13. *Ueber die Dispersion ultravioletter Strahlen;* *von F. F. Martens.*

(Berliner Habilitationsschrift.)

1. Die Dispersion einer Substanz im ultravioletten, sichtbaren und ultraroten Spectralgebiet zu kennen, ist von praktischem und theoretischem Interesse.

Prismen aus einem Material bekannter Dispersion können dazu dienen, Wellenlängen zu messen oder zu isoliren.

Die Dispersion einer Substanz kennen wir nicht eher vollständig, als bis wir die Eigenschwingungen (oder Streifen metallischer Absorption bez. Reflexion) rechnerisch oder experimentell ermittelt haben. Vergleichen wir verschiedene Substanzen mit einem gemeinsamen Bestandteil in Bezug auf die Eigenschwingungen miteinander, so finden wir, wodurch die Eigenschwingungen bedingt sind.

Kennt man die Brechungsexponenten für ein möglichst grosses Intervall von Wellenlängen, dann kann man die Constanten der bisher stets bewährten Ketteler-Helmholtz'schen Dispersionsformel berechnen und hieraus schliessen, welche Durchlässigkeit und welchen Brechungsexponenten die Substanz wahrscheinlich für Strahlen unendlich kleiner Wellenlänge, wie es vielleicht die Röntgenstrahlen sind, besitzt.

Unter diesen drei Gesichtspunkten sind die nachstehenden Beobachtungen und Rechnungen des Verfassers angestellt. Es war ursprünglich das Ziel des Verfassers, auf gütige Anregung von Hrn. Prof. Warburg nahe an 1 liegende Brechungsexponenten direct zu messen. Dies Ziel hat sich bei den bisher untersuchten Strahlen und Substanzen noch nicht erreichen lassen. Doch hofft der Verfasser später mit den von Hrn. Schumann entdeckten Strahlen, deren Wellenlänge zwischen 185 und 128 $\mu\mu$ liegen dürfte, und einigen ausgewählten Substanzen das gesteckte Ziel zu erreichen.

I. Methoden und Apparate.

2. Die Brechungsexponenten der Krystalle wurden nach der Methode des bekannten Einfallswinkels bestimmt. Im Princip schon 1828 von Rydberg¹⁾ erdacht, ist die Methode zuerst von Grailich²⁾ angewandt worden, freilich noch ohne Collimator.

Die vom Collimator kommenden Strahlen werden durch Reflexion an der Prismenfläche 1 (vgl. Fig. 1) um den Winkel

$$(1) \quad \xi = 180^\circ - 2\alpha$$

abgelenkt. Stellt man zunächst das Fernrohr ohne Prisma auf das directe Spaltbild ein, dreht darauf das Fernrohr um ξ , und stellt nun das Prisma so auf, dass das reflectirte Spaltbild mit dem Fadenkreuz zusammenfällt, so ist α der Ein-

Fig. 1.

fallswinkel der Lichtstrahlen an der ersten Prismenfläche. Sind α' β' β die weiteren Einfalls- bez. Brechungswinkel an den Prismenflächen, ist δ die Ablenkung der Strahlen durch das Prisma, so ist $\varphi = \alpha' + \beta'$, ferner $\delta = \beta - \beta' + \alpha - \alpha'$, und für die Brechung an der ersten bez. zweiten Fläche gelten die Gleichungen

$$n \sin \alpha' = \sin \alpha,$$

$$n \sin (\varphi - \alpha') = \sin (\varphi + \delta - \alpha).$$

1) F. Rydberg, Pogg. Ann. 14. p. 44—59. 1828.

2) Jos. Grailich, Krystallographisch-optische Untersuchungen p. 21 bis 23. Wien und Olmütz 1858; gekrönte Preisschrift.

Addiren bez. subtrahiren wir beide Gleichungen, so erhalten wir

$$2n \sin \frac{\varphi}{2} \cos \left(\alpha' - \frac{\varphi}{2} \right) = 2 \sin \frac{\varphi + \delta}{2} \cos \left(\alpha - \frac{\varphi + \delta}{2} \right),$$

$$2n \cos \frac{\varphi}{2} \sin \left(\alpha' - \frac{\varphi}{2} \right) = 2 \cos \frac{\varphi + \delta}{2} \sin \left(\alpha - \frac{\varphi + \delta}{2} \right).$$

Durch Division der linken und rechten Seiten folgt:

$$(2) \quad \operatorname{tg} \left(\alpha' - \frac{\varphi}{2} \right) = \operatorname{tg} \frac{\varphi}{2} \operatorname{ctg} \frac{\varphi + \delta}{2} \operatorname{tg} \left(\alpha - \frac{\varphi + \delta}{2} \right);$$

hat man aus (2) α' berechnet, so ergibt sich

$$(3) \quad n = \frac{\sin \alpha}{\sin \alpha'}.$$

3. Für die Beobachtungen standen zwei Spectrometer zur Verfügung, ein grosses Instrument von Pistor & Martins mit 2'' — Ablesung, ein kleineres von Schmidt & Haensch mit 10'' — Ablesung. Bei letzterem ist das Fernrohr durch eine photographische Camera ersetzt. Die Cassette mit der 3 × 4 cm grossen Trockenplatte wird seitlich in einen Schlitten eingeschoben; der Schlitten ist an der Camera derart befestigt, dass er mittels einer Schraube vertical bewegt werden kann. So konnten etwa 20 je 0,5 mm hohe Spectra auf einer Platte aufgenommen werden. Als Objective¹⁾ dienten zwei achromatische Quarz-Flussspatobjective. Der Spectrometertisch war so eingerichtet, dass eine auf Justirschrauben ruhende Platte mit dem Prisma abgehoben und ohne weiteres genau in die alte Stellung gebracht werden konnte.²⁾ Zum Verschluss der Camera diente ein Deckel am Objectivende.

4. Die Prismenwinkel φ wurden stets mit beiden Instrumenten gemessen. Der Einfallswinkel α wurde gemessen, indem das Beobachtungsrohr zuerst auf das directe, dann auf das von der vorderen Prismenfläche reflectirte Spaltbild eingestellt wurde. Die Ablenkungen δ der ultravioletten Strahlen wurden in folgender Weise gemessen. Zunächst wurde das

1) Für die leihweise Ueberlassung der schönen Objective spricht Verfasser Hrn. Dr. H. Th. Simon seinen verbindlichsten Dank aus. Ueber die Construction der Objective vgl. H. Th. Simon, Wied. Ann. 53. p. 544 — 546. 1896.

2) F. F. Martens, Verhandl. d. Deutsch. Physikal. Gesellsch. 3. p. 11. 1901.

Prisma abgenommen und ein directes Spaltbild photographirt; dann wurde die Camera um den Winkel γ gedreht, das Prisma aufgesetzt und ein Spectrum aufgenommen. Ist S der Abstand der photographischen Platte vom hinteren Hauptpunkt des Objectives, x der auf der Teilmaschine gemessene Abstand einer Spectrallinie vom directen Spaltbild, so berechnet sich die Ablenkung dieser Linie

$$(4) \quad \delta = \gamma \pm \beta,$$

worin

$$(5) \quad \operatorname{tg} \beta = \frac{x}{S}$$

ist.

Wird die Camera zwischen zwei übereinander liegenden Aufnahmen um den etwa 3° betragenden Winkel ε gedreht, sind x_1 bez. x_2 die Abstände derselben Linie vom directen Spaltbilde in beiden Aufnahmen, so berechnet sich S in folgender Weise. Es ist

$$\operatorname{tg} \beta_1 = \frac{x_1}{S}, \quad \operatorname{tg} \beta_2 = \frac{x_2}{S}, \quad \varepsilon = \beta_1 - \beta_2.$$

Mithin

$$\operatorname{tg} \varepsilon = \frac{\frac{x_1}{S} - \frac{x_2}{S}}{1 + \frac{x_1}{S} \cdot \frac{x_2}{S}},$$

$$S = \frac{x_1 - x_2}{2 \operatorname{tg} \varepsilon} + \sqrt{\left(\frac{x_1 - x_2}{2 \operatorname{tg} \varepsilon}\right)^2 - x_1 x_2}.$$

Da in der Wurzel das zweite Glied klein gegen das erste ist, kann man die Wurzel nach dem binomischen Satz entwickeln und erhält

$$(6) \quad S = \frac{x_1 - x_2}{\operatorname{tg} \varepsilon} - \frac{x_1 x_2}{\frac{x_1 - x_2}{\operatorname{tg} \varepsilon}}.$$

Die x und β sind positiv zu nehmen, wenn sie nach der einen Seite, negativ, wenn sie nach der anderen Seite des Spaltbildes hin liegen.

5. Die untersuchten Prismen aus Kalkspat und Quarz sind (von Schmidt & Haensch) in der Weise geschliffen, dass die Axe den Prismenkanten parallel war. Zunächst wurde eine etwa 2 cm dicke, zur Axe genau senkrechte, planparallele Platte aus den Substanzen geschliffen. Dann wurden die

Prismenflächen senkrecht zu den Grundflächen geschliffen. — Beim Kalkspat sind die grössten Exponenten des ausserordentlichen Strahles kleiner als die kleinsten Exponenten des ordentlichen Strahles; daher konnten die beiden Spectra ohne weiteres einzeln untersucht werden. Beim Quarzprisma fallen jedoch die beiden Spectra zum grössten Teil zusammen. Um die Spectren zu trennen, hat Verfasser am Collimator ein kleines Wollastonprisma aus Quarz angebracht (Fig. 2); der

Fig. 2.

brechende Winkel der einzelnen Prismen ist 7° . Dann entstehen auf der photographischen Platte zwei Spectra, deren jedes 0,5 mm hoch ist, übereinander.

Für die Messungen im sichtbaren Gebiet war das Wollastonprisma nicht erforderlich; hier konnte an der Farbe leicht erkannt werden, ob eine Linie dem ordentlichen oder ausserordentlichen Spectrum angehörte.

Fig. 3.

6. Für die folgenden Versuche wurde das Spectrometer von Schmidt & Haensch mit dem grossen Flusspatprisma des Institutes, dessen Dimensionen unten p. 615 angegeben sind, versehen. So konnte das ganze etwa 3 cm lange Spectrum von $467-185 \mu\mu$ zugleich photographirt werden. Um die Brechungsexponenten von Flüssigkeiten zu bestimmen, wurden diese in einen Hohlraum (vgl. Fig. 3) gebracht, welcher durch den Ring r und die beiden Quarzplatten p gebildet wurde.

Ausser der Flüssigkeit befand sich in dem Hohlraume ein Zwillingssprisma aus Quarz, dessen beide brechende Winkel $\varphi = 1^\circ 10'$ waren. Axenrichtung ist durch Schraffiren angedeutet.

Bei der Anwendung wurde die brechende Kante des Zwillingsprismas horizontal gestellt, ebenso der Spalt des Spectrometers. Auf der Platte entstehen dann zwei übereinanderliegende Reihen horizontaler Spaltbilder. Ist δ der Winkelabstand zweier Spaltbilder derselben Wellenlänge, n der gesuchte Exponent der Flüssigkeit, N der bekannte Index des ordentlichen Strahles im Quarz, so ist nach bekanntem Satze

$$\frac{1}{2} \delta = \pm (n - 1) \varphi \mp (N - 1) \varphi,$$

und deshalb

$$(7) \quad n = N \pm \frac{\delta}{2 \varphi},$$

je nachdem $n \geq N$.

