**5. Dispersion einiger Metalle,
besonders für ultraviolette Strahlung;
von Ralph Smith Minor.**

(Auszug aus der Göttinger Inaugural-Dissertation.)

1. Die Voigtsche Methode zur Untersuchung des Polarisationszustandes des Lichtes, insbesondere im Ultravioletten.

Bei der Untersuchung des Polarisationszustandes des Lichtes handelt es sich um die Bestimmung zweier Größen, die relative Phasenverzögerung Δ , und das Amplitudenverhältnis $\operatorname{tg} \psi$ der normal zueinander schwingenden Komponenten. Allen Methoden gemeinsam ist dies, daß das zu untersuchende Licht zuerst in linear polarisiertes Licht verwandelt und dann das Amplitudenverhältnis mittels eines Analysators bestimmt wird.

Der genaueste Apparat zur Bestimmung von Δ ist der Babinetsche Kompensator, welcher aus zwei gleichwinkligen parallel der optischen Achse geschliffenen Quarzkeilen besteht. In dem einen Keil liegt die Achse $\parallel$, in dem anderen $\perp$ zur Keilkante. Ein Keil ist mikrometrisch verschiebbar und beide zusammen bilden eine planparallele Platte. Das Gesichtsfeld wird durchzogen von schwarzen Streifen (Stellen der lineären Polarisation), deren Abstand einer relativen Verzögerung $\Delta = 2\pi$ entspricht. Ändert man die relative Phasenverzögerung der Komponenten des einfallenden Lichtes, so werden im Gesichtsfeld die Streifen parallel mit sich um gleich viel verschoben.

Mit dem Komparator ist die größte Zahl der auf das sichtbare Spektrum bezüglichen Messungen ausgeführt.

Die einzigen bisher gemachten (indirekten) Versuche im Ultraviolett sind von Cornu¹⁾ angestellt worden. Er photographierte das Streifensystem eines Babinetschen Kompensators und hat dann durch wiederholtes Photographieren (8—12 Aufnahmen) mit gleicher Expositionszeit nach jedesmaliger Drehung des Analysators aus dem Intensitätsunterschiede der Streifen das zugehörige Azimut ermittelt. Das wiederholte Photographieren kann man durch einen Kunstgriff, den Voigt²⁾ angegeben hat, vermeiden. Läßt man linear polarisiertes Licht durch eine $\perp$ zur optischen Axe geschliffene Quarzplatte von veränderlicher Dicke gehen, so wächst die Drehung der Polarisationsebene mit der Dicke der Platte. Stellt man nun eine solche Platte zwischen einen Babinetschen Kompensator und den Analysator, und zwar so, daß die durch letzteren erzeugten Streifen in der Richtung zunehmender Dicke der Platte liegen, so wird das Azimut des die Streifen erzeugenden, linear polarisierten Lichtes sich in dieser Richtung stetig ändern. Die durch die Streifen gehenden Strahlen sind genau wie vorher linear polarisiert, doch besitzen sie jetzt längs eines Streifens alle möglichen Azimute. Die Folge davon ist, daß jetzt einige Stellen normal, andere parallel zum Azimut des Analysators stehen; hier erscheinen die Streifen schwarz oder hell. Macht man einen Keil, wo die Drehung von 0 bis 2π wächst, so hat man längs des Streifens drei Minima und zwei Maxima der Intensität. Zwischen den Maxima erscheint der Streifen verwaschen, ausgelöscht. Wird die Drehung noch gesteigert, etwa indem man einen Doppelkeil benutzt, so wird das Gesichtsfeld nicht von gleichweit voneinander liegenden dunkeln Streifen, sondern von eben solchen Punktreihen erfüllt. Außer diesem System kommt jetzt noch ein zweites zu Tage, nämlich da, wo $\Delta = n\pi$ ist, denn man hat mit dem Babinetschen Kompensator allein nicht nur geradlinig polarisiertes Licht für $\Delta = 2\pi$, was das Streifensystem gibt, sondern für $\Delta = \pi$. Ihr Azimut ist normal auf das andere. Überall, wo die Drehung des Keiles $n(\pi/2)$ ist, wird man demnach ähnliche Punkte haben.

1) A. Cornu, Compt. rend. 108. p. 917 u. 1211. 1889.

2) W. Voigt, Physik. Zeitschr. 2. p. 303. 1901.

Ändert man nun den Polarisationszustand des einfallenden Lichtes, so äußert sich die hervorgebrachte relative Phasenverzögerung wie beim Babinetkompensator in einer gleichmäßigen Verschiebung der Stellen linearer Polarisation; eine Amplitudenänderung, d. h. Änderung des Azimuts dieser Stellen wird dadurch erkannt, daß jetzt an anderen Stellen längs der Streifen linearer Polarisation die Polarisationssebene parallel bez. normal zu dem Hauptschnitt des Analysators steht. Das Gesichtsfeld wird also von den soeben geschilderten, ähnlich gebildeten Punktreihen erfüllt. Diese hervorgebrachte Lagenänderung der Punktreihen in Bezug auf eine im Gesichtsfeld befindliche feste Marke ist dann der Gegenstand der Messung.

Im Folgenden werde ich die Theorie der Voigtschen Methode angeben und unter Zugrundelegung einer bestimmten Anordnung den Verlauf der Erscheinung bei den praktisch vorkommenden Fällen genauer erläutern.

Die Methode verlangt außer einem Analysator (A) zwei Doppelkeile aus Quarz von etwa 15—20 mm Dicke. Der eine, weiterhin als die D -Platte (drehende Platte) bezeichnet, besteht aus zwei *senkrecht* zur optischen Achse geschliffenen Keilen von gleichen Keilwinkeln, deren einer einem rechts- der andere einem linksdrehenden Kristall entnommen ist. Der andere ist aus zwei gleichwinkligen *parallel* der optischen Achse geschliffenen Keilen hergestellt und wie beim Babinet'schen Kompensator liegt in dem einen die Achse parallel, in dem anderen senkrecht zur Keilkante. Dies Keilpaar werde ich als die V -Platte (verzögernde Platte) bezeichnen. Die Keile jedes Paares sind so zusammengelegt, daß sie je eine planparallele Platte bilden. Die zwei Platten sind dicht hintereinander mit ihren Keilkanten normal zueinander befestigt. Um noch präziser zu sprechen und zugleich an die von mir angewandte Anordnung anzuknüpfen, möge das Keilpaar V mit seinen Keilkanten parallel der x -Achse, also horizontal, und zwar so aufgestellt sein, daß wenn man dem Strahl entgegensieht, die relative Verzögerung

$$\Delta = 2 \pi (d_1 - d_2) \left(\frac{1}{\lambda_0} - \frac{1}{\lambda_e} \right)$$

eines vertikal polarisierten Strahles gegen einen horizontal polarisierten von oben nach unten zunimmt.

Das Keilpaar D mit zur y -Achse parallelen, also vertikalen Keilkante möge dagegen so stehen, daß die relative Verzögerung

$$\varphi = 2\pi(D_1 - D_2)\left(\frac{1}{\lambda_r} - \frac{1}{\lambda_e}\right)$$

eines rechts rotierenden gegen einen links rotierenden Strahl und somit die positive Drehung einer durch D eingehenden linear polarisierten Welle von links nach rechts wächst.

Die Erscheinung, speziell der Verschiebungssinn der Punktreihen, ist verschieden, je nachdem das zu untersuchende Licht zuerst die Platte V oder zuerst die Platte D trifft. Es hat auch, wie wir sehen werden, jede Anordnung ihre besonderen Vorteile.

I. Betrachten wir zuerst die Anordnung $V + D + A$ unter Voraussetzung homogenen, im allgemeinen Falle elliptisch polarisierten Lichtes. Das hindurchgegangene Licht lassen wir etwa mittels einer Linse auf eine matte Glasplatte fallen. Die Aufgabe ist also die Untersuchung der Intensitätsverhältnisse in dem so erhaltenen Bild.

Es möge die Bewegung der sich parallel der z -Achse fortpflanzenden Welle gegeben sein durch die zwei Komponenten,

$$(1) \quad \begin{cases} x = a \cos 2\pi \left(\frac{t}{\tau} - \frac{h}{\lambda} \right), \\ y = b \cos 2\pi \left(\frac{t}{\tau} - \frac{k}{\lambda} \right); \end{cases}$$

dabei sind a , b , h , k Konstanten, τ ist die Periode.

Indem wir die Schwächung durch Reflexion vernachlässigen, haben wir nach dem Durchgang durch die V -Platte

$$(2) \quad \begin{cases} x_1 = a \cos 2\pi \left(\frac{t}{\tau} - \frac{h}{\lambda} - \frac{d_1}{\lambda_o} - \frac{d_2}{\lambda_e} \right), \\ y_1 = b \cos 2\pi \left(\frac{t}{\tau} - \frac{k}{\lambda} - \frac{d_1}{\lambda_e} - \frac{d_2}{\lambda_o} \right). \end{cases}$$

Es bedeuten d_1 , d_2 die Dicken der beiden Keile an der Durchgangsstelle, λ_o , λ_e die Wellenlängen des ordentlichen bez. ausserordentlichen Strahles in der Platte V .

Die relative Verzögerung ist gegeben durch

$$(3) \quad 2\pi \left[\frac{h-k}{\lambda} + (d_1 - d_2) \left(\frac{1}{\lambda_o} - \frac{1}{\lambda_e} \right) \right] = \Delta$$

und linear polarisiertes Licht erhält man, wo $\Delta = n\pi$ und $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ ist.

Setzen wir

$$2\pi \frac{h-k}{\lambda} = \delta_0, \quad 2\pi (d_1 - d_2) \left(\frac{1}{\lambda_o} - \frac{1}{\lambda_e} \right) = \delta_1,$$

so wird Gleichung (3)

$$(3') \quad \Delta = \delta_0 + \delta_1.$$

Bezeichnen wir mit n_o bez. n_e den Brechungsindex des ordentlichen bez. des außerordentlichen Strahles, so läßt sich aus Formel (3) die Beziehung entnehmen

$$(4) \quad 2\pi (d_1 - d_2) (n_o - n_e) = \delta_\lambda,$$

wo δ_λ die Phasenverzögerung in Wellenlängen angibt. Mit Hilfe dieser Formel kann man die Streifenbreite der benutzten *V*-Platte berechnen.

Nach dem Durchgang durch die zweite Platte hat man

$$(5) \quad \begin{cases} x_2 = x_1 \cos \varphi - y_1 \sin \varphi, \\ y_2 = x_1 \sin \varphi + y_1 \cos \varphi, \end{cases}$$

wo φ die Drehung in der Platte an der Durchgangsstelle bedeutet.

