

Die Reflexion des Lichtes an den Metallen.

Zweiter Teil.

VI.

Abhängigkeit der Reflexionskonstanten von der Wellenlänge des Lichtes und der Dicke der Metallschicht.

VIa. Abhängigkeit der H und B von der Wellenlänge.

Die bei der Metallreflexion durch die Komponenten des reflektierten Strahles entstehende Phasendifferenz ist von der Wellenlänge des Lichtes mehr abhängig, als es die Intensitätsveränderungen der Komponenten sind. Jamin¹⁾ bestimmte für einige Metalle die Winkel des Polarisationsmaximums für verschiedene Farben des Spektrums durch Messung der Incidenzwinkel, bei welchen die geradlinige Polarisation nach zwei Reflexionen wiederhergestellt wurde. Bei diesen Einfallswinkeln ist die zwischen den beiden Komponenten entstehende Phasendifferenz gleich $\frac{\lambda}{4}$. Nach Jamins Versuchen variieren die Incidenzen der wiederhergestellten Polarisation für die Metalle mit der Brechbarkeit des einfallenden Strahles und nehmen von rot nach violett hin ab.

Incidenzen und Azimute der wiederhergestellten Polarisation von Jamin.

| Farbe | Silber | | Stahl | | Zink | | Farbe | Kupfer | |
|-----------------|---------|---------|---------|---------|---------|---------|-------------|---------|---------|
| | Incid. | Azimut | Incid. | Azimut | Incid. | Azimut | | Incid. | Azimut |
| äusserstes Rot | 75° 45' | 41° 37' | 77° 52' | 16° 20' | 75° 45' | 15° 50' | Rot | 71° 21' | 28° 22' |
| Linie D | 72 30 | 40 9 | 76 40 | 16 48 | 74 27 | 18 45 | Gelb | 69 3 | 21 57 |
| „ E | 71 30 | 40 19 | 75 47 | 17 30 | 73 28 | 21 13 | Grün | 68 44 | 18 7 |
| „ F | 69 34 | 39 46 | 75 8 | 18 29 | 72 32 | 22 44 | Blau | 67 44 | 16 57 |
| „ H | 66 12 | 39 50 | 74 32 | 20 7 | 71 18 | 25 18 | Indigo-Blau | 67 30 | 16 30 |
| Violett, Grenze | 65 0 | 39 47 | 73 19 | 21 12 | 70 4 | 26 26 | Violett | 66 56 | 15 57 |

Eisenlohr²⁾ hat aus den Haupteinfallswinkeln (H) und Hauptazimuten (B) Jamins die Konstanten ρ und ε der Metalle mit Hilfe der Formeln Cauchys berechnet:

¹⁾ P. A. 74, p. 528. ²⁾ P. A. 104, p. 374 und W. A. 1, p. 205.

$$\sin H \tan(\varepsilon + u) = 2B, \quad \frac{\tan(\varepsilon - u)}{\tan(\varepsilon + u)} = -\cos 2H, \quad \vartheta = \tan \alpha \sqrt{\frac{\cos(\varepsilon + u)}{\cos(\varepsilon - u)}}$$

Eisenlohrs Tabelle der Konstanten ε und ϑ .

| Farbe | Silber | | | Stahl | | | Zink | | | Farbe | Kupfer | | |
|-----------------|---------------|--|----------------|---------------|--|----------------|---------------|--|----------------|---------|---------------|--|----------------|
| | ε | | tg ϑ | ε | | tg ϑ | ε | | tg ϑ | | ε | | tg ϑ |
| äusserstes Rot | 86° 22' | | 0,5673 | 55° 37' | | 0,6402 | 54° 19' | | 0,5767 | Rot | 70° 34' | | 0,4275 |
| Linie D | 84 36 | | 0,4583 | 56 5 | | 0,6084 | 58 28 | | 0,5311 | Gelb | 61 16 | | 0,3676 |
| „ E | 84 43 | | 0,4271 | 56 57 | | 0,5766 | 61 45 | | 0,4977 | Grün | 55 28 | | 0,3648 |
| „ F | 83 54 | | 0,3688 | 58 16 | | 0,5538 | 63 34 | | 0,4676 | Blau | 53 11 | | 0,3407 |
| „ H | 83 34 | | 0,2710 | 60 29 | | 0,5328 | 66 37 | | 0,4283 | Indigo | 52 28 | | 0,3354 |
| Violett, Grenze | 83 18 | | 0,2366 | 61 41 | | 0,4930 | 67 44 | | 0,3913 | Violett | 51 9 | | 0,3224 |

Nach diesen Daten lassen sich die Werte $\vartheta \cos \varepsilon$ und $\vartheta \sin \varepsilon$ berechnen, welche für die senkrechte Incidenz das Verhältnis der Fortpflanzungsgeschwindigkeit in Luft und Metall und den Absorptionskoeffizienten in den Metallen geben (Teil I, p. 18). Nach Eisenlohrs Zahlen nimmt bei den Metallen ϑ und $\vartheta \cos \varepsilon$ mit der Wellenlänge ab im Gegensatz zu den durchsichtigen Körpern, in welchen der Brechungsexponent bei abnehmender Wellenlänge zunimmt.

Schon Jamin hat darauf hingewiesen, dass einige Metalle sich den durchsichtigen Substanzen dermaßen nähern, dass die Polarisation bei ihnen beinahe vollständig ist. Daher ist es bemerkenswert, dass ungeachtet dieser Analogie bei den durchsichtigen Substanzen der Polarisationswinkel zunimmt, bei den Metallen dagegen die Incidenz der wiederhergestellten Polarisation von rot nach violett abnimmt.

A. Cornu¹⁾ schliesst aus seinen Versuchen über Polarisation bei nicht metallischer und metallischer Reflexion, dass Glas- und Metallreflexion stetig ineinander übergehen, und dass das Verhalten der Körper mit Oberflächenfarben nur eine spezielle Form des allgemeinen Falles der Reflexion ist. Der Cauchysche Elliptizitätskoeffizient ε wächst bei glasartigen Substanzen mit der Brechbarkeit der reflektierten Strahlen. Die Versuche stimmen recht gut mit der von Potier vorgeschlagenen Formel, nach welcher der Elliptizitätskoeffizient umgekehrt wie die Wellenlänge sich ändert. Bei Körpern mit Glasreflexion von hohem Elliptizitätskoeffizienten für die sichtbaren Strahlen nimmt die Reflexion im Ultrarot nach und nach den Charakter der Metallreflexion an, sofern das Absorptionsvermögen bedeutend wird. Umgekehrt ist es bei den Körpern, welche für die von ihnen stark absorbierten Strahlen Metallreflexion zeigen, sie streben für die einem Minimum der Absorption entsprechenden Strahlen der Glasreflexion zu. Cornus Versuche an Selen, Realgar, Blende, Diamant, Flußspat, chemisch auf Glas niedergeschlagenem Silber rechtfertigen das Erwähnte. Das Wachsen von ε mit der Brechbarkeit für die Hauptincidenz H zeigt folgende Zusammenstellung:

| | Selen, frisch geschmolzen | | | Selen, vor 7 Jahren geschmolzen | | | Silber auf Glas | |
|--|------------------------------|---------|---------------|------------------------------------|---------|---------------|-----------------|---------|
| | λ | H | ε | λ | H | ε | λ | H |
| | 721 | 439 | 280 | 721 | 482 | 280 | 317 | 280 |
| | 69° 35' | 71° 30' | 68° 10' | 69° 0' | 68° 15' | 64° 0' | 56° 0' | 63° 30' |
| | 0,010 | 0,102 | 0,223 | 0,151 | 0,175 | 0,273 | 0,165 | 0,222 |

¹⁾ C. R. 108, p. 917; C. R. 108, p. 1211.

Jamin teilt infolge seiner Rechnung auf pag. 3 die Metalle in drei Klassen. Bei Silber, Kupfer nehmen die Azimute zwischen ungleichen Grenzen vom Rot zum Violett ab (Differenzen beim Silber $1^{\circ} 50'$, beim Kupfer $12^{\circ} 25'$). Bei Zink und Stahl nehmen die Azimute zwischen sehr verschiedenen Grenzen vom Rot zum Violett zu. Bei Spiegelmetall (siehe Jamins Abhandlung P. A. 74, 528) nehmen die Azimute vom Rot zum Grün ab, darauf bis zum Violett zu. Jamin benutzte seine Bestimmungen zur Berechnung der Farbe eines jeden Metalls mit Cauchys Formeln: $J = \operatorname{tg}(\varphi - 45^{\circ})$, $\operatorname{cotg} \varphi = \cos 2 A \cdot \sin 2 \arctang \frac{1}{\sin H \operatorname{tg} H}$, $\operatorname{tg} \alpha = \operatorname{tg}^2 A$.

Diese Formeln ergeben das Reflexionsvermögen bei normaler Incidenz für die verschiedenen Farben des Spektrums, in denen H , bez. α die Incidenz, bez. das Azimut der wiederhergestellten Polarisation, $\operatorname{tang} A$ den Hauptschwächungskoeffizienten bedeuten. Durch diese Formeln ermittelt Jamin die Intensität des von den Metallen reflektierten Lichtes. Da die gefundenen Konstanten sich mit der Brechbarkeit des Strahles ändern, wird jede einfache Farbe des Spektrums nicht proportional reflektiert. Fällt daher auf ein Metall ein Bündel weissen Lichtes, so wird es nach der Reflexion im allgemeinen gefärbt sein. Jamin berechnet deshalb aus der durch die Formeln erhaltenen Intensität eines jeden reflektierten Strahles durch die chromatische Regel Newtons die Farbe des Metalls und prüft sodann die berechnete Farbe mit der beobachteten. Es ergaben:

1. Silber, Kupfer, Spiegelmetall ein von rot gegen violett abnehmendes Reflexionsvermögen, wobei die Abnahme für Silber schwächer, für die beiden anderen Metalle stark ist, 2. Stahl eine geringe Änderung des Reflexionsvermögens und endlich 3. Zink eine Zunahme desselben von rot gegen violett. Beigegebene Tabelle enthält das Reflexionsvermögen dieser Metalle nach einer und nach zehn aufeinander folgenden Reflexionen.

Intensitäten des bei senkrechter Incidenz an Metallen reflektierten Lichtes.

| Farbe | Silber | | Kupfer | | Stahl | | Zink | | Spiegelmetall | |
|---------|--------|-------|--------|-------|-------|-------|-------|-------|---------------|-------|
| | I | X | I | X | I | X | I | X | I | X |
| Rot | 0,929 | 0,478 | 0,682 | 0,022 | 0,609 | 0,007 | 0,576 | 0,004 | 0,692 | 0,035 |
| Gelb | 0,905 | 0,369 | 0,540 | 0,002 | 0,599 | 0,006 | 0,602 | 0,006 | 0,632 | 0,010 |
| Grün | 0,902 | 0,357 | 0,470 | 0,000 | 0,593 | 0,005 | 0,616 | 0,008 | 0,625 | 0,009 |
| Blau | 0,878 | 0,273 | 0,434 | 0,000 | 0,608 | 0,007 | 0,628 | 0,009 | 0,606 | 0,006 |
| Indigo | 0,875 | 0,264 | 0,423 | 0,000 | 0,604 | 0,006 | 0,635 | 0,010 | 0,599 | 0,005 |
| Violett | 0,867 | 0,242 | 0,405 | 0,000 | 0,599 | 0,006 | 0,636 | 0,011 | 0,599 | 0,006 |

Aus den Zahlen ist das Vorherrschen des Rots bei Silber ersichtlich; die Farbe des reflektierten Lichtes erscheint orangegelb. Da bei Kupfer die grünen, blauen und violetten Strahlen völlig fehlen, bietet es eine fast rote Farbe. Bei Spiegelmetall ist eine schnelle Abnahme vom Rot zum Gelb, eine langsame von diesem bis zum Violett bemerkbar, nach einer Reflexion ist das Metall weiss, nach zehn sichtbar rot. Stahl behält das Aussehen von weissem Lichte und färbt sich trotz mehrfacher Reflexion nicht. Zink gehört zu den Metallen, deren Farbe zwar nicht weiss ist, aber nicht so charakteristisch hervortritt, dass sie in der Farbenskala festgesetzt ist; nach zehn Reflexionen hat Zink erst ein wenig blauvioletttes Aussehen.

Beer¹⁾ hat die Jaminschen Resultate zur Bestimmung der Konstanten (m und χ) und Berechnung der Brechungsexponenten und Extinktionskoeffizienten der Metalle bei normaler Incidenz benutzt. Der Extinktionskoeffizient ist für diesen Fall (I, p. 18) $g = \frac{h\lambda}{2\pi}$. h ist so beschaffen, daß $e^{-h\lambda z}$ die Amplitude der Vibrationsbewegung in der Entfernung z von der Trennungsfäche darstellt; h muss folglich sehr gross sein, g aber braucht es nicht zu sein, weil λ sehr klein ist.

Beers Tabelle der Brechungsexponenten (n) und Extinktionskoeffizienten (g).

| Farbe | Silber | | Stahl | | Zink | | Farbe | Kupfer | |
|-----------------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|---------|--------|--------|
| | n | g | n | g | n | g | | n | g |
| äusserstes Rot | 0,2329 | 3,6868 | 2,5438 | 3,7196 | 2,1989 | 3,0645 | Rot | 0,8865 | 2,5265 |
| Linie D | 0,2694 | 2,8641 | 2,2634 | 3,3681 | 1,7735 | 2,8952 | Gelb | 1,1140 | 2,0456 |
| " E | 0,2452 | 2,6667 | 2,0557 | 3,1620 | 1,4861 | 2,7712 | Grün | 1,3057 | 1,9075 |
| " F | 0,2463 | 2,3308 | 1,8821 | 3,0443 | 1,3028 | 2,6288 | Blau | 1,3052 | 1,7523 |
| " H | 0,2059 | 1,8651 | 1,6774 | 2,9677 | 1,0595 | 2,4632 | Indigo | 1,3151 | 1,7123 |
| Violett, Grenze | 0,1968 | 1,7251 | 1,4736 | 2,7394 | 0,9276 | 2,2823 | Violett | 1,3090 | 1,6336 |

Der Brechungsexponent des Silbers ist somit bedeutend kleiner als eins und nimmt vom Rot gegen Violett hin ab. Im Kupfer nimmt die Fortpflanzungsgeschwindigkeit mit der Brechbarkeit ab, bei Silber, Stahl und Zink ist sie vom Rot nach dem Violett zunehmend, umgekehrt wie bei durchsichtigen Metallen. Die Absorption des Lichtes nimmt bei diesen Metallen mit dem Wachsen der Brechbarkeit ab.

Die Brechungsexponenten der Metalle sind nach den obigen Daten zum Teil kleiner als eins oder die Geschwindigkeit des Lichtes in den Metallen viel grösser als im leeren Raume. Dieses Resultat bestätigte Quincke²⁾ durch Messungen, als er in das eine der beiden interferierenden Bündel eines Jaminschen Interferenzrefraktors eine unversilberte und in das andere eine durchsichtig versilberte Glasplatte brachte und fand, daß sich die Interferenzstreifen nach der dem Metalle abgewandten Seite verschoben. — Hieraus folgt eine Beschleunigung der Phase des Lichtstrahles beim Durchgange durch das Metall. — Quincke erhielt für:

| | A | | H | | n | g |
|--------|-----|-----|-----|-----|--------|--------|
| Platin | 76° | 51' | 31° | 28' | 1,9493 | 3,6097 |
| Gold | 70° | 48' | 42° | 19' | 0,2905 | 2,5310 |

Nach einer anderen Methode ermittelte er indessen für Silber den Brechungsexponenten zwischen 6,7 und 12,5, und Wernicke³⁾ erhielt für Silber 3,02 bis 4,76, auch zwischen 3,13 bis 5,18 und 3,39 bis 4,40.