Das kleine Flüssigkeitsprisma ist von Schmidt & Haensch hergestellt. Die Dicke des Ringes r wurde so gewählt, dass die Kante des Zwillingsprismas von der gegenüberstehenden Quarzplatte nur einige hundertstel Millimeter entfernt war. Die so gefundenen Brechungsexponenten n sind freilich nur bis auf einige Einheiten der dritten Decimale sicher. Doch können noch Strahlen untersucht werden, die in der Flüssigkeit schon stark absorbiert werden; ferner besitzt diese Methode der gekreuzten Prismen den Vorzug, dass man mit einem Blicke die Aenderung der Indices mit der Wellenlänge übersieht.

7. Um die *Absorption* von Flüssigkeiten im Ultraviolett zu bestimmen, wurden die Flüssigkeiten¹⁾ zwischen zwei dünne Quarzplatten gepresst; diese wurden dann senkrecht zu den Strahlen vor den Spalt gehalten. War so ein Spectrum aufgenommen, dann wurde darüber ein zweites Spectrum ohne Vorschalten der Flüssigkeit aufgenommen; der Unterschied liess die Absorption der Flüssigkeit deutlich erkennen. Besonders schwierig war wegen des schnellen Verdunstens die Aufnahme bei Schwefelkohlenstoff.

8. Um die *metallische Reflexion von Flüssigkeiten* nach der von den Herren Rubens und Nichols²⁾ erdachten Methode der Reststrahlen zu ermitteln, ist Verfasser in folgender Weise verfahren.

Zwischen der Funkenstrecke F und dem Spalt S (vgl. Fig. 4) wird ein Flussspatkörper K ³⁾ angebracht. Durch die

1) Nach dem Vorgange von J. Pauer, Wied. Ann. 61. p. 363—379. 1897.

2) H. Rubens u. E. F. Nichols, Wied. Ann. 60. p. 418—462. 1897.

3) Von C. Zeiss ist das schwierige Stück in vortrefflicher Ausführung bereitwilligst angefertigt worden.

sphärischen Flächen 0 bez. 5 werden die von F kommenden Strahlen parallel bez. convergent gemacht. Innerhalb des Körpers werden die Strahlen viermal in Flussspat an Luft unter Einfallswinkeln von 20° reflectirt. Damit man erkennen kann, ob das Funkenbild richtig auf dem Spalt entworfen wird, muss man — wegen der sonst nicht ausreichenden Helligkeit — die Flächen 1, 3 und 2, 4 des Körpers mit einem Belage von amalgamirtem Stanniol versehen. Nach der Justirung wurde der Belag entfernt. Dann wurde die zu untersuchende Flüssigkeit an die beiden Flussspatflächen herangebracht und mit zwei mattirten kleinen Glasplatten bedeckt. War so bei

Fig. 4.

halbstündiger Exposition ein Spectrum der reflectirten Strahlen aufgenommen, dann wurde darüber ein Spectrum der direct vom Funken kommenden Strahlen photographirt.

9. Für die meisten Versuche wurden auf den Rat des Hrn. V. Schumann sogenannte Kupferdruckplatten von Gebhardt (Berlin NW., Schumannstr. 14) benutzt. Dieselben waren fast kornlos. Die Platten wurden vom Verfasser selbst in Stücke von 3×4 cm geschnitten; hierzu diente eine sehr bequeme kleine Maschine von R. Fuess, Steglitz. Die brechbarsten Strahlen werden auf den im Handel befindlichen Trockenplatten stets ziemlich schwach erhalten. Nur durch die grosse Güte des Hrn. Schumann, der mir acht seiner neuen ausgezeichneten Platten¹⁾ sandte, war es mir möglich, bei Sylvin, Quarz und Kalkspat die brechbarsten Strahlen zu erhalten.

10. In Tab. 1 sind die Spectrallinien zusammengestellt, für welche die Brechungsexponenten bestimmt sind.

Die Wellenlänge der meisten Linien ist den dankenswerten

1) V. Schumann, Ann. d. Phys. 5. p. 349—374. 1901.

neuen Messungen der Herren F. Exner und E. Haschek¹⁾ entnommen; die brechbarsten Al-Linien hat Hr. C. Runge²⁾ gemessen. Die Elemente Al, Cd, Au, Pb, Sb wurden im Funkenspectrum (grosses Inductorium, Deprezunterbrecher, Leydener Flasche) verdampft; H und Hg wurden im Geisslerrohre, K, Li, Na in der Bunsenflamme zum Leuchten gebracht.³⁾ Auf die Antimonlinie 702 hat mich Hr. Grünbaum aufmerksam gemacht.

Tabelle 1.

Nr.	Element	Wellenlänge λ in $\mu\mu$ gemessen	Beobachter	Nr.	Element	Wellenlänge λ in $\mu\mu$ gemessen	Beobachter
1	Al	185,409	C. Runge	22	Al	308,227	Exner u. Haschek
2	Al	186,220	"	23	Au	312,280	"
3	Al	193,529	"	24	Cd	340,358	"
4	Al	197,76	Exner u. Haschek	25	Al	358,702	"
5	Al	198,990	C. Runge	26	Al	394,415	Exner u. Haschek
6	Al	200,09	Exner u. Haschek	27	H	410,185	Ames ⁴⁾
7	Au	204,470	"	28	H	434,066	"
8	Au	208,216	"	29	Cd	441,587	Exner u. Haschek
9	Au	211,078	"	30	Cd	467,832	"
10	Cd	214,45	"	31	H	486,149	Ames
11	Cd	219,46	"	32	Cd	508,606	Kayser u. Runge ⁵⁾
12	Cd	224,00	"	33	Cd	533,83	Thalén
13	Cd	231,29	"	34	Hg	546,10	Kayser u. Runge
14	Au	242,810	"	35	Pb	560,70	Lécoq
15	Au	250,333	"	36	Na	589,31	Mittel
16	Cd	257,317	"	37	Au	627,84	Kayser u. Runge
17	Al	263,20	"	38	Cd	643,88	Ames
18	Au	267,610	"	39	H	656,304	"
19	Cd	274,871	"	40	Li	670,82	Kayser u. Runge
20	Al	281,640	"	41	Sb	702,0	Huggins
21	Au	291,368	"	42	K	768,24	Kayser u. Runge

1) F. Exner u. E. Haschek, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Wien 106. IIa. Cd p. 61—63; Al p. 61—66. 1897; 107. IIa. Au p. 792—796. 1898.

2) C. Runge, Wied. Ann. 55. p. 44—48. 1895.

3) Die K-Linie war sehr schwach; zweckmässiger wäre es wohl gewesen, eine gegossene KCl-Stange in der Flamme eines Linnemann'schen Brenners zu erhitzen, nach dem Vorgange von du Bois und Gumlich mit NaCl.

4) J. S. Ames, Phil. Mag. (5) 30. p. 30 (Cd), p. 48 (H). 1890.

5) H. Kayser u. E. Runge, Wied. Ann. 41. Li p. 307; K p. 312. 1890; 43. Cd p. 399; Hg p. 403. 1891; 46. Au p. 230. 1892.

II. Die Ketteler-Helmholtz'sche Dispersionsformel.

11. Einen bisher stets bewährten Führer für das Studium der Dispersion einer Substanz besitzen wir in der Ketteler-Helmholtz'schen Dispersionsformel, welche (unter Vernachlässigung der Absorption bei der Wellenlänge λ) lautet:

$$(I) \quad n^2 = 1 + \sum \frac{m_k \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_k^2};$$

n ist der Brechungsexponent der Substanz für Strahlen der Wellenlänge λ ; gewöhnlich werden für n und λ die in Luft gemessenen Werte angegeben; m_k und λ_k sind Constanten, die folgende physikalische Bedeutung haben. Nach der von Hrn. Drude entwickelten elektromagnetischen Dispersions-theorie¹⁾ bestehen die isolirenden Substanzen aus mehreren Ionengattungen; der Einfluss jeder dieser Ionengattungen auf den Brechungsexponenten n wird durch ein Glied der Σ in Formel (I) dargestellt. m_k ist die Dielektricitätsconstante der k^{ten} Ionengattung; $1 + \Sigma m_k$ ist nach der Theorie gleich der beobachteten Dielektricitätsconstante D der Substanz für unendlich lange Wellen. Durch die auffallende Strahlung λ_k werden die Ionen der k^{ten} Gattung zum Mitschwingen veranlasst. Die Wellenlänge der Resonanz hervorrufenden Strahlen kann direct bestimmt werden; denn für diese Strahlen zeigt die Substanz ein etwa ebenso grosses Reflexions- und Absorptionsvermögen, wie ein Metall für sichtbare Strahlen. Für Strahlen, deren Wellenlänge λ_k sehr nahe liegt, nimmt der Brechungsindex mit zunehmender Wellenlänge sehr stark zu. Wegen dieser Eigenschaften der Strahlen λ_k sagt man, die Substanz zeige bei λ_k anomale Dispersion, sie besitze einen Streifen metallischer Absorption oder einen Streifen metallischer Reflexion.

12. Die einfachste Form nimmt die Gleichung (I) an, wenn nur eine resonanzfähige Ionengattung vorhanden ist; dann wird (I)

$$(II) \quad n^2 = 1 + \frac{m' \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda'^2}.$$

Die Gleichung stellt die beobachteten Exponenten von Xylol (p. 638) befriedigend dar. Die Eigenschwingung λ' liegt

1) P. Drude, Lehrbuch der Optik p. 352. S. Hirzel, Leipzig 1900.

im Ultraviolett. Bei den meisten Substanzen sind noch andere Eigenschwingungen vorhanden, deren Wellenlänge λ'' so klein gegen die zu beobachtenden λ ist, dass das Glied $m'' \lambda^2 / (\lambda^2 - \lambda''^2)$ für das Gebiet der beobachteten Brechungsindices als constant angesehen werden kann. Dann nimmt die Dispersionsformel, wenn man m statt m'' setzt, die Gestalt an

$$(III) \quad n^2 = m + \frac{m' \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda'^2}.$$

Diese Formel ist besonders wichtig, weil dieselbe die Brechungsexponenten fast aller durchsichtigen Medien im sichtbaren Gebiet befriedigend darstellt. Kennt man drei Brechungsexponenten n_1, n_2, n_3 für drei möglichst verschiedene Wellenlängen $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$, so berechnet sich

$$\lambda'^2 = \frac{\lambda_3^2 (\lambda_1 - \lambda_2^2) - \lambda_2^2 (\lambda_1^2 - \lambda_3^2) C}{(\lambda_1^2 - \lambda_2^2) - (\lambda_1^2 - \lambda_3^2) C},$$

worin

$$C = \frac{(n_3^2 - n_1^2)}{(n_3^2 - n_2^2)}$$

zu setzen ist. Ferner berechnet sich

$$m' = \frac{(n_3^2 - n_1^2) (\lambda_1^2 - \lambda'^2) (\lambda_3^2 - \lambda'^2)}{\lambda'^2 (\lambda_1^2 - \lambda_3^2)};$$

endlich ist

$$m = n_2^2 - \frac{m' \lambda_2^2}{\lambda_2^2 - \lambda'^2}.$$

Die Constanten dieser Gleichung (III) hat Verfasser für folgende Substanzen berechnet: Alkohol, Benzol, Baryum-Quecksilber-Jodidlösung, Cassiaöl, Monobromnaphtalin und Schwefel.

