

# Spektroskopie

von

**E. C. C. Baly, F. I. C.**

Lecturer on Spectroscopy and Assistant-Professor of Chemistry,  
University College, London.

---

Autorisierte deutsche Ausgabe

von

**Professor Dr. Richard Wachsmuth,**

Dozent für Physik bei dem Physikalischen Verein in Frankfurt a. M.

Mit 158 Textfiguren.



**Berlin.**

Verlag von Julius Springer.

1908.

# **Spektroskopie.**

ISBN-13: 978-3-642-98866-0 e-ISBN-13: 978-3-642-99681-8  
DOI: 10.1007/978-3-642-99681-8

Softcover reprint of the hardcover 1st edition 1908

## Vorwort des Verfassers.

In den folgenden Seiten habe ich den Versuch gemacht, die Spektroskopie von der praktischen Seite aus zu behandeln. Dementsprechend wurden möglichst genaue Einzelheiten für die Arbeitsmethoden mit den verschiedenen Typen von Instrumenten angegeben. Hingegen war es in den vielen Zweigen der angewandten Spektralanalyse ganz unmöglich, die Fülle der heutzutage vorliegenden Untersuchungen zu erschöpfen. Es wurden daher typische Untersuchungen ausgewählt, sowohl um die Richtung zu zeigen, in der die gegenwärtigen Arbeiten sich bewegen, als auch in der Hoffnung, die nicht vergebens sein möge, daß andere Forscher ermutigt werden, dieses faszinierende und fruchtbare Feld der Untersuchung zu betreten.

Auch habe ich keine Tabellen von Wellenlängen zusammengestellt, weil solche Tafeln bereits in sehr bequemer Form von Dr. Marshall Watts veröffentlicht sind, und auch, weil ihr Abdruck nur auf Kosten eines beträchtlichen Teiles des Textes möglich gewesen wäre.

Zu danken habe ich den vielen Autoren, welche mir freundlichst gestattet haben, Pläne und Abbildungen aus ihren Schriften zu entnehmen. Professor Ames von der John Hopkins Universität bin ich besonderen Dank dafür schuldig, daß er mir die Figuren und die Beschreibung von Rowlands Gitter-Teilmaschine zur Verfügung stellte. Ferner verdanke ich Professor Kayzers Handbuch der Spektroskopie die Einzelheiten über seine mit Prof. Runge ausgeführten Untersuchungen der Spektralserien und über die Arbeiten von Professor Runge und Professor Paschen, die sich auf den Zeeman-Effekt beziehen. Schliesslich danke ich für wertvolle Unterstützung meinen Freunden Mr. H. J. Harris, Professor F. T. Tronton, Messrs. J. K. H. Inglis und A. W. Porter.

University College, London  
April 1905.

**E. C. C. B.**



## Vorwort des Übersetzers.

Das vorliegende Werk ist ein Band aus der von Sir William Ramsay herausgegebenen Serie „Text-books of physical chemistry“. Die ungemein günstige Aufnahme, welche das Buch bei uns in Deutschland fand, wurde die Veranlassung zu der nachfolgenden Übersetzung. Wir besitzen kein deutsches Werk über Spektralanalyse, welches in so engem Rahmen eine derartige Fülle des Wissenswerten und Nützlichen zusammenfaßt.

Die Übersetzung hat naturgemäß an dem Inhalt nichts verändert; und es sind nur einige Methoden mit dem Einverständnis des Verfassers hinzugefügt. Außerdem wurden die seit Abschluß des englischen Originals erschienenen Arbeiten berücksichtigt. Die Zahlentabellen wurden nochmals mit den Quellen verglichen, soweit diese mir zugänglich waren. Bei der Verdeutschung englischer Bezeichnungen, wie etwa „enhanced lines“, sind die von Kayser in seinem großen Handbuch geprägten Worte benutzt.

Fortgeblieben ist in der Übersetzung das letzte Kapitel des Originals, welches eine genaue Beschreibung der mechanischen Einrichtungen an der Rowlandschen Teilmaschine enthält. Dieses Kapitel liegt für den Durchschnittsleser außerhalb des Interessenskreises; der Interessent sei aber besonders darauf hingewiesen, daß er über diesen wertvollen Apparat alle Einzelheiten in dem englischen Original finden kann.

Frankfurt a. M., August 1908.

R. W.

# Inhaltsverzeichnis.

	Seite
Erstes Kapitel.	
<b>Historische Einleitung</b> . . . . .	1
Bildung des Spektrums 1. Elementare Theorie der Brechung von homogenem Licht 2. Kritischer Winkel 5. Brechung von verschiedenfarbigem Licht 7. Die Fraunhoferschen Linien 9. Interferenz des Lichts 10. Beugung 14. Das Gitter 16. Gitterspektra 18. Die ersten Messungen von Wellenlängen 19. Das Kirchhoffsche Gesetz 20. Ångströms normales Sonnenspektrum 21.	
Zweites Kapitel.	
<b>Fortsetzung des historischen Teils</b> . . . . .	23
Die Entdeckung des infraroten und des ultravioletten Gebiets 23. Cornus Erweiterung von Ångströms Tafel in das Ultraviolett 25. Rowlands Normal-Sonnenspektrum 25. Das Reflexionsgitter 26. Das Konkavgitter 28. Rowlands Methode der Koinzidenzen 29. Bells Bestimmung der absoluten Wellenlänge der D <sub>1</sub> -Linie 31. Das Normal für Rowlands Tafel 34. Michelsons Bestimmung der absoluten Wellenlänge der Cadmium-Linien 35.	
Drittes Kapitel.	
<b>Spalt, Prismen und Linsen</b> . . . . .	37
Der Spalt mit einer beweglichen Backe 37. Der Spalt mit zwei beweglichen Backen 38. Die Spaltbacken 39. Schieber über dem Spalt 40. Das Prisma: Messung des brechenden Winkels 41. Messung des Brechungsindex 43. Das total reflektierende Prisma 43. Das Prisma mit konstanter Ablenkung 44. Cassies vielfaches Transmissionsprisma 45. Das Halbprisma 46. Das Prisma mit gerader Durchsicht 49. Das Rutherford-Prisma 50. Dispersion der Prismen 50. Hartmanns Interpolationsformel für die Prismendispersion 53. Cauchys Interpolationsformel 56. Auflösungsvermögen 56. Abmessungen der Prismen 59. Lichtverlust durch Reflexion in Prismen 60. Lichtabsorption 60. Krümmung der Linien im Prismenspektrum 66. Prismenmaterial 66. Schwefelkohlenstoff 67. Monobromnaphthalin 68. Glas 69. Flußspat 72. Doppelbrechung 73. Kalkspat 75. Drehung der Polarisations ebene 75. Quarz 76. Steinsalz 77. Sylvin 77. Linsen 78. Achromatisierung 80. Quarz-Flußspat und Quarz-Kalkspat-Achromate 82. Ramsden Okular 83. Gaußsches Okular 84. Okularmikrometer 84.	

## Viertes Kapitel.

**Das vollständige Prismenspektroskop . . . . . 85**

Spektroskop mit gerader Durchsicht 85. Spektrometer 87. Spektroskop mit festem Arm 90. Spektroskop mit vielfachem Strahlengang 92. Spektrograph 94.

## Fünftes Kapitel.

**Das Prismen-Spektroskop im Gebrauch . . . . . 99**

Einstellung des Prismenspektroskops 99. Einstellung des Spektrographen 101. Messung der Wellenlänge mit dem Prismenspektroskop 102. Kalibrierungskurven für das Spektrometer 103. Vergleichung zweier Spektren 106. Normalspektren zur Vergleichung 108. Ausmessung von Spektrophotographien 108. Interpolation von Wellenlängen 112. Helligkeit der Spektrallinien 113. Kalibrierung von Spektralaufnahmen durch Interferenzfransen 114.

## Sechstes Kapitel.

**Das Beugungsgitter . . . . . 117**

Allgemeine Theorie 117. Auflösungsvermögen 118. Intensität von Gitterspektren 122. Wirkung von Unregelmäßigkeiten der Teilung 126. Geister 127. Das Konkavgitter 128. Die Fokalkurve 129. Die Aufstellung 130. Dispersion 131. Astigmatismus 133. Vergleichung von Spektren 134. Das Stufengitter 134. Dispersion 135. Auflösungsvermögen 136. Intensität der Helligkeit 137. Aufstellung 138. Justierung 139.

## Siebentes Kapitel.

**Die Handhabung des Liniengitters . . . . . 143**

Das Plangitter 143. Messung der Wellenlänge 144. Aufstellung des Konkavgitters 148. Aufstellung mit festem Arm 159. Justierung 160. Übereinandergreifende Spektren 163. Absorbierende Lösungen 164. Messung der Wellenlänge 166. Methode der Koinzidenzen 166. Rowlands Atlas 168. Methode der Vergleichung von Wellenlängen 169. Ausmessung von Photographien 170.

## Achstes Kapitel.

**Die äußersten infraroten und ultravioletten Spektralgebiete . 174**

Photographie des infraroten Gebiets 174. Frühere Messungen von Wellenlängen im Infrarot 175. Langleys bolometrische Untersuchung des infraroten Sonnenspektrums 177. Langleys Spektralbolometer 180. Rubens Untersuchungen 184. Das Radiometer 186. Reststrahlen von Quarz, Flußspat, Sylvin und Steinsalz 187. Paschens Arbeiten 189. Das Radiomikrometer 190. Die Theorie des Bolometers 193. Herstellung des Bolometers 194. Das ultraviolette Gebiet 196. Schumanns Messungen im äußersten Ultraviolett 198. Die Absorption durch Quarz und Luft 198. Schumanns Vakuum-Spektrograph 199. Photographie des Wasserstoffspektrums bis  $\lambda = 1000$  206. Absorption durch Gelatine 207.

Neuntes Kapitel.

**Die Anwendung von Interferenzmethoden in der Spektroskopie** 208

Michelsons Interferometer 208. Theorie der Interferenzfransen 210. Sichtbarkeitskurven 211. Auslegung der Sichtbarkeitskurven 212. Versuchsergebnisse 216. Messung der absoluten Wellenlänge der Cadmiumlinien 218. Fabry und Perots Methode 219. Entstehung der Streifen 221. Auslegung der Streifen 222. Fabry und Perots Interferometer 224. Methode der vergleichenden Wellenlängen-Bestimmung 228. Benutzung von Normalluftschichten 233. Fabry und Perots Messungen 239. Die Fehler der Gittermessungen 240. Lummers Interferometer 243. Barnes Interferometer 243.

Zehntes Kapitel.

**Der Wirkungsgrad des Spektroskops** . . . . . 245

Wirkliches Auflösungsvermögen und Reinheit 245. Die Breite der Spektrallinien 249. Tafeln für das wirkliche Auflösungsvermögen 250—252. Einfluß der Absorption auf das Auflösungsvermögen von Prismen 253. Die Bedingungen für den maximalen Wirkungsgrad des Spektrographen 263.

Elftes Kapitel.

**Die Photographie des Spektrums** . . . . . 273

Grenzen der Empfindlichkeit bei gewöhnlichen Platten 273. Sensibilisierung von Platten für rot, gelb und grün 274. Abneys Emulsion für das Infrarot 277. Anweisung 278. Schumanns Platten für das äußerste Ultraviolett 280.

Zwölftes Kapitel.

**Die Erzeugung der Spekttra** . . . . . 284

Beleuchtungsmethoden 284. Flammenspekttra 284. Bogenspekttra 287. Rotierender Lichtbogen 288. Quecksilber- und Cadmiumlampen 290. Funkenspekttra 292. Der Mechanismus des Funkens 284. Wirkung der Selbstinduktion 295. Scheneks Untersuchungen 295. Lichtbogen und Funkenentladung in Flüssigkeiten 299. Verstärkte Linien 302. Gasspekttra 304. Die Anfertigung und Füllung von Vakuumrohren 306. Wirkung des Drucks auf die Spekttra von Gasen in Vakuumrohren 313. Phosphoreszenzspekttra 313. Absorptionsspekttra 314. Absorptionsspekttra von Gasen 315. Absorptionsspekttra von Metallsalzen 316. Absorptionsspekttra von Nitraten 319. Absorptionsspekttra von organischen Verbindungen 319. Bestimmung der Konstitution mit Hilfe der Absorptionsspekttra 325.

Dreizehntes Kapitel.

**Die Natur der Spekttra** . . . . . 331

Kontinuierliche und Bandenspekttra 331. Linienspekttra 332. Struktur der Spektrallinien 333. Breite der Spektrallinie 336. Länge der Spektrallinie 341. Mehrfache Spekttra 345. Die Kohlenstoffspektren 347. Umkehrung der Spektrallinie 349.

	Seite
Vierzehntes Kapitel.	
<b>Der Zeeman-Effekt</b> . . . . .	352
Zeemans Entdeckung der Linienvorbereitung 352. Elementare Theorie 352. Das normale Triplet 353. Prestons Gesetz 355. Versuchsergebnisse 359.	
Fünfzehntes Kapitel.	
<b>Linienserien im Spektrum</b> . . . . .	368
Balmer's Serie im Wasserstoffspektrum 368. Doublets und Triplets von konstanter Schwingungsdifferenz 370. Rydbergs Formel 374. Methode der Konstantenberechnung 375. Beziehung zwischen den verschiedenen Serien eines Elements 378. Das Rydberg-Schuster'sche Gesetz 381. Anwendung von Rydbergs Gleichungen auf Wasserstoff 384. Kayser und Runge's Gleichung 387. Die Serienlinien von Lithium und Natrium 389. Die Triplets im Quecksilberspektrum 393. Die Serien des Heliums 394. Thieles Gleichung 395. Die Gleichung von Ritz 396. Anwendung auf Natrium und Kalium 397. Die zweite Art von Gesetzmäßigkeit 399. Die Gesetzmäßigkeit von Zinn und Antimon 399. Bandenspektren 401. Deslandres Gesetze 401—402. Deslandres allgemeine Gleichungen 405. Anwendung von Thieles Gleichung auf Bandenspektren 408. Kopf und Schwanz bei Bandenspektren 409. Beziehung zwischen den Spektren der Elemente der gleichen chemischen Gruppe 409. Gesetzmäßigkeiten nach Rydberg und nach Kayser und Runge 410. Ramages Gleichung 411. Watts Beziehungen 412. Die Einordnung der Linien in die Serien 414.	
Sechzehntes Kapitel.	
<b>Änderungen der Wellenlänge</b> . . . . .	416
Änderung der Wellenlänge durch Druck: Humphreys und Mohlers Arbeiten 416. Änderung der Wellenlänge durch Bewegung in der Sehrichtung: Der Doppler-Effekt 420. Anwendung auf die Sternspektroskopie 423.	
A n h a n g.	
Vorschriften zur Versilberung von Glasspiegeln . . . . .	425
Namenregister . . . . .	428
Sachregister . . . . .	430

### Berichtigung.

S. 11 Z. 16 und 17 v. u. ist zu lesen: „Fortpflanzungsrichtung“ statt „Fortpflanzung richtig“.

## Erstes Kapitel.

### Historische Einleitung.

Die Begründung der Spektroskopie läßt sich auf Isaak Newton zurückführen, der im Jahre 1666 entdeckte, daß die Größe der Brechung verschiedenfarbiger Lichtstrahlen in demselben Medium eine verschiedene ist. Newton bewies dies zunächst durch die Beobachtung, daß bei der Durchsicht durch ein Glasprisma die relative Lage einiger roter und blauer Papierstücke sich je nach ihrer Farbe verschob. Auch zeigte er bald nachher, daß ein Sonnenstrahl sich aus einer Reihe von Strahlen verschiedener Farbe zusammensetzt, von denen jeder bei dem Durchgang durch ein Glasprisma eine andere Brechung erleidet, und daß von diesen Strahlen der rote am wenigsten, der blaue am meisten gebrochen wird. Jedermann kennt den klassischen Versuch, wie er von Newton wirklich ausgeführt ist. Er ließ einen Sonnenstrahl durch ein kleines rundes Loch in dem Fensterladen in ein verdunkeltes Zimmer eintreten, durch ein Glasprisma hindurchgehen und dann auf einen weißen Schirm fallen. So erhielt er, was er ein Spektrum nannte, nämlich eine geordnete Reihenfolge farbiger Abbildungen des Loch-ausschnittes im Laden, und zwar erschienen diese farbigen Bilder nebeneinander, infolge des verschiedenen Grades der Brechung, den ungleich gefärbte Strahlen erleiden. Ehe Newton diese Versuche angestellt hatte, glaubte man, daß die Farben, welche nach dem Durchgang weißen Lichtes durch ein Prisma auftreten, in dem Prisma selbst gebildet würden, denn bis dahin wurde angenommen, daß das weiße Licht tatsächlich in solches von verschiedener Farbe sich verwandle.

Die Erscheinung der Brechung des Lichtes und ihre Gesetze waren natürlich zu Newtons Zeit bekannt, da sie schon im Jahre 1621 von Snellius entdeckt und dann von dem großen Philosophen Descartes weiter ausgearbeitet und zuerst veröffentlicht wurden. Obwohl Snellius wie Descartes die zusammengesetzte Natur des weißen Lichtes noch nicht kannten, gelang ihnen doch der Nachweis einer festen Beziehung zwischen den Winkeln des einfallenden und

gebrochenen Lichtes; und Newtons Entdeckung, daß das weiße Licht nur ein Gemisch vieler verschiedener Farben ist, setzte ihn in Stand, die Anwendbarkeit des Gesetzes von Snellius und Descartes auszudehnen und zu zeigen, daß das Winkelverhältnis zwar für Strahlen verschiedener Farbe wechselt, daß es aber für Strahlen derselben Farbe konstant ist.

Nun liegen die Bahnen von Lichtstrahlen in isotropen Medien immer auf geraden Linien, d. h. die Strahlen wandern mit konstanter Geschwindigkeit, deren Größe von der Natur des Mediums abhängt. Wenn Licht aus einem isotropen Medium in ein anderes übergeht, so erleidet es gewöhnlich eine Änderung seiner Geschwindigkeit, und diese Änderung sucht einen Richtungswechsel hervorzurufen, so daß der neue Weg zwar wieder eine gerade Linie, aber mit dem ersten einen bestimmten Winkel bildet. Dieses Umbiegen des Strahlenweges heißt Brechung, und das Winkelmaß der Biegung heißt Brechungswinkel. Der Brechungswinkel ändert sich je nach dem Einfall der Strahlen auf die Grenze zwischen den zwei Medien; er hat den Wert Null, wenn die Strahlen senkrecht auf die Oberfläche fallen und strebt mit wachsender Neigung einem Maximum zu. Der Betrag der Ablenkung, den ein Lichtstrahl bei dem Übergang von einem Medium in ein anderes erleidet, hängt sowohl von den relativen Geschwindigkeiten des Lichtes in den beiden Medien ab, als auch von dem Winkel, unter dem der Strahl auf die Grenzfläche auftritt.

Folgende Sätze wurden von Snellius und Descartes für alle Fälle einfacher Brechung abgeleitet:

Der einfallende und der gebrochene Strahl liegen auf den entgegengesetzten Seiten einer Normalen, welche man in der Berührungsstelle auf der brechenden Grenzfläche errichtet, und ferner liegen beide Strahlen mit dieser Normalen in derselben Ebene.

Die Sinus des Einfallswinkels und des Brechungswinkels stehen in einem konstanten Verhältnis zueinander — einem Verhältnis, welches ausschließlich von der Natur der beiden Medien abhängt (Snelliussches Brechungsgesetz).

Diese Gesetze lassen sich an einem Spezialfall am besten verständlich machen. In Figur 1 soll die gerade Linie AB die Grenze zwischen zwei isotropen Medien bedeuten, z. B. mag AB eine Wasseroberfläche sein; und ferner soll ein Lichtstrahl CD diese Wasserfläche im Punkte D treffen.

Der Strahl wird also im Punkte D in zwei Teile zerfallen, von denen der eine in der Richtung DE zurückgeworfen wird und so seinen Weg im

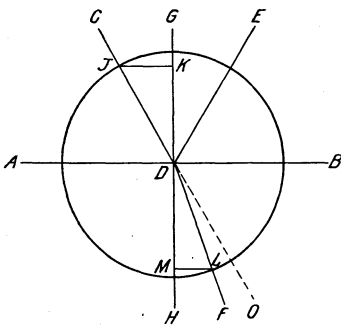


Fig. 1.

ersten Medium, Luft, fortsetzt, während der andere Teil in das Wasser eintritt und die Richtung DF einschlägt. Dieser Weg DF ist keine Fortsetzung von CD, sondern von ihm bis zu einem

gewissen Grade abgelenkt. Wenn man CD bis O fortführt, so kann man die Größe der Ablenkung durch den Winkel FDO, den Ablenkungswinkel, veranschaulichen. Die Linie GDH ist die im Einfallspunkte D auf der brechenden Fläche errichtete Normale. Mit ihr erhält man den Einfallswinkel CDG und den Brechungswinkel FDH.

Nun besagt das erste Brechungsgesetz, daß der gebrochene Strahl DF immer auf der anderen Seite der Normalen GH liegt als der einfallende Strahl CD, und weiter, daß die beiden Strahlen CD und DF mit der Normalen GH in derselben Ebene liegen. Um die Beziehung zwischen Einfalls- und Brechungswinkel zu finden, welche in dem zweiten Gesetz festgelegt ist, ziehe man einen Kreis um D als Mittelpunkt, und von den Stellen, wo dieser Kreis den einfallenden und den gebrochenen Strahl schneidet, falle man die Lote JK und LM auf die Normale GH.

Nun ist der Sinus des Winkels CGD gleich  $\frac{JK}{JD}$  und der Sinus des Winkels FDH gleich  $\frac{LM}{LD}$ . Wenn man ferner die Winkel CDG und FDH mit  $i$  resp.  $r$  bezeichnet, so ist also das Verhältnis:

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{\frac{JK}{JD}}{\frac{LM}{LD}} = \frac{JK}{LM}$$

da  $JD = LD$  ist.

Snellius' Brechungsgesetz sagt nun, daß das Verhältnis  $\frac{\sin i}{\sin r}$ , oder  $\frac{JK}{LM}$ , für dieselben zwei Medien konstant bleibt, wie auch immer der Wert von  $i$  wechseln mag. Dies Verhältnis pflegt man den Brechungsindex zu nennen und gewöhnlich durch den Buchstaben  $\mu$  zu bezeichnen<sup>1)</sup>.

Fällt der eintretende Strahl normal auf die Oberfläche, so ist der Winkel  $i$  gleich Null, folglich ist, da  $\sin 0^\circ = 0$  ist, auch Winkel  $r$  gleich Null; das heißt, es tritt überhaupt keine Brechung auf, vielmehr tritt der Strahl ohne Ablenkung in das neue Medium ein.

Es ist wichtig, hervorzuheben, daß der Brechungsindex nur eine relative Größe ist, da er von beiden Medien abhängt; z. B. ist er in obigem Fall das Maß für das Verhältnis der Lichtgeschwindigkeiten in Luft und Wasser. Im allgemeinen meint man mit Brechungsindex einer Substanz schlechtweg, wenn nicht das Gegenteil besonders hervorgehoben wird, das Verhältnis der Geschwindigkeiten des Lichtes in der Luft und in der Substanz. Der Ausdruck „absoluter Brechungsindex“ bezieht sich auf den Wert, den man mit der betrachteten Substanz im Vakuum erhält.

Die Richtung, in der die Brechung des Lichtes auftritt, hängt im allgemeinen von der Dichtigkeit der beiden Medien ab, und zwar

<sup>1)</sup> In Deutschland wird meist  $n$  oder  $\nu$  geschrieben.



gilt bis auf einige Ausnahmen, daß ein Lichtstrahl beim Eintritt aus einem dünneren in ein dichteres Medium gegen die Normale hin gebrochen wird, und umgekehrt, daß er von ihr fortgelenkt wird, wenn er von einem dichteren in ein dünneres Medium übergeht. Dies ist der Fall bei dem Beispiel in Fig. 1, wo das Licht in ein dichteres Medium eintritt und zu der Normalen hin gebrochen wird. Als Ausnahme sind z. B. einige Öle bekannt, die, obwohl sie dünner sind als Wasser, dennoch einen höheren Brechungsindex haben als dieses. Daraus folgt, daß die Geschwindigkeit des Lichtes in diesen geringer ist als im Wasser. Es ist von Interesse, den einfachen Fall von Brechung in Fig. 1 noch eingehender zu betrachten, weil man aus ihm gewisse wichtige Resultate erhalten kann. Wenn der Brechungsindex für zwei Medien bekannt ist, so kann man offenbar die verschiedenen Werte der Brechungswinkel, welche verschiedenen Einfallswinkeln entsprechen, mit der Hilfe mathematischer Tafeln leicht berechnen. Diese Rechnung soll für Luft und Wasser durchgeführt werden.

Unter der für den gegenwärtigen Zweck ausreichend genauen Annahme eines Brechungsexponenten gleich 1,34 ergibt sich nach dem Snelliusschen Gesetz

$$\frac{\sin i}{\sin r} = 1,34,$$

folglich

$$\sin r = \frac{\sin i}{1,34}.$$

Hieraus kann man die verschiedenen Werte von  $r$  berechnen, wenn man für  $i$  bestimmte Werte festsetzt. Diese sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt:

Einfallswinkel	Brechungswinkel
0° . . . . .	0° 0' 0"
10° . . . . .	7° 29' 0"
20° . . . . .	14° 51' 48"
30° . . . . .	22° 1' 27"
40° . . . . .	28° 49' 26"
50° . . . . .	35° 4' 0"
60° . . . . .	40° 30' 20"
70° . . . . .	44° 48' 41"
80° . . . . .	47° 36' 45"
90° . . . . .	48° 35' 25"

Die Reihe unter der Überschrift „Einfallswinkel“ enthält die Werte dieses Winkels von 10° zu 10°, von 0° oder dem senkrechten Einfall bis zu 90°, wo der einfallende Strahl auf der Oberfläche des Wassers hinstreift. Die zweite Reihe enthält die zugehörigen Werte des Brechungswinkels. Da der Einfallswinkel nicht über 90° hinausgehen kann, so lehrt die Tafel, daß für Luft und Wasser der größte mögliche Wert des Brechungswinkels 48° 35' 25" beträgt.

Betrachten wir jetzt umgekehrt den Fall, daß das Licht aus dem Wasser in die Luft übergeht. In Fig. 2 soll AB wiederum die Grenzfläche zwischen Wasser und Luft bedeuten. Der einfallende Strahl CD trifft jetzt diese Oberfläche vom Wasser aus und wird wie früher wieder in zwei Teile zerlegt, von denen der eine von der Oberfläche längs DE reflektiert wird, während der andere das Wasser verläßt und den Weg DF einschlägt. Da die Luft weniger dicht ist als das Wasser, so ist DF von der Normalen fortgebrochen. Die Beziehungen von Tabelle I gelten offenbar auch in diesem Fall und mit ihrer Hilfe lassen sich die Änderungen dieses Winkels FDG in ihrer Abhängigkeit von einer Änderung des Winkels CDH verfolgen. Wenn z. B. der Winkel CDH den Wert  $40^{\circ} 30' 20''$  annimmt, so beträgt der Winkel FDG  $60^{\circ}$  usf. Wenn der Winkel CDH wächst bis er den Wert  $48^{\circ} 35' 25''$  erreicht, so wird der Winkel FDG  $90^{\circ}$  und der austretende Strahl streift die Oberfläche des Wassers. Nun ist  $90^{\circ}$  offenbar der größtmögliche Wert des Winkels DGF. Wenn also der Winkel CDH über den Wert von  $48^{\circ} 35' 25''$  gesteigert wird, so kann überhaupt kein Licht das Wasser mehr verlassen, vielmehr wird alles in der Richtung DE reflektiert. Das gilt für zwei beliebige Medien, und wir haben demnach das Resultat, daß Licht nicht aus einem dichten in ein dünnes Medium eintreten kann, sondern vielmehr „total reflektiert“ wird, sobald der Einfallswinkel einen gewissen bestimmten Wert überschreitet. Dieser war z. B. für den Fall von Wasser und Luft  $48^{\circ} 35' 25''$ , wie wir sahen.

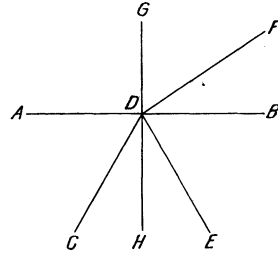


Fig. 2.

Dieser spezielle Wert des Einfallswinkels heißt der kritische Winkel; er kann nach dem Snelliusschen Gesetz leicht für zwei beliebige Medien berechnet werden, sobald der relative Wert des Brechungsindex bekannt ist. Man braucht in der Gleichung  $\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{1}{\mu}$  nur  $r = 90^{\circ}$  zu setzen, da für diesen Fall, wie wir sahen,  $i$  seinen kritischen Wert erreicht.

Da  $\sin 90^{\circ} = 1$  ist, so folgt

$$\frac{1}{\sin i} = \mu, \text{ und } \sin i = \frac{1}{\mu}.$$

Es ist z. B. der Brechungsindex einer speziellen Glassorte 1.62 und daher  $\sin i = \frac{1}{1.62} = 0.6187$ , hieraus findet man  $i$  zu  $38^{\circ} 13' 30''$ .

Dies ist also für das in Frage kommende Glas der kritische Winkel.

Je größer der Wert des Brechungsindex ist, um so kleiner ist der kritische Winkel, und es ist von Interesse, daß der Glanz eines Diamanten in tiefer Fassung von der sehr geringen Größe seines kritischen Winkels herrührt, der etwa  $19^{\circ} 30'$  beträgt. Es wird also alles Licht, welches die Unterfläche unter einem größeren Winkel trifft, total reflektiert, mit dem Resultat, daß viel weniger Licht durch

den Boden hindurchgeht, als dies für Glas oder eine ähnliche Substanz der Fall sein würde.

Folgende Punkte muß man sich bei der einfachen Lichtbrechung vergegenwärtigen: erstens, daß ein gewisser Teil des Lichtes immer reflektiert wird, daß also niemals totale Brechung eintreten kann; und zweitens, daß keine Brechung aus dem dichten in ein dünnes Medium stattfinden kann, wenn nicht der Einfallswinkel kleiner ist als ein bestimmter kritischer Winkel, dessen Sinus gleich den Reciproken des Brechungsindex ist.

In den bis jetzt betrachteten Fällen wurde nur die Brechung an einer einzelnen Grenzfläche behandelt. Natürlich ist es für jede praktische Anwendung nötig, wenigstens zwei Grenzflächen in Betracht zu ziehen. Der einfachste Fall ist der des Durchgangs eines Lichtstrahles durch ein Medium mit parallelen Oberflächen, wie z. B. eine Glasplatte; dies zeigt Fig. 3.

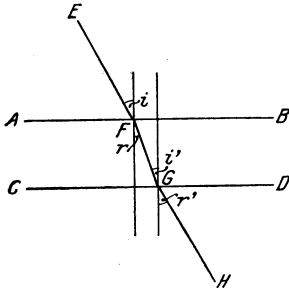


Fig. 3.

AB und CD sollen die obere und untere parallele Grenzfläche eines Stückes Spiegelglas bedeuten und der Strahl EF soll unter dem Einfallswinkel  $i$  auf die Fläche AB fallen. Ein Teil des Strahles tritt in das Glas ein, wird zu der Normalen hin gebrochen und durchläuft unter dem Brechungswinkel  $r$  den Weg FG. Nach dem Snelliusschen Gesetz ist also

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \mu.$$

Trifft der Strahl FG die untere Grenzfläche CD, so wird er abermals in zwei Teile zerlegt; der eine wird reflektiert, der andere aber tritt in die Luft aus und wird dabei von der Normalen fort gebrochen. Nach Snellius' Gesetz gilt also wieder

$$\frac{\sin r'}{\sin i'} = \mu.$$

Hieraus folgt:

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{\sin r'}{\sin i'}.$$

Nach der Zeichnung ist aber  $i'$  gleich dem Winkel  $r$ , folglich muß der Winkel  $r'$  gleich  $i$  sein.

Die Brechung in F und G ist zwar von gleicher Größe aber entgegengesetzter Richtung, so daß der Lichtstrahl, welcher aus dem Glas in die Luft wieder austritt, einen seiner ursprünglichen Richtung parallelen Weg verfolgt. Bringt man also eine Glasplatte mit parallelen Seiten in den Weg eines Lichtstrahles, so ändert sie dessen Richtung in keiner Weise.

Anders liegt der Fall, wenn die beiden Grenzflächen nicht parallel zueinander stehen, sondern unter irgend einem Winkel zu-

einander geneigt sind. Die Ablenkung des Lichtstrahles durch die Brechung an der ersten Oberfläche wird nicht an der zweiten wieder aufgehoben, sondern unter allen Umständen weiter vergrößert. Als Beispiel soll der Fall eines Prismas behandelt werden.

Es sollen  $AB$  und  $AC$  in Fig. 4 die brechenden Flächen des Prismas  $ABC$  darstellen, so daß sie unter dem Winkel  $BAC$  gegeneinander geneigt sind. Wenn dann der Strahl  $DE$  unter dem Einfallswinkel  $DEH$  auf die Oberfläche  $AB$  fällt, so wird ein Teil des Lichtes in das Prisma eintreten und den Weg  $EF$  unter dem Brechungswinkel  $FEJ$  durchlaufen. Das Verhältnis zwischen den Winkeln  $DEH$  und  $FEJ$  ist durch die Größe des Brechungsindex gegeben. Trifft der Strahl  $EF$  die zweite Fläche  $AC$ ,

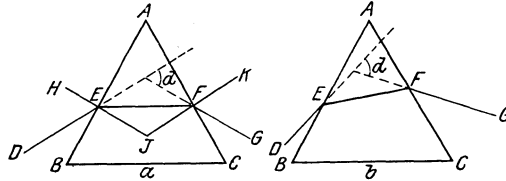


Fig. 4.

so wird er von der Normalen fort gebrochen und läuft in der Richtung  $FG$  weiter, wobei das Verhältnis zwischen den Winkeln  $GFK$  und  $EFJ$  ebenso durch den Index gegeben ist.

Es ist klar, daß die Ablenkung der Richtung des Strahles  $DE$ , die durch die Brechung an der ersten Fläche hervorgerufen wurde, an der zweiten Oberfläche noch wachsen muß. Der Winkel  $d$  in Fig. 4, den man erhält, wenn man den einfallenden und den austretenden Strahl bis zu ihrem Schnittpunkt verlängert, gibt die gesamte Brechung als Summe der Brechungen an den beiden Oberflächen. Man sieht leicht bei Vergleichung der beiden Fälle in der Figur, daß der Winkel  $d$  im Falle  $a$  seinen kleinsten Wert hat; in der Tat läßt sich zeigen, daß die totale Ablenkung dann möglichst klein ist, wenn der Strahl symmetrisch durch das Prisma läuft, d. h. wenn der Winkel  $DEB$  dem Winkel  $GFC$  gleich ist. Wenn also ein Lichtstrahl ein Prisma symmetrisch durchläuft, so ist seine Ablenkung ein Minimum; man beachte, daß für den Fall des Minimums der Ablenkung der Strahlengang im Innern eines gleichschenkligen Prismas parallel zur Basis des Prismas liegt ( $BC$  in Fig. 4).

In den Fällen von Brechung, die oben behandelt sind, wurde stillschweigend angenommen, daß das Licht homogen war, d. h. aus einer einzigen Farbe bestand; aber da Newton durch seine Entdeckung der zusammengesetzten Natur des weißen Lichtes gezeigt hat, daß Strahlen verschiedener Farbe verschieden gebrochen werden, wird es nötig, die Erscheinungen etwas umfassender zu betrachten. Während nach dem Snelliusschen Gesetz der Wert des Brechungsindex für Strahlen einer Farbe konstant ist, so ändert er sich für Strahlen verschiedener Farbe, und Newton fand als Resultat seiner Experimente, daß der Wert von  $\mu$  für rotes Licht kleiner ist als für blaues; oder in Worten, daß in demselben Medium rotes Licht am wenigsten und blaues am meisten gebrochen wird. Hiernach läßt sich Newtons Spektrum einfach erklären.

Es soll in Fig. 5 ABC ein Prisma und DE ein einfallendes Strahlenbündel von weißem Licht bedeuten. Die Brechung in Punkt E muß dann natürlich verschieden sein, je nach der Färbung der einzelnen Strahlen, und es wird daher jeder Strahl einen verschiedenen Weg durch das Prisma einschlagen; drei solcher Strahlen sind in der Figur als EF, EG und EH bezeichnet.

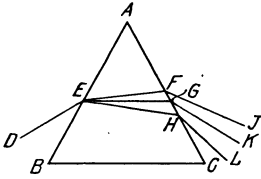


Fig. 5.

Alle Strahlen werden an der zweiten Fläche wiederum gebrochen, und zwar gehen ihre Wege noch weiter auseinander, wie das die drei Strahlen FJ, GK und KL zeigen. So sind die verschiedenen Farben alle durch das Prisma voneinander getrennt, und wenn man sie auf einem Schirm auffinge, so würde ein Farbenband entstehen, in dem jede

Farbe nach ihrem Brechungsindex einen Platz einnähme; z. B. würde das Blau an dem Ende zunächst der Basis des Prismas, d. h. bei L erscheinen, während das Rot am anderen Ende, bei J auftreten würde und die mittlere Lage von dem Grün eingenommen wäre.

Die Brechungsindices für Licht verschiedener Farbe sind für viele Medien gemessen worden, und soweit sie von praktischem Werte für die Spektroskopie sind, wird von ihnen ausführlicher bei der Behandlung von Prismen und Linsen in Kap. III die Rede sein. Als typisches Beispiel mögen hier die Indices einer Glassorte für Strahlen verschiedener Farbe angegeben werden, um die Unterschiede ihrer Werte zu zeigen:

	$\mu$
rot . . . . .	1.612
gelb . . . . .	1.615
grün . . . . .	1.619
blau . . . . .	1.623
violett . . . . .	1.631

Über diesen Punkt kam Newton bei seinen Untersuchungen nicht hinaus, weil er als Lichtquelle eine kreisförmige Öffnung benutzte und so als Spektrum eine Reihenfolge runder Abbildungen verschiedener Farbe erhielt, welche zum großen Teil übereinander fielen. Aus diesem Grunde war das ganze Spektrum mit Ausnahme der äußersten Enden völlig unscharf. Bei ruhiger Überlegung kommt man zu dem Schluß, daß zur Erzielung eines reinen Spektrums ein schmaler Spalt die am meisten befriedigende Lichtquelle ist; denn ein Spalt wird alles ungleiche Überlagern seiner einzelnen farbigen Abbilder möglichst vermeiden und dadurch die Güte des Spektrums wesentlich verbessern. Indessen scheint die Notwendigkeit, einen solchen Spalt anzuwenden, Newton nicht klar geworden zu sein, denn erst Wollaston erfand im Jahre 1802 diese Verbesserung, als er zufällig mit einem Prisma die Sonnenstrahlen beobachtete, welche durch die schmale Spalte eines Fensterladens einfielen. Bei weiterer Untersuchung fand Wollaston, daß eine Zahl von schwarzen Linien das Spektrum in der Richtung parallel zum Spalt durchkreuzten. Indessen verfolgte er diese Linien nicht weiter, und es war Fraun-

hofer, dem berühmten Münchener Optiker, vorbehalten, sie genau zu studieren und auf ihre hohe Bedeutung hinzuweisen — eine Untersuchung, welche den Grundstein für die Wissenschaft der modernen Spektroskopie legte.

Fraunhofers erste Aufgabe war es, die Einrichtungen zur Untersuchung des Spektrums zu verbessern. Statt die Strahlen direkt durch das Prisma und von da auf einen Schirm fallen zu lassen, schob er eine Konvexlinse zwischen Spalt und Prisma ein und projizierte die einzelnen Spaltbilder auf den Schirm. Auf diesem Wege erhielt er ein wohldefiniertes Spektrum, welches die schwarzen Linien in aller Schärfe zeigte. Auch benutzte er ein Fernrohr zur Untersuchung des Spektrums und konnte so das Phänomen der schwarzen Linien sorgfältiger erforschen. Durch Anwendung verschiedener Prismen und Veränderung der Gestalt seines Apparates vermochte Fraunhofer den Nachweis zu erbringen, daß die schwarzen Linien eine vollständig feste Lage im Sonnenspektrum haben. Er zog daraus den Schluß, daß das Licht, welches wir von der Sonne empfangen, obwohl es uns weiß scheint, doch wider Erwarten kein vollständiges Spektrum gibt, daß ihm vielmehr bestimmte Strahlen fehlen, und daß dieser Mangel sich durch schwarze Lücken im Spektrum ausdrückt. Obgleich Fraunhofer die ganze Tragweite dieser Erscheinung nicht kannte, so erfaßte er doch die große Bedeutung dieser Linien als Kennzeichen, mit deren Hilfe es möglich sein würde, die Brechbarkeit verschieden gefärbter Strahlen genau zu messen. Bei seinen Untersuchungen legte Fraunhofer etwa 700 dieser Linien fest und bezeichnete die acht hauptsächlichsten und stärksten mit den Buchstaben des Alphabets von A im Rot bis H im Violett. Auch heutzutage nennt man diese Linien noch die Fraunhoferschen Linien und bezeichnet sie in der alten Weise. Freilich hat man seither die Bezeichnung durch Buchstaben weit über das Gebiet des von Fraunhofer untersuchten Spektralgebietes ausgedehnt.

Soweit reicht der erste Teil der Fraunhoferschen Arbeit; der zweite Teil knüpft sich an eine Untersuchung über die Möglichkeit, die Wellenlängen des Lichtes wirklich zu messen. Dabei glückte es ihm, nicht nur eine Theorie der Interferenz des Lichtes zu entdecken, sondern auch das erste Gitter zu erfinden und selbst anzufertigen. Es gelangen ihm mit dessen Hilfe verschiedene Messungen der Wellenlänge der D-Linie mit einem wunderbaren Grade von Genauigkeit. In der Tat ist die von Fraunhofer benutzte Methode zur Messung der Wellenlänge des Lichtes mit Hilfe eines Gitters bis zum heutigen Tage dieselbe geblieben. Ehe wir aber auf eine Beschreibung derselben eingehen, ist eine Betrachtung der Arbeiten ratsam, welche auf dem Gebiete der Beugung und Interferenz des Lichtes schon vorher ausgeführt waren und auf die seine Methode sich stützt.

Im Jahre 1665 beobachtete Grimaldi, daß ein Lichtstrahl, welcher an der Kante eines undurchsichtigen Gegenstandes vorbeigeht, einen gewissen Grad von Beugung oder Diffraktion, wie er es nannte, erleidet; mit anderen Worten, es braucht der Schatten, den

die scharfe Kante eines dunklen Körpers wirft, nicht notwendigerweise absolut scharf zu sein. Wenn z. B. ein Lichtstrahl durch einen Spalt geht und auf einen Schirm fällt, so zeigt sich das Bild des Schlitzes auf ihm von farbigen Bändern umgeben. Auch beobachtete Grimaldi, daß, wenn Licht von zwei benachbarten Quellen auf denselben Schirm fällt, unter gewissen Bedingungen Dunkelheit entsteht, und er stellte fest, obwohl der Grund ihm nicht klar war, daß Licht zu Licht gefügt, Dunkelheit hervorrufen kann. Viele Jahre später wurde der Gegenstand sorgfältig von Thomas Young und von Fresnel durchgearbeitet. Young veröffentlichte im Jahre 1801 sein berühmtes Prinzip der Interferenz. Beide Physiker zeigten, daß das Grimaldische Experiment und viele verwandte Erscheinungen sich sehr einfach durch die Wellentheorie des Lichtes erklären lassen. Diese Theorie, welche zuerst von Huyghens im Jahre 1678 aufgestellt wurde, nimmt an, daß das Licht aus transversalen Schwingungen in einem alles durchdringenden Medium, genannt der Äther, besteht, d. h. aus Schwingungen analog denen einer gespannten Saite im Gegensatz zu Schallwellen, welche longitudinal sind. Als ein Beispiel könnte man einen einzelnen Lichtstrahl recht wohl mit einer Reihe von Wellen vergleichen, die längs einer gespannten Saite von sehr

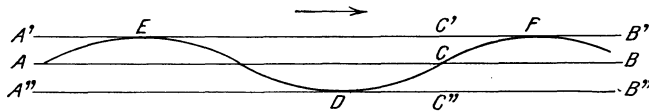


Fig. 6.

großer Länge dahinwandern. Ein Teil dieser Welle mag durch die Kurve in Fig. 6 dargestellt sein.

Die Saite würde im Ruhezustand längs der geraden Linie AB liegen, im Zustand der Bewegung, d. h. unter der Wirkung eines Systems von über sie hingleitenden Wellen wird sie aber die in der Figur angedeutete Kurvenform annehmen.

Die Linien A'B' und A''B'' geben offenbar die obere und die untere Grenze der Wellenbewegung an; dabei ist angenommen, daß die Fortpflanzung der Welle in Richtung des Pfeiles, d. h. von links nach rechts erfolgt. Betrachtet man einen einzelnen Punkt der Saite, so sieht man, daß dieser während des Weiterwanderns der Wellen einfach in gerader Linie zwischen den durch A'B' und A''B'' festgelegten Grenzen sich hin und her bewegt. Wählen wir z. B. den Punkt C in der Figur; offenbar wird dieser bis C'' hinuntersinken, wenn das Tal der Welle vorbeizieht, dann bis C' mit dem Kamm der Welle steigen und schließlich nach C zurückkehren. Dieser Kreislauf stellt also die Bewegungen des Punktes während des Vorüberziehens einer ganzen Welle dar. Demnach wird eine ganze Wellenlänge durch die Strecke AC dargestellt, und wenn man von der Länge einer Lichtwelle redet, ist immer die ganze Länge AC gemeint. Jedes andere Teilchen der Saite, z. B. in D oder E, führt vollständig ähn-

liche Bewegungen aus, obwohl diese nicht gleichzeitig in derselben Richtung zu verlaufen brauchen wie die des Teilchens in C. Hingegen befindet sich ein Teilchen in A genau gleichzeitig mit dem in C in der gleichen Stellung, und ebenso sind die Bewegungen von E und F synchron. Da nun sowohl A und C als auch E und F durch eine ganze Wellenlänge voneinander getrennt sind, so folgt, daß Teilchen, welche um eine oder mehrere ganze Wellenlängen voneinander getrennt sind, gleichzeitig genau die nämlichen Bewegungen ausführen; man sagt, sie seien in derselben Phase. In ähnlicher Weise sagt man, daß Teilchen, die durch eine beliebige ungerade Zahl von Wellenlängen voneinander getrennt sind, sich in entgegengesetzten Phasen befinden, und meint damit, daß sie in einem gegebenen Zeitpunkt zwar mit gleicher Geschwindigkeit, aber in entgegengesetzter Richtung sich bewegen.

Der Fall, daß Lichtwellen durch den Äther ziehen, entspricht dem obigen: die Ätherteilchen, wenn man so sagen darf, sind immer in derselben Phase, wenn ihr Abstand eine gerade Zahl halber Wellenlängen beträgt; ist die Zahl ungerade, so sind die Phasen entgegengesetzt.

Indessen haben wir seit Grimaldis Entdeckung noch die unzweifelhaft vorhandene, wenn auch kleine Beugung oder Diffraktion in Rechnung zu ziehen, die ein Lichtstrahl erleidet, wenn er an einen undurchsichtigen Körper streift. Huyghens erwog die Möglichkeiten, wie das Licht durch den Äther sich fortpflanzen könne und stellte das allgemeine Axiom auf, daß jedes Ätherteilchen im Schwingungszustand selbst die Quelle eines neuen Schwingungssystemes wird. Wenn also in einem gegebenen Zeitpunkt jedes Teilchen einer Wellenfront zur Quelle eines neuen Wellensystemes wird, so erzeugt die Gesamtwirkung dieser Störungen auf die benachbarten Teilchen eine neue Wellenfront. Huyghens nahm an, daß diese sekundären Wellen, wie man sie nennen kann, ausschließlich in Richtung der Bewegung der Hauptwelle auftreten; dies ist indessen nicht streng richtig, wenn auch die größte Wirkung sich in der Fortpflanzung richtig zeigt. Auf Grund dieser theoretischen Erwägungen lassen sich sowohl die Grimaldischen Beugungserscheinungen, wie auch Youngs Interferenzexperimente erklären.

Eines dieser Experimente, welches Young in Erweiterung der Grimaldischen Arbeiten anstellte, bestand darin, daß er Licht aus zwei nahe benachbarten Quellen auf ein und denselben Schirm fallen ließ. Er fand 'dabei, daß bei Benutzung von weißem Licht farbige Streifen entstanden, bei homogenen Lichtquellen dagegen abwechselnd helle und dunkle Streifen. Die Erklärung dieser Interferenzstreifen, wie man sie nennt, ergibt sich direkt aus der Wellentheorie des Lichtes. Dies zeigte Young durch Bestimmung der gemeinsamen Wirkung zweier Strahlen, welche aus verschiedenen Richtungen dasselbe Ätherteilchen beeinflussen. Wenn die beiden Störungen gleiche Amplitude haben und das Ätherteilchen in derselben Phase erreichen, so werden beide bestrebt sein, das Teilchen in derselben Richtung zu bewegen. Die Folge ist, daß die Bewegung sich verdoppelt und



die Helligkeit des Lichtes an dieser Stelle sich vervierfacht. Wenn dagegen die beiden Störungen sich in entgegengesetzter Phase befinden, so wird die eine versuchen, das Teilchen in der einen Richtung zu bewegen, während die andere mit gleicher Kraft es in die entgegengesetzte Richtung treibt. Das Resultat wird vollständige Auslöschung in diesem Punkte sein. Solche Bedingungen sind in Fig. 7 gegeben, wo A und B zwei Lichtquellen einer Farbe und

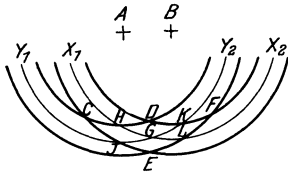


Fig. 7.

derselben Phase sein sollen; wir müssen daher jede als die Quelle eines Wellensystems betrachten, welches sich dauernd nach jeder Richtung um sie herum ausbreitet. In jedem gegebenen Zeitpunkt müssen Wellen, welche von A und B im selben Augenblick ausgegangen sind, auch denselben Weg durchlaufen haben. Ein kleiner Teil jeder Welle soll durch die Kreisstücke  $X_1$ ,  $X_2$  und  $Y_1$ ,  $Y_2$  dargestellt werden. Hier haben die  $X_1$ ,  $X_2$  den Punkt B, und die  $Y_1$ ,  $Y_2$  den Punkt A zur Quelle, denn sie sind jedesmal um B und um A als Mittelpunkt mit gleichen Radien beschrieben.

Jede Serie von Kreisen soll eine ganze Welle vorstellen, d. h. in beiden Fällen haben die zwei stark gezeichneten Kreise eine ganze Wellenlänge Abstand und der schwach gezeichnete Kreis ist jedesmal um eine halbe Wellenlänge von ihnen entfernt. Daraus folgt, daß die Ätherteilchen auf den vier stark gezeichneten Kreisen sich immer in derselben Schwingungsphase befinden, daß dagegen die Teilchen auf den dünnen Linien zwar untereinander in gleicher Phase sind, aber in entgegengesetzter Phase zu denen auf den dicken Linien. Die Schnittpunkte dieser Kreise geben die Stellen an, wo die Ätherteilchen gleichzeitig den Störungen von A und B her unterliegen. Die Wirkungen gerade an diesen Stellen sind für uns von Interesse.

An den Schnittpunkten C, D, E und F der vier stark gezeichneten Kreise unterliegen die Ätherteilchen gleichzeitig zwei gleichen Störungen derselben Phase, hier treten also Stellen vierfacher Helligkeit auf; dasselbe gilt für den Punkt G, wo die zwei dünnen Linien sich schneiden. Dagegen werden in H, J, K und L, wo die stark und die schwach gezeichneten Kreise sich treffen, die Ätherteilchen zur selben Zeit von zwei gleichen Störungen entgegengesetzter Phase beeinflusst; hier erhält man also Flecken vollständiger Dunkelheit.

Es ist von Wichtigkeit festzustellen, daß bei diesem Phänomen der Interferenz des Lichtes, wie Young es genannt hat, kein Energieverlust stattfindet; das Licht verteilt sich in verschiedener Helligkeit, bildet Maxima und Minima, seine Gesamtmenge bleibt aber unverändert; was an einer Stelle fehlt, erscheint an der anderen.

Der Versuch, wie ihn Young wirklich ausführte, ist genau so zu erklären; auch hier ist der Abstand zwischen den beiden Quellen von Licht gleicher Phase sehr klein. Young ließ nämlich einen Sonnenstrahl durch ein Loch im Fensterladen auf einen Schirm mit zwei kleinen Löchern fallen; soweit die Bilder dieser beiden Löcher auf einen dritten Schirm übereinander griffen, erhielt er Interferenz-

streifen. Diese zwei Löcher lassen sich ohne weiteres mit den Lichtquellen A und B von Fig. 7 vergleichen, weil das Licht, welches durch sie hindurchging, demselben Loch im Laden entstammte und daher sicher von gleicher Phase war.

Es ist wichtig, die Lage der hellen und dunklen Streifen zu berechnen, welche man bei diesem Versuch von Young erhält, denn man kann dadurch wenigstens angenähert die Wellenlänge des Lichtes messen. In Fig. 8 seien A und B die beiden Nadellöcher, die homogenes Licht gleicher Phase aussenden, und C sei der Schirm, auf dem die Streifen auftreten. Betrachtet man die Erhellung des Schirmes C in einem Punkt F, so stellen offenbar die Geraden AF und BF die Wege der Lichtstrahlen dar, welche von A resp. von B ankommen. Um den Punkt F ist mit dem Radius FA der kleine Bogen AG von A nach der Linie BF beschrieben; die Länge BG stellt daher den Unterschied der Wege dar, welche von den beiden Strahlen BF und AF auf ihrer Reise zwischen den beiden Schirmen durchlaufen haben. Offenbar legen die Wellen von der Öffnung B

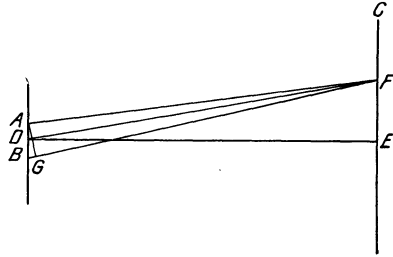


Fig. 8.

einen größeren Weg zurück als die Wellen von A und der Unterschied der Weglänge wird durch die Länge BG angegeben. Wenn jetzt BG einer geraden Zahl von halben Wellen gleich ist, so müssen die Wellen, welche A und B in gleicher Phase verlassen, auch wieder mit gleicher Phase in F ankommen und so in F eine vierfache Helligkeit hervorrufen. Wenn andererseits BG einer ungeraden Zahl von halben Wellenlängen entspricht, so kommen die Wellen in F in entgegengesetzter Schwingungsphase an, und die Folge ist vollständige Auslöschung. Dasselbe gilt für die andere Seite von E als Mitte, und da natürlich E selbst die Stelle eines hellen Streifens angibt, so tritt als Gesamtwirkung ein heller Streifen in der Mitte auf, umgeben von abwechselnden Minima und Maxima von Helligkeit. Dabei treten die Minima auf, wenn BG 1, 3, 5 usw. halbe Wellenlängen und die Maxima, wenn BG 2, 4, 6 usw. halbe Wellenlängen beträgt.

Wir können mit Hilfe dieses Versuches eine rohe Wellenlängenbestimmung des Lichtes machen, da sich der Wert von BG mit Hilfe einiger ganz einfacher Messungen bestimmen läßt. In Fig. 8 sind die Punkte F und D durch eine gerade Linie verbunden. Der flache Bogen AG darf als eine gerade Linie rechtwinklig auf DF betrachtet werden. Und da AB senkrecht auf DE steht, so folgt, daß der Winkel BAG gleich FDE ist. Folglich

$$\frac{BG}{AB} = \frac{FE}{FD} \quad \text{und} \quad BG = \frac{FE \times AB}{FD}.$$

Nun ist bei dem wirklichen Versuch die Länge FE gegenüber dem Abstand der beiden Schirme sehr klein und daher FD nur um

ein sehr geringes länger als DE, so daß wir DE für FD in obiger Gleichung ohne beträchtlichen Fehler setzen dürfen. Es gilt daher:

$$BG = \frac{FE \times AB}{DE}.$$

Die Längen FD, AB und DE kann man leicht messen und so die Länge BG sehr einfach berechnen. Wenn man F als Mitte eines hellen Streifens nimmt, so darf man nicht vergessen, daß BG irgend eine gerade Zahl von halben Wellenlängen betragen muß, zwei, wenn man den ersten Streifen mißt, vier beim zweiten usf.; und ähnlich muß, wenn man F als Mitte einer dunklen Bande betrachtet, BG einer ungeraden Zahl halber Wellenlängen gleich sein, einer halben Wellenlänge im Fall des ersten Streifens, drei halben Wellenlängen für den zweiten usf.

Durch eine Ausdehnung dieses Prinzips der Interferenz läßt sich das zuerst von Grimaldi beobachtete und von ihm Diffraktion des Lichtes benannte Phänomen erklären, nämlich das Auftreten farbiger Ränder um den Schatten undurchsichtiger Gegenstände. Die wahre Erklärung dieses Phänomens verdanken wir Fresnel, der die Erscheinung genau untersuchte und nachwies, daß alle Beobachtungen sich aus dem Huyghensschen Prinzip und aus Youngs Interferenztheorie erklären lassen. Die besten Resultate erzielt man, wenn man einen Lichtstrahl von einem schmalen Spalt durch einen zweiten, parallel gestellten Spalt hindurch auf einen Schirm fallen läßt.

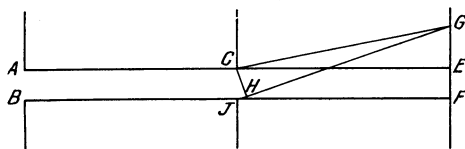


Fig. 9.

Auf beiden Seiten des Mittelbildes und parallel zu ihm zeigen sich wohl entwickelte Streifen, welche aus farbigen Bändern bestehen, wenn man weißes Licht benutzt, und welche abwechselnd aus hellen und dunklen Bändern

sich zusammensetzen, wenn das Licht homogen ist. Die Erklärung dieser Streifen ergibt sich sehr einfach aus dem vorhergehenden, wie man aus der schematischen Darstellung des Versuches in Figur 9 sehen kann. AB und CJ sind die beiden parallelen Spalte und EF das mittlere Bild, welches der Lichtstrahl bei direktem Durchgang durch die beiden Schlitze auf dem dritten Schirm hervorruft. Durch die Benutzung der zwei Spalte sind wir in der Lage sicherzustellen, dass alle Lichtwellen, die von CJ ausgehen, in derselben Phase sind, d. h. daß alle Ätherteilchen, welche zwischen C und J liegen, sich in demselben Schwingungszustande befinden. Wir wollen gegenwärtig annehmen, daß der Versuch mit Licht angestellt wird, welches ausschließlich aus Strahlen derselben Wellenlänge besteht. Aus Huyghens Theorie der Fortpflanzung des Lichtes folgt, daß jedes Ätherteilchen zwischen C und J eine Störungsquelle wird. Wenn auch diese Störungen hauptsächlich in der Richtung der Fortpflanzung des Lichtes, also gegen EF zu wirken, so breiten sie sich doch auch rings um den mittleren Strahl nach allen Seiten hin aus.

Der dritte Schirm erfährt daher auf beiden Seiten des Mittelbildes eine Aufhellung. Dabei tritt aber bei diesen Strahlen ein gewisser Betrag von Interferenz auf, der sich mit dem Abstand von der Mitte ändert. Das Mittelbild EF ist notwendigerweise besonders hell aus zwei Gründen, einmal weil die Hauptwirkung der Ätherschwingungen zwischen C und J nach EF gerichtet ist, sodann aber weil hier ein Minimum von Interferenz stattfindet. Um die Aufhellung auf den beiden Seiten des Mittelstreifens kennen zu lernen, wollen wir sie an einem beliebigen Punkte G des Schirmes betrachten. Man zieht die Geraden GC und GJ und umschließt damit offenbar alle Strahlen, die in G ankommen; und es ist gerade die wechselseitige Interferenz dieser Strahlen, mit der wir uns zu befassen haben. Beschreibt man um G als Mitte mit dem Radius GC den Bogen CH, so stellt die Länge JH die Wegdifferenzen zwischen den beiden äußersten Strahlen JG und CG dar. Ist JH gleich einer ungeraden Anzahl halber Wellen, so werden diese beiden äußersten Strahlen des Bündels in entgegengesetzter Phase ankommend sich gegenseitig aufheben; das benachbarte Strahlenpaar wird zwar auch noch interferieren, aber nicht vollständig, da beide Strahlen nicht genau in entgegengesetzter Phase in G ankommen; das nächste Paar interferiert wieder etwas weniger, und so fort bis zum mittelsten, der gar nicht beeinflusst wird. Unter diesen Umständen ist der Gesamtbetrag von Interferenz in G so gering wie möglich, und es ist daher G durch einen hellen Streifen gekennzeichnet. Wenn dagegen JH gleich einer geraden Zahl von halben Wellenlängen ist, wenn also die beiden äußersten Strahlen in G mit gleicher Phase ankommen, so müssen in G Strahlen entgegengesetzter Phase in gleicher Zahl ankommen; die beiden Hälften des Strahlenbündels werden sich also aufheben, und G wird die Mitte eines dunklen Streifens sein. Wenn man also homogenes Licht benutzt, so treten auf beiden Seiten der Mitte eine Reihe von hellen und dunklen Streifen auf, deren Lage davon abhängt, ob JH einer geraden oder einer ungeraden Anzahl halber Wellenlängen entspricht. Es läßt sich eine sehr rohe Bestimmung der Wellenlänge des Lichts mit dieser Anordnung in ähnlicher Weise anstellen, wie bei dem Youngschen Interferenzversuch mit zwei Nadellöchern neben einander schon vorher gezeigt war.

Hätte man weißes Licht statt des homogenen benutzt, so würde man an Stelle der abwechselnd hellen und dunklen Streifen farbige Streifen erhalten haben; die Erklärung ergibt sich aus genau denselben Grundsätzen wie bei dem homogenen Licht. Es ist schon gezeigt, daß Punkt G die Mitte eines hellen Streifens angibt, wenn JH einer ungeraden Anzahl halber Wellenlängen entspricht. Wenn aber das von den Ätherteilchen zwischen C und J ausgehende Licht ein Gemisch von Störungen vieler verschiedener Wellenlängen ist, so wird es offenbar viele Lagen von G geben, wo das Licht am hellsten sein sollte — und zwar so viele verschiedene Stellen, als Unterschiede in den Wellenlängen der Strahlen bestanden. Statt eines einfarbigen hellen Streifens, wie bei dem homogenen Licht, tritt eine Reihe sehr eng beieinander liegender Maxima von verschiedener

Farbe auf, d. h. man erhält ein Spektrum, bei dem die Farben nach ihrer Wellenlänge geordnet sind. Da nun violettes Licht die kürzeste Wellenlänge besitzt, so tritt es auf der Seite jedes Spektrums auf, welche dem Mittelstreifen am nächsten liegt, und das Rot mit seiner größten Wellenlänge zeigt sich an dem von der Mitte am meisten abgewendeten Ende. An Stelle der hellen und dunklen Streifen bei homogenem Licht beobachtet man jetzt Reihen von Spektren, deren violette Enden gegen das Mittelbild gerichtet sind; und von diesen Spektren genügt das erste der Bedingung, daß  $JH$  gleich einer halben Wellenlänge ist, das zweite, daß  $JH$  gleich drei halben Wellenlängen ist usf. Die Spektren verlieren an Helligkeit, je weiter sie von der Mitte entfernt sind, weil die Energie der Störungen, welche von den Ätherteilchen zwischen  $C$  und  $J$  herrühren, in der Fortpflanzungsrichtung ein Maximum hat und mit wachsendem Winkel schnell abnimmt.

Bei dem Gebrauch der beiden Worte „Beugung“ (Diffraktion) und „Interferenz“ gilt der Unterschied, daß Interferenz alle die Fälle genannt werden, bei denen eine wechselseitige Einwirkung von zwei oder mehreren direkten Strahlenbündeln auftritt, während man von Beugung oder Diffraktion nur dann spricht, wenn wirklich Strahlen gebeugt werden, und man Fresnels Erweiterung des Axioms von Huyghens zur Erklärung der Erscheinung hinzunehmen muß.

Fraunhofer verwandte die Beugungsmethoden für die Untersuchung der Spektren und entwickelte sie so weit, daß er mit ihrer Hilfe imstande war, genaue Messungen der Wellenlängen zu machen. Er kam auf den Gedanken, an Stelle eines einzigen Spaltes, wie in dem zuletzt besprochenen Fall, eine ganze Reihe solcher Öffnungen in gleichen Abständen nebeneinander zu benutzen. Dann sammelte er alle die durch diese Öffnungen gebeugten Strahlen mit einer Konvexlinse und untersuchte die so im Brennpunkt erzeugten Spektren. Eine solche Reihe gleicher und äquidistanter Öffnungen nennt man ein Gitter, und es verdient wohl hervorgehoben zu werden, daß bei Angabe dieser Versuchsanordnung Fraunhofer diejenige Methode

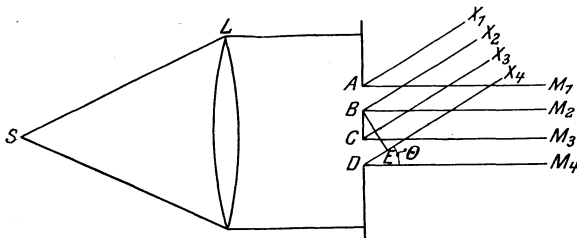


Fig. 10.

Theorie zu erklären.  $L$  ist eine Konvexlinse, Kollimator genannt; sie dient dazu, ein paralleles Lichtbündel von  $S$  auf das Gitter zu werfen,  $S$  ist ein parallel zum Gitter aufgestellter und durch eine äußere Lichtquelle beleuchteter Spalt. Die Sammellinse, welche dazu dient, alle Strahlen, welche durch das Gitter hindurchgegangen sind, in

angab, welche noch bis zum heutigen Tage zur Bestimmung von Wellenlängen benutzt wird.

Ein Bild der Anordnung gibt Fig. 10. Nur zwei der Spalte  $AB$  und  $CD$  sind gezeichnet, sie genügen, um die

einem Brennpunkte zu vereinigen, ist in der Figur fortgelassen. Sie ist, soweit die Theorie in Frage kommt, unnötig, da sie in keiner Weise die Schwingungsphase der Wellen ändert.

Die Ätherteilchen in den Schlitten AB und CD werden die Ausgangsstellen neuer Schwingungen, und diese wandern hauptsächlich in der Fortpflanzungsrichtung nach  $M_1$ ,  $M_2$ ,  $M_3$  und  $M_4$  hin, nebenbei aber auch in anderen Richtungen z. B. gegen  $X_1$ ,  $X_2$ ,  $X_3$  und  $X_4$ . Vereinigt eine Konvexlinse diese Strahlen in ihrem Brennpunkt, so erzeugen offenbar die nach  $M_1$  usf. gerichteten Strahlen ein helles Bild des Spaltes S ohne jede Interferenz. Anders ist die Sache für die gegen  $X_1$  usf. gebeugten zwei Strahlenbündel. Um hier die Bedingungen wechselseitiger Interferenz festzustellen, ziehen wir die Gerade BE senkrecht auf  $DX_4$ . Die Länge DE stellt dann die Differenz der Wege dar, welche die beiden Randstrahlen  $DX_4$  und  $BX_2$  und ebenso  $CX_3$  und  $AX_1$  oder jedes beliebige Paar korrespondierender Strahlen zu durchlaufen haben. Wenn nun DE gleich einer ungeraden Zahl halber Wellenlängen ist, so muß zu jedem Strahl in dem einen Bündel ein korrespondierender Strahl von entgegengesetzter Phase in dem anderen Bündel vorhanden sein, folglich tritt vollständige Auslöschung ein, wenn die Strahlen im Brennpunkt einer Linse vereinigt werden. Diese Überlegung gilt auch für jedes weitere Spaltpaar des Gitters.

Wenn andererseits DE gleich einer geraden Zahl halber Wellenlängen ist, so tritt der entgegengesetzte Fall ein: zu jedem Strahl des einen Bündels gibt es einen korrespondierenden von gleicher Phase in dem zweiten Bündel. Folglich geben die Strahlen der zwei Bündel und ebenso jedes benachbarte Strahlenpaar im Brennpunkt ein helles Spaltbild.

Natürlich ist es sehr möglich, daß DE weder einer geraden noch einer ungeraden Zahl halber Wellenlängen entspricht; in solchen Fällen tritt eine Interferenz zwar nicht zwischen den durch benachbarte Schlitze gebeugten Strahlen ein, aber doch zwischen solchen Strahlen, welche etwas voneinander abstehenden Spaltöffnungen entstammen. Wenn z. B. DE gleich ein Hundertstel Wellenlänge beträgt, so interferieren die Strahlen aus dem ersten und aus dem einundfünfzigsten Spalt, ebenso die des zweiten und zweiundfünfzigsten usf. Hieraus läßt sich sofort der Schluß ziehen, daß bei einem Gitter immer vollständige Interferenz eintritt, ausser wenn DE genau einer geraden Zahl halber Wellenlängen entspricht.

Ist das Licht aus Wellen vieler verschiedener Längen zusammengesetzt, so gibt es genau ebensoviele Werte DE, bei denen ein helles Spaltbild auftritt. Da nun jedes eine andere Farbe besitzt, so entsteht ein Spektrum, in welchem jede Farbe genau nach ihrer Wellenlänge eingeordnet ist. Wir erhalten daher auf beiden Seiten des Mittelbildes ein erstes Spektrum, welches der Bedingung entspricht, daß DE gleich zwei halben Wellenlängen ist; dann jenseits dieses ersten Spektrums ein zweites, welches der Bedingung unterliegt, daß DE gleich vier halben Wellenlängen ist und wieder jenseits von diesem ein drittes usf. Diese Spektren werden die der

ersten, zweiten, dritten Ordnung usw. genannt. Es sind dies die Bezeichnungen, die ihnen Fraunhofer gegeben hat.

Das Bild der Spektra, wie man sie mit einem Gitter erhält, zeigt Fig. 11<sup>1)</sup>. Hier bedeutet O das ungebeugte Mittelbild.



Fig. 11.

Es kommt häufig vor, daß die Spektra höherer Ordnung sich überdecken, wie das Beispiel von Fig. 11 zeigt. Wenn man nun auch die Länge DE in Fig. 10 nicht messen kann, so kann man sie doch sehr leicht durch einfache Messungen ermitteln.

In dem Dreieck BDE ist

$$\frac{DE}{BD} = \cos BDE = \sin \mathcal{J},$$

wo  $\mathcal{J}$  den Winkel  $X_4DM_4$  oder, wie man sagt, den Beugungswinkel bedeutet. Daraus folgt

$$DE = \sin \mathcal{J} \times BD.$$

Nun ist BD die Weite einer Öffnung des Gitters plus dem danebenliegenden dunklen Raum; man nennt BD gewöhnlich die Gitterkonstante und bezeichnet sie durch den Buchstaben  $b$ . Wir sind so zu dem Schluß gekommen, daß die Wellenlänge eines Lichtstrahles gleich ist dem Produkt der Gitterkonstante und dem Sinus des Beugungswinkels. Man kann also die Wellenlänge eines unbekanntes Strahles finden, indem man den Beugungswinkel, den das Gitter liefert, mißt und den Sinus dieses Winkels mit der Breite der Gitterkonstante multipliziert.

Das gilt indessen nur für die beiden Spektra erster Ordnung; soll es für alle Ordnungen Gültigkeit haben, so muß man die Formel verallgemeinern. Bezeichnen wir die Wellenlänge mit  $\lambda$ , so können wir schreiben

$$n\lambda = b \sin \mathcal{J}_n,$$

wo  $n$  die Ordnungszahl und  $\mathcal{J}_n$  den Beugungswinkel für die  $n$ te Ordnung bedeutet. Diese Entwicklung der Beugungstheorie und ihre Anwendung als praktisches Mittel zur Messung des Lichtes veröffentlichte Fraunhofer in einer Schrift, die er im Jahre 1821 der Münchener Akademie der Wissenschaften vorlegte. Er machte seine ersten Gitter, indem er Silberdraht um einen Messingrahmen wickelte. Natürlich verwandte er große Sorgfalt darauf, die Gitterkonstante,

<sup>1)</sup> Aus Schellen, Spektralanalyse. 3. Aufl. (G. Westermann in Braunschweig).

die er so erhielt, auf der ganzen Breite gleichmäßig zu gestalten. Die Drähte, die er für verschiedene Gitter benutzte, schwankten in der Dicke von 0·04 mm bis 0·6 mm, und die zugehörigen Gitterkonstanten von 0·6866 mm bis 0·0528 mm. Fraunhofer maß die schwarzen Linien im Sonnenspektrum, denen er die Bezeichnungen B, C, D, E, F, G und H gegeben hatte, und die zehn Werte, die er von der Wellenlänge der D-Linie mit zehn verschiedenen Drahtgittern erhielt, waren außerordentlich genau, wenn wir in Betracht ziehen, daß wegen der großen Abmessung seiner Gitterkonstanten die Beugungswinkel von der Größe einer Bogenminute waren. Die wirklich erhaltenen Werte waren folgende:

0·0005891 mm	0·0005888 mm
0·0005894 "	0·0005885 "
0·0005891 "	0·0005885 "
0·0005897 "	0·0005882 "
0·0005885 "	0·0005882 "

Bald darauf gelang es Fraunhofer, Gitter durch Einritzen paralleler gerader Linien mit gleichen Abständen auf Glasplatten herzustellen. Mit zwei solchen Gittern von der Weite 0·0033 mm und 0·016 mm bestimmte er die Wellenlänge der D-Linie zu 0·0005886 mm und 0·0005890 mm. Der gegenwärtig angenommene Wert dieser Konstante ist 0·0005893 mm.

Der Wert von Fraunhofers Arbeit kann gar nicht hoch genug geschätzt werden. Einerseits zeigte Fraunhofer durch seine Untersuchung der schwarzen Linien des Sonnenspektrums zum ersten Male die Möglichkeit, genaue Messungen der relativen zerstreudenden Kraft von Substanzen anzustellen. Hätte Newton diese Methode schon gekannt, so würde er in der Anfertigung von Teleskopen erfolgreicher gewesen sein. Andererseits legte er durch seine Arbeiten über die Strahlenbrechung den Grund zu einer Methode der absoluten Messung von Wellenlängen des Lichtes.

Die tiefere physikalische Bedeutung der schwarzen Linien im Sonnenspektrum war freilich Fraunhofer noch unbekannt und es dauerte noch 35 Jahre, bis man in langsamem Fortschritt der Erkenntnis ihre Erklärung fand. Man wußte lange, daß gewisse Metallsalze in der Flamme, z. B. einer Spirituslampe, verschiedenartige Färbungen hervorriefen, und im Jahre 1822 hatte Sir John Herschel bei der Betrachtung solcher Flammen durch ein Prisma gefunden, daß ihr Licht sich in einzelne Strahlen auflöste, und daß helle Linien auf dunkeltem Grunde auftraten. Er hatte also diskontinuierliche Spektren erhalten. Diese Tatsache war auch Fraunhofer bekannt; auch beobachtete er, daß die gelbe Spektrallinie, die er aus dem Licht einer mit gewöhnlichem Kochsalz gesättigten Spiritusflamme erhielt, in ihrer Lage mit der D-Linie des Sonnenspektrums übereinstimmte, und es fiel ihm auf, daß die Linie in beiden Fällen aus zwei dicht nebeneinander liegenden Linien gleicher Helligkeit besteht. Die Entscheidung, wer zuerst den wahren Zusammenhang zwischen den hellen Spektrallinien der Metallsalze und den Fraunhoferschen Linien auffand, ist schwer zu treffen. Jedenfalls zeigte Foucault



im Jahre 1848, daß schwarze Linien im Spektrum des elektrischen Lichtbogens an genau denselben Stellen wie vorher die D-Linien auftraten, wenn das Licht einer mit einem Natriumsalz gelb gefärbten Flamme von den hellen Strahlen des elektrischen Lichtbogens durchsetzt wurde. Dieses wichtige Resultat blieb aber offenbar unbekannt, bis Kirchhoff im Jahre 1859 an die Frage herantrat und sie vollständig löste. In Veröffentlichungen, die er der Berliner Akademie der Wissenschaften vorlegte, gab er die mathematische Ableitung und den experimentellen Beweis des großen Gesetzes, welches jetzt unter seinem Namen bekannt ist. Dieses Gesetz lautet folgendermaßen: Das Verhältnis zwischen Emission und Absorption von Strahlen derselben Wellenlänge ist konstant für alle Körper gleicher Temperatur.

Dieses Gesetz von Kirchhoff umfaßt folgende Tatsachen. Erstens: Jede irgendwie angeregte Substanz besitzt ein gewisses Ausstrahlungsvermögen; sie ist bestrebt, bestimmte Strahlen auszusenden, deren Wellenlängen von der Natur der Substanz und ihrer Temperatur abhängen. Zweitens: Die Substanz besitzt auch ein bestimmtes Absorptionsvermögen, das ein Maximum für diejenigen Strahlen ist, welche sie auszusenden vermag. Drittens: Das Verhältnis zwischen diesem Emissionsvermögen und dem Absorptionsvermögen ist konstant für alle Körper derselben Temperatur. Wir müssen uns also vorstellen, daß die Teilchen eines Körpers, sobald sie erregt werden, in bestimmt vorgelegten Bahnen sich bewegen, welche von ihrer chemischen Natur abhängen, und daß diese Schwingungen der Anlaß sind zu Wellen im Äther. Als natürliche Folge ergibt sich umgekehrt, daß die Moleküle leicht auf die Schwingungen ansprechen und sie absorbieren in derselben Weise, wie z. B. die Saiten eines Klaviers auf die Schallwellen eines benachbarten anderen Musikinstrumentes ansprechen und sie aufnehmen.

Es mag hier auf ein interessantes und bedeutungsvolles Resultat hingewiesen werden, welches aus dem Kirchhoffschen Gesetz folgt. Da das Verhältnis zwischen Absorptions- und Emissionsvermögen konstant ist, so ergibt sich, daß je größer die Undurchsichtigkeit eines Körpers ist, desto vollständiger auch sein Spektrum, und umgekehrt, je durchsichtiger der Körper, desto weniger ausgedehnt. Ein Stück Metall z. B. muß bei Erhitzung auf hohe Temperatur ein kontinuierliches Spektrum aussenden, während andererseits ein durchsichtiger Körper nicht zum Leuchten gebracht werden kann. Um das wahre Emissionsspektrum einer Substanz zu erhalten, muß man sie im gasförmigen Zustand untersuchen.

Auf Grund seiner Kenntnis von dem Ursprung der schwarzen Linien im Sonnenspektrum gelang es Kirchhoff, eine Theorie über die Zusammensetzung der Sonne aufzustellen. Er sprach den Gedanken aus, daß die Sonne umgeben ist von einer Schicht von Dämpfen vieler Substanzen. Diese Dämpfe wirken gewissermaßen als Filter. Von dem rein weißen Licht aus der Glut des inneren festen Sonnenkerns verschlucken die Dampfmoleküle diejenigen Strahlen, deren Schwingungsperioden mit ihren eigenen übereinstimmen. Diese Dampfschicht wird Umkehrungsschicht genannt, weil Kirchhoff den

Namen Umkehrung auf den Absorptionsvorgang anwandte. So erhalten die Fraunhoferschen Linien eine große Wichtigkeit, weil sie uns über die wirkliche Zusammensetzung der Sonne belehren und uns das Vorhandensein von Elementen der Erde in der Sonne beweisen durch die Übereinstimmung ihrer Emissionslinien mit den dunklen Linien des Sonnenspektrums. Als natürliche Folge von Kirchhoffs Entdeckung erhielten die Spektraluntersuchungen einen neuen Aufschwung. Man untersuchte und verzeichnete die Emissionsspektren irdischer Substanzen, nicht bloß um sie festzulegen, sondern auch zugleich, um das Vorhandensein oder Fehlen in der Sonnenhülle zu prüfen.

Bunsen und Kirchhoff gingen voran mit einer großen Untersuchung über die Spektren vieler Körper; auch gelang ihnen die Umkehrung einer Reihe von Linien, sowie der Nachweis vieler irdischer Elemente in der Sonne. Von den beobachteten Spektren fertigten sie Zeichnungen an, welche längere Zeit als Normen galten, auf die man sich bezog. Leider waren alle Resultate in einer willkürlichen Skala ausgedrückt. Sie hatten das ganze Spektrum in eine Zahl gleicher Teile zerlegt, diese numeriert und den Teilstrich notiert, mit dem die beobachteten Linien übereinstimmten.

Nachdem Bunsen und Kirchhoff das Vorhandensein vieler irdischer Elemente in der Sonne nachgewiesen hatten, war es die natürliche Folge, daß das Sonnenspektrum selbst zum Vergleich herangezogen wurde. Die Sonne besitzt einen weiteren Vorteil als Norm; es sind nämlich die Fraunhoferschen Linien sehr fein und scharf begrenzt, so daß sehr genaue Bestimmungen ihrer Lage möglich sind<sup>1)</sup>. Die Ausmessung und Festlegung des Sonnenspektrums ist von A. J. Ångström durchgeführt worden, der nach Fraunhofers Vorbild die Wellenlängen einer äußerst großen Zahl von Linien maß und eine Zeichnung des Spektrums anfertigte, in welcher jede Linie entsprechend ihrer Wellenlänge ihren Platz fand. Die Zeichnung wurde von Ångström das normale Sonnenspektrum genannt und im Jahre 1868 publiziert. Diese große Untersuchung wurde durchgeführt mit Hilfe von drei Gittern, welche von dem Mechaniker Nobert mit der größten Sorgfalt auf Glas gezogen waren. Ångströms Messungen umfaßten das Gebiet zwischen A und H, d. h. das ganze sichtbare Spektrum. Die Wellenlängen waren in Zehnmillionteln eines Millimeters ausgedrückt und bis zur zweiten Dezimalstelle ausgerechnet. Diese Einheit der Länge hat man seitdem stets unter dem Namen Ångström-Einheit (Å. E.) zur Bestimmung der Wellenlängen benutzt<sup>2)</sup>.

Ångström selbst maß die drei Gitter mit Hilfe einer Teil-

1) Es gibt gewisse Einwendungen gegen die Benutzung des Sonnenspektrums als Vergleichsnorm; von ihnen soll später die Rede sein. (Kap. VII.)

2) Die Einheit der Länge, der zehnmillionste Teil eines Millimeters, entspricht  $1 \times 10^{-10}$  Meter. Häufig werden Wellenlängen auch in tausendstel Millimeter ( $\mu$ ) oder in millionstel Millimeter ( $\mu\mu$ ) ausgedrückt. So kann z. B. die Wellenlänge der D<sub>1</sub>-Linie folgendermaßen ausgedrückt werden:

$\lambda = 0 \cdot 589616 \mu$  oder  $589 \cdot 616 \mu\mu$  oder  $5896 \cdot 16 \text{ Å. E.}$  oder  $5 \cdot 89616 \times 10^{-5} \text{ cm.}$

maschine und bestimmte so die Größe der Gitterweite durch Vergleich mit dem Normalmeter in Upsala. Unglücklicherweise aber war die Länge dieses Normalmeters von Tresca falsch bestimmt, der es für Ångström mit dem Pariser Normal verglichen hatte. Die Folge war, daß alle Wellenlängenbestimmungen ein wenig zu klein ausfielen. Die wirkliche Länge des Normalmeters von Upsala wurde später von Lindhagen zu 999·94 mm bestimmt statt des Wertes von 999·81 mm, den Ångström angenommen hatte.

Als sich der Fehler herausstellte, beauftragte Ångström seinen Schüler Thalén, alle Resultate zu verbessern, da er sich selbst dazu zu alt fühlte, — in der Tat starb er, ehe die Verbesserungen durchgeführt waren. In Ergänzung der vollständigen Umrechnung von Ångströms Werten bestimmte Thalén die Wellenlängen der Funkenspektren aller damals bekannten Metalle (44) mit Hilfe eines Prismenspektroskops unter direkter Beziehung der Werte auf Ångströms Normaltafel.

Die Veröffentlichung von Ångströms Tafeln ist ein Markstein in der Entwicklung der Spektroskopie. Zum ersten Mal war eine Vergleichsskala eingeführt, die auf physikalischer Grundlage beruhte. Die Festlegung der Wellenlänge von Linien in unbekanntem Spektrum war jetzt ermöglicht durch einen direkten Vergleich zwischen dem unbekanntem Spektrum und dem der Sonne, und die Berechnung der unbekanntem Wellenlängen durch eine einfache Interpolation zwischen den Wellenlängen der Linien in Ångströms Tafeln. Als wichtige Folge kam hinzu, daß hinfort die Messungen verschiedener Beobachter auf dieselbe Norm bezogen wurden, so daß sie nebeneinander gestellt und verglichen werden konnten.

## Zweites Kapitel.

### Fortsetzung des historischen Teils.

In dem vorigen Kapitel ist noch gar nicht von den Arbeiten die Rede gewesen, welche von verschiedenen Seiten auf den äußersten Enden des Spektrums vorgenommen wurden. Wie man heutzutage weiß, bildet das sichtbare Gebiet nur einen kleinen Teil des gesamten Spektrums. Dieses erstreckt sich nach beiden Richtungen weit über das dem Auge zugängliche Gebiet hinaus. Neue Untersuchungen zielen dahin zu beweisen, daß im Äther Wellen bestehen können, deren Länge zwischen einigen Hundert Metern und einer Grenze nach unten variiert, die so klein ist, daß sie sich der Möglichkeit einer Messung mit unseren heutigen Apparaten entzieht. Das sichtbare Licht setzt sich aus Wellen mittlerer Länge zusammen, die nur einen sehr kleinen Teil des Ganzen bilden. Das sichtbare Spektrum erstreckt sich von etwa 7600—3900 Ångström-Einheiten (0·00076 bis 0·00039 mm), jedoch ist es durch verschiedene Mittel gelungen, Emissionsspektren zwischen 100 000 und 1000 Å.-E. aufzufinden. Die Geschichte der Entdeckung dieser unsichtbaren Gebiete ist äußerst interessant.

Es ist bemerkenswert, daß eine Beobachtung, auf die der Chemiker Scheele im Jahre 1777 hinwies, den Ausgangspunkt für die Entdeckung des unsichtbaren Gebietes jenseits des Violett bildete. Er wußte, daß das Silberchloridsalz die Eigenschaft besitzt, sich im Sonnenlicht von weiß in purpur zu färben und bei Prüfung der verschiedenen Farben des Spektrums auf diese Färbung hin fand er, daß die größte Wirkung eintrat, wenn das Silberchlorid dem äußersten violetten Ende exponiert wurde. Scheele fand auf diesem Wege, daß die Aktivität der Strahlen des Spektrums gegen das violette Ende zunimmt. Der eigentliche Entdecker eines unsichtbaren Spektrums war Sir William Herschel, der im Jahre 1800 Versuche anstellte, um zu finden, welche der verschiedenen Farben des Spektrums das geringste Erwärmungsvermögen besitze. Herschel hatte dabei die Absicht, für die Sonnengläser seines Teleskops die geeignetste Farbe

zu finden. Er ließ einen Sonnenstrahl durch ein Prisma fallen und prüfte die Erwärmung der Kugel eines feinen Thermometers in den einzelnen Spektralgebieten. Die größte Wirkung erhielt er jenseits des sichtbaren Rot.

Im Jahre 1840 setzte Sir John Herschel diese Untersuchungen fort, und es gelang ihm der Nachweis, daß das Spektrum sich wirklich jenseits des sichtbaren Gebietes ausdehnt, und daß auch die Fraunhoferschen Linien sich hier fortsetzen. Seine Methode war äußerst geistvoll. Er bestrich ein Blatt Papier mit Gummi und Lampenruß und machte es dadurch besonders absorptionsfähig. Dann tauchte er es in Alkohol und hielt es in das Sonnenspektrum. Wäre der unsichtbare Teil ganz kontinuierlich gewesen, so hätte der leicht flüchtige Alkohol vollständig verdampfen und also ein trocknes Band an der Stelle zurücklassen müssen, wo das unsichtbare Spektrum auf dem Papier entworfen war. Aber Herschel fand, daß dem nicht so war. Vielmehr trocknete der Alkohol nur teilweise ein und hinterließ drei oder vier nasse Flecken, die auf die Gegenwart von Absorptionsbanden im unsichtbaren Gebiet hinwiesen. Diese Versuche wurden bald darnach von vielen Forschern in grösserem Umfange fortgesetzt und es zeigte sich, daß das Spektrum sich weit jenseits der Grenze des sichtbaren Rot ausdehnt und viele Fraunhofersche Absorptionslinien besitzt. Dieser Teil des unsichtbaren Spektrums, das sogenannte Infrarot, besteht aus Strahlen größerer Wellenlänge, welche sich als strahlende Wärme äußern und daher leicht mit einer Thermosäule verfolgt werden können. In der Tat wurden für die meisten Untersuchungen solche Instrumente benutzt. Als die Apparate sich im Laufe der Zeit in ihrer Empfindlichkeit wesentlich verbesserten, fand man, daß die Emissionsspektren sich weit in das Ultrarot erstreckten.

Unter anderen wichtigen Arbeiten sollen hier die Messungen von Langley in Amerika erwähnt werden, der ein äußerst feines Widerstandsthermometer benutzte, das er Bolometer nannte und mit dem er hauptsächlich den infraroten Teil des Sonnenspektrums untersuchte. Sehr wichtige Resultate verdanken wir auch Paschen und Rubens, deren Methoden im Kap. VIII ausführlich beschrieben werden. Es ist bemerkenswert, daß man photographische Platten angefertigt hat, die für diese Wärmestrahlen empfindlich sind. So erhielt Abney photographische Aufzeichnungen bis weit in dieses Gebiet hinein.

Nach Sir William Herschels Entdeckung des infra-roten Spektrums lag die Frage nahe, ob nicht eine ähnliche Erweiterung jenseits des Violett bestehe, und Inglefield machte im Jahre 1803 auf Scheeles Beobachtungen an Silberchlorid aufmerksam und zog daraus die Folgerung, daß eine solche Erweiterung wirklich bestehen müsse. Der erste wirkliche Nachweis von dem Vorhandensein eines ultra-violetten Gebietes wurde von Ritter und von Wollaston erbracht; sie zeigten, daß die Schwärzung des Silberchlorids mit Leichtigkeit in den Spektralgebieten jenseits des sichtbaren Violett eintrat. Im Jahre 1842 bewies E. Becquerel das Vorhandensein der Fraunhoferschen Absorptionslinien für dieses Spektralgebiet, in-

dem er es auf mit Silberchlorid bestrichenes Papier wirken ließ; so photographierte er es und entdeckte das Vorhandensein eines weiten ultravioletten Gebietes mit vielen Fraunhoferschen Linien. Er bezeichnete sie nach Fraunhofers Vorgang mit den Buchstaben L bis P. Dies bedeutete die Erweiterung des Spektrums bis zu einer Grenze von etwa  $\lambda = 3400 \text{ \AA.-E.}$  Das ultraviolette Gebiet läßt sich am besten nach photographischen Methoden untersuchen, weil die Strahlen kurzer Wellenlängen, aus denen es besteht, zufällig auf Silbersalze wirksam sind. Es lassen sich daher Untersuchungen in diesem Bereich leichter anstellen, als im Infra-Rot. Glas freilich absorbiert die Strahlen stark, sobald ihre Wellenlänge kürzer wird als etwa  $3300 \text{ \AA.-E.}$ , und es müssen daher durchlässigere Substanzen für Linsen und Prismen benutzt werden. Stokes hat nachgewiesen, daß Quarz und isländischer Doppelspat für solche Strahlen kurzer Wellenlänge sehr durchsichtig sind. Quarz ist geeigneter, da Doppelspat alle Wellen absorbiert, deren Länge kürzer als  $2150 \text{ \AA.-E.}$  ist. Mit einem Apparat mit Quarzlinsen und -prismen kann man leicht  $\lambda = 1850 \text{ \AA.-E.}$  erreichen, vorausgesetzt, daß die Strahlen keinen weiten Weg durch die Luft haben; denn man hat gefunden, daß bereits mäßig dicke Luftschichten eine starke Absorption auf diese Wellen ausüben. Für das Gebiet jenseits von  $\lambda = 1850 \text{ \AA.-E.}$  muß man Flußspat an Stelle von Quarz für Linsen und Prismen anwenden, muß alle Luft aus dem Apparat herauspumpen und eine besonders präparierte photographische Platte ohne Gelatine benutzen. Auf diesem Wege ist Schumann bis zu einer schätzungsweisen Grenze von  $1000 \text{ \AA.-E.}$  gelangt. (Näheres s. Kap. VIII.) Auch für das infrarote Spektrum hat man gefunden, daß Glas die Strahlen größerer Wellenlänge stark absorbiert. Es war daher notwendig, Linsen und Prismen von Flußspat, Steinsalz oder Sylvin für Arbeiten auf diesem Gebiete zu benutzen.

Die Erweiterung von Ångströms Normaltafel des Sonnenspektrums und die Zufügung des ultravioletten Gebietes geschah durch Cornu. Ein Teil dieser Arbeit wurde im Jahre 1874, der Rest 1880 veröffentlicht. Cornu benutzte natürlich photographische Methoden und verwendete Nobertsche Gitter, ähnlich wie Ångström.

Die Stufe der Entwicklung der Spektroskopie, welche zur Zeit des Erscheinens von Ångströms normalem Sonnenspektrum erreicht war, bezeichnet ihre Geburt als eine exakte physikalische Wissenschaft. Mehr und mehr Forscher wendeten sich diesem Untersuchungsgebiet zu und nach jeder Richtung waren Fortschritte zu verzeichnen. In dieser kurzen Einleitung kann aber nur von solchen Arbeiten die Rede sein, welche direkt zu der Aufstellung von Bezugsnormen führten. Von dem Anwachsen der Erkenntnis während des nächsten Vierteljahrhunderts müssen wir schweigen; wir verlassen sie hier und nehmen den Faden wieder auf zu der Zeit, wo Ångströms Tafeln ersetzt wurden. Dies geschah durch Rowland, der eine vollständige photographische Aufnahme des normalen Sonnenspektrums veröffentlichte. Sie beruht auf einer neuen Erfindung, welche mit der Teilung und Aufstellung der Gitter zusammenfällt. Die Aufnahme ist etwa

20 m lang und ist mit einer Wellenlängenteilung versehen, deren größter Fehler an jeder Stelle kleiner als 0.01 Å.-E. geschätzt wird. Die Messungen beruhen vollständig auf einer neuen Bestimmung der absoluten Wellenlänge einer der D-Linien, welche zuvor von Bell und anderen ausgeführt war. Dieser Wert ist beträchtlich größer als der von Ångström bestimmte und von Thalén verbesserte. Daher sind die Wellenlängen der Rowland-Skala im allgemeinen größer als die von Ångström. Die Differenz ist aber nicht konstant, vielmehr schwankt sie zwischen etwa 0.5 und etwa 1.8 Å.-E. in den verschiedenen Teilen des Spektrums. Nach allgemeiner Übereinstimmung hat man mit Rücksicht auf die Genauigkeit von Rowlands Arbeiten und die Feinheit seiner Methode seine Skala als Normal angenommen.

Im ersten Kapitel wurde die Theorie der Gitter nur soweit behandelt, wie sie von Fraunhofer gebracht worden war. Hierbei war der einfachste Fall der, daß ein Licht durchlassendes (sog. Transmissions-) Gitter Licht normal zu seiner geteilten Fläche erhielt. Für diesen Fall wurde gezeigt, daß die Beziehung gilt:

$$n\lambda = b \sin \vartheta_n,$$

wo  $\lambda$  die Wellenlänge,  $b$  die Gitterkonstante und  $\vartheta$  den Beugungswinkel bedeutet, der zu dem Spektrum  $n$ ter Ordnung gehört.

Nun wurde von Rutherford in New York ein großer Fortschritt in der Teilung der Gitter gemacht. Er war nämlich der erste, der durch Versilberung geteilter Glasgitter Reflexionsgitter erhielt, d. h. Gitter, welche im reflektierten Licht ihr Spektrum geben. Schließlich erzielte er sehr feine Reflexionsgitter durch Teilung einer ebenen polierten Metallfläche. In der Tat bietet eine solche eine leichter zu teilende Fläche, weil sie weicher ist und den ritzenenden Diamant nicht so sehr abnutzt. Die Theorie der Erzeugung von Spektren mit dem

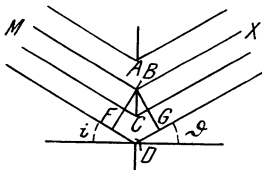


Fig. 12.

Reflexionsgitter folgt unmittelbar aus den Betrachtungen von Kapitel I unter der Annahme, daß die Lichtquelle sich ebensoweit hinter dem Gitter befindet und einen beliebigen endlichen Winkel mit der Normalen bildet. Dieser letztere Fall, daß ein durchlassendes, ein Transmissionsgitter, einen schräg einfallenden Strahl erhält, ist in Fig. 12 dargestellt.

Wie vorher in Fig. 10 (S. 16), sind auch hier nur zwei Gitteröffnungen gezeichnet, AB und CD, da diese für den vorliegenden Zweck genügen. Ein paralleles Lichtbündel fällt von M aus schräg auf das Gitter unter dem Inzidenzwinkel  $i$  mit der Normalen. Ein großer Teil des Lichtes geht direkt durch die Öffnungen, ein kleiner Teil aber wird in der Richtung nach X zu gebeugt unter dem Beugungswinkel  $\vartheta$  mit der Normalen. Zieht man jetzt das Lot BF resp. BG, so sieht man, daß die Wegdifferenz zwischen korrespondierenden Strahlen in jedem Bündel, oder die Verzögerung, wie man es nennt, durch die Summe der Längen FD und DG angegeben wird. Sind diese Längen also gleich einer beliebigen Anzahl ganzer Wellen,

so findet keine Interferenz statt und es tritt bei Vereinigung der gebeugten Strahlen in einem Brennpunkt ein helles Bild auf.

Man sieht sofort, daß  $FD$  gleich  $BD \sin i$  und  $DG$  gleich  $BD \sin \vartheta$  ist; dann ist also  $\lambda = BD (\sin i + \sin \vartheta)$  oder allgemein:

$$n \lambda = b (\sin i + \sin \vartheta_n).$$

Demnach hängt also in allen Fällen, wo Licht schräg auf ein Gitter fällt, die Größe der Verzögerung auch von dem Inzidenzwinkel und nicht nur von dem Diffraktionswinkel ab.

Genau dasselbe ist der Fall bei einem Reflexionsgitter, wie es Fig. 13 zeigt.

Ein schräg auf das Gitter fallender Lichtstrahl bilde den Einfallswinkel  $i$  mit den Normalen, ein Teil der Strahlen werde nach  $X$  hin gebeugt, der Beugungswinkel sei  $\vartheta$ . Zieht man die Normalen  $BE$  und  $DF$ , so geben, wie vorher, die Längen  $DE$  und  $BF$  die Gangdifferenzen an. Nun erleidet der Strahl  $MB$  gegenüber dem entsprechenden Strahl  $MD$  eine Verzögerung  $BF$ , andererseits wird der Strahl  $DX$  um  $DE$  gegen den Strahl  $BX$  zurückbleiben, die gesamte Wegdifferenz ist also  $BF - DE$ . Da nun  $BF = b \sin i$  und  $DE = b \sin \vartheta$  ist, so beträgt die ganze Verzögerung  $b (\sin i - \sin \vartheta)$ .

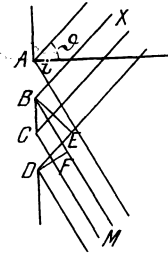


Fig. 13.

Entspricht dieser Wert einer oder mehreren ganzen Wellenlängen, so entsteht ein helles Bild und es gilt demnach allgemein die Gleichung:

$$n \lambda = b (\sin i - \sin \vartheta_n).$$

Liegen die gebeugten Strahlen auf der anderen Seite der Normalen, d. h. auf derselben Seite wie die einfallenden Strahlen, dann addieren sich offenbar die beiden Verzögerungen. Man kann also als allgemeine Gleichung für alle Spektra schreiben:

$$n \lambda = b (\sin i \pm \sin \vartheta_n),$$

wo das positive oder das negative Vorzeichen gilt, je nachdem die einfallenden und die gebeugten Strahlen auf derselben Seite oder auf entgegengesetzten Seiten der Normale liegen.

Rowland kam zu seinen Arbeiten über Gitter durch die Erfindung einer Methode, sehr genaue Schrauben zu schneiden. Diese sind natürlich die Grundbedingung aller Teilmaschinen, wie man sie zum Gitterziehen braucht. Zunächst wird die Schraubenspindel mit dem gewünschten Gewinde geschnitten, aber länger, als sie sein muß. Ebenso wird eine mehrere Zoll lange Schraubenhülse angefertigt mit einem Muttergewinde, welches genau auf die Schraube paßt. Die Hülse ist aus vier Teilen zusammengesetzt, welche um die Schraube gelegt und zusammengedrückt werden. Dann werden diese fest zusammengedrückten Backen längs der Leitspindel eine lange Zeit hin und her gedreht und dadurch alle Unregelmäßigkeiten bis auf einen sehr kleinen Fehler heruntergebracht, der sich gleichmäßig über die ganze Länge verteilt. Natürlich muß die Mutter während des Prozesses dauernd nachgespannt werden, da sie sich abnutzt, auch muß man die Temperatur sorgfältig konstant halten. Auf solche Weise gelang es, sehr genaue Schrauben herzustellen. Heutzutage werden alle



Schrauben für feine Mikrometer und ähnliche Instrumente nach diesem Verfahren gearbeitet. Als Rowland eine seinen Anforderungen entsprechende Schraube erhalten hatte, baute er sich eine Teilmaschine für Gitter, und es gelang ihm, viel feinere Gitter zu ziehen, als man sie je zuvor besessen hatte. Er vermochte Gitter mit einer Teilung von 100 000 Linien auf den Zoll herzustellen, wenn auch für gewöhnliche Zwecke die Enge der Teilung zu unbequem ist.

Im Jahre 1881 kam Rowland auf den Gedanken, Gitter auf Hohlspiegel von Spiegelmetall zu ziehen. Bei den obigen Betrachtungen über Gitterspektren war angenommen, daß die gebeugten Strahlen durch eine Linse im Brennpunkt vereinigt werden sollten, bei einem Konkavgitter kann man die Linsen entbehren, weil der sphärische Spiegel, auf den das Gitter gezogen ist, sowohl die Spektren entwirft, als auch sie im Brennpunkt vereinigt. Die mathematischen Eigenschaften eines Konkavgitters hat Rowland vollständig untersucht, und sein Instrument hat sich als eine der größten Erfindungen auf dem Gebiet der Spektroskopie erwiesen. Die Versuchsanordnung wird ausführlich in Kap. VII beschrieben werden, bis zu einem gewissen Grade müssen wir aber schon hier auf sie eingehen, um zu verstehen, wie Rowland seine Sonnennormalien erhielt.

Die wichtigste Eigenschaft dieser Gitter ist, wie Rowland zeigte, die folgende. Wenn die Lichtquelle, d. h. der Spalt und das Gitter

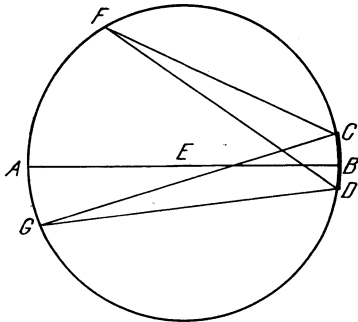


Fig. 14.

sich zugleich auf einem Kreise befinden, dessen Durchmesser gleich dem Krümmungsradius des Gitters ist, so wird auch der Brennpunkt der Spektren auf diesem Kreise liegen. Wenn z. B. in Figur 14 AB der Krümmungsradius des Gitters CD ist, so hat man mit  $\frac{AB}{2}$ , also um E als

Mittelpunkt einen Kreis zu zeichnen. Befindet sich jetzt der Spalt irgendwo auf diesem Kreise, z. B. in F, so werden die Spektren auf dem Kreisumfang sich anordnen. Bringt man also ein Okular in G an, so

sieht man ein scharfes Bild und kann die Spektren durch Weiterbewegen des Okulars auf dem Kreise der Reihe nach verfolgen.

Weiter zeigte Rowland, daß es besonders vorteilhaft ist, das Spektrum senkrecht zum Gitter zu beobachten. In der oben abgeleiteten Gleichung war (S. 27)

$$\lambda = b (\sin i \pm \sin \vartheta);$$

beobachtet man also senkrecht zum Gitter, so wird  $\vartheta = 0$  und

$$\lambda = b \sin i.$$

Verschiebt man jetzt das Beobachtungrohr nach der einen Seite der Normalen, so wird

$$\lambda \pm C = b \sin i \pm b \sin \vartheta,$$

wo C die kleine Änderung der beobachteten Wellenlänge und  $\vartheta$  der

Winkel ist, um den das Rohr gedreht wurde. Hieraus folgt, daß C proportional zu  $b \sin \vartheta$  und also auch zu  $\vartheta$  selbst ist, denn  $b$  ist eine Konstante und die Sinus kleiner Winkel sind proportional ihren Bögen. Der Winkel  $\vartheta$  selbst ist aber wiederum proportional der Länge, um die man das Beobachtungsrohr auf dem Kreis verschoben hat, folglich ist diese Länge auch proportional der Änderung der anvisierten Wellenlänge, oder mit anderen Worten: für geringe Abstände zu beiden Seiten der Spiegelnormalen ist das Spektrum selbst ein normales. Diese natürlich für jede Fläche und jedes Konkavgitter gültige Tatsache ist höchst wichtig, denn sie ermöglicht, wirklich normale Spektren zu beobachten. Dementsprechend wurden in der Versuchsanordnung von Rowland das Beobachtungsfernrohr oder die photographische Platte automatisch in einer zum Konkavgitter senkrechten Stellung gehalten.

In Fig. 15 seien AB und AC zwei fest gelagerte Träger mit Schienen, welche genau rechtwinklig zueinander befestigt sind. Auf jeder der Schienen rollt ein kleiner Wagen, G und E, eine Stange GE bildet ihre Verbindung. Der Spalt wird dann über der Kreuzung der Schienen in A angebracht, das Gitter in G und das Beobachtungsrohr oder die photographische Platte in E. Unter diesen Umständen ist es klar, daß, welche Stellung auch Beobachtungsrohr und Gitter einnehmen mögen, ein Kreis mit GE als Durchmesser stets durch alle drei Punkte G, A und E hindurchgeht.

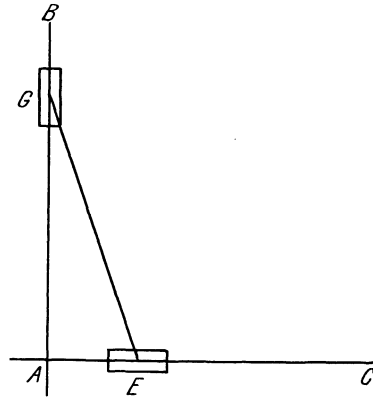


Fig. 15.

Um ferner immer normale Spektren zu beobachten, ist das Gitter senkrecht zu der Richtung GE angebracht, so daß durch diese Anordnung der Punkt E mit dem Krümmungsmittelpunkt des Gitters zusammenfällt. Benutzt man eine photographische Platte an Stelle des Beobachtungsrohrs in E, so muß diese sich der Brennkurve anpassen; dann aber gelingt es, einen beträchtlichen Teil des normalen Spektrums zu photographieren.

Eine zweite sehr wichtige Eigenschaft wird durch die eben erwähnte Aufstellung des Gitters erzielt und auf ihr beruht eine Methode zur relativen Bestimmung von Wellenlängen. In Rowlands Spezialfall vereinfachte sich die Gleichung für die Wellenlänge zu

$$n \lambda = b \sin i,$$

wenn die Beobachtungen senkrecht zum Gitter gemacht wurden.

Hieraus folgt, daß für eine bestimmte Stellung des Spaltes

$$\begin{aligned} \lambda' &= b \sin i \text{ in dem Spektrum erster Ordnung ist, ebenso} \\ 2\lambda'' &= b \sin i \text{ in dem Spektrum zweiter Ordnung,} \\ 3\lambda''' &= b \sin i \text{ in dem Spektrum dritter Ordnung usw.,} \end{aligned}$$

wo die  $\lambda'$ ,  $\lambda''$ ,  $\lambda'''$  etc. die Wellenlängen in den Spektren verschiedener Ordnung bedeuten.

Demnach gilt:

$$\lambda' = 2 \lambda'' = 3 \lambda''' \text{ usf.}$$

und es fallen folglich für jede Stellung des Spaltes die verschiedenen Ordnungen der Spektren so übereinander, daß die Wellenlängen jeder Ordnung direkt proportional dieser Ordnungszahl sind. Es fallen z. B. auf eine Wellenlänge von 9000 Ångström-Einheiten in dem Spektrum erster Ordnung genau 4500 Å.-E. in der zweiten Ordnung, ebenso 3000 in der dritten und 2250 in der vierten; oder auf eine Welle von der Länge 6000 in der dritten Ordnung fällt die Länge 4500 in der vierten, 3600 in der fünften und 3000 in der sechsten Ordnung usf.

Diese zwei Eigenschaften, nämlich die Normalität des Spektrums und die Beziehung zwischen den übereinandergelagerten Ordnungen setzten Rowland in Stand, mit großer Genauigkeit die Wellenlängen aller Linien im Sonnenspektrum unter Bezugnahme auf die Wellenlänge einer einzigen Linie zu messen. Diese war, wie schon vorher erwähnt, die  $D_1$ -Linie, deren Wellenlänge als Mittel der besten Messungen zu 5896·156 angenommen wurde. Durch Messung der Linien in den Spektren der verschiedenen übereinandergelagerten Ordnungen in ihrer Stellung zur  $D_1$ -Linie bestimmte Rowland zuerst die Wellenlängen von 14 Linien in verschiedenen Teilen des Spektrums mit möglichst großer Genauigkeit, und dann in gleicher Weise unter Benutzung dieser Linien die Wellenlängen der Hauptlinien im ganzen Spektrum. Dann photographierte er das ganze Normalspektrum von einem Ende zum anderen und konnte nun infolge seiner Kenntnis der Wellenlängen aller Hauptlinien auf jeder Platte eine Teilung nach Wellenlängen anbringen und sodann jede Photographie mit ihrer Teilung zugleich vergrößern. Auf diese Weise erhielt er eine sehr große Tafel des ganzen Spektrums nebst einer Teilung, von der er die Wellenlänge jeder beliebigen Linie mit großer Bequemlichkeit ablesen konnte. Der besondere Vorzug der Methode liegt in der Tatsache, daß, obgleich einzig die Wellenlänge der  $D_1$ -Linie die Grundlage der ganzen Teilung bildet, doch die relative Genauigkeit an jeder Stelle äußerst groß ist, weit größer, als es jemals mit der gesonderten Bestimmung mehrerer Wellenlängen möglich wäre. Auch wenn zu einer späteren Zeit eine bessere Bestimmung der  $D_1$ -Linie gemacht werden sollte, so würde dadurch die relative Genauigkeit von Rowlands Zahlen nicht verändert, vielmehr würde es bloß nötig werden, seine Zahlen und alle Bestimmungen, welche auf ihnen fußen, mit einem kleinen Faktor<sup>1)</sup> zu multiplizieren.

Bells Bestimmung der absoluten Wellenlänge der  $D_1$ -Linie wurde mit der Absicht unternommen, ein Normal für Rowlands Arbeit zu schaffen. Er konnte genauere und feinere Gitter benutzen,

---

1) Im April 1904 hat Kayser den Nachweis geführt, daß Rowlands Messungen keineswegs so genau sind, wie man bis jetzt angenommen hatte. Näheres am Schluß vom Kap. IX.

als sie seinen Vorgängern zur Verfügung standen, so daß man auf einen besonders genauen Wert dieser Konstanten hoffen durfte. Ein Bericht über seine Versuchsmethode und seine Resultate wurde in den Jahren 1887 und 1888<sup>1)</sup> veröffentlicht. Die erste Arbeit behandelt die Messungen mit zwei Glasgittern, die zweite enthält eine ausgedehnte Diskussion derselben nebst den Resultaten weiterer Messungen mit zwei Reflexionsgittern, ferner eine Erörterung der Fehlerquellen und der Methoden zu ihrer Eliminierung. Diese Fehler entstehen durch die unvermeidlichen kleinen Unvollkommenheiten bei dem Ziehen der Gitter und bilden die Hauptmängel der Untersuchungen. Bell weist auf fünf mehr oder weniger verschiedene Messungsmethoden hin, die von der Stellung des Gitters zu dem Kollimatorrohr und dem Beobachtungsrohr abhängen. Die Wellenlängengleichung läßt sich in der Form

$$n\lambda = b \{ \sin i + \sin (\varphi - i) \}$$

schreiben, wo  $i$  der Einfallswinkel und  $\varphi$  der Winkel der Ablenkung ist; wenn man dann  $i$  zu Null macht, vereinfacht sich die Gleichung zu

$$n\lambda = b \sin \varphi.$$

Sie gilt für die ersten zwei Methoden, bei denen das Gitter normal zum Kollimator respective zum Beobachtungsrohr steht.

Die dritte Methode wurde von Ångström benutzt. Hier ist das Gitter nahezu senkrecht zum Kollimator, der Inzidenzwinkel  $i$  wird gemessen und in der Formel mitgeführt.

Die vierte Methode ist die des Minimums der Ablenkung. Es läßt sich zeigen, daß dieses eintritt, sobald der Einfallswinkel gleich dem halben Ablenkungswinkel ist; die Wellenlänge ergibt sich dann aus der Gleichung

$$n\lambda = 2 b \sin \frac{\varphi}{2}.$$

Bei der fünften Methode werden Kollimator und Beobachtungsrohr unter einem bekannten Winkel gegeneinander festgeklemmt und dann das Gitter gedreht. Die Gleichung  $n\lambda = b \{ \sin i + \sin (\varphi - i) \}$  läßt sich umformen in

$$n\lambda = 2 b \sin \frac{\varphi}{2} \cos \left( i - \frac{\varphi}{2} \right).$$

Bezeichnet man dann mit  $\delta$  den Winkel, um welchen das Gitter gedreht werden mußte, und mit  $\vartheta$  den Winkel zwischen Fernrohr und Kollimator, so erhält man

$$n\lambda = 2 b \sin \delta \cos \frac{\vartheta}{2}.$$

Die Aufgabe bei dieser Methode besteht also darin, die gesuchte Linie mit dem Fadenkreuz des Okulars einzustellen und dann das Gitter zu drehen, bis das reflektierte Bild auf das Fadenkreuz fällt.

1) Phil. Mag. **23**, 265, 1887 und **25**, 255 und 360, 1888.

Seine eigenen Bestimmungen machte Bell mit zwei Transmissionsgittern aus Glas nach der zweiten Methode, bei der das Gitter normal zum Beobachtungsrohr steht, sowie nach der fünften mit zwei Reflexionsgittern aus Spiegelmetall. In der Tat sind die ersten zwei Methoden für Transmissionsgitter die zuverlässigsten, weil man nur einen einzigen Winkel zu messen braucht. Die fünfte Methode mit Gittern aus Spiegelmetall wurde wegen der vorzüglichen zur Verfügung stehenden Fernrohre benutzt. Diese hatten 16·4 cm Öffnung 2·5 m Brennweite. Die Gitter selbst differierten beträchtlich in Größe und Linienweite; das erste war 30 mm lang und besaß 12100 Linien, das zweite bei fast derselben Länge nur 8600 Linien. Die Linien waren unter Benutzung verschiedener Stellen der Spindel der Teilmaschine gezogen. Das dritte Gitter war 4 Zoll lang und besaß 29000 Linien, das vierte bei derselben Länge 40000 Linien. Diese Linien waren mit einer anderen Teilmaschine gezogen. Jeder Winkel wurde bis auf 1 Bogensekunde abgelesen und das Mittel aus einer sehr großen Zahl von Ablesungen erst den Berechnungen zugrunde gelegt, so daß die Fehler äußerst gering wurden. Mit den ersten beiden Gittern maß Bell die  $D_1$ -Linse im Spektrum dritter resp. vierter Ordnung, bei der zweiten Versuchsanordnung und mit dem dritten und vierten Gitter mußte er wegen der Beugung durch die festgestellten Fernrohre andere Linien benutzen. Mit Gitter Nr. 3 wurde die Linie bei  $\lambda = 5133\cdot95$  im Spektrum achter Ordnung und mit Nr. 4  $\lambda = 5914\cdot32$  in dem fünfter Ordnung gemessen. Mit Hilfe der Rowlandschen Tafeln von Wellenlängen ließ sich hieraus der Wert von  $D_1$  ermitteln.

Bei weitem der wichtigste Teil der Arbeit lag in der Bestimmung der Linienweite für jedes Gitter und hier lag auch die größte Fehlerquelle. Diese Längen wurden durch Vergleich mit Längennormalien ermittelt, die wiederum ihrerseits mit möglichst großer Sorgfalt an die internationalen Normalien angeschlossen waren. Wegen der mehr oder minder großen Ungenauigkeiten bei der Anfertigung eines jeden Gitters zeigte sich die Unmöglichkeit, die Längen des geteilten Raumes einfach durch die Zahl der gezogenen Striche zu teilen und so die Gitterkonstante zu ermitteln. Bell weist in seiner Arbeit darauf hin, daß die Linienweite niemals über die ganze geteilte Fläche konstant ist und ferner, daß die Abweichungen in regelmäßige und unregelmäßige eingeteilt werden können. Unter die erstere Klasse werden die gerechnet, die periodisch oder linear sind; sie rufen einerseits die sog. „Geister“ d. h. falsche Bilder und andererseits Unterschiede der Brennweiten zu beiden Seiten der Normalen hervor. Indessen sind diese nicht so verhängnisvoll wie die Unregelmäßigkeiten der zweiten Klasse, zu denen die Verschiebung, das Fehlen oder das Übertreiben einer oder mehrerer Linien gehören und besonders eine mehr oder weniger plötzliche Änderung der Gitterkonstante, welche zur Folge hat, daß ein Teil des Gitters seine eigene Konstante besitzt. Bell beschreibt die Prüfung eines Gitters mit folgenden Worten: „Man setze ein ziemlich schlechtes Gitter auf das Spektrometer, stelle das Fadenkreuz sorgfältig auf eine auffallende

Linie ein und decke mit einem Stück Papier, das man langsam von einem Ende des Gitters zum anderen führt, das Gitter allmählich ab. In den seltensten Fällen wird die eingestellte Linie auf dem Fadenkreuz bleiben, vielmehr ist die typische Erscheinung folgende: Es zeigt sich keine Änderung bis etwa zwei Drittel des Gitters abgedeckt sind. Jetzt erscheint auf der einen Seite der Linie ein schwacher Schimmer; dieser wächst in dem Maße, wie das Gitter zugedeckt wird, und geht schließlich in eine schwache Linie über. Dann wird die Linie heller bis die ursprüngliche Linie verdoppelt erscheint, dann ihrerseits abnimmt und schließlich verschwindet, so daß die durch eine abnormale Gitterkonstante erzeugte seitlich versetzte Linie allein übrig bleibt.“ Obwohl so schlechte Gitter vielleicht selten sind, so zeigen doch auch sehr gute Gitter noch kleine Linienverschiebungen. Daraus ergibt sich die Notwendigkeit, jedes Gitter auf das Vorhandensein und die Lage von Unregelmäßigkeiten zu prüfen. Diese Prüfung vereinfacht sich durch den Umstand, daß fast immer die Abweichung von der richtigen Linienweite an einem Ende der Teilung liegt und zwar gewöhnlich dort, wo die Teilung begonnen wurde, weil die Teilmaschine nach Ingangsetzung einige Zeit braucht, ehe ihr Gang ein regelmäßiger wird. Bell empfiehlt, das ganze Gitter zu kalibrieren, d. h. eine Weite von  $n$  Linienabständen das ganze Gitter entlang auszumessen. Dieses Verfahren führte er für alle vier Gitter durch und fand dabei in jedem Gitter ein abnormales Gebiet. Die aus den Beobachtungen sich ergebenden Werte wurden jeweils ausgeglichen und führten zu einer Korrektur, die an der Größe der direkt bestimmten Wellenlänge angebracht wurde. Offenbar können diese Resultate auch im günstigsten Falle nur angenäherte sein; denn einerseits ist eine genaue spektroskopische Nachprüfung des Gitters deshalb unmöglich, weil ein schmales Gebiet der Teilung für sich allein kein meßbar helles Spektrum gibt, und andererseits, wenn auch die Kalibrierung sehr genau wird, ist es doch unmöglich genau zu bestimmen, wie etwaige Unregelmäßigkeiten der Gitterweite in dem gemessenen Spektrum zum Ausdruck kommen.

Eine weitere Fehlerquelle lag bei Bell in der Temperatur des Gitters, da durch diese der Abstand der einzelnen Linien natürlich beeinflußt wird. Hier ließ sich eine Korrektur leicht anbringen, wenn die Temperatur bekannt war, da die Ausdehnungskoeffizienten sehr genau bestimmt sind. Bei Metallgittern war die Temperaturbestimmung einfach, da das Metall ein guter Wärmeleiter ist; bei Glasgittern dagegen muß man es sich zur Aufgabe machen, die Temperatur möglichst genau konstant zu halten; denn wenn auch Glas nur einen sehr kleinen Ausdehnungskoeffizienten besitzt, so würden doch Temperaturschwankungen und ungleiche Erwärmung sofort eine Verzerrung der Linien hervorrufen.

Bells korrigierte Resultate waren folgende:

Gitter I.	Wellenlänge von $D_1$	=	5896·18
"   II.	"   "   "	=	5896·23
"   III.	"   "   "	=	5896·15
"   IV.	"   "   "	=	5896·17.

Hieraus folgt ein mittlerer Wert von 5896·18 in Luft von 20<sup>0</sup> bei 760 mm Druck oder von 5897·90 im luftleeren Raum. Diese Zahlen wurden aber noch weiter verbessert und die endgültige Angabe von 5896·20 für Luft und 5897·92 für das Vakuum gewonnen, während Ångströms Wert nach der Umrechnung von Thalén 5895·81 betrug.

Wichtige Bestimmungen dieser Konstanten verdanken wir ferner Müller und Kempf, Peirce, Kurlbaum. Müller und Kempf benutzten vier Gitter, welche Wanschaff auf Glas gezogen hatte, und erhielten folgende ziemlich stark von einander abweichende Werte für die Temperatur von 15<sup>0</sup> C.

	$\lambda$
Gitterkonstante 2151 . . . .	2896·46
„ 5001 . . . .	5896·14
„ 8001 . . . .	5896·33
„ 8001 . . . .	5895·97.

Das Mittel beträgt 5896·22 und auf 20<sup>0</sup> korrigiert 5896·25. Peirce erhielt mit Rutherford's Gittern den Wert 5896·27. Infolge der genaueren Kalibrierung des Gitters durch Bell reduzierte sich dieser Wert auf 5896·20.

Kurlbaum verwandte für seine Messungen zwei Gitter, eines von Rutherford mit 29521 Linien auf einer Länge von 43·4 mm, das andere von Rowland mit 23701 Linien auf 41·7 mm. Die Längen der Teilung bei diesen Gittern erschwerte die Messung der Gitterkonstanten beträchtlich, weil sie nicht bestimmte Bruchteile eines Meters waren. Die erhaltenen Werte waren 5895·84 resp. 5895·96, so daß das Mittel 5895·90 Einheiten betrug. Alle diese Bestimmungen faßte Rowland zusammen und wog sie folgendermaßen gegeneinander ab:

Gewicht	Beobachter	D <sub>1</sub>
1	Ångström korrigiert durch Thalén . . . .	5895·81
2	Müller und Kempf . . . . .	5896·25
2	Kurlbaum . . . . .	5895·90
5	Peirce . . . . .	5896·20
10	Bell . . . . .	5896·20
	Mittel	5896·156

Dieser Endwert wurde von Rowland als Normal für seine Wellenlängenbestimmungen genommen und er bildet seitdem die Norm für alle Messungen mit Prismen oder Gittern in der Gegenwart.

Methoden der praktischen Wellenlängenbestimmung beruhen heutzutage, einige spezielle Fälle ausgenommen, auf der Vergleichung des zu messenden Spektrums mit einem Normalspektrum. Die bei weitem befriedigendste Methode ist, beide Spektren nebeneinander auf dieselbe Platte zu photographieren, wobei die unbekanntes Wellenlängen sich durch einfache Interpolation zwischen den Linien des

Normalspektrums ergeben. Als Normal kann man entweder das Sonnenspektrum, unter Zugrundelegung der Rowlandschen Werte, benutzen oder auch jedes andere Spektrum, dessen Wellenlängen mit genügender Genauigkeit auf das Sonnennormal bezogen sind. Falls man sehr genaue Bestimmungen machen will, darf man natürlich nur ein sehr zuverlässiges Vergleichsspektrum verwenden. Das brauchbarste ist das Spektrum des elektrischen Lichtbogens zwischen Eisen spitzen; dieses besitzt eine große Zahl von Linien, deren wichtigste zwischen 2300 und 4500 Ångström-Einheiten mit äußerster Genauigkeit von Kayser gemessen worden sind<sup>1)</sup>. Man muß sich dabei vergegenwärtigen, daß das Sonnenspektrum wegen der Absorption der ultravioletten Strahlen durch die Atmosphäre sich nur bis zu etwa 3000 Å.-E. erstreckt und daher nicht als Normal für das äußerste Ultraviolett benutzt werden kann. Auf die Einzelheiten der Methode wird später eingegangen werden.

Im Jahre 1894 gelang es Michelson nach einer neuen Methode die absoluten Wellenlängen von drei Linien im Spektrum des Cadmium auf das Normalmeter in Paris zu beziehen. Er bestimmte nach Interferenzmethoden für die drei Spektrallinien die Zahl von Wellen, die in einem Meter enthalten waren. Die Einzelheiten seines Interferenzapparates finden sich im Kap. IX und können hier nicht erörtert werden. Es genüge, zu sagen, daß die Methode von allen den Gittermessungen anhängenden Fehlern frei ist, und daß man die Werte der drei Wellenlängen, wie Michelson sie angegeben hat, allgemein als absolut genau annimmt. Diese Werte sind:

Rote Linie	1 m = 1553163·5 $\lambda$ und $\lambda = 6438\cdot4722$ Å.-E.
Grüne „	1 m = 1900249·7 $\lambda$ „ $\lambda = 5085\cdot8240$ „
Blaue „	1 m = 2093372·1 $\lambda$ „ $\lambda = 4799\cdot9107$ „

Leider bleiben diese Werte beträchtlich zurück hinter den aus Rowlands Tafeln sich wie folgt ergebenden:

$$\begin{aligned}\lambda &= 6438\cdot680 \\ \lambda &= 5086\cdot001 \\ \lambda &= 4800\cdot097.\end{aligned}$$

Neuerdings haben auch Fabry und Perot eine Zahl von Linien in den Spektren verschiedener Metalle und der Sonne nach Interferenzmethoden gemessen, indem sie diese direkt mit Michelsons Werten für die Cadmiumlinien verglichen. Sie fanden, daß die Differenz zwischen den Wellenlängen, die sich nach Interferenzmethoden ergaben, und denen auf Rowlands Tafel nicht proportional der Wellenlänge ist. Offenbar sind also entweder Rowlands relative Werte oder die Interferenzwerte falsch. Die Abweichung ist erst kürzlich durch Kayser<sup>2)</sup> erklärt worden, der den Nachweis brachte, daß man sich nicht darauf verlassen darf, daß bei Gittern die Wellenlängen aufeinander fallender (koinzidierender) Linien aus Spektren verschiedener Ordnungen proportional dieser Ordnungszahl

1) Ann. d. Phys. **3**. 195. 1900.

2) Astrophys. Journ. **19**. 157. 1904.



sind. Aus diesen und einigen anderen Gründen sind demnach Rowlands Werte keineswegs gut genug für unsere gegenwärtigen Ansprüche. Ihr Fehler überschreitet beträchtlich die für Präzisionsmessungen zulässige Größe von Versuchsfehlern. Wir sind daher gegenwärtig ohne ein vollständiges und zuverlässiges Bezugsnormale. Vielleicht sind Fabrys und Perots Messungen im sichtbaren Gebiet zahlreich genug; sie erstrecken sich aber nicht auf das Ultraviolett, und da wir uns nicht auf die Methode der Koinzidenzen verlassen dürfen, so ist es nötig, auch in diesem Gebiet nach Interferenzmethoden eine Zahl von Linien zu bestimmen<sup>1)</sup>.

---

<sup>1)</sup> Vergl. Kap. IX.

### Drittes Kapitel.

## Spalt, Prismen und Linsen.

**Spalt.** Heutzutage pflegt man den Spalt aus zwei Metallbacken zu bilden, von denen die eine feststeht, während die andere durch eine Schraube mit feinem Gang bewegt wird. Hierdurch läßt sich die Weite der Öffnung zwischen den Backen genau einstellen. Beide Backen liegen in zwei parallelen Führungen eines Metallrahmens, so daß die Parallelität der Spaltöffnung gesichert ist. Man hat die Backen auf mancherlei Weise zu befestigen gesucht, vielleicht die einfachste und beste ist die in Fig. 16 in Vorder- und Seitenansicht gezeichnete.

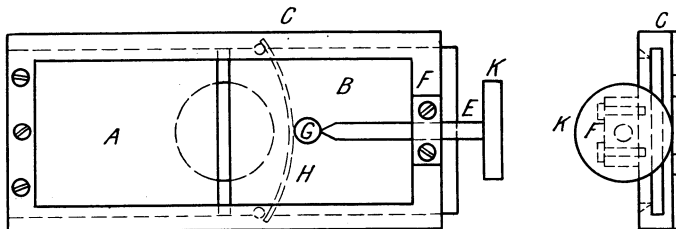


Fig. 16.

A und B sind hier die beiden Backen; beide laufen in zwei parallelen Falzen, die in die ganze Länge des Metallrahmens C geschnitten sind. Die Backe A ist festgeschraubt, während die Backe B mit Hilfe der Schraube E frei beweglich ist. Diese Schraube ist bei F gelagert und an dem Rahmen befestigt. Der Stift G, der in der Backe B festsetzt, wird gegen das Ende der Schraube E mit Hilfe einer gebogenen Feder H angedrückt, so daß jede Bewegung von E vorwärts oder rückwärts sofort eine entsprechende Verschiebung der Backe B zur Folge hat. Für die Bestimmung der Spaltweite ist es von besonderem Vorteil, die Schraube E mit einer bekannten Ganghöhe von entweder ein Millimeter oder ein Halbmillimeter zu schneiden

und den Schraubenkopf K mit einer Teilung zu versehen. Die Feder H muß steif genug sein, um jeden toten Gang der Mikrometerschraube E auszuschließen. Gewöhnlich wird eine flache Metallplatte auf die Rückseite des Rahmens aufgeschraubt mit einem Loch in der Mitte, um das von dem Spalt kommende Licht hindurchzulassen. Dies Loch ist durch einen punktierten Kreis in Fig. 16 angedeutet.

Dieses Muster eines Spaltes mit länglichem Rahmen ist großen Öffnungen angepaßt. Für kleinere Apparate macht man den Spalt-rahmen häufig kreisförmig, ohne die Anordnung im übrigen zu verändern. Bei der runden Form läßt sich leicht ein Schutzdeckel anbringen, der gewöhnlich aus einem kurzen Messingrohr und einem Verschlußstück mit Glasfenster besteht. Ein solcher Spaltdeckel ist von Nutzen, wenn man mit Flammenspektren oder einer andern Lichtquelle arbeitet, welche den Spalt bespritzen könnte. Zu der runden Form des Spaltrahmens ist indessen zu bemerken, daß die Spaltbacken weniger fest aufliegen als beim rechteckigen Rahmen.

Eine Verbesserung dieser Spaltform mit einer festen Backe besteht darin, beide Backen beweglich zu machen und sie durch ein und dieselbe Schraube zu verstellen. Wenn bei dieser Anordnung

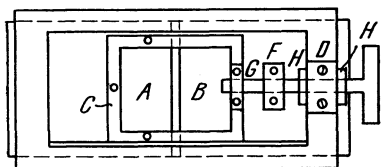


Fig. 17.

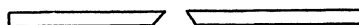


Fig. 18.

irgend eine Veränderung der Öffnungsweite vorgenommen wird, so bewegen sich beide Seiten zugleich und die Mitte des Spaltes wird nicht verschoben. So wird es möglich, z. B. bei der Vergleichung einer starken und einer schwachen Lichtquelle für die letztere den weiteren Spalt zu benutzen, weil die Mitten der Linien nicht verschoben werden, wie bei einem nur einseitig verstellbaren Spalt.

Die Zeichnung eines Spaltes mit zwei beweglichen Backen ist in Fig. 17 in Ansicht gegeben. A und B sind die beiden Backen, die genau wie in Fig. 16 parallel geführt werden, aber die Mikrometerschraube bewegt sie jetzt beide. Die Teile dieser Schraube, die durch die Fassungen F und G gehen, haben entgegengesetzten Gang bei gleicher Ganghöhe. Die Fassung F ist an der Backe B befestigt, die Fassung G aber an dem Rahmen C und dieser wieder an der Backe A. Wo die Schraube durch die Fassung D hindurch geht, hat sie überhaupt kein Gewinde, sondern ist glatt und wird durch die Ringe H, H am Vor- oder Zurückrutschen gehindert. Es folgt, daß bei einer Drehung der Mikrometerschraube beide Backen mit gleicher Geschwindigkeit sich in entgegengesetzter Richtung bewegen.

Der Rahmen C erhält die abgebildete Form, um den Durchgang des Lichtes durch den Spalt nicht zu hindern.

Die Kanten der Spaltbacken müssen stets schräg sein, wie in Fig. 18, mit den abgeschrägten Kanten nach innen, von der Lichtquelle abgewendet. Dies hat einen doppelten Grund. Einmal ist es auf diese Weise sehr viel leichter, wirkliche scharfe Kanten zu bekommen, und zweitens würde, wenn die Kanten nicht abgeschrägt, sondern gerade geschnitten wären, eine gewisse Lichtmenge von den Kanten reflektiert werden und eine Unschärfe des Spektrums hervorrufen.

Natürlich ist es für jede genaue Untersuchung erforderlich, daß die Seiten der Spaltöffnung vollständig gerade und parallel sind, da sonst die Weite der Öffnung nicht überall dieselbe wäre. Es kommt als weitere Forderung hinzu, daß die Backen sich in ihren Führungen sanft und ohne jede Spur von seitlicher Verschiebung bewegen, und das ist gerade der Grund, weshalb der lange Rahmen, wie in Fig. 16 und 17, gegenüber jeder anderen Form den Vorzug verdient.

Jeder neue Spalt muß auf Parallelität geprüft werden; dies geschieht einfach genug, indem man durch ihn auf eine Lichtquelle blickt und dann die Öffnung durch Drehen der Mikrometerschraube langsam verkleinert, bis sie eben verschwindet. Ist der Apparat richtig justiert, so verschwindet die Öffnung in ihrer ganzen Länge; schließt sich aber das eine Ende zuerst und bleibt eine keilförmige Öffnung bestehen, so sind die Backen falsch eingestellt. Das Nachstellen eines schlechten Spaltes ist eine äußerst subtile und schwierige Arbeit und bedarf einer kundigen Hand. Man muß bedenken, daß die abgeschrägten Kanten der Backen äußerst zart und leicht zu beschädigen sind. Ferner sollte man niemals den Spalt fest zudrehen, da er dadurch verdorben werden kann.

Will man die Kanten von Staub reinigen, so benutzt man am besten einen feinen Splitter eines trockenen weichen Holzes, schiebt ihn sorgfältig zwischen die Backen und bewegt ihn mehrere Male auf und ab.

Für den Rahmen und oft auch für die Backen benutzt man gewöhnlich Messing, für letztere ist es aber nicht empfehlenswert, weil es so leicht angefressen wird. Die beste Substanz für die Backen ist eine weiße Legierung, genannt Platinoid, die sehr widerstandsfähig ist, sich auf Hochglanz polieren läßt und nicht korrodiert. Ein geistvoller Gedanke kam von Crookes<sup>1)</sup>. Er brachte Quarzbacken in Vorschlag. Diese kann man genau wie Metallbacken zurichten (vgl. Fig. 18) und, da die Kanten Prismen bilden, welche alles auffallende Licht zur Seite brechen, so bietet auch ihre Durchlässigkeit oder Halbdurchlässigkeit kein Hindernis. Sie haben dagegen den Vorteil, daß die Kanten schärfer geschliffen werden können als bei Metall und daher genauer sind. Es empfiehlt sich, diese Backen in Führungen auf der Außenseite der Backen eines gewöhnlichen Spaltes zu montieren und an diese nur anzudrücken, so daß die Quarzbacken mit denen aus Metall sich nur durch Reibung bewegen. Der Grund für diese Art der Anbringung liegt in der leichten Zerbrechlichkeit der feinen

<sup>1)</sup> Chem. News. 71. 175. 1895.

Quarzkanten, die auf diese Weise vor einer Beschädigung ziemlich geschützt sind, falls durch Zufall der Schlitz zu fest geschlossen wird.

Die Abmessungen des Spaltes für ein Spektroskop hängen natürlich vollständig von der Größe und Beschaffenheit der Linsen und Prismen ab, mit denen er gebraucht werden soll; im allgemeinen wird man etwa folgende Werte als Grundlage nehmen können: Bei 3 zölligen Linsen soll der Spalt 1 bis  $1\frac{1}{4}$  Zoll hoch sein, bei 2 zölligen Linsen  $\frac{3}{4}$  Zoll, bei  $1\frac{1}{2}$  zölligen Linsen  $\frac{1}{2}$  Zoll und bei 1 zölligen etwa  $\frac{3}{8}$  Zoll, alles in lichter Öffnung. Die Spaltbacken werden gewöhnlich größer gemacht als die wirkliche Öffnung nachher sein soll, und dann wird ein Diaphragma dahinter angebracht, um die Öffnung auf das geforderte Maß herabzumindern. Für die Abmessungen der ganzen Spaltanordnung mögen die folgenden Angaben ein typisches Beispiel für einen Präzisionsspalt bilden:

Spaltrahmen  $95 \times 55$  mm,

Spaltbacken  $48 \times 40$  mm,

Lichte Öffnung 30 mm,

Drei Schieber (wie in Fig. 19), jeder 10 mm breit,

Mikrometerschraube für eine bewegliche Backe mit Ganghöhe 0.5 mm.

Für den Gebrauch der Prismenapparate ist es sehr bequem, bewegliche Schieber an der Vorderseite des Spaltes anzubringen, so

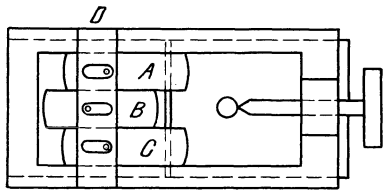


Fig. 19.

daß man ihn unterteilen und mehrere Öffnungen erhalten kann. Diese Einrichtung von Lockyer ist offenbar von großem Vorteil bei der Vergleichung von Spektren. Fig. 19 ist die Zeichnung eines Spaltes mit drei solchen Schiebern A, B und C. Diese sind unter einer Querleiste D angebracht. Die Leiste ist an den Rahmen geschraubt; jeder Schieber kann unabhängig von den anderen bewegt werden, so daß man so viel verschiedene Spektren auf eine Platte photographieren kann, als Schieber vorhanden sind.

Die Spaltvorrichtung befestigt man am besten an ein Messingrohr mit Zahngetriebe zur Einstellung auf den Brennpunkt, wie in

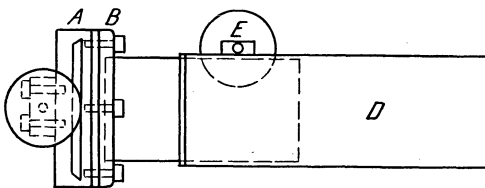


Fig. 20.

Rohr D gleitet und mit dem Zahngetriebe E versehen ist.

**Prisma.** Die einfache Theorie der Brechung des Lichtes durch ein Prisma wurde schon in der Einleitung für den Fall eines einzelnen Strahles gegeben; dieselben Beziehungen wie dort gelten natürlich

auch, wenn das Prisma ein Strahlenbündel bricht, da man jeden Strahl getrennt betrachten kann. Es ist daher offenbar ein Bündel von parallelen und gleichmäßig gebrochenen Strahlen der einfachste Fall. Diese Bedingung sucht man gewöhnlich in Prismenspektroskopen zu erfüllen, nach dem Vorbild von Fraunhofer, der als erster eine Kollimatorlinie benutzte; diese Linse sammelt, wie der Name besagt, die durch den Spalt eintretenden Strahlen und wirft sie als paralleles Bündel auf die Oberfläche des Prismas. Falls das in das Prisma eintretende Strahlenbündel beträchtlich konvergent oder divergent ist, so treten infolge der Abweichungen des Ganges größere Störungen auf, welche die Güte des erhaltenen Spektrums herabmindern.

Der Winkel zwischen den zwei brechenden Flächen, oder der Brechungswinkel, wie er genannt wird, bestimmt in weiten Grenzen die Größe der Ablenkung des Strahles bei seinem Weg durch das Prisma. Er läßt sich folgendermaßen bestimmen. In Fig. 21 sei ABC ein Prisma mit dem brechenden Winkel bei A. DA sei die Richtung des einfallenden Strahles. Ein Teil des Strahlenbündels wird von der Fläche AB nach AE reflektiert, der andere Teil von der Fläche AC nach AF. Verlängert man nun BA und CA bis H resp. J, so sind nach den Reflexionsgesetzen die Winkel HAD und BAE einander gleich, und ebenso die Winkel JAD und CAF; es folgt daraus, daß der Winkel JAH gleich der Summe der Winkel BAE und CAF ist. Da aber die Winkel JAH und BAC einander gleich sind, so ist der Winkel BAC gleich der Summe der Winkel BAE und CAF. Demnach ist der ganze Winkel EAF doppelt so groß als der gesuchte Winkel BAC.