Noch genauere Versuche als die Jaminschen hat Quincke⁴⁾ zur Bestimmung des Haupteinfallswinkels und Hauptazimuts für verschiedene Fraunhofersche Linien angestellt. Es wurde

¹⁾ P. A. 92, p. 410. ²⁾ P. A. 119 und 120. ³⁾ P. A. 1875, p. 94. ⁴⁾ P. A. Jubelband, p. 336.

unter dem Haupteinfallswinkel H von einer ebenen Fläche linear polarisiertes Licht reflektiert, dessen Polarisationssebene den Winkel α mit der Reflexionsebene bildete; die beiden senkrecht und parallel zur Einfallsebene polarisierten Komponenten des reflektierten Lichtes haben sodann einen Gangunterschied von $\frac{1}{4}$ Wellenlänge, und das Amplitudenverhältnis derselben ist durch die Tangente des Hauptazimuts B mit der Gleichung: $\frac{S}{P} = \frac{\operatorname{tg} B}{\operatorname{tg} \alpha}$ gegeben. H und B sind dadurch zu bestimmen, dafs auf irgend eine Weise der Gangunterschied der beiden parallel und senkrecht zur Einfallsebene polarisierten Komponenten gleich einem Vielfachen von $\frac{\lambda}{2}$ gemacht wird. Daher erhält man linear polarisiertes Licht, das durch ein analysierendes Nicol ausgelöscht wird. Das ursprünglich linear, nach der Reflexion elliptisch polarisierte Licht ist in linear polarisiertes zu verwandeln: 1. indem es (wie bei den Versuchen Brewsters, Jamins) noch einmal oder mehrmals unter denselben Bedingungen reflektiert wird, 2. indem der vorhandene Gangunterschied durch eine Krystallplatte von veränderlicher Dicke (z. B. eine senkrecht zur optischen Achse geschnittene Kalkspatplatte oder den aus zwei gleichen rechtwinkligen Quarzprismen zusammengesetzten Babinetschen Kompensator) zerstört wurde, deren Hauptschnitt mit der Reflexionsebene zusammenfiel — (Verfahren von Brewster, Jamin, van der Willigen¹⁾, Haughton, Quincke) — oder endlich 3. indem der Hauptschnitt einer Krystallplatte von unveränderlicher Dicke (z. B. Glimmerblatt von $\frac{\lambda}{4}$) gegen die Reflexionsebene gedreht wurde — (Methode von Kirchhoff, de Sénarmont, E. Wiedemann²⁾) — Methode 3 und 2 erfordern für verschiedenfarbige Strahlen verschieden dicke Krystallplatten, bei 2 ist überdies wegen der Einrichtung des Apparats der Einfallswinkel nicht genau zu bestimmen. Am besten ist Jamins Verfahren, der ein objektives Spektrum mit Fraunhoferschen Linien auf ein polarisierendes, im Azimut 45° stehendes Nicolsches Prisma warf und die von parallelen Spiegeln zweimal unter dem Haupteinfallswinkel H reflektierten Strahlen mit dem im Azimut β stehenden, analysierenden Nicol auslöschte. Einfallswinkel und Azimute β wurden solange geändert, bis das Gesichtsfeld möglichst dunkel erschien. Das Hauptazimut B ist dann durch die Gleichung $\operatorname{tg}^2 B = \operatorname{tg} \beta$ gegeben. Dieses Verfahren Jamins, durch das der Einfallswinkel nicht hinreichend genau bestimmt werden konnte, hat Quincke etwas verändert, wodurch die Bestimmung von Haupteinfallswinkel und Hauptazimut genau wurde, allerdings unter der Voraussetzung, dafs spiegelnde Flächen von homogener Beschaffenheit hergestellt werden konnten. Die Veränderung bestand im wesentlichen darin, dafs das Spektrum mit den Fraunhoferschen Linien subjektiv beobachtet wurde. Quinckes Bestimmungen der Haupteinfallswinkel und Hauptazimute für die Linien C, D, E, F, G durch die Methode paralleler Spiegel decken sich mit den Messungen von Jamin und Haughton hinreichend. Die Fehler einer einzelnen Bestimmung von H oder β giebt Quincke auf kaum 1', wenn die Spiegelfläche eben und homogen ist und an allen Stellen dieselben optischen Konstanten H und B hat. Temperaturschwankungen und Druck beim Polieren ändern die optischen Eigenschaften eines Spiegels erheblich. — Quinckes Versuche wurden bei 18° bis 23° C. angestellt, Nickel, Silber, Gold, Selen hatten die vollkommensten Spiegelflächen. Die Reflexion fand, wo es nicht anders bemerkt ist, in Luft statt.

¹⁾ P. A. 117, p. 464. ²⁾ Ellipt. Polar. des Lichtes, Diss. Leipzig 1872.

Quinckes Tabelle der Haupteinfallswinkel und Hauptazimute.

| Substanz | Haupteinfallswinkel | | | | | Hauptazimut | | | | |
|-----------------------------|---------------------|---------|---------|---------|---------|-------------|---------|---------|---------|--------|
| | C | D | E | F | G | C | D | E | F | G |
| Aluminium | 77° 10' | 76° 16' | 75° 14' | 74° 12' | 72° 48' | 35° 9' | 35° 54' | 36° 36' | 37° 26' | 38° 1' |
| Antimon | 79 44 | 79 12 | 78 6 | 76 56 | 74 23 | 28 4 | 31 7 | 33 23 | 35 3 | 35 36 |
| Cobalt | 76 45 | 76 12 | 75 8 | 74 15 | 71 52 | 30 59 | 30 45 | 31 56 | 31 33 | 32 28 |
| Gold | 72 47 | 70 38 | 66 32 | 63 21 | 65 8 | 43 12 | 42 35 | 40 22 | 33 5 | 28 23 |
| Kupfer | 71 21 | 69 9 | 66 3 | 63 19 | 62 20 | 40 1 | 40 25 | 39 3 | 36 30 | 29 54 |
| Messing | 74 19 | 71 41 | 68 59 | 66 50 | 63 11 | 41 2 | 40 52 | 39 7 | 36 26 | 29 46 |
| Nickel | 77 22 | 76 7 | 74 55 | 74 4 | 72 5 | 32 12 | 32 9 | 32 2 | 32 0 | 31 39 |
| Platin | 78 28 | 77 8 | 76 8 | 75 21 | 73 39 | 31 58 | 32 46 | 32 8 | 32 26 | 32 17 |
| Selen | 71 26 | 71 23 | 71 10 | 71 0 | 70 10 | 8 24 | 11 32 | 12 13 | 13 14 | 15 30 |
| Silber, unpoliert. | 72 30 | 70 42 | 68 40 | 67 18 | 64 13 | 43 34 | 42 45 | 42 50 | 42 20 | 41 16 |
| „ poliert | 74 5 | 72 10 | 70 22 | 68 44 | 66 14 | 41 53 | 41 40 | 41 10 | 40 35 | 40 32 |
| „ unpol. in Glas. | 71 17 | 68 55 | 66 58 | 65 16 | 62 38 | 42 37 | 42 17 | 41 44 | 41 26 | 40 47 |
| „ poliert in Glas | 73 17 | 69 51 | 67 40 | 65 46 | 62 45 | 42 45 | 42 49 | 42 43 | 42 18 | 41 55 |
| Stahl | 76 20 | 75 2 | 74 46 | 73 56 | 72 29 | 27 26 | 28 16 | 28 56 | 29 36 | 29 57 |
| Wismut | 77 9 | 75 14 | 73 47 | 72 41 | 70 58 | 34 22 | 34 30 | 34 46 | 34 41 | 34 40 |
| Zink, gegossen | 80 29 | 79 34 | 77 58 | 76 54 | 74 51 | 31 20 | 35 5 | 37 26 | 38 20 | 39 5 |
| „ gewalzt. | 81 12 | 78 57 | 77 39 | 76 28 | 74 14 | 35 19 | 35 57 | 38 3 | 39 17 | 40 20 |
| Zinn | 77 16 | 75 40 | 73 23 | 72 40 | 70 8 | 34 34 | 35 29 | 36 2 | 36 15 | 36 11 |

Mit Ausnahme von Gold zwischen *F* und *G* nimmt bei allen untersuchten Metallen der Haupteinfallswinkel mit abnehmender Wellenlänge ab, also umgekehrt wie bei den durchsichtigen Körpern, die Abnahme ist aber bei den Metallen sehr verschieden. Die Hauptazimute nehmen mit abnehmender Wellenlänge teils zu, teils ab. Kupfer und Platin zeigen für *D*, Zinn für *F* einen Maximalwert.

Vib. Abhängigkeit der *H* und *B* von der Metalldicke.

Nach Quinckes¹⁾ Untersuchungen giebt es auch einen Haupteinfallswinkel und ein Hauptazimut, wenn Licht in Luft von einer durchsichtigen Metallschicht reflektiert wird, die auf einer Glasplatte liegt. Phasenunterschied und Amplitudenverhältnis der parallel und senkrecht zur Reflexionsebene polarisierten Strahlenkomponenten werden hieraus für beliebige Einfallswinkel wie bei den undurchsichtigen Metallspiegeln berechnet.

Quinckes Tabelle von *H* und *B* bei verschiedener Metalldicke.

| Dicke des Metalls | <i>H</i> Haupteinfallswinkel | | | | | <i>B</i> Hauptazimute | | | | | |
|-------------------|------------------------------|---------|---------|---------|---------|-----------------------|---------|---------|---------|---------|---------|
| | C | D | E | F | G | C | D | E | F | G | |
| Gold | 0,000030 (?) mm | 67° 15' | 62° 1' | 56° 34' | 56° 26' | 56° 48' | 28° 25' | 29° 29' | 26° 21' | 21° 42' | 19° 28' |
| | 0,000045 (?) mm | 71 51 | 69 0 | 64 33 | 62 18 | 64 27 | 40 31 | 40 36 | 37 54 | 31 34 | 28 40 |
| | undurchsichtig | 72 47 | 70 38 | 66 32 | 63 21 | 65 8 | 43 12 | 42 35 | 40 22 | 33 5 | 28 23 |
| Platin | 0,000040 (?) mm | 75° 45' | 74° 47' | 73° 51' | 72° 33' | 71° 47' | 23° 33' | 25° 28' | 26° 23' | 26° 26' | 26° 38' |
| | undurchsichtig | 78 28 | 77 8 | 76 8 | 75 21 | 73 39 | 31 58 | 32 46 | 32 28 | 32 28 | 32 17 |

¹⁾ P. A. 128, p. 562; 129, p. 211.

| Dicke des Metalls | <i>H</i> Haupteinfallswinkel | | | | | <i>B</i> Hauptazimute | | | | |
|-------------------|------------------------------|----------|----------|----------|----------|-----------------------|----------|----------|----------|----------|
| | <i>C</i> | <i>D</i> | <i>E</i> | <i>F</i> | <i>G</i> | <i>C</i> | <i>D</i> | <i>E</i> | <i>F</i> | <i>G</i> |
| 0 mm | 56° 32' | 56° 33' | 56° 37' | 56° 40' | 56° 47' | — | — | — | — | — |
| 0,000008 mm | 57 59 | 60 31 | 60 28 | 59 57 | 58 45 | 3° 14' | 2° 23' | 6° 55' | 5° 35' | 5° 46' |
| 0,000031 mm | 73 52 | 71 58 | 70 2 | 68 27 | 65 5 | 32 59 | 34 31 | 35 16 | 36 28 | 36 40 |
| 0,000046 mm | 74 9 | 71 58 | 70 21 | 68 40 | 65 42 | 40 26 | 40 2 | 40 25 | 40 40 | 40 38 |
| 0,000068 mm | 75 0 | 73 23 | 71 9 | 69 24 | 66 18 | 43 13 | 43 45 | 43 51 | 43 35 | 43 35 |
| 0,000075 mm | 75 39 | 73 49 | 71 45 | 70 0 | 67 9 | 43 35 | 43 54 | 43 49 | 43 42 | 43 19 |
| letzteres poliert | 77 9 | 75 31 | 73 39 | 72 6 | 69 29 | 44 14 | 43 50 | 43 49 | 43 47 | 43 41 |

Die Messungen zeigen die Zunahme von *H* und *B* mit wachsender Metallschicht, aber für verschiedene Farben in verschiedener Weise. Die Werte *B* für verschiedene Fraunhofersche Linien nähern sich mit zunehmender Dicke der Schicht bei Silber, entfernen sich bei Gold von einander. Bei Silber zeigt *B* einen Maximalwert für eine bestimmte Linie, der mit wachsender Dicke nach Rot hinrückt. Gold hat in durchsichtigen, wie undurchsichtigen Schichten ein Minimum des Einfallswinkels für *F*.

Nach Quincke findet keine Änderung der Werte von *H* und *B* durch Magnetisieren oder Elektrisieren der Metallspiegel statt, dagegen eine solche durch Polieren und Drücken der Schicht. Hierbei nehmen die *H* zu, die *B* ab bei Schichten von Gold, Platin, Cobalt, Nickel. Bei Reflexion auf Silber in Glas zeigte sich eine geringe Zunahme von *B* durch Druck, der auf die von Luft begrenzte Hinterfläche des Metalls ausgeübt wurde. Um den Einfluss des Druckes auf die Werte der Reflexionskonstanten bei Schichten von Silber-Kollodium zu prüfen, wurde eine solche gleichmäßig fein zerstreute Silberpartikel enthaltende und schon in dünnen Lagen undurchsichtige Kollodiumplatte mit Babinets Kompensator und einem homogenen roten oder blauen Glase untersucht, weil die Platte zu wenig Licht für die Methode der doppelten Spiegelung reflektiert. Bei Reflexion in Luft waren:

| | | |
|----------|---------|---------|
| | rot | blau |
| <i>H</i> | 50° 29' | 50° 0' |
| <i>B</i> | 21° 20' | 20° 44' |

Nach schwachem Reiben wurde die Platte poliert, und es ergab sich für Reflexion in:

| | Luft | | Glas | |
|----------|---------|---------|---------|---------|
| | rot | blau | rot | blau |
| <i>H</i> | 64° 50' | 62° 2' | 57° 25' | 54° 41' |
| <i>B</i> | 11° 26' | 13° 28' | 25° 7' | 41° 13' |

Eine durch fein verteilte Silberpartikel undurchsichtig gewordene Kollodiumschicht zeigt also eine geringe Änderung von *H*, aber eine starke von *B*. Werden durch geringen Druck die Silberpartikel genähert, so ändern sich *H* und *B* bedeutend in gleichem Sinne, nur stärker als bei einer aus reinen Silberpartikel auf Glas abgelagerten Schicht. Bei geeigneter Wahl des Druckes und Reflexion in Luft kann das Hauptazimut für blau nahezu dasselbe wie für rot sein. Je nach Anordnung der Silberpartikel im Innern des Kollodiums sind *H* und *B* für verschiedene Farben verschieden, die Silberkollodiumschicht zeigt deshalb bei auffallendem natürlichen Lichte verschiedene Färbung, die für Reflexion in Luft und in Glas verschieden sein kann.

Unter Anwendung von rotem Lichte hat Quincke¹⁾ die Zunahme von *B* und *H* bei Reflexion in Luft an Silber auf Spiegelglas mit zunehmender Dicke nachgewiesen.

¹⁾ P. A. 129, p. 209.

J. Conroy¹⁾ bestimmte mittels des Teil I, pag. 38/39 angegebenen Verfahrens für Gold und Silber die Werte für H und B , wenn Silber mit Luft, Wasser und Kohlenstofftetrachlorid, Gold mit Luft, Wasser und Schwefelkohlenstoff in Berührung war, für Lichtstrahlen der Linien $\frac{F+G}{2}$, D und etwas brechbarer als C . Goldplatte I (II) war mit Colcothar (Zinnasche) poliert und mit Leder abgerieben, Platte III wie II behandelt, aber darauf noch mit Colcothar geputzt. Die Zahlen zeigen den großen Einfluss der Oberflächenbehandlung.

J. Conroys Tabelle.

| Gold in | Goldplatte I | | | | | | Goldplatte II | | | | | |
|------------------------|--------------|---------|---------|---------|---------|---------|---------------|---------|---------|---------|---------|---------|
| | Rot | | Gelb | | Blau | | Rot | | Gelb | | Blau | |
| | H | B | H | B | H | B | H | B | H | B | H | B |
| Luft | 70° 0' | 35° 27' | 73° 28' | 36° 22' | 61° 24' | 29° 47' | 73° 57' | 41° 52' | 71° 43' | 41° 14' | 67° 10' | 35° 40' |
| H_2O | 72 46 | 36 23 | 69 28 | 36 52 | 63 36 | 28 38 | 70 24 | 42 27' | 67 39 | 41 15 | 63 20 | 36 11 |
| CS_2 | 70 3 | 36 48 | 66 32 | 37 12 | 60 40 | 32 23 | 69 24 | 42 33 | 66 36 | 41 41 | 60 5 | 36 57 |
| Goldplatte III in Luft | 72° 21' | 40° 31' | 72° 26' | 40° 9' | 65° 31' | 33° 54' | | | | | | |

Goldblättchen von verschiedener Stärke in Faradayscher Weise auf Glas gebracht: No. 2 0,000645 mm, No. 7 0,000709 mm, No. 5 0,000837 mm, No. 4 0,001107 mm, No. 3 0,001135 mm.

| No. | Rot | | Gelb | | Blau | |
|-----|---------|--------|---------|---------|--------|---------|
| | H | B | H | B | H | B |
| 2 | 72° 41' | 41° 2' | 70° 15' | 40° 31' | 65° 6' | 35° 11' |
| 7 | 73 32 | 40 24 | 71 38 | 40 15 | 67 38 | 35 23 |
| 5 | 74 51 | 43 28 | 73 20 | 42 3 | 68 51 | 38 23 |
| 4 | 74 33 | 43 7 | 72 14 | 42 30 | 68 37 | 38 55 |
| 3 | 74 28 | 42 55 | 72 48 | 42 0 | 68 32 | 38 50 |

H und B wachsen im allgemeinen mit zunehmender Dicke.

Auf die Versuche Conroys²⁾ an Silberplatten kann hier nur hingewiesen werden. — Immer ist der Haupteinfallswinkel in Luft größer als in anderen Medien, das Hauptazimut aber kleiner. Da beide Größen mit der Dicke der Schicht im allgemeinen wachsen, so kommt wohl stets mehr als eine Molekularschicht in Betracht.

VII.

Abhängigkeit des Amplitudenverhältnisses α und des Gangunterschiedes δ von der Wellenlänge für Wärmestrahlen.