Die Eigenschwingungen im Ultraroten liegen meistens bei so grossen Wellenlängen, dass ihr Einfluss auf die beobachteten Brechungsexponenten vernachlässigt werden kann, wie es bei Aufstellung der Formeln (II) und (III) geschehen ist. Hat eine ultrarote Eigenschwingung merklichen, aber kleinen Einfluss auf die beobachteten Brechungsexponenten, so kann man das betreffende Glied in Reihenform darstellen:

$$-\frac{m'' \lambda^2}{\lambda''^2 - \lambda^2} = -m'' \left(\frac{\lambda^2}{\lambda''^2} \right) - m'' \left(\frac{\lambda^4}{\lambda''^4} \right),$$

und braucht nur Glieder erster Ordnung zu berücksichtigen. Setzt man wie Ketteler $k = (m''/\lambda''^2)$, so erhält man

$$(IV) \quad n^2 = m + \frac{m' \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda'^2} - k \lambda^2.$$

Die Constanten dieser Formel (IV) hat Verfasser für Schwefelkohlenstoff und Wasser aus den in Luft gemessenen, für Flussspat aus den im Vacuum gemessenen Exponenten und Wellenlängen berechnet.

Für die ordentlichen Exponenten im Quarz haben die Herren Rubens und Nichols die Constanten folgender Gleichung bestimmt:

$$(V) \quad n^2 = m + \frac{m' \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda'^2} - \frac{m'' \lambda^2}{\lambda''^2 - \lambda^2} - \frac{m''' \lambda^2}{\lambda'''^2 - \lambda^2}.$$

Die Constanten $\lambda'' = 8,85 \mu$ und $\lambda''' = 20,75 \mu$ sind nicht berechnet, sondern es ist direct die starke Reflexion dieser Strahlen beobachtet worden; m' und λ' sind den Angaben Ketteler's entnommen. Für Flussspat hat Hr. Rubens zwei Streifen λ'' und λ''' metallischer Reflexion bestimmt. Setzt man diese Werte in (V) ein, und versucht die anderen Constanten aus den beobachteten Brechungsexponenten zu berechnen, so sieht man, dass die Exponenten sich durchaus nicht durch (V) darstellen lassen. Deshalb hat Verfasser für Flussspat die Gleichung aufgestellt

$$(VI) \quad n^2 = m + \frac{m' \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda'^2} - \frac{m'' \lambda^2}{\lambda''^2 - \lambda^2} - \frac{m''' \lambda^2}{\lambda'''^2 - \lambda^2} - \frac{m'''' \lambda^2}{\lambda''''^2 - \lambda^2}.$$

Für λ'' und λ''' sind die von Hrn. Rubens beobachteten Werte $24,0$ und $31,6 \mu$ eingesetzt. Ferner ist $m''' = 1,21 m''$ angenommen, weil nach Hrn. Rubens die Strahlen λ''' $1,21$ mal stärker reflectirt werden als die Strahlen λ'' . Endlich ist $\Sigma m = D$, gleich der beobachteten Dielektricitätsconstante gesetzt.

Die Brechungsexponenten von Steinsalz und Sylvin lassen sich nur dann befriedigend darstellen, wenn man zwei Streifen λ' und λ'' metallischer Reflexion im Ultraviolett annimmt. Verfasser hat daher für Sylvin die Gleichung (VII), für Steinsalz die Gleichung (VIII) gewählt

$$(VII) \quad n^2 = m + \frac{m' \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda'^2} + \frac{m'' \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda''^2} - \frac{m''' \lambda^2}{\lambda'''^2 - \lambda^2},$$

$$(VIII) \quad n^2 = m + \frac{m' \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda'^2} + \frac{m'' \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda''^2} - \frac{m''' \lambda^2}{\lambda'''^2 - \lambda^2} - k \lambda^2.$$

In (VII) und (VIII) sind für λ''' die von Rubens und Aschkinass beobachteten Werte eingesetzt.

13. Die Brechungsindices von Steinsalz für ultraviolette Strahlen sind in Fig. 5 graphisch dargestellt. Die nach (VIII) berechneten Indices sind durch Kreuze, die beobachteten Indices sind durch kleine Kreise bezeichnet. Bei $\lambda' = 110 \mu\mu$ und $\lambda'' = 156 \mu\mu$ liegen Streifen metallischer Absorption. Für

Fig. 5.

Wellenlängen zwischen 0 und $50 \mu\mu$ ist der Index nahezu 1. Die Brechungsindices in unmittelbarer Nähe der Streifen λ' und λ'' lassen sich nicht aus (VIII) berechnen; vielmehr ist hier ein ähnlicher Verlauf der Indices angenommen, wie ihn Hr. Pflüger¹⁾ für die Streifen anomaler Dispersion bei Fuchsin, Cyanin und anderen Substanzen direct beobachtet hat.

14. Von früheren Autoren ist die Ketteler-Helmholtz'sche Dispersionsformel gewöhnlich in nachstehender Form angegeben:

$$n^2 = b^2 + \frac{M_1}{\lambda^2 - \lambda_1^2} - \frac{M_2}{\lambda_2^2 - \lambda^2}.$$

Setzt man $b^2 = m + m' + m''$, $\lambda_1 = \lambda'$, $\lambda_2 = \lambda''$, $M_1 = m'\lambda'^2$, $M_2 = m''\lambda''^2$, so erhält man die vom Verfasser angewandte Form

$$n^2 = m + \frac{m'\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda'^2} - \frac{m''\lambda^2}{\lambda''^2 - \lambda^2}.$$

1) A. Pflüger, Wied. Ann. 56. p. 412—432. 1895.

Diese Form hat den Vorzug, dass alle Constanten eine einfache physikalische Bedeutung haben.

III. Resultate.

Flussspat, CaF_2 .

15. Es wurde das grosse Prisma des hiesigen Physikalischen Institutes untersucht. $\varphi = 60^\circ 22''$. Höhe 54 mm, brechende Flächen 54×50 mm. Platten 51, 53.

Von den nachstehenden Constanten der Dispersionsformel (VI) sind vier beobachtet oder aus Beobachtungen hergeleitet, fünf sind aus den zwischen 1,31 und 1,51 liegenden Brechungsexponenten berechnet. D ist die Dielektricitätsconstante für elektrische Wellen.

$m = 1,361140$	$\lambda' = 0,0950790 \mu$ (ber.)
$m' = 0,677860$	$\lambda'' = 24,0000 \mu$ (beob.)
$m'' = 0,160020$	$\lambda''' = 31,6000 \mu$ (beob.)
$m''' = 0,198620$	$\lambda'''' = 40,52605 \mu$ (ber.)
$m'''' = 4,527470$	
$\Sigma m = 6,920110$ angen.	Die reciproke, relative Dis-
$D = 6,92$ beob.)	persion ist:
$m''' = 1,21 m''''$ angen.	$\nu = \frac{n_{589} - 1}{n_{486} - n_{656}} = 95,4.$

In Tab. 2 sind die vom Verfasser bestimmten Brechungsexponenten angegeben und mit den berechneten Werten zusammengestellt. Die Differenz $n_{\text{ber.}} - n_{\text{beob.}}$ ist, wie auch in den späteren Tabellen, in Einheiten der letzten Decimale angegeben und mit δ bezeichnet. Die Werte stimmen mit den von Hrn. Sarasin¹⁾ und von Hrn. Simon²⁾ angegebenen befriedigend überein; nur giebt Sarasin für 193μ einen viel zu grossen Exponenten an; Simon hat keine kürzeren Strahlen als 202μ untersucht.

1) H. Starke, Wied. Ann. **60**. p. 641. 1897.

2) E. Sarasin, Arch. d. sciences phys. et nat. de Genève (3) **10**. p. 303. 1883.

3) H. Th. Simon, Wied. Ann. **53**. p. 553. 1894.

Tabelle 2.

Flussspat, $t = 18^\circ$. Exponenten nach Martens.

λ in $\mu\mu$	$n_{\text{beob.}}$	$n_{\text{ber.}}$	δ	λ in $\mu\mu$	$n_{\text{beob.}}$	$n_{\text{ber.}}$	δ
95	metall. Reflexion ber.			291	1,45586	1,45585	-1
185	1,51024	1,51022	-2	308	1,45257	1,45258	+1
186	1,50930	1,50927	-3	312	1,45187	1,45187	0
193	1,50150	1,50151	+1	340	1,44774	1,44776	+2
197	1,49755	1,49755	0	358	1,44560	1,44562	+2
198	1,49643	1,49647	+4	394	1,44231	1,44233	+2
200	1,49547	1,49552	+5	410	1,44112	1,44116	+4
204	1,49190	1,49194	+4	434	1,43960	1,43964	+4
208	1,48907	1,48911	+4	441	1,43920	1,43921	+1
211	1,48705	1,48708	+3	467	1,43787	1,43788	+1
214	1,48480	1,48482	+2	486	1,43706	1,43708	+2
219	1,48167	1,48172	+5	508	1,43619	1,43621	+2
224	1,47911	1,47912	+1	533	1,43535	1,43537	+2
231	1,47533	1,47535	+2	546	1,43497	1,43500	+3
242	1,47025	1,47023	-2	589	1,43385	1,43388	+3
250	1,46732	1,46732	0	627	1,43302	1,43305	+3
257	1,46490	1,46491	+1	643	1,43271	1,43275	+4
263	1,46302	1,46305	+3	656	1,43251	1,43253	+2
267	1,46175	1,46175	0	670	1,43226	1,43229	+3
274	1,45976	1,45976	0	768	1,43093	1,43096	+3
281	1,45806	1,45806	0				

16. Die Exponenten für ultrarote Strahlen sind von einer grösseren Anzahl von Beobachtern [Rubens¹⁾, Rubens und Snow²⁾, Carvallo³⁾, Rubens⁴⁾, Paschen⁵⁾], zuerst von Hrn. Rubens, am genauesten wohl von Hrn. Paschen bestimmt worden. In Tab. 3 sind die beobachteten und berechneten Exponenten zusammengestellt.

1) H. Rubens, Wied. Ann. 45. p. 254. 1892.

2) H. Rubens u. B. W. Snow, Wied. Ann. 46. p. 540. 1892.

3) E. Carvallo, Compt. rend. 116. p. 1189. 1893.

4) H. Rubens, Wied. Ann. 51. p. 390. 1894.

5) F. Paschen, Wied. Ann. 53. p. 325. 1894; 56. p. 762—767. 1895; Ann. d. Phys. 4. p. 299—303. 1901. Bei der zuletzt genannten Bestimmung beträgt die Temperatur nur $10,5^\circ$, daher sind die Resultate nicht ohne weiteres mit den früher erhaltenen vergleichbar.

Tabelle 3.
Flussspat, $t = 18^\circ$.