Es möge nun der Hauptschnitt des Analysators einen Winkel β mit der $+x$ -Achse, $\frac{1}{2}\pi - \beta$ mit der $+y$ -Achse bilden. Dann geht durch ihn die Komponente

$$x_3 = x_2 \cos \beta + y_2 \sin \beta,$$

d. h. also

$$x_3 = x_1 \cos \varphi \cos \beta - y_1 \sin \varphi \cos \beta + x_1 \sin \varphi \sin \beta + y_1 \cos \varphi \sin \beta.$$

Führt man für x_1 und y_1 ihre Werte aus (2) ein und ordnet, so findet sich

$$(6) \quad \left\{ \begin{aligned} x_4 &= (a \cos \beta \cos \varphi + a \sin \beta \sin \varphi) \cos \left(2\pi \left(\frac{t}{\tau} - \frac{h}{\lambda} \right) - \varphi \right) \\ &\quad + (-b \cos \beta \sin \varphi + b \sin \beta \cos \varphi) \cos \left(2\pi \left(\frac{t}{\tau} - \frac{k}{\lambda} \right) - \varphi \right). \end{aligned} \right.$$

Die Intensität I des hindurchgehenden Lichtes wird dem Quadrat der Amplitude der resultierenden Schwingung proportional sein. Nach einiger Reduktion erhält man

$$(7) \quad \left\{ \begin{aligned} I^2 &= (a \cos(\beta - \varphi) + b \sin(\beta - \varphi))^2 \\ &\quad - 2ab \sin 2(\beta - \varphi) \sin^2 \left(\frac{\Delta}{2} \right). \end{aligned} \right.$$

In dieser Formel bedeuten: φ die Drehung in der D -Platte, a und b die Amplituden der einfallenden Komponenten; dabei wird α , das Azimut des einfallenden Lichtes, gegeben durch $\operatorname{tg} \alpha = b/a$; β ist der Winkel zwischen Hauptschnitt des Analysators und der x -Achse, $\Delta = \delta_0 + \delta_1$ die relative Phasenverzögerung der normal zueinander schwingenden Komponenten.

Wir suchen nun die zwei Systeme von Werten, welche I^2 zu einem Minimum machen. Dabei ist zu berücksichtigen, daß β als bekannt vorausgesetzt ist und α und δ_0 durch den Polarisationszustand des einfallenden Lichtes bestimmt sind.

Setzt man erstens

$$(8) \quad \Delta_1 = \delta_0 + \delta_1 = 2n\pi, \text{ also } \delta_1 = 2n\pi - \delta_0,$$

so wird $I^2 = 0$, falls die Bedingung erfüllt ist

$$\operatorname{tg}(\beta - \varphi_1) = -\frac{a}{b} = -\operatorname{ctg} \alpha = \operatorname{ctg}(-\alpha),$$

d. h.

$$(9) \quad \left\{ \begin{aligned} &\beta - \varphi_1 = \pm \frac{2n+1}{2} \pi + \alpha, \\ &\text{oder} \\ &\alpha + \varphi_1 - \beta = \pm \frac{2n+1}{2} \pi, \quad \varphi_1 = -\alpha + \beta \pm \frac{2n+1}{2} \pi, \end{aligned} \right.$$

ist, wo für n die Reihe der positiven ganzen Zahlen zu setzen ist.

Das zweite System erhalten wir für

$$(10) \quad \Delta_2 = \delta_0 + \delta_1 = (2n + 1)\pi, \text{ also } \delta_2 = (2n + 1)\pi - \delta_0;$$

denn es wird jetzt $I^2 = 0$, wenn gilt

$$\operatorname{tg}(\beta - \varphi_2) = \frac{a}{b} = \operatorname{ctg} \alpha,$$

woraus

$$(11) \quad \left\{ \begin{array}{l} \beta - \varphi_2 = \pm \frac{2n+1}{2} \pi - \alpha, \\ \text{oder} \\ \alpha - \varphi_2 + \beta = \pm \frac{2n+1}{2} \pi, \quad \varphi_2 = \alpha + \beta \pm \frac{2n+1}{2} \pi. \end{array} \right.$$

Bezeichnen wir mit O denjenigen Punkt, wo die Keile jedes Paares gleiche Dicke haben, wo also die Kombination $V+P$ daher keine Wirkung ausübt, und wählen wir ihn als Anfangspunkt eines Koordinatensystems φ, δ , so läßt sich die Erscheinung folgenderweise darstellen.

Die Gleichung (8) liefert eine zu der φ -Achse parallele Schar von Geraden δ_1 , die man als den geometrischen Ort der lineären Polarisation sofort erkennt.

Die Gleichung (9) giebt eine Schar von Geraden parallel der δ -Achse φ_1 . Fassen wir die zweite Form der Gleichung (9) ins Auge und bedenken, daß $\alpha + \varphi_1$ das Azimut der Polarisation des Lichtes nach Durchlaufen der Kombination $V+D$ bedeutet, so ist klar, daß diese Geraden als der geometrische Ort des zu dem Hauptschnitte des Analysators normalen Azimutes zu bezeichnen sind.

Die Nullstellen der Intensität sind die Schnittpunkte $\delta_1 \times \varphi_1$.

Die beiden Systeme von Geraden sind in der Fig. 1 ausgezogen und das erste System von Nullstellen, $\delta_1 \times \varphi_1$, mit ● bezeichnet.

Ein zweites System wird durch Gleichungen (10) und (11), als Schnittpunkte der in der Figur gestrichelten Geraden, gegeben. Diese Nullstellen der Intensität sind mit ⊙ bezeichnet.

Die Gleichungen (8) bis (11) geben uns auch Auskunft über den Sinn der Verschiebung der Punkte, wenn wir den Polarisationszustand des einfallenden Lichtes ändern.

Variiert man δ_0 , d. h. die relative Phasenverzögerung, etwa um den Betrag δ , so wird

$$\delta_1 = 2n\pi - \delta_0 - \delta \text{ und } \delta_2 = (2n + 1)\pi - \delta_0 - \delta.$$

aneinander getreten. Fällt das Azimut mit einer der Achsen der V -Platte zusammen, d. h. ist $\alpha = 0$ oder 90° , so wird überhaupt kein System von Punkten, sondern ein solches von Streifen vorhanden sein. In diesem Falle kann man natürlich die V -Platte entfernen, ohne die Erscheinung zu ändern. Einige Versuche zeigten, daß $\alpha = 10^\circ$ bis 15° wohl das kleinste Azimut darstellt, das man mit Vorteil anwenden kann. Wird die Elliptizität durch Reflexion hervorgebracht, so braucht man, um günstige Verhältnisse zu erzielen, nur dem ursprünglich linear polarisierten Lichte ein passendes Azimut zu geben; und dies ist ja immer zulässig außer bei kristallinen Medien.

Geht man mit α von einem Quadranten zum andern, so tauchen im zweiten Quadranten die Punkte $\delta_1 \times \varphi_2$ an Stelle von $\delta_1 \times \varphi_1$ auf und umgekehrt $\delta_2 \times \varphi_1$ an Stelle von $\delta_2 \times \varphi_2$.

II. Trifft die Welle zuerst die Platte D (Anordnung $D + V + A$), so denkt man sie passend in zwei entgegengesetzt rotierende, zirkular polarisierte Strahlen zerlegt. Bei Benutzung der früheren Bezeichnungen wird zu schreiben sein

$$(12) \quad \begin{cases} x = \frac{a}{2} \cos 2\pi \left(\frac{t}{\tau} - \frac{h}{\lambda} \right) + \frac{a}{2} \cos 2\pi \left(\frac{t}{\tau} - \frac{h}{\lambda} \right) \\ \quad - \frac{b}{2} \sin 2\pi \left(\frac{t}{\tau} - \frac{k}{\lambda} \right) - \frac{b}{2} \sin 2\pi \left(\frac{t}{\tau} - \frac{k}{\lambda} \right), \\ y = -\frac{a}{2} \sin 2\pi \left(\frac{t}{\tau} - \frac{h}{\lambda} \right) + \frac{a}{2} \sin 2\pi \left(\frac{t}{\tau} - \frac{h}{\lambda} \right) \\ \quad + \frac{b}{2} \cos 2\pi \left(\frac{t}{\tau} - \frac{k}{\lambda} \right) + \frac{b}{2} \cos 2\pi \left(\frac{t}{\tau} - \frac{k}{\lambda} \right). \end{cases}$$

Nach dem Durchgang durch D kann man die resultierende Schwingung gemäß Gleichung (5) schreiben:

$$(13) \quad \begin{cases} x_1 = x \cos \varphi - y \sin \varphi \\ \quad = (a \cos \varphi - b \sin \varphi) \cos \left(2\pi \left(\frac{t}{\tau} - \frac{h}{\lambda} \right) - \varphi \right), \\ y_1 = x \sin \varphi + y \cos \varphi \\ \quad = (a \sin \varphi + b \cos \varphi) \cos \left(2\pi \left(\frac{t}{\tau} - \frac{h}{\lambda} \right) - \varphi \right). \end{cases}$$

Nach dem Durchgang durch V hat man:

$$(14) \quad \begin{cases} x_2 = (a \cos \varphi - b \sin \varphi) \cos \left(2\pi \left(\frac{t}{\tau} - \frac{h}{\lambda} - \frac{d_1}{\lambda_0} - \frac{d_2}{\lambda_e} \right) - \varphi \right), \\ y_2 = (a \sin \varphi + b \cos \varphi) \cos \left(2\pi \left(\frac{t}{\tau} - \frac{k}{\lambda} - \frac{d_1}{\lambda_0} - \frac{d_2}{\lambda_e} \right) - \varphi \right). \end{cases}$$

Durch den Analysator geht die Komponente

$$x_3 = x_2 \cos \beta + y_2 \sin \beta,$$

deren Intensität gegeben wird durch

$$I^2 = (a \cos \varphi - b \sin \varphi)^2 \cos^2 \beta + (a \sin \varphi + b \cos \varphi)^2 \sin^2 \beta \\ + 2 \cos \beta \sin \beta (a \cos \varphi - b \sin \varphi)(a \sin \varphi + b \cos \varphi) \cos \Delta.$$

Dies läßt sich leicht reduzieren zu

$$(15) \left\{ \begin{aligned} I^2 &= (a \cos(\beta - \varphi) + b \sin(\beta - \varphi))^2 \\ &\quad - 2ab \sin^2 \beta (a \cos \varphi - b \sin \varphi)(a \sin \varphi + b \cos \varphi) \sin^2 \frac{\Delta}{2} \end{aligned} \right.$$

was mit Gleichung (7) im allgemeinen nicht identisch ist.