Knoblauch³⁾ fand die Haupteinfallswinkel für die mittleren optischen Strahlen H_o ausnahmslos kleiner als die Haupteinfallswinkel der ultraroten Wärmestrahlen H_ω bei demselben Metalle. Diese Beobachtung bestätigt die anomale Dispersion der Metalle. Die Größe der Farbenstreuung tritt bei den verschiedenen Metallen am besten hervor, wenn dieselben nach dem Unterschied der Winkel $H_\omega - H_o$ geordnet werden.

¹⁾ W. A. 5, p. 513. ²⁾ W. A. 5, p. 513. ³⁾ W. A. 24, p. 258.

| Substanz | H_{ω} | H_0 | $H_{\omega} - H_0$ |
|-------------------------|--------------|--------|--------------------|
| Zink | 77° 50' | 74° 0' | 3° 50' |
| Arsen | 76 25 | 71 0 | 5 25 |
| Wismut | 78 50 | 72 75 | 5 75 |
| Antimon | 82 0 | 76 25 | 5 75 |
| Stahl | 77 50 | 71 50 | 6 0 |
| Kadmium | 76 25 | 70 0 | 6 25 |
| Kobalt | 79 0 | 72 50 | 6 50 |
| Platin | 80 50 | 73 75 | 6 75 |
| Nickel | 77 50 | 70 0 | 7 50 |
| Messing | 73 75 | 66 0 | 7 75 |
| Palladium | 79 0 | 70 50 | 8 50 |
| Spiegelmetall | 80 0 | 71 25 | 8 75 |
| Gold | 76 25 | 66 50 | 9 75 |
| Silber | 77 50 | 66 50 | 11 00 |
| Kupfer | 79 50 | 65 00 | 14 50 |

Die Abhängigkeit des Amplitudenverhältnisses z und des Gangunterschiedes δ von der Wellenlänge λ hat Mouton¹⁾ auch für Wärmestrahlen nachgewiesen; es ergab sich im allgemeinen dasselbe Resultat wie für leuchtende Strahlen. Nach den Werten der folgenden Tabelle nimmt, wie im sichtbaren Teile des Spektrums nach Jamins, Quinckes u. a. Versuchen, auch im unsichtbaren der Haupteinfallswinkel, bei welchem $\delta = \frac{\lambda}{4}$ ist, mit zunehmender Länge zu, das Hauptamplitudenverhältnis nimmt bei dem Haupteinfallswinkel mit zunehmender Wellenlänge ab. Die Messungen bezogen sich auf Wärmestrahlen von den Wellenlängen: $\lambda_1 = 0,0010$ mm, $\lambda_2 = 0,0014$ mm, $\lambda_3 = 0,0018$ mm.

Polierte Stahlplatte nach Mouton.

| Einfallswinkel | λ_1 | | λ_2 | | λ_3 | |
|----------------|-------------|------|-------------|------|-------------|------|
| | δ | z | δ | z | δ | z |
| 70° | 0,179 | 0,70 | 0,130 | 0,64 | — | — |
| 75 | 0,200 | 0,65 | 0,155 | 0,62 | 0,120 | 0,60 |
| 79 | 0,253 | 0,53 | — | — | — | — |
| 80 | 0,260 | 0,55 | 0,202 | 0,55 | 0,207 | 0,55 |
| 81 | — | — | 0,224 | 0,51 | 0,212 | 0,52 |
| 82 | 0,320 | 0,58 | 0,247 | 0,51 | 0,225 | 0,51 |
| 83 | — | — | 0,296 | 0,55 | — | — |
| 83,5 | — | — | — | — | 0,250 | 0,49 |

Mouton verfuhr kalorimetrisch mittels einer Thermosäule; auf elliptische Polarisation für Wärmestrahlen wurden untersucht: polierter Stahl, Spiegelmetall und Spiegel aus platinierem Glase. Für den Gangunterschied δ und Amplitudenverhältnis z nach der Reflexion, wenn es vor derselben gleich 1 war, ergab sich für:

¹⁾ C. R. 84.

Spiegelmetall.

| Einfallswinkel | $\lambda_1 = 0,0010$ mm | | $\lambda_2 = 0,0014$ mm | | $\lambda_3 = 0,0018$ mm | |
|----------------|-------------------------|------|-------------------------|------|-------------------------|------|
| | δ | z | δ | z | δ | z |
| 60° | 0,08 | 0,88 | — | — | — | — |
| 65 | 0,11 | 0,80 | 0,06 | 0,84 | 0,07 | 0,72 |
| 70 | 0,15 | 0,70 | 0,10 | 0,78 | 0,12 | 0,54 |
| 75 | 0,20 | 0,61 | 0,16 | 0,70 | 0,19 | 0,48 |
| 80 | 0,30 | 0,65 | 0,26 | 0,62 | 0,27 | 0,46 |

Die allgemeinen Resultate sind dieselben wie bei leuchtenden Strahlen: 1. Die Gangunterschiede wachsen von Null bei senkrechtem Einfall bis $\frac{\lambda}{2}$ bei streifendem. 2. Das Verhältnis der Intensitäten der parallel und senkrecht zur Einfallsebene polarisierten Strahlen ist 1 bei senkrechtem Einfall, nimmt bis zu einem Minimum ab, das bei dem Winkel eintritt, wo $\delta = \frac{\lambda}{4}$ ist, um alsdann wieder bis zur Einheit anzuwachsen. Folgende Tabelle Moutons¹⁾ enthält die für verschiedene Wellenlängen und Einfallswinkel beim Stahl ermittelten Werte δ . Nach der Tabelle sind die Haupteinfallswinkel für *Tl*-Linie 75°, *Na*-Linie 76°, $\lambda_1 = 79^\circ$, $\lambda_2 = 82^\circ$ und $\lambda_3 = 83\frac{1}{2}^\circ$.

Analog nehmen bei den anderen untersuchten Spiegeln mit zunehmender Wellenlänge die Haupteinfallswinkel zu. Es ergibt sich auch das merkwürdige Resultat: Je größer die Wellenlänge des einfallenden Lichtes ist, um so größer ist das Intervall, in dem sich die Metalle wie Glas verhalten, um so kleiner also dasjenige, in dem sie den einfallenden geradlinig polarisierten Strahl in einen elliptischen verwandeln.

Moutons Tabelle für δ bei Stahl.

| Einfallswinkel i | Thallium $\lambda = 0,000534$ | Natrium $\lambda = 0,000588$ | $\lambda_1 = 0,0010$ | $\lambda_2 = 0,0014$ | $\lambda_3 = 0,0018$ |
|-----------------------|----------------------------------|---------------------------------|----------------------|----------------------|----------------------|
| 40° | 0,040 | 0,030 | 0,00 | 0,00 | 0,00 |
| 45 | 0,060 | 0,045 | 0,00 | 0,00 | 0,00 |
| 50 | 0,080 | 0,065 | 0,02 | 0,00 | 0,00 |
| 55 | 0,100 | 0,085 | 0,03 | 0,01 | 0,00 |
| 60 | 0,115 | 0,105 | 0,05 | 0,03 | 0,01 |
| 65 | 0,155 | 0,145 | 0,09 | 0,06 | — |
| 70 | 0,200 | 0,185 | 0,15 | 0,10 | — |
| 75 | 0,250 | 0,240 | 0,19 | 0,15 | 0,12 |
| 76 | — | 0,250 | — | — | — |
| 79 | — | — | 0,25 | — | — |
| 80 | 0,320 | 0,310 | 0,26 | 0,20 | 0,18 |
| 82 | — | — | 0,31 | 0,25 | 0,22 |
| 83 $\frac{1}{2}$ | — | — | — | — | 0,25 |

1) C. R. 86.

VIII.

Drudes Untersuchungen der optischen Konstanten.

Die angestellten Untersuchungen unterstützen zwar die Theorie in genügender Weise, aber liefern in rein physikalischer Hinsicht noch keine ausreichend genaue Kenntnis von den eigentlichen Werten der optischen Konstanten der Metalle. Denn die von den verschiedenen Beobachtern bei denselben Metallen erhaltenen Resultate weichen von einander ab, nach Drudes Ansicht sind diese Unterschiede in den verschiedenen Bedingungen der Experimente, nicht in der wirklich verschiedenen physikalischen Natur der untersuchten Metalle begründet. Dieser Forscher¹⁾ beschäftigte sich deshalb mit der Beantwortung der Fragen, ob die optischen Konstanten der Metalle von gewissen Nebenbedingungen abhängen, wie Art der Herstellung, verschiedene Härte, chemische Verunreinigung u. s. w., ob sie zwischen weiten Grenzen variieren, oder sich diese enger ziehen lassen, und ob eine Vorstellung von ihrem eigentlichen Werte gewonnen werden kann.

Drude behandelt zunächst die Wirkung der Oberflächenschichten und kommt auf Grund seiner theoretischen Betrachtungen²⁾ zu dem Resultat, daß die bei senkrechter Incidenz reflektierte Intensität durch das Vorhandensein einer Oberflächenschicht stets verkleinert, und (da unter der Annahme, daß die Intensität des einfallenden Lichtes gleich 1 ist, die absorbierte Intensität plus der reflektierten die Zahl 1 geben muß) die absorbierte Intensität durch eine Oberflächenschicht stets vergrößert werden. Ist β der Winkel der wiederhergestellten Polarisation, so findet Drude in betreff des Einflusses der Oberflächenschicht auf das Verhältnis der Amplitude des senkrecht zur Einfallsebene polarisierten reflektierten Lichtes zu derjenigen des in derselben polarisierten: $\operatorname{tg} \beta$, sowie auf ihre relative Phasenverzögerung δ , wenn δ' und β' die Werte jener Größen sind, wie sie ohne Oberflächenschicht stattfinden würden, daß die durch die Oberflächenschicht hervorgerufene Änderung von β weit geringer als die von δ ist und nur in der Nähe des Haupteinfallswinkels H die gleiche Größenordnung erlangt. Eine Oberflächenschicht verkleinert nach Drude für alle Einfallswinkel δ , vergrößert β für nicht sehr starke Incidenzen, verringert stets den Haupteinfallswinkel H und vermehrt das Hauptazimut B .

Bedeutet n bez. nz den Brechungs- bez. Absorptionskoeffizienten des Metalles, so ist bei Natriumlicht infolge des Einflusses der Oberflächenschicht für Silber $n = 0,18$, $z = 20,3$ und für Stahl $n = 2,46$, $z = 1,38$. Drude erhält nun auf Grund seiner mit dem modifizierten Babinetschen Kompensator angestellten Versuche und Theorie für den Einfallswinkel $i = 70^\circ$ für:

| Silber | Stahl |
|----------------------------------|----------------------------------|
| $J_0 = J(1 - 0,002)$ | $J_0 = J(1 - 0,017)$ |
| $\delta = \delta' - 6^\circ 24'$ | $\delta = \delta' - 7^\circ 42'$ |
| $2\beta = 2\beta' + 0^\circ 11'$ | $2\beta = 2\beta' + 1^\circ 45'$ |
| $H = H' - 1^\circ 30'$ | $H = H' - 1^\circ 18'$ |

Hierin bedeuten H' den zum Haupteinfallswinkel H gehörigen Brechungswinkel, J_0 das Verhältnis der Intensität des reflektierten Lichtes zu der des einfallenden, J den Wert dieses Verhältnisses ohne Einfluß der Oberflächenschicht. Aus diesen Zahlen geht die beträchtliche Abhängigkeit der Phasenverzögerung δ von der Oberflächenschicht hervor, während J_0 und β weniger beeinflusst werden. Einer Änderung von δ um $7,7^\circ$ entsprechen 38 Trommelteile der

¹⁾ W. A. 39, p. 481; W. A. 50, p. 595; 51, p. 77—104. ²⁾ W. A. 36, p. 865.

Schraube des Kompensators, und da sich noch eine Änderung von 1 Trommelteil bemerkbar macht, so ist eine Verunreinigung eines Metalles mit einer Schicht von $\frac{1}{4000} \lambda$ Dicke noch deutlich festzustellen. Durch eine Oberflächenschicht von $\frac{1}{4000} \lambda$ Dicke werden der Absorptionskoeffizient des Silbers bis 0,8%, der des Stahls bis 0,2%, die Brechungsexponenten für Silber, Stahl 0,5% bez. 0,4% ungenau, wenn der Brechungsexponent der Oberflächenschicht $n_1 = 1,5$ vorausgesetzt ist.

Für sehr dicke Oberflächenschichten, für welchen Fall β und δ nicht in Luft, sondern in dem Medium der Schicht beobachtet werden, findet Drude, daß das Hauptazimut fast dasselbe bleibt, der Wert des Haupteinfallswinkels aber sich bedeutend gegen den in Luft ändert, so daß dickere Oberflächenschichten δ und H beträchtlich ändern, B hingegen nur wenig. Die Resultate aus den Beobachtungen von Quincke und J. Conroy bestätigen dies.

In der Wirkung, die unvollkommene Politur auf einen Metallspiegel ausübt, sieht Drude den Hauptgrund für die Differenzen in den Angaben über β von den verschiedenen Beobachtern.

Auch Lord Royleigh¹⁾ erklärt, daß die Stärke der Reflexion wesentlich von der Politur der Fläche abhängt. Frisch polierte Flächen haben ein Reflexionsvermögen, das um 1–2% von dem durch die Fresnelsche Formel gelieferten Wert abweicht; nach einiger Zeit nimmt das Reflexionsvermögen um 10–30% ab ohne eine bemerkenswerte Veränderung der Politur an der Oberfläche.

Der Einfluß der unvollkommenen Politur auf J äußert sich darin, daß die reflektierte absolute Intensität kleiner werden muß, weil nicht alles Licht regelmäÙig zurückgeworfen wird. Durch feine Rillen und Ritzen in der Politur, bei denen auf Breite, Tiefe sowie auf die Natur des Spiegels und Reinheit der Oberfläche Rücksicht zu nehmen ist, wird auf die bei der Reflexion zu beobachtenden Größen β und δ ein wesentlicher Einfluß ausgeübt. Fizeau²⁾ hat zuerst die Polarisationserscheinungen in unregelmäÙigen Gittern beobachtet und gefunden, daß ein feiner in ein Metall mit einer Nadelspitze eingekratzter Strich natürliches Licht bei der Reflexion parallel zu sich oder senkrecht polarisiert je nach seiner Feinheit. Mit Schmirgel geritzte Metalle geben im direkten Bilde des reflektierten Lichtes stets Polarisation senkrecht zu den Kratzen. Drudes Untersuchungen an Kupfer bei Einfallswinkel 70° enthält folgende Tabelle, in der durch die Indices 1 bez. 2 die in den beiden Lagen des Metallspiegels beobachteten Werte bezeichnet werden, in denen die Kratzen auf ihm parallel, bez. senkrecht zur Einfallsebene liegen.

| Kupfer | | $2 \beta_1$ | $2 \beta_2$ | Mittelwerte | |
|----------------------------------|----------|-------------|-------------|---------------------|------------------------|
| | | | | $\beta_1 + \beta_2$ | $2(\beta_1 - \beta_2)$ |
| auf Schmirgelpapier gerieben: | No. 0 | 81° 44' | 69° 21' | 75° 32' | 12° 23' |
| | No. 000 | 81 0 | 70 41 | 75 51 | 11 41 |
| | No. 0000 | 79 44 | 74 35 | 77 9 | 5 9 |

δ unterschied sich in beiden Lagen wenig. Beobachtungen bei anderen Einfallswinkeln ergaben, daß der Wert von $2 \beta_1$ über dem von glatten Kupfer (normaler Wert) liegt; denn für $i = 23^\circ$ war $2 \beta_1 = 90^\circ 58'$, es muß aber unter normalen Verhältnissen 2β stets kleiner als 90° sein. Aus den der Drudeschen Tabelle entnommenen Mittelwerten für 2β ergibt sich, daß 2β mit abnehmender Differenz $2(\beta_1 - \beta_2)$ wächst, bis diese zu Null wird, d. h. der normale Zustand

¹⁾ Proc. of the Roy. Soc. 41, p. 275. ²⁾ P. A. 116, p. 478.

eingetreten, der Spiegel demnach frei von Kratzen ist. Weil der Mittelwert von β kleiner als der normale Wert von β ist, welcher für Kupfer $2\beta = 77^\circ 50'$ ist, und weil $\beta_1 > \beta_2$, so unterscheidet sich β_1 weniger vom normalen Wert als β_2 . Auch für Silber zeigt sich dieses Verhalten. Der normale Wert ist $2\beta = 87^\circ 10'$, und für $i = 70^\circ$ beobachtete Drude an einem in einer Richtung geschmirgelten Silberstück $2\beta_1 = 88^\circ$, $2\beta_2 = 73,9^\circ$.

Ein mit Kratzen nach allen möglichen Richtungen gleichmäßig durchfurchter Metallspiegel besitzt ein kleineres Azimut als ein glatter. So ist z. B. für Silber, auf Schmirgelpapier No. 0000 nach allen Richtungen gerieben, $2\beta = 81,1^\circ$ bei $i = 70^\circ$. Durch Reiben mit Polierstahl erhöht sich dieser Wert auf $2\beta = 83^\circ$; für den normalen Wert $87^\circ 10'$ muß aber der Spiegel frei von Kratzen sein.