Beobachter	λ in $\mu\mu$	$n_{\text{beob.}}$	$n_{\text{ber.}}$	δ
Paschen	0,8840	1,42682	1,42982	0
Rubens u. Snow } Carvallo }	1,009	1,42902	1,42891	-11
Paschen	1,1786	1,42787	1,42792	+ 5
"	1,3756	1,42690	1,42694	+ 4
Carvallo	1,444	1,42676	1,42662	-14
Paschen	1,4733	1,42641	1,42647	+ 6
"	1,5715	1,42596	1,42601	+ 5
"	1,7680	1,42507	1,42508	+ 1
"	1,9153	1,42437	1,42436	- 1
"	1,9644	1,42413	1,42411	- 2
"	2,0626	1,42359	1,42361	+ 2
"	2,1608	1,42308	1,42308	0
"	2,3573	1,42199	1,42200	+ 1
"	2,5537	1,42088	1,42084	- 4
"	2,6519	1,42016	1,42023	+ 7
Rubens	2,93	1,41820	1,41839	+19
Paschen	2,9466	1,41826	1,41827	+ 1
"	3,2413	1,41612	1,41612	0
"	3,5359	1,41379	1,41377	- 2
"	3,8306	1,41120	1,41122	+ 2
"	4,1252	1,40855	1,40845	-10
"	4,7146	1,40238	1,40226	-12
Rubens	5,18	1,39700	1,39674	-26
Paschen	5,3036	1,39529	1,39517	-12
"	5,8932	1,38719	1,38713	- 6
"	6,4825	1,37819	1,37810	- 9
"	7,0718	1,36805	1,36803	- 2
"	7,6612	1,35680	1,35688	+ 8
"	8,2505	1,34444	1,34447	+ 3
"	8,8398	1,33079	1,33092	+13
"	9,4291	1,31612	1,31601	-11
"	51,2	3,47	3,83	—
"	61,1	2,66	3,25	—
"	∞	2,63	2,63	—

Dass Hr. Rubens bei Bestimmung der Streifen $\lambda'' = 24,0 \mu$ und $\lambda''' = 31,6 \mu$ keinen Streifen bei 40μ hat isoliren können, lässt sich durch den schnellen Abfall der Strahlungsenergie nach der Seite der grösseren Wellenlängen hin erklären. Aus den Beob-

achtungen von Rubens geht hervor, dass das Reflexionsvermögen bei $40\ \mu$ wahrscheinlich ebenso gross ist, wie bei 24 und $31,6\ \mu$. Eine Flussspatplatte von 5,6 mm Dicke lässt bei $51,2\ \mu$ 4 Proc., bei $61,1\ \mu$ 6 Proc. der auffallenden Strahlung durch. Die Brechungsexponenten für 51,2 und $61,1\ \mu$ sind nach der einfachen Fresnel'schen Formel von Rubens und Aschkinass berechnet. Von grossem Interesse wäre eine genauere Bestimmung dieser Indices aus der Ablenkung der Strahlen in einem spitzwinkligen Flussspatprisma.

17. Nach Hrn. Schumann ist Flussspat für Strahlen von noch kleinerer Wellenlänge als $185\ \mu\mu$ durchlässig. Diese Strahlen werden schon in Luftschichten von einigen Millimetern Dicke vollkommen absorbiert. Man kann daher die Wellenlänge der Strahlen mittels Beugungsgitter und die Ablenkung in einem Flussspatprisma nur messen, wenn man die Strahlen im Vacuum erzeugt und photographirt. Es entsteht die Frage, welches sind die absoluten Brechungsindices von Flussspat für diese Strahlen kleinster, im Vacuum gemessener Wellenlänge?

Um diese Frage mit einiger Wahrscheinlichkeit beantworten zu können, hat Verfasser aus den absoluten Indices für drei im Vacuum gemessene Wellenlängen die folgenden Constanten der Ketteler-Helmholtz'schen Dispersionsformel (IV) berechnet:

$$\begin{array}{l|l} m = 1,3620 & k = 0,003\,228\,40 \\ m' = 0,678\,805 & \lambda' = 0,095\,186\,2\ \mu. \end{array}$$

k ist übrigens direct aus den auf p. 615 gegebenen Constanten berechnet. Tab. 4 giebt die berechneten Indices.

Tabelle 4.

Flusspat im Vacuum, $t = 18^\circ$.

λ absol. in $\mu\mu$	n absol. berechnet	λ absol. in $\mu\mu$	n absol. berechnet
0	1,1670	150	1,5802
65	0,8772	160	1,5529
95,19	metall. Refl. ber.	170	1,5328
115	1,8748	180	1,5176
120	1,7862	185,477	1,51074
125	1,7250	242,888	1,47067
130	1,6803	768,45	1,43132
140	1,6195		

Die kürzesten von Hrn. Schumann photographirten Strahlen werden, wie mir Schumann freundlichst mittheilte, im Flussspatprisma von 60° um 21° mehr abgelenkt als die brechbarsten Al-Linien. Hieraus berechnet sich der grösste beobachtete Brechungsexponent $n_{\max.} = 1,724$. Nach Tab. 4 ist dieser Exponent für die Wellenlänge $125 \mu\mu$ berechnet und es folgt mit grosser Wahrscheinlichkeit, dass Hr. Schumann keine kürzeren Strahlen als $125 \mu\mu$ photographirt hat. Wahrscheinlich ist der Grenzwert noch etwa $2 \mu\mu$ höher; denn die Differenz $m - 1 > 0$ zeigt, dass wahrscheinlich zwei Absorptionsstreifen vorhanden sind; der eine würde eine etwas grössere Wellenlänge als $95 \mu\mu$ haben und bei etwas grösserer Wellenlänge als $125 \mu\mu$ das Ansteigen des Exponenten auf $1,724$ bewirken.

Sylvin, KCl.

18. Das untersuchte Sylvinprisma hatte den brechenden Winkel $\varphi = 38^\circ 53' 17''$; die Höhe war 13 mm, die brechenden Flächen waren 13×19 mm gross. Platten 58, 59.

Das untersuchte Prisma zeigt die Eigentümlichkeit, Strahlen von $193 \mu\mu$ viel stärker zu absorbiren, als die benachbarten Strahlen grösserer und kleinerer Wellenlänge. Aehnliche Absorptionsstreifen fand Hr. Rubens¹⁾ bei $3,2 \mu$ und $7,2 \mu$.

Constanten der Dispersionsformel (VII):

$$m = 1,25841$$

$$m' = 0,672011$$

$$m'' = 0,244603$$

$$m''' = 1,93343$$

$$\Sigma m = 4,10845$$

$$D = 4,94 \text{ beob.}^3)$$

$$\lambda' = 0,115265 \mu \text{ (ber.)}$$

$$\lambda'' = 0,160730 \mu \text{ (ber.)}$$

$$\lambda''' = 61,1000 \mu \text{ (beob.)}^2)$$

$$\nu = \frac{n_{889} - 1}{n_{486} - n_{856}} = 44,0$$

1) H. Rubens, Wied. Ann. 53. p. 285. 1894.

2) H. Rubens u. E. Aschkinass, Wied. Ann. 65. p. 241–256. 1898.

3) H. Starke, Wied. Ann. 60. p. 641. 1897.

Tabelle 5.

Sylvin, $t = 18^\circ$. Exponenten nach Martens.

λ	$n_{\text{beob.}}$	$n_{\text{ber.}}$	δ	λ	$n_{\text{beob.}}$	$n_{\text{ber.}}$	δ
0	—	1,117	—	274	1,56380	1,56380	0
80	—	0,716	—	281	1,55830	1,55831	+1
114	metall. Reflexion	ber.		291	1,55134	1,55134	0
125	—	2,240	—	308	1,54130	1,54129	-1
152	—	0,831	—	312	1,53920	1,53920	0
160,7	metall. Reflexion	ber.		340	1,52720	1,52716	-4
185	1,82704	1,82704	0	358	1,52109	1,52111	+2
186	1,81847	1,81848	+1	394	1,51213	1,51209	-4
193	absorbirt			410	1,50901	1,50896	-5
197	1,73114	1,73111	-3	434	1,50497	1,50492	-5
198	1,72432	1,72437	+5	441	1,50384	1,50379	-5
200	1,71864	1,71862	-2	467	1,50038	1,50036	-2
204	1,69811	1,69811	0	486	1,49835	1,49832	-3
208	1,68302	1,68304	+2	508	1,49614	1,49613	-1
211	1,67275	1,67274	-1	533	1,49404	1,49403	-1
214	1,66182	1,66178	-4	546	1,49313	1,49312	-1
219	1,64739	1,64741	+2	560	1,49212	1,49212	0
224	1,63606	1,63603	-3	589	1,49038	1,49038	0
231	1,62037	1,62033	-4	627	1,48841	1,48843	+2
242	1,60041	1,60040	-1	643	1,48771	1,48772	+1
250	1,58973	1,58976	+3	656	1,48721	1,48721	0
257	1,58119	1,58120	+1	670	1,48663	1,48665	+2
263	1,57477	1,57478	+1	768	1,48374	1,48371	-3
267	1,57038	1,57038	0				

19. Die von den Herren Rubens, Snow, Nichols und Trowbridge experimentell gefundenen Brechungsexponenten für ultrarote Strahlen sind in Tab. 6 mit den berechneten Werten zusammengestellt; vgl. auch Rubens u. Snow¹⁾,

1) H. Rubens u. B. W. Snow, Wied. Ann. **46**. p. 535—536. 1892. Messung der Wellenlänge mittels Interferenzstreifen. Die Verfasser geben $n_{\text{589}} = 1,4900$ an, während ich bei 18° 1,49038 gefunden habe (J. Stefan, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Wien **63**. p. 238. 1871 bei 18° 1,49038). Diese Abweichung kann ihren Grund haben 1. darin, dass Rubens u. Snow bei höherer Temperatur als 18° gearbeitet haben; 2. in dem Zusammentreffen der möglichen Beobachtungsfehler; 3. in einem systematischen Fehler, den Rubens u. Snow begangen haben können, da sie keine sehr genaue Controle über die Ebenheit der Prismenflächen hatten. Rubens u. Snow haben in dieser Arbeit, ebenso wie

Rubens¹⁾, Trowbridge²⁾, Rubens u. Trowbridge³⁾ und Rubens u. Nichols.⁴⁾

Tabelle 6.

Sylvin, $t = 18^{\circ}$.

Beobachter	λ	$n_{\text{beob.}}$	$n_{\text{ber.}}$	δ
Rubens u. Snow	0,845	1,4823	1,4821	— 2
„	0,893	1,4813	1,4813	0
Rubens	0,940	1,4809	1,4806	— 3
Rubens u. Snow	0,944	1,4806	1,4805	— 1
Trowbridge	0,982	1,4802	1,4801	— 1
Rubens u. Snow	1,003	1,4799	1,4798	— 1
„	1,070	1,4793	1,4792	— 1
„	1,145	1,4786	1,4785	— 1
Trowbridge	1,179	1,4780	1,4783	+ 3
„	1,473	1,4770	1,4768	— 2
Rubens	1,584	1,4765	1,4764	— 1
Trowbridge	1,768	1,4760	1,4759	— 1
Rubens	2,23	1,4749	1,4749	0
Trowbridge	2,947	1,4742	1,4738	— 4
Rubens	3,2	absorbirt	—	—
Trowbridge	4,125	1,4721	1,4721	0
„	4,714	1,4711	1,4711	0
Rubens	4,81	1,4709	1,4709	0

es in den späteren Arbeiten geschehen ist, die Differenz der Ablenkungen für ultrarote und für Na-Lichtstrahlen gemessen; daher sind alle Exponenten mit demselben Fehler wie n_{889} behaftet. Um diesen Fehler zu eliminieren, habe ich die von Rubens u. Snow angegebenen Exponenten um 0,0004 erhöht.

1) H. Rubens, Wied. Ann. **54**. p. 481. 1895. Messung der Wellenlänge mittels eines Flusspatprismas. Da Rubens $n_{889} = 1,4900$ annimmt, habe ich auch diese Exponenten um 0,0004 erhöht.

2) J. Trowbridge, Wied. Ann. **65**. p. 612—613. 1898. Wellenlänge mit Gitter gemessen. Für Na-Licht ist der ganz erheblich verkehrte Exponent $n_{889} = 1,48984$ gemessen; daher habe ich die Werte um 0,00054 erhöht.

