des angewandten Bors) und dieser letztere enthält daher nothwendig die Summe der Fehler eines jeden Versuches.“

Wenn man die verschiedenen Fehlerquellen berücksichtigt, mit welchen die Regnault'schen Beobachtungen behaftet sind und ihren bedeutenden Einfluß, so wird es zweifelhaft erscheinen, ob sie den Grad der Zuverlässigkeit beanspruchen dürfen, der ihnen bisher zuerkannt ist, und ob die erhaltenen Resultate, namentlich die neueren, zu allen den weitergehenden Schlüssen berechtigen, die Regnault daraus gezogen hat.

Göttingen, im Juli 1863.

IV. *Ueber den Brechungsexponenten der Metalle; von G. Quincke.*

(Vorgetragen in der physikalischen Gesellschaft zu Berlin
den 27. Nov. 1863.)

In einer früheren Abhandlung »Ueber die optischen Eigenschaften der Metalle.«¹⁾ habe ich darauf aufmerksam gemacht, daß der Brechungsexponent der Metalle, besonders des Silbers und des Goldes, kleiner als 1 seyn kann. Es folgte dies aus den Constanten der elliptischen Polarisation des von diesen Metallen reflectirten Lichtes mit Hülfe der von Cauchy und Eisenlohr gegebenen Theorie, sowie direct aus meinen Versuchen über die Verschiebung von Interferenzstreifen durch dünne durchsichtige Metallblättchen.

Zu gleicher Zeit führt aber die Theorie der elliptischen Polarisation, wie sie von Cauchy, Beer und F. Eisenlohr entwickelt ist, darauf, daß der Brechungsexponent

1) Monatsberichte der Berl. Acad. 16. März 1863. Pogg. Ann. Bd. 119 S. 368. Die Angaben der Seitenzahlen in vorliegendem Aufsatz beziehen sich auf die erstere Abhandlung.

der Metalle, ebenso wie der Extinctions-Coëfficient, eine Function des Einfallswinkels ist und zwar müßte (Vergl. S. 124 a. a. O.).

$$(4) \quad \begin{cases} \nu^2 = n^2 + \sin^2 J \\ \gamma^2 = g^2 + \sin^2 J \end{cases}$$

seyn, wo ν und γ den Brechungs- und Extinctions-Coëfficienten für den Einfallswinkel J , n und g dieselben Gröfsen für den Einfallswinkel 0° bezeichnen.

Man kann nun mit dem von mir angewandten Interferenzapparate (dessen Beschreibung a. a. O. S. 125) die Richtigkeit der ersten Gleichung (4) prüfen, indem man die Verschiebung der Interferenzfransen beobachtet, während man das in den Gang des einen interferirenden Strahlenbündels eingeschaltete Metallblättchen allmählich neigt, so dafs der Einfallswinkel der auffallenden Lichtstrahlen allmählich wächst.

Mit wachsender Neigung wird die Dicke der durchstrahlten Metallschicht und dadurch auch die Verschiebung zunehmen. Andererseits wird aber auch der Brechungsexponent ν wachsen, und für einen bestimmten Einfallswinkel η wird $\nu = 1$, sobald $n < 1$ ist. Mit wachsendem Einfallswinkel wird also die Verschiebung zunehmen bis zu einer bestimmten Gröfse, und dann wieder abnehmen. Für einen bestimmten Einfallswinkel η wird die Verschiebung 0, und dann folgt aus Gleichung (4).

$$(5) \quad \begin{cases} 1 = n^2 + \sin^2 \eta \\ n = \cos \eta \end{cases}$$

Es gäbe das, die Theorie als richtig angenommen, eine Methode ab, n zu bestimmen, ohne die Dicke der Platte zu kennen. Dabei ist vorausgesetzt, dafs die Verschiebung der Interferenzstreifen, welche von der elliptischen Polarisation des durch die Metalle hindurchgegangenen Lichtes herrührt, 0 ist.

Nimmt man die von mir früher ¹⁾ ausgesprochene und begründete Ansicht als richtig an, dafs die senkrecht zur Einfallsebene polarisirten Lichtstrahlen, deren Schwingun-

1) Monatsber der Berl. Acad. 18. Dec. 1862 und 16. März 1863.

gen senkrecht zur Einfallsebene stehen, bei allen Einfallswinkeln dieselbe oder gar keine Phasenänderung erleiden, sondern dafs dies blofs bei den parallel der Einfallsebene polarisirten Lichtstrahlen der Fall ist, so hat man nur die Verschiebung der Interferenzstreifen mit einem Nicol'schen Prisma zu beobachten, dessen Hauptschnitt parallel der Einfallsebene steht, das also nur Strahlen ins Auge gelangen läfst, die senkrecht zur Einfallsebene des Metalls polarisirt sind.