Für

$$(16) \quad \Delta = \delta_0 + \delta_1 = \pm 2n\pi, \quad \delta_1 = \pm 2n\pi - \delta_0$$

wird $I^2 = 0$, falls gilt

$$\operatorname{tg}(\beta - \varphi) = -\operatorname{ctg} \alpha,$$

woraus wie früher

$$(17) \quad \varphi_1 = -\alpha + \beta \pm \frac{2n+1}{2}\pi.$$

Für

$$(18) \quad \Delta = (2n+1)\pi = \delta_0 + \delta_2, \quad \delta_2 = \pm (2n+1)\pi - \delta_0$$

wird $I^2 = 0$, wenn

$$\operatorname{tg}(\beta + \varphi) = \frac{a}{b} = \operatorname{ctg} \alpha,$$

und daraus im Gegensatz zu (11)

$$(19) \quad \varphi_2 = -\alpha - \beta \pm \frac{2n+1}{2}\pi.$$

Woran der Unterschied liegt, wird man sofort sehen, wenn wie für die vorher besprochene Anordnung $V + D + A$ der Verschiebungssinn festgestellt wird. Die Gleichungen (16) und (18) lehren, daß bei einer Änderung des Gangunterschiedes (δ_0) in dem einfallenden Lichte die Nullstellen sich alle im gleichen Sinne um gleich viel längs der Geraden gleicher Azimute verschieben. Gleichungen (17) und (19) aber sagen aus, daß bei einer Änderung des Azimutes (α) des einfallenden Lichtes die Nullstellen alle längs der Geraden gleicher Phasendifferenz in einem Sinne wandern, dagegen bei einer Drehung des *Analysators*, d. h. Änderung von β , die Nullstellen der zwei Systeme in entgegengesetztem Sinne verschoben werden.

Überschreitet man die Werte $\beta = 0$, $\beta = 90^\circ$, so tauschen die zwei Systeme der Nullstellen $\delta_1 \times \varphi_1$ und $\delta_2 \times \varphi_2$ ihre Vertikalgeraden aus, und es gehört dann δ_1 zu φ_2 und δ_2 zu φ_1 . Für $\beta = 0$ oder 90° hat man die vorher erwähnten kontinuierlichen Streifen, wobei die V -Platte jetzt wie damals wirkungslos ist.

Es ist noch ein spezieller Fall zu erwähnen. Wird $\delta_0 = \pi/2$, d. h. ist das einfallende Licht zirkular polarisiert, so ist die D -Platte wirkungslos. Man erhält nur *ein* System von Minima, da

$$\delta_1 = \delta_2 = \pm 2n\pi - \frac{\pi}{2}$$

wird. Die Werte von

$$\varphi_1 = -\alpha + \beta \pm \frac{2n+1}{2}\pi \quad \text{und} \quad \varphi_2 = -\alpha - \beta \pm \frac{2n+1}{2}\pi$$

sind unbestimmt wegen der Unbestimmtheit von α . Zirkular polarisiertes Licht besitzt bekanntlich keine Seitlichkeit. Bei dieser Anordnung $D + V + A$ hat man den Vorteil, jedes beliebige Azimut des einfallenden Lichtes benutzen zu können. Wollte man an durchsichtigen Medien in der Nähe der Polarisationswinkel beobachten, so wäre diese Anordnung am zweckmäßigsten, denn mit der ersten Anordnung $V + D + A$ verliert man an Intensität bei Benutzung eines größeren Azimuthes.

Einige Beobachtungen an einem durchsichtigen Medium (Cyanin $\lambda = 450,0 \mu\mu$) zeigten, daß man mit der Anordnung $V + D + A$ bis $\pm 2^\circ$ an den Polarisationswinkel kommen konnte. Mit der Anordnung $D + V + A$ wird die Erscheinung unscharf, wenn die Phasendifferenz etwa $\lambda/8$ übersteigt.

Für das sichtbare Spektrum könnte man die Methode auch für direkte Beobachtungen brauchbar machen. Das Amplitudenverhältnis kann man nämlich mit einiger Genauigkeit feststellen, indem man den Polarisator so lange dreht, bis die Nullstellen ihre ursprünglich karierte Stellung wieder erhalten.

Bei einfallendem linear polarisiertem Lichte unter dem Azimut $\alpha = 45^\circ$ und wenn $-\beta = 45^\circ$, d. h. bei $\delta_0 = 0$, $a = b$,

$\alpha = -\beta = 45^\circ$, sind die Formeln (7) und (15) identisch, nämlich $I^2 = a^2(1 - \cos 2\varphi \cos \Delta)$. Es ist dann

$$\delta_1 = 2n\pi, \quad \varphi_1 = \frac{2n+1}{2}\pi - \frac{\pi}{2} = n\pi,$$

$$\delta_2 = (2n+1)\pi, \quad \varphi_2 = \frac{2n+1}{2}\pi.$$

Die Methode erlangt ihre größte Genauigkeit, wenn man die Erscheinung photographiert. Es bilden dann die Nullstellen der Intensität kleine runde, weiße Flecken (desto kleiner, je länger die Expositionszeit war), deren Lage man sehr leicht mit außerordentlich großer Genauigkeit messen kann. Als Marke kann ein auf der Quarzkeilkombination angebrachtes mitphotographiertes Fadenkreuz dienen. Geht man von irgend einem bestimmten Polarisationszustand aus und stellt die Lagen der Punktreihen in Bezug auf dieses Kreuz fest, so wird eine irgendwie hervorgebrachte Änderung dieses Zustandes gegeben sein durch die im zweiten Bilde gefundene Änderung der Koordinaten. Dies erkennt man ohne weiteres aus den Formeln. Denn das erste Bild gibt für die Koordinaten (Anordnung $V + D + \Lambda$)

$$(I) \quad \delta_1 = -\delta_0 \pm 2n\pi, \quad \varphi_1 = -\alpha + \beta \pm \frac{(2n+1)}{2}\pi,$$

$$(II) \quad \delta_2 = -\delta_0 \pm (2n+1)\pi, \quad \varphi_2 = +\alpha + \beta \pm \frac{(2n+1)}{2}\pi,$$

und eine Änderung des Polarisationszustandes kann nur durch δ_0, α eintreten; es ergibt sich also eine lineäre Relation zur Bestimmung der geänderten δ_0, α aus $\delta_1, \delta_2, \varphi_1, \varphi_2$.

2. Versuchsanordnung.

Das Prinzip der Versuchsanordnung ist folgendes. Das durch ein erstes Spektrometer erzeugte homogene Licht von bestimmter Wellenlänge wird in einem zweiten Spektrometer parallel gemacht und polarisiert, um es entweder direkt oder nach der Reflexion an einem Metallspiegel durch die Quarzkeilkombination $V + D$ und einen Analysator hindurchgehen zu lassen. Die entstandene Interferenzerscheinung samt einem zwischen den Quarzplatten V und D befindlichen Fadenkreuz wird schließlich mittels eines Linsensystems photographisch festgelegt. Da der Apparat auch für ultraviolette Strahlung

dienen sollte, waren sämtliche Linsen und das Prisma des ersten Spektrometers aus Quarz. Wegen der Absorption des Kanadabalsams für ultraviolettes Licht waren als Polarisator und Analysator Nikols mit Luftschicht (nach Glan) gewählt und die Keile der Quarzplatten V und D mit Glycerin zusammengekittet. Als Lichtquelle diente im sichtbaren Spektrum ein freibrennender Nernstscher Glühkörper. Die Spalten des ersten Spektrometers waren dabei 0,09 mm breit und 4,0 mm lang. Im Ultraviolett wurden die Funkenspektren von Cd, Al, Zn benutzt und kreisrunde Blenden von 0,1—1,0 mm Durchmesser an die Stelle der Spalten gesetzt.

Fig. 2.

Über die Einzelheiten der in der Fig. 2 veranschaulichten Anordnung darf folgendes erwähnt werden.

Der Teilkreis des ersten Spektrometers, der in der gewöhnlichen Weise in Wellenlängen sorgfältig ausgewertet wurde, besaß zwei Nonien, die 20'' abzulesen gestatteten. Die Linsen L_1 L_2 hatten eine Brennweite von 201 mm für die Wellenlänge $\lambda = 589,3 \mu\mu$.

Der zweite Teil des Apparates wurde von dem Mechaniker des hiesigen Institutes gebaut. Am Teilkreis konnte man den Einfallswinkel bis auf 30'' genau ablesen.

Die Quarzkeilkombination $V + D$, der Nikol A , die Kameralinsen L_3 und die Kasette C waren auf dem 470 mm langen beweglichen Arme A_4 des Spektrometers angebracht. Die V - und D -Platten waren jede für sich um den Strahlengang drehbar. Kameralinse sowie Kasette waren längs des Armes A_4 verschiebbar.

Der Polarisator war von Halle in Berlin, der Analysator von Steeg & Reuter in Homburg geschliffen. Beide hatten einen Durchmesser von etwa 18 mm. Die Fassung des Polarisators besaß zwei Nonien, welche $0,1^\circ$ angaben.

Die Platten der Quarzkeilkombination $V + D$ waren von Steeg & Reuter so geschliffen, daß die Streifenbreiten (entsprechend einer Wellenlänge bez. 180°) für Natriumlicht gleich 4,3 bez. 4,5 mm waren. Für einige Messungen im Ultraviolett wurde eine zweite D -Platte mit einer Streifenbreite von 16 mm für Natriumlicht benutzt.

Die Kameralinse L_3 bestand aus zwei gleichen, für ein Minimum der sphärischen Aberration berechneten Linsen mit einer Brennweite von 170 mm für Natriumlicht; beide zusammen, 40 mm voneinander gestellt, besaßen eine Brennweite von 9,6 mm.

Glasplatten, Prismen und die nachher benutzten Metallspiegel wurden auf kleinen, mit drei Spitzen versehenen Hartgummiplatten befestigt und dann auf das Tischchen T des zweiten Spektrometers gesetzt.

Bezüglich der Einstellung des Apparates, der Fehlerquellen der Methode und ihre Elimination muß auf die ausführliche Darlegung der Dissertation verwiesen werden. Was die Ausmessung der Photogramme angeht, so ist darüber folgendes zu sagen.

Auf dem Schlitten einer kleinen Teilmaschine wurde ein Winkelstück aus Messing festgeschraubt. Dieses besaß ein Loch, etwas größer als die zu messenden Negative, welche man mittels kleiner Federn dagegen hielt. Die Beleuchtung (gewöhnlicher Auerbrenner), deren Intensität man durch Einschalten von Scheiben aus Papier oder mattem Glas nach Belieben regulieren konnte, war von hinten. Senkrecht zu der Verschiebungsrichtung des Schlittens war ein mit vertikalen Fäden versehenes Mikroskop aufgestellt. Ein Schraubengang der Teilmaschine war gleich $\frac{1}{2}$ mm = 400 Trommelteile, also $1'' = 0,00125$. Diese Feinheit der Einstellung ist nur im Ultraviolett von Wichtigkeit. Die Platten waren immer in der Weise aufgestellt, daß man sie nach der Befestigung mit der Hand so lange hin und her verschob, bis die Fäden im Bilde und im Okular einander parallel waren. Als Koordinaten-

anfangspunkt habe ich immer den Kreuzungspunkt der zwei Fäden im Bilde gewählt.