3) H. Rubens u. J. Trowbridge, Wied. Ann. **60**. p. 733. 1897. (Gitter.) Die in Tab. 6 angegebenen Werte sind neu berechnet, unter der Annahme $n_{889} = 1,4904$. Für 18,10 geben die Verfasser infolge eines Druckfehlers den Wert 1,4162 an.

4) H. Rubens u. E. F. Nichols, Wied. Ann. **60**. p. 451. 1897. 20,6 bez. 22,5 μ sind Reststrahlen von Quarz bez. Flusspat.

Tabelle 6 (Fortsetzung).

Beobachter	λ	$n_{\text{beob.}}$	$n_{\text{ber.}}$	δ
Trowbridge	5,137	1,4706	1,4703	- 3
"	5,304	1,4699	1,4700	+ 1
"	5,471	1,4699	1,4696	- 3
"	5,893	1,4688	1,4688	0
Rubens	5,95	1,4686	1,4687	+ 1
Trowbridge	6,482	1,4678	1,4674	- 4
"	7,080	1,4660	1,4660	0
Rubens	7,2	absorbirt	—	—
Trowbridge	7,661	1,4645	1,4644	- 1
"	8,840	1,4606	1,4608	+ 2
"	9,006	1,4603	1,4602	- 1
Rubens u. Trowbridge	10,01	1,4565	1,4567	+ 2
Trowbridge	10,193	1,4549	1,4560	+ 11
"	11,197	1,4522	1,4519	- 3
Rubens u. Trowbridge	14,14	1,4362	1,4373	+ 11
"	18,10	1,4108	1,4104	- 4
Rubens u. Nichols	20,60	1,3882	1,3882	0
"	22,50	1,3692	1,3681	- 11
Martens	40,0	—	0,855	—
Rubens u. Aschkinass	61,1	metall. Reflexion beobachtet		
Martens	72,0	—	3,009	—
"	ca. 100	metall. Reflexion wahrscheinlich		
Starke	∞	2,223	—	—

Wie man aus den Tab. 5 u. 6 sieht, werden die Brechungsexponenten von Sylvin für das ganze durchgelassene Spectralgebiet zwischen den Wellenlängen $0,185$ und 22μ durch die Ketteler-Helmholtz'sche Dispersionsformel gut dargestellt. Die Dispersion von Sylvin ist in ihrem ganzen Verlaufe der von Steinsalz sehr ähnlich. Bei Steinsalz ist ausser den Streifen $\lambda''' = 51,2 \mu$ wahrscheinlich ein vierter Streifen bei 87μ vorhanden; bei Sylvin ist daher anzunehmen, dass ein Streifen metallischer Reflexion bei etwa 100μ vorhanden ist. Dass dieser Streifen nicht wie bei Steinsalz merklichen Einfluss auf die beobachteten Brechungsexponenten im Ultrarot übt, ist durch die grössere Wellenlänge des Streifens und durch die bei Sylvin geringere Differenz $D - \Sigma m$ erklärlich.

Steinsalz, NaCl.

20. Prisma I. $\varphi = 40^\circ 4' 27''$, Höhe 38 mm, Flächen 38×20 mm.Prisma II. $\varphi = 60^\circ 9' 23''$, Höhe 54 mm, Flächen 54×29 mm.

Platten 28, 31 (Pr. II); 35, 39 (Pr. I).

Constanten der Dispersionsformel (VIII):

$m = 1,155\,992$	$k = 0,000\,309\,178$
$m' = 0,855\,461$	$\lambda' = 0,110\,725 \mu \text{ ber.}$
$m'' = 0,317\,791$	$\lambda'' = 0,156\,320 \mu \text{ ber.}$
$m''' = 1,620\,760$	$\lambda''' = 51,2000 \mu \text{ (beob.)}$
$\Sigma m = 3,950\,004$	
$D = 6,29 \text{ beob.}^1)$	$\nu = \frac{n_{589} - 1}{n_{486} - n_{686}} = 42,8$
$\lambda'''' \text{ ber.} = 87,0 \mu$	

Tabelle 7.

Steinsalz, $t = 18^\circ$. Exponenten nach Martens.

λ	$n_{\text{beob.}}$		Mittel	$n_{\text{ber.}}$	δ
	40°-Prisma	60°-Prisma			
0	—	—	—	1,075	—
75	—	—	—	0,579	—
110	metallische Reflexion berechnet				
120	—	—	—	2,541	—
148	—	—	—	0,591	—
156	metallische Reflexion berechnet				
185	1,89332	—	1,89332	1,89331	—1
186	1,88558	—	1,88558	1,88554	—4
193	1,82809	—	1,82809	1,82813	+4
197	1,80254	—	1,80254	1,80252	—2
198	1,79580	—	1,79580	1,79585	+5
200	1,79016	—	1,79016	1,79014	—2
204	1,76951	1,76945	1,76948	1,76951	+3
208	1,75416	1,75409	1,75413	1,75414	+1
211	1,74361	1,74349	1,74355	1,74355	0
214	1,73225	1,73216	1,73221	1,73218	—3
219	1,71717	1,71705	1,71711	1,71715	+4
224	1,70519	1,70512	1,70516	1,70514	—2
231	1,68845	1,68834	1,68840	1,68842	+2
242	1,66699	1,66699	1,66699	1,66696	—3
250	1,65542	1,65540	1,65541	1,65541	0
257	1,64604	1,64603	1,64604	1,64605	+1
263	1,63904	1,63905	1,63904	1,63900	—4

1) H. Starke, l. c.

Tabelle 7 (Fortsetzung).

λ	$n_{\text{beob.}}$		Mittel	$n_{\text{ber.}}$	δ
	40 °.Prisma	60 °.Prisma			
267	1,63418	1,63417	1,63417	1,63416	-1
274	1,62691	1,62688	1,62687	1,62689	+2
281	1,62084	1,62082	1,62083	1,62082	-1
291	1,61309	1,61309	1,61309	1,61307	-2
308	1,60191	1,60183	1,60187	1,60186	-1
312	1,59959	1,59950	1,59954	1,59951	-3
340	1,58606	1,58595	1,58601	1,58599	-2
358	1,57918	1,57914	1,57916	1,57916	0
394	1,56889	1,56889	1,56889	1,56892	+3
410	1,56533	1,56526	1,56530	1,56535	+5
434	1,56073	1,56070	1,56072	1,56076	+4
441	1,55949	1,55946	1,55947	1,55948	+1
467	1,55555	1,55553	1,55554	1,55555	+1
486	1,55317	1,55317	1,55317	1,55321	+4
508	1,55070	1,55072	1,55071	1,55071	0
533	1,54829	1,54828	1,54829	1,54830	+1
546	1,54725	1,54723	1,54724	1,54726	+2
560	1,54606	1,54608	1,54607	1,54611	+4
589	1,54414	1,54412	1,54413	1,54411	-2
627	1,54183	1,54187	1,54185	1,54186	+1
643	1,54104	1,54106	1,54105	1,54105	0
656	1,54049	1,54045	1,54047	1,54046	-1
670	1,53980	1,53983	1,53982	1,53982	0
768	1,53643	1,53645	1,53644	1,53642	-2

21. Die Exponenten von Steinsalz für ultrarote Strahlen sind von einer grösseren Anzahl von Beobachtern bestimmt worden; vgl. auch Langley¹⁾, Rubens²⁾, Rubens und Snow³⁾,

1) S. P. Langley, Ann. de chim. et phys. (6) 9. p. 433—506. 1886; Ann. of the Astrophys. Observ. of the Smithsonian. Inst. 1. p. 1—266. 1900. Die in der Tab. 8 unter Langley angegebenen Werte sind der zweiten Arbeit entnommen. Für $\lambda = 13,96 \mu$ giebt Langley als berechneten Wert $n = 1,4365$ an; in Wirklichkeit berechnet sich aus den Langley'schen Constanten der Ketteler-Helmholtz'schen Dispersionsformel $n = 1,4635$. Dieser Fehler ist wegen des gleichen Druckfehlers in der unter Anm. 3 p. 625 angeführten Arbeit höchst befremdend.

2) H. Rubens, Wied. Ann. 45. p. 254. 1892; 53. p. 278. 1894; 54. p. 482. 1895.

3) H. Rubens u. B. W. Snow, Wied. Ann. 46. p. 535. 1892.

Paschen¹⁾, Rubens und Nichols²⁾, Rubens und Trowbridge.³⁾

Tabelle 8.

Steinsalz, $t = 18^\circ$.

Beobachter	λ	$n_{\text{beob.}}$	$n_{\text{ber.}}$	δ
Rubens u. Snow	0,790	1,5358	1,5358	0
Rubens	0,840	1,5345	1,5346	+ 1
„	0,955	1,5323	1,5326	+ 3
Langley	1,1420	1,5306	1,5304	- 2
Rubens u. Snow	1,277	1,5293	1,5294	+ 1
Langley	1,4874	1,5284	1,5282	- 2
Rubens	1,761	1,5271	1,5272	+ 1
Langley	1,7670	1,5274	1,5272	- 2
Rubens	2,35	1,5255	1,5256	+ 1
Langley	2,6505	1,5249	1,5249	0
„	3,1104	1,5240	1,5238	- 2
Rubens	3,34	1,5233	1,5233	0
Langley	3,6288	1,5228	1,5226	- 2
Rubens	4,01	1,5216	1,5216	0
Langley	4,1230	1,5215	1,5213	- 2
Rubens	4,65	1,5197	1,5198	+ 1
„	5,22	1,5180	1,5181	+ 1
„	5,79	1,5159	1,5160	+ 1
Langley	6,4790	1,5134	1,5134	0
Rubens	6,78	1,5121	1,5121	0
„	7,22	1,5102	1,5102	0
„	7,59	1,5085	1,5084	- 1
„	8,04	1,5064	1,5062	- 2
„	8,67	1,5030	1,5028	- 2

1) F. Paschen, Wied. Ann. 53. p. 340. 1894.

2) H. Rubens u. E. F. Nichols, Wied. Ann. 60. p. 45. 1897.

3) H. Rubens u. J. Trowbridge, Wied. Ann. 60. p. 733. 1897; 61. p. 224. 1897. In der ersten Arbeit sind einige Druckfehler enthalten; so ist z. B. für $\lambda = 13,96$ der Wert 1,4373 angegeben. In der zweiten Arbeit werden Druckfehler berichtigt; so z. B. wird für $\lambda = 13,96$ der richtige Wert 1,4627 angegeben.

Tabelle 8 (Fortsetzung).

Beobachter	λ	$n_{\text{beob.}}$	$n_{\text{ber.}}$	δ
Rubens u. Trowbridge	9,95	1,4951	1,4951	0
„	11,88	1,4805	1,4810	+ 5
„	13,96	1,4627	1,4625	— 2
„	15,89	1,4410	1,4417	+ 7
„	17,93	1,4149	1,4154	+ 5
Rubens u. Nichols	20,57	1,3735	1,3735	0
„	22,3	1,3403	1,3402	— 1
Rubens u. Aschkinass	51,2	metallische Reflexion beobachtet		
Martens	87,0	metallische Reflexion berechnet		

Der Verlauf der Indices von Steinsalz für ultraviolette Strahlen ist in Fig. 5 p. 614 durch eine Curve veranschaulicht.

Weder im Ultraviolett, noch im sichtbaren Gebiet, noch im Ultrarot zeigen die berechneten Indices den geringsten Gang gegen die beobachteten.

