallenden elliptischen Lichte möglichst gross im Vergleich zu anderen gemacht wird.

Nach der beschriebenen Anordnung der Versuche ist das Fernrohr *F* auf den Collimatorspalt, also nicht auf die dünne Schicht in der Mitte des Kreises eingestellt. Will man dasselbe auf die Schicht selbst einstellen und gleichzeitig ein reines Spectrum haben — eine Anordnung, die ich bei der Untersuchung des Kupferoxyduls und der stark brechenden Körper häufig gewählt habe —, so wird das Flüssigkeitsprisma, anstatt mit einer ebenen Glasplatte, mit einer achromatischen Linse von kurzer Brennweite geschlossen und in ihrer Brennebene ein kleiner Spalt ganz nahe der Schicht *P* angebracht. Man erhält so auch bei weit geöffnetem Collimatorspalt *S* zarte Fraunhofer'sche Linien, da die Lichtstrahlen durch zwei Collimatoren sehr parallel geworden sind.

Wenn die Herstellung dünner Lamellen eines Körpers wegen technischer Schwierigkeiten nicht ausführbar ist, so bleibt die beschriebene Untersuchungsmethode doch anwendbar, indem man als dünne Lamelle die Luftschicht zwischen

einer planparallelen Glasplatte (oder der Hypotenusenfläche eines Reflexionsprismas) und einem ebenen Flächenstück des zu untersuchenden Körpers benutzt. Diese Methode, welche in anderer Beziehung der ersteren nachsteht, hat den nicht unerheblichen Vorzug, dass für die Bestimmung der Phasenänderungen die Kenntniss der Brechungsindices nicht nothwendig ist. Die Hauptschwierigkeit liegt in der Herstellung ebener spiegelnder und reiner Oberflächen; ich werde später bei Beschreibung der einzelnen Substanzen zeigen, wie ebene und reine Flächen solcher Körper, die gerade für die Prüfung der Theorie von Interesse sind, in vollkommenerer Weise als durch Schleifen und Poliren erhalten werden.

Bei Anwendung der beschriebenen Untersuchungsart braucht das ebene Flächenstück nur von geringer Ausdehnung zu sein, $\frac{1}{4}$ qcm genügt in den meisten Fällen. Legt man, nach Entfernung der Staubtheilchen, eine planparallele Platte aus Glas auf die geschliffene Fläche des zu untersuchenden Körpers, so findet man meist eine Stelle der letzteren, für welche die Luftschicht, mit freiem Auge bei Wolkenlicht betrachtet, breite farbige Streifen (Fig. 2) zeigt, von denen der mittlere horizontale dunkle Streifen die dünnste Stelle der Luftschicht anzeigt. Durch geringen Druck auf die Glasplatte kann man die Luftschicht, ohne ihre Gestalt wesentlich zu ändern, dünner machen. Hat dieselbe nahezu die gewünschte Dicke und Gestalt angenommen, so befestige ich die obere Platte in der erhaltenen Lage mittelst einer nicht leicht erhärtenden weichen Kittmasse auf der unteren. Dies Verfahren hat sich besser als Schraubenbefestigung bewährt, bei welcher zuweilen die Dicke der Schicht auch durch geringe Temperaturänderungen starke Schwankungen erleidet.

Noch leichter als ein Streifensystem von der Gestalt der Fig. 2 erhält man, wenn man in der angegebenen Weise verfährt, ein Ringsystem, wie Fig. 3; selbst Platten von gewöhnlichem gut geschliffenen Spiegelglase liefern nicht selten an ausgesuchten Stellen ein solches. Erscheint der mittlere dünnste Theil der Luftschicht selbst nur in der Ausdehnung von $\frac{1}{4}$ qcm gleichmässig gefärbt, so kann das Präparat unter

Anwendung geeigneter Vorsichtsmaassregeln zu den Messungen verwendet werden.

Hierzu stelle ich zunächst das Plattenpaar auf dem mittleren Tische vertical so auf, dass die Ebene der Luftschicht nahezu durch den auf dem Tische markirten Mittelpunkt geht und die Streifen gleicher Newton'scher Farbe (Fig. 2) horizontal, d. h. senkrecht zum Collimatorspalt liegen (parallel gerichtet würden dieselben, wie leicht einzusehen, nicht brauchbare Resultate geben), und lasse mittelst des Collimators ein vom Heliostatenspiegel reflectirtes Bündel paralleler Lichtstrahlen auffallen. Das an der ersten Fläche der vorderen und das von der zweiten der hinteren Platte reflectirte Lichtbündel wird abgeblendet, indem das Bild des farbigen Ringsystems von einem weissen, vor das Prismensystem aufgestellten Papierschirm aufgefangen wird, welcher einen $\frac{1}{2}$ bis 1 mm breiten verticalen Spalt ($a-a$, Fig. 2 u. 3) hat. Den Schirm stellt man so, dass der Spalt den mittleren elliptischen Fleck des Ringsystems (Fig. 3) nahezu halbirt. Hat man ein Streifensystem von der Gestalt der Fig. 2, so kann man mittelst des Spaltes immer dieselbe Stelle der Luftschicht untersuchen. In beiden Fällen erhält man im Fernrohr des Apparates ein Spectrum, das mit gekrümmten Interferenzstreifen (Fig. 4) durchzogen ist, welche ihre Convexität nach dem Violett zu haben. Man stellt die Spitze des Ocularmikrometers stets auf den verticalen, am meisten nach dem Violett zu liegenden Theil des Streifens ein, welcher der dünnsten Stelle der Luftschicht entspricht. — Das beste Kriterium — empfindlicher als die Newton'sche Farbe — dafür, dass die untersuchte Stelle der Schicht an allen Punkten dieselbe Dicke hat, ist das, dass der mittlere Theil der Interferenzstreifen (Fig. 4) immer senkrecht, d. h. parallel den Fraunhofer'schen Linien bleibt, auch wenn man die Schicht um eine horizontale Axe dreht.

3. Spiegelglas.

Das Glas war eine ungefähr 4 mm dicke Platte von gut geschliffenem, in starken Schichten gelblich grün erscheinendem Spiegelglase, das vor 13 Jahren von einer Berliner

Handlung bezogen wurde. An der Kante eines Stückes der Platte wurde eine Fläche angeschliffen, welche mit der einen Fläche ein Prisma bildete, dessen Winkel $56^{\circ} 6' 30''$ betrug. Aus den Minimalablenkungen ergaben sich die Brechungsindices des Glases:

$$\begin{array}{ll} n(B) = 1,5269 & n(E) = 1,5343 \\ n(C) = 1,5280 & n(F) = 1,5373 \\ n(D) = 1,5307 & n(G) = 1,5431 \end{array}$$

Schliff und Politur des Glases standen den Planparallelplatten der optischen Institute wenig nach; die beiden Flächen der mehrere Quadratdecimeter grossen Platte waren schwach wellenförmig und bildeten Winkel zwischen 1 und 3 Minuten. An einer ausgesuchten Stelle wurde ein etwa 2 qcm grosses Stück herausgeschnitten und nach Reinigung der Oberflächen auf dem grösseren Theile der staubfrei gemachten Platte unter schwachem Drucke soweit herumgeführt, bis Farbstreifen von der Gestalt der Fig. 2 erschienen; an dieser Stelle wurde alsdann ein 2 bis 3 qcm grosses Stück herausgeschnitten, mit dem ersteren in der oben beschriebenen Weise vereinigt und die Luftschicht zwischen beiden an der gleichmässig gefärbten dünnsten Stelle untersucht.

Die folgende Tab. I gibt die bei verschiedenen Einfallswinkeln α gemessenen Wellenlängen λ der Interferenzstreifen nebst ihrer Ordnungszahl m und darunter die aus diesen Zahlen nach der Formel:

$$d = \frac{m\lambda}{2 \cos \alpha},$$

d. h. unter der Voraussetzung, dass keine Phasenänderung stattfindet, berechnete Dicke d der Luftschicht an, und zwar für parallel zur Einfallsebene polarisirtes Licht. Die Winkel sind bis auf 20 Secunden genau, die Temperatur betrug 20° C. Die Einheit von λ und d ist das Milliontel-millimeter.