Der Ort des Fadenkreuzes wurde immer bis $1''$ genau gemessen. Bei den Punktreihen war die Genauigkeit natürlich verschieden, je nach der Wellenlänge und Expositionszeit der Platte. Für $\lambda = 589,3 \mu\mu$ differierten einzelne Einstellungen selten mehr als $10''$ und das Mittel war auf $\pm 5''$ genau.

Nach den kleineren Wellenlängen hin sind die Punkte kleiner, dagegen auch näher aneinander gerückt. Hier war es nicht schwer, die Lage einer Punktreihe bis $< \pm 3''$ festzustellen. Indem man mehr Streifen mißt, kann man die Genauigkeit ungefähr auf gleicher Höhe halten.

Ich habe die in nachstehender Tab. 1 angegebene Anzahl Punktreihen gemessen.

Tabelle 1.

λ	231	257	274	298	346	395	450	500	550	589
δ	12	12	10	10	8	8	7	6	5	4
φ_1	—	34	26	18	12	10	8	8	6	4
φ_2	10	8	8	6	4	—	—	—	—	—

Die Wellenlängen λ sind stets in $\mu\mu$ angegeben. δ bezieht sich auf das V -Keilpaar. φ_1 und φ_2 beziehen sich auf das dickere bez. dünnere der zwei D -Keilpaare.

Die Abweichungen von dem Mittelwert betrugen für δ_n 1—5 Proc., für φ_n immer bedeutend weniger, etwa 0,5—1,5 Proc. An jedem Bilde wurde außer den Punktreihen immer der Abstand des oben erwähnten zweiten Fadens vom Mittelpunkt gemessen. Dieser als HK bezeichnete Abstand bestimmt die Bildgröße.

3. Prüfung der Methode.

1. Die Drehung der Polarisationssebene.

Eine Drehung der Polarisationssebene allein kann man sowohl durch Drehung des Polarisators als des Analysators herbeiführen. Photographiert man die Punktsysteme vor und nach der Drehung, so gibt eine Vergleichung der zwei Photo-

graphien die hervorgebrachte Drehung. In Tab. 2 sind die Ergebnisse einiger Beobachtungen bei verschiedenen Wellenlängen zusammengestellt.

Tabelle 2.

λ	Drehung $\pm 3,0'$	Beobachtet	Differenz
361,1	$5^\circ P$	$5^\circ 2,4'$	$+ 2,4'$
361,1	$40 A$	$39 57,0$	$- 3,0$
396,0	$90 A$	$90 9,0$	$+ 9,0$
396,0	$11 P$	$10 58,0$	$- 2,0$
450,0	$90 P$	$90 1,8$	$+ 1,8$
450,0	$90 P$	$90 6,6$	$+ 6,6$
450,0	$90 P$	$89 55,5$	$- 4,5$
450,0	$90 P$	$90 1,8$	$+ 1,8$
450,0	$90 P$	$89 54,6$	$- 5,4$
480,0	$90 A$	$90 2,4$	$+ 2,4$
500,0	$90 A$	$90 4,0$	$+ 4,0$
589,3	$90 P$	$89 57,1$	$- 2,9$
550,0	$10 P$	$9 48,0$	$- 12,0$
Mittel			$4,4'$

Die Buchstaben A und P lassen erkennen, ob dabei Analysator oder Polarisator gedreht wurde. Da die Einstellung der Nikols nur auf $\pm 3,0'$ genau war, so ist der mittlere Fehler $4,4'$ als ganz befriedigend anzusehen. Würde man den Apparat mit etwas feineren Einrichtungen aufbauen, so wäre es leicht möglich, eine Drehung der Polarisationssebene auf $\pm 1'$ genau zu messen.

2. Die relative Phasenverzögerung.

Die ersten Versuche, eine Phasenverzögerung zu messen, stellte ich mit zwei Glimmerblättchen an. Die Beobachtungen wurden einmal wiederholt, die Resultate (Tab. 3) zeigen die Konstanz der beobachteten Werte.

Tabelle 3.

λ	Beobachtet I	Beobachtet II
450,0	0,2491	0,2492
450,0	0,3135	0,3132

Da die Blättchen nicht genau ausgewertet waren, habe ich, um die absolute Genauigkeit zu prüfen, einige Versuche mit einem Babinet-Soleilschen Kompensator angestellt. Der Kompensator, der gelegentlich einiger anderer Versuche sorgfältig ausgewertet worden war, wurde auf dem Tischchen mit seinen Flächen normal zur Strahlenrichtung festgeklemmt. Die photographische Aufnahme, genommen mit der Trommel des Kompensators in einer beliebigen Nulllage, wurde dann mit derjenigen verglichen, die ich erhielt, nachdem die Trommel um einen bestimmten Winkel gedreht worden war. Die Resultate befinden sich in Tab. 4.

Tabelle 4.

λ	Verzögerung	Beobachtet	Differenz
450,0	0,16731 $\pm 0,00011$	0,16777	+0,00046
589,3	0,16667	0,16611	-0,00056
589,3	0,08333	0,08373	+0,00040

Die Methode erlaubt also die Bestimmung einer relativen Phasenverzögerung bis auf $\pm 0,001 \lambda/2$.

3. Die Bestimmung der Wellenlänge aus den Photographien

Im Laufe weiterer Versuche hat es sich herausgestellt, daß man die Wellenlänge des einfallenden Lichtes aus der jedesmaligen erhaltenen Photographie mit erheblicher Genauigkeit entnehmen kann. Hat man nämlich für eine Wellenlänge (λ_1) den Abstand π_1 , der einer Drehung 180° entspricht, genau ermittelt, so wird dieser Abstand π_2 für eine andere Wellenlänge (λ_2) bei gleicher Bildgröße gegeben sein durch $\pi_1/\pi_2 = \varphi_2/\varphi_1$, wo φ_1 und φ_2 die Drehungen pro Millimeter im Quarz für diese Wellenlängen bedeutet.

Bezüglich der Genauigkeit dieser Bestimmung ist auf die Dissertation zu verweisen.

Die Photographie gibt nach dem Gesagten sowohl die Phasendifferenz, als das benutzte Azimut und die Wellenlänge des einfallenden Lichtes an. Als einzige bei der Beobachtung mitspielende Größe, die man nicht aus den Photographien entnehmen kann, bleibt der benutzte Einfallswinkel.

4. Die Berechnung der Beobachtungen.

Setzt man

$$(1) \quad \sin A \operatorname{tg} 2 \psi = \operatorname{tg} Q,$$

$$(2) \quad \cos A \sin 2 \psi = \cos 2 P,$$

$$(3) \quad \operatorname{tg} P \sin \varphi \operatorname{tg} \varphi = S,$$

so werden die optischen Konstanten der Metalle gegeben durch die strengen Formeln¹⁾

$$(4) \quad 2 n^2 \kappa = S^2 \sin 2 Q,$$

$$(5) \quad n^2 = \frac{S^2 \cos 2 Q + \sin^2 \varphi}{1 - \kappa^2},$$

$$(6) \quad \kappa = \operatorname{tg} \frac{1}{2} \chi,$$

wo χ gegeben ist durch

$$(7) \quad \operatorname{tg} \chi = \frac{S^2 \sin 2 Q}{S^2 \cos 2 Q + \sin^2 \varphi}.$$

Das Reflexionsvermögen bei senkrechtem Einfall J wird berechnet aus der Gleichung

$$(8) \quad J = \frac{n^2(1 + \kappa^2) + 1 - 2n}{n^2(1 + \kappa^2) + 1 + 2n}.$$

Für den Haupteinfallswinkel φ gilt streng die Gleichung

$$(9) \quad \sin^4 \varphi \operatorname{tg}^4 \varphi = n^4(1 + \kappa^2)^2 - 2n(1 - \kappa^2) \sin^2 \varphi + \sin^4 \varphi.$$

Will man die von Drude angegebenen Näherungsformeln (2) benutzen, so darf man im Ultraviolett bei Silber das Glied mit $1/S^6$ nicht mehr vernachlässigen. Für Stahl, Kupfer und Kobalt genügen drei Glieder der Reihe, doch ist die Rechnung am einfachsten, wenn die strengen Formeln (1) bis (9) benutzt werden. Sind die Beobachtungen in der Nähe des Haupteinfallswinkels angestellt, so zeigt Formel (9), daß S beinahe konstant gleich $\sin \varphi \operatorname{tg} \varphi$ wird. Eine Berechnung einiger der ungünstigsten beobachteten Fälle hat gezeigt, daß der Unterschied zwischen φ aus Formel (9) und aus der Gleichung $\sin \varphi \operatorname{tg} \varphi = S$ eine Bogenminute nicht übersteigt, wenn nur der Einfallswinkel $\varphi - 2^\circ < \varphi < \varphi + 2^\circ$ ist. In derselben Annäherung kann man auch $\operatorname{tg} Q = \operatorname{tg} 2 \psi$ setzen.

In der Regel werden n und κ bis drei Dezimalstellen genau, wenn man in der Berechnung bis zum Schluß nur ganze Minuten mitführt.

1) P. Drude, Wied. Ann. 64. p. 161. 1898.

2) P. Drude, Wied. Ann. 39. p. 512. 1890.

5. Beobachtungen am Stahl.

Der benutzte Spiegel wurde von der Firma C. Zeiss geschliffen. Die spiegelnde Fläche von 20×40 mm war ganz kratzenfrei.

Gleich nach Ankunft des Spiegels, ohne vorhergegangenes Putzen, oder Polieren habe ich folgende Beobachtungsreihe ausgeführt.

Tabelle 5.

λ in $\mu\mu$	φ	Δ	2ψ	Daraus φ
450,0	75°	$98^\circ 30'$	$62^\circ 55'$	$73^\circ 10'$
500,0	75	91 40	59 24	74 40
589,3	75	84 15	58 55	76 7

Es bedeutet φ den Einfallswinkel des nach 45° Azimut polarisierten einfallenden Lichtes, ψ ist das Azimut der wiederhergestellten Polarisationssebene, Δ die relative Phasenverzögerung unter der Annahme, daß bei wachsendem Einfallswinkel Δ von 0 bis π geht.

Nun haben Hennig¹⁾ und Drude²⁾ für Stahl folgende Werte beobachtet:

Tabelle 6.

λ in $\mu\mu$	φ	Δ	2ψ	
589,3	75°	$79^\circ 23'$	$55^\circ 52'$	Hennig I
	75	77 51	55 14	Hennig II
	$75^\circ 14'$	80 0	55 39	Drude

Es war also daraus zu schließen, daß der Spiegel mit einer Oberflächenschicht behaftet war. Ich habe daher den Spiegel mit reinsten Baumwolle und möglichst wasserfreiem Alkohol gereinigt. Es ergab sich dann für $\lambda=589,3$ bei $\varphi=75^\circ$ $\Delta=78^\circ 35'$ und $2\psi=56^\circ 16'$, was in schönster Übereinstimmung mit dem oben Angegebenen ist.