Der Factor k hat in der Formel (VIII) dieselbe Bedeutung wie in Formel (IV) (vgl. p. 612 u. 613) und ist durch einen Streifen λ''' bei noch grösserer Wellenlänge als 51,2 μ bedingt. Ist m'''' die Dielektricitätsconstante der Ionen mit der Eigenschwingung λ'''' , so berechnet sich unter der Annahme, dass die beobachtete Dielektricitätsconstante von Steinsalz $D = \Sigma m$ sei, der Wert $m'''' = 2,34$; aus m'''' und k folgt

$$\lambda'''' = 87,0 \mu.$$

Kalkspat, CaCO_3 .

22. Prismenkante $\parallel$ der optischen Axe; $\varphi = 49^\circ 58' 32''$; Länge der brechenden Kante 22 mm; brechende Flächen 25×25 mm. Die Brechungsexponenten im Ultraviolett sind von den Herren Mascart¹⁾, Sarasin²⁾ und Carvallo³⁾ gemessen. Platten 61, 65, 66 (n_ω); 62, 63 und 64 (n_z).

1) E. Mascart, Ann. de l'école normale (1) 1. p. 238. 1864.

2) E. Sarasin, Archives d. sciences phys. et nat. (3) 8. p. 392. 1882; Journ. d. phys. (2) 2. p. 370. 1883; Compt. rend. 95. p. 680. 1882.

3) E. Carvallo, Journ. de phys. (3) 9. p. 465—479. 1900.

Tabelle 9.
Kalkspat, $t = 18^\circ$. Exponenten nach Martens.

λ	n_ω	n_ϵ	λ	n_ω	n_ϵ
198	—	1,57796	340	1,70078	1,50562
200	1,90284	1,57649	358	1,69397	1,50267
204	1,88242	1,57081	394	1,68374	1,49810
208	1,86733	1,56640	410	1,68014	1,49640
211	1,85692	1,56327	434	1,67552	1,49430
214	1,84558	1,55976	441	1,67423	1,49373
219	1,83075	1,55496	467	1,67024	1,49190
224	1,81890	1,55105	486	1,66785	1,49074
231	1,80233	1,54541	508	1,66527	1,48956
242	1,78111	1,53782	533	1,66277	1,48841
250	1,76968	1,53358	546	1,66168	1,48793
257	1,76038	1,53005	560	1,66046	1,48736
263	1,75343	1,52736	589	1,65835	1,48640
267	1,74864	1,52547	627	1,65592	1,48529
274	1,74139	1,52261	643	1,65504	1,48490
281	1,73538	1,52018	656	1,65437	1,48459
291	1,72774	1,51705	671	1,65367	1,48426
308	1,71657	1,51240	768	1,64974	1,48259
312	1,71425	1,51140			

Die reciproken relativen Dispersionen sind für den ordentlichen bez. den ausserordentlichen Strahl

$$v_\omega = 48,8, \quad v_\epsilon = 79,1.$$

Für den ausserordentlichen Strahl berechnet sich aus Formel (III) $\lambda'_\epsilon = 0,106 \mu$. Der ordentliche Strahl zeigt die merkwürdige Eigenschaft, dass die Brechungsexponenten um eine nahezu constante Zahl grösser sind als die Exponenten von Steinsalz für dieselbe Wellenlänge; die Differenz variirt im ganzen sichtbaren und ultravioletten Spectralbereich nur von 0,11265 bis 0,11489. Hieraus lässt sich schliessen, dass man wie beim Steinsalz, so auch für den ordentlichen Strahl im Kalkspat zwei Streifen metallischer Reflexion im Ultraviolett, etwa bei 0,100 und 0,160 μ , annehmen muss.

Im Ultrarot sind von Hrn. Aschkinass¹⁾ folgende Streifen beobachtet:

$$\lambda'' = 6,69 \mu, \quad \lambda''' = 11,41 \mu, \quad \lambda'''' = 29,4 \mu.$$

1) E. Aschkinass, Ann. d. Phys. 1. p. 42—68. 1900.

Hr. Carvallo¹⁾ hat für einige ultrarote Strahlen Brechungsexponenten bestimmt; die Exponenten für den ordentlichen Strahl nehmen mit grösserer Wellenlänge stark ab, während die Exponenten des ausserordentlichen Strahles fast constant sind. Hieraus glaubt Verfasser schliessen zu dürfen, dass für den ordentlichen Strahl die beiden Streifen bei 6 und 11 μ , für den ausserordentlichen Strahl jedenfalls nicht der Streifen bei 6 μ in Betracht kommt. Eine nähere experimentelle Prüfung wäre sehr wünschenswert. Bevor diese Untersuchung ausgeführt ist, ist es unmöglich, die Constanten der Dispersionsformel *genau* zu berechnen.

Quarz, SiO_2 .

23. Das untersuchte Prisma ist aus linksdrehendem Quarz so geschliffen, dass die Prismenkante der optischen Axe parallel ist. Länge der brechenden Kante 30 mm, brechende Flächen 30×30 mm, brechender Winkel $\varphi = 59^\circ 56' 6,3''$. Platten 69, 70, 71, 91, 92.

Tabelle 10.

Quarz, $t = 18^\circ$. Exponenten nach Martens.

λ	n_o	n_e	λ	n_o	n_e
185	1,67571	1,68988	291	1,58096	1,59134
186	1,67398	1,68808	308	1,57547	1,58564
193	1,65990	1,67337	312	1,57431	1,58445
197	1,65285	1,66601	340	1,56747	1,57737
198	1,65087	1,66394	358	1,56390	1,57369
200	1,64922	1,66221	394	1,55846	1,56805
204	1,64289	1,65560	434	1,55396	1,56339
208	1,63785	1,65038	441	1,55324	1,56264
211	1,63428	1,64667	467	1,55102	1,56034
214	1,63035	1,64258	486	1,54967	1,55897
219	1,62490	1,63695	508	1,54822	1,55746
224	1,62045	1,63231	533	1,54680	1,55599
231	1,61395	1,62555	546	1,54617	1,55534
242	1,60522	1,61647	560	1,54546	1,55461
250	1,60031	1,61138	589	1,54424	1,55335
257	1,59620	1,60710	627	1,54280	1,55186
263	1,59306	1,60386	643	1,54227	1,55131
267	1,59087	1,60159	656	1,54189	1,55091
274	1,58751	1,59810	670	1,54145	1,55047
281	1,58467	1,59516	768	1,53903	1,54794

1) E. Carvallo, Journ. d. phys. (3) 9. p. 465—479. 1900.

Die reciproken relativen Dispersionen sind

$$v_{\omega} = 70,2, \quad v_{\epsilon} = 68,7.$$

Die metallische Reflexion im Ultraviolett ist zu erwarten bei den Wellenlängen

$$\lambda'_{\omega} = 0,1014 \mu, \quad \lambda'_{\epsilon} = 0,1022 \mu.$$

Rubens und Nichols fanden folgende ultrarote Streifen:

$$\lambda'' = 8,50 \mu, \quad \lambda''' = 9,02 \mu, \quad \lambda'''' = 20,75 \mu.$$

Wahrscheinlich gehört einer der Streifen λ'' und λ''' dem ordentlichen, der andere dem ausserordentlichen Strahl an. Erst wenn dies experimentell festgestellt ist, und wenn ferner die Nichols'schen Brechungsexponenten auf Grund der Rosenthal'schen Reflexionswerte Neuberechnet sind, können die Constanten der Dispersionsformel mit der grössten erreichbaren Genauigkeit berechnet werden. Die Brechungsexponenten für ultraviolette Strahlen sind bereits von den Herren Sarasin¹⁾, Simon²⁾ und Trommsdorf³⁾ gemessen worden. Die Dispersion im ultraroten Gebiet ist von den Herren Mouton⁴⁾, Rubens⁵⁾ und Nichols⁶⁾ bestimmt worden. Für $\lambda = 56 \mu$ fanden Rubens und Aschkinass⁷⁾ $n_{\omega} = 2,18$, in Uebereinstimmung mit dem aus der Ketteler-Helmholtz'schen Dispersionsformel berechneten Werte.

Schwefel.

24. Die Exponenten des rhombischen Schwefels hat Hr. Schrauf⁸⁾ für die Temperaturen $+8^{\circ}$, $+20^{\circ}$ und $+30^{\circ}$ bestimmt. Schrauf giebt die Exponenten n_{α} , n_{β} , n_{γ} für die Wellenlängen 534,9 (Tl), 589,31 (Na) und 670,5 (Li) an. Hieraus hat Verfasser die Constanten λ' der Dispersionsformel (III) berechnet und die Werte in der Tab. 11 zusammengestellt.

1) E. Sarasin, (n_{ω} und n_{ϵ}), Arch. d. sciences phys. et nat. **61**. p. 109. 1878; Compt. rend. **85**. p. 1230. 1877.

2) H. Th. Simon, (n_{ω}), Wied. Ann. **53**. p. 552. 1894.

3) H. Trommsdorf, (n_{ω}), Jenaer Diss. 1901; Physikal. Zeitschr. **2**. p. 576. 1901. Auffallend ist, dass die Indices des amorphen Quarzes um 0,1 kleiner sind als die des krystallinischen.

4) Mouton, (n_{ω} und n_{ϵ}), Compt. rend. **88**. p. 1189—1192. 1879.

5) H. Rubens, (n_{ω}), Wied. Ann. **45**. p. 254. 1892; **53**. p. 277. 1894; **54**. p. 488. 1895.

6) E. F. Nichols, (n_{ω}), Wied. Ann. **60**. p. 414. 1897.

7) H. Rubens u. E. Aschkinass, Wied. Ann. **67**. p. 459—466. 1899.

8) A. Schrauf, Groth's Zeitschr. f. Krystallogr. **18**. p. 113—173. 1891.

Tabelle 11.
Schwefel. Exponenten nach Schrauf.

	λ'_α aus n_α ber.	λ'_β aus n_β ber.	λ'_γ aus n_γ ber.
$t = 8^\circ$	235,62 $\mu\mu$	225,20 $\mu\mu$	251,38 $\mu\mu$
$t = 30^\circ$	222,48	226,98	267,71

Die Streifen λ'_α und λ'_γ verschieben sich sehr stark mit der Temperatur, was vielleicht mit der Eigenschaft des Schwefels, dimorph zu sein, zusammenhängt. Der Streifen $\lambda'_\beta = 226 \mu\mu$ ist von der Temperatur wenig beeinflusst; diese Eigenschwingung muss als spezifische Eigenschaft des Schwefels angesehen werden; denn für Schwefelkohlenstoff liegt die vom Verfasser berechnete Eigenschwingung sehr nahe, etwa bei 220 $\mu\mu$. Es ist wünschenswert, dass die Lage der Eigenschwingung für Schwefel näher bestimmt würde, entweder durch Messung der Brechungsexponenten für ultraviolette Strahlen, oder durch Untersuchung der mehrmals von Schwefel reflectirten Strahlen.

Wässrige Lösungen¹⁾ der meisten Sulfate sind im ganzen Ultraviolett, jedenfalls für grössere Wellenlängen als 220 $\mu\mu$, durchlässig. In den Sulfaten macht sich die charakteristische Absorption des Schwefels also nicht bemerkbar. Während aber Na_2SO_4 ganz durchlässig ist, absorbiert Na_2SO_3 kürzere Wellen als 274 $\mu\mu$, $\text{Na}_2\text{S}_2\text{O}_3$ kürzere Wellen als 337 $\mu\mu$. Je mehr Schwefel also in dem Anion vorhanden ist, um so stärker scheint sich die Absorption des Schwefels geltend zu machen.