Tabelle I.

Luftschicht zwischen zwei Platten des Glases (I) bei $\neq$ Licht.

$\alpha = 13^\circ 51'.$						
$\lambda (m)$	619 (12)	571 (13)	531 (14)	497 (15)	465 (16)	436 (17)
d	3825	3822	3828	3836	3831	3817
$\alpha = 50^\circ.$						
$\lambda (m)$	611 (8)	543 (9)	489 (10)	445 (11)		
d	3801	3799	3801	3803		
$\alpha = 55^\circ.$						
$\lambda (m)$	624 (7)	545 (8)	485 (9)	436 (10)		
d	3808	3801	3802	3801		
$\alpha = 55^\circ 30'.$						
$\lambda (m)$	616 (7)	539 (8)	479 (9)	432 (10)		
d	3806	3806	3805	3813		
$\alpha = 56^\circ.$						
$\lambda (m)$	609 (7)	532 (8)	473 (9)	426 (10)		
d	3812	3803	3803	3804		
$\alpha = 56^\circ 30'.$						
$\lambda (m)$	600 (7)	527 (8)	467 (9)	420 (10)		
d	3805	3818	3804	3803		
$\alpha = 57^\circ.$						
$\lambda (m)$	594 (7)	518 (8)	463 (9)	416 (10)		
d	3817	3805	3825	3819		
$\alpha = 57^\circ 30'.$						
$\lambda (m)$	587 (7)	512 (8)	456 (9)	411 (10)		
d	3823	3806	3819	3824		
$\alpha = 58^\circ.$						
$\lambda (m)$	577 (7)	505 (8)	450 (9)	—		
d	3811	3812	3821	—		
$\alpha = 59^\circ.$						
$\lambda (m)$	562 (7)	492 (8)	437 (9)	—		
d	3819	3821	3818	—		
$\alpha = 60^\circ.$						
$\lambda (m)$	545 (7)	477 (8)	424 (9)	—		
d	3815	3817	3816	—		

Jede der gemessenen Zahlen λ ist das Mittel aus 5 Beobachtungen; für die Dicke d der Luftschicht ergibt die optische Messung in Anbetracht der Mängel des Präparates einen nahezu constanten Werth 3810 mm; die Abweichungen liegen innerhalb der Grenzen der Beobachtungsfehler; der kleinste Werth ist 3799, der grösste 3836.

Die folgende Tab. II entspricht genau der vorigen Tab. I; sie stellt dieselben Grössen für senkrecht zur Einfallsl-

ebene polarisirtes Licht dar. Für Einfallswinkel, kleiner als 55° und grösser als 60° findet keine erhebliche Veränderung in der Lage der Streifen statt, wenn man das Ocular-nicol von der $\diamond$ Stellung in die $\diamond$ Stellung dreht.

Tabelle II.

Luftschicht zwischen den Platten des Glases (I) bei $\perp$ Licht.

$\alpha = 55^\circ.$				
$\lambda'(m)$	$\parallel$ 630 (7)	549 (8)	489 (9)	440 (10)
d'	$\parallel$ 3844	3830	3836	3835
$\alpha = 55^\circ 30'.$				
$\lambda'(m)$	$\parallel$ 624 (7)	545 (8)	484 (9)	436 (10)
d'	$\parallel$ 3873	3849	3846	3849
$\alpha = 56^\circ.$				
$\lambda'(m)$	$\parallel$ 622 (7)	541 (8)	481 (9)	—
d'	$\parallel$ 3893	3870	3871	—
$\alpha = 56^\circ 30'.$				
$\lambda'(m)$	$\parallel$ —	547 (8)	486 (9)	430 (10)
d'	$\parallel$ —	3964	3962	3896
$\alpha = 57^\circ.$				
$\lambda'(m)$	$\parallel$ —	564 (8)	499 (9)	—
d'	$\parallel$ —	4142	4123	—
$\alpha = 57^\circ 30'.$				
$\lambda'(m)$	$\parallel$ —	574 (8)	503 (9)	—
d'	$\parallel$ —	4273	4213	—
$\alpha = 58^\circ.$				
$\lambda'(m)$	$\parallel$ —	568 (8)	498 (9)	—
d'	$\parallel$ —	4287	4229	—
$\alpha = 59^\circ.$				
$\lambda'(m)$	$\parallel$ —	557 (8)	488 (9)	—
d'	$\parallel$ —	4326	4264	—
$\alpha = 60^\circ.$				
$\lambda'(m)$	$\parallel$ —	543 (8)	475 (9)	—
d'	$\parallel$ —	4344	4277	—

Die Zahlen d' für die unter der Voraussetzung, dass keine Phasenänderung stattfindet, berechnete Dicke der Luftschicht bieten also für senkrecht zur Einfallsebene polarisirtes Licht in der 6° umfassenden Umgebung des Polarisationswinkels sehr erhebliche Unterschiede, sowohl untereinander, als von den entsprechenden Zahlen für parallel polarisirtes Licht (Tab. I) dar. Aus beiden Tabellen folgt daher, dass die Phasenänderung ganz vorzugsweise für senkrecht zur

Einfallsebene polarisirtes Licht eintritt, während sie für parallel polarisirtes entweder Null oder sehr gering ist. Um letzteres zu entscheiden, habe ich an einem vollkommeneren Präparate die folgenden Versuche angestellt.

4. Planparalleles Glas (II).

Eine quadratische Planparallelplatte mit sehr ebenen Flächen wurde durchschnitten und beide Theile in der oben beschriebenen Weise aufeinander befestigt. Obwohl die Luftschicht zwischen beiden fast homogen gefärbt erschien, wurde doch nur stets ein und dieselbe Stelle derselben gemessen. Die Tabellen III und IV geben die Resultate für parallel, resp. senkrecht zur Einfallsebene polarisirtes Licht. Die Temperatur war 20° C., alle Zahlen haben dieselbe Bedeutung wie in Tab. I. und II.

Tabelle III.

Luftschicht zwischen planparallelen Glasplatten (II) bei $\diamond$ Licht.

$\alpha = 13^{\circ} 51'$					$\alpha = 56^{\circ}$				
$\lambda(m)$	639 (8)	569 (9)	510 (10)	464 (11)	$\lambda(m)$	587 (5)	490 (6)	420 (7)	—
d	2632	2637	2627	2629	d	2624	2629	2629	—
$\alpha = 30^{\circ}$					$\alpha = 56^{\circ} 30'$				
$\lambda(m)$	569 (8)	504 (9)	455 (10)	—	$\lambda(m)$	579 (5)	483 (6)	—	—
d	2628	2619	2627	—	d	2623	2625	—	—
$\alpha = 50^{\circ}$					$\alpha = 57^{\circ}$				
$\lambda(m)$	565 (6)	483 (7)	—	—	$\lambda(m)$	573 (5)	477 (6)	—	—
d	2636	2630	—	—	d	2630	2626	—	—
$\alpha = 52^{\circ}$					$\alpha = 57^{\circ} 30'$				
$\lambda(m)$	647 (5)	540 (6)	—	—	$\lambda(m)$	565 (5)	470 (6)	—	—
d	2627	2636	—	—	d	2629	2624	—	—
$\alpha = 52^{\circ} 30'$					$\alpha = 58^{\circ}$				
$\lambda(m)$	640 (5)	533 (6)	—	—	$\lambda(m)$	557 (5)	465 (6)	—	—
d	2627	2627	—	—	d	2627	2632	—	—
$\alpha = 55^{\circ}$					$\alpha = 59^{\circ}$				
$\lambda(m)$	604 (5)	502 (6)	432 (7)	—	$\lambda(m)$	540 (5)	450 (6)	—	—
d	2632	2626	2636	—	d	2621	2627	—	—
$\alpha = 55^{\circ} 30'$					$\alpha = 60^{\circ}$				
$\lambda(m)$	594 (5)	496 (6)	427 (7)	—	$\lambda(m)$	525 (5)	438 (6)	—	—
d	2622	2627	2638	—	d	2625	2628	—	—

Tabelle IV.

Luftschicht zwieschen den planparallelen Glasplatten (II) bei $\perp$ Licht.