1) R. Hennig, Gött. Nachr. **13**. p. 377. 1887.

2) P. Drude, Wied. Ann. **39**. p. 501. 1890.

Der Spiegel wurde zwischen den Beobachtungen samt seinem Tischchen in einem mit Chlorcalcium gefüllten Exsikkator aufbewahrt. Vor jeder Beobachtungsreihe habe ich immer mit $\lambda = 589,3 \mu\mu$ kontrolliert. Tab. 7 enthält die für die verschiedenen Wellenlängen beobachteten Werte. Wenn nichts anderes gesagt ist, so sind die angegebenen Zahlen die direkt beobachteten

Tabelle 7.
Stahl.

λ in $\mu\mu$	φ	Δ	Δm	2ψ	$2\psi m$
226,5	65°	83°	83°	56° 45' *	56° 45'
231,3	65°	81° 41'	81° 41'	57° *	57
257,3	65°	75° 57 ₁ '	—	58° 18'	—
		76 30 ₂	76° 19'	58 10	58° 14'
298,1	70°	91° 41 ₁ '	—	58° 48'	—
		91 39 ₂	91° 40'	58 51 +	58° 50
325,5	70°	90° 38 ₁ '	—	—	—
		90 8 ₂	—	—	—
		90 30 ₂	—	60° 17'	—
		89 56 ₃	90° 12'	60 19	60° 18'
361,1	70°	80° 40 ₁ '	—	61° 15'	—
		80 56 ₂	80° 51'	61 28	61° 21'
400,0	70°	84° 52'	—	60° 23'	—
		84 50	—	60 50	—
		—	84° 51'	60 41	60° 38'
450,0	75°	91° 20'	—	59° 21'	—
		90 54	91° 7'	59 3	59° 12'
500,0	75°	86° 2'	—	57° 56'	—
		85 52	85° 57'	58° 20	58° 7'
553,0	75°	80° 6'	—	57° 46'	—
		80 2	80° 4'	57 37 +	57° 42'
550,0*	—	—	81 33	—	56° 54
589,6	75°	78° 35'	—	56° 16'	—
		78 14	—	55 59	—
		78 28	—	56	—
		78 31	78° 19'	55 57	56° 3'
640,0	75°	75° 18'	75° 18'	55° 21'	55° 21'

Werte ohne irgend welche Korrektion. Jeder Wert ist das Mittel aus mindestens zwei in Azimuten $+45^\circ$ und -45° genommenen Messungen. Zur Berechnung dienten die mit Δ_m und $2\psi_m$ bezeichneten Mittelwerte. Im Ultraviolett habe ich einigen Werten für Δ verschiedene Gewichte beigelegt wegen der am Anfang etwa unsicheren Einstellung der Kamera. Eine Veränderung der Oberfläche mit der Zeit habe ich nicht beobachtet. Die Versuche erstreckten sich über eine Zeit von fünf Monaten. Als besonders kräftigen Beweis der Genauigkeit der Methode möchte ich die für die Wellenlängen $\lambda = 298,1$, $325,5$ und $361,1$ angegebenen Werte hervorheben. Außer dass zwischen den ersten und letzten Beobachtungen eine Zeit von einigen Monaten liegt, waren die Platten bei verschiedener Einstellung von Kamera und Linse genommen. Für $\lambda = 325,5$ z. B. hatten die ersten Bilder einen Durchmesser von 11 mm, die letzten einen von 16 mm. Inzwischen hatte ich auch die zwei Quarzkeile P und D auseinander genommen und wieder mit Glyzerin zusammengekittet.

Die berechneten Werte finden sich in Tab. 8 zusammengestellt.

Tabelle 8.

Stahl.

λ in $\mu\mu$	$\bar{\varphi}$	$\bar{\psi}$	n	κ	$n\kappa$	$n\kappa \cdot \frac{\lambda_0}{\lambda}$	$n^2(1+\kappa)^2$	J
226,5	66° 51'	28° 17'	1,300	1,261	1,638	4,28	4,37	34,8
231,3	67 13	28 22	1,316	1,277	1,681	4,31	4,56	35,7
257,3	68 35	28 45	1,378	1,352	1,865	4,28	5,38	39,6
298,1	69 33	29 24	1,399	1,429	1,999	3,96	5,95	42,6
325,5	69 57	30 9	1,367	1,526	2,087	3,77	6,17	44,8
361,1	72 14	30 31	1,515—	1,630	2,470	4,05	8,39	51,2
400,0	73 39	30 16	1,681	1,623	2,725	4,02	10,24	53,9
450,0	74 48	29 36	1,885	1,572	2,934	3,85	12,14	55,4
500,0	75 47	29 2	2,092	1,503	3,145	3,71	14,24	56,9
550,0	76 35	28 18	2,309	1,434	3,303	3,54	16,28	57,7
589,3	77 9	27 45	2,485	1,381	3,433	3,43	17,91	58,4
630,0	77 38	27 14	2,653	1,335	3,540	3,32	19,57	59,0

Das Hauptazimut $\bar{\psi}$ und der Absorptionskoeffizient κ haben ein Maximum bei $\lambda = 361,1 \mu\mu$. Der Brechungsindex hat ein schwaches Minimum bei $\lambda = 325,5 \mu\mu$.

Fig. 3 stellt die Werte für n und κ graphisch dar.

Innerhalb der Fehlergrenze nimmt n von $\lambda = 325,5 \mu\mu$ bis $\lambda = 630,0 \mu\mu$ linear zu.

Um das Minimum bei $\lambda = 325,5 \mu\mu$ zu beseitigen, müßte man einen Fehler von etwa 3° in dem beobachteten Werte von Δ zulassen, was offenbar ausgeschlossen ist.

Die Photographien für $\lambda = 226,5 \mu\mu$ und $231,1 \mu\mu$ waren mit einem Azimut von 60° genommen. Bezeichnet man mit

Fig. 3.

α_0 das Azimut des einfallenden Lichtes, mit α das der wieder hergestellten Polarisationsebene, so ist das Amplitudenverhältnis β der senkrecht und parallel der Einfallsebene polarisierten Komponenten gegeben durch

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{\operatorname{tg} \alpha}{\operatorname{tg} \alpha_0}.$$

Ich habe bei Stahl eine Abhängigkeit des 2ψ von dem benutzten Azimut gefunden, was auf kristallinische Struktur schließen läßt.¹⁾ Tab. 9 gibt die beobachteten und aus obiger Formel berechneten Werte.

1) Bei den anderen Metallen, Kobalt, Kupfer und Silber wurde dies nicht gefunden.

Tabelle 9.

Stahl.

λ in $\mu\mu$	α_0	$\alpha_{\text{beob.}}$	$\beta_{\text{ber.}}$	$\beta - \alpha_{45^\circ}$
257,3	45°	57° 37'	57° 37'	0° 0'
	55	78 14	59 17	1 40
	65	108 20	55 47	8 11
325,5	45°	60° 18'	60° 18'	0° 0'
	65	55 29	69 2	8 44
450,0	45°	58° 53'	58° 53'	0° 0'
	50	68 48	59 46	0 53
	55	79 16	60 16	1 23
	60	91 18	61 8	2 15

Eine Abhängigkeit von der Wellenlänge ist nicht zu erblicken. Ich habe daher die für $\lambda = 226,5 \mu\mu$ und $\lambda = 231,1 \mu\mu$ unter Azimut 60° beobachteten Werte um $-2^\circ 20'$ corrigiert.

Die Dispersion des Haupteinfallswinkels φ und Hauptazimutes $\bar{\psi}$ des Stahles für das sichtbare Spektrum ist von Jamin¹⁾, van der Willigen²⁾, Quincke³⁾, Glan⁴⁾, Drude⁵⁾ und Breithaupt⁶⁾ bestimmt worden. Hennig⁷⁾ hat für zwei Spiegel die Werte für $\lambda = 589,3 \mu\mu$ angegeben. Houghton⁸⁾ arbeitete mit rotem Lichte unbenannter Wellenlänge. Aus der graphischen Darstellung sämtlicher Werte in Fig. 4 sieht man, dass meine Werte für φ mit Ausnahme von fünf von Jamin und einem von van der Willigen etwas höher sind als die anderen.

Die Abweichungen der Jamin'schen Werte übersteigen die Beobachtungsfehler. Die Werte sind etwa um 1° zu groß. Da seine Kurve für das Hauptazimut keine Krümmungsänderung zeigt, so scheint es sehr wahrscheinlich, daß seine Werte

1) J. Jamin, Ann. de chim. et de phys. **22**. p. 311. 1848; Pogg. Ann. **74**. p. 525. 1848.

2) van der Willigen, Pogg. Ann. **117**. p. 464. 1862.

3) G. Quincke, Pogg. Ann. Jubel-Bd. p. 336. 1874.

4) P. Glan, Wied. Ann. **7**. p. 640. 1879.

5) P. Drude, Wied. Ann. **39**. p. 485. 1890.

6) G. Breithaupt, Wied. Ann. **68**. p. 46. 1898.

7) R. Hennig, Gött. Nachr. **13**. p. 317. 1887.

8) S. Houghton, Phil. Trans. **1**. p. 87. 1863.

um diesen Betrag durch einen konstanten Beobachtungsfehler entsteht sind.

Beobachtungen des Brechungsindex des Eisens sind nach der Prismenmethode von Kundt¹⁾ und du Bois und Rubens²⁾ gemacht worden. Tab. 11 giebt die beobachteten Werte an.

Haupteinfallswinkel φ und Hauptazimut $\bar{\varphi}$ des Stahles.

Fig. 4.

Tabelle 10.

Brechungsindizes des Eisens (Stahl).

λ in $\mu\mu$	du Bois u. Rubens			du Bois u. Rubens	Kundt	Shea	Minor
G 431,0	2,23	2,15	1,78	2,05	—	—	1,80
Blau	—	—	—	—	1,52	—	—
F 486,0	2,61	2,63	2,08	2,43	—	—	2,03
Weiss	—	—	—	—	1,73	—	—
D 589,3	3,03	2,84	2,59	2,72	—	—	2,49
630,0	—	—	—	—	—	—	2,65
Rot	—	—	—	—	1,81	—	—
644,0	—	—	—	3,06	—	3,03 (650)	2,71
Li 670,0	3,34	3,01	3,00	3,12	—	—	—
Prismen- winkel	17,0''	20,9''	26,0''	Mittelwerte aus I, II u. III	—	—	—
	I	II	III				

1) A. Kundt, Wied. Ann. **34**. p. 468. 1898.

2) H. du Bois u. H. Rubens, Wied. Ann. **41**. p. 520. 1890.

Die Abweichungen ihrer Zahlen von den Kundtschen glaubten du Bois und Rubens auf einen kleinen Eisenoxyd-gehalt seiner Prismen zurückführen zu dürfen (Eisenoxyd zeigt bekanntlich normale Dispersion). Indessen dürfen ihre Werte auch keine sehr große Genauigkeit beanspruchen. Ihre Werte sind im Mittel etwa 10 Proc. größer als die von mir angegebenen. Mit Prisma III ist die Übereinstimmung am besten.