Auf δ ist der Einfluß der Kratzen geringer. Sind die Ritzungen parallel zur Einfallsebene, so wird δ nahezu gleich dem normalen Werte gefunden, laufen sie senkrecht zu derselben, so ist δ kleiner. Ein Spiegel mit Ritzungen nach allen Richtungen hat daher ein kleineres δ als ein glatter Spiegel, doch ist diese Differenz bei den meisten Metallen nur zwischen $0,003 \lambda$ bis $0,005 \lambda$, also unbedeutend. Drude schließt aus seinen Untersuchungen: „Matte Politur verkleinert ein wenig den Haupteinfallswinkel, dagegen bedeutend das Hauptazimut.“

Zur möglichst genauen Bestimmung der optischen Konstanten eines Metalles hält Drude die Beobachtungen der absoluten reflektierten Intensität J für ungünstig, dagegen diejenige der unter dem Polarisationswinkel reflektierten Intensität J_s des senkrecht zur Einfallsebene polarisierten Lichtes für mehr geeignet. Noch bessere Resultate giebt nach ihm die Beobachtung der absorbierten Intensität $J' = 1 - J$ für den Einfallswinkel $i = 0^\circ$. Zur Bestimmung der Konstanten β und δ wird gesetzt: $\sin \delta \operatorname{tg} 2\beta = \operatorname{tg} Q$, $\cos \delta \sin 2\beta = \cos P$, $\operatorname{tg} \frac{1}{2} P \sin i \operatorname{tg} i = S$, worin Q und S dem Metalle individuelle Konstanten bedeuten. Unter der für Metalle immer zulässigen Voraussetzung, daß $\frac{1}{S^4}$ gegen 1 vernachlässigt werden kann, ergeben sich der Brechungsexponent n und der Absorptionskoeffizient nk des Metalles durch die Beziehungen¹⁾: $n = S \cos Q \left(1 + \frac{1}{2} \frac{\sin^2 i}{S^2}\right)$; $nz = S \sin Q \left(1 - \frac{1}{2} \frac{\sin^2 i}{S^2}\right)$, woher $z = \operatorname{tg} Q \left(1 - \frac{\sin^2 i}{S^2}\right)$ ist. Ferner sei $U = n \sqrt{1+z^2}$ eingeführt und folglich ist: $U = S \left(1 + \frac{\cos 2Q \sin^2 i}{2S^2}\right)$.

Aus der Prüfung, welcher Einfallswinkel zur Beobachtung der n und nz bestimmenden Größen δ und β der geeignetste ist, folgert Drude, daß die beste Konstantenbestimmung aus der Beobachtung von δ und β in der Nähe des Haupteinfallswinkels H erhalten wird; für diesen Fall ist z von δ , U von 2β unabhängig. — Anstatt der Beobachtung von δ und β in der Nähe von H kann auch H direkt und ein Winkel β_0 bestimmt werden, dessen trigonometrische Tangente gleich $\operatorname{tg}^2 B$ ist; dieses Verfahren wandte Jamin an.

Für alle Metalle wird U durch Beobachtung der relativen Verzögerung δ und des Haupteinfallswinkels H genau gemessen; U weicht meist wenig vom Absorptionskoeffizienten ab. n wird durch Beobachtung der absorbierten Intensität J' , z durch die des Azimuts der wiederhergestellten Polarisation gewonnen.

¹⁾ W. A. 36, p. 544.

Beobachtungen Drudes¹⁾ zur Bestimmung der Metallkonstanten für Natriumlicht.

| Substanz | <i>H</i> | <i>B</i> | <i>nz</i> | <i>n</i> | <i>z</i> | <i>J</i> |
|--------------------------------|----------|----------|-----------|----------|----------|----------|
| Silber | 75° 42' | 43° 35' | 3,67 | 0,181 | 20,2 | 95,3 |
| Gold | 72 18 | 41 39 | 2,82 | 0,366 | 7,70 | 85,1 |
| Kupfer | 71 35 | 38 57 | 2,62 | 0,641 | 4,08 | 73,2 |
| Platin | 78 30 | 32 35 | 4,26 | 2,06 | 2,06 | 70,1 |
| Nickel | 76 1 | 31 41 | 3,32 | 1,79 | 1,86 | 62,0 |
| Stahl | 77 3 | 27 49 | 3,40 | 2,41 | 1,38 | 58,5 |
| Eisen | 76 30 | 27 39 | 3,20 | 2,36 | 1,36 | 56,1 |
| Zink | 80 35 | 34 45 | 5,48 | 2,12 | 2,60 | 78,6 |
| Zinn | 79 57 | 37 24 | 5,25 | 1,48 | 3,55 | 82,5 |
| Wismut | 77 3 | 31 57 | 3,66 | 1,90 | 1,93 | 65,2 |
| Blei | 76 42 | 30 45 | 3,48 | 2,01 | 1,73 | 62,1 |
| Aluminium | 79 55 | 37 34 | 5,23 | 1,44 | 3,64 | 82,7 |
| Kadmium | 79 22 | 38 52 | 5,01 | 1,13 | 4,43 | 84,7 |
| Antimon | 80 26 | 29 35 | 4,94 | 3,04 | 1,63 | 70,1 |
| (Magnesium) | 77 57 | 42 42 | 4,42 | 0,373 | 11,8 | 92,9 |
| Werte unsicher | | | | | | |
| Quecksilber | 79 34 | 35 43 | 4,96 | 1,73 | 2,87 | 78,4 |
| Kobalt ²⁾ | 78 5 | 31 40 | 4,03 | 2,12 | 1,90 | 67,5 |

Für Natriumlicht ist das durchsichtigste aller Metalle Kupfer (2,62), Zink das undurchsichtigste (5,48). Silber hat den kleinsten Brechungsexponenten (0,181), Antimon den größten (3,04). Die Werte des Reflexionsvermögens, mit denen anderer Forscher verglichen, geben befriedigende Übereinstimmung. Jamin fand für weißes Licht bei Stahl 59,5, Drude für gelbes 58,5. Auch mit den Angaben Rubens (Teil I, pag. 30) decken sich die Drudes. Dieser ermittelte für $\lambda = 0,59\mu$, $0,63\mu$ folgende Daten für *J*:

| λ | Silber | Gold | Kupfer | Eisen | Stahl | Nickel |
|------------|--------|------|--------|-------|-------|--------|
| 0,59 μ | 95,3 | 85,1 | 73,2 | 56,1 | 58,5 | 62,0 |
| 0,63 μ | 95,3 | 89,5 | 80,0 | — | 58,5 | 63,7 |

Aus den Tabellen von Jamin und Quincke (pag. 3, 8) geht die Abhängigkeit der Winkel *H* von λ in gleichem Sinne hervor, weil nach ihnen *H* mit λ wächst, dagegen ist die Abhängigkeit der Winkel *B* von λ sehr verschieden. Jamin findet bei Kupfer eine ständige Abnahme von *B* zwischen Rot und Gelb, Quincke dagegen einen Maximalwert für *B* zwischen diesen Strahlen. Drude hat deshalb die Abhängigkeit dieser Winkel von λ zwischen Rot und Gelb untersucht und gelangt zu folgendem Resultat, wobei *D_H* bez. *D_B* die Differenzen der Werte des Haupteinfallswinkels bez. Hauptazimuts für rotes und gelbes Licht bezeichnen.

| | Stahl | Silber | Kupfer | Gold | Platin | Nickel | Zinn | Zink | Aluminium | Antimon |
|----------------------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|-----------|----------|
| <i>D_H</i> | + 0° 24' | + 0° 58' | + 2° 2' | + 1° 34' | + 0° 30' | + 0° 47' | + 0° 30' | + 0° 14' | + 0° 35' | + 0° 11' |
| <i>D_B</i> | - 0° 37' | + 0° 9' | + 1° 10' | + 0° 51' | + 0° 1' | + 0° 7' | - 0° 30' | - 1° 3' | - 0° 33' | - 0° 37' |

| | Wismut | Magnesium | Kadmium | Blei | Quecksilber |
|----------------------|----------|-----------|----------|----------|-------------|
| <i>D_H</i> | + 0° 48' | + 0° 29' | + 0° 37' | - 0° 12' | + 0° 31' |
| <i>D_B</i> | - 0° 11' | - 0° 5' | - 0° 33' | + 0° 4' | - 0° 20' |

¹⁾ W. A. 34, p. 489. ²⁾ W. A. 42, p. 186.

Es findet demnach bei allen Metallen aufser Blei, wo D_H negativ ist, eine Zunahme von H mit λ statt, für B ist ein solcher Zusammenhang nicht ersichtlich, bei einigen Metallen wachsen die B mit λ , bei anderen fallen sie.

Werden die H und B dieser Metalle für rotes Licht durch Hinzufügung dieser Differenzen zu den für gelbes Licht ermittelten Werten berechnet und aus ihnen die Konstanten abgeleitet, so ergibt sich, wenn der für rotes Licht geltende Wert von nx mit dem Verhältnis $\frac{\lambda}{\lambda'}$ multipliziert ist, folgende Tabelle Drudes, worin die Wellenlänge des roten Lichtes λ' zu $630 \cdot 10^{-6}$ mm angenommen ist, nur für Kobalt gilt $\lambda' = 640 \cdot 10^{-6}$ mm.

| Substanz | H | B | $n' x' \frac{\lambda}{\lambda'}$ | n' | x' | J' |
|-----------------------|---------|---------|----------------------------------|-------|------|------|
| Silber | 76° 40' | 43° 44' | 3,70 | 0,203 | 19,5 | 95,3 |
| Gold | 73 52 | 42 30 | 2,94 | 0,306 | 10,2 | 89,5 |
| Kupfer | 73 37 | 40 7 | 2,84 | 0,580 | 5,24 | 80,0 |
| Platin | 79 0 | 32 36 | 4,17 | 2,16 | 2,06 | 71,2 |
| Nickel | 76 48 | 31 48 | 3,32 | 1,89 | 1,88 | 63,7 |
| Stahl | 77 27 | 27 12 | 3,24 | 2,62 | 1,32 | 58,5 |
| Zink | 80 49 | 33 42 | 5,17 | 2,36 | 2,34 | 77,4 |
| Zinn | 80 27 | 36 54 | 5,13 | 1,66 | 3,30 | 82,2 |
| Wismut | 77 51 | 31 46 | 3,68 | 2,07 | 1,90 | 66,9 |
| Blei | 76 30 | 30 49 | 3,21 | 1,97 | 1,74 | 62,2 |
| Aluminium | 80 30 | 37 1 | 5,10 | 1,62 | 3,36 | 82,4 |
| Kadmium | 79 59 | 38 19 | 4,96 | 1,31 | 4,05 | 84,5 |
| Antimon | 80 37 | 28 58 | 4,62 | 3,17 | 1,56 | 70,0 |
| Magnesium | 78 26 | 42 37 | 4,31 | 0,40 | 11,5 | 93,5 |
| Quecksilber | 80 5 | 35 23 | 4,86 | 1,87 | 2,78 | 78,9 |
| Kobalt | 78 29 | 31 35 | 4,19 | 2,22 | 1,89 | 68,5 |

Der Vergleich dieser Werte mit denen auf pag. 8 ergibt für Blei, Gold, Kupfer negative Dispersion ($n' < n$) des Brechungsvermögens zwischen Rot und Gelb, für die übrigen Metalle positive Dispersion ($n' > n$). Aus dem Unterschied der ermittelten Reflexionsvermögen für rotes und gelbes Licht ist zu schliessen, falls für alle Farben ein gleiches Verhalten derselben angenommen wird, daß Kupfer stark, Gold schwächer, Wismut ein wenig rot, Zink etwas bläulich, alle anderen Metalle weiß erscheinen; die Beobachtung bestätigt dies vollkommen. In betreff des Absorptionsvermögens sind die Resultate Drudes mit denen der Herren de la Provostaye und Desains¹⁾ und W. Wernickes²⁾ in hinreichender Übereinstimmung. Die Beobachtungen dieses Physikers über Absorption des Lichtes in dünner Silberschicht liefern für nx :

| | | | | | |
|---------|------|------|------|------|-------|
| Linie C | 3,44 | 3,86 | 3,82 | 3,22 | 3,40 |
| Linie D | 3,08 | 3,54 | 3,47 | 3,05 | 3,17. |

Drude berechnete 3,70 bez. 3,67.

Mit nur wenigen Ausnahmen weichen die Reflexionsbeobachtungen in Flüssigkeiten von der Theorie ab, Drude erklärt dies durch den Einfluß der Oberflächenschichten, die theils durch adhärerende Gasschichten sich bilden, woher die Flüssigkeit das Metall nicht benetzt, theils in einer benetzenden Flüssigkeit an der Spiegelgrenze, durch Kapillarkräfte hervorgerufen, entstehen können.

¹⁾ Ann. de chim. et de phys. 30, p. 431. ²⁾ P. A. Ergb. 8, p. 75.

Auf Grund seiner Theorie berechnet Drude aus den Beobachtungen: Conroys (pag. 10), Quinckes (Teil I, pag. 39), des Coudres (Teil I, pag. 40) die Werte für seine Konstanten, jedoch kann hierauf nicht näher wegen Raummangels eingegangen werden.

IX.

Untersuchungen Wernickes und Wieners über Phasenveränderung und Dickenbestimmung.

W. Wernickes¹⁾ mittels der Interferenzen angestellte Versuche über die bei der Reflexion auftretenden Phasenveränderungen, welche homogenes Licht bei normaler Reflexion an halbmetallischen und metallischen Körpern erfährt, sind folgendermaßen ausgeführt worden. Die Strahlen traten durch eine Seitenöffnung in das Kollimatorrohr eines Spektrometers und wurden von einer Glasplatte nach der Kollimatorspalte geworfen. Nach deren Durchgang trafen die Strahlen senkrecht auf ein durchsichtiges dünnes Glasblättchen L , an dessen beiden Grenzflächen zurückgeworfen, sie den Weg durch den Spalt, die Glasplatte, die Kollimatorlinse, das Prisma und Beobachtungsfernrohr nahmen. Das Spektrum zeigte ein System dunkler Streifen, welche von der Interferenz der an den beiden Flächen der Lamelle L reflektierten Strahlen herrührten. Die obere Hälfte der vom Spalte abgekehrten Fläche der Lamelle L wurde mit einem Medium A , die untere mit einem Medium B verbunden, es zeigten sich zwei Streifensysteme dicht übereinander. Die Verschiebungen derselben gegeneinander gaben die relative Phasenveränderung an, welche das Licht bei Reflexion in der Lamelle L einerseits am Körper A , anderseits am Körper B erfährt, wobei unter relativer Phasenveränderung der Unterschied der beiden Phasenveränderungen eines linear polarisierten Lichtstrahles zu verstehen ist, welcher unter demselben Einfallswinkel an zwei verschiedenen Substanzen reflektiert ist. Selbst geringe Phasenveränderungen wurden beobachtet und zwar für soviel verschiedene Strahlen, als Streifen im Spektrum vorhanden waren. Für durchsichtige Medien ergab sich zunächst: Bei senkrechter Incidenz ist die relative Phasenänderung Null, wenn A und B entweder beide kleinere oder beide größere Brechungs-exponenten als L haben; hingegen ist der relative Phasenunterschied 180° , wenn der Brechungs-exponent von L zwischen denen von A und B liegt. — Fresnels Formeln bestätigen dies. —

Waren nun A Luft, der Körper B eine undurchsichtige Silberschicht, so zeigte sich das Streifensystem B gegen das von A verschoben, und zwar war die Verschiebung der sämtlichen Streifen des am Silber in Glas reflektierten Lichtes gegen die an Luft in Silber reflektierten annähernd eine Viertel Fransenbreite nach dem Violett hin. Die Richtung der Verschiebung wurde dadurch ermittelt, daß nacheinander Glasblättchen angewendet wurden, die mit durchsichtigen Silberschichten von wachsender Dicke belegt waren. Bedeuten e die Dicke der Lamelle L und m die Ordnungszahl eines dunklen Interferenzstreifens, so ist, wenn Luft zu beiden Seiten sich befindet, für den m ten dunklen Streifen von A : $2e = ml$, wobei l die der Lage des Interferenzstreifens entsprechende Wellenlänge in Glas ist. Ebenso ist für den m ten dunklen Interferenzstreifen von B : $2e = m'l + \delta$, wenn die Reflexion auf einer Seite am Silber stattfindet, δ der Phasenänderung bei Reflexion am Silber entspricht und l' gleich der Wellenlänge des Streifens von der Ordnungszahl m im Interferenzspektrum Glas-Silber ist. Aus diesen Gleichungen folgt:

$$\delta = m(l - l') \quad \text{und} \quad \frac{\delta}{l} = m \left(1 - \frac{l'}{l} \right).$$

¹⁾ Berliner Monatsberichte 1875.

Sind n und n' die zu den Wellenlängen λ und λ' in Luft gehörigen Brechungsindices der Substanz und $l = \frac{\lambda}{n}$, $l' = \frac{\lambda'}{n'}$, so wird: $\frac{\delta}{l} = m \left(1 - \frac{\lambda' n}{\lambda n'}\right)$.