$\alpha = 52^\circ$			$\alpha = 56^\circ 30'$		
$\lambda' (m)$	d'		$\lambda' (m)$	d'	
	650,5 (5)	545 (6)		552 (6)	469 (7)
	2642	2655		3000	2981
$\alpha = 52^\circ 30'$			$\alpha = 57^\circ$		
$\lambda' (m)$	d'		$\lambda' (m)$	d'	
	645 (5)	538,5 (6)		553 (6)	466 (7)
	2651	2654		3046	2995
$\alpha = 55^\circ$			$\alpha = 57^\circ 30'$		
$\lambda' (m)$	d'		$\lambda' (m)$	d'	
	622 (5)	520 (6)		550 (6)	463 (7)
	2711	2719		3071	3016
$\alpha = 55^\circ 30'$			$\alpha = 58^\circ$		
$\lambda' (m)$	d'		$\lambda' (m)$	d'	
	629 (5)	530 (6)		546 (6)	458 (7)
	2777	2818		3079	3025
$\alpha = 55^\circ 40'$			$\alpha = 59^\circ$		
$\lambda' (m)$	d'		$\lambda' (m)$	d'	
	—	531 (6)		533 (6)	447 (7)
	—	2831		3105	3041
$\alpha = 55^\circ 45'$			$\alpha = 60^\circ$		
$\lambda' (m)$	d'		$\lambda' (m)$	d'	
	—	534 (6)		521 (6)	436 (7)
	—	2846		3126	3052
$\alpha = 56^\circ$					
$\lambda' (m)$	d'				
	539 (6)	468 (7)			
	2892	2929			

Aus Tab. III geht hervor, dass für parallel zur Einfallsebene polarisirtes Licht für die Dicke d der Luftschicht sich stets derselbe Werth ergibt, welchen Werth auch der Einfallswinkel haben möge. Die kleinen Verschiedenheiten der Zahlen d sind unregelmässig und liegen innerhalb der Grenzen der Beobachtungsfehler.

Dagegen zeigt Tab. IV, dass die Zahlen d' zwischen 52° und 60° die erheblichsten Unterschiede aufweisen. Wir müssen hieraus schliessen, dass nur die Reflection des senkrecht zur Einfallsebene polarisirten Lichtes unter Phasenänderung stattfindet, die des parallelen dagegen ohne merkliche Aenderung der Phase vor sich geht.

5. Flussspath.

Zwei ungefähr 4 mm dicke Platten, von Hrn. Mechaniker Hänsch aus ganz wasserhellem Flussspath geschliffen, wurden aufeinander befestigt; die Luftschicht zwischen beiden zeigte

im Apparat keine sehr deutlichen, zur Messung geeigneten Interferenzstreifen, hauptsächlich wohl infolge kleiner Risse im Inneren der anderen Platte. Dieselbe wurde deshalb durch eine Platte des Glases (I) — vom Brechungsindex $n(D) = 1,5307$ — ersetzt; die dünne Luftschicht zeigte jetzt bessere Streifen, deren Lage im Spectrum gut zu bestimmen war. Ich habe die Messungen nur für parallel zur Einfallsebene polarisirtes Licht ausgeführt, und zwar für drei verschiedene (mit I, II, III bezeichnete) Dicken der Luftschicht. Die folgende Tab. V gibt die beim Einfallswinkel α gemessenen Wellenlängen λ nebst der zugehörigen Ordnungszahl m und die aus der Formel $2d = \lambda \cos \alpha / (m)$ berechnete doppelte Dicke der Luftschicht an.

Tabelle V.

Luftschicht zwischen Glas- und Flussspathplatte bei $\perp$ Licht.

α	13° 51'	30°	50°	55°	58°	60°	Temp.
I $\lambda(m)$ $2d$	547 (3) 1691	489 (3) 1694	544 (2) 1692	483 (2) 1685	453 (2) 1709	426 (2) 1704	24° C.
II $\lambda(m)$ $2d$	586 (3) 1811	520 (3) 1802	577 (2) 1796	517 (2) 1803	— —	454 (2) 1816	20° C.
III $\lambda(m)$ $2d$	523 (4) 2157	621 (3) 2151 467 (4) 2157	461 (3) 2152	619 (2) 2158	572 (2) 2159	536 (2) 2146	21° C.

Die Zahlen der vorigen 4 Tabellen haben gezeigt, dass parallel zur Einfallsebene polarisirtes Licht ohne Phasenänderung am Glase reflectirt wird; eine jede der drei Reihen in Tab. V beweist, dass die Zurückwerfung dieses Lichtes auch am Flussspath ohne Aenderung der Phase stattfindet. Wurde das Ocularnicol aus der $\diamond$ - in die $\diamond$ Stellung gedreht, so rückten bei Einfallswinkeln zwischen 54 und 57° die Interferenzstreifen nach dem violetten Ende des Spectrums (anstatt wie beim Glase nach dem rothen), ein Beweis, dass unsere Flussspathplatte, wie wohl die meisten Varietäten dieses Minerals, negative Reflexion hatten.

6. Jodsilber.

Die dünnen Schichten wurden durch schnelles Jodiren polirter Silberspiegel auf Glas bei Ausschluss wirksamen Lichtes hergestellt. Wenn die letzten Spuren von freiem Jod aus der gebildeten Jodsilberschicht entfernt sind, ist dies Jodsilber nicht mehr lichtempfindlich. Am leichtesten lassen sich homogene Schichten erzeugen, deren Dicke kleiner als zwei Wellenlängen ist; die Herstellung dickerer ist schwieriger, beliebig dicker, wofern sie homogen und von ebenen Flächen begrenzt sein sollen, bei gewöhnlicher Temperatur nicht möglich. Der Grund hiervon ist der, dass die zuerst gebildeten äusseren Schichten der Lamelle, welche von den Dämpfen des Jods durchdrungen werden, durch die später in grösserer Tiefe entstehenden gehoben und schliesslich infolge der geringen Cohäsion, die das AgJ bei gewöhnlicher Temperatur hat, theilweise zertrümmert werden: durch ein gutes Mikroskop lassen sich die Hochebenen, Thäler und Klüfte sehr gut erkennen; dem unbewaffneten Auge erscheinen sie trübe.

Die folgenden Versuche beziehen sich auf zwei Jodsilberschichten, von denen die eine möglichst dick, die andere, soweit dies in Rücksicht auf die Genauigkeit der Messungen zulässig ist, möglichst dünn war. Die erstere, mit Jodsilber (I) bezeichnet, zeigte nach der prismatischen Zerlegung des reflectirten Lichtes fünf dunkle Interferenzstreifen, deren Ordnungszahlen 6, 7, 8, 9, 10 sind; die dünnere, mit (II) bezeichnet, von smaragdgrüner Farbe bei kleineren Einfallswinkeln, nur die Streifen von der Ordnung 3, 4, 5.

Bestimmt wurden für die Schicht (I) die Lagen zweier Streifen, nämlich der beiden (6) und (7); für die Schicht II nur der erste (3).

In den folgenden Tabellen bedeuten wie früher λ die beim Einfallswinkel α für $\mp$ und $\perp$ zur Einfallsebene polarisirtes Licht gemessenen Wellenlängen, d die aus der Formel $2d = m\lambda/(n \cos \alpha_1)$ berechneten Dicken; in dieser ist m die Ordnungszahl, n der zu λ gehörige Brechungsindex des Jodsilbers, α_1 der mit dem Einfallswinkel α durch die Gleichung

chung $\sin \alpha_1 = n \sin \alpha$ zusammenhängende Brechungswinkel. Die Brechungsindices des Jodsilbers sind der früher¹⁾ von mir mitgetheilten Tafel entnommen.

Tabelle VI_a.

Jodsilber (I), zwischen Glas und
Luft, im reflectirten Licht.
Streifen $m = 6$.

α	$\lambda \neq$	$\lambda \perp$	$2d \neq$	$2d \perp$
13°51'	618	618	1726	1726
30°	605	605	1719	1719
50°	586	584	1722	1715
60°	577	569	1717	1693
63°	574	563	1721	1679
64°	573	559	1720	1667
65°	572	554	1718	1656
66°	570,5	550	1715	1634
67°	569	547	1714	1629
68°	569	544,5	1715	1623
70°	567	541	1713	1613

Tabelle VI_b.