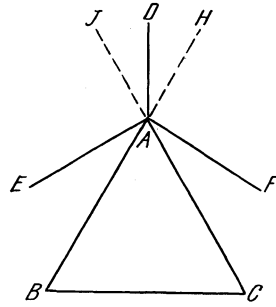


Fig. 21.

Um also den Winkel BAC zu bestimmen, braucht man nur den Winkel zwischen den zwei von beiden brechenden Flächen reflektierten Strahlen zu messen, während der einfallende Strahl die in der Figur gezeichnete Richtung einnimmt. Der halbe Wert des gemessenen Winkels ist dann die Größe des Brechungswinkels BAC. Die Messung läßt sich sehr leicht mit dem Spektrometer (vgl. S. 87) ausführen; das Prisma wird auf den Spektrometertisch gesetzt, mit dem zu messenden Winkel gegen den Kollimator gerichtet. Dann richtet man das Beobachtungsfernrohr so, daß das Fadenkreuz des Okulars mit dem von einer Prismenfläche reflektierten Spaltbild zur Deckung kommt. Diese Stellung des Fernrohres wird auf der Kreisteilung abgelesen. Hierauf dreht man das Rohr und stellt es auf das von der zweiten Prismenfläche reflektierte Spaltbild ein. Hat das Prisma die richtige Stellung, so ist keine Änderung in der Schärfe der Einstellung nötig. Die neue Richtung wird wieder abgelesen; dann gibt die Differenz der beiden Ablesungen den Winkel, um den das Beobachtungsfernrohr gedreht werden mußte, und die Hälfte davon ist der gesuchte Winkel.

Die Methode, den Brechungsindex zu bestimmen, stammt von Fraunhofer. Dieser wies nach, daß man den Index für einen Strahl, der das Prisma im Minimum der Ablenkung durchsetzt, berechnen kann aus der Gleichung

$$\mu = \frac{\sin \frac{A + D}{2}}{\sin \frac{A}{2}},$$

wo  $A$  den Brechungswinkel des Prismas und  $D$  den Ablenkungswinkel bedeutet. Diese Gleichung kann mit Hilfe von Fig. 22 leicht bewiesen werden.

Es soll  $ABC$  ein Prisma bedeuten und  $OPQR$  den Weg eines Lichtstrahles, der dasselbe unter dem Minimum der Ablenkung und

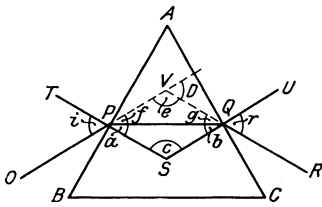


Fig. 22.

deshalb symmetrisch durchläuft. Ferner sind  $TS$  und  $US$  die Normalen auf den brechenden Flächen  $AB$  und  $AC$ . Die Verlängerungen des einfallenden Strahles  $OP$  und des austretenden Strahles  $RQ$  bilden den Ablenkungswinkel  $D$ .

Wegen des symmetrischen Durchganges sind die Winkel  $a$  und  $b$  und ebenso  $f$  und  $g$  je einander gleich. Ferner sind in dem Rechteck  $APSQ$

die beiden Winkel  $APS$  und  $AQS$  rechte Winkel, folglich ergänzt  $c$  den Winkel  $A$  ebenfalls zu zwei Rechten. In dem Dreieck  $PQS$  sind die drei Winkel  $a$ ,  $b$  und  $c$  zusammen gleich zwei Rechten, folglich ist

$$A + c = a + b + c,$$

also

$$A = a + b.$$

Da aber

$$a = b,$$

so ist

$$a = b = \frac{A}{2}.$$

Ebenso sind in dem Dreieck  $VPQ$  die drei Winkel  $e$ ,  $f$  und  $g$  gleich zwei Rechten und ebenfalls  $D$  und  $e$ , also ist

$$e + f + g = e + D,$$

oder

$$f + g = D.$$

Da aber

$$f = g,$$

so ist

$$f = g = \frac{D}{2}.$$

Weiter ist der Winkel  $i$  als Scheitelwinkel gleich dem Winkel  $VPS$ , also gleich der Summe von  $f$  und  $a$ , also ist

$$f = i - a,$$

da aber

$$f = \frac{D}{2},$$

so ist

$$i = a + \frac{D}{2} = \frac{A + D}{2}$$

Wenn man in das Snelliussche Brechungsgesetz  $\mu = \frac{\sin i}{\sin a}$  die für  $i$  und  $a$  eben gefundenen Werte einsetzt, so erhält man:

$$\mu = \frac{\sin \frac{A + D}{2}}{\sin \frac{A}{2}}.$$

Diese Gleichung ist von großem Wert, weil sie gestattet, den Brechungsindex aus dem brechenden Winkel und dem Minimumwinkel der Ablenkung zu ermitteln, Größen, die beide leicht zu messen sind. Eine Methode, den brechenden Winkel eines Prisma zu bestimmen, wurde bereits oben angegeben, und der Ablenkungswinkel ist ebenso leicht festzustellen. Der Spalt des Spektrometers wird mit Licht derjenigen Farbe beleuchtet, für welche man den Brechungsindex zu messen beabsichtigt. Das Fadenkreuz des Okulars wird nun zunächst auf das direkt und ohne Zwischenstellung des Prisma gesehene Spaltbild eingestellt und die Stellung am Teilkreis abgelesen. Hierauf setzt man das Prisma auf und stellt das Fernrohr auf das abgelenkte Bild ein. Natürlich muß man Sorge tragen, daß das Prisma in der richtigen Lage für das Minimum der Ablenkung steht. Dies geschieht, indem man das Prisma hin und her dreht, bis die Stellung gefunden ist, bei der die Ablenkung am geringsten ist. Die Differenz der beiden Ablesungen am Teilkreis ist dann der gesuchte Ablenkungswinkel.

Von obiger Gleichung für  $\mu$  wird bei der Besprechung der Dispersion und der Auflösbarkeit noch weiter die Rede sein.

**Total reflektierendes Prisma.** Dieses Prisma beruht auf der schon S. 6 erwähnten Tatsache, daß Licht nur dann aus einem dichteren in ein dünneres Medium austreten kann, wenn der Einfallswinkel kleiner ist als der kritische Winkel. Dieser ist dadurch gekennzeichnet, daß sein Sinus gleich dem Reziproken des relativen Brechungsindex ist. Solch ein Prisma ist in Fig. 23 gezeichnet.

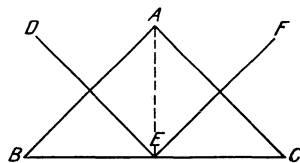


Fig. 23.

ABC ist das Prisma und DEF der Weg des Lichtstrahles durch dasselbe. Der Einfallswinkel des Lichtes auf die Oberfläche AB ist Null, es tritt daher keine Brechung auf; ferner ist DEA der Einfallswinkel auf der Oberfläche BC und falls dieser größer ist als der kritische Wert für die Prismensubstanz, so wird das gesamte Licht total reflektiert. Es tritt dann durch die Oberfläche AC aus, wo es wegen der normalen Inzidenz keine Brechung erleidet. Ein solches Prisma erhält gewöhnlich bei A einen rechten Winkel und an der Basis je  $45^\circ$ , da auf diese Weise am wenigsten Licht verloren geht. Denn beleuchtet man die ganze Fläche AB unter senkrechter Inzidenz, so kann offenbar nur dann die gesamte Lichtmenge reflektiert werden, wenn der Winkel BAC ein rechter ist. In diesem Fall ist



daher der Winkel  $DEA$  gleich  $45^\circ$  und es muß daher  $45^\circ$  größer sein als der kritische Winkel für die verwendete Substanz. Man hat also

$$\sin 45^\circ = \frac{1}{\mu}$$

und hieraus folgt

$$\mu = 1.414.$$

Demnach muß ein rechtwinkliges total reflektiertes Prisma aus einer Substanz gemacht werden, deren Brechungssexponent größer als 1.414 ist. Für alle Glassorten ist diese Bedingung erfüllt.

Derartige Prismen finden in der Spektroskopie Verwendung, wenn man in kleinen Instrumenten Spektre miteinander vergleichen will. Man bedeckt mit dem Prisma den halben Spalt und läßt das Licht einer seitlichen Lichtquelle in den Spalt reflektieren, während zugleich das Licht einer anderen Quelle direkt durch die andere Hälfte des Spaltes anvisiert wird. Man erhält so die beiden Spektre übereinander. Für Präzisionsmessungen sollte man freilich immer auf photographische Methoden zurückgreifen unter Benutzung der einzelnen Schieber wie in Fig. 19 oder eines ähnlichen Kunstgriffes.

Das total reflektierende Prisma benutzt man auch bei der Konstruktion zusammengesetzter Prismen, wie man sie gelegentlich in modernen Spektroskopen verwendet.

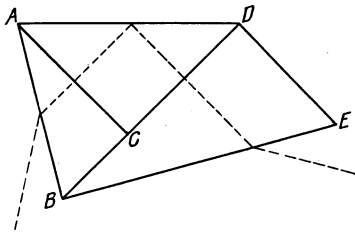


Fig. 24.

Fig. 24 zeigt als Beispiel eine sehr geistreiche Anwendung, die von Hilger gemacht worden ist.

Das Hilgersche Prisma besteht aus zwei Prismen von  $30^\circ$ , die gegen die Flächen eines rechtwinkligen total reflektierenden Prismas gekittet sind. Es hat die Eigenschaft, in Minimumstellung stets dieselbe Ablenkung, nämlich  $90^\circ$  zu geben, welches auch immer der Brechungssexponent sein mag.

Die Zusammensetzung des Prismas ist folgende:  $ABC$  ist das erste Prisma. Seine Winkel sind bei  $B$   $60^\circ$ , bei  $A$   $30^\circ$  und bei  $C$   $90^\circ$ ; sodann ist  $ACD$  ein gleichseitiges rechtwinkliges Prisma, dessen Winkel bei  $D$  und  $A$  je  $45^\circ$  betragen; schließlich ist das letzte Prisma  $BDE$  dem ersten gleich und hat demnach folgende Winkel: bei  $B$   $30^\circ$ , bei  $E$   $60^\circ$  und bei  $D$   $90^\circ$ . Es sind also die beiden Prismen  $ABC$  und  $BDE$  je die Hälfte eines gewöhnlichen  $60^\circ$ -Prismas.

Wenn ein Lichtstrahl unter dem Minimum der Ablenkung in das Prisma  $ABC$  eintritt, und einen Einfallswinkel  $i$  an der Oberfläche  $AB$  bildet, so durchläuft er das Prisma parallel der Grundfläche  $BC$ , trifft dann unter senkrechter Inzidenz auf das Prisma  $ACD$  und erleidet daher keine Brechung. Dagegen wird der Strahl an der Oberfläche  $AD$  total reflektiert und trifft nun unter normaler Inzidenz auf das Prisma  $BDE$ , durchläuft dieses parallel der Fläche  $DE$  und verläßt es aus der Fläche  $BE$  unter dem Winkel  $e$  mit der Nor-

malen. Da der Lichtstrahl beide  $30^\circ$ -Prismen unter dem Minimum der Ablenkung durchläuft, so folgt, daß die Winkel  $i$  und  $e$  einander gleich sein müssen. Da die beiden brechenden Flächen  $AB$  und  $DE$  senkrecht aufeinander stehen, so ergibt sich weiter, daß die Wege eines einfallenden und eines austretenden Strahles einen rechten Winkel miteinander bilden müssen. Umgekehrt folgt daraus, daß ein Strahl das Prisma unter dem Minimum der Ablenkung durchläuft, wenn er bei dem Durchgang um einen rechten Winkel abgelenkt wird. Bei der Anwendung ist es also einfach nötig, Kollimator und Fernrohr dauernd rechtwinklig zueinander festzustellen. Die verschiedenen Teile des Spektrums, welche nun bei Drehung des Prismas in das Gesichtsfeld fallen, haben dann das Prismensystem unter dem Minimum der Ablenkung durchlaufen<sup>1)</sup>.

Das Prisma braucht nun nicht wirklich, wie oben angegeben, zusammengesetzt zu sein, vielmehr kann es in Wirklichkeit derart aus einem Stück angefertigt sein, daß seine vier vertikalen Flächen miteinander die Winkel von  $90^\circ$ ,  $75^\circ$ ,  $135^\circ$  und  $60^\circ$  bilden.

Solche „Spektroskope mit festem Arm“, bei denen also, wie eben beschrieben, Kollimator und Beobachtungsrohr feststehen und die verschiedenen Teile des Spektrums durch Drehung des Prismas beobachtet werden, gibt es in vielen Ausführungsformen, von denen einige im nächsten Kapitel beschrieben werden sollen. In manchen Instrumenten durchläuft der Lichtstrahl dasselbe Prisma eine große Anzahl von Malen, bevor er in das Fernrohr eintritt. Als Beispiel gelte hier das Spektroskop von Cassie<sup>2)</sup>. Es besteht aus einem  $30^\circ$ -Prisma, an welches ein rechtwinkliges Prisma so gekittet ist, daß die Kante des rechten Winkels senkrecht zu dem brechenden Winkel des  $30^\circ$ -Prismas steht, wie Fig. 25 zeigt.

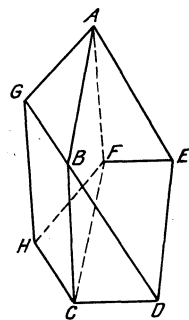


Fig. 25.

$ABCDEF$  ist das  $30^\circ$ -Prisma,  $AFCBGH$  das dagegen gekittete rechtwinklige Prisma. (Bei der praktischen Ausführung wird man natürlich das Ganze aus einem Stück machen.)  $AB$  ist der brechende Winkel des ersten Prismas und  $GH$  der rechte Winkel des Reflexionsprismas. Ein Strahl, der von rechts kommend das  $30^\circ$ -Prisma unter dem Minimum der Ablenkung, also parallel  $DC$ , durchläuft, wird von dem zweiten Prisma total reflektiert und tritt aus der Fläche  $ABDE$  parallel der Richtung seines Eintritts wieder aus. Dieses Prismensystem kombiniert man nun mit zwei rechtwinkligen Prismen, wie aus der folgenden Fig. 26 ersichtlich ist.

Die von dem Kollimator kommenden Strahlen laufen zwischen den beiden rechtwinkligen Prismen  $A$  und  $B$  hindurch und treten in der Pfeilrichtung in das zusammengesetzte Prisma. Hier werden sie gebrochen, reflektiert und wieder gebrochen, wie die (untere) Seiten-

1) Vergl. auch S. 91.

2) Phil. Mag. (6) 3. 449. 1902. Vergl. auch S. 91.

ansicht mit ihren Pfeilern angibt. Die Strahlen kommen parallel dem ursprünglichen Weg wieder zurück, treten aber jetzt in das Prisma A und nach Reflexion in das Prisma B ein, werden dort abermals reflektiert und laufen nun wieder zu dem zusammengesetzten (Compound-)Prisma. Der (obere) Grundriß in Fig. 26 zeigt, wie die Strahlen, immer der Pfeilrichtung folgend, hin und her wandern, bis sie schließlich neben dem Prisma C vorbei das Beobachtungsfernrohr erreichen. Um die verschiedenen Teile des Spektrums zu untersuchen, braucht man also nur das Prisma C um seine Vertikalachse zu drehen. Es fallen dann die einzelnen Spektralgebiete nacheinander in das Gesichtsfeld.

Ein solches  $30^\circ$ -Prisma, wie es hier in dem Compoundprisma gebraucht wird, läßt sich als die Hälfte eines  $60^\circ$ -Prismas auffassen

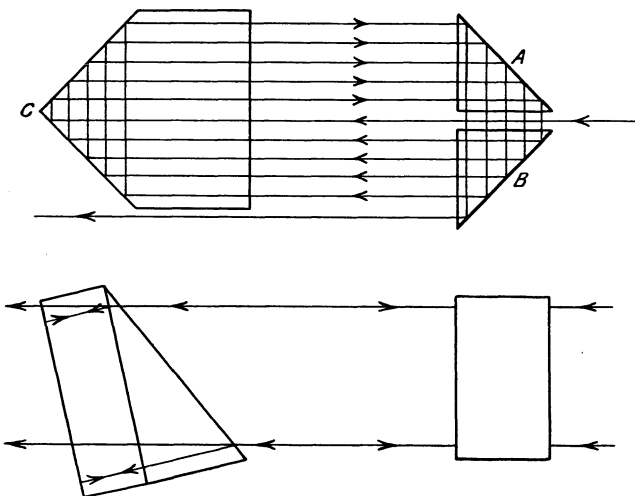


Fig. 26.

und wird daher oft als Halbprisma bezeichnet. Ein Halbprisma ist ein sehr nützliches Instrument. Es hat daher für die verschiedensten Zwecke bei der Konstruktion von Spektroskopen Verwendung gefunden. In manchen Fällen versilbert man die Fläche AC (Fig. 27). Wenn jetzt ein Strahl unter dem für das Minimum der Ablenkung nötigen Winkel auffällt, so trifft er die versilberte Fläche senkrecht, wird also auf seinem Wege zurück reflektiert. Mit zwei solchen Halbprismen hat Cassie ein Spektroskop mit vielfachem Strahlengang angegeben<sup>1)</sup>. Thollon<sup>2)</sup> benutzte zwei Halbprismen in folgender Weise: Er stellte sie mit den Hypothenusflächen einander gegenüber, wie Fig. 28 zeigt, und ließ sie von dem Lichtstrahl symmetrisch durchlaufen. Das eine Prisma, z. B. ABC, wird mit

1) Phil. Mag. (6) 3. 449. 1902.

2) Comptes rendus. 86. 595. 1878.

seiner Fläche  $AB$  senkrecht zum Kollimatorrohr festgestellt, das andere  $DEF$  so, daß seine Fläche  $DF$  senkrecht zur Achse des Beobachtungsrohres steht.  $DEF$  ist fest mit dem Fernrohrarm verbunden. Wird also das Rohr gedreht, so dreht sich das Halbprisma mit; dabei geht also die Drehungsachse durch den Punkt  $G$ . Man

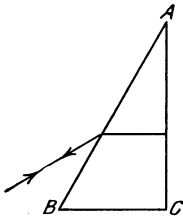


Fig. 27.

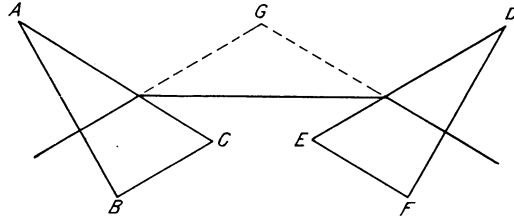


Fig. 28.

sieht nun leicht aus der Figur, daß die verschiedenen Teile des Spektrums in das Gesichtsfeld kommen, während man das Fernrohr um den Punkt  $G$  dreht, und ferner, daß die in das Auge fallenden Strahlen stets die Prismen unter dem Minimum der Ablenkung durchsetzen haben. Mouton hat diese Methode zur Bestimmung der Brechungsindizes des Quarzes im Infrarot benutzt <sup>1)</sup>.

Eine wichtige Eigenschaft des Halbprismas ist aus der Fig. 29 zu ersehen, in welcher der Durchgang eines Lichtbündels gezeichnet ist. Die Breite des Bündels ist bei  $a$  viel kleiner als bei  $b$ . Man kann also bei Zusammensetzung von Prismen ein solches Halbprisma einschieben, um je nach Bedarf die Dicke des Lichtbündels zu vergrößern oder zu verkleinern. Dadurch läßt sich die volle Apertur von Prismen ausnutzen, die größer sind, als die Apertur der Linsen von Kollimator und Beobachtungsrohr; es lassen sich z. B.  $60^\circ$  Prismen mit einer Apertur von der Größe  $b$  in Fig. 29 mit Linsen verwenden, welche nur die Apertur  $a$  besitzen. Man nimmt dann zwei Halbprismen, eines auf jeder Seite des Prismensatzes je mit der Grundfläche nach außen, und kann so, wie Rayleigh <sup>2)</sup> gezeigt hat, für eine gegebene Apertur eine erhöhte Auflösungskraft erzielen.

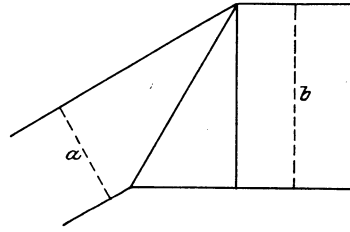


Fig. 29.

Christie hat für ein Spektroskop mit gerader Durchsicht <sup>3)</sup> ebenfalls das Halbprisma benutzt.

**Dispersion.** Vergleicht man die Werte der Brechungsindizes für dieselben Strahlen bei verschiedenen Körpern, so fällt es sofort auf, daß sie keineswegs in demselben Verhältnis stehen. Z. B. sind diese Werte bei Flintglas und Schwefelkohlenstoff für die vier Wellen-

<sup>1)</sup> Vergl. Fig. 85.

<sup>2)</sup> Vergl. S. 59.

<sup>3)</sup> Proc. Roy. Soc. **26**. 8. 1877.

längen, welche der Fraunhoferschen Linie C, D, F und H entsprechen, die folgenden:

Linie	Wellenlänge	CS <sub>2</sub>	Flintglas
C	6563	1·618	1·624
D	5893	1·628	1·628
F	4861	1·652	1·641
H	3969	1·689	1·674

Also ist das Verhältnis der Brechungsindizes von Schwefelkohlenstoff und von Glas für die D-Linie gleich 1·000, für die F-Linie 1·007 und für die H-Linie 1·015. Nimmt man demnach zwei gleiche Prismen aus den beiden Substanzen, so wird für beide die Ablenkung der D-Linie die gleiche sein, dagegen würde die F-Linie durch das Schwefelkohlenstoffprisma stärker abgelenkt werden als durch das Flintglasprisma, und für die H-Linie wäre der Unterschied noch bedeutender. Die Änderung der Wellenlänge ruft also in dem einen Fall eine größere Änderung der Ablenkung hervor, als in dem anderen, oder es ist, wie man gewöhnlich sagt, der Wert von  $\frac{d\vartheta}{d\lambda}$

größer für ein Schwefelkohlenstoffprisma. Der Ausdruck  $\frac{d\vartheta}{d\lambda}$  oder das Verhältnis der Änderung der Ablenkung zu der Änderung der Wellenlänge wird Farbenzerstreuung oder Dispersion genannt. Die Tatsache, daß  $\frac{d\vartheta}{d\lambda}$  sich von Substanz zu Substanz ändert, ermöglicht die Konstruktion zusammengesetzter Prismen für gerade Durchsicht und ebenso von achromatischen Linsen. Im ersten Fall können die Prismen so zusammengesetzt werden, daß ein Strahl sie durchläuft, ohne abgelenkt zu werden, während dies nicht mehr für die anderen gilt und daher trotzdem ein Spektrum entsteht; in dem zweiten Fall tritt das umgekehrte ein, alle Strahlen vereinigen sich, unbeschadet ihrer Ablenkung, in demselben Brennpunkt. Von diesem zweiten Fall wird bei den Linsen die Rede sein.

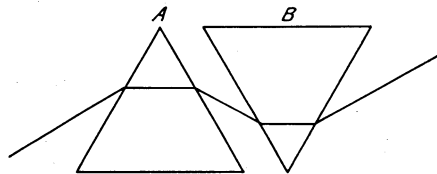


Fig. 30.

Nimmt man zwei gleich große Prismen A und B aus derselben Substanz und bringt sie in entgegengesetzte Stellungen, wie in Fig. 30, so ist klar, daß ein Lichtstrahl bei dem Durchgang durch A um einen bestimmten Betrag abgelenkt wird und bei dem Durchgang durch B um genau denselben Betrag in der entgegengesetzten Richtung gebrochen wird. Durch die gemeinsame Wirkung von A und B zu-

sammen tritt demnach eine Änderung in der Richtung des Strahles überhaupt nicht ein. Ist dagegen  $\frac{d\mathcal{D}}{d\lambda}$  für A und B von verschiedener Grösse, so werden nicht alle Strahlen das Prismensystem unabgelenkt durchlaufen. Es wird z. B. in dem oben angenommenen Fall von Schwefelkohlenstoff und Flintglas zwar der Strahl von der Wellenlänge 5893 unabgelenkt die Prismen durchsetzen, jeder andere Strahl aber wird um einen kleinen Betrag aus seiner Richtung gedrängt; Licht von der Wellenlänge 3909 wird im ersten Prisma stärker abgelenkt als im zweiten und Licht von der Wellenlänge 6563 weniger stark. Die Folge ist, daß man durch das Prismensystem beim Schauen auf eine Lichtquelle ein Spektrum erblickt. Eine solche Kombination der Prismen nennt man ein geradsichtiges Prisma oder ein Prisma à vision directe.

In Wirklichkeit ist es nicht empfehlenswert, ausgesucht Schwefelkohlenstoff zu nehmen, weil die Verwendung von Flüssigkeitsprismen unbequem ist. Man wählt daher zwei Glassorten, deren Zerstreungsvermögen möglichst verschieden ist. In diesem Fall gibt es aber keine Linie, für welche die Brechungsexponenten einander gleich wären, wie für die D-Linie bei Schwefelkohlenstoff und Flintglas. Die entstehende Schwierigkeit wird durch die Benützung von Prismen mit verschiedenen großen brechenden Winkeln überwunden. Dies geschah zum ersten Mal durch Amici im Jahre 1860. Er benutzte Flint- und Kronglas und setzte, wie Fig. 31<sup>1)</sup> zeigt, ein Flintglasprisma zwischen zwei Kronglasprismen. Analog verwendet man häufig fünf Prismen, also zwei aus Flint- und drei aus Kronglas. Gewöhnlich gibt man heutzutage dem mittleren Prisma (P<sup>1</sup> in Figur 31) einen sehr großen brechenden Winkel. Solche Systeme für gerade Durchsicht sind besonders bequem für kleine Taschenspektroskope. Bei diesen nimmt man dann nur drei Prismen und wählt für das mittelste sehr schweres Flintglas.

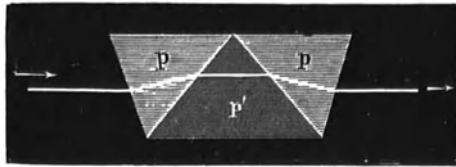


Fig. 31.

Die Prismen werden mit Kanadabalsam zusammengekittet; das ist erstens bequem, weil es die einzelnen Prismen zu einem einzigen Stück vereinigt, zweitens aber ist es auch notwendig, weil bei so großen brechenden Winkeln kein Lichtstrahl das System durchlaufen würde. Denn die Einfallswinkel sind bei den Oberflächen der Flintglasprismen größer als der kritische Wert, es würde also Totalreflexion eintreten. Der Kanadabalsam, der einen größeren Brechungsindex besitzt als Luft, schafft diese Schwierigkeit aus dem Wege.

Wo auf die Geradrichtung der Prismenkombination kein be-

<sup>1)</sup> Aus Schellen, Spektralanalyse. 3. Aufl. (G. Westermann in Braunschweig).

sonderer Wert gelegt wird, kann man die Dispersion erheblich steigern, indem man nach einer von Rutherford<sup>1)</sup> wieder aufgenommenen Idee Brownings einem Prisma von hohem Zerstreuungsvermögen einen Winkel gibt, bei welchem aus Luft überhaupt kein Strahl mehr durchtreten könnte, und an dieses beiderseits Prismen von möglichst niedrigem Zerstreuungsvermögen ansetzt, die gerade ausreichen, um den Durchtritt des Lichtes zu ermöglichen, die Dispersion aber nur wenig herabsetzen. Gegenüber einem einfachen Prisma bieten diese nach Rutherford benannten Prismensätze den Vorteil erheblich größerer Dispersion bei wenig vermehrtem Lichtverlust, da nur zwei Reflexionen an Luft vorkommen<sup>2)</sup>.

Man sieht leicht ein, daß die erzielte Dispersion  $\frac{d\mathcal{D}}{d\lambda}$  von dem farbenzerstreuenden Apparat abhängt; bei Prismenspektroskopen z. B. hängt sie sowohl von der Zahl der Prismen und der Größe ihrer brechenden Winkel ab, als auch von der Prismensubstanz. Um also den Wert von  $\frac{d\mathcal{D}}{d\lambda}$  zu berechnen, muß man beide Faktoren berücksichtigen. In allen Fällen von Brechung hängt die eintretende Ablenkung von dem Brechungsindex ab und ändert sich mit diesem. Ferner aber ändert sich der Brechungsindex mit der Wellenlänge. Mathematisch läßt sich also die Abhängigkeit so ausdrücken:

$$\frac{d\mathcal{D}}{d\lambda} = \frac{\partial\mathcal{D}}{\partial\mu} \frac{\partial\mu}{\partial\lambda} \dots \dots \dots (1)$$

Hier drückt  $\frac{\partial\mathcal{D}}{\partial\mu}$  die Größe der Änderung der Ablenkung bei Änderung des Brechungsexponenten aus und  $\frac{\partial\mu}{\partial\lambda}$  die Größe der Änderung des Brechungsexponenten bei Änderung der Wellenlänge. Der Faktor  $\frac{\partial\mathcal{D}}{\partial\mu}$  hängt also ausschließlich von dem Inzidenzwinkel und dem brechenden Winkel des Prismas ab, während  $\frac{\partial\mu}{\partial\lambda}$  ebenso ausschließlich eine Funktion des verwendeten Materials ist. Beide Werte sind leicht zu finden.

Seite 42 wurde gezeigt, daß bei dem Minimum der Ablenkung für  $\mu$  die Gleichung gilt:

$$\mu = \frac{\sin \frac{A + \mathcal{D}}{2}}{\sin \frac{A}{2}},$$

wo A den brechenden Winkel und  $\mathcal{D}$  die Ablenkung bedeutet. Durch Differentiation erhält man hieraus:

1) Am. Journ. of Sc. (3) 35. 71. 407. 1865.

2) Czapski in Winkelmanns Handb. d. Ph. VI. 210. 1904.

$$\frac{\partial \mathcal{D}}{\partial \mu} = \frac{2 \sin \frac{A}{2}}{\cos \frac{A + \mathcal{D}}{2}}$$

Nach den Bezeichnungen von Fig. 22 S. 42 ist aber

$$\frac{A + \mathcal{D}}{2} = i, \text{ d. h. gleich dem Einfallswinkel,}$$

folglich ist

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathcal{D}}{\partial \mu} &= \frac{2 \sin \frac{A}{2}}{\cos i} \\ &= \frac{2 \sin \frac{A}{2}}{\sqrt{1 - \sin^2 i}} \end{aligned}$$

Es ist aber  $\sin i = \mu \sin a = \mu \sin \frac{A}{2}$ ,

wir erhalten also

$$\frac{\partial \mathcal{D}}{\partial \mu} = \frac{2 \sin \frac{A}{2}}{\sqrt{1 - \mu^2 \sin^2 \frac{A}{2}}} \dots \dots \dots (2)$$

Hier ist  $\frac{\partial \mathcal{D}}{\partial \mu}$  in Größen des Prismenwinkels und des Brechungs-  
exponenten ausgedrückt.

Für ein  $60^\circ$  Prisma vereinfacht sich die Gleichung noch etwas,  
weil  $\sin 30^\circ = \frac{1}{2}$  ist, für diesen Spezialfall gilt also

$$\frac{\partial \mathcal{D}}{\partial \mu} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{\mu^2}{4}}} \dots \dots \dots (3)$$

Als Beispiel für die Art dieser Abhängigkeit möge der Wert von  $\frac{\partial \mathcal{D}}{\partial \mu}$  für ein Prisma von  $60^\circ$  und den Brechungsindex 1·5 berechnet werden. Es ist dann:

$$\frac{\partial \mathcal{D}}{\partial \mu} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{(1\cdot5)^2}{4}}}$$

oder

$$\frac{\partial \mathcal{D}}{\partial \mu} = 1\cdot512.$$

Das bedeutet also, daß für eine sehr kleine Änderung von  $\mu$  zu beiden Seiten von 1·5 die entsprechende Änderung der Ablenkung 1·512mal so groß ist, vorausgesetzt, daß das Prisma im Minimum der Ablenkung steht. Nehmen wir z. B. an,  $\mu$  ändere sich von 1·500



auf 1·501, so würde  $\delta\mathcal{D}$  den Wert  $0\cdot001 \times 1\cdot512$  erhalten, also  $\equiv 0\cdot001\,512$ . Diese Angabe in Bogenmaß entspricht einem Winkel von  $5'15''$ . Mit anderen Worten, wenn auf das Prisma zwei parallele Lichtstrahlen treffen, für welche die Brechungsindizes 1·500 und 1·501 sind, so wird der Unterschied ihrer Ablenkung  $5'15''$  betragen, d. h. dies würde der Winkel zwischen den beiden Strahlen sein, wenn sie das Prisma verlassen.

Es muß betont werden, daß die Gleichungen (2) und (3) nur dann strenge Gültigkeit haben, wenn das Prisma sich im Minimum der Ablenkung befindet. Wirklich genaue Resultate lassen sich also nur erzielen, wenn die untersuchten Strahlen in ihren Brechungs-exponenten nur wenig von dem Strahl abweichen, auf dessen kleinste Ablenkung das Prisma eingestellt ist.

In Wirklichkeit darf man aber diese Gleichungen ohne größeren Fehler in weiten Grenzen benutzen, und man verwendet sie bei der Anfertigung der Spektrographen, um die Winkeldifferenz zwischen den äußersten Strahlen und dadurch die Länge des Spektrums auf der photographischen Platte zu berechnen. Um die besten Näherungswerte in so weitem Gebiet zu erhalten, empfiehlt es sich, für das Minimum der Ablenkung einen Strahl von solchem Brechungsindex zu wählen, daß er in der Mitte zwischen den Exponenten für die beiden äußersten Strahlen liegt. Wenn also die zwei Strahlen die Indizes  $\mu_1$  resp.  $\mu_2$  besitzen, so ist das Mittel  $\frac{\mu_1 + \mu_2}{2}$ ; dieses sei  $= \mu_3$ .

Man erhält demnach

$$\frac{\mathcal{A}\mathcal{D}}{\mathcal{A}\mu} = \frac{2 \sin \frac{A}{2}}{\sqrt{1 - \mu_3^2 \sin^2 \frac{A}{2}}}$$

wobei das  $\mathcal{A}$  angeben soll, daß die Werte nicht mehr unendlich klein sind, vielmehr ist  $\mathcal{A}\mu$  hier  $= \mu_1 - \mu_2$ .

Demnach ist

$$\mathcal{A}\mathcal{D} = (\mu_1 - \mu_2) \frac{2 \sin \frac{A}{2}}{\sqrt{1 - \mu_3^2 \sin^2 \frac{A}{2}}}$$

Diese Gleichung wird natürlich um so genauer, je kleiner  $\mu_1 - \mu_2$  ist; aber selbst wenn  $\mathcal{A}\mathcal{D}$  bis  $9^\circ$  steigt, beträgt der Fehler nur wenige Minuten.

Bisher wurde nur ein einziges Prisma betrachtet; es kann indessen gezeigt werden, daß  $\frac{\partial \mathcal{D}}{\partial \mu}$  einfach der Summe der Prismen proportional ist, falls diese alle von gleicher Größe und gleichem Material sind. Wenn also  $n$  die Zahl der Prismen ist, so erhalten wir

$$\Delta\vartheta = n(\mu_1 - \mu_2) \frac{2 \sin \frac{A}{2}}{\sqrt{1 - \mu_3^2 \sin^2 \frac{A}{2}}} \dots \dots \dots (4)$$

und unter Zugrundlegung von 60° Prismen

$$\Delta\vartheta = \frac{n(\mu_1 - \mu_2)}{\sqrt{1 - \frac{\mu_3^2}{4}}}$$

Zur Auswertung des Bruches  $\frac{\partial \mu}{\partial \lambda}$  kann man die einfache Interpolationsformel von Hartmann<sup>1)</sup> benutzen. Man findet das Verhältnis von  $\lambda$  und  $\mu$  aus den Gleichungen:

$$\left. \begin{aligned} \mu &= \mu_0 + \frac{c}{(\lambda - \lambda_0)^a} \\ \lambda &= \lambda_0 - \frac{c}{(\mu - \mu_0)^{\frac{1}{a}}} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (5)$$

wo  $c$ ,  $\mu_0$  und  $\lambda_0$  Konstante sind;  $a$  hat für Glas den Wert von ca. 1.2. Setzt man  $a = 1$ , so erhält man die angenäherten Gleichungen:

$$\left. \begin{aligned} \mu &= \mu_0 + \frac{c}{\lambda - \lambda_0} \\ \lambda &= \lambda_0 - \frac{c}{\mu - \mu_0} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (6)$$

Für die untere Gleichung kann man die erzielte Ablenkung an Stelle des Brechungs-exponenten  $\mu$  benutzen und schreiben

$$\lambda = \lambda_0 + \frac{c}{D - D_0}$$

In dieser Form läßt sich die Gleichung für die Interpolation von Wellenlängen in der Photographie eines Spektrums benutzen, falls einige Linien bekannt sind. Hartmann hat die Formel geprüft und sehr gute Resultate erhalten.

Differentiiert man die erste der Gleichungen (6) nach  $\lambda$ , so erhält man

$$\frac{\partial \mu}{\partial \lambda} = - \frac{c}{(\lambda - \lambda_0)^2} \dots \dots \dots (7)$$

Hierin bedeutet das negative Vorzeichen einfach, daß einer geringen Vergrößerung von  $\lambda$  eine Abnahme von  $\mu$  entspricht. Die Gleichung lehrt, daß man  $\frac{\partial \mu}{\partial \lambda}$  sofort erhält, wenn  $c$  und  $\lambda_0$  bekannt sind. Diese sind aber charakteristische Konstanten der Substanz und lassen sich leicht berechnen, wenn man die Brechungsindizes für drei Strahlen kennt. Als Beispiel nehmen wir das Glas 0.167 von

1) Astrophys. Journal. 8. 218. 1898.

Schott und Genossen in Jena. Bei diesen sind die Brechungsexponenten:

$$\mu = 1.6076 \text{ für die A'-Linie mit } \lambda = 7.677 \times 10^{-5} \text{ cm,}$$

$$\mu = 1.6169 \text{ für die D-Linie mit } \lambda = 5.893 \times 10^{-5} \text{ cm,}$$

$$\mu = 1.6393 \text{ für die G'-Linie mit } \lambda = 4.341 \times 10^{-5} \text{ cm.}$$

Diese Werte liefern uns drei Gleichungen, aus denen man für die Konstanten folgende Werte findet:

$$\mu_0 = 1.58882, \lambda_0 = 2.2906 \times 10^{-5} \text{ und } c = 0.10113 \times 10^{-5}.$$

Mit Hilfe der Konstanten lassen sich dann unter Benutzung von (6) die Brechungsexponenten für andere Strahlen berechnen. Für die C- und die F-Linie ( $\lambda = 6.563 \times 10^{-5}$  und  $\lambda = 4.862 \times 10^{-5}$ ) sind z. B. die berechneten Werte 1.6125 und 1.6282, während Schott und Genossen als beobachtet angeben 1.6121 und 1.6289. Die Fehler sind also nur + 0.02 resp. - 0.04 Prozent. Diese Formel gibt jedoch nicht so gute Werte, wenn die Strahlen, die man zur Berechnung der Konstanten benutzt, sehr weit voneinander liegen, wenn man z. B. den einen aus dem äußersten Ultraviolett wählt. Doch kann man das von einer einfachen Interpolationsformel nicht anders erwarten. Auch darf man nicht vergessen, daß der Wert von  $a$  aus dem Exponenten der Gleichung = 1 gesetzt wurde. Berechnet man die Konstanten für jedes einzelne Spektralgebiet, wo man die Interpolationsformel benutzen will, so erhält man ausgezeichnete Resultate. Das ist aber alles, worauf es bei der praktischen Anwendung ankommt, denn selten wird eine einzige photographische Aufnahme des Spektrums zugleich die A-Linie und das äußerste Ultraviolett umfassen.

Sind die Konstanten einmal bekannt, so kann man das Verhältnis  $\frac{\partial \mu}{\partial \lambda}$  bei jeder Substanz für jede beliebige Wellenlänge berechnen.

Es war schon gezeigt (7), daß

$$\frac{\partial \mu}{\partial \lambda} = - \frac{c}{(\lambda - \lambda_0)^2} \dots \dots \dots (8)$$

Als Beispiel soll jetzt  $\frac{\partial \mu}{\partial \lambda}$  in der unmittelbaren Nähe der F-Linie für die oben benutzte Jenaer Glassorte berechnet werden. Es ist dann

$$\frac{\partial \mu}{\partial \lambda} = - \frac{0.1011 \times 10^{-5}}{(4.862 \times 10^{-5} - 2.291 \times 10^{-5})^2} = - 1529.5,$$

das heißt, in der Nähe der F-Linie ruft eine kleine Änderung von  $\lambda$  eine 1529.5 mal so große Änderung des Brechungsexponenten hervor.

In ähnlicher Weise läßt sich  $\frac{\partial \mu}{\partial \lambda}$  auch für jede andere Substanz mit großer Annäherung berechnen.

Wir sahen schon, daß

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial \mu} = \frac{2 \sin \frac{A}{2}}{\sqrt{1 - \mu^2 \sin^2 \frac{A}{2}}}$$

ist. Ferner fanden wir für die Dispersion  $\frac{\partial \mathfrak{D}}{\partial \lambda} = \frac{\partial \mathfrak{D}}{\partial \mu} \times \frac{\partial \mu}{\partial \lambda}$ . Wir sind demnach in stande, die Dispersion für ein beliebiges Medium zu berechnen. Wir wollen z. B. den Winkel zwischen den beiden D-Linien des Natriums nach Durchgang der Strahlen durch ein  $60^\circ$  Prisma aus schwerstem Flintglas S 57 berechnen. Für dieses Glas ist  $\mu_0 = 1.8824$ ,  $c = 0.27148 \times 10^{-5}$  und  $\lambda_0 = 2.5095 \times 10^{-5}$ . Zunächst ist nötig, den Wert von  $\frac{\partial \mathfrak{D}}{\partial \lambda}$  in der Nähe der D-Linien zu bestimmen. Für ein einzelnes  $60^\circ$  Prisma ist

$$\frac{\partial \mathfrak{D}}{\partial \lambda} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{1.9626^2}{4}}} \times \left[ - \frac{0.27148 \times 10^{-5}}{(5.893 \times 10^{-5} - 2.5095 \times 10^{-5})^2} \right],$$

wobei 1.9626 der Wert von  $\mu_D$  für diese Glassorte ist.

$$\text{Wir erhalten also } \frac{\partial \mathfrak{D}}{\partial \lambda} = 5.192 \times [-2371.4] = -12312.9.$$

Nun ist die Differenz der Wellenlängen ( $d\lambda$ ) zwischen den beiden D-Linien mit einer für den vorliegenden Zweck ausreichenden Genauigkeit  $0.006 \times 10^{-5}$  cm; multiplizieren wir diesen Wert mit dem obigen für die Dispersion, so finden wir den Winkel zwischen den zwei Strahlen zu  $0.0007387$  im Bogenwert oder nahezu  $2' 32''$ .

In ähnlicher Weise kann man die Dispersion für jede Substanz mit großer Annäherung bestimmen. Zur Bequemlichkeit sind in den Tafeln auf S. 69 für verschiedene Glassorten die Werte der Konstanten in der Hartmannschen Interpolationsformel angegeben. Auch soll hier noch einmal darauf hingewiesen werden, daß bei Benutzung von mehr als einem Prisma derselben Substanz die Dispersion einfach der Zahl der Prismen proportional ist.

Der Wert von  $\frac{\partial \mathfrak{D}}{\partial \mu}$  läßt sich für einen Prismensatz noch in einer anderen und für viele Zwecke bequemerer Weise ausdrücken.

Durch Differentiation der Formel

$$\mu = \frac{\sin \frac{A + \mathfrak{D}}{2}}{\sin \frac{A}{2}}$$

erhält man

$$\frac{\partial \mathfrak{D}}{\partial \mu} = \frac{2 \sin \frac{A}{2}}{\cos \frac{A + \mathfrak{D}}{2}},$$

oder unter weiterer Benutzung der Zeichen von S. 42

$$\frac{\partial \mathfrak{D}}{\partial \mu} = \frac{2 \sin a}{\cos i} = \frac{2 \frac{\sin i}{\mu}}{\cos i}.$$

Man findet demnach

$$\frac{\partial \mathcal{J}}{\partial \mu} = \frac{2}{\mu} \operatorname{tg} i,$$

d. h. man erhält den Quotient  $\frac{\partial \mathcal{J}}{\partial \mu}$  als eine Funktion des Einfallswinkels auf der ersten Prismenfläche.

Eine andere Gleichung, welche  $\mu$  als Funktion von  $\lambda$  liefert, ist als die Cauchysche wohlbekannt. Sie lautet:

$$\mu = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4} + \dots$$

wo A, B, C etc. charakteristische Konstanten des betreffenden Mediums sind. Wenn auch diese Gleichung nur eine Annäherung bedeutet, so genügen für viele Zwecke doch schon die ersten beiden Glieder der Reihe:

$$\mu = A + \frac{B}{\lambda^2}.$$

Wir erhalten z. B. durch Differentiation

$$\frac{\partial \mu}{\partial \lambda} = -2 \frac{B}{\lambda^3}.$$

Die Gleichung lehrt, daß der Quotient  $\frac{\partial \mu}{\partial \lambda}$  der dritten Potenz der Wellenlänge umgekehrt proportional ist.

Die Bezeichnung „Dispersion“ ist eigentlich dem Quotienten  $\frac{\partial \mathcal{J}}{\partial \lambda}$  gegeben, doch wird der Name oft auch für einen der Teilwerte  $\frac{\partial \mathcal{J}}{\partial \mu}$  oder  $\frac{\partial \mu}{\partial \lambda}$  benutzt.

**Auflösungsvermögen.** Bildet sich ein unendlich schmaler Spalt in dem Brennpunkt einer Fernrohrlinse ab, so ist der lineare Abstand  $\xi$  des ersten Beugungsminimums von dem Hauptmaximum nach Lord Rayleigh durch die Gleichung

$$\frac{a \xi}{m \lambda f} = 1$$

gegeben, wo a die Öffnungsweite der Linse und f ihre Brennweite bedeutet, m aber eine Konstante ist, welche den Wert von 1·0 für rechteckige Öffnungen und 1·2 für kreisförmige Aperturen besitzt. Aus dieser Gleichung findet man

$$\frac{\xi}{f} = \frac{m \lambda}{a},$$

$\frac{\xi}{f}$  ist also in Winkelmaß der Abstand zwischen dem Hauptmaximum und dem ersten Minimum der Beugungsringe, welche das Hauptbild umgeben. Hiervon ausgehend schloß Rayleigh, daß der kleinste Winkel zwischen zwei Linien, die noch getrennt gesehen oder „auf-

gelöst“ werden können, gleich  $\frac{\xi}{f}$  ist. Nennen wir den Winkel zwischen den beiden Strahlen  $d\mathcal{D}$ , so ist also die Minimumbedingung für die Auflösung gegeben durch die Gleichung

$$d\mathcal{D} = \frac{m\lambda}{a}, \dots \dots \dots (9)$$

wo für  $\lambda$  das Mittel der beiden Wellenlängen genommen wird.

Es handelt sich nun darum festzustellen, welche Anforderungen an ein Prisma zu stellen sind, damit es zwei Linien auflöst. Für den Dispersionsfaktor  $\frac{\partial \mathcal{D}}{\partial \mu}$  eines Prismas (vgl. S. 50) hat Rayleigh die Gleichung aufgestellt:

$$\frac{\partial \mathcal{D}}{\partial \mu} = \frac{s_1 - s_2}{a},$$

wo  $s_1$  und  $s_2$  die Prismendicken sind, welche von den beiden äußersten Strahlen des Lichtbündels durchlaufen werden, und  $a$  die lineare Apertur. In einem richtig konstruierten Spektroskop, in dem der Lichtstrahl aus dem Kollimator gerade die Prismenfläche bedeckt, ist  $s_2$  gleich Null und  $s_1$  gleich der Dicke  $t$  der Prismenbasis, es ist also

$$\frac{\partial \mathcal{D}}{\partial \mu} = \frac{t}{a} \dots \dots \dots (10)$$

Dies sieht man an Hand der Fig. 32 sofort ein. Hier ist  $EB = a$  und  $BC = t$ .

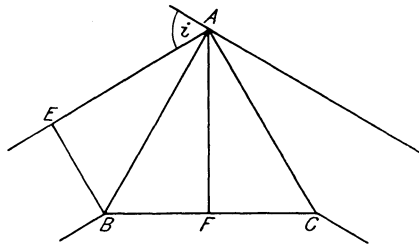


Fig. 32.

Nun ist

$$EB = AB \cos i = AB \sqrt{1 - \sin^2 i} = AB \sqrt{1 - \mu^2 \sin^2 \frac{A}{2}};$$

ferner ist  $BF = AB \sin \frac{A}{2}$

und  $t = 2 BF = 2 AB \sin \frac{A}{2},$

also  $\frac{t}{a} = \frac{2 \sin \frac{A}{2}}{\sqrt{1 - \mu^2 \sin^2 \frac{A}{2}}}.$

Die rechte Seite entspricht aber nach der Gleichung Fraunhofers [(2), S. 51]  $\frac{\partial \mathfrak{P}}{\partial \mu}$ , man erhält also, wie oben:

$$\frac{\partial \mathfrak{P}}{\partial \mu} = \frac{t}{a}.$$

Aus den Gleichungen (9) und (10) folgt weiter für die Minimumbedingung der Auflösungsfähigkeit, unter Vernachlässigung der Konstanten m:

$$t = \frac{\lambda}{\partial \mu}; \quad \dots \dots \dots (11)$$

in Worten heißt das: Um zwei Linien in einem Prismenspektroskop trennen zu können, muß die Gesamtdicke des oder der Prismen gleich sein dem Quotient der mittleren Wellenlänge dividiert durch die Differenz der Brechungsindizes der beiden Linien.

Als Beispiel für die Anwendung soll der Grenzwert von t für eine geforderte Auflösbarkeit berechnet und zwar sollen die beiden D-Linien des Natriums zugrunde gelegt werden; ferner wollen wir die schon S. 55 gewählte Glassorte S 57 benutzen und nun die Dicke eines Prismas aus diesem Glas berechnen, welche nötig ist, um gerade noch die D-Linien aufzulösen.

Für das gewählte Glas war bereits gefunden, daß  $\frac{\partial \mu}{\partial \lambda} = -2371.4$  ist. Hieraus folgt

$$\partial \mu = 2371.4 \times 0.006 \times 10^{-5}.$$

Wir nehmen dabei an, daß die Wellenlängen der beiden D-Linien 5896 und 5890 Ångström-Einheiten betragen. Es ist also

$$\partial \mu = 14.23 \times 10^{-5}$$

und nach Gleichung (11)

$$t = \frac{5.893}{14.23} = 0.414 \text{ cm.}$$

Um also die beiden D-Linien zu trennen, muß man bei dem Glas S 57 ein Prisma wählen, dessen Basis wenigstens 0.414 cm lang ist. Dabei zeigt Gleichung (11), daß der durch ein Prisma erzielte Betrag der Auflösung ausschließlich von der Größe der Basis abhängt. Der Brechungswinkel bleibt ohne Einfluß, so daß also alle möglichen, über der gleichen Grundfläche konstruierten Prismen, wie in Fig. 33 gezeichnet, dieselbe Auflösungsfähigkeit besitzen.

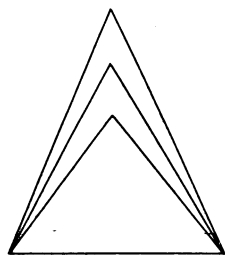


Fig. 33.

Benutzt man ein Prisma mit gerader Durchsicht, so muß in Gleichung (11) t durch  $t_1 - t_2$  ersetzt werden. Hier bedeuten  $t_1$  und  $t_2$  die Gesamtdicke der Grundflächen der Kron- resp. der Flintglasprismen.

Die Bedingungsgleichung für die Auflösung läßt sich noch anders und zwar bequemer darstellen. Geht man von den Gleichungen (9) und (10) aus, so erhält man unter Vernachlässigung von m:

$$d\mathcal{P} = t \frac{\partial \mu}{a} = \frac{\lambda}{a},$$

wobei  $\frac{\lambda}{a}$  den unteren Grenzwert für die beiden ersten Größen darstellt. Durch Multiplikation mit  $\frac{a}{d\lambda}$  erhalten wir:

$$a \frac{d\mathcal{P}}{d\lambda} = t \frac{\partial \mu}{\partial \lambda} = \frac{\lambda}{d\lambda} \dots \dots \dots (12)$$

wo  $\frac{\lambda}{d\lambda}$  wieder den geringsten zulässigen Wert bedeutet.

Die Größe  $\frac{\lambda}{d\lambda}$  oder das Verhältnis der mittleren Wellenlänge eines Linienpaares, das eben noch durch ein Spektroskop aufgelöst werden kann, zu der Differenz ihrer Wellenlängen nennt man das „Auflösungsvermögen“ des Spektroskops. Von einem Instrument, das die D-Linien gerade noch auflöst, sagt man, es habe das Auflösungsvermögen 982. Sieht man von der Konstante  $m$  ab, die nicht viel von der Einheit abweicht, so lehrt Gleichung (12), daß das Auflösungsvermögen gleich ist dem Produkt aus der linearen Apertur und der Dispersion. Bei gegebener Dispersion ändert sich also das Auflösungsvermögen wie die Apertur des Instrumentes. Dies gilt ganz allgemein für alle Dispersionsvorrichtungen, Gitter wie Prismen. Man bezeichnet das Auflösungsvermögen  $\frac{\lambda}{d\lambda}$  gewöhnlich durch den Buchstaben  $r$  und bezieht es auf einen unendlich schmalen Spalt und unendlich schmale Spektrallinien, d. h. Linien, welche völlig homogen sind. In der Praxis läßt sich keine dieser Bedingungen erfüllen und es weicht daher das wirklich erreichbare Auflösungsvermögen um einen kleinen Betrag von dem aus Gleichung (12) ermittelten ab. Von diesem praktischen Auflösungsvermögen wird in Kapitel X noch die Rede sein.

Wir hatten schon gesehen, daß sich das Verhältnis  $\frac{\partial \mu}{\partial \lambda}$  umgekehrt ändert wie  $\lambda^3$ . Hieraus folgt, daß in jedem Prismenspektroskop das theoretische Auflösungsvermögen ebenfalls im umgekehrten Verhältnis zur dritten Potenz der Wellenlänge steht.

**Abmessung der Prismen.** Überlegt man, welche Größe man einem Prisma am besten gibt, so muß man natürlich dabei sowohl die Dispersion wie die Lichtverluste durch Reflexion resp. Absorption in Betracht ziehen. Pickering<sup>1)</sup> verdanken wir Tafeln, welche den relativen Wirkungsgrad von Prismen verschiedener Form und aus Glassorten mit den Brechungsexponenten 1·5, 1·6 und 1·7 enthalten. Als Dispersion darf in diesen Fällen das Verhältnis  $\frac{\partial \mathcal{P}}{\partial \mu}$

1) Phil. Mag. (4) 36. 39. 1868.



gelten. Es wurde schon gezeigt, daß es gleich  $\frac{2 \sin \frac{A}{2}}{\sqrt{1 - \mu^2 \sin^2 \frac{A}{2}}}$

oder  $= \frac{2}{\mu} \operatorname{tg} i$  für die Stellung des Ablenkungsminimums ist.

**Verluste durch Reflexion.** Vergewenwärtigt man sich, daß ein Strahl, welcher durch die Oberfläche eines Mediums gebrochen wird, sich teilweise polarisiert, so muß man offenbar bei der Berechnung des reflektierten Betrages die Gesetze der Reflexion des polarisierten Lichtes anwenden. Für den Fall, wo Licht senkrecht zur Einfallsebene polarisiert ist, hat Fresnel<sup>1)</sup> gezeigt, daß, wenn die Intensität des einfallenden Strahles gleich 1 gesetzt wird, die Intensität des reflektierten Lichtes gleich  $\frac{\sin^2(i-r)}{\sin^2(i+r)}$  ist. Hierin bedeuten  $i$  und  $r$  den Einfalls- und den Reflexionswinkel. Diese Größe wollen wir  $X$  nennen. In ähnlicher Weise ist für den Fall des in der Einfallsebene polarisierten Lichtes die Intensität des reflektierten Lichtes gleich  $\frac{\operatorname{tg}^2(i-r)}{\operatorname{tg}^2(i+r)}$ . Diese Größe soll mit  $Y$  bezeichnet werden. Die Größe des durchgelassenen Betrages ist also in beiden Fällen  $1 - X$  resp.  $1 - Y$ . Betrachtet man nun gewöhnliches Licht als aus zwei gleich starken und senkrecht zueinander polarisierten Strahlen zusammengesetzt, so werden  $\frac{X}{2} + \frac{Y}{2}$  reflektiert und  $\frac{1}{2}[(1 - X) + (1 - Y)]$  durchgelassen. Bei dem Auftreffen auf eine zweite Oberfläche wird  $\frac{1}{2}[1 - X]^2 + (1 - Y)^2$  durchgelassen und allgemein bei  $m$  Oberflächen  $\frac{1}{2}[(1 - X)^m + (1 - Y)^m]$ . Diese Formel wandte Pickering auf ein Spektroskop an, in dem alle Prismen auf das Minimum der Ablenkung eingestellt waren.

Die Fresnelschen Formeln lassen sich für den Fall, daß  $i = r = 0^\circ$  ist, d. h. für senkrechte Inzidenz vereinfacht in der Form  $\frac{(\mu - 1)^2}{(\mu + 1)^2}$  schreiben. Dieser Ausdruck wird benutzt, wenn man die Größe des Verlustes durch Reflexion an den Oberflächen von Linsen berechnen will.

**Absorption.** Es ist bekannt, daß bei dem Durchgang von Licht durch ein beliebiges Medium ein bestimmter Betrag absorbiert wird. Bezeichnet man mit  $J$  die Intensität des einfallenden Strahles und mit  $E$  die Intensität des durchgelassenen oder austretenden Strahles, so ist

$$\log \left( \frac{E}{J} \right) = -\beta x,$$

<sup>1)</sup> Oeuvres I. S. 441—479.

wo  $x$  wie Dicke der Schicht und  $\beta$  eine Konstante bedeutet, welche von der Natur des Mediums abhängt. Setzt man jetzt die Intensität des auffallenden Strahles gleich 1, so folgt, daß der Logarithmus des absorbierten Betrages proportional der Dicke der durchlaufenen Schicht ist.

In dem Fall eines Prismas ist  $x$  proportional der mittleren Dicke der durchlaufenen Glasschichten. Diese ist (vgl. Fig. 32) gleich der Hälfte der Basis multipliziert mit der Zahl  $N$  der Prismen. Die halbe Basis eines

Prismas ist aber gleich  $\frac{a \sin \frac{A}{2}}{\sqrt{1 - \mu^2 \sin^2 \frac{A}{2}}}$ , wo  $a$  die Größe der Apertur

bei dem Minimum der Ablenkung bedeutet. Es folgt, daß für einen auffallenden Strahl von der Intensität 1 der Logarithmus des absorbierten Betrages proportional ist mit

$$a \cdot N \frac{\sin \frac{A}{2}}{\sqrt{1 - \mu^2 \sin^2 \frac{A}{2}}}$$

Nun war schon gezeigt, daß die Dispersion  $\frac{d\mu}{d\lambda}$  proportional mit

$N \frac{\sin \frac{A}{2}}{\sqrt{1 - \mu^2 \sin^2 \frac{A}{2}}}$ , also ist der Logarithmus der absorbierten Inten-

sität proportional dem Produkt aus der Apertur und der Dispersion. Dieses Resultat ist wichtig, denn es bedeutet, daß in Spektroskopen von gleicher Dispersion und gleichem Prismenmaterial die Absorption dieselbe ist; mit anderen Worten, daß es für die Absorption keinen Unterschied macht, ob man eine große Zahl von Prismen mit kleinem brechenden Winkel oder eine kleinere Zahl mit großen Winkeln benutzt, wenn nur beide Male die Dispersion und das Glasmaterial dieselben sind. Die Größe der Absorption ist also ohne Bedeutung für die Frage nach den günstigsten Maßverhältnissen für Prismen.

Pickering hat die Ablenkungswinkel, die Dispersion und den Betrag des durchgelassenen Lichtes für Prismen verschiedener Winkel mit den drei Indizes  $\mu = 1.5, 1.6$  und  $1.7$  berechnet. Seine Resultate sind in den folgenden Tafeln zusammengestellt. Die Größe der Ablenkung ist natürlich  $= 2i - A$ .

Tabelle I. — 45° Prismen.

	$\mu$	1 Prisma	2 Prismen	3 Prismen	4 Prismen	5 Prismen	10 Prismen
Ablenkung	1·5	25° 4'	50° 8'	75° 12'	100° 16'	125° 20'	250° 40'
	1·6	30° 30'	61° 0'	91° 30'	122° 0'	152° 30'	305° 0'
	1·7	36° 10'	72° 20'	108° 30'	144° 40'	180° 50'	361° 40'
Dispersion	1·5	0·935	1·870	2·804	3·739	4·674	9·348
	1·6	0·968	1·936	2·904	3·872	4·840	9·680
	1·7	1·008	2·016	3·023	4·031	5·039	10·078
Durch- gelassener Betrag	1·5	0·916	0·841	0·774	0·724	0·661	0·461
	1·6	0·892	0·799	0·719	0·651	0·592	0·391
	1·7	0·859	0·745	0·653	0·578	0·516	0·324

Tabelle II. — 60° Prismen.

	$\mu$	1 Prisma	2 Prismen	3 Prismen	4 Prismen	5 Prismen	10 Prismen
Ablenkung	1·5	37° 10'	74° 20'	111° 30'	148° 40'	185° 50'	371° 40'
	1·6	46° 16'	92° 32'	138° 48'	185° 4'	231° 20'	462° 40'
	1·7	56° 26'	112° 52'	169° 24'	225° 44'	282° 10'	564° 20'
Dispersion	1·5	1·512	3·023	4·535	6·046	7·558	15·116
	1·6	1·667	3·334	5·000	6·667	8·334	16·668
	1·7	1·899	3·797	5·696	7·594	9·493	18·986
Durch- gelassener Betrag	1·5	0·895	0·811	0·742	0·686	0·641	0·509
	1·6	0·853	0·748	0·672	0·618	0·578	0·491
	1·7	0·801	0·681	0·608	0·565	0·538	0·505

Tabelle III. — Prismen mit Winkeln von 67° 22', 64° und 60° 56'.

	$\mu$	Prismen- winkel	1 Prisma	2 Prismen	3 Prismen	4 Prismen	5 Prismen	10 Prismen
Ablenkung	1·5	67° 22'	45° 16'	90° 32'	135° 48'	181° 4'	226° 20'	452° 40'
	1·6	64° 0'	52° 0'	104° 0'	156° 0'	208° 0'	260° 0'	520° 0'
	1·7	60° 56'	58° 8'	116° 16'	174° 24'	232° 32'	290° 40'	580° 20'
Dispersion	1·5	67° 22'	2	4	6	8	10	20
	1·6	64° 0'						
	1·7	60° 56'						
Durch- gelassener Betrag	1·5	67° 22'	0·863	0·763	0·691	0·639	0·600	0·520
	1·6	64° 0'	0·818	0·702	0·629	0·582	0·552	0·505
	1·7	60° 56'	0·780	0·657	0·588	0·549	0·523	0·501

Aus diesen Tafeln kann man Vergleichswerte für die verschiedenen Berechnungswinkel zusammentragen, z. B. findet man für drei Prismenzüge von je 10 Prismen mit den Winkeln  $45^\circ$ ,  $60^\circ$  und  $64^\circ$ , die sich ganz aus Glasprismen von dem Brechungsindex 1.6 zusammensetzen, folgende Werte:

	Ablenkung	Dispersion	Durchgelassener Betrag
10 Prismen von $45^\circ$ . . . . .	$305^\circ 0'$	9.680	0.3911
10 " " $60^\circ$ . . . . .	$462^\circ 40'$	16.668	0.4912
10 " " $64^\circ$ . . . . .	$520^\circ 0'$	20.000	0.5050

Ebenso kann man Prismenzüge von angenähert gleicher Ablenkung zusammenstellen. So geben:

	Ablenkung	Dispersion	Durchgelassener Betrag
12 Prismen von $45^\circ$ . . . . .	$366^\circ 0'$	11.616	0.339
8 " " $60^\circ$ . . . . .	$370^\circ 8'$	13.334	0.532
7 " " $64^\circ$ . . . . .	$364^\circ 0'$	14.000	0.521

Diese Beispiele zeigen die Überlegenheit des  $60^\circ$  Prismas gegenüber den  $45^\circ$  Prismen.

Um die relativen Werte für Prismen verschiedener Winkel zu vergleichen, nimmt man am besten Prismen von gleichem Auflösungsvermögen, weil man dann ihre Vorzüge besser gegen einander abwägen kann. Hält man das Auflösungsvermögen konstant, variiert aber den brechenden Winkel, so ändern sich mit diesem das Volumen des Prismas, seine Seitenlänge, die Apertur, der Einfallswinkel, der Lichtverlust und die Dispersion, wobei hier unter Dispersion der Wert  $\frac{\partial \mathcal{J}}{\partial \mu}$  verstanden sein soll. Wadsworth<sup>1)</sup> hat diese Größen für verschiedene brechende Winkel durchgerechnet, dabei aber die Basislänge unverändert gelassen, da alle Prismen aus demselben Glas bei gleichbleibender Basislänge das gleiche Auflösungsvermögen besitzen. Die Berechnung erfolgte für verschiedene Werte des Brechungsindex, nämlich 1.8, 1.7, 1.6 und 1.5. Zunächst gibt er die Werte des Volumens und der Seitenlänge für Prismen mit der Basis eins.

Brechender Winkel = A	Seitenlänge	Volumen des Prismas	Brechender Winkel = A	Seitenlänge	Volumen des Prismas
$30^\circ$	1.932	0.933	$64^\circ$	0.943	0.400
$35^\circ$	1.663	0.793	$68^\circ$	0.894	0.371
$40^\circ$	1.462	0.687	$72^\circ$	0.850	0.344
$45^\circ$	1.307	0.604	$75^\circ$	0.822	0.326
$50^\circ$	1.183	0.536	$77.5^\circ$	0.799	0.312
$55^\circ$	1.082	0.480	$80^\circ$	0.788	0.298
$60^\circ$	1.000	0.433	$82.5^\circ$	0.758	0.285

1) Astrophys. Journ. 2. 264. 1895.

In den vier folgenden Tabellen werden die Werte für den Einfallswinkel, die Apertur, den Lichtverlust durch Reflexion und die Dispersion  $\left(\frac{d\mathcal{J}}{d\mu}\right)$  für Prismen mit der Einheit der Basislänge für die Brechungsindizes 1·5, 1·6, 1·7 und 1·8 gegeben:

$\mu = 1\cdot5.$

Winkel A	Einfallswinkel	Apertur	Lichtverlust	Dispersion
30°	22° 51'	1·780	0·0793	0·5618
35°	26° 49'	1·484	0·0801	0·6738
40°	30° 52'	1·255	0·0815	0·7970
45°	35° 2'	1·070	0·0837	0·9348
50°	39° 20'	0·915	0·0883	1·093
55°	43° 45'	0·782	0·0953	1·278
60°	48° 35'	0·661	0·1047	1·512
64°	52° 39'	0·572	0·1188	1·747
68°	57° 1'	0·487	0·1412	2·054
72°	61° 51'	0·401	0·1795	2·492
75°	65° 57·5'	0·335	0·2280	2·988
77·5°	69° 52'	0·275	0·2938	3·636
80°	74° 37'	0·206	0·4093	4·806
82·5°	81° 30'	0·112	0·6686	8·922

$\mu = 1\cdot6.$

Winkel A	Einfallswinkel	Apertur	Lichtverlust	Dispersion
30°	24° 28'	1·758	0·0993	0·569
35°	28° 45·5'	1·458	0·1060	0·686
40°	33° 11'	1·223	0·1083	0·817
45°	37° 45'	1·033	0·1116	0·968
50°	42° 33'	0·873	0·1151	1·145
55°	47° 33'	0·731	0·1274	1·368
60°	53° 8'	0·600	0·1473	1·667
64°	57° 59'	0·500	0·1735	1·999
68°	63° 28'	0·399	0·2213	2·504
72°	70° 12'	0·288	0·3222	3·470
75°	76° 55'	0·186	0·4976	5·378

$\mu = 1\cdot7.$

Winkel A	Einfallswinkel	Apertur	Lichtverlust	Dispersion
30°	26° 6'	1·735	0·1214	0·5764
35°	30° 44·5'	1·429	0·1292	0·6998
40°	35° 33'	1·189	0·1358	0·8408
45°	40° 35'	0·992	0·1416	1·008
50°	45° 55·5'	0·760	0·1494	1·315
55°	51° 43'	0·671	0·1665	1·491
60°	58° 13'	0·527	0·1991	1·899
64°	64° 16'	0·410	0·2517	2·441
68°	71° 55'	0·277	0·3731	3·608
72°	88° 28'	0·228	0·9772	4·394

$$\mu = 1.8.$$

Winkel A	Einfalls- winkel	Apertur	Licht- verlust	Dis- persion
30°	27° 46'	1.709	0.1585	0.5850
35°	32° 46'	1.398	0.1605	0.7152
40°	38° 0'	1.152	0.1643	0.8680
45°	43° 32'	0.900	0.1711	1.111
50°	49° 31.5'	0.768	0.1834	1.302
55°	56° 13'	0.602	0.2100	1.661
60°	64° 10'	0.436	0.2700	2.294
64°	72° 32'	0.283	0.3971	3.532
66°	78° 38'	0.181	0.5675	5.528

Wadsworth hat diese Werte in Kurvenform dargestellt. Aus ihnen, sowie aus den Tabellen selbst kann man den günstigsten Wert des brechenden Winkels für jeden beliebig gegebenen Fall ermitteln. Kommt es bei gegebenem Material hauptsächlich darauf an, den Winkel der Dispersion zu verkleinern, so empfiehlt es sich, Prismen mit brechenden Winkeln zu benützen, welche bei Material von geringem Brechungsvermögen nicht wesentlich über 65°, bei Material mit hohem Index nicht über 55° hinausgehen, da jenseits dieser Grenze, wie die Tabellen lehren, jede kleine Vergrößerung des brechenden Winkels die Dispersion beträchtlich erhöht, ohne das Volumen zu verringern. Andererseits erreicht man keine wesentliche Verringerung der Dispersion und so gut wie gar keine Verkleinerung des Verlustes durch Reflexion, wenn man den Winkel unter 60° herabsetzt. Für ein Prisma, dessen Index  $\mu = 1.5$  ist, wird der Reflexionsverlust nur um 2.5 Prozent herabgesetzt, wenn man den Winkel von 60° auf 30° verkleinert. Gleichzeitig werden Apertur und Abmessungen des Spektroskops nahezu um das Dreifache vergrößert.

Ist die Bedingung kleiner Dispersion von geringerer Wichtigkeit, so kann man offenbar den brechenden Winkel mit entschiedenem Vorteil vergrößern bis zu der durch den Verlust an Helligkeit gegebenen Grenze. Hat man eine sehr helle Lichtquelle, so kann man sogar Winkel bis zu 80° benützen. In diesem Fall brauchen die Fernrohre und die sonstigen Teile des Spektroskops noch nicht den dritten Teil mal so groß zu sein, wie für einen Winkel von 60° und noch nicht ein achtel von den Abmessungen zu besitzen, welche ein 30° Prisma erfordern würde. Man muß freilich in Betracht ziehen, daß Prismen mit so großen brechenden Winkeln viel schwerer anzufertigen sind als solche mit kleinem Winkel, denn eine Unvollkommenheit in den brechenden Flächen ruft eine viel größere Verzerrung des Spektrums hervor. Es bedarf daher eines viel besseren Schlifffes und sorgfältigerer Politur der Oberflächen, und hierdurch tritt eine Erhöhung der Kosten ein.

Damit ein Prisma alle Strahlen aufnimmt, die aus der Kollimatorlinse kommen, muß die Breite der brechenden Flächen größer sein

als ihre Höhe. Die Höhe des Prismas soll so groß sein wie der Durchmesser der Linse. Dieser muß, wie S. 57 gezeigt war, gleich der Seitenlänge der Prismenfläche mal  $\sqrt{1 - \mu^2 \sin^2 \frac{A}{2}}$  für das Minimum der Ablenkung sein, für  $60^\circ$  Prismen ist demnach die Höhe gleich der Breite mal  $\sqrt{1 - \frac{\mu^2}{4}}$ .

Umgekehrt ist also die Breite =  $\frac{h}{\sqrt{1 - \mu^2 \sin^2 \frac{A}{2}}}$  oder für  $60^\circ$

Prismen =  $\frac{h}{\sqrt{1 - \frac{\mu^2}{4}}}$ . Man erhält so folgende Breiten der brechenden

Fläche für  $60^\circ$  Prismen von verschiedenen Brechungssexponenten:

$$\begin{aligned} \mu = 1.5 & \quad \text{Breite} = \text{Höhe} \times 1.51 \\ \mu = 1.6 & \quad \text{Breite} = \text{Höhe} \times 1.67 \\ \mu = 1.7 & \quad \text{Breite} = \text{Höhe} \times 1.89 \\ \mu = 1.8 & \quad \text{Breite} = \text{Höhe} \times 2.29. \end{aligned}$$

**Krümmung der Spektrallinien durch ein Prisma.** Man beobachtet, daß die Spektrallinien in einem Prismenspektroskop stets etwas gekrümmt sind und zwar mit der konvexen Seite gegen das rote Ende des Spektrums. Dies rührt davon her, daß nur die Strahlen aus der Mitte des Spaltes in einer Hauptebene des Prismas liegen. Unter einer Hauptebene ist eine Ebene verstanden, welche senkrecht auf der Ebene steht, in welcher die brechende Kante liegt. Alle bisher behandelten Fälle von Brechung durch ein Prisma hatten zur stillschweigenden Voraussetzung, daß die Strahlen in einer Hauptebene lagen. Es läßt sich nachweisen, daß für das Minimum der Ablenkung zwei notwendige Bedingungen bestehen, nämlich erstens, daß die Strahlen in einer Hauptebene liegen und zweitens, wie schon früher gesagt, daß die Winkel des eintretenden und des austretenden Strahls die gleichen sind. Der Kollimator kann aber nur die Strahlen parallel machen, die er von der Mitte des Spaltes empfängt; folglich fallen auch nur diese Strahlen in Hauptebenen des Prismas. Da aber die Strahlen von anderen Teilen des Spaltes nicht in eine solche Ebene fallen, so erleiden sie einen größeren Grad von Ablenkung, und diese steigt, je weiter ab von der Mitte des Spaltes die Strahlen ihren Ursprung haben. Die Linien erscheinen daher im Okular oder auf der photographischen Platte mit ihren Enden gegen das violette Ende des Spektrums hin gekrümmt.

**Material für Prismen.** Die gewöhnlich für Prismen benutzten Substanzen sind folgende: Schwefelkohlenstoff, Glas, Quarz, isländischer Doppelspat, Flußspat, Sylvin und Steinsalz. Von diesen ist natürlich Glas das gewöhnlichste wegen seiner Billigkeit und der großen Veränderlichkeit seines Dispersionsvermögens. Schwefelkohlenstoff hat ein sehr hohes Brechungsvermögen, aber als Flüssigkeit ist er unbequem

zu benutzen; Quarz, Doppelspat und Flußspat benutzt man wegen ihrer großen Durchlässigkeit für ultraviolette Strahlen, aber guter Flußspat ist gegenwärtig sehr selten. Steinsalz und Sylvin sind im ultraroten Teil des Spektrums von Wert, da sie dort transparent sind.

Benutzt man Schwefelkohlenstoff, so muß man ihn in ein Hohlprisma füllen und dieses wegen der großen Flüchtigkeit wohlverschlossen halten. Ein solches Hohlprisma kann man in verschiedener Weise anfertigen. Gewöhnlich gießt man ein Glasprisma mit hohlem Kern von ungefähr  $60^\circ$  (vergl. Fig. 34). Die Flächen werden dann sorgfältig auf einen Winkel von  $60^\circ$  abgeschliffen und auf sie werden planparallele Platten aufge kittet, am besten mit einem Gemisch von Leim und Sirup. Natürlich muß ein Loch in die Decke des Prismas gedreht werden, um die Flüssigkeit einzugießen. In das Loch paßt ein eingeschliffener Stopfen, der festgekittet wird, wenn das Prisma gefüllt ist. Die Benutzung von Schwefelkohlenstoff ist aber nicht empfehlenswert, weil mit der Änderung der Temperatur Schlieren in der Flüssigkeit auftreten. Der Brechungs exponent ändert sich mit der Temperatur sehr schnell; der Wert von  $\frac{d\mu}{dt}$  liegt zwischen 0.00076 für  $\lambda = 7600$  und 0.00091 für  $\lambda = 4000$ , so daß durch die Konvektionsströme im Innern der Flüssigkeit sehr starke Verzerrungen auftreten.

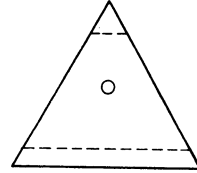


Fig. 34.

Genauer sind die Brechungsindizes nach Ketteler<sup>1)</sup> in der folgenden Tabelle angegeben:

Temperatur	$\lambda = 7605$	$\lambda = 6563$	$\lambda = 5893$	$\lambda = 4861$	$\lambda = 4341$	$\lambda = 3969$
	A	C	D	F	G'	H
- 20°	1.63946	1.64952	1.65950	1.68585	1.70984	1.73617
- 10°	1.63183	1.64174	1.65158	1.67752	1.70114	1.72702
0°	1.62429	1.63405	1.64375	1.66929	1.69252	1.71798
+ 10°	1.61676	1.62638	1.63593	1.66107	1.68393	1.70896
20°	1.60919	1.61865	1.62806	1.65281	1.67528	1.69988
30°	1.60146	1.61078	1.62004	1.64437	1.66646	1.69063
40°	1.59359	1.60277	1.61187	1.63581	1.65752	1.68125

Das Dispersionsvermögen läßt sich aus den Differenzen der Werte von  $\mu$  für die verschiedenen Strahlen schätzen. Für eine Temperatur von  $10^\circ$  sind diese Differenzen folgende:

Gesamtdispersion	Teildispersion				
A bis H	A bis C	C bis D	D bis F	F bis G'	G' bis H
0.09220	0.00962	0.00955	0.02514	0.02286	0.02503

Für das Infrarot hat Rubens<sup>2)</sup> die Brechungsindizes von Schwefelkohlenstoff folgendermaßen bestimmt:

1) Wied. Ann. **35**. 662. 1888.

2) Wied. Ann. **45**. 238. 1892.



$\lambda$ in $10^{-6}$ Meter	$\mu$	$\lambda$ in $10^{-6}$ Meter	$\mu$
0·777	1·6104	1·164	1·5960
0·823	1·6077	1·270	1·5940
0·873	1·6049	1·396	1·5923
0·931	1·6025	1·552	1·5905
0·999	1·6000	1·745	1·5888
1·073	1·5978	1·998	1·5872

Durch Vergleich dieser Werte mit denen anderer Substanzen sieht man, daß das Dispersionsvermögen von Schwefelkohlenstoff relativ sehr hoch ist.

Ein noch größeres Dispersionsvermögen besitzt das Monobromnaphthalin, dem gegenüber von Schwefelkohlenstoff der Vorteil zukommt, daß es einen kleineren Wert von  $\frac{d\mu}{dt}$  besitzt, d. h. daß die Änderung von  $\mu$  mit der Temperatur geringer ist.

Die Brechungsindizes für diese Flüssigkeit sind folgende (Simon<sup>1)</sup>):

$\lambda = 7680$   $\lambda = 6563$   $\lambda = 5893$   $\lambda = 5350$   $\lambda = 4861$   $\lambda = 4341$   $\lambda = 3610$   
 $\mu$  1·62961 1·64366 1·65762 1·66796 1·68142 1·70371 1·76927.

Gesamtdispersion

$\lambda = 7680$  bis  $\lambda = 3610$

0·13966.

Teildispersion

$\lambda = 7680$  bis C    C bis D    D bis F    F bis G<sup>1</sup>    G<sup>1</sup> bis  $\lambda = 3610$   
0·01405    0·01396    0·02380    0·02229    0·06556.

Aus diesen Werten ersieht man, daß die Gesamtdispersion von Monobromnaphthalin 50 Prozent größer ist als von Schwefelkohlenstoff, daß aber die Teildispersionen von D bis F und von F bis G<sup>1</sup> geringer sind. Der Wert von  $\frac{d\mu}{dt}$  ist = 0·00048 (Walter<sup>2)</sup>, also beträchtlich geringer als für Schwefelkohlenstoff.

Im allgemeinen muß man Glas als das geeignetste Material für Prismen bezeichnen, soweit man nicht im Infrarot oder im Ultraviolett arbeiten will. Der Vorteil des Glases beruht in seiner Billigkeit und auch in seiner Zähigkeit. Ferner aber wird es jetzt in vielen verschiedenen Mischungen dargestellt, welche in ihrem Dispersionsvermögen weit von einander abweichen.

Die Tabelle S. 69 gibt eine Liste verschiedener Glassorten nach einem Katalog von Schott und Genossen in Jena.

In der ersten Reihe der Tabelle stehen die Katalognummern, in der zweiten die Bezeichnungen der Gläser, in der dritten die Werte der Berechnungsexponenten für die D-Linie. Die Indizes der anderen Strahlen sind nicht direkt angegeben, an ihrer Stelle aber die Werte der

1) Wied. Ann. **53**. 542. 1894.

2) Wied. Ann. **42**. 411. 1891.

Typus	Benennung	$\mu_D$	Mittlere Dispersion C bis F	$\nu = \frac{\mu - 1}{\Delta \mu}$	Partielle Dispersion				Spez. Gewicht	Konstanten für Hartmanns Formel	
					A' bis D	D bis F	F bis G'	$\mu_0$		$\lambda_0$	C
0-225	Leichtes Phosphat-Kron	1-5159	0-00737	70-0	0-00485 0-658 0-00546	0-00515 0-698 0-00587	0-00407 0-552 0-00466	2-58	1-49919	$1-5286 \times 10^{-5}$	$0-07292 \times 10^{-5}$
S 40	Mittleres Phosphat-Kron	1-5590	0-00835	66-9	0-654 0-659	0-702 0-698	0-557 0-00423	3-07	1-54039	$1-5985 \times 10^{-5}$	$0-07991 \times 10^{-5}$
0-802	Borosilikat-Kron . . .	1-4967	0-00765	64-9	0-00504 0-659	0-00534 0-698	0-00423 0-553	2-38	1-47980	$1-5188 \times 10^{-5}$	$0-07611 \times 10^{-5}$
0-374	Silikat-Kron . . . . .	1-5109	0-00844	60-5	0-00547 0-648	0-00593 0-703	0-00479 0-568	2-48	1-49251	$1-6782 \times 10^{-5}$	$0-07752 \times 10^{-5}$
0-1209	Schwerstes Baryt-Kron .	1-6112	0-01068	57-2	0-00680 0-636	0-00753 0-704	0-00610 0-571	3-55	1-58872	$1-7814 \times 10^{-5}$	$0-09241 \times 10^{-5}$
0-608	Kron mit hoher Dispersion	1-5149	0-00943	54-6	0-00595 0-631	0-00666 0-706	0-00543 0-576	2-60	1-49544	$1-8432 \times 10^{-5}$	$0-07880 \times 10^{-5}$
0-583	Baryt-Leichtflint . . .	1-5688	0-01110	51-2	0-00696 0-627	0-00786 0-708	0-00644 0-580	3-16	1-54623	$1-8906 \times 10^{-5}$	$0-09085 \times 10^{-5}$
0-578	Baryt-Leichtflint . . .	1-5825	0-01255	46-4	0-00777 0-619	0-00891 0-710	0-00739 0-589	3-29	1-55771	$1-9860 \times 10^{-5}$	$0-09684 \times 10^{-5}$
0-161	Borosilikat-Flint . . .	1-5676	0-01216	46-7	0-00762 0-627	0-00860 0-707	0-00709 0-583	2-97	1-54298	$1-9010 \times 10^{-5}$	$0-09826 \times 10^{-5}$
0-569	Gewöhnlicher Leichtflint	1-5738	0-01385	41-4	0-00853 0-615	0-00987 0-713	0-00831 0-600	3-22	1-54685	$2-0406 \times 10^{-5}$	$0-10382 \times 10^{-5}$
0-748	Baryt-Flint . . . . .	1-6235	0-01599	39-1	0-00965 0-605	0-01142 0-713	0-00965 0-604	3-67	1-59413	$2-2472 \times 10^{-5}$	$0-10708 \times 10^{-5}$
0-167	Gewöhnliches Silikatflint	1-6169	0-01691	36-5	0-01026 0-606	0-01206 0-713	0-01029 0-608	3-60	1-58882	$2-2906 \times 10^{-5}$	$0-10113 \times 10^{-5}$
0-335	Schweres Silikatflint . .	1-6372	0-01881	34-8	0-01099 0-600	0-01308 0-714	0-01124 0-614	3-77	1-60333	$2-1790 \times 10^{-5}$	$0-12579 \times 10^{-5}$
0-165	Schweres Silikatflint . .	1-7541	0-02743	27-5	0-01607 0-585	0-01974 0-720	0-01730 0-630	4-78	1-70583	$2-3185 \times 10^{-5}$	$0-17254 \times 10^{-5}$
S 57	Schwerstes Silikatflint .	1-9626	0-04882	19-7	0-02767 0-567	0-03547 0-726	0-03252 0-666	6-33	1-88236	$2-5095 \times 10^{-5}$	$0-27148 \times 10^{-5}$

sogenannten Dispersion, d. h. die Differenz der Werte für die Indizes zweier Strahlen. So enthält z. B. die vierte Kolumne für jedes Glas die Größe  $\mu_F - \mu_C$ . Das nennt man die mittlere Dispersion, weil die hellsten Strahlen des Spektrums gerade zwischen C und F liegen. Die sogenannte relative Dispersion ist gegeben durch den Ausdruck  $\frac{\Delta\mu}{\mu_D - 1}$ , wo  $\Delta\mu$  die mittlere Dispersion ( $\mu_F - \mu_D$ ) bedeutet; die Reziproken dieser relativen Dispersion finden sich in der fünften Reihe. Es sind das Werte, welche für das Achromatisieren von Linsen von Bedeutung sind, wie ausführlicher bei der Behandlung dieser Frage gezeigt werden wird. Die drei folgenden Kolumnen enthalten die Werte der Teildispersionen und schließlich folgt das spezifische Gewicht. Die Zahlen unter jedem Wert der partiellen Dispersion geben das Verhältnis der Teildispersion zur mittleren Dispersion an.

Diese Quotienten kennzeichnen gemeinsam mit den Werten von  $\nu$  sofort das relative Dispersionsvermögen der verschiedenen Gläser. Die hier aufgeführten Glassorten sind aus einer sehr großen Zahl in dem Katalog herausgegriffen. Sie zeigen deutlich wie große Unterschiede in den optischen Eigenschaften des Glases man erzielen kann. Die Strahlen, welche durch die Buchstaben A<sup>1</sup>, C, D, F und G<sup>1</sup> bezeichnet sind, haben folgende Werte: Es ist

A <sup>1</sup> Die rote Kaliumlinie	$\lambda = 7677 \text{ \AA.-E.}$
C Die rote Wasserstofflinie	$\lambda = 6563 \text{ ,,}$
D Das Mittel aus den zwei Natriumlinien	$\lambda = 5893 \text{ ,,}$
F Die hellblaue Wasserstofflinie	$\lambda = 4862 \text{ ,,}$
G <sup>1</sup> Die tiefblaue Wasserstofflinie	$\lambda = 4341 \text{ ,,}$

Die drei letzten Reihen der Tabelle enthalten die Werte der Konstanten  $\mu_0$ ,  $\lambda_0$  und C in den obenerwähnten Interpretationsformeln von Hartmann (vergl. S. 53 ff.).

Rubens hat die Brechungsindizes bestimmter Glassorten im Infrarot gemessen. Von den Werten<sup>1)</sup> seien folgende angeführt:

Glas Nr. S 163		Glas Nr. 0-451		Glas Nr. 0-1151	
$\lambda$ in 10 <sup>-6</sup> Meter	$\mu$	$\lambda$ in 10 <sup>-6</sup> Meter	$\mu$	$\lambda$ in 10 <sup>-6</sup> Meter	$\mu$
0-740	1-8696	0-778	1-5665	0-798	1-5132
0-790	1-8660	0-830	1-5652	0-851	1-5121
0-846	1-8616	0-890	1-5638	0-912	1-5110
0-912	1-8579	0-958	1-5623	0-982	1-5098
0-978	1-8542	1-038	1-5608	1-063	1-5087
1-085	1-8515	1-132	1-5594	1-160	1-5075
1-185	1-8483	1-246	1-5580	1-275	1-5060
1-316	1-8446	1-382	1-5561	1-415	1-5045
1-481	1-8418	1-556	1-5540	1-593	1-5025
1-692	1-8381	1-780	1-5514	1-820	1-4985
1-975	1-8337	2-076	1-5477	2-120	1-4956
2-368	1-8289	2-490	1-5430		

1) Wied. Ann. 45. 238. 1892.

Die folgende Tabelle enthält die Werte von  $\frac{d\mu}{dt}$  für einige Glasarten, wie sie von Pulfrich<sup>1)</sup> in verschiedenen Spektralgebieten ermittelt worden sind:

Benennung	Mitteltemperatur	C   D   F   G'				Relative Steigerung der Dispersion $= \frac{-d\nu}{\nu} \cdot 100$
		in Einheiten der 5. Dezimale				
S 57	58·8°	1·204	1·447	2·090	2·810	0·0166
0·544	55·1°	0·244	0·281	0·389	0·503	0·0083
0·527	58·3°	— 0·008	+ 0·014	0·080	0·137	0·0079
0·225	58·1°	— 0·202	— 0·190	— 0·168	— 0·142	0·0049

Die Zahlen unter C bei G' drücken die Änderungen der Indizes für 1° C in den betreffenden Stellen des Spektrums aus. Die letzte Kolonne bringt die relative Steigerung der Dispersion, wobei  $\nu = \frac{\mu_F - \mu_C}{\mu_D - 1}$  ist.

Ganz neuerdings hat die Firma Schott und Genossen Gläser hergestellt, welche in einem großen Teil des Ultraviolett durchlässig sind. Das Glas wird durch einen neuen Prozeß gewonnen. Für  $\lambda = 2880 \text{ \AA. E.}$  läßt eine Schicht von 1 mm Dicke noch 50 Prozent des einfallenden Lichtes hindurch. Die Indizes und die Dispersion zweier solcher Gläser ersieht man aus folgender Zusammenstellung<sup>2)</sup>:

Typus	Benennung	$\mu_D$	Mittlere Dispersion C bis F	$\nu = \frac{\mu - 1}{\Delta \mu}$	Partielle Dispersion			Spez. Gewicht
					A <sup>1</sup> bis D	D bis F	F bis G'	
UV 3199	UV-Kron	1·5035	0·00781	64·4	0·00514 0·658	0·00546 0·699	0·00432 0·553	2·41
UV 3248	UV-Flint	1·5332	0·00964	55·4	0·00611 0·634	0·00680 0·705	0·00553 0·573	2·75

In der folgenden Tabelle sind nach Pflüger<sup>3)</sup> die Werte des Absorptionsvermögens einiger Gläser zusammengestellt.

Die Zahlen derselben bedeuten die pro 1 cm Glasdicke absorbierte Strahlung in Prozenten.

Wellenlänge in $\mu\mu$	640	500	442	415	388	357
Borsilikat-Kron 0·2831 (144) . . . . .	0·0	0·7	—	1·2	2·5	4·7
Kalksilikat-Kron 0·3309 (60) . . . . .	0·3	0·5	1·4	1·8	2·5	3·4
Schwerstes Baryt-Kron 0·3192 (1209) . . . . .	1·6	2·5	3·4	5·2	9·8	35
Femrohrflint 0·3083 (2001) . . . . .	0·7	0·7	3·6	2	30	49
Baryt-Leichtflint 0·2717 (602) . . . . .	—	1·6	—	2·7	6	9
Baryt-Leichtflint 0·3131 (578) . . . . .	0·5	0·9	2·1	2·5	8·6	18
Gew. Silikatflint 0·3234 (103) . . . . .	0·0	0·0	—	4·1	9·6	28
Schw. Silikatflint 0·3096 (102) . . . . .	0·5	0·9	—	6·9	28	41

1) Wied. Ann. **45**. 609. 1892.

2) E. Zschimmer, Verh. Deutsch. Phys. Ges. **5**. 312. 1903.

3) Phys. Zeitschr. **4**. 429. 1903.

Will man in dem ultravioletten Spektralgebiet arbeiten, so müssen die Prismen aus Quarz, Kalkspat oder Flußspat sein. Diese drei Substanzen sind sehr durchlässig für Licht kurzer Wellenlänge, und zwar ist die Durchlässigkeit am größten bei Flußspat, am geringsten bei Kalkspat. Man hat gefunden, daß Flußspat alle Strahlen hindurchläßt bis zu der äußersten von Schumann<sup>1)</sup> erreichten Grenze von  $\lambda = \text{ca. } 1000$ , während Quarz nur bis  $\lambda = 1850$  und Kalkspat sogar nur bis  $\lambda = 2150$  das Licht hindurchläßt.

Die Dispersion des Flußspats ist gering, wie die weiter unten mitgeteilte Tafel lehrt. Natürlich ist nur der farblose Schweizer Flußspat zu benutzen, dieser ist aber gegenwärtig nur äußerst schwer zu bekommen.

Brechungsindizes von Flußspat. Folgende Werte wurden von Sarasin<sup>2)</sup>, Carvallo<sup>3)</sup> und von Paschen<sup>4)</sup> erhalten:

$\lambda$ in $10^{-6}$ Meter	$\mu$	Beobachter	$\mu$ in $10^{-6}$ Meter	$\mu$	Beobachter
0-1856	1-50940	Sarasin	1-444	1-42676	Carvallo
0-19881	1-49629	"	1-4733	1-42653	Paschen
0-20243	1-49326	"	1-5715	1-42607	"
0-20610	1-49041	"	1-6206	1-42592	"
0-20988	1-48765	"	1-7680	1-42517	"
0-21441	1-48462	"	1-9153	1-42438	"
0-21935	1-48150	"	1-9644	1-42412	"
0-22645	1-47762	"	2-0626	1-42363	"
0-23125	1-47517	"	2-1608	1-42317	"
0-25713	1-46476	"	2-2100	1-42297	"
0-27467	1-45958	"	2-3573	1-42208	"
0-32525	1-44987	"	2-5537	1-42092	"
0-34015	1-44775	"	2-6519	1-42015	"
0-34655	1-44697	"	2-7502	1-41969	"
0-36009	1-44535	"	2-9466	1-41823	"
0-39681	1-44214	"	3-1430	1-41704	"
0-41012	1-44121	"	3-2413	1-41608	"
0-48607	1-43713	Paschen	3-5359	1-41378	"
0-58930	1-43393	"	3-8306	1-41121	"
0-637	1-43292	Carvallo	4-1250	1-40850	"
0-65618	1-43257	Sarasin	4-4199	1-40559	"
0-68671	1-43200	"	4-7147	1-40244	"
0-700	1-43192	Carvallo	5-0092	1-39902	"
0-71836	1-43157	Sarasin	5-3039	1-39532	"
0-76040	1-43114	"	5-5985	1-39145	"
0-777	1-43096	Carvallo	5-8932	1-38721	"
0-878	1-42996	"	6-4825	1-37837	"
0-8840	1-42996	Paschen	7-0718	1-36808	"
1-009	1-42904	Carvallo	7-6612	1-35672	"
1-1786	1-42799	Paschen	8-2505	1-34444	"
1-187	1-42804	Carvallo	8-8398	1-33079	"
1-3751	1-42696	Paschen	9-4291	1-31612 <sup>5)</sup>	"

1) Näheres hierüber vergl. Kap. VIII.

2) Comptes rendus. **97**. 850. 1883.

3) Comptes rendus. **117**. 306. 1893 und **116**. 1189. 1893.

4) Wied. Ann. **53**. 812. 1894.

5) Dieser Wert ist das Mittel aus acht Beobachtungen, von denen zwei etwas von den anderen abweichen; das Mittel der übrigen sechs ist 1-31593.

Diese Werte lassen sich nach Paschen sehr gut durch folgende Gleichung ausdrücken:

$$\mu^2 = a^2 + \frac{M_2}{\lambda^2 - \lambda_2^2} - k\lambda^2 - h\lambda^4$$

wo  $a^2 = 2.03888$ ,  $M_2 = 0.006166$ ,  $\lambda_2^2 = 0.0086959$   
 $k = 0.003200$ ,  $h = 0.0000029195$  ist.

Quarz und Kalkspat unterscheiden sich von allen bisher besprochenen Materialien dadurch, daß sie doppelbrechend sind. Ferner muß beim Quarz noch berücksichtigt werden, daß er die Polarisations-ebene dreht.

Wenn ein Lichtstrahl in einen Kalkspat- oder Quarzkristall eintritt, so wird er im allgemeinen in zwei Strahlen zerlegt, von denen der eine dem Snelliusschen Brechungsgesetz folgt, während für den anderen das Verhältnis zwischen Einfallswinkel und Brechungswinkel von der Richtung des einfallenden Strahles abhängt. Dieses Phänomen, welches unter dem Namen „Doppelbrechung“ bekannt ist, wurde zuerst im Jahre 1669 von Erasmus Bartholinus entdeckt. Er bemerkte, daß Gegenstände, die er durch einen Kalkspat ansah, doppelt erschienen. Seitdem hat man gefunden, daß diese merkwürdige Eigenschaft allen Kristallen zukommt mit Ausnahme derer, die dem regulären oder kubischen System angehören. Der Strahl, welcher dem Snellschen Gesetz folgt, heißt der ordentliche oder ordinäre, der andere der außerordentliche oder extraordinäre Strahl. Die doppelbrechenden Substanzen lassen sich in zwei Klassen teilen, solche, bei denen der Brechungsindex des außerordentlichen Strahles größer ist als der des ordentlichen, und solche, bei denen das Umgekehrte der Fall ist. Die Kristalle der ersten Gruppe heißen positive, die Kristalle der zweiten Gruppe negative Kristalle. Die folgende Tabelle gibt nach Preston eine kleine Zusammenstellung aus beiden Gruppen, wobei für den außerordentlichen Strahl der größte mögliche Brechungsindex aufgeführt wird:

	$\mu_o$	$\mu_E$
Positive Kristalle		
Quarz . . . . .	1.544	1.553
Kaliumhyposulfat <sup>1)</sup> . . . . .	1.455	1.515
Diopas . . . . .	1.667	1.723
Eis . . . . .	1.306	1.307
Zirkon . . . . .	1.92—1.96	1.97—2.10
Negative Kristalle		
Isländischer Doppelspat . . . . .	1.658	1.486
Turmalin . . . . .	1.637—1.644	1.619—1.622
Beryll . . . . .	1.584—1.577	1.578—1.572
Apatit . . . . .	1.646	1.642
Salpeter . . . . .	1.5854	1.3369

<sup>1)</sup> Korrigierte Werte.

Aus der Tabelle ersieht man, daß Quarzkristalle positiv, Kalkspatkristalle negativ sind. Die Theorie der Doppelbrechung, die wir Huyghens und Fresnel verdanken, kann naturgemäß hier keinen Platz finden. Es muß die Bemerkung genügen, daß für Glas und andere isotrope Substanzen die Form der Wellenfläche eine Kugel ist; d. h. die von einem leuchtenden Punkt im Innern der Substanz ausgehenden Wellen breiten sich in dieser nach allen Richtungen hin gleichmäßig, also kugelförmig aus. Huyghens nahm nun auch bei doppelbrechenden Substanzen die Wellenfläche des ordentlichen Strahles als eine Kugelschale an. Da aber die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der außerordentlichen Strahlen nach verschiedenen Richtungen eine verschiedene ist, so kann die Wellenfläche für diese keine Kugel mehr sein, vielmehr ist sie nach Huyghens hier ein Rotationsellipsoid.

In allen doppelbrechenden Substanzen gibt es eine und manchmal sogar zwei Richtungen, in denen die Doppelbrechung nicht auftritt, wo also der ordentliche und der außerordentliche Strahl sich gleich schnell fortpflanzen. Hier wird daher auch der Brechungsindex für beide Strahlen einander gleich. Diese bevorzugten Richtungen heißen die optischen Achsen der Kristalle; Quarz und Kalkspat sowie auch die anderen in der Tabelle aufgeführten Substanzen sind einachsig, d. h. es gibt nur eine Richtung in dem Kristall, in der keine Doppelbrechung besteht. Wenn man daher Prismen aus Quarz oder Kalkspat anfertigt, so müssen sie so geschnitten werden, daß der Strahl im Innern des Kristalls längs der

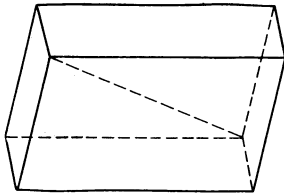


Fig. 35.

optischen Achse läuft, weil sonst wegen der Doppelbrechung die Linien des Spektrums verdoppelt werden. Nun wurde schon S. 7 gezeigt, daß der Strahlengang in einem Prisma bei dem Minimum der Ablenkung parallel der Basis derselben ist. Hieraus folgt, daß Prismen aus Quarz oder Kalkspat so geschnitten werden müssen, daß die optische Achse in einer Hauptebene und parallel zur Basis liegt. Leider bedeutet das für den Kalkspat eine große Materialverschwendung, wie aus Figur 35 zu ersehen ist. Hier ist ein Kalkspatkristall dargestellt. Der Kristall ist ein Rhomboeder, begrenzt durch sechs Parallelogramme, von denen zwei Winkel je  $78^{\circ} 5'$ , die beiden anderen je  $101^{\circ} 55'$  betragen. Man sieht aus der Figur, daß zwei der Ecken, aber auch nur zwei, durch Zusammentreffen von drei stumpfen Winkeln gebildet werden. Die optische Achse liegt aber gerade in der Verbindungslinie dieser zwei Ecken. Sie ist in der Figur durch die punktierte Linie angegeben. Das Prisma muß also so geschnitten werden, daß diese punktierte Linie in eine Hauptebene und parallel zur Prismenbasis zu liegen kommt. Es ist dies eine schwierige Aufgabe, weil die Prismenflächen schräg gegen die Spaltflächen des Kristalls geschnitten werden müssen, und dieser daher leicht zersplittert. Schließlich muß man auch mit dem fertigen

Prisma sorgfältig umgehen, da es sehr leicht zerkratzt wird. Bei dem Zerschneiden des natürlichen Kristalls pflegt man einen feinen Kupferdraht zu benutzen, der in ein Gemisch von Schmirgel und Öl getaucht wird; der Draht wird wie eine Säge hin und her gezogen.

Da der Unterschied zwischen den Brechungsindizes für den ordinären und den extraordinären Strahl so bedeutend ist, so wird sich natürlich die Doppelbrechung schon bemerkbar machen, wenn die Strahlen bei dem Durchgang durch das Kalkspatprisma auch nur einen kleinen Winkel mit der optischen Achse bilden. Die Spektrallinien erscheinen daher nur in einem sehr kleinen Gebiet zu beiden Seiten der Minimumstellung scharf. Das widerstreitet völlig der Benutzung derartiger Prismen für photographische Zwecke außer für sehr schmale Spektralgebiete auf einmal. Die Brechungsindizes von Kalkspat für die verschiedenen Wellenlängen haben nach Sarasin<sup>1)</sup> folgende Werte:

$\lambda$ in $10^{-6}$ Meter	$\mu_O$	$\mu_E$	$\lambda$ in $10^{-6}$ Meter	$\mu_O$	$\mu_E$
0.7604	1.64996	1.48256	0.39681	1.68320	1.49771
0.68671	1.65284	1.48387	0.36118	1.69317	1.50226
0.64393	1.65501	1.48481	0.34670	1.69830	1.50448
0.58930	1.65832	1.48639	0.34037	1.70079	1.50559
0.53793	1.66234	1.48815	0.32858	1.70716	} 1.50857
0.53386	1.66274	1.48843	0.32836	1.70764	
0.50861	1.66525	1.48953	0.27487	1.74158	1.52281
0.48615	1.66779	1.49074	0.25731	1.76055	1.53039
0.48001	1.66858	1.49112	0.23130	1.80260	1.54571
0.46784	1.67023	1.49185	0.22651	1.81296	1.54940
0.44159	1.67417	1.49367	0.21947	1.83091	1.55523
0.41005	1.68022	1.49638	0.21445	1.84586	1.56003

Bei Quarz tritt die Doppelbrechung keineswegs so stark hervor wie bei Kalkspat; der außerordentliche Strahl ist soviel schwächer als der ordentliche, daß er nur mit Mühe gesehen wird. Der obige Einwand gegen die Benutzung von Kalkspat hat also für Quarz keine Gültigkeit mehr und so findet diese Substanz für die Photographie des ultravioletten Spektralgebietes häufig Verwendung.

Indessen gibt es noch eine weitere Eigenschaft des Quarzes, die man nicht übersehen darf, nämlich die Drehung der Polarisationsebene. Alle doppelbrechenden einachsigen Substanzen polarisieren die Lichtschwingungen in zwei auf einander senkrechten Ebenen, in der einen schwingt der ordentliche Strahl, während der außerordentliche also senkrecht zu ihm polarisiert ist. Quarz und einige andere Substanzen haben aber außerdem noch die Eigenschaft, die Ebene des sie durchsetzenden polarisierten Strahles zu drehen, und zwar hat Biot nachgewiesen, daß der Betrag der Drehung wie die Weglänge im Kristall wächst. Wenn also ein Lichtstrahl in einen Quarzkristall eintritt und parallel der optischen Achse ihn durchsetzt,

1) Comptes rendus 95. 680. 1882.



so wird er in zwei Teile zerlegt. Die Polarisationsebene des einen wird nach rechts, die des anderen nach links gedreht. Die Geschwindigkeit beider Strahlen ist verschieden, sie werden daher getrennt und es erfolgt eine Verdoppelung des Bildes. Bei einem  $60^\circ$  Prisma aus Quarz, dessen optische Achse parallel der Basis ist, beträgt die Neigung zwischen beiden Strahlen in der Nähe der D-Linien etwa  $27''$ . Man hat aber gefunden, daß es zwei Arten von Quarzkristallen gibt — rechtsdrehende und linksdrehende nennt man sie — von denen die rechtsdrehende Art die Polarisationsebene des weniger abgelenkten Strahles nach rechts dreht; die linksdrehende

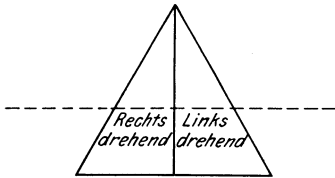


Fig. 36.

Art dreht sie nach links. Da nun beide Arten sich absolut in ihrer Stärke entsprechen, so ist es möglich, die Verdoppelung ganz auszuschalten, indem man zwei gleiche Teile eines rechts- und eines linksdrehenden Kristalles vereinigt (vergl. Fig. 36). Die Verdoppelung der ersten Hälfte wird dann in der zweiten wieder vollständig aufgehoben. Quarzprismen macht man daher aus zwei  $30^\circ$  Halbprismen, von denen das eine rechtsdrehend, das andere linksdrehend ist. Natürlich muß man Sorge tragen, daß in beiden die optische Achse der Basis parallel ist. Diese Methode der Prismenzusammensetzung verdanken wir Cornu.

Die Brechungsindizes des Quarzes für den ordentlichen Strahl sind nach Rubens<sup>1)</sup> folgende:

$\lambda$ in $10^{-6}$ Meter	$\mu$	$\lambda$ in $10^{-6}$ Meter	$\mu$
0.19881	1.65070	2.327	1.5156
0.23125	1.61402	2.59	1.5101
0.27467	1.58750	2.84	1.5039
0.31798	1.57290	3.03	1.4987
0.35818	1.56400	3.18	1.4944
0.40458	1.557059	3.40	1.4879
0.43409	1.553869	3.63	1.4799
0.48616	1.549606	3.80	1.4740
0.53496	1.546633	3.96	1.4679
0.58932	1.544147	4.09	1.4620
0.65633	1.541807	4.20	1.4569
0.76824	1.538930	5.0	1.417
1.160	1.5329	5.8	1.368
1.617	1.5272	6.45	1.274
1.969	1.5216	7.0	1.167

Diese Werte lassen sich mit Ausnahme der vier letzten durch die Gleichung darstellen:

$$\mu^2 = a^2 + \frac{M_1}{\lambda^2 - \lambda_1^2} - \frac{M_2}{\lambda_2^2 - \lambda^2},$$

1) Wied. Ann. 54. 476. 1895.

wo  $a^2 = 3.4629$ ,  $M_1 = 0.010654$ ,  $M_2 = 111.47$   
 $\lambda_1^2 = 0.010627$  und  $\lambda_2^2 = 100.77$  sind.

Bessere Resultate erhält man nach Rubens<sup>1)</sup> durch folgende Gleichung:

$$\mu^2 = a^2 + \frac{M_1}{\lambda^2 - \lambda_1^2} - \frac{M_2}{\lambda_2^2 - \lambda^2} - \frac{M_3}{\lambda_3^2 - \lambda^2},$$

wo  $a^2 = 4.57877$ ,  $M_1 = 0.010654$ ,  $M_2 = 44.224$ ,  $M_3 = 713.55$   
 $\lambda_1^2 = 0.010627$ ,  $\lambda_2^2 = 78.22$ ,  $\lambda_3^2 = 430.55$  ist.

Steinsalz und Sylvin benutzt man zur Untersuchung des äußersten infraroten Endes des Spektrums. Beide Substanzen sind in Wasser löslich und werden daher durch atmosphärischen Einfluß leicht geschädigt. Die folgenden Tabellen geben ihre Brechungsexponenten nach Rubens<sup>2)</sup>:

Steinsalz.

$\lambda$ in $10^{-6}$ Meter	$\mu$	$\lambda$ in $10^{-6}$ Meter	$\mu$
0.434	1.5607	6.78	1.5121
0.485	1.5531	7.22	1.5102
0.589	1.5441	7.59	1.5085
0.656	1.5404	8.04	1.5064
0.840	1.5345	8.67	1.5030
1.281	1.5291	9.95	1.4561
1.761	1.5271	11.88	1.4476
2.35	1.5255	13.96	1.4373
3.34	1.5233	15.89	1.4251
4.01	1.5216	17.87	1.4106
4.65	1.5197	20.57	1.3735
5.22	1.5180	22.3	1.3403
5.79	1.5159		

Die Resultate lassen sich in folgender Gleichung zusammenfassen:

$$\mu^2 = a^2 + \frac{M_1}{\lambda^2 - \lambda_1^2} - \frac{M_2}{\lambda_1^2 - \lambda^2},$$

wo  $a^2 = 5.1790$ ,  $M_1 = 0.018496$ ,  $M_2 = 8977.0$   
 $\lambda_1^2 = 0.01621$  und  $\lambda_2^2 = 3149.3$ .

Sylvin.

$\lambda$ in $10^{-6}$ Meter	$\mu$	$\lambda$ in $10^{-6}$ Meter	$\mu$
0.434	1.5048	4.81	1.4705
0.486	1.4981	5.31	1.4695
0.589	1.4900	5.95	1.4882
0.656	1.4868	7.08	1.4653
0.940	1.4805	10.01	1.4561
1.584	1.4761	14.14	1.4362
2.23	1.4745	18.10	1.4162
3.20	1.4727	20.60	1.3882
4.05	1.4716	22.5	1.2692

<sup>1)</sup> Wied. Ann. **60**. 418. 1897.

<sup>2)</sup> Wied. Ann. **54**. 476. 1895 und **60**. 724. 1897.

Die zugehörige Gleichung ist folgende:

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

Hier ist  $a^2 = 4.5531$ ,  $M_1 = 0.0150$ ,  $M_2 = 10747$   
 $\lambda_1^2 = 0.0234$  und  $\lambda_2^2 = 4517.1$ .

Die Größe des Temperaturkoeffizienten  $\left(\frac{d\mu}{dt}\right)$  der fünf letzten Substanzen sind nach Pulfrich<sup>1)</sup> folgende:

Benennung	Mitteltemperatur	C D F G'				Relative Steigerung der Dispersion $= \frac{-d\mu}{\mu} \times 100$
		in Einheiten der 5. Dezimale				
Steinsalz . . . . .	58.8°	−3.749	−3.739	−3.648	−3.585	0.0148
Sylvin . . . . .	59.5°	−3.681	−3.641	−3.605	−3.557	0.0143
Quarz, ordentlicher Strahl	59.6°	−0.649	−0.638	−0.599	−0.577	0.0076
Quarz, außerordentlicher Strahl	59.6°	−0.761	−0.754	−0.715	−0.694	0.0071
Flußspat . . . . .	60.5°	−1.220	−1.206	−1.170	−1.142	0.0137
Kalkspat, ordentl. Strahl	103°	0.071	0.081	0.091	0.100	0.0137
„ außerord. Strahl	103°	1.012	1.020	1.073	1.090	0.0078

Die Zahlen unter C, D, F und G' drücken wieder die Änderung von  $\mu$  für eine Temperatursteigerung von 1° C aus. So ist z. B. für Quarz bei 15° der Wert von  $\mu$  für die C-Linie 1.541807; bei 16° erhält man dann für  $\mu$  1.541807 − 0.0000065 oder 1.5418005.

**Linsen.** Jedes Prismenspektroskop enthält zwei Linsen, einmal die Kollimatorlinse, welche die von dem Spalt kommenden Strahlen zu sammeln und als paralleles Bündel auf die vorderste Fläche des Prismenzuges zu werfen hat, und sodann die Fernrohrlinse. Diese hat die Aufgabe, die Strahlen aufzunehmen, welche die letzte Prismenfläche verlassen und sie in einem Brennpunkte zu vereinigen. Um das daselbst entworfene Bild mit dem Auge zu beobachten, bedarf es ferner eines Okulars.

Die Brennweite einer einzelnen Linse kann man aus der bekannten Formel

$$\frac{1}{f} = (\mu - 1) \left( \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right)$$

ermitteln, wo f die Brennweite der Linse,  $\mu$  der Brechungsindex ihres Materiales und  $r_1$  und  $r_2$  die Krümmungsradien der beiden Linsenflächen sind.

Die Gleichung lehrt, daß die Brennweite für Strahlen verschiedener Farbe nicht dieselbe ist. Es muß also eine einzelne Linse mit weißem Licht eine Reihe verschieden großer farbiger Bilder, mit anderen Worten ein Spektrum, in der Richtung ihrer Achse entwerfen. Die Unterschiede der Brennweite hängen von der Dispersion des Materiales ab. Durch Differentiation der obigen Gleichung erhält man:

1) Wied. Ann. 45. 609. 1892.

$$d\left(\frac{1}{f}\right) = d\mu\left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}\right)$$

oder

$$d\left(\frac{1}{f}\right) = \frac{d\mu}{\mu - 1} \cdot \frac{1}{f}.$$

Setzen wir hierin

$$\frac{\mu - 1}{d\mu} = \nu,$$

so wird

$$d\left(\frac{1}{f}\right) = \frac{1}{\nu f}.$$

Das Verhältnis  $\frac{d\mu}{\mu - 1}$  wird „relative Dispersion“ genannt. Man erhält den Wert folgendermaßen. Es ist in der Gleichung für ein Prisma bei dem Minimum der Ablenkung

$$\mu = \frac{\sin \frac{A + \mathcal{J}}{2}}{\sin \frac{A}{2}}.$$

Sind hier die Winkel  $A$  und  $\mathcal{J}$  sehr klein, so darf man den Bogen statt des Sinus setzen, man erhält also

$$\mu = \frac{A + \mathcal{J}}{A}.$$

Hieraus folgt

$$\mathcal{J} = A(\mu - 1)$$

und durch Differentiation

$$d\mathcal{J} = A d\mu.$$

Dividiert man beide Gleichungen durcheinander, so erhält man

$$\frac{d\mathcal{J}}{\mathcal{J}} = \frac{d\mu}{\mu - 1}.$$

Man versteht demnach unter relativer Dispersion das Verhältnis der Differenz in der Ablenkung zweier Strahlen im Spektrum zu der Ablenkung eines Strahles, den man als Norm nimmt.

Dieser Fehler jeder einzelnen Linse heißt seine chromatische Aberration. Er war schon Newton bekannt, doch vermochte dieser nicht, ein Mittel anzugeben, wie man ihn bei Fernrohrjektion vermeiden könne, vielmehr behauptete er sogar, daß dies unmöglich sei. Der Grund lag in seiner Unkenntnis von dem Unterschied der relativen Dispersion für verschiedene Glassorten, eine Unkenntnis, die vermutlich dem Umstand entsprang, daß er bei seinen Versuchen keinen Spalt als Lichtquelle benutzte. Newton wandte sich daher der Konstruktion von Spiegelteleskopen zu.

Es ist aber doch möglich, den Fehler auszugleichen. Man kann nämlich eine bikonvexe Kronglaslinse und eine bikonkave Flintglaslinse so aufeinander legen, daß sie zusammen eine einzige Linse bilden.

Durch derartige Benutzung zweier verschiedener Glassorten gelingt es, zwei verschiedenfarbige Strahlen in einem Brennpunkt zu vereinigen; indessen bedeutet das keineswegs völlige Achromasie, weil die Dispersionen der beiden Gläser einander nicht in der ganzen Ausdehnung des Spektrums proportional sind. Die von beiden Gläsern entworfenen Spektren sind einander nicht geometrisch ähnlich, es können daher die übrigen Strahlen nicht genau in denselben Brennpunkt gebracht werden wie die zwei ausgesuchten Strahlen. Es bleibt daher ein geringes Restspektrum übrig. Dies heißt das sekundäre Spektrum. Ebenso kann man durch den Gebrauch von drei verschiedenen Glassorten drei verschiedenfarbige Strahlen in demselben Brennpunkt vereinigen. Es bleibt dann nur ein noch kleineres tertiäres Spektrum übrig. Indessen pflegt man Spektroskoplinsen nur aus zwei Gläsern zu machen, weil es der Firma Schott und Genossen in Jena gelungen ist, derartige zusammengehörige Gläser so vollendet herzustellen, daß ihre Dispersionen einander fast vollständig proportional sind; die sekundären Spektren von Linsen aus derartigen Glassätzen sind also äußerst klein, und die Linsen sind in einem sehr großen Spektralbereich vollständig achromatisch.

Es muß hervorgehoben werden, daß bei einer unkorrigierten Linse zwei Fehler bestehen; der erste war, daß eine Reihe verschiedenfarbiger Bilder in der Richtung der Linsenachse hintereinander entworfen werden, der zweite ist, daß diese Bilder alle von verschiedener Größe sind.

Nun wurde schon gezeigt, daß es möglich ist, indem man zwei Linsen in unmittelbare Berührung bringt, zwei verschiedenfarbige Bilder in denselben Brennpunkt zu vereinigen. In diesem Fall verschwindet natürlich auch der zweite Fehler. Wenn aber die beiden Linsen getrennt sind, so lassen sich beide Fehler nicht gleichzeitig korrigieren, vielmehr muß man wählen, welchen man aufheben will.

Zunächst soll die Bedingung für die Achromasie zweier sich berührender Linsen behandelt werden, wie sie für Fernrohr- und Kollimatorlinse gilt.

Wenn  $f_1$  und  $f_2$  die Brennweiten der beiden Linsen sind, so ist die Beziehung zwischen ihnen und der gemeinsamen Brennweite  $F$  gegeben durch die Gleichung:

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2},$$

wobei angenommen werden soll, daß das Licht homogen ist.

Soll die Linsenkombination achromatisch sein, so muß die Änderung der Brennweite der einen Linse, welche durch Benutzung von Licht einer anderen Wellenlänge eintritt, genau aufgehoben werden durch die gleichzeitig eintretende Änderung in der Brennweite der zweiten Linse. Unter diesen Umständen wird die Brennweite der Kombination beide Male dieselbe sein. Die notwendige Bedingung für die Kompensation wird demnach offenbar sein:

$$d\left(\frac{1}{f_1}\right) + d\left(\frac{1}{f_2}\right) = 0,$$

oder nach S. 79:

$$\frac{1}{\nu_1 f_1} + \frac{1}{\nu_2 f_2} = 0.$$

Ist diese Gleichung erfüllt, so wird die Linsenkombination für zwei Strahlen achromatisch sein.

Das hellste Spektralgebiet liegt für das Auge zwischen den Linien C und F; gewöhnlich werden daher die Linsen in Apparaten zur Beobachtung mit dem Auge für diese beiden Strahlen achromatisch gemacht. In der Liste ihrer Glassorten hat die Firma Schott und Genossen die Werte von  $\nu$  für diese beiden Strahlen angegeben, wie auch aus der S. 69 mitgeteilten ausgewählten Tabelle zu ersehen ist. Sucht man zwei Glassorten für eine achromatische Linse aus, so muß man solche wählen, deren Werte von  $\nu$  beträchtliche Unterschiede aufweisen. Erfüllt man dann obige Bedingungsgleichung, so kann man eine Linse anfertigen, die für die C- und die F-Linie des Spektrums vollständig achromatisch ist.

Streng genommen ist dann die Linse für die Strahlen anderer Spektralbereiche nicht achromatisch, außer wenn die Dispersionen beider Gläser im ganzen Spektrum einander geometrisch ähnlich sind. In Wirklichkeit ist es jedoch gelungen, Glassätze anzufertigen, welche zwar in ihren Werten von  $\nu$  beträchtlich abweichen, aber doch sehr ähnliche partielle Dispersionen besitzen. Ein solches Glaspaar ist z. B. das folgende:

Nr.	Bezeichnung	$\mu_D$	$\mu_F - \mu_C$	$\nu$	$\mu_D - \mu_{A'}$	$\mu_F - \mu_D$	$\mu_{G'} - \mu_F$
S 30	{ Schweres Barium- phosphat-Kron . . }	1.5760	0.00884	65.2	0.00570	0.00622	0.00500
					0.644	0.703	0.565
S 8	{ Borat-Flint . . . . }	1.5736	0.01129	50.8	0.00728	0.00795	0.00644
					0.645	0.704	0.571

Beide Glassorten weichen in den Werten von  $\nu$  beträchtlich voneinander ab, sie haben aber sehr ähnliche partielle Dispersionen. Es ist z. B.

$$\frac{\mu_D - \mu_{A'}}{\mu_F - \mu_C} = 0.644 \text{ resp. } 0.645,$$

$$\frac{\mu_F - \mu_D}{\mu_F - \mu_C} = 0.703 \text{ resp. } 0.704,$$

$$\frac{\mu_{G'} - \mu_F}{\mu_F - \mu_C} = 0.565 \text{ resp. } 0.571.$$

Wenn also aus diesen beiden Glassorten eine zusammengesetzte Linse angefertigt wird und dabei die Gleichung

$$\frac{1}{\nu_1 f_1} + \frac{1}{\nu_2 f_2} = 0$$

gewahrt bleibt, so daß die Linse für C und F vollständig achromatisch ist, so wird sie es auch für A' und D und sehr nahezu auch für G' sein.

Ein ähnliches ist das folgende Paar, das für die Objektivlinse von gewöhnlichen Fernrohren paßt, wo Achromasie für die drei Strahlen C, D und F genügt.

Nr.	Typus	$\mu_D$	Mittlere Dispersion C—F	$\nu$	Partielle Dispersion	
					C—D	D—F
0-2388	Fernrohr-Kron . . .	1-5261	0-00852	61-7	0-00250	0-00602
0-2001	Fernrohr-Flint . . .	1-5211	0-01007	51-7	0-00296	0-00710

Die partiellen Dispersionen sind einander in beiden Fällen fast absolut proportional, wie man sofort findet, wenn die Dispersion von D bis F durch diejenige von C bis D dividiert. Hier gibt das erste Glas 2-4008, das zweite 2-3960.

Obige beide Beispiele lehren, daß Achromaten von guten Firmen nur wenig zu wünschen übrig lassen. Benutzt man die Fernrohrlinse zum Photographieren des Spektrums, so wird man ziemlich häufig finden, daß der Achromatismus zwar von C bis F oder G vorzüglich ist, daß die Linse aber für Gebiete jenseits G nur mangelhaft korrigiert ist, indem nämlich die Brennweiten für Strahlen kürzerer Wellenlänge als G etwas zu klein ausfallen. Dies kann man beim Gebrauch dadurch kompensieren, daß man die photographische Platte etwas schräg stellt und die Seite, welche das blaue Ende des Spektrums aufnehmen soll, etwas näher an die Linse heranrückt. Dadurch wird das Bild der Strahlen in den anderen Spektralgebieten nicht merklich beeinträchtigt.

Gifford hat kürzlich gefunden, daß es möglich ist, die chromatische Aberration einer Quarzlinse mit Hilfe einer Linse aus Kalkspat oder Fluorit zu kompensieren. Mit Hilfe dieser beiden Kombinationen kann man ungewöhnlich gute Achromaten machen. Solche Linsen, besonders der Quarz-Fluoritachromat, geben ein fast vollständig ebenes Feld für das ganze Spektrum bis  $\lambda = 1850$ .

Die Korrektion der chromatischen Aberration eines Systems von Linsen, welche durch einen Abstand getrennt sind, läßt sich nicht vollständig durchführen, wenn man nicht jede Komponente getrennt achromatisiert. Im anderen Fall ist es nur möglich, einen der beiden Fehler zu korrigieren und man muß wählen, ob man die verschieden gefärbten Bilder gleich groß machen will oder die Brennpunkte in dieselbe Ebene legen. Ein solches System bilden die Okulare, und da das Auge die Größe viel schärfer beurteilt als den Abstand, so pflegt man den ersten Fehler zu korrigieren und die Linsen so einzurichten, daß die Bilder alle die gleiche Größe haben.

Die Bedingungsgleichung läßt sich in ähnlicher Weise finden, wie bei zwei sich berührenden Linsen. Das Resultat ist folgendes<sup>1)</sup>:

$$\frac{x\omega}{f} + \frac{(x+a)\omega^1}{f^1} = \frac{ax(\omega + \omega^1)}{ff^1}.$$

1) R. S. Heath, Geometrical optics 2nd ed. p. 228. Cambridge 1895.

Hier bedeutet  $x$  den Abstand des Objektes vor der ersten Linse,  $a$  die Entfernung zwischen den Linsen,  $f$  und  $f^1$  die Brennweite beider Linsen für einen bestimmten Strahl und  $\omega$  und  $\omega^1$  die relativen Dispersionen beider Glassorten  $\left(= \frac{1}{\nu}\right)$ .

Diese allgemeine Gleichung läßt sich jedoch für den Fall eines Okulares wesentlich vereinfachen, da hier  $x$  sehr viel größer ist als  $a$ , denn der Mittelpunkt des Objektivs ist sehr viel weiter entfernt als die beiden Linsen des Okulares von einander. Es wird dann:

$$\frac{\omega}{f} + \frac{\omega^1}{f^1} = \frac{a(\omega + \omega^1)}{ff^1}$$

und

$$a = \frac{\omega f^1 + \omega^1 f}{\omega + \omega^1}.$$

Ein großer Vorteil wird erreicht, wenn man beide Linsen aus demselben Glase macht, denn wenn das Okular dann für zwei Strahlen korrigiert ist, so ist es vollständig achromatisch. Es ist dann

$$\omega = \omega^1$$

und

$$a = \frac{f^1 + f}{2}.$$

Es muß also der Abstand zwischen den Linsen gleich der halben Summe ihrer Brennweiten sein, dann ist das Okular, soweit der erste Fehler in Frage kommt, vollständig achromatisch.

Die spezielle Form des Okulares in einem Spektroskop ist fast immer die von Ramsden angegebene. Sie besteht aus zwei plankonvexen Linsen, deren gekrümmte Flächen, wie in Fig. 37, einander zugewendet sind. Beide Linsen besitzen dieselbe Brennweite und sollten, um die beste Korrektion auf Achromasie zu erzielen, um ihre Brennweite von einander entfernt sein. Da hierdurch aber die zweite Linse gerade in den Brennpunkt der ersten käme und daher das Auge alle Glasfehler (z. B. Blasen) vergrößert sehen würde, so hat man die Entfernung auf zwei Drittel der Brennweite reduziert. Das macht für die Achromasie keinen wesentlichen Unterschied, bringt aber für das Auge die Fehler der zweiten Linse aus dem Focus.

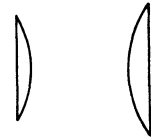


Fig. 37.

Der große Vorteil der Ramsdenschen Form des Okulares liegt für spektral-analytische Arbeiten in der Tatsache, daß es außerhalb des Brennpunktes des Fernrohrobjektivs angebracht wird. Dadurch vermag das Auge einen Draht oder einen ähnlichen Gegenstand, der in die Brennebene des Objektivs gebracht wird, gleichzeitig mit dem dort entworfenen Bilde scharf zu sehen. Das Okular paßt in ein weiteres Rohr, welches einen festen Draht oder Zeiger trägt. Diesen Zeiger benutzt man für die Messung der Stellung einer Spektrallinie. Der Zeiger kann demnach unabhängig von den Linien selbst in Brennweite gebracht werden. Gewöhnlich benutzt man zwei Spinnenfäden, die einander in der Mitte des Gesichtsfeldes kreuzen; doch



sind die Fäden zwar bei hellen Spektrallinien sehr gut zu beobachten, bei schwachen Linien ist es aber fast unmöglich. Man zieht dann einen hellen Zeiger vor. Dieser wird am besten gemacht, indem man eine Nadelspitze auf der einen Seite flach schleift und sie so anbringt, daß das flache Ende dem Auge zugewendet ist. Ein Lichtstrahl wird durch einen kleinen Spiegel auf den Zeiger geworfen, wie in Fig. 38 gezeichnet ist. A ist hier der Zeiger.

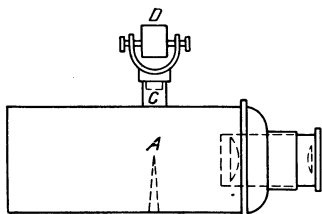


Fig. 38.

Lichtstrahl beleuchtet, welchen der Spiegel D durch die Röhre C auf ihn wirft. Man muß Sorge tragen, daß die Spitze sehr fein ist, und daß man sie hell gegen einen dunkeln Hintergrund sieht.

In derselben Weise kann man, wie zuerst von Gauss angegeben, durch seitlich einfallendes Licht ein Fadenkreuz

beleuchten. Man darf nur das Licht nicht direkt seitlich auf die Fäden fallen lassen, sondern wirft es zuerst auf eine vor dem Fadenkreuz unter  $45^\circ$  angebrachte durchsichtige Glasplatte, welche es dann in der Sehrichtung auf die Fäden richtet und sie aufhellt. Diese Methode ist seither von Martens verbessert worden.

Das Mikrometerokular ist eine modifizierte Form obiger Einrichtungen. Nur ist der Zeiger nicht fest, sondern er wird durch eine Mikrometerschraube verschoben. An einer geteilten Trommel kann dann die Verschiebung abgelesen werden. Solche Instrumente besitzen meist einen beweglichen Faden und parallel zu diesem mehrere feste Fäden, die gewöhnlich fünf oder zehn Trommelumdrehungen von einander entfernt sind. Man kann sie zur Ausmessung der Abstände zwischen den Spektrallinien sowohl für die Beobachtung mit dem Auge wie auf der photographischen Platte benutzen. Natürlich geben die Ablesungen relative Größen, welche erst ausgewertet werden müssen, wie später noch eingehend erörtert wird.

## Viertes Kapitel.

### Das vollständige Prismenspektroskop.

In dem vorigen Kapitel wurden die einzelnen Teile der Optik eines Prismenspektroskops — Spalt, Prismen und Linsen — behandelt. Es bleibt noch übrig, auf ihre Zusammensetzung zu einem vollständigen Instrument einzugehen. Es ist leicht zu verstehen, daß seit dem einfachen Instrument Fraunhofers und seiner Modifikation durch Bunsen und Kirchhoff viele neue Methoden erfunden und entsprechende Apparate angefertigt worden sind, die sich dem Zweck der jeweiligen Untersuchung anpaßten. Auf alle diese einzelnen Formen einzugehen wäre zwecklos, selbst wenn es nicht über den Rahmen dieses Buches weit hinausginge. Dagegen erscheint es von Vorteil, die besten üblichen Typen eingehend zu behandeln sowie einige Gesichtspunkte anzugeben, nach denen man sich sein eigenes Instrument anfertigen kann.

Die einfachste Form eines Spektroskops ist ein solches für gerade Durchsicht, wie es in Fig. 39 gezeichnet ist.

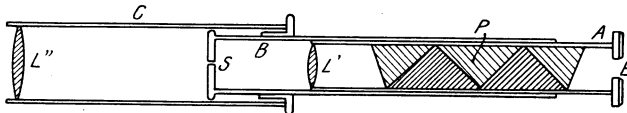


Fig. 39.

Dieses Instrument besteht aus zwei Röhren A und B, die ineinander sich verschieben lassen. Das weitere Rohr trägt an einem Ende den Spalt S, das engere enthält den Prismensatz P und die Linse L'. Bei den einfacheren Ausführungen ist der Spalt S mit festen Backen versehen, bei den besseren sind sie beweglich, und zwar kann man den Spalt vergrößern oder schließen, indem man einen Ring dreht, der um das Rohr herumgelegt ist. Die Linie L' ist ein Achromat von kurzer Brennweite. Der Prismensatz besteht bei den neueren Ausführungen aus drei Prismen, von

denen das mittlere aus schwerstem Flintglas ist; er ist in dem Rohr mit Korkstücken festgeklemmt, um ein Rutschen zu vermeiden. Bei E befindet sich eine Blende. Zum Gebrauch verschiebt man das engere Rohr in dem weiteren, bis das Bild scharf wird. Um eine Verdrehung des Prismensatzes gegenüber der Spaltebene zu vermeiden, befindet sich als Führung ein kleiner Zapfen an dem Rohr A, welcher in einem Längsschlitz des Rohres B gleitet. Als weiteren Zusatz zeigt Fig. 39 eine Kollimatorlinse  $L''$ , welche in dem Rohr C montiert ist. Dies Rohr kann man über C verschieben, um die Strahlen auf dem Spalt zu vereinigen.

Manchmal fügt man dem Instrument noch eine photographische Skala hinzu, deren Bild dann durch ein Seitenrohr auf die letzte Prismenfläche geworfen und von dieser in das Auge reflektiert wird.



Fig. 40.

Indessen ist dies nur für sehr rohe Messungen von Wert. Ein solches Instrument ist in Fig. 40 abgebildet. Es ist für eine qualitative Untersuchung des Spektrums sehr bequem, besonders bei Geissleröhren und Flammen. Hat man Vakuumrohre mit einem

kapillaren Mittelstück, so kann man den Spalt fortlassen, da die fadenförmige Lichtsäule ihn ersetzt. Dann kann man durch den Prismensatz sogar ohne jede Linse direkt auf das Rohr sehen. Das ist für das Arbeiten mit Gasspektren von großem Vorteil wegen der erzielten größeren Lichtstärke.

Will man die Wellenlängen von Linien bestimmen, so braucht man eine Methode, um ihre Stellung im Spektrum zu messen. Dieses beruht bei Prismenapparaten immer und meist auch bei Gittern auf einer Messung der Winkelablenkung der Linien und Vergleich derselben mit Ablenkungswinkeln solcher Linien, deren Wellenlänge bekannt ist. Für sehr genaue Bestimmungen geschieht dies mit Hilfe der Photographie. Es werden dann die beiden Spektren, das unbekannte und das Normalspektrum, übereinander auf dieselbe Platte photographiert und die Wellenlängen der unbekannt Linien durch Ausmessung ihrer Stellung gegen das Normalspektrum ermittelt. Die Vergleichung kann auch mit dem Auge direkt gemacht werden, es empfiehlt sich dann aber das Spektroskop vorher zu kalibrieren. Diese letztere Methode ist für den gewöhnlichen Gebrauch die übliche, wenn es sich nur um geringe Genauigkeit handelt und nur das sichtbare Gebiet in Betracht kommt. Das hierfür gewöhnlich benutzte Instrument ist das Spektrometer, weil man an diesem die Ablenkungswinkel direkt ablesen kann. Natürlich aber kann man die Winkelgrößen durch eine beliebige Skala ersetzen, denn beide müssen auf Wellenlängen umgerechnet werden, nur empfiehlt sich eine solche

deswegen nicht so sehr, weil sich die Skala leicht verschiebt und dadurch die Ablesungen fehlerhaft werden.

Die Zeichnung eines einfachen Spektrometers ist in Grundriß und Aufsriß in Fig. 41 gegeben, nur ist der Fuß weggelassen. In Wahrheit wird der ganze Aufsatz fest auf eine Säule mit drei Füßen aufgeschraubt, von denen jeder mit einer Stellschraube versehen ist.

Bei dieser Apparatform ist das Beobachtungsfernrohr an einem Arm befestigt, der sich um die Mittelachse drehen läßt. Die Winkeldrehung läßt sich an einem Teilkreis ablesen. In der Zeichnung bedeutet A das Fernrohr, B den Kollimator, beide sitzen fest in den Trägern CC. Diese Träger sind auf den Klötzen DD mit zwei Schrauben befestigt, ihre Unterfläche ist abgerundet, um die beiden Röhre durch Neigen justieren zu können. Die Klötze DD werden

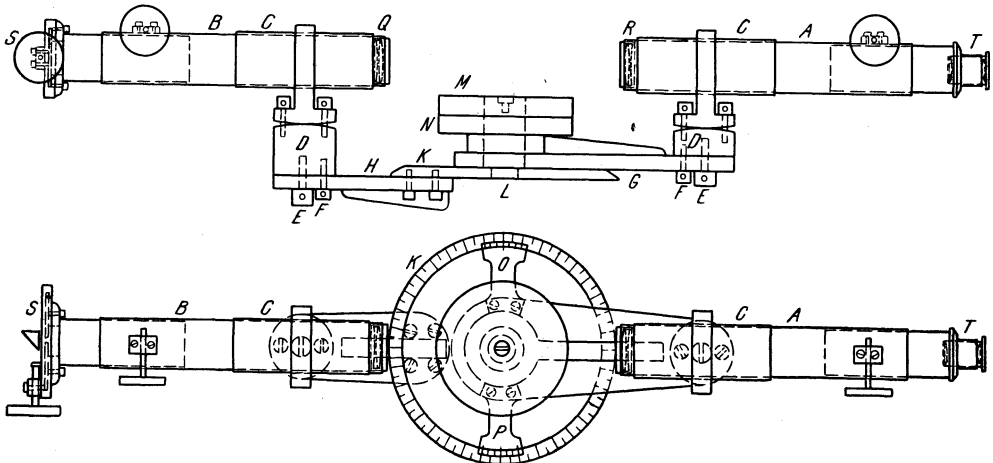


Fig. 41.

auf den Armen G und H durch die Schrauben EE und FF festgehalten. Wo die Schrauben FF die Arme durchsetzen, sind die Löcher seitlich erweitert, um für die Justierung auch eine kleine horizontale Drehung zu ermöglichen. Beide Arme sind versteift und der Kollimatorarm H ist fest mit dem Mittelstück K verschraubt, während G mit dem Beobachtungsrohr genau auf die Stahlachse L aufgepaßt und frei um diese drehbar ist. Ebenso kann sich der Prismentisch M um die Achse L drehen, was von Nutzen ist, um das Prisma auf das Minimum der Ablenkung einzustellen. Die Unterlage N ist fest und trägt eine Teilung, auf der man die Winkeldrehung des Prismen-tisches M, wenn erforderlich, ablesen kann. Vor allem aber besitzt die große Mittelscheibe K eine Kreisteilung. Auf ihr lassen sich die Drehungen des Fernrohres mit den Nonien O und P ablesen. Die Genauigkeit beträgt gewöhnlich 30 Bogensekunden. Q und R sind die Linsen von Kollimator und Fernrohr, S ist der Spalt, T das

Okular. Kollimatorrohr und Beobachtungsfernrohr sind zur genauen Einstellung mit Zahnstange und Getriebe versehen.

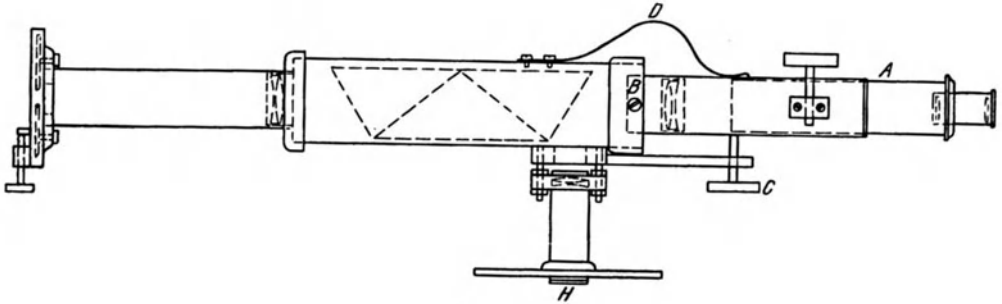


Fig. 42.



Fig. 43.

Es gibt auch einfache Meßinstrumente mit geradsichtigen Prismen. In Fig. 42 ist ein solches gezeichnet. Die charakteristische Eigenschaft ist, daß sich das Fernrohr A um den Punkt B dreht und zwar nur in der Horizontalen, welche zugleich eine Hauptebene des Prismensystems ist. Die Drehung erfolgt durch eine Mikrometerschraube C, gegen deren Ende eine Feder D das Fernrohr andrückt. Die Ableseung der Lage von Spektrallinien ist auf zwei Weisen möglich, entweder durch eine Teilung an der Trommel der Mikrometerschraube, indem man irgend einen Zeiger oder Faden im Okular zur Einstellung benutzt, oder sie kann durch Benutzung einer photographierten Skala H erfolgen, deren Bild durch Reflexion von der letzten Prismenfläche zugleich in die Bildebene fällt. In Fig. 43 ist das vollständige Instrument abgebildet.

