15. Prüfung der Cauchy'schen Formeln der Metallreflexion an den optischen Constanten des festen Cyanins; von A. Pflüger.

Lässt man linear polarisirtes Licht von einem Metallspiegel reflectiren, so erweist es sich, wie zuerst Brewster gezeigt hat, nach der Reflexion im allgemeinen als elliptisch polarisirt. Diese Erscheinung hat ihren Grund darin, dass der auffallende Strahl in der Grenzfläche des Metalls in zwei senkrecht zu einander polarisirte Componenten zerlegt wird, die gegeneinander einen Gangunterschied zeigen. Lässt man den Strahl an einem zweiten, dem ersten parallel gestellten Spiegel reflectiren, so erweist sich nach dieser zweimaligen Reflexion das Licht bei einem ganz bestimmten, für das Metall charakteristischen Einfallswinkel, dem „Haupteinfallswinkel“, wieder als linear polarisirt, und zwar unter einem Azimuth, das von dem Einfallsazimuth verschieden, und gleichfalls für das Metall charakteristisch ist.

Diese Erscheinung enthält die Theorie der unten zu beschreibenden Messungen.

Die Cauchy'schen Formeln der Metallreflexion ergeben nämlich Beziehungen zwischen den oben charakterisirten Constanten der elliptischen Polarisation einerseits, den Brechungs- und Extinctionsindices n und κ des betr. Metalles andererseits. Vermittelst dieser Beziehungen kann man nach verschiedenen Methoden, die Hr. Drude¹⁾ eingehend besprochen hat, die n und κ berechnen, wenn man die Constanten der elliptischen Polarisation experimentell bestimmt hat. Hier sei erwähnt, dass die Grösse κ , die die Absorption misst, nur bei Metallen, und bei anomal dispergirenden Medien innerhalb des Absorptionsstreifens, beträchtliche Werthe annimmt. Sie ist definirt durch die Schwächung, die ein Lichtstrahl erleidet, wenn er eine Schicht des absorbirenden Mediums von der Dicke seiner eigenen absoluten Wellenlänge durchsetzt. Ferner sind die

1) Drude, Wied. Ann. **39**, p. 483. 1890.

n und κ für diese Medien nicht constant, sondern abhängig vom Einfallswinkel, das Snellius'sche Gesetz ist hier also nicht gültig. Bezeichnet man mit n , κ diejenigen Werthe, die für senkrechten Einfall des Lichtes, mit n_e , κ_e diejenigen, die für den Einfallswinkel ϱ gelten, so bestehen die zuerst von Hrn. Ketteler¹⁾ aufgestellten Formeln:

$$(1) \quad \begin{cases} n^2 - \kappa^2 = n_e^2 - \kappa_e^2 \\ 2 n_e \kappa_e \cos \varrho = 2 n \kappa. \end{cases}$$

Offenbar darf man die Gültigkeit der Cauchy'schen Formeln nur dann als experimentell streng erwiesen betrachten, wenn die aus ihnen gewonnenen Werthe der Constanten n und κ übereinstimmen mit denjenigen Werthen, die man durch directe Messung erhalten hat. Nun betrachte man aber einmal die nachfolgende Tab. 1, in der die von verschiedenen Beobachtern erhaltenen Resultate mit den Indices „direct“ und „reflectirt“ versehen sind.

Es zeigt sich für die n eine halbwegs befriedigende Uebereinstimmung, für die κ dagegen, mit Ausnahme des Wernicke'schen Werthes für Silber, so gut wie gar keine.

Indessen ist hier der Einwand völlig gerechtfertigt, dass die Beobachtungen an Metallen mit ganz ausserordentlichen Schwierigkeiten und dementsprechenden Versuchsfehlern behaftet sind. Die Reflexionsmessungen sind durch die von den Herren Wernicke²⁾ und Drude³⁾ nachgewiesenen Oberflächenschichten, die photometrischen und die Messungen an dünnen Prismen durch die inconstanten Eigenschaften und den Oxydgehalt dünner Metallschichten arg beeinträchtigt.

Anders liegt die Sache bei den Ergebnissen der Messung an anomal dispergirenden Farbstoffen, für die innerhalb des Absorptionsstreifens die Cauchy'schen Formeln anwendbar sind. Ich übergehe die älteren Reflexionsbeobachtungen, die man vollständig in einer früheren Arbeit⁴⁾ zusammengestellt findet, und deren bedeutende Differenzen sowohl unter sich, als gegen

1) Ketteler, Theor. Optik, p. 126. Braunschweig 1885.