Jodsilber (I), zwischen Glas und
Luft, im reflectirten Licht.
Streifen $m = 7$.

α	$\lambda \neq$	$\lambda \perp$	$2d \neq$	$2d \perp$
13°51'	540,5	540,5	1715	1715
30°	534	534	1725	1725
50°	520	518	1730	1723
60°	518	508	1731	1705
63°	511	503,5	1730	1692
64°	510	500	1728	1678
65°	508	497	1723	1667
66°	508	494	1721	1656
67°	508	493	1721	1653
68°	507	491	1722	1646
70°	507	489	1723	1640

Tabelle VII.

Jodsilber (II), zwischen Glas und Luft, im reflectirten Licht.
Streifen $m = 3$.

α	$\lambda \neq$	$\lambda \perp$	$2d \neq$	$2d \perp$
13° 51'	602	602	836	836
30°	590	590	834	834
50°	575	575	840	840
60°	565,5	555	840	818
63°	562	544	838	804
64°	560	538	836	794
65°	560	531	838	784
66°	558	525	836	771
67°	558	519,5	838	763
68°	556	514	836	754
70°	554,5	509	835	744

Obwohl das Jodsilber das Licht sehr stark bricht — seine Brechungsindices liegen zwischen 2,1 und 2,5, so ist doch in den vorigen 3 Tabellen eine Phasenänderung für parallel zur Einfallsebene polarisirtes Licht nirgends erkennbar: in jeder sind die Zahlen unter ($2d \neq$) nahezu constant für die verschiedenen Einfallswinkel; ihre geringen Verschie-

1) W. Wernicke, Sitzungsber. d. Berl. Acad. 1876. p. 137.

denheiten lassen nichts Gesetzmässiges erkennen und sind ohne Zweifel Folgen von Ungenauigkeiten in der Messung der nicht sehr scharfen Streifen.

7. Kupferoxydul.

Durch electrolytische Zersetzung alkalischer Kupferlösungen kann man, wie ich früher¹⁾ gezeigt habe, auf Metallplatten homogene Schichten von Kupferoxydul in beliebiger Dicke erhalten. Von allen Methoden der Herstellung dünner Schichten dürfte diese die vollkommenste sein; denn da man durch Einschaltung eines Galvanometers, eines Rheostaten und hinreichend grosser Widerstände die Stromstärke in der Gewalt hat, so kann man die den Körper bildenden Kräfte vom ersten bis zum letzten Augenblicke constant halten, ist also sicher, dass die Oberfläche der Schicht keine andere Beschaffenheit hat als das Innere. Eine Oberflächenspannung z. B., wie sie bei geschmolzenen und erstarrten Körpern eintreten kann, ist hier ganz ausgeschlossen.

Obwohl die Brechungsexponenten des Kupferoxyduls zwischen 2,6 und 2,9 liegen, und die Absorption nicht ganz unbedeutend ist — Schichten von $\frac{1}{10}$ mm Dicke lassen nur noch rothes, von $\frac{2}{10}$ mm kaum noch etwas hindurch —, so findet doch eine bemerkbare Phasenänderung des unter kleinen Einfallswinkeln (nahe Null) reflectirten Lichtes nicht statt. Um dies zu beweisen, brachte ich auf die zu untersuchende Schicht ein Tröpfchen einer Lösung von Kautschuk in Schwefelkohlenstoff, legte auf dieses ein rechteckiges, 5 mm langes und 2 mm breites planparalleles Deckglas und stellte die Platte vor den Spalt des Spectrometers mit der früher²⁾ beschriebenen Einrichtung. Die beiden an der Grenze von Cu_2O -Luft und von Cu_2O -Kautschuk-Schwefelkohlenstoff reflectirten Lichtbündel bilden nach der prismatischen Zerlegung zwei übereinander liegende, durch eine scharfe Linie getrennte, Streifensysteme; nicht die geringste gegenseitige Verschiebung der Streifen war bemerkbar. Dasselbe Resultat erhielt ich, als ich statt der stark brechenden Kautschuk-

1) W. Wernicke, Pogg. Ann. 139. p. 132. 1870.

2) W. Wernicke, Sitzungsber. d. Berl. Akad. 1875. p. 673.

lösung Wasser, Alkohol, Schellacklösung nach einander anwandte. Diese Versuche beweisen, dass die Phase des an der Grenze von Kupferoxydul und einer der genannten 4 Substanzen reflectirten Lichtes bei kleinen Einfallswinkeln dieselbe ist wie an der Grenze von Cu_2O und Luft. — Bei einigen anderen Substanzen jedoch, z. B. aufgeschmolzenem Colophonium, erwärmtem Canadabalsam, nicht ganz reiner, namentlich Lackmus röthender Gelatine, zeigte sich eine Verschiebung der Interferenzstreifen gegen das violette Ende des Spectrums hin, gleich als ob die von diesen Substanzen bedeckte Cu_2O -Schicht ein wenig dünner geworden wäre. Dies letztere ist auch wirklich der Fall; denn durch Digestion mit Cu_2O färben sich jene Substanzen deutlich grün oder bei alkalischer Reaction braun — ein Zeichen, dass Auflösung eingetreten ist.

Um die Untersuchungen der Phasenänderungen des unter beliebigen Einfallswinkeln reflectirten Lichtes möglichst einfach zu gestalten, ist es nothwendig, die dünne Schicht vom Metall zu trennen. Die Trennung ist mir durch folgendes Verfahren gelungen. Ich giesse auf die der horizontal gelegten Metallplatte fest anhaftende Schicht eine frisch bereitete Lösung reiner Gelatine (russischer Hausenblase), so dass dieselbe die Platte gleichmässig bedeckt, und lasse das Lösungsmittel schnell bei gewöhnlicher Temperatur, am besten im Vacuum, verdunsten. Bald kann man die feste Gelatineschicht, nachdem man mit einem scharfen Messer oder durch Biegen der Platte an einer Stelle einen Sprung erzeugt hat, ganz oder grösstentheils vom Metall ablösen. Hierdurch gewinnt man eine Kupferoxydulschicht, welche auf der einen Seite von Luft, auf der anderen von einer dünnen Gelatineschicht begrenzt ist, welche also im durchgehenden wie im reflectirten Lichte, unabhängig von der Metallreflexion, optisch untersucht werden kann. Diese Methode ist allgemein anwendbar auf metallische und nicht metallische Körper; sie ermöglicht überdies — was für die Bestimmung der Reflexionsconstanten von Bedeutung ist —, die Reflexion an derselben Stelle eines Spiegels in Berührung mit Glas und dann in Berührung mit Luft zu messen.

Die Brechungsindices des Cu_2O habe ich ganz ähnlich wie die der dünnen Jodsilberschichten¹⁾ durch Messung der Lage der Interferenzminima verschieden dicker Lamellen und graphische Interpolation bestimmt. Tab. VIII gibt die Brechungsindices von der Wellenlänge $\lambda = 686$ bis $\lambda = 486$ an, wie sie der die Dispersionscurve des Kupferoxyduls darstellenden Curve in Tafel IV entnommen sind; in dieser bedeuten die Abscissen die Wellenlängen, die Ordinaten die Brechungsindices. Wenngleich der absolute Werth des Brechungsindex wahrscheinlich schon in der dritten Decimale ungenau ist, so habe ich doch die Zahlen auf 4 Stellen angegeben, weil nämlich die Berechnung der Phasenänderungen nicht sowohl vom absoluten Werthe, als vielmehr von dem Quotienten zweier nicht weit auseinander liegender Brechungsexponenten abhängt.

Tabelle VIII.

Brechungsindices des Kupferoxyduls zwischen $\lambda = 686$ und 486 .