In dem Spektrometer, wie es Fig. 41 zeigt, sind offenbar einige Konstruktionsfehler vorhanden, die man bei einem genauen Instrument vermeiden muß. Der schlimmste ist seine geringe Festigkeit. Z. B. sind die Arme G und H zu schwach, ebenso die beiden Träger C und C. Ein geringer Druck der Hand auf das Okular während einer Einstellung genügt, um eine Verschiebung der Spektrallinien hervorzurufen, und vereitelt dadurch jede Genauigkeit der Ablesung. Wenn also auch ein solches Instrument vielleicht für den gewöhnlichen Gebrauch genügt, so muß man doch zu Apparaten, wie sie in Fig. 44 und 45 abgebildet sind, greifen, falls man eine sorgfältige Bestimmung vorhat, bei der eine direkte Winkelbestimmung vorkommt.

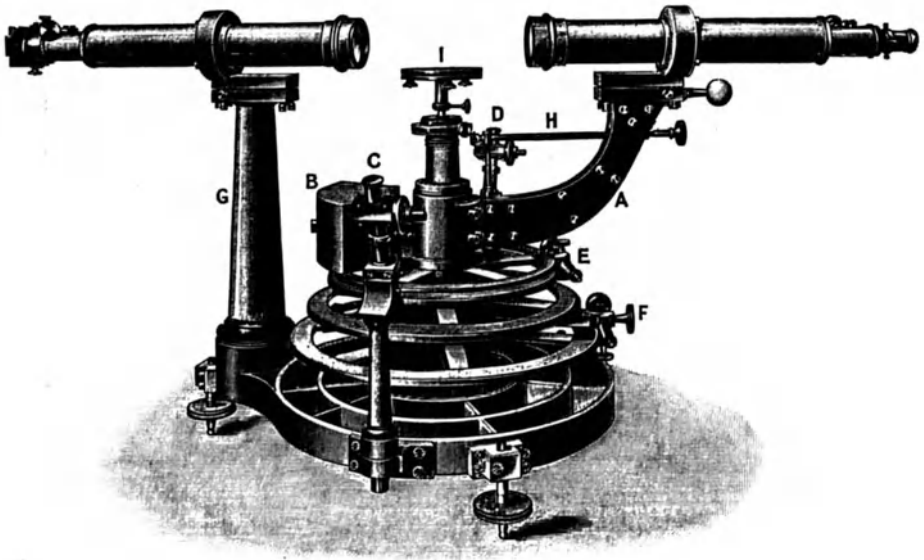


Fig. 44.

Bei Fig. 44 sieht man, daß das Fernrohr starr an den schweren Arm A befestigt ist, welcher sorgfältig auf die mittlere Vertikalachse aufgeschliffen und durch ein Gegengewicht B ausbalanciert ist. Der Teilkreis hat 12 Zoll Durchmesser und wird mit zwei Mikroskopen mit Okularmikrometer C und D abgelesen, welche 1" abzulesen gestatten. Der Apparat besitzt zwei tangentielle Schrauben E und F, die eine für feine Einstellung des Fernrohrarmes, die andere zur Bewegung des Teilkreises um die Achse, um Ablesungen an verschiedenen Stellen der Teilung zu ermöglichen. Diese Einrichtung dient dazu, um Teilungsfehler zu eliminieren. Der Kollimator wird von einem besonderen Ständer G getragen, der einen Teil des Fußgestelles bildet. Der Prismentisch wird durch die Stange H gedreht und ist mit ihr durch ein Radgetriebe verbunden.

Fig. 45 zeigt ein Spektrometer, welches von Hilger für Mr. J. W. Gifford angefertigt wurde, und welches mit dessen Erlaubnis hier wiedergegeben wird. Die hauptsächlichsten Eigenschaften ersieht man aus der Figur. Auf bestimmte Einzelheiten möchte ich aber doch aufmerksam machen. Zunächst fällt auf, daß die Metallrohre durch Lederbälge ersetzt sind. Der Grund ist, daß man kleine seitliche Verschiebungen gar nicht vermeiden kann, wenn zwei Rohre sich ineinander bewegen. Die Vorrichtungen zur Einstellung des Instrumentes kann man unter den Lederbälgen sehen. Sie bestehen aus in Falzen laufenden Metallschlitten, die möglichst lang gemacht sind, um einen festen Halt zu bieten. Am Okularende des Fernrohres befindet sich ein photographischer Aufsatz, wie die Abbildung zeigt;

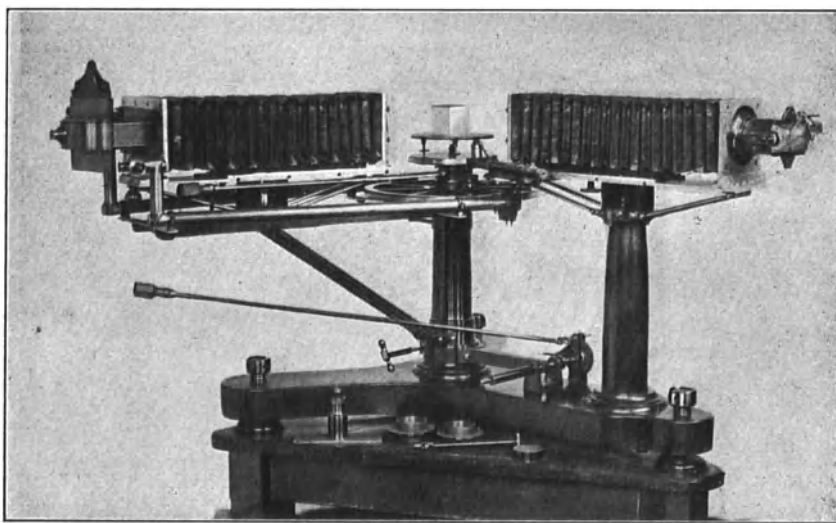


Fig. 45.

und das Okular ist außerhalb der Kamera sichtbar. Bei dem Gebrauch für das Auge wird der schwarze Schieber zurückgezogen. Der Hauptteilkreis des Instrumentes hat 18 Zoll Durchmesser und läßt sich mit Mikrometer-Okularen bis auf 1" ablesen. Der Prismentisch ist ebenfalls geteilt und wird mit einem kurzen Fernrohr abgelesen. Sowohl der Prismentisch wie die Feinverschiebung des Fernrohres lassen sich vom Okularende des Instrumentes bewegen, der Tisch durch den Handgriff, der gerade unter dem Fernrohrbalg sichtbar ist, die Feinbewegung durch den Griff unter dem Fernrohrarm. Der Schlüssel, welchen man am unteren Ende des Fernrohrträgers, gerade über dem Dreifuß sieht, hat den Zweck, die Feinbewegung ein- oder auszuschalten.

Es gibt noch einen anderen Typ, welcher an dieser Stelle zu beschreiben ist, nämlich das Spektroskop „mit festem Arm“. Freilich

sind manche derartige Instrumente vielleicht nicht für quantitative Messungen geeignet. Unter einem Spektroskop mit festem Arm wird ein Instrument verstanden, in dem Fernrohr und Kollimator unbeweglich sind, und das Spektrum durch Drehung des Prismensatzes vor dem Beobachter vorbeigeleitet. Unter diesen Typus darf man auch das Littrowsche Spektroskop rechnen. In diesem ist das Prinzip der Autokollimation benutzt, d. h. dasselbe Rohr dient sowohl als Kollimator wie als Fernrohr. Bei der einfachsten Form des Spektroskops mit festem Arm wird das Prisma mit konstanter Ablenkung benutzt, von dem S. 44 die Rede war; in diesem Instrument sind Fernrohr und Kollimator in derselben Horizontalebene und rechtwinklig zu einander festgelegt. Das Prisma konstanter Ablenkung ist auf einen Tisch montiert, der durch eine Tangentialschraube sich drehen läßt. Auf solche Weise fallen, wie aus der Konstruktion des Prismas folgt, immer gerade die Strahlen durch das Fernrohr in das Auge, welche das Prisma in dem Minimum der Ablenkung durchsetzt haben. Dieses Instrument ist besonders für eine vorläufige Zerlegung des Lichtes geeignet, bevor es in ein Interferometer oder ein Stufengitter (vergl. Kap. XI) eintritt.

In einem anderen Instrument dieser Gattung findet das Prismensystem, wie es von Cassie angegeben wurde, Verwendung. Dieses Prismensystem war S. 46 abgebildet. Wie man sieht, erfordert es, daß Teleskop und Kollimator mit ihren Achsen einander parallel befestigt sind, aber nicht zusammenfallen. Der Kollimator muß ein wenig höher und mehr zur Seite sitzen als das Fernrohr. Die Größe der Abstände hängt von den Abmessungen der Prismen ab. Man läßt das Spektrum das Gesichtsfeld des Fernrohres durchlaufen, indem man das Prisma C (Fig. 26) um eine vertikale Achse rotieren läßt. Es gibt noch verschiedene andere Konstruktionen ähnlicher Art.

Der Grundriß eines Spektroskops nach Littrows Prinzip der Autokollimation ist in Fig. 46 gegeben<sup>1)</sup>. Das Licht tritt durch den Spalt S ein und wird

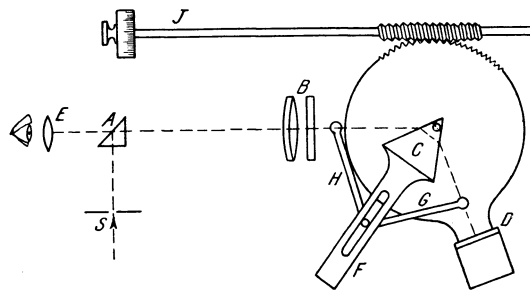


Fig. 46.

Prisma auf den ebenen Spiegel B zurückreflektiert. Sie durchlaufen nun das Prisma zum dritten und vierten Mal und gelangen erst dann auf die Linse B und weiter in das Okular E. Das Instrument ist

<sup>1)</sup> Cornu, J. de Phys. (2). 2. 53. 1883.



so justiert, daß die Strahlen auf dem Rückweg über oder unter dem rechtwinkligen Prisma A vorbeilaufen. Bei F ist eine Vorrichtung gezeichnet, welche bezweckt, das Prisma von selbst in der Stellung des Minimums der Ablenkung zu halten. Der Halter G ist an dem Arm, welcher den Spiegel D trägt, drehbar befestigt, der Halter H sitzt drehbar an dem Apparatstativ. Die beiden anderen Enden von H und G drehen sich um einen Zapfen, welcher in einem Schlitz von F sich verschieben kann. Dieser Arm F trägt das Prisma C und ist frei um die Mittelachse beweglich. Dreht man jetzt durch die Tangentialschraube I den Spiegelarm um die Mittelachse, so geht F zwangsläufig mit, und zwar übersieht man sofort, daß der Arm F immer nur die halbe Größe des Drehungswinkels durchläuft, folglich bleibt das Prisma stets automatisch in der Minimumstellung.

Fig. 47 zeigt ein ähnliches, von Wadsworth<sup>1)</sup> angegebenes Instrument, bei dem nur ein Konkavspiegel an Stelle der Linse gesetzt ist.

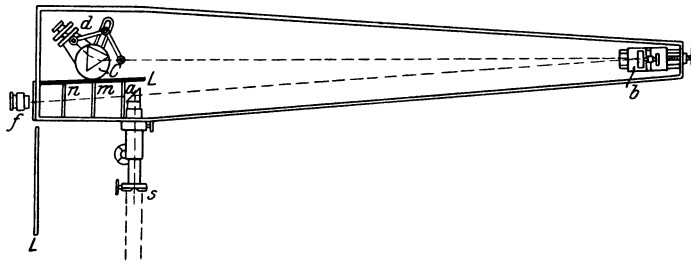


Fig. 47.

Bei diesem Apparat tritt das Licht durch den Spalt *s* ein, wird durch das rechtwinklige Prisma *a* auf den Konkavspiegel *b* geworfen, geht von hier durch das Prisma *C* zu dem ebenen Spiegel *d* und läuft nun denselben Weg wieder zurück, geht jedoch unter dem Prisma *a* vorbei und fällt bei *f* in das Okular. Wie man aus der Figur ersieht, wird das Prisma *C* durch dieselbe Drehvorrichtung gesteuert und auf das Minimum eingestellt, wie bei dem vorigen Apparat.

Wadsworth<sup>2)</sup> hat auch ein Spektroskop für vielfachen Strahlengang nach Art des Littrow-Typus angegeben. In Fig. 48 sieht man den Grundriß. Das Licht, welches durch den Spalt *S* eintritt, wird durch ein rechtwinkliges Prisma gegen den Hohlspiegel *A* reflektiert und von hier als paralleles Strahlenbündel auf das brechende Prisma geworfen. Die Strahlen durchsetzen das Prisma im Minimum der Ablenkung, werden von den ebenen Spiegeln *B*, *C* und *D* reflektiert und fallen abermals auf das Prisma. Nach dem Austritt werden

1) Phil. Mag. (5) 38. 137. 1894.

2) Astrophys. Journ. 2. 264. 1895.

sie von den Planspiegeln E, F und G zurückgeworfen und fallen zum drittenmal auf das Prisma. Jetzt treffen sie auf den ebenen Spiegel H, der senkrecht zu ihrer Bahn aufgestellt ist. Die Folge ist, daß sie den ganzen Weg rückwärts durchlaufen müssen, bis zum Hohlspiegel A. Von ihm werden sie auf ein zweites total reflektierendes Prisma konzentriert und gelangen endlich in das Okular O. Auf diese Weise durchläuft das Licht das Prisma sechsmal, jedesmal unter dem Minimum der Ablenkung. Die Justierung der Spiegel und Prismen geschieht automatisch und zwar folgendermaßen. Der erste Satz von Spiegeln B, C, D und der letzte Spiegel H sitzen alle auf dem Noniustisch M des Spektroskops und werden mit ihm gedreht. Der zweite Satz E, F und G ist zusammen auf einem inneren Tisch angebracht. Dieser ist fest mit einem Arm verbunden, welcher den Kollimator A, den Spalt S und das Okular oder die Kassette O trägt. Das Prisma selbst ist auf einem dritten Tisch montiert, der mit dem äußeren Tisch M durch die gewöhnliche Vorrichtung für Minimumstellung verbunden ist. Schließlich ist der

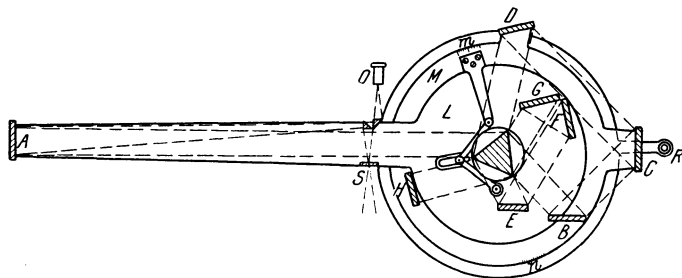


Fig. 48.

äußerste Teilkreis ebenfalls drehbar. Er trägt an einem Arm R ein kleines Beobachtungsrohr, welches für die rohe Einstellung dient.

Wegen der großen Zahl von Reflexionen, denen das Licht unterworfen wird, ist dieses Instrument nur zu brauchen, wenn sehr helle Lichtquellen zu Gebote stehen. Dann hat es aber auch den Vorteil eines sehr großen Auflösungsvermögens unter Benutzung nur eines einzigen Prismas. Dies ist bei Verwendung von wertvollem Material für das brechende Prisma von wesentlicher Bedeutung.

Es darf nicht außer Betracht bleiben, daß alle photographischen Methoden jeder Beobachtung mit dem Auge unvergleichlich überlegen sind. Denn die Photographien des unbekanntes und eines Normalpektrums werden auf derselben Platte neben oder übereinander aufgenommen, und die Wellenlängen der unbekanntes Linien ergeben sich durch Ausmessung ihrer Lage auf der Platte. Ein weiterer Nachteil der subjektiven Methode liegt in der Tatsache, daß das ultraviolette Gebiet für das Auge unsichtbar bleibt. Bei einem Apparat für Photographie des Spektrums wird anstatt des Okulars die Platte in die Brennebene des Fernrohrobjectives gebracht. Da dann alle beweglichen Teile in Fortfall kommen können, so lassen sich die

notwendigen Bestandteile viel einfacher gestalten, als bei subjektiver Beobachtung. Solche Apparate führen die Bezeichnung „Spektrographen“.

Es ist freilich möglich, an jedem der oben beschriebenen Spektroskope eine photographische Einrichtung anzubringen, eine solche ist

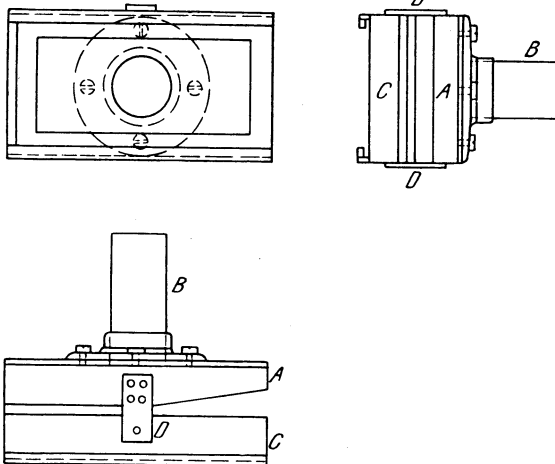


Fig. 49.

z. B. in Fig. 49 gezeichnet. Sie besteht aus einem länglichen Kasten A, an dem die Messingröhre B angeschraubt ist. Diese wird an Stelle des Okulars in das Fernrohr eingeschoben. Der Rahmen C wird durch zwei Metallbänder D gehalten. Er ist ein wenig drehbar um eine Vertikalachse, weil man durch eine kleine Drehung die mangelnde Achromasie des Fernrohr-

objektives kompensieren kann. Wie man sieht, ist für diese Drehung der Rahmen A auf seiner Rückseite abgeschragt.

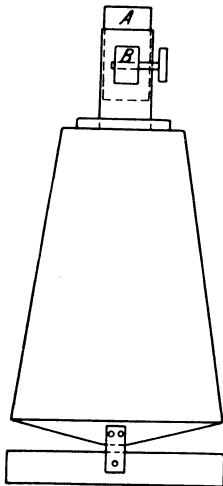


Fig. 50.

Natürlich verhindert ein Lederbalg zwischen A und C das Eindringen von fremdem Licht. Der Rahmen C besitzt ganz wie eine gewöhnliche Kamera Falze, in welche die Kassette geschoben wird. Diese kleine Vorrichtung kann man benutzen, um schmale Spektralgebiete aufzunehmen, schmal, weil das Rohr B einen geringen Öffnungswinkel besitzt, so daß nur ein kleiner Spektralbereich ihn gleichzeitig durchsetzen kann. Es ist von großem Vorteil, an dem Rahmen C Längsschienen anzubringen, in denen die Kassette sich verschieben läßt. Denn wenn diese genügende Größe hat, so kann man mehrere Aufnahmen übereinander auf dieselbe Platte machen. Dabei ist es günstig, wenn der Rahmen C nur eine niedrige horizontale Öffnung hat, gerade hoch genug, um das Licht des Spektrums auf die Platte fallen zu lassen. Durch Änderung der Höhe der Kassette in der Vertikalführung an C können dann der Reihe nach verschiedene Teile der Platte exponiert und die Photogramme vieler Spektren auf demselben Negativ vereinigt werden.

Indessen ist es doch viel besser, bei Benutzung des Spektrometers das Fernrohr ganz fortzunehmen und es durch einen Holz-

kasten zu ersetzen, wie er etwa in Fig. 50 im Grundriß gezeichnet ist. Der Kasten wird so gemacht, daß er in den Fernrohrhalter des Spektrometers gerade hineinpaßt. Die Fernrohrlinse wird bei A eingesetzt und zur Einstellung mit einem Trieb B versehen. Alles Übrige ergibt sich von selbst. Auf diese Weise wird kein Teil des Spektrums, der überhaupt in die Linse fällt, abgefangen.

Fig. 51 zeigt das Diagramm einer Spektrographen-Einrichtung, wie sie im University College in London benutzt wird. Sie verdient vielleicht wegen ihrer großen Einfachheit eine Erwähnung. Die Linsen haben 2 Zoll Durchmesser und 5 Fuß Brennweite und es werden zwei Prismen von  $60^\circ$  aus Jenaer Glas 0,167 (vgl. Liste S. 69) ver-

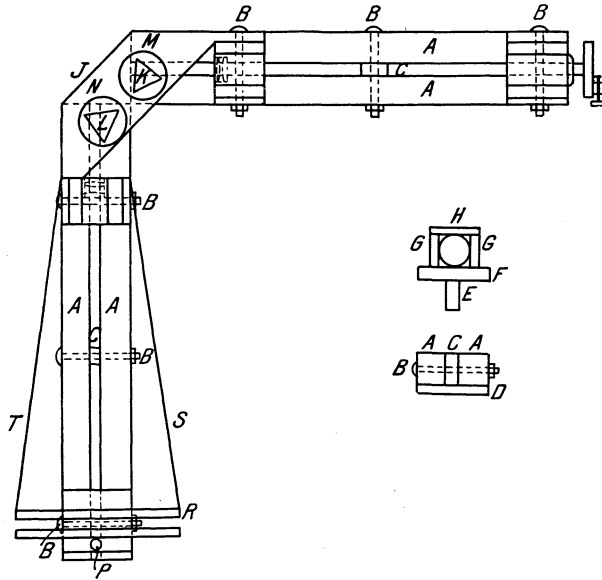


Fig. 51.

wendet. Beide Linsen sind in schweren Messingfassungen montiert und in Messingrohre von 2.5 Zoll Durchmesser und 6 Zoll Länge eingeschraubt. Die Untergestelle sind aus Holz und so einfach wie möglich. Sie bestehen aus zwei Rahmen, einem für Spalt und Kollimator und dem anderen für Fernrohrlinse und Kamera. Jeder Rahmen besteht aus zwei Stücken von 2 Zoll im Geviert und 6 Fuß Länge, die mit drei eisernen Bolzen zusammengehalten werden, einem an jedem Ende und einem in der Mitte. Diese rechteckigen Stäbe werden durch drei Zwischenstücke von je 1 Zoll Dicke an jedem Bolzen auseinandergehalten und bilden so eine 1 Zoll breite Rinne, in welche entsprechende Zapfen an den Tischchen für die Linsen etc. hineinpassen. In der Figur sind die beiden rechteckigen Stäbe mit A, die Bolzen mit B und die Zwischenstücke mit C bezeichnet. Unter jeden Rahmen ist ein Unterlagsbrett D von 1 Zoll Stärke geschraubt,

welches zur Verstärkung und zum Schutz gegen Verwerfung dient. Beide Rahmen sind vollständig gleich und bilden eine sehr bequeme Unterlage für die Montierung.

In F sieht man den Durchschnitt durch ein Tischchen, wie es für Linsen und Spalt dient. Die Tische sind alle aus zölligem Holz, 5 Zoll im Quadrat, und am Boden, wie schon oben erwähnt, mit einzölligen Zapfen versehen, welche in die Schlitzte der Rahmen passen. Sie lassen sich in jede beliebige Stellung bringen und werden dann durch Verschraubung in das Rahmenholz in dieser Lage festgehalten. Die Methode der Anbringung der Trägerrohre von Spalt und Linsen ist jedesmal folgende:

Die zwei Seitenstücke GG, welche man auf der ganzen Länge des Tischchens F festschraubt, werden gerade soweit auseinandergesetzt, um die Trägerrohre zwischen sich durchzulassen. Der an seiner Unterseite leicht gekrümmte Deckel H wird mit Schrauben auf den Seitenstücken befestigt und dient dazu, die Träger unverändert in ihrer Lage zu halten.

Der Haupt-Prismentisch J, ein Brett von 6 Zoll Länge und  $\frac{7}{8}$  Zoll Dicke, wird unter einem Winkel von  $45^\circ$  an das vorragende Ende des Kollimatorrahmens geschraubt. Die beiden Prismen K und L sind an ihren Ecken mit etwas Chattertonkitt auf zwei Tischchen M und N von  $3\frac{1}{2}$  Zoll Durchmesser und  $\frac{3}{16}$  Zoll Dicke geklebt. Diese zwei Tische werden durch eine einzige Schraube in ihrer Mitte auf dem Haupttisch unter ihnen festgehalten und lassen sich daher frei auf ihm drehen. Auf diese Art kann man jedes Prisma getrennt auf das Minimum der Ablenkung einstellen und dann durch eine kleine Schraube, die man in einer Ecke seines Tischchens einzieht, befestigen.

Ein kleines astronomisches Fernrohr ist angebracht, um das von der Vorderfläche des zweiten Prismas reflektierte Spektrum zu sehen. Dies hat den Zweck, eine Beobachtung mit dem Auge zu ermöglichen und zu kontrollieren, ob der Spalt richtig beleuchtet ist.

Der Rahmen für die Kamera ist vollständig unabhängig von dem Kollimatorrahmen befestigt. Er wird nur etwa 1 Zoll von seinem Ende durch einen, in der Figur nicht gezeichneten Bolzen gehalten, welcher den Tisch, der als Unterlage dient, durchsetzt und von unten durch eine Mutter geklemmt ist. Dieser Bolzen befindet sich mitten unter dem zweiten Prismentischchen. Man kann daher, wenn nötig, die Kamera drehen, um die verschiedenen Teile des Spektrums zu untersuchen. Indes ist die Kamera so weit gebaut, daß sie ein Spektralgebiet von solcher Ausdehnung umfaßt, wie es für gewöhnliche Untersuchungen in Frage kommen wird. Man wird diese Einrichtung daher nicht zu benutzen haben, wenn man nicht Aufnahmen im äußersten violetten Teil des Spektrums machen will.

Der Tisch, welcher die Kassette trägt, weicht ein wenig von den anderen ab. Der Hauptunterschied liegt darin, daß er nicht an seinen Zapfen befestigt ist, sondern durch einen Bolzen P gehalten wird, welcher mitten durch ihn und den Zapfen hindurchgeht. Auf

diese Weise ist eine Drehung neben der Bewegung parallel der Linsenachse möglich. Die Vorrichtung dient natürlich wieder dazu, um die photographische Platte in den für die richtige Brennweite erforderlichen Winkel zu der Linsenachse zu bringen. Die Stellung des Tisches kann dann durch eine große Unterlagscheibe und Flügelmutter unter dem Rahmen fixiert werden. Senkrecht auf dem Tischchen steht ein Rahmen, gegen den die Kassette mit starken Federn angeedrückt wird.

Die Länge des Kameratischen und seines Rahmens beträgt im ganzen  $12\frac{1}{2}$  Zoll, dabei hat der Rahmen eine Öffnungsweite von  $11 \times 3\frac{1}{2}$  Zoll.

Die Kassette bedarf keiner besonderen Beschreibung. Sie trägt eine Platte von  $11 \times 3$  Zoll. Eine solche Plattenlänge ist nämlich ausreichend, um soviel von dem Spektrum aufzunehmen, wie zu gleicher Zeit sich genügend scharf einstellen läßt.

So wie der Apparat jetzt justiert ist, erstreckt sich das Spektralgebiet von der Wellenlänge 7000 bis zu etwa 3800 Ångströmeinheiten. Innerhalb dieses Bereiches ist das Bild scharf, darüber hinaus aber hat es sich als nicht genügend gut herausgestellt, wenn auch das Spektrum sich noch bis zu 3100 Å.-E. erstreckt. Es wird daher für gewöhnlich das ultraviolette Gebiet ausgeschlossen. Natürlich aber kann man auch dieses einstellen, wenn man, wie oben beschrieben, den Kamerarahmen um seinen Bolzen dreht.

Zum Schutz des Instruments gegen Tageslicht bedient man sich einer doppelten Lage von englisch Leder (Drell), die durch leichte Holzlatten getragen wird. Diese sind an den aufrechten Seitenbrettern des Linsen- und des Spalttisches befestigt. Unten ist der über die Latten straffgespannte Stoff an dem schweren Rahmen festgenagelt. Natürlich ist zur Abdichtung des Armes mit der photographischen Kamera noch eine besondere Vorrichtung getroffen. Auf dem Arm ist etwa 4 Zoll vor dem Kameratische ein leichter Rahmen R, etwa 15 Zoll breit und 6 Zoll hoch, senkrecht aufgestellt. Vier Leisten, S und T, gehen von den Ecken dieses Gestells bis zu den Ständern der Fernrohrlinse. Dieses Gerüst ist mit einer doppelten Schicht englisch Leder straff umkleidet. Der Raum zwischen dem Rahmen R und dem Kassettenträger ist ebenfalls mit dem Stoff umhüllt, jedoch ist der Stoff hier nicht straff, sondern bietet für die Drehung der Kassette genügend Spielraum.

Abgedichtet ist der Stoff durch Festnageln. Wo sich offene Stellen zeigen, etwa an den Ecken der Fassungen von Spalt und Linsen, ist mit schwarzer Watte nachgeholfen.

Der Prismenteil des Instruments ist mit losem Samt zugedeckt, welcher auf einem leichten Holzring aufliegt. Der Ring wird durch Träger gehalten, die auf den großen Prismentisch aufgesetzt sind.

Diese Vorrichtung hat sich als vollständig lichtdicht erwiesen, denn obwohl der Raum oft im hellen Sonnenschein liegt, so bekommen selbst bei langen Expositionen auch die empfindlichsten Platten keine Schleier.

Ich habe diesen Apparat so ausführlich beschrieben, um zu zeigen, wie ein wirklich tauglicher Aufbau sich mit der Hilfe eines Tischlers für wenig Geld herstellen läßt. Bei der Anfertigung eines Spektrographen kommt es ausschließlich auf einen guten Spalt, gute Linsen und Prismen an. Alles Übrige kann man der Erfindungsgabe des Experimentators überlassen. Eine große Zahl von Modellen ist angegeben worden, und alle sind sie tauglich, doch dürfte für die gewöhnliche Laboratoriumsarbeit ein Apparat von so einfacher Art, wie der hier beschriebene, allen Bedürfnissen genügen. Vielleicht entspricht er nicht den ästhetischen Ansprüchen, auf diese kommt es aber nur wenig an bei einem Apparat, der zu vielfachem Gebrauche bestimmt ist.

---

## Fünftes Kapitel.

# Das Prismenspektroskop im Gebrauch.

**Die Einstellung des Prismenspektroskops.** Zur vollständigen Justierung eines Prismenspektroskops ist es erforderlich, daß es folgenden Bedingungen genüge:

1. Daß die Kollimatorlinse einen Strahl parallelen Lichtes auf die erste Prismenfläche wirft.

2. Daß die optischen Achsen von Kollimator und Fernrohr bei jeder Stellung des Fernrohres durch dieselbe Hauptebene des Prismas hindurchgehen.

3. Daß die Öffnung des Spaltes parallel der brechenden Kante des Prismas ist.

Es sollen hier Methoden angegeben werden, wie man ein gewöhnliches Spektrometer mit einem Prisma, nach Art des in Fig. 41 abgebildeten, einstellt. Die entsprechenden Methoden lassen sich dann auf kompliziertere Instrumente anwenden. Zuerst muß das Fernrohr auf parallele Strahlen eingestellt werden. Man stellt das Okular so ein, daß das Fadenkreuz in den Brennpunkt kommt, dann richtet man das ganze Fernrohr auf einen fernen Gegenstand, eine Kirchturmspitze oder einen Fahnenknopf, und verstellt den Trieb so lange, bis das Objekt scharf erscheint. Der so ermittelte Brennpunkt stimmt genügend genau mit demjenigen überein, der sich für parallele Strahlen, d. h. ein unendlich entferntes Objekt, ergeben würde. Jetzt beleuchtet man den Spalt mit einer beliebigen Lichtquelle, einem Gasbrenner z. B., bringt Fernrohr und Kollimator in dieselbe Richtung, so daß ohne Prisma das Bild des Spaltes direkt im Okular gesehen wird und verstellt nun den Spalt so lange, bis man ihn scharf sieht. Dann ist der Kollimator angenähert richtig eingestellt. Die Mitte des Spaltbildes muß in die Mitte des Gesichtsfeldes fallen, dann sind die beiden optischen Achsen von Fernrohr und Kollimator Teile derselben Geraden.

Eine bequeme Prüfungsmethode besteht darin, daß man den Spalt mit einem Stück Pappe zudeckt, welches mit einem kleinen Loch von etwa 1 mm Durchmesser versehen ist. Auf diese Weise wird nur



der mittelste Teil des Spaltes beleuchtet; er soll sich dann in der Mitte des Gesichtsfeldes abbilden; liegt das Bild höher oder tiefer, so müssen Kollimator und Fernrohr solange verstellt werden, bis gleiche Achsenhöhe erreicht ist. Auch muß man Sorge tragen, daß der Spalt genau senkrecht steht. Hierauf wird das Prisma aufgestellt und mit seinem brechenden Winkel senkrecht und parallel zum Spalt gerichtet.

Eine genauere Methode der Einstellung des Beobachtungsrohres auf parallele Strahlen besteht in der Aufstellung eines kleinen Spiegels auf dem Spektrometertisch senkrecht zu der Achse des Fernrohres und Verwendung eines Gauss'schen Okulares (S. 84). Das seitlich eintretende Licht fällt zuerst auf das Fadenkreuz, durchläuft das Rohr und wird von dem Spiegel wieder in umgekehrter Richtung reflektiert. Dem hellen Gesichtsfeld fehlt nur der Teil, welcher durch das Fadenkreuz aufgefangen wurde. Man sieht also im reflektierten Bild ein dunkles Kreuz auf hellem Grund, während direkt gesehen das Fadenkreuz selbst hell auf dunklem Grunde erscheint. Nur wenn auch das reflektierte Bild des Fadenkreuzes scharf erscheint, befindet sich das Kreuz selbst im Brennpunkt der Objektivlinse, denn nur dann fallen die aus dem Objektiv austretenden Lichtstrahlen als paralleles Bündel auf den Spiegel, werden also auch nur in diesem Falle nach der Reflexion in derselben Ebene wieder abgebildet.

Für eine genauere Einstellung des Spaltes in den Brennpunkt der Kollimatorlinse mag man eine der folgenden Methoden benutzen. Da ist zuerst die Methode von Schuster<sup>1)</sup>. Das Prisma wird in die Stellung des Minimums der Ablenkung gebracht und das Fernrohr so gedreht, daß man in ihm das Bild der D-Linie oder eines anderen passenden Strahles mit dem Faden zur Deckung bringt. Dann wird das Fernrohr ein wenig zur Seite geschoben; es ist klar, daß es nun zwei Stellungen des Prismas gibt, eine auf jeder Seite des Minimums, bei denen das Bild der Linie wieder in den Mittelpunkt des Gesichtsfeldes rückt. Das Prisma wird nun nacheinander in diese beiden Stellungen gebracht und die Linie jedesmal beobachtet; erscheint sie beide Male vollständig scharf, dann sind Fernrohr und Kollimator beide genau für parallele Strahlen justiert. Wenn jedoch, was wahrscheinlich ist, das Bild der Linie in beiden Fällen nicht gleich deutlich ist, so hat man folgendes zu tun. Das Prisma wird in die erste Stellung gebracht und der Kollimator verschoben, bis die Linie vollständig scharf erscheint; nach Drehung des Prismas in die zweite Stellung wird jetzt das Fernrohr in die beste Einstellung gebracht. Nach ein oder zwei Wiederholungen wird man finden, daß die Anforderung erfüllt ist, d. h., daß die Linie vollständig scharf bleibt, wie herum man das Prisma auch dreht. Dies entspricht der vollständigen Einstellung von Kollimator und Fernrohr auf parallele Strahlen.

Die zweite Methode wurde von Lippmann<sup>2)</sup> angegeben. Er verwandte zwei planparallele Glasplatten, die er über- und recht-

<sup>1)</sup> Phil. Mag. (5) 7. 95. 1879.

<sup>2)</sup> Comptes rendus. 129. 569. 1899.

winkelig zu einander aufstellte (vergl. Fig. 52). Diesen Apparat brachte er in den Weg der vom Kollimator kommenden Strahlen. Wenn die Strahlen wirklich parallel sind, so bleiben die Platten ohne Wirkung; sind sie aber konvergent oder divergent, so werden die obere und untere Hälfte des Spaltbildes gegeneinander verschoben erscheinen.

Wenn bei einem gewöhnlichen Spektrometer mit achromatischen Glaslinsen der Kollimator auf parallele Strahlen für eine Wellenlänge eingestellt ist, so wird diese Einstellung auch für alle anderen Strahlen des Spektrums genügen. Man darf aber nicht vergessen, daß das Okular nicht im strengen Sinn des Wortes achromatisch ist. Vielmehr war ja im Kap. III auseinandergesetzt, daß das Okular nur die verschieden gefärbten Bilder auf dieselbe Größe brachte. Da sie sich aber noch längs der optischen Achse



Fig. 52.

verteilen, so hat man im Fernrohr eine verschiedene Brennweite für Strahlen verschiedener Wellenlänge. Wenn man nichtachromatische Linsen anwendet, z. B. einfache Linsen aus Quarz, und den Brennpunkt des Kollimators für Strahlen einer bestimmten Wellenlänge gefunden hat, so läßt sich die Brennweite für andere Strahlen einfach nach den gewöhnlichen Linsenformeln ausrechnen und die relative Stellung von Spalt und Kollimatorlinse entsprechend verändern. Es ist sehr zweckmäßig, wenn das Kollimatorrohr in Millimeter geteilt ist, um eine bestimmte Brennweite zu ermöglichen, sowie sie der Übergang von einem Teil des Spektrums zum anderen erfordert.

Bei der Einstellung von Prismenapparaten zur Photographie des Spektrums kommt zu den vorigen Justierungen noch die Einstellung der photographischen Platte auf Bildschärfe hinzu. Bei Apparaten, mit denen große Teile des Spektrums auf einer Platte aufgenommen werden, wird im allgemeinen der Kollimator auf Parallelität und das Prisma auf das Minimum der Ablenkung für die mittleren Strahlen des photographischen Gebietes eingestellt. Ein besseres Bild der photographierten Linien wird man voraussichtlich auf folgendem Weg erhalten. Man muß zwei getrennte Ermittlungen für die photographische Platte vornehmen, nämlich nicht nur den Abstand der Platte von der Kamera-Linse, sondern auch den Winkel zu der Linsenachse. Diese Einstellung läuft auf eine Reihe von Probeaufnahmen hinaus.

Bei dem photographischen Apparat des letzten Kapitels war gezeigt worden, daß die Rückseite der Kamera so montiert wurde, daß sie sich um eine vertikale Achse in ihrer Mitte drehen ließ. Hierdurch sollte man die erforderliche Neigung der Platte erhalten. Eine angenäherte Einstellung der Platte erhält man leicht unter Benutzung einer Mattscheibe; nun wird eine Photographie des Spektrums

aufgenommen, und wenn das Bild nicht scharf ist, die Kamera gegen die Linse verschoben und eine zweite Aufnahme gemacht. Dies wird wiederholt, bis die Linien im mittleren Teile der Platte vollständig scharf werden. Es bleibt nun noch übrig, die Neigung der Platte solange zu verändern, bis das ganze Spektrum, oder doch ein möglichst großer Teil in die Brennfäche fällt.

Während bei Glas, Quarz - Flußspat oder Quarz - Kalkspat Achromaten es möglich ist, ein ebenes Feld zu erhalten, und daher photographische Platten aus Glas zu benutzen, so ist dies im allgemeinen unmöglich, wenn die Linsen unkorrigiert sind, besonders, falls man einen großen Spektralbereich auf einer einzigen Platte aufnehmen will. Unter diesen Umständen erhält man für das Objektiv eine Brennkurve und muß Films benutzen. Man paßt der Brennkurve einen Rahmen an, befestigt ihn auf dem Plattenhalter und läßt den Film während der Exposition gegen ihn anliegen.

Bei der letzten Einstellung auf den Brennpunkt empfiehlt es sich, eine Lichtquelle zu benutzen, von deren Spektrum man weiß, daß es aus feinen, scharf begrenzten Linien besteht. Metallische Spektren besitzen oft Linien, welche auf einer oder beiden Seiten verwaschen sind; solche Linien haben für diese endgültige Einstellung wenig Wert. Eine der besten Beleuchtungsquellen für diesen Zweck ist eine Vakuumröhre mit Kohlensäure, da das Spektrum einer solchen Röhre bei dem Durchgang des elektrischen Stromes aus Banden äußerst feiner Linien besteht.

Um die Helligkeit zu vergrößern, pflegt man mit Hilfe einer Kondensorlinse<sup>1)</sup> ein Bild der Lichtquelle auf dem Spalt zu entwerfen; man erhält so beträchtlich mehr Licht, außer wenn die Lichtquelle sehr groß oder sehr nah am Spalt ist. Dies ist auch für Flammenspektren insofern von Nutzen, als es den Spalt vor einer Bespritzung durch das in die Flamme gebrachte Salz schützt.

**Die Methoden der Wellenlängenbestimmung mit dem Prismen-Spektroskop.** Bei dem Prismen-Spektroskop bestehen fast alle Methoden zur Bestimmung der Wellenlängen von Spektrallinien in einer Vergleichung zwischen diesen und den Linien anderer Spektren, deren Wellenlängen bereits genau bekannt sind; das heißt, man mißt die Stellung der unbekannteren Linien gegenüber einer Zahl bestimmter wohlbekannterer Linien und erhält so die Wellenlängen durch Interpolation. In dem sichtbaren Spektralgebiet läßt sich das durch Beobachtung mit dem Auge ausführen, wenn man auf keine große Genauigkeit Anspruch macht. Im allgemeinen aber sind die photographischen Methoden wegen ihrer größeren Zuverlässigkeit zu empfehlen.

Will man die Beobachtung mit dem eigenen Auge machen, so muß man irgend eine Art von Skala benutzen, an der die Stellung der Linien abgelesen wird; das kann ein auf Glas photographierter Maßstab sein, dessen Bild durch Reflexion an der letzten Prismenfläche

<sup>1)</sup> Vergl. auch die Zusammenstellung in Kap. X.

gleichzeitig mit dem Spektrum ins Auge fällt, und zwar unmittelbar darüber oder darunter an dasselbe grenzend.

So machten es Bunsen und Kirchhoff und sie konnten die Stellung der Linien leicht daran ablesen, aber doch nur ganz roh, so daß die Methode heute kaum mehr empfohlen werden kann. Eine solche photographische Skala verschiebt sehr leicht ihre Stellung gegenüber dem Spektrum; man muß sie daher mit irgend einer Vorrichtung versehen, um sie nachstellen zu können. Vor der jedesmaligen Benutzung des Spektroskops muß man sich davon überzeugen, daß die Skala die richtige Lage hat. Dies geschieht sehr leicht durch Einstellung irgend einer Linie, z. B. der D-Linie auf einen bestimmten Teilstrich des Maßstabs.

Weit besser als die Methode der photographierten Skala ist die Methode der Messung der Winkelablenkung. Sie läßt sich mit größerer Genauigkeit durchführen. Der hierfür benutzte Apparat, das Spektrometer, ist schon zur Genüge beschrieben und es muß nur noch gezeigt werden, wie man die Methode praktisch anwendet. Wenn möglich, stellt man das Prisma für jeden untersuchten Strahl auf das Minimum der Ablenkung ein; dies ist eine Notwendigkeit für die Kalkspat-Prismen, ist aber auch bei den anderen Medien empfehlenswert. Für die wirkliche Beobachtung stellt man zuerst das Okular auf die feste Marke (Faden) ein, dann das Bild des Spaltes direkt ohne dazwischen gestelltes Prisma und liest die Stellung des Fernrohres auf dem Teilkreis ab; das Fernrohr wird dann gedreht, bis die Marke genau mit einer Spektrallinie zusammenfällt, worauf die Stellung wieder auf dem Teilkreis abgelesen wird. Eine Wiederholung der Messungen darf nur eine äußerst kleine oder gar keine Abweichung zeigen.

Um die Wellenlänge einer unbekanntenen Linie zu finden, kann man eine Interpolationsformel<sup>1)</sup> benutzen und sie mit dieser errechnen, falls man den Ablenkungswinkel der unbekanntenen Linie und ebenso die Winkel wie auch die Wellenlängen für auf beiden Seiten liegende Linien kennt. Indessen ist das sehr mühsam und zeitraubend. Bei weitem die beste Methode ist die der graphischen Interpolation. Diese besteht darin, daß man die Dispersionskurve des Spektrums zeichnet, d. h. die Kurve, welche die Beziehung zwischen der Wellenlänge und der dadurch hervorgerufenen Ablenkung ausdrückt. Um diese Kurve zu erhalten, wählt man eine Zahl wohlbekannter Linien aus verschiedenen Gebieten des Spektrums und mißt ihre Ablenkungswinkel so genau wie möglich. Diese Größen werden zusammen mit den Wellenlängen oder Schwingungszahlen der Linien auf Koordinatenpapier eingetragen und die so erhaltenen Punkte durch eine Kurve verbunden. Diese Kurve muß natürlich vollständig glatt sein ohne plötzlichen Richtungswechsel, und sie wird dies um so mehr, je größer die Zahl der zugrunde gelegten Linien ist. Wenn diese Kurve einmal für ein Instrument gezeichnet ist, so wird die Bestimmung der Wellenlänge einer unbekanntenen Linie sehr einfach; man braucht nur die Ablenkung zu messen und kann dann die zugehörige Wellenlänge direkt aus der Kurve entnehmen.

1) Etwa die von Hartmann, siehe S. 53.

Welche Linien er wählen will, muß dem Beobachter überlassen bleiben; doch ist es unerlässlich, daß er ausschließlich scharfe und wohl definierte Linien benutzt. Die befriedigendsten sind in dieser Hinsicht die Linien von Gasen bei geringem Druck, und zwar werden für gewöhnliche Zwecke Wasserstoff und Helium voraussichtlich ausreichen. Collie<sup>1)</sup> hat gezeigt, daß, wenn man Helium und Wasserstoff mit Quecksilberdampf mischt, bestimmte Linien des Spektrums besonders stark hervortreten. Er empfiehlt die Benutzung einer solchen Vakuumröhre für die Kalibrierung eines Spektrometers. Die Wellenlängen der Linien in diesem Spektrum sind folgende:

Helium rot . . .	7065·48	Ångström-Einheiten
Helium rot . . .	6678·37	" "
Wasserstoff rot . .	6563·04	" "
Quecksilber orange	6152·3	" "
Helium gelb . . .	5875·87	" "
Quecksilber gelb .	5790·5	" "
Quecksilber gelb .	5769·5	" "
Quecksilber grün .	5461·0	" "
Helium grün . . .	5015·73	" "
Helium grün . . .	4922·10	" "
Wasserstoff blau .	4861·49	" "
Helium blau . . .	4713·25	" "
Helium violett . .	4471·65	" "
Quecksilber violett.	4358·6	" "
Wasserstoff violett .	4340·66	" "

Dies ist ein Verzeichnis von fünfzehn ziemlich gleichmäßig über das Spektrum verteilten Linien, welche für die Kalibrierungskurve eines gewöhnlichen Laboratoriumsinstrumentes ausreichen dürften. Wenn indessen mehr Linien gewünscht werden, um die Kurve noch genauer zu machen, so entnimmt man sie am bequemsten aus den Funkenspektren von Kadmium und Kupfer und etwa einiger anderer Metalle. Aus den Linien von Helium, Wasserstoff und Quecksilber kann man eine Kalibrierungskurve zeichnen, die ihrer ganzen Länge nach angenähert richtig sein muß; ist diese Kurve einmal fertiggestellt, so ist es sehr einfach, noch die Ablenkungen einiger anderer Linien zu ermitteln, die man nachträglich in die Kurve einzeichnet. Wenn man die Spektren der Metalle benutzt, so ist es oft schwierig, die einzelnen Linien unter der großen Zahl zu identifizieren; aber mit Hilfe der angenäherten Kalibrierungskurve lassen sich die Wellenlängen mit genügender Annäherung ermitteln, um sie in einer Tabelle der Linien des Elementes wiedererkennen zu können. Die wahren Wellenlängen benutzt man dann zur Verbesserung der Kurve. Die Hauptlinien in dem sichtbaren Gebiete der Funkenspektren von Kupfer und Kadmium sind folgende:

1) Proc. Roy. Soc. **71**. 25. 1902.

Kadmium	Kupfer	Kadmium	Kupfer
6439.3	5782.3	4217.1	4932.5
5379.3	5700.39	4127.1	4911.0
5338.6	5292.75	4095.0	4704.77
5086.1	5218.45 <sup>1)</sup>	4057.7	4651.31
4800.1	5153.33 <sup>1)</sup>	3988.4	4275.32
4678.4	5105.75	3984.7	
4415.9	4955.8		

Man findet, daß bei Benutzung der Schwingungszahlen der Linien an Stelle der Wellenlängen die Form der Kurve flacher wird und daher leichter zu zeichnen ist. Unter Schwingungszahl versteht man die Zahl der Wellen auf einen Zentimeter im luftleeren Raum, d. h., das Reziproke der Wellenlänge reduziert auf Vakuum. Um die Wellenlänge einer Linie, die man in Luft gemessen hat, auf ihren richtigen Wert im Vakuum zurückzuführen, muß man sie mit dem Brechungsindex der Luft für Licht von eben dieser Wellenlänge multiplizieren. Die Brechungsindizes der Luft sind mit großer Genauigkeit von Kayser und Runge<sup>2)</sup> bestimmt worden. Die für 0<sup>0</sup> und 760 mm Druck ermittelten Werte lassen sich durch die Gleichung

$$10^{-7}(\mu - 1) = 2878.7 + 13.16 \lambda^{-2} + 0.316 \lambda^{-4}$$

ausdrücken, wo  $\lambda$  in 10<sup>-6</sup> Metern oder Tausendstel Millimetern ausgedrückt ist. Die Formel zeigt, daß der Brechungsindex der Luft zwischen 1.00029 für  $\lambda = 0.8000 \times 10^{-6}$  Meter und 1.00035 für  $\lambda = 0.2000 \times 10^{-6}$  Meter liegt. Bei Anbringung der Korrektur genügt es für den praktischen Gebrauch, die Wellenlängen um eine kleine Zahl zu vergrößern. Eine Korrektortabelle<sup>3)</sup> kann man sich leicht aufstellen; wie man sofort sieht, liegen die Werte zwischen 2.52 Ångström-Einheiten bei  $\lambda = 0.8000$  und 0.70 bei  $\lambda = 2000$ .

In Fig. 53 sind zwei Kalibrierungskurven eines Spektrometers gegeben, die eine, A, mit den Wellenlängen der Spektrallinien, die andere, B, mit den zugehörigen Schwingungszahlen. Beide Male sind dieselben Linien benutzt. Wie man aus der Figur sieht, sind die Winkelgrößen der Ablenkung als Abszissen, die Wellenlängen resp. die Schwingungszahlen als Ordinaten aufgetragen.

Die Bestimmung der Wellenlängen mit dem Auge läßt sich auf diese Weise schnell ausführen und genügt vollständig für die Identifizierung und qualitative Bestimmung der Linien. Auch kann man ein Instrument von hoher Dispersion und großem Auflösungsvermögen benutzen und mit seiner Hilfe die Wellenlängen unbekannter Linien mit großer Genauigkeit ermitteln. Aber um die hierzu erforderliche lang gestreckte Kurve zeichnen zu können, muß man eine große Zahl

1) Diese Linsen sind leicht unscharf.

2) Wied. Ann. 50. 293. 1893.

3) Eine solche Tabelle ist vollständig gegeben in Watts Index of Spectra Appendix E. p. 51. 2. Aufl. Manchester bei Heywood & Son 1889.

von Punkten festlegen, und es ist zweifelhaft, ob dies die erhöhten Mühen und Kosten wert ist. Weit vorteilhafter ist es, auf die photographischen Vergleichsmethoden zurückzugreifen. Denn diese geben viel genauere Resultate mit wesentlich billigeren Apparaten. Die Methode besteht, wie schon gesagt, darin, daß man das unbekannte Spektrum und das Normalspektrum übereinander photographiert und die unbekanntenen Wellenlängen durch Interpolation zwischen denen

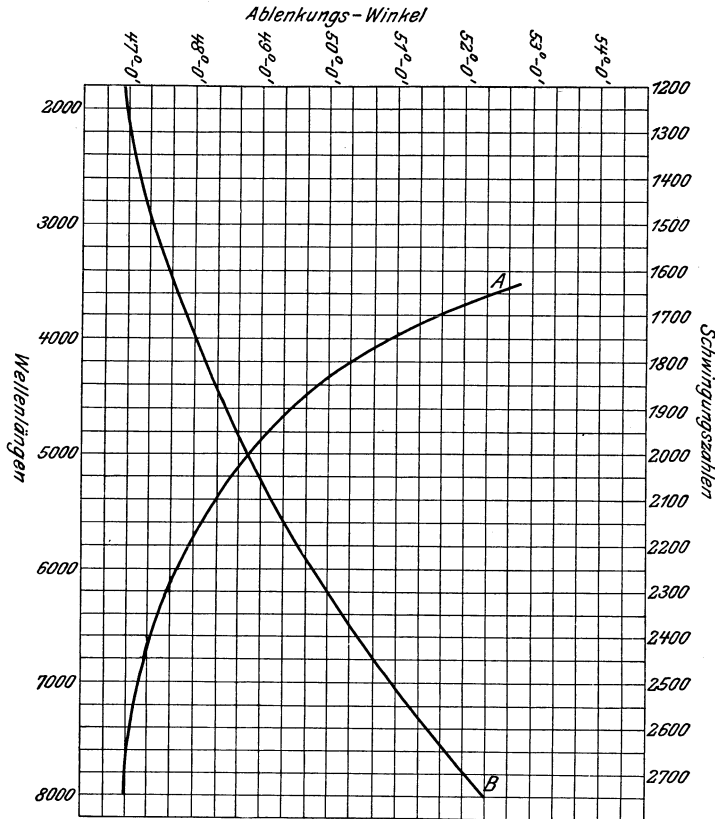


Fig. 53.

des Normalspektrums ermittelt. Dies Verfahren ist der oben beschriebenen graphischen Methode ganz ähnlich, weil die Photographie einen dauernden Beleg für die Größen der Ablenkung der verschiedenen Linien bildet, und andererseits das Normalspektrum so gewählt wird, daß es eine große Zahl von Linien enthält und daher die Dispersionskurve ersetzt. Bei dieser photographischen Vergleichung hat man Sorge zu tragen, daß die zwei Spektren ganz aneinander anliegen oder, noch besser, daß sie ein wenig übereinander übergreifen.

Dadurch wird die Vergleichung der beiden Aufnahmen wesentlich genauer.

Man wird aber finden, daß die beiden Spektre auf der Platte ein wenig gegeneinander verschoben sind, außer wenn die Strahlen der zwei Lichtquellen unter demselben Winkel auf den Spalt fallen. Das rührt daher, daß in beiden Fällen verschiedene Teile der Kollimatorlinse benutzt werden<sup>1)</sup>. Bei genauen Arbeiten ist es natürlich wichtig, diese Fehlerquelle zu vermeiden und beide Lichtquellen in identische Stellungen zu bringen. Man erreicht das durch die Einschaltung einer Linse, welche ein Bild der Lichtquelle auf den Spalt wirft. Es wird das Bild der als Normal ausgesuchten Lichtquelle, z. B. eines Lichtbogens zwischen Eisenpolen, auf eine Stelle des Spaltes so entworfen, daß Bogen, Spalt und Mittelpunkt der Kollimatorlinse auf einer Geraden liegen. Ist das Normalspektrum photographiert, so wird das Bogenlicht entfernt und die zweite Lichtquelle an seinen Platz gebracht, jedoch so, daß ohne Verschiebung der Kondensorlinse das Bild auf dem Spalt ein klein wenig über oder unter die vorher vom Lichtbogen getroffene Stelle fällt. Jetzt werden die zwei Spektre auf der Platte sich in der richtigen Stellung zu einander befinden.

Es ist wohl kaum nötig, darauf hinzuweisen, daß der Schieber der Kassette, nachdem er einmal geöffnet ist, nicht wieder geschlossen werden darf, bevor beide Aufnahmen gemacht sind, weil sonst die Platte sicherlich verschoben wird; vielmehr bedeckt man den Spalt mit einem Stück schwarzen Papiers, welches man für die Aufnahme fortnimmt. Noch besser benutzt man die S. 40 beschriebene Schlittenführung, die für diesen Zweck sehr praktisch ist.

Es mag an dieser Stelle ein Wort über die Wahl von Normen für die Vergleichung gesagt werden. Am besten fährt man mit dem Bogenspektrum des Eisens, obwohl es wegen der großen Zahl von Linien nicht sehr bequem ist. Aber es ist auch nicht immer benutzbar, weil es besondere Vorrichtungen zu seiner Darstellung braucht, auch eignet es sich wegen der Fülle der Linien nicht für Apparate mit geringer Dispersion, so daß man dort zu einer anderen Lichtquelle greifen muß. Sehr bequem ist das Funkenspektrum des Eisens, ferner das Spektrum einer Legierung aus Kadmium, Zinn und Blei, wie es von Hartley benutzt worden ist. Die Legierung wird dargestellt, indem man die drei Metalle im Verhältnis ihrer Molekulargewichte zusammenschmilzt. Das Spektrum besteht aus einer Reihe ziemlich gleichmäßig über das ganze Gebiet verteilter Linien. Es wird erzeugt durch die Entladung einer Leidener Flasche, welche einem Induktor parallel geschaltet ist. Als Pole dienen Stäbe des betreffenden Metalles.

Eine besondere Schwierigkeit bietet oft die Wahl eines Spektrums, welches eine hinreichend große Zahl von Linien in Rot und Orange

---

<sup>1)</sup> Aus diesem Grunde ist auch die Benutzung eines rechtwinkligen Prismas vor dem Spalt für die gleichzeitige Vergleichung zweier Spektre niemals genau und sollte nur für rohe Bestimmungen mit dem Auge benutzt werden. Für jede genauere Messung müssen die Spektre photographiert werden und zwar nacheinander durch benachbarte Stellen des Spaltes, wie oben beschrieben.



aufweist. Das Bogenspektrum des Eisens enthält ihrer viele, jedoch bedarf es sehr starker Ströme, um sie so hell zu machen, daß man sie photographieren kann. Man braucht wenigstens 10—15 Ampèren, und unter diesen Umständen brennen die Eisenpole sehr schnell herunter. Die Wellenlängen der Linien des Eisenbogens werden von Kayser und Runge<sup>1)</sup> bis zu  $\lambda = 6750$  gemessen. Ferner ist das Spektrum des neugefundenen Gases Neon sehr reich an roten und gelben Strahlen, man kann es daher sehr gut als Standard benutzen. Die Wellenlängen der Hauptlinien dieses Gases sind nach Baly<sup>2)</sup> folgende:

6402·40	6217·50	6096·37	5944·91
6383·15	6182·37	6074·52	5882·04
6328·38	6163·79	6030·20	5852·65
6304·99	6143·28	5975·78	5764·54
6266·66	6128·63	5974·73	

Ist das Vergleichsnormale einmal gewählt, so muß man zunächst sein Spektrum photographieren und kalibrieren. Man kennzeichnet möglichst viele Linien bekannter Wellenlängen, indem man womöglich die Zahlen direkt auf die Platte schreibt; es spart dies für die Zukunft unendliche Mühen und man kann sich immer wieder auf die Platte beziehen.

Diese Identifizierung der Linien ist besonders bei dem Bogenspektrum des Eisens sehr mühsam, wenn man mit dem allgemeinen Anblick des Spektrums noch nicht vertraut ist. Ist man außerstande, irgendeine Linie oder Liniengruppe bekannter Wellenlänge mit Sicherheit zu erkennen, so empfiehlt es sich, das Eisenspektrum mit einem bekannten Spektrum, z. B. von Wasserstoff oder Helium, zusammen zu photographieren. Die Wasserstoff- und Heliumlinien dienen dann als Marken, mit deren Hilfe man sich in dem Eisenspektrum zurecht finden kann. Z. B. sieht man auf der einen Seite der F-Linie des Wasserstoffs das Linienpaar 4871·3 und 4870·6 und auf der anderen Seite die Linie 4858·8. Hat man erst einmal auf diese Weise einige Linien sichergestellt, so kann man sich durch das ganze Spektrum mit Hilfe eines Mikrometers und einer Tafel der Wellenlängen von Linie zu Linie hindurcharbeiten. Man muß sich natürlich vergegenwärtigen, daß nach dem blauen Ende des Spektrums zu die Dispersion dauernd wächst, daß also einem gegebenen linearen Abstand auf der Platte eine immer kleinere Änderung der Wellenlänge entspricht.

Es sollen hier zunächst die Mikrometereinrichtungen beschrieben werden, die man zu obiger Bestimmung und überhaupt zu allen Ausmessungen von Photographien des Spektrums benutzt.

Die gewöhnlichste Form ist ein auf einem Schlitten montiertes Mikroskop, welches durch eine Mikrometerschraube verstellt werden kann (Fig. 54). Die Bewegungsbreite des Schlittens beträgt gewöhnlich etwa 6 Zoll, wie es für alle gewöhnlichen Arbeiten genügt. Die

1) Abh. Berl. Akad. 1888.

2) Phil. Trans. A. **202**. 183. 1904, sowie Proc. Roy. Soc. **72**. 84. 1904.

Mikrometerschraube, welche nach Rowlands Methode (S. 27) geschnitten und korrigiert ist, ist auf dem Gestell des Apparates montiert und läuft in Lagern, so daß sie sich weder vorwärts noch rückwärts bewegen kann. Sie trägt eine große geteilte Trommel und ein gerändeltes Rad, um dieselbe zu drehen. Die Trommel ist gewöhnlich in Hundertstel geteilt und man kann leicht ein Zehntel davon ablesen, so daß, wenn die Schraube eine Ganghöhe von einem Millimeter besitzt, die Bewegung des Mikroskops auf ein Tausendstel Millimeter abgelesen werden kann. Das Ganze ist mit einem festen Fuß versehen, um das Instrument stabil zu machen. Unter dem Mikroskop befindet sich ein Support, auf dem die Platte aufliegt; auch ist ein verschiebbarer Spiegel für die Beleuchtung angebracht. Das Mikroskop selbst besitzt eine ganz schwache Vergrößerung, gewöhnlich ist sie nur 20fach, denn wenn

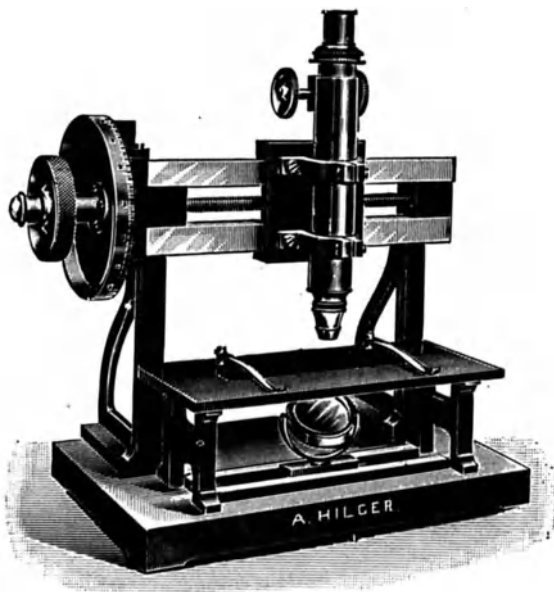


Fig. 54.

man eine stärkere Vergrößerung benutzte, so würden die Spektrallinien zu unklar für eine genaue Messung. Alle Einzelheiten ersieht man aus obiger Figur. In dem Ramsden-Okular des Mikroskops sind ein oder zwei Fäden eingezogen, von denen man bei der Ablesung den einen auf die Mitte der Spektrallinie einstellt. Unter den günstigsten Bedingungen läßt sich die Stellung einer Linie auf 0,0001 mm genau bestimmen.

Kayser<sup>1)</sup> hat ein ähnliches Mikrometer angegeben. Dieses ist mit einigen mechanischen Vorrichtungen versehen, mit deren Hilfe die Ablesungen des Mikrometers sowie die Intensität der Linie auf einen Papierstreifen gedruckt werden, damit das Auge während der ganzen Ausmessung einer Platte nicht von dem Mikroskop entfernt zu werden braucht. Es geschieht dies durch den Druck auf Tasten, ähnlich denen einer Schreibmaschine.

Wenn nur kleine Längen auszumessen sind, so genügt ein Okularmikrometer (vgl. S. 84), welches an einem schwachen Mikroskop angebracht wird. Natürlich ist der Messbereich nur sehr klein,

<sup>1)</sup> Handbuch der Spektroskopie. I. 644.

höchstens einige Millimeter auf der Platte; dies reicht aber für Interpolationsmessungen, wenn die Bezugslinien des Normalspektrums nahe beieinander liegen.

Fig. 55 zeigt den Zeißschen Stereokomparator<sup>1)</sup>, ein Instrument von eminentem Wert für die Ausmessung von Platten. Der Grundgedanke liegt in der stereoskopischen Vergleichung des unbekanntes Spektrums mit dem Standard. Jedes mangelnde Zusammenfallen zweier Linien auf den beiden Platten  $P_1$  und  $P_2$  zeigt sich durch die Wirkung des Relieffernrohres  $K_1$   $K_2$  als eine plastische Erhebung, welche erst (nach einer meßbaren Verschiebung) zum Verschwinden

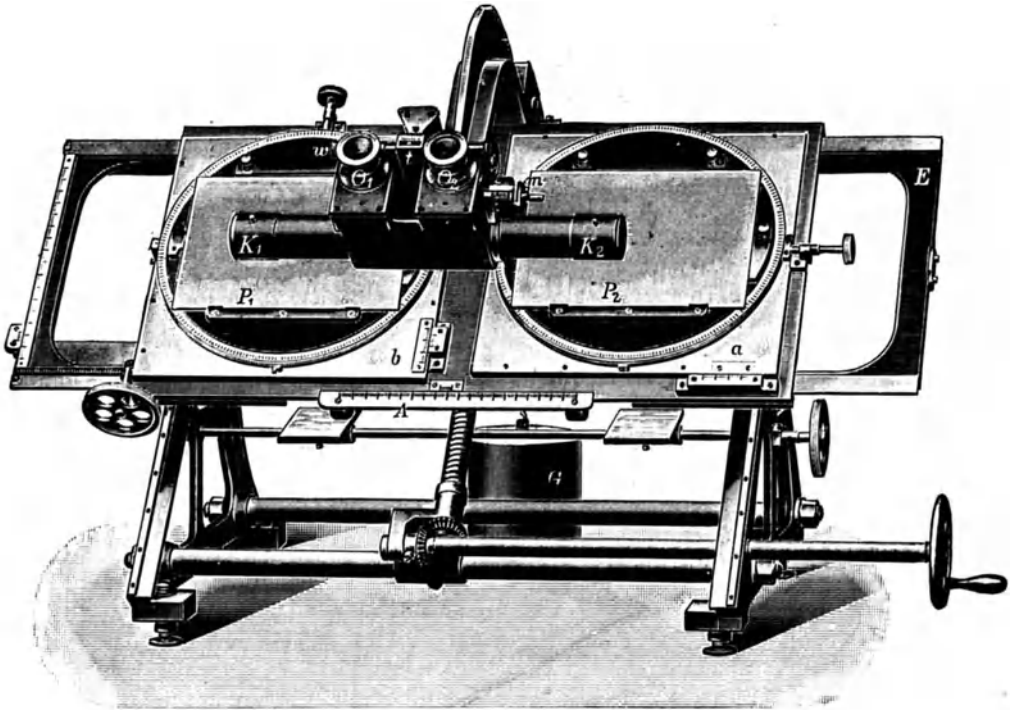


Fig. 55.

kommt, wenn die beiden Linien sich genau decken. Ein Eingehen auf die Einzelheiten würde jedoch zu weit führen.

Bevor man zur Ausmessung einer Platte schreitet, muß man sie erst darauf prüfen, ob Standard und unbekanntes Spektrum die richtige Lage zueinander besitzen. Um das zu ermöglichen, ist es ratsam, dem unbekanntes Spektrum einige bekannte Linien beizufügen, z. B. bei der Prüfung eines Gases in der Vakuumröhre ein kleines Quantum Wasserstoffgas miteinzuführen. Bei den Funkenspektren fällt den Luftlinien die gleiche Rolle zu. Auch kann man die eine

<sup>1)</sup> C. Pulfrich, Ztschr. f. Instrumentenkunde. 22. 76. 1902.

Elektrode aus einem Metall machen, dessen Spektrum bekannt ist, so daß nur die andere Elektrode aus dem unbekanntem Stoff besteht.

Solche bekannte Linien werden dann herausgesucht und mit den Linien des Normals verglichen. Stimmen die auf diesem Weg ermittelten mit ihren wahren Werten, so ist die Platte brauchbar, anderenfalls besitzt sie nur geringen Wert. Zwar kann man eine Fehlertabelle ableiten, aus der die jeweiligen Korrekturen zu entnehmen sind, aber das ist ein gefährliches Beginnen. Hat man aber einige gute Platten erhalten, auf denen die beiden Spektren die richtige Lage zueinander besitzen, so werden sie ausgemessen. Auch hier ist es wieder vor allem ratsam, auf jede Platte von möglichst vielen Linien des Standardspektrums die Wellenlängen zu schreiben, welche man durch Vergleichung mit der oben angegebenen Bezugsplatte ermittelt hat.

Wie schon mehrfach besprochen wurde, wird die Wellenlänge einer neuen Linie durch Ausmessung ihrer relativen Stellung zu zwei Linien des Vergleichsspektrums ermittelt, einer auf jeder Seite. Obwohl nun die Dispersion im Spektrum gegen das blaue Ende hin dauernd zunimmt, so wird in Wirklichkeit, falls die Bezugslinien nahe genug beieinander liegen, eine einfache lineare Interpolation die gesuchte Wellenlänge mit genügender Genauigkeit angeben. Es ist daher von Bedeutung, daß das Vergleichsspektrum möglichst viele Linien besitzt, so daß immer in der Nähe einer unbekanntem Linie, welche Wellenlänge sie auch besitzen mag, sich Linien des Standards befinden, die eine genaue Ausmessung ermöglichen. Für die Praxis empfiehlt es sich, mehr als zwei Linien zu benutzen, die alle zusammen mit der unbekanntem ausgemessen werden. Man berechnet dann die Wellenlängen aller Linien durch Interpolation zwischen den beiden äußersten, die man als Norm nimmt, und kann nun für die zwischenliegenden bekannten Linien die wahren und die berechneten Werte miteinander vergleichen. Das bietet eine Probe auf die Genauigkeit der Messungen<sup>1)</sup>.

Man muß bei den Messungen Sorge tragen, daß die Platte sich in der richtigen Lage unter dem Mikroskop befinde, damit die Bewegungsrichtung des Mikroskops parallel den Spektren oder vielmehr der Berührungslinie der beiden Spektren ist.

Ein anderer wichtiger Punkt ist die Notwendigkeit, den toten Gang der Schraube zu vermeiden. Alle Schraubeninstrumente besitzen einen solchen bis zu einem gewissen Grade; die Mutter, welche sich auf der Mikrometerschraube verschiebt und das Mikroskop trägt, kann niemals so fest auf der Schraube aufsitzen, daß nicht bei Umkehrung der Drehungsrichtung die Schraube um ein Stück ihres Umfanges gedreht werden müßte, bevor sie wieder an der Mutter angreift. Man bekommt daher verschiedene Ablesungen, je nachdem das Mikrometer von der einen oder von der anderen Seite an eine Linie herangebracht wird. Es ist daher notwendig, stets von derselben Seite, am einfachsten von der Anfangsstelle aus, sich jeder Linie zu nähern.

<sup>1)</sup> Ein Verzeichnis der Wellenlängen und Schwingungszahlen aller Spektren findet man z. B. in den schon mehrfach erwähnten Tabellen von Marshall W a t t s (Index of Spektra mit mehreren Anhängen).

Bei der wirklichen Messung wird das Fadenkreuz des Okulars soweit herangebracht, daß es die betreffenden Linien scheinbar halbiert. Hat man es aus Versehen zu weit geschoben, so muß es um eine Strecke zurückgeholt und erst dann wieder der Linie genähert werden. Hat man eine genügende Zahl von Linien des Standard-spektrums für die Vergleichung mit den unbekanntenen Linien ausgewählt, so stellt man die Platte so ein, daß die erste genau unter dem Faden des Okularmikrometers sich befindet, während dieses auf Null steht. Es empfiehlt sich, die ausgewählten Normallinien zu nummerieren, damit man sie unter dem Mikroskop wieder erkennen kann; es fallen sonst leicht Irrtümer vor, falls das Spektrum sehr linienreich ist. Ist die erste Vergleichslinie in die richtige Lage gebracht, so wird das Mikroskop vorwärts gedreht, die ganze Länge des Spektrums entlang oder soweit sich das Mikroskop drehen läßt, und jede Normallinie wie jede unbekanntene Linie auf dem Wege wird gemessen.

Man kann sich sehr viel Mühe sparen, wenn man ein Mikroskop mit langer Schraube benutzt, weil man um so seltener die Platte zu verschieben und von neuem unter den Nullpunkt zu justieren hat. Wenn indessen ein Mikrometer mit sehr kurzer Weglänge benutzt wird, z. B. ein Okularmikrometer, so muß die Platte häufig verschoben und eine neue Vergleichslinie unter den Nullpunkt eingestellt werden. Bei Berechnung der Wellenlängen aus den Ausmessungen nimmt man proportionale Teile zwischen zwei Vergleichslinien, die nicht weit voneinander entfernt sind. Die folgende Tabelle mag als typisches Beispiel für die Ausmessung eines Spektrums dienen; das Vergleichsspektrum bildet der Lichtbogen des Eisens.

Trommel- ablesung am Mikrometer	Wellenlänge der Vergleichs- Eisenlinien	Proportio- nale Teile der Wellenlänge	Wellen- längen	Fehler
0	3821.32	0	(3821.32)	
337		1.82	3823.14	
420		2.27	3823.59	
604	3824.58	3.27	3824.59	+ 0.01
934		5.04	3826.36	
1024		5.53	3826.85	
1229	3827.96	6.62	3827.94	- 0.02
1561		8.42	3829.74	
2047		11.04	3832.36	
3727		20.11	3841.43	
3814		20.58	3841.90	
4092	3843.40	{ <sup>(22.08)</sup> 0	(3843.40)	
4829		3.98	3847.38	
5045		5.15	3848.55	
5339	3850.11	6.73	3850.13	+ 0.02
5413		7.14	3850.54	
6104		10.83	3854.23	
6518	3856.49	13.09	3856.49	0.00
6891		15.10	3858.50	
7356		17.61	3861.01	
8216	3865.65	(22.25)	(3865.65)	

Die erste Reihe enthält die Trommelablesungen des Mikrometers und die zweite die Wellenlängen der Eisenlinien, die unterwegs gemessen wurden. In der dritten Kolonne sind die Proportionalteile ausgedrückt in Wellenlängen; sie wurden in zwei Abteilungen ausgerechnet, einmal zwischen den zwei Eisenlinien  $\lambda = 3821.32$  und  $\lambda = 3843.40$  und sodann zwischen  $\lambda = 3843.40$  und  $\lambda = 3865.65$ . Der erste Proportionalteil entspricht daher

$$\frac{337}{4092} \times (3843.40 - 3821.32) \text{ \AA} \text{ngström-Einheiten,}$$

der zweite

$$\frac{420}{4092} \times (3843.40 - 3821.32)$$

und so fort.

Die vierte Reihe enthält die berechneten Wellenlängen; sie wurden erhalten durch Addition der Proportionalteile zu 3821.32 in der ersten Hälfte und zu 3843.40 in der zweiten. Die Wellenlängen der zwischenliegenden Eisenlinien wurden mit den übrigen ausgerechnet und die fünfte Reihe zeigt die dabei sich ergebenden Fehler. Man versteht, daß diese Fehlergrößen ein Urteil über die allgemeine Genauigkeit der Messung gestatten, da man annehmen darf, daß auch bei den unbekannt Linien dieselbe Fehlergröße eingehalten bleibt.

Bei Messung der Spektrallinien sollte man sich immer eine Notiz über die Helligkeit oder Intensität der einzelnen Linien machen. Die Schätzung der Helligkeit der Emissionslinien ist freilich mühsam, weil es keine rechte Vergleichsmethode gibt. Im allgemeinen bezeichnet man heutzutage die glänzendsten Linien als solche von der Intensität 10, die schwächsten als solche von der Intensität 1; für die übrigen hat man dann einen Spielraum zwischen 9 und 2, je nach der Helligkeit. Dies ist die von der British Association festgesetzte Norm. In anderen Ländern werden oft auch andere Systeme benutzt, beispielsweise wird gelegentlich auch in Umkehrung des obigen die Intensität der hellsten Linien = 1 und die der schwächsten = 10 gesetzt. Die Schätzung der Helligkeit bleibt dem Gutdünken überlassen, und die Angaben verschiedener Beobachter weichen oft beträchtlich voneinander ab.

Man darf nicht vergessen, daß gelegentlich eine Linie eines Emissionsspektrums in der Photographie umgekehrt wird, so daß die Mitte der Linie auf der Platte fehlt. Es ist wohl nicht nötig zu sagen, daß man dann auf die Mitte des durchsichtigen Zentrums einstellen muß, da natürlich dieses die Mitte der wahren Linie ist. Ferner sind in den Spektren einiger Metalle Linien, von denen nur die eine Seite scharf, die andere aber unscharf und verwaschen ist. Wenn diese Linien Selbstumkehrung erleiden, so ist die Stelle der wahren Mitte schwer zu schätzen und man kann sehr leicht beträchtliche Fehler machen. Für eine solche Linie kann auch keine Regel aufgestellt werden, man muß sich von dem allgemeinen Bild der Linie leiten lassen. Die Genauigkeit der Messung solcher Linien wie über-

haupt aller verwaschenen Linien ist natürlich viel geringer als bei feinen und wohldefinierten Linien.

Eine einfache und geistvolle Methode der angenäherten Bestimmung der Wellenlängen von Linien auf Photographien, die mit Prismen aufgenommen sind, ist von Edser und Butler<sup>1)</sup> angegeben. Man photographiert eine Reihe von Interferenzstreifen neben dem Spektrum, welches man ausmessen will; diese Interferenzstreifen werden nach der Methode von Fabry und Perot hervorgerufen, indem man einen Strahl weißen Lichtes durch eine Lufthaut zwischen zwei parallelen Flächen von durchsichtig versilbertem Glase<sup>2)</sup> hindurchgehen läßt. Untersucht man dieses Licht im Spektroskop, so sieht man ein kontinuierliches Spektrum, durchkreuzt von einer Reihe von Interferenzstreifen. Ihre Theorie wird in Kap. IX S. 218 ausführlich gebracht werden. Einen genügend empfindlichen Interferenzapparat kann man sich selbst machen, indem man zwei Stücke guten Plan-glasses von etwa 10 Quadratcentimetern nimmt und sie auf der einen Seite durchsichtig versilbert. Die Platten werden dann sorgfältig getrocknet und mit den Silberflächen gegeneinander montiert, indem man sie mit den Fingern gegeneinander drückt und die Kanten mit Wachs verklebt. Die Parallelität beider Platten erreicht man angenähert auf folgende Weise: Man visiert einen Lichtpunkt oder eine Glühlampe durch die versilberten Flächen an und wird dann im allgemeinen wegen der vielfachen Reflexionen eine lange Reihe von Bildern sehen. Hat man diese Bilder zum Zusammenfallen gebracht, so erhält man bei dem Anschauen einer Natriumflamme durch den Apparat Interferenzbänder. Die letzte Einstellung auf Parallelität wird mit Hilfe dieser Bänder gemacht, die so breit wie möglich werden müssen. Bei der Durchführung dieser Justierung hält man die Platten möglichst nahe vor das Auge, weil für eine parallele Luftschicht, auf die man senkrecht sieht, die Interferenzbänder in unendlicher Entfernung sich bilden. Die Güte der Resultate, die man mit den Platten resp. der durchsichtig versilberten Luftschicht erzielt, hängt wesentlich von der Genauigkeit dieser Justierung ab.

Man beleuchtet den Spalt des Spektroskopes durch ein leicht konvergentes Lichtbündel einer Bogenlampe und stellt die Platten vor den Spalt und zwar so nahe wie möglich; unter diesen Umständen besteht das Spektrum aus einer Reihe von hellen Linien, die durch dunkle Zwischenräume getrennt sind. Die besten Resultate erhält man, wenn man die Platten in eine solche Stellung bringt, daß der Spalt parallel der Richtung der Interferenzbänder ist, die man im Natriumlicht sah. Die Weite der Bänder hängt von der Dicke der Luftschicht zwischen den versilberten Oberflächen ab. Es empfiehlt sich, etwas Kochsalz in den Lichtbogen zu bringen, um die D-Linien neben der H- und K-Linie des Calciums über den Streifen übergelagert zu erhalten. Mit Hilfe von Schiebern am Spalt oder

---

1) Phil. Mag. **46**. 207. 1898.

2) Siehe Anhang, sowie S. 220. Unter durchsichtiger Versilberung ist das Niederschlagen einer Silberschicht verstanden, die lichtdurchlässig und doch dicht genug ist, um einen beträchtlichen Teil zu reflektieren.

vorgehaltenen Schirmen werden diese Interferenzbänder neben dem ausgemessenen Spektrum photographiert.

Da die Streifen von der Interferenz des direkt durchgelassenen Strahles und des zweimal von der Oberfläche der versilberten Luftschicht reflektierten Strahles herrühren, so folgt, daß, wenn  $d$  die Dicke dieser Schicht und  $\mu$  der Brechungsindex ist (von dem wir annehmen, er sei hinreichend unabhängig von der Wellenlänge),

$$2 \mu d = n \lambda_0 = (n + 1) \lambda_1 = (n + 2) \lambda_2 \dots = (n + m) \lambda_m,$$

wo  $\lambda_0, \lambda_1, \lambda_2, \lambda_m$  usw. die Wellenlängen sind, die den hellen Streifen entsprechen, und  $n$  ihre Gesamtzahl. Man hat daher

$$n \lambda_0 = (n + m) \lambda_m$$

und hieraus

$$n = \frac{m \lambda_m}{\lambda_0 - \lambda_m}, \dots (1)$$

wo dann der Streifen, der  $\lambda_m$  entspricht, der  $m$ te gegen das violette Ende ist, von dem Streifen aus gerechnet, welcher  $\lambda_0$  entspricht. Wir erhalten daher

$$\lambda_r = \frac{n \lambda_0}{n + r}, \dots (2)$$

wo  $\lambda_0$  die Wellenlänge ist, welche von Streifen  $\lambda_0$  an mit dem  $r$ ten Streifen koinzidiert.

Z. B. fanden Edser und Butler, daß sie auf einer speziellen Platte folgende Werte der Interferenzskala erhielten:

Ablesung 90.2 Wellenlänge 5328.5 ( $\lambda_0$ )  
 " 402.3 " 3968.6 ( $\lambda_m$ ).

" Mithin ist in Gleichung (1)

$$m = 402.3 - 90.2 = 312.1$$

$$\lambda_0 - \lambda_m = 1359.9$$

und hieraus

$$n = 910.8.$$

Wenn nun die Wellenlänge einer Linie bestimmt werden sollte, deren Skalenwert 371.2 ergab, so ist in Gleichung (2)

$$r = 371.2 - 90.2 = 281$$

$$\text{und } \lambda_r = \frac{910.8 \times 5328.5}{910.8 + 281}$$

$$\lambda_r = 4072.2.$$

Die wahre Wellenlänge der Linie war 4071.8, der Fehler betrug also  $\pm 0.8$ . Eine feinere Skala würde noch genauere Werte geliefert haben.

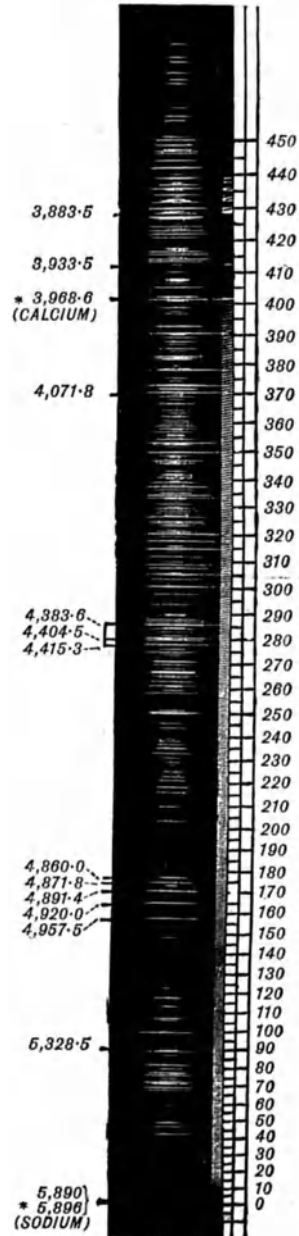


Fig. 56.



Sind sehr viele Linien auszumessen, so kann man eine graphische Methode benutzen. Schreiben wir  $\frac{1}{\lambda} = L =$  Schwingungszahl, so folgt

aus (2) die einfache Relation  $\frac{n + r}{L} = \text{constant}$  oder  $L = K(n + r)$ .

Es ist, in Worten, demnach die Schwingungszahl eine lineare Funktion von  $r$ , d. h. die Beziehung zwischen  $L$  und  $r$  kann als eine gerade Linie dargestellt werden. Trägt man die Schwingungszahlen einiger Linien an beiden Enden des Photogramms als Ordinaten und ihre Skalenwerte als Abscissen auf und zieht eine gerade Linie durch die so erhaltenen Punkte, so kann man aus dieser Linie für jeden Skalenwert die zugehörige Wellenlänge entnehmen.

Man braucht nicht für jedes zu messende Spektrum eine neue Interferenzskala zu photographieren, da diese immer wieder dieselbe sein wird, wenn die Justierung des Apparates nicht geändert wird. Wenn also die D-Linien auf die ursprüngliche Interferenzskala superponiert waren und nun in jeder folgenden Spektralaufnahme wiederkehren, so braucht man die Interferenzskala auf die Spektrumsphotographie nur so darauf zu legen, daß die D-Linien zusammenfallen, dann kann auf der Skala mit voller Genauigkeit die Stellung aller Spektrallinien abgelesen werden.

Fig. 56 zeigt eine Prismenphotographie mit den Interferenzstreifen daneben<sup>1)</sup>.

---

1) „Natrium“ ist die englische Bezeichnung für Natrium.

---

## Sechstes Kapitel.

### Das Beugungsgitter.

**Allgemeine Theorie.** Bereits in der Einleitung wurde die elementare Theorie der Erzeugung von Spektren mit Hilfe eines Beugungsgitters gegeben, und es war gezeigt, daß die allgemeine Gleichung für die Wellenlänge die Form hat:

$$m \lambda = b (\sin i + \sin \vartheta), \dots \dots \dots (1)$$

wo  $m$  die Ordnungszahl des Spektrums,  $b$  die Gitterbreite,  $i$  den Einfallswinkel und  $\vartheta$  den Beugungswinkel bedeutet. Wenn die Strahlen senkrecht einfallen, so vereinfacht sich die Gleichung zu

$$m \lambda = b \sin \vartheta.$$

Aus Gleichung (1) gewinnt man ein Urteil über die Dispersion des Gitters, denn wenn wir den Einfallswinkel als konstant annehmen, so gibt eine Differentiation:

$$m d \lambda = b \cos \vartheta d \vartheta$$

und hieraus

$$\frac{d \vartheta}{d \lambda} = \frac{m}{b \cos \vartheta}.$$

Die Dispersion des Gitters ist also gleich der Ordnungszahl des Spektrums, dividiert durch das Produkt aus Gitterbreite und Cosinus des Beugungswinkels. Demnach erreicht die Dispersion offenbar ihr Minimum, wenn  $\cos \vartheta$  ein Maximum hat, d. h. für  $\cos \vartheta = 1$ , mit anderen Worten für  $\vartheta = 0$ . Wenn man also das Beobachtungsfernrohr senkrecht zu der Ebene des Gitters aufstellt, so erreicht demnach die Dispersion ein Minimum, und zwar ist dies gleich  $\frac{m}{b}$ .

Unter diesen Umständen ist  $d \vartheta = \text{konst.} \times d \lambda$ , also rufen kleine Änderungen in  $\lambda$  proportionale Änderungen in  $\vartheta$  hervor, mit anderen Worten, das erzielte Spektrum ist ein vollständig „normales“. Wenn dies auch streng nur solange gilt, als  $\cos \vartheta = 1$  ist, so behält es doch noch eine gewisse Strecke zu beiden Seiten der Normalen seine

Gültigkeit, weil  $\cos \vartheta$  für kleine Änderungen von  $\vartheta$  kaum variiert. Man kann leicht berechnen, wie weit man innerhalb einer vorgeschriebenen Grenze der Genauigkeit sich von der Normalen entfernen darf. Wenn diese z. B.  $\frac{1}{10000}$  sein soll, so darf  $\cos \vartheta$  keinen geringeren Wert bekommen, als  $1 - 0.0001 = 0.9999$  und daher  $\vartheta$  den Winkel von  $48'$  nicht überschreiten. Innerhalb dieses Beugungswinkels von  $48'$  ist dann aber das Spektrum ein normales mit einer Genauigkeit von  $\frac{1}{10000}$ . Setzt man in ähnlicher Weise  $\frac{1}{1000}$  als Grenze, so muß der Beugungswinkel unter  $2^\circ 34'$  bleiben.

Die Größe der Dispersion für  $\vartheta = 0$  soll hier für einige Gitter mit bekannten  $b$  berechnet werden. Die gegenwärtig angefertigten Rowlandschen Gitter besitzen gewöhnlich 20000, 14438 oder 10000 Linien auf den Zoll oder 7874.1, 5684.4 und 3937.1 Linien auf den Zentimeter. Die Dispersionen der drei Gitter sind demnach (für  $\vartheta = 0$ )  $m \times 7874.1$ ,  $m \times 5684.4$  und  $m \times 3937.1$ . Als Beispiel wollen wir den Winkelabstand der beiden D-Linien im Spektrum zweiter Ordnung für ein Gitter mit 20000 Linien berechnen. Nehmen wir die Differenz der Wellenlängen bei den Linien zu  $0.006 \times 10^{-5}$  cm an, so wird der Winkel zwischen ihnen gleich  $2 \times 7874.1 \times 0.006 \times 10^{-5} = 0.000945$  im Bogenmaß, d. h. gleich  $3' 15''$  sein.

Man übersieht sofort aus Gleichung (1), daß die Spektren der verschiedenen Ordnungen sich übereinander lagern müssen, denn für jede beliebige Stellung des Fernrohres, d. h. für jeden festgelegten Wert von  $i$  und  $\vartheta$  folgt, daß  $\lambda' = 2\lambda'' = 3\lambda''' = 4\lambda''''$  usf., wo  $\lambda'$ ,  $\lambda''$ ,  $\lambda'''$ ,  $\lambda''''$  die Wellenlängen im Spektrum erster, zweiter, dritter, vierter usf. Ordnung sind. Demnach fallen die verschiedenen Ordnungen übereinander und die Wellenlängen sind umgekehrt den Ordnungszahlen proportional. Über die Wellenlänge 9000 Å.-E. im Spektrum erster Ordnung lagert sich die Länge 4500 im Spektrum zweiter Ordnung, die Länge 3000 von der dritten Ordnung, 2250 von der vierten, und ähnlich für andere Wellenlängen in den verschiedenen Ordnungen. Ebenso folgt, daß die linearen Längen der Spektren proportional der Ordnungszahl sind.

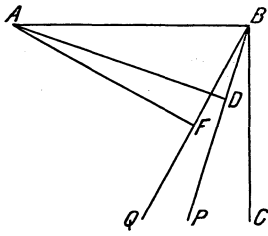


Fig. 57.

Ein Ausdruck für das Auflösungsvermögen eines Gitters wurde zuerst von Lord Rayleigh<sup>1)</sup> abgeleitet. Er definiert es als das Verhältnis  $\frac{\lambda}{d\lambda}$ , wo  $d\lambda$  die Differenz der Wellenlängen von zwei Linien ist, die eben noch von dem Gitter aufgelöst werden, und  $\lambda$  der mittlere Wert der beiden Längen (vergl. S. 56 ff.). Der Ausdruck wurde folgendermaßen abgeleitet. In Fig. 57 bedeutet AB das ganze Gitter und BP die Haupttrichtung der gebeugten Strahlen von der Wellenlänge  $\lambda$  in dem Spektrum  $m$ ter Ordnung; man fällt die Normale AD; es ist dann die Länge BD oder die relative Verzögerung

<sup>1)</sup> Phil. Mag. (4) 47. 193. 1874.

zwischen den Strahlen, welche von den äußersten Enden des Spektrums kommen, gleich  $m n \lambda$ , wenn  $n$  die Zahl der Spalte auf die Länge  $AB$  bedeutet. Ferner zieht man  $BQ$  so, daß die Projektion von  $AB$  auf  $BQ$ , d. h.  $BE$  gleich  $m n \lambda + \lambda$  wird. Nun ist offenbar  $BQ$  die Hauptrichtung der Strahlen für die Wellenlänge  $\lambda + d\lambda$ , es ist also  $BE$  gleich  $m n (\lambda + d\lambda)$ .

Es folgt daraus, daß

$$\lambda = m n \lambda + m n (\lambda + d\lambda),$$

und

$$\frac{\lambda}{d\lambda} = m n = r; \dots \dots \dots (2)$$

d. h. also, das Auflösungsvermögen eines Gitters ist gleich dem Produkt der Spaltzahl und der Ordnung des Spektrums. Daß dasselbe von der Zahl der Spalte abhängen muß, folgt bereits aus der elementaren Theorie. Ist die Verzögerung zwischen den sekundären Wellen von zwei nebeneinander liegenden Spalten gleich einer ungeraden Zahl halber Wellen, so werden diese Wellenzüge interferieren; ist aber die Verzögerung nicht genau gleich einer ungeraden oder geraden Zahl von Wellenlängen, so tritt Interferenz zwischen Wellen ein, deren Spalte weiter auseinander liegen. Wenn z. B. die Verzögerung gleich einem Hundertstel Wellenlänge ist, so interferieren die Wellen aus dem ersten und dem einundfünfzigsten Spalt, ebenso aus dem zweiten und zweiundfünfzigsten usf., ist also die Zahl der Spalte genügend groß, so tritt vollständige Interferenz ein, außer wenn die Verzögerung zwischen den benachbarten Strahlen gleich einer geraden Zahl ganzer Wellen ist; je größer also die Zahl der Öffnungen, um so besser ist die Auslöschung zu Seiten jener hellen Linien, und um so besser daher auch das Auflösungsvermögen des Gitters.

Man kann die Gleichung  $\frac{\lambda}{d\lambda} = m n$  auch direkt aus Gleichung (1) ableiten. Wenn man nämlich beide Seiten mit  $n$ , der Zahl der Striche auf dem Gitter, multipliziert, so ergibt sich

$$m n \lambda = f (\sin i + \sin \vartheta),$$

wo  $f = b n =$  der Breite des Gitters ist, als Produkt des Abstandes zwischen zwei Teilstrichen und deren Anzahl.

Durch Differentiation folgt ( $\sin i$  ist eine Konstante):

$$\begin{aligned} m n d\lambda &= f \cos \vartheta d\vartheta \\ m n &= f \cos \vartheta \frac{d\vartheta}{d\lambda}. \end{aligned}$$

Es ist also  $f \cos \vartheta$  der Durchmesser des Bündels von gebeugten Strahlen, welcher von dem Gitter kommt. Er wurde schon S. 56 mit  $a$  bezeichnet.

Also ist

$$m n = a \frac{d\vartheta}{d\lambda}.$$

Nun war aber bereits in dem Kapitel, wo das Auflösungsvermögen von Prismen behandelt wurde (S. 59), gezeigt, daß  $a \frac{d\mathcal{J}}{d\lambda} = \frac{\lambda}{d\lambda}$  ist, man erhält also

$$m n = a \frac{d\mathcal{J}}{d\lambda} = \frac{\lambda}{d\lambda} = r. \quad (3)$$

Diese Gleichung lehrt, daß das Auflösungsvermögen eines Gitters direkt von der Apertur abhängt, daß also das Gitter vollständig vergleichbar mit anderen optischen Instrumenten ist.

Substituiert man <sup>1)</sup> in der Gleichung  $m n \lambda = f(\sin i + \sin \mathcal{J})$  für  $m n$  den Wert  $r$ , so ist

$$\begin{aligned} r \lambda &= f(\sin i + \sin \mathcal{J}) \\ r &= \frac{f}{\lambda}(\sin i + \sin \mathcal{J}). \quad (4) \end{aligned}$$

Dies ist ein Ausdruck für das Auflösungsvermögen, der unabhängig ist von der Zahl der Striche und nur von der Größe der Apertur und der Stellung abhängt, in die das Gitter gedreht ist. Seinen Maximalwert erreicht  $r$  in (4) für  $i = \mathcal{J} = 90^\circ$ . Dann ist

$$r_{\max} = 2 \frac{f}{\lambda}.$$

Dies theoretische Maximum läßt sich aber nicht erreichen. Denn für sehr große Werte des Einfallswinkels und des Beugungswinkels wird die Apertur des Gitters so klein, daß nur ein Minimum von Licht hindurchtreten kann. In Wirklichkeit ist daher der größte Wert von  $i$  für  $\mathcal{J} = 0$  etwa  $60^\circ$ . In der Littrowschen Form des Instrumentes, wo  $i = \mathcal{J}$  ist, liegt der Wert zwischen  $45^\circ$  und  $50^\circ$ . Die praktische Grenze des Auflösungsvermögens liegt daher zwischen  $\frac{7}{8} \frac{f}{\lambda}$  und  $\frac{3}{2} \frac{f}{\lambda}$ . Nimmt man die obere Grenze, so erhält man für ein  $5^{1/2}$  zölliges Gitter und  $\lambda = 5500 \text{ \AA.-E.}$  ein Auflösungsvermögen von 375 000, d. h. dieses Gitter würde Linien trennen, deren Wellenlängen um  $0.015 \text{ \AA.-E.}$  voneinander abweichen. Freilich basiert diese Rechnung auf der in Wirklichkeit nie zutreffenden Annahme, daß der Spalt unendlich schmal ist und die Linien keine Breite besitzen, d. h. absolut monochromatisch sind. Der Einfluß der Abweichungen wird in Kap. X behandelt werden.

Da  $\mathcal{J}$  und  $f$  in Gleichung (4)  $r = \frac{f}{\lambda}(\sin i + \sin \mathcal{J})$  unabhängige Variable sind, so folgt für das Auflösungsvermögen eines Gitters, daß es von der Breite der geteilten Fläche und nicht von der Zahl der Striche auf derselben abhängt. Andererseits scheint es nach Gleichung (2)  $r = m n$ , daß  $r$  sich direkt ändert wie  $n$ ; diese Gleichung setzt aber  $\lambda$  als konstant voraus, so daß  $m$  von  $n$  und  $\mathcal{J}$  abhängt. Es können also beide Gleichungen nebeneinander bestehen.

<sup>1)</sup> Wadsworth, Phil. Mag. (5). 43. 317. 1897.

Es hat nicht viel Wert, die Zahl der Striche auf einer gegebenen Fläche zu vergrößern, denn wenn man z. B. zwei gleich große Gitter benutzt, von denen das eine zweimal soviel Striche besitzt als das andere, so erhält man das Spektrum erster Ordnung mit dem ersten Gitter genau an derselben Stelle, wie das Spektrum zweiter Ordnung mit dem zweiten Gitter; es wird also das Auflösungsvermögen in den beiden Spektren dasselbe sein. Wenn man also die Werte von  $i$  und  $\vartheta$  nicht ändert, so vermehrt eine Vergrößerung der Linienzahl pro Flächeneinheit des Gitters das Auflösungsvermögen nicht.

Jedoch muß gleichzeitig hervorgehoben werden, daß die Benutzung eines Gitters mit vielen Linien gewisse Vorteile gegenüber einem Gitter mit weniger Linien bietet. Man ist nämlich imstande, bei niedrigeren Ordnungen zu bleiben und doch ein hohes Auflösungsvermögen zu erzielen. Wie oben auseinandergesetzt, besitzt ein Gitter mit 20 000 Linien auf den Zoll dasselbe Auflösungsvermögen in seinem Spektrum erster Ordnung wie ein ebenso großes Gitter mit 10 000 Linien auf den Zoll in demjenigen zweiter Ordnung, da dann die Werte von Einfallswinkel- und Beugungswinkel in beiden Fällen die gleichen sind. Es werden jedoch zwei wesentliche Vorteile erzielt durch Benutzung des Spektrums erster Ordnung von dem Gitter mit 20 000 Linien. Erstens ist nach aller Wahrscheinlichkeit die Lichtstärke in der ersten Ordnung größer als in der zweiten, und sodann entstehen weniger Schwierigkeiten durch Überlegung höherer Ordnungen. Dieser zweite Vorteil wird durch weitere Überlegungen noch an Anschaulichkeit gewinnen. Arbeitet man in dem Spektrum erster Ordnung, so bleibt das Gebiet von 2000 bis 4000 Å.-E. praktisch überhaupt frei von einer Vermischung mit höheren Ordnungen, denn es superponiert sich der Bereich von 1000 bis 2000 Å.-E., der sich unter gewöhnlichen Verhältnissen gar nicht photographieren läßt. Zwischen 4000 und 7000 Å.-E. lagern sich die Wellenlängen 2000 bis 3500 Å.-E. der zweiten Ordnung über, die Linien der dritten Ordnung bleiben noch unterhalb der photographischen Empfindlichkeit der Platte. Man kann also das ganze Spektrum erster Ordnung photographieren, und zwar ohne jede Vermengung mit höheren Ordnungen zwischen 2000 und wenigstens 4000 Å.-E., und dann auch von 4000 bis zu 7000 Å.-E., wenn man nur eine absorbierende Schicht von Planglas dazwischen schiebt.

Dagegen ist bei einem Spektrum zweiter Ordnung die Überdeckung durch Spektren anderer Ordnungen sehr störend, weil sie es unmöglich macht, daß man in irgend einem Bereich das Spektrum ohne Benutzung von Absorptionsschichten photographiert; in dem Bereich, innerhalb dessen das Spektrum dritter Ordnung sich nicht wesentlich bemerkbar macht, lagern sich photographisch wirksame Gebiete aus der ersten Ordnung über; diese kann man natürlich durch Absorption nicht fortschaffen, denn bislang ist keine Substanz bekannt, welche die kürzeren Wellenlängen absorbiert und die längeren hindurchläßt<sup>1)</sup>. Es ist also der Vorteil in der Benutzung eines

<sup>1)</sup> Vor kurzem hat Wood (Phil. Mag. 5. 257. 1903) gefunden, daß ein Gelatinefilm, mit Nitrosodimethylanilin gefärbt, einen Teil des sichtbaren Lichtes

Spektrums erster Ordnung sehr einleuchtend, besonders wenn es sich um das ultraviolette Gebiet handelt. Nimmt man die wesentlich größere Helligkeit hinzu, so ist verständlich, warum ein Gitter mit größerer Linienzahl auf die Längeneinheit gegenüber einem solchen mit weniger Linien den Vorzug verdient.

Demnächst hätten wir unser Augenmerk auf den Unterschied der Helligkeit in den verschiedenen Ordnungen zu richten. Wir wollen mit Lord Rayleigh<sup>1)</sup>, der zuerst die Frage theoretisch behandelte, annehmen, daß das Gitter abwechselnd aus durchsichtigen und aus undurchsichtigen Teilen bestehe. Das ist in Wirklichkeit nicht richtig, denn das Gitter hat keine undurchsichtigen Teile, vielmehr nur halbdurchsichtige oder durchscheinende, die durch das Ritzen des Glases oder polierten Metalls hervorgerufen werden. Die so entstandenen Furchen unterscheiden sich überdies in Form und Art von Gitter zu Gitter. Es weicht daher die entstehende Helligkeit von der theoretisch geforderten sehr häufig ab. Die Theorie der Wirkung einer Veränderung dieser Furchen ist sehr vollständig von Rowland aufgestellt worden, so daß wir imstande sind, die anormalen Resultate mathematisch zu erklären.

Bei der Bestimmung der Helligkeit eines beliebigen Diffraktionspektrums wollen wir von einer ebenen Öffnung ausgehen und erst

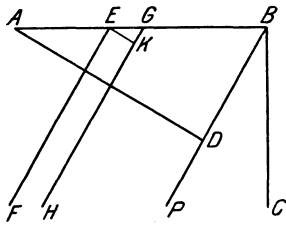


Fig. 58.

nachträglich die Wirkung des Furchens betrachten. In Fig. 58 soll AB eine lineare Öffnung sein, welche ebene Wellen in einer zu ihr senkrechten Richtung empfängt. Alle sekundären Wellen, die die Ätherteilchen von AB in der senkrechten Richtung BC fortpflanzen, haben dann dieselbe Phase, sie werden also, durch eine Linse in deren Brennpunkt vereinigt, als Resultante den größtmöglichen Wert besitzen. In einer gegen BC um einen sehr kleinen Winkel geneigten Richtung BP ist die Übereinstimmung der Phase gestört. Man ziehe das Lot AC. Ist dann BD gleich einer ganzen Zahl von Wellenlängen, so werden gleich viel Wellen entgegengesetzter Phase in Richtung BP fortschreiten; sie werden also, in einem Brennpunkt vereinigt, das Resultat Null geben. Ist dagegen BD nicht gleich einem Vielfachen von  $\lambda$ , so besitzt die Resultante der sekundären Welle einen Wert, der sich folgendermaßen bestimmen läßt. Zunächst wird die Phase der Resultante notwendigerweise stets mit der Phase derjenigen Sekundärwelle in Übereinstimmung sein, die von dem Ätherteilchen in der Mitte der Öffnung ausgeht. Ist E ein beliebiges Ätherteilchen in der Öffnung und EF die von ihm ausgehende Welle, so muß man die Störung im Brennpunkt der Linse bestimmen, welche von den Teilchen zwischen E und A und denen zwischen E und B

absorbiert, dagegen das Ultraviolett durchläßt. Das beeinträchtigt aber nicht die oben gezogenen Folgerungen, da ein solcher Schirm die Lichtstärke sehr verringert und daher nicht zu empfehlen ist.

<sup>1)</sup> Phil. Mag. (4). 47. 193. 1874.

hervorgerufen wird. Ihre Summe gibt die Amplitude der Resultante im Linsenbrennpunkt. Geht man jetzt von dem Teilchen in G aus, so ist offenbar die Welle GH gegenüber von EF um den Betrag GK verzögert, d. h. die von G kommenden Schwingungen sind ein wenig in der Phase zurück gegenüber den von E ausgehenden. Wenn nun in Fig. 59 der Radius ab die Amplitude der von E kommenden Welle bedeutet und der Bogen bc den kurzen Zeitraum, um den die von G herrührende Welle verspätet ist, dann repräsentiert das Lot cd die gleichzeitige Amplitude der Schwingung von GH. Schreiben wir die Winkelverzögerung der Welle von G nämlich  $bac = x$ , so ist  $cd = ab \cos x$ , oder, die Amplitude der mittleren Welle gleich Eins gesetzt,  $cd = \cos x$ ; d. h. die Amplitude der Schwingung von G ist gleich dem Cosinus der Winkelverzögerung. Die Amplitude der Resultante im Brennpunkt ist daher gleich der Summe aller Störungen

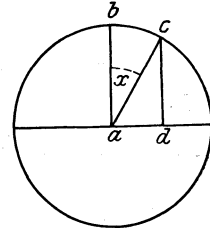


Fig. 59.

$\cos x \times \frac{dy}{AB}$ , wo  $\frac{dy}{AB}$  das Verhältnis der Lage von G zur ganzen Öffnungsweite AB ist.

Ist jetzt R die Winkelverzögerung zwischen den äußersten, von den Teilchen in A und in B ausgehenden Wellenzügen (den „Randstrahlen“), so besteht offenbar die Beziehung:

$$\frac{R}{AB} = \frac{x}{y}$$

wo x die Winkelverzögerung zwischen den Phasen zweier Wellen ist, die um die Strecke y voneinander abstehen.

Durch Differentiation und Umstellung erhält man

$$\frac{dx}{R} = \frac{dy}{AB}$$

so daß man diesen Wert in dem Ausdruck für die resultierende Amplitude substituieren kann. Man erhält also dann  $\cos x \times \frac{dx}{R}$ .

Es soll jetzt E als Mittelpunkt der Öffnung AB betrachtet werden. Wenn also R die Winkelverzögerung zwischen den äußersten Wellen von A und von B bedeutet, so ist  $\frac{R}{2}$  die jeweilige Phasenverschiebung, die zwischen E und den beiderseitigen Endpunkten A und B besteht. Da nun alle Teilchen in der ganzen Öffnung sich zu beiden Seiten der Mitte E anordnen, so folgt für x, daß dieses mit wachsendem Abstand von E bis zu den beiden Grenzwerten  $\frac{R}{2}$

auf der einen Seite und  $-\frac{R}{2}$  auf der anderen wächst. Um also die Amplitude der im Brennpunkte der Linse resultierenden Schwingung zu finden, muß man den Störungswert  $\frac{\cos x dx}{R}$  für alle möglichen



x-Werte zwischen  $-\frac{R}{2}$  und  $+\frac{R}{2}$  summieren. Der mathematische Ausdruck hierfür ist das bestimmte Integral:

$$\int_{-\frac{R}{2}}^{+\frac{R}{2}} \frac{\cos x}{R} dx.$$

Dabei ist die Größe der Amplitude in Richtung der Normale  $BC = 1$  gesetzt. Die Integration ergibt als die gesuchte Resultante den Wert  $\left(\sin \frac{R}{2}\right) / \frac{R}{2}$ .

Was nun die Interferenzstreifen anbetrifft, die durch eine solche Öffnung AB hervorgerufen werden, so ist zunächst die Intensität des Mittelbildes, für welches keine Phasenverschiebung eintritt, wo also  $R = 0$  ist, gleich der Einheit. Das erste Minimum tritt für  $BD = \lambda$  ein, d. h. es wird  $R = 2\pi$ , wenn die resultierende Amplitude Null ist.

Für das erste Maximum ist  $BD = \frac{3}{2}\lambda$  und  $R = 3\pi$ ; die Amplitude ist dann gleich  $\frac{2}{3\pi}$  und die Intensität, welche immer dem Quadrat

der Amplitude entspricht, gleich  $\left(\frac{2}{3\pi}\right)^2$ . Für das zweite Minimum wird  $R = 4\pi$  und daher die Amplitude abermals null. In entsprechender Weise haben das zweite, dritte etc. Maximum die Intensität  $\left(\frac{2}{5\pi}\right)^2$ ,  $\left(\frac{2}{7\pi}\right)^2$  etc. Man sieht, daß die Helligkeit zu beiden Seiten des Mittelbildes sehr schnell abnimmt; wenn z. B. AB 25 mm beträgt und  $\lambda$  5000 Å.-E., so ist der Winkel  $d$ , der dem ersten Minimum ( $BD = 5000$  Å.-E.) entspricht, etwa  $4''$ .

Wir können jetzt zur Wirkung des Ritzens übergehen, und zwar wollen wir annehmen, daß das Gitter abwechselnd aus durchsichtigen Streifen von der Breite  $a$  und undurchsichtigen Streifen von der Breite  $d$  besteht. In der Hauptrichtung BC stimmen die Sekundärwellen natürlich in ihrer Phase völlig überein, aber ihre Amplitude ist im Verhältnis von  $a$  zu  $a + d$  verringert. Es ist also das Mittelbild einer Lichtlinie, das man mit einem Gitter erhält, genau dasselbe, wie ohne Gitter, nur ist die Helligkeit im Verhältnis von  $a^2$  zu  $(a + d)^2$  verringert. Die Maxima auf beiden Seiten treten ein, wenn die Verzögerung zwischen entsprechenden Wellen aus benachbarten Öffnungen gleich einem Mehrfachen von  $\lambda$  ist, d. h. wenn in Fig. 58 BD gleich  $m\lambda$  ist. Es bedeutet hierbei  $m$  die Ordnungszahl des Maximums (vom Mittelbild aus gezählt) und  $n$  die Zahl der Öffnungen. Auf beiden Seiten der Maxima verteilt sich die Helligkeit nach denselben Gesetzen, die für das Mittelbild gelten.

Jede Gitteröffnung trägt gleichviel zu der Helligkeit des Maximums bei. War die Öffnung eben und keine Furchung vorhanden, so ent-

sprach die Winkelverzögerung  $R$  zwischen den beiden äußersten Teilchen  $2\pi \frac{z}{\lambda}$ , wo  $z = BD$  die Projektion der Öffnung auf die Richtung  $BC$  bedeutete; im gegenwärtigen Falle wird  $R$  gleich  $2\pi \frac{az}{(a+d)\lambda} = \frac{2am\pi}{a+d}$ , wo  $m = \frac{z}{\lambda}$  die Ordnungszahl des Spektrums ist. Substituieren wir diesen Wert von  $R$  in das oben abgeleitete Integral, so bekommen wir als Verhältnis der Helligkeit  $B_0$  des direkten Bildes und der Helligkeit  $B_m$  des Spektrums  $m$ ter Ordnung:

$$B_m : B_0 = \left( \int_{-\frac{am\pi}{a+d}}^{+\frac{am\pi}{a+d}} \cos x \, dx \left| \frac{2am\pi}{a+d} \right|^2 \right) = \left( \frac{a+d}{am\pi} \right)^2 \sin^2 \frac{am\pi}{a+d}.$$

Sei ferner  $B$  die Helligkeit des Mittelbildes, falls die ganze Gitterfläche durchsichtig wäre, so gilt

$$B_0 : B = a^2 : (a+d)^2$$

$$\text{und } B_m : B = \frac{1}{m^2 \pi^2} \sin^2 \frac{am\pi}{a+d}.$$

Da der Sinus eines Winkels nie größer als Eins werden kann, so folgt, daß unter den günstigsten Verhältnissen in dem  $m$ ten Spektrum nur  $\frac{1}{m^2 \pi^2}$  des ursprünglichen Lichtes erhalten werden kann. Ist weiterhin  $a = d$ , so wird die Formel

$$B_m : B = \frac{1}{m^2 \pi^2} \sin^2 m \frac{\pi}{2}.$$

Wenn also  $m$  eine gerade Zahl ist, so verschwindet  $B_m$  ganz, ist aber  $m$  ungerade, so wird  $B_m : B = \frac{1}{m^2 \pi^2}$ . Unter diesen Verhältnissen besitzt das Spektrum erster Ordnung eine Intensität von etwa  $\frac{1}{10}$  des ursprünglichen Lichtes, das zweite fällt aus und das dritte hat etwa  $\frac{1}{90}$  des Anfangsbetrages. Weiterhin ist klar, daß ganz allgemein die Helligkeit eines Spektrums verschwinden muß, wenn  $\sin \frac{am\pi}{a+d} = 0$  wird. Dies ist der Fall für  $\frac{am\pi}{a+d} = \pi, 2\pi, 3\pi$  usw.

Es werden also die Spektren verschwinden, für welche  $m = \frac{a+d}{a}$ ,  $2\frac{a+d}{a}$ ,  $3\frac{a+d}{a}$  usw. ist. Wenn z. B.  $a = \frac{1}{4}d = \frac{1}{5}(a+d)$  ist, so fällt das 5te, 10te, 15te etc. Spektrum aus. Schließlich, wenn  $a$  sehr klein gegenüber  $a+d$  ist, so läßt sich, außer für die höheren Ordnungen, der obige Ausdruck vereinfachen in

$$B_m : B = \left( \frac{a}{a+d} \right)^2$$

d. h. die Helligkeit aller Spektren ist die gleiche.

Aus den obigen Gleichungen ersieht man, daß die Helligkeit eines Spektrums die des Mittelbildes übertreffen kann; man muß sich aber vergegenwärtigen, daß dieses Resultat mit der Hypothese erreicht wurde, die Linien des Gitters seien undurchsichtig. In Wirklichkeit stimmt das keineswegs. Bei einem geritzten Gitter ist ja gar kein undurchsichtiges Material vorhanden, welches das Licht absorbieren könnte, es hängt dann also die Gitterwirkung von den Unterschieden der Verzögerung ab, welche durch die Abwechslung von Glatt und Gefurcht hervorgerufen werden. Ist z. B. ein Gitter aus abwechselnd gleichen Teilen zusammengesetzt, die beide gleich durchsichtig sind, jedoch eine relative Verzögerung von einer halben Wellenlänge hervorrufen, so würde das Mittelbild völlig ausgelöscht, das Spektrum erster Ordnung dagegen wäre viermal so hell, als wenn die anderen Gitterteile undurchsichtig wären. Ähnlich liegt der Fall für Metallgitter, wo durch die Reflexion der Furchen Wirkungen hervorgerufen werden, die von der Art der Furchen in hervorragendem Maße abhängen.

Rowland<sup>1)</sup> hat einen Ausdruck für die Helligkeit der Spektrallinien erhalten, welcher zeigt, daß die Intensität eine Funktion sowohl von  $\lambda$  wie von  $m$  ist, so daß die Verteilung der Intensität in einem Gitterspektrum je nach der Wellenlänge eine verschiedene sein kann. Es braucht daher die Summe des genannten Lichtes in jedem Spektrum einer weißen Lichtquelle durchaus nicht wieder weiß zu geben. Auf Grund dieser Überlegung vermochte er die oft beobachtete Tatsache zu erklären, daß die Helligkeit sich in einem Spektrum auf Kosten der übrigen Spektra anhäuft und ebenso, daß eine besondere Farbe in einem Spektrum eine ganz hervorragende Helligkeit besitzt. Rowland zeigt, daß, wenn der Diamant eine einzige Furche macht, die niedrigen Ordnungen die hellsten sind, wenn aber mehrere Furchen nebeneinander entstehen, die höheren Ordnungen an Helligkeit überwiegen können. Asymmetrie in der Furchung ruft Asymmetrie in den Spektren hervor.

Man wird daher im allgemeinen finden, daß ein Gitter ungleiche Spektren gibt, d. h. einige Spektren heller sind als andere; besonders wird das oft bei Vergleichung der Spektra zu beiden Seiten der Normalen bemerkbar.

Ferner muß hervorgehoben werden, daß das Auflösungsvermögen in hohem Maße von der Genauigkeit der Strichführung abhängt; diese muß einen sehr hohen Grad von Gleichmäßigkeit besitzen, um gute Resultate zu garantieren. Als Beispiel vergleicht Lord Rayleigh<sup>2)</sup> zwei Gitter, welche dieselbe geteilte Fläche besitzen, von denen aber das eine 1000, das andere 1001 Linien aufweist. Da die Wellenlängen der beiden D-Linien etwa um ein Tausendstel ihres Betrages voneinander abweichen, so ist klar, daß das erste Gitter für die  $D_1$ -Linie dieselbe Ablenkung hervorrufen müßte, wie das zweite für

1) „Gratings in Theorie and Practice“ Astronomy and Astrophysics. 12. 129. 1893.

2) Phil. Mag. (4) 47. 193. 1874.

die  $D_2$ -Linie. Würde man jetzt beide Gitter zu einem einzigen miteinander verbinden, so würde dieses die D-Linien nicht mehr trennen. Es darf also in einem Gitter, welches dieser Aufgabe gewachsen sein soll, keine systematische Unregelmäßigkeit von ein Tausendstel der Gitterkonstante vorhanden sein, wenn auch einzelne Linien um einen wesentlich größeren Betrag verschoben sein dürfen.

In einer späteren Veröffentlichung<sup>1)</sup> sagt Rayleigh: „Es macht kaum einen Unterschied für die Hauptrichtung, die dem Spektrum erster Ordnung entspricht, wenn jede Linie bis zu dem Viertel eines Intervalles aus der theoretisch richtigen Stellung verschoben ist. Um aber ein ebenso gutes Resultat für das Spektrum mter Ordnung zu erhalten, muß der Fehler unter  $\frac{1}{m}$  dieses Betrages bleiben. Doch soll man nicht annehmen, daß Fehler dieser Größe stets einwandfrei sind. Die Mitte eines hellen Bandes, welches an Stelle einer mathematischen Linie tritt, läßt sich mit dem Faden eines Okularmikrometers bis auf einen kleinen Bruchteil der Bandbreite genau einstellen, ebenso wie die Genauigkeit astronomischer Messungen weit über das Trennungsvermögen des Fernrohres hinausgeht.“

Von den Wirkungen der Teilungsfehler sollen die durch periodische Fehler entstehenden hier besprochen werden. Unter periodischen Fehlern sind solche verstanden, welche eine falsche Strichführung andauernd wiederholen. Es entsteht dies gewöhnlich durch einen Defekt in der Teilmaschine, der sich bei jeder Umdrehung der Schraube wiederholt. Die Wirkung von Fehlern dieser Art besteht darin, daß sie Bilder von Linien, sogenannte „Geister“ vortäuschen. Bei einem guten Gitter sind diese Geister oft gar nicht vorhanden, in anderen Fällen können sie aber so sehr in Erscheinung treten, daß sie das Gitter wertlos machen. Natürlich geben die hellsten Linien am ehesten Veranlassung zu Geistern und man kann die Geister daran erkennen, daß sie als schwache Linien symmetrisch auf beiden Seiten der hellen auftreten. Rowland<sup>2)</sup> hat eine allgemeine Theorie der Wirkung von Teilungsfehlern bei den Gittern aufgestellt; für die durch periodische Fehler entstehenden Geister fand er, daß die Intensität der Geister erster Ordnung proportional dem Quadrate der Ordnung des fraglichen Spektrums und dem Quadrat der relativen Abweichung vom richtigen Gitterintervall ist. Kleine Fehler in der Teilung erzeugen diffuses Licht um die Spektrallinien auf Kosten der Helligkeit dieser Linien (vergl. die Arbeit von Bell S. 32). Der Betrag ist proportional dem Quadrat des relativen Teilungsfehlers und dem Quadrat der Ordnung des Spektrums. Ein periodischer Fehler entnimmt den primären Linien einen gewissen Lichtbetrag und verteilt diesen symmetrisch als ein System von Linien. Die Intensität der Geister und des diffusen Lichtes steigt schnell mit der Ordnung des Spektrums. Rowland hat für drei Fälle die relative Helligkeit der Geister erster Ordnung berechnet und zwar folgendermaßen:

---

1) Encyclop. Britt. 9. ed. **24.** Artikel „Wave Theory“ S. 438.

2) l. c.

Relativer Fehler	Relative Helligkeit der Geister in dem Spektrum:		
	erster Ordnung	zweiter Ordnung	dritter Ordnung
$\frac{1}{25}$	$\frac{1}{63}$	$\frac{1}{16}$	$\frac{1}{7}$
$\frac{1}{50}$	$\frac{1}{252}$	$\frac{1}{63}$	$\frac{1}{28}$
$\frac{1}{100}$	$\frac{1}{1008}$	$\frac{1}{252}$	$\frac{1}{112}$

Die erste Kolumne enthält die relativen Fehler, d. h. das Verhältnis zwischen der unregelmäßigen und der korrekten Teilung. Man sieht, daß im ersten Fall sehr starke Linien schon in den Spektren erster Ordnung sichtbare Geister hervorrufen, die in der dritten Ordnung bis zu ein siebentel der Helligkeit der ursprünglichen Linien besitzen — vielleicht genug, um das ganze Gitter unbrauchbar zu machen. Im zweiten Fall wird man die Geister in der dritten Ordnung sehen, dagegen kaum in der zweiten; im dritten Fall dagegen werden sie in dem Spektrum der ersten drei Ordnungen unterhalb der Grenze des Wahrnehmbaren bleiben.

**Das Konkavgitter.** Dieser Gittertypus wurde zum erstenmal durch Rowland im Jahre 1882 dargestellt. Er besteht aus einem Gitter, welches auf eine polierte sphärisch konkave Oberfläche von Spiegelmetall gezogen ist. Es haben dabei die Linien gleichen Abstand auf der Sehne des Kreises, nicht auf dem Bogen. Wir hatten schon für ein solches Gitter gezeigt (S. 28), daß, wenn Gitter und Spalt auf dem Umfang eines Kreises liegen, dessen Radius gleich dem halben Krümmungsradius des Gitterspiegels ist, die Bildpunkte der Spektren ebenfalls auf diesem Kreise sich befinden. Man braucht daher bei diesen Gittern gar keine Linsen, eine Tatsache, die sofort die große Überlegenheit der Konkavgitter gegenüber allen Plangittern zeigt. Nach Rowlands Methode montiert, mit dem Okular oder der photographischen Platte im Krümmungsmittelpunkt, so daß die Spektren normal sind, hat sich dieses Gitter als eine der feinsten spektroskopischen Einrichtungen erwiesen, die je erfunden wurden.

**Theorie des Konkavgitters.** Eine vollständige Theorie des Konkavgitters muß man in einem größeren Lehrbuch einsehen, da sie für das vorliegende Werk zu mathematisch ist. Jedoch sollen einige Punkte der Theorie hier berührt werden, welche eine praktische Tragweite besitzen. Die erste Aufgabe ist die Ermittlung der Brennkurve.

Es möge in Fig. 60 AB ein einzelnes Element des gekrümmten Gitters XY sein und P ein Licht aussendender Punkt. PA und PB sind zwei Strahlen, die auf das Element AB unter dem Einfallswinkel i

auftreffen. Diese Strahlen werden gebeugt und unter dem Diffraktionswinkel  $D$  im Brennpunkt  $Q$  wieder vereinigt. Nach der allgemeinen Gittergleichung haben wir, wenn man wie gewöhnlich  $AB = b$  setzt,  $m\lambda = b(\sin i - \sin \mathcal{J})$ ; hierin ist  $\sin \mathcal{J}$  negativ, weil  $P$  und  $Q$  auf entgegengesetzten Seiten derselben Normalen liegen (vergl. S. 27). Die Normalen in  $A$  und  $B$  seien  $AC$  und  $BC$ , sie werden sich im Punkt  $C$ , dem Krümmungsmittelpunkt des Gitters, schneiden.

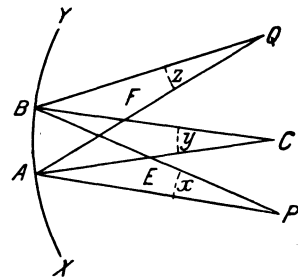


Fig. 60.

Die beiden Strahlen  $PA$  und  $PB$  fallen unter den Winkeln  $i$  und  $i + di$  ein, d. h. die Winkel  $PAC$  und  $PBC$  haben diese beiden Werte. Ebenso entsprechen die zwei Beugungswinkel  $QAC$  und  $QBC$  den Größen  $\mathcal{J}$  und  $\mathcal{J} + d\mathcal{J}$ . Wenn wir ferner die Winkel bei  $P$ ,  $C$  und  $Q$  mit den Buchstaben  $x$ ,  $y$  und  $z$  bezeichnen, so ist in den beiden Dreiecken  $PAE$  und  $CBE$   $x + i = y + i + di$  und ebenso in den Dreiecken  $CAF$  und  $QBF$   $y + \mathcal{J} = z + \mathcal{J} + d\mathcal{J}$ , folglich ist

$$di = x - y$$

und

$$d\mathcal{J} = y - z.$$

Wenn nun das Licht von  $P$  homogen ist, so ist für ein konstantes  $\lambda$  in der Gleichung  $m\lambda = b(\sin i - \sin \mathcal{J})$  der Ausdruck  $\sin i - \sin \mathcal{J}$  ebenfalls konstant, da  $Q$  der Punkt der Wiedervereinigung für die Strahlen von  $P$  ist. Man erhält daher durch Differentiation

$$\cos i di - \cos \mathcal{J} d\mathcal{J} = 0.$$

Durch Substitution der oben gefundenen Werte von  $di$  und  $d\mathcal{J}$  erhalten wir

$$\cos i (x - y) - \cos \mathcal{J} (y - z) = 0.$$

Setzt man  $AP = r$ ,  $AC = \rho$ ,  $AQ = s$  und  $AB = b$ , so ergibt sich:

$$x = \frac{b}{r} \cos i, \quad y = \frac{b}{\rho} \quad \text{und} \quad z = \frac{b}{s} \cos \mathcal{J}.$$

Substituieren wir diese Werte in die letzte Gleichung, so erhalten wir:

$$\cos i \left( \frac{b \cos i}{r} - \frac{b}{\rho} \right) - \cos \mathcal{J} \left( \frac{b}{\rho} - \frac{b \cos \mathcal{J}}{s} \right) = 0;$$

hieraus wird durch Ausmultiplizieren und Teilen durch  $b$

$$\frac{\cos^2 i}{r} - \frac{\cos i}{\rho} - \frac{\cos \mathcal{J}}{\rho} + \frac{\cos^2 \mathcal{J}}{s} = 0,$$

woraus folgt:

$$s = \frac{r \rho \cos^2 \mathcal{J}}{r(\cos i + \cos \mathcal{J}) - \rho \cos^2 i}.$$

Es sind aber die Strecke  $AP = r$  und der Winkel  $i$  die Polarkoordinaten des Punktes  $P$ , und ebenso  $s$  und  $\mathcal{J}$  die Polarkoordinaten

des Punktes Q, so daß, wenn Punkt P sich auf einer beliebigen Kurve bewegt, Q sich auf einer anderen, durch die Gleichung bestimmten Kurve bewegen muß. Die Kurve, welche Q beschreibt, ist natürlich die Brennkurve des Gitters. Wenn nun P sich immer auf einem Kreis von dem Durchmesser  $\varrho$  bewegt, so ist

$$r = \varrho \cos i.$$

Substituiert man diesen Wert in die letzte Gleichung, so ist

$$s = \varrho \cos \vartheta,$$

d. h. der Punkt Q bewegt sich ebenfalls auf einem Kreis, und zwar mit dem Durchmesser  $\varrho$ . Mit anderen Worten, falls Lichtquelle und Gitter auf den Umfang eines Kreises gesetzt werden, der den Krümmungsradius des Gitters als Durchmesser hat, so werden die Brennpunkte der Spektren auf eben diesem Kreise liegen.

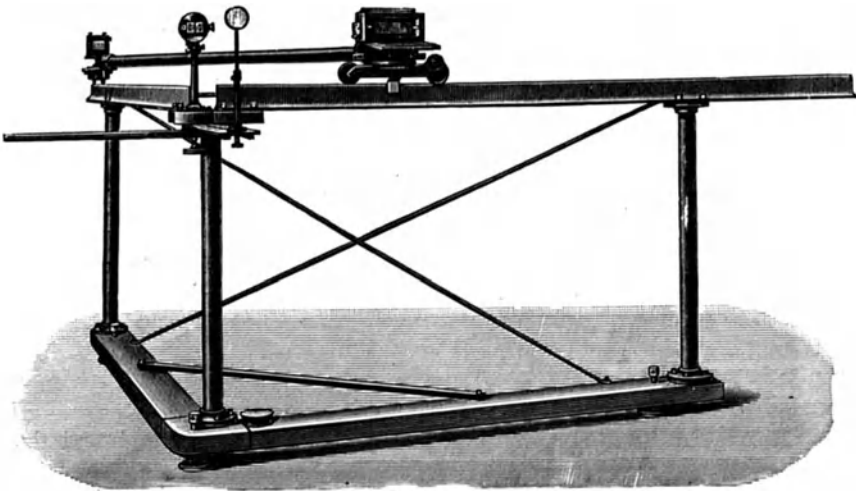


Fig. 61.

Bei der Aufstellung eines Konkavgitters muß also diese Bedingung erfüllt werden. Die Methode von Rowland wurde bereits in Kap. II S. 29 beschrieben. Die Montierung eines kleinen Gitters ist in Fig. 61<sup>1)</sup> gezeigt.

Wir wollen nochmals von der Wellenlängengleichung

$$m \lambda = b (\sin i + \sin \vartheta)$$

ausgehen und für  $\vartheta$  das äquivalente Verhältnis  $\frac{p}{\varrho}$  substituieren, worin  $p$  die Länge des Kreisbogens der Brennkurve ist, welcher dem Beugungswinkel  $\vartheta$  entspricht, und  $\varrho$  der Krümmungsradius des Gitters. Man erhält dann

$$m \lambda = b \sin i + b \sin \frac{p}{\varrho}.$$

<sup>1)</sup> Aus Landauer, Spektralanalyse. (Vieweg & Sohn, Braunschweig.)

Da  $\sin i$  konstant ist, so ergibt die Differentiation

$$m \, d\lambda = \frac{b}{\varrho} \cos \frac{p}{\varrho} \, dp$$

oder umgestellt:

$$\frac{dp}{d\lambda} = \frac{m\varrho}{b \cos \frac{p}{\varrho}}$$

Diese Gleichung lehrt, daß  $\frac{dp}{d\lambda}$  oder, wie wir sagen können, die lineare Dispersion des Spektrums in jeder gegebenen Stellung des Instrumentes proportional der Ordnungszahl  $m$  des Spektrums ist. Freilich ist dies nur eine andere Art des Ausdruckes für die Tatsache, daß die verschiedenen Ordnungen der Spektra sich übereinander lagern, wobei jede überlagerte Wellenlänge ihrer Ordnungszahl umgekehrt proportional ist. Dies wurde bereits bewiesen. Weiter zeigt die Gleichung, daß die Dispersion ein Minimum wird für  $p = 0$ , d. h. im Krümmungsmittelpunkt des Gitters. Die lineare Dispersion ist dann gleich  $\frac{m\varrho}{b}$  und ist konstant, d. h. das Spektrum ist an dieser Stelle ein normales. Man darf der Größe  $p$  einen ziemlich großen Wert geben ohne Verlust der Normalität. Der dabei eintretende Fehler<sup>1)</sup> ist gleich  $\frac{b p^3}{24 m \varrho^3}$ , ist also proportional der dritten Potenz des Abstandes von der Mitte der photographischen Platte. Hierfür möge ein Beispiel gegeben werden. Das größte vorhandene Konkavgitter von Rowland hat die Werte  $b = 0.000127$  cm und  $\varrho = 650$  cm. Setzen wir den größten zulässigen Fehler zu  $\frac{1}{1000}$  Å.-E., so ist für  $m = 1$

$$p^3 = \frac{1 \times 10^{-11} \times 24 \times (650)^3}{0.000127}$$

folglich nahezu  $p = 8$  cm.

Es ist daher möglich, 16 cm von dem Spektrum der ersten Ordnung (8 cm auf jeder Seite der Mitte) vollständig normal innerhalb dieser Fehlergrenze zu photographieren. Dies ist die größte mit unseren gegenwärtigen Meßinstrumenten erreichbare Genauigkeit.

In ähnlicher Weise läßt sich ableiten, daß bei demselben Gitter die Abweichung von der Normalität an den Enden einer 50 cm langen Photographie nur 0.03 Å.-E. im Spektrum erster Ordnung beträgt.

Für die Spektra in dem Krümmungsmittelpunkt des Gitters, d. h. für  $\vartheta = 0$  erhält man

$$m\lambda = b \sin i$$

oder 
$$\sin i = \frac{m\lambda}{b}.$$

Es ist aber der Abstand zwischen Spalt und Okular (AE in Fig. 15, S. 29) gleich  $\varrho \sin i$  oder, wenn man  $\varrho$  wieder gleich dem

<sup>1)</sup> Kayser, Handbuch der Spektroskopie. Bd. I. S. 466.



Krümmungsradius setzt,  $= \frac{e m \lambda}{b}$ , d. h. er ist in jeder beliebigen Ordnung direkt der Wellenlänge proportional. Man kann daher auf der Gitterführung eine Teilung auftragen, auf der die Wellenlängen sich je nach der Stellung des Okulars angenähert ablesen lassen. Es soll hervorgehoben werden, daß diese Skala der Normalteilung des Spektrums auf der photographischen Platte im Krümmungspunkt entspricht. Denn wenn man den Abstand vom Spalt zum Okular  $= g$  setzt, so ist  $\frac{dg}{d\lambda} = \frac{e m}{b}$ , dies ist aber auch der Wert der linearen

Dispersion auf der photographischen Platte  $\frac{e m}{b \cos \frac{p}{e}}$ , wenn  $\cos \frac{p}{e} = \cos \vartheta$

$= 1$  wird, d. h. für  $\vartheta = 0$ . Die Konstante  $\frac{e m}{b}$  nennt man den „Maßstab“ des Apparats. Er hat für die größten Gitter von 650 cm Brennweite und 20000 Linien auf den Zoll eine Größe von 5118100 in der ersten Ordnung. Eine Änderung von 1 Å.-E. in der Wellenlänge bedeutet also eine Verschiebung um etwa 0.5 mm auf der Platte für die erste Ordnung und  $m$  mal so viel für die  $m$ te Ordnung. Hieraus und aus dem Vorhergehenden folgt, daß man mit den größten Rowland-Gittern auf einer Platte einen Bereich von 320 Ångström-Einheiten mit einem größten Fehler von  $\frac{1}{100}$  Å.-E. normal photographieren kann.

Auch soll noch einmal hervorgehoben werden, daß dieser Maßstab völlig konstant im ganzen Bereich des Apparates ist, so daß alle mit ihm aufgenommenen Photographien untereinander absolut vergleichbar sind, eine Tatsache, die schon allein die ungeheure Überlegenheit des Konkavgitters gegenüber jedem anderen Spektralapparat beweist.

Freilich setzt diese Methode des Aufbaues dem Bereich der beobachtbaren Spektren eine Grenze. Im allgemeinen ist der größte Einfallswinkel, mit dem sich arbeiten läßt, etwa  $70^\circ$ . Jenseits dieser Grenze nimmt die Apertur des Gitters so schnell ab, daß die Helligkeit wesentlich darunter leidet. Wir haben daher als Grenze:

$$m\lambda = b \sin 70^\circ$$

und

$$\lambda = \frac{0.94 b}{m}.$$

Der wirkliche Höchstwert von  $\lambda$  im Spektrum erster Ordnung eines Gitters mit 20000 Linien liegt etwa bei  $\lambda = 12000$  Å.-E., für die zweite Ordnung bei 6000 Å.-E., für die dritte bei 4000 und so fort. Bei einem Gitter mit 10000 Linien sind die Grenzen doppelt so hoch.

Es wird daher notwendig, wenn man Strahlen großer Wellenlänge aufnehmen will, Gitter mit verhältnismäßig wenigen Linien auf den Zoll zu benutzen. Dagegen empfehlen sich sehr enge Gitter

für die ultravioletten Spektren, da man mit ihnen eine höhere Auflösung schon in der ersten Ordnung erzielen kann. Der ersten Ordnung gibt man, wie mehrfach gesagt, den Vorzug deshalb, weil bei ihr noch keine Überdeckungen durch höhere Ordnungen in diesem Gebiet auftreten.

Schließlich haben wir noch von dem Astigmatismus des Konkavgitters zu reden. Da bei Rowlands Versuchsanordnung das Gitter stets mehr oder weniger schräg auffallendes Licht erhält, so wird das Spektrum einer punktförmigen Lichtquelle stets mehr oder weniger verbreitert, so daß der Lichtpunkt ein Spektrum von längeren oder kürzeren Linien gibt. Je schiefer die Richtung des Strahleneinfalls, d. h. je größer der Einfallswinkel, um so stärker tritt die Verzerrung hervor. Diese Verzerrung ist parallel den Teilstrichen des Gitters und hängt von deren Länge und von der Größe des Einfallswinkels ab. Man hat den Nachweis<sup>1)</sup> gebracht, daß bei Benutzung eines Lichtpunktes die Länge der Linien gleich

$$\sin i \cdot \operatorname{tg} i \cdot l$$

ist, wo  $l$  die Länge der Teilstriche auf dem Gitter bedeutet. Bei Rowlands größtem Gitter ist  $l = 5$  cm. Es ist demnach bei ihm die aus einer punktförmigen Lichtquelle entstehende Linie für 6000 Å.-E.  $0.25 l = 1.25$  cm, da der Winkel  $i$   $28^{\circ} 12'$  betragen würde. Benutzt man an Stelle des Lichtpunktes einen Spalt, so wird jeder einzelne Punkt derselben in eine Linie ausgezogen, und diese sich übereinander lagernden Bilder geben eine Linie von beträchtlich größerer Länge, als sie der Spalt besitzt. Kayser gibt als Länge des hellsten Teils der Spektrallinien

$$\frac{s}{\cos i} - \sin i \cdot \operatorname{tg} i \cdot l,$$

und als Gesamtlänge der Linien

$$\frac{s}{\cos i} + \sin i \cdot \operatorname{tg} i \cdot l,$$

wobei  $s$  die Länge des Spaltes bedeutet.

Eine Wirkung dieses Astigmatismus ist, daß „Staublinien“, welche durch die Gegenwart von Staub zwischen den Backen des Spaltes entstehen, im Spektrum nicht auftreten; diese horizontalen Staublinien liegen in einem anderen Brennpunkt.

Die Eigenschaft des Astigmatismus bei Konkavgittern macht es unmöglich, zwei scharf begrenzte Spektren nebeneinander zu erhalten, um sie vergleichen zu können, und zwar kann man weder getrennte Schieber noch ein Vergleichsprisma benutzen, wie es S. 44 für Prismenapparate beschrieben wurde. Vielmehr benutzt man für eine solche Vergleichung eine mechanische Methode (vgl. S. 149 weiter unten). Indessen darf man doch, wie Sirks<sup>2)</sup> gezeigt hat, ein Vergleichsprisma verwenden, nur muß man es in einem gewissen Abstand von

1) Kayser, Handbuch der Spektroskopie. Bd. I. S. 463.

2) Astronomy and Astrophysics. 13. 763. 1894.

dem Spalt anbringen. Man kann das aus Fig. 62 ersehen, wo G das Gitter mit einem Krümmungsradius gleich GC ist. Der Spalt befinde sich in A und der Einfallswinkel sei demnach  $i = \text{AGC}$ . Ein Lichtbündel PP, welches in A durch den Spalt fällt, wird von dem Gitter im Punkte C vereinigt.

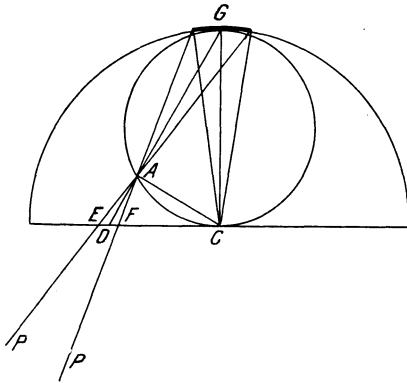


Fig. 62.