2) Wernicke, Wied. Ann. 30. p. 452. 1887.

3) Drude, l. c.

4) Pflüger, Wied. Ann. 56. p. 422. 1895.

Tabelle 1.
Optische Constanten der Metalle für Natrümlicht und für „rothes“ Licht.

	n					x		
	Drude _{red.}	Kundt _{dir.}	du Bois und Rubens _{dir.}	Sheep _{dir.}	Pflüger _{dir.}	Drude _{red.}	Rathenau _{dir.}	Wernicke _{dir.}
Gold _{Na}	0,37	—	—	0,66	0,38	2,82	1,84	—
Silber _{Na}	0,18	—	—	0,27	—	3,67	1,61	3,26
Kupfer _{Na}	0,64	—	—	0,60	—	2,62	—	—
Platin _{Na}	2,06	—	—	1,76	—	4,26	1,84	—
Eisen _{Na}	2,36	—	2,72	—	—	3,20	1,61	—
Nickel _{Na}	1,79	—	1,84	—	1,87	3,32	1,92	—
Gold _{roth}	0,31	0,38	—	0,29	0,20	3,14	2,16	—
Silber _{roth}	0,20	—	—	0,25	—	3,97	1,79	3,54
Kupfer _{roth}	0,58	0,45	—	0,35	—	3,05	—	—
Platin _{roth}	2,16	1,76	—	2,02	—	4,45	2,03	—
Eisen _{roth}	—	1,81	3,12	—	3,66	—	1,78	—
Nickel _{roth}	1,89	2,17	2,04	—	2,23	3,56	2,06	—

die direct gemessenen Werthe wohl der Unvollkommenheit der benutzten Methoden zuzuschreiben sind.

Dagegen findet zwischen den neuesten indirecten Bestimmungen der n , die Hr. Walter¹⁾ nach einer sehr einfachen und zweckmässigen Methode, die weiter unten beschrieben werden wird, ausgeführt hat, und den von mir direct bestimmten Werthen²⁾ befriedigende Uebereinstimmung statt, wie die nachfolgenden Tab. 2 und 3 zeigen:

Tabelle 2.
Brechungsindices des festen Fuchsins.

$\lambda =$	589 $\mu\mu$	527 $\mu\mu$	486 $\mu\mu$	455 $\mu\mu$	461 $\mu\mu$
Walter _{refl.}	2,68	1,91	1,07	0,85	—
Pflüger _{dir.}	2,64	—	1,05	—	0,83

Tabelle 3.
Brechungsindices des festen Diamantgrüns.

$\lambda =$	656 $\mu\mu$	589 $\mu\mu$	553 $\mu\mu$	434 $\mu\mu$
Walter _{refl.}	2,15	1,27	1,03	1,46
Pflüger _{dir.}	2,01	1,27	1,09	1,48

Tabelle 4.
Extinctionsindices des festen Fuchsins.

$\lambda =$	589 $\mu\mu$	527 $\mu\mu$	486 $\mu\mu$	455 $\mu\mu$
Walter _{refl.}	0,79	1,42	1,17	0,53
Pflüger _{dir.}	0,76	1,22	0,98	0,43

Weniger gut stimmen die nach gleicher Methode von Hrn. Walter indirect, von mir direct gewonnenen Werthe³⁾ der κ in Tabelle 4 überein.

Indessen habe ich schon bei der Mittheilung der angeführten Werthe der κ betont, dass deren directe Bestimmung

1) Walter, Die Oberflächen- oder Schillerfarben. Braunschweig 1895.

2) Pflüger, l. c.

3) Pflüger, Wied. Ann. 65. p. 225. 1898.

mit ausserordentlichen Schwierigkeiten verknüpft war, und dass, trotzdem die Differenzen ausserhalb der Fehlergrenzen liegen, den Messungen ebensowenig entscheidendes Gewicht beizulegen ist, wie den Messungen an Metallen, da die Existenz einer unbekannten Fehlerquelle nicht ausgeschlossen ist.

In derselben Arbeit sind aber die optischen Constanten des festen Cyanins unter erheblich einfacheren Bedingungen, und mit solcher Genauigkeit bestimmt worden, dass ein Einwand, wie der eben genannte, nicht ohne weiteres plausibel erscheint. Es galt darum, diese Werthe mit den indirect ermittelten zu vergleichen.