λ	n	λ	n	λ	n	λ	n
686	2,6640	636	2,6818	586	2,7089	536	2,7637
684	2,6645	634	2,6826	584	2,7105	534	2,7670
682	2,6651	632	2,6835	582	2,7120	532	2,7705
680	2,6657	630	2,6846	580	2,7135	530	2,7742
678	2,6663	628	2,6854	578	2,7152	528	2,7780
676	2,6670	626	2,6862	576	2,7170	526	2,7821
674	2,6676	624	2,6870	574	2,7188	524	2,7860
672	2,6683	622	2,6879	572	2,7205	522	2,7903
670	2,6689	620	2,6888	570	2,7224	520	2,7950
668	2,6696	618	2,6898	568	2,7243	518	2,7999
666	2,6703	616	2,6908	566	2,7263	516	2,8048
664	2,6710	614	2,6919	564	2,7285	514	2,8102
662	2,6717	612	2,6929	562	2,7305	512	2,8162
660	2,6725	610	2,6940	560	2,7326	510	2,8227
658	2,6732	608	2,6950	558	2,7348	508	2,8290
656	2,6739	606	2,6960	556	2,7371	506	2,8352
654	2,6746	604	2,6971	554	2,7395	504	2,8422
652	2,6754	602	2,6982	552	2,7418	502	2,8493
650	2,6761	600	2,6994	550	2,7442	500	2,8570
648	2,6770	598	2,7006	548	2,7467	498	2,8640
646	2,6778	596	2,7019	546	2,7492	496	2,8725
644	2,6786	594	2,7032	544	2,7518	494	2,8818
642	2,6794	592	2,7045	542	2,7547	492	2,8930
640	2,6802	590	2,7060	540	2,7575	490	2,9050
638	2,6810	588	2,7074	538	2,7605	488	2,9170

1) W. Wernicke, Monatsber. der Berl. Acad. 1876. p. 137.

8. Aeussere Reflexion an Cu_2O .

Mit Hülfe der vorigen Tabelle sind die doppelten Dicken $2d$ der Kupferoxydschichten für die verschiedenen Einfallswinkel α aus der Gleichung $2d = m\lambda/n \cos \alpha_1$ berechnet, nachdem die Wellenlängen für parallel ($\lambda \parallel$) und senkrecht zur Einfallsebene polarisiertes Licht ($\lambda \perp$) gemessen waren. Die Lamellen wurden hierzu mittelst Canadabalsam mit der Gelatineseite auf Glas gekittet und in der Mitte des Tisches des Spectrometers senkrecht zur Ebene der Collimator- und Fernrohraxe aufgestellt. Eine etwa 20 qmm grosse Lamelle, im Folgenden mit Cu_2O (I) bezeichnet, zeigte zwei bei allen Einfallswinkeln zwischen 17° und 75° deutliche, zur Messung geeignete, Interferenzminima; Tab. IX stellt die Resultate für den weniger brechbaren Streifen ($m = 5$), Tab. X für den folgenden ($m = 6$) dar.

Tabelle IX.

Cu_2O (I) zwischen Luft und Gelatine im reflectirten Lichte.

$m = 5$.

α	$\lambda \parallel$	$\lambda \perp$	$2d \parallel$	$2d' \perp$
$35^\circ 18'$	636	636	1215	1215
$45^\circ 18'$	628,5	628,5	1214	1214
$50^\circ 18'$	625	624	1216	1213
$55^\circ 18'$	619,5	613	1209	1195
$60^\circ 18'$	615	607	1207	1189
$65^\circ 18'$	611	599	1205	1177
$67^\circ 48'$	610	591	1208	1165
$69^\circ 18'$	610	585	1207	1152
$70^\circ 18'$	610	583	1209	1147
$71^\circ 18'$	611	581	1212	1143
$72^\circ 18'$	609	578	1211	1137
$73^\circ 18'$	608	575	1208	1128
$75^\circ 18'$	607	571	1206	1122

Tabelle X.

Cu_2O (I) zwischen Luft und Gelatine im reflectirten Lichte.

$m = 6$.

α	$\lambda \parallel$	$\lambda \perp$	$2d \parallel$	$2d' \perp$
$35^\circ 18'$	544	544	1213	1213
$45^\circ 18'$	538,5	538,5	1211	1211
$50^\circ 18'$	536	535	1212	1208
$55^\circ 18'$	533	530	1209	1198
$60^\circ 18'$	529	523	1203	1185
$65^\circ 18'$	528	520	1206	1181
$67^\circ 48'$	527	515	1201	1165
$69^\circ 18'$	526	513	1202	1158
$70^\circ 18'$	525	512	1201	1150
$71^\circ 18'$	524	510	1199	1143
$72^\circ 18'$	524	508	1201	1137
$73^\circ 18'$	524	507	1202	1134
$75^\circ 18'$	523	505	1201	1128

Tab. XI und XII, genau wie die beiden vorigen eingerichtet, geben die entsprechenden Zahlen für zwei Interferenzminima $m = 8$ und $m = 9$ für eine andere, mit (II) bezeichnete Cu_2O -Lamelle.

Tabelle XI.

Cu₂O (II) zwischen Luft und Gelatine im reflectirten Lichte. $m = 8.$

α	$\lambda \neq$	$\lambda \perp$	$2d \neq$	$2d' \perp$
17° 11'	660	660	2012	2010
25 18	658	658	2013	2013
35 18	655	655	2007	2007
45 18	650	650	2016	2016
50 18	647	646	2018	2015
55 18	643	640	2017	2006
60 18	639	634	2016	1998
65 18	635	626	2013	1981
67 48	633	620	2012	1967
69 18	632	616	2010	1952
70 18	631	612	2009	1938
71 18	629	610	2007	1931
72 18	628	608	2005	1925
73 18	628	605	2004	1916
75 18	626	602	2001	1907

Tabelle XII.

Cu₂O (II) zwischen Luft und Gelatine im reflectirten Lichte. $m = 9.$

α	$\lambda \neq$	$\lambda \perp$	$2d \neq$	$2d' \perp$
17° 11'	594	594	2006	2006
25 18	591	591	2008	2008
35 18	587	587	1998	1998
45 18	583	583	2006	2006
50 18	581	580	2011	2009
55 18	579	577	2015	2005
60 18	576	573	2015	2001
65 18	574	567	2016	1987
67 48	573	564	2014	1977
69 18	572	561	2010	1965
70 18	571	559	2011	1959
71 18	571	557	2010	1952
72 18	571	555	2009	1944
73 18	570	553	2008	1939
75 18	568	551	2007	1933

9. Innere Reflexion an Kupferoxydul.

Die Untersuchung der inneren Reflexion lässt sich bei Körpern von selbst nur mässigem Absorptionsvermögen nur durch die Methode der dünnen Schichten bewerkstelligen; jede andere versagt hier gänzlich.

Die planparallele Gelatinelamelle L , welche die Cu₂O-Schicht trägt, wurde mittelst Canadabalsam mit der Gelatineseite auf der Hypotenusenfläche eines rechtwinklig gleichschenkligen Crownglasprismas (Fig. 5) vorsichtig so befestigt, dass die neue Hypotenusenfläche von Cu₂O parallel der Hypotenusenfläche des Glases wurde. Ist 2β der Winkel zwischen dem durch die eine Kathetenfläche eintretenden und dem aus der anderen austretenden Strahle, also der am Kreise des Spectrometers gemessene Winkel, r der Winkel zwischen dem Strahle innerhalb des Glases und der Normale der Kathetenfläche, μ der Brechungsindex des Prismas für ein bestimmtes λ , so ist:

$$\sin r = \frac{\sin(\beta - 45^\circ)}{\mu}$$

und wie leicht (Fig. 5) zu sehen, der Winkel zwischen dem Strahl im Prisma und der Normale der Kupferoxydulschicht, d. h. der Einfallswinkel von Glas in Kupferoxydul:

$$\alpha = 45^\circ + r.$$

Ist $\beta < 45^\circ$, so ist r negativ.

Die Brechungsexponenten des Crownlasses, des Canadabalsams und der Gelatine sind durch das Minimum der Ablenkung für verschiedene Linien bestimmt und in Tab. XIII aufgeführt.

Tabelle XIII.