Der Spalt A erzeugt in C ein aufrechtes Bild, es befindet sich aber in EF auch noch eine horizontale Brennlinie, derart, daß ein horizontaler Draht, der quer durch den einfallenden Lichtstrahl in EF gezogen wird, als eine horizontale Linie auf der Platte in C abgebildet wird. Folglich schneidet ein sehr niedriges rechtwinkliges Prisma, welches man horizontal in EF aufstellt, einen scharf definierten engen horizontalen Streifen aus der Mitte des Spektrums in C. Man kann nun eine zweite Lichtquelle

derart durch das Prisma reflektieren lassen, daß das Hauptspektrum in C ein schmales, scharf begrenztes Vergleichsspektrum in seiner Mitte erhält. Natürlich muß die Größe des Prismas und sein Abstand vom Spalt bei jeder neuen Stellung von C geändert werden. Die Stellungen lassen sich aber ausrechnen. Zunächst ist der Abstand DA

$$DA = DG - AG.$$

Es ist aber  $DG = \frac{\rho}{\cos i}$ , wo  $\rho$  wie gewöhnlich = GC

und  $AG = \rho \cos i$ ;

folglich ist  $DA = \frac{\rho}{\cos i} - \rho \cos i = \rho \sin i \operatorname{tg} i$ .

Zweitens ist die Länge der Prismenoberfläche EF zu bestimmen. Ist die ganze Gitterbreite = d, so ist

$$\frac{EF}{d} = \frac{DA}{AG}$$

und  $EF = \frac{\rho d \sin i \operatorname{tg} i}{\rho \cos i} = d \operatorname{tg}^2 i$ .

**Das Michelsonsche Stufengitter.** Dies Gitter ist von Michelson<sup>1)</sup> erdacht worden mit der Absicht, ein Instrument von sehr hohem Auflösungsvermögen zu schaffen, das gleichzeitig Spektra von großer Helligkeit geben sollte. Bei dem gewöhnlichen Diffraktionsgitter fällt die Helligkeit sehr schnell ab, wenn man zu höheren Ordnungen übergeht. Bei dem Stufengitter ist im Gegenteil alles Licht auf die hohen Ordnungen konzentriert; das Auflösungsvermögen ist sehr hoch,

<sup>1)</sup> Astrophys. Journ. 8. 36. 1898. Journ. de Phys. (3). 8. 305. 1899.

weil die relative Verzögerung zwischen den äußersten Strahlen, die in das Fernrohr einfallen, sehr groß ist und weil man gerade wie bei dem gewöhnlichen Gitter sagen darf, daß das Auflösungsvermögen von der Verzögerung zwischen den Strahlen an den Grenzen der Öffnung abhängt.

Das Stufengitter entsteht durch Zusammensetzung einer Reihe von ebenen Glasplatten gleicher Dicke, welche in ihrer Länge jedesmal um einen gleichen Betrag abnehmen, wie dies in Fig. 63 zu sehen ist. Ein Bündel parallelen Lichtes fällt senkrecht auf die oberste Platte in der Zeichnung und die Strahlen werden, nachdem sie den Plattensatz durchlaufen haben, durch eine Linse vereinigt. Die Strahlen a, b, c etc., welche von verschiedenen Elementen des Gitters herkommen, sind gegeneinander verzögert wegen des Unterschiedes der Lichtgeschwindigkeit in Glas und Luft. Es tritt daher im Brennpunkt der Linse Interferenz auf, und es wird ein Spektrum erzeugt. Die relative Verzögerung zwischen den Strahlen, die von den beiden äußersten Stücken herkommen; ist sehr groß und daher

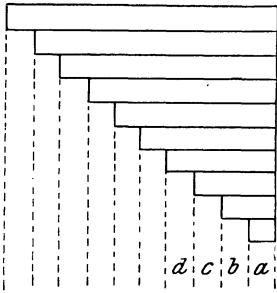


Fig. 63.

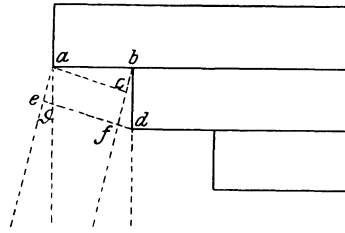


Fig. 64.

die Ordnung des Spektrums sehr hoch; und da die Richtung, in welcher die Spektra erhalten werden, zugleich die Fortpflanzungsrichtung des Lichtes ist, so ist die Helligkeit dieser Spektra sehr beträchtlich.

Dispersion. Die analytischen Ausdrücke für die Erzeugung der Spektra kann man leicht ableiten, wie sich aus Fig. 64 ergibt. Hier sind nur zwei nebeneinander liegende Öffnungen gezeichnet und dies genügt für unseren Zweck.

Es soll  $ab = g$  die Breite einer Öffnung sein und  $bd = t$  die Dicke jeder Platte. Der Beugungswinkel  $\vartheta$  der beobachteten Spektra ist sehr klein, und wenn  $m$  die Ordnung des beobachteten Spektrums ist, so hat die relative Verzögerung von zwei interferierenden Strahlen den Wert  $m\lambda$ . Es muß daher offenbar die relative Verzögerung zwischen den bei  $a$  und bei  $d$  austretenden Strahlen gleich  $m\lambda$  sein, so daß wir schreiben dürfen:

$$m\lambda = \mu bd - ae = \mu t - ae,$$

wobei  $\mu$  den Brechungsindex des Glases für die Wellenlänge  $\lambda$  bedeutet, d. h. das Verhältnis der Lichtgeschwindigkeit in Luft und Glas.

Nun ist  $ae = bf - bc = bd \cos \vartheta - ab \sin \vartheta$   
 folglich  $m\lambda = \mu t - t \cos \vartheta + s \sin \vartheta$ .

Es ist aber  $\vartheta$  äußerst klein, so daß man  $\cos \vartheta = 1$  und  $\sin \vartheta = 0$  setzen darf, man erhält also

$$m\lambda = (\mu - 1)t + s\vartheta \dots \dots \dots (1)$$

Hält man m konstant, so ergibt eine Differentiation nach  $\lambda$ :

$$m d\lambda = t d\mu + s d\vartheta$$

und

$$\frac{d\vartheta}{d\lambda} = \frac{1}{s} \left( m - t \frac{d\mu}{d\lambda} \right).$$

Substituiert man hierin aus (1) unter Berücksichtigung, daß  $\vartheta$  sehr klein ist, den angenäherten Wert von m, so erhält man:

$$\begin{aligned} \frac{d\vartheta}{d\lambda} &= \frac{t}{s\lambda} \left[ (\mu - 1) - \lambda \frac{d\mu}{d\lambda} \right] \\ \frac{d\vartheta}{d\lambda} &= \frac{bt}{s\lambda} \dots \dots \dots (2) \end{aligned}$$

Hierin bedeutet b den Koeffizienten innerhalb der eckigen Klammern, der, wie man sieht, vollständig eine Funktion des verwendeten Glases ist und sich aus dessen optischen Konstanten berechnen läßt. Er liegt für die meisten Gläser zwischen 0.5 und 1.0.

Gleichung (2) gibt die Dispersion eines Stufengitters und zeigt, daß diese bei gegebenem Glas für Licht einer gegebenen Wellenlänge unabhängig ist von der Zahl der Platten, dagegen mit der Dicke der Platten zu- und mit der Öffnungsbreite jedes Elementes abnimmt.

Man erhält ferner durch Differentiation der Gleichung (1) nach m bei konstantem  $\lambda$ :

$$\lambda dm = s d\vartheta$$

und

$$\frac{d\vartheta}{dm} = \frac{\lambda}{s};$$

setzt man

$$dm = 1,$$

so wird

$$d\vartheta_2 = \frac{\lambda}{s} \dots \dots \dots (3)$$

Hierbei ist  $d\vartheta_2$  die Änderung der Ablenkung, welche bei dem Übergang von einer Ordnung zu der nächsten eintritt; d. h. der Winkel zwischen den Bildern derselben Linie in zwei aufeinander folgenden Ordnungen ist gleich  $\frac{\lambda}{s}$ . Diese Trennung der Ordnungen hängt daher nur von der Wellenlänge und der Stufenbreite ab.

Auflösungsvermögen. Wenn  $d\vartheta_3$  die Grenze des Auflösungsvermögens in Winkelmaß bedeutet, d. h. den Winkelabstand zweier Linien, die man im Fernrohr eben noch zu trennen vermag, so ist (vgl. S. 57):

$$d\vartheta_3 = \frac{\lambda}{a}$$

wo a die wirksame Öffnungsweite des Fernrohrobjektives ist. Diese entspricht aber der Summe aller Stufenbreiten  $n_s$ , wenn n die Zahl der einzelnen Elemente bedeutet. Also ist

$$d\vartheta_3 = \frac{\lambda}{ng} \dots \dots \dots (4)$$

Setzt man diesen Wert von  $d\vartheta$  in Gleichung (2) ein, so erhält man

$$\frac{\lambda}{d\lambda} = r = \frac{bnt}{\lambda} \dots \dots \dots (4a)$$

Das Auflösungsvermögen eines Stufengitters ist demnach proportional der Gesamtdicke des durchsetzten Glases und für eine gegebene Wellenlänge unabhängig von der Dicke der einzelnen Platten oder der Breite der Stufen.

Eine Vergleichung der Formeln (3) und (4) zeigt, daß die Winkelgrenze des Auflösungsvermögens gleich  $\frac{1}{n}$  des Winkelabstandes zwischen zwei aufeinander folgenden Ordnungen ist.

Die Intensität der Helligkeit. Diese ist offenbar ein Maximum, wenn  $\vartheta = 0$  ist, weil man sich dann in der Hauptrichtung des Lichtstrahles befindet. Setzt man diesen Wert gleich eins, so kann man die Intensität in schräger Richtung sofort aus der Gleichung

$$I = \frac{\sin^2 \pi \frac{s}{\lambda} \vartheta}{\left(\pi \frac{s}{\lambda} \vartheta\right)^2}$$

finden, welche in genau derselben Weise wie der entsprechende Ausdruck auf S. 125 abgeleitet wurde. Aus der Gleichung folgt, daß die Helligkeit für  $\vartheta = \frac{\lambda}{s}$  verschwindet; nach Gleichung (3) ist aber der Winkel zwischen den Bildern derselben Linie in zwei aufeinander folgenden Ordnungen ebenfalls  $= \frac{\lambda}{s}$ . Wenn man daher eine Linie in der Stellung  $\vartheta = 0$  erhält, so werden die Bilder derselben Linie in der nächsthöheren und der nächstniedereren Ordnung verschwinden.

Als Beispiel von der Anwendbarkeit obiger Formeln soll ein kürzlich von Hilger angefertigtes Stufengitter gewählt werden. Für dieses waren die verschiedenen Konstanten:

$$t = 10 \text{ mm}$$

$$g = 1 \text{ mm}$$

$$\text{Plattenzahl} = 20;$$

die optischen Konstanten

$$\mu_C = 1.5706 \quad \lambda = 6.5631 \times 10^{-5} \text{ cm}$$

$$\mu_D = 1.5746 \quad \lambda = 5.8930 \times 10^{-5} \text{ cm (Mittel von } D_1 \text{ und } D_2)$$

$$\mu_F = 1.5845 \quad \lambda = 4.8615 \times 10^{-5} \text{ cm}$$

$$\mu_G = 1.5927 \quad \lambda = 4.3410 \times 10^{-5} \text{ cm.}$$

Der Wert von  $\frac{d\mu}{d\lambda}$  ist bei diesem Glase für die Wellenlänge

$\lambda = 5.8930 \times 10^{-5}$  nach Cauchys Formel (vgl. S. 56) ausgerechnet — 7113 als Interpolation zwischen  $\mu_C$  und  $\mu_F$ . Substituiert man

diese Zahl sowie die Werte von  $\mu_D$  und  $\lambda$  für die D-Linie in den Koeffizient  $\left[ (\mu - 1) - \lambda \frac{d\mu}{d\lambda} \right]$ , so findet man  $b_D$  gleich

$$0.5746 + 0.0419 = 0.6165.$$

Dispersion. Nach Gleichung (2) ist

$$\frac{d\vartheta}{d\lambda} = \frac{b t}{s \lambda}$$

demnach wird  $\frac{d\vartheta}{d\lambda} = 104615$  bei der Wellenlänge 5893 Å.-E.

Setzen wir fest:

$$d\lambda = 0.1 \text{ Å.-E.} = 1 \times 10^{-9} \text{ cm,}$$

so wird:

$$d\lambda = 0.0001046 = 22''.$$

Das heißt also, daß der Winkel zwischen zwei Strahlen, die in ihrer Wellenlänge um 0.1 Å.-E. differieren, 22 Bogensekunden beträgt.

Trennung der Ordnungen. Aus Gleichung (3) ergibt sich:

$$d\vartheta_2 = \frac{\lambda}{s} = 0.0005893 = 2'.$$

Dies ist also der Winkel zwischen den Bildern derselben Linie in aufeinander folgenden Ordnungen.

Begrenzung des Auflösungsvermögens in Winkelmaß.

Nach Gleichung (4) ist diese  $\frac{1}{n}$  von der Trennung der Ordnungen.

Nun war die Plattenzahl 20, es ist aber die Apertur des Fernrohres 1 mm breiter als die längste Platte, so daß die Zahl der wirksamen Öffnungen 21 wird. Diese ist also = n. Demnach wird

$$d\vartheta_3 = 6'' \text{ nahezu.}$$

So groß ist demnach der Winkel zwischen zwei Strahlen, die in der Nähe der D-Linien eben noch getrennt wahrgenommen werden können. Nach Gleichung (4) ist die Differenz in Wellenlängen für zwei solche eben noch trennbare Strahlen

$$d\lambda = \frac{\lambda^2}{b n t} = \frac{5.893^2 \times 10^{-10}}{0.6165 \times 21 \times 1} = 0.027 \text{ Å.-E.}$$

Das Instrument löst also Linien auf, welche nur um 0.027 Å.-E. differieren.

Das Auflösungsvermögen selbst ist schließlich gleich  $\frac{b n t}{\lambda} = 218330$ .

In der heute gebräuchlichen Ausführungsform werden die Platten, nachdem sie gründlich gereinigt sind, sorgfältig zusammengedrückt und auf einem Rahmen befestigt, welcher mit Stellschrauben versehen ist. Es braucht kaum hervorgehoben zu werden, mit welcher Genauigkeit die Platten gearbeitet sein müssen und mit wie großer Sorgfalt man sie behandeln muß. Wie bei Gittern üblich, werden die Platten so montiert, daß die Aperturen parallel dem Spalt sind. Ein Stufengitter mit zweiunddreißig Platten ist in Fig. 65 abgebildet.

Bei der Benutzung eines Stufengitters ist es nötig, das Licht vorher mit einem Prisma zu zerlegen, bevor man es in den Apparat eintreten läßt, weil zwei aufeinander folgende Ordnungen von Spektren einen so sehr kleinen Winkel miteinander bilden. Die bequemste Form eines Hilfsspektroskopes für diesen Zweck ist das Instrument mit konstanter Ablenkung, welches auf S. 91 beschrieben ist. Bei diesem Apparat entfernt man das Okular und stellt das Fernrohrobjektiv so ein, daß es ein Bild des Spaltes auf dem Spalt des Gitterinstrumentes entwirft. Ohne weitere Vorrichtung kann man dann durch einfache Drehung des Prismas jede gewünschte Linie auf den Gitterspalt bringen. Dieses Gitterspektroskop gleicht jedem gewöhnlichen Spektrometer, es besitzt sowohl Kollimator wie Beobachtungs-

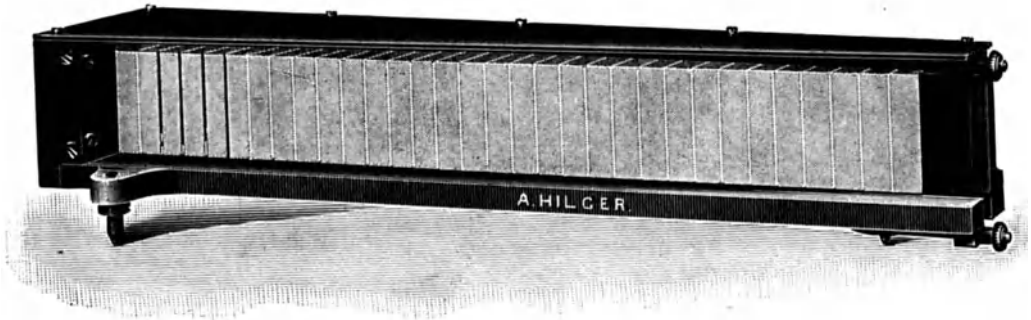


Fig. 65.

fernrohr und ist, wie das vorher Gesagte lehrt, hauptsächlich ein Instrument für gerade Durchsicht. Es ist wünschenswert, daß der Apparat einen Mitteltisch besitzt, der ein wenig gedreht werden kann, und ferner eine Vorrichtung, um das Gitter aus dem Gesichtsfeld zu drehen.

In Fig. 66 ist ein Gitterspektroskop abgebildet nebst einem Spektroskop mit konstanter Ablenkung für die vorhergehende Zerlegung des Lichtes. Das Stufengitter selbst befindet sich bei A und Fernrohr und Kollimator bei B und C; den Spalt sieht man bei D. E ist der Apparat für konstante Ablenkung mit seinem Kollimator und seinem Fernrohr; man kann sehen, daß das letztere kein Okular besitzt, vielmehr direkt an den Gitterspalt herangerückt ist. Dieser soll in der Brennebene des Fernrohrobjektives liegen. Alle nötigen Einstellungen können vom Okularende des Stufengitters vorgenommen werden; der Griff F reguliert den Gitterspalt, der Griff G dreht das Prisma für konstante Ablenkung und mit H stellt man das Stufengitter selbst ein. Die Vorrichtung zum Entfernen des Gitters aus dem Sehfeld ist nicht mit abgebildet, sie wird nur bei der rohen Einstellung benutzt.

Die Einstellung des Apparates ist eine sehr einfache. In erster Linie ist es nötig, dafür zu sorgen, daß das Fernrohr des Hilfs-



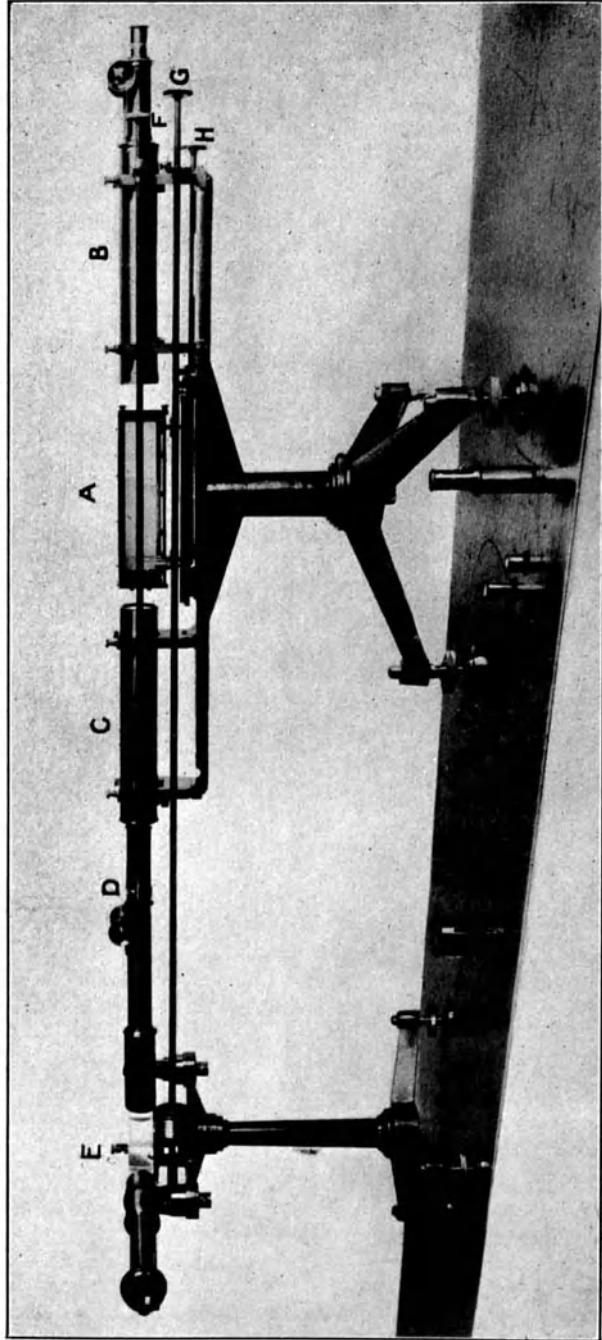


Fig. 66.

spektroskops genau in derselben Geraden mit Kollimator und Fernrohr des Gitterinstrumentes sich befindet und zweitens, daß das Objektiv des Hilfsfernrohrs den Spalt genau auf dem Gitterspalt abbildet. Man setzt zu dem Zweck eine Natriumflamme vor den Hilfsspalt und dreht das Prisma, bis die D-Linien auf dem Gitterspalt erscheinen. Sieht man durch das Gitterfernrohr ohne Okular, so sollte das Objektivglas gleichmäßig hell erscheinen, vielleicht mit zwei schwachen rechts und links symmetrisch angeordneten schwarzen Streifen. Ist dies der Fall, so ist das Instrument eingestellt.

Eine Linie, die man untersuchen will, wird jetzt auf den Gitterspalt gebracht. Entsprechend der oben gegebenen Theorie kann man beim Durchblick durch das Gitterspektroskop verschiedene Erscheinungen beobachten. Wenn man z. B. die Linie unter der Bedingung  $\vartheta = 0$  vor sich hat, so wird sie als eine einzelne sehr glänzende Linie in der Mitte des Gesichtsfeldes gesehen werden, mit einer Reihe sehr schwacher Linien von abnehmender Helligkeit zu beiden Seiten.

Die beiden benachbarten Ordnungen fehlen jetzt (da  $\vartheta = \frac{\lambda}{s}$ ), die schwachen Linien sind die nächsthöheren Ordnungen — sie sind nur sehr schwache, weil man sie unter größeren Werten von  $\vartheta$  sieht. Andererseits kann diese Bedingung auch nicht erfüllt sein und statt der einen können zwei gleich helle Linien auftreten, wiederum mit einer Reihe schwacher Linien auf jeder Seite; die beiden hellen Linien sind dann zwei aufeinander folgende Ordnungen derselben Linie. Schließlich kann die Bedingungsgleichung für den Beugungswinkel  $\vartheta$  auch irgend einen Zwischenwert zwischen diesen beiden Grenzfällen annehmen; dann erhält man zwei Linien von ungleicher Helligkeit.

Es soll hervorgehoben werden, daß zu beiden Seiten des Mittelfeldes sich ein schwarzer Punkt befindet, welcher der Bedingung  $\vartheta = \frac{\lambda}{s}$  entspricht; zwischen diesen beiden Punkten liegt ein Gebiet, das zweimal so breit ist, wie der Abstand zwischen zwei sich folgenden Ordnungen. In diesem Gebiete sollte man seine Beobachtungen anstellen, weil die schwächeren Linien außerhalb der beiden dunklen Flecke liegen und daher nicht stören. Durch eine leichte Drehung des Gitters um seine Vertikalachse kann man ihm jede gewünschte Lage geben und eine Reihe von Ordnungen das Gesichtsfeld passieren lassen. Während der Drehung des Gitters findet man eine Stelle, an der die Bewegungsrichtung der Linien im Feld sich umkehrt. Das Gitter steht dann senkrecht zu dem einfallenden Licht und hat damit die für Beobachtungen günstige Lage erreicht.

Der Hauptnachteil des Stufengitters liegt in der geringen Trennung zwischen Spektren benachbarter Ordnungen. Dieser Nachteil macht sich besonders fühlbar, wenn die Linien selbst eine beträchtliche Breite besitzen. Zum Beispiel ist bei dem oben angeführten

Gitter der Winkelabstand zwischen aufeinander folgenden Ordnungen nur  $2'$  oder  $0.0005893$  als Bogenwert, wie daselbst abgeleitet wurde. Und ebenso ist die Dispersion bei der D-Linie  $104615$ , d. h.  $d\mathcal{A}_1 = 0.0001046$  für  $d\lambda_1 = 0.1 \text{ \AA.-E.}$  Demnach ist die größte mögliche Breite eine Linie, welche man in der Nähe der D-Linie beobachten kann, ohne daß zwei Ordnungen übereinander greifen, nur etwa  $0.56 \text{ \AA.-E.}^1$ .

---

<sup>1)</sup> Eine vollständige, von Fürst Galitzin durchgearbeitete Theorie findet sich Bull. Pétersb. (5). **23.** 67. 1906.

## Siebentes Kapitel.

### Die Handhabung des Liniengitters.

**Das Plangitter.** Wie schon in der Einleitung (S. 31) erwähnt, gibt es mehrere Methoden, bei denen man ein Plangitter verwenden kann. Indessen leistet es, ausgenommen bei absoluten Messungen, weniger gute Dienste für die Wellenlängenbestimmung als das Konkavgitter. Auch sind die besten absoluten Bestimmungen neuerdings nach der Michelsonschen Interferenzmethode sowie nach dem Verfahren von Fabry und Perot gemacht worden, so daß für Präzisionsarbeiten wenig Wert mehr auf ebene Gitter gelegt wird. Immerhin finden sie für Laboratoriumsarbeiten noch vielfache Verwendung, besonders da sehr vorzügliche Kopien heutzutage äußerst billig zu haben sind. Es sollen daher im folgenden einige Anweisungen gegeben werden, nach welchen Methoden mit diesen Gittern gearbeitet werden kann.

Die schon bekannte allgemeine Gleichung

$$m\lambda = b(\sin i + \sin \mathcal{J}) \dots \dots \dots (1)$$

bietet auch hier den Ausgang. Der Wert von  $\mathcal{J}$  ist positiv oder negativ, je nachdem einfallende und gebeugte Strahlen auf der gleichen Seite des Einfallslotes liegen oder auf entgegengesetzten Seiten. Die Gleichung läßt sich folgendermaßen umformen:

$$m\lambda = 2b \sin \frac{i + \mathcal{J}}{2} \cos \frac{i - \mathcal{J}}{2}$$

und da  $i + \mathcal{J}$  zusammen gleich dem Winkel der Gesamtablenkung sind, den wir  $\varphi$  nennen wollen, so kann man schreiben:

$$m\lambda = 2b \sin \frac{\varphi}{2} \cos \frac{i - \mathcal{J}}{2} \dots \dots \dots (2)$$

Aus dieser Gleichung erhellt, daß  $\sin \frac{\varphi}{2}$  um so kleiner wird, je mehr  $\cos \frac{i - \mathcal{J}}{2}$  anwächst, und daß  $\sin \frac{\varphi}{2}$  (und daher auch der Winkel

$\varphi$  selbst) ein Minimum hat, wenn  $\cos \frac{i - \mathcal{J}}{2}$  seinen Maximalwert erreicht. Dieser Wert 1 tritt ein, wenn  $i - \mathcal{J} = 0$  d. h. wenn  $i = \mathcal{J}$  ist. Es folgt daraus, daß die mit dem Gitter erzielte Ablenkung ein Minimum wird, wenn Einfallswinkel und Beugungswinkel einander gleich sind, und daß unter dieser Bedingung die allgemeine Wellengleichung sich zu der Form vereinfacht:

$$m \lambda = 2 b \sin \frac{\varphi}{2} . . . . . (3)$$

In dem Falle eines Transmissionsgitters erreicht man die Minimumbedingung für die Ablenkung einfach genug dadurch, daß man das Gitter so stellt, daß die einfallenden und die gebeugten Strahlen gleiche Winkel mit der Normalen bilden. Mit einem Reflexionsgitter dagegen läßt sich das Minimum der Ablenkung nur in den Apparaten des Littrowtypus erzielen, bei denen einfallende und gebeugte Strahlen dasselbe Fernrohr durchsetzen (vgl. S. 91).

Die Stellung des Gitters auf das Minimum der Ablenkung hat einen gewissen Vorteil, insofern als sie die Rechnung wesentlich vereinfacht, gleichzeitig ist aber die praktische Durchführung ziemlich mühsam. Trotzdem hat Mascart die Methode für seine absoluten Wellenlängenbestimmungen benutzt.

Die hier abgeleiteten Gleichungen genügen für alle Methoden der Messung von Wellenlängen mit ebenen Gittern. Es gibt fünf solche Methoden (vgl. S. 31), die nur sehr wenig voneinander abweichen. Bei den ersten zwei Methoden wird das Gitter senkrecht zu Kollimator oder Fernrohr gestellt und daher in Gleichung (1) entweder  $i$  oder  $\mathcal{J}$  zu Null gemacht. Es gilt daher die Gleichung

$$n \lambda = b \sin \varphi,$$

wo  $\varphi$  den Ablenkungswinkel bedeutet.

Bei der dritten Methode steht das Gitter weder zu dem Kollimator noch zu dem Fernrohr senkrecht, man hat dann also Gleichung (1) zu verwenden.

Die vierte Methode ist die oben beschriebene des Minimums der Ablenkung und die fünfte besteht darin, daß man Kollimator und Fernrohr unter einem bekannten Winkel feststellt und das Gitter dreht.

In Gleichung (3) stellt der Ausdruck  $i - \mathcal{J}$  offenbar den Winkel zwischen den einfallenden und den gebeugten Strahlen und demnach auch den Winkel zwischen der Richtung von Kollimator und Fernrohr dar; ist dieser bekannt, so hat man nur noch die Größe von  $\varphi$ , d. h. den Ablenkungswinkel zu bestimmen, und findet dann  $\lambda$  aus der Gleichung (3).

In allen Fällen, in denen man Plangitter zur Messung von Wellenlängen benutzt, muß man ein Spektrometer verwenden. Für die drei ersten Methoden muß das Spektrometer ein Fernrohr besitzen, dessen Drehung gemessen werden kann. Ebenso bei der vierten Methode mit Transmissionsgitter. Bei der vierten und fünften Methode unter Benutzung von Reflexionsgittern dreht man das Gitter. Hierzu

ist ein Spektrometertisch nötig, an dem man den Drehungswinkel abliest.

Bei den ersten beiden Methoden, bei denen das Gitter senkrecht zu Kollimator oder Fernrohr steht, verwendet man ein gewöhnliches Spektrometer, wie es für Prismenbeobachtung auf S. 87 beschrieben ist. Die Einstellung des Apparates für den Strahlengang ist genau dieselbe wie bei dem gewöhnlichen Prismenapparat. Bei der Benutzung eines Gitters gehört stets noch dazu, daß man die Linien des Gitters parallel zum Spalte stellt; wird dies versäumt, so ist jede Schärfe hoffnungslos verdorben.

Es empfiehlt sich, das Gitter auf einen Tisch zu stellen, der drei Stellschrauben besitzt; mit ihnen lassen sich die nötigen Einstellungen auf Vertikalität usw. am leichtesten vornehmen. Wenn ein Gitter richtig justiert ist, so dürfen im Gesichtsfeld des Fernrohrs die Spektra nicht steigen oder fallen, wenn man das Gitter um seine Vertikalachse dreht.

Bei der ersten Methode wird nach Beendigung der Vorbereitungen das Gitter solange gedreht, bis es normal zu dem Kollimator steht. Ist dies der Fall, so sollte der Ablenkungswinkel für jede beliebige Linie zu beiden Seiten der Mitte der gleiche sein; dies bietet also ein Mittel, um sich von der richtigen Stellung des Gitters zu überzeugen. Bei einem Transmissionsgitter richtet man zuerst das Fadenkreuz des Fernrohrs auf das Spaltbild, welches man gerade durch das Gitter erhält und liest die Einstellung ab; dann dreht man das Fernrohr bis das Bild einer Linie auf das Fadenkreuz fällt und liest wieder ab; hierauf dreht man das Fernrohr zurück, bis dieselbe Linie im Spektrum der gleichen Ordnung auf der anderen Seite der Normalen durch das Fadenkreuz gedeckt wird. Beide Ablenkungswinkel sollen übereinstimmen; tun sie das nicht, so muß das Gitter bis zur Gleichheit der Winkel hin und her gedreht werden. Wenn diese erreicht ist, so darf man die Wellenlänge beliebiger Linien nach der Gleichung  $m\lambda = b \sin \varphi$  berechnen. Durch Benutzung der Ablesungen zu beiden Seiten der Mitte erhöht sich die Genauigkeit. Bei einem Reflexionsgitter muß man natürlich die Einstellung auf das direkte Bild vornehmen, ehe das Gitter aufgestellt wird. Als Ablenkung rechnet man in diesem Fall den Winkel zwischen dem Kollimator und dem auf die fragliche Linie eingestellten Fernrohr; er ist gleich  $180^\circ$  weniger dem Winkel, um den das Fernrohr gedreht werden mußte.

Die zweite Methode wird vorzugsweise für Reflexionsgitter verwendet. Das Gitter erhält eine solche Stellung, daß das Fernrohr, wenn es auf eine bestimmte Linie eingestellt ist, den Winkel zwischen dem vom Kollimator einfallenden und den reflektierten Strahlen halbiert. Die Methode besitzt daher den Nachteil, daß das Gitter für jede Linie neu eingestellt werden muß.

Bei der dritten Methode braucht das Gitter gar keine besondere Stellung zu erhalten, aber man muß sowohl den Einfallswinkel wie den Beugungswinkel messen, um die Wellenlänge mit Hilfe der allgemeinen Gleichung

$$m\lambda = b(\sin i + \sin \vartheta)$$

ermitteln zu können. Bei dieser Methode ist der wahrscheinliche Fehler größer als bei der ersten, weil man zwei Winkel statt eines einzigen messen muß. Trotzdem ist sie von Ångström bei seinen Arbeiten benutzt worden. Mit dem Transmissionsgitter mißt man folgendermaßen: Hat man das Gitter aufgestellt, so dreht man das Fernrohr bis das Fadenkreuz sich mit dem direkten Spaltbilde deckt und liest die Stellung ab. Ebenso wird die Einstellung auf das reflektierte Bild bestimmt. Zieht man den Winkel zwischen beiden Ablesungen von  $180^\circ$  ab, so erhält man den Winkel zwischen den einfallenden und den reflektierten Strahlen und die Hälfte davon ist der Einfallswinkel. Mit Hilfe dieser Daten läßt sich die Einstellung des Fernrohrs in seiner Lage normal zu dem Gitter berechnen, und die Differenz gegen die Einstellung auf den gebeugten Strahl liefert den Beugungswinkel. Man muß dabei auf das Vorzeichen von  $\vartheta$  achten, weil es positiv ist, wenn einfallende und gebeugte Strahlen auf derselben Seite der Normalen liegen, und negativ, wenn sie auf den entgegengesetzten Seiten sich befinden. Die gefundenen Werte setzt man in Gleichung (1) ein und ermittelt hieraus die Wellenlänge. Genau dasselbe Verfahren gilt für das Reflexionsgitter. Falls es nötig wird, den Ablenkungswinkel  $\varphi$  zu messen, d. h. den Winkel zwischen (a) dem gebeugten Strahl und (b) dem hindurchgelassenen Strahl im Fall des Transmissionsgitters oder dem reflektierten Strahl im Fall des Reflexionsgitters, so empfiehlt sich die Anwendung von Gleichung (2). Den Winkel  $i - \vartheta$  erhält man bei dem Transmissionsgitter folgendermaßen: Man liest die Richtung des direkten und des gebeugten Strahles ab,  $180^\circ$  weniger dem eingeschlossenen Winkel ist der Winkel  $i - \vartheta$ . Bei dem Reflexionsgitter ist  $i - \vartheta$  der Winkel zwischen einfallendem und gebeugtem Strahl; er läßt sich leicht ermitteln, wenn man die Einstellung auf das direkte Bild vornimmt, ehe das Gitter aufgestellt ist.

Die vierte Methode, die des Minimums der Ablenkung, läßt sich bei dem Transmissionsgitter anwenden. Sie hat den Vorteil großer Schärfe, hingegen die Unbequemlichkeit, daß man für jede einzelne Linie einer neuen Einstellung des Gitters bedarf. Das Minimum der Ablenkung tritt, wie schon erwähnt, ein, sobald Einfallswinkel und Beugungswinkel einander gleich sind. Bei der Einstellung dreht man das Gitter so, daß der Ablenkungswinkel gleich dem Winkel zwischen den einfallenden und den reflektierten Strahlen wird. Diese Methode wird für ebene Reflexionsgitter nur selten angewandt, weil ein Littrowtypus für das Spektrometer nötig ist und diese wiederum gewöhnlich mit Konkavgittern ausgerüstet werden.

Die fünfte und letzte Methode, die von Bell bei seinen späteren Bestimmungen der absoluten Wellenlängen benutzt wurde, setzt voraus, daß Fernrohr und Kollimator dauernd unter einem bekannten Winkel fest miteinander verbunden sind. Dieser Winkel ist natürlich der Winkel  $i - \vartheta$  in Gleichung (2), und da dieser ein für allemal bestimmt ist, so braucht man nur den Ablenkungswinkel  $i + \vartheta$  zu messen. Zu diesem Zweck ist es erforderlich, daß das Gitter auf

einem Spektrometertisch aufgestellt ist, damit man seine Drehung messen kann. Bei dem Versuch wird das Gitter so gedreht, daß das reflektierte Spaltbild mit dem Fadenkreuz im Okular des Fernrohrs zur Deckung kommt, und die Einstellung des Spektrometertisches abgelesen. Nun wird der Tisch soweit gedreht, daß die gewünschte Spektrallinie auf das Fadenkreuz fällt und wieder eine Ablesung gemacht. Das Doppelte des Winkels, um den das Gitter gedreht wurde, ist gleich dem Ablenkungswinkel. Setzt man den Wert dieses Winkels sowie den des Winkels zwischen Kollimator und Fernrohr in Gleichung (2) ein, so läßt sich die Wellenlänge berechnen.

Hier ist vielleicht ein Wort über die Größe von  $b$ , der Gitterkonstanten, am Platz. Man wird sich erinnern, daß diese sich bezieht

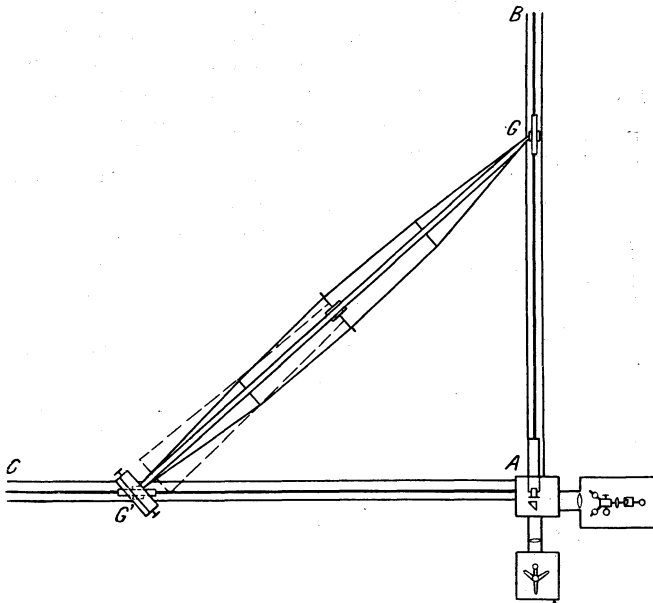


Fig. 67.

auf die Breite einer Öffnung im Gitter, vermehrt um einen angrenzenden dunklen Strich. Man kann sie sehr leicht aus der bekannten Zahl der gezogenen Striche ermitteln; Rowlands Gitter werden jetzt stets, außer in besonderen Fällen, mit 20000, 14438 oder 10000 Linien auf den Zoll gezogen, und haben daher Gitterkonstanten von 0·00127 mm, 0·001759 mm oder 0·00254 mm. Es ist vollständig ausreichend für alle Laboratoriumsarbeit, diese Zahlen als richtig anzunehmen; nur in Fällen äußerster Genauigkeit kommt die Richtigkeit dieser Zahlen in Frage<sup>1)</sup>. Dann muß, wie früher angegeben, irgend eine besondere Methode zur Nachmessung verwendet werden.

1) Vergl. S. 32 ff.



**Die Montierung des Konkavgitters.** Eine kurze Beschreibung der Rowlandschen Methode, ein Konkavgitter aufzustellen, wurde schon oben gegeben, weil es nötig war zu zeigen, wie die notwendige Bedingung sich erfüllen ließ, daß Gitter, Spalt und Okular oder Kamera immer auf dem Umfang desselben Kreises liegen. Diese Bedingung war erfüllt, wenn der Kreis den Krümmungsradius des Gitters als Durchmesser hatte. Eine Beschreibung von Rowlands Apparat an der John Hopkins University ist durch Ames<sup>1)</sup> gegeben worden. Ihr entnehmen wir folgende Einzelheiten:

AB und AC in Fig. 67 sind schwere Holzbalken von  $6 \times 13$  Zoll Querschnitt und 23 Fuß Länge. AB ist fest, während für AC eine leichte Bewegung um A vorgesehen ist, die durch Schrauben bei C reguliert wird. Die Schienen für zwei Wagen, welche das Gitter und die Kamera tragen, sind auf diesen Balken mit Schrauben (vergl. Fig. 68) befestigt, die ermöglichen, daß die Schienen nachgespannt

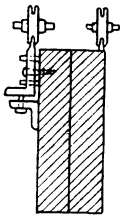


Fig. 68.

werden, wenn die Balken sich werfen. Sie sind aus halbzölligem Winkeleisen gemacht, obwohl ein Brett aus hartem Holz denselben Dienst getan hätte. GG' ist eine vierzöllige eiserne Röhre, die durch einen Bund zusammengehalten wird. Direkt über den Schienen hat sie an den beiden Enden je einen Drehpunkt auf den zwei eisernen Wagen (vergl. hierzu Fig. 73). Die Länge der Röhre entspricht ungefähr dem Krümmungsradius des Gitters, doch besitzt sie einen Spielraum von etwa 6 Zoll zur genauen Einstellung. An den Enden der Röhre sind

zwei dicke Metallplatten befestigt, welche auf den beiden Wagen ruhen. Die Platten haben eine Durchbohrung, in welche ein vertikaler Dorn paßt, der auf der Oberseite der Wagen angebracht ist. Jeder der Wagen steht mit zwei Messingrädern von etwa  $1\frac{1}{2}$  Zoll Spurweite auf den Schienen. Die Räder ermöglichen eine leichte Verschiebbarkeit des Rohrs aus einer Stellung in eine andere.

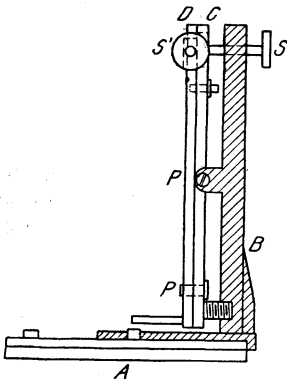


Fig. 69.

Der eine Wagen trägt den Gitterhalter, der andere die Kamera. Dieser Gitterhalter ist in Fig. 69 abgebildet; er ist aus Messing und besteht aus einer schweren Platte, welche einen aufrecht gestellten Rahmen B trägt. Dieser läßt sich in Schlittenführung auf A verschieben. An den beiden Seiten von B befinden sich zwei Henkel P, zwischen denen eine quadratische Messingplatte C an Zapfen gehalten wird. Sie läßt sich dadurch um eine horizontale Achse drehen und wird in ihrer Drehung durch die Schraube S reguliert. Am unteren Ende von C ist mit Hilfe eines Zapfens P' und um diesen drehbar eine zweite Platte D befestigt. Diese Drehung erfolgt durch die

<sup>1)</sup> Phil. Mag. (5.) 27. 369. 1889.

Schraube  $S'$  und eine hier nicht abgebildete Feder. Das Gitter selbst ruht auf zwei Vorsprüngen am Fuß von D und wird, um jede Spannung zu vermeiden, nur durch etwas weiches Wachs an D festgehalten.

Die Kamera (Fig. 70) besteht aus einem aufgeschraubten Holzrahmen B und einem abnehmbaren Kasten A. Im Kasten A wird die

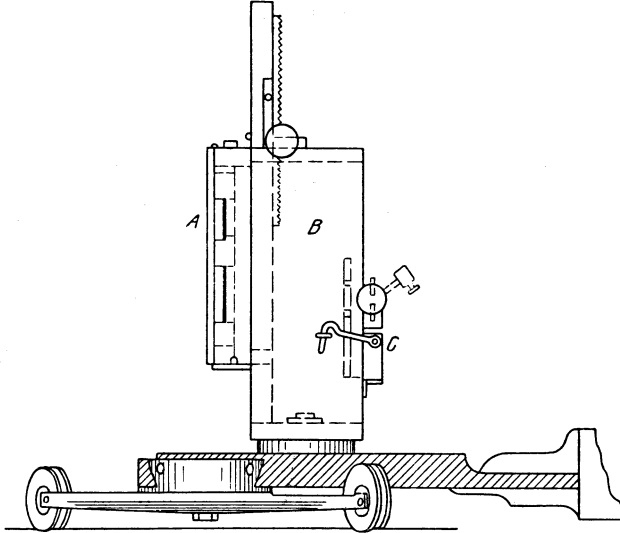


Fig. 70.

photographische Platte in zwei Führungen eingeschoben und mit Holzknöpfen so fest gegen einige Hartgummistücke gedrückt, daß sie sich in die gewünschte Kreisform biegt. In B befindet sich ein Rahmen, der sich mit Zahnstange und Trieb in die Höhe stellen läßt; an diesem ist A angehakt. Auf der anderen Seite der Kamera hängt an Scharnieren ein Brett C; es wird mit Haken fest an seinem Platz gehalten und trägt eine Messingplatte der in Fig. 71 gezeichneten Form. Sie ist ihrer Länge nach geschlitzt und läßt sich um ihre horizontale Mittelachse drehen. Durch Anschläge ist diese Drehung auf  $90^\circ$  beschränkt. Diese Platte wird für die Vergleichung von Spektren benutzt. (Näheres darüber findet man auf S. 166.)

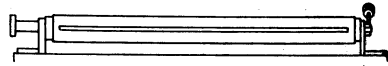


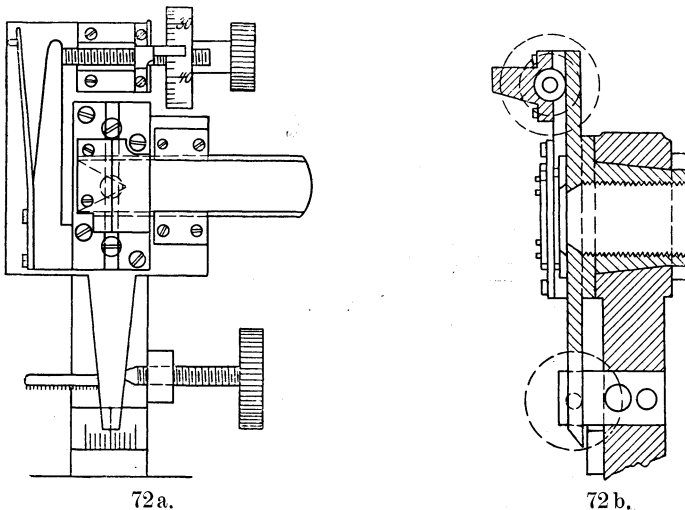
Fig. 71.

Der Spalt bedarf bei allen Gitterapparaten einer Vorrichtung, durch die man ihn in seiner eigenen Ebene verdrehen kann, weil es für die Spaltöffnung Grundbedingung ist, daß man sie genau vertikal und parallel den Strichen auf dem Gitter richtet. Der Spalt des Rowlandschen Instrumentes ist in Fig. 72 in Aufsicht und Durchschnittsabbildung dargestellt. Wie man sieht, dreht ihn die untere Stellschraube in seiner Ebene, die obere reguliert die Weite seiner Öffnung. Ein

Schieber mit V-förmigem Ausschnitt wird bei Sonnenaufnahmen über den Spalt geschoben, um das Sonnenbild besser einstellen zu können, da sonst die Genauigkeit durch die Bewegung der Sonne leiden würde.

Um störende Lichteinflüsse fern zu halten, muß man Spalt und Kamera, letztere sogar womöglich halbwegs bis zum Gitter, mit schwarzem Stoff eindecken. Denn wenn auch der Apparat in einem dunklen Zimmer steht, welches nur durch Scheiben von Rubinglas Licht erhält, so ist doch ein gewisser Lichtschimmer kaum zu vermeiden.

Kayser meint bei seiner Beschreibung des Aufbaues<sup>1)</sup>, daß die Stabilität der Wagen nicht genügend gesichert sei, weil sie nur zwei Räder hätten, d. h. nach seiner Meinung ist bei Rowlands Anord-



nung eine leichte Neigung der Wagen zur Seite nicht ausgeschlossen. Er benutzt daher Wagen mit vier Rädern, von denen zwei auf den Schienen laufen, während das andere Paar leicht auf zwei Balken rollt, die parallel den Schienen gelegt sind. Die Räder sind etwa 60 cm voneinander entfernt und das Gewicht jedes Wagens beträgt über 50 Kilo. Der die Wagen verbindende Balken besteht bei Kayzers Apparat aus einer brückenartigen Konstruktion aus Bandeisen, welche in passenden Abständen leichte Holzrähmchen trägt. Darin ist ein Sack aus lichtdichtem schwarzem Tuch ausgespannt, dessen eines Ende am Rand der Kamera angenagelt ist, während das andere Ende hinter dem Gitter geschlossen ist.

Oft muß man natürlich ein Gitterinstrument in einem hellen Raum aufstellen, so daß es nötig wird, den ganzen Apparat in einen Kasten zu stellen. Hierfür ist ein Verfahren von Adeney und Carson für

<sup>1)</sup> Handbuch d. Spektroskopie. B. I. S. 474.

das große Gitter der Royal University of Ireland<sup>1)</sup> angegeben worden. Ihre Anordnung ist aus den Figuren 73, 74 und 75 ersichtlich, die

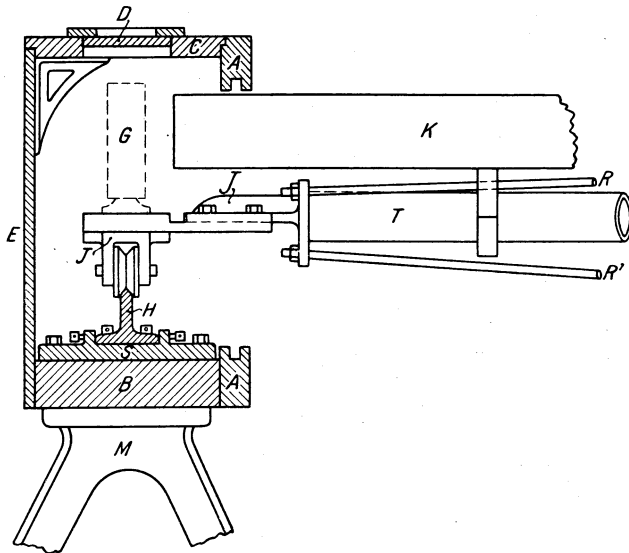


Fig. 73.

ihrer Publikation entnommen sind. Die ganze Gitterschiene ist nach außen und oben abgedeckt, wie E und D in Fig. 73 zeigen; A A sind zwei Stücke mit Nuten, in die von beiden Seiten eine Reihe von Vorsatzstücken eingeschoben werden kann. K ist eine rechtwinklige

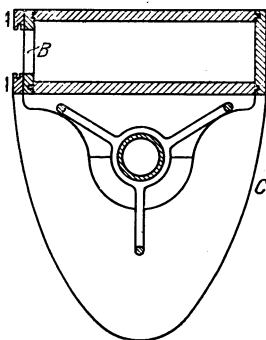


Fig. 74.

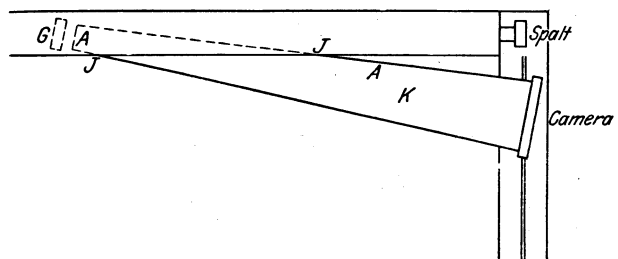


Fig. 75.

hölzerne Röhre, durch welche die gebeugten Strahlen zur Platte gehen; einen Durchschnitt sieht man in Fig. 74. Die eine Seite des Kastens besitzt zwei Falze zur Aufnahme von Schiebern, die etwa die halbe Länge zudecken sollen; daß dies nötig ist, sieht man aus Fig. 75,

<sup>1)</sup> Proc. Royal Soc. Dublin. (2) 8. 711. 1898.

wo die punktierte Linie JA den Teil von K angibt, der offen bleiben muß, damit das Licht von dem Spalt ungehindert auf das Gitter fällt. Wie weit die Öffnung auf dieser Seite von K sich zu erstrecken hat, hängt natürlich von der Stellung der Kamera ab. Im folgenden soll die Beschreibung des Aufbaues für das Gitter von 10 Fuß Brennweite im University College zu London gegeben werden, die vielleicht dem erwünscht ist, der sich eine eigene Aufstellung schaffen will.

Der ganze Apparat steht auf drei gußeisernen Säulen, die 8 Fuß hoch sind und 4 Zoll im Durchmesser haben. Jede dieser Säulen hat einen Untersatz von etwa ein Fuß im Quadrat, der auf den Fußboden mit vier  $\frac{3}{4}$  zölligen Bolzen festgeschraubt ist, einem an jeder Ecke. An dem oberen Ende jeder Säule ist ein Aufsatz mit ebener Oberfläche zur Unterstüzung der Träger starr befestigt. Die Säulen sind 10 Fuß voneinander und möglichst im rechten Winkel aufgestellt. Auf diesen lagern, mit den Aufsätzen fest verschraubt, zwei etwas über 11 Fuß lange Stahlträger von I-Querschnitt ( $5 \times 5$  Zoll). Die Träger bilden möglichst genau einen rechten Winkel miteinander und liegen beide auf dem Untersatz der Mittelsäule auf; sie bilden die Hauptstütze des Apparates. Die beiden Schienen, auf denen die Wagen für Kamera und Gitter laufen, sind aus Stahl von I-Querschnitt ( $2 \times 2$  Zoll) und 11 Fuß lang. Jede Schiene wird durch vierzehn  $\frac{3}{8}$  zöllige Stellschrauben gestützt, die in Abständen von einem Fuß abwechselnd auf jeder Seite der Mitte und außerdem am Ende beiderseitig angebracht sind. Die unteren Enden der Schrauben ruhen mit scharfen gehärteten Spitzen auf den Stahlträgern. Außerdem ist jede Schraube mit einer Arretierung versehen, mit der sie festgestellt werden kann, wenn die Schiene ausgerichtet ist. Als bei der Aufstellung des Apparates die beiden Schienen mit genügender Genauigkeit im rechten Winkel aufgestellt und sorgfältig ins Lot gebracht waren, erhielt jede Schraube einen Hammerschlag und machte so mit ihrem zugespitzten Ende eine Vertiefung in den Träger. Hierauf wurden die Schienen nochmals mit der Wasserwage geprüft und nachgestellt.

Da jetzt die Spitzen der Schrauben in ihren Eindrücken ruhen, so ist keine seitliche Verschiebung der Schienen mehr möglich, wenn man sie nicht geradezu aufhebt, und dies wird dadurch unmöglich gemacht, daß man die Schienen an ihren Enden mit zwei Winkelstücken festgedrückt hat, die mit den Stahlträgern fest verschraubt sind. Die Mittelgurte der Schienen waren abgehobelt und bildeten so eine genügend ebene Unterlage für die Wagen. Durch diese Art des Aufbaues erzielt man gewisse Vorteile, vor allem in der Leichtigkeit der Schienen selbst. Eine Gefahr liegt nicht in ihr, weil sie in so kurzen Abständen durch die Schrauben unterstüzt sind, daß eine Durchbiegung unter dem Gewicht der Räder ausgeschlossen ist.

Der Spalt ist auf einem besonderen Gußstück angebracht, welches in Fig. 76 von vorn und von der Seite abgebildet ist. Der Spalt selbst sitzt auf einem Rohr und verschiebt sich in einem etwas weiteren geflanschten Rohr, welches auf der ringförmigen Platte C aufgeschraubt ist. Diese Platte C ist etwa  $\frac{5}{16}$  Zoll dick und be-

sitzt einen äußeren Durchmesser von etwa 3 Zoll. Der Halter, welcher C trägt, hat einen kreuzförmigen Querschnitt, wie aus den beiden Ansichten von Fig. 76 zu ersehen ist. Das Fußstück D ist etwa 4 Zoll lang und aufgeschlitzt, um den Mittelgurt der Gitterschiene durchzulassen. Die Platte C war in der Drehbank ausgerichtet und der Ausschnitt im Fuß so ausgehobelt, daß er gerade und senkrecht zu ihr stand. Dies war natürlich nötig, um den Spalt in die richtige Stellung zum Gitter zu bringen, wenn der Fuß auf der Gitterschiene aufgesetzt war.

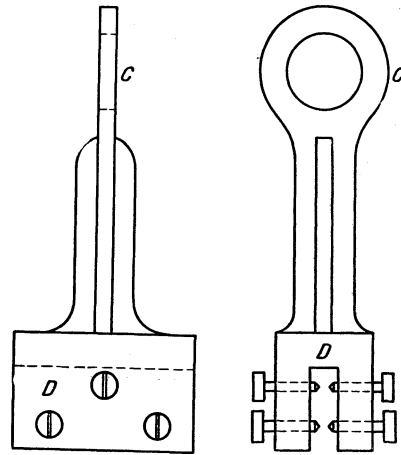
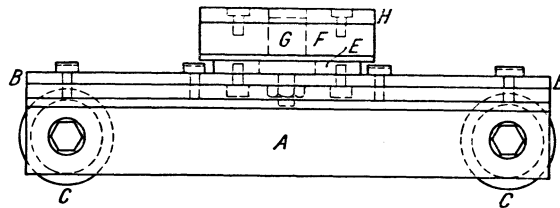


Fig. 76.

Wie man aus der Zeichnung er- sieht, sitzen auf jeder Seite des Fußes drei Schrauben, die dazu dienen, den Aufsatz in der richtigen Stellung auf der Schiene festzuhalten, und mit deren Hilfe die Stellung des Schlitzes mit großer Genauigkeit justiert werden kann.



Die zwei Wagen, welche Gitter und Kamera tragen, sind von gleicher Konstruktion; man ersieht aus Figur 77 ihren Grundriß, ihre Seiten- und Endansicht. AA sind 2 eiserne Gußstücke, 12 Zoll lang, 2 Zoll breit,  $\frac{1}{4}$  Zoll dick. Sie erweitern sich, wie man sieht, am oberen Ende, um den Schrauben mehr Halt zu bieten. Diese Gußstücke sind an ihren oberen Enden geglättet und bilden die Seiten der Wagen. Der Deckel B besteht aus einer ebenen Metallplatte von  $\frac{1}{4}$  Zoll Dicke und  $12 \times 3$  Zoll Fläche und ist auf die

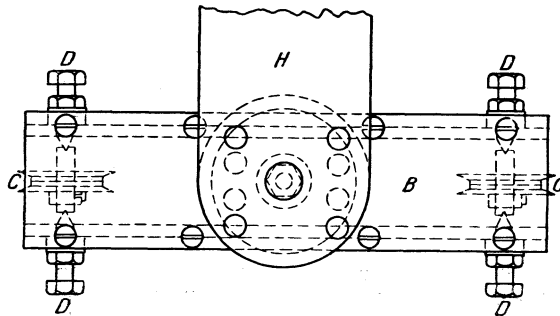


Fig. 77a.

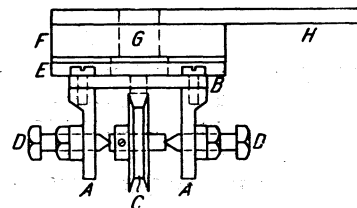


Fig. 77b.

geglätteten oberen Enden der Seitenstücke mit je 4 Schrauben befestigt. Die beiden Räder CC aus Bronze haben etwa 4 Zoll Durchmesser und bewegen sich auf  $\frac{3}{8}$  zölligen Stahlachsen. Sie werden durch die  $\frac{3}{8}$  zölligen Stellschrauben DD gehalten, welche durch Naben in den gußeisernen Seitenstücken gehen. Die Stellschrauben haben Spitzen und die Enden der Räderachsen besitzen Vertiefungen, in die sie eingreifen. Auch diese Schrauben besitzen Vorrichtungen, um sie in ihrer Stellung festzuklemmen. Der Abstand der Räder von Mitte zu Mitte beträgt etwa 10 Zoll, während die Seitenstücke noch etwa 1 Zoll über die Stellschrauben hinausragen. Die große vertikale Stütze, durch die das später zu beschreibende Verbindungsstück der beiden Wagen getragen wird, besteht aus 2 Bronzescheiben von 4 Zoll Durchmesser, die um einen

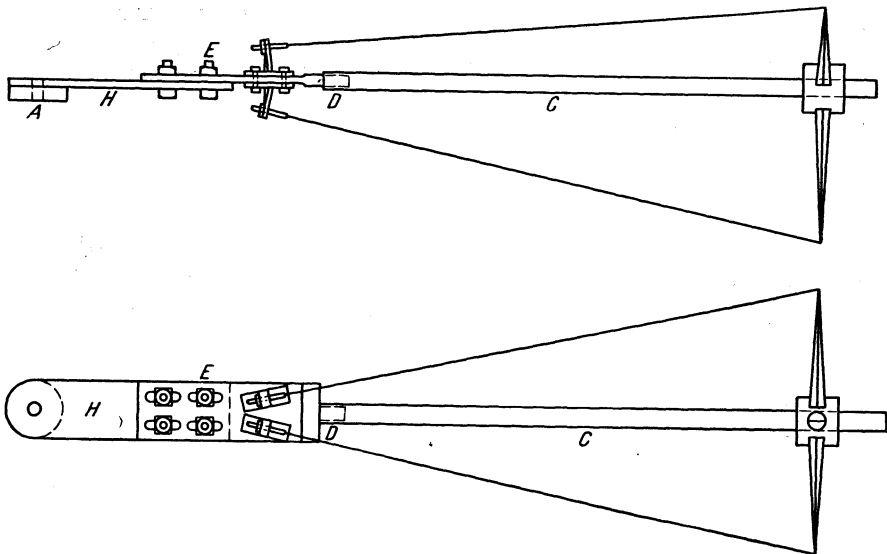


Fig. 78a.

mittleren Stahlzapfen herum sich aufeinander drehen. Die Konstruktion dieses Gelenkes auf dem Wagen sieht man in E, F und G. E und F sind die 2 Bronzescheiben; die untere E ist  $\frac{3}{8}$  Zoll dick, die obere F  $\frac{3}{4}$  Zoll. Der mittlere Stahlzapfen G hat  $\frac{7}{8}$  Zoll Durchmesser, wo er F durchsetzt und  $1\frac{1}{4}$  Zoll, wo er durch die Scheibe E hindurchgeht. Unter E verjüngt er sich auf  $\frac{3}{8}$  Zoll, geht durch den Messingdeckel des Wagens B hindurch und ist unter ihm mit einer Mutter festgeschraubt. Beide Scheiben sind sorgfältig abgedreht und ausgebohrt, so daß sie auf den Stahlzapfen passen und möglichst glatt aufeinander laufen. Die untere Scheibe E ist mit 4 Schrauben auf dem Deckel der Wagen befestigt, wie man in der Aufsicht sieht. Die obere Scheibe F ist, wie A Figur 78 zeigt, an einer Platte befestigt, die einen Teil des Trägers bildet, welcher die beiden Wagen verbindet. Fig. 78 ist in etwa einem Drittel des Maßstabes von Fig. 77 eine Zeich-

nung von der Konstruktion dieses Trägers und zeigt eine Hälfte von ihm in Grundriß und Aufriß. Wie schon eben erwähnt, ist A die obere Scheibe des Wagens; sie ist mit Schrauben an der Platte H befestigt. Diese ist aus weichem Stahl, auf beiden Seiten eben und hat  $14 \times 4$  Zoll Fläche und  $\frac{3}{8}$  Zoll Dicke. Wie man im Grundriß sieht, ist die Platte H an dem Ende über der Scheibe abgerundet, um ein möglichst sauberes Ansehen zu haben. Um die Spitze des Stahlzapfens G, welcher über die obere Scheibe herausragt, hindurchzulassen (Fig. 77), besitzt die weiche Stahlplatte H ein Loch von  $\frac{7}{8}$  Zoll. Diese Einrichtung ist nur für die bequeme Zusammensetzung des Apparates getroffen. Der Balken selbst ist, wie man in Fig. 78 sieht, von einfachster Konstruktion. Er sollte gleichzeitig so leicht und so starr wie möglich sein und wurde daher aus Fahrradrohr gemacht und mit 3 Stahldrähten versteift. Dieses Rohr (C in der Figur) ist 7 Fuß 2 Zoll lang, hat etwa 1 Zoll Durchmesser,  $\frac{3}{64}$  Zoll Wandstärke. An beiden Enden ist es angesetzt an einen Zapfen D, welcher etwa 2 Zoll über eine gußeiserne Platte E herausragt. Die Länge der Platte beträgt 1 Fuß, die Dicke  $\frac{1}{2}$  Zoll und die Breite ebenso wie bei der weichen Stahlplatte 4 Zoll. Diese gußeisernen Platten waren auf ihrer Unterseite abgeschliffen und die Zapfen waren so sorgfältig abgedreht, daß ihre Richtung der der Platten entsprach. Sie paßten genau in das Fahrradrohr. Das Aufsetzen der beiden Enden der Röhre auf diese Zapfen war eine der schwierigsten Leistungen des ganzen Aufbaues; denn es war von besonderer Wichtigkeit, daß die geglätteten Flächen der Gußplatten an den beiden Enden des Rohres die gleiche Ebene besaßen. Der ganze Erfolg des Aufbaues hängt hiervon ab und es war deshalb besonders Sorge getragen, jede Verdrehung zu vermeiden. Dies gelang, so daß bei dem Apparat beide Flächen fast absolut gleich gerichtet waren.

Die 3 Versteifungsdrähte sind aus bestem starken Klaviersaitendraht gemacht und sind zwischen Klammern auf den gußeisernen Platten an den Enden und über einen 3 armigen Träger auf der Mitte des Rohres gespannt. Wie man aus der Figur ersehen kann, sind zwei der Haken an der Oberseite der Gußplatten und einer darunter angebracht. Sie haben eine ganz einfache Form, die zur Genüge aus der Figur ersichtlich ist, bestehen aus Bronze und sind auf beiden Seiten auf den Gußplatten verschraubt. Die 3 Drähte sind in  $\frac{1}{4}$  zöllige Bolzen von etwa 4 Zoll Länge eingesetzt, die in ihrer ganzen Ausdehnung mit einem Gewinde versehen sind. Die Bolzen gehen durch Löcher in den Haken und sind auf ihrer Rückseite mit Muttern versehen. Man erhält auf diese Weise 4 Zoll Spielraum zum Nachspannen an beiden Enden der Drähte. Der 3 armige Träger für die Drähte in der Mitte des Balkens ist aus Bronzeuß, Er ist in G Fig. 78b abgebildet. Jeder Arm ist 10 Zoll lang und der ganze Träger wurde so angebracht, daß ein Arm senkrecht nach unten zeigt; die beiden anderen schließen einen etwas größeren Winkel ein, als die Symmetrie erfordert, nämlich ungefähr 130 Grad und zwar, weil man verhindern wollte, daß sie in den Weg der Lichtstrahlen treten, welche zwischen ihnen hindurchgehen. Das Mittelstück des



Gusses war ausgebohrt, so daß es über das Fahrradrohr sich schieben läßt. Es wird durch 3 symmetrisch angeordnete Stellschrauben in seiner Lage gehalten. Die 3 Drähte sind sehr straff angezogen unter sorgfältiger Vermeidung jeder Biegung des Rohres durch eine ungleichmäßige Spannung der Drähte. Die Verbindung des Rohres mit den weichen Stahlplatten erfolgte überall durch vier  $\frac{1}{2}$  zöllige Bolzen.

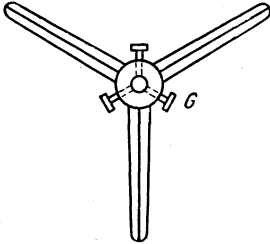


Fig. 78b.

Sowohl die gußeisernen Platten wie die weichen Stahlplatten an beiden Enden des Trägers sind geschlitzt, um einigen Spielraum in der Länge des Trägers zu ermöglichen, wie er vielleicht für die letzten Einstellungen erforderlich sein konnte.

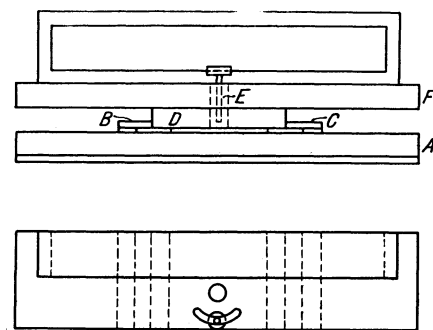


Fig. 79.

Die Supporte, welche einmal die Kamera und das andere Mal die Gitteraufstellung tragen, sind natürlich etwas voneinander verschieden. Am Kameraende des Rohres ist eine ebene Messingplatte von 18 Zoll Länge,  $4\frac{1}{2}$  Zoll Breite und  $\frac{1}{4}$  Zoll Dicke auf die weiche Stahlplatte genau rechtwinklig zum Träger aufgeschraubt. Sie hat eine solche Lage, daß ihre Mitte genau über der Mitte des stählernen Mittelzapfens der Unterlage liegt. Diese Messingplatte trägt ein Mahagonibrett von gleicher Fläche, aber 1 Zoll Stärke. Es ist als A in Fig. 79 gezeichnet. Überhaupt ist in dieser Zeichnung die vollständige Kameraeinrichtung abgebildet, deren wichtigster Teil die Vorrichtungen zur Einstellung in den Brennpunkt sind. Die Verstellung senkrecht zum Gitter erhält man durch die Verwendung von Messingführungen, in der Figur 79 dargestellt durch B und C. Diese sind  $4\frac{1}{2}$  Zoll lang und aus  $\frac{3}{16}$  Zoll starkem Messing gemacht. Jede Führung besteht aus einem Messingstreifen von  $1\frac{1}{2}$  Zoll Breite, der auf das Mahagonibrett aufgeschraubt, jedoch von ihm durch halb so breite Stücke getrennt ist. Es ragen daher die Streifen nur  $\frac{3}{4}$  Zoll über diese Unterlagen heraus und bilden so eine Nut, in die die entsprechenden Messingvorsprünge des oberen Brettes D genau hineinpassen. Innerhalb enger Grenzen ist auch die Möglichkeit einer Drehung vorgeesehen, und zwar durch folgende Einrichtung:

In der Mitte von D steht ein  $\frac{1}{2}$  zölliger Messingzapfen E, der in eine Messingröhre hineinpaßt, welche mit dem oberen Brett F verbunden ist. Hierdurch wird eine Drehbewegung von F ermöglicht, deren Betrag durch eine Stellschraube reguliert wird, welche durch einen in dem Aufriß abgebildeten Schlitz hindurch in das untere Brett D hineingeht. Das Brett F bildet die Unterlage für die Kassette.

Ein Mahagonirahmen ist mit Schrauben auf der Oberfläche von F befestigt. Er besitzt eine lichte Weite von  $14 \times 4$  Zoll und eine Tiefe von 2 Zoll. Gegen diesen Rahmen ist die Kassette durch zwei Messinghaken an den Seiten fest angepreßt. Eine gute Dichtung zwischen beiden wurde durch Samtstreifen hergestellt, welche an die Hinterkanten des Rahmens angeleimt sind. Die Kassette bedarf keiner besonderen Beschreibung, Sie ist für Platten von  $12 \times 2$  Zoll eingerichtet, die für diesen Zweck aus dünnem Glase angefertigt werden und die man in die gewünschte Kurve, nämlich einen Kreisbogen von 5 Fuß Radius biegt. Dies erreicht man in der gewöhnlichen Weise durch Anbringung von 2 sorgfältig ausgeschnittenen Schablonen in der Kassette, gegen welche man die Platte durch Gummikissen von der Rückseite anpreßt. Natürlich ist die Rückseite der Kassette abnehmbar und wird, wenn man eine Platte eingelegt hat, durch Schieber befestigt, so daß sie die Platte gegen die Schablonen andrückt.

Die Aufstellung des Gitters auf seinem Wagen ist folgende: eine kreisförmige,  $\frac{3}{16}$  Zoll dicke ebene Messingplatte von 8 Zoll Durchmesser ist auf die weiche Stahlplatte (H Fig. 77 u. 78) mitten über dem Halter auf dem Wagen aufgeschraubt und auf diese Platte wieder ist die Grundplatte des Gittergestells mit Schrauben befestigt. Dies ist eine Platte von etwa  $5\frac{1}{2}$  Zoll Durchmesser mit drei radialen Schlitten, in welchen die drei Stellschrauben des Gittertisches sitzen.

Damit ist die Beschreibung des eigentlichen Aufbaues beendet und es bleibt nur noch übrig zu beschreiben, wie der Apparat eingedeckt ist. Zwei Bretter von  $18 \times 16$  Zoll und 1 Zoll Dicke sind über und unter den Gußeisen- und Stahlplatten in E Fig. 78 am Kameraende des Trägers befestigt. Beide haben eben hinreichende Ausschnitte, um das Aufeinandertreffen von Bolzen und Platten zu ermöglichen, mit denen sie fest zusammengeschraubt sind.

Diese beiden Bretter dienen als Unterlage für zwei eiserne Klammern, die am oberen Brett angeschraubt sind. Zwei ebensolche Klammern sind gleich hinter dem Gitter auf der 8zölligen runden Messingscheibe, die oben erwähnt wurde, aufgestellt. Vier dünne Eisenstreifen von etwa 1 Zoll Breite erstrecken sich längs des Trägers, und zwar zwei zwischen jedem äußeren Klammernpaar. Sie werden durch Bolzen und Muttern in Spannung gehalten. Die Bolzen sind aus Messing und an die Eisenstreifen angelötet. Sie gehen durch Löcher in den Klammern hindurch. Diese vier Bänder, von denen also je eines am oberen und eines am unteren Ende jeder Klammer angebracht ist, bilden zusammen eine Unterlage für zwei Lagen von Englisch Leder, die straff gespannt und ihrer ganzen Länge nach angenäht sind.

Um die Eisenbänder in ihrer Stellung zu erhalten, d. h. um zu verhindern, daß sie sich zusammendrücken, wenn der Stoff über sie gespannt wird, sind an geeigneten Stellen zwischen dem oberen und dem unteren Paar einige ganz leichte Stützen angebracht. Sie bestehen aus Holz von 1 Zoll im Quadrat und werden in ihrer Stellung

durch Schrauben gehalten, für welche die Löcher in die Eisenstreifen eingebohrt sind.

Die beiden Klammern am Kameraende befinden sich etwa 3 Zoll vor dem Rahmen mit der Kassette; der Zwischenraum ist mit Englisch Leder bedeckt, welches ganz lose gespannt ist, um eine gewisse Verschiebung der Kassette für die Einstellung zu ermöglichen.

Um den Zutritt des Lichtes vom Spalt zum Gitter zu ermöglichen, ist der Stoff zwischen den beiden Eisenstreifen gegenüber dem Spalt soweit ausgeschnitten, als es nötig ist, um das Licht von dem Spalt hereinzulassen, wenn die Kammer nah am Spalte sich befindet. Die Folge ist, daß wenn die Kamera an das andere Ende ihrer Schiene geschoben wird, gewöhnliches Tageslicht durch diese Öffnung auf das Gitter fällt. Der freigelegte Teil wird mit einem dunklen Tuch zugedeckt, da es sich herausstellte, daß dieses lichtdicht abschloß.

In Anbetracht dessen, daß die vier Eisenstreifen eine beträchtliche Spannung besitzen mußten, um einigermaßen starr zu werden, liegt die Gefahr nahe, daß der lange Träger dadurch etwas verbogen wird. Man brachte daher eine Extrastütze von Stahldraht unter ihm an (die ähnlich war, wie die schon beschriebenen) und es zeigte sich, daß diese die Spannung der Eisenstreifen kompensierte.

Zur Bedeckung der Gitterschiene wurde eine einfache Methode angewendet. Es wurde nämlich ein hölzernes Rahmenwerk über dem Träger, auf welchem die Schiene ruht, errichtet. Es besteht aus Mahagonistäben von 2 Zoll im Quadrat und ist etwa 1 Fuß breit und 20 Zoll hoch. Die Decke, die Außenseite und die beiden Enden sind mit leichten Holzbrettern von etwa  $\frac{1}{4}$  Zoll Stärke bedeckt. Die Vorderseite, d. h. die Seite, durch welche der Lichtstrahl hindurchgehen muß, ist mit zwei Gardinen, die über Drähten laufen, verhängt. Zwei Drähte sind straff zwischen den beiden Enden des Rahmens gespannt, einer oben und einer unten. Zwei Gardinen, von denen jede sich über den ganzen Rahmen hin, d. h. über 11 Fuß ausbreiten kann, laufen auf diesen Drähten. An jedem Ende des Trägers ist ein Ende einer Gardine am Rahmenwerk festgenagelt. Hieraus geht hervor, daß, wie auch die Richtung des Strahles sein mag, die Gardinen stets von beiden Seiten bis dicht an ihn herangezogen werden können. Hierdurch wird praktisch alles Nebenlicht ausgeschlossen. Obwohl die beiden Drähte, die die Gardinen tragen, so nah wie möglich an Decke und Boden des Gestells herangebracht sind, so wird doch noch immer eine gewisse Lichtmenge darüber und darunter eindringen. Die obere Spalte läßt sich leicht durch eine kurze überfallende Gardine fortschaffen, die auf der ganzen Länge des Rahmens aufgenagelt wird. Für den Boden könnte man eine kurze Franse an den beiden Gardinen anbringen; es hat sich aber als bequemer erwiesen, Wattestreifen auf den Rahmen unter der Gardine zu befestigen. Zweifellos hätte man einen leichten Metallrahmen für den Durchgang des Strahles auf den Gardinendrähten mitführen können; wenn dann die beiden Gardinen an dessen Seiten befestigt waren, so wäre ihre Einstellung automatisch geworden. Indessen hat man davon keinen Gebrauch

gemacht, weil es solch eine leichte Sache ist, nach Einstellung des Kamerawagens die Gardinen mit der Hand zu verschieben.

Wadsworth<sup>1)</sup> hat verschiedene Verfahren nach Art des Typus mit festem Arm angegeben, um Konkavgitter aufzustellen. Sie haben

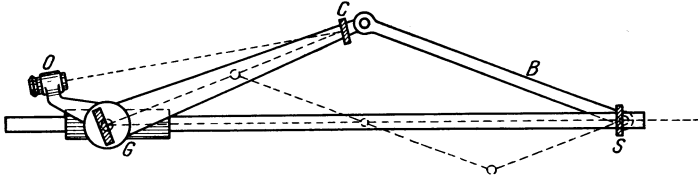


Fig. 80.

wohl wesentlich den Zweck, das Instrument für astronomische Zwecke zu verwerthen. Eines derselben mag hier angegeben werden, obwohl es nicht streng unter die genannte Kategorie fällt. Die Konstruktion ist in Fig. 80 abgebildet. Sie ist, wie man sieht, im Prinzip mit Rowlands Verfahren identisch. Doch weicht sie darin ab, daß die vom Gitter G gebeugten Strahlen nicht direkt in das Okular fallen, sondern vorher noch auf einen Spiegel C auftreffen und von hier in das Auge O oder auf die Platte reflektiert werden. Das Gitter ist auf einem Schieber montiert, der auf der Stange GS entlang gleitet, und die beiden Bänder CG und CS sind bei C verbunden und drehen sich bei C und bei S. Der Spalt ist in S angebracht und man läßt die Spektra vor dem Gesichtsfeld vorbeiwandern, indem man den Gitterschieber auf seiner Stange entlang gleiten läßt.

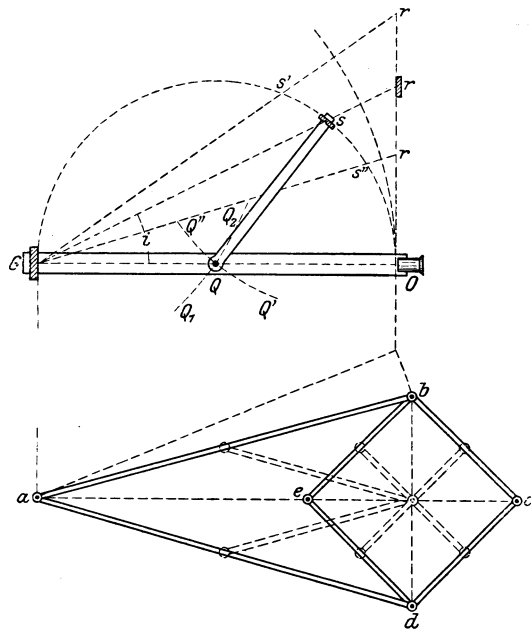


Fig. 81.

Wadsworth<sup>2)</sup> hat auch einen besonderen Aufbau angegeben, um den Astigmatismus des Gitters auszunutzen, auf den Sirks hingewiesen hat, und zwar folgendermaßen:

In Fig. 81 bedeute G die Lage des Gitters, s den Spalt, r die Lichtquelle oder das reflektierende Prisma und O das Okular des

1) *Astrophys. Journ.* **2**. 370. 1895.

2) *A. a. O.* **3**. 46. 1896.

Beobachters, welches senkrecht zum Gitter in einem festen Abstand  $\varrho$  von demselben wie bei Rowlands Anordnung sich befinden soll. Dann muß der Spalt immer auf dem Kreis  $Os's's'$ , der mit dem Radius  $\frac{\varrho}{2}$  beschrieben ist, liegen und die Lichtquelle  $r$  auf der Verlängerung der Sehne  $Gs$  sowie auf der im rechten Winkel zu  $GO$  gezogenen Linie  $Or$ .

Es ist dann  $Gs = 2 GQ \cos i = \varrho \cos i$   
und

$$Gr = \frac{\varrho}{\cos i}, \text{ oder } sr = Gr - Gs = \frac{\varrho}{\cos i} - \varrho \cos i.$$

Um diese Bedingungen zu erfüllen, muß man den Spalt auf das Ende eines um  $Q$  drehbaren Armes von  $\frac{\varrho}{2}$  Länge aufsetzen. Ferner muß nach der Geometrie des Kreises  $Gs \times Gr = (GO)^2 = \varrho^2 = \text{konstant}$  sein.

Diese Bedingungen lassen sich mit Hilfe der Peaucelli'schen Führung erfüllen, wie sie in Fig. 81 abgebildet ist. Hier ist  $ae \times ac = ab^2 - be^2$ . Diese Differenz muß gleich  $\varrho^2$  gemacht werden.

Wenn wir also die Lichtquelle oder das Vergleichsprisma in  $C$  aufstellen und die Drehpunkte  $c$  und  $a$  nach den Enden  $s$  und  $G$  der

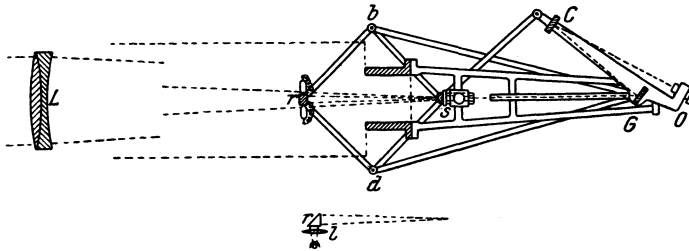


Fig. 82.

Führungen  $Qs$  und  $QG$  verlegen, so sind die gesuchten Bedingungen erfüllt und wir erhalten die einfache Anordnung von Fig. 82. Wir können den Drehpunkt entweder in  $G$ , oder in  $s$ , oder in  $r$  in seiner Stellung festhalten. Halten wir  $G$  fest, so dürfen wir auch  $Q$  festlegen, und dann behält auch  $O$  seine Lage; aber der Spalt und das Vergleichsprisma  $r$  gleiten auf der Linie  $Grs$ , während diese sich um den Punkt  $G$  dreht. Eine einfachere Anordnung läßt sich treffen, indem man die Drehpunkte  $s$  oder  $r$  festhält und  $Q$  freiläßt. Dann gleiten Gitter und Vergleichsprisma oder Gitter und Spalt längs des Stabes  $Gsr$ , welcher fest bleibt; und der Punkt  $Q$  beschreibt eine Kurve  $Q'Q''$  (wenn  $s$  fest ist) oder  $Q_1Q_2$  (wenn  $r$  fest ist) um die Mittelpunkte  $G$  und  $s$ . Das Okular  $O$  beschreibt daher eine ähnliche Kurve mit doppeltem Radius um  $G$  als Mittelpunkt. Um diesen großen Bewegungsbereich zu verringern und den langen Arm  $GO$  zu kürzen, kann man einen reflektierenden ebenen Spiegel in  $C$  aufstellen (Fig. 82) und die Strahlen zu einem in der Nähe von  $G$  an-

gebrachten Okular zurückgehen lassen. In Fig. 82 ist der Spalt bei s festgehalten und Gitter und Vergleichsprisma bewegen sich. In der Zeichnung ist bei r eine Geissleröhre als Vergleichsquelle gezeichnet.

**Die Aufstellung des Konkavgitters.** Ames<sup>1)</sup> gibt folgende Anweisung für die Aufstellung der verschiedenen Teile des Apparates. Erst soll man die beiden Balken in eine möglichst gleiche Ebene und nach der „3., 4., 5. Regel“<sup>2)</sup> in einen rechten Winkel bringen. Die Abstände 3 resp. 4 Fuß von dem Schnittpunkt der Schienen werden auf diesen sorgfältig aufgetragen und der Winkel zwischen ihnen solange verändert, bis die Entfernung zwischen den beiden Marken 5 Fuß beträgt. Demnächst müssen die Achsen an den Enden des Trägers parallel gemacht werden, während der Träger unter Spannung ist. Zu diesem Zweck wird er an seinen beiden Enden unterstützt und die Achsen durch die beiden Stellschrauben justiert, bis sie vertikal stehen. Nunmehr werden Kamera, Gitter und Spalt in der richtigen Höhe aufgestellt, wobei man das Gitter so anbringt, daß man die hellsten Spektren beobachtet; denn, wie früher gesagt, sind die Spektren, die man von einem Gitter erhält, im allgemeinen auf der einen Seite heller als auf der andern. Man hält ein Licht in die Mitte der Kamera, unmittelbar über die Achse des Wagens, dreht das Gitter und verlängert den Träger, bis Flamme und Spiegelbild zusammenfallen. Auf diese Weise erhält das Gitter seine Stellung senkrecht zum Träger und der Träger seine richtige Länge. Um die Kamera senkrecht zum Träger zu stellen, befestigt man auf ihr ein Stück Spiegelglas und hält das Licht auf den Träger nahe beim Gitter; dann dreht man die Kamera, bis das Licht und sein Bild sich decken. Nun wirft man den Strahl einer Lichtquelle auf den Spalt, so daß er das ganze Gitter aufhellt, beobachtet das Spektrum in der Kamera und neigt, wenn nötig, das Gitter mehr oder weniger, bis das Bild in der Mitte der Kamera erscheint. Hierauf dreht man den Träger herum und wenn das Spektrum dabei auf- und abwandert, so muß man das Gitter mit Hilfe der Seitenschraube an seinem Halter (S' Fig. 69) drehen, bis dieser Fehler verschwindet. Schließlich dreht man den Spalt, bis die beste Lage gefunden ist. Jetzt sollte das Instrument vollständig eingestellt sein. Hiervon kann man sich auf folgendem Wege überzeugen: Man setzt eine exponierte und entwickelte photographische Platte, von der die Emulsion gitterartig abgekratzt ist, in die Kamera ein, mit der Schichtseite gegen das Gitter; hierauf beobachtet man das Spektrum mit einem Okular. Dann sollte für jede Stellung des Trägers die Emulsion auf der Platte und das beobachtete Spektrum im gleichen Brennpunkt sich befinden. Freilich ist das im allgemeinen nicht der Fall, daher empfiehlt Ames nach einer Fehlertheorie, die er im früheren Teil seiner Veröffentlichung entwickelt hat, eine geringe Verstellung des Gitters um seine Vertikalachse, da dies im allgemeinen obigen Fehler korrigiert.

1) Phil. Mag. (5). 27. 369. 1889.

2) Euklid I. Prop. 47. (Im rechtwinkligen Dreieck ist  $3^2 + 4^2 = 5^2$ .)

Kayser<sup>1)</sup> berichtet viel ausführlicher über die Methoden der Einstellung, die er selbst angewandt hat.

In erster Linie hält er Ames' 3., 4., 5. Regel für nicht genügend genau und empfiehlt die Benutzung eines Theodolithen, der mitten über dem Schnittpunkt der Schienen aufgestellt ist. Darauf dreht er eine der Schienen, bis der gemessene Winkel zwischen ihnen gleich  $90^0$  ist. Für die Einstellung des Gitters und der Kamera über den Achsen ihrer Wagen setzt er genau in die Mitte der Achsen, die bereits bei ihrer Herstellung mit kleinen Löchern versehen waren, spitze kleine Metallstäbe. Mit Hilfe eines Lotes wird die Oberfläche des Gitters und die Emulsion der Platte in der Kamera senkrecht über diese Punkte gebracht. Kayser gibt ferner eine genaue Methode über die Einstellung der Länge des Trägers und die Stellung des Gitters. Er nimmt eine ganz schwarz entwickelte Platte und schneidet etwa 1 cm von der Mitte ein Kreuz in die Emulsion und kratzt in genau demselben Abstand auf der anderen Seite der Mitte einen Teil der Emulsion ab und macht mit dem Diamanten einige Kratzen auf das Glas. Hierauf wird die Platte in die Kamera eingesetzt und auf die Außenseite der Platte hinter das Kreuz ein kleines total reflektierendes Prisma mit weichem Wachs geklebt. Ein Lichtstrahl von einer seitlichen Quelle wird durch das Glas auf das Gitter geworfen und wenn die Einstellung richtig ist, so muß das Bild des Kreuzes auf der durchsichtigen Glasstelle entworfen werden und daher die Kratzen und das Bild des Kreuzes in einem Okular gleichzeitig scharf erscheinen. Das Gitter muß gedreht und die Länge des Trägers verändert werden, bis diese Bedingung erfüllt ist.

Eine bequeme Methode zur Prüfung der Einstellung besteht darin, daß man das Gitter mit einem Diaphragma zudeckt, welches nach Art der Fig. 83 zwei aneinander stoßende Quadrate freiläßt. Offenbar werden diese Teile des Gitters eine kontinuierliche Linie geben, wenn die Einstellungen richtig sind, und zwei leicht gegeneinander verschobene Linien, wenn das nicht der Fall ist. Aus der Stellung dieser Linien läßt sich die Größe des Fehlers in der Brennweite berechnen.

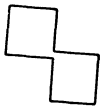


Fig. 83.

**Die Verwendung des Konkavgitters.** Nach dem, was bereits unter Theorie des Gitters im letzten Kapitel auseinandergesetzt worden ist, muß man die Verteilung des Lichtes in den Spektren verschiedener Ordnungen eines Gitters sorgfältig prüfen, falls man beabsichtigt, es für genaue Arbeiten zu verwenden, die das Über-einandergreifen der Spektren voraussetzen. Es ist nämlich leicht möglich, daß ein Gitter in einer bestimmten Ordnung ein unvollständiges Spektrum liefert; z. B. kann der sichtbare Teil sehr hell sein und doch das Ultraviolett ganz schwach; ferner können, wie Ames bemerkte, die einzelnen Teile des Gitters Spektren von verschiedener

<sup>1)</sup> Handbuch d. Spektroskopie. Bd. I. S. 475.

Helligkeit geben, Unvollkommenheiten, gegen die man sich bei genauen Arbeiten schützen muß.

Was die Wahl des Gitters betrifft, so wird es nur in dem Fall, daß man mit der Kamera im Ultraviolett arbeiten will, notwendig, ein Gitter mit 20 000 Linien zu benutzen, und da ein solches mit 10 000 Linien an Schärfe wie an Billigkeit den Vorrang besitzt, so sollte man für gewöhnliche Arbeiten das letztere oder eines mit 14 438 Linien wählen. Die Reichweite der Gitter verschiedener Größe war schon auf Seite 131 besprochen. Es soll aber hier noch genauer darauf eingegangen werden. Figur 84 ist eine Zeichnung der übereinander greifenden Spektre, wie man sie mit den verschiedenen Gittern erhält. Welchen Teil der fünf ersten Spektre man gleichzeitig umfassen kann, läßt sich aus der untenstehenden Tabelle entnehmen.

Diese Grenzen gelten für Aufnahmen in der Mitte der photographischen Platte. Nimmt man die Randteile dazu, so wird natürlich die Ausdehnung des photographischen Bereiches beträchtlich größer, z. B. wächst bei einem Gitter von 21·5 Fuß Krümmungsradius die Länge des Spektrums von  $\frac{1}{4}$  Zoll auf 4 Zoll<sup>1)</sup>.

Der Maßstab läßt sich nach den Formeln von S. 132 leicht

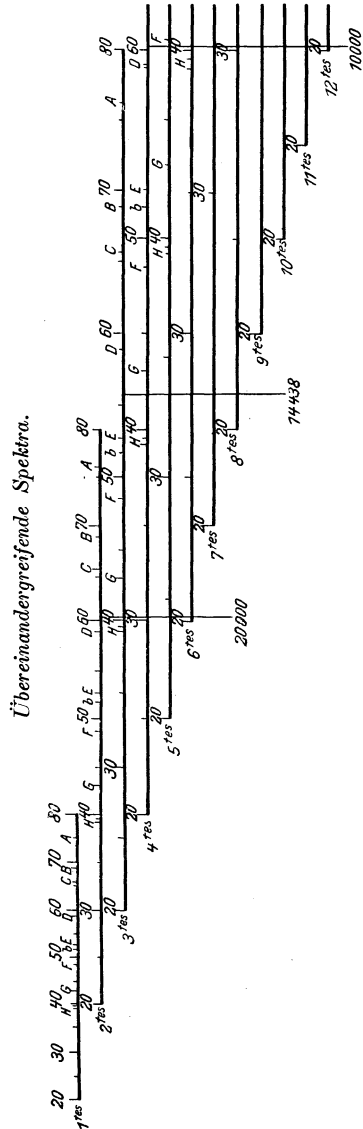


Fig. 84.

Linien auf den Zoll	Erstes Spektrum	Zweites Spektrum	Drittes Spektrum	Viertes Spektrum	Fünftes Spektrum
10 000	Vollständig	Vollständig	Vollständig	Bis 6000	Bis 4800
14 438	Vollständig	Vollständig	Bis 5760	„ 4330	„ 3460
20 000	Vollständig	Bis 6000	Bis 4000	„ 3000	„ 2400

1) Vergl. S. 32.



ausrechnen. Für das größte Gitter mit 650 cm Brennweite gibt ihn Ames folgendermaßen an:

Linien auf den Zoll	Erste Ordnung	Zweite Ordnung	Dritte Ordnung	Vierte Ordnung
10 000	0·26	0·51	0·77	1·03
14 438	0·37	0·75	1·12	1·50
20 000	0·52	1·03	1·55	2·07

Die Zahlen, die für die Spektren verschiedener Ordnungen angegeben sind, bedeuten den linearen Abstand in Millimetern, der auf der photographischen Platte einer Änderung der Wellenlänge um eine Ångström einheit entspricht. Sie gelten natürlich für den Krümmungsmittelpunkt des Gitters. Für Gitter mit kürzerem Radius hat man diese Zahlen nur einfach mit dem Verhältnis der Radien zu multiplizieren.

Wenn sich bei der Beobachtung eines besonderen Spektrums das Bedürfnis herausstellt, die übergreifenden Spektren abzufangen, so verwendet man hierfür bestimmte absorbierende Substanzen, die natürlich zwischen Spalt und Lichtquelle aufgestellt werden müssen. Folgende Medien empfiehlt Ames. Es ist in der folgenden Tabelle derjenige Spektralbereich angegeben, der von der absorbierenden Schicht hindurchgelassen wird.

Grünes Spiegelglas . . . . .	3300—8000
Gesättigte Lösung von Salizylsäure in Alkohol im Quarztrog . . . . .	3500—8000
Äskulin, 0,25 % wässrige Lösung mit einem Tropfen Ammoniak auf je 30 cm . . . . .	4100—8000
Die Lösung muß frisch angesetzt sein, da sie schnell durch Oxydation braun wird.	
Ferrocyankalium . . . . .	4400—8000
Primulin oder Anilingelb . . . . .	5000—8000
Fluorescein oder Goldchlorid . . . . .	5200—8000
Chromalaun	} 3200—3700 und 4600—5200
Malachitgrün	
Bitter-Mandelgrün	
Brilliantgrün	
Kobalt-Chlorid . . . . .	3400—4500
Gentianaviolett konzentriert . . . . .	} 3600—4600 und 6000—8000
Kaliumpermanganat . . . . .	
	3900—4600 und 5800—8000

Wenn man z. B. in der vierten Ordnung mit einem Gitter von 10 000 Linien photographieren will, werden die folgenden Absorptionslösungen gebraucht:

- Bei 3800 eine wässrige Kobalt-Chloridlösung.  
 „ 4000 wässriges Kobalt-Chlorid- oder Gentianaviolett in einem Glastrog.  
 „ 4200 wässriges Kaliumpermanganat oder Gentianaviolett in Wasser.  
 „ 4400 Äskulin oder Kaliumpermanganat.  
 „ 4600 Äskulin.  
 „ 4800 Äskulin und Malachitgrün in Lösung.  
 „ 5000 Äskulin und Ferrocyankalium.  
 „ 5200 Äskulin und Ferrocyankalium.  
 „ 5400 Äskulin und Primulin.

Es ist ratsam, daß man vor der Anwendung irgend eines Absorptionsmittels eine Versuchsphotographie macht, um seine Wirkung zu beobachten.

Für Regionen jenseits der C-Linie und bis in das Infra-Rot sind besondere Absorptionsmittel erforderlich und u. a. sollen die folgenden, als von Abney angewandt, erwähnt werden — eine Lösung von Kaliumbichromat oder eine Lösung von Jod in Schwefelkohlenstoff.

Wood<sup>1)</sup> hat kürzlich entdeckt, daß Nitrosodimethylamin in dünnen Schichten ein Absorptionsband zwischen den Grenzen  $\lambda = 5000$  und  $\lambda = 3900$  besitzt, aber jenseits dieser Grenze ist es bis  $\lambda = 2000$  durchsichtig. Diese Substanz kann deshalb benutzt werden, um das ultra-violette Spektrum frei von übergreifenden höheren Ordnungen zu photographieren. Zu diesem Zweck ist ein Gelatinefilm, mit dem Nitrosokörper gefärbt, leidlich passend, aber besser macht man Glycerinlösung und benutzt sie in einem Quarztrog; da Glycerin von ultra-violettem Licht beeinflusst wird, empfiehlt Wood die Benutzung eines kleinen Quarzgefäßes, das durch Zusammenkitten zweier Quarzplatten mit einem Zwischenraum von 0,5 mm hergestellt wird. Dieses Gefäßchen sollte an den Boden eines Tropftrichters mit einem sehr kleinen Loch angekittet werden. Wenn man nun den Trichter mit der Glycerinlösung füllt, so fließt sie langsam durch den Trog, ungefähr alle zwei Minuten ein Tropfen. Die Belichtung muß sehr verlängert werden, wenn man das Lichtfilter benutzt, und schwankt zwischen dem 2- bis 20fachen des Normalen, je nach der Dichtigkeit der Schicht. Wenn es sich um schwache Spektren handelt, schließt die längere Dauer der Belichtung eigentlich die Benutzung dieser Substanz aus und es ist unter diesen Umständen nötig, vergleichende Aufnahmen zu machen, um die ultra-violetten Linien zu erkennen. Man photographiert einmal die vollständigen übergreifenden Spektren, die zweite Aufnahme macht man so, daß der ultra-violette Teil durch geeignete Absorptionsmittel vernichtet wird. Die Linien, welche auf dem ersten Bilde sichtbar sind, auf dem zweiten aber fehlen, sind die ultra-violetten.

Wegen des Astigmatismus des Konkavgitters ist die gewöhnliche Methode, die Spektren zu vergleichen, indem man die Bilder der beiden Lichtquellen dicht nebeneinander auf den Spalt wirft, nicht

1) Phil. Mag. (6). 5. 257. (1903).

möglich, weil die beiden Spektren auf diese Weise bedeutend übereinander greifen würden. Nach Rowlands Methode benützt man den mechanischen Kunstgriff, welcher auf Seite 149 beschrieben ist. Er besteht in der Benutzung einer Metallplatte mit einem horizontalen Schlitz von genau der Breite dieser Platte. Zum Gebrauch wird sie in eine vertikale Stellung gebracht und das Spektrum irgend einer Lichtquelle durch den Schlitz aufgenommen; dann dreht man die Platte um  $90^\circ$  in eine horizontale Stellung und photographiert das Vergleichsspektrum. Beim Entwickeln wird sich das Vergleichsspektrum mit einem schmalen Streifen des ersten Spektrums längs seiner Mitte zeigen. Wenn eine Bewegung der Kamera während des Vorganges möglich ist, exponiert man gewöhnlich das erste Spektrum die Hälfte der erforderlichen Zeit, photographiert dann das zweite und exponiert zum Schluß das erste zu Ende; auf diese Weise wird jede zufällige Bewegung der Kamera bemerkbar<sup>1)</sup>.

**Das Messen der Wellenlänge durch das Konkavgitter.** Wie schon erklärt wurde, kann das Konkavgitter zu sehr genauen Bestimmungen der Wellenlängen benutzt werden, indem man diese nach Rowlands Methode der Koinzidenzen auf eine angenommene Norm bezieht. Die Methode gründete sich auf die einfache Beziehung zwischen den übergreifenden Ordnungen und der Normalität der beobachteten Spektren. Die gegenwärtig angenommene Norm ist der Mittelwert für die  $D_1$ -Linie, welchen Rowland aus den Messungen von Bell u. a.<sup>2)</sup> ableitete. Die folgende Tabelle gibt die Werte der Koinzidenzen zwischen diesen Linien und Punkten in Spektren verschiedener Ordnungen. Die Tabelle muß von oben nach unten gelesen werden, d. h. die Wellenlängen der vertikalen Kolumnen fallen zusammen:

Ordnung	1	5896·156			
"	2	2948·078	5896·156		
"	3	1965·385	3930·771	5896·156	
"	4		2948·078	4422·117	5896·156
"	5		2358·462	3537·694	4716·925
"	6		1965·385	2948·078	3930·771
"	7			2526·924	3369·232
"	8			2211·059	2948·078
"	9			1965·385	2620·514
"	10				2358·462

Die Tafel lehrt also, daß über die  $D_1$ -Linie des Spektrums erster Ordnung sich Licht von der Wellenlänge 2948·078 im Spektrum zweiter Ordnung und von der Länge 1965·385 in der dritten Ordnung überlagert; wiederum fallen über die  $D_1$ -Linie in der dritten Ordnung die Linien 4422·117 in der vierten, 3537·694 in der fünften Ordnung usf.

Man arbeitet auf folgende Weise: es werden Photographien von der  $D_1$ -Linie in so vielen Ordnungen gemacht, wie das Gitter erlaubt.

<sup>1)</sup> Vergl. S. 160 und 169.

<sup>2)</sup> A. a. O. S. 34.

Wenn man das Gitter mit 20 000 Linien benutzt, kann man nur in den ersten beiden Ordnungen Spektren aufnehmen, mit dem 10 000 Liniengitter ist  $D_1$  hingegen in den ersten vier Ordnungen zu photographieren. Man muß nur Sorge tragen, daß die D-Linie angenähert in die Mitte der Platte fällt. Auf jeder Seite der D-Linie wird man auf den Bildern eine Anzahl Linien verschiedener Ordnungen sehen und wenn die Ordnungen, zu welchen diese Linien gehören, durch die Anwendung von Absorptionsmitteln gefunden sind, dann kann ihre Wellenlänge annähernd bestimmt werden durch Messen ihrer Entfernung von der  $D_1$ -Linie und durch Berechnung aus dem Maßstab des Instrumentes. Ames' Werte dieser Maßstäbe sind schon erwähnt. Es ist natürlich daran zu erinnern, daß sie nur angenäherte sein können und daß die Wellenlängen, die bei diesen Messungen sich ergeben, nur in erster Annäherung korrekt sind.

Ist man so weit gekommen, so werden diese neuen Linien in anderen Ordnungen wie vorher, abermals photographiert und zwar derart, daß wenigstens zwei von ihnen auf jeder Platte im Bereich der Normalität liegen. Mißt man jetzt den Abstand zwischen den Linien auf den neuen Platten, so kann man aus den oben ermittelten angenäherten Werten ihrer Wellenlänge den Maßstab des Instrumentes genauer ermitteln. Diesen genaueren Maßstab benutzt man zur Neuberechnung der Wellenlängen auf den ersten Platten in einer zweiten und genaueren Annäherung. Mit diesen neuen Werten wird der Maßstab des Instrumentes abermals in der zweiten Serie von Aufnahmen berechnet und so fort, bis die Grenze der Genauigkeit erreicht ist. Diese Grenze ist bei den besten Apparaten von der Ordnung 0.003 Å.-E. und Kayser ist der Ansicht, daß so groß auch der mittlere Fehler bei seinen Wellenlängen der Hauptlinien im Bogenspektrum des Eisens ist.

Ein genauer Wert für den Maßstab des Instrumentes wird erhalten, indem man die ganze Strecke zwischen  $D_1$  in der ersten Ordnung und  $D_1$  in der zweiten Ordnung ausmißt. Zu diesem Zweck wird eine vollständige Reihe von Photographien des normalen Spektrums von einem Ende bis zum anderen aufgenommen und von Platte zu Platte fortschreitend der lineare Abstand zwischen den beiden Linien gemessen. Der Unterschied der Wellenlängen zwischen den beiden Linien beträgt natürlich 5896.156 Å.-E. in der ersten Ordnung und hieraus kann man den Maßstab ermitteln. Linien, die zwischen beiden liegen, kann man messen und ihre Wellenlänge bestimmen und hieraus den Maßstab auf Platten, welche mehr als eine dieser Linien enthalten, nach dem obigen Verfahren nachrechnen.

Rowlands<sup>1)</sup> Arbeit über das Sonnenspektrum hat folgenden Inhalt:

1. Die Wellenlängen von 14 Linien im sichtbaren Spektrum werden durch Ausmessungen mit einem verstellbaren Mikrometerokular bestimmt. Diese bildeten seine primären Normale.

---

1) Phil. Mag. (5). 36. 49. 1893.

2. Die Sonnennormale wurden viele Male von einem Ende des Spektrums bis zum anderen nachgemessen und es wurde eine Fehlerkurve zur Korrektur dieser primären Normale aufgestellt.

3. Es wurden auch ebene Gitter benutzt.

4. Es wurden Messungen an Aufnahmen gemacht, die zwei Teile des Sonnenspektrums in verschiedenen Ordnungen enthielten. Er verglich die blauen, violetten und ultra-violetten Spektre mit dem sichtbaren Gebiet und erhielt so eine vielfache Kontrolle für seine erste Standardreihe.

5. Es wurden Messungen an photographischen Platten gemacht, die Metallspektre in Koinzidenz mit dem Sonnenspektrum besaßen, häufig sogar in drei Ordnungen, so daß er relative Wellenlängen für drei verschiedene Teile des Spektrums erhielt.

Oftmals bestimmte er die Wellenlänge ein und derselben Linie im Ultraviolett, indem er auf zwei verschiedenen Wegen zu zwei verschiedenen Linien im sichtbaren Spektrum zurückgelangte. Nahezu in allen Fällen stimmten die Messungen bis auf 0·01 Å.-E. überein und zeigten, wie genau er gemessen hatte.

6. Schließlich wurden die Hauptlinien 10—20 mal auf ihre Nachbarlinien und auf viele Punkte im sichtbaren wie unsichtbaren Spektrum bezogen, und die Mittelwerte hieraus vereinigten nun das ganze System so innig, daß keine Änderung im einzelnen mehr getroffen werden konnte, ohne das ganze System mit zu treffen.

Rowland sagt von der Genauigkeit seiner Tafel folgendes: Man verteile weniger als 0·01 Å.-E. als Korrektur in richtiger Weise über die ganze Tafel und sie wird zwischen den Grenzen 2400 und 7000 Å.-E. fehlerfrei werden.

Rowlands Wellenlängen sind auf Luft von 20° und 760 mm Druck bezogen. Der Einfluß einer Änderung der atmosphärischen Verhältnisse auf die Genauigkeit der obigen Methode läßt sich nach Kayser und Runges<sup>1)</sup> Bestimmungen der Brechungsindizes der Luft dahin präzisieren, daß innerhalb der Grenzen von 15—20° C und 740—780 mm Druck die Fehler unter der äußersten Genauigkeit der Versuche liegen und daher vernachlässigt werden dürfen.

Seitdem wir Normalspektre besitzen, welche mit der äußersten Genauigkeit ausgemessen sind, hat man nicht mehr nötig, die Wellenlänge der Linien in einem unbekanntem Spektrum nach der obigen Weise zu ermitteln. Man kann vielmehr die Wellenlängen durch direkte Vergleichung zwischen bekannten und unbekanntem Linien finden, ähnlich wie das Verfahren schon für Prismen-Apparate angegeben war, nur mit sehr viel größerer Genauigkeit. Zu diesem Zweck photographiert man den Standard und das unbekanntem Spektrum auf dieselben Platten, durch deren Ausmessung die neuen Wellenlängen mit großer Genauigkeit sich finden lassen. Für Arbeiten mit Gittern benutzt man entweder das Sonnenspektrum und Rowlands Standards oder das Bogenspektrum des Eisens mit Kayzers Werten<sup>2)</sup>.

<sup>1)</sup> Wied. Ann. 50. 293. 1893.

<sup>2)</sup> Drude, Ann. 3. 195. 1900 und Handb. d. Spekt. Bd. I. S. 726.

Die letzteren sind aus verschiedenen Gründen zu empfehlen. In erster Linie ist man mit dem Sonnenspektrum vollständig von meteorologischen Verhältnissen abhängig, die zu Zeiten für den Experimentator keineswegs günstig sind. Zweitens muß man den ganzen Apparat besonders dafür einstellen, daß die Sonnenstrahlen auf das Gitter fallen können. Drittens sind die Linien des Sonnenspektrums wegen Änderungen in der Sonnenatmosphäre nicht immer scharf, und schließlich muß man die Änderungen der relativen Bewegungen von Sonne und Erde in Betracht ziehen. Aus allen diesen Gründen ist in den meisten Fällen das Bogenspektrum des Eisens als Standard zu empfehlen<sup>1)</sup>. Die Daten erstrecken sich von 2327 Å.-E. bis 4495 Å.-E. und lassen sich wegen der Übereinanderlagerung verschiedener Ordnungen als Vergleichswerte über das ganze Gebiet des Spektrums benutzen.

Um derartige Vergleichsaufnahmen zu erhalten, empfiehlt es sich, die beiden Spektre, das bekannte und unbekannte, vollständig übereinander fallen zu lassen und so die größtmögliche Genauigkeit zu sichern. Das ist einfach genug, wenn man Bogenspektren zu messen hat, weil man dann einen Pol des Bogens aus Eisen macht und den anderen aus der Substanz, deren Spektrum bestimmt werden soll, Ist das Spektrum dieses zusammengesetzten Bogens photographiert, so ist man sicher, daß beide Linienserien die richtige Stellung gegeneinander besitzen. Bei anderen Spektraltypen, z. B. für verdünnte Gase, müssen beide Spektre getrennt photographiert werden und in diesem Fall muß man sehr sorgfältig darauf achten, daß ihre relative Lage genau stimmt. Das Hauptaugenmerk hat man darauf zu richten, daß die ganze Fläche des Gitters von dem einfallenden Lichte beleuchtet wird, und man sollte deshalb eine Kondensorlinse benutzen, um ein Bild der Lichtquelle auf den Spalt zu werfen.

Folgende Arbeitsmethode ist zu empfehlen: Der Lichtbogen des Eisens wird zuerst in eine solche Stellung gebracht, daß die Kondensorlinse (welche natürlich von Quarz sein muß) ein Bild auf dem Spalt entwerfen kann. Der Spalt wird nun geöffnet und die Linse entfernt; dann wird der Bogen hin und her bewegt, bis man findet, daß das Gitter in der Mitte beleuchtet ist. Diese Stellung ermittelt man leicht, wenn man mit dem bloßen Auge durch die Kamera nach dem Gitter sieht, man muß nur weit genug zurücktreten, um das entstehende schmale Spektrum zu sehen. Dann wird der Spalt bis zur gewöhnlichen Breite geschlossen und die Linse so aufgestellt, daß sie ein Bild des Bogens auf dem Spalte entwirft. In dieser Stellung wird sie fixiert. Jetzt schiebt man eine Platte in die Kasette, bringt diese in die Kamera und macht eine Aufnahme. Wenn die richtige Belichtung erfolgt ist, wird die Bogenlampe entfernt und die zweite Lichtquelle so genau an ihre Stelle gebracht, daß ihr Bild nahezu auf denselben Teil des Spalts fällt, wie das Bild des Lichtbogens vorher; dabei bleibt die Kondensorlinse unverändert. Ist jetzt die zweite Aufnahme gemacht, dann werden auf der Platte

---

<sup>1)</sup> Vergl. Kap. XVI: Das Dopplersche Prinzip.

beide Bilder genau übereinander gelagert sein, vorausgesetzt, daß die Kamera während des Prozesses nicht verschoben wurde. Hat man die nötige Sorgfalt darauf verwendet, so ist kein Grund, dies vorauszusetzen, aber es ist doch besser, wenn das unbekannte Spektrum einige Linien enthält, deren Wellenlängen wohlbekannt sind, damit sie als Kontrolle für eine etwa eingetretene Verschiebung des Apparates dienen können. Zeigt sich durch die Ausmessung der Platten, daß die Wellenlängen dieser Linien mit ihren bekannten Werten übereinstimmen, dann darf man die gegenseitige Lage der Spektra als genau richtig annehmen.

Die Photographien der gemischten Spektra werden hierauf verglichen mit Platten, welche schon vorher von dem unbekanntem Spektrum allein und von dem Eisenspektrum gemacht worden waren. Auf diese Weise sucht man die unbekanntenen Linien aus und zeichnet sie und ebenso die Standardlinien des Eisens, die man auch zeichnet. Natürlich braucht man nur die Eisenlinien zu zeichnen, welche in der Liste von Kayzers Normalien aufgeführt sind. Es ist vorteilhaft, mit einer Nadel eine feine gerade Linie über die ganze Platte durch die Mitte des Spektrums zu ziehen. Wo die verschiedenen Linien, die man herausgefunden hat, diesen Strich kreuzen, erhalten sie eine Marke und zwar beide Arten unterschiedlich; z. B. kann man die Eisenlinien durch eine feine schwarze Tintenmarke zeichnen und die unbekanntenen Linien durch einen ähnlichen roten Punkt. Dies dient nur dem Zweck, die Linien bei der Ausmessung wieder zu erkennen, denn das Gesichtsfeld des Mikrometer-Okulars ist sehr klein und wenn die Marken nicht in unmittelbarer Nähe der ausgemessenen Stelle sind, so wird man sie nicht sehen.

Jetzt wird die Platte ganz durchgemessen und alle Wellenlängen berechnet durch Interpolation zwischen zwei Normallinien an beiden Enden der Platte. Es wird nämlich je eine Standardlinie des Eisenspektrums am äußersten Ende der Platte ausgewählt und die eine von ihnen wird unter das Fadenkreuz des Okularmikrometers gebracht, während dieses auf Null steht. Der eine Faden soll parallel den Spektrallinien stehen und der Strich, den man durch das Spektrum gezogen hatte, parallel der Verschiebungsrichtung des Mikrometers und oben oder unten in seinem Gesichtsfeld liegen. Die Platte wird jetzt bis zur Standardlinie am anderen Ende durchgemessen, wobei die Ablesungen aller gezeichneten Linien aufnotiert werden. Natürlich hat man für die Unterscheidung der bekannten und unbekanntenen Linien Sorge zu tragen. Wenn der Gang des Mikrometers nicht lang genug ist, um über die ganze Ausdehnung der Platte zu reichen, so muß man, wenn die Grenze kommt, das Instrument bis zur Nullmarke zurückdrehen und die letzte gemessene Linie von neuem unter das Fadenkreuz bringen, wie zuvor. Dies wird so oft wiederholt, bis die letzte Standardlinie erreicht ist. Bei dem Zurückdrehen des Instruments muß man sich vor dem toten Gang der Schraube hüten<sup>1)</sup>.

---

1) Vergl. S. 111.

Die Wellenlängen aller gemessenen Linien werden jetzt nach einfacher Proportion zwischen den Wellenlängen der beiden äußeren Standardlinien bestimmt und die erhaltenen Werte der Eisenlinien mit den Normalwerten verglichen und ihre Differenzen notiert. Eine Fehlerkurve wird gezeichnet, in welcher die Ordinaten die Fehlergrößen und die Abszissen die Wellenlängen angeben. Aus dieser Kurve entnimmt man die Korrekturen, welche man an den neuen Wellenlängen anbringen muß. Durch Zeichnung der Kurve werden folgende Fehlerquellen korrigiert: Erstens die möglichen Fehler in der Schraube des Mikrometers; zweitens die Fehler, die dadurch entstehen, daß nicht das ganze Spektrum normal ist; drittens Fehler in den Werten der Wellenlängen der Standardlinien und schließlich konstante Ablesungsfehler. Um die Kurve so genau wie möglich zu machen, sollte man möglichst viel Standardlinien messen; sind die Linien in verschiedenen Ordnungen gemessen, so müssen die Fehler im Verhältnis ihrer Ordnung reduziert werden<sup>1)</sup>. Es bleiben nach Ausschluß dieser Fehler noch zufällige Ablesungsfehler in der Stellung der unbekannt Linien. Gegen solche Fehler kann man sich natürlich nur durch wiederholte Messungen, am besten auf verschiedenen Platten, schützen.

Vielleicht wird dies ganze Verfahren durch ein fingiertes Beispiel besser verständlich. Wir wollen annehmen, daß wir das Spektrum eines Gases zu messen haben, daß unsere Platten 12 Zoll lang sind und daß wir mit einem zehnfüßigen Gitter arbeiten, welches 14438 Linien auf den Zoll besitzt. Jede Platte wird einen Bereich von 750 Å.-E. in der zweiten Ordnung besitzen nebst einer kleinen Überdeckung. Vier Platten folgender Gebiete im Spektrum zweiter Ordnung des Eisenbogens mit hinzugefügtem Gasspektrum seien aufgenommen:

1.  $\lambda = 5900$  bis  $\lambda = 5150$
2.  $\lambda = 5150$  bis  $\lambda = 4400$
3.  $\lambda = 4400$  bis  $\lambda = 3650$
4.  $\lambda = 3650$  bis  $\lambda = 2900$ .

Es ist klar, daß auf den ersten drei Platten die folgenden Gebiete dritter Ordnung sich auflagern:

1.  $\lambda = 3933$  bis  $\lambda = 3433$
2.  $\lambda = 3433$  bis  $\lambda = 2933$
3.  $\lambda = 2933$  bis  $\lambda = 2433$ .

Auf der vierten Platte kann man die dritte Ordnung vernachlässigen, da sie photographisch sehr unwirksam geblieben ist. Dagegen superponiert sich hier die erste Ordnung von  $\lambda = 7300$  bis  $\lambda = 5800$ . Diese Platten umfassen daher das vollständige Spektrum von  $\lambda = 7300$  bis  $\lambda = 2433$ . Die obigen Gebiete sind ausschließlich deshalb ausgesucht, um zu zeigen, wie man die Überlagerung der Ordnungen für das Spektrum einer Substanz ausnutzen kann. Einige

<sup>1)</sup> Bei der Zeichnung dieser Kurve gibt die Lage der einzelnen Punkte ein sehr gutes Bild von der allgemeinen Genauigkeit der Ablesung; je näher sie an der Kurve stehen, die man durch sie hindurchlegt, umso mehr darf man sich auf die Ablesung der unbekannt Linien verlassen.



der Linien würde man in dem vorliegenden Falle nur in der ersten Ordnung messen können und andere sowohl in der zweiten wie in der dritten, so daß die wahrscheinliche Genauigkeit keineswegs gleichmäßig verteilt sein würde. Indessen macht dieser Umstand die obigen Zahlenwerte als Beispiel nicht unbrauchbar.

Eine zweite Reihe von Aufnahmen derselben Gebiete wird darauf von dem Gasspektrum allein gemacht, ohne Hinzufügung des Eisenpektrums. Schließlich macht man einen dritten Satz von Aufnahmen des Gasspektrums unter Verwendung absorbierender Media, um die verschiedenen Ordnungen zu trennen. Nr. 1 und 2 werden durch Äskulinlösung hindurch aufgenommen, und so die dritte Ordnung zum Verschwinden gebracht. Bei Nr. 3 benutzt man Glas, welches ebenfalls das Spektrum dritter Ordnung verschluckt. Für Nr. 4 wird wiederum Äskulin verwendet; hier wird nur das Spektrum erster Ordnung hindurchgelassen.

Die drei Sätze von Photographien werden folgendermaßen behandelt. Bei der ersten Serie werden die Wellenlängen von möglichst vielen Linien gemessen und wie oben angegeben berechnet. Diese Messungen und Berechnungen sind ganz unabhängig von der Ordnung, zu der die Linien gehören, und wir wollen annehmen, daß sie alle ausgerechnet seien, als ob sie zum Spektrum zweiter Ordnung gehörten. Es wird jetzt die zweite Serie von Platten gemessen und die Wellenlängen aller Linien werden wie vorher im Verhältnis ihrer Lage zwischen zwei Linien ausgerechnet; hierzu wählt man an jedem Ende der Platte je eine Linie und entnimmt ihre Wellenlänge den Bestimmungen der ersten Plattenreihe. Hierauf wird eine Fehlerkurve gezeichnet, wie oben angegeben, und dabei die Bestimmung der Wellenlängen aus der ersten Serie zugrunde gelegt. So werden die Längen einiger Linien, die bei den ersten Aufnahmen durch Eisenlinien verdeckt waren, bestimmt, und weiterhin stellen sich vielleicht auch noch einige andere Linien-Korrekturen heraus. Es sind nun bisher alle Linien gemessen und berechnet, als ob sie in toto zur zweiten Ordnung gehörten. Die Platten mit Spektren zweiter und dritter Ordnung werden jetzt zum Vergleich herangezogen und mit ihrer Hilfe die Linien in die richtigen Ordnungen eingereiht. Man erhält die Werte der Wellenlängen für die erste und dritte Ordnung, indem man ihre für die zweite Ordnung angenommenen Werte mit 2 resp.  $\frac{2}{3}$  multipliziert. Übersieht man die Reichweite der Aufnahmen für verschiedene Ordnungen, so wird man finden, daß einige Gebiete in zwei Ordnungen photographiert sind, nämlich  $\lambda = 3933$  bis  $\lambda = 2900$  in der zweiten und dritten Ordnung und  $\lambda = 3900$  bis  $\lambda = 5800$  in der ersten und zweiten Ordnung. Die Werte, die man für jede Linie in zwei verschiedenen Ordnungen erhält, sollten natürlich übereinstimmen. Umgekehrt bilden solche Bestimmungen von Wellenlängen derselben Linie in verschiedenen Ordnungen für den Beobachter eine höchst wertvolle Kontrolle der Genauigkeit seiner Arbeit.

Es soll noch einmal darauf aufmerksam gemacht werden, daß die obigen Zahlen nur als ein Beispiel für die Arbeitsmethoden ge-

geben sind. Ein Einwand gegen sie könnte sofort erhoben werden, nämlich, daß gewisse Linien nur an den Enden des Spektrums gemessen werden, wo das Spektrum nicht normal ist, da man alle drei Sätze von Aufnahmen für dieselben Bereiche gemacht hat. In Wirklichkeit würden außerdem, wenn man eine hohe Genauigkeit erreichen will, viele Aufnahmen innerhalb von Gebieten gemacht werden müssen, welche von den obigen abweichen, damit man möglichst viel Linien in den letzten beiden Ordnungen messen kann. Ferner hat man die Störungen durch das Spektrum vierter Ordnung bei den Platten 1 und 2 nicht erwähnt; es fällt jedoch bei Gittern, wie man sie gewöhnlich verwendet, die Helligkeit sehr schnell ab, wenn man zu den höheren Ordnungen übergeht; es ist daher unwahrscheinlich, daß sie bei einem so schwachen Spektrum wie dem eines Gases, störend bemerkbar würden. Bei dem Gitter des University College in London ist die vierte Ordnung äußerst schwach. Ein Hauptgesichtspunkt, den man bei solchen Arbeiten mit Gittern nicht aus den Augen verlieren soll, ist der, daß man die Wellenlängen der wichtigen Linien in möglichst viel Ordnungen bestimmt; und gerade durch das Aufsuchen dieser Linien in den höheren Ordnungen erhält man ein Urteil, ob Störungen durch sie zu erwarten sind. Wenn z. B. Linien von der Intensität 10 in der vierten Ordnung gerade noch wahrnehmbar sind, hingegen die von der Intensität 9 nicht mehr, so ist es klar, daß man die Wellenlängen der stärksten Linien in der vierten Ordnung messen kann, ohne weitere Überdeckung fürchten zu müssen.

---

## Achtes Kapitel.

# Die äußersten infraroten und ultravioletten Spektralgebiete.

Wie im zweiten Kapitel beschrieben ist, wurde das Vorhandensein einer infraroten Region im Jahre 1800 von Sir W. Herschel entdeckt. Als er ein sehr empfindliches Thermometer in die verschiedenen Spektralgebiete brachte, um die Wärmewirkung der einzelnen Farben zu bestimmen, fand er, daß die Erwärmung des Thermometers gegen das rote Ende hin zunahm und schließlich außerhalb des sichtbaren Spektrums ein Maximum erreichte. Im Jahre 1835 kam Ampère zu der Überzeugung, daß diese Wärmestrahlen gleicher Natur mit den Lichtstrahlen des sichtbaren Spektrums seien, daß nämlich beide von Wellen desselben Mediums herrührten und sich nur durch ihre Länge unterschieden. Im Jahre 1840 gelang es Sir J. Herschel, das Vorhandensein von Fraunhoferlinien in diesem Teil des Sonnenspektrums dadurch nachzuweisen, daß er ihn auf einen Streifen matten schwarzen Papiere, das mit Alkohol angefeuchtet war, warf. Wenn das Spektrum vollkommen kontinuierlich gewesen wäre, so würde die Zunahme der Temperatur den Alkohol auf allen Stellen, auf die das Wärmespektrum fiel, gleichmäßig zum Verdunsten gebracht haben. In Wirklichkeit war das nicht der Fall; vielmehr blieben einzelne Stellen feucht, eine Erscheinung, welche deutlich auf das Vorhandensein von Absorptionsbändern im Sonnenspektrum hinwies.

Im Jahre 1880 veröffentlichte Abney<sup>1)</sup> eine Tafel von dem infraroten Gebiet des Sonnenspektrums zwischen  $\lambda = 7160$  und  $\lambda = 10000$  Å.-E. Er hatte diese mit Hilfe von Gittern und Prismen nach einem photographischen Verfahren erhalten. Abneys Methode zur Herstellung von photographischen Platten, welche in diesem Gebiete empfindlich sind, ist im Kapitel XI ausführlich beschrieben. Hier

---

<sup>1)</sup> Phil. Trans. **171**. I. 653. 1880; und auch **177**. A. 457. 1886.

soll nur als Gesichtspunkt angegeben werden, daß die gewöhnliche Silberbromidemulsion bei durchfallendem Licht rot erscheint und daher die blauen Strahlen vollständig aufnimmt. Umgekehrt gelang es Abney, eine Emulsion herzustellen, welche in durchgehendem Licht blau war und daher die roten Strahlen absorbierte. Er fand, daß diese Emulsionen bis zu Wellenlängen von 20000 Å.-E. empfindlich waren. Die Herstellung solcher Platten ist äußerst mühsam und, da sie ihre Empfindlichkeit gegen Rot sehr schnell verlieren, so ist diese Untersuchungsmethode seit der glänzenden Arbeit von Abney selbst kaum mehr benutzt worden. Heutzutage kennen wir Verfahren, wie man photographische Platten färben kann, um sie für das rote Ende des Spektrums empfindlich zu machen, ja es sind sogar gewisse Marken im Handel, die speziell für Arbeiten auf diesem Gebiet angefertigt sind. Unter günstigen Bedingungen kann man mit ihnen bis  $\lambda = 9000$  Å.-E. photographieren.

Man darf wohl sagen, daß mit Ausnahme der photographischen Methoden alle gegenwärtigen Meßinstrumente in diesem Spezialgebiet die Wärmewirkung der Strahlen benutzen. Mit Hilfe der modernen Apparate wurde es möglich, äußerst weit in das infrarote Gebiet der Emmissionspektren vorzudringen und Strahlungen mit einer Wellenlänge bis zu  $100 \mu$  (0.1 mm) aufzufinden. Die Arbeiten auf diesem Gebiet sind nach drei Richtungen durchgeführt worden: einmal mußten mit der Erweiterung des Sonnenspektrums die Wellenlängen Fraunhoferscher Linien ermittelt werden; zweitens ließen sich die Wellenlängen und Brechungsindizes verschiedener Medien für sehr lange Wellen bestimmen, und drittens hat man die Verteilung der Energie in dem Spektrum eines absolut schwarzen Körpers gemessen.

Ohne genauer in die historische Entwicklung dieser Arbeiten eindringen zu wollen, möchte ich doch in Kürze auf das Verfahren eingehen, welches man anwendet, um die Lage eines speziellen Strahles im Spektrum zu ermitteln, d. h. ein Verfahren, nach dem man dieses Gebiet in Wellenlängen kalibriert. Benutzt man ein Gitter als Dispersionsapparat, so liefern die Beugungswinkel sofort die Wellenlängen; verwendet man aber Prismen, so fehlt jede Hilfe für eine Wellenlängenbestimmung, da es offenbar unmöglich ist, nach einer Dispersionsformel zu extrapolieren. In letzterem Falle benutzt man Interferenzstreifen und kann durch ihre Auszählung angeben, wie weit man in das unbekannte Gebiet vorgedrungen ist. Sie wurden zuerst von Fizeau und Foucault<sup>1)</sup> im Jahre 1847 angewendet. Im Jahre 1879 veröffentlichte Mouton einen Bericht über einige Messungen von langen Wärmestrahlen, bei denen er Interferenzstreifen verwandte. Diese Streifen wurden auf folgende Weise erzeugt<sup>2)</sup>: eine Quarzplatte, welche parallel zu ihrer optischen Achse geschnitten ist, wird zwischen zwei Nikols senkrecht zur Richtung des Lichtstrahls gebracht. Der Hauptschnitt der Quarzplatte bildet daher einen Winkel von  $45^\circ$  mit den Hauptschnitten des Nikols. Unter diesen Umständen

---

1) Comptes rendus. **25**. 447. 1847.

2) Ann. Chim. Phys. (5). **18**. 145. 1879.

erhält man zwei Komponenten, welche mit einer Phasendifferenz von  $\frac{e(\mu_e - \mu_o)}{\lambda}$  interferieren. Hier bedeuten  $\mu_e$  und  $\mu_o$  die Indizes des ordentlichen und des außerordentlichen Strahles,  $e$  die Plattendicke und  $\lambda$  die Wellenlänge. Ist dieser Ausdruck gleich  $\frac{2k+1}{2}$ , worin  $k$  eine ganze Zahl bedeutet, so wird ein dunkles Band auftreten. Da  $k$  die Ordnungsnummer dieses Streifens darstellt, so braucht man sie nur für einen Streifen zu kennen und weiß sie dann für alle, weil sie von Streifen zu Streifen je um eine Einheit zunimmt. Aus der obigen Beziehung läßt sich die Wellenlänge, welche irgend einem Streifen entspricht, nach der Gleichung

$$\lambda = \frac{2e(\mu_e - \mu_o)}{2k + 1}$$

finden, wenn  $e$ ,  $k$  und die Brechungsindizes bekannt sind.

Offenbar genügt es nicht,  $e$  nach den gewöhnlichen Methoden zu bestimmen, vielmehr muß man ein optisches Verfahren anwenden. Dieses bestand nach Mouton darin, daß er das Licht von dem letzten Nicol auf den Spalt eines Spektrometers fallen ließ, welches mit einem Gitter versehen war. Durch Ausmessung der Ablenkungen zweier Streifen, deren Wellenlänge ihm bekannt war, konnte er dann die Werte von  $e$  und  $k$  ausrechnen. Hierzu mußte er die Werte von  $\mu_e - \mu_o$  für die benutzten Wellenlängen kennen; er erhielt sie durch Interpolation aus der wohlbekannten Dispersionsformel von Cauchy  $\mu_e - \mu = \alpha + \frac{\beta}{\lambda^2}$ , worin  $\alpha = 0.0088205$  und  $\beta = 0.0001093$  ist.

Diese Konstanten wurden durch Beobachtung im sichtbaren Spektrum erhalten, sie dürfen also nicht zu einer Extrapolation im Infrarot benutzt werden. Hatte er also die Werte von  $e$  und  $k$  ermittelt, so mußte  $\mu_e - \mu_o$  von von neuem in dem Infrarot durch die

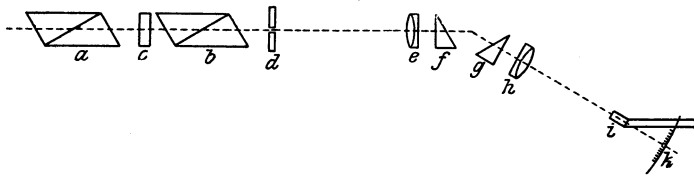


Fig. 85.

Interferenzstreifen bestimmt werden, und hieraus wurden dann die zugehörigen Wellenlängen abgeleitet. Dies geschah bei Mouton mit Hilfe eines gewöhnlichen Spektrometers, das mit einem Thollonschen Prismenpaar (vergl. Seite 47) versehen war. In Fig. 85 ist eine Zeichnung dieses Apparates gegeben.  $a$  und  $b$  sind die beiden Nikols,  $c$  die Quarzplatte,  $d$  der Spalt des Spektrometers,  $f$  und  $g$  das Prismenpaar und  $i$  eine empfindliche Thermosäule, die in den Brennpunkt der Fernrohrlinse gebracht war und mit deren Hilfe man

die Lage der schwarzen Interferenzen, der „kalten“ Bänder im Wärmespektrum auffindet.

Im Jahre 1881 kam die erste Kunde von Prof. S. P. Langleys Bolometer<sup>1)</sup>, welcher einen außerordentlich großen Fortschritt gegen die bis dahin benutzten Apparate bedeutete. Dieses Instrument, welches Langley aktinische Wage oder Bolometer nannte, ist ein elektrisches Widerstands-Thermometer, d. h. ein Instrument, welches die Temperaturen in Größen der Widerstandsänderungen eines sehr feinen Metallstreifens mißt. Die elementare Theorie des Instruments ist folgende:

Der Strom einer Batterie teilt sich bei A (Fig. 86) in zwei Hälften, von denen die eine durch einen langen gebogenen Metallstreifen a hindurchgeht und die andere durch einen genau gleichen Streifen b; beide Teile vereinigen sich wieder in B und gehen von da zur Batterie zurück.

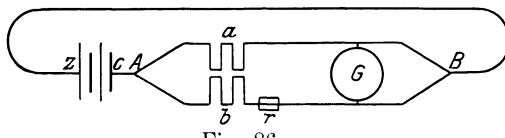


Fig. 86.

Wenn der Widerstand beider Zweige gleich ist, so fließen in beiden gleiche Strommengen; wächst aber der Widerstand des einen Zweiges, so nimmt in ihm die Stromstärke ab und durch das Galvanometer G fließt ein gewisser Betrag, welcher der Widerstandsdifferenz zwischen beiden Zweigen direkt proportional ist. Werden nun a und b aus demselben Blech geschnitten und besitzen sie dieselbe Länge, so sollten beide bei der gleichen Temperatur auch den gleichen Widerstand haben. In Wirklichkeit ist das nicht immer der Fall, man schaltet daher bei r einen Widerstandskasten ein, um den kleinen Unterschied zwischen a und b und ebenso in den Zuleitungen beider Zweige zu kompensieren. Wir wollen jetzt annehmen, beide Zweige a und b besäßen dieselbe Temperatur

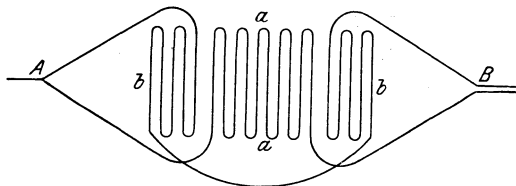


Fig. 87.

und der Widerstand sei abgeglichen, so wird kein Strom durch G fließen; wenn aber a oder b erwärmt wird, so wird der Widerstand sofort zunehmen, das Gleichgewicht wird gestört und die Galvanometernadel um einen Betrag abgelenkt, welcher der Temperaturdifferenz zwischen a und b proportional ist. Bei dem Versuch werden a und b nahe zueinander gebracht, um sicher zu stellen, daß Änderungen der Zimmertemperatur beide in gleicher Weise treffen; ein Faden wird jetzt der Strahlung ausgesetzt, der andere bleibt geschützt. Die Anordnung der Streifen ist aus Fig. 87 zu ersehen, wo eine gleiche Zahl von Windungen von b diejenigen

<sup>1)</sup> Am. Journ. of Science. (3.) 21. 187. 1881; Chem. News. 43. 6. 1881. Ann. Chim. Phys. 24. 275. 1881.

von a einschließt. Diese Streifen bestehen aus sehr dünnem Stahl oder Platin. Sie werden entsprechend obigem Schema auf Ebonitrahmen (Fig. 88<sup>1)</sup>) gewickelt und diese Rahmen werden in einer hölzernen oder einer Ebonitröhre montiert, wie man aus Fig. 89<sup>1)</sup> bei B ersieht.

Die Anordnung der Streifen auf den Rahmen ersieht man deutlich aus Fig. 88, wo sie als punktierte Linien eingezeichnet sind.

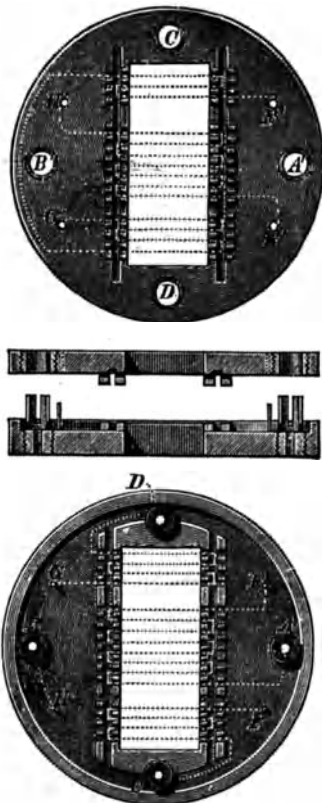


Fig. 88.

Der mittlere Teil der Streifen auf jedem Rahmen bildet den einen Wagebalken, die Außenteile den anderen. Der obere Ebonitrahmen paßt genau auf den unteren und die Streifen auf beiden Rahmen sind so angeordnet, daß, wenn beide Scheiben aufeinander liegen, die Streifen auf dem einen Rahmen in die Zwischenräume der Streifen des anderen passen. Diese Einrichtung ist getroffen, um eine möglichst große Streifenoberfläche für die Bestrahlung zu schaffen. Die zwei zusammengesetzten Scheiben werden in einem Ebonit- oder Holzrohr montiert, welches in B (Fig. 89) abgebildet ist. Ein Schirm K ist in der Röhre unmittelbar vor den Scheiben angebracht, um den äußeren Streifensatz vor der Bestrahlung zu schützen. Die Diaphragmen SS (Fig. 89) sollen die Luftströmungen in der Röhre verringern.

Der in Fig. 88 und 89 abgebildete Apparat ist veraltet. Der neuerdings von Langley<sup>2)</sup> benutzte ist jedoch zu kompliziert, um in kleinem Maßstabe reproduziert zu werden. Es soll nur erwähnt werden, daß, wenn das Bolometer in Gebrauch ist, durch die Zweige dauernd ein Strom fließt, dessen Betrag für jeden Zweig bei gleicher Temperatur genau derselbe ist.

Das hier beschriebene Instrument ist als Flächenbolometer bekannt, d. h. ein Bolometer, welches der Strahlung eine beträchtliche Fläche darbietet. Ein solches Instrument ist für die Messung von Spektrallinien nutzlos. In diesem Fall werden die oben abgebildeten Sätze von Streifen je durch einen oder mehrere Streifen ersetzt, welche hochkant gestellt sind, so daß sie eine sehr schmale Linie bilden und der Strahlung eine möglichst kleine Oberfläche bieten. Je kleiner die Winkelgröße des bestrahlten Streifens ist, um so ge-

<sup>1)</sup> Aus Kayser, Spektroskopie. Bd. I. (S. Hirzel, Leipzig).

<sup>2)</sup> Annals of the Astrophysical Observatory Washington I.

nauer werden die Bestimmungen der Lage von Spektrallinien ausfallen. Mit den früheren Formen dieses Apparats konnte Langley eine Temperatursteigerung von  $0.00001^{\circ}$  C. messen und mit dem späteren Instrument erreichte er eine Empfindlichkeit von  $0.000001$  C. In der endgültigen Form wurde nur ein Streifen von 0.5 mm Breite und 0.002 mm Dicke exponiert.

Mit diesen Bolometern untersuchte Langley das Wärmespektrum der Sonne und maß zunächst die durch die Erdatmosphäre verursachte Absorption. Er machte dazu Beobachtungen bei höherem und niederem Stande der Sonne am Himmel und brachte auch den ganzen Apparat auf eine fast 15000 Fuß hohe Station auf dem Mount Whitney<sup>1)</sup>.