Zu diesem Zwecke benutzte ich die Methode des Hrn. Walter, die bezüglich der n so befriedigende Resultate gegeben hatte. Ich gestatte mir, an dieser Stelle Hrn. Walter für die freundliche Auskunft über die Einzelheiten seiner Versuchsanordnung meinen besten Dank auszusprechen.

Die Theorie des Verfahrens ist nach Hrn. Walter¹⁾ die folgende:

Die Phasendifferenz δ_e zwischen den beiden senkrecht polarisirten Componenten, in die die einfallende Schwingung zerlegt wird, ist gegeben durch den Ausdruck:

$$(2) \quad \operatorname{tg} 2\pi \frac{\delta_e}{\lambda} = \frac{2\kappa_e \sin^2 \varrho \cos \varrho}{(n_e^2 \cos^2 r_e + \kappa_e^2) \cos^2 \varrho - \sin^4 \varrho},$$

wo λ die Wellenlänge, ϱ den Einfalls-, r den Brechungswinkel bedeutet. Für den Haupteinfallswinkel $h = \varrho$ ist die linke Seite unendlich gross, da h die Eigenschaft hat, dass für ihn δ_e gleich $\lambda/4$ ist. Der Nenner rechts muss also Null werden, und es ergibt sich mit Hülfe des Brechungsgesetzes

$$(3) \quad \sin \varrho = n_e \sin r_e,$$

die zuerst von Hrn. Ketteler abgeleitete Beziehung

$$(4) \quad n_h^2 + \kappa_h^2 = \operatorname{tg}^2 h.$$

Zur Ableitung einer zweiten Beziehung erinnern wir uns, dass nach zweimaliger Reflexion, und unter der Voraussetzung, dass der Einfall des Lichtes unter dem Haupteinfallswinkel erfolge, das Licht wieder linear, und zwar unter einem anderen Azimuth α''_h als dem Einfallszimuth α_h polarisirt ist.

1) Walter, l. c. p. 228.

Nun sollen R_h^s und R_h^p die Intensitäten der unter dem Einfallswinkel h reflectirten, parallel und senkrecht zur Einfallsebene polarisirten Componenten bezeichnen. Dann gelten die Cauchy'schen Formeln:

$$(5) \quad \begin{cases} R_h^p = \frac{\sin^2(\varrho - r_e) + \kappa_e^2 \sin^2 r_e}{\sin^2(\varrho + r_e) + \kappa_e^2 \sin^2 r_e} \\ R_h^s = \frac{\cos^2(\varrho + r_e) \operatorname{tg}^2 \varrho + \kappa_e^2 \cdot \sin^2 r_e}{\cos^2(\varrho - r_e) \operatorname{tg}^2 \varrho + \kappa_e^2 \cdot \sin^2 r_e} \end{cases}$$

Ist die Amplitude der unter dem Azimuth α_h einfallenden Schwingung gleich 1, so sind die Amplituden der Componenten $\sin \alpha_h$ und $\cos \alpha_h$. Nennt man dann A und B die Componenten der Amplitude des Lichtes nach zweimaliger Reflexion, so ist, da die Intensität gleich dem Quadrat der Amplitude ist:

$$(6) \quad \begin{cases} B = R_h^s \sin \alpha_h, \\ A = R_h^p \cos \alpha_h. \end{cases}$$

Also folgt:

$$(7) \quad \operatorname{tg} \alpha_h'' = \frac{B}{A} = \frac{R_h^s \sin \alpha_h}{R_h^p \cos \alpha_h} = \frac{\cos^2(h + r_h) \operatorname{tg}^2 h + \kappa_h^2 \sin^2 r_h}{\cos^2(h - r_h) \operatorname{tg}^2 h + \kappa_h^2 \sin^2 r_h} \operatorname{tg} \alpha_h,$$

woraus sich mit Hülfe der Gleichungen (1), (3), (4) ergibt:

$$(8) \quad \kappa_h^2 = \sin^2 h \cdot \operatorname{tg}^2 h \left[1 - \frac{\sin^2(\alpha_h - \alpha_h')}{\sin^2(\alpha_h + \alpha_h')} \right].$$

Macht man das Einfallssazimuth gleich 45° , so vereinfacht sich (8) zu:

$$(9) \quad \kappa_h^2 = \sin^2 h \cdot \operatorname{tg}^2 h \cdot \left[1 - \operatorname{tg}^2 \left(\frac{\pi}{4} - \alpha_h'' \right) \right].$$

Misst man als für eine beliebige Spectralfarbe die h und α_h'' , so kann man aus den Gleichungen (4) und (9) die n_h und κ_h berechnen.