Sind nun λ die Wellenlängen der entsprechenden Streifen der Glas-Silberreflexionen, $\frac{\delta}{\lambda}$ die den Phasenänderungen entsprechenden Gangunterschiede, $\left(\frac{\delta}{\lambda}\right)$ die entsprechenden Gangunterschiede für einen durchsichtigen Körper von größerem Brechungsvermögen, als der des Glases ist, so geben in der folgenden Tabelle die Differenzen der beiden letzten Vertikalreihen die Wirkung der Absorption auf die Phasenänderung.

| λ | λ_1 | $\frac{\delta}{\lambda}$ | $\left(\frac{\delta}{\lambda}\right)$ | λ | λ_1 | $\frac{\delta}{\lambda}$ | $\left(\frac{\delta}{\lambda}\right)$ |
|-----------|-------------|--------------------------|---------------------------------------|-----------|-------------|--------------------------|---------------------------------------|
| 671,4 | 665,5 | 0,27 | 0,5 | 540,2 | 535,3 | 0,27 | 0,5 |
| 649,5 | 644,5 | 0,24 | 0,5 | 522,8 | 518,3 | 0,27 | 0,5 |
| 628,3 | 623,9 | 0,22 | 0,5 | 507,9 | 504,2 | 0,28 | 0,5 |
| 607,9 | 604,0 | 0,23 | 0,5 | 494,3 | 490,7 | 0,29 | 0,5 |
| 591,2 | 586,9 | 0,26 | 0,5 | 482,0 | 479,0 | 0,24 | 0,5 |
| 574,6 | 570,1 | 0,26 | 0,5 | 470,2 | 468,1 | 0,27 | 0,5 |
| 557,3 | 552,5 | 0,27 | 0,5 | 458,0 | — | — | — |

λ ist in Milliontel Millimeter gegeben. — Die Absorption des Lichtes im Silber bewirkt also nach Wernicke eine Phasenverzögerung von nahezu 90° für alle Farben des sichtbaren Spektrums, wenn das Licht an Silber in Glas reflektiert wird.

Wernicke hat ferner seine Untersuchungen über die Phasenveränderungen bei der Reflexion und über die Schwingungsebene des polarisierten Lichtes in W. A. 25, p 203 bekannt gegeben.

Die Intensität J des von einer dünnen Schicht eines isotropen durchsichtigen Körpers

reflektierten Lichtes ist: $J = \frac{(r + \rho)^2 - 4 r \rho \sin^2 \frac{\pi}{\lambda_1} (2 d \cos \alpha_1 + \mathcal{A} - \mathcal{A}' + D)}{(1 + r \rho)^2 - 4 r \rho \sin^2 \frac{\pi}{\lambda_1} (2 d \cos \alpha_1 + \mathcal{A} - \mathcal{A}' + D)}$, worin r die Am-

plitude des an der oberen Grenzfläche der Schicht reflektierten Lichtes, wenn die des einfallenden gleich 1 ist, ρ die des an der zweiten Grenzfläche reflektierten, d die Schichtdicke, λ_1 die Wellenlänge des Lichtes in der Substanz derselben, α_1 den Winkel zwischen dem Lichtstrahle innerhalb und der Normale, \mathcal{A} , \mathcal{A}' , D , jedes mit $\frac{2 \pi}{\lambda_1}$ multipliziert, die Phasenverzögerung infolge der Reflexion an der ersten und zweiten und der Brechung in der ersten Grenzfläche bedeuten. J erhält seine kleinsten Werte, wenn: $(2 d \cos \alpha_1 + \mathcal{A} + D - \mathcal{A}') \frac{2 \pi}{\lambda_1} = q \pi$ und q eine beliebige von der Schichtdicke 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: die Bestimmung der Größen \mathcal{A} , \mathcal{A}' , D durch die optischen Konstanten konnte nur unter Hinzuziehung verschiedener Annahmen gelöst werden. Nach Fresnels, Cauchys Hypothesen und nach Greens Theorie sind alle drei Größen für parallel zur Einfallsebene polarisiertes Licht Null, nach Neumann u. a. ergibt sich das Gegenteil,

A, D, A' sollen verschwinden nicht für parallel, sondern für senkrecht zur Einfallsebene polarisiertes Licht. Auch der dritte mögliche Fall, daß beide Lichtarten ihre Phasen ändern, hat unter der Voraussetzung „des Mitschwingens der ponderablen Massenteilchen“ oder unter der Annahme „einer allmählich von einem zum anderen Mittel sich ändernden Ätherdicke“ Vertreter gefunden. W. Wernicke hat nun durch Versuche festgestellt, welche von diesen Annahmen zulässig ist. Es ergibt sich: $2 d \cos \alpha_1 + A - A' + D = q \frac{\lambda_1}{2}$, und wenn $A - A' + D$ Null ist:

$$2 d = \frac{q \lambda_1}{2 \cos \alpha_1}.$$

Diese Gleichung ist nach der ersten Theorie richtig für parallel, nach der zweiten für senkrecht zur Einfallsebene polarisiertes Licht, während sie nach der dritten so wenig richtig ist, daß sich verschiedene Werte für d bei verschiedenen Einfallswinkeln ergeben müssen. Für senkrecht zur Einfallsebene polarisiertes Licht liefert die erste Theorie verschiedene Werte für d für verschiedene Werte von α , die zweite konstante und die dritte ebenfalls voneinander verschiedene. Es kann nun q, λ_1 und α_1 hinreichend genau bestimmt und somit durch die Versuche entschieden werden, welche von den drei Hypothesen gilt.

Zu dem Zwecke liefs Wernicke durch den Spalt des Kollimators eines Spektrometers mit horizontalem Kreise Sonnenlicht eintreten und auf die in der Mitte eines drehbaren Tischchens vertikal aufgestellte, zu untersuchende Platte fallen. Diese reflektierte die parallelen Strahlen in das Beobachtungsfernrohr, welches um die vertikale Achse des Instrumentes drehbar war. Es konnte so der Einfallswinkel bestimmt werden. Darauf wurde der Tisch mit der Platte festgeklemmt und vor das Objektiv des Beobachtungsfernrohrs ein Prismensystem mit gerader Durchsicht gesetzt. Das entstehende Spektrum war mit den von der Interferenz an der dünnen Schicht herrührenden, dunklen Streifen durchzogen. Im Brennpunkte des Objektivs befand sich eine Spitze, welche durch eine Mikrometerschraube in der Fokalebene verschiebbar war. Mittels dieser Vorrichtung konnten die den Interferenzstreifen entsprechenden Wellenlängen durch Fraunhofersche Linien und ein Interpolationsverfahren bestimmt werden. Zudem war zwischen Okular und Auge ein Nicol angebracht, welches gestattete, parallel oder senkrecht zur Einfallsebene polarisiertes Licht zu studieren. Wernicke untersuchte Luft zwischen Glas, Luft zwischen Glas und Flußspat, Jodsilber zwischen Glas und Luft, Kupferoxydul zwischen Luft und Gelatine sowie zwischen letzterer und Kanadabalsam, Bleiesquihydroxyd zwischen Luft und Gelatine und

| Einfallswinkel | Jodsilber I zwischen Glas und Luft | | | | | | | | Jodsilber II im refl. Licht | | | |
|----------------|------------------------------------|-----------------|-----------------|-------------|---------------------|-----------------|-----------------|-------------|-----------------------------|-----------------|-----------------|-------------|
| | $m = 6$ | | | | $m = 7$ | | | | $m = 3$ | | | |
| | $\alpha \lambda \parallel$ | $\lambda \perp$ | $2 d \parallel$ | $2 d \perp$ | $\lambda \parallel$ | $\lambda \perp$ | $2 d \parallel$ | $2 d \perp$ | $\lambda \parallel$ | $\lambda \perp$ | $2 d \parallel$ | $2 d \perp$ |
| 13° 51' | 618 | 618 | 1726 | 1726 | 540,5 | 540,5 | 1715 | 1715 | 602 | 602 | 836 | 836 |
| 30 | 605 | 605 | 1719 | 1719 | 534 | 534 | 1725 | 1725 | 590 | 590 | 834 | 834 |
| 50 | 586 | 584 | 1722 | 1715 | 520 | 518 | 1730 | 1723 | 575 | 575 | 840 | 840 |
| 60 | 577 | 569 | 1717 | 1693 | 513 | 508 | 1731 | 1705 | 565,5 | 555 | 840 | 818 |
| 63 | 574 | 563 | 1721 | 1679 | 511 | 503,5 | 1730 | 1692 | 562 | 554 | 838 | 804 |
| 64 | 573 | 559 | 1720 | 1667 | 510 | 500 | 1728 | 1678 | 560 | 538 | 836 | 794 |
| 65 | 572 | 554 | 1718 | 1656 | 508 | 497 | 1723 | 1667 | 560 | 531 | 838 | 784 |
| 66 | 570,5 | 550 | 1715 | 1634 | 508 | 494 | 1721 | 1656 | 558 | 525 | 836 | 771 |
| 67 | 569 | 547 | 1714 | 1629 | 508 | 493 | 1721 | 1653 | 558 | 519,5 | 838 | 763 |
| 68 | 569 | 544,5 | 1715 | 1623 | 507 | 491 | 1722 | 1646 | 556 | 514 | 836 | 754 |
| 70 | 567 | 541 | 1713 | 1613 | 507 | 489 | 1723 | 1640 | 554,5 | 509 | 835 | 744 |

zwischen letzterer und Kanadabalsam. Aus seinen Versuchen schloß er, daß nur die Reflexion des senkrecht zur Einfallsebene polarisierten Lichtes unter Phasenveränderung stattfindet, die des parallelen dagegen nicht.

Es seien die von Wernicke erhaltenen Werte für Jodsilber angeführt, deren eine Schicht möglichst dick (I), deren andere möglichst dünn war (II). Es zeigte I nach prismatischer Zerlegung des reflektierten Lichtes fünf dunkle Interferenzstreifen mit den Ordnungszahlen $m=6, 7, 8, 9, 10$, II nur Interferenzstreifen von der Ordnung $m=3, 4, 5$. Wernicke bestimmte die Streifenlagen 6, 7 und 3.

Obwohl Jodsilber das Licht stark bricht, ist doch aus den Tabellen eine Phasenänderung für parallel zur Einfallsebene polarisiertes Licht nirgend erkennbar; die Zahlen unter $(2d\|)$ sind für verschiedene Einfallswinkel nahezu konstant.

Wernicke folgert aus seinen Versuchen: 1. Isotrope Körper von geringem Absorptionsvermögen reflektieren das parallel zur Einfallsebene polarisierte Licht unter allen Einfallswinkeln ohne merkliche Änderung der Phase, die Reflexion mag eine äussere oder innere sein. 2. Die Phase des senkrecht zur Einfallsebene polarisierten Lichtes wird allein geändert. 3. Alle Lichttheorien, welche diesen Sätzen nicht entsprechen, sind unhaltbar.

Die von O. Wiener¹⁾ erneuerten Wernickeschen Versuche haben ergeben, daß die Silberinterferenzen gegen die Luftinterferenzen nach dem roten und nicht nach dem violetten Ende des Spektrums verschoben werden, und daß die Reflexion an Silber gegenüber der an Luft eine Verzögerung der Phase von etwa $\frac{3}{4}$ Wellenlänge und nicht eine Beschleunigung von $\frac{1}{4} \lambda$ bedingt. Wiener suchte in seiner Abhandlung: „Über Phasenänderung des Lichtes bei Reflexion und Methoden zur Dickenbestimmung dünner Blättchen“, aus dem Einfluß der Dicke einer Schicht auf die Phasenänderung diese Änderung sowie aus dieser die Dicke der Schicht zu bestimmen. Es ist die Dicke eines Metalles entweder durch Wägung zu ermitteln, wobei freilich die für Metalle im allgemeinen wenig zutreffende Voraussetzung besteht, daß die Lamelle überall gleich dick ist, oder besser mittels optischer Methoden. So hat Quincke²⁾ von einer auf Glas aufgetragenen Metallschicht an der Stelle, wo die Dicke bestimmt werden sollte, einen Streifen fortgewischt und alsdann eine Glaslinse aufgedrückt, so daß diese das Metall genau an der Grenze des Streifens berührte. Die Dicke ergab sich sodann aus der Farbe der Luftschicht, die am Berührungspunkte der Linse an das Metall angrenzte und somit gleiche Dicke wie dieses hatte. Quincke wandte jedoch, weil zwischen Linse und Platte sich leicht feine Staubteilchen unbemerkt setzten, und daher die Dicke der Metallschicht zu groß gefunden wurde, auch bei seinen Untersuchungen die Methode Fizeaus³⁾ an, die darin besteht, daß Silber durch Hinzufügung eines Jodkorns zu Jodsilber umgewandelt und dessen Farbe mit der der Newtonschen Ringe verglichen wird. Aus der Dicke d der Jodsilberschicht berechnet sich die Dicke der ursprünglichen Silberschicht nach der Formel: $D = \frac{Ag \cdot s_{AgJ}}{AgJ \cdot s_{Ag}} d$, worin Ag bez. AgJ das Atomgewicht von Silber bez. Jodsilber, s_{Ag} bez. s_{AgJ} das spezifische Gewicht für Silber bez. Jodsilber bedeuten.

Wernicke⁴⁾ zerlegte das von dem zu Jodsilber gewordenen Metallblättchen normal reflektierte Licht spektral, bestimmte aus der Lage der im Spektrum entstehenden Interferenzstreifen

¹⁾ W. A. 31, p. 629. ²⁾ P. A. 129, p. 178. ³⁾ C. R. 52 (1), p. 274. ⁴⁾ P. A. Ergb. 8, p. 63.

die Dicke der Jodsilberschicht durch die Beziehung $d = m \frac{\lambda}{2}$. Wiener bestimmte die Dicke als Dickenunterschied zweier angrenzender Luftschichten (nicht wie Quincke als die einer Luftschicht) direkt. Nach Fortwischung eines Streifens von einer auf Glas hergestellten Lamelle wurde eine zweite ebene Glasplatte aufgelegt, das Ganze im reflektierten Lichte einer Natriumflamme betrachtet. Es zeigte sich ein System im allgemeinen stetig verlaufender Interferenzstreifen, die nur an der Grenze der entblößten Stelle wegen der Verschiedenheit der Gangunterschiede gegeneinander verschoben sind, welche die an der hinteren Fläche der Luftschicht zu beiden Seiten der Grenze reflektierten Strahlenbündel gegen das an der vorderen Fläche reflektierte besitzen. Die Differenz der Gangunterschiede ist nur dann durch den Dickenunterschied der Luftschichten bedingt, wenn die Phasenänderung der Reflexion an der Lamelle und die am Glase einander gleich sind. Die Dicke der Lamelle konnte nun durch den Vergleich der Lage der Interferenzstreifen in einem anderen homogenen Lichte als Natriumlicht mit derjenigen in diesem ermittelt werden. (Noch einfacher ist die Anwendung weissen Lichtes, auf welches Verfahren hier nicht eingegangen werden kann.)

Sind D die Dicke der Luftschicht zwischen aufgelegtem Glas und der Lamelle, d die Dicke der Lamellenschicht, $\lambda_n, \lambda_{n+1} \dots$; $\lambda'_n, \lambda'_{n+1} \dots$ die Wellenlängen der durch Interferenz ausgelöschten Farben für die dickere bez. dünnere der aneinander grenzenden Luftschichten, die Indices der λ die Ordnung der zugehörigen Streifen, so findet sich:

$$d = \frac{\lambda_n - \lambda'_n}{\lambda_n - \lambda_{n+1}} \cdot \frac{\lambda_{n+1}}{2} = a \cdot \frac{\lambda_{n+1}}{2}, \text{ d. h. die Anzahl } a \text{ der Streifenbreiten, um welche } \lambda_n \text{ gegen } \lambda'_n$$

nach rot verschoben ist, giebt an, ein Wievielfaches von $\frac{\lambda_{n+1}}{2}$ die gesuchte Dicke ist.

Unter der Annahme, dass a eine ganze Zahl ist, wird die Wellenlänge der Farben, für welche die Interferenzstreifen an der Grenze beider Felder sich decken, gleich der doppelten Blättchendicke, dividirt durch eine ganze Zahl. Ändert sich λ bei konstantem d , so ist die Verschiebung der zugehörigen Wellenlänge umgekehrt proportional. Nun verhalten sich die Wellenlängen der Linien C und G annähernd wie 3:2, daher ist die Verschiebung der Streifen bei G ungefähr $\frac{3}{2}$ mal so groß als bei C . Aus der Verteilung der Streifen im Spektrum kann demnach geschlossen werden, wieviel ganze Streifenbreiten die Verschiebung an einer bestimmten Stelle beträgt.

Ändert sich d bei konstantem λ , so nimmt die Verschiebung der Streifen mit der Blättchendicke proportional zu, und zwar verschieben sich die Streifen für die dünnere Luftschicht bei wachsender Blättchendicke gegen die Streifen der dickeren Luftschicht nach dem Violett zu.