Schwefelkohlenstoff, CS_2 .

25. In den Diagrammen I—IV sind als Abscissen die λ , als Ordinaten die hindurchgelassenen Lichtmengen, in Procenten der auffallenden Strahlung geschätzt, aufgetragen. Die ausgezogenen Linien gelten für die reinen, die gestrichelten für die in Alkohol oder Wasser gelösten Substanzen. Sämtliche Flüssigkeiten sind, zwischen Quarzplatten gepresst, unter-

1) Nach W. A. Miller, Phil. Trans. 152. p. 861—887. 1862. Auf den Miller'schen Spectrogrammen habe ich sofort die bekannten Zn-Linien 202, 206, 210 und Cd-Linien 214, 219 etc. erkannt und danach die Angaben in Wellenlängen umgerechnet. Hr. Kayser hat bei Bearbeitung seiner neuen „Spectralanalyse“ keine Linien erkennen können und fällt daher ein falsches Urteil über den Wert der Miller'schen Arbeit.

sucht. I. Schwefelkohlenstoff. II. Monobromnaphtalin. III. Cassiaöl. IV. Baryum-Quecksilber-Jodidlösung. Die verticalen Pfeile sind an den Stellen metallischer Reflexion gezeichnet.

Die Absorption von Schwefelkohlenstoff geht aus der ersten Curve (I) der Fig. 6 hervor. Der starke Absorptionsstreifen bei $321\mu\mu$ ist schon von Hrn. Pauer gefunden worden. Von 257 an fñst das brechbarere Ende des Spectrums absorhirt.

Fig. 6.

Die metallische Reflexion berechnet sich für $t = 18^\circ$ zu $217,53\mu\mu$. Versuche, Reststrahlen zu erhalten, scheiterten an dem Verdunsten der Flüssigkeit. Wurde Schwefelkohlenstoff in dem 10fachen Volumen Alkohol gelöst, so absorhirt eine capillare Schicht dieser Lösung nur die Strahlen von $228-190\mu\mu$. Hiernach ist es wahrscheinlich, dass auch der reine Schwefelkohlenstoff jenseits 185 wieder durchsichtig wird. Die grosse Differenz $m - 1$ zeigt, dass ausser den Absorptionsstreifen $\lambda' = 217,53$ ein anderer bei kleinerer Wellenlänge vorhanden ist; und dass λ' etwas zu klein berechnet ist. Dies giebt sich auch darin kund, dass die aus der Dispersion im ultraroten und sichtbaren

Gebiet berechneten Exponenten in der Nähe von λ' erheblich kleiner sind, als die beobachteten Exponenten. Der Absorptionsstreifen bei $321 \mu\mu$ scheint in ganz geringem Maasse zu anomaler Dispersion Anlass zu geben, da die beobachteten Brechungsexponenten auf der Seite der kürzeren Wellen kleiner, auf der Seite der längeren Wellen grösser sind als die berechneten.

Constanten der Dispersionsformel (IV):

$m = 1,63403$	$k = 0,000300$
$m_1 = 0,88113$	$\lambda' = 0,21753 \mu$
$\Sigma m = 2,51516$	$\nu = 18,3$
$D_t = 2,6158 - 0,00249(t - 18^\circ)$	

Tabelle 12.

Schwefelkohlenstoff, $t = 18^\circ$.

Exponenten (in Luft gem.) im Ultraviolett nach Martens, im Sichtbaren nach van der Willigen²⁾, im Ultrarot nach Rubens.³⁾

λ	$n_{\text{beob.}}$	$n_{\text{ber.}}$	δ	λ	$n_{\text{beob.}}$	$n_{\text{ber.}}$	δ
0,21753	metall. Reflex. ber.			0,68667	1,61615	1,61618	+3
0,260 ⁴⁾	2,159	2,138	-19	0,7183	1,61316	1,61325	+9
0,274871	2,009	1,998	-11	0,7605	1,60995	1,60995	0
0,277104	1,989	1,982	-7	0,777	1,6087	1,6088	+1
0,280100	1,965	1,963	-2	0,823	1,6060	1,6061	+1
0,283705	1,938	1,942	+4	0,873	1,6032	1,6034	+2
0,28811	1,912	1,919	+7	0,931	1,6008	1,6011	+3
0,321	Absorptionsstreifen			0,999	1,5983	1,5988	+5
0,34670	1,767	1,757	-11	1,073	1,5961	1,5967	+6
0,36128	1,742	1,730	-13	1,164	1,5943	1,5947	+4
0,3966	1,70112	1,70112	0	1,270	1,5923	1,5928	+5
0,41020	1,69115	1,69097	-18	1,396	1,5905	1,5910	+5
0,43100	1,67818	1,67802	-16	1,552	1,5888	1,5892	+4
0,48615	1,65379	1,65379	0	1,745	1,5871	1,5874	+3
0,52700	1,64174	1,64173	-1	1,998	1,5855	1,5855	0
0,58981	1,62889	1,62884	-5	5,8	metall. Reflex. ber.		
0,65630	1,61945	1,61945	0				

1) F. Ratz, Zeitschr. f. physik. Chem. 19. p. 94—112. 1896.

2) van der Willigen, Mémoire de phys. 3. p. 70. 1870; Archives du Musée Teyler 3. p. 55. 1870, angeführt nach Ketteler, Theor. Optik p. 542. Braunschweig 1885.

3) H. Rubens, Wied. Ann. 45. p. 254. 1892.

4) Diese Wellenlänge ist geschätzt, 257 ist nicht mehr durchgelassen. 277 und 280 sind Zn-Linien, die übrigen sind Cd-Linien. Die von

Die Differenz $D - \Sigma m$ macht es wahrscheinlich, dass ein Streifen metallischer Reflexion im Ultrarot vorhanden ist. In derselben Weise wie beim Steinsalz für den Streifen 87μ berechnet sich für diesen Streifen des Schwefelkohlenstoffs die Wellenlänge $5,8 \mu$.

α -Monobromnaphtalin, $C_{10}H_7Br$.

26. Constanten der Dispersionsformel (III):

$m = 2,0061$	$[\nu = 20]$
$m' = 0,6153$	$\lambda' = 0,243 \mu$
$\Sigma m = 2,6214$	$D = 5,29$

Tabelle 13.

Monobromnaphtalin, $t = 20,6^\circ$

λ	0,36128	0,43407	0,48615	0,5349	0,58931
n nach Simon ¹⁾	1,7693	1,7037	1,6814	1,6680	1,6576
n ber.	1,7673	1,7037	1,6812	1,6679	1,6576

Ausser λ' ist mindestens noch ein zweiter Streifen im Ultraviolett bei kleinerer Wellenlänge zu erwarten. Die Lösung in Aether konnte wegen des schnellen Verdunstens nicht auf ihre Absorption hin untersucht werden. Reine Substanz, zwischen Quarzplatten gepresst, liess keine kürzeren Strahlen als $313 \mu\mu$ durch, wie Curve II, Fig. 6, veranschaulicht.

Bei viermaliger Reflexion der Strahlen in Flusspat an Monobromnaphtalin erschienen nur die Cd-Linien 232 und 228 auf der Platte. Das berechnete Reflexionsmaximum liegt in hinreichender Uebereinstimmung hiermit bei $243 \mu\mu$.

Rubens gemessenen Exponenten im ultraroten Gebiete sind um 0,0018 vermindert, damit sie im sichtbaren Gebiete mit den Ketteler'schen Werten übereinstimmen; die Differenz ist durch Temperaturverschiedenheit zu erklären.

1) H. Th. Simon, l. c.

Cassiaöl.¹⁾

27. Constanten der Formel (III):

$m = 1,88658$		$\lambda' = 0,27093 \mu$
$m' = 0,58446$		
$\Sigma m = 2,47104$		$\nu = 14,1$

Tabelle 14.

Cassiaöl, $t = 17,5^\circ$; Exponenten nach F. J. Micheli.¹⁾

λ	486,15	546,10	589,31	656,30
$n_{\text{beob.}}$	1,65358	1,63152	1,62088	1,60969
$n_{\text{ber.}}$	1,65358	1,63152	1,62101	1,60969

Reines Cassiaöl (Curve III, Fig. 6) liess, zwischen Quarzplatten gepresst, nur Strahlen bis zur Wellenlänge $336 \mu\mu$ durch. Im 10 fachen Volumen Alkohol gelöst, war es für Strahlen bis $305 \mu\mu$ durchlässig, ebenso für Strahlen zwischen 230 und $256 \mu\mu$.

Bei 4 maliger Reflexion erschien im Spectrum nur die Linie 274; von den Linien 257 und 288, die sehr kräftig sind, ist keine Spur erschienen. Die Lage der metallischen Reflexion berechnet sich zu $271 \mu\mu$, was mit der beobachteten gut übereinstimmt.

Die grosse Differenz $m - 1$, ebenso die Undurchlässigkeit der Lösung für die brechbarsten Strahlen lassen darauf schliessen, dass sich bei etwa $185 \mu\mu$ ein weiterer Streifen metallischer Reflexion befindet.

28. Baryum-Quecksilber-Jodidlösung, concentrirte
 $\text{BaJ}_2 + \text{HgJ}_2$ in H_2O gelöst.

Tabelle 15.

λ	486,15	589,31	656,30
n nach Rohrbach ²⁾	1,8488	1,7928	1,7752 $\frac{1}{2}$

1) Die Brechungsexponenten von Cassiaöl sind von Baden-Powell 1846 und von Kundt 1878 bestimmt worden; die Werte der beiden Beobachter weichen jedoch so sehr voneinander ab, dass eine neue Messung an dem vom Verfasser untersuchten Oele nötig erschien. Diese Bestimmung ist von Hrn. Dr. F. J. Micheli ausgeführt, wofür Verfasser seinen besten Dank ausspricht.

2) C. Rohrbach, Wied. Ann. 20. p. 172. 1883.

Constanten der Formel (III):

$$\begin{array}{r|l}
 m = 2,3680 & \\
 m' = 0,5984 & \lambda' = 0,31885 \mu \\
 \hline
 \Sigma m = 2,9664 & \nu = 10,8
 \end{array}$$

Der berechnete Streifen $\lambda' = 319 \mu\mu$ ist sicher nicht der einzige, wie die grosse Differenz $m - 1$ zeigt; hiermit steht die Absorption in Uebereinstimmung (vgl. Curve IV, Fig. 6). Wahrscheinlich liegt ein Streifen bei $200 \mu\mu$. Die Substanz bietet kein grosses Interesse, weil sie schon weitab vom Streifen metallischer Reflexion undurchlässig wird. Dies zeigte eine Bestimmung der Brechungsexponenten, bei den nicht annähernd so grosse Werte erreicht wurden, wie beim Schwefelkohlenstoff.

Benzol, C_6H_6 .

29. Die Brechungsindices von Benzol für ultraviolette und sichtbare Strahlen hat Hr. Simon bestimmt. Für ultrarote Strahlen sind die Indices den Angaben von Hrn. Rubens entnommen, und zwar sind die Rubens'schen Werte um 0,0048 verkleinert, damit dieselben im sichtbaren Gebiet mit den bei anderer Temperatur erhaltenen Simon'schen Werten übereinstimmen.

Tabelle 16.

Benzol, $t = 20^\circ$.

Exponenten im Ultraviolett und Sichtbaren nach Simon, im Ultrarot nach Rubens.