Zur Vereinfachung setzen wir

$$\operatorname{tg} \alpha_h' = \operatorname{tg}^2 \alpha_h'',$$

wo $\operatorname{tg} \alpha_h'$ das Verhältniss der Componenten der Amplitude nach einmaliger Reflexion, der Winkel α_h' das sog. „Hauptazimuth“ bedeutet. Bei den oben erwähnten älteren Reflexionsmessungen wurde α_h' direct vermittelt des Babinet'schen Compensators oder eines $\lambda/4$ -Glimmerblättchens bestimmt.

Hr. Walter zeigt, dass der Grund der Abweichungen der alten Resultate in der Ungenauigkeit dieser Methode liegt.

Unter Einführung des Winkels α'_h wird aus (9):

$$(10) \quad \kappa_h = \sin h \cdot \operatorname{tg} h \cdot \sin 2 \alpha'_h.$$

Nun interessieren uns in der vorliegenden Abhandlung wesentlich die Werthe n und κ für senkrechten Auffall des Lichtes, da nur diese Werthe auf directem Wege bestimmt wurden. Man kann sie leicht vermittelt der Gleichungen (1) berechnen. Am einfachsten setzt man indessen:

$$(11) \quad \begin{cases} \sin h \sin 2 \alpha'_h = \sin \varphi \\ \sin 2 h \sin 2 \alpha'_h = \sin \psi \end{cases}$$

Dann wird

$$(12) \quad \begin{cases} \kappa_h = \operatorname{tg} h \cdot \sin \varphi \\ n_h = \operatorname{tg} h \cdot \cos \varphi \end{cases}$$

und die Gleichungen für n und κ erhalten die sehr bequemen Formen

$$(13) \quad \begin{cases} \kappa = \operatorname{tg} h \sqrt{\sin\left(\varphi + \frac{\psi}{2}\right) \sin\left(\varphi - \frac{\psi}{2}\right)} \\ n = \operatorname{tg} h \sqrt{\cos\left(\varphi + \frac{\psi}{2}\right) \cos\left(\varphi - \frac{\psi}{2}\right)} \end{cases}$$

Die von Hrn. Walter benutzte, zuerst von Hrn. Quincke¹⁾ angewandte Methode zur Bestimmung der h und α'_h ist die folgende.

Man bereitet zwei Cyaninspiegel auf Glasplatten a und a' (vgl. Figur). Diese werden auf dem Tischchen T eines Spectrometers genau senkrecht derart befestigt, dass sie die Farbstoffseite einander zukehren, einander parallel und gegeneinander so verschoben sind, dass das aus dem Collimator C kommende Licht zuerst den Spiegel a , und, nach Reflexion an a , den Spiegel a' treffen kann. Zu diesem Zwecke wird zunächst die eine Platte mit Klebwachs oder Siegellack auf dem Tischchen befestigt und unter Benutzung des Gauss'schen Oculars senkrecht zur Fernrohr- und Collimatoraxe gestellt. Alsdann bringt man die zweite Platte, deren untere Seite man erwärmt und mit etwas Siegellack oder Klebwachs bestrichen hat, an die vorher ausprobirte Stelle des Tischchens. Wäh-

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

rend der Klebstoff langsam erkaltet, bringt man die Platte in eine solche Lage, dass das von ihrem Farbstoffspiegel reflectirte Bild des Fadenkreuzes zusammenfällt mit dem Bilde, das von dem Spiegel der anderen Platte reflectirt ist. Dann sind beide Spiegel senkrecht und parallel.

Collimatorrohr C und Fernrohr F tragen vor den Objectiven drehbare Nicols, N und N' , mit Theilkreis. Das polarisirende Nicol N wird während des Versuches so eingestellt, dass seine Schwingungsebene einen Winkel von 45° mit der gemeinschaftlichen Einfallsebene der beiden Spiegel bildet. Das einfallende Licht ist dann unter einem Azimuth von 45° polarisirt. Die Nullstellung des analysirenden Nicols N' wird dadurch gefunden, dass man N hülfsweise in ein Azimuth von 90° gegen die Einfallsebene der Spiegel stellt und diejenige Stellung von N' aufsucht, für die das aus N kommende Licht vollständig ausgelöscht wird.