Zur Bestimmung und Prüfung dieser Sätze wischte Wiener von einem Silberspiegel auf Glas längs eines Streifens das Silber fort und schnitt ihn senkrecht hierzu durch, darauf verwandelte er die eine Hälfte in Jodsilber, die andere in Schwefelsilber. Die Berechnung für die Dicke der Jodsilberschicht nach Wernickes Methode ergab 523, nach der Wieners 530, die Dicke der Schwefelsilberschicht stellte sich auf 230 milliontel Millimeter. Es seien nun Atomgewicht von Silber und Jod 108 und 127, ihre spezifischen Gewichte 10,62 und 5,712, so ist die Silberdicke $D = 0,247 d$ und mit dem Wernickeschen Werte $D = 129$, mit dem Wienerschen $D = 131$ in Milliontel Millimeter. Aus der Dicke der Schwefelsilberschicht berechnete Wiener $D = 132$. Die drei Werte weichen um weniger als 3% voneinander ab.

Dickenbestimmung für Silber nach Wieners Methode.

| n | λ | λ' | $a = \frac{\lambda_n - \lambda'_n}{\lambda_n - \lambda_{n+1}}$ | $d = a \frac{\lambda_{n+1}}{2}$ |
|---------|-----------|------------|--|---------------------------------|
| n | 654,9 | 626,2 | 0,593 | 180 |
| $n + 1$ | 606,5 | 575,9 | 0,725 | 204 |
| $n + 2$ | 564,2 | 537,0 | 0,691 | 182 |
| $n + 3$ | 524,8 | 499,9 | 0,750 | 184 |
| $n + 4$ | 491,6 | 468,2 | 0,803 | 186 |
| | | | | Mittel 187 |

Nach Wernicke¹⁾ ergibt sich für die Silberdicke $d = 189$.

| n | λ_{AgJ} | $d_{AgJ} = n \frac{\lambda_{AgJ}}{2}$ | λ_{AgJ} | $d_{AgJ} = n \frac{\lambda_{AgJ}}{2}$ |
|-----|-----------------|---------------------------------------|------------------------|---------------------------------------|
| 5 | 301 | 753 | 303 | 758 |
| 6 | 256 | 768 | 258 | 774 |
| 7 | 221 | 774 | 220 | 770 |
| | | Mittel $d_{AgJ} = 765$ | Mittel $d_{AgJ} = 767$ | |

Mittel aus diesen beiden Bestimmungen 766, mithin mittels der Gleichung auf pag. 21: $d_{Ag} = 189$.

Die nach diesen Methoden berechneten Mittelwerte unterscheiden sich nur um etwa 1 ‰.

Wieners dritte Methode der Dickenbestimmung, welche eine Silberschicht von der Dicke 0,000001 mm, „der Messung noch eben zugänglich“ macht, mittelst Glimmerblättchens kann hier nicht weiter auseinandergesetzt werden.

Die Abhängigkeit der Phasenänderung von der Schichtdicke und der Farbe zeigt folgende Tabelle Wieners; die λ geben die Farbe an, in deren Nähe die Phasenänderung bestimmt wurde, die d bezeichnen die Schichtdicken in Milliontel Millimeter ($\mu\mu$) und sind nach Methode 3 ermittelt.

Silberspiegel.

| d | $\lambda = 647$ | 534 | 455 | d | $\lambda = 647$ | 512 | 439 |
|------|-----------------|--------------------|------|------|-----------------|------|------|
| 0,8 | 0,07 | 0,11 ^{*)} | 0,08 | 2,0 | 0,30 | 0,55 | 0,71 |
| 1,3 | 0,17 | 0,23 | 0,58 | 2,3 | 0,45 | 0,58 | — |
| 2,0 | 0,30 | 0,48 | 0,66 | 3,0 | 0,52 | 0,65 | 0,73 |
| 2,5 | 0,41 | 0,54 | 0,66 | 3,5 | 0,55 | 0,63 | 0,71 |
| 3,4 | 0,58 | 0,63 | 0,70 | 8,7 | 0,61 | 0,68 | 0,73 |
| 8,0 | 0,63 | 0,66 | 0,69 | 12,1 | 0,67 | 0,68 | 0,69 |
| 12,1 | 0,67 | 0,70 | 0,70 | | | | |

^{*)} ungenau.

Die Phasenänderung steigt anfangs bis zu einer Dicke von $4 \mu\mu$ sehr rasch, wird bald nachher konstant. Die Änderung der Phasenverzögerung geht bei Dicken kleiner als $4 \mu\mu$ für blau am schnellsten, für orange am langsamsten. Dies hat die Interferenzerscheinung zur Folge, wie sie sich aus nachstehender Tabelle für $d = 2 \mu\mu$ ergibt.

¹⁾ P. A. 159, p. 221.

| d | $\lambda = 683$ | 647 | 615 | 585 | 559 | 534 | 512 | 492 | 473 | 455 | 439 | 424 |
|------|-----------------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| 2,0 | 0,27 | 0,30 | 0,37 | 0,41 | 0,42 | 0,48 | 0,53 | 0,58 | 0,62 | 0,66 | 0,71 | 0,76 |
| 12,1 | — | 0,67 | 0,63 | 0,67 | 0,63 | 0,70 | 0,68 | 0,66 | 0,68 | 0,70 | 0,69 | 0,67 |

Für $d = 2 \mu$ beträgt die Verschiebung der Silberinterferenzen im Roten $\frac{1}{4}$ Streifenbreite nach rot und nimmt nach violett zu, wo sie etwa $\frac{3}{4}$ Streifenbreite beträgt. Dieses Verhalten ist auch an dem Bogen kenntlich, welcher die Interferenzen an Silber und Luft verbindet. Das Mittelstück dieses Bogens ist im Roten etwas geneigt, im Blauen dagegen fast horizontal.

Bisher fand die Reflexion an der hinteren Silberfläche stets an Luft statt, es sei nunmehr hinter dem Glimmerblättchen ein Medium von höherem Brechungsexponenten, als der des Glimmers; dann wird bei einer undurchsichtigen Silberschicht die Verschiebung der Silberinterferenzen nur etwa $\frac{1}{4}$ Streifenbreite betragen, entsprechend der bei der Reflexion an der unbelegten Stelle nun auftretenden Phasenänderung einer halben Wellenlänge. Für eine Silberschicht gleich Null ist aber keine Verschiebung mehr, daher wird beim Übergang von Stellen dickerer zu solchen dünnerer Silberschichten die Verschiebung etwa von $\frac{1}{4}$ Streifenbreite bis Null abnehmen.

Zum Nachweis des Phasenunterschiedes bei Reflexion Silber-Luft und Silber-Phosphor stellte Wiener an der Silberbelegung eine Grenze Luft-Phosphor her. Im Spektrum waren die Interferenzstreifen für Phosphor gegen die für Luft nach rot hin verschoben. Zur Ermittlung der Erscheinungen, wenn die zweite Reflexion im Silber an einem Medium von ungefähr gleichem Brechungsexponenten wie dem des Glimmers stattfindet, wählte Wiener Cassiaöl und stellte den Versuch so an, daß im Gesichtsfelde zwei Grenzen beobachtet werden konnten; die eine entsprach der Reflexion Glimmer-Luft und Glimmer-Silber-Luft, die andere im geringen Abstände von der ersten den Reflexionen Glimmer-Silber-Luft und Glimmer-Silber-Cassiaöl. Der Versuch war für eine Silberschicht von der Dicke angestellt, bei welcher die Verschiebung der Silberinterferenzen im Rot etwa $\frac{1}{4}$, im Blau $\frac{3}{4}$ Streifenbreite beträgt. Die Cassia-Interferenzen zeigten sich im Roten nach rot, im Blauen nach violett hin verschoben, für Grün sind sie Null. Auch das Verhalten des Goldes prüfte Wiener, konnte aber nicht ermitteln, ob die Phasenänderung eine beschleunigte oder verzögerte ist.

Das Vorhandensein stehender Lichtschwingungen hat Wiener¹⁾ experimentell nachgewiesen und durch die hierzu angewandte Untersuchungsmethode es ermöglicht, die Lichtbewegung nach Amplitude, Phase und Schwingungsrichtung auf dem benutzten lichtempfindlichen, vollkommen durchsichtigen Kollodiumhäutchen (von einer gegen die Wellenlänge des Lichtes geringen Dicke) selbst zu ergründen. Dieses Häutchen befand sich zwischen optisch mit ihm nahezu homogenen Körpern und in einem kleinen Abstände von einem Metallspiegel, gegen den es ein wenig geneigt war. Nach längerer Bestrahlung mit spektral zerlegtem Lichte wurde das Häutchen der photographischen Entwicklung unterzogen, welche auf ihm Streifen erzeugte, die allein durch die Wirkung stehender Lichtwellen veranlaßt sein konnten, wie Wiener nachwies. Die eingehendere Untersuchung der stehenden Wellen ergab, daß bei senkrechter Reflexion am optisch dichteren Medium die Knotenpunkte der chemischen Lichtwirkung in Abständen gleich dem Vielfachen einer halben Wellenlänge von der reflektierenden Fläche, die Bäuche in Abständen gleich dem ungeraden Vielfachen einer Viertelwellenlänge lagen.

¹⁾ W. A. 40, p. 203.

Andere Versuche Wieners, bei denen zwei geradlinig polarisierte Lichtwellen sich rechtwinklig kreuzten, zeigten, daß eine durch die chemische Wirkung auf das lichtempfindliche Häutchen erkennbare Interferenz der beiden Wellen eintrat, wenn ihre Polarisations Ebenen zusammenfielen, dagegen in senkrechter Lage zu einander ausblieb. Daraus folgerte Wiener, daß die chemisch wirksamen Schwingungen einer geradlinig polarisierten Lichtwelle zu deren Polarisations Ebene senkrecht stehen.

Er schloß ferner aus den Versuchen in Bezug auf die Lichttheorien: Zu der anschaulichsten Vorstellung der bei den Versuchen zu Tage tretenden Vorgänge führt die Annahme, daß die Schwingungen des lichtvermittelnden Mediums gleichgerichtete Schwingungen der Körpertheilchen hervorrufen, welche die photographisch-chemische Veränderung des Häutchens bewirken; durch diese Annahme entscheiden die Experimente den Streit zwischen den mechanischen Lichttheorien zu Gunsten Fresnels. Für die elektromagnetische Lichttheorie folgert Wiener aus seinen Versuchen, daß die chemische Wirkung einer geradlinig polarisierten Lichtwelle an das Vorhandensein der elektrischen und nicht der magnetischen Schwingungen geknüpft ist.

Gegen diese Wienerschen Schlüsse bemerkt Drude¹⁾: Wenn das, was Licht genannt wird, nur an eine Art Schwingung geknüpft und diese durch eine Vektorgröße charakterisiert ist, deren Komponenten nach den Koordinatenachsen, mit u, v, w bezeichnet, periodische Funktionen der Zeit und der Koordinaten x, y, z sind, und wenn u, v, w als ein gewisser Zustand im Medium ausgelegt werden, z. B. als Elongation der Ätherteilchen aus der Ruhelage oder als dielektrische oder als magnetische Verschiebung, so giebt es eine periodische Anordnung dieses bestimmten Zustandes: er heiße Zustand erster Art. Außer der Schwingung dieses Zustandes existieren aber im Medium Schwingungen der Komponenten eines Zustandes zweiter Art, welcher dadurch definiert wird, daß seine Komponenten irgend welche lineare Funktionen der ersten Differentialquotienten der u, v, w sind. Der Zustand zweiter Art wird gewöhnlich als die im Medium wirkende Kraft bezeichnet, speziell bei den obigen drei Auslegungen der u, v, w als Druckkraft, elektrische oder magnetische Kraft. Auf Grund der Betrachtungen der beiden Zustände folgert Drude, daß durch die Wienerschen Versuche nur gezeigt ist, daß die photographische Wirkung entweder nur an die Schwingung des Zustandes erster Art oder an die des Zustandes zweiter Art geknüpft ist, und zwar das erstere unter der Annahme, daß der Vektor bei geradlinig polarisiertem Lichte senkrecht zur Polarisations Ebene liege, das letztere, wenn der Vektor in der Polarisations Ebene liegend vorausgesetzt ist. Wird nun davon ausgegangen, daß die Lichtbewegung in der gleichzeitigen Schwingung zweier zu einander senkrechter Vektorgrößen bestehe, wie es in der elektromagnetischen Lichttheorie geschieht, so kann aus den Versuchen nicht einmal geschlossen werden, daß die photographische Wirkung nur an einen Zustand erster oder zweiter Art geknüpft ist, vielmehr kann sie sowohl an den Zustand erster Art derjenigen Schwingung, deren Vektor senkrecht zur Polarisations Ebene liegt (der elektrischen Schwingung), als an den Zustand zweiter Art derjenigen Schwingung, deren Vektor in der Polarisations Ebene liegt (der magnetischen Schwingung), geknüpft sein. Die Versuche entscheiden also weder im Fresnelschen Sinne, noch kann für die elektromagnetische Lichttheorie resultiert werden, daß die chemische Wirkung der Lichtwelle an das Vorhandensein der Schwingungen der elektrischen und nicht der magnetischen Kräfte geknüpft ist.

Auch französische Forscher beschäftigten sich damit, ob durch Wieners Versuche das Problem der Schwingungsrichtung zur Polarisations Ebene eindeutig gelöst ist. A. Cornu²⁾,

¹⁾ W. A. 41, p. 154. ²⁾ C. R. 112, p. 186; p. 365.

Berthelot¹⁾, Potier²⁾ sind der Ansicht, daß die Frage nach der Schwingungsrichtung des polarisierten Lichtes durch Wiener zu Gunsten Fresnels entschieden ist, Poincaré³⁾ äußert sich dagegen, giebt aber endlich zu,⁴⁾ daß alle Wahrscheinlichkeitsgründe für die Fresnelsche Annahme sind. Auf die Diskussion der französischen Gelehrten geht Drude⁵⁾ ein, nach welchem der Streit um die Schwingungsrichtung des polarisierten Lichtes noch nicht als abgeschlossen anzusehen ist. — Wir können hierauf nicht weiter eingehen.

X.

Newtonsche Farbenringe, hervorgebracht durch Metallreflexion.

Arago⁶⁾ hatte die Farbenringe untersucht, welche zwischen einer Metallfläche und einem konvexen Lichte gebildet werden, und entdeckt, daß die Ringe, welche von einem gegen die Reflexionsebene senkrecht polarisierten Lichte erzeugt werden, identisch mit den unter der Incidenz Null reflektierten Ringen sind, aber völlig verschwinden, wenn die Reflexion unter dem Polarisationswinkel des Glases geschieht, und wieder erscheinen, aber mit komplementären Farben, bei einem schiefen Einfall, so daß sie die Farben der durchgelassenen Ringe zeigen.

Um die Wirkung der Metalle für verschiedene Einfallswinkel und eine verschiedene Zahl von Reflexionen zu bestimmen, stellte Brewster⁷⁾ zwischen Auge und Metall aus Silber eine Kalkspatplatte, welche das Ringsystem zeigt. Der Einfluß des Metalles auf die Ringe war bei 73° ein Maximum, sie zeigten sich, wie wenn sie von einem positiven Krystallblättchen gekreuzt worden wären, welche das blasse Bläulich-Weiße der ersten Ordnung polarisiert und mit seiner Achse im Azimut $+45^\circ$, d. h. in demjenigen liegt, welches den rechten Winkel zwischen den Polarisationsebenen der beiden vom Metalle polarisierten Lichtbündel halbiert. Der Einfluß des Metalles oder die Farbe, welche es polarisiert, nimmt allmählich von 73° bis 90° ab, wo sie verschwindet und die Ringe ihre Symmetrie und Farben wieder annehmen.

Wenn die Ringe mit zwei Reflexionen von Silber bei 73° oder von Stahl bei 75° kombiniert sind, so erfahren sie keine Veränderung, sobald der Hauptschnitt des Prismas für das Silber in das Azimut $-39^\circ 48'$ und für Stahl in das Azimut -17° gestellt wird. Durch zwei Reflexionen zwischen 73° (bez. 75°) und 90° wird eine Veränderung der Ringe bewirkt, welche beim Silber von 73° bis $82^\circ 30'$ zu- und sodann bis 90° abnimmt. Bei $82^\circ 30'$ ist die Wirkung die gleiche wie nach einer Reflexion. Denn da vier Reflexionen bei $82^\circ 30'$ die elliptische Polarisation des Strahles in eine geradlinige verwandeln, so müssen zwei Reflexionen bei demselben Winkel eine vollständige elliptische Polarisation hervorbringen. Bei Winkeln zwischen $82^\circ 30'$ und 90° ist das Lichtbündel nur „partiell elliptisch“ polarisiert, wogegen dasselbe von $82^\circ 30'$ bis 73° mehr als elliptisch polarisiert ist, indem die Wiederherstellung zur geradlinigen Polarisation während der zweiten Reflexion begonnen hat. Um demnach die Phase für irgend einen Winkel zwischen $82^\circ 30'$ und 90° zu bestimmen, müssen die Summe der Phasen für jede Reflexion oder $2P$, zwischen $82^\circ 30'$ und 75° dagegen der Überschuss der Summe beider Phasen über 90° oder $90^\circ - 2P$ genommen werden. In beiden Fällen hat das Lichtbündel eine partielle elliptische Polarisation erlitten, in dem ersten durch die Summe der Wirkungen beider Reflexionen, in dem

¹⁾ C. R. 112, p. 329. ²⁾ C. R. 112, p. 383. ³⁾ C. R. 112, p. 325. ⁴⁾ C. R. 112, p. 383. ⁵⁾ W. A. 43, p. 177.
⁶⁾ P. A. Ergb. 2, p. 299. ⁷⁾ P. A. 21, p. 255.

letzteren durch ihre unaufgehobenen Wirkungen. Die gleichen Wirkungen finden zwischen 73° und $57^\circ 16'$, dem anderen Minimum, sowie zwischen 73° und $82^\circ 30'$ und zwischen $57^\circ 16'$ und 90° sowie zwischen $82^\circ 30'$ und 90° statt.