λ	$n_{\text{beob.}}$	$n_{\text{ber.}}$	δ	λ	$n_{\text{beob.}}$	$n_{\text{ber.}}$	δ
0,17450 μ	metall.	Reflexion	ber.	0,589	1,5005	1,4997	— 8
0,283705	1,6190	1,6190	0	0,656	1,4959	1,4948	— 11
0,28811	1,6120	1,6125	+ 5	0,768	1,4907	1,4895	— 12
0,29811	1,5983	1,5993	+ 10	0,810	1,4890	1,4882	— 8
0,34036	1,5603	1,5615	+ 12	0,864	1,4874	1,4866	— 8
0,34670	1,5564	1,5575	+ 11	0,926	1,4859	1,4852	— 7
0,36128	1,5485	1,5493	+ 8	0,997	1,4848	1,4840	— 8
0,434	1,5229	1,5229	0	1,080	1,4834	1,4828	— 6
0,467	1,5158	1,5155	— 3	1,178	1,4822	1,4817	— 5
0,48000	1,5137	1,5132	— 5	1,297	1,4813	1,4807	— 6
0,486	1,5125	1,5122	— 3	1,439	1,4801	1,4799	— 2
0,508	1,5094	1,5087	— 7	1,621	1,4792	1,4791	— 1
0,5349	1,5060	1,5052	— 8	1,850	1,4784	1,4784	0

Constanten der Formel (III):

$$\begin{array}{l|l} m = 1,4528 & \lambda' = 0,17450 \mu \\ m' = 0,7264 & \nu = 30,2^1) \\ \hline \Sigma m = 2,1792 & \\ D = 2,2500 - 0,00164(t - 20^0) & \end{array}$$

Die Differenz $m-1$ zeigt, dass noch ein zweiter Streifen bei kleinerer Wellenlänge als $174 \mu\mu$ vorhanden ist, und dass der Streifen λ' wahrscheinlich einen etwas grösseren Wert als $174 \mu\mu$ hat. Hierdurch würde sich der Gang in den Differenzen erklären. Freilich lässt sich der Gang auch auf einen vernachlässigten Streifen im nahen Ultrarot, etwa bei 5μ , zurückführen.

Aethylalkohol, C_2H_5OH .

30. Constanten der Formel (III):

$$\begin{array}{l|l} m = 1,4548 & \lambda' = 0,133 \mu \\ m' = 0,3819 & \nu = 60 \\ \hline \Sigma m = 1,8367 & \\ D = 26 & \end{array}$$

Die Brechungsexponenten im sichtbaren Gebiet nach Kundt.²⁾ Ein zweiter Streifen im Ultraviolett bei kleinerer Wellenlänge, mehrere Streifen im Ultrarot zu erwarten.

Tabelle 17.

Alkohol.

Exponenten im Ultraviolett nach Martens, im Sichtbaren nach Kundt.

λ	$n_{\text{beob.}}$	$n_{\text{ber.}}$	δ	λ	$n_{\text{beob.}}$	$n_{\text{ber.}}$	δ
133	metall.	Reflexion	ber.	307	1,391	1,387	- 4
185,8	1,496	1,496	0	358	1,379	1,378	- 1
193,5	1,476	1,476	0	397	1,3745	1,3730	-15
199	1,467	1,465	-2	431	1,3713	1,3700	-13
237	1,419	1,419	0	486	1,3675	1,3666	- 9
257	1,407	1,406	-1	589	1,3633	1,3628	- 5
263	1,406	1,403	-3	656	1,3615	1,3613	- 2
281	1,398	1,395	-3	768	1,3596	1,3597	+ 1

1) F. Ratz, l. c.

2) A. Kundt, Wied. Ann. 4. p. 34. 1878.

Wasser.

31. Die Constanten der Formel (IV):

$$\begin{array}{ll}
 m = 1,26770 & k = 0,013414 = \frac{m'}{\lambda'^2} \\
 m' = 0,49378 & \lambda' = 0,11512 \mu \\
 \hline
 \Sigma m = 1,76148 & \nu = 55,1 \\
 D = 80 &
 \end{array}$$

Tabelle 18.

Wasser, $t = 21,7^\circ$.Exponenten im Ultraviolett und im Sichtbaren nach Simon, im Ultrarot nach Rubens.¹⁾

λ	$n_{\text{beob.}}$	$n_{\text{ber.}}$	δ	λ	$n_{\text{beob.}}$	$n_{\text{ber.}}$	δ
0,11512	metall.	Reflexion	ber.	0,50861	1,33593	1,33592	- 1
0,22400	1,39213	1,39213	0	0,5349	1,33482	1,33477	- 5
0,25732	1,37293	1,37265	- 28	0,58931	1,33292	1,33282	- 10
0,28370	1,36315	1,36299	- 16	0,65630	1,33094	1,33094	0
0,28811	1,36184	1,36168	- 16	0,76824	1,32881	1,32850	- 31
0,29811	1,35907	1,35898	- 9	0,708	1,3297	1,3297	0
0,31333	1,35544	1,35544	0	0,755	1,3289	1,3288	- 1
0,34036	1,35036	1,35045	+ 9	0,808	1,3280	1,3276	- 4
0,34670	1,34940	1,34947	+ 7	0,871	1,3268	1,3267	- 1
0,36128	1,34733	1,34742	+ 9	0,943	1,3256	1,3255	- 1
0,43407	1,34031	1,34027	- 4	1,028	1,3243	1,3242	- 1
0,46783	1,33801	1,33805	+ 4	1,130	1,3228	1,3227	- 1
0,48000	1,33737	1,33736	- 1	1,256	1,3208	1,3208	0
0,48615	1,33698	1,33703	+ 5				

Hr. Drude setzt $m'' = D - \Sigma m$. Unter dieser Annahme berechnet sich $\lambda'' = 76 \mu$. Doch ist die grosse Dielektricitäts-constante 80 wohl nicht nur durch einen solchen Streifen, sondern durch mehrere metallische Absorptionsstreifen zwischen den sichtbaren Lichtstrahlen und den langen elektrischen Wellen zu erklären.

1) Die Rubens'schen Werte sind um 0,0002 verkleinert, damit sie im Sichtbaren mit den Simon'schen Werten übereinstimmen.

Der kleine Wert von λ' macht die beobachtete Thatsache wahrscheinlich, dass Wasser für ultraviolette Strahlen bis zu $185\mu\mu$ durchlässig ist.¹⁾

Xylol, $C_8H_4(CH_3)_2$.

32. Constanten der Formel (II):

$m = 1,0000$ (angen.)	$\lambda' = 0,13660 \mu$
$m' = 1,1724$	$\nu = 32,5$
$\Sigma m = 2,1724$	

Tabelle 19.

Xylol, $t = 20^\circ$. Exponenten nach Rubens.

λ	$n_{\text{beob.}}$	$n_{\text{ber.}}$	δ	λ	$n_{\text{beob.}}$	$n_{\text{ber.}}$	δ
0,13660	metall. Reflexion ber.			1,012	1,4822	1,4813	-9
0,43407	1,5170	1,5170	0	1,096	1,4808	1,4802	-6
0,48615	1,5075	1,5076	+1	1,195	1,4795	1,4792	-3
0,58931	1,4965	1,4963	-2	1,316	1,4784	1,4782	-2
0,65630	1,4922	1,4918	-4	1,461	1,4775	1,4774	-1
0,823	1,4857	1,4851	-6	1,645	1,4768	1,4767	-1
0,878	1,4845	1,4837	-8	1,881	1,4760	1,4760	0
0,940	1,4834	1,4825	-9	∞	—	1,4749	—

Schluss.

33. Bisher ist die Anzahl der durchsichtigen Substanzen, deren Eigenschwingungen bekannt sind, noch gering; daher kann man die Frage, welcher Umstand in einer Substanz diese oder jene Eigenschwingung hervorruft, erst in wenigen Fällen beantworten. Diese wenigen Fälle sind folgende:

1. Rubens und Nichols haben gefunden, dass Glimmer und Quarz bei $8,5$ und bei 20μ Streifen metallischer Reflexion zeigen, und haben diese Eigenschwingung dem *Siliciumgehalt* beider Substanzen zugeschrieben.

2. Aschkinass hat darauf aufmerksam gemacht, dass Flussspat, Kalkspat, Marmor und Gips bei 30μ metallisch reflectiren und dass diese Erscheinung wahrscheinlich auf dem *Calciumgehalt* beruht. Im Ultraviolett haben sowohl Flussspat

1) H. Krcussler, Berl. Diss. 1901.

als Kalkspat einen Streifen bei etwa $100\ \mu\mu$; vielleicht ist auch dieser dem Calcium zuzuschreiben.

3. Chlorkalium (Sylvin), Chlornatrium (Steinsalz), Bromkalium und Bromnatrium zeigen zwischen 50 und $70\ \mu$ je einen Streifen metallischer Reflexion; diese Aehnlichkeit hat Aschkinass auf die *chemische Aehnlichkeit* von Kalium und Natrium einerseits, Brom und Chlor andererseits zurückgeführt. Aus demselben Grunde erklärt sich das nahezu gleiche Verhalten von Steinsalz und Sylvin im Ultraviolett.

4. Für Schwefel und Schwefelkohlenstoff berechnet sich ein Streifen metallischer Reflexion bei $220\ \mu\mu$. Diese Eigenschwingung muss als eine spezifische Eigenschaft des *Schwefels* angesehen werden.

34. In Tab. 20 sind die für $\lambda = 0$ berechneten Exponenten n_0 für eine Anzahl von Substanzen zusammengestellt.

Tabelle 20.
Exponenten n_0 für $\lambda = 0$.

Substanz	$n_0 = \sqrt{m}$	Substanz	$n_0 = \sqrt{m}$
Steinsalz	1,075	Alkohol	1,206
Sylvin	1,117	Schwefelkohlenstoff	1,278
Wasser	1,126	Cassiaöl	1,374
Flusspat	1,167	Monobromnaphtalin	1,416
Benzol	1,205	Baryum-Quecksilber-Jodidlösung	1,539

Steinsalz und Sylvin sind die einzigen Körper, deren Exponenten im bisher untersuchten Ultraviolett so stark anwachsen, dass zwei Streifen metallischer Reflexion mit Sicherheit berechnet werden können. Wie bei *Steinsalz* und *Sylvin*, so ist auch bei *Wasser* zwischen den Wellenlängen 0 und $50\ \mu\mu$ der berechnete Exponent annähernd gleich 1 . Da bei diesen Substanzen die kürzeste berechnete Eigenschwingung etwa bei der Wellenlänge $110\ \mu\mu$ liegt, so ist anzunehmen, dass die viel kürzeren Wellenlängen zwischen 0 und $50\ \mu\mu$ durchgelassen werden.

Bei *Cassiaöl* ist wahrscheinlich ein Streifen λ' bei $185\ \mu\mu$ vorhanden, während ein zweiter beobachteter Streifen λ'' bei $274\ \mu\mu$ liegt. Unter Berücksichtigung von λ' würde sich er-

geben, dass der Exponent n_0 nahezu gleich 1 ist und dass die kürzesten Strahlen durchgelassen werden.

Bei den *übrigen Substanzen* ist n_0 erheblich grösser als 1. Das Verhalten von Steinsalz, Sylvin und Cassiaöl macht es wahrscheinlich, dass diese Differenz durch einen vernachlässigten Streifen metallischer Reflexion zu erklären ist und dass die Wellenlänge dieses Streifens so gross ist, dass für Strahlen sehr kleiner Wellenlänge Durchlässigkeit zu erwarten ist.

Berlin, Physik. Inst., August 1901.

(Eingegangen 14. August 1901.)