Damit das aus dem Collimatorrohr kommende Licht nach der Reflexion an beiden Spiegeln in das Fernrohr F eintreten kann, muss dessen Axe gegen das Tischchen excentrisch eingestellt werden. Dies machte bei den früheren Arbeiten die Benutzung eines Hülfsfernrohrs nothwendig, da die gewöhnlichen Spectrometer für eine solche Bewegung des Fernrohrs nicht eingerichtet sind. Bei meinem Apparat ist die Sache dadurch vereinfacht, dass er die Combination eines Spectrometers mit einem Lummer-Brodhun'schen Photometer ist. Er besitzt also zwei Collimatorrohre, von denen eines um eine verticale Axe drehbar ist und als Fernrohr benutzt werden kann.

Von dem Fernrohr wird nach der Justirung das Ocular entfernt. In der Brennebene des Objectivs entsteht ein Bild des bei diesen Versuchen weit geöffneten Spaltes. Dies Bild lässt man auf den feinen Spalt S eines Hülfspectrometers H fallen. Ein auf dessen Tischchen befestigtes Prisma erzeugt im

Fernrohr ein Spectrum. Der Theilkreis von H ist in bekannter Weise auf Wellenlängen ausgewerthet, sodass man durch Drehen des Fernrohrs jede beliebige, genau definirte Spectralfarbe mit dem Fadenkreuz des Fernrohrs zur Deckung bringen kann.

Als Lichtquelle diente eine Bogenlampe, die mit einem Strom von 20 Ampère gespeist wurde.

Das im Hülfspectrometer beobachtete Spectrum besteht also nur aus Strahlen, die zweimal am Cyanin reflectirt sind. Dreht man nun gleichzeitig das Tischchen mit den beiden Spiegeln und das Nicol N' , so kann man mit leichter Mühe eine Stellung beider auffinden, bei der im Spectrum ein sehr scharfer, schwarzer Streifen erscheint, eine Lichtgattung also völlig ausgelöscht ist. Das bedeutet, dass diese Lichtgattung nach der Reflexion an den Cyaninspiegeln linear polarisirt und durch das Nicol vernichtet ist. Der zugehörige Einfallswinkel, der am Theilkreis des grossen Spectrometers abgelesen wird, und die Wirkeleinstellung des Nicols N' sind der Haupteinfallswinkel h und das Azimuth α'' . Man bestimmt dieselben für eine gewünschte Wellenlänge, indem man das Fadenkreuz des Hülfspectrometers auf diese Farbe einstellt und durch gleichzeitiges Drehen der Spiegel und des Nicols N' den schwarzen Streifen auf die Mitte des Fadenkreuzes bringt.

Bei der Messung am Cyanin ergaben sich nun folgende Schwierigkeiten. Zunächst zeigte sich im Spectrum von etwa $\lambda = 500 \mu\mu$ bis $\lambda = 540 \mu\mu$ ein breiter, verwaschener Streifen, der bei allen Einfallswinkeln nahezu an derselben Stelle blieb. Er rührt von einem Minimum der Reflexion her, das durch die sehr kleinen n und κ für diesen Spectralbereich¹⁾ bedingt ist und sich aus den Formeln (5) leicht berechnen lässt. Innerhalb dieses Streifens war eine Messung nicht möglich, da die schmale Bande sich nicht mit genügender Deutlichkeit von dem dunklen Hintergrunde abhob.

Ferner zeigte sich, dass die Bande der Metallreflexion im Gebiet von ca. $\lambda = 580 \mu\mu$ bis $\lambda = 620 \mu\mu$ nicht scharf, sondern nur breit und verwaschen zu erhalten war. Die directen Messungen der n und κ machen wahrscheinlich, dass die Curven des Haupteinfallswinkels und des Azimuthes an diesem Gebiet einen Buckel aufweisen derart, dass zu verschiedenen

1) Pflüger, Wied. Ann. 65. p. 225. 1898.

Wellenlängen nahezu gleiche h bez. α''_h gehören. Es wird dann für eine bestimmte Einstellung zwar ein scharfer Streifen im Spectrum vorhanden sein, aber durch die Existenz von schwachen Nachbarstreifen verwaschen gemacht werden.

Endlich konnten die Messungen im Roth wegen der geringen Lichtstärke nur bis zur Wellenlänge $\lambda = 635\mu\mu$ ausgedehnt werden.

Im Grün waren die Streifen ganz ausgezeichnet scharf ausgebildet, im Roth desgleichen, wenngleich die geringe Lichtstärke die Messungen hier ein wenig beeinträchtigte.

Es wurden drei Schichtpaare für das ganze erwähnte Gebiet, ein Paar nur für eine Wellenlänge untersucht. Die Resultate giebt nachfolgende Tabelle 5.