Die ersten Beobachtungen des infraroten Spektrums wurden mit Hilfe eines Flintglasprismas als zerstreuem Apparat gemacht und Langley veröffentlichte eine Tafel<sup>2)</sup>, auf der die Abszissen den durch das Prisma hervorgebrachten Ablenkungen proportional waren. Um die Wellenlänge der Absorptionsstreifen auf dieser Tafel zu messen, wurde folgendermaßen vorgegangen<sup>3)</sup>: Die Sonnenstrahlen wurden zuerst durch ein Gitter gebeugt und dann noch einmal durch ein Prisma gebrochen. Auf diese Weise erhielt man die Brechungsindizes für Strahlen von bekannter Wellenlänge; weiter diente das Prisma dazu, die verschiedenen übereinander gelagerten, vom Gitter hervorgebrachten Ordnungen des Spektrums zu trennen. Einen Grundriß des Apparats gibt die Figur 90. Von einem Heliostat fallen die Sonnenstrahlen auf den Konkavspiegel M, welcher sie auf den Spalt S eines Konkavgitter-Apparates konzentriert. Dieser Spalt wird vor der großen Hitze durch eine durchlochte Eisenplatte geschützt, Von hier fallen die Strahlen auf das Konkavgitter G, welches von ihnen bekanntlich auf dem punktierten Kreis ein Spektrum entwirft. Bei  $S_2$ , wo die photographische Platte oder das Okular sich gewöhnlich befindet, um die normalen Spektra zu beobachten, ist ein zweiter Spalt, welcher einen Teil eines Prismenspektrometers bildet, dessen Linsen durch  $L_1$  und  $L_2$  auf Fig. 90 angedeutet sind, das Prisma durch P. Die zweite

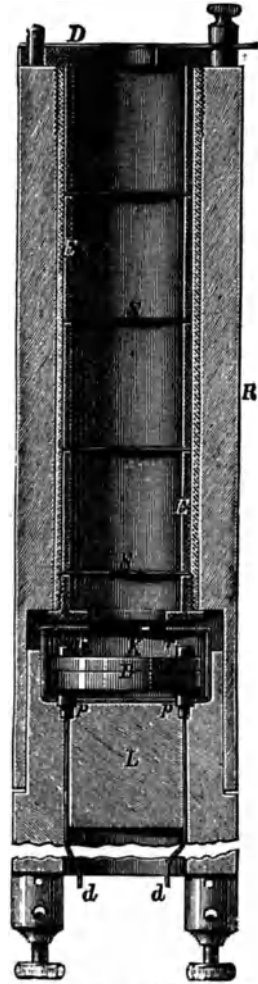


Fig. 89.

1) Langley, Nature. **26**. 314. 1882; Brit. Ass. Rep. 1882. p. 459.

2) Phil. Mag. (5.) **15**. 153. 1883.

3) Phil. Mag. (5.) **17**. 194. 1884.



Linse entwirft ein Bild von  $S_2$  auf das Bolometer bei B. Der Arm, welcher das Bolometer trägt, dreht sich im Kreise um einen Punkt

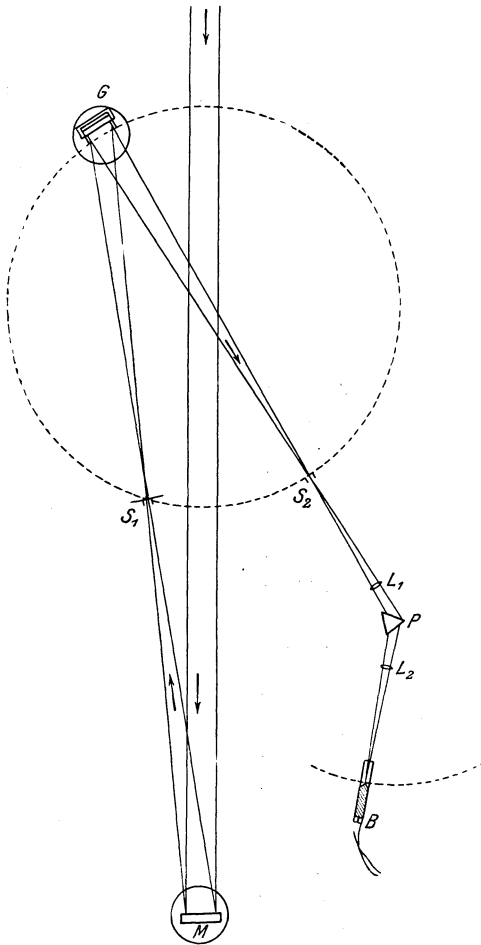


Fig. 90.

unter dem Prisma und es ist eine Einrichtung getroffen, welche das letztere stets in der Stellung des Minimums der Ablenkung hält. Die durch das Prisma hervorgerufene Ablenkung ließ sich bis auf 1' genau ablesen. Das Gitter war von Rowland gezogen mit 18050 Linien, 142 auf den Millimeter, auf einem sphärischen Spiegel von 1.63 Meter Brennweite.

Die Versuchsmethode mit dem Apparat kann sehr kurz beschrieben werden, am besten mit Langleys eigenen Worten: „Wenn der Apparat ordentlich eingestellt ist und das Sonnenlicht durch den Heliostaten die richtige Richtung erhalten hat, läßt man die sichtbare Fraunhoferlinie  $D_2$  vom Spektrum dritter Ordnung des Gitters auf den Spalt  $S_2$  des Spektrobolometers fallen. Dann gehen durch diesen Spalt, der Theorie des Gitters entsprechend, Strahlen von folgenden Wellenlängen:

0.589  $\mu$ , dritter Ordnung,  
 0.888  $\mu$ , zweiter „ <sup>1)</sup>  
 1.767  $\mu$ , erster „

Nachdem das Prisma entfernt und das Fernrohr richtig eingestellt war, zeigte sich im Brennpunkt des Objektivs ein Bild von  $S_2$ . Bei der Prüfung mit dem Bolometer, dessen Fläche von einem Schirm mit einem 2 mm weiten Spalt bedeckt war, ergab sich eine Ablenkung der Galvanometernadel von 30 Skalenteilen. Nun wurde das Prisma wieder an seinen Platz gebracht und man suchte die Ablenkungswinkel für die drei Strahlen. Der erste, d. h.  $D_2$ , gab eine Ablenkung von  $47^\circ 41'$ . Der dritte wurde gefunden, indem man

<sup>1)</sup> In Langleys Veröffentlichung ist dies irrtümlich als 1.178  $\mu$  angegeben.

das Bolometer in dem Gebiet, wo man den Strahl vermutete, solange hin und her drehte, bis das Maximum der Wärmewirkung erreicht war. Die Schlitze wurden dann verengert, um die Genauigkeit der Ablesung zu erhöhen, und schließlich wurde die Ablenkung des Strahles  $\lambda = 1.767 \mu$  zu  $45^\circ 10'$  gefunden. In dieser Weise fortfahrend, fand man die Ablenkung für mehrere verschiedene Strahlen und konstruierte eine Dispersionskurve für das Prisma.“

Bei der ersten Untersuchung mit diesem Apparat brachte Langley seine Messungen bis  $\lambda = 2.03 \mu$ . Nach dieser Arbeit wurde das Instrument nach vielen Richtungen sehr verbessert. Größere Empfindlichkeit bei dem Bolometer und Galvanometer wurde erreicht, auch machte man die Linsen und Prismen aus Steinsalz, welches die vom Glas ausgeübte Absorption ausschied.

Bei einer späteren Untersuchung<sup>1)</sup> über die infraroten Sonnen- und Mondspektren fand Langley, daß die Grenze des ersteren praktisch bei  $\lambda = 5 \mu$  liegt, daß aber Spuren bis zu einer auf  $\lambda = 18 \mu$  geschätzten Grenze sich nachweisen ließen. Es ist wahrscheinlich, daß in diesem Teil des Sonnenspektrums die Wärmeenergie sehr stark von der Atmosphäre absorbiert wird. In dem Mondspektrum liegt das Maximum zwischen 13 und 14  $\mu$  und nach diesen und anderen Beobachtungen schätzt Langley die Temperatur des Mondes bei Sonnenschein auf nicht mehr als  $0^\circ$ .

In seiner letzten Arbeit über das Sonnenspektrum benutzte Langley einen neuen Apparat<sup>2)</sup>. Das Licht von einem 20 zölligen Siderostaten ging durch den Spalt eines horizontalen Kollimators, welcher eine Linse aus Steinsalz von 17 cm lichter Öffnung und 10 m Brennweite besaß. Diese Linse warf den Strahl auf ein Prisma oder Gitter. Das Prisma bestand aus Steinsalz, war 18.5 cm hoch, an der Oberfläche 13 cm breit und hatte einen Brechungswinkel von  $60^\circ$ . Die Winkelbreite des Bolometerfadens war durch Benutzung einer Fernrohrlinse von 5 m Brennweite bis zu 2 Bogensekunden verringert. Hierdurch wurde die Empfindlichkeit vergrößert und durch weitere Verbesserungen des Galvanometers wurde der Apparat in den Stand gesetzt, eine Temperaturänderung von  $0.000001^\circ \text{C}$  anzuzeigen. Das Spektrometer gehörte zu dem Typus mit festem Arm, so daß man durch Drehung des Prismas das Spektrum über den Bolometerfaden entlang streichen lassen konnte. Um die Galvanometerablesungen aufzuzeichnen, wurde eine automatische, selbstregistrierende Methode benutzt. Der Lichtfleck, welcher von dem Galvanometerspiegel reflektiert wurde, bildete sich auf einem breiten Streifen von lichtempfindlichem Papier ab. Diesen Papierstreifen ließ man langsam in vertikaler Richtung wandern und erhielt so eine wahrheitsgetreue Aufzeichnung der Exkursionen der Lichtpunkte. Gleichzeitig wurde das Prisma langsam gedreht und deshalb zeigten die Aufzeichnungen genau alle Temperaturänderungen des Bolometers, während das Spektrum darüber hinzog. Auch entsprachen

1) Phil. Mag. **26**. 505. 1888. und **29**. 31. 1890.

2) Brit. Ass. Rep. 1894. S. 465; and Nature **51**. 12. 1894.

sich die Bewegungen des empfindlichen Papiere und des Prismas genau, so daß die Winkelstellung des Prismas, welche zu einem Galvanometerausschlag gehörte, gleich ermittelt werden konnte. Da die Dispersion des Prismas bereits bekannt war, so konnte man auf diesem Wege die Wellenlänge jeder Spektrallinie, die auf dem Papierstreifen angegeben war, sofort finden, sowie auch nach der Größe der Exkursion des Lichtpunktes ihre Intensität schätzen. Die Empfindlichkeit dieses Apparates reichte aus, um die D-Linien weit auseinander zu ziehen und die dazwischen liegende Nickellinie zu zeigen. Fig. 91 bildet einen Teil der Bolographenaufzeichnungen ab. Sie ist mit Erlaubnis Prof. Langleys aus den Annalen des astrophysikalischen Observatoriums in Washington entnommen. Mit Hilfe dieses Apparates nahm Langley das Sonnenspektrum bis zu  $5.5 \mu$  auf und beobachtete 700 Linien zwischen A und dieser Grenze.

Ogleich Langley lange Jahre der einzige Arbeiter auf diesem Gebiete war, so waren doch, ehe er seine letzten Resultate veröffentlichte, von anderen Gelehrten auf benachbarten Gebieten Untersuchungen begonnen und durchgeführt worden. Unter diesen war eine Arbeit von Carvallo über die Dispersion des Fluorits unter dem Titel „Spectres Calorifiques“<sup>1)</sup> in den Jahren 1893 und 1894 ausgeführt worden. Das Hauptinteresse dieser Veröffentlichung liegt in der Verbesserung, die er an Moutons oben beschriebener Methode anbrachte. Moutons Methode beruhte ja auf der Benutzung der schwarzen Streifen, die im Spektrum nach dem Vorgang von Fizeau und Foucault mit zwei Nikols und einer dazwischen gestellten Quarzplatte erzeugt waren. Diese schwarzen Bänder wurden in derselben Weise nutzbar gemacht wie die Fraunhoferschen Linien in dem sichtbaren Spektrum, indem die Brechungsindizes für die Punkte geringster Intensität in den schwarzen Bändern gemessen wurden. Carvallo war mit der Benutzung dieser Punkte geringster Intensität nicht einverstanden, weil die Änderung der Intensität an diesen Stellen sehr langsam vor sich geht, und daher die Einstellung von Thermosäule oder Bolometer einigermaßen ungenau ist. Es ist vorzuziehen, daß man Gebiete benützt, wo die Intensitätsänderung am größten ist, d. h. halbwegs zwischen der Mitte eines schwarzen Bandes und der Mitte eines leuchtenden Bandes. An diesen Stellen ist die Phasendifferenz zwischen den interferierenden Strahlen gleich einer ganzen Zahl von Wellen  $\pm \frac{\lambda}{4}$ . Wenn jetzt  $\varphi$  die Phasendifferenz ist, so läßt sich die

Intensität  $i$  des Spektrums aus der Gleichung  $i = I \cos^2 \pi \varphi$  berechnen, wo  $I$  die Intensität des einfallenden Lichtes bedeutet. Dreht man jetzt entweder den Analysator oder den Polarisator um  $90^\circ$ , so daß sie sich kreuzen statt parallel zu stehen, wie bei Mouton, dann wird die Intensität die zu  $i$  komplementäre; sie hat dann den Wert  $i' = I \sin^2 \pi \varphi$ . Hierauf basierte Carvallo zwei Versuchsmethoden: bei der ersten maß er mit der Thermosäule sowohl  $i$  wie  $i'$ , das eine mit parallelem, das andere mit gekreuzten Nikols und fand hieraus

1) Ann. Chim. u. Phys. (7.) 4. 5. 1895.

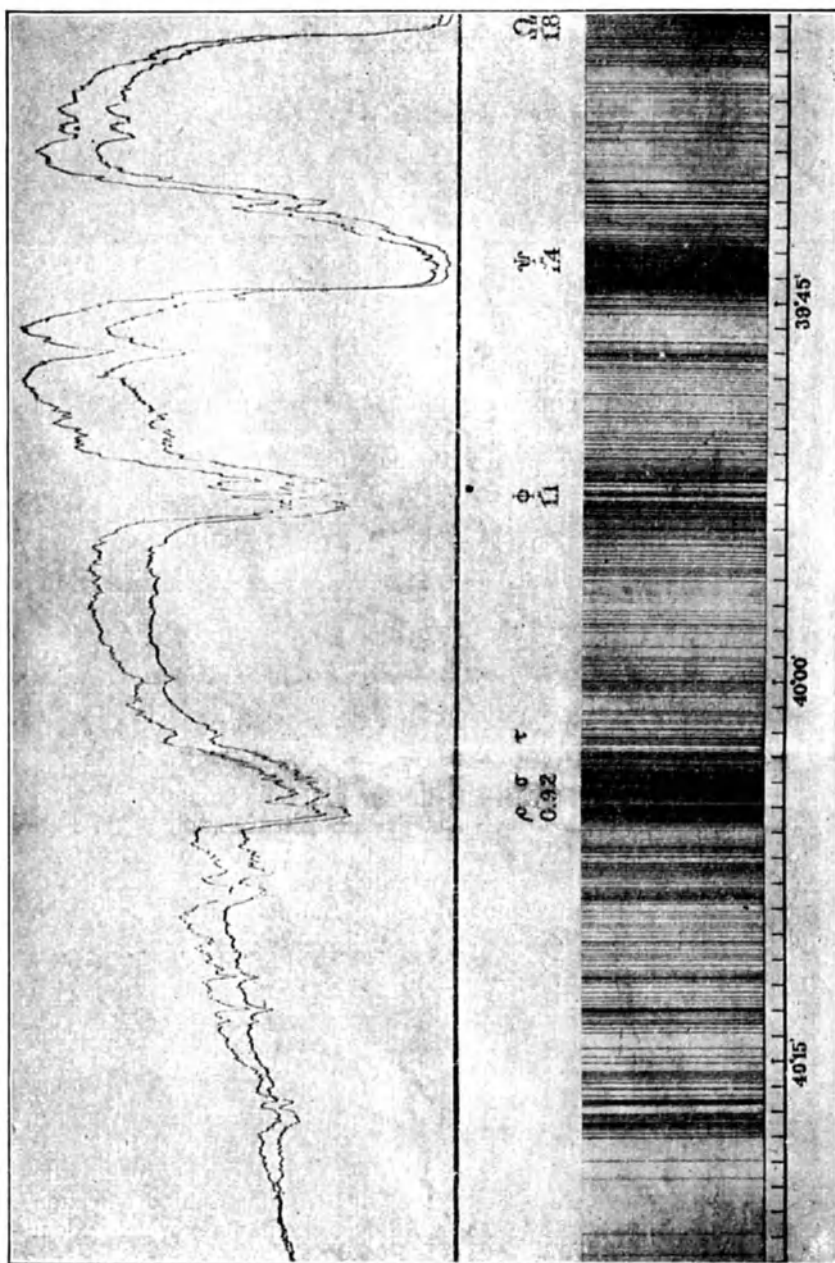


Fig. 91.

den Wert  $\frac{i-i'}{i+i'}$ , der, wie man sieht, gleich  $\cos 2\pi\varphi$  ist. Wird jetzt  $\varphi = k \pm \frac{\lambda}{4}$ , wo  $k$  eine ganze Zahl von Wellen bedeutet, so ist natürlich  $\cos 2\pi\varphi = 0$ ; durch eine Reihe von Beobachtungen findet man daher die Ablenkung, welche dem Ausdruck  $\frac{i-i'}{i+i'} = 0$  entspricht. Dies ist dann eine Stelle, wo die Phasendifferenz gleich einer ganzen Zahl von Wellen  $+\frac{\lambda}{4}$  ist. Bei der zweiten Methode wird Quarzplatte und Analysator zwischen Prisma und Fernrohr gesetzt und der Analysator so gedreht, daß seine Doppelbrechung benutzt wird und zwei Spektre, eines unmittelbar über dem anderen, in dem Fernrohr erscheinen. Die Intensität des einen ist dann gleich  $i$ , die des anderen gleich  $i'$ . Diese beiden Spektre läßt man auf zwei Zweige einer Differentialthermosäule fallen, so daß  $i-i'$  automatisch durch das Galvanometer gemessen wird. Wie vorher wird die Stellung des Fernrohrs gesucht, für welche  $i-i'$ , und daher auch  $\cos 2\pi\varphi$ , gleich Null ist. Nach dieser Methode maß Carvillo die Brechungsindizes von Fluorit zwischen  $\lambda = 1.849 \mu$  und  $\lambda = 0.39681 \mu$  (H-Linie)<sup>1)</sup>.

Eine beträchtliche Zahl wichtiger Arbeiten wurde von Rubens ausgeführt. Er maß die Dispersion verschiedener Körper für Strahlen von sehr großer Wellenlänge. Die erste Veröffentlichung von Rubens behandelte die Dispersion der infraroten Strahlen<sup>2)</sup>. Bei dieser Untersuchung ermittelte er die Brechungsindizes sehr vieler Substanzen mit Hilfe des Bolometers und benutzte dabei die Interferenzbänder wie Mouton als Wegweiser. Doch erzeugte er sie auf einem anderen Wege, indem er nämlich den Strahl einer künstlichen Lichtquelle in das Spektroskop von den zwei parallelen Grenzen einer dünnen Luftschicht reflektieren ließ. Die Bestimmung der Wellenlänge, welche der Mitte dieser Streifen entspricht, ist einfacher als in dem Fall der von Mouton benutzten Bänder von Fizeau und Foucault. Ist  $m$  die Ordnungszahl eines speziellen Bandes,  $d$  die Dicke der Luftschicht und  $\alpha$  der Winkel, unter dem die Luftplatte gegen den einfallenden Strahl geneigt ist, so hat man

$$m\lambda_1 = 2d \cos \alpha = k$$

und  $(m+1)\lambda_2 = 2d \cos \alpha = k$  usw.

Durch die Beobachtung mehrerer Bänder im sichtbaren Spektrum ist man in der Lage, die Werte von  $m$  und ebenso die Konstante  $k$  zu bestimmen. Ist die Ordnungszahl  $m$  für irgend ein Band ermittelt, so sind die Zahlen von allen mit einem Male bekannt, weil zwei benachbarte Streifen immer nur um die Einheit differieren und weil man weiß, daß bei Verfolgung der Streifen gegen das Rot zu die Ordnungszahlen abnehmen. Ist jetzt  $n$  die Ordnungszahl des letzten sichtbaren Streifens im Rot, so ist die Wellenlänge, welche dem

1) Vergl. S. 72.

2) Wied. Ann. 45. 238. 1892.

ersten Band im Infrarot entspricht, gleich  $\frac{k}{n-1}$ . Die Lage der Streifen wurde mit Hilfe eines Bolometers ermittelt. Rubens benutzte zwei Exemplare, welche die Empfindlichkeit  $5 \times 10^{-6}$  und  $8 \times 10^{-6}$  Grad Celsius besaßen. Er maß die Dispersion von feinen Kron- und Flintgläsern verschiedener Zusammensetzung, von Wasser, Xylol, Benzol, Schwefelkohlenstoff, Quarz, Steinsalz und Flußspat bis zu  $\lambda = 3.0 \mu$ , wo die Absorption beginnt. Für die drei letztgenannten Substanzen reichten die Messungen bis  $\lambda = 3.05 \mu$ . Ferner publizierten Rubens und Snow<sup>1)</sup> die Resultate ihrer Messungen der Dispersion von Steinsalz, Sylvin und Flußspat. Sie benutzten dieselben Apparate und Methoden, aber die Empfindlichkeit des Bolometers war auf  $3 \times 10^{-6}$  Grad Celsius gebracht. In seiner nächsten Untersuchung<sup>2)</sup> über die Dispersion des Flußspats änderte Rubens seine Versuchsanordnung und übernahm diejenige von Langley, nämlich die Kombination von Gitter und Prisma. Er verwandte zwei Gitter, die er herstellte, indem er Draht um einen Rahmen wickelte; das eine Mal Golddraht von 0.0331 mm Durchmesser, das andere Mal Kupferdraht von 0.0250 mm<sup>3)</sup>. Diese Gitter waren so angefertigt, daß der Zwischenraum zwischen zwei benachbarten Windungen genau gleich der Dicke der Drähte war; d. h. bei Gitter Nr. 1 betrug die Gitterkonstante 0.0662 mm und bei Nr. 2 war sie 0.0500 mm. Unter diesen Umständen (vergl. Kap. VI S. 125) fehlen die geraden Ordnungen der Spektren und nur die ungeraden sind vorhanden, welche dementsprechend heller sind. Bei den beiden erwähnten Gittern waren die Spektren fünfzehnter resp. dreizehnter Ordnung sehr gut. Das Bolometer blieb dasselbe wie bei der letzten Arbeit und die Messungen wurden bis  $\lambda = 6.48 \mu$  ausgedehnt.

In seinen nächsten Publikationen<sup>4)</sup> erweitert Rubens seine Messungen und zeigt die Anwendbarkeit der Ketteler-Helmholtz'schen Dispersionsformel; da aber die Konstanten, die er für diese Formel erhielt, nicht mit den aus späteren Messungen ermittelten übereinstimmten, so brauchen wir hier nicht näher auf sie einzugehen.

Um die letzten Arbeiten von Rubens zu verstehen, in denen er die Dispersion von Substanzen für Wärmestrahlen größter Wellenlänge behandelt, ist es nötig, auf die Untersuchung einzugehen, in welcher das Vorhandensein dieser Strahlen und die Methode ihrer Behandlung entdeckt wurde. Im Jahre 1896 studierte Nichols in Rubens' Laboratorium das Reflexionsvermögen verschiedener Substanzen, besonders des Quarzes und fand, daß metallische Reflexion bei dem letzteren für Strahlen von etwa  $\lambda = 9 \mu$  vorhanden ist. Folgendes ist in Kürze der verwendete Apparat. Die Strahlen von einem Linnemannschen Zirkonbrenner wurden von einer polierten ebenen Quarzplatte reflektiert und durch eine Steinsalzlinsen auf dem Spalt eines Spektrometers vereinigt. Ein Flußspatprisma diente als

1) Wied. Ann. **46**. 529. 1892.

2) a. a. O. **51**. 381. 1894.

3) a. a. O. **49**. 594. 1893.

4) a. a. O. **53**. 267. 1894. und **54**. 476. 1895.

Dispersionsapparat und zum Nachweis der Strahlen wurde ein Radiometer benutzt. Es mag erwähnt werden, daß Rubens die Dispersion des Flußspates bereits gemessen hatte, so daß die Wellenlängen der benutzten Strahlen aus der Dispersionskurve dieser Substanz entnommen werden konnten. Das Radiometer, welches Nichols für seine Arbeit benutzte, war eine modifizierte Form des ursprünglich

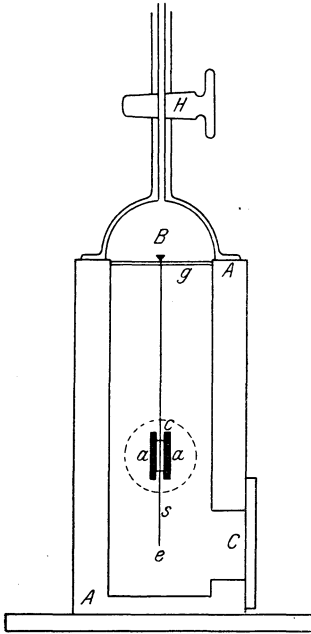


Fig. 92.

von Crookes angegebenen Instrumentes, in dem vier Glimmerflügel, die sorgfältig im Vakuum auf einer Mittelachse ausbalanciert sind, sich drehen, wenn sie in den Weg von strahlender Energie gebracht werden. In Nichols<sup>1)</sup> Form dieses Apparates sind die Glimmerflügel an einem Quarzfaden aufgehängt und der Winkel, um den sie aus ihrer Gleichgewichtslage gedreht werden, wird durch die Verschiebung eines Lichtpunktes gemessen. Dieser wird, wie bei einem Galvanometer von einem sehr kleinen Spiegel reflektiert, den die Flügel tragen. Folgendes ist eine Beschreibung des Apparats, der in Fig. 92 abgebildet ist.

Das Gehäuse besteht aus einem Bronzezylinder A, der bis auf 5 mm vom Boden ausgebohrt ist. Dieser Zylinder ist auf einer mit Stellschrauben versehenen Unterlage aufgestellt. Ein Glasdeckel B ist genau auf den oberen Rand von A aufgeschliffen und eine Röhre mit einem Hahn H verbindet den Apparat mit einer Luftpumpe. Bei g ist eine schmale Brücke,

von der an einem Quarzfaden zwei Glimmerflügel aa herunterhängen, die an der Vorderseite geschwärzt sind; an ihnen ist ein sehr dünner Glasfaden s mit einem kleinen Spiegel e befestigt. Das Gewicht des ganzen am Quarzfaden hängenden Apparats beträgt nur sieben Milligramm. Bei cc sind zwei Öffnungen in A, von denen die eine mit einer Messingröhre versehen ist. Diese wird mit einer Flußspatplatte geschlossen, durch welche die Strahlen auf die Glimmerflügel fallen. Die andere Öffnung ist mit einer Glasplatte geschlossen und dient dazu, Licht zur Beleuchtung des Spiegels e durchzulassen.

Man ließ die Strahlen nur auf einen Flügel fallen; der andere diente als Gegengewicht; der Apparat war so empfindlich, daß die Wärmeenergie einer Kerze in sechs Meter Entfernung die Ablenkung des Lichtfleckes über 60 Teilstriche einer  $1\frac{1}{3}$  Meter entfernten Skala verursachte. Nichols behauptet, daß dieses Radiometer folgende Vorzüge vor der Thermosäule und dem Bolometer hat: es bleibt von elektrischen und magnetischen Störungen unbeeinflusst, kann zerstreute

1) Wied. Ann. 60. 402. 1897.

Strahlungen besser kompensieren und wird endlich durch Luftströmungen nicht gestört. Dagegen muß andererseits eingewendet werden, daß es nicht so transportabel ist wie das Bolometer oder die Thermosäule und ferner, daß alle untersuchten Strahlen durch das Radiometerfenster gehen müssen, daß sie also einen gewissen Verlust durch Reflektion und Absorption erleiden.

In Nichols Apparat war durch eine Anordnung von Spiegeln erreicht, daß das Fernrohr nicht bewegt zu werden brauchte; das Spektrum wurde durch einfache Umdrehung des Flußspatprismas vor dem Spalt vorbeigeführt. Die Wellenlängen der Strahlen ergaben sich aus der Größe der Ablenkung unter Benutzung von Paschens Werten der Dispersion von Flußspat<sup>1)</sup>.

Mit diesem Apparat wurde gefunden, daß eine polierte Quarzplatte ein Reflektionsvermögen von etwa 0.33% bei  $\lambda = 7.4 \mu$  hat, und bei  $\lambda = 8.5 \mu$  betrug es ungefähr 75%, gleich dem von poliertem Silber für ultraviolettes Licht. Als man den Betrag von durchgelassenem Licht prüfte, fand sich, daß eine vollständige Absorption bei Strahlen zwischen  $\lambda = 8 \mu$  und  $\lambda = 9 \mu$  stattfindet.

Dieser Arbeit folgt unmittelbar eine von Rubens und Nichols<sup>2)</sup>, welche sich mit der metallischen Reflektion beschäftigt, die bei Quarz und anderen Substanzen auftritt. Die Untersuchungsmethode war der von Nichols angewandten sehr ähnlich, aber die Strahlen von der Wärmequelle mußten drei oder vier Reflektionen durchmachen, ehe sie in das Spektrometer eintraten. Man benutzte ein Gitter, das durch Umwickeln eines Rahmens mit Silberdraht gemacht war, und da der Draht 0.1858 mm dick war und die Gitterkonstante 0.3716, so mußten die Spektren der geraden Ordnungen fortfallen. Man benutzte ein Bolometer mit feinen 0.5 mm breiten und 0.01 mm dicken Platinstreifen; ebenso ein Radiometer, dem von Nichols gebrauchten in jeder Hinsicht gleich, einzig ausgenommen, daß die Flußspatplatte entfernt und das Glimmerfenster durch eine 2.5 mm dicke Platte von Silberchlorid ersetzt war. Dieses Instrument konnte jedoch nicht für Strahlen von größter Wellenlänge benutzt werden wegen ihrer Absorption durch das Chlorsilber. Rubens hat diese durch metallische Reflektion gewonnenen Strahlen „Reststrahlen“ genannt und hat ihre Eigenschaften für viele Substanzen untersucht, von denen für unseren gegenwärtigen Zweck Quarz und Flußspat die wichtigsten sind. Bei dem ersteren wurde gefunden, daß die metallische Reflektion an drei Punkten des Spektrums stattfand, bei  $\lambda = 8.50 \mu$ ,  $\lambda = 9.02 \mu$  und  $\lambda = 20.75 \mu$ , von denen die beiden ersten mit den von Nichols gefundenen übereinstimmen und die letzte jetzt allgemein als der Reststrahl von Quarz bekannt ist. Bei dem Flußspat haben die Reststrahlen eine Wellenlänge von  $\lambda = 24.4 \mu$ , und wenn sie durch eine Silberchloridplatte gegangen sind, eine Wellenlänge von  $\lambda = 23.7 \mu$ . Sie zeigen dadurch, daß die Strahlen von der mittleren Wellenlänge  $\lambda = 24.4 \mu$  nicht gleichartig sind. Ferner wurden die Absorptionen

1) Wied. Ann. **53**. 301. 1894. Vergl. S. 72.

2) Wied. Ann. **60**. 418. 1894.



in verschiedenen Substanzen sowie die Brechungsindizes von Steinsalz und Sylvin gemessen. Auch konnte man den elektromagnetischen Charakter der Strahlen nachweisen. Mit der Absorption und den Brechungsindizes beschäftigten sich noch spätere Arbeiten von Rubens und Trowbridge<sup>1)</sup>, Rubens<sup>2)</sup> allein und von Rubens und Aschkinaß<sup>3)</sup>. Die Reststrahlen von Steinsalz und Sylvin wurden von den letzten beiden Gelehrten<sup>4)</sup> mit dem früheren Apparat untersucht; nur hatten sie statt des vorher benutzten Bolometers und Radiometers eine Thermosäule genommen. Dies Instrument bestand aus 20 Elementen von Eisen und Konstantan; kurze Drähte dieser Metalle wurden zusammengelötet und die gleichen Lötstellen so angeordnet, daß sie eine vertikale Linie von etwa 18 mm Länge bildeten. Diese sorgfältig berußte vertikale Linie wurde der Strahlung ausgesetzt und die entstehende Potentialdifferenz mit Hilfe eines Galvanometers gemessen, welches einen Ausschlag von einem Skalenteil für einen Strom von  $1.4 \times 10^{-10}$  Ampère gab. Es betrug danach die Genauigkeit der Temperaturablesung  $1.1 \times 10^{-6}$  Grad C. Die Strahlen kamen von einem Auerbrenner und wurden fünfmal von Sylvin- oder

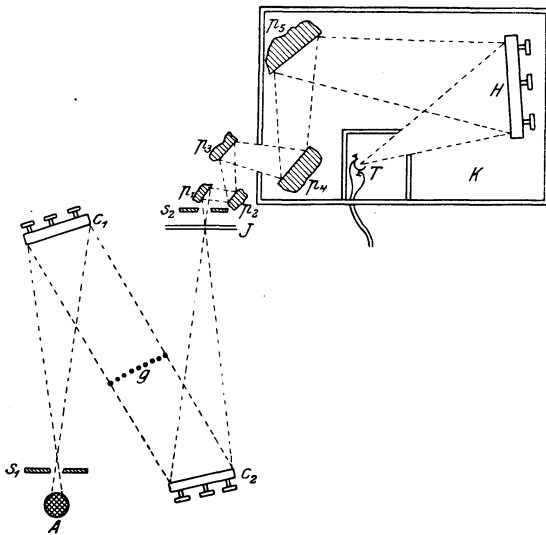


Fig. 93.

Steinsalzflächen reflektiert. Die Wellenlänge der Reststrahlen ergab sich für Steinsalz zu  $\lambda = 51.2 \mu$  und für Sylvin zu  $\lambda = 61.1 \mu$ . Die letzteren gehören zu den größten Wellenlängen, die jemals in Emissionsspektren gemessen worden sind.

In späterer Zeit haben Rubens und Aschkinaß eine Methode angegeben, um die langwelligeren Strahlen abzutrennen, indem sie dieselben durch ein Quarzprisma von sehr kleinem Brechungswinkel hindurchgehen ließen; denn wenn

Quarz auch Strahlen kürzerer Wellenlänge absorbiert, so ist es doch für langwellige Strahlen in hohem Maße durchlässig; in der Tat läßt eine Quarzplatte von 0.5 mm Dicke 61% der Reststrahlen von Steinsalz und 77% derjenigen von Sylvin hindurch. Eine Zeichnung von Rubens Versuchsanordnung ist in Fig. 93 gegeben.

1) Wied. Ann. **60**. 724. 1897.

2) a. a. O. **64**. 584. 1898.

3) a. a. O. **64**. 602. 1898.

4) a. a. O. **65**. 241. 1898.

A ist die Lichtquelle und  $s_1$  der erste Spalt; das Licht fällt dann auf einen Konkavspiegel  $c_1$ , von hier als paralleles Bündel auf das Gitter  $g$  und den zweiten Spiegel  $c_2$ . Dieser Spiegel vereinigt die Strahlen auf einem zweiten Spalt  $s_2$  und nun werden sie einer fünffachen Reflektion an den Oberflächen  $p_1, p_2, p_3, p_4$  und  $p_5$  des zu untersuchenden Materiales unterworfen. Zum Schluß werden die Strahlen durch den Spiegel H auf der Thermosäule T vereinigt. K ist ein großer Kasten, der den Apparat vor zerstreuten Wellen schützt und die Thermosäule ist zum Schutz noch in einen besonderen Kasten eingebaut.

In Fig. 94 sind die Resultate für Steinsalz eingezeichnet; die Ordinaten sind die Ausschläge der Galvanometernadel und die Abszissen

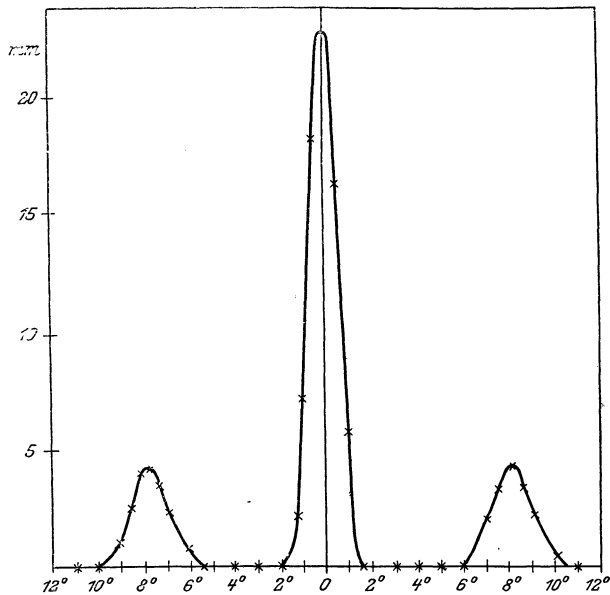


Fig. 94.

die vom Gitter hervorgerufenen Beugungen. Das in der Mitte gezeichnete Maximum entspricht natürlich den direkt durch das Gitter hindurchgelassenen Strahlen. Die beiden seitlichen Maxima aber rühren von den durch das Gitter zu beiden Seiten der Normalen gebeugten Reststrahlen her. Die Zahlenwerte, welche von Rubens und seinen Schülern ermittelt wurden, findet man im Kapitel III, sie brauchen hier also nicht wiederholt zu werden.

Wir verdanken Paschen sehr wertvolle Arbeiten über das normale Emissionsspektrum eines absolut schwarzen Körpers. In diesen Arbeiten benutzte Paschen sowohl ein Radiomikrometer, wie ein Bolometer, um die Intensität der Strahlung zu messen. Das erstgenannte Instrument war eine modifizierte Form des von

Boys<sup>1)</sup> zur Messung der Wärme des Mondes und der Sterne usw. benutzten Instrumentes. Das Instrument läßt sich in seiner Verbesserung durch Paschen<sup>2)</sup> folgendermaßen beschreiben: es werden zwei Legierungen hergestellt; eine aus zehn Teilen Wismuth auf ein Teil Antimon, die andere aus gleichen Teilen von Kadmium und Antimon; aus beiden Legierungen werden sehr schmale Plättchen gegossen; sie sind 0,3 mm dick, 0,5 mm breit und 4—5 mm lang. Je einer dieser Streifen ist an einen Silberstreifen von 0,5 mm Breite, 0,03 mm Dicke und



Fig. 95.

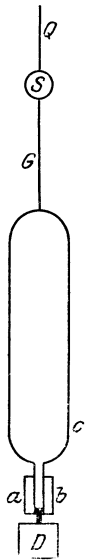


Fig. 96.

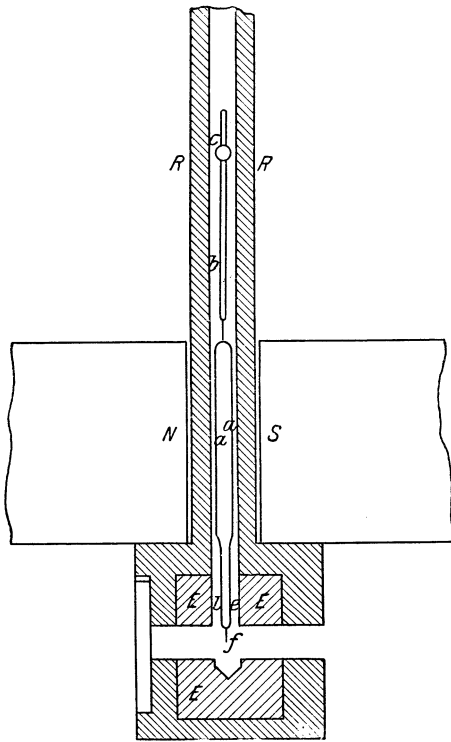


Fig. 97.

mehreren Milimetern Länge angelötet; diese Lötung wird ausgeführt, indem man das Silber erhitzt und die Legierung leicht dagegen drückt, wobei eine gute Verbindung entsteht. Die allgemeine Anordnung ersieht man aus Fig. 95. Hierin sind a und b die kleinen Plättchen der beiden Metalle und c der Silberstreifen, an den sie angelötet sind. An der Innenseite der oberen Enden der Plättchen sind die beiden Enden d und e eines dünnen Silberdrahtes angelötet; dieser Draht ist zu einer Schleife gebogen, wie sie bei c in Fig. 96 abge-

1) Phil. Trans. **180**. 159. 1889.

2) Wied. Ann. **48**. 272. 1893.

bildet ist. Ein sehr dünner Glasfaden G ist an dem Silberdraht befestigt; er trägt zugleich einen Spiegel S. Das ganze System ist an einem Quarzfaden Q aufgehängt. Natürlich muß es vertikal hängen und um eine vertikale Mittellinie schwingen. Das Thermoelement ist in der Mitte eines dicken Eisenblockes<sup>1)</sup> E Fig. 97 aufgehängt und der Eisenblock seinerseits sitzt in einem Kupferblock. Beide tragen, wie die Figur zeigt, eine Durchbohrung, um die Strahlen zuzulassen. Die Silberschleife a hängt in einem Kupferrohr R, welches zur Beleuchtung des Spiegels c ebenfalls ein Fenster besitzt.

Die Pole N, S eines Magneten werden an gegenüberliegenden Seiten des Kupferblocks angebracht und die ganze Thermosäule ist so klein gemacht, daß sie vollständig in einem homogenen Magnetfeld liegt. Der den Strahlungen ausgesetzte Teil des Silberfadens ist gut mit Ruß bedeckt, damit er sie desto leichter absorbiert. Der Apparat besteht demnach aus einer sehr kleinen Thermosäule, die statt aus der gewöhnlichen zweifachen aus einer dreifachen Verbindung hergestellt ist. Aus der Konstruktion sieht man, daß nur die untere Lötstelle erhitzt werden kann. Von dieser wird ein schwacher Strom durch die Schleife von Silberdraht geleitet und hierdurch eine Drehung derselben in dem Magnetfeld verursacht. Gewöhnlich wird, wie Paschen sagt, die erste Prüfung eines Instrumentes zeigen, daß es sehr unempfindlich ist. Dies liegt an den para- oder den diamagnetischen Eigenschaften der benutzten Materialien. Für jedes Instrument wird aber eine besondere Stärke des Magnetfeldes sich finden lassen, für welche die größte Empfindlichkeit erreicht wird. Diejenigen Instrumente sind die besten, welche in starken Feldern die kleinste Schwingungsdauer geben. Die Legierungen lassen sich durch wiederholtes Schmelzen und das Silber durch Elektrolyse genügend eisenfrei darstellen. Weniger diamagnetische Kreise erhält man, wenn man für die Schleife Silberdraht benutzt, der mit dem Zieheisen hergestellt ist; doch ist es Paschen nie gelungen, ein gegen den Magneten ganz unempfindliches Instrument herzustellen. Er machte zwei in demselben Feld gleich empfindliche Instrumente und erzeugte mit einem Licht in sechs Meter Entfernung eine Bewegung des Lichtflecks über sechzig bis siebenzig Teilstriche mit einer Schwingungsperiode von 40 Sekunden.

Paschen hat auch ein Bolometer benutzt, bei welchem er Lummer und Kurlbaums<sup>2)</sup> Methode entsprechend die Platin-Silberfolie anwandte. Drei Streifen, 0.001 mm dick (Platin 0.0005 mm dick), 0.5 mm breit und 15 mm lang wurden so dicht wie möglich nebeneinander gespannt und bildeten einen Zweig. Nur die den Strahlungen ausgesetzten Teile wurden von Silber befreit und dann berußt. Der Kompensationswiderstand ließ sich mit Quecksilberkontakten regulieren, welche mit Mikrometerschrauben verstellt wurden.

Das in Verbindung mit dem Bolometer benutzte Galvanometer<sup>3)</sup> hatte einen solchen Grad von Empfindlichkeit, daß eine Bewegung

1) Boys, Phil. Trans. **180**. A. 183. 1889.

2) Siehe unten S. 194.

3) Zeitschr. f. Instrumentenkunde. **13**. 17. 1893.

des Lichtfleckes um einen Millimeter auf der Skala bei 2·7 Meter Entfernung einem Strom von  $1\cdot6 \times 10^{-11}$  Ampère entsprach. Das Bolometer konnte einen Strom von 0·06 Ampère vertragen, ohne Schaden zu leiden, gewöhnlich aber wurden nur 0·038—0·04 Ampère benutzt, und man fand dann die Genauigkeit so groß, daß durch einen Temperaturwechsel von  $\frac{1}{100\cdot000}$  Grad C. ein Ausschlag von 1 mm auf der Galvanometerskala herbeigeführt wurde.

Die Anordnung von Paschens Apparat ist in Fig. 98 wieder gegeben. Es sei darauf hingewiesen, daß Paschen der erste war,

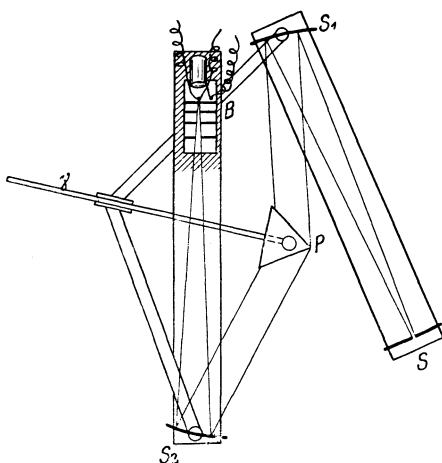


Fig. 98.

welcher die Steinsalzlinzen durch Konkavspiegel ersetzte und damit außer anderen Fehlerquellen die chromatische Aberration vermied. Die Strahlen fallen durch den Spalt S auf den Konkavspiegel  $S_1$ , von dem sie als paralleles Bündel durch das Flußspatprisma P auf den Konkavspiegel  $S_2$  weiter dirigiert werden. Dieser vereinigt sie dann bei B auf dem Bolometer. Wie man in der Figur sieht, ist eine automatische Einrichtung getroffen, um das Prisma immer in der Stellung des Minimums der Ablenkung zu halten.

Es ist ganz unmöglich, im Rahmen dieses Buches Paschen

bei allen seinen Arbeiten auf diesem Gebiet zu folgen und einen Bericht darüber zu geben, der ihnen auch nur annähernd gerecht würde. Hier kann nur ein Teil erwähnt werden, nämlich die Dispersion von Flußspat<sup>1)</sup>. Bei dieser Untersuchung mußte ein Linear-Bolometer benutzt werden statt des oben beschriebenen Flächenbolometers; die drei Platinstreifen, welche bei dem letzteren gebraucht waren, wurden ersetzt durch einen einzelnen an einer Seite berußten Platinstreifen von 7 mm Länge, 0·25 mm Breite und 0·0005 mm Dicke mit einem Widerstand von 8 Ohm. Dieses Instrument hatte ungefähr dieselbe Empfindlichkeit wie das frühere. Eins von Rowlands Gittern, welches speziell für Langley gezogen war, wurde benutzt. Dieses Gitter hatte eine geteilte Fläche von 132 mm mit 142·1 Linien auf den Millimeter und eine Brennweite von 1·753 Meter. Die Ergebnisse dieser Messungen sind in Kapitel III S. 93<sup>2)</sup> bereits mitgeteilt.

1) Wied. Ann. **53**. 301. 1894.

2) Folgendes ist das Verzeichnis von Paschens Arbeiten über das Infrarot: Bolometrische Untersuchungen im Gitterspektrum, Wied. Ann. **48**. 272. 1893. Die Gesamtmission glühenden Platins, Wied. Ann. **49**. 50. 1893. Die Emission der Gase, Wied. Ann. **50**. 409. 1893. **51**. 1. 1894. u. **52**. 209. 1894. Die Dispersion des Fluorits im Ultrarot, Wied. Ann. **53**. 301 u. 812. 1894. **56**. 762. 1895. Die

Lummer und Kurlbaum<sup>1)</sup> haben einige Winke über den Bau und die Benutzung von Bolometern gegeben, deren Mitteilung sich als nützlich erweisen könnte. Da eine bolometrische Messung auf die Messung einer Widerstandsänderung in der Wheatstoneschen Brücke hinausläuft, so gelten hierfür auch die allgemeinen Regeln der Wheatstoneschen Brücke, d. h. das Verhältnis der Widerstände ist am günstigsten, wenn man jedem der vier Zweige und dem Galvanometer den gleichen Widerstand gibt. Für ein empfindliches Bolometer gelten demnach folgende Bedingungen:

Es werde möglichst groß:

1. Der Hauptstrom.
2. Der Temperaturkoeffizient.
3. Der bestrahlte Teil des Bolometerzweiges.
4. Der Widerstand des Bolometers.
5. Der Absorptionskoeffizient der bestrahlten Fläche.
6. Die bestrahlte Oberfläche.

Es werde möglichst klein:

7. Das Vermögen der Gesamtoberfläche, die Wärme durch Strahlung in die Leitung abzugeben.
8. Die Wärmekapazität; mit anderen Worten, der Metallstreifen mußte möglichst dünn sein.

Beim Arbeiten wird man finden, daß störende Bewegungen der Galvanometernadel eintreten, entweder in der Form eines regelmäßigen Ganges in einer Richtung oder in der Form unregelmäßiger Schwankungen, wenn nicht Vorsichtsmaßregeln dagegen getroffen werden. Die erste Art der Bewegung kommt von der Erwärmung des Bolometerfadens durch den hindurchfließenden Strom; die zweite von Luftströmungen im Instrument, die durch die Erhitzung der Fäden entstehen. Die erste Störung, nämlich der regelmäßige Gang des Lichtfleckes, der oft  $\frac{1}{4}$  Stunde nach dem Einschalten des Stromes dauert, würde wegfallen, wenn alle vier Zweige des Bolometers denselben Widerstand, Querschnitt, Oberfläche usw. besäßen; denn dann würde keine Wanderung des Lichtfleckes eintreten, weil die Veränderungen überall dieselben wären. Das gilt natürlich auch, wenn man statt vier Zweigen nur deren zwei benutzt. Wir haben so eine weitere Bedingung für gutes Arbeiten:

9. Alle vier Zweige müssen in jeder Beziehung möglichst gleich sein.

10. Die Luftströmungen um das Bolometer müssen einen regelmäßigen Verlauf nehmen, um der zweiten Störung, den unregelmäßigen Bewegungen des Lichtfleckes, möglichst abzuhelpen. Dies ist eine zehnte Bedingung für gute Wirksamkeit. Da die Luftströmungen durch die Stromwärme entstehen und diese von der Stromdichte und dem Widerstand abhängt, möchte man es für möglich halten, einen

---

Dispersion des Steinsalzes im Ultrarot, Wied. Ann. **55**. 337. 1894. Gesetzmäßigkeiten in den Spektren fester Körper, Wied. Ann. **58**. 455. 1896. **60**. 662. 1897. Die Verteilung der Energie im Spektrum des schwarzen Körpers, Berl. Ber. 1899. S. 405 u. 959.

<sup>1)</sup> Wied. Ann. **46**. 204. 1892.

Widerstand derart zu wählen, daß er die Luftströmungen auf ein Minimum herabdrückt, aber Lummer und Kurlbaum zeigen, daß ein Wechseln des spezifischen Widerstandes und der Dicke der Fäden ohne Einfluß auf die Luftströmungen ist, da  $\frac{c}{\sqrt{R}}$  eine Konstante ist, wenn  $c$  den Strom und  $R$  den Widerstand bedeutet.

Durch Veränderung der Länge des Fadens derart, daß der Widerstand  $n$ -mal so groß wird, wächst der Ausschlag des Galvanometers  $\sqrt{n}$ -mal. Benutzt man  $n$ -Fäden in Parallelschaltung, so darf der anwendbare Strom die  $n$ -fache Größe annehmen, wenn ungefähr dieselbe Wärmemenge im Bolometer entstehen soll wie oben, also wird auch hier der Galvanometerausschlag  $\sqrt{n}$ -mal so groß. Im ersten Fall hat man einen schwachen Strom durch einen hohen Widerstand gesandt, im zweiten einen stärkeren durch einen niedrigeren Widerstand. Vom praktischen Gesichtspunkte ist die erste Bedingung die bei weitem bequemere, es stellt sich also als neue Bedingung heraus:

11. Das Bolometer bestehe aus vielen langen und schmalen Streifen.

Lummer und Kurlbaum beschreiben die Konstruktion ihres Flächenbolometers, d. h. eines Instrumentes zur Messung der Gesamtstrahlung eines Körpers. Die Einzelheiten, welche denen des Linearbolometers sehr ähnlich sind, sollen hier ausführlich besprochen werden. Die Hauptschwierigkeit liegt, wie man sich leicht denken kann, in einer solchen Herstellung des Netzwerkes, daß alle vier Zweige des Bolometers genau einander gleich sind, wie durch Bedingung (9) vorgeschrieben ist. Die käuflichen Drähte reichen in keiner Weise aus für die Genauigkeit, auch ist weder Goldblatt, noch Stanniol, noch etwas Ähnliches von Nutzen. Als Beleg für die Schwierigkeit, geeignetes Material zu beschaffen, werde erwähnt, daß W. H. Julius dadurch in den Besitz eines dünnen Metallbleches gelangte, daß er die Vernickelungsschicht seiner Teekanne loslöste. Ein geeigneter Streifen läßt sich indessen auf folgende Weise herstellen: Ein Platinblech wird mit einem zehnmal so dicken Silberblech zusammengeschweißt und ausgewalzt. Da das Blech durch Walzen eine große Härte und Sprödigkeit annimmt, so wird es von Zeit zu Zeit im Holzkohlenfeuer geglüht und durch schwache Säuren und Reiben von seiner Glühhaut befreit und von neuem gewalzt. Ist eine gewisse Stärke überschritten, so kann das Blech nur noch zwischen einem zusammengefalteten Kupferblech weiter ausgewalzt werden. Aus den ursprünglichen Dimensionen des Bleches und aus den Flächendimensionen, die das Blech während des Walzens annimmt, ist in jedem Moment seine Dicke bekannt und kann beliebig reguliert werden. Aus dem Kupferblech läßt sich das Platinsilberblech noch leicht herausnehmen, so lange die Platinschicht nicht dünner als  $0,5 \mu$  geworden ist, also ungefähr der Wellenlänge des grünen Lichts entspricht. Erst bei weiterem Auswalzen preßt sich sehr gern das Silber in das Kupfer hinein, so daß es sich nicht mehr ablösen läßt, sondern fest darauf haftet. Ein solches Platinsilberblech wird mit Kanada-

balsam auf eine Glasplatte aufgeklebt und auf der Teilmaschine in die gewünschte Form geschnitten. Für das Flächenbolometer, wie Lummer und Kurlbaum es beschreiben, wird das Blech in die auf Fig. 99 abgebildete Form mit 12 parallelen Streifen von  $32 \times 1$  mm und 1.5 mm Zwischenraum geschnitten, darauf wird es mit Chloroform vom Glase abgelöst und auf einen Schieferrahmen mit einer Auflösung von Kolophonium in Äther aufgeklebt. Da diese sehr langsam trocknet, kann man dem Blech noch nachträglich die gewünschte, genaue Lage geben. Der Apparat hat das in Fig. 100 abgebildete Aussehen.

Die beiden Enden a und b werden an zwei Stücken Kupferblech angelötet; die Lötstellen und die Enden des Platinsilberblechs erhalten einen Überzug von Japonlack. Figur 101 zeigt einen Schieferrahmen von der Rückseite. Den ganzen Rahmen stellt man in verdünnte Salpetersäure, um das Silber vom Platin abzulösen. Man muß Sorge tragen, daß das Bolometer dabei nicht zerreißt. Besondere Vorichtsmaßregeln sind nötig, wenn man es nach der Behandlung mit

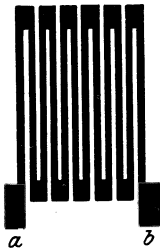


Fig. 99.

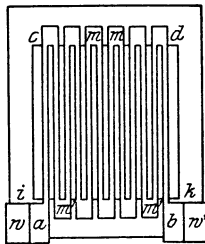


Fig. 100.

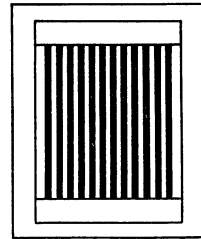


Fig. 101.

Säure in Wasser abwäscht, da die Oberflächenspannung zwischen Säure und Wasser das Blech rettungslos zerreißt. Paschen gibt hierfür bei der Beschreibung seines Linearbolometers eine besondere Methode an. Man füllt eine enge an einem Ende zugeschmolzene Glasröhre mit verdünnter Salpetersäure so hoch, daß ein konvexer Meniskus der Säure über den Rand der Röhre hinausragt. Mit diesem Meniskus wird die Ätzung vorgenommen. Hierauf benutzt man Menisken von immer schwächeren Säuren, bis man endlich reines Wasser verwendet. Darauf läßt man das Bolometer trocknen.

Der nächste Punkt ist das Berußen. Lummer und Kurlbaum empfehlen eine kleine Petroleumlampe, z. B. ein dünnes Messingröhrchen von 4 mm Durchmesser, durch welches ein Docht gezogen ist. Ein Mantel ist darauf gesetzt und darüber eine Kupferscheibe von etwa 12 cm Durchmesser, welche in der Mitte ein Loch von 4 mm hat. Das ganze Bolometer wird in dem durch dieses Loch heraustretenden Rußfaden hin und herbewegt, bis sich eine gleichmäßige Schicht abgelagert hat; nur die eine Seite des Bolometers wird berußt, die andere wird während dessen zu ihrem Schutz mit einer Metallplatte bedeckt.



Für die Brückenordnung werden vier solcher Bolometer vorbereitet, alle von genau derselben Größe. Die Art, wie sie verbunden sind, ist in Figur 102 skizziert.

Die vier Zweige befinden sich bei 1, 2, 3 und 4. G ist der Galvanometer und  $K_1$  und  $K_2$  usw. sind einfache Stromschlüssel, deren Zahl die Zweige bezeichnen, die sie miteinander verbinden;

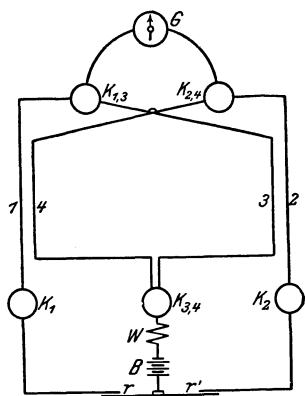


Fig. 102.

B ist die Batterie, W ein Regulierwiderstand, r, r' zwei Quecksilberkontakte. Man bestrahlt entweder 1 und 4 oder 2 und 3. Jeder Zweig besteht aus einem Bolometer, das, wie oben beschrieben, hergestellt ist, und beide sind gemeinsam hintereinander so aufgestellt, daß die Streifen des einen Schieferrahmens hinter den Intervallen des anderen stehen. Dies läßt sich leicht einrichten, da die Streifen 1 mm, die Intervalle 1·5 mm breit sind. Ein so hergestelltes Instrument gab mit einer dreierzigen Glühlampe aus 1 m Abstand einen Ausschlag von 414·8 mm. Das Galvanometer mußte natürlich eine große Empfindlichkeit besitzen.

#### Das äußerste ultraviolette Gebiet.

In der Einleitung war beschrieben, wie die Entdeckung des ultravioletten Gebietes zuerst von Ritter und Wollaston gemacht wurde. Photographiert wurde das Gebiet zuerst durch E. Becquerel. Er projizierte es auf ein Papier, welches er mit Silberchlorid bezogen hatte und beobachtete die Fortsetzung der Fraunhoferschen Linien, soweit er überhaupt in dieses Gebiet vordringen konnte. Weitere Untersuchungen verdanken wir Stokes<sup>1)</sup>, der durch Benutzung eines Quarzprismas in der Lage war, das Spektrum durch Projektion auf einen Fluoreszenzschirm sichtbar zu machen. Er beobachtete auf diesem Weg das Sonnenspektrum bis zu etwa  $\lambda = 3000$ ; dies ist die Grenze, welche durch die Absorption der Strahlen in der Atmosphäre gegeben ist. Das Spektrum des elektrischen Funkens verfolgte er aber viel weiter und er fand in dem Funkenspektrum des Aluminiums Strahlen der kleinsten Wellenlänge, die er erreichen konnte — er beobachtete nämlich die Doppellinie  $\lambda = 186$  und  $\lambda = 185 \mu\mu$ . Der erste, der Messungen mit Hilfe der Photographie auf diesem Gebiete machte, war Mascart; er benutzte dazu Gitter. Er stellte sie auf das Minimum der Ablenkung ein, (vergl. S. 144) und machte mit einem gewöhnlichen Spektrometer, dessen Okular er durch eine kleine Kamera ersetzt hatte, Aufnahmen sehr kleiner Spektralgebiete. Das Fadenkreuz hatte er nicht entfernt, es warf daher auf die Platte einen Schatten der Stelle, welche der Ablesung des Fernrohres auf dem Teilkreis des Instrumentes entsprach. Das setzte ihn in den Stand, die Winkelablenkungen der verschiedenen Linien zu messen und so

1) Phil. Trans. **142**. 463. 1852. und **152**. 599. 1862.

ihre Wellenlänge zu ermitteln. Seine wirklichen Bestimmungen waren nicht sonderlich genau; es soll jedoch darauf aufmerksam gemacht werden, daß Mascart und auch Soret bestimmte Linien in dem Spektrum von Kadmium und anderen Metallen als Bezugsnormale numerierten und bestimmten. Auf die Linien, besonders auf die im Ultraviolett, wird häufig mit ihren Nummern Bezug genommen, so daß hier ihre Wellenlängen mitgeteilt werden sollen, letztere natürlich nach den neuesten Bestimmungen.

Nummer	Wellenlänge	Beobachter	Nummer	Wellenlänge	Beobachter
Cd 1	6438.68	R.	Cd 15	2980.75	K. u. R.
Cd 2	5379.3	E. u. V.	Cd 16	2837.01	K. u. R.
Cd 3	5338.6	E. u. V.	Cd 17	2748.68	K. u. R.
Cd 4	5086.06	K. u. R.	Cd 18	2573.12	K. u. R.
Cd 5	4800.09	K. u. R.	Cd 19	2499.90	K. u. R.
Cd 6	4678.37	K. u. R.	Cd 20	2470.0	E. u. V.
Cd 7	4415.9	E. u. V.	Cd 21	2418.9	E. u. V.
Cd 8	{ 3988.4	E. u. V.	Cd 22	2321.23	K. u. R.
	{ 3984.7	E. u. V.	Cd 23	2312.95	K. u. R.
Cd 9	{ 3613.04	K. u. R.	Cd 24	2261.13	K. u. R.
	{ 3610.66	K. u. R.	Cd 25	2194.67	K. u. R.
Cd 10	{ 3467.76	K. u. R.	Cd 26	2144.45	K. u. R.
	{ 3466.33	K. u. R.	Zn 27	2098.8	doppelt
Cd 11	3403.74	K. u. R.	Zn 28	2061.0	
Cd 12	{ 3285.8	E. u. V.	Zn 29	2024.3	doppelt
	{ 3283.6	E. u. V.	Al 30	1988.1	
Cd 13	3133.29	K. u. R.	Al 31	1933.5	doppelt
Cd 14	{ 3085.4	E. u. V.	Al 32	1852.2	
	{ 3081.0	E. u. V.			

R. = Rowland; K. u. R. = Kayser u. Runge; E. u. V. = Eder u. Valenta.

Ähnliche Methoden wurden von Cornu, Living und Dewar angewendet, später auch von Hartley und Abney in ihrer Bestimmung der Wellenlängen desselben Gebietes. Die Einzelheiten dieser Arbeiten bedürfen nicht mehr als dieser kurzen Erwähnung, da sie kaum mehr als historisches Interesse erwecken. Viel genauer ist die moderne Methode, welche auf der Koinzidenz zwischen den mit dem Konkavgitter erzeugten System verschiedener Ordnungen beruht. Heutzutage ist das Experimentieren im Ultraviolett äußerst einfach, da die gewöhnlichen photographischen Platten für diese Strahlen hochempfindlich sind; man kann also leicht mit Quarzprisma oder Konkavgitter arbeiten. In ersterem Falle muß man natürlich für die Wellenlängenbestimmung ein Vergleichsspektrum benutzen, dessen Linien mit einem Gitter bestimmt sind.

Es ist nötig, daß alle Linsen und Prismen, die man in einem Apparat für das Ultraviolett benutzt, aus Quarz oder noch besser aus Flußspat bestehen, weil Glas oder Kalkspat diese Strahlen absorbieren. Das Glas kann man jetzt bis zu  $\lambda = 2480$  durchlässig machen, weiter aber nicht und Kalkspat besitzt ein Absorptionsband, welches

bei  $\lambda = 2150$  liegt, so daß er für Strahlen von sehr kurzer Wellenlänge unbrauchbar ist. Man gibt im allgemeinen an, daß Quarz für Wellenlängen bis zu  $\lambda = 1850$  durchlässig sei, doch hängt dies sehr von der Dicke der durchstrahlten Quarzschicht ab.

Wenn man wünscht Strahlen sehr kurzer Wellenlänge zu photographieren, wie die Nummern 30, 31, 32 des Aluminiums, so muß man verschiedene absorbierende Einflüsse so klein als möglich machen; solche werden ausgeübt durch das Prisma und die Linsen, durch die Luft, die Gelatine und die photographische Platte. Die ersten beiden lassen sich verringern durch Benutzung eines Prismas mit sehr geringer Dispersion zur Verringerung der Dicke des Materials und durch Verwendung von Linsen sehr kurzer Brennweite zur Verkürzung der Luftschicht, welche von den Strahlen durchlaufen werden muß. Das Absorptionsvermögen des Quarzes ist vor einiger Zeit von Schumann<sup>1)</sup> untersucht worden. Er benutzte einen Apparat mit einem einzigen Quarzprisma von  $60^\circ$  brechendem Winkel und plan-konvexen Linsen von 150 mm Brennweite. Die mittlere Dicke des von den Strahlen durchsetzten Quarzes war 21 mm. Mit diesem Apparat erhielt er auf einer empfindlichen photographischen Platte ohne Schwierigkeit die Aluminiumlinien 30, 31, 32. Hierauf machte er Aufnahmen des Funkenspektrums zwischen Aluminiumelektroden mit Quarzplatten verschiedener Dicke, welche er zur Vergleichung vor den Spalt stellte. Die erste Platte war 3 mm dick und zeigte eine deutliche Schwächung der Linien bei Vergleichung der Aufnahmen mit und ohne Platte. Besonders war dies bei der Linie Nr. 32 der Fall. Die zweite Platte war 20 mm dick und es wurden wieder Vergleichsaufnahmen ohne dieselbe gemacht. In diesem Fall trat vollständige Absorption aller drei Linien ein, selbst wenn Schumann 5 Minuten exponierte, während ohne die Platte 5 Sekunden reichlich genühten, um sie hervorzurufen. Dasselbe war natürlich der Fall für eine 50 mm-Platte. Aus diesen Versuchen kann man sich ein Bild des Absorptionsvermögens von Quarz machen; man sieht deutlich, wie nötig es ist, wenig Material und kurze Brennweiten zu benutzen, falls man die Linien Al. 30, Al. 31, Al. 32 photographieren will.

Die Absorption, welche von der Luft ausgeübt wird, ist nicht genau bekannt, denn die Schätzungen von Cornu<sup>2)</sup> sind sichtlich zu hoch, wenn er sagt, daß 10 m Luft genühten, um Strahlen von der Wellenlänge  $\lambda = 2118.4$  Å.-E. zu absorbieren. Schumann gelang es Zn. 29 ( $\lambda = 2024$ ) durch 17 m Luft zu photographieren und nach 45 Minuten Exposition mit einem Spalt von 1.5 mm Breite Al. 31 durch 2 m gerade noch zu erreichen. Das letztere beweist nur die Durchsichtigkeit der Luft für so kurze Wellen. Wichtiger ist die Tatsache, daß es Kayser und Runge<sup>3)</sup> gelang, mit einer Luftschicht von 14 m die Strahlen in dem Lichtbogen des Arsenik mit einer Wellenlänge von 2009 Å.-E. zu messen.

1) Wien. Ber. **102**. II a. 415. 1893.

2) Comptes rendus. **88**. 1885. 1879.

3) Abh. Berl. Akad. 1893.

Wenn diese Beobachtungen auch nicht quantitative Resultate geben, so genügen sie doch zum Beweis der oben aufgestellten Behauptung, daß es, um Al. 32 zu erreichen, nötig ist, äußerst kurze Luftschichten zu benutzen.

Al. 32 stellt die praktische Grenze des Spektrums dar; denn es ist die letzte Linie, bis zu der publizierte Messungen bisher vorgegangen sind. Indessen haben wir Schumann für die Erweiterung unserer Kenntnis des Spektralgebietes bis zu der schätzungsweisen Grenze von  $\lambda = 1000$  zu danken, schätzungsweise, weil er bisher keine Ausmessungen seiner in diesem Gebiet gemachten Aufnahmen veröffentlicht hat<sup>1)</sup>.

Um über die Grenze von Al. 32 hinauszukommen, muß man die drei oben erwähnten absorbierenden Einflüsse vollständig ausschalten. Das erste und einfachste ist, den Quarz in dem Apparat durch Flußspat zu ersetzen, von dem man weiß, daß er für Strahlen bis zu  $\lambda = 1000$  Å.-E. durchlässig ist.

Es braucht kaum gesagt zu werden, daß es nötig ist, diese Substanz absolut klar und fehlerfrei zu verwenden, eine Eigenschaft, welche bei dem gegenwärtig verfügbaren Material äußerst selten ist.

Das Absorptionsvermögen der Luft wird vermieden, indem man in einem hohen Vakuum arbeitet, d. h. der ganze Apparat wird mit einer Quecksilberpumpe so weit wie möglich ausgepumpt, so daß die Strahlen von der Lichtquelle bis zur photographischen Platte überhaupt nicht durch Luft hindurchkommen; es braucht nicht gesagt zu werden, wie sorgfältig ein solcher Apparat gemacht sein muß. Schumann beschreibt zwei Instrumente, von denen das zweite eine verbesserte Form des ersten ist. Es würde viel zu weit führen, auf die Einzelheiten des Apparates einzugehen, aber eine kurze Beschreibung der Hauptteile scheint mir doch am Platze<sup>2)</sup>.

Schumann weist darauf hin, daß der ganze Apparat luftleer sein muß und daß folgende Verstellungen von außen möglich sein müssen, ohne das Vakuum zu beeinträchtigen.

1. Drehung des Spaltes um die Kollimatorachse.
2. Breite des Spaltes.
3. Länge des Spaltes.
4. Stellung der wirksamen Spaltöffnung (eine Verstellbarkeit, die nötig ist, um zur Wellenlängenbestimmung auf der Platte andere Spektren daneben aufzunehmen).
5. Verschiebung von Kollimator und Kameralinsen.
6. Einstellung auf das Minimum der Ablenkung.
7. Verstellbarkeit des Winkels zwischen Kamera und Kollimator (um die Aufnahme verschiedener Spektralgebiete zu ermöglichen).
8. Verstellbarkeit der Neigung der Platte in der Kamera.
9. Bewegung der Platte in einer vertikalen Ebene.

Alle diese Justierungen hat Schumann an seinem Instrument angebracht, welches hier kurz folgendermaßen beschrieben werden soll.

---

1) Vergl. jedoch das am Schluß dieses Kapitels Gesagte.

2) Wien. Ber. **102**. IIa. 625. 1893.

Figur 103 ist eine Zeichnung von dem Durchschnitt des Haupttheiles, nämlich des Mittelträgers; a ist der mittlere Konus, welcher fest auf die Mitte eines starken Dreifußes d aufgeschraubt ist; die Mutter ist bei e abgebildet. Dieser Konus ist im Inneren durchbohrt und bildet die Prismenkammer; er besitzt einen Deckel c, welcher genau aufgepaßt ist. Über die Außenseite des Konus a ist der Hohl-

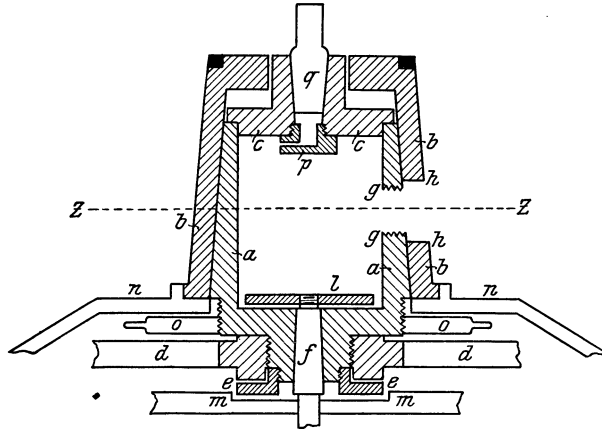


Fig. 103.

konus b übergeschoben, welcher genau auf a aufgeschliffen ist, so daß er auf der ganzen Fläche vollständig anliegt. Das Kollimatorrohr ist an dem inneren Konus a befestigt und das Kamerarohr an dem äußeren Rohr b. Hierdurch wird eine Drehung desselben um die mittlere vertikale Achse des Instrumentes ermöglicht. Die Verbindung von Kollimator- und Kamerarohr sieht man aus Fig. 104, welche eine Zeichnung des Horizontalschnittes längs der punktierten Linie ZZ von Fig. 103 ist.

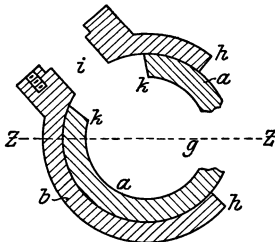


Fig. 104.

Der Kollimator ist in den inneren Konus a bei g eingeschraubt und der äußere Konus b ist von h bis h geschlitzt, um seine Drehung innerhalb der nötigen Grenzen zu ermöglichen; das Fernrohr ist an den äußeren Konus b bei i angeschraubt, während, um den Durchgang der Strahlen von dem Prisma zu ermöglichen, der innere Konus einen Schlitz von k bis k besitzt.

Wie man in Fig. 103 sieht, trägt der Boden des inneren Konus a eine Bohrung, in welche der Zapfen f paßt. Dieser ist in die Scheibe l eingeschraubt. Der Zapfen f ist durch Muttern in seiner Stellung gehalten, um zu verhindern, daß er herausfällt, wenn der Apparat nicht ausgepumpt ist. Die Scheibe l ist die Unterlage, auf welcher der Prismatisch ruht; die Drehung läßt sich mit Hilfe des Zapfens f vornehmen, welcher leicht durch einen großen gerändelten Kopf am unteren Ende

bewegt werden kann. Die beiden Arme *mm* sind an *f* befestigt und sind mit Nonius-Ablesung auf einem Teilkreis ausgestattet, so daß man die Stellung des Prismas jederzeit ablesen kann. Dem entsprechenden Zweck dienen die mit Nonius versehenen Zeiger *nn*, die eine Ablesung auf demselben Teilkreis gestatten; sie geben die Drehung der Kamera und somit den Ablenkungswinkel an. Ferner soll noch auf den Ring *o* aufmerksam gemacht werden, welcher an den inneren Konus *a* angeschraubt ist und mit Griffen versehen ist; durch Hinaufschrauben des Ringes *o* läßt sich der äußere Konus von dem inneren abheben, falls er durch Zufall festklebt, weil er zu lange in ein und derselben Stellung geblieben war.

Der obere Deckel *c* ist in der Mitte konisch durchbohrt und ein Glasrohr *q* ist hier eingeschliffen. Dieses Rohr stellt die Verbindung mit der Quecksilberpumpe her. Ein Zapfen *p* mit enger Bohrung ist eingeschraubt, um die Luftströmung zu verlangsamen, wenn der

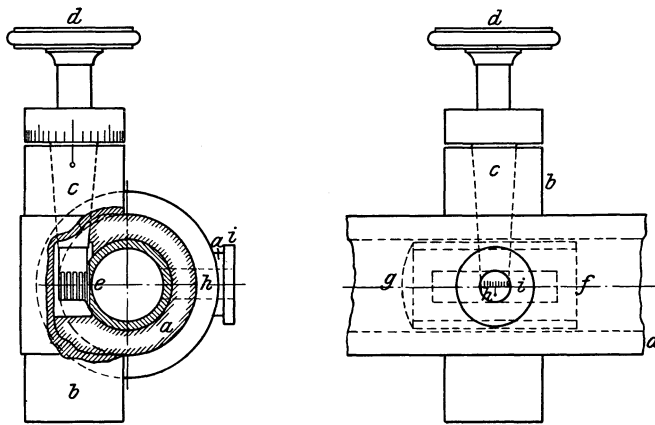


Fig. 105.

Apparat zu plötzlich entleert wird oder umgekehrt zu plötzlich mit der Atmosphäre in Berührung kam, nachdem er luftleer war.

Eine Skizze der Vorrichtung zum Einstellen auf die Brennweite ist in Figur 105 in Grundriß und Aufriß gegeben, *a* ist ein Teil des Kollimators- oder des Kamerarohres und *b* ist ein rundes Metallstück, welches an der Seite angelötet ist; der Zapfen *c* ist in ein konisches Loch eingeschliffen, das in *b* gebohrt ist, und trägt einen Zahnkranz *e*; mit diesem greift er in ein Getriebe ein, das auf dem inneren Rohr *f* aufgeschraubt ist; dieses seinerseits trägt die Linse *g*. Der Zapfen *c* ist mit einem gerändelten Kopf *d* versehen, mit dem man ihn drehen kann. Um die Stellung des inneren verschiebbaren Rohres *f* finden zu können, ist an der gegenüberliegenden Seite des Rohres *a* bei *h* ein Loch gebohrt. Dies ist luftdicht mit der Glasplatte *i* verschlossen. Die Röhre *f* ist in Millimeter geteilt und ihre Stellung gegen eine Nullmarke des Rohres *a* läßt sich ablesen.

Die Kamera selbst hat viel Ähnlichkeit mit einem Wasserhahn. Figur 106 stellt einen vertikalen Durchschnitt der Kamera dar; Figur 107 einen horizontalen Durchschnitt in Höhe der Fernrohrachse, d. h. durch die Linie XX. In den äußeren Mantel a des Apparates ist der innere konische Einsatz b sehr sorgfältig eingeschliffen. Wie

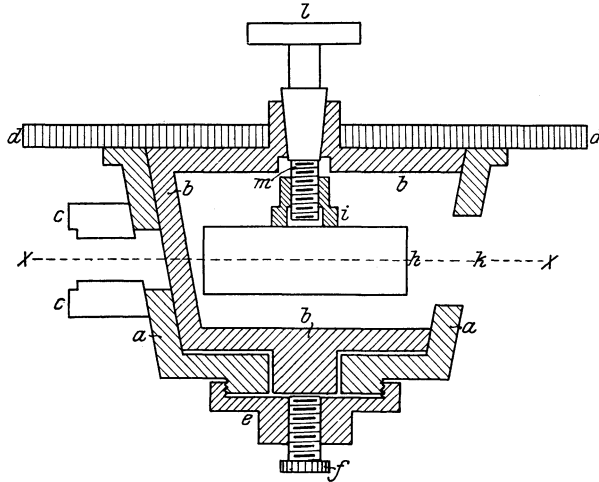


Fig. 106.

beide Zeichnungen zeigen, ist der innere Teil von b hohl und das Kamerarohr ist an dem äußeren Mantel bei c sorgfältig befestigt. Zwei Zapfen dd sind auf den Deckel von b geschraubt und dienen als Griffe für die Drehung von b. Die Oberseite von a ist auf eine kurze Strecke in Grade geteilt, um die Drehung von b meßbar zu machen. An einem Vorsprung unter a ist die Mutter e angeschraubt, in welche wiederum die Schraube f eingesetzt ist. Diese dient, ähnlich wie bei dem vorher beschriebenen konischen Mittelstück, den Konus b frei zu machen, wenn er in a festhängt. Für die Vertikalbewegung der Platte hat man folgende Einrichtung getroffen: auf der Rückseite des Loches in b befindet sich eine lange vertikale Führung von oben bis unten. Sie ist in Schumanns

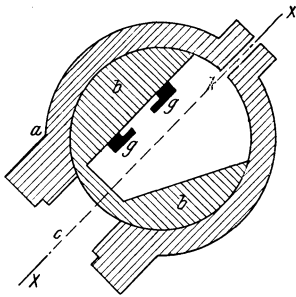


Fig. 107.

angedeutet sein. Das Gleitstück in diesen beiden Führungen ist an einem Rahmen h (Fig. 106) befestigt, in den die Kassette hineinpaßt. Dieses Gleitstück ist auch an der Mutter i befestigt, in welche die Schraube m eingreift. Diese bildet einen Teil des Zapfens l, welcher in ein konisches Loch an der Decke des inneren Konus b eingeschliffen ist.

Wenn man also einfach diesen Zapfen dreht, kann man je nach Bedarf die Platte heben oder senken. Um wieviel man verstellt hat, läßt sich mit Hilfe einer nicht abgebildeten, geteilten Schraubentrommel an einer Skala ablesen. Der Schlitz *k* im äußeren Konus *a* dient dem Zweck, die Kassette hineinzubringen oder herauszuziehen. Es geschieht dies mit Hilfe eines Schlüssels. In den Zeichnungen ist der innere Konus so gestellt, daß die Platte eingeschoben werden kann; ist dies geschehen, so dreht man *b* herum, bringt die Öffnung gegen das Ende des Kamerarohres und stellt die Platte in den richtigen Winkel gegen die Achse der Kameralinsen. Die Kassette hat keinen Deckel, es muß daher das Auswechseln der Platten im Dunkeln oder bei rotem Licht vor sich gehen.

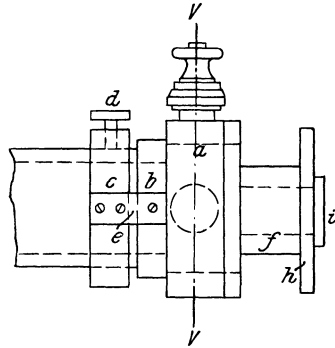


Fig. 108.

Die Größe der von Schumann benützten Platten beträgt  $37 \times 12,5$  mm und die größte vertikale Verschiebung, die man der Platte geben kann, beträgt 9 mm.

Der Spalt ist in den Figuren 108 und 109 abgebildet. Er hat einen sehr komplizierten Mechanismus. Die erste Figur zeigt den

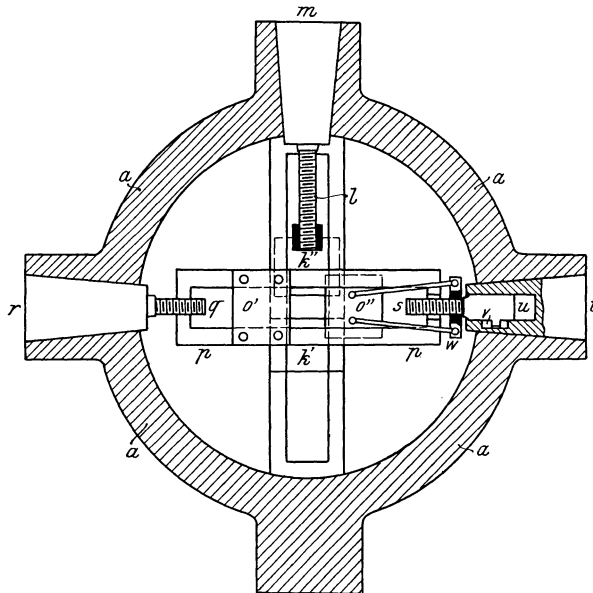


Fig. 109.

Apparat im Aufriß, die zweite einen Durchschnitt des Spaltmechanismus in einer durch *VV* gelegten Ebene. In Figur 109 sind nur die



Hauptteile abgebildet, denn Schumanns Zeichnung ist so kompliziert, daß sie sich kaum reproduzieren läßt. Der Rahmen, in dem der Spalt selbst sich befindet, ist bei a abgebildet; die Platte b, die sorgfältig an a angeschraubt ist, ist an ihrer Außenseite eben geschliffen und wird an das gleichfalls geschliffene Ende des Kollimatorrohres angepreßt; ein klein wenig Fett macht eine luftdichte Verbindung. Der Spalt wird zentriert und in Stellung gehalten durch den Ring c, welcher mit einer Stellschraube d versehen und mit der Platte b durch zwei Metallbänder verbunden ist; eins von ihnen ist bei e abgebildet. Der Spaltdeckel besteht aus einem Rohr f, das ebenfalls ein abgeschliffenes Ende besitzt und durch die Atmosphäre gegen den Spaltraum a angedrückt wird. Auf dem anderen Ende ist die Platte h aufgeschraubt und auf diese eine Flußspatplatte i aufgekittet. Die Begründung für diese Einrichtung wird weiter unten gegeben. Der genaue Spaltmechanismus ist in Fig. 109 abgebildet. Er besteht aus einem vertikalen und einem horizontalen Spalt. Der Vertikal-, d. h. der eigentliche Spalt besteht aus einer festen Backe und einer mit Mikrometer verstellbaren Backe. Der horizontale Spalt besteht ebenfalls aus einer festen und einer beweglichen Backe, sitzt aber außerdem noch in einer Vorrichtung, mit der dieser ganze Spalt ohne Änderung seiner Breite verschoben werden kann. Beide Spalte stehen unmittelbar hintereinander mit nur 0·01 mm Zwischenraum zwischen den beiden Backenpaaren. Innerhalb des Rahmens a liegt eine in den Zeichnungen nicht abgebildete starke Unterlagplatte, auf der die Backen montiert sind; die Backen des Vertikalspaltes sind in k' k'' abgebildet<sup>1)</sup>; sie sitzen in Führungen, welche auf der Unterlage angebracht sind. Wenn der Apparat zusammengebaut ist, steht er so, daß die Kanten der Backen k' k'' parallel dem brechenden Winkel des Prismas liegen. Eine der Backen k' ist auf der Unterlage festgeschraubt, die andere bewegt man mit einer Mikrometerschraube l von der Ganghöhe 0·2 mm, welche aus dem zugespitzten Zapfen m herausragt. Dieser Zapfen ist, wie alle anderen, in ein konisches Loch von a eingeschliffen und ist mit der gewöhnlichen Vorrichtung versehen, um seine Drehung messen zu können.

Die Backen des horizontalen Spaltes sind bei 0' und 0'' abgebildet. Sie sind eingepaßt in Führungen auf dem Rahmen p, welcher seinerseits in Führungen auf der Unterlagsplatte sich verschiebt; die Mikrometer-Schraube von 0,5 mm Ganghöhe greift an einer in p befestigten Mutter an, so daß durch Umdrehen des zugespitzten Zapfens r der Rahmen p, welcher den ganzen horizontalen Spalt trägt, hin und her bewegt werden kann. Die Mikrometerschraube s von der Ganghöhe 0,2 mm sitzt auch in einer Mutter auf dem Rahmen p, ohne jedoch einen Bestandteil des zugespitzten Zapfens t zu bilden; dieser Zapfen t ist ein Stück zentrisch ausgebohrt und in dieses Loch paßt der Zylinder u, welcher eine Verlängerung der Mikrometerschraube s ist. An der Seite von u befindet sich eine kleine

---

<sup>1)</sup> Die Figur 109 ist falsch orientiert. Man denke sie sich um einen rechten Winkel gedreht, so daß r nach oben kommt.

Nase v, welche in einer, in die Innenseite des Zapfens t eingeschnittene Führung gleitet. Hieraus folgt, daß die Schraube s sich in Bewegung setzt, wenn man t umdreht; aber wenn durch den Zapfen r der Rahmen p hin und her bewegt wird, gleitet der Zylinder u einfach hin oder her in dem Bohrloch im Zapfen t. Ein schmaler Ring w sitzt auf der Spindel su und ist durch einen leichten Rahmen mit der beweglichen Backe o" verbunden. Der Ring w dreht sich nicht mit der Schraube s, sondern wird in seiner Stellung festgehalten, so daß bei einer Verstellung von s auf den Rahmen p die Backe o" vor- oder zurückgeht. Jeder Zapfen ist mit einer Vorrichtung zum Messen seiner Drehung versehen, so daß man die Verschiebung der Spaltbalken jederzeit ermitteln kann. Ferner ist an dem Zapfen m ein Anschlag befestigt, welcher verhindert, daß die Backen zur Berührung kommen. Dieser Zapfen begrenzt in Schumanns Apparat die Spaltbreite zwischen 0.007 und 0.02 mm, was für die gewöhnlichen Zwecke ausreicht; auch kann man, wenn erforderlich, den Anschlag entfernen und weitere Spaltbreiten erreichen. Die zwei Zeichnungen des Spaltes geben alle wichtigen Teile der Schumannschen Anordnung, doch mußten manche Einzelheiten weggelassen werden, wie z. B. die Federn zur Verhinderung des toten Ganges, die Spaltführungen usw. Wegen genauerer Einzelheiten muß auf das Original verwiesen werden.

Nur ein Teil des Apparates bedarf noch der Beschreibung, nämlich die Vorrichtung, mit der die Drehung der verschiedenen konischen Zapfen für die verschiedenen Einstellungen gemessen wurde. Sie ist im Durchschnitt und im Aufriß in den Figuren 110 und 111 abgebildet. a ist der konische Zapfen und b die geteilte Trommel. Sie paßt genau auf den Zapfen a und ist mit der Mutter c festgeschraubt. Genau aufgepaßt auf den äußeren Zylinder e ist ein Ringstück mit doppeltem Rand d, in welches ein Schraubengang eingeschnitten ist. In diesen paßt ein entsprechender Gang auf der

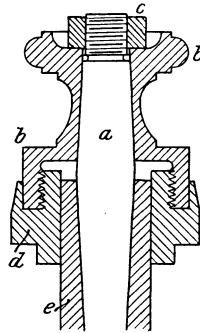


Fig. 110.

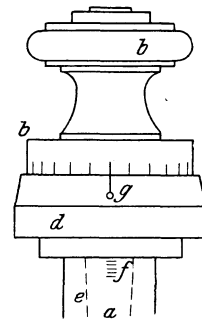


Fig. 111.

Innenseite der Trommel b. Das Ringstück d kann sich nicht um e ganz herumdrehen, sondern läuft mit einem Vorsprung in einen Schlitz. Es folgt daraus, daß bei einer Drehung des konischen Zapfens a das Ringstück d sich auf und ab bewegt. Der Weg läßt auf einer Skala bei f (Fig. 111) ablesen. Diese Skala ist so geeicht, daß einem Teilstrich genau eine ganze Umdrehung von a entspricht; die Bruchteile der Drehung lassen sich auf der geteilten Trommel bei g (Fig. 111) ablesen. Diese Einrichtung wiederholt sich bei allen Justierzapfen an Schumanns Apparat.

Bei der Ausführung von Arbeiten auf dem äußersten Gebiet des

ultravioletten Spektrums muß man die Luftschicht zwischen der Lichtquelle und der Deckplatte des Spaltes in dem Vakuum-Spektrograph so klein wie möglich machen. Bei Funkenentladung gelang es Schumann, die Elektroden bis auf 1 mm an die Deckplatte heranzubringen. Dieser Zwischenraum war daher der ganze Luftbetrag, den die Strahlen durchsetzten. Eine Reihe von Photographien der Spektren von verschiedenen Metallen wurde auf diesem Wege hergestellt. Leider gelang es nicht, diese Luftschicht ganz zu entfernen. Das Spektrum der Entladung von Vakuumröhren läßt sich freilich leichter aufnehmen, da eine gewöhnliche Röhre mit Längsdurchsicht<sup>1)</sup> benutzt werden kann. Eine solche Röhre erhält dann keine eigene durchlässige Platte auf ihrem Ende angekittet, sondern sitzt direkt auf dem Flußspatdeckel des Spaltes. Das Ende der Röhre ist gefettet und wird auf der Flußspatplatte aufgesetzt, wo die Röhre nach dem Leerpumpen ohne weitere Stütze von selbst festsetzt. Auf diese Weise gelang es Schumann, das Spektrum des Wasserstoffes bis zu einer schätzungsweise Grenze von  $\lambda = 1000 \text{ \AA.-E.}$  zu photographieren. Es soll nochmal darauf hingewiesen werden, daß es ganz unmöglich ist, mit dem Prisma die Wellenlängen in diesem neuen Gebiet zu bestimmen, weil hier die Dispersion des Flußspates völlig unbekannt ist. Die Grenze von  $\lambda = 1000 \text{ \AA.-E.}$  wurde unter der Annahme geschätzt, daß die bekannte Dispersionsformel für Fluorit hier noch ihre Gültigkeit habe.

Folgendes soll aus Schumanns Veröffentlichung als Zusammenfassung seiner Resultate zitiert werden: von allen bisher geprüften Substanzen gab nur Wasserstoff ein Spektrum, welches die Grenze von  $\lambda = 1000$  erreichte. Es folgen dann die Metalle Aluminium, Kadmium, Kobalt, Kupfer, Magnesium, Blei, Thallium und Wolfram, deren Spektren alle etwa bei  $\lambda = 1700$  endigen. Indessen rührt dies zweifellos von der gegenwärtig unvermeidlichen Luftschicht her, welche die Strahlen durchsetzen müssen. Die atmosphärische Luft absorbiert diese Strahlen mit Leichtigkeit, denn es hat sich herausgestellt, daß eine 1 mm dicke Schicht bei 760 mm Druck alle Strahlen unter  $\lambda = 1700$  vollständig absorbiert.

Bei den Versuchen über das Spektrum von Wasserstoff hing die Vakuumröhre mit dem ganzen Apparat zusammen, so daß dieser ebensovoll mit Wasserstoff gefüllt wurde, wie die Röhre selbst. Es hatten daher die Strahlen auf ihrem Wege zur Platte eine Atmosphäre von Wasserstoff unter verringertem Druck zu durchlaufen und es zeigte sich, daß dieser Wasserstoff kein Absorptionsvermögen für die weniger brechbaren dieser neuen Strahlen und voraussichtlich auch keines für die am meisten brechbaren besitzt. Das neue Spektrum des Wasserstoffes hat eine beträchtliche Ausdehnung und besteht aus 15 Gruppen von Linien, die gleichmäßig verteilt sind; es mögen wohl an die 100 Linien sein. Das Maximum der Helligkeit liegt etwa bei  $\lambda = 1620$ , so daß für dies Gebiet eine Exposition von wenigen Minuten ausreichte, während eben so viele Stunden für die brechbaren Strahlen nötig waren.

---

1) Vergl. Fig. 140b.

Es wurde oben erwähnt, daß die Gelatine der photographischen Platten eine starke Absorption auf diese Strahlen kurzer Wellenlänge ausübt. Schumann hat den Betrag dieser Absorption gemessen und hat für die Herstellung von Platten, die sich für dies Gebiet eignen, spezielle Methoden angegeben. Hier ist die Gelatine entweder auf ein Minimum reduziert oder ganz entfernt; in letzterem Falle wird ein Niederschlag von reinem Silbersalz verwendet. Bei seinen Untersuchungen über das Absorptionsvermögen von Gelatine verwandte Schumann Häutchen dieses Materials von verschiedener Dicke, von 0·13 mm—0·00004 mm, die er dadurch herstellte, daß er eine bestimmte Menge Gelatinelösung bekannter Konzentration auf einer Glasplatte trocknen ließ. Er fand, daß eine Schicht von 0·13 mm Dicke ein Absorptionsvermögen besitzt, welches sich über das ganze ultraviolette Gebiet und selbst bis in das sichtbare Spektrum hinein erstreckt. Die Absorption ist jenseits von  $\lambda = 2470$  so gut wie vollständig. Eine Schicht von 0·01 mm gab totale Absorption jenseits von  $\lambda = 2266$ , während bei dem äußersten Fall von 0·00004 mm sich eine deutliche Schwächung der äußersten ultravioletten Strahlen zeigte, die sich selbst noch für die Linien  $\lambda = 2061$  und 2024 bemerkbar machte. Diese Experimente beweisen überzeugend, daß eine Gelatineemulsionsplatte für Arbeiten über die äußersten Strahlen absolut wertlos ist. Schumann fand auch, daß Eiweiß und Kollodium ebenso nutzlos waren. Schumanns spezielle Methoden zur Anfertigung seiner Platten werden in dem Kapitel über die Photographie des Spektrums angegeben.

Die Arbeiten Schumanns im äußersten Ultraviolett wurden von Th. Lyman<sup>1)</sup> fortgeführt. Dieser benutzt ein Konkavgitter, füllt den abgeschlossenen Apparat mit trockenem Wasserstoff und evakuiert ihn. Mit Hilfe dieser Vorrichtung gelingt ihm der Nachweis, daß Fluorit bereits in Schichten von 0·9 mm Dicke alle Wellen unterhalb 1200 Å.-E. absorbiert, und daß die äußerste Grenze der Aufnahmen von Schumann sogar schon bei 1270 liegt. Auch für seine Untersuchungen liegt in dieser Gegend meist die Grenze, weil er den Apparat am Spalt ebenfalls mit einer Flußspatplatte abschliessen muß. Nur bei Wasserstoff kann die Vakuumröhre unmittelbar auf den Spalt gekittet und mit dem ganzen Apparat zusammen evakuiert werden. Das Wasserstoffspektrum läßt sich daher weiter verfolgen, doch hört auch dieses aus bisher nicht sicher anzugebenden Gründen bei etwa 1000 Å.-E. auf.

1) *Astrophys. Journ.* **19**. 263. 1904. **23**. 181. 1906.

## Neuntes Kapitel.

# Die Anwendung von Interferenz-Methoden in der Spektroskopie.

Unter einem Interferenz-Spektroskop oder einem Interferometer versteht man einen Apparat, in welchem der Strahl einer einzigen Lichtquelle in zwei Teile zerlegt wird; diese erleiden auf die eine oder andere Weise einen verschiedenen Betrag von Verzögerung, so daß bei ihrer Wiedervereinigung Interferenz auftritt. Michelson benutzte als erster einen solchen Apparat für spektroskopische Arbeiten und war dadurch imstande, ein viel größeres Auflösungsvermögen zu erzielen, als je zuvor möglich gewesen war. Mit Hilfe seines Apparats, der unter dem Namen Refraktometer oder Interferometer bekannt ist, studierte Michelson die Zusammensetzung von Strahlungen oder Spektral-„Linien“, welche so weit homogen waren, daß sie jenseits des Auflösungsvermögens der größten Gitter lagen, und er hat ferner die Wellenlänge gewisser Strahlen im Spektrum des Kadmium in Bruchteilen des Normalmeters bestimmt. Diese Wellenlängen wurden mit einem außerordentlichen Grade von Genauigkeit gemessen und sie dienen als Normale für alle Interferenzmessungen. Wie wir in der Folge sehen werden, gelang Fabry und Perot die Bestimmung der Wellenlängen bestimmter Linien im Sonnenspektrum und in den Spektren von Metallen durch Vergleichung derselben mit Michelsons Kadmiumlinien. Es bestehen gewisse Differenzen zwischen den Werten dieser Konstanten und den von Rowland ermittelten und voraussichtlich wird man wegen der größeren innewohnenden Genauigkeit der Interferenzmethoden die ersteren als Bezugsnormale für alle spektroskopischen Arbeiten annehmen<sup>1)</sup>.

Eine Zeichnung von Michelsons Interferometer ist in Figur 112 abgebildet<sup>2)</sup>.

---

<sup>1)</sup> Siehe Zweites Kapitel S. 35.

<sup>2)</sup> Phil. Mag. (5). **34**. 200. 1892.

Die Strahlen von der Quelle  $V$  gehen durch ein oder mehrere Prismen, um die verschiedenen Strahlungen voneinander zu trennen. Der Spalt  $S$  wird in ihre Bildebene gebracht. Auf diesem Wege kann man jede einzelne Strahlung besonders untersuchen. Das Licht, welches durch den Spalt einfällt, wird durch eine Kollimatorlinse parallel gemacht und fällt auf die parallele Platte  $G_1$ , welche unter einem Winkel von  $45^\circ$  in den Weg des Lichtstrahls gestellt ist. Die Vorderfläche dieser Platte ist halb versilbert, so daß ein Teil des einfallenden Strahls reflektiert wird, während der Rest durch die Platte hindurchgeht. Der erste Teil wandert zu dem beweglichen ebenen Spiegel  $M_2$  und der zweite zu dem festen Spiegel  $M_1$ . Diese

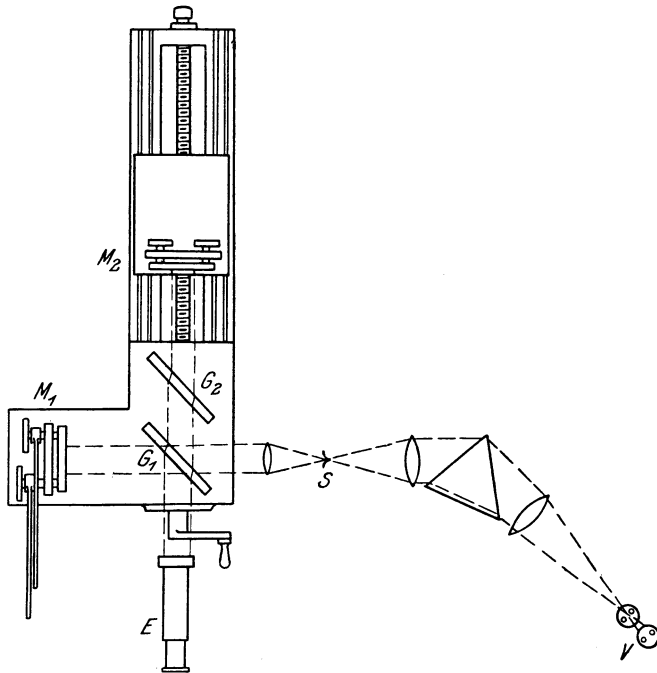


Fig. 112.

Spiegel senden das Licht auf die versilberte Oberfläche von  $G_1$  zurück, wo der erste Teil durchgelassen und der zweite reflektiert wird, so daß beide Teile gemeinsam in das Fernrohr  $E$  eintreten. Über die Dicke der Silberschicht auf  $G_1$  bemerkt Michelson, daß „das in das Teleskop eintretende Licht ein Maximum ist, wenn die Silberschicht so dick ist, daß die Intensität des durchgelassenen Lichtes gleich der des reflektierten wird. Die Versilberung hat noch einen wichtigen Vorteil, sie verringert nämlich die relative Intensität des von der zweiten Oberfläche reflektierten Lichtes; aus diesem Grunde empfiehlt es sich sogar, die Schicht noch dicker zu machen, sogar so dick, daß das reflektierte Licht zweimal so hell, wie das durchgelassene

wird. Dies bleibt ohne Einfluß für das endgültige Verhältnis der Intensitäten der interferierenden Strahlenbündel; denn was durch Transmission beim Eintritt in die Platte  $G_1$  verloren ist, wird durch Reflexion bei ihrem Verlassen wieder gewonnen. Die Wirkung ist nur, daß die Gesamthelligkeit etwas verringert wird. Ein anderer Vorteil der dickeren Schicht ist der, daß sie sich viel leichter gleichmäßig herstellen läßt, als eine dünne Schicht.“

Die beiden Spiegel sind zum Zwecke der Justierung mit Schrauben versehen und  $M_2$  ist auf einem Schlitten befestigt, der durch eine Schraube von 1 mm Ganghöhe bewegt wird. Das Strahlenbündel, das zuerst von der Silberschicht auf  $G_1$  durchgelassen wird, geht, wie man sieht, dreimal durch die Platte  $G_1$ ; eine genau gleiche Platte  $G_2$  ist in einem Winkel von  $45^\circ$  dem anderen Strahlenbündel in den Weg gestellt, um die so veranlaßte Verzögerung auszugleichen.

Wenn nun der Weg der beiden Strahlenbündel gleich lang ist, d. h. wenn die Entfernung von der Silberschicht zu den beiden Spiegeln die gleiche ist, wird keine Interferenz eintreten. Wenn man aber durch Bewegen von  $M_2$  einen kleinen Unterschied verursacht, dann wird man die Interferenzfransen im Fernrohr als eine Serie von konzentrischen Kreisen sehen. Diese werden in genau derselben Weise hervorgebracht wie durch eine Luftschicht zwischen zwei ebenen Flächen; sie sind mit anderen Worten dasselbe Phänomen wie Newtons Ringe.

Michelson gab die Theorie dieser Interferenzfransen<sup>1)</sup> und zeigte, daß die Stelle der äußersten Genauigkeit gegeben wird durch die Formel

$$P = \frac{t_0}{\operatorname{tg} \varphi} \operatorname{tg} i \cos^2 \vartheta,$$

wo  $P$  den Abstand der Ebene größter Bildscharfe von den Spiegeln bedeutet, ferner  $t_0$  die Dicke der äquivalenten Luftschicht in Richtung der Fernrohrachse,  $\varphi$  den Winkel zwischen beiden Flächen,  $\vartheta$  und  $i$  die Komponenten des Einfallswinkels parallel und senkrecht zu dem Schnitt der Flächen.

Ist  $\vartheta$  sehr klein, so darf man den Einfluß von  $\vartheta$  auf  $P$  vernachlässigen und erhält dann

$$P = \frac{t_0}{\operatorname{tg} \varphi} \operatorname{tg} i$$

oder mit genügender Genauigkeit

$$P = \frac{t_0}{\varphi} i.$$

Es ändert sich also der Abstand der Fokalebene sehr schnell mit  $i$ , so daß es außer für  $\varphi = 0$  unmöglich ist, alle Interferenzstreifen gleichzeitig scharf zu sehen.

Setzt man jetzt  $\varphi = 0$ , d. h. macht man die Flächen wirklich parallel, so wird  $P = \infty$ , so daß bei Beobachtung der Streifen mit einem auf Unendlich eingestellten Fernrohr die Interferenzstreifen

1) Phil. Mag. (5). **13**, 236. 1882.

überall gleich deutlich werden; sie sind dann konzentrische Kreise, deren Winkeldurchmesser gegeben ist durch

$$\cos \vartheta = \frac{\mathcal{A}}{2 t_0};$$

hier bedeutet  $\mathcal{A}$  die Wegdifferenz zwischen den zwei Strahlenbündeln. Ersetzen wir  $\mathcal{A}$  durch  $2 t_0 - n \lambda$  und  $\cos \vartheta$  durch seinen angenäherten Wert  $1 - \frac{\vartheta^2}{2}$ , so wird

$$\vartheta_n = \sqrt{\frac{n \lambda}{t_0}}.$$

Wird in dem oben beschriebenen Apparat der Spiegel so gestellt, dass die Gangdifferenz zwischen den beiden Lichtbündeln verschwindet, so wird natürlich die Helligkeit im Fernrohr ein Maximum werden. Verschiebt man jetzt den Spiegel  $M_2$  um 1 mm, so tritt eine Wegdifferenz von 2 mm auf und mit ihr eine große Reihe von Interferenzstreifen. Michelson<sup>1)</sup> schätzt die „Sichtbarkeit“ dieser Streifen nach dem Ausdruck  $V = \frac{J_1 - J_2}{J_1 + J_2}$ , in dem  $J_1$  die Helligkeit in der Mitte eines hellen Streifens und  $J_2$  die Intensität in der Mitte des benachbarten dunklen bedeutet. Diese Sichtbarkeit wird für jede weitere Entfernung des Spiegels  $M_2$  um 1 mm nach außen bestimmt, die so erhaltenen Werte auf einer Kurve aufgetragen, deren Ordinaten die Sichtbarkeit und deren Abszissen die Gangdifferenzen sind. Diese Sichtbarkeitskurve hat einen verschiedenen Verlauf je nach der Verteilung des Lichtes in der beobachteten Strahlung, und ihre gründliche Untersuchung ermöglicht einen Einblick in die genaue Zusammensetzung der Spektral-„Linie“.

Bevor die verschiedenen Formen der Sichtbarkeitskurven diskutiert werden, soll darauf hingewiesen werden, daß Michelson eine Korrektionstabelle für die mit dem Auge geschätzten Werte aufstellte, um sie auf ihre wahren Werte zu reduzieren, d. h. eine Korrektionstabelle des persönlichen Fehlers. Dies geschah folgendermassen: Es wurde ein Apparat aufgestellt, in welchem sich Interferenzstreifen erzeugen ließen, deren Intensitäten  $J_1$  und  $J_2$  aus den Konstanten des Apparates berechenbar waren. Gleichzeitig wurden diese Werte beobachtet und geschätzt. Durch Vergleichung der auf diesen zwei verschiedenen Wegen erhaltenen Resultate ergab sich der persönliche Fehler.

Eine konvexe und eine konkave Quarzlinse von gleicher Krümmung und mit der Linsenachse senkrecht zur optischen Achse geschliffen wurden mit ihren optischen Achsen rechtwinklig zueinander zwischen zwei Nikols aufgestellt. Unter diesen Verhältnissen entsteht eine Reihe konzentrischer Interferenzringe. Ist  $\alpha$  der Winkel zwischen dem Hauptschnitt des Polarisators und der Achse des ersten Quarzes und  $\omega$  der Winkel zwischen der Achse des zweiten Quarzes und dem Analysator, so wird folgende Lichtmenge hindurch gelassen:

1) Phil. Mag. (5). **31**. 338. 1891 und **34**. 280. 1892.



$$J = \cos^2(\omega - \alpha) - \sin 2\alpha \sin 2\omega \sin^2 \pi \frac{k(t_1 - t_2)}{\lambda},$$

wo  $t_1$  die Schichtdicke der ersten, und  $t_2$  die Dicke der durchlaufenen Schicht der zweiten Quarzlinse ist. Stehen Analysator und Polarisator parallel, so wird  $\omega = \alpha$

und 
$$J = 1 - \sin^2 2\alpha \sin^2 \pi \frac{k(t_1 - t_2)}{\lambda}.$$

Hieraus folgt

$$J_1 = 1 \quad \text{und} \quad J_2 = 1 - \sin^2 2\alpha$$

und

$$V = \frac{J_1 - J_2}{J_1 + J_2} = \frac{1 - \cos^2 2\alpha}{1 + \cos^2 2\alpha}.$$

Die Sichtbarkeit der Streifen in diesem Apparat wurde für alle Werte von  $\alpha$  geschätzt und außerdem nach der obigen Formel berechnet. Beide Reihen von Werten wurden für die verschiedenen  $\alpha$ -Koordinaten als Kurven aufgetragen. Die Kurven weichen leicht voneinander ab. Es ließen sich also den Kurven die Größen entnehmen, welche als der jeweilige persönliche Fehler den Schätzungen der Sichtbarkeit in den verschiedenen Helligkeitsgebieten hinzugefügt werden mußten.

Das Verständnis der Sichtbarkeitskurven hat folgende Gesichtspunkte zur Voraussetzung<sup>1)</sup>:

Michelson hat gezeigt, daß die Sichtbarkeit sich darstellen läßt durch den Ausdruck:

$$V^2 = \frac{S^2 + C^2}{P^2}.$$

Hierin ist:

$$P = \int \varphi(x) dx$$

$$C = \int \varphi(x) \cos 2\pi D x dx$$

und 
$$S = \int \varphi(x) \sin 2\pi D x dx.$$

In diesen Ausdrücken ist  $D$  die Differenz der Weglänge zwischen den beiden Bündeln und  $\varphi(x)$  die Verteilung der Intensität in der Lichtquelle, d. h. in der untersuchten Strahlungsart. Genauer gesagt ist unter  $\varphi(x)$  die Kurve der Intensitätsverteilung in der Spektrallinie verstanden, wenn die Abszissen durch die Schwingungszahlen  $x$  und die Ordinate

durch eine Funktion von  $x$  gebildet werden. In Figur 113 ist eine solche Intensitätskurve einer Spektrallinie abgebildet; die Abszissen  $x$  (in Schwingungszahlen) werden von der Mitte der Linie aus gemessen. Die Funktion von  $x$ , welche als Ordinate genommen wurde, ist  $e^{-0.013x^2}$ , worin  $e$  die Basis der natürlichen Logarithmen bedeutet. Michelson setzte verschiedene Werte von  $\varphi(x)$  in die

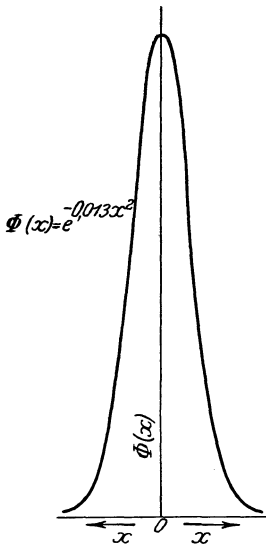


Fig. 113.

<sup>1)</sup> Michelson, Phil. Mag. (5). **31**. 338. 1891.

obigen Ausdrücke ein und berechnete damit die Sichtbarkeit. Da sich aber herausstellte, daß die wirklichen Experimente nur mit der Verteilung der Intensität nach dem Maxwell'schen Gesetz in Übereinstimmung sind, so brauchen wir nur diesen speziellen Fall zu diskutieren. Die Verteilung der Intensität ist nach Maxwell gegeben durch den Ausdruck  $\varphi = e^{-p \frac{x^2}{a^2}}$ , der graphisch in Figur 113 wiedergegeben ist.

Man muß sich vergegenwärtigen, daß in den obigen Ausdrücken für P, C und S die Integrationsgrenzen durch die Grenzen der Helligkeit gegeben werden. Wenn nun die Helligkeitsverteilung vollständig symmetrisch ist, wie in Figur 113, so verschwindet offenbar S und es bleibt

$$V = \frac{C}{P}.$$

Michelson nahm zunächst an, daß die Intensitätsverteilung symmetrisch sei und fand nachher, daß diese Annahme berechtigt war.

Ist  $\Delta$  der größte Unterschied zwischen den Wellenlängen der in Frage kommenden Strahlung und  $\Delta_0$  die kleinste Differenz, die durch ein Gitter aufgelöst werden kann, welches so viel Striche N besitzt, als Wellenlängen in der Wegdifferenz enthalten sind, so ist also

$$\Delta = \lambda_1 - \lambda_2,$$

wo unter  $\lambda_1$  und  $\lambda_2$  die Wellenlängen der äußersten Strahlen verstanden sind. Setzen wir den Unterschied der Schwingungszahlen = a, so erhalten wir:

$$a = \frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} = \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda^2},$$

wenn unter  $\lambda$  der (streng genommen geometrische) Mittelwert zwischen  $\lambda_1$  und  $\lambda_2$  verstanden wird. Also ist

$$\Delta = \lambda_1 - \lambda_2 = a \lambda^2.$$

Ferner gilt

$$\frac{\lambda}{\Delta_0} = N \quad \text{also ist} \quad \Delta_0 = \frac{\lambda}{N}$$

und

$$\frac{\Delta}{\Delta_0} = \frac{a \lambda^2}{\frac{\lambda}{N}} = a D,$$

wo D, wie oben, =  $N \lambda$  = die Gangdifferenz ist. Das Verhältnis  $\frac{\Delta}{\Delta_0}$  wird im folgenden durch den Buchstaben n bezeichnet.

Unter den verschiedenen Werten, die Michelson für die Funktion  $\varphi(x)$  in die Berechnung der Sichtbarkeitskurve eingesetzt hat, ist der wichtigste

$$\varphi(x) = e^{-p \frac{x^2}{a^2}},$$

welches, wie schon oben gesagt, einer Verteilung nach dem Maxwell'schen Gesetz entspricht. Dann folgt für die Sichtbarkeitskurve der nicht periodische Wert:

$$V = e^{-\frac{\pi^2 n^2}{p}}.$$

Hat man zwei Lichtquellen, so wird die Sichtbarkeit nach Michelson gegeben durch:

$$V_2^2 = \frac{1 + r^2 + 2r \cos 2\pi \frac{X}{D}}{1 + 2r + r^2} V^2,$$

worin  $r$  das Verhältnis der Intensitäten der beiden Lichtquellen ist,  $X$  die Abszisse der Sichtbarkeitskurve, d. h. die Wegdifferenz und  $D$  die Periode der Kurve, welche umgekehrt proportional dem Abstand zwischen dem Komponenten ist.

Wenn jetzt wie zuvor

$$\varphi(x) = e^{-p \frac{x^2}{a^2}}$$

ist, so erhält man:

$$V_2 = e^{-\frac{\pi^2 n^2}{p}} \sqrt{\frac{1 + r^2 + 2r \cos 2\pi \frac{X}{D}}{1 + 2r + r^2}}$$

Michelson führt jetzt den Begriff der „Halbbreite“ der Spektrallinie ein. Er versteht darunter den Wert von  $x$ , für welchen  $\varphi(x) = \frac{1}{2}$  ist. Vergegenwärtigt man sich, daß  $\varphi(x)$  die Kurve der Intensitätsverteilung in der Linie ist, welche man durch Eintragen der Schwingungszahlen als Abszissen und der  $\varphi(x)$ -Werte als Ordinaten erhält und berücksichtigt man, daß  $x$  von der Mitte der Spektrallinie aus gerechnet wird, so folgt, daß die wirkliche Breite der Spektrallinie etwa das Vierfache der „Halbbreite“ ist. Bezeichnen wir diese mit  $\delta$ , so ist:

$$\delta = x \quad \text{für} \quad \varphi(x) = \frac{1}{2}, \quad \text{d. h. für} \quad e^{-p \frac{\delta^2}{a^2}} = \frac{1}{2}.$$

Es ist nun

$$\begin{aligned} e^{-p \frac{x^2}{a^2}} &= e^{-p \frac{\delta^2}{a^2} \times \frac{x^2}{\delta^2}} \\ &= \left( e^{-p \frac{\delta^2}{a^2}} \right)^{\frac{x^2}{\delta^2}} \\ &= \left( \frac{1}{2} \right)^{\frac{x^2}{\delta^2}}, \end{aligned}$$

oder

$$\varphi(x) = 2^{-\frac{x^2}{\delta^2}}.$$

Wir haben schon gesehen, daß

$$V = e^{-\frac{\pi^2 n^2}{p}};$$

wenn nun

$$n = a X,$$

so wird

$$V = e^{-\frac{\pi^2 a^2 X^2}{p}}.$$

Ist hierin, wie oben,

$$e^{-p \frac{\delta^2}{a^2}} = \frac{1}{2},$$

so wird

$$\frac{p \delta^2}{a^2} = \log_e 2$$

und

$$\frac{a^2}{p} = \frac{\delta^2}{\log_e 2}.$$

Substituiert man diesen Wert in den Ausdruck für V, so folgt:

$$V = e^{-\frac{\pi^2 \delta^2 X^2}{\log_e 2}}.$$

Setzt man nun X gleich  $\mathcal{A}$  für  $V = \frac{1}{2}$ , d. h. nimmt man den

Wert der Abszisse der Sichtbarkeitskurve für den Fall  $V = \frac{1}{2}$  gleich  $\mathcal{A}$ , so wird

$$e^{-\frac{\pi^2 \mathcal{A}^2 \delta^2}{\log_e 2}} = \frac{1}{2}$$

und

$$-\log_e 2 = \frac{\pi^2 \mathcal{A}^2 \delta^2}{\log_e 2}.$$

Demnach ist

$$\log_e 2 = \pi \mathcal{A} \delta$$

und

$$\begin{aligned} \delta &= \frac{\log_e 2}{\pi \mathcal{A}} \\ &= \frac{0 \cdot 22}{\mathcal{A}} \end{aligned}$$

mit großer Annäherung.

Dieser Ausdruck liefert den Wert der Halbbreite in Größen der Schwingungszahlen; um diese in Wellenlängen zu verwandeln, muß  $\delta$  mit  $\lambda^2$  multipliziert werden <sup>1)</sup>.

Substituiert man  $\frac{\log_e 2}{\pi \mathcal{A}}$  für  $\delta$  in die Gleichung

$$V = e^{-\frac{\pi^2 X^2 \delta^2}{\log_e 2}},$$

so erhält man

---

1) Ist die Breite einer Linie in Schwingungszahlen  $= \frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} = \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda^2}$  und die Breite derselben Linie in Wellenlängen  $= \lambda_2 - \lambda_1$ , so hat man also nur den ersteren Ausdruck mit  $\lambda^2$  zu multiplizieren, um ihn in den zweiten zu verwandeln. Es ist dies freilich nicht streng richtig, weil  $\lambda$  in Wirklichkeit das geometrische Mittel von  $\lambda_1$  und  $\lambda_2$  ist.

$$\begin{aligned}
 V &= e^{-\frac{X^2 \log_2 2}{\Delta^2}} \\
 &= \left( \frac{1}{2^{\log_2 2}} \right)^{-\frac{X^2 \log_2 2}{\Delta^2}} \\
 &= 2^{-\frac{X^2}{\Delta^2}}.
 \end{aligned}$$

Es ist also die Gleichung für die Sichtbarkeit zweier Lichtquellen, deren Intensitäten sich nach dem Maxwell'schen Gesetz verteilen, gegeben durch

$$V_2 = 2^{-\frac{X^2}{\Delta^2}} \cos \frac{r}{D},$$

worin das Symbol  $\cos \frac{r}{D}$  gesetzt ist statt des Ausdruckes

$$\sqrt{\frac{1 + r^2 + 2 r \cos 2\pi \frac{X}{D}}{1 + r^2 + 2 r}}.$$

Diese theoretischen Überlegungen wandte Michelson auf seine Beobachtungen an. Er zeichnete die Sichtbarkeitskurven für die Strahlungen verschiedener Elemente, von denen die meisten durch elektrische Entladungen in Vakuumröhren hervorgerufen wurden. Für Metalle wurde eine Vakuumröhre mit ein wenig Substanz in

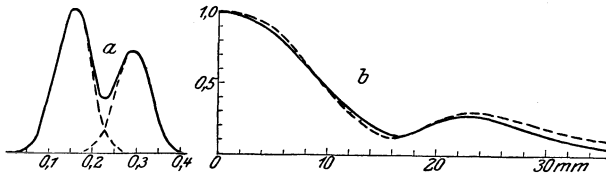


Fig. 114.

einen Kasten gebracht, welchen man soweit erwärmte, daß die elektrische Entladung leicht und gleichmäßig durch die Röhre ging, solange die Temperatur konstant gehalten wurde. Die Beobachtungen der Sichtbarkeit wurden nach der aufgestellten Tabelle um den persönlichen Fehler korrigiert und dann als Kurve aufgetragen. Aus dieser wurden die Konstanten der Gleichung berechnet, welche die Intensitätsverteilung möglichst genau wiedergab.

Die Sichtbarkeitskurve der roten Wasserstofflinie ist in der ausgezogenen Kurve Fig. 114 b dargestellt. Die gestrichelte Kurve entspricht der Gleichung

$$V = 2^{-\frac{X^2}{19^2}} \cos \frac{0.7}{30}.$$

Es ist also die gefundene Sichtbarkeitskurve praktisch identisch mit einer Kurve, welche für eine zweifache Lichtquelle berechnet ist, deren Helligkeitsverhältnis gleich 0,7 ist.

Nun ist  $D$ , oder die Periode der Kurve, in der Formel für  $V$  umgekehrt proportional dem Abstand zwischen den Komponenten des Linienpaares, wobei derselbe hier in Schwingungszahlen gerechnet wird. Es ist also der Abstand zwischen den Wellenlängen beider Linien gleich  $\frac{\lambda^2}{D}$ . Die Formel für die rote Wasserstofflinie ergab  $D = 30$ , und da die Wellenlänge  $\lambda = 6.56 \times 10^{-4}$  mm ist, so erhalten wir für die Trennung der beiden Komponenten den Abstand

$$\frac{(6.56 \times 10^{-4})^2}{30} = 0.14 \text{ \AA.-E.}$$

Weiter liefert die Formel  $\mathcal{A} = 19$ , woraus wir finden  $\delta = 0.0115$  oder  $0.049 \text{ \AA.-E.}$

Es ist also die Halbbreite jeder Komponente gleich  $0.049 \text{ \AA.-E.}$  Nach diesen Daten sind die Kurven in Fig. 114 (a) gezeichnet, in denen die ausgezogene Linie die Verteilung der Energie angibt.

In derselben Weise wurde für die blaue Wasserstofflinie die Gleichung der Sichtbarkeitskurve zu

$$V = 2 \cos \frac{x^2}{28} \cos \frac{0.7}{28}$$

berechnet, so daß man hier wieder eine Doppellinie erhält mit dem Verhältnis  $10:7$  für die Intensitäten der Komponenten,  $\lambda_1 - \lambda_2 = 0.08 \text{ \AA.-E.}$  und  $\delta = 0.057 \text{ \AA.-E.}$

Auch für Sauerstoff, Natrium, Zink, Kadmium, Thallium und Quecksilber wurden die Strahlungen untersucht und Michelson fand in vielen Fällen, besonders bei der grünen Quecksilberlinie, die Lichtquellen sehr komplex. Für letztere sind in Fig. 115 die Sichtbar-

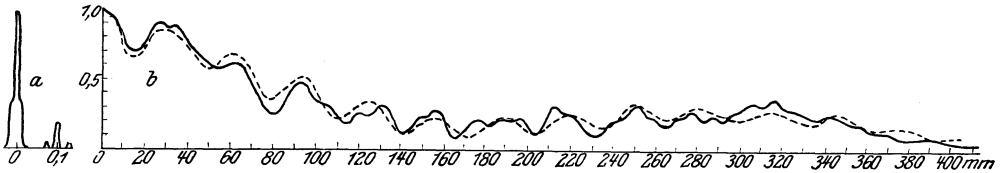


Fig. 115.

keitskurven und daneben die wahrscheinlichen Intensitätskurven eingezeichnet.

Von besonderem Interesse wegen ihrer Schmalheit waren die Kadmiumlinien. Die Kurve der roten Linie  $\lambda = 6439$  stimmte sehr gut mit der einfachen Exponentialkurve

$$V = 2 \cos \frac{x^2}{133^2}$$

Diese Linie ist also offenbar eine einfache. Ihre Halbbreite beträgt  $0.0065$ .

Die grüne bei  $5086$  fand man als eine sehr nahe Doppellinie mit dem Intensitätsverhältnis von  $5$  zu  $1$  zwischen ihren Komponenten; ihr Abstand beträgt  $0.022$  und die Halbbreite eines jeden  $0.0048 \text{ \AA.-E.}$

Michelson und Benoît benutzten später dieses Interferometer für die Bestimmung der Länge eines Normalmeters in Einheiten der Wellenlängen der Kadmiumlinien<sup>1)</sup>, indem sie gerade diese Linien wegen ihrer geringen Breite wählten. Auch stellten sie sich als die am meisten homogenen unter allen untersuchten Strahlen heraus. Eine Beschreibung der Methode würde zu weit führen, es muß also genügen, ihre Endresultate für Luft von 0° und 760 mm Druck mitzuteilen:

Rote Linie:  $1 \text{ m} = 1553163 \cdot 5 \lambda \therefore \lambda = 6438 \cdot 4722 \times 10^{-10} \text{ m}$

Grüne Linie:  $1 \text{ m} = 1900249 \cdot 7 \lambda \therefore \lambda = 5085 \cdot 8240 \times 10^{-10} \text{ m}$

Blaue Linie:  $1 \text{ m} = 2083372 \cdot 1 \lambda \therefore \lambda = 4799 \cdot 9107 \times 10^{-10} \text{ m}$ .

In den beiden letzten Fällen wurde die Hauptkomponente gemessen.

In Fortsetzung von Michelsons Arbeiten haben Fabry und Perot Interferenzmethoden auf die Spektroskopie angewandt und haben einen Apparat angegeben, mit dessen Hilfe sich Beobachtungen in erfreulichster Einfachheit machen lassen. Das Prinzip von Fabry und Perots Apparat besteht in der Benutzung einer Luftschicht oder Lufthaut zwischen zwei planparallelen Glasplatten. Diese beiden Platten sind auf der Innenseite halbversilbert und parallel zueinander aufgestellt. Die Interferenzerscheinung erhält man, indem man einen Strahl monochromatischen Lichtes in senkrechter Inzidenz hindurchfallen läßt und die entstehenden Fransen in einem Fernrohr beobachtet.

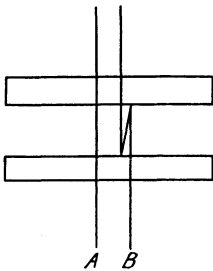


Fig. 116.

Betrachtet man eine monochromatische Lichtquelle durch eine dünne Luftschicht zwischen zwei parallelen Glasflächen, so sieht man auf gleichförmig erhelltem Grunde eine Reihe ziemlich unregelmäßiger Streifen. Es ist klar, daß ein solcher Streifen durch Interferenz zwischen einem den Apparat direkt durchlaufenden Strahl A (in Figur 116) und einem doppelt reflektierten B entsteht. Nach der zweifachen Reflexion wird natürlich ein kleiner Teil abermals eine doppelte Reflexion durchmachen, jedoch sind die Intensitäten dieser wie auch der noch öfter reflektierten Strahlen bei ebenen Glasflächen im allgemeinen so gering, daß sie ohne Bedeutung bleiben. Ist  $f$  das Reflexionsvermögen des Glases<sup>2)</sup>, so wird das Verhältnis zwischen der geringsten und der größten Intensität der erzeugten Streifen gegeben durch die Gleichung

$$\varrho = \left( \frac{1 - f}{1 + f} \right)^2.$$

Bei einem Glas von 1.52 Brechungsindex ist der Wert von  $f$  bei normaler Inzidenz gleich 0.042, woraus  $\varrho = 0.84$  sich ergibt. Es besteht demnach nur ein geringer Helligkeitsunterschied zwischen den Intensitäten der Maxima und Minima. Vergrößert man aber durch

1) Mém. du Bureau internat. des poids et mesures. **11**. 1. 1895.

2) Fabry und Perot, Ann. Chim. et Phys. **12**. 459. 1897.

leichte Versilberung das Reflexionsvermögen, so bekommt das Phänomen ein ganz anderes Aussehen. Wird z. B.  $f = 0.74$ , so sinkt  $\varrho$  auf  $0.02$ , d. h. die Minima werden fast absolut schwarz und die hellen Streifen heben sich als weit getrennte, sehr schmale, glänzende Linien von dem dunklen Hintergrund ab. Diese Wirkung rührt von den mehrfachen Reflexionen her, die in dem Augenblick von Wichtigkeit werden, wo das Reflexionsvermögen gesteigert wird. Man muß also bei Behandlung der austretenden Strahlen die Interferenz zwischen den direkten und den 2, 4, 6 usf. mal reflektierten in Rechnung ziehen. Die auftretenden Franzen rühren von der Superposition aller dieser Strahlen her.

Ist  $\mathcal{A}$  die Gangdifferenz zwischen dem direkten und dem zweifach reflektierten Strahl, so differieren die folgenden Strahlen von dem direkten um  $2\mathcal{A}$ ,  $3\mathcal{A}$  usf. Dabei nehmen die Intensitäten ab, aber nicht sehr schnell. Ist  $\mathcal{A}$  eine runde Zahl von Wellenlängen, d. h. ist  $\frac{\mathcal{A}}{\lambda}$  eine ganze Zahl, so werden alle Wellen in ihrer Phase übereinstimmen und ein Maximum der Intensität ergeben; weicht aber  $\frac{\mathcal{A}}{\lambda}$  auch nur um ein wenig von der ganzen Zahl ab, so wird unter den wiederholt reflektierten Strahlen sich einer befinden, der in seiner Phase sehr beträchtlich abweicht und daher die Intensität sehr schwächt. Es folgt daraus, daß eine um so geringere Abweichung von einer ganzen Zahl bei  $\frac{\mathcal{A}}{\lambda}$  genügt, um eine beträchtliche Helligkeitsverminderung hervorzurufen, je größer das Reflexionsvermögen  $f$  wird, weil mit ihm auch die Wirkung der mehrfach reflektierten Strahlen steigt.

Fabry und Perot geben hierfür einen strengen Beweis und zeigen, daß die Intensität gegeben ist durch

$$J = \frac{\vartheta^2}{(1-f^2)} \times \frac{1}{1 + \frac{4f}{(1-f^2)} \sin^2 \pi \frac{\mathcal{A}}{\lambda}},$$

worin  $\vartheta$  den Teil des einfallenden Lichtes bedeutet, der von jeder Fläche hindurchgelassen wird, und  $\mathcal{A}$  die Gangdifferenz zwischen den direkten und den zweifach reflektierten Strahlen.

Setzt man in den zweiten Ausdruck auf der rechten Seite  $f = 0.75$ , so wird sein Wert

$$\frac{1}{1 + 48 \sin^2 \pi \frac{\mathcal{A}}{\lambda}}.$$

Ist also  $\frac{\mathcal{A}}{\lambda}$  eine ganze Zahl, so wird dieser Ausdruck gleich Eins, und die Intensität erreicht mit  $\frac{\vartheta^2}{(1-f^2)}$  ihr Maximum; weicht aber  $\frac{\mathcal{A}}{\lambda}$  von einer ganzen Zahl ab, so wird der obige Ausdruck



schnell kleiner als Eins. Es wird also durch eine geringe Änderung in  $\frac{A}{\lambda}$  sofort eine große Abnahme der Intensität hervorgerufen. Es fällt mit anderen Worten die Intensität zu beiden Seiten des Maximums sehr schnell bis fast auf Null herab, und die Maxima sind daher sehr scharf definiert. In der Entfernung von einem Zehntel der Streifenbreite vom Maximum ab beträgt die Intensität nur noch ein Sechstel des Anfangswertes. Die Schärfe der hellen Fransen hängt demnach direkt von  $f$  ab; man muß aber in Betracht ziehen, daß mit der Vergrößerung von  $f$  auch die Lichtabsorption durch die Schicht wächst, und daher die Gesamtmenge des durch den Apparat hindurchgehenden Lichtes sich vermindert. Das Auftreten dieser Absorption setzt der Dicke der Silberschichten Grenzen; man wird sie also von der Intensität des verwendeten Lichtes abhängen lassen müssen. Das beste Rezept für Versilberung ist das von Martin<sup>1)</sup> gegebene. Durch Zusatz von Wasser läßt sich die Konzentration der Lösungen so variieren, daß man mit ihr jeden Grad der Versilberung von einem dünnen Schleier bis zu einer fast undurchsichtigen Decke erhalten kann. Beide Platten sollten im selben Bade versilbert werden, um einen gleich dicken Überzug zu erhalten.

Das Aussehen der Fransen hängt absolut von der Gestalt der Grenzflächen der Luftschicht ab, da jeder Streifen die Stellen gleicher Dicke der Luftschicht bestimmt. Mit einem Strahl monochromatischen Lichtes erhält man bei senkrechter Inzidenz eine Reihe sehr enger Streifen. Diese Interferenzen liegen in der Luftschicht und sind geradlinig, wenn die Glasflächen eben, aber nicht parallel sind; und sie sind kreisförmig, wenn die Flächen leicht konvex oder konkav sind. Der beste Weg, die Interferenzstreifen zu erhalten, ist, zwei optisch ebene versilberte Glasflächen so einzustellen, daß sie vollständig parallel sind, und dann die Interferenzen mit einem auf parallele Strahlen eingestellten Fernrohr zu betrachten. Man erhält dann ein vollständiges System von Ringen, von denen man wahrscheinlich nur einen kleinen Teil gleichzeitig im Fernrohr erblicken wird.

Wenn jetzt an Stelle des monochromatischen Lichtes Licht von zwei verschiedenen Strahlungsquellen durch den Interferenzapparat beobachtet wird, so werden zwei Systeme von Streifen auftreten, von denen das erste von der einen Strahlung, das zweite von der anderen herrührt. Unterscheiden sich beide Strahlungen in der Farbe, so wird man die Systeme leicht nach ihrem Aussehen trennen können und ebenso nach den verschiedenen Abständen zwischen zwei aufeinander folgenden Interferenzringen; denn je größer die Wellenlänge eines Strahles ist, um so weiter rücken die Interferenzstreifen auseinander, die er hervorruft.

Es mögen die Wellenlängen der beiden Strahlen mit  $\lambda_1$  und  $\lambda_2$  bezeichnet werden, und es soll  $\lambda_1 > \lambda_2$  sein. Ist ferner  $e$  die Dicke der Luftschicht, so tritt ein Maximum für den Strahl  $\lambda_1$  ein, wenn

1) Siehe die Rezepte im Anhang.

$e = k_1 \frac{\lambda_1}{2}$  wird. Hierin bedeutet  $k_1$  irgend eine ganze Zahl; sie bildet die Ordnungsnummer der Franse. In gleicher Weise tritt für den Strahl  $\lambda_2$  ein Maximum ein, wenn  $e = k_2 \frac{\lambda_2}{2}$  ist und  $k_2$  ebenfalls eine ganze Zahl bedeutet. Bringt man die beiden versilberten Oberflächen zur Berührung und entfernt sie dann langsam voneinander, während man sie vollkommen parallel hält, so gleichen die beiden Fransensysteme zwei Maßstäben, deren Teilstriche die Dicken der Schicht angeben, falls diese Vielfache von  $\frac{\lambda_1}{2}$  resp.  $\frac{\lambda_2}{2}$  sind. Bei sehr geringen Dicken erscheinen die Streifen der beiden Systeme nicht ganz voneinander getrennt, je mehr aber die Dicke der Schicht wächst und die Streifen durch das Gesichtsfeld wandern, um so weiter trennen sich die zu den zwei Systemen gehörenden Interferenzringe, bis man zu einem Gebiet gelangt, wo ein Streifen des einen Strahles genau zwischen zwei Streifen des anderen liegt. Ist dieser Punkt überschritten, so rücken beide Systeme wieder zusammen, bis zwei ganz oder doch nahezu zusammenfallen. Darauf gehen sie wieder weiter auseinander, rücken wieder zusammen und so fort.

Die erste Koinzidenz zwischen einem Streifen des einen Systems und einem solchen des zweiten tritt ein, wenn  $k_2 = k_1 + 1$  ist.

Dann wird

$$2 e = k_1 \lambda_1 = (k_1 + 1) \lambda_2$$

und

$$k_1 = \frac{\lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2}.$$

Für das zweite Zusammenfallen zweier Streifen gilt die Gleichung  $k_1 = 2 \frac{\lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2}$  und allgemein ist die Bedingung für jede Koinzidenz

$$k_1 = n \frac{\lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2}.$$

Je näher also  $\lambda_1$  und  $\lambda_2$  zusammenliegen, d. h. je mehr die beiden Strahlen im Spektrum benachbart sind, um so größer sind die Intervalle zwischen zwei Koinzidenzen. Zum Beispiel tritt für die beiden D-Linien des Natriums das erste Zusammenfallen auf für nahezu

$$k_1 = 1000$$

d. h. etwa je die tausendste Franse beider Systeme wird zusammenfallen. Diese Koinzidenzen treten viel häufiger auf, wenn die Strahlen beträchtliche Unterschiede in der Wellenlänge besitzen. Es muß erwähnt werden, daß sie keineswegs exakt zu sein pflegen, vielmehr selten mehr als angenäherte sind. In Figur 117 sieht man eine genaue und eine angenäherte Koinzidenz. Diese Zeichnung gibt eine Super-

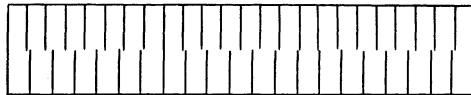


Fig. 117.

position der D-Linie des Natriums und der roten Linie von Lithium. Jeder Streifen bildet eigentlich einen vollständigen Ring. In der Figur ist aber nur ein kleiner Ausschnitt gegeben, um unnötige Komplikationen zu vermeiden. Fig. 118 zeigt das wirkliche Aussehen einiger dieser Streifen.

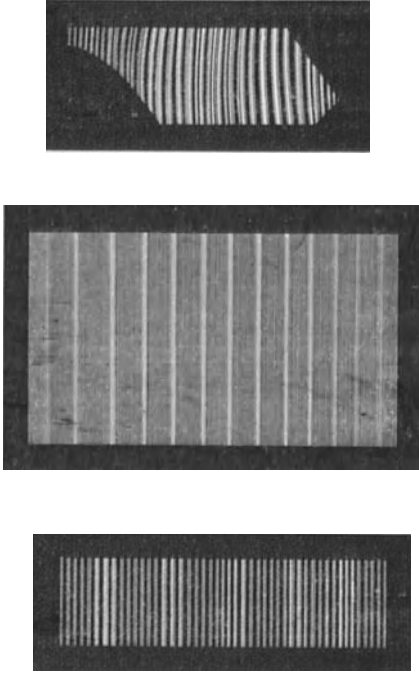


Fig. 118.

$\mathcal{A} = p(\lambda + \varepsilon)$ , Ist  $p$  sehr klein, so erscheinen die zwei Streifenreihen nicht getrennt. Mit dem Anwachsen von  $p$  sieht man aber die Streifen sich verdoppeln und zwei Serien liefern, von denen jede zu einer Strahlungsquelle gehört. Der Streifen von dem Strahl größerer Wellenlänge tritt nach der Richtung größerer Weglängen hin auf. Für die D-Linien des Natriums erhalten wir  $\frac{\varepsilon}{\lambda} = 10^{-3}$  und sehen die Verdoppelung ganz deutlich, wenn der zweihundertste Streifen erreicht ist; denn es ist dann die Differenz zwischen den Komponenten ein Fünfzigstel des Intervalls zwischen zwei aufeinander folgenden Streifen. Ganz allgemein können wir bei dem  $p$ -ten Streifen zwei Strahlen trennen, für welche

$$\frac{\varepsilon}{\lambda} = \frac{1}{5p}$$

ist. So wird für eine Luftschicht von 5 cm ( $\mathcal{A} = 10$  cm) und für  $\lambda = 5000 \text{ \AA.-E.}$   $p = 200000$ , folglich kann man Strahlen trennen, für

Je näher die beiden Strahlen im Spektrum beieinander liegen, um so größer wird der Wert von  $k_1$ , bei dem die erste Koinzidenz stattfindet. Da wir aber sehr hohe Ordnungen von Interferenzen mit diesem Apparat benutzen, so können wir auch sehr nahe beieinander liegende Strahlen trennen, mit anderen Worten, es steht ein sehr großes Auflösungsvermögen für die Prüfung der Strahlen zur Verfügung, so daß man die Zusammensetzung von Spektrallinien untersuchen kann.

Es soll wieder der Apparat durch zwei Strahlen von benachbarten Wellenlängen  $\lambda$  und  $\lambda + \varepsilon$  beleuchtet werden und  $\mathcal{A}_1$  die Differenz der Weglängen  $= 2e$  sein. Dann entspricht der  $p$ -te Streifen des ersten Strahles einem  $\mathcal{A} = p\lambda$  und der  $p$ -te Streifen des zweiten Strahles dem Wert

welche  $\frac{\varepsilon}{\lambda} = 10^{-6}$  wird, d. h. Strahlen, welche um 0.005 Å.-E. in der Wellenlänge differieren.