Der Natur der Sache nach lassen derartige Beobachtungen keine grofse Genauigkeit zu, denn wegen der grofsen Unterschiede in der Helligkeit des durch Luft, und des durch Metall gegangenen Strahles treten die Interferenzstreifen nur matt hervor, und man kann sich um 0,1 des Fransenabstandes bei der Beobachtung der Verschiebung wohl irren. Dazu kommt, dafs die Lichtstrahlen, welche in einer verticalen Ebene, senkrecht zur Reflexionsebene der dicken Planparallelgläser des Interferenzapparates polarisirt sind, überhaupt nur schwache Lichtintensität haben. Ebenso werden durch die elliptische Polarisation des von der Metallplatte durchgelassenen Lichtes die senkrecht zur Einfallsebene des Metalls polarisirten Strahlen weniger geschwächt, als die parallel zur Metall-Einfallsebene polarisirten Lichtstrahlen. Im Allgemeinen verdienen also die Beobachtungen an Strahlen, die parallel der Einfallsebene der dicken Planparallelgläser und senkrecht zur Einfallsebene der Metallplatte polarisirt sind, wegen der gröfseren Helligkeit das gröfsere Vertrauen und es mufs daher um den Einfallswinkel J zu ändern, die Metallplatte um eine horizontale Axe gedreht werden. Jedoch sind auch der Controlle halber die Beobachtungen beim Drehen der Metallplatte um eine verticale Axe angestellt worden, sowie für Licht, das senkrecht zur Reflexionsebene der dicken Planparallelgläser polarisirt war.

Die folgende Tabelle giebt die Beobachtungen an einer Platte von blauvioletttem Silber, die angeblich nach dem Foucault'schen Verfahren ¹⁾ auf einer planparallelen

1) Le Verrier, *Ann. de l'observatoire imperiale* tome V, p. 179.

Glasplatte dargestellt und polirt war. Die Dicke betrug $0^{\text{mm}},000122$ bis $0^{\text{mm}},0001788$. Bei senkrechtem Auffall der Strahlen, für $J=0$, beobachtete ich eine Verschiebung der Interferenzstreifen von $-0,2$ oder $-0,3$ des Abstandes der Interferenzstreifen im Spectrum in der Nähe der Fraunhofer'schen Linie F . Das negative Zeichen der Verschiebung zeigt, daß $n < 1$ war. Die erste Columnne enthält die Einfallswinkel, die Folgenden die beobachtete Verschiebung in Bruchtheilen des Fransenabstandes, je nachdem das Licht parallel ($\neq$) oder senkrecht ($\perp$) zur Einfallsebene der durchsichtigen Metallplatte polarisirt war. Für die zweite und dritte Columnne war diese Einfallsebene horizontal, für die vierte und fünfte vertical. Gleichzeitig ist angegeben, ob das Gesichtsfeld hell oder dunkel erschien.

Metall-Einfallsebene Gesichtsfeld	horizontal		vertical	
	hell	dunkel	dunkel	hell
J	$\neq$	$\perp$	$\neq$	$\perp$
0°	$-0,25$	$-0,25$	$-0,25$	$-0,25$
20	$-0,35$	$-0,3$	$-0,3$	$-0,3$
30	$-0,3$	$-0,3$	$-0,4$	$-0,3$
40	$-0,4$	$-0,27$	$-0,2$	$-0,2$
50	$-0,3$	$-0,2$	$-0,2$	$-0,1$
60	$-0,2$	$-0,1$	$-0,1$	$-0,1$
70			$-0,1$	-0

Man sieht daraus, daß im Allgemeinen die Verschiebung für parallel zur Einfallsebene polarisirtes Licht um $0,1$ des Fransenabstandes größer ist, als für Licht, senkrecht zur Einfallsebene polarisirt, oder das in Uebereinstimmung mit meinen Versuchen am Babinet'schen Compensator, die in der Einfallsebene polarisirten Lichtstrahlen den anderen voraus sind. Diese letzteren senkrecht zur Einfallsebene polarisirten Lichtstrahlen erlitten bei $J=70^\circ$ keine Verschiebung mehr; es würde also nach Gleichung (5)

$$\eta = 70^\circ \cos \eta = n = 0,342$$

seyn. Dabei ist freilich vorausgesetzt, daß die senkrecht zur Einfallsebene polarisirten Lichtstrahlen keine Aenderung

der Phase beim Durchgange durch die Metallplatte erleiden, was nach anderweitig von mir angestellten Versuchen nicht in aller Strenge richtig zu seyn scheint.

Es würde sich der Brechungsexponent n nun ferner auch berechnen lassen aus der gemessenen Verschiebung Δ der Interferenzstreifen, wenn die Dicke des Metallblättchens D bekannt ist. Bezeichnet a den Abstand der Interferenzstreifen im Spectrum, λ_m die Wellenlänge der betreffenden Farbe im Metall, λ dieselbe in Luft, so ist ¹⁾

$$(7) \quad \Delta = a \cdot D \left(\frac{1}{\lambda_m} - \frac{1}{\lambda} \right)$$

oder wenn man den Brechungsexponenten des Metalls setzt

$$n = \frac{\lambda}{\lambda_m}$$

$$(8) \quad \Delta = a \cdot \frac{D}{\lambda} (n - 1)$$

woraus dann folgt

$$(9) \quad n = 1 + \frac{\lambda}{D} \cdot \frac{\Delta}{a}$$

$\frac{\Delta}{a}$ ist die beobachtete Verschiebung der Interferenzstreifen gemessen in Vielfachen des Abstandes der Fransen. Sie ist positiv, wenn das Licht in dem Metallblättchen mit geringerer, negativ, wenn es in demselben mit größerer Geschwindigkeit als in Luft sich fortpflanzt.