Tabelle 5.

Haupteinfallswinkel h und Azimuthe α''_h des festen Cyanins.

Schicht- paar	$\lambda = 635\mu\mu$		$\lambda = 620\mu\mu$		$\lambda = 570\mu\mu$		$\lambda = 565\mu\mu$		$\lambda = 556\mu\mu$	
	h	α''_h	h	α''_h	h	α''_h	h	α''_h	h	α''_h
1	65°28'	1°3'	64°54'	2°30'	60°46'	5°45'	60°7'	6°15'	58°25'	5°51'
2	65 52	1 9	64 40	2 20	60 17	5 43	59 30	5 51	57 34	6 14
3	65 12	1 39	63 52	2 24	59 57	5 36	59 14	5 48	57 27	6 3
4	—	—	—	—	—	—	59 22	6 9	—	—

Daraus berechnen sich die Werthe der n und κ , die mit dem Index „refl.“ versehen und in der nachfolgenden Tab. 6 mit den „direct“ bestimmten Werthen zusammengestellt sind. Die mit einem Sternchen bezeichneten Werthe sind durch Interpolation gemessen.

Es zeigt sich also für die n im ganzen Gebiet, für die κ im Grün sehr gute Uebereinstimmung.

Im Roth dagegen weisen die κ beträchtliche Differenzen auf. Dies Resultat ist im höchsten Grade bemerkenswerth. In einer hier bereits mehrfach angezogenen Arbeit¹⁾ hatte nämlich die Prüfung der Ketteler-Helmholtz'schen Dispersionsformeln die Existenz einer Fehlerquelle meiner directen Messungen im Roth vorausgesagt, da die Formeln *nur* in diesem Gebiet nicht mit der Erfahrung übereinstimmten, doch liess

1) Pflüger, Wied. Ann. 65. p. 173. 1898.

sich nicht entscheiden, ob der Fehler in der Bestimmung der n oder der κ steckte. Ueber die Verwerthung dieses Resultates berichtet die nachfolgende Abhandlung.¹⁾

Tabelle 6.
Brechungs- und Extinctionsindices des festen Cyanins.

	$\lambda = 635 \mu\mu$	$\lambda = 620 \mu\mu$	$\lambda = 570 \mu\mu$	$\lambda = 565 \mu\mu$	$\lambda = 556 \mu\mu$
$n_{\text{refl.}}$	2,10	1,93	1,46	1,40	1,31
$n_{\text{dir.}}$	2,11*	1,94	1,46	1,39	1,31
$\kappa_{\text{refl.}}$	0,53	0,67	0,75	0,735	0,66
$\kappa_{\text{dir.}}$	0,38*	0,54	0,75	0,732	0,67

Hier sei daraus nur erwähnt, dass diese Differenz gegen die Theorie durch Einführung der eben mitgetheilten neuen Werthe der κ im Roth vollständig gehoben ist. Bedenkt man insbesondere, dass die hier angewandte Methode die n und κ immer nur miteinander verknüpft auftreten lässt, und berücksichtigt man, dass im Grün die Werthe der n und κ , im Roth die Werthe der n völlig befriedigend mit den direct bestimmten übereinstimmen, so glaube ich zu der Annahme berechtigt zu sein, dass die neuen Werthe der κ auch wirklich die richtigen sind, die Extinctionscurve des Cyanins also in diesem Sinne zu berichtigen ist.

Die ausgezeichnete Uebereinstimmung im Grün lehrt insbesondere, dass die Cauchy'schen Formeln der Metallreflexion die n und κ mit befriedigender Genauigkeit darstellen. Sobald sich daher die Existenz von Oberflächenschichten vermeiden lässt, wie das nach diesen Ergebnissen bei frisch bereiteten Farbstoffschichten und bei geeignet behandelten Metallspiegeln²⁾ möglich ist, wird es zur weiteren Prüfung der Dispersionstheorie unzweifelhaft rationeller und einfacher sein, die Constanten aus Reflexionsbeobachtungen zu bestimmen, vorausgesetzt, dass sich nicht derartige Schwierigkeiten, wie die oben beschriebenen, in den Weg stellen. Indessen müsste jede andere Methode mit der hier benutzten zunächst verglichen werden.

Bonn, Physik. Institut der Universität, Februar 1898.

1) Pflüger, Wied. Ann. **65**. p. 225. 1898.

2) Drude, l. c.

(Eingegangen 11. März 1898.)