Genaue direkte Bestimmungen der Größe n_{λ} für Eisen liegen nicht vor. Die Versuche Rathenaus¹⁾ an Fe, Ni, Pt, Au, Ag scheinen mit zu geringen Schichtdicken angestellt worden zu sein. Die von Wien²⁾ erhaltenen Werte haben sowohl diesen Mangel als auch einen hinsichtlich der benutzten Wellenlänge.

Bestimmungen des Reflexionsvermögens des Stahles sind von Rubens³⁾ und Hagen u. Rubens⁴⁾ gemacht worden. Wie Tab. 11 zeigt, ist die Übereinstimmung mit den von mir berechneten sehr befriedigend.

Tabelle 11.
Reflexionsvermögen des Stahles.

λ in $\mu\mu$	Rubens (Eisen)	Hagen u. Rubens (Stahl)		Minor
		Ungehärtet	Gehärtet	
251,0	—	32,9	—	38,9
288,0	—	35,0	—	42,1
305,0	—	37,2	—	42,9
326,0	—	40,3	—	44,8
357,0	—	45,0	—	50,8
385,0	—	47,8	—	53,1
420,0	—	51,9	—	54,5
450,0	58,7	54,4	58,6	55,4
500,0	57,7	54,8	59,6	56,9
550,0	56,1	54,9	59,4	57,7
600,0	57,6	55,4	60,0	58,6

1) W. Rathenau, Inaug.-Diss. Berlin 1889.

2) W. Wien, Wied. Ann. **35**. p. 48. 1888.

3) H. Rubens, Wied. Ann. **37**. p. 249. 1889.

4) E. Hagen u. H. Rubens, Zeitschr. f. Instrumentenk. **19**. p. 293. 1899; **22**. p. 52. 1902.

6. Kobalt.

Der Kobaltspiegel war ein Stück Kobaltblech von der Firma E. Merck, Darmstadt. Die spiegelnde Fläche, 20×50 mm, wurde zuerst mit einer neuen Feile und dann mit den verschiedenen Sorten von Schmirgelpapier behandelt. Es gelang mir längere Zeit nicht, dieselbe mit Pariserrot zu polieren ohne störende Oberflächenschichten hervorzurufen. Da nun für die Dispersion die Reinheit der Fläche von allergrößter Wichtigkeit ist, wurde die endgültige Politur durch längere Bearbeitung mit Schmirgelpapier Nr. 0000 erhalten. Die übrig bleibenden feinen Kratzen lagen in der Einfallsebene. Für Natriumlicht erhielt ich dann $\varphi = 76^\circ 3'$, $\psi = 31^\circ 34'$. Es hat nun Drude¹⁾ bei gleicher Behandlung²⁾ der spiegelnden Fläche $\varphi = 75^\circ 57'$, $\psi = 31^\circ 21'$, für den sogenannten „Normalzustand“ dagegen $\varphi = 78^\circ 29'$, $\psi = 31^\circ 35'$ gefunden. Dabei ist zu bemerken, daß Drude Δ und 2ψ nicht gleichzeitig beobachtet hat, sondern er nahm für 2ψ den bei der höchsten Politur erhaltenen Wert, wobei der Spiegel etwas verunreinigt war.

Da eine Vergleichung meiner Dispersionskurve mit denen anderer Beobachter entschieden für die Reinheit des von mir benutzen Spiegels spricht, habe ich für die Berechnung der Konstanten die Drudeschen, für den „Normalzustand“ gültigen Werte zu Grunde gelegt. Dadurch wird natürlich der Verlauf der Dispersion nicht geändert, doch die angegebenen Zahlenwerte werden dem absoluten Werte sehr wahrscheinlich näher kommen.

Die beobachteten Werte sind in Tab. 12 angegeben. Die unter Δ_D und $2\psi_D$ aufgeführten sind die zur Berechnung der Konstanten benutzten.

1) P. Drude, Wied. Ann. **42**. p. 188. 1891.

2) Schmirgelpapier Nr. 0000. Kratzen // Einfallsebene, P. Drude, l. c. p. 190.

Tabelle 12.
Beobachtungen am Kobalt.

λ in $\mu\mu$	φ	Δ	2ψ	Δ_D	$2\psi_D$
231,3	70°	(120° 40')	59° 56'	110° 9'	60° 52'
257,3	70	108 33	59 20	98 2	60 16
274,9	70	99 3	59 2	88 32	59 58
298,1	70	94 5	59 20	83 34	60 16
346,7	70	91 3	60 34	80 32	61 30
395,5	70	82 54	62 51	72 23	63 47
450,0	75	94 57	62 55	84 26	63 51
500,0	75	90 4	63 12	79 33	64 8
550,0	75	86 54	63 8	76 23	64 4
589,3	75	84 55	63 13	74 24	64 9

Die aus Δ und 2ψ berechneten Werte für φ und $\bar{\psi}$ befinden sich in Tab. 13.

Tabelle 13.
Kobalt. Berechnet aus Δ und 2ψ .

λ in $\mu\mu$	$\bar{\varphi}$	$\bar{\psi}$	λ in $\mu\mu$	$\bar{\varphi}$	$\bar{\psi}$
231,3	61° 22'	28° 2'	450,0	73° 56'	31° 25'
257,3	65 4	28 59	500,0	75 0	31 36
274,9	67 41	29 21	550,0	75 38	31 33
298,1	68 59	29 38	589,3	76 3	31 34
346,7	69 45	30 17	640,0	76 27	31 29
395,0	71 55	31 20			

Bestimmungen des Haupteinfallswinkels φ und des Hauptazimutes $\bar{\psi}$ des Kobalts sind von Quincke¹⁾ und Sissingh²⁾ unter Berücksichtigung der Dispersion gemacht worden. Die graphische Darstellung aller Werte in Fig. 5 läßt die Berechtigung der Behauptung betreffs der Spiegelfläche sofort erkennen.

Aus den in Tab. 14 zusammengestellten Werten, berechnet aus den als Δ_D und $2\psi_D$ bezeichneten Werten, sieht man, daß $\bar{\psi}$ und α beide ein schwaches Maximum bei der Wellenlänge $\lambda = 500,0 \mu\mu$ haben. Der Brechungsindex nimmt von $n = 1,10$ bei $\lambda = 231,3 \mu\mu$ bis $n = 2,22 \mu\mu$ für $\lambda = 640,0 \mu\mu$ beständig zu.

1) G. Quincke, Pogg. Ann. Jubelband, p. 336. 1874.

2) R. Sissingh, Archiv. Néerland. 27. p. 173 u. 252. 1894.

Dispersion des $\bar{\varphi}$ und des $\bar{\psi}$ des Kobalts.

Fig. 5.

Q = Quincke, S = Sissingh, M = Minor, MD = Unter Benutzung von Drude's Wert für $\lambda = 589,3 \mu\mu$.

Tabelle 14.

Kobalt. Berechnet aus Δ_D und $2\psi_D$.

λ in $\mu\mu$	$\bar{\varphi}$		$\bar{\psi}$		n	κ	$n\kappa$	$n^2(1+\kappa^2)$	$n\kappa \cdot \frac{\lambda_0}{\lambda}$	J
231,3	64°	31'	29°	39'	1,100	1,296	1,428	3,285	3,65	31,8
257,3	67	56	30	0	1,247	1,453	1,812	4,839	4,16	39,7
274,9	70	22	29	59	1,410	1,517	2,140	6,569	4,61	45,7
298,1	71	34	30	3	1,500	1,555	2,333	7,691	4,62	48,7
346,7	72	18	30	20	1,539	1,607	2,474	8,489	4,23	51,1
395,0	74	15	31	20	1,627	1,791	2,912	11,126	4,35	57,7
450,0	76	8	31	52	1,792	1,906	3,421	14,916	4,48	63,3
500,0	77	5	31	53	1,930	1,926	3,711	17,488	4,37	65,5
550,0	77	40	31	43	2,048	1,906	3,904	19,415	4,18	66,6
589,3	78	5	31	40	2,120	1,900	4,040	20,70	4,04	67,5
—	78	29	31	35	2,220	1,890	4,190	22,50	3,86	68,5

Die in Fig. 6 dargestellten Dispersionskurven für n und κ sind denen des Stahles ähnlich.

Die Zahlenwerte für n sind durchweg etwa 20 Proz. kleiner als die von du Bois und Rubens¹⁾ nach der Kundtschen Methode erhaltenen.

Andere Beobachtungen der optischen Konstanten des Kobalts liegen zur Zeit nicht vor.

Dispersionskurve des Kobalts.

Fig. 6.

7. Kupfer.

Der Spiegel war ein solides Stück galvanisch niedergeschlagenen Kupfers. Vor dem Polieren wurde dasselbe bis zum Schmelzen erhitzt, um die kristallinische Struktur zu zerstören. Die spiegelnde Fläche von 20×50 mm wurde nach vorheriger Behandlung mit einer Feile mit den verschiedenen Sorten Schmirgelpapier abgeschliffen und durch Streichen mit einem Polierstab endgültig poliert.

Die Beobachtungen erstreckten sich auf sechs Tage. Wenn nicht im Gebrauch, wurde der Spiegel in einem mit Chlorcalcium gefüllten Exsikkator aufbewahrt.

Die beobachteten Werte der Phasenverzögerung Δ und das Amplitudenverhältnis ψ in Tab. 15 liefern die in Tab. 16 angegebenen Werte der Konstanten. Der Vollständigkeit halber

1) H du Bois u. H. Rubens, Wied. Ann. **41**. p. 520. 1890.

habe ich unter Zugrundelegung der von Drude bestimmten Werte der Dispersion zwischen den Wellenlängen $\lambda = 589,3 \mu\mu$ und $\lambda = 630,0 \mu\mu$ die angegebenen Werte für $\lambda = 630,0 \mu\mu$ berechnet. Der Brechungsindex nimmt mit der Wellenlänge ab. Er wird gleich eins für $\lambda = 535,0 \mu\mu$ und sinkt dann bis zu $n = 0,562$ für $\lambda = 630,0 \mu\mu$. Die Dispersion des n und des κ sind in Fig. 7 graphisch dargestellt.

Tabelle 15.

Kupfer.

λ in $\mu\mu$	φ	A	2ψ	λ in $\mu\mu$	φ	A	2ψ
231,3	70°	(106° 30')	53° 38'	450,0	65°	73° 34'	66° 12'
257,3	60	68 51	52 42	500,0	70	87 15	67 33
274,9	60	70 6	52 34	535,0	70	89 20	68 57
298,1	60	74 58	53 41	550,0	70	90 59	70 57
346,7	60	72 26	57 47	575,0	70	88 1	76 46
395,0	65	81 43	61 7	589,3	70	84 17	78 14

Tabelle 16.

Kupfer.