	Brechungsindices					
	<i>B</i>	<i>C</i>	<i>D</i>	<i>E</i>	<i>F</i>	<i>G</i>
Glasprisma .	1,5125	1,5134	1,5159	1,5191	1,5222	1,5278
Canadabalsam	—	—	1,5259	—	—	1,5420
Gelatine . .	1,5295 (<i>A</i>)	—	1,5354	—	1,5440	1,5521

Von den bei der inneren Reflexion in Betracht kommenden Winkeln ist besonders der Austrittswinkel J , d. h. der Winkel zwischen der Normale der Kupferoxydulschicht und dem austretenden Strahle bemerkenswerth, weil er dem Einfallswinkel bei der äusseren Reflexion entspricht; er hängt mit dem Winkel α durch die Gleichung $\sin J = \mu \sin \alpha$ zusammen, weil die Gelatineschicht von parallelen Ebenen begrenzt wird.

Die folgenden 4 Tabellen enthalten in der ersten Columne die am Kreise gemessenen Winkel β , in der zweiten die aus diesen berechneten Austrittswinkel J , in der dritten und vierten die am Ocularmikrometer für beide Lichtarten gemessenen Wellenlängen $\lambda \mp$ und $\lambda \perp$ und in den beiden letzten die daraus berechneten Dicken d der Schicht. — In der zweiten Columne beziehen sich die oberen Zahlen für die Winkel J auf das parallel, die unteren auf das senkrecht zur Einfallsebene polarisirte Licht; die Unterschiede rühren von der Dispersion des Glasprismas her.

Tab. XIV und XV geben die Zahlen für zwei Interferenzminima $m = 5$ und $m = 6$ einer Cu_2O -Schicht (III), Tab. XVI und XVII für die Streifen $m = 8$, $m = 9$ einer anderen mit (IV) bezeichneten an.

Tabelle XIV.

Cu₂O (III) zwischen Gelatine und Luft (innere Reflexion). $m = 5.$

β	J	$\lambda \neq$	$\lambda \perp$	$2d \neq$	$2d \perp$
17° 11'	43° 32'	628	628	1210	1210
25 18	53 40'	619	617	1206	1200
27 48	57 19'	616	612	1205	1196
29 18	59 37'	614	609	1203	1193
30 18	61 14'	613	607	1206	1192
31 18	62 56'	612	604	1203	1187
32 18	64 44'	610	601	1201	1180
33 18	66 39'	610	595	1205	1171
34 18	68 44'	608	592	1202	1160
35 18	71 0'	607	582	1204	1145
35 48	72 13'	607	581	1206	1138
36 18	73 32'	607	577	1207	1130
37 18	76 33'	607	572	1208	1125
38 18	80 48'	607	569	1209	1118

Tabelle XVI.

Cu₂O (IV) zwischen Gelatine und Luft (innere Reflexion). $m = 8.$

17° 11'	43° 30'	649	649	2007	2007
25 18	53 38	642	641	2010	2004
27 48	57 14	640	637	2012	2001
30 18	61 10	639	638	2018	1997
32 48	65 38'	637	628	2015	1990
34 18	68 39'	635	622	2019	1974
35 18	70 55'	632	614	2014	1948
35 48	72 8'	630	609	2011	1933
36 18	73 26'	629	607	2007	1928
36 48	74 52'	629	605*	2004	*uns.
37 18	76 26'	627	601	2004	1917
38 18	80 10'	625	598	2001	1905

Tabelle XV.

Cu₂O (III) zwischen Gelatine und Luft (innere Reflexion). $m = 6.$

β	J	$\lambda \neq$	$\lambda \perp$	$2d \neq$	$2d \perp$
17° 11'	43° 46'	537	537	1205	1205
25 18	54 0	532	530	1203	1198
27 48	57 39	529	527	1201	1193
29 18	59 58	528	525	1201	1190
30 18	61 36'	528	524	1203	1189
31 18	63 21'	527	522	1202	1185
32 18	65 11'	527	521	1204	1184
33 18	67 8'	526	518	1200	1175
34 18	69 13'	526	515	1204	1167
35 18	71 33'	526	512	1206	1156
35 48	72 40'	526	511	1207	1151
36 18	74 10'	525	508	1205	1141
37 18	77 17'	523	503	1202	1130
38 18	81 26'	522	501	1198	1120

Tabelle XVII.

Cu₂O (IV) zwischen Gelatine und Luft (innere Reflexion). $m = 9.$

17° 11'	43° 38'	583	583	2003	2003
25 18	53 48	578	576	2007	2000
27 48	57 25	577	574	2011	2001
30 18	61 22	576	571	2015	1996
32 48	65 51'	575	568	2017	1992
34 18	68 52'	574	564,5	2021	1982
35 18	71 12'	572	559	2018	1960
35 48	72 33'	571	557	2015	1954
36 18	73 39'	570	554	2013	1946
37 48	75 9'	569	554*	2009	*ung.
37 18	76 46'	568	550	2006	1932
38 18	80 1'	567	544	2005	1924

In jeder der vorangehenden 4 Tabellen sind die Zahlen unter $2d \neq$ nahezu constant, für alle Austrittswinkel J bis zu 81° ; die unter $2d \perp$ haben die verschiedensten Werthe. Die Unterschiede von $d \neq$ und $d \perp$ würden die Phasenunterschiede beider Lichtarten darstellen, wenn für alle äusseren Einfallswinkel J bis zu 81° bei der Reflexion an der Grenze von Cu_2O und Gelatine keine merkliche Differenz der Phasen des parallel und senkrecht zur Einfallsebene polarisirten Lichtes stattfände. Einem Winkel J von 81° entspricht ein Einfallswinkel α von Glas in Cu_2O von $40^\circ 30'$; jedenfalls dürfte also für eine Kupferoxydulschicht, welche beiderseitig von Gelatine begrenzt ist, die Lage der Interferenzstreifen im Spectrum eine Verschiedenheit für beide Lichtarten nicht zeigen, wenn der Einfallswinkel kleiner als $40^\circ 30'$ ist. Um dies zu prüfen, habe ich auf die an der Hypotenusenfläche des gleichschenkligen Crownglasprismas befestigte Schicht ein gleiches Prisma mit Canadabalsam aufgesetzt, sodass die Kupferoxydulschicht sich zwischen Gelatine und Canadabalsam befand, welcher bis auf die letzte Decimalstelle mit denen der Gelatine übereinstimmende Brechungsindices hatte.

Die Resultate der Messungen an zwei Interferenzstreifen $m = 4$ und $m = 5$ einer mit (V) bezeichneten Kupferoxydulschicht sind in den folgenden Tabellen XVIII und XIX zusammengestellt.

Tabelle XVIII.

Cu_2O (V) zwischen Gelatine und Canadabalsam. $m = 4$.

β	α	$\lambda \neq$	$\lambda \perp$	$2d \neq$	$2d \perp$
17° 12'	27° 2'	685	685	1063	1063
25 18	32 7	674	674	1060	1060
35 18	30 35	660	660	1056	1056
45 18	45 10	649	649	1059	1059
50 18	48 28	644	642	1061	1054
55 18	51 46	637	630	1062	1047
60 18	55 2	630	605	1059	1010
62 48	56 39	628	590	1061	987
65 18	58 13	625	567	1060	952
67 18	59 50	620	551	1056	914
70 18	61 20	616	540	1053	894
75 18	64 34	610	527	1052	871

Tabelle XIX.

Cu_2O (V) zwischen Gelatine und Canadabalsam. $m = 5$.

β	α	$\lambda \neq$	$\lambda \perp$	$2d \neq$	$2d \perp$
17° 12'	27° 3'	562	562	1060	1060
25 18	32 8	553	553	1055	1055
35 18	38 35	543	543	1049	1049
45 18	45 10	534	534	1047	1047
50 18	48 28	530	527	1046	1038
55 18	51 56	526	520	1045	1032
60 18	55 1	523	511	1047	1010
62 48	56 38	521	505	1046	986
65 18	58 12	520	496	1048	961
67 48	59 49	518	486	1046	934
70 18	61 18	516	478	1044	915
75 18	64 22	514	474	1047	906

Die Zahlen der ersten 4 Reihen in jeder der beiden vorangehenden Tabellen zeigen, dass für Einfallswinkel α , kleiner als $45^\circ 10'$, keine merkliche Phasendifferenz bei der Reflexion an der Grenze von Cu_2O und Gelatine stattfindet. Die Unterschiede in den Grössen $2d \mp$ und $2d \perp$ der früheren 4 Tabellen XIV bis XVII rühren also von der Reflexion an der Luftgrenze her.