Es ist leicht, die Differenzen der Wellenlänge zweier Strahlen zu berechnen, wenn man sie auf dem hier angegebenen Wege untersucht. Am leichtesten findet man den relativen Wert, nämlich  $\frac{\varepsilon}{\lambda}$ , welcher die Grenze der Auflösbarkeit angibt (Lord Rayleigh<sup>1)</sup>). Um dieses zu erreichen, beleuchtet man den Apparat mit den fraglichen Strahlen und vergrößert langsam die Luftschicht, bis die Fransen, welche zu der einen Strahlenart gehören, genau in der Mitte derjenigen stehen, welche von der anderen Strahlenart herrühren. Das Eintreten dieser Lage nimmt man sofort mit dem Auge wahr. Es liegt also dann der pte Streifen der Strahlen von der Wellenlänge  $\lambda + \varepsilon$  genau in der Mitte zwischen dem pten und dem (p + 1)ten Streifen der Strahlen von der Wellenlänge  $\lambda$ .

Der pte Streifen der Strahlen  $\lambda$  entspricht dann der Wegdifferenz  $\mathcal{A}$  und der pte Streifen der Strahlen  $\lambda + \varepsilon$  besitzt die Wegdifferenz  $\mathcal{A} + \frac{\lambda}{2}$ .

Es ist dann

$$p = \frac{\mathcal{A}}{\lambda} = \frac{\mathcal{A} + \frac{\lambda}{2}}{\lambda + \varepsilon}$$

und

$$\frac{\varepsilon}{\lambda} = \frac{\lambda}{2\mathcal{A}} = \frac{1}{2p}.$$

Wenn man also  $\mathcal{A}$  oder p und  $\lambda$  kennt, so läßt sich  $\frac{\varepsilon}{\lambda}$  berechnen.

Denkt man sich die Luftschicht nun allmählich wieder vergrößert, so werden die beiden Streifensysteme immer näher aneinander rücken, bis sie schließlich zusammenfallen. Dies tritt ein, wenn  $\mathcal{A}$  doppelt so groß wird wie zuvor. Erreicht es seinen dreifachen Wert, so erhält man wieder den vorhergehenden Zustand, den man etwa als einen solchen völligen Auseinandergehens bezeichnen könnte.

Nun sieht man leicht ein, daß<sup>2)</sup>, wenn der Lichtstrahl unter dem Einfallswinkel i auf die Luftschicht fällt und e die Dicke derselben ist, die Gleichung besteht

$$\mathcal{A} = 2e \cos i.$$

Streng genommen muß hier noch eine kleine Korrektur vorgenommen werden; da sie aber für den vorliegenden Fall ohne Belang ist, so brauchen wir jetzt noch nicht auf sie einzugehen.

Ist nun der Lichtstrahl genau parallel und senkrecht zur Schicht, so wird  $i = 0$  und  $\mathcal{A} = 2e$ . Die Methode empfiehlt sich in Fällen, wo e nur klein ist und daher geringe Fehler in der Parallelität ohne

<sup>1)</sup> Vergl. S. 56.

<sup>2)</sup> Ann. Chim. et Phys. 16. 115. 1899.

Einfluß bleiben; wird aber  $e$  sehr groß, so ruft eine auch nur sehr unbedeutende Abweichung von der Parallelität ein Durcheinandergehen der Streifen hervor. Unter solchen Umständen ist es besser, ein leicht konvergentes Strahlenbündel zu erzeugen und die Streifen mit einem Fernrohr anzusehen, welches für parallele Strahlen eingestellt ist. An jeder Stelle des Gesichtsfeldes gibt es einen einzigen Wert von  $i$  und also auch nur einen einzigen Wert von  $\Delta$ , für den man völlig klare Streifen erhält. Da der Gesichtswinkel des Fernrohrs und ebenso  $i$  sehr klein ist, so darf man setzen:

$$\begin{aligned}\Delta &= 2e \left(1 - \frac{i^2}{2}\right) \\ &= 2e - ei^2.\end{aligned}$$

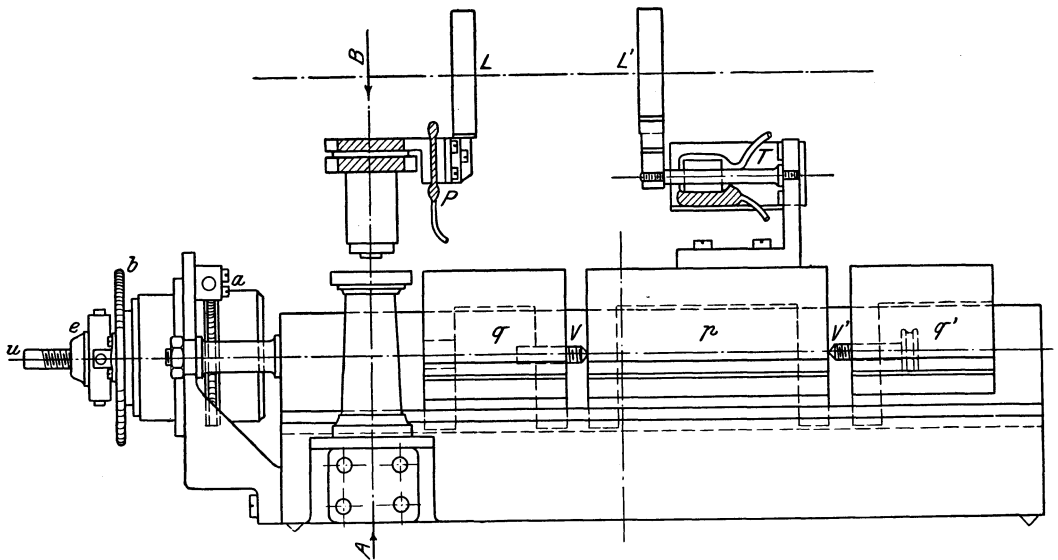


Fig. 119.

Es nimmt also  $\Delta$  mit wachsenden Werten von  $i$  ab, hat daher sein Maximum in der Mitte des Feldes. Die Interferenzen erscheinen demnach als konzentrische Ringe um die Achse des Lichtstrahles und erweitern sich mit wachsendem  $e$ . Im Gesichtsfeld des Fernrohrs entspricht also jedem Streifen eine geringere Differenz der Weglängen als dem benachbarten, der näher zur Mitte liegt. Wäre der nächste bei dem Zentrum der Reihe, so würde, von der Mitte aus gezählt, der folgende der  $(p - 1)$ te und der übernächste der  $(p - 2)$ te Streifen sein usf.

Ein Längs- und ein Querschnitt durch den Apparat von Fabry und Perot<sup>1)</sup> sind in den Figuren 119 und 120 mitgeteilt. Da es unbedingt notwendig ist, daß bei einem solchen Interferometer die ver-

1) Ann. Chem. et Phys. 22. 564. 1901.

silberten Glasflächen stets absolut parallel zu einander stehen, so müssen sehr sorgfältige Vorrichtungen getroffen werden, um Fehler in der Parallelität bei einer Veränderung der Plattendicke zu vermeiden. Im vorliegenden Apparate wird das durch folgende Vorrichtungen erreicht: erstens zur Veränderung des Abstandes der versilberten Platten wird benutzt eine grobe Verstellung, eine Feinbewegung, welche erlaubt, die einzelnen Streifen zu zählen, und schließlich eine äußerst empfindliche Stellvorrichtung, welche auf einige Tausendstel eines Millimeters sich beschränkt; zweitens zur Veränderung der Richtung hat man ebenfalls einen schnellen aber rohen und einen anderen sehr feinen aber langsamen Trieb. Die feinen Einstellungen werden in allen Fällen durch den Druck durch einen kleinen Gummiballes voll Wasser gegen Stahlplatten erzielt. Diese Methode ermöglicht äußerst geringe Verschiebungen.

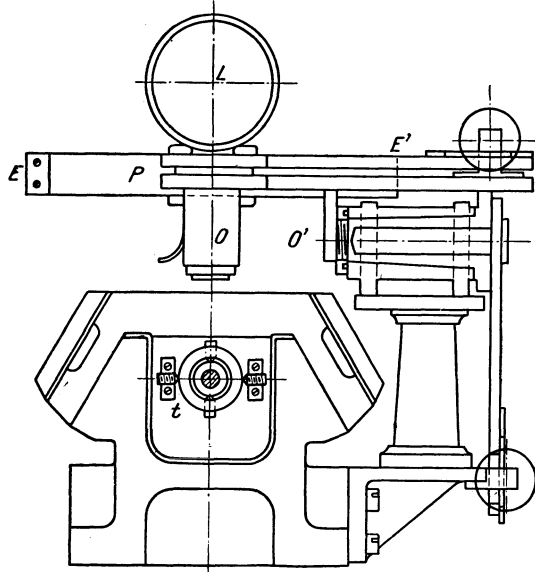


Fig. 120.

L und L' sind zwei Halter für die versilberten Glasplatten. Jede der Platten hat 40 mm Durchmesser und ist auf der einen Seite vollkommen eben. Diese Seite ist versilbert, die andere ist nur angenähert plan, und die beiden Flächen jeder Scheibe sind auch nicht ganz parallel, sondern sie schließen einen Winkel von etwa 1' ein, so daß die Möglichkeit einer Interferenz durch Reflexion an den Glasflächen selbst ausgeschlossen ist.

Der Halter L, welcher auf der Seite des Beobachters liegt, besitzt Vorrichtungen zu sehr schnellen Orientierungsbewegungen und zu sehr langsamen und feinen Verstellungen parallel der Richtung des Lichtes. Die erste dieser Bewegungsmöglichkeiten erhält man durch Drehung um eine vertikale und eine horizontale Achse O und O<sup>1</sup> (Fig. 120). Die Feinbewegung wird durch die Deformation einer starken Stahlfeder P erzeugt, deren Mitte einerseits an der Achse O, andererseits an dem Träger L befestigt ist. Die Feder wird durch zwei an den Enden verbundene Strahlstreifen von 16 × 2 × 0,4 cm gebildet. An den Enden EE' dazwischengeschobene Anschläge halten die Federn etwas auseinander und in der Mitte sitzt ein kleiner Kautschukball voll Wasser, welcher durch einen Schlauch mit einem

verstellbaren Wassergefäß zusammenhängt. Eine Änderung der Höhe dieses Reservoirs um 1 cm verursacht eine Verstellung der Glasscheibe um  $0.15 \mu$ .

Der Halter  $L'$  kann nur um kleine Beträge gedreht, dafür aber um große Längen parallel dem Lichtstrahl verschoben werden.  $L'$  sitzt auf dem Ende des Stahlstabes  $T$ . Durch einen aufgeschraubten Bronzewürfel und zwei Gummibälle unter und neben diesem kann man sehr kleine horizontale und vertikale Bewegungen von  $L'$  vornehmen. Eine Hebung der angehängten Wasserreservoirs um 1 cm ruft eine Drehung von  $0.25''$  hervor.

Die Parallelverschiebung wird folgendermaßen erzeugt; Das Winkelstück, welches  $L'$  trägt, ist auf einem Bronzeklotz  $p$  befestigt. Dieser läuft äußerst leicht und regelmäßig auf V-förmigen Schienen. Er sitzt zwischen zwei kleineren Klötzen  $q$  und  $q'$  und wenn man diese hin oder her bewegt, so verschieben sie  $p$  mit Hilfe der spitzen Puffer  $V$  und  $V'$ . Man sieht, daß der Klotz  $p$ , wenn man ihn auf diese Weise verschiebt, völlig frei und nur durch sein eigenes Gewicht gehalten auf seiner Unterlage ruht und daß die ihn verschiebenden Kräfte genau parallel zu dieser Unterlage angreifen. Infolgedessen ist jede sprungweise Verstellung vermieden, wie sie bei direkter Verbindung mit einer Mikrometerschraube hätte auftreten müssen. Auf diese Weise gelang es Fabry und Perot, die Streifen im Auge zu behalten, während sie  $p$  bewegten, was sonst unmöglich gewesen wäre. Die beiden Backen  $q$  und  $q'$  sind fest mit der Mikrometerschraube  $u$  verbunden, welche man in Fig. 119 am linken Ende über den Apparat herausragen sieht. Sie läßt sich mit Hilfe der beiden Muttern  $a$  oder  $b$  vorwärts und rückwärts schieben, von denen  $a$  für Feinbewegung noch mit einer Tangentialschraube versehen ist.

Um eine Schätzung der Entfernung zwischen den beiden versilberten Flächen jederzeit vornehmen zu können, ist eine Mikrometerskala am Instrument angebracht, auf der man jeden Augenblick die Stellung von  $p$  durch ein Mikroskop mit einem Mikrometer-Okular ablesen kann. Die Skala ist in Fünftel-Millimeter geteilt und der Nullpunkt auf ihm durch eine direkte Beobachtung festgelegt, wie z. B. die des ersten vollständigen Auseinandergehens der gelben Quecksilberlinien. Das vollständige Instrument ist in Fig. 121 abgebildet.

Eine der ersten Verwendungen des Interferometers war die Untersuchung der Struktur einiger Spektrallinien. Dazu ist erforderlich, daß der Apparat nur von den Strahlen Licht erhält, die der Prüfung unterliegen sollen. Bilden die Strahlen einen Teil eines sehr einfachen Spektrums, so genügen oft Absorptionslösungen zur Entfernung der fremden Strahlen, am sichersten geht man aber, wenn man das Licht durch ein oder zwei Schwefelkohlenstoffprismen zerlegt und nur die gewünschten Strahlen durch eine Linse auf dem Spalt vereinigt. Von hier werden sie durch eine zweite Linse als konvergierendes Bündel auf die versilberten Flächen gerichtet. Man macht die Luftschicht zunächst so dünn wie möglich und erweitert sie all-

mählich, bis die Streifen sich verdoppeln und das erste Maximum der Trennung erreicht ist. Die Differenz der Weglängen ist, wie schon oben gesagt war, um so größer, je näher der Interferenzring der Achse des Lichtstrahls liegt, d. h. je kleiner sein Radius ist.

Im folgenden sollen die analysierten Strahlen angegeben werden. Bei der Untersuchung wurden die verschiedenen Substanzen in Röhren zum Leuchten gebracht, welche den von Michelson und Hamy<sup>1)</sup> benutzten glichen.

Thallium:  $\lambda = 5351 \text{ \AA.-E.}$ : Dieser Strahl verdoppelt sich sehr leicht und zwar tritt die Auflösung schon ein, wenn die Dicke der Schicht (= e) gleich 1.5 mm ist; man sieht dann gerade innerhalb jedes hellen Ringes einen schwächeren, so daß also die schwächere Komponente die größere Wellenlänge hat. Die Bedingung vollständiger Trennung wird bei  $e = 6.35 \text{ mm}$  erreicht.

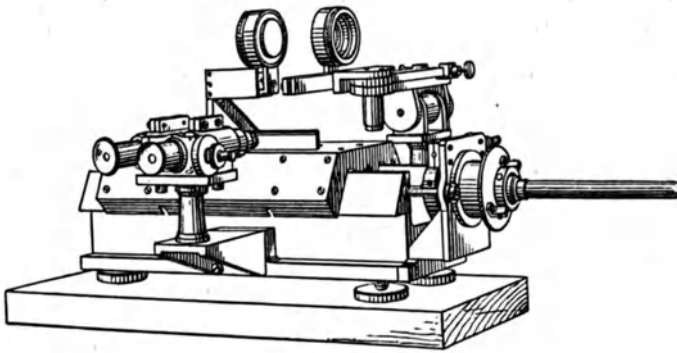


Fig. 121.

Aus diesen Werten findet man die Ordnungsnummer =  $\left( \frac{12.7}{0.0005351} \right)$

als nahezu 23,800 und hieraus  $\frac{e}{\lambda} = 21 \times 10^{-6}$ .

Vergrößert man e noch weiter, so findet man, daß die Hauptkomponente selbst doppelt ist und sich aus einem stärkeren und einem schwächeren Strahl zusammensetzt, von denen der schwächere die größere Wellenlänge besitzt. Für dieses Paar ergab sich  $\frac{e}{\lambda} = 3 \times 10^{-6}$ . Es folgt also, daß die grüne Thalliumstrahlung dreifach ist und sich aus einer hellen und zwei schwachen Komponenten zusammensetzt. Die beiden letzteren scheinen dieselbe Intensität zu haben und liegen beide auf der roten Seite der Hauptkomponente. Auch die Kadmiumlinien wurden untersucht und es zeigte sich, daß der rote Strahl ganz einfach ist, wie dies bereits von Michelson nachgewiesen war.

1) Vergl. Kap. XI sowie Comptes rendus **124**. 749. 1897.



Die Resultate von Fabry und Perot<sup>1)</sup> weichen etwas von Michelsons Werten ab, welche dieser aus seinen Sichtbarkeitskurven ermittelt hatte. Der Grund liegt in der Tatsache, daß bei einer gegebenen Sichtbarkeitskurve, besonders wenn sie komplex ist, sich viele Hypothesen aufstellen lassen, die bei Berechnung eine Kurve ergeben, welche der beobachteten gleicht. Z. B. kann man bei einer doppelten Lichtquelle, bei der zwei Strahlen ungleicher Helligkeit vorhanden sind, nicht sicher angeben, wie sie zueinander liegen. Es ist nun wichtig, daß wenn man die hier aus Fabry und Perots Messungen ermittelten Werte in Michelsons Formel für die Sichtbarkeit einsetzt, die sich ergebenden Sichtbarkeitskurven mit den von ihm wirklich beobachteten sich decken. Es sind also diese Resultate in vollständiger Übereinstimmung mit denen von Michelson.

Weiterhin benutzten Fabry und Perot ihr Interferometer zur Vergleichung von Wellenlängen untereinander und zu Längenmessungen in Einheiten von Wellenlängen<sup>2)</sup>. Nach der Gleichung  $p = \frac{\mathcal{A}}{\lambda}$  entsteht, wie oben gezeigt wurde, wenn  $p$  eine ganze Zahl ist, eine helle Franse von der  $p$ ten Ordnung. Ist  $p$  keine ganze Zahl, so gibt der Bruch die Phasendifferenz zwischen den beiden ersten interferierenden Wellen an. Man muß also  $p$  als die Ordnung der Interferenz bezeichnen, welche der Wegdifferenz  $\mathcal{A}$  entspricht. Nimmt man an, daß das einfallende Licht aus zwei verschiedenen Schwingungen, rot und grün, von den Wellenlängen  $\lambda$  und  $\lambda'$  ( $\lambda > \lambda'$ ) sich zusammensetzt, so lassen sich die zwei Ringsysteme leicht an den Farben unterscheiden. Geht man von einem roten Ring zum nächsten über, so wächst die Wegdifferenz um  $\lambda$ , und ebenso von einem grünen Streifen zum nächsten um  $\lambda'$ ; da  $\lambda'$  kleiner als  $\lambda$  ist, so liegen die grünen Ringe enger beieinander als die roten. Man kann daher einen Bereich finden, in dem zwei grüne Streifen zwischen zwei roten liegen, das ist dann angenähert ein Zusammenfallen der zwei Systeme.

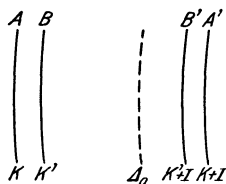


Fig. 122.

So sind in Fig. 122 A und A' zwei benachbarte rote Streifen und B und B' zwei sich folgende grüne Interferenzstreifen. Es sollen nun  $k$  und  $k + 1$  die Ordnungsnummer von A und A' sein und  $k'$  und  $k' + 1$  die Ordnungen von B und B' und ferner sei  $k' - k = m$ .

An jeder Stelle des Gesichtsfeldes gibt es einen bestimmten Wert von  $\mathcal{A}$  und daher einen festen Wert der Ordnung der Interferenz  $p = \frac{\mathcal{A}}{\lambda}$  für die roten und  $p' = \frac{\mathcal{A}}{\lambda'}$  für die grünen Strahlen.

Längs der Kurve B ist  $p'$  eine ganze Zahl und zwar gleich  $k'$ ,

1) Vergl. Kap. XIII, Die Struktur der Spektrallinien.

2) Ann. Chim. et Phys. **16**. 289. 1899.

während  $p$ , welches längs  $A$  gleich  $k$  ist, hier einen etwas grösseren Wert besitzt. Dann ist also

$$p' - p < m.$$

Durch gleiche Überlegung findet man, daß längs  $B'$

$$p' - p > m$$

ist. Folglich wächst  $p' - p$  mit  $\Delta$ , es gibt also einen speziellen Wert  $\Delta_0$ , für den

$$p' - p = m.$$

Dieser Wert der Wegdifferenz, oder der Gangunterschied der Koinzidenz, wie Fabry und Perot sagen, tritt ein, wenn die Differenz  $p' - p$  zwischen den Interferenzordnungen eine ganze Zahl  $m$  ist. Sie entspricht einer gedachten Linie im Gesichtsfeld und wird definiert durch die Gleichung

$$\frac{\Delta_0}{\lambda'} - \frac{\Delta_0}{\lambda} = m.$$

Hieraus folgt

$$\Delta_0 = m \frac{\lambda \lambda'}{\lambda - \lambda'}.$$

Die Erscheinung ist also periodisch. Denn die Gangdifferenzen der Koinzidenz sind Vielfache einer Länge, die man als Periode bezeichnen kann:

$$P = \frac{\lambda \lambda'}{\lambda - \lambda'}.$$

Man kann diese Periode in Einheiten der Wellenlängen eines der beiden Wege, z. B. in  $\lambda$ , ausdrücken:

$$\omega = \frac{P}{\lambda} = \frac{\lambda'}{\lambda - \lambda'}$$

und ebenso in Werten von  $\lambda'$

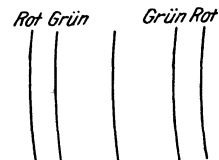
$$\omega' = \frac{P}{\lambda'} = \frac{\lambda}{\lambda - \lambda'}.$$

Dabei ist offenbar  $\omega' = \omega + 1$ , weil bei dem ersten Zusammenfallen  $n$  Wellen der Länge  $\lambda$  gleich  $n - 1$  Wellen der Länge  $\lambda'$  sind.

Die  $m$ te Koinzidenz tritt ein, wenn  $\Delta = mP$  wird. Dann besitzt die Interferenz der Wellen  $\lambda$  die Ordnung  $m\omega$  und die der Wellen  $\lambda'$  die Ordnung  $m\omega'$  und diese ist  $= m\omega + m$ .

Is  $m\omega$  zufällig eine ganze Zahl  $k$ , so ist die Koinzidenz exakt und die Erscheinung entspricht dann Fig. 123.

Ganz allgemein setzt man:  $m\omega = k + \mathfrak{J}$ , worin  $k$  eine ganze Zahl und  $\mathfrak{J}$  einen Wert zwischen 0 und 1 bedeutet. Ist  $\mathfrak{J} = 0$  oder  $= 1$ , so ist, wie in Fig. 123, die Koinzidenz exakt, hat aber  $\mathfrak{J}$  irgend einen dazwischen liegenden Wert, so ist das Zusammenfallen ungenau, wie in Fig. 122. Sind in dieser Figur  $a$  und  $a'$  die Abstände  $A, B$ ,



$K(\text{Rot})$   
 $K+M(\text{Grün})$   
Fig. 123.

B' A' (streng genommen die Gangdifferenzen, welche durch diese Abstände angegeben werden), so ist

$$\mathcal{J} = \frac{a}{a + a'}$$

Liegen  $\lambda$  und  $\lambda'$  nicht zu nahe beieinander, so läßt sich  $\mathcal{J}$  aus der Beobachtung einer Koinzidenz bestimmen.

Nach dem Obigen ist also die Periode P der Differenz zwischen  $\lambda$  und  $\lambda'$  umgekehrt proportional; entspricht P vier oder fünf Streifen, so lassen sich die Koinzidenzen genau verfolgen. Hat P ein Intervall von etwa fünfzehn Streifen, so sind die Beobachtungen von  $\mathcal{J}$  schwieriger; ist aber P sehr groß, wie z. B. bei den D-Linien des Natriums, so beobachtet man besser die Gebiete vollständigen Auseinanderliegens der Ringe, denn es lassen sich die Koinzidenzen deshalb nicht mehr messen, weil man die beiden an Farbe dann so gleichen Systeme nicht mehr auseinander halten kann. Dagegen kann man den Zustand größter Trennung leicht schätzen. Es ist dann

$$\mathcal{A} = \left(m + \frac{1}{2}\right)P.$$

Für alle Interferenzmessungen bilden die roten, grünen und blauen Strahlen des Kadmiums mit den von Michelson bestimmten Wellenlängen die Bezugsnormalien. Ihre Werte sind

$$\lambda_R = 6438.4722 \text{ \AA.-E.}$$

$$\lambda_G = 5085.8240 \text{ ,, (Hauptkomponente)}$$

$$\lambda_B = 4799.9107 \text{ ,,}$$

Doch hat der blaue Strahl keine genügend einfache Struktur, um über kleine Gangdifferenzen hinaus benutzt werden zu können.

Nach folgender Methode sind die Wellenlängen der zwei gelben und der grüne Strahl des Quecksilbers auf diese Normalien bezogen:

Die Strahlen beider Lichtquellen werden gleichzeitig in den Apparat geschickt, und zwar ist es von größter Wichtigkeit, daß die

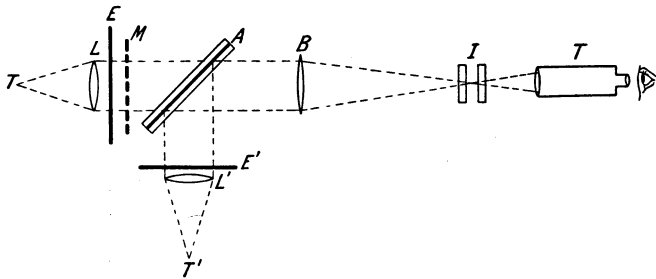


Fig. 124.

beiden Lichtbündel sich genau überlagern. Die hierfür benutzte Methode ersieht man aus Fig. 124, wo T und T' die zwei Lichtquellen und A einen halbversilberten Spiegel darstellen. E und E' sind zwei bewegliche Schirme, die man verwendet, wenn nur eine Lichtquelle gebraucht wird. Auch mit Absorptionsmitteln kann man

das eine oder das andere Strahlenbündel abfangen. Das Interferometer wird bei I aufgestellt. Die übrigen Teile bedürfen keiner Erklärung.

Bei diesen Messungen ist es nötig, daß man die Wellenlängen der untersuchten Strahlen bereits angenähert kennt; man kann sie natürlich leicht mit einem Gitter bestimmen. Die bei der vorliegenden Bestimmung benutzten Werte sind folgende:

$$\begin{aligned}\lambda_{Y_1} &= 5790.49 = Y_1, \\ \lambda_{Y_2} &= 5769.45 = Y_2, \\ \lambda_{G_m} &= 5460.97 = G_m.\end{aligned}$$

Alle Messungen wurden auf den grünen Strahl des Kadmiums (der hier kurzweg G genannt werden soll) bezogen.

Aus diesen Werten der Wellenlängen der Quecksilberstrahlen wurde für die zwei gelben Quecksilberstrahlen ( $Y_1$  und  $Y_2$ ) ein Näherungswert der Periode des Zusammenfallens in Einheiten des Strahles G berechnet. Es ergibt sich als  $\frac{5790.49 \times 5769.45}{21.04 \times 5085.824}$ , d. h. gleich 312.2.

Ebenso wurden die Perioden des Strahles  $G_m$  und des roten Kadmiumstrahles (R) in Einheiten von G bestimmt und zu 14.5569 resp. 4.759901 gefunden.

Es empfiehlt sich, die Skala des Interferometers in Einheiten der Koinzidenzen zweier Strahlen zu kalibrieren. Die zwei gelben Quecksilberstrahlen sind für diesen Zweck sehr bequem; man beleuchtet den Apparat ausschließlich mit ihnen und bringt die beiden Silberflächen so nahe aneinander wie möglich. Dann trennt man sie langsam. Ist die erste Koinzidenz erreicht, so wird der Skalenstand abgelesen und dann das Plattenpaar weiter auseinandergeschoben bis zur zweiten Koinzidenz. Die Skala wird abgelesen usf. Auf diese Weise erhält man eine Kalibrierung der Teilung, aus der man jedesmal, wenn man eine Koinzidenz beobachtet, ihre Ordnungsnummer ermitteln kann.

Die erste Beobachtungsreihe wurde folgendermaßen angestellt:

1. Die versilberten Platten erhielten eine solche Stellung, daß man nahe der Mitte des Feldes eine vollständige Trennung zwischen den Ringen der Strahlen  $Y_1$  und  $Y_2$  beobachtete. Unter Bezugnahme auf die Teilung und die aufgestellte Tabelle wurde ermittelt, daß diese Trennung zwischen der sechsten und siebenten Koinzidenz auftrat.

2. Die Quecksilberstrahlen wurden abgefangen und die Kadmiumstrahlen R und G in den Apparat geschickt, ohne daß man irgend etwas an der Einstellung änderte. Man fand, daß eine genaue Koinzidenz an derselben Stelle des Gesichtsfeldes auftrat, wo man bei der ersten Beobachtung eine vollständige Trennung erhalten hatte, d. h. die nte rote Franse mußte genau mit der pten grünen Franse zusammenfallen.

3. Durch Vergleichung der Strahlen G und  $G_m$  folgte, daß die (p—5)te Franse des ersteren in der Lage größter Trennung von zwei Franssen des Strahles  $G_m$  sich befand.

4. Ferner verglich man die Strahlen R,  $Y_1$  und  $Y_2$  miteinander und fand, daß der  $(n-2)$ te Streifen des ersten Strahles mitten zwischen zwei Streifen lag, von denen der eine von  $Y_1$  und der andere von  $Y_2$  herrührte. Der Streifen von  $Y_2$  lag weiter nach innen. Es mußte also der  $(n-2)$ te Streifen von G genau mit einem hypothetischen Strahl zusammenfallen, dessen Wellenlänge das Mittel zwischen den Werten für  $Y_1$  und  $Y_2$  betrug.

5. Der  $(n+2)$ te rote Streifen war in vollständigster Trennung von einem blauen und einem grünen Kadmiumstreifen.

Aus den angenäherten Werten der Wellenlängen von  $Y_1$  und  $Y_2$  folgt, daß die sechste Trennung bei der 2028ten grünen Kadmiumfranse auftritt. Die Periode war aber gleich 312, es trat also diese Trennung bei der  $\left(312 \times 6 + \frac{312}{2}\right)$ ten Franse ein. Es ist daher p

ungefähr gleich 2028 und n etwa  $2028 \times \frac{\lambda_G}{\lambda_R} = 1602$ .

In der folgenden Zusammenstellung sind die Zahlen der roten Kadmiumstreifen gegeben, welche mit grünen Kadmiumstreifen zusammenfallen, und ebenso die Trennungen zwischen den grünen und den blauen Streifen des Kadmium, ausgedrückt in Einheiten der roten Kadmiumstrahlen; beide Reihen nach Michelsons Messungen:

Koinzidenzen	Trennungen
Kadmium rot und grün	Kadmium grün und blau
1597·8	1584·7
1601·5	1598·0
1605·3	1611·2
1609·0	1624·5
1612·8	1637·7
1616·5	

Nun war ermittelt, daß das n te Rot und das p te Grün in genauer Koinzidenz waren; n muß also eine ganze Zahl sein, etwa 1602. Offenbar ist 1609 der einzig mögliche Wert. Ferner liegt nach (5) der  $(n+2)$ te rote Streifen in Trennung zwischen einem grünen und einem blauen Kadmiumstreifen. Dies findet man unter 1611·2 in der zweiten Reihe. Der dazu gehörige Wert von p ist also 2037. Weiter war nach (3) der 2032. Streifen von G in größter Trennung von zwei Streifen des Strahles  $G_m$ . Die folgende Tabelle verzeichnet die Zahlen der Streifen des Strahles G in solcher Trennung, berechnet nach der oben gegebenen Periode (14·5569):

	Zahl der Trennungen
2015·5	138
2030·0	139
2044·5	140

Augenscheinlich wurde die 139. Trennung beobachtet, und da die Berechnung den 2030. Streifen ergab, während die Beobachtung den 2032. Streifen lieferte, so folgt, daß die aus den Wellenlängen erhaltene, oben abgeleitete Periode falsch ist. Ein besserer Wert ist

$$\omega = \frac{2032}{139\cdot5} = 14\cdot5663.$$

Sodann ist nach (4) die 1607. rote Kadmiumfranse in genauer Koinzidenz mit dem Mittelwert der zwei gelben Quecksilberstrahlen. Wenn man mit der aus den obigen Wellenlängen bestimmten Periode rechnet, so findet man, daß die 183. Koinzidenz bei dem Streifen 1605·8 eintritt; also auch hier bedarf die Methode einer kleinen Verbesserung.

Aus diesen ersten Messungsreihen erhalten wir also genauere Werte der Koinzidenz derjenigen Strahlen, deren Wellenlängen bestimmt werden sollen, und aus diesen lassen sich wiederum die Tabellen der Koinzidenzen genauer berechnen. Dies ermöglicht, mit dickeren Interferenzschichten zu arbeiten und so noch feinere Messungen anzustellen. Aus diesen neuen Werten werden die Perioden mit noch größerer Genauigkeit abgeleitet usf. Fabry und Perot erreichten bei diesen Messungen Schichten von 32 mm Dicke. Dies entspricht dem 125000. Streifen der grünen Kadmiumlinie.

Die erzielten Endwerte waren

$$\lambda = 5790\cdot6593$$

$$\lambda = 5769\cdot5984$$

$$\lambda = 5460\cdot7424$$

Der wahrscheinliche Fehler bei dem grünen Strahl beträgt  $\frac{\delta \lambda}{\lambda} = \pm 10^{-7}$  oder etwa  $1/10000000$ ; für die gelben Strahlen ist er etwas größer.

Dieser schöne Apparat läßt als Interferenzapparat zur Untersuchung der Zusammensetzung von Strahlen und zur Bestimmung absoluter Wellenlängen nur sehr wenig zu wünschen übrig. Er besitzt einfacheren Apparaten gegenüber noch den besonderen Vorzug, daß er auch Absorptionslinien, wie die Fraunhoferschen Linien, zu analysieren gestattet. Die Messung einer Wellenlänge ist freilich eine äußerst mühsame Aufgabe. Neuerdings haben nun Fabry und Perot<sup>1)</sup> auf Grund der an ihrem Interferometer gesammelten Erfahrungen als Interferenzapparate feste Luftschichten verwendet, deren Abstände ein für allemal ermittelt waren. Sie nennen diese Apparate „Étalons“, und benutzen ihrer drei, deren Schichtdicken 2·5, 5 und 10 mm betragen. Mit diesen haben sie die Wellenlängen einiger Strahlen in dem Emmissionspektrum des Eisenbogens und im Sonnenspektrum bestimmt.

Die Étalons bestehen, wie vorher, aus zwei halbversilberten Glasplatten, welche aber durch polierte Stahlstützen auseinander gehalten werden. Durch federnde Schrauben werden die Platten gegen diese Stützen angepreßt und parallel ausgerichtet. Der Apparat ist in Fig. 125 abgebildet.

Die Methode ist folgende: Die Ordnung der Interferenz in der Mitte eines Ringsystemes wird nacheinander für die beiden zu vergleichenden Strahlungen bestimmt. Man kann die Bestimmung erst für das eine System und dann für das andere machen, weil die Dicke

1) Ann. Chim. et Phys. 25. 98. 1902.

der die Interferenz erzeugenden Schicht während der Messungen sich nicht ändert. Ist der eine Strahl mit Wellenlänge  $\lambda$  wie gewöhnlich der grüne Kadmiumstrahl und  $p$  die Ordnungsnummer eines seiner Interferenzringe, und zwar des ersten Ringes, von der Mitte aus gerechnet, so ist die Ordnungszahl für die Mitte selbst  $p = P + \alpha$ .  $P$  selbst findet man leicht aus der bekannten Dicke der Luftschicht, die als zuvor bestimmt angenommen werden soll. Es bleibt nur die Aufgabe, den Bruch  $\alpha$  zu ermitteln, der gewöhnlich zwischen 0 und 1 liegt.

Berücksichtigt man, daß der Durchmesser des Interferenzringes proportional zu  $\alpha$  ist, so wird man dieses  $\alpha$  aus dem Ringdurchmesser ableiten können.

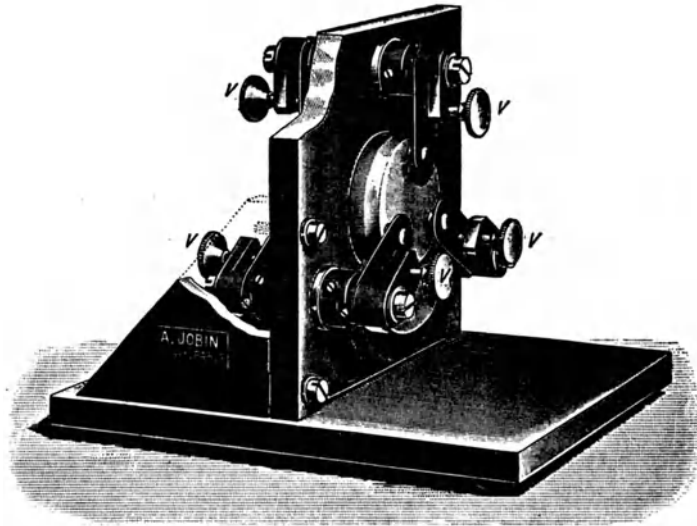


Fig. 125.

Wie oben gezeigt, ist die Ordnung der Interferenz in der Mitte  $p = \frac{2e}{\lambda}$ , wenn  $e$  die Dicke der Luftschicht bedeutet.

In einer Richtung, welche einen Winkel  $i$  mit der Normalen macht, wird der Wert  $\frac{2e}{\lambda} \cos i$  oder  $p \cos i$ . Bildet  $x$  den Öffnungswinkel des Ringes  $P$ , so gilt, wenn das Fernrohr auf parallele Strahlen eingestellt ist,

$$p \cos \frac{x}{2} = P$$

und da  $x$  sehr klein ist

$$p = P \left( 1 + \frac{x^2}{8} \right);$$

hieraus ergibt sich

$$\alpha = p - P = P \frac{x^2}{8}.$$

Ebenso erhält man für eine Strahlung von der Wellenlänge  $\lambda'$

$$\alpha' = P' \frac{x'^2}{8}.$$

Dan nun die Dicke der Schicht konstant ist, so folgt

$$\lambda (P + \alpha) = \lambda' (P' + \alpha')$$

und hieraus

$$\lambda' = \lambda \frac{P + \alpha}{P' + \alpha'}$$

sowie durch Substitution der Werte für  $\alpha$  und  $\alpha'$

$$\lambda' = \lambda \frac{P}{P'} \left( 1 + \frac{x^2}{8} - \frac{x'^2}{8} \right).$$

Mit Hilfe dieser Formel kann man  $\frac{\lambda'}{\lambda}$  aus den Beobachtungen bestimmen.

Vor allem hat man die Dicke der Luftschicht bei den benutzten Standardapparaten zu ermitteln. Dies geschieht nach der Methode der Superposition

von Interferenzschichten, indem man nämlich den Lichtstrahl durch 2 Schichten nacheinander hindurchgehen läßt. Am meisten befriedigt die in Fig. 126 abgebildete Anordnung<sup>1)</sup>.

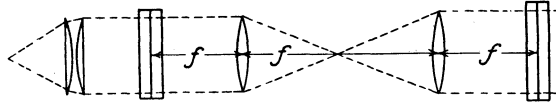


Fig. 126.

Ist die Dicke der beiden verwendeten Schichten die gleiche, so gibt ein Strahl weißen Lichtes einen weißen Streifen längs der Stellen gleicher Dicke. Dasselbe tritt ein, wenn die Schichtdicken in einfachen Verhältnissen stehen. Infolgedessen ist es möglich, die Dicke der Luftschicht in einem gegebenen Standardinstrument durch Vergleichung mit dem Interferometer, oder mit einem geeichten und mit Teilung versehenen Normal zu ermitteln. Dieser Standard besteht aus zwei Glasplatten, welche einen sehr kleinen Winkel miteinander bilden. Auf einer der Innenseiten ist eine Teilung geritzt. Die jeweilige Dicke der Schicht ist für jeden Teilstrich aus besonderen Messungen bereits bekannt. Wegen weiterer Einzelheiten muß auf die Originalarbeit verwiesen werden<sup>2)</sup>. Die Dicken aller Standard-

<sup>1)</sup> Ann. Chim. et Phys. **12**. 459. 1897.

<sup>2)</sup> Ein besonderes Verfahren wurde von Fabry (Comptes rendus **140**. 848. 1905) angegeben, um die große Schwierigkeit der Identifizierung einzelner Strahlen aus einem linienreichen Spektrum zu beseitigen. Fabry läßt die aus dem Interferometer austretenden Strahlen in ein Spektrometer fallen. In diesem sieht man dann bei enger Blende ein Spektrum, dessen Linien aus abwechselnd hellen und dunklen Punkten zusammengesetzt ist, welche den Interferenzringen entsprechen und sich leicht abzählen lassen. Ferner sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, daß es Zeeman gelungen ist, die Methode von Fabry und Perot für die magnetische Auflösung von Spektrallinien (vgl. Kap. XIV) nutzbar zu machen. (Proc. Amsterdam Nov. 1907. S. 51—359; Phys. Zeitschr. **9**. 209. 1908.)



apparate werden in Einheiten des Normalstrahles, nämlich der Hauptkomponenten des grünen Kadmiumlichtes angegeben.

Da infolge von Temperaturwechseln sehr schnell eine Änderung der Schichtdicke eintritt, so pflegt man nur einen kleinen Bereich der Schicht zu verwenden und stellt auf die grünen Kadmiumstreifen unmittelbar vor und nach jeder Messung eines neuen Strahles ein<sup>1)</sup>. Da man die Schichtdicken kennt, so läßt sich die Ordnungszahl des ersten Ringes sofort ableiten, und zwar für den grünen Kadmiumring aus der Eichung, und für den neuen Strahl aus der als angenähert bekannt vorausgesetzten Wellenlänge.

Die Messung des Ringdurchmessers erfolgt am Fernrohr mit einem Okularmikrometer, dessen Ablesungen in geeigneter Weise bereits zuvor kalibriert waren.

Eine kleine Korrektur muß bei den Messungen wegen der Phasenänderung bei Reflexion angebracht werden. In dem Ausdruck

$$e = p \frac{\lambda}{2},$$

in dem  $p$  die Interferenzordnung in der Mitte bedeutet ist, ist  $e$  die optische Dicke der Luftschicht, die nicht durchaus dem Abstand der beiden versilberten Oberflächen gleich zu sein braucht. Wir haben bisher angenommen,  $e$  verändere sich nicht mit  $\lambda$ , in Wahrheit ist das aber nicht ganz richtig, da die Phasenänderung bei Reflexion ein wenig von der Wellenlänge abhängt. Wenn aber  $e$  sich mit  $\lambda$  etwas ändert, so darf man nicht die Annahme machen, weil  $e$  für einen Normalstrahl  $\lambda$  ermittelt war, so müsse es notwendig auch denselben Wert für einen anderen Strahl  $\lambda'$  besitzen, auch wenn die Differenz  $\lambda - \lambda'$  groß ist. Es sollen jetzt  $\lambda$  und  $\lambda'$  zwei Strahlen sein, für welche die untereinander etwas verschiedenen optischen Dicken der Luftschicht  $e_\lambda$  und  $e_{\lambda'}$  betragen. Sind die zugehörigen Ordnungen der Interferenz  $p$  und  $p'$ , so ist

$$2 e_\lambda = p \lambda \quad \text{und} \quad 2 e_{\lambda'} = p' \lambda'$$

und hieraus

$$\lambda' = \frac{e_{\lambda'} p}{e_\lambda p'} \lambda.$$

Bisher war die Annahme

$$\lambda_0' = \frac{p}{p'} \lambda,$$

man muß also zu dem gewöhnlich ermittelten Wert  $\lambda_0'$  noch als Korrektionsglied zufügen

$$\gamma = \lambda' - \lambda_0' = \frac{p \lambda}{p'} \frac{e_{\lambda'} - e_\lambda}{e_\lambda} = 2 \frac{e_{\lambda'} - e_\lambda}{p'}. \quad \dots \quad (1)$$

Diese Korrektur läßt sich aus Beobachtungen an zwei Strahlen, deren Wellenlängen genau bekannt sind, leicht bestimmen. Dazu

---

1) Die wirkliche Ausdehnung eines 10 mm-Normals beträgt etwa 0.0001 mm d. h. etwa vier Fransen bei 10° Temperaturdifferenz.

werden die zwei versilberten Platten aus ihrer Fassung genommen und so auf das Interferometer gebracht, daß die Flächen sich nahezu berühren. Dann beleuchtet man den Apparat mit den beiden Strahlen, z. B. der roten und grünen Kadmiumlinie, die durch  $\lambda$  und  $\lambda'$  bezeichnet werden mögen. Man entfernt die zwei Platten langsam voneinander, bis eine genaue Koinzidenz erreicht ist. Ist dies die  $q$  Koinzidenz, so fällt der  $p$ te Streifen des Strahles  $\lambda$  genau auf den  $(p + q)$ ten Streifen von  $\lambda'$ . Es ist dann also

$$2 e_{\lambda} = p \lambda \text{ und } 2 e'_{\lambda} = (p + q) \lambda',$$

also

$$\begin{aligned} e_{\lambda'} - e_{\lambda} &= \frac{(p + q) \lambda'}{2} - \frac{p \lambda}{2} \\ &= \frac{q \lambda'}{2} - \frac{p (\lambda - \lambda')}{2} \\ &= \frac{\lambda - \lambda'}{2} \left( q \frac{\lambda'}{\lambda - \lambda'} - p \right) \\ &= \frac{\lambda - \lambda'}{2} q, \end{aligned}$$

wo

$$q = \frac{q \lambda'}{\lambda - \lambda'} - p.$$

Man sieht, daß  $\frac{\lambda'}{\lambda - \lambda'}$  die Periode der Koinzidenzen ist, ausgedrückt in Einheiten von  $\lambda$ . Folgende Werte wurden z. B. mit einem der Normale von Fabry und Perot erhalten:

(a) Die zwei Kadmiumstrahlen  $\lambda = 6438$  und  $\lambda' = 5085$ .

$$q = 0.065$$

also

$$e_{\lambda} - e_{\lambda'} = -4.4 \mu\mu.$$

(b) Der rote Kadmiumstrahl  $\lambda = 6438$  und der grüne Quecksilberstrahl  $\lambda' = 5461$ .

$$q = 0.042$$

also

$$e_{\lambda} - e_{\lambda'} = -2.1 \mu\mu.$$

(c) Der grüne und der blaue Quecksilberstrahl  $\lambda = 5461$  und  $\lambda' = 4358$ .

$$q = 0.12$$

also

$$e_{\lambda} - e_{\lambda'} = +6.6 \mu\mu.$$

Diese Grössen werden alle auf die grüne Kadmiumlinie bezogen und hierauf die Werte von  $\gamma$  aus Gleichung (1) ausgerechnet. Man trägt sie in einer Kurve auf und erhält so die Korrekturen von  $-0.003 \text{ \AA.-E.}$  bei  $\lambda = 6500$  bis  $+0.002 \text{ \AA.-E.}$  bei  $\lambda = 4500$ .

Mit Hilfe von drei solchen Étalons haben Fabry und Perot die Wellenlängen von 14 Linien im Bogenspektrum des Eisens und 33 Linien im Sonnenspektrum ermittelt. In beiden Versuchsreihen war der Aufbau so, daß entweder der grüne Kadmiumstrahl oder der zu prüfende Strahl des Eisen- oder Sonnenspektrums auf das Interferenznormal fiel. Fig. 127 zeigt die Anordnung für das Eisenpektrum.

S war der Eisenbogen, von dem ein Bild durch die Linse L auf den Spalt F entworfen wurde; die Strahlen passierten ein total reflektierendes Prisma P und fielen von da durch die Linse L' auf das ebene Reflexionsgitter R; die gebeugten Strahlen kamen zurück und wurden durch die Linse L' auf den Spalt F' vereinigt. Durch Drehung des Gitters R ließ sich jede gewünschte Linie auf den Spalt F' bringen. Von hier aus weitergehend durchsetzten sie die halbversilberte Parallelplatte M und wurden durch die Linse L'' als konvergierendes Bündel zu dem Interferenz-Étalon geleitet. Nach Bedarf konnte man das Prisma P' heben und in den Gang der Lichtstrahlen bringen, um das Spektrum mit dem Fernrohr A zu prüfen. Das Kadmiumrohr befand sich in C; die von hier ausgehenden Strahlen wurden bei M reflektiert und traten darauf in den Normalapparat

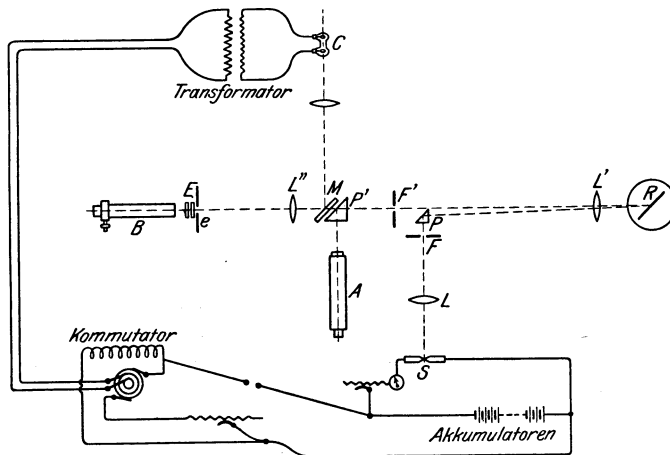


Fig. 127.

ein. Mit Hilfe geeigneter Schirme ließ sich der eine und der andere der Lichtstrahlen abfangen; e war ein fester Schirm mit einem kleinen Loch von 3 mm Durchmesser und diente als Blende für das Normal E. Der für das Sonnenspektrum benutzte Apparat unterschied sich von diesem nur dadurch, daß statt des Konkavgitters ein ebenes Gitter benutzt wurde. Von dem Eisenspektrum ließen sich nur wenige Linien wirklich genau messen, weil die meisten zu fein sind.

Die Einzelheiten der Versuchsanordnung muß man in der Originalarbeit nachsehen.

Nachfolgend wird ein vollständiges Verzeichnis der Wellenlängen<sup>1)</sup> gegeben, welche Fabry und Perot mit dem Interferometer und mit dem Interferenz-Étalon bestimmt haben.

<sup>1)</sup> Fabry und Perot, Comptes rendus. **130**. 492. 1900 und Ann. Chim. et Phys. **25**. 98. 1902.

Element	Wellenlänge in Å.-E.	Lichtquelle
Quecksilber	5790-6593	Lichtbogen im Vakuum
	5769-5984	" " "
	5460-7424	" " "
	4358-343	" " "
Zink	6362-345	„Trembleur“ im Vakuum <sup>1)</sup>
	4810-535	" " "
	4722-164	" " "
	4680-138	" " "
Kupfer	5782-159	„Trembleur“ im Vakuum
	5782-090	" " "
	5218-202	" " "
	5153-251	" " "
Silber	5105-543	" " "
	5465-489	„Trembleur“ im Vakuum
Silber	5209-081	" " "
	5895-932	Flammen-Spektrum
Natrium	5889-965	" "
Lithium	6707-846	Flammen-Spektrum
Eisen	6494-992	Lichtbogen
	6230-733	"
	6065-489	"
	5763-323	"
	5615-657	"
	5586-775	"
	5506-783	"
	5434-525	"
	5302-321	"
	5232-954	"
	5083-345	"
	5001-887	"
	4859-763	"
4736-785	"	

Vom Sonnenspektrum wurde ebenfalls die Wellenlänge folgender Linien bestimmt:

1) Die Beschreibung dieses Apparats findet sich in Kap. XII.

Fabry u. Perot	Rowland $\lambda_R$	$\frac{\lambda_R}{\lambda}$
6471·666	6471·885	1·0000338
6408·027	6408·233	1·0000321
6322·700	6322·907	1·0000327
6230·746	6230·943	1·0000316
6151·639	6151·834	1·0000317
6065·506	6065·709	1·0000335
6016·650	6016·861	1·0000351
5987·081	5987·290	1·0000349
5934·666	5934·881	1·0000362
5862·368	5862·582	1·0000365
5763·004	5763·218	1·0000371
5715·095	5715·308	1·0000373
5586·778	5586·991	1·0000381
5506·794	5507·000	1·0000374
5497·536	5497·735	1·0000362
5434·544	5434·740	1·0000361
5409·800	5410·000	1·0000370
5367·485	5367·669	1·0000343
5345·820	5345·991	1·0000320
5339·956	5340·121	1·0000309
5247·587	5247·737	1·0000286
5247·063	5247·229	1·0000316
5171·622	5171·778	1·0000302
5123·739	5123·899	1·0000312
5090·787	5090·954	1·0000328
5001·881	5002·044	1·0000326
4923·943	4924·107	1·0000333
4859·758	4859·928	1·0000350
4783·449	4783·613	1·0000340
4736·800	4736·963	1·0000344
4704·960	4705·131	1·0000363
4643·483	4643·645	1·0000349

Die letzte Reihe der Tafel gibt das Verhältnis von Rowlands Messungen zu denen von Fabry und Perot und Fig. 128 zeigt die

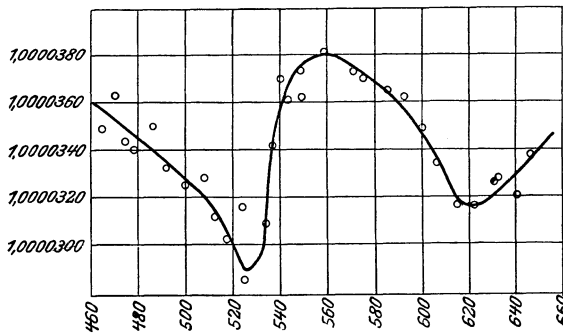


Fig. 128.

Abhängigkeit dieser Werte von den Wellenlängen. Die Verhältniszahlen sind hier als Ordinaten, die Wellenlängen als Abszissen aufgetragen.

Natürlich sollte die Kurve eine horizontale Gerade sein; da aber die Abweichungen von einer als Mittel gezogenen, wagerechten Linie beträchtlich größer sind als die Versuchsfehler, so weist die Kurve darauf hin, daß in Rowlands Bestimmungen sich ein Fehler befindet.

Ich habe diesen ausführlichen Bericht über Fabry und Perots Arbeit gegeben, weil in ihr zum erstenmal die Wellenlängen nach Interferenzmethoden bestimmt und auf Michelsons Normalien bezogen sind, und weiter, weil man unzweifelhaft die Wellenlängen von Rowland durch obige Bezugsnormale ersetzen wird. Der Mangel an Übereinstimmung zwischen den Gitter- und den Interferenzmessungen hat Anlaß zu ausgedehnten Diskussionen gegeben, weil man immer geglaubt hat, selbst wenn die Bestimmung der  $D_1$ -Linie fehlerhaft sei, so habe man doch Rowlands Werte nur mit einem konstanten Faktor zu multiplizieren, um sie absolut richtig zu machen. Die Kurve der Quotienten, wie Fig. 128 sie darstellt, zeigt, daß das nicht der Fall ist, sondern daß Rowlands Messungen mit einem periodischen Fehler behaftet sind, welcher keine einfache Funktion der Wellenlänge ist. Sind Fabry und Perots Messungen wirklich genau — und es liegt kein Grund vor, daran zu zweifeln —, so ist klar, daß bei der Methode von Rowland ein prinzipieller Fehler untergelaufen ist. In einer kürzlich erschienenen, sehr überzeugenden Arbeit hat Kayser<sup>1)</sup> nachgewiesen, daß bei Gittern auf die Genauigkeit der Koinzidenz zwischen verschiedenen Ordnungen kein Verlaß ist. Kayser hat bei der sehr ausgiebigen Benutzung von Rowlands Tafeln gefunden, daß sie weniger genau sind, als man gewöhnlich annimmt, und er hat versucht, sie durch Messungen des Eisenspektrums zu verbessern<sup>2)</sup>; indessen zeigen die Eisennormalien die gleichen allgemeinen Züge wie bei Rowland. Es ist daher nötig, bessere Standards zu bekommen, da die meisten bis jetzt gemachten Messungen hinsichtlich der Wellenlänge sich als ungenügend herausstellen werden. Es gibt zwei Gründe für die schlechten Resultate: Erstens wußte Rowland nicht, daß ein Unterschied der Lage zwischen den Linien des Lichtbogens und denen der Sonne besteht. Es ist sogar fraglich, ob man die D-Linien der Sonne für die Bogenspektren benutzen darf. Da Rowland, wie Jewell<sup>3)</sup> angibt, nicht glaubte, daß die Verschiebung von einer anderen Ursache herrühre, als von einer zufälligen Bewegung des Apparats beim Übergang vom Sonnenspektrum zu dem des Lichtbogens, so behandelte er die Verschiebung als von dieser Ursache herrührend und korrigierte die Wellenlängen aller Metalllinien nach der mittleren Verschiebung der „unreinen Linien“ (gewöhnlich des Eisens) auf der Platte und brachte sie so zu einer annähernden Übereinstimmung mit den Sonnenlinien. Kayser weist darauf hin, daß Rowland auf diese Weise die verschiedenen Teile des Spektrums nach den größeren oder kleineren Wellenlinien hin verschob; und da aus solchen Teilen nach der Koinzidenzmethode wieder andere Gebiete bestimmt wurden, so wird es unmöglich zu schätzen, wie weit die Fehler an einzelnen Stellen sich gehäuft haben mögen. Wäre dies wirklich die einzige Fehlerquelle, so ließe sie sich bei Benutzung der Koinzidenzmethode ver-

1) Astrophys. Journal. **19**. 157. 1904.

2) Drude Ann. **3**. 195. 1900.

3) Astrophys. Journal. **3**. 89. 1896.

meiden, wenn man ausschließlich die von Fabry und Perot bestimmten Bogenlinien zugrunde legte.

Indessen besteht noch eine andere Möglichkeit, die Ungenauigkeit von Rowlands Messungen zu erklären. Da man mit dem Gitter keine absoluten Messungen machen kann, so mag die Koinzidenzmethode selbst zu Fehlern geführt haben. Es hat nämlich Michelson vor einiger Zeit nachgewiesen, daß ein Teilungsfehler des Gitters möglich ist, welcher die Ergebnisse dieser Methode fälscht; auch mag es noch andere, bisher unbekannte Ursachen gleicher Wirkung geben. Kayser unternahm daher einige Prüfungen der Methode mit Hilfe zweier von Rowlands größten Gittern, welche auf verschiedenen Maschinen geteilt waren. Mit dem ersten Gitter wurden Platten aufgenommen, auf welchen sich Fabry und Perots Linien  $\lambda = 5302$  und  $\lambda = 5434$  im Spektrum zweiter Ordnung in Koinzidenz befanden mit  $\lambda = 3550$  und  $\lambda = 3630$  in der dritten Ordnung. Die Wellenlängen der Linien im Spektrum dritter Ordnung waren aus Fabry und Perots Werten abgeleitet. Hierauf wurden andere Platten derselben Linien in der vierten Ordnung zusammen mit den Linien von Fabry und Perot  $\lambda = 4736$  und  $\lambda = 4859$  in der dritten Ordnung aufgenommen. Auf diese Weise waren die beiden letzten Linien mit einer Zwischenstufe aus Fabry und Perots Linien  $\lambda = 5302$  und  $\lambda = 5434$  ermittelt. Die mit dem Gitter gefundenen Wellenlängen stimmten indessen nicht mit den durch Interferenzvergleichung gefundenen überein; z. B. fand Kayser die Wellenlänge  $\lambda = 4736.804$  an Stelle von Fabry und Perots Wert  $\lambda = 4736.785$ . Da die eigentlichen Gittermessungen bis auf  $0.003 \text{ \AA.-E.}$  übereinstimmten, so muß entweder die Koinzidenzmethode ungenau oder es müssen Fabry und Perots Werte falsch sein. Mit dem zweiten Gitter wurde genau in gleicher Weise verfahren und es stellte sich ein Unterschied von  $0.108 \text{ \AA.-E.}$  heraus. Hierauf wurden beide Gitter direkt miteinander verglichen. Mit jedem wurden zwei Aufnahmen des Gebietes  $\lambda = 5302$  bis  $\lambda = 5434$  im Spektrum zweiter Ordnung gemacht und die Linien dritter Ordnung danach gemessen. Während nun für jedes Gitter beide Platten innerhalb von  $0.003 \text{ \AA.-E.}$  übereinstimmten, so bestand eine konstante Differenz zwischen den Angaben der beiden verschiedenen Gitter. Kayser kommt daher zu dem Schluß, daß wir keinen Grund haben, Fabry und Perots Werte zu bezweifeln, daß dagegen die Methode der Koinzidenz für seine Gitter nicht angewendet werden dürfte. Vielleicht mag es Gitter geben, welche von diesem Fehler frei sind, aber es müßte jedes vor der Benutzung sorgfältig geprüft werden. Es ergibt sich daraus die Notwendigkeit, noch mehr Linien besonders im Ultraviolett nach der Interferenzmethode zu bestimmen, so daß man ein Liniennetz erhält, zwischen dem man interpolieren kann, ohne die Koinzidenzmethode zu benutzen.

Es hat daher die International Union for Cooperation in Solar Research eine Neumessung sowohl der Fundamentalwellenlängen des Kadmiums wie auch möglichst vieler an diese angeschlossener Wellenlängen durch verschiedene Beobachter in Anregung gebracht.

Eine Neubestimmung der Kadmiumlinien verdanken wir Evers-

heim<sup>1)</sup>. Ebenso hat er eine Reihe von Eisenlinien gemessen. Im Folgenden sind diese letzteren Werte sowie ihre Differenzen gegen die zuletzt von Fabry und Buisson veröffentlichten Bestimmungen zusammengestellt:

Eversheim	Differenz
5232·9630	+ 0·003
4859·7613	+ 0·002
4494·5812	+ 0·005
4375·9435	+ 0·004
4282·4125	+ 0·001

Kürzlich hat Lummer<sup>2)</sup> einen Interferenzapparat beschrieben, der besonders geeignet ist, die Zusammenstellung feinsten Spektrallinien zu prüfen. Man versteht das Instrument am besten aus der Zeichnung Fig. 129.

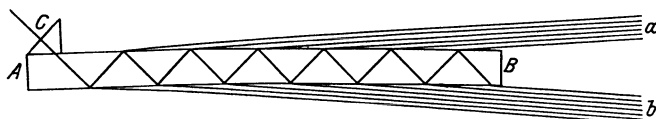


Fig. 129.

AB ist eine planparallele Glasplatte von 5·4 mm Dicke und 20 cm Länge, bei der die Ober- und die Unterseite so eben wie möglich gemacht ist. C ist ein kleines auf die Platte gekittetes Prisma. Wenn, wie abgebildet, ein paralleler Lichtstrahl auf C fällt, so unterliegt er einer Reihe von Reflexionen im Innern der Glasplatte. Bei jeder Reflexion wird etwas Licht in die Luft hinaus gebrochen, so daß sich zwei Bündel a und b bilden, eines durch die Strahlen, die aus der Oberfläche treten, und das andere durch die Strahlen, welche die Unterseite verlassen. Beide Bündel treten in das Fernrohr und erzeugen im Brennpunkt des Objektivs Interferenzringe. Lummer und Gehrcke verwandten diesen Apparat zur Auflösung der Linien in dem Spektrum des Quecksilbers. Von den Resultaten dieser Untersuchung wird im Kap. XII die Rede sein.

Eine ähnliche Art von Interferometer ist kürzlich von Barnes beschrieben worden. Es ist ein Reflexionsinstrument (Fig. 130) und besteht aus zwei vollständig ebenen parallelen Glasplatten; die Unterfläche der oberen Platte ist schwer versilbert und sorgfältig poliert, während die untere Platte an ihrer Oberfläche nur soweit versilbert ist, daß ihr Reflexionsvermögen etwa 0·9 beträgt. Das Licht fällt,

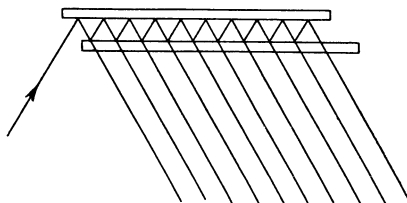


Fig. 130.

1) Zeitschr. f. wiss. Photogr. 5. 152. 1907.

2) Verhandl. d. Deutschen Phys. Ges. 3. 85. 1901 und Berl. Ber. 2. II. 1902.



wie abgebildet, auf die obere Platte und man erhält durch vielfache Reflexionen zwischen den Silberplatten eine Reihe von hindurchgelassenen Strahlen, deren Gangdifferenzen eine arithmetische Reihe bilden. Die aus der unteren Platte heraustretenden Strahlen werden durch eine Linse vereinigt und die Interferenzstreifen in der Brennebene beobachtet. Beide Platten sind auf einem Interferometer aufgebaut, das dem von Michelson (s. Fig. 112, S. 209) ähnlich ist. Barnes behauptet, daß bei diesem Apparat die hellen Interferenzstreifen viel stärker sind als bei der Methode von Fabry und Perot, und daß man daher die schwächeren Komponenten leichter wahrnehmen kann.

---

## Zehntes Kapitel.

### Der Wirkungsgrad des Spektroskops.

**Das wirkliche Auflösungsvermögen von Spektroskopen.** Bei allen Auseinandersetzungen über Spektroskope, ihre Konstruktion und ihre Wirksamkeit hat man folgende vier Größen zu berücksichtigen:

1. Die **Dispersion**. Von ihr ist im Kap. III die Rede gewesen. Eine kleine Änderung in der Ablenkung des Strahles wird durch eine kleine Änderung der Wellenlänge hervorgerufen. Das Verhältnis beider Änderungen heißt die Dispersion.

Demnach ist

$$D = \frac{d\vartheta}{d\lambda},$$

worin  $\vartheta$  = dem Ablenkungswinkel. Man darf nicht vergessen, daß man als Resultat einen Bogenwert erhält.

2. Das **Auflösungsvermögen**. Das theoretische Auflösungsvermögen eines Instruments wird nach Lord Rayleigh durch das Verhältnis der mittleren Wellenlänge zu dem Unterschied der Wellenlängen zweier Linien gegeben, die gerade noch durch das Spektroskop getrennt werden können. Das Verhältnis wird gewöhnlich mit dem Buchstaben  $r$  bezeichnet und gilt für einen unendlich engen Spalt und völlig homogene Linien. Man hat demnach

$$r = \frac{\lambda}{d\lambda},$$

worin  $\lambda$  = der mittleren Wellenlänge des Linienpaares.

Aus Kap. III wissen wir, daß für Prismen

$$r = t \frac{d\mu}{d\lambda} = \frac{d\vartheta}{d\lambda} b$$

ist. Hier bedeutet  $t$  die Breite der Basis des Prismas und  $b$  die wirksame Apertur. Die Tatsache, daß  $r = \frac{d\vartheta}{d\lambda} b$ , d. h. daß das Auflösungsvermögen eines Spektroskops gleich dem Produkt der

effektiven Apertur und der Dispersion ist, behält ihre Gültigkeit für alle Dispersionsapparate. Bei Gittern gilt (vergl. S. 119)

$$r = m n,$$

wobei  $m$  die Ordnung des Spektrums und  $n$  die Zahl der Gitterstriche bedeutet.

3. Die **Reinheit** des Spektrums. Sie wurde zuerst von Schuster in Betracht gezogen und bezieht sich auf die kleinste relative Längendifferenz, welche auflösbar ist. Hierdurch wird die Breite des Spaltes berücksichtigt. Der von Schuster für die Reinheit abgeleitete Ausdruck lautet

$$p = \frac{\lambda}{s \psi + \lambda} r;$$

$s$  ist die Spaltbreite und  $\psi$  die Winkelbreite, unter welcher der Kollimator vom Spalt aus erscheint.

4. Die **Intensität** oder **Helligkeit** des Spektrums. Diese, gewöhnlich mit  $i$  bezeichnete Größe hängt von folgenden Faktoren ab: von der Dispersion, der Breite des Spaltes, der Breite der Linien, der Helligkeit des angewandten Lichtes und der Apertur; ebenso von den Verlusten durch Reflexion und Absorption bei den Prismen und von der Art der Teilung bei den Gittern.

Die ganze Frage der Wirksamkeit von Spektroskopen ist von Wadsworth<sup>1)</sup> untersucht worden. Er zeigte, daß das Auflösungsvermögen im allgemeinen unter dem theoretischen Wert bleibt, erstens, weil der Spalt nicht unendlich schmal ist und zweitens, weil der spektroskopische Aufbau Dispersion besitzt, was für nicht monochromatische Strahlungen dieselbe Wirkung wie eine Verbreiterung des Spaltes hervorruft. Er unterscheidet zwischen vier Fällen:

1. Theoretisches Auflösungsvermögen mit unendlich engem Spalt und monochromatischen, d. h. unendlich schmalen Linien; dies wird mit  $r$  bezeichnet.

2. Das (ebenfalls theoretische) Auflösungsvermögen für einen weiten Spalt und monochromatische Strahlung. Dies ist  $p$ , die Reinheit des Spektrums.

3. Das (schon eingeschränkte) Auflösungsvermögen für einen unendlich engen Spalt, aber für Linien von einer endlichen Breite  $\Delta\lambda$ . Dieses wird  $R$  genannt.

4. Das (wirkliche) Auflösungsvermögen für einen breiten Spalt und Linien von mäßiger Breite  $\Delta\lambda$ . Diese Größe, welche die praktische Auflösbarkeit oder Reinheit bezeichnet, soll  $P$  heißen.

Im ersten Fall ist nach Rayleigh<sup>2)</sup>

$$\frac{d\vartheta}{d\lambda} d\lambda = \alpha = m \frac{\lambda}{b}$$

= dem in Winkelmaß ausgedrückten theoretischen Auflösungsvermögen eines Instrumentes mit der Apertur  $b$ ;  $\alpha$  ist der Winkel zwischen zwei feinen Linien oder Punkten, die man gerade noch zu

1) Phil. Mag. (4). 43. 317. 1897.

2) Encyc. Brit. 24. 434. Vergl. ferner Kap. III. S. 56.

trennen vermag, und  $m$  ist eine Konstante, welche den Wert 1 für rechteckige Öffnungen und 1·2 für Kreisöffnungen besitzt.

So erhält man als ganz allgemeinen Ausdruck

$$r = \frac{D b}{m}.$$

Für den zweiten Fall hatte Schuster die Formel

$$p = \frac{\lambda}{s \psi + \lambda} r$$

aufgestellt. Sie basiert auf der Annahme, daß zur Trennung zweier Linien von endlicher Breite der Winkelabstand zwischen den beiden inneren Grenzen der Linien [gleich dem Auflösungsvermögen sein müsse.

Indessen lehren Theorie wie Experiment, daß dieser Ausdruck inkorrekt ist, denn das Auflösungsvermögen ist größer, als die Formel es angibt. Wadsworth leitet eine andere Formel ab und findet als Winkeldispersion zwischen zwei Linien von der Breite  $s$ , die im Brennpunkt des Fernrohrs eben noch getrennt zu werden vermögen<sup>1)</sup>:

$$\Sigma = \frac{1}{b} \left( s \psi + \frac{\lambda}{2 s \psi + \lambda} \lambda \right).$$

Es ergibt sich hieraus eine interessante Tatsache, nämlich daß die Apertur, deren man zur Trennung zweier Linien bedarf, kleiner ist, wenn die Linien eine kleine endliche Breite haben, als wenn sie unendlich schmal werden. Denn der Ausdruck  $\Sigma$  wird im Maximum für  $s \psi = \frac{\lambda}{2(1 + \sqrt{2})} = \frac{1}{5} \lambda$  angenähert.

Demnach wird für eine Linie von  $\frac{1}{5} \lambda$  Winkelbreite unter Vernachlässigung der Konstante  $m$

$$\Sigma = 0.91 \frac{\lambda}{b} = 0.91 \alpha;$$

d. h. ein Fernrohr von gegebener Apertur hat ein um 10% größeres Auflösungsvermögen für Linien von der in Winkelmaß ausgedrückten Breite  $\frac{\lambda}{5}$ , als für unendlich schmale Linien.

Sucht man die Linienbreite, für welche das Trennungsvermögen des Instrumentes dem theoretischen Werte entspricht, so setzt man natürlich

$$s \psi + \frac{\lambda}{2 s \psi + \lambda} \lambda = \lambda$$

und erhält

$$s \psi = 0 \quad \text{oder} \quad \frac{1}{2} \lambda.$$

1) Wohlverstanden beziehen sich diese Angaben nicht auf Spektrallinien, sondern auf zwei benachbarte rechtwinkelige Öffnungen, z. B. auf zwei eng nebeneinander liegende Spalte.

Man kann daher eine Doppellinie ebenso leicht auflösen, wenn die Breite der Komponenten gleich der Hälfte des Auflösungsvermögens ist, als wenn sie zu Null wird.

Betrachten wir bei dem Spektroskop die Spaltbreite als die Breite der Linie, so ergibt sich

$$\frac{d\vartheta}{d\lambda} d\lambda = \Sigma = \frac{1}{b} \left( s\psi + \frac{\lambda}{2s\psi + \lambda} \lambda \right)$$

und hieraus

$$\frac{\gamma p}{\gamma} = p = \frac{\lambda}{s\psi + \frac{\lambda}{2s\psi + \lambda}} r.$$

Der Wert unterscheidet sich von Schusters Ausdruck durch die Einführung des Faktors  $\frac{\lambda}{2s\psi + \lambda}$  in das zweite Glied des Nenners.

Aus den Betrachtungen folgt, daß die Reinheit des Spektrums zunimmt, während der Spalt von einer unendlich kleinen Öffnung bis zu dem Punkt wächst, wo  $s\psi = \frac{1}{5} \lambda$  wird, und daß sie dem

theoretischen Wert immer noch gleichkommt, wenn  $s\psi = \frac{1}{2} \lambda$  geworden ist. Leider sind indessen diese Spaltbreiten im allgemeinen zu gering, als daß wir imstande wären, aus dieser Tatsache einen Vorteil zu ziehen.

Dritter Fall. Hier war vorausgesetzt, der Spalt sei unendlich eng und die Strahlung nicht monochromatisch, vielmehr aus Wellen zusammengesetzt, deren Längen zwischen  $\lambda$  und  $\lambda + \Delta\lambda$  liegen. In diesem Fall wird die Dispersion der spektroskopischen Anordnung das Bild des unendlich schmalen Spaltes zu einem Band verbreitern, in welchem die Verteilung der Intensität die gleiche ist wie bei der Strahlung selbst. Unter der Annahme, die Intensität folge dem Maxwell'schen Verteilungsgesetz, nämlich  $\Phi(x) = e^{-kx^2}$  (vgl. S. 213), entwickelt Wadsworth einen Ausdruck für die Winkelweite, die nötig ist, um zwei Linien von der Breite  $\Delta\lambda$  zu trennen, nämlich

$$\Omega = \frac{1}{b} \left( \frac{4}{7} r \Delta\lambda + \frac{\lambda}{r \Delta\lambda + \lambda} \lambda \right)$$

und hieraus

$$R = \frac{\lambda}{d\lambda} = \left( \frac{\lambda}{\frac{4}{7} r \Delta\lambda + \frac{\lambda}{r \Delta\lambda + \lambda} \lambda} \right) r.$$

Dieser Wert ist der oben für  $p$  abgeleiteten Formel sehr ähnlich.

Der Ausdruck für  $R$  oder das begrenzte Auflösungsvermögen ist bei der Bestimmung des größten Trennungsvermögens eines Spektroskops unter den Bedingungen der Wirklichkeit von viel allgemeinerem Nutzen als der Wert von  $r$  selbst, da alle Spektrallinien notwendigerweise eine endliche Breite besitzen. Ist in obigem Ausdruck  $r \Delta\lambda$  sehr klein, so ist  $R$  größer als  $r$ , für sehr große Werte von  $r \Delta\lambda$

wird jedoch das begrenzte Auflösungsvermögen wesentlich kleiner als das theoretische, besonders wenn  $r$  selbst sehr groß ist. Aus der Gleichung für  $R$  ersieht man, daß es ein Maximum gibt, über welches hinaus man  $R$  durch eine Vergrößerung von  $r$  nicht mehr wachsen lassen kann, gleichgültig, wie schmal die Spektrallinie auch sein mag. Dieser Wert von  $R$  ist

$$R_{\max} = \frac{\lambda}{\frac{4}{7} \Delta\lambda} = 1.75 \frac{\lambda}{\Delta\lambda}.$$

Es ist demnach das Maximum für das Auflösungsvermögen eines Instruments mit unendlich engem Spalt gleich dem einunddreiviertel-fachen Verhältnis zwischen der mittleren Wellenlänge und der Breite der untersuchten Linien.

Wadsworth gibt eine Tabelle der Größe von  $R_{\max}$ ,  $R$  und  $\frac{r}{R}$  für verschiedene Werte von  $\Delta\lambda$  und für Werte von  $r$  zwischen 25000 und 1000000. Die Angaben von  $\Delta\lambda$  basieren auf Michelsons Messungen der Linienbreite unter der Annahme, daß die effektive Breite  $\Delta\lambda$  einer Linie gleich  $4\delta$  d. h. viermal der Halbbreite  $\delta$  ist, wie diese von Michelson (vgl. S. 214) definiert wurde.

Die folgende Tabelle enthält die Resultate von Michelsons Beobachtungen:

Substanz	Linie und Wellenlänge $\lambda$	Lichtquelle	Druck	$\delta$ in Å.-E.	$\Delta\lambda = 4\delta$
Wasserstoff	Ha 6563	Vakuurröhre	Sehr gering	0.047	0.328 <sup>1)</sup>
	"	"	50 mm	0.098	0.532 <sup>1)</sup>
	"	"	100 "	0.134	0.696 <sup>1)</sup>
	"	"	200 "	0.230	1.060 <sup>1)</sup>
Natrium	D <sub>1</sub> 5890	Vakuorrohr	Sehr gering	0.005	0.020
	Nicht angegeben	Nicht angegeben	100 mm	0.09	0.36
	D <sub>1</sub> 5890	Flamme	200 " Atm. Druck	0.16	0.64
Kadmium	Rot 6439	{ Vakuorrohr bei 280° }	Sehr gering	0.0065	0.026
	Grün 5086	"	"	0.0050	0.020
	Nicht angegeben	? Funken	100 " mm	0.05	0.200
	"	"	200 "	0.08	0.32
Quecksilber	Grün 5461	{ Vakuorrohr bei 100° }	Sehr gering	0.03	0.12

1) Die rote Wasserstofflinie ist doppelt, der Abstand zwischen den Komponenten beträgt 0.14 Å.-E.; der Wert von  $\delta$  gilt für jede Komponente, es wird daher die ganze effektive Breite  $4\delta + 0.14$ . Dasselbe gilt für die D-Linien, bei denen der Abstand zwischen den Mitten der Hauptkomponenten 0.07 beträgt.

Ferner berechnet Wadsworth die Werte von  $R_{\max}$ ,  $R$  und  $\frac{r}{R}$  für Größen von  $\Delta\lambda$  zwischen 0.01 und 1.00 und eine mittlere Wellenlänge von  $\lambda = 5500 \text{ \AA.-E.}$  Dieselben sind in der folgenden Tabelle wiedergegeben.

$\Delta\lambda$ in A.-E.	r = 25000		r = 50000		r = 100000		r = 200000		r = 500000		r = 1000000		$R_{\max}$
	$\frac{r}{R}$	R	$\frac{r}{R}$	R	$\frac{r}{R}$	R	$\frac{r}{R}$	R	$\frac{r}{R}$	R	$\frac{r}{R}$	R	
0.01	0.98	25400	0.97	51600	0.95	105600	0.94	212800	1.04	480000	1.39	722000	962000
0.02	0.97	25800	0.95	52800	0.94	106400	1.00	200000	1.39	361000	2.29	437000	481000
0.04	0.95	26400	0.94	53200	1.00	100000	1.24	161700	2.29	219000	4.27	234000	240000
0.06	0.94	26600	0.96	52400	1.10	90900	1.56	128500	3.27	153000	6.30	159000	160000
0.08	0.94	26600	1.00	50600	1.24	80800	1.91	104600	4.27	117000	8.35	120000	120000
0.10	0.95	26400	1.04	48000	1.39	71900	2.29	87300	5.28	95000	10.41	96000	96000
0.12	0.96	26200	1.10	45500	1.56	64300	2.67	75000	6.30	79400	12.50	80000	80000
0.14	0.97	25800	1.16	42900	1.73	57700	3.06	65000	7.33	68000	14.50	69000	69000
0.16	1.00	25000	1.24	40400	1.91	52300	3.46	58000	8.35	60000	16.60	60000	60000
0.18	1.02	24600	1.31	38100	2.10	47700	3.86	52000	9.38	53000	18.70	53000	53000
0.20	1.04	24000	1.39	36000	2.29	43700	4.27	46800	10.41	48000	20.75	48000	48000
0.25	1.12	22400	1.60	31200	2.77	36100	5.28	37900	13.00	38000	25.9	38000	38000
0.30	1.20	20800	1.85	27000	3.27	30600	6.30	31800	15.60	32000	31.1	32000	32000
0.35	1.29	19300	2.05	24400	3.76	26600	7.33	27000	18.17	27000	36.3	27000	27000
0.40	1.39	18000	2.29	21800	4.27	23400	8.35	24000	20.75	24000	41.4	24000	24000
0.50	1.60	15600	2.77	18000	5.28	18900	10.41	19000	25.90	19000	51.8	19000	19000
0.60	1.82	13700	3.27	15300	6.30	15900	12.47	16000	31.1	16000	62.2	16000	16000
0.80	2.29	10900	4.27	11700	8.35	12000	16.61	12000	41.4	12000	82.9	12000	12000
1.00	2.77	9000	5.28	9500	10.41	9600	20.75	9600	51.8	9600	103.6	9600	9600

In der letzten Reihe finden sich die Werte von  $R_{\max}$ , welche zu den Breiten  $\Delta\lambda$  in der ersten Kolumne gehören. Im allgemeinen sieht man, daß diese Grenze sich sehr nahezu erreichen läßt, wenn man  $r$  etwa zweimal so groß wie  $R$  wählt. Der Gewinn in  $R$ , den man durch eine weitere Vergrößerung von  $r$  erzielen könnte, wäre weder den Aufwand von größeren Instrumenten noch das unvermeidliche Opfer an Helligkeit wert. In den meisten Fällen wird es sogar besser sein, einen Wert von  $r$  zu benutzen, der nicht mehr als ein- und einhalbmal so groß wie  $R$  ist, da man dann bereits  $\frac{3}{4}$  bis  $\frac{7}{8}$  des möglichen Auflösungsvermögens erreicht hat. Für die feinsten bisher bekannten Linien, für welche  $\Delta\lambda$  gleich 0.01  $\text{\AA.-E.}$  ist, wird der Wert von  $R_{\max} = 950000$  und das Maximum des theoretischen Auflösungsvermögens würde etwa 1400000 sein; dies entspricht bei einem Gitter einer Apertur von 18 bis 20 Zoll. Andererseits braucht man zur Beobachtung etwa der Wasserstofflinien oder der hellen

Ist die Dichtigkeit gering, so sind die Komponenten weiter getrennt als um ihre effektive Breite, ist sie aber hoch, wie in der Bunsenflamme, so verbreitern sich die Komponenten zu der Gesamtbreite  $= 4\delta + 0.07$ .

Metalllinien in den Bogenspektren kein Auflösungsvermögen über 20000 bis 25000, d. h. ein Gitter von  $\frac{1}{2}$  Zoll oder fünf  $60^\circ$ -Prismen von  $1\frac{1}{4}$  Zoll Apertur. Bei Arbeiten mit der Sonne werden Gitter von 5—6 Zoll nahezu ebenso gute Resultate ergeben, wie man sie mit größeren Aperturen erhoffen dürfte.

Vierter Fall. Für diesen, den wirklichen und wichtigsten Fall, leitet W a d s w o r t h folgenden Ausdruck für den Auflösungs-  
winkel ab:

$$N_1 = \frac{1}{b} \left[ s\psi + \frac{\left(\lambda \frac{r}{R}\right)^2}{2s\psi + \lambda \frac{r}{R}} \right]$$

und hieraus für die Reinheit

$$P = \frac{\lambda}{d\lambda} = \left[ \frac{\lambda}{s\psi + \frac{\lambda \frac{r}{R}}{2s\psi + \lambda \frac{r}{R}}} \right] r.$$

Wie man sieht, weicht dieser Ausdruck von dem für die theoretische Reinheit  $p$  abgeleiteten durch das Auftreten von  $\frac{r}{R}$  im Nenner ab; ist  $\frac{r}{R} = 1$ , so wird  $P = p$ , d. h. die praktische Reinheit des Spektrums stimmt bei monochromatischem Licht mit der theoretischen überein. In der obigen Tafel findet man, daß  $\frac{r}{R}$  für schmale Linien und geringes Auflösungsvermögen nahezu gleich der Einheit ist, daß also die wirkliche Reinheit der theoretischen fast gleichkommt; für die breiteren Linien und größeres Auflösungsvermögen trifft dies dagegen in keiner Weise mehr zu. W a d s w o r t h hat eine Tabelle für die verschiedenen Werte von  $P$  angegeben, die er für die unterschiedlichen Größen von  $s\psi$ ,  $\lambda$  und  $r$  erhalten hat. Diese Tabelle ist auf der folgenden Seite abgedruckt.



Spalt- breite in mm	Apertur des Kollim- ators	$s \psi$	Breite der Linien in Å.-E.	$r = 25\ 000$	$r = 50\ 000$	$r = 100\ 000$	$r = 200\ 000$	$r = 500\ 000$	$r = 1\ 000\ 000$
			$\Delta \lambda$						
s	$\psi$								
0·005 0·010 0·020	$\left. \begin{array}{l} 1/10 \\ 1/20 \\ 1/40 \end{array} \right\}$	0·0005	$\left. \begin{array}{l} P \\ p \\ p' \end{array} \right\} \begin{array}{l} 0·01 \\ 0·05 \\ 0·10 \\ 0·50 \\ 1·00 \end{array}$	20000 20300 20300 15100 9700 19800 13100	40200 40600 38900 19400 10300 39600 26200	81200 77800 66200 20700 10200 79100 52400	163200 132400 91400 20400 10000 158200 104800	389000 194000 103400 19900 9800 396000 262000	662000 207000 102200 19900 9700 792000 524000
0·010 0·015	$\left. \begin{array}{l} 1/10 \\ 1/15 \end{array} \right\}$	0·001	$\left. \begin{array}{l} P \\ p \\ p' \end{array} \right\} \begin{array}{l} 0·01 \\ 0·05 \\ 0·10 \\ 0·50 \\ 1·00 \end{array}$	12400 12400 12400 10900 8300 12300 8900	24800 24800 24400 16600 10100 24600 17800	49700 48700 45500 20200 10800 49100 35500	99400 90900 74300 21500 10300 98200 71000	243000 166000 101500 20400 10000 245000 177000	454000 202000 108000 19900 9800 491000 355000
0·02 0·03	$\left. \begin{array}{l} 1/10 \\ 1/15 \end{array} \right\}$	0·002	$\left. \begin{array}{l} P \\ p \\ p' \end{array} \right\} \begin{array}{l} 0·01 \\ 0·05 \\ 0·10 \\ 0·50 \\ 1·00 \end{array}$	6700 6700 6700 6400 5700 6650 5400	13400 13400 13300 11400 8500 13350 10800	26700 26600 25900 17100 10300 26700 21600	53500 51900 47800 20600 10600 53400 43200	133000 113600 85700 21000 10300 133500 108000	259000 171000 103000 20600 10000 267000 216000
0·03 0·045	$\left. \begin{array}{l} 1/10 \\ 1/15 \end{array} \right\}$	0·003	$\left. \begin{array}{l} P \\ p \\ p' \end{array} \right\} \begin{array}{l} 0·01 \\ 0·05 \\ 0·10 \\ 0·50 \\ 1·00 \end{array}$	4500 4500 4500 4400 4200 4500 3900	9100 9100 9000 8300 7600 9100 7800	18100 18000 17800 14100 9500 18100 15500	36200 35600 34200 19100 10500 36200 31000	90200 83100 75700 21100 10400 90500 77500	178000 141000 95300 20800 10100 181000 155000
0·05 0·075	$\left. \begin{array}{l} 1/10 \\ 1/15 \end{array} \right\}$	0·005	$\left. \begin{array}{l} P \\ p \\ p' \end{array} \right\} \begin{array}{l} 0·01 \\ 0·05 \\ 0·10 \\ 0·50 \\ 1·00 \end{array}$	2700 2700 2700 2700 2600 2700 2500	5400 5400 5400 5300 4900 5400 5000	10900 10900 10800 9700 7700 10900 9900	21800 21800 21400 15400 9900 21800 19800	54500 52900 48800 20600 10500 54500 49500	108000 97300 77100 21100 10300 109000 99000
0·10 0·15	$\left. \begin{array}{l} 1/10 \\ 1/15 \end{array} \right\}$	0·010	$\left. \begin{array}{l} P \\ p \\ p' \end{array} \right\} \begin{array}{l} 0·01 \\ 0·05 \\ 0·10 \\ 0·50 \\ 1·00 \end{array}$	1400 1400 1400 1400 1400 1400 1300	2800 2800 2800 2700 2600 2800 2600	5500 5500 5500 5300 4900 5500 5200	11000 11000 10900 9800 7800 11000 10400	27500 27200 26500 17300 10300 27500 26000	54900 53000 48800 20600 10500 55500 52000
0·20 0·30	$\left. \begin{array}{l} 1/10 \\ 1/15 \end{array} \right\}$	0·02	$\left. \begin{array}{l} P \\ p \\ p' \end{array} \right\} \begin{array}{l} 0·01 \\ 0·05 \\ 0·10 \\ 0·50 \\ 1·00 \end{array}$	700 700 700 700 700 700 650	1400 1400 1400 1400 1400 1400 1300	2800 2800 2800 2700 2600 2800 2600	5600 5500 5500 5300 4900 5600 5200	14000 13700 13600 11600 8600 14000 13000	27500 27200 26500 17300 10300 28000 26000

In der Tabelle findet man die Größen von  $P$  für verschiedene Werte von  $s\psi$  zwischen 0.005 und 0.02 und für Linienbreiten zwischen 0.01 und 1.00 Å.-E. und für Werte von  $r$  von 25 000 bis 1 000 000. Ebenso sind die Größen der theoretischen Reinheit  $p$ , sowie die nach Schusters Formel berechneten Werte  $p'$  angegeben.

Wenn z. B. ein Spektroskop ein Auflösungsvermögen von 100 000 besitzt (5 zölliges Gitter, 10 000 Linien auf den Zoll, Spektrum zweiter Ordnung) und man  $s\psi = 0.0005$  annimmt ( $s = \frac{1}{50}$  mm,  $\psi = \frac{1}{40}$ ), so ist der Wert von  $p$  158 000, während  $P$  von 163 000 bis herab zu 10 000 variiert. Der Wert von  $p'$  (Schuster) ist 105 000.

Ein weiterer Punkt von beträchtlicher praktischer Bedeutung ist, daß für große Werte von  $\frac{r}{p}$  man  $P$  innerhalb eines weiten Gebietes der wirklich benutzten Spaltweiten konstant halten oder selbst wachsen lassen kann.

Der größte Wert von  $P$  wird erreicht, wenn

$$s\psi = \frac{1}{5} \lambda \frac{r}{R}$$

wird.

Ist  $r = 200\,000$  und  $\Delta\lambda = 1.00$ , so ist  $\frac{r}{R} = 20.75$  (vgl. Tabelle S. 250) und das Maximum von  $P$  tritt demnach ein, wenn  $s\psi = 4.15 \lambda$ , also etwa 0.0023 wird. Dies entspricht bei dem gewöhnlichen Spektroskop ( $\psi = \frac{1}{13}$ ) einer Spaltbreite von etwa  $\frac{1}{30}$  mm. Unter den gleichen Verhältnissen ist der Wert von  $P$  noch ebenso groß, wenn die Spaltbreite  $\frac{1}{13}$  mm beträgt, als wenn sie Null wird. Für noch größere Werte von  $r$  wachsen auch die höchsten zulässigen Spaltbreiten. Selbst wenn  $\frac{r}{R}$  bis zu 2 oder 3 sinkt (entsprechend Linien von 0.2 oder 0.25 Å.-E.) und  $r$  nur 100 000 beträgt, bleibt doch  $P$  unverkleinert bis zu der Grenze, wo  $s\psi = \lambda$  bis  $1.2 \lambda$  (0.0005 bis 0.0008) wird, oder wo die Spaltbreite (bei dem Konkavgitter) etwa  $\frac{1}{50}$  bis  $\frac{1}{30}$  mm beträgt.

Kürzlich hat Wadsworth<sup>1)</sup> auch den Einfluß der Absorption auf das Auflösungsvermögen von Prismen in Betracht gezogen und hat gefunden, daß eine sehr große Abnahme desselben eintreten kann, wenn die Prismensubstanz stark absorbierend ist. Als Resultat seiner Rechnungen gibt Wadsworth an, daß die Beziehungen durch folgende empirische Formel sehr genau ausgedrückt werden:

$$\sigma = \alpha \{1 + 0.0253 (Bb)^2\}.$$

Hier ist  $\sigma$  die (praktische) Grenze des Winkels der Auflösung und  $\alpha$  die theoretische Grenze; sie ist gleich  $\frac{\lambda}{b}$ , wenn  $b$  die Apertur bedeutet.  $Bb$  ist ein Faktor, welcher von der Absorption abhängt, und zwar ist  $b$  die lineare Apertur, und weiter ist  $B = \frac{\beta}{2} \cdot \frac{t}{b}$ ; darin

<sup>1)</sup> Phil. Mag. (6). 5. 355. 1903.

bedeutet  $\beta$  den Absorptionskoeffizienten und  $t$  den Unterschied der Glasdicken, welche von den äußersten Strahlen des Bündels durchlaufen werden.

Nun war schon S. 57 gezeigt, daß

$$\frac{t}{b} = \frac{2 N \sin \frac{A}{2}}{\sqrt{1 - \mu^2 \sin^2 \frac{A}{2}}}$$

ist, worin  $N$  die Zahl der Prismen,  $A$  den Durchschnittswert der brechenden Winkel und  $\mu$  den Index der Refraktion bedeutet; wir erhalten also

$$Bb = b\beta N \frac{\sin \frac{A}{2}}{\sqrt{1 - \mu^2 \sin^2 \frac{A}{2}}}.$$

Für jedes Spektroskop läßt sich die Wirkung der Absorption hiernach berechnen. Als Beispiel mag das Bruce-Spektroskop<sup>1)</sup> des Yerkes Observatoriums gelten. Bei diesem Instrument ist

$$\begin{aligned} b = 5.1 \text{ cm, } A = 63^{\circ}35', N = 3 \text{ und } \mu &= 1.653 \text{ für } \lambda = 5500 \\ &\mu = 1.678 \text{ für } \lambda = 4300 \\ &\mu = 1.693 \text{ für } \lambda = 3900. \end{aligned}$$

Hieraus erhält man

$$\begin{aligned} Bb &= \beta \times 16.4 \text{ für } \lambda = 5500 \\ &= \beta \times 17.2 \text{ für } \lambda = 4300 \\ &= \beta \times 17.8 \text{ für } \lambda = 3900. \end{aligned}$$

Für die benutzte Glassorte (0.102) wurden folgende Werte von  $\beta$  ermittelt<sup>2)</sup>:

$$\begin{aligned} \beta &= 0.021 \text{ bei } \lambda = 5500 \\ &= 0.071 \text{ bei } \lambda = 4300 \\ &= 0.37 \text{ bei } \lambda = 3900. \end{aligned}$$

Im sichtbaren Gebiet des Spektrums ist somit die Größe von  $Bb$  etwa 0.34. Der zugehörige Wert von  $\sigma$  ergibt sich aus obiger Gleichung zu  $1.003 \alpha$ , d. h. das Auflösungsvermögen ist um weniger als  $\frac{1}{3}\%$  verringert. Im Bereich der photographischen Wirksamkeit liegt der Fall etwas anders; für  $\lambda = 4300$  wird  $\sigma = 1.04 \alpha$ , so daß das Auflösungsvermögen sich um 4% verkleinert, und für  $\lambda = 3900$  ist  $\sigma = 2.10 \alpha$ , was eine Verringerung um mehr als 50% bedeutet.

Diese Resultate zeigen, wie wichtig es ist, für die Prismen im Spektroskop ein möglichst durchsichtiges Material zu benutzen. Durchsichtigkeit aber läßt sich bei einem Material wie Glas nur auf Kosten des Dispersionskoeffizienten  $\frac{d\mu}{d\lambda}$  erreichen. Doch kann man durch Vergrößerung des brechenden Winkels der Prismen dieses Opfer kompensieren.

1) Astrophys. Journ. 15. 12. 1902.

2) Astrophys. Journ. 5. 82. 1897.

Ein weiterer Einfluß der Absorption zeigt sich in der scheinbaren Breite der Spektrallinie selbst. Wadsworth hat die Winkelbreiten ( $w$ ) der Linien berechnet wie folgt:

$B b = 0$	$w = 2.00 \alpha = \text{theoret. Wert}$
$B b = 0.575$	$w = 2.04 \alpha$
$B b = 1.386$	$w = 2.16 \alpha$
$B b = 2.197$	$w = 3.66 \alpha$
$B b = 2.77$	$w = 4.8 \alpha$
$B b = 4.61$	$w = 7.6 \alpha$
$B b = 7.83$	$w = 13.5 \alpha$

Im letzten Fall ist die scheinbare Breite einer Spektrallinie nahezu siebenmal so groß, als wenn die Absorption Null ist. Diese starke Zunahme von  $w$  genügt zusammen mit der dadurch bedingten Verkleinerung des praktischen Auflösungsvermögens, um die Unklarheit und Unschärfe zu erklären, welche man oft in bestimmten Spektralgebieten bei Anwendung von Prismen mit starker selektiver Absorption beobachtet.

#### Die Bedingungen höchster Wirksamkeit des Spektroskops.

Wir verdanken Wadsworth eine sehr wertvolle Vergleichung verschiedener Spektroskope sowie die Ermittlung der Bedingungen ihrer größten Wirkung. Bei der Vergleichung der relativen Wirksamkeit verschiedener Instrumente muß man notwendigerweise eine allen gemeinsame Eigenschaft zugrunde legen. Als solche wählt man am natürlichsten das Auflösungsvermögen und es soll daher in den folgenden Betrachtungen, wenn nicht Gegenteiliges besonders hervorgehoben ist, stets ein bestimmtes Auflösungsvermögen vorausgesetzt sein. Die Wirksamkeit zweier Spektroskope läßt sich dann, unter der Annahme gleichen Auflösungsvermögens, durch die relativen Intensitäten ihrer Spektren vergleichen. Wir suchen also die notwendigen Bedingungen für die größte Intensität bei einem gegebenen konstanten Auflösungsvermögen<sup>1)</sup>.

Folgende Abkürzungen wurden eingeführt:

$R$ ,  $A$  und  $F$  bedeuten das Auflösungsvermögen, die lineare Apertur und die Brennweite des Fernrohres (es beziehen sich die Größen auf astronomische Spektroskope und  $R$ ,  $A$  und  $F$  sind die Konstanten des astronomischen Teleskopes).

$f$ ,  $a$ ,  $f'$ ,  $a'$  sind die Brennweiten und Aperturen von Kollimator und Beobachtungsrohr des Spektroskopes selbst.

$$\psi = \frac{a}{f} \text{ und } \beta = \frac{a'}{f'}$$

$\omega$  ist die Winkelgröße der Lichtquelle.

$s$  und  $h$  sind die Breite und die Höhe des beleuchteten Teiles des Spaltes.

$D$  die Dispersion.

$P$  die Reinheit.

$J$  und  $i$  die Intensitäten des einfallenden Lichtes und des Spektrums und

$b$  die wirkliche Helligkeit

1) *Astrophys. Journ.* **1.** 52. 1895.

Die Intensität  $i$  des spektralen Spaltbildes läßt sich durch das Verhältnis zwischen der Spaltfläche  $h s$  und der Fläche ihres Bildes  $h' s'$  messen. Sie ist also

$$i = J \varepsilon \frac{h s}{h' s'}$$

worin  $\varepsilon$  der Faktor für den Energieverlust durch Absorption, Reflexion, Diffusion etc. während des Durchganges ist. Um das Verhältnis  $\frac{h s}{h' s'}$  zu bestimmen, müssen wir  $h' s'$  in Werten von  $\psi$ ,  $\beta$  und  $h s$  ausdrücken, wobei  $\psi$  und  $\beta$  die Winkelaperturen von Kollimator und Beobachtungsrohr bedeuten. Offenbar ist

$$s' = \frac{f'}{f} s + E + H + G.$$

Hier ist  $E$  die effektive Verbreiterung des Bildes durch die Beugung,  $H$  die effektive Verbreiterung durch die Dispersion und  $G$  die durch die Unvollkommenheiten des Instrumentes (chromatische und sphärische Aberration usf.) hervorgerufene Verbreiterung.

Ebenso ist

$$h' = \frac{f'}{f} h + E + G'$$

folglich

$$i = J \varepsilon \frac{h s}{\left(\frac{f'}{f} s + E + H + G\right) \left(\frac{f'}{f} h + E + G'\right)} \quad \dots (1)$$

Die relative Bedeutung der verschiedenen Ausdrücke im Nenner hängt von der Art des Spektrums, der Breite des Spaltes und der Qualität des Instrumentes ab. Bei einem guten Instrument darf man  $G$  und  $G'$  gegenüber den anderen Größen vernachlässigen, ebenso ist gewöhnlich  $h$  groß gegenüber  $s$  und  $E$ . Es reduziert sich dann der Ausdruck (1) auf

$$i = J \varepsilon \left(\frac{f}{f'}\right)^2 \frac{s}{s + \left(\frac{f}{f'}\right)(E + H)} = J \varepsilon \left(\frac{\beta}{\psi}\right)^2 \frac{1}{1 + \frac{\beta}{s \psi}(E + H)} \quad (2)$$

In diesem Ausdruck läßt sich der Wert der Größen  $E$  und  $H$  für spezielle Fälle untersuchen.

Von der Größe  $E$  — der Verbreiterung durch die Beugung — hat Rayleigh<sup>1)</sup> für den Fall einer unendlich dünnen Linie in der Fokalebene eines Fernrohres nachgewiesen, daß das erste Minimum sich in einem solchen Abstände  $\xi$  vom ersten Maximum befindet, daß

$$\frac{a \xi}{\lambda f} = 1 \text{ und } \xi = \frac{\lambda f}{a}$$

1) Phil. Mag. (5). 8. 265. 1879.

ist. Nun darf man E gleich  $\xi$  setzen, es ist also

$$E = \frac{\lambda}{\beta}.$$

Ist z. B.  $\beta = 1/10$ , was etwa dem üblichen Wert für ein Beobachtungsrohr entspricht, und  $\psi = 1/15$ , so wird

$$\frac{\beta}{\psi} E = \frac{\lambda}{\psi} = 0.0075,$$

wenn man für  $\lambda$  den mittleren Wert von 0.0005 mm einsetzt. Offenbar darf man  $\frac{\beta}{\psi} E$  gegen s vernachlässigen, falls dieses größer als 0.025 mm ist.

Bisher wurde angenommen, daß der Spalt gleichmäßig beleuchtet war. Bei der Sternspektroskopie ist das nicht richtig, weil das Bild des Sternes auf dem Spalt so klein ist, daß es vollständig in den Spalt selbst hineinfällt. Es ist dann also die effektive Breite und Höhe des Spaltes gleich dem Durchmesser des Sternbildes. Wadsworth zeigt, daß unter diesen Bedingungen

$$\begin{aligned} i &= \frac{2}{3} J \varepsilon \left( \frac{\beta}{\psi} \right)^2 \frac{s}{s + \frac{\beta}{\psi} \left( \frac{\lambda}{\beta} + H \right)} \\ &= \frac{1}{2} J \varepsilon \left( \frac{\beta}{\psi} \right)^2 \frac{1}{1 + \frac{\beta}{3\lambda} H} \dots \dots \dots (3) \end{aligned}$$

Bei der Bestimmung von H muß man zwei Fälle unterscheiden; erstens, daß H klein ist gegenüber s; dies gilt für helle Linien oder diskontinuierliche Spektren; und zweitens, daß H groß gegen s ist, wie es bei kontinuierlichen Spektren der Fall ist.

(a) Bei den Spektren heller Linien wird die Verbreiterung des Bildes, wenn  $\Delta\lambda$  die Breite einer Spektrallinie bedeutet:

$$Z = r \frac{d\vartheta}{d\lambda} \Delta\lambda = \frac{r}{\beta} \Delta\lambda.$$

Hierin ist r das Auflösungsvermögen. Die effektive Verbreiterung läßt sich nach Wadsworth gleich der Hälfte dieses Wertes<sup>1)</sup> annehmen. Es ist also

$$H = \frac{r}{2\beta} \Delta\lambda.$$

Auf S. 249 war eine Tabelle der effektiven Breiten einiger Linien mitgeteilt und gezeigt, daß diese zwischen 0.02 und 1.06 Å.-E. liegen. Setzen wir also  $r = 25000$  und  $\beta = 1/15$ , so liegt H zwischen 0.0005 und 0.018 mm.

<sup>1)</sup> In einer späteren Veröffentlichung setzt Wadsworth  $H = \frac{1}{3} Z$ . Vergl. Astrophys. Journ. 4. 57. 1896. Anm.

Die Bedeutung der Größe  $H$  für die Intensität heller Linienspektren wächst schnell mit der Zunahme des Druckes in der Strahlungsquelle und mit dem Auflösungsvermögen des angewendeten Spektroskops. Bei den hellen Linienspektren der Sonnenprotuberanzen, Sternnebel und einiger hellen Sterne weiß man nur wenig von der Breite der Linien, der Wert von  $H$  bleibt daher ungewiß. Die Breite der umgekehrten (hellen) K-Linie im Protuberanzenspektrum hat sich in einigen Fällen zu etwa  $0.2 \text{ \AA}$ -E. ermitteln lassen. Unter denselben Bedingungen wie oben wird dann der Wert von  $Z$

$$Z = 25000 \times 15 \times 0.2 \times 10^{-7} = 0.0075$$

und hieraus

$$H = 0.0037 \text{ mm.}$$

Wir fanden schon für  $E$  den Wert von etwa  $0.0075$  (bei Sternspektren nur etwa die Hälfte); in den meisten Fällen darf man also  $E$  und  $H$  gegenüber  $s$  vernachlässigen. Es bleibt dann

$$i = J \varepsilon \left( \frac{\beta}{\psi} \right)^2.$$

Unter Voraussetzung einer konstanten Vergrößerung wird  $\frac{\beta}{\psi}$  eine Konstante, und die Helligkeit des Spektrums, wie es dem Auge erscheint, ist nahezu konstant für alle Aperturen und alle Spaltbreiten, die größer sind als  $0.025 \text{ mm}$ .

Ist die Spaltbreite geringer als  $0.025 \text{ mm}$ , so muß man die Größe von  $E$  und  $H$  in Betracht ziehen. Nun fanden wir, daß  $\frac{\beta}{\psi} E = \frac{\lambda}{\psi}$  und  $H = \frac{r}{2\beta} \Delta\lambda$ . Substituiert man die Werte in Gleichung (2), so folgt

$$i = J \varepsilon \left( \frac{\beta}{\psi} \right)^2 \frac{s}{s + \frac{1}{\psi} \left( \lambda + \frac{r}{2} \Delta\lambda \right)} \dots \dots \dots (4)$$

Weiter ist aus Gleichung (2) klar, daß die maximale Intensität in der Mitte des Bildes erreicht wird, wenn

$$s = \frac{\beta}{\psi} (E + Z).$$

Also ist für das Maximum der Intensität

$$\begin{aligned} s &= \frac{\beta}{\psi} \left( \frac{\lambda}{\beta} + \frac{r}{\beta} \Delta\lambda \right) \\ &= \frac{\lambda}{\psi} + \frac{r}{\psi} \Delta\lambda. \end{aligned}$$

Substituiert man diesen Wert in Schusters Ausdruck für die Reinheit

$$p = \frac{\lambda}{s\psi + \lambda} r,$$

so erhält man als Bedingung für die maximale Helligkeit und Reinheit

$$P = \frac{\lambda}{2\lambda + r\Delta\lambda} r.$$

Dies zeigt, daß die Reinheit des Spektrums niemals, selbst bei einer absolut monochromatischen Lichtquelle, über 50% des Auflösungsvermögens hinauskommt, wenn man nicht die Helligkeit opfert, indem man die Winkelbreite des Spaltes kleiner als den Winkel nimmt, der  $\lambda$  in einer Entfernung gleich der Apertur des Kollimators gegenüberliegt.

(b) Kontinuierliche Spektren.  $\Delta\lambda$  ist jetzt sehr groß gegenüber von  $\lambda$ . Sendet die Lichtquelle Wellen aus, deren Länge sich gleichmäßig zwischen  $\lambda_1$  und  $\lambda_2$  ändert, so wird H so groß gegenüber allen anderen Ausdrücken im Nenner, daß man diese vernachlässigen darf. Ist die Intensität von einem Ende zum anderen die gleiche, so erhält man

$$H = Z = \frac{r}{\beta} (\lambda_1 - \lambda_2).$$

In diesem Fall ist offenbar H gleich Z, der gesamten Aufhellung, welche von der Dispersion herrührt; oben war H gleich  $\frac{Z}{2}$  gesetzt.

H ist so groß, daß man die Intensität aus Gleichung (2) durch folgenden Ausdruck erhält:

$$i = I \varepsilon \left( \frac{\beta}{\psi} \right)^2 \frac{s}{\frac{\beta}{\psi} H} = I \varepsilon \left( \frac{\beta}{\psi} \right)^2 \frac{s \psi}{r(\lambda_1 - \lambda_2)} \quad \dots \quad (5)$$

Bei Sternspektren wird

$$i = \frac{2}{3} I \varepsilon \left( \frac{\beta}{\psi} \right)^2 \frac{s \psi}{r(\lambda_1 - \lambda_2)} \quad \dots \quad (5a)$$

Diese Ausdrücke zeigen, daß die Intensität direkt proportional der Spaltbreite ist und umgekehrt proportional dem Auflösungsvermögen. Ebenso ist für einen gegebenen Wert von r und eine gegebene Reinheit P (d. h.  $s\psi = \text{konstant}$ ) die Intensität unabhängig von der Apertur, genau wie bei dem diskontinuierlichen Spektrum. Folglich ist die Helligkeit unter der Bedingung konstanter Vergrößerung ( $\frac{\beta}{\psi} = \text{konstant}$ ) ebenfalls unabhängig von der Apertur und daher von der Dispersion des Spektroskops. Wir haben demnach folgenden Unterschied zwischen kontinuierlichen und diskontinuierlichen Spektren: im ersten Fall ist die Intensität proportional der Spaltbreite und im zweiten Fall unabhängig von ihr, vorausgesetzt, daß diese über der Grenze von 0.025 mm bleibt.

Wadsworth geht weiterhin auf die astronomische Bedingung ein, daß der Spalt durch ein Bild beleuchtet wird, welches von dem Objektiv eines astronomischen Fernrohrs herrührt. Es soll A die



lineare Apertur des Objektivs,  $F$  die Brennweite bedeuten und  $\frac{A}{F} = \psi$  sein. Letztere Bedingung ist notwendig, falls die Kollimatorlinse des Spektroskops durch das Lichtbündel ganz ausgefüllt werden soll. Ferner sei  $\omega$  die Winkelgröße der Lichtquelle. Man muß dabei zwischen den Bedingungen unterscheiden, wo  $\omega$  verschwindend klein ist, wie bei den Sternen, und wo es eine beträchtliche Größe besitzt, wie bei Planeten, Sternnebeln usf.

Im ersten Fall, wo  $\omega$  verschwindend klein ist, hängt der Lichtbetrag und daher die Gesamtenergie in dem durch das Objektiv entworfenen Bilde von der Flächengröße des Objektivs ab und variiert daher wie  $A^2$ . Die Bildfläche variiert wie  $\left(\frac{\omega A + 2\lambda}{\psi}\right)^2$  und die mittlere Intensität  $I$  des Bildes wie  $\left(\frac{A}{\omega A + 2\lambda}\right)^2 \psi^2$ . Wir dürfen daher schreiben

$$I = k \frac{A^2}{(\omega A + 2\lambda)^2} \psi^2,$$

worin  $k$  eine absolute Konstante bedeutet, welche ausschließlich von der Helligkeit der Lichtquelle abhängt.

Die effektive Breite des Spaltes ist in diesem Fall einfach gleich dem Durchmesser des Bildes, also

$$s = \frac{\omega A + 2\lambda}{\psi}.$$

Substituiert man diesen Wert in Schusters Ausdruck für die Reinheit

$$p = \frac{\lambda}{s\psi + \lambda} r,$$

so wird

$$p = \frac{\lambda}{\omega A + 3\lambda} r,$$

wobei  $\omega A$  klein gegen  $3\lambda$  ist.

Setzen wir, wie früher, die Reinheit konstant und substituieren diesen Wert von  $s$  in die Gleichungen (3) und (5a), die für die Sternspektren abgeleitet waren, so ergibt sich für kontinuierliche Spektre:

$$\begin{aligned} i &= \frac{2}{3} I \varepsilon \left(\frac{\beta}{\psi}\right)^2 \frac{s\psi}{r(\lambda_1 - \lambda_2)} \\ &= \frac{2}{3} k \varepsilon \beta^2 A^2 \frac{1}{2r\lambda(\lambda_1 - \lambda_2)} \dots \dots \dots (6) \end{aligned}$$

für diskontinuierliche Spektre :

$$i = \frac{1}{2} I \varepsilon \left( \frac{\beta}{\psi} \right)^2 \frac{1}{1 + \beta \frac{H}{3\lambda}}$$

$$= \frac{1}{2} k \varepsilon \beta^2 A^2 \frac{1}{2\lambda \left( 2\lambda + \frac{r}{3} \Delta\lambda \right)} \dots \dots (7)$$

Man sieht, daß die Helligkeit in beiden Fällen unabhängig von  $\psi$  ist, daß sie sich aber direkt wie das Quadrat der linearen Apertur des astronomischen Fernrohrs ändert. Die Notwendigkeit, ein Instrument mit großer Apertur zu verwenden, leuchtet sofort ein. Um reine Spektre zu erhalten, bedarf es eines großen Auflösungsvermögens,

da  $p = \frac{\lambda}{\omega A + 3\lambda} r$  ist und also nie über  $\frac{1}{3} r$  hinauskommen kann.

Macht man das Auflösungsvermögen des Spektroskops proportional der Fernrohrapertur  $A$ , so wird  $r = r_0 A$ , wo  $r_0$  den Wert von  $r$  für die Einheit der Apertur bedeutet. Dann wird

für kontinuierliche Spektre

$$i = \frac{2}{3} k \varepsilon \beta^2 \frac{A}{2 r_0 \lambda (\lambda_1 - \lambda_2)}$$

und für diskontinuierliche Spektre

$$i = \frac{1}{2} k \varepsilon \beta^2 \frac{A}{2\lambda \left( \frac{2\lambda}{B} + \frac{1}{3} r_0 \Delta\lambda \right)}$$

Dies zeigt, daß unter solchen Bedingungen die Intensität etwas langsamer wächst, als die Apertur. Es kommt das von dem Anwachsen von  $E$  mit  $r$  wegen der zusätzlichen Verluste durch Absorption etc., welche mit der Verwendung größerer Aperturen und eines stärkeren Auflösungsvermögens Hand in Hand gehen. Die Gleichungen (6) und (7) zeigen, daß die Intensität und daher die Helligkeit des Spektrums umgekehrt wie die Wellenlänge variieren, doch wird das bei Prismenspektroskopen durch den Umstand kompensiert, daß das Auflösungsvermögen eines Prismas sich umgekehrt wie die dritte Potenz<sup>1)</sup> der Wellenlänge ändert. Für den Fall des kontinuierlichen Spektrums wird daher Gleichung (6) einfach

$$i = k \frac{\lambda^2}{r\lambda},$$

wo  $r_\lambda$  das Auflösungsvermögen des Instruments für irgend eine spezielle Wellenlänge bedeutet. Außer ihrem größeren Nutzeffekt durch die Konzentration der ganzen Lichtmenge in ein Spektrum hat also die Prismenanordnung für die Zwecke der Photographie

1) Vergl. S. 59.

noch einen anderen großen Vorteil gegenüber dem Gitter, nämlich daß im Spektralbild die chemisch wirksame Intensität gleichmäßiger verteilt ist.

Aus den angeführten Gleichungen ergeben sich folgende Bedingungen für Sternspektroskope:

1. Das Objektiv soll so groß wie möglich sein, um eine gute Aufhellung zu geben und  $\omega A$  groß gegen  $\lambda$  zu machen. Es wird dann die Verteilung der Intensität über die Breite des teleskopischen Bildes gleichmäßiger.

2. Es soll  $\psi$  so groß wie möglich werden, d. h. man muß die Brennweite  $F$  recht kurz machen, damit die Breite des Bildes  $\frac{\omega A + 2\lambda}{\psi}$  und daher die effektive Spaltbreite möglichst schmal wird.

Um diese zwei Bedingungen erfüllbar zu machen, empfiehlt Wadsworth die Anwendung von Spiegelteleskopen. —

Wir kommen zu dem zweiten Fall für  $\omega$ , wo die Winkelbreite  $\omega$  der Lichtquelle so groß ist, daß die Breite des Fernrohrbildes über die Breite des Spaltes hinausgeht. Unter diesen Umständen ist  $\omega A$  sehr groß gegen  $\lambda$  und der Faktor  $\left(\frac{A}{\omega A + 2\lambda}\right)^2$  vereinfacht sich daher zu  $\left(\frac{1}{\omega}\right)^2$ . Die mittlere Intensität  $I$  des Fernrohrbildes wird daher  $= \frac{k_1}{\omega^2} \psi^2 = k \psi^2$ .

In diesem Falle variiert die Reinheit des Spektrums mit  $\psi$  in dem Verhältnis  $\frac{\lambda}{s\psi + \lambda}$ ; sie läßt sich daher auf zwei Wegen konstant erhalten: 1. durch Verkleinerung der Spaltbreite bei Anwachsen von  $\psi$ , so daß  $s\psi = \text{konstant}$  oder 2. durch Vergrößerung des Auflösungsvermögens in dem Maße, wie  $\psi$  bei konstantem  $s$  in dem Ausdruck  $s\psi + \lambda$  wächst. Durch die erste Methode verringert man die Intensität des kontinuierlichen Spektrums im Verhältnis  $\frac{1}{\psi}$ , falls man die Spaltbreite enger macht; im zweiten Fall tut man dasselbe, wenn auch in dem etwas kleineren Maße  $\frac{1}{s\psi + \lambda}$  durch die Vergrößerung von  $r$ . Indessen wird der Gewinn im letzteren Falle durch den größeren Absorptionsverlust aufgehoben, so daß das Endresultat in beiden Fällen etwa dasselbe ist.

Hält man die Reinheit konstant, so erhält man für kontinuierliche Spektren

$$I = k \psi^2 \text{ und } s = s_0 \psi, \text{ wenn } r = \text{konstant}$$

$$\text{oder } r = r_0 (s\psi + \lambda) = r_0 (s\psi), \text{ wenn } s = \text{konstant.}$$

Unter Benutzung von Gleichung (5)  $i = I \varepsilon \left(\frac{\beta}{\psi}\right)^2 \frac{s\psi}{r(\lambda_1 - \lambda_2)}$  erhält man:

und

$$\left. \begin{aligned} i &= k \varepsilon \beta^2 \frac{s_0}{r(\lambda_1 - \lambda_2)}, \text{ wenn } r \text{ konstant ist.} \\ i &= k \varepsilon \beta^2 \frac{\lambda}{r_0(\lambda_1 - \lambda_2)}, \text{ wenn } s \text{ konstant ist.} \end{aligned} \right\} \dots (8)$$

Für diskontinuierliche Spektren war oben gezeigt, daß, wenn der Spalt größer als 0.0025 mm wird, E und H in Gleichung (3) vernachlässigt werden dürfen und daß

$$i = I \varepsilon \left( \frac{\beta}{\psi} \right)^2.$$

Im vorliegenden Falle ( $s > 0.0025$  mm) ist daher

$$i = k \varepsilon \beta^2 \dots \dots \dots (9)$$

Wird aber  $s < 0.025$  mm, so geht man von Gleichung (4) aus

$$i = I \varepsilon \left( \frac{\beta}{\psi} \right)^2 \frac{s}{s + \frac{1}{\psi} \left( \lambda + \frac{r}{2} \Delta \lambda \right)}$$

und es wird

$$i = k \varepsilon \beta^2 \frac{1}{1 + \frac{2\lambda + r \Delta \lambda}{2s_0}} \dots \dots \dots (10)$$

Es ist also klar, daß die Helligkeit unabhängig ist sowohl von der linearen Apertur A wie von der Winkelapertur  $\psi$ ; bei einem gegebenen Spektroskop und Fernrohr hängt wie vorher die Intensität nur von dem Werte von k ab, d. h. von der Intensität der Strahlungsquelle. Gleichung (10) lehrt, daß im Falle heller Linienspektren von Lichtquellen beträchtlicher Winkelgröße die Intensität und die Helligkeit notwendig abnehmen muß, wenn das Auflösungsvermögen wächst. Reine Spektren sind nur zu erhalten, wenn die Lichtquelle sehr hell ist. Ferner ist ein kleines Fernrohr genau so gut wie ein großes.

Der letztere Fall deckt sich so ziemlich mit der gewöhnlichen Versuchsanordnung bei irdischen Spektren, wo man eine Kondensorlinse benutzt, um das Bild der Lichtquelle auf dem Spalt zu entwerfen. Da die Intensität des Spektrums einer Lichtquelle von endlicher Winkelgröße weder von der Winkelapertur  $\psi$  noch von der linearen Apertur A der Linse abhängt, so ist der Ausdruck „Kondensor“ ungeeignet. Wir dürfen A unendlich klein machen oder sogar ohne Lichtverlust ganz entfernen unter der Voraussetzung, daß

1.  $\omega = \psi$  ist,
2. die Lichtquelle gleichmäßige Helligkeit besitzt und
3. die Form derselben geometrisch ähnlich der Spektroskopöffnung ist.

Doch gibt es einige Gelegenheiten, wo in der Praxis eine Kondensorlinse von großem Wert ist. Von diesen soll der Fall hervorgehoben werden, wo Bogen- oder Funkenspektren zu untersuchen sind. Hier kann man die Lichtquellen nicht genügend nahe an den Spalt heranbringen, um  $\omega$  gleich  $\psi$  zu machen. Andererseits ist es manch-

mal von Wert, die Spektren verschiedener Teile der Lichtquelle voneinander zu trennen. Man benutzt den Kondensator, weil man sonst den Gesamteffekt über die ganze Lichtquelle integriert erhält.

Die bisher abgeleiteten Gleichungen beziehen sich ausschließlich auf die subjektiven Beobachtungen mit dem Auge. Wenn man das Spektrum photographieren will, so hat man die Gleichungen etwas anders zu formulieren. Auch diese Umformungen verdanken wir Wadsworth<sup>1)</sup>. Bei den photographischen Platten ist man offenbar von der Feinheit des Korns abhängig, es ist daher die Größe der Auflösung, welche ein Negativ zuläßt, durch die Größe der Silberteilchen in der Emulsion bedingt.

Nun hat man unter dem Mikroskop gefunden, daß die stark geschwärzten Teile eines Negativs aus lauter zusammenhängenden Silberkörnchen bestehen, während in den schwächeren Gebieten die Teilchen fast um ihren eigenen Durchmesser voneinander entfernt waren. Um also die Wirkung der Irradiation in einen Fall zu eliminieren und im anderen eine normale Wirkung zu erzielen, darf man die Annahme machen, daß, um zwei Linien auf einem Negativ getrennt wahrzunehmen, zwischen ihnen ein Gebiet geringerer Dichtigkeit liegen muß. Man kann also annehmen, daß man auf einem Negativ zwei Linien trennen kann, wenn zwischen den Teilchen in den Maxima der Linien ein Silberkorn und zwei Zwischenräume liegen; d. h. der lineare Abstand zwischen den beiden Maxima oder Mittelpunkten der Linien ist gleich dem vierfachen Durchmesser eines Teilchens. Nennt man diesen Durchmesser  $e$ , so dürfen wir davon ausgehen, daß zur photographischen Auflösung ein linearer Abstand von  $4e$  zwischen den Zentren der Linien nötig ist.

Nun hat, wie schon oben erwähnt, Rayleigh gezeigt, daß zwei Linien, welche man getrennt wahrnehmen soll, einen Winkel gleich  $\frac{m\lambda}{a}$  einschließen müssen, wo  $a$  den Durchmesser des Lichtbündels und  $m$  eine Konstante bedeutet, welche für rechteckige Bündel gleich 1 und für kreisförmige Bündel gleich 1·2 ist.

Bei einem Fernrohrobjektiv ist der lineare Abstand zwischen den Brennpunkten der zwei Strahlen gleich  $\frac{1\cdot2 \times \lambda \times f'}{a'}$ , wo  $f'$  die Brennweite der Linse bedeutet. Für die photographische Auflösung ist dieser lineare Abstand gleich  $4e$ , so daß man also erhält

$$\frac{a'}{f'} = 0\cdot3 \frac{\lambda}{e}.$$

Nun ändert sich natürlich der Wert von  $e$  mit der Plattensorte, man kann aber sagen, daß er zwischen 0·005 mm und 0·025 mm liegt. Wir finden demnach, daß

$$\frac{a'}{f'} \text{ von } \frac{1}{30} \text{ bei } \lambda = 6000 \text{ bis zu } \frac{1}{70} \text{ bei } \lambda = 2500$$

1) *Astrophys. Journ.* **3.** 188 u. 321. 1896.

bei den Platten mit feinstem Korn sich ändert. Das bedeutet, daß die Brennweite des Kameraobjektivs wenigstens vierzigmal so groß sein muß als die Apertur, wenn die Auflösbarkeit mit der photographischen Platte der durch das Auge gleichkommen soll.

Bei bolometrischen Arbeiten muß der Abstand zwischen den beiden Linien wenigstens ebenso groß sein wie die Breite des Bolometerstreifens, wenn das Bolometer die beiden Linien getrennt registrieren soll. Ist also  $d$  die lineare Breite des Bolometerstreifens, so ist

$$\frac{a'}{f'} = 1.25 \frac{\lambda}{d}.$$

Setzt man  $d = 0.1 \text{ mm}$  und  $\lambda = 10000 \text{ \AA.-E.}$ , so wird

$$\frac{a'}{f'} = \frac{1}{80}.$$

Wie wir zuvor bei den Berechnungen ein konstantes Auflösungsvermögen für die Beobachtung mit dem Auge zur Voraussetzung machten, so müssen wir jetzt eine konstante photographische Auflösbarkeit  $q$  annehmen, welche von dem subjektiven Auflösungsvermögen  $r$ , der Winkelapertur des Kameraobjektivs  $\beta$  und von der Struktur oder dem Korn der photographischen Platte abhängt. Ziehen wir zunächst die Auflösung durch die Kameralinse in Betracht, so ist für das Auge der Grenzwinkel zwischen zwei Bildern gegeben durch

$$\alpha = m \frac{\lambda}{a'} \dots \dots \dots (11)$$

und für die Platte durch

$$\alpha_q = \frac{ne}{f'} = \frac{ne\beta}{a'} \dots \dots \dots (12)$$

Gehen wir von zwei Linien von begrenzter linearer Breite  $s$  aus, so ist, wie oben (S. 247) gezeigt, der für das Auge eben noch auflösbare Winkelabstand zwischen ihnen

$$\Sigma = \frac{1}{a'} \left( s\psi + \frac{\lambda}{2s\psi + \lambda} \lambda \right) \dots \dots \dots (13)$$

Bei der Photographie werden nur diejenigen Linien aufgelöst, für welche dieser Ausdruck gleich oder größer ist als  $\frac{ne}{f'}$  oder  $\frac{ne\beta}{a'}$ . Bezeichnen wir also die photographische Auflösbarkeit für weite Linien mit  $\Sigma_q$ , so erhalten wir

$$\left( s\psi + \frac{\lambda}{2s\psi + \lambda} \lambda \right) \geq ne\beta \dots \dots \dots (14)$$

und

$$\Sigma = \Sigma_q.$$

Wenn also die Brennweite der Kamera so groß gewählt ist, daß das Produkt des  $n$ fach genommenen Durchmessers eines Silberkorns und der Brennweite gleich oder kleiner ist als die für das Auge nötige Winkeltrennung, so lassen sich alle Linien, welche das Auge zu trennen vermag, auch photographisch auflösen.

Ist aber

so ist

$$\left. \begin{aligned} & \left( s\psi + \frac{\lambda}{2s\psi + \lambda} \lambda \right) < ne\beta \\ & \frac{\Sigma_q}{\Sigma} = \frac{ne\beta}{s\psi + \frac{\lambda}{2s\psi + \lambda} \lambda} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (15)$$

und

$$\left. \begin{aligned} & \Sigma_q = \frac{ne\beta}{s\psi + \frac{\lambda}{2s\psi + \lambda} \lambda} \quad \Sigma = \frac{ne\beta}{a'} \end{aligned} \right\}$$

Mit der Zunahme der Linienbreite  $s$  nähert sich die photographische Auflösungsfähigkeit des Kameraobjektivs für alle Brennweiten mehr und mehr dem subjektiven Auflösungsvermögen. Sind aber photographische und subjektive Auflösbarkeit für feine Linien einander gleich, so wird nach (11) und (12)

$$\beta = \frac{\lambda}{ne} \dots \dots \dots (16)$$

und da  $n$  etwa 4 oder 3 ist, so erhält man als Grenzwerte von  $\beta$

$$\frac{\lambda}{4e} < \beta < \frac{\lambda}{3e}$$

d. h. die Winkelapertur des Kameraobjektivs sollte nicht größer als ein Drittel des Verhältnisses der Wellenlänge zu dem Durchmesser der Silberkörner betragen.

Wünschen wir durch die Photographie nur solche Einzelheiten zu trennen, welche eine Winkeltrennung  $\Sigma$  wie oben besitzen, so vergrößert man mit Vorteil die Winkelapertur der Kamera, bis man nach (14) und (15) erhält

$$\beta = \frac{s\psi + \frac{\lambda}{2s\psi + \lambda} \lambda}{ne} \dots \dots \dots (17)$$

Unter diesen Umständen kann man immer noch alle die Einzelheiten photographisch trennen, welche das Auge zu unterscheiden vermag.

Dies bezieht sich auf den Fall eines Spaltes von der Breite  $s$  und monochromatische Strahlen.

In der Wirklichkeit, wo die Linien auch eine endliche Breite besitzen, ist es nötig (vgl. S. 251), daß

$$s\psi + \frac{\left(\lambda \frac{r}{R}\right)^2}{2s\psi + \lambda \frac{r}{R}} \geq ne\beta \dots \dots \dots (18)$$

wird. Die photographische Reinheit  $Q$  wird dann gleich der wirklichen subjektiven Reinheit  $P$ , wie sie oben abgeleitet wurde.

Wenn aber in einem speziellen Apparat  $n\epsilon\beta$  größer wird als der Ausdruck

$$s\psi + \frac{\left(\lambda \frac{r}{R}\right)^2}{2s\psi + \lambda \frac{r}{R}},$$

so findet man die photographische Reinheit  $Q$  aus der Gleichung

$$Q = \frac{s\psi + \frac{\left(\lambda \frac{r}{R}\right)^2}{2s\psi + \lambda \frac{r}{R}}}{n\epsilon\beta} P \quad \dots \quad (19)$$

Wendet man diese Kenntnis auf die astronomische Photographie an, so kann man aus den entwickelten Gleichungen die Helligkeit ableiten. Im ersten Fall, bei welchem die Sternspektra behandelt werden und die Spaltbreite wenigstens gleich dem Durchmesser des ersten Beugungsringes des Fernrohrbildes gesetzt war, hatte man bei konstanter Reinheit erhalten:

Kontinuierliche Spektren

$$i = \frac{1}{3} k \epsilon \beta^2 A^2 \frac{1}{r \lambda (\lambda_1 - \lambda_2)} \quad \dots \quad (6)$$

Diskontinuierliche Spektren

$$i = \frac{1}{4} k \epsilon \beta^2 A^2 \frac{1}{\lambda \left(2\lambda + \frac{r}{3} \Delta\lambda\right)} \quad \dots \quad (7)$$

In dem zweiten Falle, in welchem Körper behandelt wurden, welche größere Bilder ergaben, galten folgende beiden Gleichungen: Kontinuierliche Spektren

$$i = k \epsilon \beta^2 \frac{s}{r (\lambda_1 - \lambda_2)} \quad \dots \quad (8)$$

Diskontinuierliche Spektren

$$i = k \epsilon \beta^2 \frac{1}{1 + \frac{2\lambda + r \Delta\lambda}{2s}} \quad \dots \quad (10)$$

oder

$$= k \epsilon \beta^2 \quad \dots \quad (9)$$

falls der Spalt größer als 0.25 mm wird.

Erster Fall. Aus einer Betrachtung von (7) und (10) ersieht man, daß es bei hellen Linienspektren nur einen einzigen Weg gibt, um die Helligkeit zu vergrößern, nämlich, daß man die Winkelapertur  $\beta$  der Kamera wachsen läßt.

Die photographische Reinheit ist von  $\beta$  bis zu einer Grenze unabhängig, welche durch (18) gegeben ist, oberhalb derselben muß



man  $r$  in demselben Maße vergrößern wie  $\beta$ , wenn man die photographische Reinheit konstant halten will, d. h. man macht

$$r = \frac{\beta}{\beta_0} r_0 \dots \dots \dots (20)$$

Hier ist  $r_0$  das ursprüngliche theoretische Auflösungsvermögen des Prismensatzes, und  $\beta_0$  wird durch die aus (18) sich ergebende Beziehung definiert

$$\beta_0 = \frac{s\psi + \frac{\left(\lambda \frac{r_0}{R_0}\right)^2}{2s\psi + \lambda \left(\frac{r_0}{R_0}\right)}}{n e} \dots \dots \dots (21)$$

Bis zu dem Punkte  $\beta = \beta_0$  wächst die Helligkeit des Spektrums in dem Verhältnis  $\beta^2$  (wie aus (7) und (10) zu ersehen ist); jenseits dieser Grenze wächst sie zwar auch noch, aber weniger schnell, weil man zugleich  $r$  steigern muß, um die photographische Reinheit konstant zu halten. Diese Steigerung von  $r$  vermindert die Intensität  $i$  sowohl direkt, wie auch durch die Abnahme des Faktors  $\varepsilon$ . Aus (7) erhalten wir

$$\frac{i}{i_0} = \frac{\varepsilon \beta^2}{\varepsilon_0 \beta_0^2} \cdot \frac{6\lambda + r_0 \mathcal{A}\lambda}{6\lambda + r \mathcal{A}\lambda} \dots \dots \dots (22)$$

und aus (10)

$$\frac{i}{i_0} = \frac{\varepsilon \beta^2}{\varepsilon_0 \beta_0^2} \cdot \frac{s + 2\lambda + r_0 \mathcal{A}\lambda}{s + 2\lambda + r \mathcal{A}\lambda} \dots \dots \dots (23)$$

In den beiden Gleichungen (22) und (23) ist der Ausdruck  $r \mathcal{A}\lambda$  gewöhnlich klein gegenüber den anderen Größen, so daß man ihn vernachlässigen darf. Bei dem Vergleich von  $i$  und  $i_0$  kann man daher außer für sehr große Werte von  $r_0$  schreiben:

$$\frac{i}{i_0} = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \left(\frac{\beta}{\beta_0}\right)^2 \dots \dots \dots (24)$$

Es soll jetzt die Annahme gemacht werden, daß  $\varepsilon$  nach folgendem Gesetz variiert:

$r = r_0$	$\varepsilon = 0.85$	1 Prisma oder Spektrum	1. Ordnung	bei dem Gitter
$r = 2 r_0$	$\varepsilon = 0.72$	2 Prismen	"	" " " "
$r = 3 r_0$	$\varepsilon = 0.60$	3 " "	"	3. " " " "
$r = 4 r_0$	$\varepsilon = 0.50$	4 " "	"	4. " " " "
$r = 5 r_0$	$\varepsilon = 0.45$	5 " "	"	5. " " " "

Die Werte entsprechen etwa dem prozentischen Verhältnis, in dem Natriumlicht von 1, 2, 3, 4, 5 gewöhnlichen Flintglasprismen durchgelassen wird. Weiter soll  $\psi = \frac{1}{10}$  und  $r_0 = 25000$  sein. Dann ergeben sich die in der folgenden Tabelle aufgeführten Werte von  $r_0$  und  $\frac{i}{i_0}$  für verschiedene Größen von  $\beta$  zwischen  $\frac{1}{50}$  und  $\frac{1}{5}$  für

drei verschiedene Spaltbreiten.  $\frac{r}{R}$  ist dabei gleich 1·1 gesetzt (entsprechend einem  $\Delta\lambda = 0\cdot2 \text{ \AA. -E.}$ ),  $ne$  gleich  $0\cdot04 \text{ mm}$  ( $e = 0\cdot01$  und  $n = 4$ ) und  $\lambda$  gleich  $0\cdot0004 \text{ mm}$ , was etwa der Stellung des Maximums der photographischen Wirksamkeit entspricht.

$\beta$	$s = 0\cdot01, \beta_0 = \frac{1}{37\cdot4}, Q_0 = 9350$			$s = 0\cdot02, \beta_0 = \frac{1}{19\cdot6}, Q_0 = 4900$			$s = 0\cdot03, \beta = \frac{1}{13\cdot2}, Q_0 = 3300$		
	$r$	$\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}$	$\frac{i}{i_0} \times \left(\frac{\beta_0}{0\cdot02}\right)^2$	$r$	$\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}$	$\frac{i}{i_0} \times \left(\frac{\beta_0}{0\cdot02}\right)^2$	$r$	$\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}$	$\frac{i}{i_0} \times \left(\frac{\beta}{0\cdot02}\right)^2$
$1/50 = 0\cdot02$	25000	1·00	1·00	25000	1·00	1·00	25000	1·00	1·00
$1/40$	25000	1·00	1·56	25000	1·00	1·56	25000	1·00	1·56
$1/30$	31250	0·96	2·67	25000	1·00	2·78	25000	1·00	2·78
$1/20$	46750	0·87	5·44	25000	1·00	6·25	25000	1·00	6·25
$1/10$	93500	0·63 (?)	15·75 (?)	49000	0·84	21·00	3000	0·76	24·00
$1/5$	187000	0·30 (?)	30·00	98000	0·59 (?)	59·00 (?)	66000	0·76	76·00

Der Faktor  $\left(\frac{\beta}{0\cdot02}\right)^2$  ist eingeführt, um für  $\beta = \frac{1}{50}$  das Verhältnis  $\frac{i}{i_0} = 1$  zu machen.

Wadsworth gibt ein Beispiel von der praktischen Anwendung dieser Tafel: bei der photographischen Aufnahme der hellen Linien in dem Spektrum von  $\alpha$  Orionis mit einem Spalt von  $0\cdot02 \text{ mm}$  Breite und einem Teleobjektiv (äquivalente Brennweite = dem zwanzigfachen der Apertur) war eine Exposition von vierzig Minuten erforderlich (Newall).

Hätte man die Winkelapertur auf  $1/10$  und das Auflösungsvermögen im Verhältnis  $\frac{49000}{25000}$  oder etwa 2:1 vergrößert, so würde sich derselbe Grad von photographischer Reinheit bei einer Verringerung der Expositionszeit im Verhältnis  $\frac{i_0}{i} = \frac{61}{6\cdot25}$  oder etwas mehr als dem drei- und ein drittelfachen ergeben haben.

Zweiter Fall. Kontinuierliche Spektren von ausgedehnten Lichtquellen. Aus (8) sehen wir, daß in diesem Fall die Intensität direkt wie  $\beta^2$  und umgekehrt wie  $r$  variiert. Für zwei Werte von  $\beta$  ergibt sich nach (8)

$$\frac{i}{i_0} = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \frac{\beta^2}{\beta_0^2} \frac{r_0}{r}$$

Bis zu dem Punkt  $\beta = \beta_0$ , wie er durch (18) oder (21) definiert ist, bleibt die photographische Reinheit für einen gegebenen Wert von  $r = r_0$  konstant, die Intensität wächst daher direkt wie  $\beta^2$ . Jenseits dieser Grenze dagegen muß man wieder das Auflösungsvermögen im Verhältnis  $\beta = \beta_0$  vergrößern, um die photographische

Reinheit unverändert zu halten. Man erhält folglich für Werte von  $\beta > \beta_0$

$$\frac{i}{i_0} = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \frac{\beta}{\beta_0}.$$

Die Werte von  $\frac{i}{i_0}$  sind daher für Werte von  $\beta$  kleiner als  $\beta_0$ , dieselben wie in der letzten Tabelle. Für Größen von  $\beta$  größer als  $\beta_0$  erhält man sie durch Multiplikation der entsprechenden Werte der Tafel mit  $\frac{\beta_0}{\beta} = \frac{r_0}{r}$ . Die so sich ergebenden Zahlen sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt. Da die Größen  $\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}$ ,  $r_0$  und  $r$  dieselben sind wie vorher, so sind sie nicht wieder mit aufgeführt.

$\beta$	$s = 0.01, \beta = \frac{1}{37.4}$	$s = 0.02, \beta = \frac{1}{19.6}$	$s = 0.03, \beta = \frac{1}{13.2}$
	$\frac{i}{i_0} \times \left(\frac{\beta_0}{0.02}\right)^2$	$\frac{i}{i_0} \times \left(\frac{\beta}{0.02}\right)^2$	$\frac{i}{i_0} \times \left(\frac{\beta}{0.02}\right)^2$
$\frac{1}{50}$	1.00	1.00	1.00
$\frac{1}{40}$	1.56	1.56	1.56
$\frac{1}{30}$	2.14	2.78	2.78
$\frac{1}{20}$	2.91	6.25	6.25
$\frac{1}{10}$	3.21	10.72	18.18
$\frac{1}{5}$	4.01	17.05	28.79

Aus der Tabelle wird klar, daß der Vorteil einer Vergrößerung der Winkelapertur über den Wert  $\beta_0$  hinaus wesentlich geringer ist als zuvor. Immerhin aber ist es bei einer durchschnittlichen Spaltbreite  $s = 0.02$  mm ein beträchtlicher Gewinn, wenn man  $\beta$  auf  $\frac{1}{10}$  oder falls man über das genügende Auflösungsvermögen verfügt, sogar auf  $\frac{1}{5}$  steigert.