Für drei Reflexionen giebt es zwei Wiederherstellungspunkte oder Knoten bei $78^\circ 8'$ und $66^\circ 35'$. Die Maxima liegen bei $85^\circ 6'$, 73° und $48^\circ 38'$ und bei jedem derselben ist die Phase 90° . Bei 73° verwandelte die zweite Reflexion die von der ersten erzeugte elliptische Polarisation in eine geradlinige, und die dritte Reflexion bringt wieder die elliptische Polarisation hervor. Bei $85^\circ 6'$ und $48^\circ 38'$ bewirken sechs Reflexionen eine Wiederherstellung zur geradlinigen, und demnach müssen drei Reflexionen den Strahl elliptisch polarisiert mit einer Phase von 90° haben. Von $85^\circ 6'$ bis 90° und von $48^\circ 38'$ bis 0° ist das Lichtbündel nur partiell elliptisch polarisiert, und die Phase bei jedem dazwischen liegenden Winkel $3P$. Bei jedem Winkel zwischen $48^\circ 38'$ und $85^\circ 6'$ ist die Phase $2 \cdot 90 - 3P$. — Ist endlich n die Anzahl der Reflexionen, so wird im allgemeinen die Phase zwischen 90° und dem nächsten Minimum nP sein, während sie bei allen anderen Einfallswinkeln $(n - 1) 90^\circ - nP$ sein wird. Brewster¹⁾ hat Tabellen entworfen, in denen eine allgemeine Übersicht von der Zahl der Wiederherstellungspunkte und von anderen nach mehrmaliger Reflexion eintretenden Erscheinungen gegeben ist.

Nach der Bestimmung der verschiedenen Punkte, bei denen die elliptische Polarisation erzeugt, bez. zerstört wird nach irgend einer Anzahl von Reflexionen, untersuchte Brewster, wodurch die lebhaften, komplementären Farben entstehen, welche diese Phänomene begleiten. Da bei jedem durchsichtigen Körper der Winkel des Polarisationsmaximums einen besonderen Wert besitzt, welcher vom Brechungsindex jeder Farbe des Spektrums abhängt, und da die elliptische Polarisation bei dem Winkel des Polarisationsmaximums hervorgebracht wird, so ist die Annahme wahrscheinlich, daß dieser Winkel für jeden Farbenstrahl ein anderer sei. Die Messung des Wiederherstellungswinkels bei homogenem Lichte nach zwei Reflexionen zeigt dies. Beim Silber beträgt der Winkelunterschied für rotes und blaues Licht etwa 5° , so daß, wenn der Winkel des Polarisationsmaximums für die mittleren gelben Strahlen 73° angenommen wird, er für die blauen $70^\circ 30'$, für die roten $75^\circ 30'$ ist. Die Untersuchung eines Bündels weißen Lichtes nach zweimaliger Reflexion bei $70^\circ 30'$ zeigt daher, daß die blauen Strahlen verschwinden, die roten sichtbar geblieben sind, wenn der Hauptschnitt des analysierenden Prismas dabei in

| Einfallswinkel bei den beiden Reflexionen | Farben bei gewöhnlichem Lichte | Einfallswinkel bei den beiden Reflexionen | Farben bei gewöhnlichem Lichte |
|---|---|---|--|
| 63° | Sehr blaues Gelb, bei geringeren Incidenzen weißer werdend | 71° | Scharlach |
| 64° | Blasses Gelb | 72° | Helles Nelkenrot |
| 65° | Blasses Safran-Gelb | 73° | Dunkles Nelkenrot |
| 66° | Safran-Gelb | 74° | Dunkles China-Blau |
| 67° | Blässeres Orange-Gelb | 75° | Indigo |
| 68° | Orange-Gelb | $75^\circ 30'$ | Reines Hellblau |
| 69° | Rötliches Orange | 76° | Blässeres Blau |
| 70° | Ziegelrot | 77° | Weißliches Blau |
| $70^\circ 30'$ | Zinnoberrot | 78° | Bläuliches Weiß, bei größeren Einfallswinkeln weiß werdend. |

¹⁾ P. A. 21, p. 259—62.

das Azimut $-39^{\circ}48'$ gestellt wurde. In gleicher Weise verschwinden die roten bei dem Winkel $75^{\circ}30'$, und das komplementäre Blau tritt hervor, wogegen bei 73° gelb verschwindet, blau und rot sichtbar werden zu beiden Seiten der Stelle, wo gelb verschwunden ist. Bei Einfallswinkeln größer als $75^{\circ}30'$ und kleiner als $70^{\circ}30'$ und dazwischen liegenden Winkeln wird blau oder rot vorherrschen. Brewsters Tabelle zeigt diese Erscheinungen.

Jamins Versuche an mit dünner Oxydschicht bekleideten Metallplatten — teils aus Stahl, teils aus Neusilber — zeigten ein etwas anderes Verhalten in Bezug auf die Farbenringe, als bei den Aragoschen Beobachtungen mitgeteilt wurde. Eine gefärbte Neusilberplatte wurde mit homogenem, im Azimute Null polarisiertem Lichte beleuchtet, die entstandenen Fransen verschwanden unter keinem Einfallswinkel völlig, traten nur bei einer gewissen Incidenz weniger scharf hervor. Die Farben der ersten Ordnungen wurden fast unsichtbar, dagegen waren die, welche einer größeren Dicke der Oxydschicht entsprachen, weit weniger geschwächt. Jamin hat diese Incidenz als die des Polarisationsmaximums für die Substanz des Oxyds betrachtet und mit Brewster angenommen, daß diese Incidenz die Beziehung $\operatorname{tg} I = n$ befriedige. Nach Feststellung des Brechungsindex des Oxyds beleuchtete Jamin die Platte mit homogenem, im Azimute 90° polarisiertem Lichte und bestimmte die Lage der Maxima und Minima, die sich mit der Incidenz bedeutend ändert, wie die Versuche ergaben. Jamin untersuchte ferner die Beziehung zwischen den Dicken, die einer und derselben Franse unter verschiedenen Incidenzen entsprachen. Seine Versuche bewiesen die Richtigkeit der Formel: $e' = \frac{e}{\cos r}$, worin e und e' die Dicken unter dem Einfall 0 und irgend einer Schiefe, r den Brechungswinkel bedeuten. —

Es sei nun wieder das einfallende homogene Licht im Azimute 0° polarisiert, dann ändert sich die Lage der Fransen mit der Incidenz, und die Verschiebungen sind größer als im vorigen Falle. Der Vergleich der Lagen derselben Fransen in beiden Fällen giebt ihre Verschiedenheit, und hieraus schließt sich die Verschiedenheit der entsprechenden Dicken. Die Dicke der dünnen Schicht erzeugt somit eine Phasendifferenz, welche die von der ersten und zweiten Fläche reflektierten Strahlen zur Interferenz bringt, und der Akt der Reflexion bewirkt eine Verzögerung, die zu der aus dem Unterschied der durchlaufenen Wege hervorgehenden Verzögerung hinzutritt. Werden bei gleicher Incidenz für ein bestimmtes Minimum die durchlaufenen Wege mit $2 \varepsilon \cos r$ für das Azimute 0° und $2 e \cos r$ für das Azimute 90° bezeichnet, so giebt $2(\varepsilon - e) \cos r$ die aus einer Reflexion entspringende Phasendifferenz, und ihre numerischen Werte werden durch Messung von ε , e und r unter allen Incidenzen erhalten. Bei senkrechter Incidenz fallen die beiden Fransensysteme zusammen, die Phasendifferenz ist daher 0 , unter einem Winkel von 18° bis 20° wird sie sichtbar, wächst bis 90° und wird in diesem Falle einer halben Undulation gleich. —

Quincke¹⁾ drückte eine Glaslinse gegen ebene Metallspiegel aus Gold, Silber, Platin, Kupfer, Stahl, Nickel, Kobalt mittels Schrauben; die homogenen zwischen ihnen reflektierten Lichtstrahlen interferierten, es trat somit die Erscheinung der Newtonschen Ringe zu Tage. Diese zeigten sich um so schöner, je größer das Hauptazimute und die Politur des Metalles ist, je mehr Licht demnach der Metallspiegel reflektiert. Die Centralstelle ist dunkel für alle Einfallswinkel bei parallel der Reflexionsebene polarisiertem Lichte, dagegen bei senkrecht zur Reflexionsebene polarisiertem Lichte dunkel oder hell, je nachdem der Einfallswinkel i kleiner

¹⁾ P. A. 142, p. 380.

oder größer als der Polarisationswinkel des Glases ist. In letzterem Falle ist der Durchmesser der Ringe größer wie für parallel zur Reflexionsebene polarisiertes Licht. Da alle durchsichtigen Substanzen ein gleiches Verhalten wie die Metalle zeigen, falls der Einfallswinkel nahe gleich dem Polarisationswinkel ist, so kann an Stelle des Metalles auch eine andere durchsichtige Substanz treten, z. B. Diamant und Blende, welche Körper Airy¹⁾ untersuchte, oder Flint- und Crown Glas, von Jamin behandelte Körper, um ähnliche Erscheinungen an den Newtonschen Ringen zu erhalten. Bei Anwendung von weißem Lichte sind die Ringe gefärbt, und zwar um so lebhafter, je größer der Einfallswinkel ist, sowie für senkrecht zur Reflexionsebene polarisiertes Licht.

Für kleinere Einfallswinkel ist der dunkle Centralfleck im reflektierten Lichte bei Silber und Gold sehr matt und kaum erkennbar. Th. Young²⁾ giebt sogar für Gold den Centralfleck hell, für Stahl dunkel. Quincke hat dagegen bei reiner Oberfläche des Metalles und Glases die Ringmitte für kleine Einfallswinkel stets dunkel gefunden. Für Einfallswinkel, größer als der Grenzwinkel der totalen Reflexion (γ), zeigen sich Erscheinungen, die aus dem Eindringen des Lichtes in das dünnere Medium ihre Erklärung finden; es dringt um so tiefer ein, je größer die Wellenlänge des Lichtes ist. Die Erscheinungen sind besonders deutlich bei senkrecht zur Einfallsebene polarisiertem Lichte und stark reflektierenden Metallflächen, wie Silber- und Goldflächen.

Bei weißem Lichte und Silber zeigen sich für Reflexion unter einem Winkel, wenig größer als γ , und für senkrecht zur Reflexionsebene polarisiertes Licht lebhaft gefärbte elliptische Ringe. Die Farbenordnung von innen nach außen ist: weiß, gelb, orange, rot, purpur, blau, weiß. Bei wachsendem Einfallswinkel nimmt der Durchmesser der blau gefärbten elliptischen Ringe schnell ab. Die Farbe ändert sich in purpur, rot, orange, gelb und verschwindet sodann. Bei Gold sind dem Silber ähnliche Erscheinungen, doch ist für senkrecht zur Reflexionsebene polarisiertes Licht die Mitte gelb statt weiß gefärbt. Bei Nickel und Stahl sind die Farben weniger lebhaft; es zeigen sich bei Nickel für senkrecht zur Reflexionsebene polarisiertes Licht von der Mitte aus: weiß, braun, violett, blaugrün, weiß; bei Stahl: weiß, braun, violett, blau, weiß.

Quinckes Messungen des Durchmessers des ersten dunklen Ringes zwischen einer Glaslinse von 929^{mm} Hauptbrennweite und einem ebenen Metallspiegel aus Stahl oder Silber für homogenes Licht einer Natriumflamme bei verschiedenen Einfallswinkeln geben die folgenden Tabellen. Die Newtonschen Ringe traten für parallel der Reflexionsebene polarisiertes Licht deutlicher als für senkrecht zur Reflexionsebene polarisiertes Licht hervor, bei dem die Erscheinung verschwindet, wenn der Einfallswinkel i nahe dem Polarisationswinkel des Glases gleich wird.

Sind p_1 und s_1 die Phasenänderungen bei Reflexion auf Luft in Glas für parallel und senkrecht zur Einfallsebene polarisiertes Licht, P und S diejenigen für metallische Reflexion in Luft, so ist die Dicke ϵ der dünnen, zwischen einer Planfläche und Kugelfläche vom Radius R enthaltenen Lamelle in der Entfernung q von der Berührungsstelle der beiden Flächen: $\epsilon = \frac{q^2}{2R}$.

Der Phasenunterschied der interferierenden Strahlen \mathcal{A} besteht aus \mathcal{A}' , der davon herrührt, daß die Phase bei Reflexion von Glas in anderer Weise sich ändert als bei Reflexion von Metall, und dem Teile \mathcal{A}'' , der davon herrührt, daß die beiden reflektierenden Flächen um die Dicke ϵ der Metalllamelle auf der schwarzen Glasplatte von einander entfernt sind. Unter der Berücksichtigung, daß der an der unteren Grenze der Lamelle am Metallspiegel reflektierte Strahl

¹⁾ Camb. Trans. IV, p. 219. ²⁾ Works I, p. 386.

verzögert, also A'' negativ zu nehmen ist, ergeben sich: $A = A' - A''$; $A' = p_1 - P$ oder $s_1 - S$, je nach dem das Licht parallel oder senkrecht zur Reflexionsebene polarisiert ist,

$$A'' = \frac{2 \varepsilon \cos i}{\lambda} 2 \pi = \frac{\varrho^2 \cos i}{R \lambda} 2 \pi.$$

Für den ersten dunklen Ring, der die dunkle Berührungsstelle einer ebenen und konvexen Fläche umgibt, ist der Gangunterschied der beiden interferierenden Strahlen bei den gewöhnlichen reflektierten Newtonschen Ringen ein ungerades Vielfaches einer halben Wellenlänge. Quincke hat seiner Rechnung den der Größe A entsprechenden Gangunterschied gleich $-\frac{\lambda}{2}$ zu

Grunde gelegt, und erhält somit: $A' = A + A'' = \frac{\varrho^2 \cos i}{R \lambda} 2 \pi - \pi$. A' ist aus dem Haupteinfallswinkel H oder dem Hauptazimut B der reflektierenden Metalle berechnet; nach der von Cauchy und Eisenlohr gegebenen Form für Einfallswinkel kleiner als der Grenzwinkel der totalen Reflexion γ ist angenähert: $\operatorname{tg} p_1 = 0$, $\operatorname{tg} s_1 = \varepsilon_1 \sin i_1 \operatorname{tg} (i + i_1)$,

für Einfallswinkel $> \gamma$: $\operatorname{tg} \frac{p_1}{2} = \frac{1}{n \cos i} \sqrt{n^2 \sin^2 i - 1}$, $\operatorname{tg} \frac{s_1}{2} = \frac{n}{\cos i} \sqrt{n^2 \sin^2 i - 1}$,

$$\operatorname{tg} S = \sin 2 B \operatorname{tg} (2 \operatorname{arctg} \cos i \sin H \operatorname{tg} H),$$

$$\operatorname{tg} P = \sin 2 B \operatorname{tg} \left(2 \operatorname{arctg} \frac{\cos i}{\sin H \operatorname{tg} H} \right),$$

worin n den Brechungsexponenten, i und i_1 entsprechende Einfallswinkel für Reflexion in Luft und Glas, ε_1 den Elliptizitätskoeffizienten bezeichnen.

Erster Newtonsche Ring in Luft. $\lambda = 0,0005888$ mm. Glaslinse 929 mm Radius auf Stahl No. 5. Krümmungsradius R der benutzten Fläche ist gleich der Hauptbrennweite, wenn Brechungsexponent des Glases $\frac{3}{2}$ beträgt, was bei der Fläche nahe der Fall war.

| i | 2ϱ | | $A' \parallel$ | | $A' \perp$ | |
|-----|-------------------|---------------|-------------------------|------------------------|-------------------------|------------------------|
| | \parallel mm | \perp mm | beobachtet λ | berechnet λ | beobachtet λ | berechnet λ |
| 12° | 1,665 | 1,665 | 0,739 | 0,437 | 0,739 | 0,436 |
| 20° | 1,650 | 1,655 | 0,669 | 0,441 | 0,676 | 0,434 |
| 30° | 1,735 | 1,725 | 0,691 | 0,446 | 0,677 | 0,427 |
| 40° | 1,830 | 1,815 | 0,672 | 0,452 | 0,653 | 0,418 |
| 50° | 2,030 | 1,90 | 0,710 | 0,460 | 0,560 | 0,402 |
| 60° | 2,290 | 2,675 | 0,698 | 0,468 | 1,128 | 0,873 |
| 70° | 2,92 | 3,25 | 0,832 | 0,479 | 1,150 | 0,817 |
| 75° | 3,08 | 3,48 | 0,624 | 0,484 | 0,932 | 0,766 |

$H = 76^\circ 56'$, $B = 27^\circ 56'$. Die beobachteten Werte sind stets größer als die berechneten, der Unterschied beträgt bis $0,303 \lambda$.