λ in $\mu\mu$	$\bar{\varphi}$	$\bar{\psi}$	n	κ	$n\kappa$	$n^2(1+\kappa^2)$	$n\kappa \cdot \frac{\lambda_0}{\lambda}$	J
231,3	65° 57'	26° 14'	1,388	1,049	1,455	4,045	3,73	29,0
257,3	65 41	25 22	1,401	1,004	1,420	3,978	3,26	27,9
274,9	65 13	25 24	1,368	1,009	1,380	3,775	2,97	27,2
298,1	64 9	26 20	1,257	1,049	1,318	3,318	2,61	26,4
346,7	65 6	28 16	1,190	1,231	1,466	3,564	2,50	31,5
395,0	67 18	30 21	1,173	1,502	1,763	4,484	2,64	40,1
450,0	69 41	32 39	1,131	1,903	2,149	5,879	2,82	50,5
500,0	70 44	33 46	1,098	2,129	2,341	6,684	2,76	55,5
535,0	70 11	34 28	1,004	2,265	2,276	6,187	2,51	56,2
550,0	69 44	35 28	0,892	2,505	2,233	5,783	2,39	58,4
575,0	70 30	38 23	0,651	3,724	2,428	6,319	2,49	70,2
589,3	71 34	39 5	0,617	4,258	2,630	7,296	2,63	74,1
630,0*	73 36	40 15	0,562	5,359	3,012	9,388	2,78	80,5

κ hat ein Minimum bei der Wellenlänge $\lambda = 257,3 \mu\mu$. Das Reflexionsvermögen J , wie von Hagen und Rubens¹⁾

1) E. Hagen u. H. Rubens, Ann. d. Phys. 8. p. 1. 1902; Zeitschr. f. Instrumentenk. 22. p. 52. 1902.

schon direkt beobachtet worden ist, hat ein Minimum bei $\lambda = 298,1 \mu\mu$. Der Haupteinfallswinkel φ hat zwei ausgesprochene Minima bei den Wellenlängen $\lambda = 300,0 \mu\mu$ und $\lambda = 550,0 \mu\mu$. Die Haupteinfallswinkel und Hauptazimute des Kupfers mit Berücksichtigung der Dispersion sind von Jamin¹⁾, van der Willigen²⁾, Wiedemann³⁾, Quincke⁴⁾ und Drude⁵⁾ beobachtet worden.

Dispersionskurve des Kupfers.

Fig. 7.

Die von mir beobachteten Werte des Haupteinfallswinkels sind durchweg etwas größer als die anderer Beobachter. Aus der graphischen Darstellung in Fig. 8 wird es klar, daß das Minimum des φ wohl deshalb früher übersehen worden ist, weil da dies zufällig zwischen die Fraunhoferschen Linien *D*

1) J. Jamin, *Ann. de chim. et de phys.* **22**. p. 311. 1848; *Pogg. Ann.* **74**. p. 528. 1848.

2) van der Willigen, *Pogg. Ann.* **117**. p. 464. 1862.

3) E. Wiedemann, *Pogg. Ann.* **151**. p. 1. 1874.

4) G. Quincke, *Pogg. Ann. Jubelbd.* p. 336. 1874.

5) P. Drude, *Wied. Ann.* **39**. p. 481. 1890.

und E fällt. Außer bei den Quinckeschen Kurven kann man eine qualitative Übereinstimmung im Verlauf der Dispersion erblicken. Das Hauptazimut und infolgedessen auch das Reflexionsvermögen nimmt zwischen $\lambda = 525,0 \mu\mu$ und

Haupteinfallswinkel und Hauptazimut des Kupfers.

Fig. 8.

Q = Quincke, W = Wiedemann, J = Jamin, V = van der Willigen,
 M = Minor.

$\lambda = 575,0 \mu\mu$ rasch zu. Bei der Quincke'schen Kurve findet diese Zunahme etwas früher, bei $\lambda = 450,0 \mu\mu$ bis $\lambda = 525,0 \mu\mu$ statt.

Die Brechungsindizes nach der Kundtschen Methode sind von Kundt⁷⁾ selbst und später wohl genauer von

7) A. Kundt, Wied. Ann. **34**, p. 469. 1888.

Shea¹⁾ bestimmt worden. Dazu kommt noch eine Bestimmung auf indirektem Wege von Rubens²⁾, der aus seinem Werte das Reflexionsvermögen mit Hülfe der Jamin'schen Angaben für φ und $\bar{\psi}$ sowohl n wie $n\kappa$ ermittelt hat. Aus Tab. 17 sieht man eine merkwürdige Übereinstimmung mit den von Shea bestimmten Werten.

Tabelle 17.

Brechungsindizes des Kupfers.

λ in $\mu\mu$	Kundt	Shea	Rubens (ber.)	Minor
G 431,0	—	1,13	—	1,135
Blau	0,95	—	0,85	—
F 486,0	—	1,12	—	1,110
E —	—	—	0,69	—
Weiss	0,65	—	—	—
D 589,3	—	0,60	—	0,617
Rot	0,45	—	—	0,562
C 670,0	—	0,35	0,45	—

Die Abweichung im Rot, welche bei dem Extinktionskoeffizienten (Tab. 18) auch hervortritt, wird noch deutlicher, wenn wir die in Tab. 19 zusammengestellten Werte des Reflexionsvermögens betrachten.

Tabelle 18.

Extinktionskoeffizienten $n\kappa$ des Kupfers.

λ in $\mu\mu$	Rubens	Minor
c	2,61	—
630,0	—	3,01
589,3	—	2,63
535,0	—	2,28
527,0	2,13	—
500,0	—	2,34
450,0	1,94	2,15

1) D. Shea, Wied. Ann. **47**. p. 177. 1892.2) H. Rubens, Wied. Ann. **37**. p. 249. 1889.

Tabelle 19.

Reflexionsvermögen des Kupfers.

	420	450	500	535	550	575	589,3	600	630	650
Hagen u. Rubens {	—	48,8	53,3	—	59,5	—	—	83,5	—	89,0
Rubens {	32,7	37,0	43,7	—	47,7	—	—	71,8	—	80,0
Rubens	—	53,0	54,8	61,7 (<i>E</i>)	70,0	—	—	77,7	—	80,7
Minor	—	50,5	55,5	56,2	58,0	70,2	74,1	—	80,5	—

Die erste Reihe enthält die von Hagen und Rubens für reines Kupfer, die zweite die für Handelskupfer bestimmten Werte. Erhebliche Abweichungen sind nur im Rot vorhanden, wo man sieht, dass die von Rubens bestimmten Werte für φ und $\bar{\psi}$ ähnlich den von Quincke angegebenen entsprechen, da das Reflexionsvermögen bei der Wellenlänge $\lambda = 500,0 \mu\mu$ schnell zuzunehmen anfängt.

Bekanntlich hat Kupfer eine etwas andere Farbe, je nachdem man dasselbe aus einem sauren oder einem neutralen Bade niederschlägt. Das erstere Verfahren liefert Kupfer, das mehr einen Stich ins gelbe besitzt, als das andere.

Ob die Abweichung im Rot sowohl wie die Verschiebung der Stelle des steilen Abfalles im Reflexionsvermögen dadurch zu erklären sind, müssen weitere Versuche lehren.

8. Silber.

Die Silberspiegel waren aus chemisch reinem Silberblech hergestellt. Der erste hat eine spiegelnde Fläche von 20×50 mm, der zweite von 20×38 mm. Das Polieren geschah wie beim Kupfer durch Abschleifen mit Schmirgelpapier und nachherigem Streichen mit dem Polierstahl. Die polierte Fläche zeigte sich sehr empfindlich gegen die Einwirkung etwaiger in der Luft vorhandener Gase. Bei den definitiven Versuchen wurde das Beobachtungszimmer daher gar nicht geheizt. Der erste Spiegel wurde bei zwei verschiedenen Polituren, der zweite bei einer untersucht. Bezüglich der Art, wie die verschiedenen

Beobachtungsreihen für die Berechnung kombiniert worden sind, muß auf die Dissertation verwiesen werden.

Tabelle 20.

Zur Ausrechnung benutzte Werte.

λ	φ	Δ	2ψ
226,3	65°	99° 47'	44° 50'
231,3	65	97 —	45 23
250,0	65	87 —	48 18
257,3	60	68 —	47 27
274,3	65	89 35	46 46
293,0	60	74° 50'	38 52
298,1 ^{II}	62,5	87 42	37 44
298,1 ^{III}	60	78 50	36 18
303,0	60	82 32	33 28
306,0	60	86 49	31 24
309,0	60	93 39	29 16
312,0	60	109 38	29 40
314,0	60	119 49	33 16
316,0	50	75 38	32 5
318,0	50	84 21	37 0
320,0	50	92 4	42 20
322,0	50	98 10	47 42
324,0	50	98 10	53 4
326,0	50	98 10	58 32
328,0	50	98 10	63 48
329,0	50	91 31	66 30
332,0	50	83 45	74 10
336,0	50	77 54	80 31
346,0	50	68 16	82 50
361,1	60	83 8	84 9
395,0	65	86 13	84 59
450,0	72,5	98 43	86 38
500,0	72,5	89 56	86 58
500,0	75	92 33	87 12
589,3	75	87 27	87 22

Die Werte der Phasenverzögerung Δ für die Wellenlängen $\lambda = 316 \mu\mu$ bis $\lambda = 320 \mu\mu$ sind interpoliert, da die direkten

Messungen, wie eine graphische Darstellung aller Messungen zeigt, durch die Verschiedenheit der zwei spiegelnden Flächen oder einen unbekannten Fehler entsteht zu sein scheinen.

Die Messungen lieferten die Werte:

$$\begin{array}{lll} \lambda = 316^{\text{II}} & 318^{\text{II}} & 320^{\text{I}} \\ A = 70^{\circ} 24' & 74^{\circ} 28' & 86^{\circ} 4' \end{array}$$

Die Indizes I und II hier, wie an den Zahlen der Tab. 20, beziehen sich auf die Beobachtungsreihen.

Die berechneten Werte (Tab. 21) lassen den außerordentlich interessanten Verlauf der Konstanten sofort erkennen. Die Werte für $\lambda = 298,1 \mu\mu$ sind die Mittelwerte aus $298,1^{\text{II}}$ und $298,1^{\text{III}}$. Unter $\lambda = 316,0^{\text{II}}$, $318,0^{\text{II}}$ und $320,0^{\text{I}}$ sind die Konstanten angegeben, welche sich aus den oben angegebenen Werten von A berechnen.

Der Haupteinfallswinkel hat ein Maximum bei der Wellenlänge $\lambda = 250,0 \mu\mu$, ein Minimum bei $\lambda = 326,0 \mu\mu$ und nimmt von da an zuerst sehr schnell, dann langsam zu.