Wadsworth behandelt sodann als dritten Fall die kontinuierlichen Sternspektre. Hier ergibt sich das Verhältnis der Intensitäten für zwei Winkelaperturen  $\beta$  und  $\beta_0$  aus (6)

$$\frac{i}{i_0} = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \left(\frac{\beta}{\beta_0}\right)^2 \frac{r_0}{r}$$

und für konstante photographische Reinheit

$$\frac{i}{i_0} = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \frac{\beta}{\beta_0},$$

wo  $\beta$  wie in dem vorhergehenden Falle durch Gleichung (21) definiert ist.

Bei dem Spektrographen kommt es uns vor allem auf die für die Exposition erforderliche Zeit an, nicht auf die Intensität. In allen bisher besprochenen Fällen waren diese Größen einander umgekehrt proportional, dies gilt aber nicht mehr für die Sternspektre, weil man stets das Sternbild sich längs des Spaltes bewegen lassen muß,

um ein für die Messung ausreichend breites Spektrum hervorzurufen. Mit einer Kamera von langer Brennweite wird dieses Wandern, welches zur Erzeugung einer vorgeschriebenen Verbreiterung nötig ist, geringer sein als bei kurzer Brennweite, und wenn der Betrag des Wanderns so reguliert wird, daß die erreichte Breite in beiden Fällen die gleiche ist, so werden die Expositionszeiten sich nicht verhalten wie  $\frac{i_0}{i}$ , sondern wie  $\frac{i_0}{i} \times \frac{\beta}{\beta_0}$ , d. h.

$$\frac{T_0}{T} = \frac{i}{i_0} \times \frac{\beta}{\beta_0} = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \dots \dots \dots (25)$$

Es ist also eine Vergrößerung der Expositionszeit erforderlich, wenn die Winkelapertur kleiner wird als das durch (21) definierte  $\beta$ .

Die Grenzwerte von  $\beta = \beta_0$  für Spaltbreiten von 0.01, 0.02 und 0.03 mm wurden unter der Annahme, daß der Durchmesser e des Silberkorns 0.01 ist, bereits berechnet. Für die Sternaufnahmen braucht man aber wegen der Lichtschwäche die empfindlichsten Platten. Nun wächst unter der Annahme konstanter Reinheit und Auflösbarkeit die Brennweite der Kamera direkt mit e, während die Intensität mit e<sup>2</sup> abnimmt. Aber die Empfindlichkeit der Platte wächst noch schneller wie e<sup>2</sup>, deshalb ist es vorteilhafter, eine Kamera linse mit großer Brennweite und möglichst schnell wirkende Platten zu benutzen als eine kürzere Brennweite, aber unempfindlichere Platten.

In der folgenden Tabelle sind die Grenzwerte von  $\beta = \beta_0$  für dieselben Größen von r<sub>0</sub> und R<sub>0</sub> wie zuvor zusammengestellt:

s	$\psi$	s $\psi$	$\beta_0$	
			e = 0.015	e = 0.01
0.01	$\frac{1}{10}$ }	0.001	$\frac{1}{56}$	$\frac{1}{37.4}$
0.015			$\frac{1}{15}$	$\frac{1}{25.8}$
0.015	$\frac{1}{10}$ }	0.0015	$\frac{1}{38.7}$	$\frac{1}{25.8}$
0.023			$\frac{1}{15}$	$\frac{1}{19.6}$
0.02	$\frac{1}{10}$ }	0.002	$\frac{1}{29.4}$	$\frac{1}{13.2}$
0.03			$\frac{1}{15}$	$\frac{1}{19.8}$
0.03	$\frac{1}{10}$ }	0.003	$\frac{1}{19.8}$	$\frac{1}{13.2}$
0.045			$\frac{1}{15}$	

Bei den Sternspektren ist die Breite des Spaltes (theoretisch) bestimmt durch den Durchmesser des ersten Beugungsringes des Sternbildes. Dieser übertrifft bei den meisten Fernrohren 0.01 bis 0.015 mm nicht. Wegen der Unstetigkeit des Bildes infolge von atmosphärischen Störungen muß die Spaltbreite zur Vermeidung überflüssiger Lichtverluste im allgemeinen etwas größer als das Bild sein, jedoch in der Regel nicht breiter als 0.02 mm. Für diese Breite beträgt die maximale wirksame Apertur  $\beta_0$  etwa  $\frac{1}{30}$  für  $\psi = \frac{1}{10}$ , und etwa  $\frac{1}{40}$  für  $\psi = \frac{1}{15}$ . Bei einem Sternspektrographen sollte die

Brennweite des Kameraobjektives nicht weniger als das 30- bis 40 fache der linearen Apertur betragen. Ist das Spektrum zu schwach, so liegt das richtige Hilfsmittel in einer Verkleinerung des Auflösungsvermögens und dadurch der linearen Dispersion der spektroskopischen Anordnung, bis die erforderliche Helligkeit erreicht ist. Diese Methode besitzt den großen Vorteil, daß bei einem vorgeschriebenen photographischen Resultat der ganze Apparat kleiner, optisch einfacher und billiger wird, während das ganze Auflösungsvermögen wirklich ausgenutzt ist. Eine gewisse Verringerung der Festigkeit tritt wohl infolge der ungewöhnlichen Brennweite des Kameraobjektives ein, doch läßt sich diese durch Verkleinerung der linearen Apertur  $a'$  bei konstantem  $r$  oder durch einen Apparat mit festem Arm oder durch Benutzung eines Teleobjektivs überwinden. Die erste oder zweite Möglichkeit wäre am günstigsten. Wadsworth kommt zu dem Schluß, daß kleine Aperturen im ganzen bei Sternspektroskopen zu empfehlen sind, wenn  $r$  klein ist; er rät zu der zweiten Anordnung bei Sonnenaufnahmen. Bleibt die Form des Instrumentes unverändert, so ist die wirkliche Länge der Kamera konstant für alle Werte von  $\beta$  größer als  $\beta_0$ , da man, um die photographische Reinheit konstant zu erhalten,  $r$  im Verhältnis  $\frac{\beta}{\beta_0}$  vergrößern muß und demnach für gleiche Instrumente  $a'$  in demselben Verhältnis.

Folglich ist  $f' = \frac{a'}{\beta} \frac{a_0}{\beta_0} = \text{konstant}$ , und der einzige Vorzug eines Instrumentes von größerer Winkelapertur liegt in einem besseren Verhältnis seiner Teile.

## Elftes Kapitel.

# Die Photographie des Spektrums.

Die Methoden des Photographierens, deren man sich bei Spektralarbeiten bedient, sind bisher noch nicht erwähnt worden und es mögen daher ihrer Beschreibung nun einige Seiten gewidmet werden. Hauptsächlich müssen wir aber die speziellen Methoden der Herrichtung von Platten für das Photographieren von Regionen besprechen, für die die gewöhnlichen käuflichen Platten nicht empfindlich sind. Die gewöhnliche, in den Handel gebrachte Trockenplatte ist zwischen den Grenzen  $\lambda = 5000$  und  $\lambda = 2200$  recht empfindlich und kann also für diese Regionen benutzt werden. Es sei jedoch daran erinnert, daß die langsam wirkenden Platten gewöhnlich ein viel feiner gekörntes Bild hervorbringen als die schnell arbeitenden Platten, und daß es deshalb ratsam ist, bei Arbeiten über das Spektrum die ersteren zu verwenden, wo es irgend geht. Auf den schnell wirkenden Platten werden die Spektrallinien unscharf und lassen sich deshalb kaum auch nur annähernd genau messen. Das Maximum von Empfindlichkeit einer gewöhnlichen Trockenplatte, wie man sie jetzt herstellt, liegt in der violetten oder Indigoregion des Spektrums, auf der roten Seite dieses Maximums nimmt die Empfindlichkeit sehr schnell ab und wird jenseits der schon oben genannten Grenze von  $\lambda = 5000$  sehr klein. Es ist allerdings ganz gut möglich, bei heller Beleuchtung und genügend langer Exposition die grünen, gelben und selbst die roten Gebiete mit manchen käuflichen Platten, die langsam arbeiten, zu photographieren, aber es ist unpraktisch wegen der erforderlichen langen Belichtung. Auf der brechbareren Seite des Maximums fällt die Empfindlichkeit langsamer ab und reicht bis  $\lambda = 2100$ , wo die durch die Gelatine verursachte Absorption anfängt, sich bemerklich zu machen.

Im Jahre 1873 entdeckte Vogel<sup>1)</sup>, daß, wenn die Emulsion einer photographischen Platte mit bestimmten Farben vermischt

---

1) Berichte Chem. Ges. **6**. 1302. 1873; **7**. 976. 1874.

wird, oder wenn man die Platte auch nur eine kurze Zeit in einer Farblösung stehen läßt, sie für die von der Farbe absorbierten Strahlen empfindlich wird. So absorbiert Corallin die grünen und gelben Lichtstrahlen und Vogel fand, daß eine Kollodium-Bromidplatte nach Behandlung mit der Farbe für diese Strahlen empfindlich wurde. Er prüfte noch viele andere Farben, u. a. Cyanin, Naphtalinrot, Fuchsin usw. Es ist sehr viel über diesen Gegenstand gearbeitet und verschiedene Theorien sind aufgestellt worden, aber die innere Bedeutung dieser Farbenwirkung ist noch unbekannt. Ein interessanter und wichtiger Faktor ist dabei, daß die Farblösung sehr schwach sein muß (0.001—0.01 %), da sonst die ganze Empfindlichkeit der Platte verringert wird. Wir verdanken Eder<sup>1)</sup> eine ausgedehnte Untersuchung über die Wirkung verschiedener Farben; er fand u. a., daß das neue Maximum der Empfindlichkeit immer ungefähr um 30 Å.-E. nach der roten Seite des Absorptionsmaximums der benutzten Farbe verschoben ist.

Eine sehr große Anzahl von Farben ist empfohlen worden, um Platten zu sensibilisieren und es ist unmöglich, sie hier alle zu nennen.

Es sind so viele Marken von orthochromatischen Platten im Handel, welche sich für Photographien des Spektrums von Fraunhofers C bis zum Ultraviolett eignen, daß es kaum die Mühe lohnt, sie selbst zu präparieren, außer für die äußersten Enden des Spektrums.

Es folgen hier jedoch einige typische Rezepte für das Sensibilisieren von Platten für bestimmte Gebiete.

Erythrosin, von Eder<sup>2)</sup> empfohlen für die Region von D bis zum Ultraviolett:

25 cem Erythrosinlösung (1 Teil auf 1000 Teile Wasser).

1 cem Silbernitratlösung (1 Teil in 80 cem Wasser).

$\frac{1}{2}$  cem = 8 Tropfen Ammoniak (spez. Gewicht 0.91).

75 cem Wasser.

Die Platten werden hierin drei oder vier Minuten gebadet und dann schnell getrocknet.

Cyanin für das Gebiet von C bis D mit einem Minimum im Grün; die von Eder empfohlene Lösung ist folgende:

2 Teile von einer 25 procentigen Lösung von Cyanin in Alkohol.

100 Teile Wasser.

$\frac{1}{2}$  Teil Ammoniak.

Die Platten werden bei andauernder Bewegung vier Minuten in dem Bade eingeweicht und dann getrocknet. Sie halten sich 1—2 Wochen.

Hübl<sup>3)</sup> empfiehlt die Verwandlung des käuflichen Cyanin, welches das Hydrojodid der freien Base ist, in das Hydrochlorid durch Verdampfung mit konzentrierter Salzsäure über einem Wasserbad. 300 cem einer gesättigten Boraxlösung werden mit 3 cem einer 0.2 procentigen

1) Wien. Ber. **90**. I. 1097. 1884; **92**. II. 1346. 1885; **93**. II. 4. 1886; **94**. II. 75 u. 378. 1886.

2) Handbuch d. Photographie. Bd. I. 226. Halle 1891.

3) Jahrbuch für Photogr. **11**. 168. 1897.

Lösung der Farbe in Alkohol vermischt. Die Platten werden 5—10 Minuten hierin gebadet und gleich, noch naß, gebraucht oder in Wasser gespült und abgetrocknet.

Burbank<sup>1)</sup> benutzt auch Cyanin, behandelt die Verbindung aber in einer ganz neuen Weise. 1 g Cyanin, 31 g Chloralhydrat und 125 ccm Wasser werden (am besten in einem Erlensmeyer-Kölbchen)  $\frac{1}{2}$ — $\frac{3}{4}$  Stunde auf einem Wasserbad unter starker Bewegung erhitzt; dann fügt man 35 ccm starken Ammoniak dazu, wodurch viel Chloroform entwickelt wird. Das Cyanin wird dabei als Flüssigkeit auf den Seiten des Kölbchens niedergeschlagen (vermutlich, weil es Chloroform enthält). Nachdem es sich einige Minuten gesetzt hat, wird die überstehende Flüssigkeit vorsichtig abgegossen, damit man nicht das Cyanin aufwirbelt; 100 ccm denaturierter Spiritus werden dazu getan, um das Cyanin aufzulösen und hierauf noch eine Lösung von 8 g Chininsulphat in denaturiertem Spiritus. Das Chinin läßt sich in 120 ccm Spiritus durch Erwärmen auflösen. Das Ganze beträgt dann ungefähr 250 ccm und ist die Vorratslösung, welche im Dunkeln gehalten werden muß, da sie sich sehr leicht zersetzt. Die bisherige Bereitung muß bei so wenig Licht wie möglich vorgenommen werden und der nun folgende Prozeß des Färbens und Trocknens in absoluter Dunkelheit. Auf 850 ccm Wasser nimmt man 6 ccm von der vorrätigen Cyaninlösung und 6 ccm starken Ammoniak. Die Platten werden etwa vier Minuten in diese Lösung gelegt und getrocknet; sie können mit einem Pyro-Pottascheentwickler entwickelt werden. Ich habe auf diesem Wege ausgezeichnete Resultate erzielt.

Zwei sehr wichtige Farben zum Sensibilisieren sind Alizarinblau und Coerulein und diese sind als Zusätze zu Natriumbisulfit mit großem Erfolg von Higgs<sup>2)</sup> und anderen nach ihm benutzt worden. Higgs gibt das folgende ziemlich umständliche Verfahren zur Bereitung der Verbindung an und weist zugleich auf die Notwendigkeit, hin, reine Substanzen zu verwenden. Er sagt:

„In einen Mörser setzt man zu einer gesättigten Lösung von Natriumbisulfit eine Paste von Alizarinblau. Diese wird mit einem Stempel zerdrückt und in ein Glasgefäß geschüttet, welches groß genug ist, um noch einen weiteren Zusatz von Natriumbisulfit zu fassen; im ganzen 10 Teile der Paste auf 20 Teile Bisulfit, und hierzu gießt man weitere 10 Teile Wasser. Das Gefäß wird gut verstopft und für fünf oder sechs Wochen an einen kühlen Ort beiseite gestellt, jedoch täglich umgeschüttelt, bis auf die letzten 8—10 Tage, wo man es ungestört stehen läßt.

„Die Lösung wird klar abgegossen, filtriert und mit Alkohol behandelt, um den größeren Teil des überschüssigen Natriumbisulfits niederzuschlagen. 50 Teile Wasser werden nun einer Menge von Natriumchlorid zugesetzt, die ausreicht, um eine konzentrierte Lösung zu bilden. Dann setzt man es in einem offenen, nur mit Filtrierpapier bedeckten Glasgefäß wieder für 8—10 Tage zur Seite und

1) Phil. Mag. (5). 26. 391. 1888.

2) Roy. Soc. 49. 345. 1891.



wird nun finden, daß ein kristallinischer Niederschlag der Farbe zusammen mit Calciumsulfid ausgefallen ist. Letzteren kann man wegen seiner Unlösbarkeit in Wasser durch Filtrieren entfernen.

„Das Alizarinblau S wird von allen unveränderlichen Substanzen getrennt, die in dem ursprünglichen verstöpselten Gefäß bei der Lösung zurückbleiben, und wird nun der von Kalksalzen gereinigten Salzlösung zugesetzt und noch einmal zum Auskristallisieren hingestellt; die endgültige Reinigung geschieht in einem Becherglas, welches Alkohol mit einem kleinen Prozentsatz Wasser enthält, um die letzten Spuren von Natriumchlorid zu entfernen. Man sammelt die Kristalle auf ein Filtrierpapier und trocknet sie bei gewöhnlicher Temperatur.

„Die nadelförmigen Kristalle sind von tieferer Farbe. Schwache Lösungen sind von blasser Sherryfarbe und verwandeln sich, wenn man einige Tropfen Ammoniak dazu tut, in Grün. Dieses geht gleich über in Magenta und durch alle Schattierungen von Purpur, bis es eine blaue Farbe annimmt.

„Platten, die in eine Lösung von 1 zu 10000 der Farbe mit 1% Ammoniak eingetaucht werden, geben am Tage nach der Herstellung die besten Resultate, sie verschlechtern sich sehr schnell, wenn sie nicht ganz trocken gehalten werden.

„Eine Belichtung von 40 Minuten bei einer Spaltweite von 0.001 Zoll gab das Gebiet von A in der zweiten Ordnung eines Gitters mit allen Einzelheiten wieder; selbst  $\lambda = 8400$  ist erreicht worden“.

Der Prozeß für die Herstellung von reinem Coerulein S ist eine geringe Modifikation des eben beschriebenen. Sowohl die Resultate wie die aktinische Kurve sind fast identisch. Die reine Substanz ist annähernd weiß.

Alizarinblaubisulfid in Verbindung mit anderen Farben ist mit gutem Erfolg von Lehmann<sup>1)</sup> benutzt worden, welcher nach Versuchen mit mehreren Farben, unter denen Coerulein und Cyanin waren, die folgende Lösung als die beste bezeichnet:

Alizarinblaubisulfid (1 auf 500) . . . . .	2 ccm
Nigrosin, wässrige Lösung (1 auf 500) . . . . .	1.5 ccm
Ammoniak (sp. Gew. 0.910) . . . . .	1.0 ccm
Destilliertes Wasser . . . . .	100 ccm
Silbernitrat (1 auf 40) . . . . .	5 Tropfen.

Die Lösung wird filtriert und die Platten werden 4—5 Minuten darin gebadet, dann schnell getrocknet. Als Entwickler empfiehlt Lehmann Ferrooxalat mit 3—4 ccm Bromkaliumlösung auf je 50 ccm des Entwicklers. Alle Operationen sollten womöglich vollständig im Dunklen gemacht werden, oder wenigstens unter Benutzung von möglichst einfarbigem Licht, etwa von der Wellenlänge von Fraunhofers E-Linie. Die Platten halten sich höchstens vier Tage und sind empfindlich bis zu  $\lambda = 9200$ , bei längerer Belichtung sogar bis zu  $\lambda = 10900$ . Es empfiehlt sich, die Farbstoffe vor der Benutzung noch einmal im Dunklen umzukristallisieren, weil die

1) Arch. für Wissenschaftl. Photogr. II. 216. 1900.

Empfindlichkeit der Platten dadurch wesentlich erhöht wird, besonders für die längeren Wellenlängen.

Nigrosin ist auch von Eckhardt<sup>1)</sup> benutzt worden, welcher fand, daß die Platten bis zu dem Gebiet zwischen Fraunhofers A und B empfindlich gemacht werden können, ja selbst bis zu Orange, wenn auch in geringerem Grade, durch folgende Lösung:

Nigrosin B (Bayer u. Co., Elberfeld) 1 auf 500 . . . . .	10 Teile
Ammoniak . . . . .	1 Teil
Destilliertes Wasser . . . . .	100 Teile.

Die Platten werden in dieser Lösung gebadet und dann mit Alkohol abgewaschen.

Ich habe Lehmanns Rezept mit sehr guten Resultaten benutzt, besonders bei Lumières B-Platten (für rot und orange empfindlich).

Noch eine andere Farbe für das äußerste Rot soll erwähnt werden, nämlich Diazo-Schwarz BHN von Bayer & Co., welches Valenta<sup>2)</sup> dem Nigrosin bei weitem vorzieht, weil die Platten viermal so empfindlich werden.

Wie bekannt, ist es Abney gelungen, eine besondere photographische Emulsion herzustellen, die für Strahlen mit einer Wellenlänge von  $\lambda = 20\,000$  empfindlich ist, und mit dieser hat er das Sonnenspektrum bis zu  $\lambda = 10\,000$  Å.-E. photographiert. Abney fing seine Arbeit mit dem Färben der Platten an und fand, daß das Maximum der Empfindlichkeit immer in demselben Spektralgebiet liegt, wie das Absorptionsmaximum der gefärbten Emulsion. Von diesem Resultat ausgehend, kam er auf den Gedanken<sup>3)</sup> eine Silberemulsion zu machen, welche selbst rotes Licht absorbieren sollte im Gegensatz zu den gewöhnlichen Emulsionen, die blaues Licht aufsaugen und dann bei durchfallendem Licht rot erscheinen. Dieses gelang ihm und er bekam eine bei durchscheinendem Licht wesentlich blaue Emulsion, die außerordentlich empfindlich gegen rote Strahlen, in einigen Fällen sogar gegen die Strahlung von siedendem Wasser war. Ehe die angewandten Methoden beschrieben werden, soll gesagt sein, daß Abney bei seiner Emulsion zwei Maxima der Empfindlichkeit fand, eines bei  $\lambda = 4600$  und das andere bei  $\lambda = 3800$ ; da das eine Maximum genau die Oktave des anderen ist, vermutete er, daß Silberbromid, welches bei durchfallendem Licht blau erscheint, fester haftet als rotes Bromid. Außerdem bemerkte er, daß die neue Emulsion sich durch Reiben wieder in die gewöhnliche Art verwandelte, bei durchfallendem Licht rot erschien und ihre Fähigkeit auf die längeren Wellenlinien zu reagieren einbüßte. Abney gibt die folgende Methode an:

Zunächst wird ein normales Kollodium gemacht nach der Formel

Pyroxylin, d. h. Schießbaumwolle	
(irgend eine gewöhnliche Art)	16 Gramm
Äther (spez. Gew. 0.725)	4 Unzen
Alkohol (spez. Gew. 0.820)	2 Unzen.

1) Phot. Korresp. **34**. 121. 1897.

2) Phot. Korresp. **35**. 314. 1898.

3) Phil. Trans. **171**. II. 653. 1880.

Dieses wird einige Tage vor dem Gebrauch angesetzt und die obere Portion abgossen, wenn die ungelösten Teile ausgefallen sind. 320 Gramm reines Zinkbromid werden in einer halben bis ganzen Unze Alkohol (0·820) mit 1 Drachme Salpetersäure zusammen aufgelöst. Dies wird zu 3 Unzen des obigen normalen Kollodiums zugesetzt und hierauf filtriert. 500 Gramm Silbernitrat werden dann in etwas weniger heißem Wasser aufgelöst und 1 Unze siedenden Alkohols hinzugefügt. Diese Lösung wird nach und nach unter starkem Umrühren in das bromierte Kollodium gegossen. Feinverteiltes Silberbromid ist jetzt in der Lösung suspendiert und wenn man nun einen Tropfen dieser Flüssigkeit bei durchfallendem Licht prüft, wird man finden, daß er orangefarben ist.

Außer dem suspendierten Silberbromid enthält das Kollodium Zinknitrat, ein wenig Silbernitrat und Salpetersäure, und diese müssen ausgeschieden werden. Man schüttet die Kollodiumemulsion in eine Glasflasche und destilliert im Wasserbade die Lösungsmittel sorgfältig ab, bis sich die festen Bestandteile an dem Boden der Flasche gesetzt haben. Etwa noch vorhandene Flüssigkeit wird vorsichtig abgossen und die Flasche mit destilliertem Wasser gefüllt. Nach Verlauf einer Viertelstunde wird der Inhalt der Flasche in einen gut ausgewaschenen leinenen Beutel getan und so trocken wie möglich ausgedrückt. Dann wird der Beutel wieder ins Wasser getaucht, nachdem man alle Stücke zerquetscht hat und nach einer halben Stunde drückt man ihn abermals aus. Dies Verfahren wiederholt man bis das Waschwasser keine Spur von Säure mehr zeigt, wenn man es mit Lackmuspapier prüft. Die ausgedrückten Stoffe werden dann eine halbe Stunde in Alkohol (0·820) getaucht, um möglichst jede Spur von Wasser herauszuziehen; dann wird der Inhalt des Beutels, nachdem man den Alkohol nach Möglichkeit herausgepreßt hat, in eine Flasche getan und ihm 2 Unzen Äther (0·720) und 2 Unzen Alkohol (0·805) zugesetzt. Diese lösen die Schießbaumwolle und hinterlassen eine Emulsion von Silberbromid, die in dünner Schicht bei durchfallendem Licht ausgesprochen blau erscheint.

Alle diese Operationen müssen bei sehr schwachem rotem Licht ausgeführt werden, z. B. bei dem Schein einer mit rubinrotem Glas beschatteten Kerze in 20 Fuß Entfernung. In einer Fußnote wird angegeben, daß ein schwaches grünes Licht von einer Wellenlänge halbwegs zwischen E und D am besten ist.

Höchst wichtig ist, das letzte Auswaschen fast im Dunkeln vorzunehmen. Jede Spur von Salpetersäure muß entfernt werden, da sie die Wirksamkeit des Lichtes auf das Bromid zurückhält und dieselbe sogar zerstört, wenn sie in beträchtlichen Mengen vorhanden ist. Um eine Platte mit solcher Silberbromidemulsion zu überziehen, braucht man diese nur über eine reine Glasplatte zu gießen, wie bei dem gewöhnlichen photographischen Prozeß und die Platte dann im dunklen Schrank trocknen zu lassen. Es hat sich bewährt, die Platte bei rotem Licht zu überziehen, zu waschen, in eine verdünnte Lösung von Salzsäure zu tauchen, wieder zu waschen und endlich zu trocknen. Diese letzten Operationen können in Schalen ganz im Dunkeln aus-

geführt werden; die Salzsäure vernichtet etwaiges Silbersub-bromid, das sich bei dem roten Licht gebildet haben könnte.

Abney empfiehlt den Ferrooxalat-Entwickler mit dem gleichen Volumen einer Bromkaliumlösung von 20 g auf die Unze gemischt.

Der Film wird zuerst durch Übergießen mit einer Mischung gleicher Teile von Alkohol und Wasser weich gemacht und dann gut ausgewaschen. Nun gießt man den Entwickler über die Platte, wobei man sich vorsehen muß, die Schicht nicht mit den Fingern zu berühren.

Durch Vermindern der Salpetersäure auf ein Viertel der oben angegebenen Menge ist es möglich, bei sehr kaltem Wetter Platten zu bekommen, die für die Strahlungen von siedendem Quecksilber, ja selbst von siedendem Wasser empfindlich sind. Im Sommer gibt diese Emulsion sogenannte verschleierte Bilder, doch kann sie durch Übergießen mit Salzsäure brauchbar gemacht werden. Bei der Herstellung einer solchen Emulsion muß das Wasserbad in einer Temperatur von wenig mehr als dem Siedepunkt des Äthers gehalten werden.

Es sind jetzt bereits viele Marken von Platten im Handel, welche speziell für die roten und gelben und für die gelben und grünen Gebiete sensibilisiert sind. Unter anderen mögen folgende erwähnt werden: die isochromatischen Platten von Edwards, die Serien A für Gelb und Grün von Lumière, sowie die Serien B von Lumière und Cadetts Spektrumplatten für Rot und Gelb; diese letzteren haben ein schwaches Minimum der Empfindlichkeit ungefähr bei E. Dann ist noch die sogenannte panchromatische Platte von Lumière zu erwähnen. Ebenso wäre eine Platte von Schleußner in Frankfurt a. M. zu nennen, welche Runge für das äußerste Rot empfindlich fand, denn er konnte mit ihr Linien im Spektrum von Argon bis zu  $\lambda = 8015$  photographieren; und ferner Platten von Perutz in München, sowie von der Aktien-Gesellschaft für Anilin-Fabrikation (Agfa).

Über die Behandlung der Platten ist wenig mehr zu sagen, als man in jedem Buch über Photographie findet. Die Spektralphotographie unterscheidet sich von der Landschaftsphotographie dadurch, daß man möglichst scharfe Kontraste anstrebt, und dementsprechend muß der Entwickler gewählt werden. Sehr gute Erfolge werden mit Hydrochinon oder Orthol, hauptsächlich dem letzteren, erzielt. In solchen Fällen sollte ein saures Fixierbad benutzt werden, d. h. ein Bad, welches Natrium-Bisulphit neben dem Thiosulphat enthält. Dieses bekommt man, indem man einige Kristalle von Natrium-Metabisulphit oder etwas konzentrierte Natrium-Bisulphit-Lösung der Fixierlösung zusetzt. Eder<sup>1)</sup> empfiehlt 50 cem einer konzentrierten Natrium-Bisulphit-Lösung<sup>2)</sup> auf 1 l von 25 prozentiger Natrium-Thiosulphat-Lösung.

Beim Photographieren mit für Rot und Gelb empfindlichen Platten ist es immer besser, in völliger Dunkelheit zu arbeiten, obwohl

1) Handbuch d. Photographie. Bd. I. 226.

2) Wird erhalten, indem man  $\text{SO}_2$  in eine gesättigte Lösung von Natrium-Sulfit einleitet.

manchmal ein grüner Schirm empfohlen wird, denn diese Art Platten besitzt gewöhnlich eine sehr geringe Aktivität für Grün. Man findet durch Versuche sehr bald, wieviel Zeit ein bestimmter Entwickler braucht, um eine richtig belichtete Spektrumplatte völlig zu entwickeln; ebensolange legt man dann alle Platten in den Entwickler, wäscht, fixiert und trocknet sie auf die gewöhnliche Weise.

Es bleibt nun noch übrig, die speziellen Methoden zu beschreiben, die Schumann zur Herstellung von Platten für das Photographieren des äußersten ultravioletten Gebietes bis zu  $\lambda = 1000 \text{ \AA.}$ -E. angewendete. Diese Methoden sollen wegen ihrer Wichtigkeit ausführlich<sup>1)</sup> behandelt werden. Es ist schon darauf hingewiesen<sup>2)</sup>, daß Schumann den großen, absorbierenden Einfluß der Gelatine auf die Strahlen kurzer Wellenlängen entdeckte; eine Schicht von 0.00004 mm Dicke brachte schon eine merkliche Wirkung hervor. Er fand auch durch Versuche, daß ein Niederschlag von reinem Silberbromid für sehr kurze Wellen empfindlich war, und schlug deshalb folgende Methoden zur Herstellung von Platten ein, die entweder reines Silberbromid oder Silberbromid mit einer sehr geringen Menge Gelatine zum Binden enthielten; diese Menge muß so gering sein, daß die Gelatine keinen nennenswerten absorbierenden Einfluß auf das Licht ausüben kann. In beiden Fällen wird das Silberbromid aus der gemischten Lösung von Bromkalium und Silbernitrat niedergeschlagen, und setzt sich auf einer reinen Glasplatte ab, die man in das die Lösung enthaltende Gefäß legt. Wenn sich eine Salzschiebt gebildet hat, wird die übrige Flüssigkeit mit einer Pipette oder einem Heber entfernt und die belegte Platte bleibt zurück.

Bei der ersten Methode, wo reines Silberbromid benutzt wird, läßt man es aus schwachen Lösungen, die einen Überschuß von Bromkalium enthalten, sich selbst niederschlagen, da es sich auf diese Weise sehr fein gekörnt ausscheidet. Die Lösungen stellt man her, wie folgt:

2 g Bromkalium auf 4 l destilliertes Wasser

2 g Silbernitrat auf 100 ccm destilliertes Wasser.

In einem dunklen Raum gießt man nach und nach kleine Mengen der Silberlösung unter starkem Schütteln in die Bromkaliumlösung; es entsteht eine durchsichtige rote Flüssigkeit, die man filtriert und dann bei Seite stellt, damit sich das Silberbromid niederschlägt. Die Platte darf sich nur mit einer sehr dünnen Schicht Salz überziehen, da diese sich im Fixierbad sonst gleich ablöst. Schumann läßt die Lösung deshalb nur 2 Tage auf der Platte stehen — der vollständige Niederschlag würde einige Monate brauchen. Der Prozeß kann auf Kosten der Feinkörnigkeit durch Zusatz von 30 ccm Ammoniak beschleunigt werden; dann sind 10—15 Stunden genügend.

Das zweite Verfahren besteht in dem Niederschlag von Silberbromid aus einer Lösung, die etwas Gelatine enthält. Er erfolgt, wenn sich von dieser genügend viel gesetzt hat, um das Silbersalz

1) Wiener Berichte. **102**. II A. 994. 1893.

2) Kapitel VIII. S. 207.

an die Platte zu binden. Der Gelatinegehalt des Silbersalzes schwankt zwischen 1 zu 18000 und 1 zu 1550 Teilen. Man benutzt dieselbe Lösung wie vorher mit einem Zusatz von 0.2 g fester Gelatine, erhält aber eine sehr langsam wirkende Platte. Am besten macht man eine richtige Silberbromid-Emulsion, erhitzt sie und behandelt sie mit Ammoniak auf die für Trockenplatten gebräuchliche Weise; dann verdünnt man sie mit heißem Wasser und läßt das Silbersalz sich niederschlagen. Die Emulsion ist auf folgende Art gemacht:

$$\begin{array}{l} A \left\{ \begin{array}{l} 12 \text{ g Bromkalium} \\ 2 \text{ g Emulsionsgelatine} \\ 200 \text{ ccm destilliertes Wasser} \end{array} \right. \\ B \left\{ \begin{array}{l} 15 \text{ g Silbernitrat} \\ 200 \text{ ccm destilliertes Wasser.} \end{array} \right. \end{array}$$

Beide Emulsionen werden erwärmt, um die Lösung zu erleichtern, und dann wird bei dunkelrotem Licht unter starkem Schütteln B ganz allmählich A zugesetzt. Die Emulsion kann sofort benutzt werden, oder auf die gewöhnliche Weise, wie sie in jedem Handbuch zur Bereitung von schnellwirkenden Platten beschrieben ist, durch Erhitzen und weiteres Behandeln noch empfindlicher gemacht werden. Immer aber muß das Gefäß dauernd geschüttelt werden, um die Ausscheidung des Silbersalzes zu verhindern. Hierauf gießt man die Emulsion in 4 l heißes Wasser, filtriert sie und stellt sie einige Stunden hin, damit sie sich teilweise setzt und alle beim Filtrieren noch darin gebliebenen suspendierten Teilchen entfernt werden. Die darüberstehende Flüssigkeit wird abgegossen und ist zum Gebrauch fertig.

Es soll noch ein zweites Rezept für eine empfindlichere Emulsion gegeben werden, da Schumann diese wirksamer findet, als irgend eine andere. Das Vorhandensein von Silberjodid verbessert auch die Stärke und Klarheit der Photographien.

$$\begin{array}{l} A \left\{ \begin{array}{l} 6 \text{ g Bromkalium} \\ 0.6 \text{ g Jodkalium} \\ 1 \text{ g Gelatin} \\ 100 \text{ ccm destilliertes Wasser} \end{array} \right. \\ B \left\{ \begin{array}{l} 8.1 \text{ g Silbernitrat} \\ 100 \text{ ccm destilliertes Wasser} \end{array} \right. \end{array}$$

Wenn die Gelatine zergangen ist, werden beide Lösungen auf 50—60° C erwärmt und B wird allmählich unter starkem Schütteln bei rotem Licht zu A dazugegossen. Die Mischung wird unter fortwährendem Schütteln eine halbe Stunde im Wasserbade erhitzt, dann auf 40° C abgekühlt und hierauf werden 4 ccm Ammoniak zugefügt. Nach einer weiteren halben Stunde, während der die Mischung noch abkühlen kann, oder keinenfalls über 40° C kommen darf, werden 64 ccm der Flüssigkeit in 4 l Wasser, die auch auf 40° C erwärmt waren, gegossen. Man schüttelt, filtriert, läßt 1—2 Stunden ruhig stehen, gießt dann ab und läßt den Niederschlag sich auf der Platte setzen.

Die Platten müssen nach dem Abtrocknen gründlich in langsam fließendem Wasser gewaschen werden.

Der Niederschlag von Silberbromid auf die Platten geschieht am besten in einer Entwicklungsschale, die nach jeder Richtung mindestens 1 cm größer sein muß, als die zu sensibilisierenden Platten. Diese werden vor der Behandlung mit Silberbromid vollständig mit einer dünnen Lage von Gelatine überzogen, indem man über die gereinigten, erwärmten Platten eine ebenfalls warme 2<sup>0</sup>/<sub>10</sub>ige Gelatinelösung gießt, wobei etwa an den Rändern hängen bleibende Tropfen mit Filtrierpapier entfernt werden. Dann setzt man die Platten mit der präparierten Seite nach unten an einen staubfreien Ort zum Trocknen hin. Sobald wie möglich nach dem Trocknen werden sie mit Silberbromid überzogen. Es ist außerordentlich wichtig, daß der Gelatineüberzug ganz gleichmäßig verteilt ist, weil die Silberbromidlage sehr empfindlich gegen Unebenheiten ist; alle Blasen, Streifen u. dergl. müssen sorgfältig aus der Gelatinelösung vor dem Gebrauch entfernt und die überzogenen Platten nachher sorgfältig vor Staub geschützt werden. Zu dem Sensibilisierungsprozeß legt man die Platten in eine sorgfältig gereinigte Entwicklungsschale und gießt die Silberlösung darüber. Die zum Niederschlag des Silberbromids nötige Zeit ist je nach der angewandten Lösung verschieden lang, aber sobald die Ränder der Platte in der überstehenden Flüssigkeit sichtbar werden, muß man diese mit einer auf den Boden der Schale reichenden Pipette entfernen und die an den Rändern der Platten hängenbleibende Flüssigkeit mit Filtrierpapier abtupfen. Hierauf nimmt man die Platten recht vorsichtig in horizontaler Lage aus der Schale, ohne den Überzug mit den Fingern zu berühren, und legt sie zum Trocknen auf das Brett eines staubfreien Trockenschrankes. Wenn sie trocken sind, bildet das nach der zweiten Methode hergestellte Silberbromid eine feste Decke und die Platten können gewaschen werden, um die Kaliumsalzreste zu entfernen. Bei dem ganzen Vorgang muß man das Berühren des Überzugs mit den Händen vermeiden, da Reibung die Eigenschaften des Silbersalzes zu verändern scheint.

Als Entwickler empfiehlt Schumann Eders Pyrogallol-Rezept wie folgt<sup>1)</sup>:

A	{	Natriumsulfit	100 g
		Pyrogallol	14 g
		destill. Wasser	500 g
		Konz. Schwefelsäure	6 Tropfen

Die Pyrogallussäure wird zuletzt aufgelöst.

B	{	Natriumkarbonat-Kristalle	50 g
		destilliertes Wasser	500 ccm
C	{	Bromkalium	1 g
		destilliertes Wasser	10 ccm

Die gewöhnliche Menge hiervon, die aus 1 Teil von A, 1 Teil von B und 1 Teil Wasser mit 4—6 Tropfen von C auf je 50 ccm des Entwicklers besteht, bildet eine zu starke Lösung. Schumann benutzte 1 Teil von A und B auf 3—6 Volumenteile Wasser mit ein

<sup>1)</sup> Handbuch d. Photographie. Bd I. 225. Halle 1891.

wenig Bromid; also für den Gebrauch 20 cem von A, 20 cem von B, 10 Tropfen von C und 60—180 cem Wasser. Die Entwicklung geht sehr schnell und muß in 100 Sekunden fertig sein. Bei längerer Entwicklung verschleiert die Platte schnell, muß also nach 100 Sekunden gleich in Wasser gespült und in das Fixierbad gelegt werden. Wenn die Dichte nicht genügend ist, war die Belichtung zu kurz.

Das Fixierbad besteht aus einer 25<sup>0</sup>/<sub>o</sub>igen Lösung des gewöhnlichen Natriumthiosulfats. Die nach der ersten Methode ohne Gelatine präparierten Platten müssen sehr sorgfältig behandelt werden, besonders beim Fixieren, denn der Silbersalz-Niederschlag löst sich sehr leicht ab. Dies passiert nicht so leicht, wenn die Silbersalzlage zuerst sehr dünn gemacht wird.

Das Waschen der Platten ist einfach; wenige Sekunden nach dem Entwickeln und ein oder zwei Minuten nach dem Fixieren legt man sie in fließendes Wasser (die reinen Silberbromidplatten in stehendes Wasser). Nach dem Waschen werden sie bei sanfter Hitze getrocknet.



## Zwölftes Kapitel.

# Die Erzeugung der Spektra.

**Beleuchtungsmethoden.** Die Hilfsmittel zur Erzeugung des Leuchtvermögens von Substanzen zu spektroskopischen Zwecken kann man in vier Klassen einteilen: die Flamme, den elektrischen Funken, den Lichtbogen und schließlich die Kathodenstrahlen (zur Erzeugung von Phosphoreszenz in festen Körpern).

**Flammenspektra.** Der Bunsenbrenner ist an sich geeignet, Spektren hervorzurufen, aber seine Anwendung beschränkt sich unter gewöhnlichen Umständen auf mehr oder weniger flüchtige metallische Salze. Die Art, wie das Salz der Flamme zugesetzt wird, ist jedem geläufig, der chemische Analysen gemacht hat, bei denen Färbungen der Flamme, durch bestimmte Salze hervorgerufen, in den Rahmen der Arbeit gehören. Man nimmt einen Platindraht mit einer kleinen Schlinge an einem Ende; dieses Ende erhitzt man zur Rotglut im Bunsenbrenner, um alle Spuren von Verunreinigungen zu entfernen, besonders Natriumsalze von den Fingern. Der Draht wird solange erhitzt, wie sich noch eine Spur von gelber Färbung in der Flamme zeigt; am besten benetzt man den Draht, wenn er vorher schon benutzt wurde, an seinem Ende mit Salzsäure. Ist der Draht rein, so taucht man ihn in eine Lösung desjenigen Metallsalzes, dessen Spektrum man haben will, und hält ihn dann in den äußeren Mantel der Bunsenflamme; sofort wird die charakteristische Färbung der Flamme erscheinen, was man auf die übliche Weise mit dem Spektroskop nachprüfen kann. Am besten nimmt man übrigens in diesen Fällen das Chlorid, da solche Salze flüchtig sind und daher bessere Resultate geben.

Die Metalle, welche auf diese einfache Art und Weise die Flamme färben, sind Lithium, Natrium, Kalium, Rubidium und Cäsium, Barium, Strontium und Calcium. Auch einige andere Substanzen geben Flammenfärbungen, aber nicht deutlich genug, um diese Methode zur Untersuchung ihrer Flammenspektren brauchbar zu machen. Es ver-

steht sich von selbst, daß die auf die oben angegebene Art erzeugte Färbung der Flamme nicht andauernd ist und kaum benutzt werden kann, wo man eine kontinuierliche Beleuchtung braucht. Unter diesen Umständen bediene man sich der von Mitscherlich<sup>1)</sup> empfohlenen Anordnung, siehe Fig. 131, in der der Docht *c* aus einem Bündel sehr feiner Platindrähte oder Asbestfäden besteht. Die Röhre *a* wird mit einer Lösung des betreffenden Salzes gefüllt und der Docht in die Flamme gebracht, wodurch eine konstante Färbung erzielt wird. Es ist sehr ratsam, etwas Ammoniumacetat mit dem Salz aufzulösen, wodurch die Lösung besser dem Docht entlang fließt. Mitscherlich läßt einen Teil einer konzentrierten Salzlösung mit 20 Teilen einer 15 prozentigen Lösung von Ammoniumacetat mischen.

Ein anderer geeigneter Apparat ist von Eder und Valenta<sup>2)</sup> benutzt worden. Zwei Metallscheiben von 6 bis 8 Zoll Durchmesser sind auf derselben Achse befestigt und mit einem Ring von Platingaze zwischen ihren Rändern zusammengeschaubt. Die Gaze steht ringsherum etwa ein Zoll über. Die Achse des Rades hat eine Neigung von etwa  $45^{\circ}$ ; der obere Rand des Platinnetzes ragt in einen großen Bunsenbrenner hinein, und der untere taucht in eine flache Schüssel mit der Lösung des gewünschten Metallsalzes ein; beim Gebrauch wird die Scheibe durch ein Uhrwerk in gleichmäßige Umdrehung versetzt. Bei diesem Apparat hält die Beleuchtung solange an, als sich Lösung in der Schale befindet.

Auch mehrere Sprühapparate sind für diesen Zweck benutzt worden, von denen einer, nämlich der Gouysche<sup>3)</sup>, hier beschrieben werden soll. Bei diesem Typus wird die Salzlösung als feiner Sprühregen durch den Luftstrom fortgetragen und in die Luftlöcher am Ende des Bunsenbrenners geführt. Ein Bild von Gouys Apparat zeigt Fig. 132, wo *b* den Sprühapparat darstellt; dieser besteht aus zwei übereinander gesteckten Röhren.

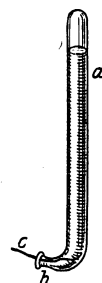


Fig. 131.

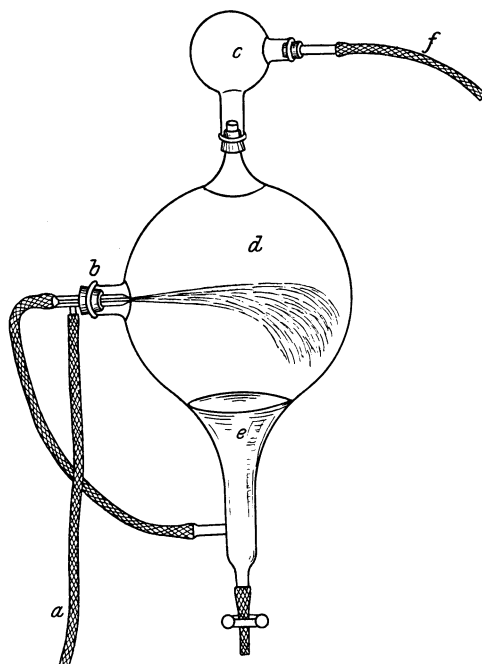


Fig. 132.

1) Pogg. Ann. **116**. 449. 1862.

2) Wiener Denksch. **60**. 463. 1893.

3) Ann. Chim. et Phys. **18**. 5. 1879.

Ein Luftstrom wird durch den Schlauch a geblasen und der Sprühregen in das Gefäß d getrieben; die schwereren Tropfen fallen zu Boden, während der Luftstrom durch c entweicht und durch einen Schlauch f in den Bunsenbrenner gelangt. Die Flüssigkeit in e gelangt durch einen Verbindungsschlauch wieder in den Sprühapparat; und so wird dieselbe Flüssigkeit immer wieder benutzt, denn es werden nur die feinsten Partikelchen durch den Luftstrom davongetragen<sup>1)</sup>.

In Fällen, wo der Bunsenbrenner keine genügend hohe Temperatur hat, um das Spektrum eines Metallsalzes zu geben, kann man ein Knallgasgebläse benutzen. Eine der Arbeitsmethoden mit dem Gebläse ist folgende: ein Block aus Kalk wird ausgebohrt in der Weise, wie

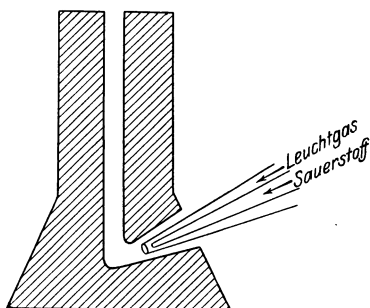


Fig. 133.

Fig. 133 es im Durchschnitt zeigt. Die Öffnung des Gebläses wird in das untere Loch eingeführt und die aus der oberen Mündung kommende Flamme wird untersucht. Die Substanz wird auf den Boden der Höhlung getan, wo sie von der Flamme getroffen werden kann. Dieser Apparat wurde von Lockyer und Roberts Austen<sup>2)</sup> und von Liveing und Dewar<sup>3)</sup> benutzt. Hartley<sup>4)</sup>, der eine große Anzahl von Untersuchungen über Flammenspektren gemacht hat,

benutzte dünne Stäbchen von Cyanit als Unterlage der zu untersuchenden Substanz, die einfach in die aufrechtstehende Gebläseflamme gehalten wurden. Auch wurde, wo es anging, die Substanz fein gepulvert und zu kleinen Zylindern gepreßt, die man in die Flamme hielt<sup>5)</sup>.

Es ist interessant zu beobachten, daß man in vielen Fällen Bandenspektren im Knallgebläse erhält; am deutlichsten zeigt sich dies bei Gold, Silber, Kupfer, Magnesium, Zink, Cadmium, Aluminium, Indium und Thallium. Hartley und Ramage<sup>6)</sup> schreiben diese Bandenspektren dem Metall selbst und nicht dem Oxyd zu, weil alle Metalle Bandenspektren geben, sowohl die Metalle, welche leicht zu nicht flüchtigen Oxyden oder leicht zu flüchtigen Oxyden oxydieren, als auch solche, die bei der Temperatur der Flamme nicht oxydierbar sind. Auch ist es von Interesse zu betonen, daß bestimmte Gruppen von Elementen Banden liefern, welche sich gegen das Rot abstufen, z. B.

1) Einen neuen Zerstäuber beschreibt Gouy Phil. Trans. 1904. Über eine Verbesserung desselben berichtet Hemsalech in der Soc. Franç. de Phys. 7. Févr. 1908.

2) Proc. Roy. Soc. 23. 344. 1875.

3) Ibid. 28. 352. 1879.

4) Phil. Trans. 185. A. S. 161 und 1047 1894.

5) Zu erwähnen sind hier auch vielfache Konstruktionen von Beckmann, Zeitschr. f. phys. Chemie. 57. 641. 1907.

6) Trans. Roy. Soc. (Dublin) II. 7. 339. 1901.

Kupfer, Silber und Gold; Aluminium und Indium; Beryllium und Lanthan. Andere Gruppen wieder liefern nach dem Blau abgestufte Banden, z. B. Magnesium, Zink und Cadmium. Es ist sehr fesselnd, mit diesen Flammenspektren in Bandenform einige Bogenspektren von Metallen zu vergleichen, wie sie Basquin<sup>1)</sup> in einer Atmosphäre von Wasserstoff aufgenommen hat. Er photographierte nämlich diese Spektren und erhielt die gleichen Kanellierungen wie Hartley und Ramage. Es trat dies bei Kupfer und Aluminium besonders deutlich hervor.

Im allgemeinen kann man die Spektren brennender Gase nicht aus ihrer Flamme erhalten, vielmehr ergeben sich zumeist diejenigen ihrer Verbrennungsprodukte. Als Ausnahmen sind das Bandenspektrum des Cyans in der Cyanflamme, das Swanspektrum in dem inneren Mantel des Bunsenbrenners und das Bandenspektrum des Ammoniaks zu nennen, welches man bei der Verbrennung dieses Gases mit Sauerstoff erhält.

**Bogenspektren.** Das zweite Mittel zur Erregung des Leuchtens ist der elektrische Lichtbogen, der bekanntlich eine sehr viel höhere Temperatur besitzt. Bei der Erzeugung des Bogens zwischen Kohleelektroden benutzt man entweder einen Apparat mit automatischer Regulierung oder mit Verstellung von Hand. Bei dem ersteren bleiben die beiden Kohlepole in Berührung, solange kein Strom hindurchgeht, trennen sich bei Stromschluß durch die Wirkung eines Elektromagneten und werden in einem von der Stromstärke abhängenden Abstand gehalten. Diese automatischen Instrumente haben einige Nachteile. Die Apparate mit Handbetrieb bestehen einfach aus Haltern mit Zahntrieb zur Verstellung der Kohlen. Ein solcher Apparat bedarf von Zeit zu Zeit des Regulierens, da die Kohlen unter der Wirkung des Stromes allmählich kürzer werden, sie sind aber doch, außer für den reinen Kohlebogen, zu empfehlen.

Bei der Untersuchung des gewöhnlichen Kohlebogens findet man ein Netzwerk von einer Masse kleiner Linien, die dem Swanspektrum und den Cyanbanden angehören. Ferner treten helle Linien aus den Spektren verschiedener Verunreinigungen der Kohle auf, neben anderen vorzugsweise von Eisen und Calcium. Solche Fehlerquellen machen das Arbeiten mit den Bogenspektren äußerst mühsam, besonders da es keine befriedigende Methode gibt, sie zu vermeiden. Vielmehr muß man alle diese Linien durch sorgfältige Vergleichung eliminieren.

Das Spektrum eines beliebigen Stoffes läßt sich nun erhalten, wenn man diesen zwischen die Kohlen in den Lichtbogen einführt. Es kann das auf zwei Weisen geschehen. Die erste, und zwar die befriedigendste Art beruht in der Benutzung hohler Kohlen, d. h. von Kohlen, in deren Längsachse sich eine Bohrung befindet; in dieses Loch wird die fragliche Substanz hineingestopft. Die so beschickte Kohle bildet den positiven Pol, während als negativer Pol ein gewöhnlicher Kohlestab dienen kann. Der zweite Weg beruht

---

1) Proc. Amer. Acad. **37**. 161. 1901.

auf der wiederholten Einführung von kleinen Mengen des Stoffes in den Bogen. Es empfiehlt sich dabei, die untere Kohle zur positiven zu machen und die Substanz in den dort gebildeten Krater zu schütten. Man stört dabei aber leicht die Stabilität des Lichtbogens, so daß er zuckt und von der einen Seite zur anderen springt. Bei der Untersuchung von Metallspektren kann man die Metalle selbst als Elektroden nehmen, falls ihr Schmelzpunkt nicht zu niedrig liegt. Besonders bei Eisen erzielt man nach dieser Methode gute Resultate, und zwar benutzt man bestes Schmiedeeisen, weil Stahl viel zu leicht schmilzt.

Kayser<sup>1)</sup> empfiehlt eine Stromstärke von 10 bis 15 Ampère und Pole von 1 bis 1·5 cm Durchmesser. Man kann auch einen Kohlestab als positive Elektrode benutzen und als negative den Metallstab aus Eisen, Kupfer usf. Dieses Vorgehen ist von Wert, wenn das Metall zu leicht flüchtig ist, um für beide Pole zu dienen. Oder man kann auch eine ausgebohrte Kohle mit dem Metallstab in der Mitte, wie oben, anwenden. Wegen der Leuchtkraft der Pole

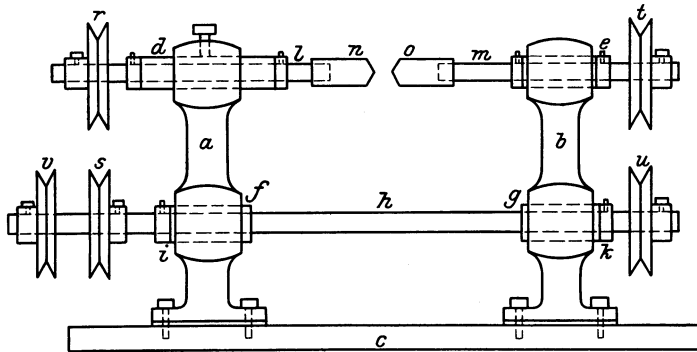


Fig. 134.

selbst, welche natürlich ein starkes kontinuierliches Spektrum hervorrufen, ist es vorteilhaft, den Bogen in horizontale Lage zu bringen. Natürlich ist das unmöglich, wenn salzartige Substanzen in den Krater der positiven Kohle gebracht werden. Arbeitet man aber mit ausgebohrten Kohlen oder mit Metallelektroden, so wird man für die spektroskopischen Ergebnisse hierin einen großen Vorteil finden. Ich selbst habe lange Zeit als Messungsnormal das Spektrum des Eisenbogens zwischen zwei horizontalen Eisenpolen benutzt. Da durch die in einigen Fällen erforderlichen starken Ströme die Eisenstäbe zum Schmelzen gebracht wurden und ungleichmäßig abbrannten, hierdurch aber im Lichtbogen beträchtliche Schwankungen entstanden, so wurden die Stäbe in Drehung versetzt, und zwar in Rotationen von entgegengesetzter Richtung. Nun behielt das schmelzende Eisen und Eisenoxyd seine zentrale Stellung und der Bogen blieb selbst bei den stärksten Strömen stetig. Der benutzte Apparat ist in Fig. 134 abgebildet.

1) Handbuch der Spektroskopie Bd. I. S. 169.

Zwei genau gleiche gußeiserne Säulen a und b sind mit Bolzen auf der gußeisernen Bodenplatte c befestigt. Eine dazwischen gelegte Vulkanitschicht sichert die Isolation. Bei d und e tragen die Säulen 1 zöllige Löcher, in welche zwei Messingzylinder genau hineinpassen; das gleiche gilt für f und g, nur mit dem Unterschied, daß sich hier zwischen Messing und Gußeisen eine Vulkanitisolation befindet. Jeder der vier Messingzylinder besitzt ein Loch von  $\frac{3}{8}$  Zoll und in dieses Lager ist ein Stahlstab derselben Stärke eingeführt. Der Stahlstab h geht auf die ganze Länge durch und bildet die Triebachse des Instrumentes, bei i und k sind kleine Ringe aufgesetzt, um jede seitliche Verschiebung zu verhindern. Die beiden in den oberen Lagern laufenden Stahlstäbe l und m, die zur Verhütung einer seitlichen Verschiebung ebenfalls mit Schutzringen versehen sind, tragen die beiden schmiedeeisernen Pole n und o. Die Pole sind auswechselbar und nur auf die Stahlstäbe aufgeklemt. Braucht man Ersatz, so dreht man ein paar neue Stäbe auf der Drehbank. Um den Abbrand durch den Lichtbogen zu ersetzen, hat man dem Messingrohr d eine solche Länge gegeben, daß man es bei Bedarf nachschieben kann; es läßt sich dann in jeder Stellung durch eine Schraube feststellen. Auf die Stahlachsen sind Triebräder von 4 Zoll Durchmesser aufgesetzt und es sind die Räder r und s, t und u durch Treibriemen verbunden, von denen der eine gekreuzt ist, damit die Pole im entgegengesetzten Sinne sich drehen. Die Schnurscheibe v wird durch einen Heißluftmotor oder eine ähnliche kleine Maschine angetrieben. Der Strom für den Lichtbogen wird durch Drähte zu zwei Klemmschrauben auf den Trägern a und b geleitet. Um den Bogen zu entzünden, wird der Motor in Gang gesetzt und dann die Messinghülse d vorwärts geschoben, bis der Bogen sich bildet, und dann langsam bis zu dem nötigen Abstand zurückgeführt. Es empfiehlt sich, anfänglich nicht mehr als 8 oder 10 Ampère zu benutzen, da dies für gewöhnlich ausreicht, und nur nach Bedarf den Strom auf kurze Zeit zu verstärken. Man kann aber bei  $\frac{5}{8}$  bis  $\frac{3}{4}$  zölligen Polen selbst 25 Ampère durch den Bogen schicken, ohne weitere Umstände als ein gelegentliches Nachregulieren. Der Bogen funktioniert am besten, wenn die Pole heiß geworden sind. Werden sie aber zu heiß, so brennen sie zu schnell ab und erzeugen einen Funkenregen. Dies kann man bis zu einem gewissen Grade dadurch verhindern, daß man ungefähr einen Zoll vor dem Ende die Pole mit Wasser kühlt.

Liveing und Dewar<sup>1)</sup> schlossen den Bogen in einen Klotz von Kalk oder einer ähnlichen Substanz ein; sie nahmen einen Würfel und bohrten vier wagerechte Löcher rechtwinkelig zueinander hinein, sowie von obenher ein Loch, das die Vereinigung der vier horizontalen Bohrungen trifft. Durch zwei gegenüberliegende wagerechte Löcher wurden zwei Kohlenstäbe gesteckt, die den Bogen bilden sollen, durch ein drittes wird ein beliebiges Gas zugeführt und durch das vierte wird der Lichtbogen beobachtet. Durch die

1) Proc. Roy. Soc. 28. 352. 1879.

senkrechte Bohrung kann man feste Körper in den Lichtbogen bringen.

Bei einer von Crew und Tatnall<sup>1)</sup> getroffenen Einrichtung bildet eine sich schnell drehende Metallscheibe die eine Elektrode. Die Scheibe rotiert auf der Achse eines Elektromotors und trägt auf ihrer Peripherie kleine Stücke des zu prüfenden Metalls. Die andere Elektrode ist ein Stück desselben Metalls, das auf einer feingeschnittenen Schraube befestigt ist, um seinen Abstand genau einzustellen. Wenn der Strom eingeschaltet und der Motor in Bewegung gesetzt ist, wird die zweite Elektrode langsam vorgeschoben, bis sie gerade die vorstehenden Stücke der rotierenden Scheibe berührt. Auf diese Weise wird der Bogen fächerartig ausgebreitet, was für spektroskopische Untersuchungen sehr geeignet ist. Man benutzte einen Wechselstrom von 100 Volt und die Stromstärke schwankte zwischen 2 und 10 Ampère.

Fabry und Perot<sup>2)</sup> verwendeten in ihren Arbeiten über die absolute Wellenlänge bestimmter metallischer Linien einen Apparat, den sie „trembleur“ nannten. Dieser bestand aus zwei Metallpolen, von denen der eine fest und der andere auf einer Feder befestigt war, die durch einen Elektromagnet in zitternder Bewegung gehalten wurde; so oft die Pole sich berührten, wurde der Bogen zwischen ihnen angezündet. Der ganze Apparat befand sich im luftleeren Raume.

Erwähnung verdient auch die Quecksilberlampe von Arons sowie die Kadmiumlampe, die Hamy und Michelson benutzten.

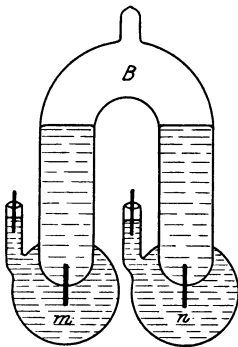


Fig. 135.

Arons<sup>3)</sup> hat zwei Arten von Quecksilberbogenlampen angegeben, von denen die zweite in Fig. 135 dargestellt ist. Sie besteht aus einer umgekehrten U-Röhre B, in die an den Enden m und n je ein Platindraht eingeschmolzen ist.

An die äußeren Enden von B sind zwei Kugeln mit seitlichen Ansätzen angeblasen. Kugeln und Ansätze werden mit Quecksilber gefüllt und vermitteln in der aus Fig. 135 ersichtlichen Weise die Stromzuführung. Ebenso enthalten die beiden Schenkel von B Quecksilber, der frei bleibende Raum ist sorgfältig evakuiert. Will man die Lampe in Gang setzen, so schüttelt oder neigt man sie, bis die Quecksilberoberflächen für einen Augenblick zusammenfließen. Jedoch darf man keinen starken Strom benutzen, weil die Lampe sonst zu heiß wird, andererseits erzeugt eine Wasserkühlung die Kondensation der Dämpfe auf den Wandungen der Röhre und verhindert dadurch den Lichtaustritt. Lummer<sup>4)</sup> hat die Lampe so verändert, daß

1) Phil. Mag. (5). **38**. 379. 1894.

2) Comptes rendus. **130**. 406. 1900.

3) Wied. Ann. **47**. 767. 1892 und **58**. 73. 1896.

4) Zeitschr. f. Instrumentenk. **21**. 201. 1901.

dieser Fehler vermieden wird und man einen Strom von 10—12 Ampère hindurchschicken kann.

Ferner hat Barnes<sup>1)</sup> eine sehr bequeme Form für diese Lampe angegeben. Dieselbe ist in Fig. 136 abgebildet. Durch den Hals D eines Glasgefäßes A von etwa 800 ccm Volumen ist ein Eisenrohr E von 13 mm Durchmesser und in dieses wiederum eine Porzellanröhre F von 8 mm Durchmesser eingeführt. Diese steht rückwärts in Verbindung mit einer Glasröhre und einem weiten Schlauch. Sowohl der Zwischenraum zwischen dem Porzellan- und dem Eisenrohr wie auch das Porzellanrohr selbst nebst angesetztem Glasrohr und Gummischlauch sind mit Quecksilber gefüllt. Der eine Pol ist mit dem Eisenrohr E verbunden, der andere mit dem Quecksilber in dem Porzellanrohr F. Die Öffnung B ist durch eine Glasplatte verschlossen und durch C wird die ganze Kugel ausgepumpt. Durch Heben der inneren Quecksilbersäule bis zum Überfließen eines Tropfens von F nach E wird der Bogen angezündet, wie auch alle weiteren Veränderungen leicht durch Heben

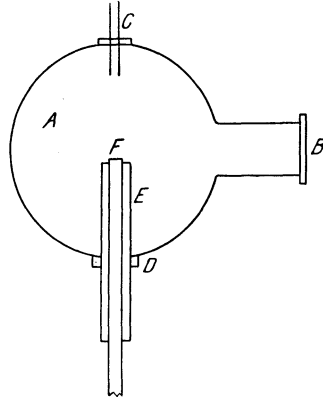


Fig. 136.

oder Senken dieser Säule sich vornehmen lassen. Barnes verwandte für seinen Apparat einen Strom von 4 Ampère bei 110 Volt und fand, daß kein Niederschlag an das Fenster B gelangte, obwohl die Quecksilbertröpfchen die ganze Wand seiner Kugel bedeckten.

Ham y<sup>2)</sup> verfertigte sich eine Kadmiumlumpen aus einer etwas Kadmium enthaltenden Plückerschen Vakuumröhre mit Außenelektroden. Die Röhre war aus Glas, 130 mm lang und 20 mm im Durchmesser; in der Mitte besaß sie einen kapillaren Teil. In eine solche Röhre wurden wenige Zentigramm Kadmium eingeführt, dann wurde sie auf etwa 300° C erhitzt, sorgfältig leergepumpt und zugeschmolzen. Die beiden Rohrenden waren je mit einer Messingkappe voll pulverisierten Graphits bedeckt, welcher am Glase haftete und die Elektroden bildete. Zur Erhitzung hatte er das ganze Rohr in ein etwas größeres Kupferrohr und dann noch einmal in einen Kupferkasten gepackt. Dieser wurde durch eine Reihe von Bunsenbrennern angeheizt.

Vorzügliche Lampen werden jetzt von der Firma W. C. Heraeus in Hanau hergestellt. Dieselben bestehen aus Quarzglas<sup>3)</sup> und können mit Kadmium, Zink, Blei, Wismut, Tellur, Selen und anderen Metallen gefüllt werden. Zur Einleitung des Lichtbogens muß man die Quarzglasröhre in ihrer ganzen Länge und an der Oberfläche des Elektrodenmetalls kräftig mit einem Leuchtgasgebläse erhitzen, bis eine

1) *Astrophys. Journ.* **19**. 190. 1904.

2) *Comptes rendus* **124**. 749. 1897.

3) *J. Stark und R. Küch, Phys. Zeitschr.* **6**. 438. 1905.



genügende Menge Metaldampf entwickelt ist, um die Zündung durch die Entladung eines Induktoriums zu ermöglichen. Bei genügender Stromstärke brennt dann die Lampe dauernd weiter. Diese beträgt z. B. für die Kadmium-Lampe nur 2—3 Ampère, während eine Bleilampe bei gleichen Dimensionen 8—10 Ampère verlangt.

**Funkenspektra.** — Die dritte Beleuchtungsart ist die durch die Funken eines Induktors. Man läßt den Funken zwischen zwei kleinen Stücken der Substanz übergehen und schaltet zur Verstärkung der Entladung gewöhnlich noch eine oder mehrere Leydener Flaschen parallel der Funkenstrecke.

Es ist vielleicht nicht überflüssig, darauf aufmerksam zu machen, daß man bei der Benutzung eines Induktionsapparates durch nachlässige Behandlung einen ziemlich beträchtlichen Schaden anrichten kann. Dies betrifft besonders die Platinkontakte der Hammer- und der Deprezunterbrecher. Bei allen größeren Apparaten ist immer eine Schraube zur Regulierung der Federspannung an dem Hammer vorgesehen. Nun sollte die Einstellung der Funkenweite immer durch Verstellung dieser Spannschraube erfolgen, nicht aber durch Nachdrehen der Schraube mit dem Platinkontakt. Zunächst muß die Schraube soweit hineingedreht werden, daß die Feder ganz frei wird; hierauf dreht man die Kontaktschraube bis auf etwa  $\frac{1}{32}$  Zoll an den anderen Platinkontakt heran. Diese Einstellung ist unter keinen Umständen zu verändern, bis die Kontakte selbst ersetzt werden müssen. Bei der Benutzung des Induktors braucht dann die Spannungsschraube nur jeweils so weit nachgelassen zu werden, bis die gewünschte Funkenlänge erreicht wird.

Der zum Induktor gehörende Unterbrecher kann durch einen Wehnelt- oder einen Quecksilberunterbrecher ersetzt werden, oder man kann auch direkt einen Wechselstrom benutzen.

Die Induktionsapparate werden sowohl zur Erzeugung der sogenannten Funkenspektra der Substanzen benutzt, indem man die Funken zwischen zwei Metallspitzen oder zwischen einer Platinspitze und einer Salzlösung u. dgl. überspringen läßt, als auch für die gewöhnlich bei vermindertem Druck erfolgenden Gasentladungen. Im ersten Fall bringt man eine oder mehrere Leydener Flaschen in Parallelschaltung zur Funkenstrecke in den Sekundärkreis. Hierdurch erniedrigt man zwar die Spannung, steigert aber die Elektrizitätsmenge in der Entladung und macht dieselbe gleichzeitig oszillatorisch. Man verwendet als Funkenelektroden in der Regel kurze zugespitzte Stäbchen, welche man, wenn nötig, an kräftige Kupferdrähte anlötet. Man bringt sie in eine Art Halter, welcher eine Verstellung der Funkenlänge ermöglicht; auch kann man die Funken vertikal oder horizontal überspringen lassen. Größe und Zahl der Leydener Flaschen hängt völlig von den Dimensionen des Induktors ab, doch läßt sich hierfür keine bestimmte Beziehung aufstellen, vielmehr muß man durch Versuche die Flaschenzahl ausfindig machen, welche die besten Resultate erzielt.

Wünscht man die Funkenspektra von Metallsalzen zu erhalten, so läßt man die Funken zwischen Spitzen aus sorgfältig gereinigter

poröser Kohle übergehen, die man in einer wässrigen Lösung des Salzes gekocht hat. Dies Verfahren wurde zuerst von Bunsen<sup>1)</sup> angegeben; er nahm kleine Kegel aus Holzkohle, reinigte sie durch Erhitzung bis zur Weißglut in einer Umhüllung von pulverisierter Kohle und kochte sie darauf nacheinander mit Fluorwasserstoffsäure, Salpetersäure und Salzsäure, wobei er Sorge trug, die Kohle dazwischen jedesmal sorgfältig auszuwaschen. Hierauf ließ er sie trocknen und kochte sie dann in einer wässrigen Lösung des gewünschten Salzes.

Ein anderer Weg besteht darin, daß man Funken zwischen einem Platindraht und der fraglichen Salzlösung überspringen läßt. Für dieses Verfahren sind in Fig.

137a und b zwei Modelle angegeben; das erste a rührt von E. Becquerel<sup>2)</sup>, das zweite b von Delachanal und Mermet<sup>3)</sup> her. In beiden Fällen benutzt man Platindrähte und bringt die Lösung in Berührung mit dem negativen Pol; in dem Apparat b ist dieser von einem kleinen Glaskonus umgeben, welcher die Lösung durch Kapillarspannung bis zum oberen Ende des Drahtes hebt. Eine dritte Form ist von Hartley<sup>4)</sup> benutzt worden. Man kann sie aus Fig. 138 ersehen. Hier bestehen beide Elektroden aus je einem in Meißelform zugespitzten Stück Graphit, von denen das untere Stück eingeschnittene Rinnen besitzt. Es wird in ein mit der Salzlösung gefülltes U-Rohr gesteckt, und die Salzlösung steigt durch Kapillarität in den Rinnen in die Höhe. Beide Elektroden haben Stromzuführungen aus Platindraht und stehen mit ihren Schneiden parallel zueinander und zur Achse des Kollimatorrohres, so daß ein Wandern des Funkens längs der Kanten der Elektroden keine Verschiebung des auf dem Spalt entworfenen Bildes hervorruft.

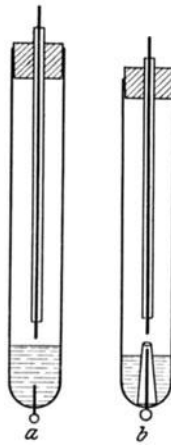


Fig. 137.

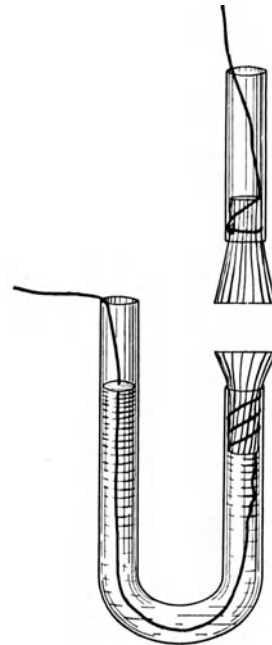


Fig. 138.

Natürlich erhält man unter gewöhnlichen Umständen die Luftlinien den Metalllinien beigemischt, weil der Funke zwischen den

1) Pogg. Ann. **155**. 230 und 366. 1875.

2) Comptes rendus **65**. 1097. 1867; **66**. 121. 1868.

3) Ibid. **81**. 726. 1875.

4) Phil. Trans. **175**. A. 49. 1884.

Metallpolen in Luft überspringt. Das Verhältnis der Helligkeit der beiden Liniensorten hängt nur von der Flüchtigkeit des Metalls ab; die Luftlinien sind bei Platinpolen viel stärker gegenüber den Metalllinien als etwa bei Zinkpolen. Freilich muß man diese Linien ausschalten, wenn man über Funkenspektren arbeitet, doch geschieht das sehr leicht durch Photographieren des Platin- oder Silber-Funkenspektrums, bei denen die Luftlinien stark sind, und Vergleichung mit einer Aufnahme des fraglichen Metallspektrums; die gemeinsamen Linien sind dann die Luftlinien, man kann sie also bei der Messung eliminieren. Andererseits bieten sie bei der Messung von Wellenlängen beträchtliche Vorteile, weil ihre Längen von verschiedenen Beobachtern genau bestimmt sind und daher als Prüfungsobjekte für die Vergleichung eines unbekanntes Spektrums mit dem Normalpektrum dienen können. Man sucht die Luftlinien aus und bestimmt ihre Wellenlängen durch Ausmessung auf dem Standardspektrum. Sind die Resultate korrekt, so darf man annehmen, daß beide Spektren sich in der richtigen gegenseitigen Lage befinden (vgl. S. 106).

Wir verdanken Hartley<sup>1)</sup> eine erschöpfende Untersuchung der Funkenspektren von Substanzen und die Resultate, zu denen er in bezug auf die Funkenspektren der Metalle und ihrer Salze gelangt ist, verdienen wohl hier angeführt zu werden:

Bei Kohlen- oder Metallelektroden verlängern sich die kurzen Linien<sup>2)</sup>, wenn man die Elektroden mit Wasser benetzt.

Mit wenigen Ausnahmen beeinflussen die nicht-metallischen Bestandteile der Salze die Funkenspektren der Lösungen nicht.

Unlösliche und nicht flüchtige Verbindungen geben keine Funkenspektren.

Die Lösungen der Metallchloride geben Spektrallinien, welche nach Zahl und Lage mit den Hauptlinien der Metalle übereinstimmen.

Kurze Linien werden lang, sonst aber verändern sie ihren Charakter nicht, wenn man statt Metallelektroden Lösungen benutzt.

Eine Verdünnung der Lösung der Metallsalze ruft zunächst eine Abschwächung der Linien hervor, mit fortschreitender Verdünnung verkürzen sich die Linien und nehmen weiter ab, bis auch die stärksten und längsten Linien verschwunden sind.

**Der Mechanismus des Funkens.** Bevor wir diesen Gegenstand verlassen, soll mit einigen Worten auf einige neuere Untersuchungen in dieser Richtung eingegangen werden. Eine genaue Beschreibung derselben würde weit über den Rahmen dieses Buches hinausgehen, doch ist es nötig zu zeigen, in welcher Richtung gegenwärtig die Untersuchungen sich bewegen. Drei Punkte sollen hier in Kürze berührt werden; erstens das Studium des Funkenmechanismus, zweitens der Funkenübergang unter Flüssigkeiten und drittens Lockyers Linienverstärkung. Die erste Arbeit über den Mechanismus des Funkens, auf die wir eingehen wollen, rührt von Schuster und Hemsalech<sup>3)</sup> her. Sie ist betitelt: „Über die Konstitution des

1) a. a. O.

2) Näheres über die kurzen Linien findet man in Kap. XIII.

3) Phil. Trans. **193**. A. 189. 1900.

elektrischen Funkens“. Es wird hier der Mechanismus in folgender Weise untersucht: an Stelle einer ruhenden photographischen Platte wird ein Film benutzt, der mit einer Geschwindigkeit von 90 bis 100 m pro Sekunde senkrecht zu den Spektrallinien sich bewegt. So konnte man feststellen, wie die Entladung vor sich geht. Auf einer solchen Photographie zeigten sich die Luftlinien vollständig gerade, es stellte sich also heraus, daß die Dauer dieses Teils der Entladung sehr schnell war im Vergleich zu der Geschwindigkeit der bewegten Platte. Weiter zeigte sich, daß die Metalllinien von den oszillatorischen Entladungen herrühren und daß sie alle gekrümmt waren. Sie gehen also von den Elektroden aus und wandern mit abnehmender Geschwindigkeit zur Mitte; die Geschwindigkeit ließ sich aus der Stärke der Krümmung berechnen. Auch fand man, daß die metallische Entladung erst nach der Entladung durch die Luft einsetzt. Der Vorgang ist also offenbar folgender: zunächst durchschlägt der Funken mit großer Schnelligkeit die Luft in einer einzelnen Entladung; hierdurch verdampft das Metall, breitet sich über den Funkenraum aus und vermittelt den Strom. Die Wanderungsgeschwindigkeit des Metaldampfes variiert für verschiedene Metalle zwischen 400 und 1300 m und scheint für Metalle von niedrigerem Atomgewicht größer zu sein, doch ist sie für die einzelnen Linien desselben Metalls verschieden.

Schuster und Hemsalech untersuchten auch die Wirkung der Einführung einer Selbstinduktion in den Stromkreis. Sie fanden, daß bei genügend großer Selbstinduktion die Luftlinien aus dem Spektrum verschwanden. Dieser Teil der Arbeit ist dann von Hemsalech<sup>1)</sup> allein weitergeführt worden. Er fand, daß neben dem Auslöschen der Luftlinien die Selbstinduktion auch einige neue Linien zum Erscheinen brachte und ganz allgemein die Spektrallinien viel enger erscheinen ließ; zum Beispiel erhielt er in Wasserstoff unter Atmosphärendruck die Spektrallinien so scharf, wie man sie gewöhnlich nur in Vakuumröhren sieht. Diese Verschmälerung der Linien durch die eingeschaltete Selbstinduktion ist in einigen Fällen von besonderem Nutzen, besonders bei Arbeiten über den Zeeman-Effekt, bei denen man die Spektrallinien so fein und schmal wie möglich (s. Kap. XIV) haben will. Eine solche Selbstinduktionsrolle läßt sich ganz leicht anfertigen, indem man Draht auf eine Spule wickelt und diese direkt in den Stromkreis einschaltet. Bei einigen seiner Versuche benutzte Hemsalech eine Rolle von 50 cm Länge und 5 cm Durchmesser, auf welche acht Lagen eines Drahtes in je 150 Windungen gewickelt waren.

Die Untersuchungen von Schuster und Hemsalech wurden von Schenck<sup>2)</sup> wieder aufgenommen. Er erhielt einige sehr interessante, zurzeit aber noch ziemlich unerklärbare Resultate. Schenck untersuchte die Wirkung der Selbstinduktion besonders im Falle des Funkenspektrums von Kadmium. Der Apparat bestand aus einem

1) Comptes rendus **129**. 285. 1899.

2) *Astrophys. Journ.* **14**. 116. 1901.

großen Induktor, der mit Wechselstrom gespeist wurde und eine Funkenlänge von 6—8 mm mit sechs in den Stromkreis eingeschalteten Leydener Flaschen von je etwa 4,5 l Inhalt lieferte. Die Periode dieses Kondensators ergab sich zu  $1,3 \times 10^{-6}$  sec. und jeder Funken bestand aus 10—12 vollständigen Entladungen. Zur photographischen Aufnahme des Spektrums wurde ein großes Rowlandgitter benutzt. Es wurde nun das Kadmiumspektrum zwischen  $\lambda = 3700$  und  $\lambda = 2100$  einer genauen Untersuchung unterworfen. Dabei stellte sich heraus, daß man die Linien in drei Gruppen einteilen kann: A, B und C. Gruppe C besteht aus etwa 150 Linien von ca. 0,3 Å.-E. Breite mit unscharfen Grenzen; sie sehen aus wie Luftlinien, finden sich aber in anderen Funkenspektren nicht vor. Sie ragen nur etwa 2 mm über die Pole hinaus, während die übrigen Linien durch den ganzen Funkenraum reichen. Sie verschwanden, wenn durch Einschaltung von Selbstinduktion die Schwingungsperiode auf  $17 \times 10^{-6}$  sec. verlangsamt war. Sie fehlen im Bogenspektrum und sind nicht umkehrbar. Eine ähnliche Gruppe fand sich im Spektrum des Zink.

Gruppe B enthält die meisten anderen Linien, welche man als „Funkenlinien“ kennt, d. h. als Linien, welche im Funken stark hervortreten, im Bogen dagegen entweder nur schwach sind oder ganz fehlen. Sie kehren sich nicht um; wird die Schwingungsperiode auf  $75 \times 10^{-6}$  sec. erhöht, so verschwinden einige von ihnen, die anderen verkürzen sich gegen die Pole hin, während der Rest der Metalllinien sich gleichmäßig über die ganze Funkenlänge erstreckt.

Die Linien der Gruppe A sind die sogenannten „Bogenlinien“. Es sind das Linien, welche dem Bogen- und dem Funkenspektrum gemeinsam sind, deren Intensität jedoch im Bogenspektrum größer zu sein pflegt. Sie bilden daher ein einfacheres Spektrum, als man es im Bogen findet, und die Wirkung der Selbstinduktion besteht darin, daß es verwickelter wird und sich dem des Bogens nähert. Je größer die Periode des Kondensators ist, um so näher kommt es dem Bogenspektrum. Die Linien dehnen sich quer durch den ganzen Funkenraum aus, wenn die Schwingungsperiode der Flaschen so groß wird, daß sich die Linien der Gruppe B bis an die Elektroden zurückziehen. Sie gehören ohne Zweifel den leuchtenden Metalldämpfen an, die den ganzen Funkenraum erfüllen.

Schenck untersuchte auch das Aussehen des Funkens mit Hilfe eines schnell rotierenden Spiegels und fand drei Grunderscheinungen. Zunächst eine grell weiße gerade Linie, die von der ersten Entladung herrührt, manchmal gefolgt von ein oder zwei schwächeren geraden Linien in Intervallen von einer halben vollständigen Kondensatorschwingung. Zweitens gekrümmte Lichtlinien, die von den Polen gegen die Mitte mit kontinuierlich abnehmender Geschwindigkeit hervorschiessen; verläßt eine solche Lichtfahne den einen Pol, so ist gleichzeitig der andere ganz dunkel. Drittens füllt ein schwacher Lichtschein, im allgemeinen von anderer Farbe als die Linien, den Funkenraum aus und bleibt noch einige Zeit bestehen, wenn die Oszillationen schon abgeklungen sind. Nun rühren die Luftlinien, wie Schuster und Hemsalech nachweisen, von der ersten geraden

Entladung her; für den Ursprung der anderen Linien (Gruppe A und B) fand Schenck die Erklärung, indem er die Funken in einem rotierenden Spiegel beobachtete, dessen Achse das eine Mal senkrecht zu den Spektrallinien, das andere Mal parallel zu ihnen gestellt wurde. Durch Ausmessung der Platten ergaben sich folgende Zeitdauern für einige Linien:

	Wellenlänge	Charakter	Dauer
Magnesium	4481	Starke Funkenlinie	$24 \times 10^{-6}$ Sek.
"	3838	Starkes Triplex	$45 \times 10^{-6}$ „
"	3832		
"	3830		
Zink	4925	Starke Funkenlinien	$14 \times 10^{-6}$ Sek.
"	4912	Starke Bogenlinien	$24 \times 10^{-6}$ „
"	4811		
"	4722		
Kadmium	4800	Starke Bogenlinien	$36 \times 10^{-6}$ Sek.
"	4678	Starke Funkenlinie	$18 \times 10^{-6}$ „
"	4416		

Voraussichtlich ist in dieser Tabelle die Dauer der Bogenlinien unterschätzt; doch sieht man deutlich, wieviel länger sie anhalten als die Funkenlinien. Weiter fand Schenck, daß die Funkenlinien, die zur Gruppe B gehören, ausschließlich von den gekrümmten Fahnen in den Funken herrühren, doch sind einige Linien nur in den allerersten Fahnen enthalten. Die Linien der Gruppe A oder die Bogenlinien kommen zum Teil von denselben Fahnen, zum großen Teil aber auch von der Glut, die noch andauert, wenn diese schon erloschen sind. Schenck ist der Ansicht, daß die gekrümmten Lichtfahnen überhaupt keinen Strom tragen, weil die Untersuchung ergab, daß sie sich mit abnehmender Geschwindigkeit bewegen und daß, ehe sie die Entladungsstelle halbwegs durchlaufen haben, die ganze Entladung bereits vorbei ist und die Rückschwingung eingesetzt hat. Auch ist die Beobachtung von Wichtigkeit, daß diese Strahlen von der negativen Elektrode ausgehen. Als Geschwindigkeit fand er für sie bei der Magnesiumlinie  $\lambda = 4481$  einen Anfangswert von 2.5 km pro Sekunde, ein Wert, der in der Entfernung von 1 mm von dem Pol auf etwa 1.7 km gesunken ist.

Mohler<sup>1)</sup> hat das Spektrum des Funkens in der Längsrichtung photographiert, um festzustellen, ob die schnellbewegten Teilchen in den Strahlen eine Verschiebung in der Lage der Spektrallinien durch den Doppler-Effekt hervorriefen. Die Elektroden bestanden aus verschiedenen Metallen und die erste Aufnahme geschah längs des

<sup>1)</sup> Astrophys. Journ. **15**. 125. 1902.

Funkens in der einen Richtung, darauf wurde die Funkenstrecke um  $180^{\circ}$  gedreht und eine zweite Aufnahme gemacht. Auf diese Weise mußte ein etwa bestehender Effekt verdoppelt werden, da das eine Mal die Teilchen sich gegen den Spalt zu bewegen mußten, das andere Mal von ihm fort. Die wirklich beobachtete Wirkung war äußerst klein und entsprach einer Geschwindigkeit von  $0.37$  km per Sekunde für die Linien  $\lambda = 3961$  und  $\lambda = 3944$ ; die Verschiebung auf den Platten betrug nur  $0.1 \text{ \AA.-E.}$  Bei einigen Eisenlinien war die Verschiebung noch etwas geringer, ebenso bei einigen Magnesiumlinien. Die Kadmiumlinien  $\lambda = 4078$  und  $\lambda = 4800$  ergaben eine etwas größere Geschwindigkeit. Die Linie, für welche Schenck eine Geschwindigkeit von  $2.5$  km per Sekunde erhalten hatte, ließ sich nicht ordentlich messen, da sie zu breit und unscharf war. Ohne Zweifel aber wurde nur eine mittlere Geschwindigkeit beobachtet. Denn nach Schenck fällt ja die Geschwindigkeit bereits  $1$  mm vor dem Spalt auf zwei Drittel des Anfangswertes und es ist fast unmöglich, das Spektrum am ersten Beginn des Funkens aufzunehmen. Mohler machte auch die interessante Beobachtung, daß, wenn die Teilchen sich von dem Spalt fortbewegten, die Magnesiumlinien  $\lambda = 2795$ ,  $\lambda = 2802$  und  $\lambda = 2852$  stark umgekehrt waren, wie dies auch für die letzte Linie im Lichtbogen gilt. Die Erscheinung wurde nicht beobachtet, wenn die Teilchen sich gegen den Spalt bewegten.

A. Hagenbach<sup>1)</sup> hat Mohlers Methode dahin abgeändert, daß zwei Funkenstrecken übereinander aufgestellt wurden, welche beide nach dem Spalt hin gerichtet waren. Beide wurden von einem Induktor gespeist, sodaß der Strom durch die Funkenstrecken nacheinander ging, aber im umgekehrten Sinn. Dadurch wurden kleine Verschiebungen ausgeschlossen, wie sie leicht bei Spektren vorkommen, die nicht gleichzeitig aufgenommen sind. Messungen mit einem Hilgerschen Stufengitter zeigten stets eine Koinzidenz der Linien beider Funkenstrecken. Es folgte daraus, daß die Verschiebungen unter  $0.01 \text{ \AA.-E.}$  geblieben waren. Bei Benützung eines großen Konkavgitters ergab sich für Nickel- und Eisenlinien als Mittelwert eine Verschiebung von etwa  $0.007 \text{ \AA.-E.}$ , doch liegt diese Größe bereits an der Grenze des Meßbaren. Es würde aus ihr eine Geschwindigkeit der Moleküle von  $280$  m pro Sekunde sich ergeben. Auch für Zink- und Kadmiumlinien ergab sich kein größerer Wert. Die großen Geschwindigkeiten, welche Schenck beobachtet hat, erklärt Hagenbach durch die Annahme, daß der Metalldampf mit großer Geschwindigkeit in die Funkenstrecke geschleudert wird und dann erst unter der Wirkung der oszillatorischen Entladungen (der zur Erhöhung der Helligkeit parallel geschalteten Flaschen) zum Leuchten kommt. Wenn dann bei jeder Oszillation wesentlich der schon vorhandene Dampf mitleuchtet, wird es unmöglich sein, aus der auftretenden Verschiebung die Geschwindigkeit der abgeschleuderten Metallteilchen zu messen.

<sup>1)</sup> Ann. d. Phys. **13**. 362. 1904.

**Lichtbogen und Funkenentladung in Flüssigkeiten.** Eine zweite Richtung, in der sich die wissenschaftliche Forschung bewegte, ist die Untersuchung des elektrischen Stromdurchganges im Innern von Flüssigkeiten; und zwar behandelte die Untersuchung sowohl den Lichtbogen wie die Funkenentladung. Daß man das elektrische Bogenlicht auch unter Wasser brennen lassen könnte, wurde zuerst im Jahre 1802 von Humphrey Davy<sup>1)</sup> gefunden; Masson<sup>2)</sup> stellte im Jahre 1851 Beobachtungen an dem Lichtbogen unter verschiedenen Flüssigkeiten an, doch fand er nur ein kontinuierliches Spektrum. Liveing und Dewar<sup>3)</sup> benutzten Kohlenpole unter Wasser; sie beobachteten die Banden des Swan-Spektrums, aber keine Cyanbanden, selbst wenn das Wasser Ammoniak oder Kaliumnitrat enthielt. Neuerdings wurde von Konen<sup>4)</sup> eine Untersuchung über die Spektre angestellt, die sich bei dem Brennen des Bogens mit Kohlen aus verschiedenen Substanzen unter einer Reihe von Flüssigkeiten ergaben. Zur Aufrechterhaltung des Bogens verwandte er einen konstanten Strom von 60 Ampère bei 72 Volt oder von 20 Ampère bei 220 Volt und steckte die Elektroden in ein tiefes Glasgefäß mit einem Quarzfenster. Eine Quarzlinse vereinigte die Strahlen auf dem Spalt eines Spektroskops mit einem Gitter von 1 m Brennweite. Als Elektroden wurde Kupfer, Eisen, Messing oder Kohle benutzt und die Untersuchungen erstreckten sich auf eine große Zahl von Flüssigkeiten. Die Arbeit war sehr mühsam, weil die Elektroden sich schnell zersetzten, außer bei organischen Flüssigkeiten, wo Kohle in graphitähnlicher Form sich auf ihnen ablagerte. Die Flüssigkeit wurde hierdurch sehr schnell trübe, doch überwand Konen diese Schwierigkeit durch Benutzung einer beiderseits offenen Röhre, die von dem Lichtbogen bis zum Quarzfenster reichte; in diese Röhre wurde durch einen Seitenansatz dauernd frische Flüssigkeit nachgefüllt. In allen Fällen findet man zunächst ein kontinuierliches Spektrum, das bis ungefähr  $\lambda = 3600$  reicht, daneben erhält man einige Metalllinien, nämlich die Calciumlinien bei  $\lambda = 3934$  und  $3969$  und ebenso die Aluminiumlinien bei  $\lambda = 3944$  und  $3962$ ; ebenso waren die D-Linien des Natriums vorhanden, jedoch immer als Absorptionslinien. Von Metallspektren wurden geprüft: diejenigen des Eisens, Kupfers, Messings, ferner Calcium, Barium, Natrium, Kalium, Lithium und Thallium; alle gaben glänzende Linienspektren, niemals Bandenspektren. Die Linien waren im allgemeinen schärfer als bei dem Bogen in Luft, ihre Intensitäten jedoch geringer, auch fanden weniger Selbstumkehrungen statt, so daß sich diese Methode zum Studium der Metallspektre empfiehlt. Die Natur der den Bogen umgebenden Flüssigkeit hat keinen Einfluß auf die Metallspektren, mit Ausnahme einiger konzentrierter Salzlösungen von Barium und Calcium, bei denen die stärksten Linien der gelösten Metalle erscheinen. Man kann jedoch die Metallspektre erhalten, wenn man durchbohrte Kohlen anwendet und sie mit dem Salze ausfüllt.

1) Journ. Roy. Inst. **1**. 165. 1802.

2) Ann. Chim. et Phys. (3.) **31**. 295. 1851.

3) Proc. Roy. Soc. **34**. 123. 1882.

4) Ann. d. Phys. **9**. 742. 1902.



Bei Kohle-Elektroden besitzt natürlich die umgebende Flüssigkeit einen großen Einfluß. Unter gewöhnlichen Umständen erhält man im Kohlebogen die vier Cyanbanden, mit ihren Kanten bei  $\lambda = 4606.33$ ,  $4216.12$ ,  $3883.55$  und  $3590.48$ ; wenn man aber die Kohlenstäbe zuerst stark erwärmt und dann den Bogen in ausgekochtes Wasser taucht, so verschwinden alle vier Banden, und es bleiben nur die Banden des Swan-Spektrums. In das Wasser geblasene sehr kleine Mengen von Luft genügen jedoch, um das Cyanpektrum hervorzurufen; ihr unweigerliches Fehlen, wenn kein Stickstoff in der Flüssigkeit vorhanden ist, und ihr Auftreten bei seiner Gegenwart beweist, daß der Ursprung dieser Banden das Cyan ist. Koen versuchte, die viel umstrittene Frage der „Kohle“banden<sup>1)</sup> in der gleichen Weise zu entscheiden. Er erhitzte die Kohlenstäbe im Vakuum, um jede Spur von Luft zu entfernen, und bildete dann den Lichtbogen unter der Oberfläche von wasserfreien Flüssigkeiten, die keinen Sauerstoff enthielten. Doch trat das Swan-Spektrum jedesmal auf. Die letzten Schlüsse scheinen mir jedoch keineswegs überzeugend, weil die Kohlen nach ihrer Befreiung von Sauerstoff im Vakuum nach ihrer Abkühlung in die Luft gebracht und erst dann in die Flüssigkeit gesteckt wurden. Die Zeit, die für diesen Transport nötig ist, würde für eine Luftaufnahme ausreichen, welche für die Bildung einer kleinen Menge von Kohlenoxyd im Bogen genügt. Die Leichtigkeit, mit der Kohle den Sauerstoff absorbiert, verglichen mit der Absorption von Stickstoff würde erklären, daß man die Cyanbanden leichter los wird als die Swan-Banden (immer vorausgesetzt natürlich, daß die letzteren von dem Kohlenoxyd herrühren). Koen sagt in seiner Arbeit, daß eine vollständige Abwesenheit von Sauerstoff sich nicht mit Sicherheit beweisen ließ.

Mit Funkenentladungen erhielt Wilsing<sup>2)</sup> die ersten brauchbaren Resultate in Flüssigkeiten; er verwandte Elektroden aus verschiedenen Metallen und ließ den Funken eines großen Induktors unter Wasser zwischen ihnen übergehen. Eine Funkenstrecke mit Elektroden aus demselben Metall wurde dahinter geschaltet und nun beide Spektren gleichzeitig auf derselben Platte aufgenommen. Er fand, daß unter Wasser die Linien des Funkenspektrums sich bedeutend verbreiterten und daß sie sich gegen das Rot hin verschoben. Auch zeigte eine große Zahl Umkehr. Wilsing glaubt, daß die Verschiebung der Linien eine Wirkung des Druckes sei, wie sie von Humphrey und Mohler<sup>3)</sup> (vgl. Kap. XVI) beobachtet ist. Die gefundenen Werte variierten von 6 Å.-E. für Zink bis 1 Å.-E. bei Eisen, für Platin war die Verschiebung Null.

Hale<sup>4)</sup> untersuchte im Jahre 1902 den Spezialfall von Eisenelektroden in Wasser und Salzlösungen und fand, daß ein Teil des Eisenspektrums sich umkehrt; und weiter, daß diese Umkehrung

1) Über die Frage, ob sie von dem Element Kohlenstoff oder von Kohlenoxyd herrühren, vgl. Kap. XIII. S. 347.

2) Berl. Ber. 1899. 426 und Astrophys. Journ. 10. 113. 1899.

3) Astrophys. Journ. 3. 114. 1896.

4) Ibid. 15. 132, 1902.

sich an Häufigkeit und Stärke ausdehnt: 1. mit der Länge der Hilfsfunkenstrecke in Luft (die mit dem Funken in Wasser hintereinander geschaltet ist), 2. mit dem Durchmesser der Elektroden, 3. mit der Kapazität des Kondensators, 4. mit dem Druck des Wassers und 5. in Salzlösungen mit der Kondensation der Lösung. Bei einer 9·5%igen Lösung von Bariumchlorid kann man fast das ganze Spektrum umkehren; auch zeigten sich bei einigen Gruppen Verschiebungen der Linien. Auch Lockyer<sup>1)</sup> hat Versuche angestellt. Er benutzte reines Wasser und als Elektroden verschiedene Metalle, wie Eisen, Zink, Magnesium, Silber, Blei und Kupfer, doch zeigten nur die ersten drei Umkehrungen. Die beobachteten Erscheinungen sind in drei Gruppen zu teilen: 1. Verbreiterte helle Linien, besonders deutlich im Kupferspektrum; sie sind stärker auf der blauen Seite und gegen Rot hin verschwommen; 2. Verbreiterte helle Linien mit einer Absorption in der Mitte, besonders deutlich bei  $\lambda = 4063\cdot76$  im Eisenspektrum; 3. verbreiterte helle Linien mit unsymmetrischer Absorption (Maximum der Emission gegen Rot), ebenfalls bei einigen Eisenlinien am deutlichsten.

Konen<sup>2)</sup> teilt in seiner Publikation die Resultate einer Reihe von Beobachtungen mit, die er mit vielen Metallen in einer großen Zahl von Flüssigkeiten angestellt hat. Er untersuchte die Büschelentladung und ebenso die kondensierte und nicht kondensierte Funkenentladung, die er bei Benutzung eines Induktors von 1 m Schlagweite erhielt. Die Büschelentladung stellte sich als für spektroskopische Messung zu lichtschwach heraus, dagegen gab die nicht kondensierte Funkenentladung schwache Linien auf kontinuierlichem Hintergrund; letzterer enthielt bei kohlenstoffhaltigen Flüssigkeiten das Swanspektrum. Schaltet man in den sekundären Stromkreis eine weitere Kapazität ein, so erleidet das Spektrum des Funkens eine weitere Änderung. Zunächst steigert sich die Intensität des kontinuierlichen Spektrums. Verwendet man zwei Kohleelektroden, so ist es sogar möglich, ein völlig kontinuierliches Spektrum zu erhalten. Die umgebende Flüssigkeit hat genau so wenig Einfluß wie bei dem Lichtbogen in der Flüssigkeit. Hales Beobachtungen der Selbstumkehr bei Salzlösungen vermochte Konen nicht zu wiederholen, auch bei der 0·5 prozentigen Bariumchloridlösung zeigt sich dieselbe nicht; es besteht demnach ein bedeutender Unterschied zwischen der Wirkung einer durch Wechselstrom eingeleiteten Entladung wie bei Hale und einer solchen durch den Induktor. Mit Wilsings Resultaten befindet sich Konen jedoch in Übereinstimmung; er fand helle und dunkle Linien nebeneinander und war nicht imstande, alle Linien entweder gleichzeitig hell oder dunkel zu erhalten. Konen glaubt, daß Lockyers Umkehrungen nahezu alle Selbstumkehrungen waren, da sie als dunkle Linien auf hellem Grund auftraten, während eine wirklich umgekehrte Linie schwarz auf einem matten kontinuierlichen Hintergrund auftritt; Lockyers Resultate wären demnach einer

1) Proc. Roy. Soc. **70**. 31. 1902 und Astrophys. Journ. **15**. 190. 1902.

2) Ann. d. Phys. **9**. 772 ff. 1902.

anderen Erscheinung zuzuschreiben. Konen beobachtete auch eine Verschiebung der Linien gegen Rot, die der von Wilsing beobachteten vergleichbar war; im Ultraviolett waren die Linien von  $\lambda = 2755$  bis  $\lambda = 2606$  nur etwa zwei Å.-E. gegen Rot verschoben; die Verschiebung von Linien größerer Wellenlänge war geringer.

**Lockyers verstärkte Linien.** Ein drittes, sehr wertvolles Feld der Tätigkeit eröffnete sich der Forschung in der Frage nach der Verstärkung bestimmter Linien in den Spektren einiger Elemente bei Übergang vom Lichtbogen zur Funkenentladung. Es ist seit langem bekannt, daß das Funkenspektrum im allgemeinen einfacher ist als das Bogenspektrum eines Elementes, und es gibt fast in jedem Funkenspektrum Linien, die dort heller sind als im Lichtbogen. Vergrößert man die Intensität des Funkens, so treten diese Linien immer mehr gegen die übrigen hervor, so daß man sich schließlich ein Spektrum denken kann, in dem nur diese verstärkten Linien überhaupt noch vorhanden sind. Man verdankt ausschließlich Lockyer die Erforschung dieser Linien und den Hinweis darauf, daß sie mit vielen Linien in den Spektren der Sterne zusammenfallen. In den Jahren 1879<sup>1)</sup> und 1881<sup>2)</sup> untersuchte Lockyer die Wirkung hochgespannter Entladungen auf die Linien der Metalle und beobachtete, daß bestimmte Linien sich aufhellten, wenn Funken durch eine mit dem Dampf des Metallsalzes erfüllte Flamme hindurchgingen, und ebenso, wenn er bei der Erzeugung der Spektren vom Lichtbogen zum Funken überging. Besonders sind es zwei Eisenlinien mit den Wellenlängen  $\lambda = 4924.1$  und  $\lambda = 5018.6$ , die auf diese Weise verstärkt werden. Lockyer vertritt den Standpunkt, daß der Übergang von Bogen zu Funken eine wesentliche Steigerung der Temperatur bedeutet und daß daher diese Verstärkungen von der enormen Hitze im Funken herrühren. In einer späteren Veröffentlichung<sup>3)</sup> gibt er sieben verstärkte Eisenlinien an und glaubt, daß der Schluß gerechtfertigt ist, diese sieben Linien würden das Spektrum des Eisens bei einer Temperatur ausmachen, welche der des elektrischen Funkens entspricht. Dementsprechend unterscheidet Lockyer folgende vier verschiedene Typen von Spektren<sup>4)</sup>, wobei er das Eisen immer als Musterbeispiel benutzt:

(1) Das Flammenspektrum. Es besteht nur aus wenigen Linien, mit inbegriffen die bekannten Triplets und viele kräftige Linien im Ultraviolett.

(2) Das Bogenspektrum. Es enthält (beim Eisen) einige Tausend Linien.

(3) Das Funkenspektrum. Dieses unterscheidet sich von dem Bogenspektrum durch die Verstärkung einiger der kurzen Linien und Abschwächung der Helligkeit der übrigen.

(4) Ein Spektrum, welches nur noch aus den Linien besteht, die

1) Proc. Roy. Soc. **30**. 22. 1879.

2) a. a. O. **32**. 204. 1881.

3) a. a. O. **60**. 475. 1897.

4) a. a. O. **61**. 148. 1897.

im Funken heller werden; dasselbe würde nur bei den höchsten Temperaturen wahrnehmbar werden.

Es wurde eine große Zahl von Substanzen auf ihre verstärkten Linien hin untersucht und die Wellenlängen einiger weniger ist auch publiziert. Der anfänglich benutzte Apparat bestand aus einem Induktor von Apps, der Funken von 10 Zoll Länge lieferte, in Verbindung mit großen Leydener Flaschen. Die Spektre wurden mit einem Prismenapparat photographiert; so erhielt man die verstärkten Linien von Eisen, Calcium und Magnesium. In einer späteren Veröffentlichung<sup>1)</sup> finden sich die Resultate, welche sich bei Benutzung von wesentlich größeren Apparaten ergaben, eines Induktors von Spottiswoode mit 42 Zoll Schlagweite und einer Kapazität, die von einer Leydener Flasche mit einer einzelnen Gallone Inhalt bis zu zwölf Flaschen mit je 15 Gallonen Inhalt variierte. Später wurde statt dessen ein Plattenkondensator von 30 Quadratfuß Oberfläche benutzt. Die Spektre wurden mit einem großen Rowland-Gitter photographiert und die Wellenlängen der verstärkten Linien von Aluminium, Wismut, Chrom, Kupfer, Eisen, Magnesium, Mangan, Titan und Vanadium ermittelt. Einige Ergänzungen für Kupfer sind kürzlich von King<sup>2)</sup> gegeben worden, ebenso für Titan, Eisen und Nickel von Reese<sup>3)</sup>.

Warum die Temperatur des Funkens so enorm viel höher sein sollte als die des Lichtbogens, ist schwer einzusehen. Von anderen Gründen abgesehen besitzt der Funke keineswegs eine so gewaltige erhitzende Wirkung auf die Elektroden wie der Bogen. Es ist zwar sehr wahrscheinlich, daß das einfachere Funkenspektrum von einer einfacheren Form der Materie herrührt, wie Lockyer das annimmt, aber daraus folgt noch keineswegs, daß gerade die Temperatur der Faktor ist, welcher diese Dissoziation veranlaßt. Dagegen erscheint es nicht unwahrscheinlich, daß wir den Grund in dem enorm schnellen Wechsel der elektrischen Spannung, wenn man so sagen darf, suchen dürfen, welcher in der Funkenentladung auftritt. Moderne Theorien schreiben Spektrallinien der Vibration einzelner Elektronen oder einzelner Gruppen von Elektronen zu, die mit den Atomen verbunden sind. Die Phänomene der Radioaktivität zeigen, daß die Elektronenbewegungen wahrscheinlich nicht von der Temperatur abhängen, sondern vielmehr als eine Äußerung der Atome oder der Moleküle anzusehen wären. Wenn daher ein Wechsel der Versuchsbedingungen eine Änderung des Linienspektrums hervorruft, so muß dieselbe anderen Ursachen als der Temperatur zugeschrieben werden; möglicherweise liegt sie in der verschiedenen Erregung in dem Funken. Immerhin spricht der Augenschein für eine wirkliche Dissoziation, so daß wir diese in Betracht ziehen müssen.

Alle bisher als radioaktiv erfundenen Substanzen besitzen hohes Atomgewicht, es ist daher zu erwarten, daß sie die weniger stabilen sind. Es ist jedoch keineswegs unmöglich, daß auch Elemente von niedrigerem Atomgewicht radioaktiv werden können, wenn man sie

1) a. a. O. **65**. 452. 1899.

2) *Astrophys. Journ.* **20**. 21. 1904.

3) a. a. O. **19**. 322. 1904.

nur durch Anwendung irgend einer Kraft unstabil machen könnte. Ließe es sich nicht etwa denken, daß unter der großen Spannung, die bei der Funkenentladung auftritt, ein für gewöhnlich ganz stabiles Element radioaktiv werden und in ähnlicher Weise zerfallen könnte, wie das Radium und seinesgleichen? Haben wir hier nicht etwa einen Fall von „künstlicher Radioaktivität“? Sicher ließe sich unter diesem Gesichtspunkt eine Reihe sehr merkwürdiger Erscheinungen erklären. In erster Linie dürften wir dann Lockyers verstärkte Spektrallinien den Produkten des radioaktiven Zerfalls der Elemente zuschreiben; es wäre dann sein Protocalcium ein Zerfallprodukt des Calciums, welches nicht durch enorm hohe Temperatur, sondern einfach durch radioaktive Zersetzung entstanden wäre. Durch diese Annahme würden die schönen Resultate, die Lockyer durch die Anwendung seiner Beobachtungen auf die Erklärung der Sternspektra gemacht hat, in keiner Weise geändert werden, nur die Schlüsse auf die Temperatur der Sterne würden hinfällig.

Die Annahme Lockyers, daß die Sterne außerordentlich hohe Temperaturen besitzen, kann richtig oder falsch sein; unsere Erfahrung ist nur, daß sie aus Protocalcium und wie die Stoffe alle heißen bestehen. Ob diese Substanzen in dem Stern wirklich aus Calcium usw. entstanden sind, oder ob sie in ihrer Lebensgeschichte noch nicht dieses Stadium erreicht haben, ist eine andere Frage.

Zweitens lassen sich die merkwürdigen Resultate von Schenck auf Grund dieser Hypothese erklären; er fand bei seinen Untersuchungen die Spuren von Teilchen<sup>1)</sup>, welche mit großer Geschwindigkeit von den Elektroden ausgeschleudert wurden, sobald die Funkenentladung einsetzt. Hier haben wir vielleicht sichtbare Zeichen des radioaktiven Prozesses, entsprechend den  $\alpha$ -Partikeln des Radiums. Es ist zwar wahr, daß die von Schenck beobachtete Geschwindigkeit sehr viel geringer ist als die der  $\alpha$ -Teilchen des Radiums, nämlich nur 2·5 km per Sekunde, doch wird damit die Hypothese noch nicht notwendigerweise hinfällig.

Schließlich liegt in ihr vielleicht die Erklärung für die Resultate, welche man bei Durchgang des Funkens durch Sauerstoff findet, daß man nämlich leichte und schwere Bestandteile<sup>2)</sup> dieses Gases erhält. Zur Prüfung dieser Tatsachen sollen Experimente unternommen werden<sup>3)</sup>.

**Die Spektren der Gase.** Die Erzeugung von Leuchterscheinungen in Gasen unterscheidet sich sehr wesentlich von den zuvor beschriebenen Methoden. Sie verlangt sehr viel Sorgfalt, weil die Gegenwart von kleinen Mengen von Verunreinigungen das Resultat völlig zu fälschen vermag. Im allgemeinen bringt man Gase dadurch zum Leuchten, daß man durch sie bei verringertem Druck die Entladungen eines Induktors hindurchschickt. Die Vorbereitung und

1) Vgl. S. 296.

2) Baly, Proc. Roy. Soc. 57. 468. 1895.

3) Nach einer brieflichen Mitteilung des Verfassers sind dieselben gegenwärtig wieder aufgenommen. D. Ü.

Füllung von Vakuumröhren muß also mit Vorsichtsmaßregeln zur Fernhaltung solcher Verunreinigungen vorgenommen werden, weil die Gasmenge in jedem Rohr so klein ist, daß minimale Zusätze anderer Gase eine relativ große Bedeutung gewinnen. Einige Aufnahmen von Spektren sind auch an Gasen bei Atmosphärendruck gemacht worden; man ließ die Funken eines Induktors in dem Gase zwischen Platinspitzen übergehen, indem man eine Röhre von der Art der in Fig. 139 abgebildeten benutzte. Das Gas ist über Quecksilber in Röhre a eingeschlossen; eingeschmolzen sind zwei Platindrähte, zwischen denen die Funken überspringen. Wie später auseinander gesetzt wird, geben einige Gase verschiedene Spektren, je nachdem man eine Leydener Flasche in den Stromkreis nimmt oder nicht; der kondensierte oder der nicht kondensierte Funken kann daher je nach Bedarf benutzt werden, doch darf in letzterem Fall die Entladung nicht so stark sein, daß die Elektroden glühend werden.

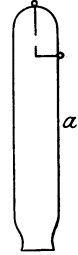


Fig. 139.

Bei weitem die gebräuchlichste Art ist es aber, die Gase unter verringertem Druck der Wirkung einer Entladung auszusetzen. Man hat verschiedene Formen von Röhren benutzt. Die praktischsten von ihnen sind in Fig. 140 unter a, b und c abgebildet

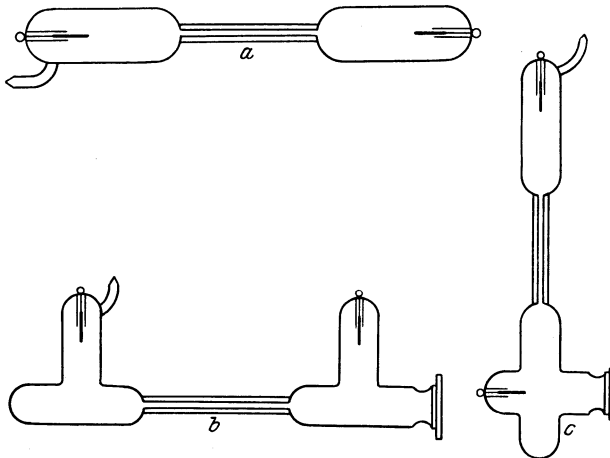


Fig. 140.

Die Röhre von der unter a gezeichneten Form wurde zuerst von Plücker angegeben. Er fand, daß, wenn man ein Kapillarrohr zwischen zwei weitere Rohrteile einschaltet, die Helligkeit des Leuchtens in dem engen Teil ungeheuer gesteigert wird. Die Formen b und c sind so eingerichtet, daß man das glühende Gas durch eine Quarzplatte hindurch beobachten kann. Man vermeidet dadurch die Absorption der ultravioletten Strahlen. Bei b sieht man auf den Kapillarteil in der Längsrichtung, und c wird gebraucht, wenn man

die Glimmerscheinung um die Elektrode herum beobachten will. Je nach dem speziellen Charakter der Versuche sind im Lauf der Zeit vielerlei Formen von Vakuumröhren ersonnen worden; man wird aber finden, daß für alle gewöhnlichen Untersuchungen eine der drei angegebenen Formen genügt. Jedes dieser Rohre ist mit zwei Elektroden gezeichnet. In einigen Fällen lassen diese sich jedoch nicht verwenden, vielmehr wird es nötig, die Enden der Röhren mit Stanniol zu umwickeln und dieses mit den Sekundärpolen des Induktors zu verbinden. Meiner Meinung nach empfiehlt es sich nicht, elektrodenlose Röhren zu verwenden, wenn die Umstände es nicht absolut erfordern. Denn wenn sie auch leichter anzufertigen sind, so lassen sie sich doch nicht entsprechend leicht füllen, und außerdem erhält man leicht das Leydener Flaschenspektrum des Gases, falls es eines gibt. Eine weitere Untugend besteht darin, daß diese Röhren leicht durchlagern werden, wenn die Entladung zu stark<sup>1)</sup> wird.

Für die Anfertigung einer Vakuumröhre soll folgende Anweisung gegeben werden: Der wichtigste Teil einer Röhre ist die Elektrode, Ist diese nicht in der richtigen Weise hergestellt, so kann sie eine Quelle endloser Mühe werden und wird es gewöhnlich auch. Außer für spezielle Zwecke bestehen die Elektroden gewöhnlich aus Aluminiumdraht, und zwar, weil Aluminium wegen seiner großen Leitfähigkeit nicht leicht heiß wird und sich daher die Gefahr des Schmelzens verringert. Manchmal benutzt man auch Platin, doch wird dieses Metall stets sehr heiß und „zerstäubt“ auch beträchtlich. Es schlägt sich dann ein Spiegel auf den Wänden des Rohres in der Nähe der Elektroden und zwar besonders an dem negativen Pol nieder. Benutzt man eine Aluminiumelektrode, so muß diese mit einem Stück Platindraht verbunden werden, weil nur dieser sich in das Glas einschmelzen läßt. Die beiden Drahtenden lassen sich leicht vereinigen, wenn man das äußerste Ende des Aluminiumdrahtes in einer feinen Gebläseflamme erhitzt und den Platindraht mit leichtem Druck dagegen hält, bis das Aluminium schmilzt und das Platin hineindringt. Die Verbindungsstelle wird sofort aus der Flamme gezogen und erweist sich nach der Abkühlung als sehr haltbar. Bevor man diese Operation ausführt, empfiehlt es sich, die beiden Drähte in der gewünschten Länge abzuschneiden; man kann dann jeden mit einer Pinzette oder feinen Zange anfassen und leicht handhaben. Nun muß man den Platindraht mit Glas umhüllen, um zu vermeiden, daß die Entladung von irgend einem Teil seiner Oberfläche aus erfolgt. Zu diesem Zweck zieht man vor der Gebläselampe ein Stück Glasrohr so weit aus, daß es sich gerade über den Aluminiumdraht schieben läßt; befinden sich an der Vereinigungsstelle von Aluminium und Platin Verdickungen, welche die Glashülle am Verschieben hindern, so feilt man sie fort. Die Elektrode mit ihrer Hülle ist in Fig. 141 bei a abgebildet. Der nächste Schritt ist die Verschmelzung dieses Glasmantels mit dem Platindraht in einer Flamme mit feiner

---

<sup>1)</sup> Hamy benutzte Metallhülsen, die über die Rohrenden übergeschoben und mit gepulvertem Graphit ausgestopft wurden, und vermied auf diese Weise das Durchschlagen der Rohre bei der Entladung.

Spitze, wie in *b* gezeigt. Hierauf schmilzt man eine kleine Menge blauen Emailleglases, wie in *c*, um das Ende des Drahtes, wobei man Sorge trägt, daß Emailleglas und gewöhnliches Glas gut verblasen werden, und daß das erstere in der größeren Menge vorhanden ist. Der Grund für die Verwendung des Emailleglases liegt in der Tatsache, daß es nicht möglich ist, das Platin in das gewöhnliche Thüringer Glas einzuschmelzen, ohne daß die Schmelzstelle bei der Abkühlung springt, weil die Ausdehnungskoeffizienten von Platin und Glas zu verschieden sind. Der Ausdehnungskoeffizient des Emailleglases liegt in der Mitte zwischen beiden und ermöglicht dadurch ein sicheres Einschmelzen des Platins. Bleiglas andererseits bedarf keines besonderen Einschmelzglas, es ist aber sehr viel schwerer zu handhaben, weil das Bleioxyd sich sehr leicht zu Blei reduziert. Einige Emailen werden auch aus Bleiglas hergestellt, doch sind sie meiner Meinung nach aus demselben Grunde weniger brauchbar, als die blaue Natronemaille.

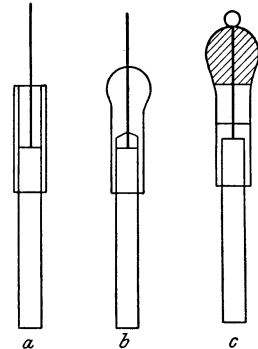


Fig. 141.

Die Elektrode ist jetzt zum Einschmelzen fertig. Man schließt das Rohrende ab, macht es rund und bläst ein kleines Loch hinein. Dieses füllt man mit Emaille, läßt das Ganze abwechselnd zusammenfallen und bläst wieder auf, bis die Oberfläche vollständig eben und rund ist. Hierauf macht man in diese Emaille wiederum ein Loch, fügt die Elektrode ein, schmilzt deren Emailleklumpen sorgfältig mit den Rändern des Loches zusammen und verbläst das Ganze, bis eine gute Verbindung gesichert ist. Die drei Stufen sind in Fig. 142 abgebildet; *a* ist das Rohr mit der in das Ende eingeschmolzenen Emaille;

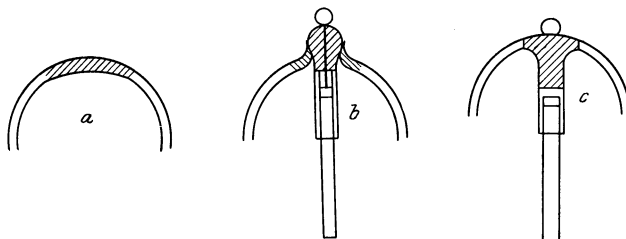


Fig. 142.

*b* das gleiche mit einem Loch in der Emaille und der auf den Rand gesetzten Elektrode; und *c* ist die fertige Verschmelzung. In allen drei Figuren bedeutet der schattierte Teil die Emaille; die Zurichtung des Rohrendes durch Einschmelzen von etwas Emailleglas vor dem Einsetzen der Elektrode ist sehr nötig, weil sie stets eine bessere Verbindung sichert.



Man wird finden, daß so eingesetzte Elektroden für alle gewöhnlichen Gase völlig befriedigen. Will man sehr starke Ströme benutzen, so müssen die Aluminiumdrähte ziemlich dick sein.

Die einatomigen Gase Neon, Krypton usw. erfordern eine kleine Veränderung in der Elektrode, wenn man den Strom eine lange Zeit hindurchsenden will. Aus irgend einem Grunde werden nämlich sogar Aluminiumelektroden in diesen Gasen sehr heiß, müssen also sorgfältiger angefertigt werden, wenn man ihren schnellen Zerfall<sup>1)</sup> verhüten will. Man nimmt dicken Aluminiumdraht und bohrt längs der Achse ein feines Loch eine kurze Strecke weit hinein. In dieses führt man den Platindraht ein und preßt das Aluminium mit einer Zange an; hierdurch wird das Platin festgehalten. Die Glashülle wird aus einem Kapillarrohr von Emaille gebildet, das man mit einem Stück gewöhnlichen Glases zusammensetzt, wie in Fig. 143 gezeigt

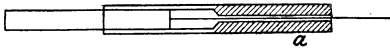


Fig. 143.

wird, wo die Elektrode bereits eingeführt ist. Das Emaillerohr wird an dem äußeren Ende an das Platin geschmolzen, und zwar muß die Stelle wenigstens einen halben Zoll von dem Aluminium entfernt sein. Hierauf wird die Elektrode in der gewöhnlichen Weise fertiggestellt.

Eine sehr wichtige Vorsichtsmaßregel, die stets getroffen werden muß, ist die sorgfältige Reinigung des Glases der Vakuumröhre; natürlich soll dies geschehen, bevor man die Elektroden eingeschmolzen hat. Man füllt die Röhre ganz mit heißer Chromsäure (Kaliumbichromat und konzentrierte Schwefelsäure) und läßt sie kurze Zeit darin stehen. Hierauf wird sie sorgfältig mit destilliertem Wasser ausgespült und getrocknet. Ebenso sollten auch die Röhren, aus denen das Vakuumrohr angefertigt wurde, vor dem Gebrauch gereinigt werden.

Die Füllung der Vakuumröhre mit einem Gas läßt sich mit Hilfe der in Fig. 144 abgebildeten Vorrichtung durchführen. Hier ist A eine Quecksilberpumpe, welche durch die Trockenröhre a, die Phosphorpenoxyd enthält, und den Hahn b mit dem Apparat zur Gasfüllung verbunden ist. Dieser ist in B, die Vakuumröhre in C abgebildet. Der Füllapparat besteht aus einer Kugel c mit vier seitlichen Rohren, von denen eines zu dem Sperrhahn d und dem umgekehrten Heber führt; ein zweites leitet zu dem Trockenrohre e (Phosphorpenoxyd) und dem Hahn f; das dritte und das vierte Rohr führen zu den Hähnen b und g. Das Vakuumrohr C ist mit dem Hahn f verbunden und die Zuleitung hat bei h eine verengerte Stelle. Der umgekehrte Heber d taucht in Quecksilber, welches sich, wie die Figur zeigt, in einem Glastrog befindet. Es ist von großem Vorteil, wenn in einem Apparat wie dem vorstehenden alle Verbindungen mit Hilfe eines Handgebläses verblasen sind, um die Abwesenheit jeder Undichtigkeit zu sichern; durch die Seitenansätze k, k bläst man während des Verschmelzungsprozesses Luft ein. Über das Ende

<sup>1)</sup> Baly, Phil. Trans. **202**. A. 183. 1903.

des umgekehrten Hebers *d* ist das Rohr *i* gestülpt, welches das für den Versuch gewünschte Gas enthält. Solche gasgefüllten Röhren hebt man am besten unter Quecksilber in einem Porzellantiegel stehend auf, wie bei *l* abgebildet<sup>1)</sup>. Man kann so das Gas in den leergepumpten Apparat einströmen lassen, indem man das Rohr *i* herunterdrückt, bis das Ende des Hebers in das Gas hineinragt, und

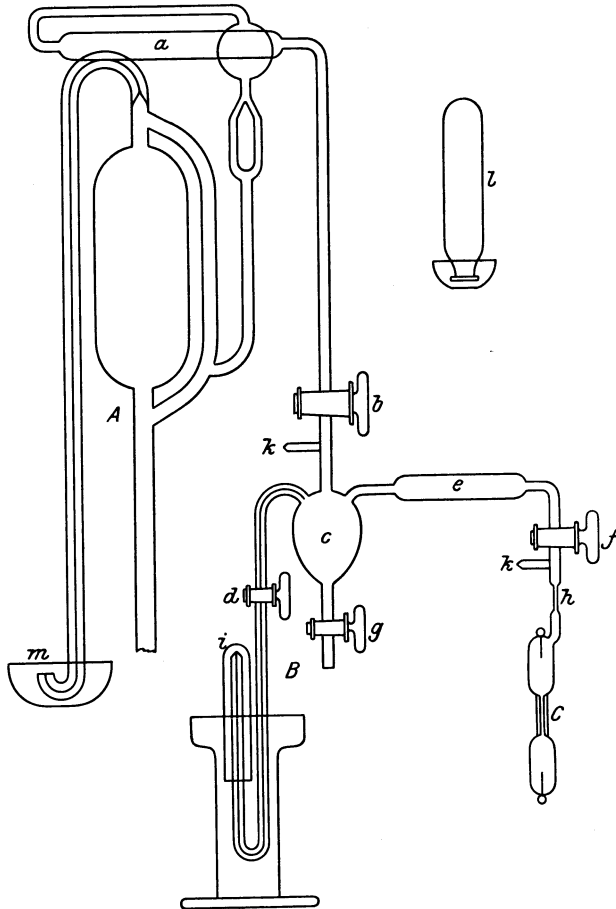


Fig. 144.

indem man dann den Sperrhahn *d* öffnet. Es ist daher nötig, daß der umgekehrte Heber voll Quecksilber ist, bevor man das Gas einläßt, und das ist auch das erste, worauf man beim Füllen eines Vakuumrohres zu achten hat. Beginnt der Apparat leer zu werden,

<sup>1)</sup> Eine volle Beschreibung der modernen Methoden der Gasbehandlung findet man bei M. W. Trevers, *The Study of Gases*, McMillan Co. 1901, deutsch: Experimentelle Untersuchung von Gasen, übersetzt von T. Estreicher. Vieweg, Braunschweig 1905.

so wird der Hahn d langsam geöffnet, während das Ende des Hebers unter Quecksilber steht; dieses strömt ein, und man läßt es bis eben über den Hahn steigen und schließt ihn dann wieder. Jetzt wird der ganze Apparat sorgfältig leer gepumpt und der Sekundärstrom eines Induktors (gleicher Größe, wie er später benutzt werden soll) wird durch die Vakuumröhre geschickt. Es gibt immer einige Quellen der Verunreinigung in jeder Vakuumröhre, die entfernt werden müssen, bevor man das Gas einläßt, wenn man ein reines Spektrum zu erhalten wünscht. Es sind dies die Feuchtigkeit auf den Glaswänden und der Elektrode, eine kleine Menge Wasserstoff, die offenbar in den Aluminiumelektroden okkludiert ist, und manchmal auch schmutzige Glasoberflächen. Die beiden ersten sind fast ausschließlich Quellen für Wasserstoff, die letzte für Kohlensäure.

Gerade die Kohlensäure aber bietet die größte Schwierigkeit; doch kann man sie vollständig vermeiden, wenn man das Rohr, wie zuvor angegeben, sorgfältig mit Chromsäure reinigt. Wir brauchen uns also nur mit den ersten zwei Fehlerquellen zu beschäftigen; diese lassen sich fortschaffen, indem man das Auspumpen fortsetzt, während Entladungen durch die Röhre gehen, bis kein Wasserstoff mehr entwickelt wird. Dies dauert gewöhnlich nur kurze Zeit und läßt sich noch beträchtlich beschleunigen, wenn man einen starken Strom durch die Röhre schiekt und sie vorsichtig mit einer Bunsenflamme erwärmt. Die Verdünnung sollte so hoch wie möglich getrieben werden, d. h. bis die Röhre hellgrüne Phosphoreszenz zeigt, oder die Entladung überhaupt nicht mehr hindurchgeht. Das Spektrum der Entladung läßt sich jederzeit mit einem einfachen geradsichtigen Prisma beobachten, wie es Seite 86 beschrieben wurde. Wird das Bandenspektrum der Kohle sichtbar, weil Kohlendioxyd anwesend ist, so wird es im allgemeinen viel mühsamer sein, eine genügend hohe Verdünnung zu erreichen. Man muß unter diesen Umständen die Röhre so stark wie möglich erhitzen, eine kleine Menge Luft zulassen und wieder leer pumpen; dieser Prozeß ist so oft zu wiederholen, bis die Kohlebanden verschwinden. Erweisen sie sich als sehr hartnäckig, so hilft es manchmal, wenn man den Hahn b schließt und dann das Vakuumrohr mit Luft füllt, indem man vorsichtig den Sperrhahn g öffnet. Pumpt man jetzt das Rohr wieder leer, so wird man häufig finden, daß die Kohlebanden verschwunden sind.

Ferner muß man darauf achten, daß man vollständig reines Phosphorpentoxyd in den Trockenrohren a und e benutzt; die Substanz muß frei von niedrigen Oxyden sein, da diese sehr schädlich wirken. Eine Probe der Substanz, die man an der Luft stehen läßt, soll sich in eine völlig farblose Masse von Metaphosphorsäure ohne jeden roten oder gelben Fleck verwandeln.

Ist die Vakuumröhre leer gepumpt, so läßt man eine kleine Menge des gewünschten Gases ein; der Hahn b wird geschlossen und das Rohr i über den umgekehrten Heber gedrückt. Hierauf öffnet man langsam den Hahn d, bis das Quecksilber gerade hindurchfließen kann. Hat eine Quecksilbermenge den Hahn passiert, deren Volumen dem gewünschten Gasvolumen (welches kleiner als das ganze Heber-

volumen sein sollte) gleich ist, so hebt man das Rohr i so hoch, daß jetzt wieder Quecksilber das Ende des Hebers bedeckt. Das Gas tritt in den Apparat ein und ist von einer Quecksilbersäule gefolgt. Man schließt den Hahn d, wenn diese zweite Quecksilbersäule beginnt, ihn zu durchlaufen. Im allgemeinen wird ein Gasvolumen, welches zwei bis drei Zoll der Kapillare füllt, hinreichend sein; doch ist es besser, etwas zu viel Gas einzulassen und den Druck langsam zu verringern, indem man den Heber b öffnet, bis die günstigste Leuchterscheinung in dem Vakuumrohr eingetreten ist. Jetzt kann man die Röhre verschließen, indem man sorgfältig mit einer feinen Stichflamme an der engen Stelle h abschmilzt. Ist das Gas sehr wertvoll, so kann man es aus den übrigen Apparateilen wieder herauspumpen und bei m an der Austrittsstelle der Pumpe wieder sammeln.

Wünscht man in der Vakuumröhre die Spektre von Dämpfen solcher Körper zu erhalten, die bei gewöhnlicher Temperatur fest sind, so ist eine besondere Vorrichtung zur Füllung nicht erforderlich; vielmehr bringt man etwas Substanz in das Rohr, bevor es angesetzt ist und schmilzt es dann in horizontaler Lage an die Pumpe. Ist das Rohr vollständig leer, so erhitzt man es, bis die Verdampfung des Körpers beginnt und das Spektrum auftritt. Man setzt die Erhitzung noch so lange fort, bis alles Gas, das etwa in dem Körper okkludiert war, entfernt ist und schmilzt die Röhre dann ab.

Einzelne Substanzen erfordern besondere Vorsichtsmaßregeln bei der Erzeugung ihres Spektrens. Hierfür sollen einige Beispiele gegeben werden. Die neuen Gase — Helium, Neon, Argon, Krypton und Xenon — haben, wie schon oben erwähnt, die merkwürdige Eigenschaft, die Elektroden in den Vakuumröhren sehr beträchtlich zu erhitzen und hierdurch eine zweite Menge Wasserstoff<sup>1)</sup> zu entwickeln. Bringt man also in eine vorher nach den oben gegebenen Vorschriften sorgfältig evakuierte Röhre, aus der auch aller loslösbare Wasserstoff entfernt war, eine kleine Menge eines dieser Edelgase, so tritt sofort eine neue Menge Wasserstoff auf und zwar in einem solchen Betrage, daß das gesuchte Gasspektrum völlig verschleiert wird. Es ist daher nötig, diesen Wasserstoff zu entfernen, weil man erst dann das Spektrum des neuen Gases rein erhalten kann; und zwar kann das nur durch wiederholte Zuführung kleiner Mengen von Argon und neue Evakuierung geschehen, und dieses Verfahren muß so oft wiederholt werden, bis die Wasserstofflinien aus dem Spektrum verschwinden. Jedes der neuen Edelgase würde diesem Zweck entsprechen, doch ist Argon zurzeit das einzige, mit dem wir so verschwenderisch umgehen dürfen. Es ist höchst merkwürdig, daß die Wirkung ausbleibt, wenn die Gase nicht ganz rein sind, d. h. wenn sie zweiatomige Verunreinigungen enthalten. Ein zweiter interessanter Punkt ist, daß bei diesen Gasen, wenn sie rein sind, die sogenannte elektrische Zerstäubung der Elektroden sehr schnell eintritt, die Erscheinung nämlich, daß das Aluminium subli-

---

1) Baly a. a. O.

miert und sich als Spiegel auf den benachbarten Glaswandungen niederschlägt. Ebenso bringen diese Gase den Quecksilberdampf mit großer Leichtigkeit mit sich in die Vakuumröhre, sein Spektrum tritt daher sehr stark auf, oft so stark, daß es das Spektrum des anderen anwesenden Gases verdeckt. Diese Störung fällt jedoch fort, wenn man die Entladung einige Minuten durch die Röhre hindurchgehen läßt; offenbar wird dann das Quecksilber von den Elektroden absorbiert.

Chlor und Brom können nicht über Quecksilber gehalten werden, sie erfordern daher eine besondere Behandlung. Das einfachste Verfahren ist, ein Metallchlorid oder -bromid zu verwenden, welches sich durch Wärme zersetzt. Man braucht dann nur eine kleine Menge des Salzes in ein Seitenrohr zu bringen, welches man an die Vakuumröhre ansetzt. Ist diese leer gepumpt, so kann man das Salz schmelzen und das Halogen vergasen lassen. Besonders gut lassen sich die Goldsalze benutzen, denn das Chlorid zerfällt schon bei  $250^{\circ}$  C und das Bromid sogar schon bei etwa  $120^{\circ}$  C. Bei der Abkühlung wird das Halogen langsam wieder absorbiert. Man muß also die Röhre wieder von neuem anwärmen, wenn man sie benutzen will. In diesen Fällen ist jedoch die gewöhnliche Aluminiumelektrode nicht zu verwenden, da sich sonst die stabilen Halogensalze dieses Metalles bilden. Statt ihrer nimmt man besser Platinelektroden, die man mit einem Emailleüberzug soweit schützt, daß nur ein sehr kurzes Stück herausragt. Besser noch benutzt man elektrodenlose Röhren.

Eine weitere Schwierigkeit, der man manchmal bei dem Arbeiten mit Vakuumröhren begegnet, besteht in dem allmählichen Verschwinden des Gases in der Röhre, wegen Absorption, Zersetzung, Polymerisation oder einer ähnlichen Ursache. Die neuen einatomigen Gase neigen sehr dazu, sich langsam absorbieren zu lassen. Da das aber sehr lange dauert, so besteht der einfachste Ausweg darin, daß man die Röhre wieder öffnet und neu füllt, wenn der Druck zu gering geworden ist. Cyan ist ein gutes Beispiel für ein Gas, welches sich unter Wirkung der Entladung polymerisiert. Dies geschieht so schnell, wenn das Gas rein ist, daß der Strom nur wenige Minuten nach Einführung des Gases hindurchgehen kann. In solchen Fällen empfiehlt es sich, den Aufbau so einzurichten, daß die Vakuumröhre sich gegenüber dem Spalte des Spektroskops befindet. Man füllt die Röhre in dieser Stellung und läßt neues Gas zu, in dem Maße, in dem das alte verschwindet. Auf diese Weise kann man das Spektrum photographieren, ohne die Vakuumröhre abzuschmelzen.

Im Falle des Cyans<sup>1)</sup> ist das Produkt der Polymerisation ein brauner Niederschlag (Paracyan). Deswegen wurde bei manchen Versuchen über das Spektrum dieses Gases eine Vakuumröhre mit Längsdurchschnitt benutzt, welche dem Spalt gegenüber aufgestellt war. Infolgedessen beeinflusste der Niederschlag von Paracyan auf den Kapillarwänden nicht die Helligkeit. Siliciumtetrafluorid ist ein anderes Beispiel eines Gases, welches in genau derselben Weise behandelt werden muß.

---

1) Baly und Syers, Phil. Mag. (6) 2. 386. 1901.

Unter den Anweisungen, die oben für die Füllung einer Vakuumröhre gegeben waren, war kurz bemerkt, daß der Druck des Gases in ihr so reguliert werden sollte, daß sich das beste Resultat ergab. Der Gasdruck übt häufig einen sehr beträchtlichen Einfluß auf die Schärfe der Spektrallinien sowie auf die relative Sichtbarkeit der Komponenten eines Gasgemisches aus. Ein Beispiel für die erste Wirkung kann man den neuen einatomigen Gasen entnehmen; denn wenn der Druck sich nicht innerhalb bestimmter enger Grenzen hält, so werden die Strahlungen sehr undeutlich. Dies gilt für Krypton im Orange und für Xenon über das ganze Spektrum<sup>1)</sup> hin. Bei der Füllung von Röhren mit Xenon ergab sich, daß, wenn der Druck nicht unter einer gewissen Grenze lag, welche nicht gemessen wurde, voraussichtlich aber etwa 1—2 mm betrug, die Linien hoffnungslos verwirrt waren. Dies gilt besonders für das Spektrum, welches man unter Einschaltung einer Leydener Flasche im Stromkreis erhält. Die Linien haben dann in vielen Fällen eine Breite von 6—8 Å.-E. und zeigen sich auf einem kontinuierlichen Hintergrunde. Wird der Druck langsam verringert, so verschwindet der kontinuierliche Hintergrund und schließlich werden die Linien absolut scharf. Überhaupt findet man häufig bei dem Arbeiten mit verdünnten Gasen, daß es einen bestimmten Druck gibt, bei dem der beste Effekt auftritt.

Die zweite Wirkung des Druckes, nämlich die auf die relative Sichtbarkeit der Komponenten eines Gemisches von Gasen wird gut durch einige Resultate veranschaulicht, welche Collie und Ramsay bei einem Gemisch von Helium und Wasserstoff<sup>2)</sup> erhielten. Bei einer Mischung von zwei Teilen Wasserstoff und einem Teil Helium war das letztere bei einem Druck von 2·61 mm unsichtbar. Bei einem Druck von 0·43 mm jedoch war das Heliumspektrum deutlich und wurde kräftiger, je mehr der Druck verringert wurde, bis bei 0·072 mm die rote Linie so hell war wie die rote Wasserstofflinie; bei 0·012 mm schließlich überwog das Heliumspektrum. Dasselbe galt für andere Mischungsverhältnisse derselben Gase, und es stellte sich heraus, daß je weniger Helium in dem Gemisch enthalten war, man den Druck um so mehr verringern mußte, um es sichtbar zu machen. Allgemein gesagt ist also der Druck ein allmächtiger Faktor in der spektroskopischen Untersuchung von Gasgemischen. Einige interessante quantitative Beobachtungen über die Spektre gemischter Gase sind kürzlich von Nutting<sup>3)</sup> veröffentlicht worden. Ferner hat man gefunden, daß bei dem Durchgang der Entladung durch ein Gemisch zweier Gase diese sich trennen und das eine im negativen Glimmlicht, das andere in dem positiven Licht zum Vorschein kommt<sup>4)</sup>.

Einige Worte sollen hier über die Erzeugung von Phosphoreszenz an festen Körpern gesagt werden, d. h. die Erzeugung einer Lumineszenz unter der Einwirkung von Kathodenstrahlen. Verschiedene

---

1) Baly a. a. O.

2) Proc. Roy. Soc. **59**. 257. 1896.

3) Astrophys. Journ. **19**. 105. 1904.

4) Baly, Phil. Mag. (5) **35**. 200. 1893; J. J. Thomson, Nature, **52**. 454. 1895.

Röhrenformen sind zur Vorführung dieses Effektes seit der von Crookes bekannter Arbeit angegeben worden. Eine der einfachsten ist in Fig. 145 abgebildet.