Ist die Theorie richtig, so muß sich aus den Gleichungen (5) und (9) für n derselbe Werth ergeben.

Die Verschiebung der Interferenzstreifen im Spectrum des angewandten Apparates wurde nun in der Nähe der Fraunhofer'schen Linie F beobachtet, so daß man setzen kann

$$\lambda = 0^{\text{mm}},0005.$$

Die Verschiebung $\frac{\Delta}{a}$ betrug $-0,25$ des Fransenabstandes bei senkrechter Incidenz. An der Stelle, wo die Lichtstrah-

1) Vergl. Neumann, Gesetze der Doppelbrechung des Lichtes in comprimierten Körpern. Abh. der Acad. d. Wissensch. zu Berlin 1841, II S. 52.

len durch das Silber hindurchgegangen waren, wurde ein Iodkorn aufgelegt, um an dieser Stelle die Dicke des Silbers nach dem von Fizeau ¹⁾ angegebenen Verfahren zu bestimmen. Es bildete sich eine Iodsilberschicht, die, wenn man senkrecht auf dieselbe sah, gelb im durchgehenden, rostbraun im reflectirten Licht erschien und von 3 dunklen Ringen umsäumt war. Es entspricht dies einer Luftdicke von $0^{\text{mm}},001652$ bei den Newton'schen Farbenringen. Ist nun ε die Dicke der entsprechenden Luftschicht der Newton'schen Farbenringe, von gleicher Farbe, wie die Iodsilberschicht, ist ferner

das Aequivalent des Silbers	$\text{Ag} = 107,9$
" des Iodsilbers	$\text{JAg} = 234,9$
die Dichtigkeit des Iodsilbers	$d_1 = 5,602$
" des Silbers	$d_2 = 10,55$
der Brechungsexponent des Iodsilbers	$n_1 = 2,246$

so ist die gesuchte Dicke D der Silberschicht, aus der sich das Iodsilber gebildet hatte

$$(10) \quad D = \frac{\text{Ag}}{\text{JAg}} \cdot \frac{d_1}{d_2} \cdot \frac{1}{n_1} \varepsilon = 0,1086 \varepsilon$$

oder für diesen speciellen Fall

$$D = 0,1086 \cdot 0^{\text{mm}},001652 = 0^{\text{mm}},0001788.$$

Setzt man in die Gleichung (9) diese Werthe für λ , D und $\frac{d}{a}$ ein, so ergibt sich

$$n = 1 + \frac{0,0005}{0,0001788} (-0,25) = 0,323.$$

Die Uebereinstimmung dieses Werthes mit dem durch die andere Methode gefundenen ist weit gröfser, als die Genauigkeit der Versuche erwarten läfst.

Eine Bestimmung an einer anderen Silberplatte ergab

$$D = 0^{\text{mm}},00005985 \quad \frac{d}{a} = -0,05$$

und daraus nach Gleichung (9)

$$n = 0,6.$$

Der Unterschied zwischen beiden Bestimmungen 0,3 und 0,6 kann nicht befremden, da ich schon früher (a. a. O.

1) *Comp. rend.* LII 1, 1861 p. 274.

S. 128), darauf aufmerksam gemacht habe, daß bei demselben Metall noch viel größere Unterschiede in dem Brechungsexponenten vorkommen, und eine Metallplatte beim bloßen Liegen ihren Brechungsexponenten verändert, so daß er selbst größer als 1 werden kann.

Es mag hier übrigens noch bemerkt werden, daß Eisenlohr ¹⁾ aus Jamin's Beobachtungen für die elliptische Polarisation des Lichtes von der Farbe der Fraunhofer'schen Linien *F*, das an einer polirten Silberplatte reflectirt worden war, mit Hülfe der Theorie abgeleitet hat

$$n = 0,4971$$

was zwischen den von mir gefundenen Werthen liegen würde.

Aus den beschriebenen Versuchen folgt also, daß der Brechungsexponent der Metalle von dem Einfallswinkel abhängt, und mit wachsendem Einfallswinkel zunimmt.

V. Ueber die Krystallform des Löwig'schen
Desoxalsäureäthyläthers;
von Lothar Meyer,
Privatdocent in Breslau.

Auf Wunsch des Hrn. Geh. Rath Prof. Löwig habe ich die Krystallform der von demselben entdeckten und als Desoxaläther oder Desoxalsäureäthyläther beschriebenen ²⁾ interessanten Verbindung bestimmt.

Die Kenntniß dieser Krystallform erschien um so wünschenswerther, als die genannte Substanz in sehr naher Beziehung steht zur Traubensäure und dadurch zu den op-

1) Pogg. Ann. Bd. 104 S. 375.

2) Abhandl. d. schlesisch. Gesellsch. f. vaterländ. Cultur 1861 Heft 1 und 2; auch: Journ. f. pract. Chemie Bd 62 und 64.