Das Hauptazimut, das sich im sichtbaren Spektrum kaum um einen Grad ändert, sinkt zu einem etwas flacheren Minimum bei der Wellenlänge $\lambda = 311,0 \mu\mu$. Die Werte für κ und J haben einen ähnlichen Verlauf. Dabei erkennt man als besonders auffallend und deutlich hervortretend, daß die Minima nicht zusammenfallen, sondern mit zunehmender Wellenlänge in der Reihenfolge ψ , κ , J zum Vorschein kommen.

Die Haupteinfallswinkel und Hauptazimute des Silbers sind von Jamin¹⁾, Quincke²⁾, Conroy³⁾, Cornu⁴⁾ und Drude beobachtet worden. Die Figuren 9 u. 10 geben eine Übersicht über die vorliegenden Zahlenwerte und zeigen zugleich, in welchem Maße dieselben durch die Politur beeinflußt werden.

1) J. Jamin, l. c.

2) G. Quincke, l. c.

3) J. Conroy, Proc. Roy. Soc. **31**. p. 486. 1881.

4) A. Cornu, Compt. rend. **108**. p. 917. p. 1211. 1889.

Tabelle 21.

Silber.

λ in $\mu\mu$	φ	$\bar{\varphi}$	n	κ	$n^2(1+\kappa)^2$	$n\kappa$	$n\kappa\frac{\lambda_0}{\lambda}$	J
226,3	62° 41'	22° 16'	1,406	0,748	3,083	1,107	2,88	18,4
231,3	63 22	22 35	1,428	0,779	3,275	1,112	2,84	19,9
250,0	65 44	24 8	1,488	0,916	3,717	1,320	3,12	25,0
257,3	65 25	22 43	1,531	0,840	4,004	1,286	2,97	24,1
274,9	65 7	23 23	1,493	0,858	3,872	1,282	2,76	24,0
293,0	63 14	18 56	1,568	0,618	3,393	0,969	1,95	16,7
298,1	62 42	18 27	1,561	0,582	3,268	0,910	1,50	15,4
303,0	61 25	16 37	1,543	0,500	2,977	0,772	1,50	12,6
306,0	60 35	15 42	1,525	0,456	2,807	0,696	1,35	11,1
309,0	59 25	14 5	1,485	0,403	2,558	0,598	1,15	9,1
311,0	58 6	13 39	1,443	0,364	2,357	0,524	0,99	7,6
314,0	54 45	14 49	1,264	0,346	1,787	0,437	0,82	4,9
316,0	52 28	15 38	1,127	0,380	1,453	0,427	0,80	4,2
318,0	50 56	18 26	1,015	0,427	1,215	0,431	0,80	4,4
320,0	49 20	21 10	0,913	0,458	1,009	0,418	0,77	4,7
322,0	47 50	23 42	0,833	0,485	0,856	0,404	0,74	5,4
324,0	47 34	26 23	0,764	0,547	0,759	0,418	0,76	7,0
326,0	47 19	29 8	0,689	0,615	0,654	0,424	0,77	9,1
328,0	47 50	31 50	0,609	0,738	0,573	0,449	0,81	12,7
329,0	49 31	33 15	0,518	1,082	0,582	0,560	1,04	16,8
332,0	52 1	37 2	0,404	1,607	0,585	0,649	1,16	32,5
336,0	54 44	40 9	0,256	3,207	0,740	0,821	1,44	54,6
346,0	58 31	41 9	0,219	5,012	1,253	1,098	1,88	67,5
361,1	62 21	42 3	0,201	7,217	2,150	1,453	2,38	77,4
395,0	66 36	43 6	0,155	12,316	3,669	1,912	2,90	87,1
450,0	70 6	43 18	0,164	14,538	6,658	2,386	3,19	91,7
500,0	72 31	43 29	0,169	17,140	8,675	2,941	3,47	93,2
550,0	74 21	43 36	0,176	18,824	10,933	3,305	3,54	94,2
589,3	75 35	43 47	0,177	20,554	16,086	3,638	3,64	95,0

Die Übereinstimmung der Werte der Brechungsindizes mit denen nach der Kundt'schen Methode bestimmten ist befriedigend. In allerneuester Zeit haben Hagen u. Rubens¹⁾

1) E. Hagen u. H. Rubens, Ann. d. Phys. 8. p. 1. 1902.

Die Haupteinfallswinkel des Silbers.

Fig. 9.

C_1 = Conroy, mit „Putty powder“ poliert, C_2 = Conroy, mit „rouge“ poliert,
 C = Cornu, J = Jamin, M = Minor.

Die Hauptazimute des Silbers.

Fig. 10.

aus ihren Messungen des Reflexionsvermögens und der Extinktionskoeffizienten des Silbers ungefähre Werte des Brechungsindex berechnet, wonach derselbe für die Wellenlänge $\lambda = 251,0 \mu\mu$ den Wert $n = 3,50$ für frisches, bez. $n = 1,59$ für altes Silber besitzt. Die in Fig. 11 dargestellte Dispersionskurve stimmt damit nicht überein, sondern zeigt das Vorhandensein eines Maximums etwa bei der Wellenlänge $\lambda = 280,0 \mu\mu$ bis $\lambda = 285,0 \mu\mu$.

Die Dispersionskurve des Silbers.

Fig. 11.

Der weitere Verlauf der Kurve schließt sich den von Hagen und Rubens angegebenen Werten gut an.

Außer der soeben erwähnten Bestimmung des Extinktionskoeffizienten von Hagen u. Rubens¹⁾ sind die einzigen vergleichbaren Messungen wohl die von Wernicke.²⁾ Die

1) E. Hagen u. H. Rubens, l. c.; Verhandl. d. Physik. Gesellsch. zu Berlin 14. p. 55. 1895.

2) W. Wernicke, Pogg. Ann. Erg.-Bd. 8. p. 55. 1876.

Übereinstimmung ist, wie nachstehende Tab. 22 zeigt, sehr befriedigend.

Tabelle 22.

Extinktionskoeffizienten $n \times$ des Silbers.

λ in $\mu\mu$	Hagen u. Rubens, chemisch nieder- geschlagen	Hagen u. Rubens, durch Kathoden- zerstäubung erhalten	Wernicke	Minor
221,0	0,68	—	—	1,05*
251,0	1,002	0,77	—	1,27 —1,33*
288,0	1,005	—	—	1,04*—1,11*
305,0	0,789	0,64	—	0,73*
310,0	0,621	—	—	0,55*
316,0	0,452	—	—	0,427
321,0	0,424	—	—	0,41*
326,0	0,449	0,70	—	0,424
332,0	0,554	—	—	0,649
338,0	0,86	—	—	0,88*
357,0	1,28	1,72	—	1,36*
385,0	1,78	2,04	—	1,80*
420,0	2,31	2,38	—	2,15*
431 (G)	2,41	2,40	2,41	2,26*
450,0	2,59	2,44	—	2,386
486 (F)	3,01	2,66	2,71	2,80
500,0	3,21	2,74	—	2,941
527 (E)	3,49	2,99	2,94	3,13*
550,0	3,78	3,22	—	3,305
589 (D)	4,12	3,40	3,26	3,638
630,0	4,54	3,63	—	—
656 (C)	4,84	3,81	3,57	—

In Tab. 23 werden die verschiedenen Messungen des Reflexionsvermögens des Silbers verglichen.

Die vorhandenen Abweichungen sind wahrscheinlich alle durch die Verschiedenheit des Materiales und kleine Fehler in der Wellenlänge zu erklären.

Tabelle 23.

Das Reflexionsvermögen des Silbers.

	Hagen u. Rubens (frisch)	Hagen u. Rubens (alt)	Minor
251,1	34,1	17,6	23,5—26,0
288,0	21,2	14,5	17,8—21,6
305,0	9,1	11,2	11,6
316,0	4,2	5,1	4,2
326,0	14,6	8,0	9,1
338,0	55,5	41,1	61,7
357,0	74,5	55,7	75,3
385,0	81,4	65,0	85,1
420,0	86,6	73,0	89,7
450,0	90,5	81,1	91,7
500,0	91,3	83,9	93,2
550,0	92,7	85,0	94,2
600,0	92,6	86,3	95,2

9. Zusammenfassung der Resultate.

1. Im ersten Teil dieser Arbeit ist die Voigt'sche photographische Methode zur Untersuchung des Polarisationszustandes des Lichtes besprochen worden. Dieselbe ist besonders für Untersuchungen mit ultravioletter Strahlung geeignet. Sie erlaubt mit Hilfe einer einzigen Aufnahme eine Bestimmung der Phasenverzögerung sowie des Amplitudenverhältnisses mit einer Genauigkeit von $\pm 0,001 \lambda/2$ bez. einigen Bogenminuten des correspondirenden Azimuts, daneben auch eine Bestimmung der Wellenlänge des einfallenden Lichtes von $\pm 0,2$ bis $\pm 0,5 \mu\mu$ Genauigkeit auszuführen.

2. Die optischen Konstanten der Metalle Stahl, Kobalt, Kupfer und Silber sind mit Hilfe dieser Methode bestimmt worden. Die Genauigkeit der angegebenen Zahlenwerte schwankt zwischen einer und fünf Einheiten der zweiten Dezimalstelle.

3. Stahl und Kobalt zeigen anomale Dispersion. Ihre Dispersionskurven sind einander sehr ähnlich, nur hat der Brechungsindex des Stahles bei $\lambda = 326 \mu\mu$ ein schwaches Minimum.

4. Kupfer zeigt normale Dispersion des Brechungsindex, obwohl der Haupteinfallswinkel zwei Minima, bei $\lambda = 300 \mu\mu$

und $\lambda = 550 \mu\mu$ besitzt. Bei kleineren Wellenlängen als $\lambda = 250 \mu\mu$ wird die Dispersion des Kupfers wahrscheinlich wieder anomal. Das Reflexionsvermögen hat ein Minimum für die Wellenlänge $\lambda = 298,1 \mu\mu$.

5. Die Dispersion des Silbers ist zwischen $\lambda = 226 \mu\mu$ und etwa $\lambda = 280,0 \mu\mu$ anomal, von $\lambda = 280,0 \mu\mu$ bis etwa $\lambda = 395,0 \mu\mu$ normal und dann im sichtbaren Spektrum wieder anomal. Für das Maximum hat der Brechungsindex den Wert $n = 1,57$, für das Minimum $n = 0,155$. Für das Bereich $\lambda = 307 \mu\mu$ bis $\lambda = 326,0 \mu\mu$ liegt das Reflexionsvermögen des Silbers unter 10 Proz.

Vorliegende Arbeit wurde in dem Physikalischen Institut der Georgia-Augusta-Universität zu Göttingen ausgeführt.

An dieser Stelle möchte ich meinem hochverehrten Lehrer, Hrn. Prof. Voigt, für das Interesse, welches er meiner Arbeit entgegengebracht hat, sowie für seine vielen freundlichen und wertvollen Ratschläge meinen aufrichtigsten Dank aussprechen.

(Eingegangen 15. Dezember 1902.)