Dies erklärt sich wohl dadurch, daß es schwierig ist, selbst für ganz kleine Zeitteilchen spiegelnde Oberflächen rein von Dampf- oder Gasschichten zu erhalten, so daß die Berührung zwischen Glaslinse und Metall unvollkommen ist. Quincke hat auch bei Untersuchung der Reflexion des Lichtes in Flüssigkeiten die gleichen Schwierigkeiten gefunden, als er beispielsweise destilliertes Wasser zwischen Glaslinse und Stahlspiegel brachte und die Größe des ersten Ringes in Wasser ermittelte.

Diese Methode der Bestimmung der absoluten Phasenänderungen bei der Reflexion des Lichtes giebt Fehler durch die Schwankungen teils der Luft, teils des Druckes, mit dem beide Gläser zusammengepresst werden.

Fällt auf eine dünne Luftlamelle zwischen Glas- und Metallfläche im Azimut α polarisiertes Licht, so ist der von der Lamelle reflektierte Strahl im allgemeinen elliptisch polarisiert, die Größe und Lage der Ellipsenachsen hängen von der Dicke der Lamelle und dem Azimut α der auffallenden linear polarisierten Strahlen ab. Daß das von den verschiedenen dicken Stellen der Luftlamelle reflektierte Licht verschieden elliptisch polarisiert ist, ergibt sich aus folgendem. Wird das ursprünglich im Azimut $\alpha = 45^\circ$ polarisierte Licht nach der Reflexion von der Lamelle mit einem Babinetschen Kompensator, dessen Quarzkeile möglichst nahe der Lamelle mit ihren Schneiden parallel der Reflexionsebene aufgestellt sind, und einem analysierenden Nicol untersucht, so wird für verschiedene Lamellendicken auch an verschiedenen Stellen des Babinetschen Kompensators linear polarisiertes Licht auftreten, nämlich da, wo der durch die Reflexion hervorbrachte Phasenunterschied der parallel und senkrecht zur Einfallsebene polarisierten Strahlen durch den Gangunterschied der Strahlen im Kompensator aufgehoben ist. Das Amplitudenverhältnis ist aber an verschiedenen dicken Stellen der Lamelle dasselbe, weil der Einfallswinkel derselbe geblieben ist; das linear polarisierte Licht wird also durch dieselbe Stellung des analysierenden Nicolschen Prismas an allen betreffenden Stellen des Kompensators gleichzeitig ausgelöscht. Die für gewöhnlich geraden dunklen Streifen des Kompensators zeigen sich dann gezackt, die Zacken scheinen Ringe zu bilden von der Form, wie sie mit analysierendem und polarisierendem Nicolschen Prisma beobachtet werden. Die Höhe der Zacken ist dieselbe und hängt von der Beschaffenheit der oberen und unteren Grenze der Lamelle sowie vom Einfallswinkel ab, nur an der dünnsten Lamellenstelle sind die beiden gleichsam hier zusammenhängenden Zacken niedriger. Quincke stellte Versuche mit Silber-Stahlspiegel an, die Lamelle bestand aus Luft, Wasser oder Terpentinöl.

Bestand der Babinetsche Kompensator aus Quarzprismen mit stark geneigten Flächen, so daß die dunklen Streifen desselben etwa 1,2 mm von einander abstanden, so bilden die Zacken bei großem Gesichtsfelde zwei Systeme verzerrter, elliptischer Ringe zu beiden Seiten des schwarzen Kompensatorstreifens. — Lamellendicken, die sich um Vielfaches von $\frac{\lambda}{2 \cos i}$ unterscheiden, reflektieren polarisiertes Licht von derselben Beschaffenheit, Größe und Lage der Bahnellipsen der Ätherteilchen. An diesen Stellen der Lamelle erscheinen die dunklen Kompensatorstreifen bei derselben Stellung des analysierenden und polarisierenden Nicolschen Prismas gleich deutlich, und daraus folgt, daß das Verhältnis der reflektierten Amplituden, parallel und senkrecht zur Einfallsebene polarisiert, wie auch der Phasenunterschied für diese Lamellenstellen dieselben sind, ausgenommen ist nur die dünnste Lamellenstelle in der Nähe des Berührungspunktes der beiden Begrenzungsflächen, wo auch die dunklen Streifen des Babinetschen Kompensators einen anormalen Verlauf zeigen. Quincke schließt daraus, daß bei sehr dünnen Lamellen, deren Dicke kleiner als $0,2 \lambda$ ist, die Reflexion nach anderen Gesetzen als bei sehr dicken Lamellen vor sich geht.

Eine ähnliche Erscheinung tritt an der dünnsten Luftlamellenstelle auf, wenn Licht unter einem Winkel größer als der Grenzwinkel der totalen Reflexion auf die obere Grenze der Lamelle fällt. Ein rechtwinkliges Flintglas- oder Crownglas-Prisma mit kugelförmiger Hypotenusenfläche wurde auf einen ebenen Silberspiegel gelegt. Das im Azimut $\alpha = 45^\circ$ polarisierte Licht gelangte

nach der Reflexion von der Luftlamelle durch ein im Azimut β stehendes, analysierendes Nicol ins Auge des Beobachters. Für $\beta = -45^\circ$ erschien ein schwarzer Fleck, umgeben von schön gefärbten, elliptischen Ringen, von innen nach außen: schwarz, violett, blau, weiß. Mit Vergrößerung des Einfallswinkels verkleinerten sich die Ringe, die Farben änderten sich in braun, purpur, weiß. Beim Drehen des analysierenden Nicols um 90° wurden die Ringe größer; die Farben waren weiß, braun, grau und wurden bei größerem Einfallswinkel zu weiß, blau, blaugrün, grau.

Der dunkle Fleck hatte für Wolkenlicht 2,5 mm Durchmesser, die größte Dicke der Lamelle betrug also 0,001 mm oder $0,17 \lambda$. Wurde statt des Silberspiegels einer von Stahl genommen, so waren die Farben weniger lebhaft. Bei gekreuzten Nicols erschienen sie von innen nach außen: schwarz, grau, weiß, bei parallelen Prismen: weiß, braungelb, grau oder bei größerem Einfallswinkel: weiß, braun, violett, schwarz, hellblau, grau.

Wurden Wasser oder Alkohol zwischen Glas und Metall gebracht, so zeigte sich nur ein dunkler Fleck oder ein weißer Fleck mit braunem Rande, sobald der Einfallswinkel größer als der betreffende Grenzwinkel der totalen Reflexion ist; der Durchmesser der Ringe ist aber weit größer als bei der Luftlamelle. Der Durchmesser des schwarzen Fleckes bei gekreuzten Nicols und Stahl betrug für Wolkenlicht und Luft 3 mm, für Wasser 4 mm, war also größer als bei Silber. Der Durchmesser des weißen Fleckes bei parallelen Nicolschen Prismen war 5 mm; bei Sonnenlicht oder starkem Lampenlicht war der weiße Fleck noch größer. —

Wird das im Azimut 45° polarisierte und von der Luftlamelle zwischen Glas und Metall reflektierte Licht mit dem Babinetschen Kompensator und dem analysierenden Nicolschen Prisma untersucht, so ist an den dünnsten Stellen der Lamelle die Lage der dunklen Streifen im Kompensator so, wie es der Metallreflexion, an der dicksten Stelle so, wie es der totalen Reflexion für den betreffenden Einfallswinkel im Innern des Glases entspricht. Beide Systeme von Interferenzstreifen gehen ineinander über, da sie durch krumme, dunkle Linien verbunden sind. Diese krummen Verbindungslinien ändern ihre Gestalt mit dem Wachsen des Einfallswinkels und mit dessen Entfernen vom Grenzwinkel der totalen Reflexion. Die verschiedenen Stellen der Kompensatorstreifen erscheinen in derselben Stellung des analysierenden Prismas nicht gleich deutlich, weil Phasenunterschied und Amplitudenverhältnis der parallel und senkrecht zur Reflexionsebene polarisierten Strahlen von der Dicke der Luftlamelle abhängen. Die Ausbiegungen der Zacken der geraden Kompensatorstreifen sind überdies für rotes Licht deutlicher als für blaues. — Ähnliche Erscheinungen zeigen sich, wenn Wasser zwischen Glas und Metallfläche sich befindet.

Quincke schließt seine Untersuchung mit der Bemerkung: Trotzdem der Grenzwinkel der totalen Reflexion überschritten ist, dringt das Licht aus dem Glase in das dünnere Medium ein, wird an der Metallfläche reflektiert, durchdringt die dünne Lamelle von neuem und geht dann in das dichtere Medium, das Glas, zurück. Licht von verschiedener Farbe oder mit verschiedener Polarisationsebene wird dabei in sehr verschiedener Intensität reflektiert.

Quincke¹⁾ hat ferner an keilförmigen sehr dünnen Metalllamellen sowohl im reflektierten als im durchgegangenen Lichte abwechselnde Maxima und Minima der Intensität beobachtet und erklärt sie für sogenannte Newtonsche Farbenstreifen. Gegen diese Erklärung nimmt aber schon die bloße Betrachtung der Messungen an diesen Streifen ein, aus welchen Quincke Brechungs-

¹⁾ P. A. 129, p. 185.

koeffizienten des Silbers zwischen 6 und 12 ableitet, denn dieselbe Farbe zeigt sich an verschiedenen Präparaten bei durchaus verschiedenen Dicken der Schicht, die bei Silber für das dritte Minimum von 0,036 mm bis 0,061 mm variieren. Wernicke¹⁾ hat dann auch beobachtet, daß bei chemisch niedergeschlagenen, keilförmigen Metallen dickere und dünnere Stellen miteinander abwechselnd auftreten, daß diese dickeren Stellen wegen geringerer Durchsichtigkeit mehr Licht reflektieren als die dünneren und demgemäß im reflektierten Lichte die Maxima, im durchgelassenen die Minima hervorbringen. Voigt²⁾ folgert aus seiner Theorie, daß die an einer Metallschicht reflektierten Intensitäten in derselben Weise mit wachsender Dicke der Schicht abwechselnd Maxima und Minima erreichen, wie die an einer dünnen Schicht einer durchsichtigen Substanz reflektierten, daß also eine keilförmige Schicht eines Metalls das Newtonsche Phänomen zeigen müßte. Indessen ist es nicht notwendig, daß dasselbe stets mit einer für die Beobachtung merklichen Intensität eintritt, denn das mit der Dicke der Schicht periodische Glied in seiner Formel verliert mit wachsender Dicke schnell an Einfluß.

Stokes³⁾ erzeugte die Newtonschen Ringe mit Hilfe eines ebenen Silberspiegels und einer schwach gekrümmten Glasfläche (Konvexlinse oder Prisma mit kugelförmiger Hypotenusenfläche). Die Beobachtungen stimmten für parallel sowie senkrecht zur Einfallsebene polarisiertes Licht mit den Quinckeschen. Bei Benutzung von Spiegelmetall erhielt er dieselben Erscheinungen wie bei Silber und zwar mit gleicher Deutlichkeit, bei Stahl mit geringerer. Bei Gold und Kupfer waren sie deutlicher für die Farben von geringerer Brechbarkeit als für die anderen. Guéhard⁴⁾ erhielt nach sorgfältiger Entfernung der Oxyd- und Staubhaut vom Quecksilber eine Oberfläche desselben, die ebenso glänzend und weniger beweglich ist als die von chemisch reinem Quecksilber. Er hauchte auf diese Oberfläche, es entstanden Newtonsche Ringe, welche, weil keine schädliche Reflexion und Absorption vorhanden war, so intensiv waren, daß eine sechs- bis siebenmalige Wiederholung der Farben oder bei Anwendung einfarbigen Lichtes viele hundert Ringe beobachtet wurden. Dieselben entstanden dauernder, wenn auf die Quecksilberoberfläche ätherische Öle oder Kollodium getropft wurden; im letzteren Falle war auch die Haut abzuziehen und aufzubewahren.

XI.

Schlufs.

Brewster hat empirisch eine Relation zwischen der Phasendifferenz und dem Incidenzwinkel gesucht, er wurde hierbei darauf geführt, in diese Relation den Radiusvektor einer Ellipse einzuführen, und es ist merkwürdig genug, daß daher die Bezeichnung „elliptische Polarisation“ bei der Metallreflexion rührt, welche Bezeichnung sich später durch die Untersuchungen Neumanns, Jamins u. a. als völlig zutreffend erwiesen hat. Auf Grund der Beobachtungen Brewsters zeigten diese Physiker, daß das von Metallen reflektierte Licht elliptisch polarisiert sei. Daß ähnliches bei den anomal dispergierenden Medien für diejenigen Wellen gilt, welche stark absorbiert werden, beobachteten Haidinger und Stokes zuerst. Da nun auch nichtmetallische, durchsichtige und starkbrechende Körper die Erscheinungen der elliptischen Polarisation durch Reflexion hervorbringen, so untersuchte Jamin, ob nicht alle, selbst die schwachbrechenden, durchsichtigen Körper in der Nähe des Polarisationswinkels dieselben Eigenschaften zeigen. Der experimentelle Nach-

¹⁾ Fortschr. d. Phys. 27, pag. 420. ²⁾ W. A. 24, p. 95. ³⁾ Fortschr. d. Phys. 32, p. 588. ⁴⁾ Fortschr. d. Phys. 36, p. 466.

weis der elliptischen Polarisation durch Reflexion ist bei den durchsichtigen Körpern schwieriger als bei den Metallen, da die beiden Komponenten des reflektierten Lichtes bei den Metallen beträchtliche Intensitäten haben, dagegen bei den durchsichtigen Körpern und besonders in der Nähe des Polarisationswinkels die Intensität der senkrecht zur Einfallsebene polarisierten Komponente nahe gleich Null ist. Deshalb liess Jamin nahezu senkrecht zur Einfallsebene polarisiertes Licht auf die reflektierende Platte fallen, so dass die einfallende senkrecht zur Einfallsebene polarisierte Komponente verhältnismässig sehr intensiv, die andere sehr wenig intensiv war. Da nun die senkrecht zur Einfallsebene polarisierte Komponente weit schwächer reflektiert wird, werden nach der Reflexion die beiden Komponenten in der Nähe des Polarisationswinkels der Grösse nach vergleichbar, und es können die Erscheinungen der elliptischen Polarisation beobachtet werden, wenn durch die Reflexion eine Phasendifferenz der beiden Komponenten entsteht. Um die Erscheinungen hinreichend intensiv zu erhalten, benutzte Jamin Sonnenlicht und untersuchte den reflektierten Strahl mittels eines Babinetschen Kompensators. — Wird bei der Reflexion die normal zur Einfallsebene polarisierte Komponente des reflektierten Strahles gegen die andere verzögert, so nennt Jamin die Reflexion positiv; ist aber die parallel zur Einfallsebene polarisierte Komponente verzögert, nennt er die Reflexion negativ. Bei der positiven Reflexion ist der reflektierende Strahl von rechts nach links oder umgekehrt elliptisch polarisiert, je nach dem die Polarisationsebene des einfallenden Strahles links oder rechts von der Einfallsebene liegt. Bei der negativen Reflexion ist es entgegengesetzt. Die meisten Substanzen erweisen sich nun als positiv: fast alle festen Körper, deren Brechungsexponent grösser als 1,4 ist, die Metalle, viele Flüssigkeiten, auch schwachbrechende. Die Körper mit negativer Reflexion haben meist einen Brechungsexponenten kleiner als 1,4. Zu diesen gehören Flussspat, Hyalit und eine grosse Anzahl Flüssigkeiten, auch Wasser. Als neutral erwies sich eine kleine Zahl Substanzen, darunter Alaun senkrecht zur Oktaederachse, Menilit und Glycerin. Die neutralen Substanzen bringen in der Nähe des Polarisationswinkels keine elliptische Polarisation hervor, polarisieren das natürliche Licht unter dem Polarisationswinkel völlig, ihre Brechungsexponenten sind nahe gleich 1,4.

Für die positiven Substanzen ist der Elliptizitätskoeffizient positiv, für die negativen negativ, für die neutralen gleich Null. Bei Substanzen mit positiver oder negativer Reflexion, ausgenommen sind die Metalle, Diamant und einige stark brechende Körper, ist die elliptische Polarisation durch Reflexion geradlinig polarisierten Lichtes nur bei Incidenzen bemerkbar, welche vom Polarisationswinkel nicht mehr als 2—3 Grade unterschieden sind; ausserhalb dieses Intervalles ist das reflektierte Licht, wie das einfallende, geradlinig polarisiert. Wir erkennen schliesslich, dass mit Ausnahme von wenigen neutralen Substanzen alle Körper selbst unter dem Polarisationswinkel das Licht nicht völlig polarisieren und sie nahe dem Polarisationswinkel geradlinig polarisiertes Licht in elliptisch polarisiertes verwandeln.

A. Nobbe.