Alle Tabellen aber zeigen, dass auch für Kupferoxydul das parallel zur Einfallsebene polarisirte Licht ohne Phasenänderung reflectirt wird, die Reflexion mag an der Grenze von Luft oder Gelatine oder Canadabalsam stattfinden, eine innere oder äussere sein.

10. Bleisesquihydroxyd.

In Pogg. Ann. 139. p. 132. 1870 u. 141. p. 109. 1871 habe ich die Reindarstellung und Zusammensetzung einer Gruppe von Körpern beschrieben, welche vorzugsweise für die experimentelle Prüfung der Theorie der Lichtreflection geeignet erscheinen, nämlich die Superhydroxyde des Bleies, Mangans, Kobalts u. s. w. Durch electrolytische Zersetzung bestimmter Lösungen jener Metalle lassen sich homogene Schichten dieser Körper auf Metallplatten erhalten; nach den im Vorigen beschriebenen Methoden können dieselben ohne Schwierigkeit von der Metallplatte getrennt und im durchgehenden Lichte untersucht werden. Die Lichtabsorption ist in allen grösser als im Kupferoxydul, besonders im brechbareren Theile des Spectrums; die Interferenzstreifen, welche man nach der prismatischen Zerlegung des reflectirten Lichtes im Spectrum beobachtet, sind deswegen im Grün nur schwach, im Blau nicht mehr zu erkennen; aus diesem Grunde lassen sich die Brechungsindices für Grün und Blau nicht genau bestimmen.

Ich habe in den oben genannten Arbeiten ferner gezeigt, dass der electrolytische Wasserstoff in die Metalle Platin, Kupfer, Nickel, Neusilber eindringt, und wie man die Menge desselben dadurch bestimmen kann, dass man die Metallplatten in bestimmte Metallaufösungen bringt, welche auf die wasserstofffreien Platten nicht die geringste Wirkung

ausüben, dieselben aber alsbald mit den Newton'schen Farben überziehen, wenn sie mit Wasserstoff bedeckt sind.

Der electrolytische Wasserstoff dringt nicht nur in jene Metalle, sondern auch in andere Substanzen ein und bringt in diesen chemische Wirkungen hervor. Lässt man denselben auf das Superhydroxyd dadurch einwirken, dass man den Strom eines Daniells, mit dessen Zinkcylinder die auf Platin niedergeschlagene Superhydroxydschicht, und dessen Kupfercylinder eine kleine Platin- oder Bleiplatte verbunden ist, durch reines Wasser schickt — oder einen noch schwächeren Strom durch natronhaltiges Wasser —, so wird das schwarze Superhydroxyd bald röthlich gelb, indem der electrolytische Wasserstoff sich mit einem Theile des Sauerstoffs im Superoxyd verbindet und eine neue Bleiverbindung bildet, welche ich Bleisesquihydroxyd nenne. Demselben durch längere Einwirkung oder Verstärkung des Stromes mehr Sauerstoff zu entziehen, ist schwierig, weil es dann sofort metallisches Blei gibt; nur durch besondere Vorsichtsmaassregeln gelingt die weitere Reduction; man erhält dann stets weisses Bleioxydhydrat, niemals wasserfreies gelbes Oxyd.

Diese einfache Methode der Herstellung lässt sich noch weiter vereinfachen:

1. Ist das Bleisuperhydroxyd auf Platin niedergeschlagen, so taucht man die Platinplatte in Wasser und stellt ein Zinkstäbchen hinein, welches das Metall an irgend einer Stelle berührt. In einigen Stunden ist das schwarze Superhydroxyd vollständig in gelbes Sesquihydroxyd verwandelt.

2. Hat man eine Superhydroxydschicht auf Neusilber, so verwandelt sich dieselbe unter Wasser scheinbar von selbst, in Wirklichkeit durch die zwischen Neusilber, Superoxyd und Wasser gebildete Kette, in Sesquihydroxyd.

3. Bei einiger Vorsicht kann man daher (siehe 2) dünne Schichten von reinem Sesquihydroxyd auf Gelatineplatten einfach dadurch erhalten, dass man die Gelatinelösung auf die auf Neusilber (Nickel) niedergeschlagene Schicht des Superhydroxyds giesst, trocknen lässt und, wie vordem beschrieben, abzieht.

Auf diese Weise ist es mir gelungen, aus dem Bleisuperhydroxyd jene Verbindung zu erhalten, welche stets von constanter Zusammensetzung und überdies beständig ist, so dass man selbst die dünnsten Schichten, welche die Farben erster Ordnung zeigen, Jahre lang unverändert aufbewahren kann. Sie unterscheidet sich vom Superhydroxyd in ihrer Zusammensetzung dadurch, dass sie eine geringe Menge Sauerstoff weniger enthält, in optischer Beziehung aber hauptsächlich durch den für unseren nächsten Zweck günstigen Umstand, dass sie die brechbareren Strahlen in erheblich geringerem Maasse absorbirt. Die Absorptionscurven beider Körper steigen vom Roth zum Violett allmählich und stetig an, die des Superhydroxyds schon ziemlich stark von *E*, die des Sesquihydroxyds erst von *G* im Violett.

Die Dispersionscurve des Bleisesquihydroxyds konnte wegen seines geringen Absorptionsvermögens wie die des Silberjodids und Kupferoxyduls ermittelt werden. Als Ausgangspunkt diente der Brechungsindex 1,9614 für die Wellenlänge 589, den ich durch Wägungen homogener Schichten des Superhydroxyds nach der früher beschriebenen Methode für das letztere erhalten hatte. Durch Vergleichung der Interferenzspectra gleich dicker Schichten mit scharfer Trennungslinie zeigt sich, dass die Brechungsexponenten des Sesquihydroxyds für Roth und Gelb nur wenig kleiner als die entsprechenden des Superhydroxyds sind; als wahrscheinlichster Werth für $n(D)$ des Sesquihydroxyds ergab sich 1,9492. Aus dieser Zahl bestimmte ich die Brechungsindices für die anderen Wellenlängen durch Messung der Interferenzstreifen einer grösseren Anzahl verschieden dicker Schichten und Construction der Dispersionscurve I Fig. 7.

Obwohl die letzten Decimalstellen der Zahl 1,9492 unsicher sind, so habe ich doch alle Brechungsindices auf 4 Stellen angegeben, weil die Genauigkeit der Curve dies zulässt und für die Berechnung der Phasenänderungen die Quotienten zweier naheliegender Zahlen mehr von Einfluss sind als die absoluten Werthe derselben.

In Tab. XX sind die Brechungsindices des Bleisesquihydroxyds zwischen $\lambda = 666$ und $\lambda = 476$ zusammengestellt;

die zwischen je zwei in dieser Tabelle aufgeführten Zahlen liegenden können der Curve II in Fig. 7 entnommen werden.

Tabelle XX.

Brechungsindices des Bleisesquihydroxyds.

λ	n	λ	n
666	1,9134	566	1,9632
656	1,9172	556	1,9708
646	1,9212	546	1,9777
636	1,9254	536	1,9853
626	1,9299	526	1,9933
616	1,9347	516	2,0017
606	1,9398	506	2,0106
596	1,9452	496	2,0200
586	1,9509	486	2,0298
576	1,9569	476	2,0402

Bemerkenswerth ist, dass, obwohl der Körper an Metall ebenso reich ist als Kupferoxydul, und obwohl sein specifisches Gewicht nicht kleiner ist, dennoch Brechung und Dispersion der Bleiverbindung so sehr viel geringer sind, während die Stärke und der Gang der Absorption des Lichtes im ganzen sichtbaren Spectrum wenig Verschiedenheiten darbieten.

11. Aeussere Reflexion am Bleisesquihydroxyd.

Die folgenden Tabellen sind genau wie die entsprechenden für das Kupferoxydul eingerichtet; alles was dort über die Bedeutung, Messung und Berechnung der aufgeführten Zahlen gesagt ist, gilt auch hier. Tab. XXI und XXII stellen die Resultate für die beiden Interferenzstreifen $m = 4$ und $m = 5$ einer mit (I) bezeichneten Schicht, Tab. XXIII für den Streifen $m = 4$ einer anderen, mit (II) bezeichneten Schicht von Bleisesquihydroxyd dar.

Tabelle XXI.

Bleisesquihydroxyd (I) zwischen Luft
und Gelatine im reflectirten Licht. $m = 4.$

α	$\lambda \neq$	$\lambda \perp$	$2d \neq$	$2d \perp$
17° 11'	690	690	1459	1459
25 18	678	678	1460	1460
30 18	671	671	1463	1463
35 18	665,5	665,5	1458	1458
40 18	660	660	1461	1461
45 18	653	653	1463	1463
50 18	647	645	1465	1457
55 18	640	636	1469	1456
57 48	636	631	1469	1449
60 18	632	621	1467	1437
62 18	629,5	604	1466	1398
62 48	627	599	1462	1382
63 3	626	598	1461	1375
64 18	624	586	1466	1355
65 18	623	580	1461	1333

Tabelle XXII.

Bleisesquihydroxyd (I) zwischen Luft
und Gelatine im reflectirten Licht. $m = 5.$

α	$\lambda \neq$	$\lambda \perp$	$2d \neq$	$2d \perp$
17° 11'	569,5	569,5	1461	1461
25 18	562	562	1465	1465
30 18	558	558	1462	1462
35 18	554	554	1460	1460
40 18	550	550	1464	1464
45 18	546	546	1467	1467
50 18	541	539	1464	1457
55 18	535	533	1468	1457
57 48	532	527	1466	1447
60 18	529	521	1464	1436
62 18	527	511	1460	1407
62 48	526	507	1461	1397
63 3	526	504	1463	1391
64 18	525	496	1460	1367
65 18	523	492	1458	1359

Tabelle XXIII.

Bleisesquihydroxyd (II) zwischen Luft und Gelatine im reflectirten Licht.

 $m = 4.$

α	$\lambda \neq$	$\lambda \perp$	$2d \neq$	$2d \perp$
17° 11'	603	603	1256	1256
25 18	595	595	1260	1260
35 18	588	588	1259	1259
45 18	579	578	1269	1265
50 18	574	571	1267	1259
55 18	569	564	1269	1256
57 48	565	559	1266	1249
60 18	562	551	1265	1234
62 18	560	541	1263	1209
62 48	559	537	1264	1199
63 18	558	535	1266	1194
63 48	558	532	1267	1190
64 18	558	528	1269	1179
65 18	556	524	1268	1171

12. Innere Reflexion an Bleisesquihydroxyd.

In Bezug auf Anordnung und Ausführung der Versuche, Bedeutung und Berechnung der in den folgenden Tabellen aufgeführten Zahlen gilt das, was unter 9 bei der inneren Reflexion am Kupferoxydul gesagt ist. Tab. XXIV stellt die Resultate der Messungen eines Interferenzstreifens $m = 4$

für eine mit (III) bezeichnete Schicht, Tab. XXV für den Streifen $m = 3$ einer mit (IV) bezeichneten, zwischen Gelatine und Canadabalsam befindlichen Schicht dar. In Bezug auf letztere gilt besonders das bei der Erklärung der Tab. XVIII Gesagte.

Tabelle XXIV.

Bleisesquihydroxyd (III) zwischen
Gelatine und Luft.

$m = 4.$

β	J	$\lambda \neq$	$\lambda \perp$	$2d \neq$	$2d \perp$
17° 11'	43° 38'	582	582	1269	1269
25 18	53 48	573	571	1276	1268
27 48	57 26	567	560	1272	1256
29 18	59 44	565	553	1274	1245
30 18	61 24	563	544	1273	1229
30 48	62 13	562	536	1272	1214
31 18	63 6	562	533	1275	1207
32 18	64 54	560	528	1274	1195
32 48	65 45	558	523	1270	1178
35 18	71 16	554	513	1271	1163
36 18	73 53	553	509	1273	1150

Tabelle XXV.

Bleisesquihydroxyd (IV) zwischen Gela-
tine und Canadabalsam im reflectirten
Licht.

$m = 3.$

β	α	$\lambda \neq$	$\lambda \perp$	$2d \neq$	$2d \perp$
17° 12'	27° 2'	665	665	1113	1113
25 18	32 7	648	648	1112	1112
30 18	35 20	636	636	1111	1111
35 18	38 35	625	623	1113	1109
40 18	41 42	614	610	1114	1108
45 18	45 10	605	600	1121	1109
50 18	48 28	595	587	1125	1106
52 48	50 2	589	578	1124	1095
55 18	51 46	584	561	1126	1067
57 48	53 23	578	550	1125	1051
58 18	53 43	575	545	1119	1041
59 18	54 20	574	535	1120	1020
60 18	55 1	572	523	1121	994
65 18	58 13	563	509	1128	975
70 18	61 22	555*	498	1138*	969

*ung.

Die ersten 4 Horizontalreihen der Tab. XXV zeigen, dass für Einfallswinkel α , kleiner als 38° , das Licht an der Grenze von Bleisesquihydroxyd und Gelatine ohne merklichen Phasenunterschied des parallel und senkrecht zur Einfallsebene polarisirten Lichtes reflectirt wird. Die Differenzen der Zahlen $2d \neq$ und $2d \perp$ in den Tabellen XXI bis XXIV rühren also nur von den Phasenunterschieden des an der Luftgrenze reflectirten Lichtes her, da zu einem Einfallswinkel $\alpha = 38^\circ$ von Glas (vom Brechungsindex 1,52) in Sesquihydroxyd ein Einfallswinkel J (aus Luft in denselben Körper) von $69^\circ 21'$ gehört.

Resultate.

Aus den in den vorangehenden 12 Capiteln beschriebenen Versuchen, welche isotrope Körper von den verschiedensten Brechungsexponenten — von 1,4 (Flussspath) bis 2,9

(Kupferoxydul) — umfassen, ergibt sich eine Anzahl von Folgerungen, von denen ich zunächst die folgenden hervorhebe:

1. Isotrope Körper von geringem Absorptionsvermögen reflectiren das parallel zur Einfallsebene polarisirte Licht unter allen Einfallswinkeln ohne merkliche Aenderung der Phase, die Reflexion mag eine äussere oder innere sein.

2. Die Phase des senkrecht zur Einfallsebene polarisirten Lichtes wird allein geändert.

3. Alle Theorien des Lichtes, welche den Sätzen 1 und 2 nicht entsprechen, sind unhaltbar.

Berlin, im Mai 1883.

VII. *Ueber die electriche Leitungsfähigkeit der Mischungen von Wasser und Alkohol;*
von Emanuel Pfeiffer.

(Aus dem phys. Laboratorium der technischen Hochschule zu München.)

(Hierzu Taf. III Fig. 8–10.)

Eine seit mehreren Monaten in Gang befindliche Experimentaluntersuchung, bei der ich mich mit der Ermittlung der electriche Leitungsfähigkeiten von sehr schlecht leitenden Electrolyten zu befassen habe, veranlasste mich zur Construction eines Widerstandsgefässes von möglichst kleiner Widerstandscapacität. Der Grund hierzu liegt in dem Umstande, dass ich mich bei den Widerstandsmessungen der bekannten Kohlrausch'schen Messmethode mit alternirenden Strömen bediente, bei der in der Brücke ein Electrodynamometer eingeschaltet ist. Da sich letzteres bekanntlich an Empfindlichkeit mit den Galvanometern nicht messen kann, so tritt bei Messung grösserer Widerstände der Uebelstand ein, dass dieselbe nicht mehr mit der nöthigen Schärfe ausgeführt werden kann. Die folglich wünschenswerthe Verkleinerung der zu ermittelnden Widerstände erreicht man durch Vergrösserung der Capacität des Widerstandsgefässes.

Das von mir benutzte Widerstandsgefäss war in folgen-

Wernicke Fig. 1-7. Pfeiffer Fig. 8-10. Giltay Fig. 11-17.