Die Kathodenteilchen werden ja bekanntlich von dem negativen Pol normal zu seiner Oberfläche fortgeschleudert und bewegen sich

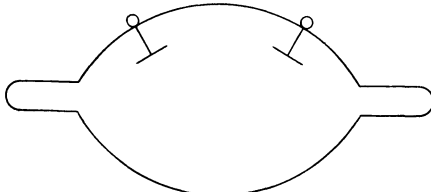


Fig. 145.

in geraden Linien. Die dünnen flachen Elektroden, die die Figur zeigt, eignen sich daher besonders gut dazu, die Strahlen auf eine Substanz zu werfen, welche auf dem Boden des Gefäßes liegt. Die Methoden der Zurichtung und Evakuierung dieser Röhren gleichen den für die gewöhnlichen Vakuum-

röhren schon angegebenen so sehr, daß es überflüssig erscheint, sie ausführlich zu beschreiben. Der wichtigste Punkt bei diesen Gefäßen ist die Notwendigkeit sehr hoher Vakua. Es empfiehlt sich, während des Abspumpens die Röhre vorsichtig mit einem Bunsenbrenner zu erhitzen, um das an den Wänden und in der Substanz okkludierte Gas heraus zu treiben. Treibt man zuerst die Verdünnung sehr hoch und läßt dann einen Strom durch das Rohr gehen, so wird man im allgemeinen finden, daß sofort von den verschiedenen Teilen der Röhre eine beträchtliche Menge von Kohlensäure und Wasserstoff abgegeben wird. Es ist natürlich nötig, daß diese vollständig entfernt wird, ehe man die Röhre fertig macht. Man erreicht dies Ziel durch Geduld, indem man dauernd die Röhre erhitzt und wieder auspumpt und dies Verfahren so lange wiederholt, bis kein Gas mehr auftritt. Hiervon überzeugt man sich in einfacher Weise, indem man noch weiter erwärmt und die Wirkung auf das Aussehen der Entladung beobachtet. Natürlich darf eben keine Wirkung mehr auftreten. Die Grenze, bis zu der eine solche Röhre zu evakuieren ist, muß für jede Röhre ausprobiert werden. Man wird finden, daß die Phosphoreszenz während des Abspumpens stetig wächst bis zu einem Maximalwert und dann wieder abzunehmen beginnt. Die Verdünnung, bei der dies Maximum eintritt, ist für verschiedene Röhren verschieden. Bei Benutzung solcher Röhren ist auch nicht zu vergessen, daß viele Mineralien unter der Wirkung der Kathodenstrahlen wegen der Wärmeentwicklung usw. Gase abgeben. In solchen Fällen darf man die Entladung nur sehr kurze Zeit hindurchgehen lassen. Braucht man eine längere Beobachtungsdauer, etwa um eine Photographie des Spektrums aufzunehmen, so empfiehlt es sich, die Röhre an der Quecksilberpumpe zu lassen, so daß alles Gas, das sich entwickelt, sofort wieder entfernt wird.

**Absorptionsspektren.** — Die ersten Absorptionsspektren wurden von Brewster beobachtet. Er untersuchte einige farbige Lösungen und ebenso Stickstoffdioxidgas<sup>1)</sup> und fand in den ersteren Fällen

1) Phil. Mag. (3) 2. 360. 1833; (3) 8. 384. 1836; (3) 7. 436. 1835.

einige mehr oder weniger breite Absorptionsbanden, im letzteren eine sehr große Zahl feiner Linien. Ähnliche Untersuchungen wurden von Miller und Daniell<sup>1)</sup> über die Absorptionsspektre von Jod, Brom und Chlordioxyd angestellt. Die Versuchsmethoden variierten zwar bis zu einem gewissen Grade, im wesentlichen bestanden sie jedoch in der spektroskopischen Prüfung des Lichtes einer Quelle, welche ein kontinuierliches Spektrum aussandte, nach dem Durchsetzen eines Gefäßes mit der zu prüfenden Substanz. Ohne uns bei den Untersuchungen der Zwischenzeit aufzuhalten, wollen wir nur von den neuesten Arbeiten auf diesem Gebiete sprechen. Es empfiehlt sich zum Zwecke einer knappen Beschreibung diese Arbeiten in drei Klassen zu besprechen. Diese sollen sein: die Absorptionsspektre (1) der Gase und (2) der Lösungen, wobei sich diese zwei Klassen auf anorganische Substanzen beziehen sollen; es folgen (3) die Absorptionsspektre organischer Verbindungen.

In der ersten Klasse beziehen sich die wichtigsten Untersuchungen auf Chlor, Brom, Jod, Stickstoffdioxyd und Chromylchlorid ( $\text{CrO}_2\text{Cl}_2$ ). Brom und Jod sind von Hasselberg<sup>2)</sup> untersucht worden, der auch an Stickstoffdioxyd Beobachtungen angestellt hat. Dieser kurze Hinweis<sup>3)</sup> muß genügen. Die Bandenabsorption des Chlors wurde zuerst von Morrere<sup>4)</sup> im Jahre 1869 beobachtet; er fand auch einen Streifen vollständiger Absorption im äußersten Violett. Liveing und Dewar<sup>5)</sup> haben dies Absorptionsband ebenfalls untersucht und zwar unter Benutzung eines Funkens zwischen Eisenelektroden als Lichtquelle. Neuerdings wurde von Mrs. Laird<sup>6)</sup> eine vollständige Prüfung des Absorptionsspektrums von Chlor vorgenommen. Sie mag als gutes Beispiel moderner Methoden hier beschrieben werden. Der Apparat bestand aus einer großen Rowland'schen Gitteranordnung; als Lichtquelle wurde Sonnenlicht und der elektrische Lichtbogen benutzt. Als Gefäße für das Chlor dienten Röhren verschiedener Länge; eine von ihnen war aus Glas, 80 cm lang, mit einem inneren Durchmesser von 5·3 cm; sie war zunächst mit Glasplatten abgeschlossen, doch wurden diese später durch in Blei gefaßte Quarzplatten ersetzt. Ein anderes Rohr war 137 cm lang; ein drittes bestand aus Stahl, 33·2 cm lang, und war für Arbeiten mit Chlor bei anderem Druck als dem der Atmosphäre bestimmt. Eine gewisse Schwierigkeit bot die Unterscheidung der Absorptionslinien des Chlors von denen der Sonne, doch ließ diese sich durch eine sorgfältige Vergleichung von direkten Sonnen- und Bogenlichtphotographien mit den durch die Absorptionsschicht von Chlor hindurch aufgenommenen erreichen.

1) Pogg. Ann. **28**. 386. 1833; Phil. Mag. (3) **27**. 81. 1845.

2) Brom: K. Svensk. Akad. Handl. **24**. Nr. 3. 1891; Mém. de l'Acad. de St. Petersb. **26**. Nr. 4. 1878. Jod: Mém. de l'Acad. de St. Petersb. (7) **36**. 1888.

3) Mém. de l'Acad. de St. Petersb. (7) **26**. Nr. 4. 1878.

4) Comptes rendus **68**. 376. 1869 und Pogg. Ann. **137**. 165. 1869.

5) Chem. News **47**. 121. 1883.

6) Astrophys. Journ. **14**. 85. 1901.



Die Absorptionslinien wurden bei Atmosphärendruck zwischen  $\lambda = 4800$  und  $\lambda = 5350$  gemessen; bei 2.5 Atmosphären ließen sie sich sogar bis zu  $\lambda = 5450$  ausdehnen. Ebenso wurde das allgemeine Absorptionsband im Ultraviolett beobachtet, doch gelang es nicht, das Band in Linien aufzulösen, selbst wenn man mit dem Druck des Chlor bis auf 5 cm hinunterging. Es zeigte sich, daß die Ausdehnung dieses Bandes mit der Stärke des Druckes und der Länge der vom Licht durchsetzten Chlorschicht sich stark änderte, und daß es bei höheren Drucken sogar die Absorptionslinie überdeckte, da es bei  $2\frac{1}{2}$  Atm. bis zu  $\lambda = 4990$  reichte. Das Linienspektrum dagegen änderte seinen Charakter mit dem Druck fast gar nicht und wurde nur mit wachsendem Druck schwärzer. Doch traten im Rot auch neue Linien hinzu. So scheinen das allgemeine Absorptionsband und die Linienabsorption von ganz verschiedener Ursache herzurühren.

In ähnlicher Weise ist das Absorptionsspektrum des Jod von Konen<sup>1)</sup> untersucht worden. Er verwendete ein Rowlandgitter von 1 Meter Brennweite und als Lichtquelle den positiven Krater des elektrischen Lichtbogens. Sowohl Hasselberg<sup>2)</sup> wie Konen haben beobachtet, daß die Wirkung einer Druckvergrößerung auf das Jodspektrum darin besteht, daß die Intensität und die Breite der Linie zunimmt und daß außerdem eine allgemeine Absorption auftritt, welche auf dem violetten Ende jeden Linienbandes entsteht, sich allmählich gegen Rot ausdehnt und schließlich eine vollständige wird. Konen hat auch das Emissionsspektrum des Jod mit seinem Absorptionsspektrum verglichen und hat gefunden, daß das letztere dem Vakuumröhrenspektrum (Bandenspektrum), dem Flammenspektrum und dem Phosphoreszenzspektrum entspricht, welches man durch Erhitzen von Joddampf in einem abgeschlossenen Raum erhält. Dagegen stimmt das Absorptionsspektrum des Chlor keineswegs mit seinem Emissionsspektrum überein. Es läßt sich zwischen den drei Halogenen ein interessanter Vergleich ziehen; mit wachsendem Atomgewicht verschieben sich die Absorptionslinien gegen Rot hin, sie nehmen zugleich an Zahl und Schärfe zu, und schließlich nimmt die Dicke der Gasschicht, welche erforderlich ist, um die Absorptionslinien sichtbar zu machen, mit wachsendem Atomgewicht ab.

Auch über die Absorptionsspektren gelöster Metallsalze liegen eine Reihe von Arbeiten vor. Hier erhält man Absorptionsbänder verschiedener Breite, die weder an den Rändern scharf begrenzt sind noch sich in einzelne Linien auflösen lassen. So gehen denn im allgemeinen die Resultate auch nicht über mehr oder minder genaue Festlegung der Bänder hinaus, denn von einem erfolgreichen Erklärungsversuch ist nicht die Rede. Doch haben sich die Messungen in einzelnen Fällen bei den Arbeiten über die Zusammensetzung von Verbindungen verwerten lassen. Als Beispiel sei hier auf Ostwalds<sup>3)</sup> schöne Arbeit über die Spektren der verschiedenen Permanganate hingen-

1) Wied. Ann. **65**, 285, 1898.

2) a. a. O.

3) Zeitschr. f. Phys. Chem. **3**, 601, 1889; **9**, 579, 1892; **9**, 226, 1892.

wiesen, in der er aus der Gleichheit der Absorptionsspektre den Schluß zog, daß die elektronegativen Jone in allen Fällen dieselben sind. Weitere ausgedehnte Untersuchungen liegen über die Spektren von Salzen der seltenen Erden vor. Sie sind von Krüß und Nilson<sup>1)</sup>, Crookes<sup>2)</sup>, Auer von Welsbach<sup>3)</sup> und anderen angestellt. Die ersten beiden glauben, daß mehr als zwanzig Elemente vorhanden sind, wo man nur sechs Elemente als seltene Erden zu bezeichnen pflegt, nämlich Praseodym, Neodym, Erbium, Holmium, Samarium und Thulium. Sie basieren ihre Folgerungen auf der Annahme, daß jedes Absorptionsband für je ein Element charakteristisch ist. Auf die Gründe dafür und dagegen kann ich mich hier nicht einlassen.

Es ist aber auch sehr viel nutzlose Arbeit auf die Absorptionsbanden von Lösungen verwandt worden: viele Messungen sind auf ganz willkürliche Maßstäbe bezogen, auch wurde nicht genügender Wert auf die Bestimmung der Lage des Maximum in einem Absorptionsband gelegt. Offenbar ist die Messung eines Bandes, welche nur die Wellenlänge der beiden Enden angibt, wertlos, weil sehr oft die Mitte nicht die dunkelste Stelle ist. Verschiedene Wege wurden vorgeschlagen, um genau die Wellenlänge des Maximums der Absorption festzustellen. Von diesen sollen folgende angeführt werden:

1. Krüß und Oeconomides<sup>4)</sup> verwenden Lösungen, deren Verdünnung sie vergrößern, bis das Band fast verschwindet. Während es schmaler wird, werden für jeden Verdünnungsgrad seine Grenzen gemessen; schließlich gerade bevor das Band verschwindet, erhält man zwei sehr nahe beieinander liegende Ablesungen. Das Maximum der Absorption muß zwischen diesen Punkten liegen und läßt sich bestimmen, indem man das arithmetische Mittel nimmt, oder indem man das Fadenkreuz des Okulars auf das Gebiet größter Dunkelheit einstellt.

2. Mit Hilfe eines Spektralphotometers vergleicht man die Helligkeit des Bandes mit der eines Normallichtes. Wo die größte Differenz zwischen beiden auftritt, liegt das Absorptionsmaximum. Diese Vergleichung wird gewöhnlich mit einem Instrument ausgeführt, in welchem das Spektrum mit dem Absorptionsband über einem kontinuierlichen Spektrum gesehen wird. Die Helligkeit dieses kontinuierlichen Spektrums läßt sich willkürlich auf verschiedene Weise verändern; beobachtet wird jeweilig nur ein sehr kleiner Teil jedes Spektrums, der Rest dagegen wird durch Schieber im Okular abgeblendet. Bei der wirklichen Beobachtung wird die Vergleichung an verschiedenen Stellen des Absorptionsbandes vorgenommen, und zwar wird die Helligkeit des kontinuierlichen Spektrums geschwächt, bis beide gleich sind. Die Stelle des Maximums der Absorption liegt dort, wo das kontinuierliche Spektrum am meisten verdunkelt werden mußte, um Gleichheit zu erzielen. Diese Methode wurde von

---

1) Berichte **20**. 2134. 1887.

2) Chem. News **57**. 27.

3) Wiener Ber. **92**. 1885.

4) Berichte **16**. 2. 2054. 1883 und **18**. 2. 1426. 1885.

Camichel und Bayrac<sup>1)</sup> verbessert; sie verwandten das Spektralphotometer von Crova. In diesem Instrument ist der Spalt in zwei Teile geteilt, von denen der eine durch einen Lichtstrahl von der Intensität  $I_1$  beleuchtet wird, der andere durch einen Strahl  $I_2$ ; der erste durchsetzt zwei Nichols, der zweite die absorbierende Substanz. Wenn beide Spektren gleich gemacht sind, so ist  $I_1 \sin^2 \alpha = K I_2$ .

Hierin ist  $\frac{\pi}{2} - \alpha$  der Winkel zwischen den Nichols und  $K$  eine Konstante.

Bei dem Versuch wird das Ende eines Bandes beobachtet und beide Spektren auf gleiche Helligkeit gebracht, wobei man Sorge trägt, den beobachteten Teil des Spektrums eng zu begrenzen, Der Winkel  $\alpha$  und die Einstellung des Fernrohrs werden abgelesen; dann dreht man das Fernrohr langsam gegen die andere Seite des Bandes, bis die Spektren wieder gleich werden; hier erhält man eine zweite Ablesung für den gleichen Wert von  $\alpha$ . Auf diese Weise ergeben sich in dem Bande verschiedene Punktpaare gleicher Helligkeit, von denen jedes Paar einer anderen Größe von  $\alpha$  entspricht. Die Ablesungen der Einstellung für jedes Punktpaar auf dem Teilkreis und die zugehörigen  $\sin^2 \alpha$  werden nun graphisch aufgetragen; durch die so gebildeten Punkte wird eine Kurve gelegt. Hierauf konstruiert man eine Linie durch die Mitte aller Paare von Ablesungen; diese Linie, welche gewöhnlich eine gerade ist, schneidet die Kurve an der Stelle größter Absorption. Eine sehr ähnliche Methode ist von Laubenthal<sup>2)</sup> benutzt worden.

Keine dieser Methoden scheint jedoch, außer in ein oder zwei Fällen, auf das Studium von Absorptionsspektren angewendet zu sein. So ist denn auch außer der Tatsache, daß einige Metallsalze charakteristische Absorptionsspektren besitzen, wenig mehr bekannt. (Eine vollständige Beschreibung der Absorptionsspektren findet man bei Vogel, Praktische Spektralanalyse, Berlin 1889).

Von Formánek<sup>3)</sup> liegen interessante Beobachtungen über die Absorptionsspektren von Salzlösungen vor, die von einigen Metallsalzen mit Alkannin gebildet werden. Eine große Zahl von Metallchloriden und zwar besonders der Alkalimetalle und alkalischen Erden bilden mit diesem Farbstoff Lacke, die in Wasser löslich sind und charakteristische Absorptionsspektren besitzen. Letztere hat Formánek gemessen und darauf eine qualitative Spektralanalyse aufgebaut<sup>4)</sup>. Das Alkannin ist in 95%igem Alkohol zu einer roten Flüssigkeit löslich; diese wird (mit 95% Alkohol) weiter verdünnt, bis ihre Absorptionsbanden ganz von einander getrennt erscheinen, wenn die Lösung sich in einem Trog von 10 bis 12 mm Dicke befindet. Etwa 5 ccm dieser Lösung werden in den Trog gebracht und zwei bis drei Tropfen einer neutralen Lösung des Metallchlorides hinzugefügt. Tritt keine Färbung oder Spektraländerung ein, so läßt man einen

1) Journ. de Phys. **1**. 148. 1902.

2) Drude Ann. **7**. 851. 1902.

3) Zeitschr. f. anal. Chemie **39**. 409.

4) Die qualitative Spektralanalyse anorganischer Körper. Berlin 1900.

kleinen Tropfen verdünnten Ammoniaks (20prozentige Ammoniaklösung von 0.96 spez. Gew.) an der Wand des Absorptionsgefäßes hinablaufen. Sofort entsteht ein charakteristisches Absorptionsspektrum.

Weitere Untersuchungen über diese Absorptionsbanden Formáns sind von Laubenthal<sup>1)</sup> für die Alkalimetalle und die alkalischen Erden angestellt worden. Die Lage der Banden wurde nach der oben angeführten Methode genauer gemessen, wobei sich einige Regelmäßigkeiten herausstellten. Z. B. verschieben sich die Banden in beiden Gruppen mit wachsendem Atomgewicht nach dem Rot hin und zwar sind die Verschiebungen dem Atomgewicht proportional, so daß das Verhältnis zwischen den Wellenlängen der zwei Banden in jedem Spektrum für jede Gruppe von Metallen konstant ist (näheres vergl. Kap. XV).

Hartley hat einige wichtige Arbeiten über die ultravioletten Absorptionsspektre von Metallnitraten<sup>2)</sup> gemacht. Für diese Versuche hat er dieselben Methoden benutzt, wie bei den organischen Verbindungen, auf die weiter unten noch eingegangen werden wird. Bei der Beobachtung einer Zahl von wässrigen Lösungen von Metallnitraten zeigten sich Absorptionsbänder; speziell besitzen die Nitrate von Metallen, die farblose Lösungen geben, je ein solches Band. Bei gefärbten Salzen erhielt man natürlich die für das Metall charakteristischen Absorptionsstreifen. Bei den öligen Estern der Salpetersäure, z. B. bei Äthylnitrat, gibt es dagegen keine Spur von Absorption. Hartley schließt aus seinen Resultaten, daß die metallischen Nitrate bei ihrer Lösung in Wasser nicht ganz ionisiert sind, daß sich vielmehr jede Molekel derart in zwei Teile teilt, daß die Bewegungen des einen Teils von denen des andern mit bestimmt werden. Er betrachtet die Verbindung als in einem Zustand molekularer Spannung befindlich. Diese Folgerung basiert auf der Tatsache, daß die charakteristischen Bänder in dem Fall des Nitrates einer schweren Molekel beträchtlich verändert werden, genau wie das Absorptionsspektrum einer organischen Verbindung mit dem Gewicht der Molekel wechselt. Hinge die Absorption nur von dem  $\text{NO}_3$  Ion ab, so könnte die Masse des Metallions keinen Einfluß besitzen<sup>3)</sup>.

**Absorptionsspektre organischer Verbindungen.** — Auf dem Gebiet der Absorptionsspektre organischer Verbindungen ist in der sichtbaren Region ungemein viel gearbeitet worden. Unter den verschiedenen Forschern möchte ich wiederum Ostwald nennen, der die elektrolytische Dissoziationstheorie dadurch stützte, ferner haben Krüß, Vogel, Schütze und andere die Absorptionsspektre in der Hoffnung studiert, eine Beziehung zwischen der Konstitution eines Körpers und seinem Absorptionsspektrum zu finden. Wenn man auch einige empirische Regeln aufgestellt hat, so läßt sich doch kaum sagen,

---

1) a. a. O.

2) Chem. Soc. Trans. **86**. 556. 1902 und **83**. 221. 1903.

3) Eine ausführlichere Beschreibung bringt ein anderer Band dieser physikalisch-chemischen Serie „Relation of Chemical Constitution and Physical Properties“ von Dr. Smiles.

daß auch nur irgend eine wirkliche Beziehung sich hat finden lassen. Die wertvollste Arbeit ist die von Hartley über die ultravioletten Absorptionsspektren. Hier haben sich ohne Zweifel einige höchst wertvolle Zusammenhänge zwischen chemischer Konstitution und Absorptionsspektrum gezeigt. Auch hat es den Anschein, als ob wir, dank Hartley, in Besitz einer sehr scharfen Methode für das allgemeine Studium der ganzen Konstitutionsfrage gelangt sind. Unzweifelhaft wurde mit ihrer Hilfe die Konstitution vieler Körper ermittelt, wo die chemischen Methoden versagten. Es ist daher wohl nicht zu weitgehend, wenn man hofft, daß die ganze Frage der Molekularstruktur organischer Verbindungen auf diesem Wege sich wird lösen lassen.

Die Schönheit von Hartleys Methode liegt vor allem in der Art des Ausdrucks für die erhaltenen Resultate. Er hat nicht nur die

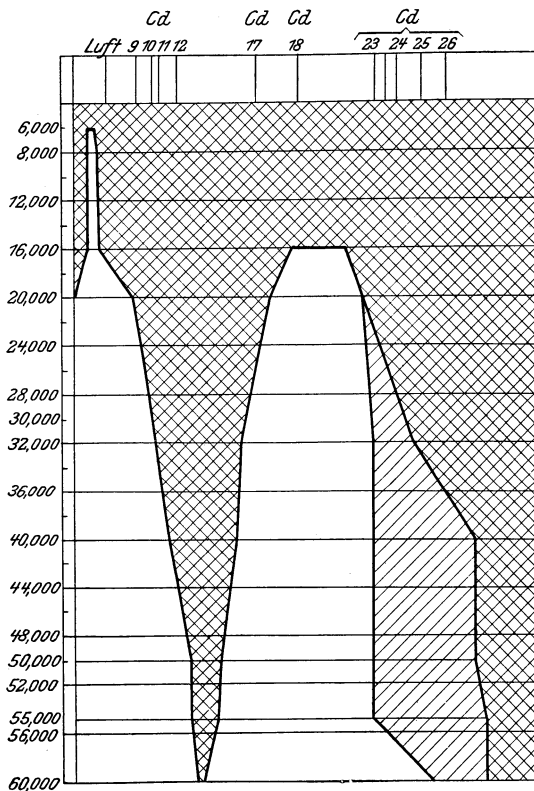


Fig. 146.

Absorptionskurven für eine große Menge von Substanzen. Die Versuchsmethode bestand darin, daß das Funkenspektrum einer Legierung

Lage der Absorptionsbänder oder die Grenzen der Absorption bei irgend einer bestimmten Konzentration ermittelt, sondern er hat die Absorptionsgrenzen bei einer großen Zahl von Konzentrationen gemessen, indem er die Lösung Schritt für Schritt verdünnte, bis völlige Durchlässigkeit erreicht war. Die Schwingungszahlen der Grenzen der Absorption wurden dann mit den entsprechenden Konzentrationen aufgezeichnet und eine Kurve durch die so erhaltenen Punkte gelegt. Die Gestalt dieser Kurve ist es, die er in Beziehung zu der chemischen Konstitution gesetzt hat.

Die erste Veröffentlichung ist von Hartley und Huntington aus dem Jahre 1879<sup>1)</sup>. Sie enthält die

1) Phil. Trans. **170**, I. 257. 1879.

von Zinn, Blei, Kadmium und Wismuth mit Hilfe eines Quarzspektographen durch eine Lösung der fraglichen Substanz hindurch photographiert wurde. Das Spektrum dieser Legierung besitzt eine beträchtliche Zahl von gleichmäßig über Blau und Ultraviolett verteilter Linien, es ist daher leicht, die Gegenwart einer Absorption zu konstatieren und deren Grenzen dadurch festzulegen, daß man prüft, ob irgend welche Linien oder Liniengruppen fehlen. Hartley und Huntington untersuchten auf diese Weise Wasser, Methyl- und Äthylalkohol. Sie stellten sich als aktinisch ganz unwirksam heraus, insofern als sie alle Strahlen bis  $\lambda = 2000$  hindurch ließen. Sie wurden daher als Lösungsmittel für viele organische Verbindungen benutzt, deren Absorptionsspektre ermittelt sind. In dieser Arbeit zeichneten Hartley und Huntington ihre Resultate folgendermaßen: Die Schwingungszahlen waren die Abszissen, als Ordinaten wurden die Volumina genommen, in denen eine bestimmte Menge Substanz gelöst war. Ein Beispiel für diese Form der Zeichnung bietet Fig. 146. Sie enthält die Kurve der Absorption von Paranitrophenol.

Anstatt die Volumina der Lösungen als Ordinaten aufzutragen, hat Hartley bei den späteren Arbeiten die äquivalenten Dicken der Lösungen genommen. Als Beispiel hierfür wollen wir annehmen, daß die Lösung einer speziellen Substanz eine Verdünnung von  $\frac{N}{100}$  besitze (1 Milligramm-Molekel in 100 ccm), und daß das Funkenpektrum durch Schichten von 30, resp. 20, 15, 10, 5 und 4 mm Dicke photographiert sei. Die Lösung wird hierauf auf die zehnfache Menge verdünnt und die Aufnahme wieder durch dieselben Schichtdicken vorgenommen.

Angenommen, die vollständige Durchlässigkeit trete in dieser verdünnten Lösung bei 4 mm Schichtdicke ein, so daß weitere Verdünnung überflüssig ist. Man kann dann sagen, daß die Resultate für Schichten von 300, 200, 150, 100, 50, 40, 30, 20, 15, 10, 5 und 4 mm Dicke der letzten Lösung  $\left(\frac{N}{1000}\right)$  erhalten wurden, und kann sie so aufzeichnen. In Wirklichkeit ist vielleicht eine noch größere Zahl von Schichten nötig, indessen genügen die vorstehenden als Beispiel der Methode. Fig. 147 zeigt Kopien von Absorptionskurven, die auf diesem Wege sich ergaben<sup>1)</sup>. Man sieht, daß ein beträchtlicher Unterschied zwischen den zwei Arten besteht, den Betrag von Materie anzugeben, durch den das Licht hindurchgeht. Im ersten Fall ist die Wirkung einer kleinen Lösungsänderung bei geringen Konzentrationen viel bedeutender, als bei hohen, im zweiten Fall gilt das Umgekehrte. Alle späteren Resultate sind nach der zweiten Methode ausgedrückt. Er nennt seine Kurven „Kurven der molekularen Schwingungen“. Für diese Experimente wurden zur Aufnahme der Lösungen Quarztröge von verschiedener Größe für die verschieden dicken Schichten benutzt.

1) Chem. Soc. Trans. 81. 929. 1902.

Hartley hat allein und auch gemeinsam mit Dobbie, Lauder und anderen diese Untersuchungen fortgeführt und eine sehr große Zahl von Substanzen vorgenommen. Eine vollständige Liste aller

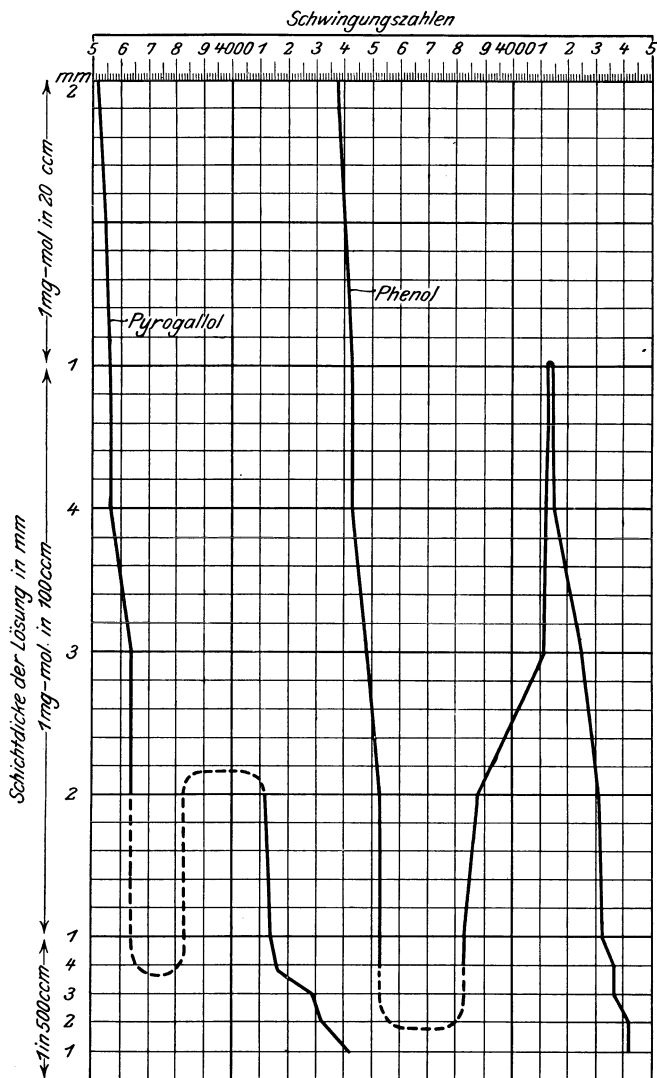


Fig. 147.

vorhergehenden Resultate findet sich in dem British Association Report<sup>1)</sup> von 1901, und diese Liste ist in späteren Berichten immer wieder ergänzt worden.

1) Brit. Ass. Report. S. 225. 1901.

Ich selbst habe bei einigen Versuchen über denselben Gegenstand den Eisenlichtbogen an Stelle des von Hartley benutzten Funkenpektrums der Kadmiumlegierung benutzt. Man befindet sich dadurch wegen der großen Zahl von Linien in dem Bogenspektrum des Eisens in beträchtlichem Vorteil, die Messungen der Absorptionsgrenzen sind leichter und vielleicht genauer. Zur Erhöhung der Bequemlichkeit wurde an Stelle der Reihe von Trögen Hartleys ein einziger verstellbarer Trog benutzt. Fig. 148 zeigt das Aussehen eines solchen Troges.

Er besteht aus zwei Glasröhren, die lose ineinander passen. Beide tragen an einem Ende senkrecht zur Achse einen eben geschliffenen Flansch, auf den jedesmal eine Quarzplatte (A und B in der Figur) aufgekittet ist. C ist eine an die Seite des Außenrohres ange-setzte Kugel, welche zur Aufnahme der Lösung dient, wenn die Schichtdicke durch Einschieben der inneren Röhre verringert wird. Bei D ist ein breites Gummiband über die Ver-

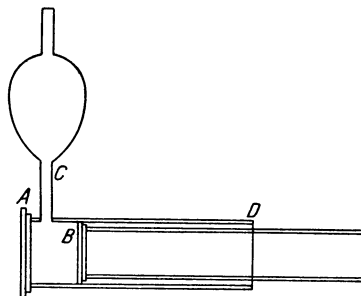


Fig. 148.

bindungsstelle geschoben, um diese wasserdicht zu halten. Man kann dazu ein Stück schwarzen Schlauches von 1 Zoll Durchmesser und 1 Zoll Breite benutzen. Das Außenrohr ist etwa 1 Zoll breit und 5 Zoll lang, es trägt eine eingeztete Millimeterskala, die so geteilt ist, daß ihr Nullstrich mit der inneren Seite der Quarzplatte A zusammenfällt. Demnach gibt die Ablesung der inneren Seite der Platte B auf der Skala die Dicke der Lösung.

Für die Kittung der Quarzplatten in ihrer Stellung wurde entweder Siegelack oder ein Zement benutzt, der durch Lösung von Gelatine in heißem Eisessig hergestellt war, ersterer bei wässrigen Lösungen, der Zement für Alkohol und ähnliche Lösungsmittel.

Die innere Röhre wird vorteilhaft mit schwarzem Papier ausgelegt, um so viel wie möglich die Lichtreflexe von den Glaswänden zu vermeiden.

Auch für die graphischen Eintragungen der Resultate<sup>1)</sup> wurde eine neue Methode verwendet. Es war schon oben angegeben, daß Hartley in seinen ersten Mitteilungen die äquivalenten Volumina einer Lösung von fester Substanzmenge auftrug, in seinen späteren Arbeiten dagegen die äquivalenten Dicken einer Lösung von fester Konzentration. Im ersten Fall zeigte sich der Einfluß eines gegebenen relativen Wechsels in der Menge der Substanz deutlicher in den Kurven für geringe als für hohe Konzentrationen, im zweiten Fall galt das Umgekehrte. Natürlich ist eine Methode vorzuziehen, bei der eine gegebene relative Änderung der Lösung oder Dicke immer durch dieselbe Verschiebung dargestellt wird, wie auch die wirkliche Stärke der Lösung ist. Dies geschieht sofort, wenn man die Logarithmen

1) Baly und Desch, Chem. Soc. Trans. 85. 1039. 1904.



der Konzentrationen oder relativen Dicken anstatt der Werte selbst benutzt.

In Fig. 149 sind drei Absorptionskurven dargestellt. Sie alle beziehen sich auf dieselbe Substanz und sind nach den drei angegebenen Methoden gezeichnet. Die volle Kurve entspricht Hartleys

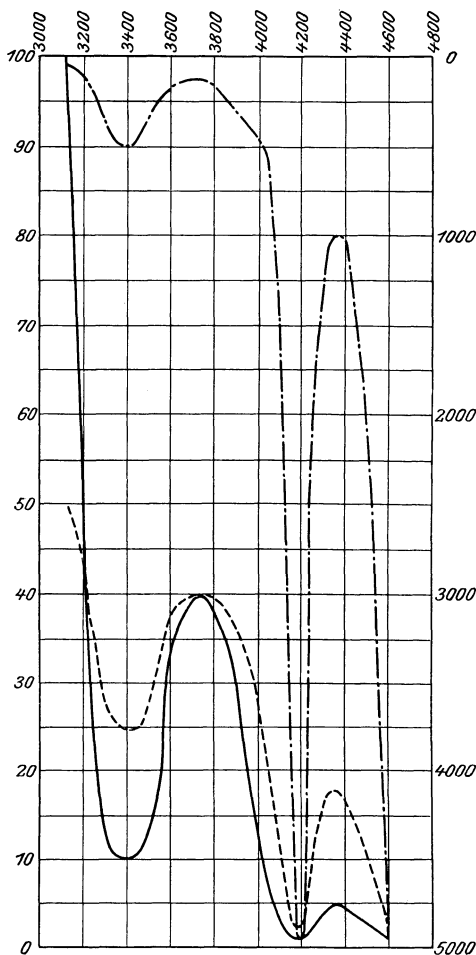


Fig. 149.

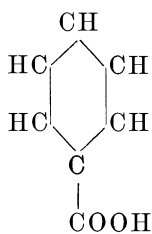
eine ganz allgemeine ist, ohne Anzeichen eines besonderen Absorptionsbandes, und die andere, bei der ein oder mehrere getrennte Bänder auftreten. Zur ersten Klasse gehören im allgemeinen die Spektren der aliphatischen Reihe, die zweite enthält die Spektren

zweiter Methode, die mit Punkten und Strichen markierte Kurve seiner ersten Methode. Dagegen gibt die punktierte Kurve die Logarithmen der Dicken einer Lösung konstanter Konzentration. Die zwei Absorptionsbänder bleiben annähernd bestehen, während die Molekular-Konzentration auf ein Viertel reduziert wird, eine Tatsache, welche sich offenbar am besten aus der logarithmischen Kurve<sup>1)</sup> ersehen läßt. Aus den so gezeichneten Absorptionskurven ersieht man viel leichter die Beständigkeit der Absorptionsbänder, d. h. die Änderung der Konzentration, während deren das Band bestehen bleibt. Diese Beständigkeit ist eine sehr charakteristische Funktion eines Bandes, aus der man häufig wichtige Schlüsse auf die molekulare Struktur ziehen kann.

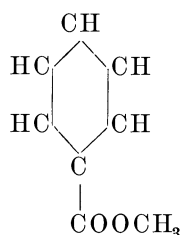
Als Resultat der Untersuchungen an den Absorptionsspektren organischer Verbindungen hat sich ergeben, daß es im großen und ganzen zwei Arten von Spektren gibt, nämlich die eine, bei der die Absorption

<sup>1)</sup> Diese Methode der Aufzeichnung spektroskopischer Resultate ist schon von Lord Rayleigh vorgeschlagen worden. Nature 27. 559. 1883.

der aromatischen Reihe oder die Benzolverbindungen. Natürlich ist das nur ein sehr roher Unterschied und es ist wohl möglich, Verbindungen der Fettreihe zu finden, welche ein Absorptionsband zeigen, und andererseits Gruppen in den Benzolring einzuführen, so daß die Bänder verschwinden und die Absorption kontinuierlich wird. Indessen dient diese Unterscheidung doch als allgemeines Merkmal für den verschiedenen Charakter der Verbindungen. Die ganze Frage der Auslegung der verschiedenen Spektren dreht sich um die Bedeutung des Absorptionsbandes, seine Ursache und den Grund, warum einige Substanzen das Band zeigen und andere nicht. Bevor ich hierauf eingehe, möchte ich einige Einzelheiten aus Hartleys Arbeiten erwähnen, um zu zeigen, welchen Nutzen man aus dieser Methode für die Bestimmung der Molekularkonstitution chemischer Verbindungen ziehen kann und schon gezogen hat. Um die Tatsachen zu verstehen, müssen einige Resultate aus den ersten Arbeiten Hartleys hier angeführt werden. So beeinflusst z. B. die Einführung einer Methylgruppe in das Molekül seine Absorption nicht. Es sind daher die Spektren von Benzoesäure und Benzoesäuremethyläther absolut identisch; die Formeln der beiden Verbindungen sind



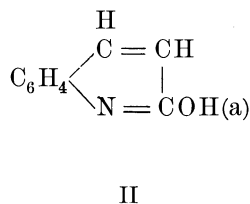
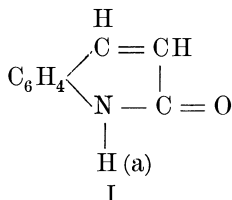
Benzoesäure.



Benzoesäuremethyläther.

Im letzteren Falle haben wir den Wasserstoff des Carboxyls durch die Methylgruppe  $\text{CH}_3$  ersetzt. Für den gleichen Vorgang könnte man verschiedene Beispiele angeben. Es folgt daraus, daß wenn wir die Spektren einer Verbindung und ihres Methylderivats als identisch erfinden, wir völlig berechtigt sind anzunehmen, die molekulare Konstitution der beiden Verbindungen sei absolut die gleiche.

Ein solcher Fall ist die Konstitution von Carbostyryl. Nach seinem chemischen Verhalten gelingt es nicht, mit Bestimmtheit zu sagen, ob die Substanz die Struktur eines Ketons, wie in I, oder eines Enols, wie in II besitzt:



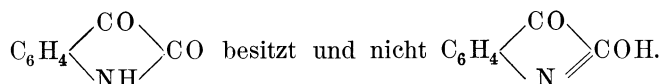
Die Substanz gibt in einigen Fällen Reaktionen, welche die erste Formel stützen; in anderen wieder Reaktionen zugunsten der

zweiten Annahme; man kann also nicht unterscheiden, ob das Wasserstoffatom (a) an das Stickstoff- oder an das Sauerstoffatom gebunden ist. Die Methylderivate beider Substanzen sind aber bekannt und besitzen, wie leicht zu erweisen ist, folgende Formeln:

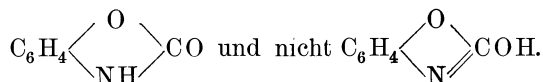


Hartley und Dobbie<sup>1)</sup> haben nun die Absorptionsspektren der drei Substanzen geprüft und finden, daß die Absorptionskurve des Carbostyryls fast genau mit der des Methylpseudocarbostyryls übereinstimmt, aber nicht mit der des Methylcarbostyryls. Sie kommen daher zu der Entscheidung, daß die Struktur von Carbostyryl ketonisch ist, wie Formel I sie angibt.

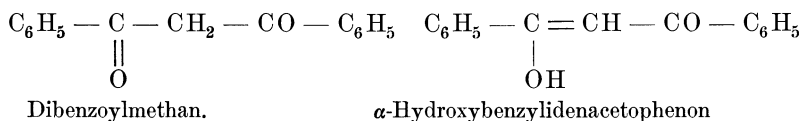
Auf dieselbe Weise brachten sie den Nachweis, daß Isatin die Struktur



Hartley, Dobbie und Paliatseas<sup>2)</sup> haben auch das Absorptionsspektrum von Ortho-Oxycarbonil untersucht und aus dem Vergleich mit den Spektren der zwei Äthylderivate den Schluß gezogen, dass ihm die Formel zukommt:



Auch von einigen anderen tautomeren Körpern haben Hartley und Dobbie die Absorptionsspektren ermittelt und haben in jedem Fall die Spektren der beiden Isomeren aufgezeichnet. Als Beispiel diene der Fall von Tautomerie zwischen Dibenzoylmethan und  $\alpha$ -Hydroxybenzylidenacetophenon; die beiden Verbindungen besitzen folgende Konstitution:



Ihre Absorptionsspektren sind untereinander verschieden. Wenn sie auch beide zwei Absorptionsbänder zeigen, so unterscheiden sich diese doch in ihrer Beständigkeit. Es scheint demnach, daß der einfache Wechsel der Angliederung an das Kohlenstoffatom das Absorptionsspektrum beeinflussen kann. Es sind noch mehrere andere Fälle

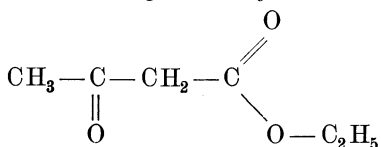
1) Chem. Soc. Trans. **15**. 640. 1899.

2) a. a. O. **77**. 839. 1900.

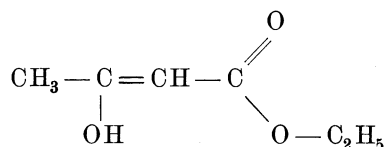
eines solchen Wechsels bekannt, der anscheinend nur durch einen Unterschied der Anordnung um ein Kohlenstoffatom herum hervor-gebracht ist.

Es scheint jedoch etwas Licht auf die Absorptionsspektren von Tautomeren und gleichzeitig auf die Bedeutung der Bänder durch einige Untersuchungen zu fallen, welche an Acetessigestern und an Acetylaceton vorgenommen wurden<sup>1)</sup>. Diese Verbindungen zeigen Bandenabsorption, bilden also Ausnahmen von den allgemeinen Klassen, die im Anfang dieser Beschreibung unterschieden wurden, denn sie gehören zu der Fettreihe. Auch sind sie besonders interessant, weil man hier die Banden ohne die Gefahr einer Komplikation durch die Gegenwart eines Benzolkerns verfolgen kann. Beide sind tautomere Substanzen mit einem labilen Wasserstoffatom, wie man sagt — d. h. sie besitzen die eine oder die andere der je zwei folgenden Formeln.

Acetessigsäureäthylester:

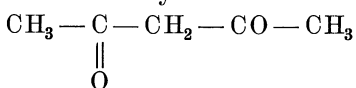


Ketonisch

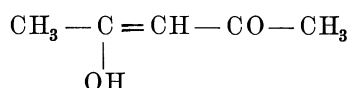


Enolisch

Acetylaceton:

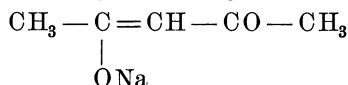


Ketonisch

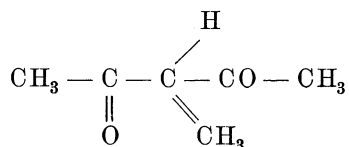


Enolisch

Nun lassen sich leicht Verbindungen herstellen, in denen das labile Wasserstoffatom durch ein Metallatom ersetzt ist. Man hat von ihnen im allgemeinen angenommen, sie seien Enolverbindungen, d. h. die Natriumverbindung des Acetylacetons habe die Formel



In Fig. 150 1, 2, 3, 4 sind die Absorptionsspektren von Acetylaceton und seinen Aluminium-, Beryllium- und Thoriumverbindungen eingezeichnet, wobei wieder die Logarithmen der relativen Schichtdicken benutzt wurden; Kurve 5 zeigt das Absorptionsspektrum von Methylacetylaceton.



1) Baly und Desch, a. a. O.

Bei der Prüfung der Spektren des Acetessigsäureäthylesters und seiner Aluminiumverbindung ergab sich nun, daß während die Absorptionskurve des letzteren sehr ähnlich denen der Acetylacetonverbindungen war, das Spektrum des ersteren nur allgemeine Absorption ohne irgend ein Band aufwies. Diese Resultate scheinen darauf hinzuweisen, daß der Acetessigsäureäthylester ein Keton, die anderen

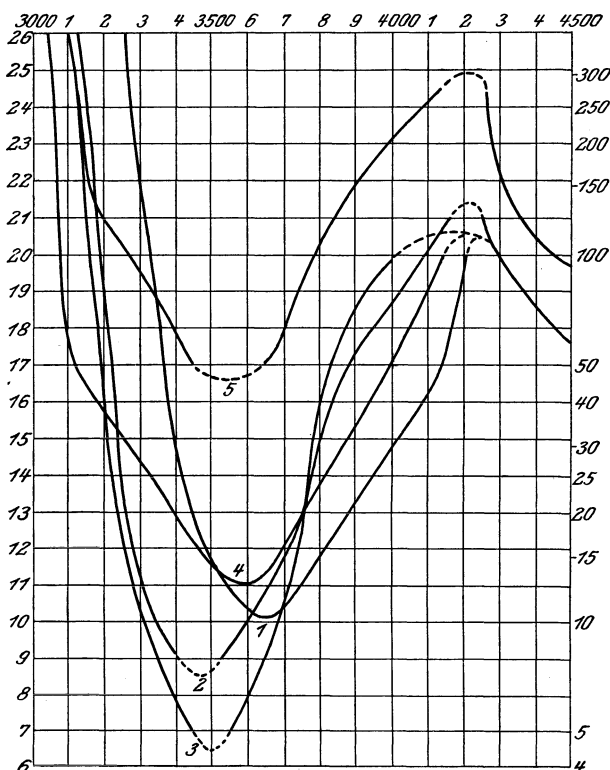
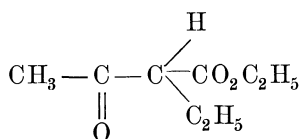


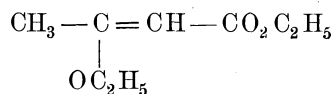
Fig. 150.

Körper aber enolisch sind. Bei der Untersuchung der Spektren der zwei Äthylderivate des Acetessigsäureäthylesters



Monoäthylacetessigsäureäthylester

und



Äthoxylcrotonester

zeigte sich, daß keines von beiden überhaupt ein Absorptionsband besaß. Hieraus wurde gefolgert, daß das Absorptionsband weder

der einen noch der anderen Modifikation zukommt, sondern vielmehr der Pendelung von der einen Form zur anderen. Um diese Theorie zu prüfen, ließ man auf Acetessigsäureäthylester Natriumhydroxyd wirken. Es ist bekannt, daß diese Substanz einen stark beschleunigenden Einfluß auf die Reaktion zwischen ähnlichen tautomeren Substanzen ausübt; es war daher zu erwarten, daß dieser Zusatz von Natriumhydroxyd ein Absorptionsband erzeugen werde. In Fig. 151 stellt Kurve 1 die Absorption des Ester unter Vorhanden-

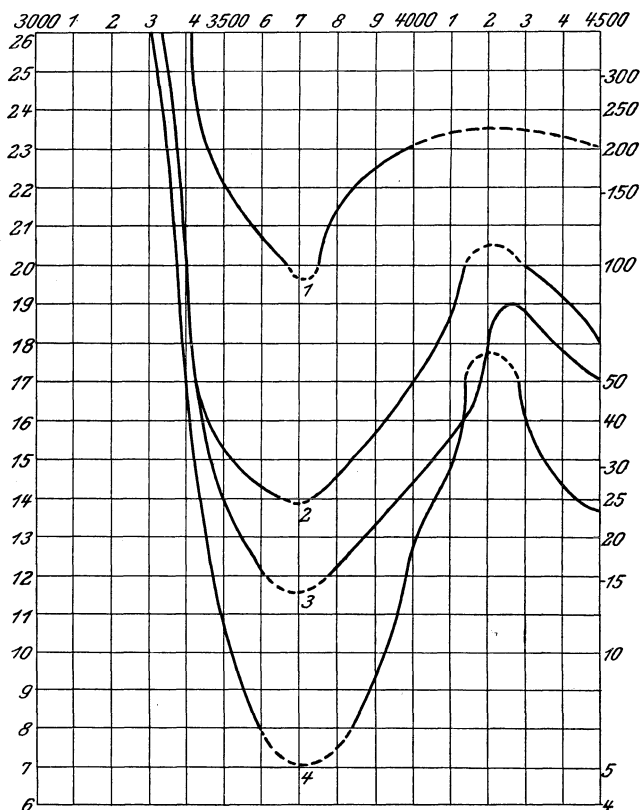


Fig. 151.

sein einer kleinen Spur des Hydroxyds dar, Kurve 2 die Absorption bei Vorhandensein einer äquivalenten Menge und Kurve 4 bei einem Überschuß von Natriumhydroxyd. Kurve 3 zeigt die Absorption, die das Aluminiumderivat des Ester besitzt. Da in Nr. 4 die Absorption so viel beharrlicher geworden ist, als in Nr. 3, so bieten diese Kurven eine starke Stütze für die Theorie. Wir würden demnach anzunehmen haben, daß diese tautomeren Substanzen in einem dauernden Zustand der Schwankung zwischen ihren beiden Formen sich

befinden und daß die Beständigkeit des Absorptionsbandes einen Maßstab für die relative Zahl von Molekülen bildet, welche sich an der Oxillation beteiligen.

Es scheint daher, daß wir allen Grund haben zu der Annahme, daß die Absorptionsbänder ein Mittel bilden, um diesen Zustand zwischen zwei im Gleichgewicht miteinander stehenden Körpern (Armstrong und Lowry haben ihn dynamische Isomerie genannt), zu messen<sup>1)</sup>.

Diese wenigen Beispiele der Anwendung spektroskopischer Methoden auf das Studium der chemischen Konstitution bezwecken auf das große Arbeitsfeld hinzuweisen, das hier noch der Forschung offen steht.

---

<sup>1)</sup> Eine ausführliche Beschreibung auch der auf diesem Gebiet schon vorliegenden Arbeiten findet sich in dem schon S. 319 erwähnten Buch von Smiles.

---

## Dreizehntes Kapitel.

# Die Natur der Spektre.

Man teilt die Spektre<sup>1)</sup> in drei Klassen — in kontinuierliche, Banden- und Linienspektre. Kontinuierliche Spektre sind solche, die die ganze Stufenreihe der Wellenlängen besitzen. Sie werden gewöhnlich von leuchtenden festen Körpern ausgesandt; in einzelnen Fällen wird berichtet, daß auch Gasen solche Spektre zukämen, doch ist darüber so wenig bekannt, daß hier nicht darauf eingegangen zu werden braucht. Bandenspektre bei Emission wie bei Absorption lassen sich (außer bei einigen Lösungen) stets in eine Gruppe sehr feiner Linien auflösen. Jede Gruppe besitzt einen Kopf, d. h. die Linien liegen nach einer Richtung immer enger nebeneinander, bis sie schließlich in einer scharfen Kante, dem Kopf, zusammenfallen. Dieser Kopf kann auf dem roten wie auf dem blauen Ende der Bande liegen, so daß das Band sich nach dem Blau oder nach dem Rot zu abstuft. Bei geringer Vergrößerung sehen solche Spektre dann kanneliert aus. Sie werden stets von nicht dissoziierten Molekülgruppen und auch von einigen Elementen geliefert. Für den letzteren Fall ist das Spektrum des Stickstoffs in dem Vakuumrohr bei elektrischer Entladung ohne Leydener Flasche ein Beispiel. Über die Spektre von Verbindungen weiß man noch sehr wenig, wegen der experimentellen Schwierigkeit sie zu beobachten; sie zersetzen sich so leicht unter den verschiedenen Einflüssen, denen wir sie unterwerfen müssen, um sie zum Leuchten zu bringen. Als Verbindungsspektren hat man erkannt das sogenannte Kohlenoxydspektrum, das Cyan- und das Siliciumtetrafluorid-Spektrum; letzteres liefert ein Band, das gegen Rot abfällt. Von den Verbindungsspektren bemerkt Kayser sehr richtig, ein wie großes Feld für dankenswerte Tätigkeit hier noch liegt, da wir so wenig von ihrer Natur, ihrer Struktur und ihrem allgemeinen Charakter wissen. Es liegt hier

---

<sup>1)</sup> Eine sehr nützliche Zusammenstellung findet man bei A. Hagenbach und H. Konen, Atlas der Emissionsspektren der meisten Elemente nach photographischer Aufnahme mit erläuterter Text. Jena 1905.



fruchtbares Arbeitsgebiet noch für Jahre und für zahlreiche Beobachter vor<sup>1)</sup>.

Unsere Unkenntnis der Linienspektren ist nicht so groß; unter ihnen versteht man solche Spektren, die aus mehr oder weniger scharf definierten Linien bestehen, welche im allgemeinen scheinbar ohne Regelmäßigkeit verteilt sind; es zeigen sich öfters charakteristische Gruppierungen, aber niemals solche Wiederholungen, wie sie das Bandenspektrum auszeichnen. Bei einigen Spektren hat man harmonische Linienserien entdeckt, mit deren Hilfe man große Ähnlichkeiten zwischen den Spektren von Elementen derselben chemischen Gruppe feststellen konnte; weiter finden wir einige Beobachtungen über die Eigentümlichkeiten der Linien und ihre Zusammensetzung, d. h. ihren Aufbau aus mehreren Strahlungen, ihre „Länge“ im Funken- und Lichtbogen und schließlich ihr allgemeines Aussehen. Von den Regelmäßigkeiten der Linienspektren und den Arbeiten über Serienspektren wird im Kap. XV ausführlich die Rede sein; von der Natur der Linien selbst sollen hier einige Worte gesagt werden.

Untersucht man die Linien des Bogenspektrums eines Metalles auf ihre Eigenart, so wird man finden, daß sie im allgemeinen in ihrem Aussehen sehr wesentlich untereinander differieren. Sie sind keineswegs alle gleich deutlich; manche von ihnen sind auf beiden Seiten scharf definiert, während andere nur auf der einen Seite eine scharfe Grenze besitzen, auf der anderen aber neblig und diffus sind; häufig findet man auch Linien, die auf beiden Seiten unscharf sind. Man kann daher vier Linientypen unterscheiden: die auf beiden Seiten scharf begrenzten, diejenigen, welche nur gegen Rot und diejenigen, welche nur gegen Blau unscharf sind und schließlich der Typus der auf beiden Seiten diffusen Linien. Es ist von Wichtigkeit, hervorzuheben, daß die Linien, welche zur selben Spektralserie gehören, immer denselben Charakter besitzen. So haben wir z. B. eine scharfe und eine diffuse Serie bei jedem Alkalimetall. Die Wichtigkeit dieser charakteristischen Erscheinung ist klar. Man sollte daher bei allen Spektralarbeiten Sorge tragen, den Charakter sämtlicher gemessenen Linien zu notieren, weil bei jedem Versuch, die Linien in Serien zu ordnen, solche Beobachtungen sich als von höchstem Wert erweisen.

Diese charakteristischen Unterschiede zwischen den Spektrallinien treten besonders bei Bogen- und Funkenspektren hervor. In den Spektren der Gase in Vakuumröhren sind die Linien fast immer sehr schmal und scharf definiert; dies liegt ohne Zweifel an dem sehr geringen Druck, den das Gas ausübt. In einigen Fällen kann man indessen auch bei niedrigem Druck in Gasspektren diffuse Linien finden. Ein interessantes Beispiel dafür findet sich bei Krypton und Xenon<sup>2)</sup>; geht die oszillierende Entladung durch diese Gase, so wird, wenn nicht der Druck unter einem gewissen Betrage liegt,

1) Handbuch der Spektroskopie Bd. II. S. 222.

2) Baly, Phil. Trans. **202**. A. 183. 1903.

das ganze Spektrum unklar und sogar fast kontinuierlich. Wird der Druck dann langsam verringert, so beginnen die Linien auf einem mehr oder weniger kontinuierlichen Hintergrunde zu erscheinen und werden bei allmählich wachsender Helligkeit schließlich ganz scharf auf schwarzem Hintergrunde gesehen. Alle Linien werden nicht auf einmal gleichmäßig scharf, vielmehr behalten einige ein mehr oder weniger nebliges Aussehen, bis der Druck auf einen sehr geringen Wert hinunter gegangen ist. Ebenso ist in einigen Fällen die Wirkung einer ganz geringen Verunreinigung auf die Linien eines Spektrums sehr merkwürdig. Man wird oft beobachten, daß das Vorhandensein einer geringen Verunreinigung das Aussehen einiger Linien im Spektrum verschleiert; z. B. verdeckt bei dem Argon der Zusatz einer geringen Verunreinigung häufig die grünen Linien, die dieses Gas liefert. Dieses Gebiet erscheint dann unklar und läßt keine scharfen Linien erkennen, während in rot, orange und blau die Linien ganz deutlich sind; die Entfernung der Verunreinigung läßt sofort die grünen Linien hervortreten.

**Die Struktur der Spektrallinien.** Die Struktur von Spektrallinien ist bereits zu wiederholten Malen an anderen Stellen dieses Buches erwähnt worden; besonders ausführlich in Kapitel IX bei der Anwendung der Interferenzmethoden auf die Spektroskopie. Denn wir verdanken es nur dem großen Auflösungsvermögen dieser Apparate, wenn wir imstande sind, nach dieser Richtung hin Forschungen vorzunehmen. Michelson (S. 217) untersuchte eine große Zahl von Linien mit seinem Interferenzapparat und fand, daß nur eine einzige von ihnen, die rote Linie von Kadmium, einfach war<sup>1)</sup>.

Von Michelson und anderen wurden die Linien, welche viele Metalldämpfe bei niedrigen Drucken geben, untersucht und als zusammengesetzt nachgewiesen. Jede „Linie“ besteht aus einer Zahl von Strahlungen, deren Wellenlängen sich nur sehr wenig voneinander unterscheiden; im allgemeinen hat man eine gewisse Zahl von Hauptkomponenten und eine Reihe begleitender Satelliten gefunden. Vielleicht die vollständigste Auflösung von Linien in einem Spektrum ist von Lummer und Gehrcke<sup>2)</sup> (vgl. S. 243) für den Quecksilberdampf durchgeführt worden. Sie erhielten die folgenden Resultate:

1. Die weniger brechbare gelbe Linie  $\lambda = 5790$ ; eine mäßig breite Hauptlinie mit fünf klar abgetrennten Trabanten von verschiedener Breite und Helligkeit; zwei der Trabanten scheinen doppelt zu sein.

2. Die stärker brechbare gelbe Linie  $\lambda = 5730$ ; eine mäßig feine Hauptlinie, die sehr wenig heller ist, als ein sehr nah gelegener Trabant. Dann kommen drei Satelliten von geringerer Intensität und hierauf ein breiterer und schwächerer Trabant, der wahrscheinlich doppelt ist.

3. Hellgrüne Linie  $\lambda = 5461$ ; eine wahrscheinlich dreifache Hauptlinie, fünf helle und zwei schwache Trabanten, von denen einer doppelt zu sein scheint. (Vergl. jedoch S. 336.)

<sup>1)</sup> Neuerdings hat auch diese sich als eine enge Doppellinie herausgestellt.

<sup>2)</sup> Berl. Ber. 2. 11. 1902. Drude Ann. 10. 453. 1903.

4. Dunkelgrüne Linie  $\lambda = 4916$ ; eine Hauptlinie mit zwei oder mehr eng beieinander liegenden Trabanten.

5. Blaue Linie  $\lambda = 4350$ ; dieselbe besteht aus einer großen Anzahl sehr feiner scharfer Trabanten, die zu beiden Seiten der Hauptlinie liegen; Lummer und Gehreke zählten sieben, voraussichtlich sind es aber noch mehr.

6. Weniger brechbare violette Linie  $\lambda = 4078$ ; eine Hauptkomponente mit verwaschenen Kanten, sowie ein schmaler und ein breiter Trabant.

7. Stärker brechbare violette Linie  $\lambda = 4046$ ; eine diffuse doppelte Hauptlinie.

Die Methode, nach der Michelson zu seinen Resultaten kam, war ausführlich in Kapitel IX beschrieben, so daß nur diese selbst hier angegeben zu werden brauchen.

Wasserstoff. Bei Wasserstoff unter einem Druck von etwa 1 mm ist die rote Linie bei  $\lambda = 6563$  eine doppelte, deren zwei Komponenten ein Helligkeitsverhältnis von 7 : 10 besitzen. Der Abstand zwischen ihnen beträgt 0.14 Å.-E. und ihre Halbbreite 0.049 Å.-E. Die blaue Linie bei  $\lambda = 4860$  ist wieder doppelt mit dem gleichen Helligkeitsverhältnis der beiden Komponenten; ihr Abstand ist 0.08, ihre Halbbreite 0.057.

Sauerstoff unter verringertem Druck. Die orangerote Linie  $\lambda = 6158$  ist dreifach; die Komponenten haben ein Intensitätsverhältnis von 1 : 1 :  $\frac{1}{2}$  und ihre Abstände sind 1.51 resp. 0.84; ihre Halbbreite ist 0.027.

Natrium. Die Resultate, welche metallisches Natrium im Vakuumrohr ergab, waren so verschiedenartig, daß eine vollständige Untersuchung unmöglich wurde. Die folgenden Resultate wurden unter sehr niedrigem Druck bei einer Temperatur von 250° C erhalten. Die D-Linien sind beide zwei enge Paare, von denen jedes Paar einen Abstand von etwa 0.02 Å.-E. besitzt; die Intensitäten stehen beide Male etwa in dem Verhältnis von 10 : 8. Jede der Komponenten der doppelten gelbgrünen Linie von der mittleren Wellenlänge  $\lambda = 5889$  ist eine einfache Linie. Die orangerote Doppellinie bei  $\lambda = 6156$  scheint eine schwache Komponente zu besitzen und bei den Doppellinien  $\lambda = 5150$  und  $\lambda = 4982$  ist es ganz ähnlich.

Zink. Einige Untersuchungen wurden an Zinkdampf in Vakuumröhren gemacht, doch brachte die erforderliche Temperatur das Glas zum Schmelzen. Die rote Linie bei etwa  $\lambda = 6360$  ist einfach und hat eine Halbbreite von 0.013. Die blaue Linie bei etwa  $\lambda = 4811$  hat in einer Entfernung von nahezu 0.2 Å.-E. eine schwache Nebenlinie.

Kadmium liefert in einer Vakuumröhre bei einer Temperatur von 280° bei  $\lambda = 6439$  eine rote Linie, die ganz einfach ist, mit einer Halbbreite von 0.0065. Die grüne Linie  $\lambda = 5086$  ist eine enge Doppellinie mit dem Intensitätsverhältnis 5 : 1; der Abstand zwischen den Komponenten beträgt 0.022 und ihre Halbbreite 0.0048. Für die blaue Linie bei  $\lambda = 4800$  gilt das gleiche.

Thallium. Es wurde Thalliumchlorid in Vakuumröhren verwandt. Die grüne Linie liefert eine Sichtbarkeitskurve, die sich durch die Annahme erklären läßt, daß sie zwei Komponenten besitzt, von denen jede doppelt ist.

Quecksilber. Die gelbe Linie bei  $\lambda = 5790$  besitzt eine Nebenlinie von schwacher Intensität in einem Abstand von etwa  $0.24 \text{ \AA.-E.}$ ; die Linie selbst besteht aus einer Hauptkomponente mit einer schwachen Doppellinie nahe dabei. Die Intensitäten scheinen etwa in dem Verhältnis  $10 : 2 : 1$  zu stehen und die Abstände betragen  $0.12$  resp.  $0.012 \text{ \AA.-E.}$  Die gelbe Linie bei  $\lambda = 5770$  erscheint doppelt mit einem Intensitätsverhältnis der Komponenten von  $3 : 1$  und einem Abstand von  $0.019 \text{ \AA.-E.}$  Die grüne Quecksilberlinie  $\lambda = 5461$  ist die am meisten zusammengesetzte. Die konstituierenden Linien sind so fein, daß Michelson imstande war, seine Sichtbarkeitskurve auf  $400 \text{ mm}$  Weglänge auszudehnen. Die Kurve lehrte, daß die Linie wenigstens vierfach ist mit einer hellen Komponente und drei schwächeren. Die violette Linie bei  $\lambda = 4358$  scheint eine schwache Nebenlinie in der Entfernung von  $0.16 \text{ \AA.-E.}$  zu besitzen. Man darf nicht vergessen, daß Michelson diese Werte an seinen Sichtbarkeitskurven erhielt; wenn eine von ihnen für eine spezielle Lichtquelle aufgenommen war, so wurde eine Gleichung aufgestellt, die den Resultaten so nahe wie möglich kam, und aus dieser wurde die Verteilung der Intensitäten in der Lichtquelle berechnet. Fabry und Perot waren mit ihrem Interferometer imstande, die aufgelösten Linien wirklich zu sehen und ihre gegenseitigen Abstände zu messen, freilich nicht mit ihren Breiten. Apparat und Methode sind ausführlich in Kap. IX beschrieben; es folgen daher hier nur die Resultate.

Die grüne Linie des Thalliums bei  $\lambda = 5439$  ist dreifach; sie besitzt zwei gleich schwache Nebenlinien in einem Abstand von  $0.02$  resp.  $0.12 \text{ \AA.-E.}$  auf der roten Seite.

Der grüne Quecksilberstrahl ist dreifach, und der Abstand der beiden schwächeren Komponenten beträgt  $0.1$  resp.  $0.009 \text{ \AA.-E.}$  Beide Nebenlinien liegen auf der roten Seite der Hauptlinien. Der gelbe Strahl bei  $\lambda = 5791$  besitzt eine schwache Komponente auf der blauen Seite in einer Entfernung von  $0.14 \text{ \AA.-E.}$  Der gelbe Strahl bei  $\lambda = 5770$  hat in einer Entfernung von  $0.05 \text{ \AA.-E.}$  eine schwächere Nebenlinie.

Kadmium. Der rote Strahl ist vollständig einfach, aber der grüne ist doppelt mit einer schwachen Komponente auf der brechbareren Seite in einer Entfernung von  $0.03 \text{ \AA.-E.}$  Der blaue Strahl hat zwei schwache Nebenlinien gleicher Helligkeit, beide in der gleichen Entfernung von  $0.10 \text{ \AA.-E.}$

Diese Werte unterscheiden sich ein wenig von Michelsons Resultaten, doch haben Fabry und Perot gezeigt, daß ihre Messungen bei der Berechnung Kurven ergeben, die mit den Sichtbarkeitskurven Michelsons vollständig übereinstimmen.

Neue Arbeiten zeigen indessen, daß die Komplexität der Strahlungen noch größer ist, als sie bei diesen beiden Untersuchungen

gefunden wurde. Lummer und Gehrcke<sup>1)</sup> waren mit ihrem neuen Interferometer imstande, ein noch höheres Auflösungsvermögen zu erzielen und dadurch einen tieferen Einblick in die Linienstruktur zu gewinnen. Leider gestattet der Apparat keine Messungen; die Resultate der Beobachtungen wurden schon oben angegeben.

Gehrcke hat das früher benutzte Verfahren dadurch vervollkommen<sup>2)</sup>, daß er zwei Interferenzplatten nach Art der gekreuzten Prismen senkrecht zu einander von den Strahlen durchlaufen ließ. An Stelle der Linien entstehen dann Interferenzpunkte. Unter Benutzung zweier solcher gekreuzter Platten wies v. Baeyer<sup>3)</sup> nach, daß sich bei Quecksilber die Zahl der Trabanten von  $\lambda = 5461$  auf fünf reduziert.

**Breite der Spektrallinien.** Es ist seit langem bekannt, daß die Breite der Spektrallinien einer Substanz mit wachsendem Druck zunimmt; zuerst wurde die Erscheinung von Ångström<sup>4)</sup> im Jahre 1853 bei Wasserstoff beobachtet. Weitere Untersuchungen rühren von vielen anderen her, unter den frühesten wäre Wüllner<sup>5)</sup> zu nennen sowie Lockyer und Frankland<sup>6)</sup>. Daß aber die Linien nicht unendlich schmal werden, wenn der Druck sich dem Wert Null nähert, wurde in wertvollen quantitativen Messungen durch Michelson mit dem Interferometer nachgewiesen. Man findet zu Anfang von Kap. IX einen Bericht über die Methode, nach der Michelson die Sichtbarkeitskurven der Linien bestimmte und aus ihnen die „Halbbreite“ berechnete. Trägt man die Intensitätsverteilung einer Linie von endlicher Breite in einer Kurve ein, deren Abszissen  $x$  die Schwingungszahlen und deren Ordinaten irgend eine Funktion von  $x$  sind, so definiert Michelson die Halbbreite einer Linie als den Wert von  $x$ , für welchen die Funktion von  $x = 1/2$  ist. Er fand, daß die Intensitätsverteilung nicht wesentlich von der durch Maxwells Verteilungsgesetz geforderten abweichen kann, nämlich daß

$$\Phi(x) = e^{-p \frac{x^2}{a^2}},$$

wo  $e$  die Basis der natürlichen Logarithmen und  $p$  und  $a$  Konstanten sind.

Im Jahre 1889 zeigte Lord Rayleigh<sup>7)</sup>, daß vom Standpunkt der kinetischen Gastheorie die Bewegung des Moleküls in der Sehrichtung eine Verbreiterung der Spektrallinien hervorrufen muß. Wenn auch noch einige andere Erklärungen für die endliche Breite einer Linie aufgestellt worden sind, so hat doch Michelson nachgewiesen, daß der Doppler-Effekt<sup>8)</sup> wenigstens bei geringen Dichten die Hauptursache ist; er hat freilich dabei die Wirkung der Zusam-

1) Vgl. S. 313.

2) Ber. Deutsch. Physik. Ges. 7. 236. 1905.

3) Berl. Ber. 1037. 1905; vgl. auch Astrophys. Journ. 25. 276. 1907.

4) Pogg. Ann. 94. 141. 1855.

5) Pogg. Ann. 137. 339. 1869.

6) Proc. Roy. Soc. 17. 288. 1869; vgl. auch Schuster, Brit. Ass. Report. 1880, 277.

7) Phil. Mag. 27. 298. 1889; vgl. auch Chem. News 92. 107. 1905.

8) Eine Besprechung des Dopplerschen Prinzips findet man Kap. XVI.

menstöße vernachlässigt. In einer ersten Publikation<sup>1)</sup> gelangt Michelson, indem er von Rayleighs Gleichung ausgeht, zu dem Ausdruck

$$\Delta = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{\log_e 2}{\pi}} \cdot \frac{V}{v},$$

worin  $\Delta$  die Gangdifferenz (zwischen den zwei interferierenden Lichtstrahlen in seinem Apparat) ist, wenn die Sichtbarkeit auf die Hälfte des Wertes gesunken ist, den sie in der Mitte der Linie besaß;  $V$  bedeutet die Geschwindigkeit des Lichtes,  $v$  die Geschwindigkeit der Translation der Molekeln der Substanz und  $\lambda$  die Wellenlänge. Hieraus erhält man annäherungsweise:

$$\frac{\Delta}{\lambda} = 0.15 \frac{V}{v}.$$

Setzt man für Wasserstoff  $v = 2000$  m per Sekunde, so wird

$$\frac{\Delta}{\lambda} = 22500.$$

Vernachlässigen wir weiter die Temperaturdifferenz zwischen den verschiedenen untersuchten Substanzen, so dürfen wir annehmen, daß die Geschwindigkeit  $v$  umgekehrt wie die Quadratwurzel auf dem Atomgewicht variiert. Es wird also die Zahl der Wellen  $\left(\frac{\Delta}{\lambda}\right)$  in der Wegdifferenz, bei welcher die Sichtbarkeit auf  $1/2$  gesunken ist,  $22500 \sqrt{m}$  sein, wo  $m$  das Atomgewicht bedeutet. Michelson stellt die Resultate über die Struktur der Spektrallinien, die er erhielt, in folgenden Tabellen zusammen, welche sowohl die beobachteten wie die berechneten Werte von  $\frac{\Delta}{\lambda}$  enthalten.

Substanz	Atomgewicht	$\lambda$	$\Delta$	$\frac{\Delta}{\lambda}$ beob.	$\frac{\Delta}{\lambda}$ berechnet
Wasserstoff	1.0	656	19.0	30000	22500
"	1.0	486	8.5	18000	22500
Sauerstoff	16.0	616	34.0	55000	80000
Natrium	23.0	616	66.0	107000	108000
"	23.0	589	80.0	133000	108000
"	23.0	567	62.0	109000	108000
"	23.0	515	44.0	85000	108000
"	23.0	498	55.0	110000	108000
Zink	65.5	636	66.0	104000	182000
"	65.5	481	47.0	98000	182000
Kadmium	112.0	644	138.0	215000	238000
"	112.0	509	120.0	236000	238000
"	112.0	480	64.0	134000	238000
Quecksilber	200.0	579	230.0	400000	317000
"	200.0	577	154.0	270000	317000
"	200.0	546	230.0	420000	317000
"	200.0	436	100.0	230000	317000
Thallium	203.6	535	220.0	400000	322000

1) Phil. Mag. 31. 280. 1892.

In einer späteren Veröffentlichung<sup>1)</sup> gibt Michelson einige weitere Werte, bei denen er auch die eben angeführten wiederholt, doch drückt er hier die Größen als molekulare Geschwindigkeiten aus. In der folgenden Tafel bedeuten  $v_1$  die aus der Quadratwurzel des Atomgewichtes berechneten Werte und  $v_2$  die aus den Beobachtungen ermittelten  $\left(v = \frac{0.15 V \times \lambda}{\Delta}\right)$ .

Substanz	Atomgewicht	$v_1$	$v_2$
Wasserstoff . . . . .	1	2000	1500
Lithium . . . . .	7	800	1200
Sauerstoff . . . . .	16	500	800
Natrium . . . . .	23	400	400
Magnesium . . . . .	24	400	650
Eisen . . . . .	56	260	500
Kobalt . . . . .	59	260	560
Nickel . . . . .	59	260	500
Kupfer . . . . .	63	250	450
Zink . . . . .	65	250	450
Palladium . . . . .	106	190	250
Silber . . . . .	108	190	250
Kadmium . . . . .	112	190	220
Gold . . . . .	196	140	225
Quecksilber . . . . .	200	140	140
Thallium . . . . .	204	140	110
Wismut . . . . .	210	140	150

Man darf nicht übersehen, daß in diesen Tabellen die Temperatur unberücksichtigt geblieben ist, weil man ihre Werte nicht genügend kennt. Unter diesen Umständen ist die Übereinstimmung zwischen Theorie und Beobachtung überraschend gut.

Um überzeugend nachzuweisen, daß die Wirkung der Dichtigkeit in obigen Resultaten vernachlässigt werden durfte, bestimmte Michelson die Größe der Verbreiterung der Wasserstofflinien, welche durch Erhöhung des Druckes und infolgedessen bei wachsender Zahl molekularer Zusammenstöße auftrat. Diese Kollisionen bewirken eine Herabsetzung der regelmäßigen Schwingungen durch die mehr oder minder abrupten Wechsel von Phase, Amplitude oder Schwingungsebene und rufen hierdurch eine Verbreiterung der Linien hervor. Die „Halbbreiten“ der roten Wasserstofflinie bei verschiedenen Drucken ergaben folgende Werte:

Druck in mm	Halbbreite in A.-E.
90.0	0.128
71.0	0.116
47.0	0.095
23.0	0.071
13.0	0.056
9.0	0.053
3.0	0.050
0.5	0.048

<sup>1)</sup> Astrophys. Journ. **3**. 251 1896.

Diese Resultate lehren, daß unter einem Druck von 5 mm die Wirkung der Zusammenstöße vollständig aufhört, so daß mit abnehmendem Druck ein Grenzwert für die rote Wasserstofflinie (und ebenso für die anderen Linien) erreicht wird. Der Grenzwert der Breite ist durch den Doppler-Effekt bedingt, d. h. er hängt von der Substanz selbst ab und von ihrer Temperatur.

Michelson leitet einen Ausdruck für die Breite des Spektrums ab unter der Annahme, daß diese die Summe der einzelnen Breiten ist, welche herrühren: (1) von der Bewegung in Schichtung und (2) von der Begrenzung der freien Weglängen der Moleküle. Man erhält also  $b = \delta_1 + \delta_2$ , wo  $\delta_1$  und  $\delta_2$  die Breiten sind, die von (1) resp. von (2) herrühren.

Reden wir zuerst von der Bewegung in der Richtung des Beobachters.

Aus Rayleighs Formel<sup>1)</sup> wird, wenn man sie durch die Definition der Sichtbarkeit<sup>2)</sup> modifiziert:

$$\text{Sichtbarkeit} = e^{-\pi \left( \frac{\pi x}{\lambda} \cdot \frac{v}{V} \right)^2}.$$

Hierin bedeuten  $x$  die Wegdifferenz des Interferometers, d. h. die Abszisse der Sichtbarkeitskurve,  $v$  und  $V$  die Translationsgeschwindigkeiten der Moleküle und des Lichtes. Ist  $\mathcal{A}$  wieder, wie vorher, die Größe von  $x$ , für welche die Sichtbarkeit auf die Hälfte des Wertes gesunken ist, den sie besaß, als  $x = 0$  war, so wird

$$\mathcal{A} = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{\log_e 2}{\pi}} \cdot \frac{V}{v} \lambda.$$

Nun wurde bereits S. 215 gezeigt, daß die Halbbreite einer Linie gemessen in Schwingungszahlen, gleich  $\frac{\log_e 2}{\pi \mathcal{A}}$  oder in Wellenlängen gleich  $\frac{\log_e 2}{\pi \mathcal{A}} \lambda^2$  war. Man erhält also für die ganze Breite der Linie

$$\delta_1 = \frac{2 \log_e 2}{\pi \mathcal{A}} \lambda^2.$$

Substituiert man den obigen Wert von  $\mathcal{A}$  so wird

$$\delta_1 = 2 \sqrt{\pi \log_e 2} \cdot \frac{v}{V} \lambda$$

oder sehr angenähert

$$= 3 \frac{v}{V} \lambda.$$

1) A. a. O.

2) Siehe S. 211.



Für die zweite Ursache der Linienverbreiterung leitet Michelson den Ausdruck ab:

$$\delta_2 = \frac{\lambda^2}{\varrho} \cdot \frac{v}{V},$$

worin  $\varrho$  die freie Weglänge der Molekeln ist.

Beide Werte  $\delta_1$  und  $\delta_2$  zusammen ergeben

$$b = \frac{v}{V} \lambda \left( 3 + \frac{\lambda}{\varrho} \right).$$

Um den Einfluß der Veränderung durch Temperatur und Druck auf diese Größe zu bestimmen, setzt man  $v =$  der molekularen Geschwindigkeit bei der absoluten Temperatur  $\mathfrak{J}$  und  $v_0 =$  der entsprechenden Geschwindigkeit bei  $\mathfrak{J}_0$  ( $0^\circ \text{C}$ ),  $m =$  dem Molekulargewicht,  $d =$  der jeweiligen Dichtigkeit,  $d_0 =$  der Normaldichte bei  $\mathfrak{J}_0$  und schließlich  $\varrho =$  der freien Weglänge bei  $d_0$ . Man erhält dann

$$b = \frac{v_0}{V} \cdot \frac{\lambda}{\sqrt{m}} \cdot \frac{\sqrt{\mathfrak{J}}}{\sqrt{\mathfrak{J}_0}} \left( 3 + \frac{\lambda}{\varrho} \cdot \frac{d}{d_0} \right).$$

Wegen der Unvollständigkeit der Annahmen empfiehlt es sich, kein zu großes Gewicht auf die Werte der Konstanten zu legen. Doch kann man seine Schlüsse schon aus der verallgemeinerten Formel ziehen:

$$b = \sqrt{\frac{\mathfrak{J}}{m}} \cdot \lambda (a + b \lambda d).$$

Michelson prüfte die Formel experimentell und fand sie als eine sehr gute erste Annäherung an die Wirklichkeit. Folgende Punkte schienen ihm dadurch festgelegt:

1. Wenn der Druck unter ein Tausendstel einer Atmosphäre sinkt, so darf man den zweiten Klammerausdruck,  $b \lambda d$ , vernachlässigen.

2. Unter dieser Bedingung ist die Breite der Linie angenähert proportional der Quadratwurzel aus dem Molekulargewicht.

3. Die Breite nimmt mit der Temperatur in einem Verhältnis zu, das nicht sehr viel von dem der Quadratwurzel abweicht.

4. Mit wachsendem Druck nimmt die Breite nahezu linear zu.

5. Die Stärke dieser Zunahme variiert beträchtlich bei den verschiedenen Substanzen, doch ist die Zunahme im allgemeinen um so schneller, je geringer das Molekulargewicht wird, und während die allgemeinen Resultate kaum als Beweis dafür angesehen werden können, daß die Zunahme umgekehrt proportional der Quadratwurzel aus dem Molekulargewicht ist, so sind doch die Abweichungen von dieser Proportionalität nicht groß.

6. Bei niederen Drucken ist die Proportionalität mit  $\lambda$  nicht erwiesen, denn es sind ebensoviel Beispiele für eine Zunahme von  $\delta$  mit  $\lambda$  wie für eine Abnahme vorhanden.

7. Bei hohen Drucken nimmt die Breite mit der Wellenlänge zu, eine bestimmtes Gesetz ließ sich aber nicht aufstellen.

8. Die Natur des umgebenden Gases oder Dampfes ist von geringer Bedeutung.

Michelson behandelt ferner die Möglichkeit einer Verbreiterung durch eine direkte Modifikation der Schwingungsperiode der Atome infolge der Gegenwart benachbarter Moleküle. Er weist nach, daß bei Drucken unter einer Atmosphäre die freie Weglänge etwa hundertmal größer ist als der Radius der Wirkungssphäre der Moleküle. Daraus scheint zu folgen, daß die Zahl der freien Schwingungen ebenfalls wenigstens einhundertmal so groß ist als die, deren Periode durch Zusammenstoß modifiziert ist; es würde daher die Wirkung dieser modifizierten Schwingungen auf eine Verbreiterung der Spektrallinien entsprechend gering sein, außer bei großen Dichtigkeiten. Bei diesen größeren Dichten scheint es dagegen nicht unwahrscheinlich, daß der wechselseitige Einfluß der Moleküle eine große Bedeutung erlangt.

Dementsprechend zeigt Michelson für unsymmetrische Verbreiterung einer Linie, daß eine solche sich durch bestimmte Annahmen über das Gesetz der Wirkung der Moleküle auf die Geschwindigkeit und Intensität ihrer Schwingungen erklären läßt. Alle derartigen Linien müßten demnach, vom Druck 0 angefangen, sich zuerst symmetrisch verbreitern und die unsymmetrische Verbreiterung könnte erst auftreten, wenn der Druck sehr hoch geworden ist.

Schließlich macht Michelson eine sehr geistreiche Anwendung von seiner Gleichung für die Linienbreite auf die Bestimmung der Temperatur der höhnlichen Entladung durch Wasserstoff in einer Vakuumröhre. Er prüfte das Licht dieser Röhre in dem Interferometer und nahm die Sichtbarkeitskurve auf; dann erwärmte er die Röhre um  $250^{\circ}$  und zeichnete die Kurve wiederum. Im letzteren Falle war die Distanz, bei der eine Interferenz noch sichtbar war, nur dreiviertel so groß wie bei der niedrigeren Temperatur. Nimmt man diese zu  $50^{\circ} \text{ C} = 323^{\circ}$  absolut an, so betrug die zweite Temperatur etwa  $573^{\circ}$  absolut. Das entsprechende Verhältnis der molekularen Geschwindigkeiten ist etwa  $\sqrt{\frac{323}{573}} = \frac{3}{4}$ , was mit dem Experiment übereinstimmt. Wäre die erste Temperatur  $7000^{\circ}$  gewesen, so hätte die zweite höchstens  $7300^{\circ}$  und das Verhältnis der molekularen Geschwindigkeiten  $\sqrt{\frac{7000}{7300}} = 0.98$  betragen müssen; dies liegt so nahe an der Einheit, daß es nicht möglich gewesen wäre, die Änderung in den beiden Sichtbarkeitskurven zu entdecken.

**Die Länge der Linien.** Man beobachtet häufig, daß die relative Intensität bestimmter Linien in einem Metallspektrum sich ändert, wenn der Luftdruck oder die Art der Entladung gewechselt wird<sup>1)</sup>. Die Länge der Linien gibt uns einen deutlichen Hinweis, wie sie unter verschie-

---

1) Vgl. Schuster, Brit. Ass. Report. 1880. 288.

denen Umständen sich verhalten werden. Entwirft man das Bild des elektrischen Funkens zwischen Metallpolen mit einer Linse auf den Spalt eines Spektroskopes, so daß die Funkenrichtung parallel dem Spalt ist, so wird man sofort sehen, daß nicht alle Linien längs der ganzen Funkenbahn von einer Elektrode zur anderen übergehen. Lockyer und Frankland<sup>1)</sup> kamen zu dem Schluß, daß man aus der verschiedenen Länge der einzelnen Metalllinien, um welche diese sich von den Elektroden aus erstreckten, sich ein Urteil über ihr Verhalten im Sonnenspektrum bilden könne. Lockyer verfolgte diesen Gedanken in einer Reihe von Untersuchungen über die Länge der Linien in Funken- und Bogenspektren und erhielt einige sowohl für die Sonnenspektroskopie wie für die Kenntnis der Linien verschiedener Länge äußerst wichtige Resultate. In einer ersten Arbeit<sup>2)</sup> beobachtete er die Spektren vieler Metalle, unter ihnen Lithium und Natrium, Magnesium, Zink und Kadmium, Strontium und Barium, Blei, Antimon usw. Die Länge der Linien hängt nicht notwendigerweise von ihrer Stärke oder Helligkeit ab, denn viele schwache Linien sind sehr lang und viele starke Linien sehr kurz. Unter einer langen Linie ist daher nur eine Linie verstanden, die über die ganze Funkenbahn reicht, ganz unabhängig von ihrer Intensität; das entsprechende gilt für die kurzen Linien. Es soll hier ein Beispiel aus dem Spektrum des Zinns gegeben werden. Hier ist die Linie bei  $\lambda = 5630$  die längste von allen, doch ist sie nur schwach, während die Linien nahe dabei bei  $\lambda = 5588.5$  und  $\lambda = 5562.5$  viel heller, aber ganz kurz sind. Überlegen wir einen Augenblick die Verhältnisse, welche in dem elektrischen Funken in Luft zwischen Metallpolen bestehen müssen, so ist klar, daß wir unmittelbar an den Polen erhöhte Dichtigkeit des Metaldampfes und erhöhte Temperatur erwarten dürfen; wir sind daher zu der Annahme berechtigt, daß die kurzen Linien des Funkenspektrums in diesen Verhältnissen ihren Ursprung haben.

In der Mitte des Bogens sind offenbar diese Bedingungen in höherem Grade erfüllt als in dem Mantel. Es werden sich daher die verschiedenen Längen der Linien besser an einem horizontalen Lichtbogen nachweisen lassen, von dem man ein Bild auf den Vertikalspalt eines gewöhnlichen Spektroskops entwirft. Für ein Funkenbild ist dagegen diese Anordnung weniger geeignet. Von Schuster und Hemsalech und von Schenck<sup>3)</sup> wurde ja nachgewiesen, daß im Funken wechselnde Impulse vorhanden sind, die jeweils nur ein kurzes Stück in die Funkenbahn hineinreichen. Da die kurzen Linien gerade von ihnen herrühren und man sie von den anderen Linien aussondern muß, so muß man den Funken in seiner Längsrichtung beobachten. Man entwirft also ein vertikales Funkenbild auf dem Spalt und zwar genau parallel zu ihm.

In Fig. 152 ist ein Teil von dem Bogenspektrum des Eisens

1) Proc. Roy. Soc. **18**. 79. 1869.

2) Phil. Trans. **163**. 253. 1873.

3) Vgl. Kap. XII. S. 295.

abgebildet. Aus ihm sind die verschiedenen Längen der Linien deutlich zu ersehen.

Von den Resultaten <sup>1)</sup>, die Lockyer aus diesen Beobachtungen erhielt, sollen die folgenden erwähnt werden:

Bei Druckverminderung nehmen einige kurze Linien schnell an Länge ab und verschwinden, während die langen sichtbar bleiben und kaum beeinflußt werden. Z. B. fand sich für Zink, daß die Linien  $\lambda = 4924$ ,  $\lambda = 4911$  und  $\lambda = 4979$  stets verschwanden, sobald der Druck auf 30 mm sank. Gleichzeitig blieben die langen Linien  $\lambda = 4810$  und  $4721$  fast unbeeinflußt. Eine Druckerhöhung auf 34 mm genügte, um die verschwundenen Linien wieder erscheinen zu lassen.

Bei den Funkenspektren chemischer Verbindungen werden unter den gleichen Bedingungen nur die längsten Linien gesehen; die kurzen sind verschwunden; gleichzeitig bleiben die Luftlinien unbeeinflußt. Auch hier soll Zink als Beispiel dienen: Im Funkenspektrum von Zinkchlorid fehlen die hellen aber kurzen Zinklinien bei  $\lambda = 4923$  und  $\lambda = 4911$ , während die gleichen hellen langen Linien bei  $\lambda = 4809$ ,  $\lambda = 4721$  und  $\lambda = 4679$  vorhanden sind. Auch werden die längsten Aluminiumlinien in dem Funkenspektrum seines Chlorids gesehen (es sind das die Linien zwischen Fraunhofers H und K), während die hellsten Linien im Grün und Blau fehlen. Das gleiche ist auch in vielen anderen Fällen beobachtet.

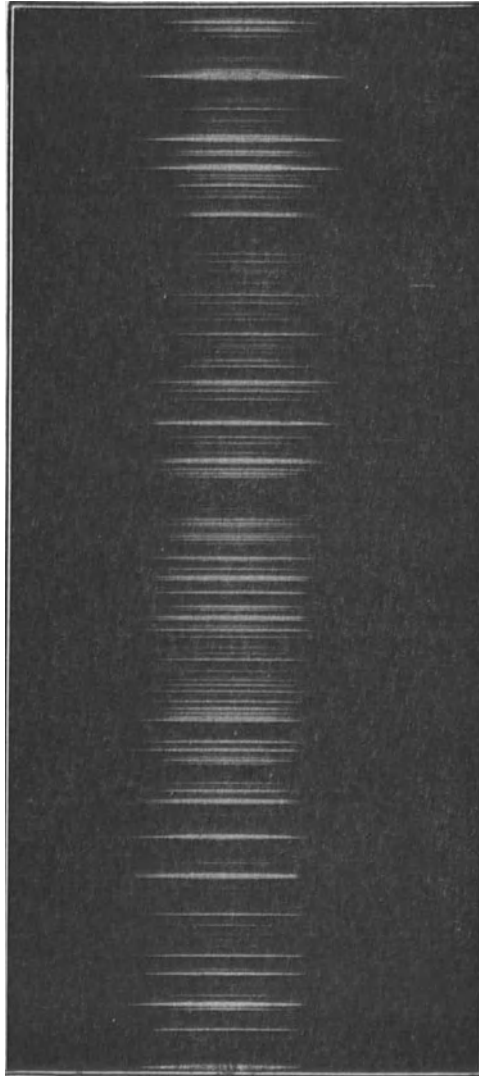


Fig. 152.

<sup>1)</sup> Phil. Trans. **163**. 253. 1873; **163**. 639. 1873; **164**. II. 479. 1874; **164**. II. 805. 1874.

Ebenso zeigte sich die Erscheinung bei den Haloiden von Blei, Strontium, Barium, Magnesium und Natrium, und zwar zeigte Lockyer, daß um so mehr kurze Metalllinien verschwinden, je leichter sich eine Verbindung dissoziiert. Läßt man also unter genau gleichen Bedingungen den Funken zwischen den Salzen eines Metalls übergehen, so kann man die Zahl der im Spektrum auftretenden Metalllinien oder die Länge der kürzesten sichtbaren Linien als Maßstab für die Instabilität des Salzes benutzen. Z. B. zeigt von den Haloiden des Blei das Fluorid sieben, das Chlorid neun, das Bromid sechs und das Jodid vier von den Linien des metallischen Bleies. Im übrigen bestimmen natürlich Temperatur und Funkenstärke die Zahl der sichtbaren Linien derart, daß bei den tiefsten Temperaturen nur die längsten Linien hervortreten, und dann um so mehr, je höher die Temperatur steigt, jedoch immer in der Reihenfolge ihrer Längen.

Dasselbe gilt für Legierungen. Sie verhalten sich genau wie chemische Verbindungen. Eine Legierung, die nur einen sehr geringen Zusatz des einen Bestandteiles besitzt, zeigt von diesem nur die längsten Linien. So kann man z. B. eine Magnesiumlegierung darstellen, welche nur eine einzige Magnesiumlinie aufweist, nämlich die längste, die das Magnesium überhaupt besitzt. Lockyer und Roberts-Austen<sup>1)</sup> bauten auf diesen Versuchen eine spektroskopische Methode der quantitativen Analyse von Legierungen auf.

A. de Grammont<sup>2)</sup> hat eine große Zahl dieser Linien, welche bei abnehmendem Prozentgehalt im Gemisch oder bei Variation der Bedingungen des Leuchtens am längsten sichtbar bleiben, bestimmt. Er nennt sie „raies ultimes“, Restlinien, und findet, daß es diejenigen sind, die einer starken Selbstinduktion am längsten widerstehen. Da es zugleich die Linien niedrigster Temperatur sind, so darf man sagen, daß eine Verringerung des Prozentgehaltes gewissermaßen einer Herabsetzung der Temperatur äquivalent sei.

Weiterhin kommt Lockyer durch einen Vergleich der erhaltenen Resultate mit dem Sonnenspektrum zu dem Schluß, daß ein Element, welches nur in geringen Mengen auf der Sonne vorkommt, im Spektrum auch nur seine längsten Linien zeigen darf. Als Beispiel dient das Aluminium. In dem Funkenspektrum von Aluminiumchlorid sieht man, wie schon oben erwähnt, nur die zwei längsten Linien, nämlich  $\lambda = 3962$  und  $\lambda = 3944$ . Diese beiden sind auch die einzigen Aluminiumlinien, die wir in dem Sonnenspektrum finden.

Weiter hat Lockyer gezeigt, daß auch bei verminderten Temperaturen nur die langen Linien sichtbar bleiben. Z. B. enthält das Bogenspektrum des Zinkes nicht die zwei oben erwähnten kurzen Funkenlinien bei  $\lambda = 4924$  und  $\lambda = 4911$ . Ebenso fehlen im Lichtbogen die kurzen Funkenlinien von Kadmium bei  $\lambda = 5377$  und  $\lambda = 5336$ , sowie die kurze Magnesiumlinie bei  $\lambda = 4481$ . Eine weitere Beobachtung ist, daß die längsten Linien im Bogen zuerst Selbst-

<sup>1)</sup> Phil. Trans. **164**. 495. 1874. Vgl. hierzu Nutting, Astrophys. Journ. **22**. 131. 1905.

<sup>2)</sup> Comptes rendus **144**. 1101. 1907.

umkehr<sup>1)</sup> zeigen. Es entspricht das der Erklärung der Erscheinung, die man sich gebildet hat, daß nämlich bei einigen Strahlen die äußeren Schichten des Metall dampfes um den Lichtbogen herum die von dem Kern ausgesandten Strahlen wieder absorbieren. Die Umkehrung der Linien verschiedener Spektren bildet den Gegenstand umfanglicher und wichtiger Untersuchungen von Liveing und Dewar. Sie bestätigen im wesentlichen die von Lockyer gefundenen Resultate.

**Mehrzahl von Spektren.** Daß dieselbe Substanz zwei vollständig verschiedene Spektren liefern kann, wurde bereits in dem Abschnitt erwähnt, welcher von der Füllung der Vakuumröhren mit Gasen handelt; hier wurde gesagt, daß bestimmte Gase das eine Spektrum geben, wenn sie durch gewöhnliche Entladung eines Induktors leuchtend werden, das andere Spektrum hingegen, sobald man eine Leydener Flasche der Vakuumröhre parallel schaltet. Die erste Untersuchung von Bedeutung wurde über die Frage der Mehrheit von Spektren durch Plücker und Hittorf<sup>2)</sup> veröffentlicht. Sie zeigten zuerst, daß die gleiche Substanz zwei verschiedene Spektren geben kann und prüften die Frage besonders am Stickstoff. Hier fanden sie, daß man mit einer Leydener Flasche ein helles Linienspektrum erhält, ein Bandenspektrum hingegen, wenn die gewöhnliche Entladung durch das Vakuumrohr geht. Man sieht auch noch ein zweites Bandenspektrum, welches nur in dem negativen Glimmlicht auftritt. Weiter kamen Plücker und Hittorf zu der Überzeugung, daß das positive Bandenspektrum des Stickstoffs aus zwei übereinander gelagerten Bandenspektren gebildet wird. Seit dem Erscheinen dieses Werkes ist von verschiedenen Seiten über die gleiche Frage gearbeitet und eine große Zahl von Fällen dieser Mehrzahl von Spektren beobachtet worden, jedoch ist ihre eigentliche Bedeutung auch heute noch unbekannt.

Die wichtigsten Fälle dieses Phänomens, die man bisher kennt, sind die des eben erwähnten Stickstoffs, ferner von Sauerstoff, Chlor, Brom und Jod. Bei dem Stickstoff erhält man die Bandenspektren sofort, wenn man die Induktorentladung durch eine Vakuumröhre hindurchschickt, welche Luft oder Stickstoff enthält. Der Kapillarteil der Röhre glüht dann in einem feinen Rosalicht, welches im Spektroskop das positive Bandenspektrum liefert. Es besteht in seiner Gesamtheit aus einer Reihe von Banden feiner Linien im Rot und Orange, welche eine sehr charakteristische Unterbrechung ihrer Regelmäßigkeit an einer Stelle im tiefen Orange zeigt; und ferner aus einer Bandenreihe in Blauviolett, wobei jedes Band nach der brechbareren Seite abfällt. Die Banden in Orange haben nicht das gleiche Aussehen wie die im Blau, und das war der Grund, warum Hittorf und Plücker zu der Überzeugung kamen, die zwei Teile gehörten verschiedenen Spektren an. Ja, es gelang ihnen sogar, eine Vakuumröhre mit Stickstoff anzufertigen, welche bei dem Durchgang des

<sup>1)</sup> Siehe S. 349.

<sup>2)</sup> Phil. Trans. **155**. 1. 1865; Neudruck z. 80. Geburtstag Hittorfs. 1904. Leipzig, J. A. Barth.

gewöhnlichen Funkens die Reihe von Banden im Rot zeigte, die sich mit steigender Intensität weiter nach dem Blau zu erstreckte; benutzten sie aber die Flaschenentladung, so ergab sich eine Bandenreihe im Blau, welche mit abnehmender Intensität sich nach der roten Seite erweiterte. Das Spektrum im blauen Glimmlicht um den negativen Pol ist von dem positiven Spektrum ganz verschieden; die Banden fallen zwar auch nach dem Blau zu, liegen aber an ganz anderen Stellen wie die positiven Banden und besitzen auch eine vollständig andere Struktur.

Im Anschluß an Plücker und Hittorfs Behauptung, daß das positive Spektrum in Wahrheit aus zwei übereinander gelagerten Spektren bestehe, möchte ich bemerken, daß ich wiederholt eine merkwürdige Beobachtung bei der Herstellung von Argon gemacht habe. Wenn man Argon zuerst aus der atmosphärischen Luft abtrennt, so enthält es stets noch eine kleine Menge Stickstoff, welche man dadurch entfernt, daß man das Gas mit Sauerstoff zusammenbringt und über Kalilauge Funken durch das Gemisch hindurchschickt. Der Stickstoff verbindet sich dabei mit dem Sauerstoff zu Oxyden, welche sich in der Kalilauge lösen. Der Überschuß von Sauerstoff wird dann durch Phosphor entfernt. Manchmal wurde die Funkenentladung nicht lange genug fortgesetzt und es blieb noch eine Spur von Stickstoff übrig. Füllte man dann die Vakuumröhre mit Gas, so trat der Stickstoff stark hervor. Das negative Bandenspektrum tritt nicht auf, vielmehr ausschließlich das positive. Es zerfällt jetzt in zwei Teile, die rote Bandenreihe in dem Kapillarteil, welcher in rein ziegelroter Farbe leuchtet, und die blauen Banden im negativen Glimmlicht. Argonlinien treten nicht auf.

Sauerstoff ist ein zweites Beispiel eines Elementes mit mehreren Spektren. Sie wurden von Schuster<sup>1)</sup> untersucht. Er beschreibt vier verschiedene Emissionspektren, und zwar folgendermaßen: Das „elementare Linienspektrum“ (zuerst von Plücker<sup>2)</sup> gezeichnet) erhält man bei der Flaschentladung durch Sauerstoff; der Name „elementares Linienspektrum“ wurde ihm gegeben, weil dieses Spektrum von Sauerstoff mit Funken von höchster Temperatur geliefert wird, man darf also annehmen, daß es einer mehr oder weniger dissoziierten Sauerstoffmolekel zukommt; es ist ein komplexes Linienspektrum. Ein zusammengesetztes Linienspektrum erhält man bei dem Durchgang der gewöhnlichen Entladung durch die Vakuumröhren. Dieses von Schuster entdeckte Spektrum ist einer eingehenden Untersuchung durch Runge und Paschen<sup>3)</sup> unterworfen worden. Es gelang ihnen, harmonische Reihen in ihm zu entdecken, und sie haben es daher als „Serienspektrum“ bezeichnet. Das dritte Spektrum Schusters ist das kontinuierliche Spektrum; er fand es in dem Phosphoreszenzlicht, welches in den weiten Teilen der Vakuumröhre auftritt, wenn eine sehr schwache Entladung hindurchgeht. Ich meinerseits halte es für zweifelhaft, ob man diese Leuchterscheinung

1) Phil. Trans. **170**. 37. 1879.

2) Pogg. Ann. **107**, 518. 1859.

3) Wied. Ann. **61**. 641. 1897 und Astrophys. Journ. **8**. 70. 1898.

wirklich dem Sauerstoff zuschreiben darf, weil sie nicht auftritt, wenn man jede Beimengung von Stickstoff sorgfältig vermeidet. Ist der Sauerstoff ganz rein, so sieht man kein Leuchten, die Gegenwart der kleinsten Menge Stickstoff genügt aber, um es hervorzurufen. Das vierte Sauerstoffspektrum wurde zuerst von Wüllner<sup>1)</sup> genau beschrieben, es ist das des negativen Glimmlichtes und ist ein Bandenspektrum mit drei Banden im Rot und zwei im Grün; diese Banden lassen sich in Linien auflösen.

Außer diesen haben wir noch zwei Absorptionsspektre. Das eine von ihnen gibt die A, B und a Bänder im Sonnenspektrum, ein zweites wurde von Jansen<sup>2)</sup> entdeckt. Ferner können wir das Absorptionsspektrum des Ozons<sup>3)</sup> hier mit einschließen, so daß dem Sauerstoff 6—7 Spektre zukommen.

Von den Halogenen ist Jod am genauesten untersucht; es liegt eine ausführliche Arbeit darüber von Konen<sup>4)</sup> vor.

Zu den hier zu erwähnenden Substanzen gehören auch die neuen einatomigen Gase Argon, Krypton und Xenon. Sie geben zwei vollständig verschiedene Linienspektre, je nachdem man die gewöhnliche Entladung oder die Flaschenentladung benutzt. Ferner sind die viel besprochenen Spektren von Kohlenstoff und Wasserstoff zu nennen, von denen besonders das erste Anlaß zu vielen Kontroversen gegeben hat. Der Raum gestattet nicht, näher auf die Streitfrage einzugehen, doch findet sich eine ausgezeichnete Zusammenstellung in Schusters Report<sup>5)</sup> vom Jahre 1880 über die Spektre der Metalle. Man kennt folgende Spektre: Ein Linienspektrum, ein Bandenspektrum, welches als das Kohle- oder Swanpektrum (nach seinem Entdecker) bekannt ist, ein zweites Bandenspektrum, welches gewöhnlich das Kohlenoxydspektrum genannt wird, und ein drittes Bandenspektrum, welches man das Kohlennitrid oder Cyanspektrum zu nennen pflegt. Der Kampf galt hauptsächlich dem Swanpektrum; es unterliegt keinem Zweifel, daß das erste oder Linienspektrum vom Kohlenstoff selbst herrührt, und daß das letzte dem Cyan angehört. Man kann diese Spektren beide beobachten, das Linienspektrum beim Durchgang einer Flaschenentladung durch Kohlenmonoxyd oder -dioxyd, das Swanspektrum am Fuß jedes Lichtes oder jeder Gasflamme oder am besten in dem inneren Konus eines nicht leuchtenden Bunsenbrenners. Das dritte sieht man beim Durchgang der gewöhnlichen elektrischen Entladung durch Kohlendioxyd in einer Vakuumröhre und das vierte in der Cyanflamme in Luft oder besser in dem Spektrum des elektrischen Lichtbogens zwischen Kohleelektroden in Luft, wo es zugleich mit dem Swanspektrum erscheint.

Die Schwierigkeit bei dem Swanspektrum lag bis vor kurzem in der Frage, ob es vom Kohlenstoff selbst oder von einem Kohlen-

1) Pogg. Ann. **144**. 481. 1872.

2) Brit. Ass. Report 1888. S. 547.

3) Hartley, Trans. Chem. Soc. **39**. 57. 1881. Vgl. hierzu auch Ladenburg und Lehmann, Verh. d. Deutsch. Physik. Ges. **4**. 125. 1906.

4) Wied. Ann. **65**. 257. 1898.

5) Brit. Ass. Report 1880. S. 258.



wasserstoff herrührt. Trotz einer großen Zahl von Versuchen wurde die Frage niemals endgültig entschieden. Das zweite Bandenspektrum wurde dem Kohlenmonoxyd zugeschrieben, weil sowohl dieses Gas wie auch Kohlendioxyd dasselbe in Vakuumröhren zeigten und man von der Kohlensäure weiß, daß sie die weniger stabile Verbindung von den beiden ist. Indessen habe ich im Jahre 1892 gefunden, daß eine mit absolut reinem Kohlenmonoxyd gefüllte Röhre das Swanspektrum und nicht das zweite Bandenspektrum liefert, daß aber die geringsten Mengen von Sauerstoff ausreichen, um es zum Verschwinden zu bringen und das zweite Bandenspektrum auftreten zu lassen. Es war sofort klar, daß auf dieser Basis die Erklärung erfolgen konnte: das Linienspektrum war das Spektrum des Elementes Kohlenstoff, das Swanspektrum dasjenige von Kohlenmonoxyd und das zweite Bandenspektrum das Spektrum des Kohlendioxyds, denn es war von einem Gemisch von Kohlenmonoxyd mit Sauerstoff und ebenso von Kohlendioxyd selbst geliefert. Aus diesen Gründen bezeichnete ich in einer Bemerkung über die Spektren von Gasgemischen<sup>1)</sup> das zweite Bandenspektrum als dasjenige des Kohlendioxyds. Smithells<sup>2)</sup> griff die Frage von einer anderen Seite, nämlich der der Verbrennung, an. Er machte Versuche über die Spektren der beiden Gase in Vakuumröhren und zeigte, daß man das Swanspektrum in Kohlenmonoxyd erhält, wenn es absolut rein ist. Es muß vorausgeschickt werden, daß der Versuch äußerst mühsam auszuführen ist, wegen der Schwierigkeit, absolut reines Kohlenmonoxyd darzustellen. Am besten geschieht es durch die Wirkung starker Schwefelsäure auf starke Ameisensäure. Beide Säuren werden eine Zeitlang im Vakuum gehalten; um die gelöste Luft abzugeben. Eine starke Proberöhre wird sorgfältig mit heißer Chromsäure und Wasser gereinigt, sorgfältig getrocknet, dann mit filtriertem Quecksilber gefüllt und über einer Schale mit demselben Metall umgestülpt. Diese Maßregeln sind nötig, um sicherzustellen, daß sich keine Luft in der Röhre zwischen Quecksilber und Glas befindet. Mit Hilfe einer geeigneten Pipette wird hierauf etwas Schwefelsäure in die Röhre gebracht und danach einige Tropfen Ameisensäure. Hieraus entwickelt sich eine kleine Menge Kohlenmonoxydgas, welche nun in der S. 308 ff. angegebenen Weise in die Vakuumröhre eingeführt werden kann. Beobachtet man diese Vorsichtsmaßregeln, so zeigt die Entladung eine glänzend grüne Farbe und man erhält immer das Swanspektrum. Es scheint demnach, daß Smithells berechtigt war, zu schließen, daß das Swanspektrum und das sogenannte Kohlenoxydspektrum dem Monoxyd resp. dem Dioxyd des Kohlenstoffs zukommen. Weiter ist gezeigt worden, daß wenn eine Vakuumröhre mit reinem Cyan gefüllt ist, nur das Cyan-Bandenspektrum erhalten wird, ohne eine Spur des Swanspektrums, und daß die Gegenwart von Sauerstoff nötig ist, um die Bandenspektren zum Erscheinen zu bringen<sup>3)</sup>. Außerdem hat auch

1) Phil. Mag. (5) **35**. 200. 1893.

2) Phil. Mag. (6) **1**. 476. 1901.

3) Baly und Syers, Phil. Mag. (6) **2**. 386. 1901.

Konen<sup>1)</sup> (vergl. S. 300) den Versuch gemacht, dieselbe Frage zu lösen durch Untersuchung des Spektrums des Lichtbogens zwischen Kohlepolen unter der Oberfläche sauerstoffreier Flüssigkeiten. Freilich erzielte er keinen Erfolg, doch gibt er auch zu, daß seine Versuche nicht entscheidend waren.

Wasserstoff ist ein Gas mit zwei Spektren, von denen das eine ein einfaches Linienspektrum bildet, das jedem der mit Vakuumröhren arbeitet, geläufig ist; es besteht aus vier Linien im sichtbaren Gebiet. Das andere Spektrum ist ein „sekundäres“ Linienspektrum<sup>2)</sup>. Auch dieses tritt in Vakuumröhren, die mit Wasserstoff gefüllt sind, auf; es bestehen aber Zweifel darüber, ob es wirklich dem Wasserstoff zukommt; neuere Untersuchungen von Schuster scheinen vielmehr darauf hinzuweisen, daß dieses Spektrum von dem Wasserdampf herrührt<sup>3)</sup>.

Ein weiteres Beispiel für diese Mehrzahl von Spektren verdient noch Erwähnung; das sind die wundervoll gebänderten Flammenspektren gewisser Metalle, die von Hartley und Ramage beschrieben sind; eingehender sind sie von Basquin in dem elektrischen Bogen zwischen Metallpolen in einer Atmosphäre von Wasserstoff gemessen worden. Es besteht wohl kein Zweifel, daß sie den Metallen selbst zukommen. Basquin vermutet eine Metallwasserstoffverbindung, doch scheint sehr wenig über sie bekannt zu sein.

Diese Beispiele von mehrfachen Spektren reichen aus, um zu zeigen, welch interessantes Arbeitsgebiet hier noch vorliegt; bis jetzt hat man noch keine Erklärung für die seltsamen Tatsachen, die ich beschrieben habe, gefunden, und es ist noch Raum für eine große Entdeckung unserer Kenntnisse in dieser Richtung.

**Die Umkehrung der Spektrallinien.** Unter der Umkehrung einer Spektrallinie wird der Vorgang verstanden, durch den die Linie schwarz auf hellem Hintergrund erscheint. Diese Umkehrung kann man auf zwei Wegen erhalten; erstens, indem man einen Lichtstrahl von einem leuchtenden Körper durch den Dampf derselben Substanz hindurch gehen läßt, man sieht dann die Absorption oder die umgekehrten Linien auf einem kontinuierlichen Spektrum als Hintergrund; zweitens, wenn die Mitte einer glühenden Dampfmasse von größerer Dichtigkeit ist, als die Außenschicht, wie dies z. B. im Lichtbogen der Fall ist. Dann senden die mittleren Teile wegen ihrer erhöhten Dichte eine verbreiterte Linie aus, der Mantel aber absorbiert wegen seiner geringeren Dichtigkeit nur einen Teil dieser Strahlen, und zwar entsteht eine feine schwarze Linie in der Mitte einer breiteren hellen Linie. Diese Umkehrung rührt von dem Dichtigkeitsunterschied der beiden Schichten her; wären Emission und

1) Ann. der Phys. 4. 742. 1902.

2) Plücker bezeichnet die aus breiten Streifen bestehenden Spektren als „Spektren der ersten Ordnung“ und die, welche feine helle Linien auf dunklem Grunde zeigen, nennt er „Spektren der zweiten Ordnung“.

3) M. A. Dufour (Ann. chim. phys. (8). 9. 361. 1906) weist nach, daß der Unterschied in dem verschiedenen Grade von Dissociation des Wasserstoffs zu suchen ist.

Absorption gleich groß, so würde überhaupt keine Linie erscheinen. Dieses Phänomen ist unter dem Namen Selbstumkehr bekannt, es

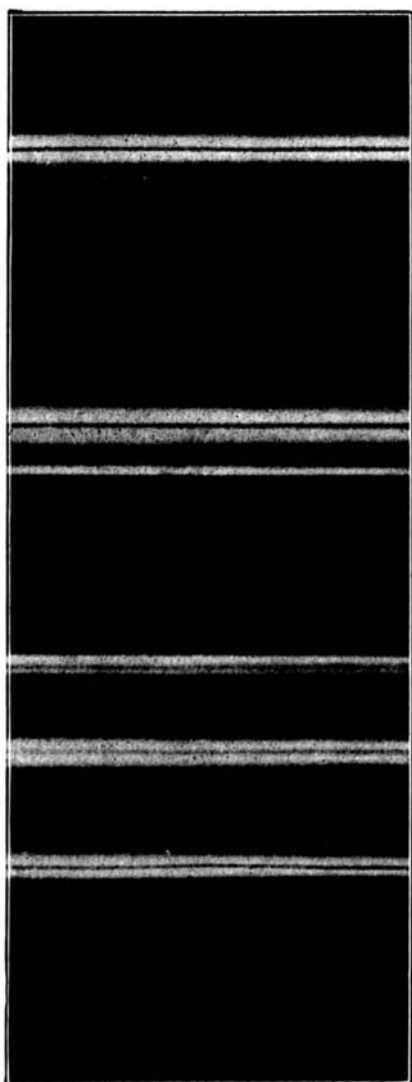


Fig. 153.

tritt besonders häufig in den Bogenspektren auf, wo die nötigen Bedingungen meistens erfüllt sind. Die ultravioletten Strahlen kehren sich im allgemeinen am häufigsten um und so wird man in den Photographien des Eisenbogens zumeist für die Hauptlinie im Ultraviolett Selbstumkehr finden.

Über dieses Kapitel ist von Liveing und Dewar und von Lockyer viel gearbeitet worden. Es ist nicht nötig, auf alles einzugehen, doch sollen einige Beobachtungen über Selbstumkehr hier Erwähnung finden. Man wird fast immer finden, daß sie bei den Linien des Ultraviolett ihren Anfang nimmt und sich dann in das sichtbare Gebiet ausdehnt, je günstiger die Bedingungen werden. Doch machen Liveing und Dewar<sup>1)</sup> darauf aufmerksam, daß dies nicht für Lithium gilt, daß hier vielmehr die Linien sich in der Reihenfolge: rot, orange, blau, grün, violett umkehren.

In Zusammenhang hiermit ist die Entdeckung von Sternen, welche helle und dunkle Linien nebeneinander besitzen, äußerst interessant. Seit Wolf und Rayet im Jahre 1867 zuerst die Existenz dreier solcher Sterne

<sup>1)</sup> Proc. Roy. Soc. **35**. 76. 1883.

entdeckten, ist eine große Zahl neu gefunden worden. Sie zeigen das Wasserstoffspektrum und erst vor kurzem fand Campbell<sup>1)</sup> auf der Lick-Sternwarte, daß die Wasserstofflinien teils hell, teils dunkel sind; es sind nämlich  $H\alpha$  und  $H\beta$  hell, alle anderen umgekehrt<sup>2)</sup>.

Bei der Photographie des Bogenspektrums von Eisen findet man, besonders in den höheren Ordnungen eines Gitters, sehr viele Linien mit Selbstumkehr; auf dem Negativ erscheinen sie als schwarze Linien mit einer sehr feinen durchsichtigen Mittellinie. Ist die Linie symmetrisch umgekehrt, so läßt sich ihre Mitte leicht messen, indem man das Fadenkreuz des Okulars auf die Mitte des umgekehrten Teiles einstellt. In einigen Fällen wurden aber auch unsymmetrische Linien umgekehrt und man erhält dann eine unsymmetrische Umkehrung. Das kann Anlaß zu beträchtlichen Fehlern in der Lagebestimmung der Linien geben, wenn man bei der Einstellung des Fadenkreuzes nicht genügend sorgfältig vorgeht. Ist der Dampf der Substanz im Bogen sehr dicht, d. h. wenn man sehr viel Substanz verwendet, so tritt gelegentlich eine mehrfache Umkehr auf. Jewell<sup>3)</sup> erklärt diese durch das Vorhandensein einer Reihe von konzentrischen Dampfschichten von maximaler und minimaler Dichtigkeit rund um den Lichtbogen. Eine Photographie von Jewell zeigt vier Umkehrungen der Magnesiumlinie bei  $\lambda = 2852$ . Kayser neigt mehr zu der Annahme, daß diese Wirkung auf der Platte die Folge einer Reihe von Stellungsänderungen der Platte sei. Doch sagen Liveing und Dewar, daß sie den Effekt mit dem Auge gesehen haben. In Fig. 153 ist ein Teil des Bogenspektrums von Eisen wiedergegeben. Die Figur ist die Vergrößerung einer Aufnahme aus dem Spektrum zweiter Ordnung, welches das Rowland-Gitter des University College in London entworfen hat. Eine Vorstellung von dem Maßstab erhält man durch die daneben geschriebenen Wellenlängen. Man erhält nahezu 1 cm für 1 Å.-E. Die Selbstumkehrung ist an den vier Hauptlinien deutlich zu sehen.

---

1) Astrophys. Journ. **2**. 177. 1895; ebenso Scheiner, Astronomische Spektroskopie.

2) Vgl. auch Kayser, Astrophys. Journ. **14**. 313. 1901.

3) Astrophys. Journ. **3**. 96. 1896.

## Vierzehntes Kapitel.

### Der Zeeman-Effekt.

Im Jahre 1896 beobachtete Zeeman, wenn er einen Bunsenbrenner mit einer kleinen Menge von Natriumchlorid zwischen die Pole eines kräftigen Elektromagneten brachte und das Spektrum beobachtete, daß bei Stromschluß die D-Linien verbreitert erschienen und erst nach dem Öffnen des Stromes wieder ihr altes Aussehen gewannen. Das gleiche zeigte sich bei den umgekehrten D-Linien, die er in der gewöhnlichen Weise durch Absorption erhielt. Dies Phänomen ist, wie Zeeman zeigte, eine natürliche Folge der H. A. Lorentz'schen Theorie der elektromagnetischen Strahlung. In dieser Theorie wird angenommen, daß das chemische Atom sich aus einer Zahl kleiner, elektrisch geladener Teilchen von bestimmter Masse, Elektronen genannt, aufbaut, welche um ein gemeinsames Zentrum schwingen, und daß das Licht in transversalen Ätherschwingungen besteht, welche durch die Oszillationen dieser Elektronen ausgelöst werden. Bringt man eine Substanz in ein Magnetfeld, so werden die Bewegungen der Elektronen derart beeinflusst, daß sie Änderungen ihrer Schwingungsperiode erleiden. Zeeman zeigte als einfaches Resultat dieser Theorie, daß die Bewegungen der Elektronen sich in drei Komponenten zerlegen lassen, von denen die eine parallel zu den magnetischen Kraftlinien gerichtet ist, die beiden anderen rechtwinklig zu ihnen; diese beiden lassen sich wiederum in zwei kreisförmige Bewegungen (recht- und linkshändig) um eine den Kraftlinien parallele Achse zerlegen. Offenbar wird die erste geradlinige Bewegung nicht durch das magnetische Feld beeinflusst, hingegen werden die beiden Zirkularbewegungen verändert, die Periode der einen wird verkürzt, die der anderen verlängert. Sind die Kraftlinien gegen den Beobachter gerichtet und tragen die Elektronen negative Ladung, so wird die rechtshändige Bewegung verzögert und die linkshändige beschleunigt. Es ist daher leicht, die Wirkung auf die Spektrallinien vorher zu sagen.

Zunächst soll die Wirkung betrachtet werden, welche in Richtung der Kraftlinien auftritt, wenn die Lichtquelle in einem starken Magnetfeld sich befindet. Unter diesen Umständen kann die erste Komponente der Elektronenbewegung, d. h. die Summe derjenigen Elektronen, die sich parallel den Kraftlinien bewegen, dem Beobachter kein Licht senden, da diese Elektronen sich nicht transversal zur Sehrichtung bewegen. Wenn also die Teilchen sich in dieser Richtung hin- und herbewegen, so veranlassen sie Lichtwellen, welche rechtwinklig zu dem Beobachter verlaufen, nicht aber zu ihm hin. Andererseits lassen die zwei zirkularen Komponenten zwei zirkularpolarisierte Strahlen entstehen, von denen der eine im Magnetfeld verzögert, der andere beschleunigt wird. Die resultierenden zirkular polarisierten Strahlen werden daher verschiedene Schwingungsdauern besitzen und man kann beide mit einem genügend starken Spektroskop getrennt sehen. Da das Magnetfeld den einen Strahl genau so stark beschleunigt, wie es den anderen verzögert, so müssen wir im Spektroskop anstatt der einen eine Doppellinie sehen, deren Komponenten nach beiden Seiten den gleichen Abstand von der Stelle der ursprünglichen Linie besitzen, und von denen die eine rechts-, die andere linkszirkular polarisiert ist.

Blickt man nun zweitens senkrecht zu der Richtung der Kraftlinien, so werden alle drei Komponenten wirksam sein. Die erste Komponente, also die parallel der magnetischen Kraft schwingenden Elektronen, läßt in dieser Richtung planparallele polarisierte Strahlen entstehen. Da diese Elektronenbewegung durch das Magnetfeld nicht beeinflußt wird, so bleibt die Schwingungsdauer dieselbe, wie vorher. Auf die beiden zirkularen Komponenten sieht man jetzt von der Seite, die Elektronen werden also jetzt eine Wirkung ausüben, als ob sie einfach auf und nieder oder rechtwinklig zu den Kraftlinien sich bewegten; sie lassen also zwei planpolarisierte Lichtwellen entstehen, deren Schwingungsrichtung senkrecht auf den Kraftlinien steht. Da wie vorher die beiden Zirkularbewegungen nicht dieselbe Periode behalten, die eine vielmehr ebensoviel beschleunigt wie die andere verzögert wird, so muß der Beobachter senkrecht zu den Kraftlinien jede Spektrallinie sich symmetrisch in drei Linien zerspalten sehen. Dabei werden alle drei Linien parallel polarisiert sein, die Polarisationsebene der beiden äußeren Komponenten wird jedoch parallel zu den Kraftlinien, die der mittleren Komponente senkrecht zu denselben liegen.

Mit dem Apparat, der Zeeman<sup>1)</sup> zur Verfügung stand, war er nicht imstande, die Spektrallinien in Doppellinien und Triplets zu zerlegen, doch fand er, daß die Linien breiter wurden und daß ihre Kanten genau in der von der Theorie vorhergesagten Weise polarisiert waren. Um das Licht längs der Kraftlinien zu beobachten, benutzte er einen Elektromagnet mit durchbohrten Polschuhen und stellte ihn so, daß die Achsen der Löcher und die Mitte des Beugungsgitters sich auf derselben Geraden befanden. Zwischen Gitter und

1) Phil. Mag. (5) 43. 226. 1797.

Okular wurde eine Viertelwellenlängen-Glimmerplatte eingeschoben, um das zirkular polarisierte in linear polarisiertes Licht zu verwandeln; außerdem ein Nicolsches Prisma. Platte und Prisma stellte Zeeman so gegeneinander, daß rechtshändig zirkular polarisiertes Licht ausgelöscht wurde. Dann wurde das Fadenkreuz auf den noch sichtbaren Teil der Linie eingestellt. Bei Umkehr der Stromrichtung im Elektromagneten bewegte sich die Spektrallinie zur Seite. Nun war ohne Glimmerplatte und Nicol eine verbreiterte Linie gesehen worden, Platte und Nicol löschten davon den rechtwändig zirkular polarisierten Teil aus; drehte man also die Stromrichtung um, so wechselte damit der rechtsgedrehte Rand der Linie, es verdunkelte sich also die andere Seite, und die Linie erlitt anscheinend eine Verschiebung. In gleicher Weise vermochte Zeeman zu zeigen, daß bei Beobachtung senkrecht zu den Kraftlinien die dann auftretende verbreiterte Linie an ihren Kanten planpolarisiert war und zwar senkrecht zur Längsrichtung der Linie. Michelson<sup>1)</sup> wies mit seinem Interferometer nach, daß die Komponenten der Linie sich wirklich trennen ließen, und später gelang es Zeeman<sup>2)</sup> bei der Kadmiumlinie  $\lambda = 4800$  mit einem Gitterspektroskop sowohl die magnetische Verdoppelung wie das Triplet zu beobachten<sup>3)</sup>.

In einer späteren Schrift veröffentlichte Zeeman<sup>4)</sup> einige Messungen zwischen den äußeren Komponenten einiger Triplets, die er bei Beobachtung senkrecht zu den Kraftlinien gemacht hatte. Er verwendete die scharfen Spektren von Zink, Kadmium, Kupfer und Zinn, welche er bei dem Durchgang von Flaschenentladungen zwischen Elektroden aus dem betreffenden Metall erhielt, wenn die Polschuhe des Magneten so nahe, wie es ohne Störung des Lichtbogens möglich war, an die Funkenstrecke herangebracht waren. Das entstehende Triplet wurde photographiert, die mittlere Komponente jedoch durch einen Nicol ausgelöscht, damit die äußeren Komponenten ohne Berührung zurückblieben und daher leichter meßbar waren. Zeeman fand, daß die Trennung von Linie zu Linie selbst in dem gleichen Spektrum verschieden war; z. B. war bei den drei Zinklinien  $\lambda = 4811$ ,  $\lambda = 4722$  und  $\lambda = 4680$  die Trennung gleich 0,8, 0,9 und 1,1 Å.-E., hingegen bei den drei Linien  $\lambda = 3345$ ,  $\lambda = 3303$  und  $\lambda = 3282$  unterhalb der Beobachtungsgrenze. Zeeman wies dabei auf die bemerkenswerte Tatsache hin, daß die drei ersten Linien der zweiten Unterserie, die drei letzten dagegen der ersten Unterserie (vgl. Kap. XV) angehören. Ganz entsprechende Resultate ergaben sich bei den anderen genannten Metallen.

Preston<sup>5)</sup>, der mit einem großen Rowlandgitter arbeitete, fand, daß man das „normale Triplet“ keineswegs immer erhält, wenn

1) Phil. Mag. (5) **44**. 109. 1896.

2) Phil. Mag. (5) **44**. 55 und 255. 1897.

3) Neuerdings ist es Zeeman (Physik. Zeitschr. **9**. 209. 1908) gelungen, die Methode von Fabry und Perot für die magnetische Auflösung der Spektrallinien anwendbar zu machen.

4) Phil. Mag. **45**. 197. 1898.

5) Phil. Mag. **45**. 325. 1898.

man eine Linie senkrecht zu den Kraftlinien beobachtet, daß vielmehr häufig zwei, vier und sechs Linien auftreten. Die Analyse mit dem Nicol zeigte indessen, daß man sie immer als aus dem normalen Triplet entstanden betrachten kann, die Doppellinie durch Absorption der Mittellinie, die vierfache entweder durch Verdoppelung der Mittellinie oder durch Absorption der Mitte und Verdoppelung der beiden äußeren Komponenten, und die sechsfache Linie durch Verdoppelung aller drei Linien des Triplets. Bedeutet  $\lambda$  die Wellenlänge einer Linie und  $d\lambda$  die Differenz der Wellenlängen zwischen den äußeren Komponenten eines Triplets in einem Magnetfeld von der Stärke  $H$ , so leitet Preston ab, daß in elektromagnetischen Einheiten

$$\frac{d\lambda}{\lambda^2} = \frac{e}{m} \cdot \frac{H}{2\pi v}$$

ist. Hierin ist  $e$  die Ladung eines Ions,  $m$  seine Masse und  $v$  die Lichtgeschwindigkeit. Die Gleichung besagt, daß der in Schwingungszahlen ausgedrückte Abstand zwischen den beiden äußeren Komponenten eines Triplets proportional der magnetischen Kraft ist, und zweitens, daß in einem konstanten Feld dieser Abstand der gleiche

sein muß für alle Linien, für welche  $\frac{e}{m}$  unverändert ist. Als Resultat seiner Beobachtungen an Magnesium, Zink und Kadmium vermochte Preston diese Folgerung zu bestätigen. Er fand nämlich, daß  $\frac{d\lambda}{\lambda^2}$

konstant bleibt für alle Linien der natürlichen harmonischen Reihe, welche Kayser und Runge sowie Rydberg gefunden haben, und weiter, daß der Ausdruck ebenfalls für korrespondierende Linien in den homologen Spektren verschiedener Substanzen unverändert bleibt. Weiter beobachtete er, daß die magnetische Wirkung auf Linien verschiedener Reihen einen verschiedenen Charakter besitzt. So wird bei der natürlichen Tripletreihe von Magnesium, Zink und Kadmium die erste im Magnetfeld ein unscharfes und vermutlich komplexes Triplet, die zweite wird vierfach, die dritte ein reines Triplet.

Vor der Erörterung neuerer Resultate sollen hier die Versuchsmethoden angegeben werden. Der wichtigste Punkt ist die Benutzung eines sehr kräftigen Elektromagneten, auch müssen die Polschuhe sehr nahe aneinander gebracht werden, um ein möglichst starkes Feld zu erzielen, denn die Trennung der Komponenten einer Linie ist der Stärke des Magnetfeldes direkt proportional. Die allgemeine Theorie des Halbringelektromagneten und seine besten Konstruktionsbedingungen sind von du Bois<sup>1)</sup> angegeben worden, doch kann hier nicht darauf eingegangen werden. Zu den stärksten Magneten, die für den vorliegenden Zweck verwandt worden sind, gehört der von Stewart und Gray<sup>2)</sup> benutzte. Derselbe ist aus einem Gußeisen, dessen magnetische Permeabilität sehr nahe der des Schmiedeeisens gleichkommt. Von Form ist er rechtwinklig, 3 Fuß lang und etwa

1) Ann. de Phys. 1. 199. 1900; vgl. auch H. du Bois, Magnetische Kreise. Springer u. Oldenbourg. 1894.

2) Proc. Roy. Soc. 72. 16. 1903.



1 $\frac{1}{4}$  Fuß breit; eine große Magnetisierungsspule umgibt das Joch und erstreckt sich über die ganze Länge. Die Pole sind mit kleineren Spulen versehen, welche auf eine Länge von 1 Fuß aus 1140 resp. 1170 Windungen eines Kupferdrahtes von 3·5 mm Durchmesser gebildet werden. Der Draht verträgt gut einen Strom von 16 Ampère, für kurze Zeit sogar 50 bis 60 Ampère. Die Feldstärke zwischen den Polen ist sehr stark, vermutlich nicht viel unter 50 000 C.-G.-S.-Einheiten <sup>1)</sup>.

Runge und Paschen <sup>2)</sup> erzielten in ihrem Elektromagneten bis zu 30 000 C.-G.-S.-Einheiten.

Der zweite und wichtigste Gesichtspunkt ist die Erzielung der Gleichheit des magnetischen Feldes. Es dürfen nämlich die Strahlen, welche auf dem Spalt des Spektroskops vereinigt werden, nur von Lichtquellen herrühren, die derselben Feldstärke unterworfen sind. Wenn dafür nicht gesorgt wird, so kann offenbar die Auflösung der Spektrallinie keine scharfe werden. Außer bei einem Konkavgitter wird diese Bedingung leicht erfüllt, wenn man ein Bild der Lichtquelle mit einer Konvexlinse auf dem Spalt entwirft. Denn in diesem Fall kommen sicher alle Strahlen, welche auf die Mitte des Spaltes fallen, von den Stellen der Lichtquelle her, die in einer durch die Mitte des Magnetfeldes gelegten horizontalen Ebene liegen. Um dieses Ziel besser zu erreichen, geben Runge und Paschen ihren Polschuhen eine keilförmige Gestalt und stellen die horizontal gelagerten Schneiden einander gegenüber. Hierdurch werden die magnetischen Kraftlinien in einer Horizontalebene konzentriert. In dieselbe Ebene wird die Lichtquelle, die optische Achse der Linse und die Mitte des Spaltes gebracht. Nur unter diesen Umständen erhält man wirklich scharfe magnetische Komponenten.

Benutzt man als analysierendes Spektroskop ein Konkavgitter, so verändert der Astigmatismus die Bedingungen sehr wesentlich; es bildet sich nämlich ein einzelner Punkt des Spaltes nicht als Punkt im Spektrum ab, sondern er wird in eine Linie auseinander gezogen (vgl. S. 133), deren Länge von dem Winkel abhängt, unter welchem das Licht auf das Gitter fällt. Jeder Punkt einer Spektrallinie wird seinerseits durch die Vereinigung von Strahlen aus verschiedenen Spaltstellen gebildet und kann daher unter gewöhnlichen Umständen nicht nur Strahlen enthalten, welche unter denselben magnetischen Verhältnissen entstanden sind. Um auch nur einige Schärfe zu erzielen, sind besondere Vorsichtsmaßregeln erforderlich. Es wurde schon oben (Kap. VI, S. 134) gezeigt, daß bei dem Konkavgitter der Spalt die eine, vertikale, Brennlinie einer Spektrallinie bildet, daß es aber noch eine zweite, horizontale, gibt, welche in einiger Entfernung hinter demselben liegt. Diese ist in Fig. 62 (S. 134) durch die Linie EF dargestellt. Es war dort auch gesagt, daß ein Draht, den man bei EF in den einfallenden Strahl hält, als horizontale Linie längs des Spektrums sich abbildet. Der Abstand des Mittelpunktes dieser

<sup>1)</sup> Nature **65**, 54. 1901.

<sup>2)</sup> Abh. Berl. Akad. 1902.

Linie vom Spalt hängt von dem Einfallswinkel des Lichtes auf das Gitter ab und ist gleich  $\varrho \sin i \tan i$ , wo  $\varrho$  den Krümmungsradius des Gitters und  $i$  den Einfallswinkel bedeutet. Wenn nun dieser horizontale Fokus innerhalb der Lichtquelle liegt, so gibt es einen Punkt im Spektrum, welcher Lichtwellen von solchen Stellen der Lichtquelle empfängt, die in einer horizontalen Ebene von gleicher magnetischer Kraft liegen. Befindet sich aber der horizontale Fokus außerhalb der Lichtquelle, so kann man ihn in denselben mit Hilfe von Zylinderlinsen hineinbringen, welche man vor den Spalt stellt<sup>1)</sup>.

Es ist von Preston, von Runge und Paschen und von Stewart, Gray, Houstoun und McQuistan nachgewiesen, daß die Trennung der Komponenten einer Linie proportional dem magnetischen Felde ist, und daß die Trennung der Komponenten aller korrespondierenden Spektrallinien ihrer Schwingungszahl proportional ist; es ist daher einfach, aus Messungen, die an Linien bei einer Feldstärke vorgenommen sind, die Trennungen zu berechnen, welche einer anderen Feldstärke entsprechen, vorausgesetzt, daß dieselben für eine Linie bei beiden Feldstärken bekannt sind. Mit anderen Worten: man kann die Stärke eines Feldes in Einheiten derjenigen Trennung ausdrücken, welche bei einer als normal gewählten Linie auftreten, und man kann dann bei der Untersuchung des ganzen Spektrums alle Messungen auf diese Normallinie beziehen. Schließlich wird die Feldstärke, welche eine bestimmte Trennung der Normallinie hervorruft, auf anderem Wege bestimmt, so daß man hieraus die Gesamtheit der Messungen auf dieselbe Feldstärke umrechnen kann.

Es soll nun von den besten Methoden der Lichterzeugung die Rede sein. Wie man sofort übersieht, muß die Erregung der zu prüfenden Substanz in einem möglichst kleinen Raum geschehen wegen der Notwendigkeit, beide Polschuhe möglichst nahe aneinander zu bringen. Aus diesem Grunde ist das gewöhnliche Flammenspektrum, wie man es mit einem Bunsenbrenner erhält, unbrauchbar, weil die Flamme viel zu plump ist; außerdem sind die Linien nicht fein genug für genaues Arbeiten. Man könnte die schmale Flamme eines Knallgasgebläses benutzen, doch ist keine dieser Methoden so zweckentsprechend, wie die Verwendung des elektrischen Funkens aus einem Induktor, den man zwischen den Elektroden aus dem zu untersuchenden Metall überspringen läßt. Es empfiehlt sich, die Funken in Richtung der magnetischen Kraftlinien übergehen zu lassen, da sie sonst durch die Wirkung des Magnetfeldes selbst aus seiner stärksten Stelle fortgedrängt werden. Man muß dann schmale Löcher in die Polschuhe bohren, um die Elektroden einzulassen, wobei man sie sorgfältig von dem Eisen des Magneten zu isolieren hat. Runge und Paschen bringen die eine Elektrode in Gestalt eines dünnen Blechstreifens auf die Schneide des einen von ihren Polschuhen. In den Sekundärkreis des Induktors werden Leydener Flaschen und Selbstinduktionsspulen eingeschaltet, um die Linien so fein wie mög-

<sup>1)</sup> Vergl. Runge in Kayser's Handbuch der Spektroskopie, Bd. II. Kap. IX.

lich zu machen<sup>1)</sup>; ohne diese Vorsichtsmaßregel gelingt es häufig bei manchen Linien nicht, sie aufzulösen. Braucht man die Spektre gelöster Salze, so kann man die Lösungen auf die Elektroden tropfen. Gase schließt man natürlich am besten in Vakuumröhren mit einem kapillaren Stück ein. Man benutzt diese am besten in horizontaler Stellung und beobachtet die Entladung in der Längsrichtung durch ein Quarz- oder Flußspatfenster. Dabei muß man vermeiden, daß irgend ein Teil der Kapillare über die Enden der Polschuhe hinausragt.

Zur Prüfung der Spektre muß man natürlich Instrumente von hohem Auflösungsvermögen benutzen, z. B. einen großen Gitterapparat oder ein Stufenspektroskop; man kann auch einen Interferenzapparat benutzen, wie das Interferometer von Fabry und Perot oder das von Lummer<sup>2)</sup> angegebene Instrument.

Zur Prüfung der Polarisationsrichtung kann man, wie Preston<sup>3)</sup> zeigte, ein Prisma mit doppeltem Bild oder einen Kalkspatrhombus zwischen Lichtquelle und erste Linse bringen; hierdurch wird das Licht in zwei Bündel geteilt, es entstehen auf dem Spalt zwei Bilder übereinander und man sieht daher zwei Spektre, von denen das eine die Komponenten enthält, die in der einen Richtung polarisiert sind, das andere die in umgekehrtem Sinn polarisierten.

Arbeitet man im ultravioletten Gebiet und benutzt Quarzlinse, so muß man wegen der Drehung der Polarisationssebene in Quarz zwischen Lichtquelle und erste Linse den Kalkspatkristall einschieben. Beobachtet man in Richtung der Kraftlinien, so muß der Polschuh des Magneten durchbohrt sein, um das Licht auf den Spalt fallen zu lassen; doch läßt sich dieses Loch vermeiden<sup>4)</sup>, wenn man ein kleines total reflektierendes Prisma an der Vorderfläche des einen Poles befestigt. Es hat dies den Vorteil, daß die gleichmäßige Verteilung der Kraftlinien keine Störung erleidet, wie bei dem gebohrten Loche; andererseits verhindert es aber, daß die Polschuhe ganz nahe beieinander stehen.

Die zirkularpolarisierten Strahlen werden genau in derselben Weise untersucht, nur mit Zwischenschaltung einer Viertelwellenlängen-Glimmerplatte.

Cornu<sup>5)</sup> benutzte folgende Einrichtung für die Beobachtung: Senkrecht zu den Spektrallinien ist hinter dem Okular ein dünner Metallstreifen befestigt, von dem man mit Hilfe eines Wollastonprismas zwei Bilder sieht, eines entsprechend den horizontal polarisierten, das andere den vertikal polarisierten Strahlen; die Breite des Streifens ist so bemessen, daß seine beiden Bilder aneinander stoßen. Die senkrecht polarisierten Strahlen des Spektrums werden durch das senkrecht polarisierte Bild des Streifens zugedeckt und

1) Hemsalech, Comptes rendus **129**. 285. 1899. Vgl. S. 295.

2) Kap. IX. S. 243.

3) a. a. O.

4) Kent, Astrophys. Journ. **13**. 288. 1901.

5) Comptes rendus **125**. 555. 1897.

man sieht daher an dieser Stelle nur die horizontal polarisierten Strahlen und vice versa. Ist der Magnet nicht erregt, so sieht man jede Spektrallinie durch beide Streifenbilder hindurch; ist aber der Strom eingeschaltet, so sieht man, wie Fig. 154 a zeigt, ein normales Triplet. Wird eine Viertelwellenlängenplatte eingeschoben, so sieht man in Richtung der Kraftlinien die entsprechende Trennung der Komponenten, wie dies Fig. 154 bei b zeigt.

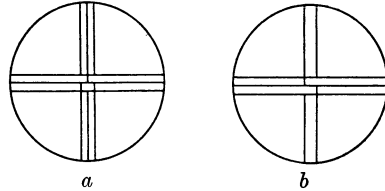


Fig. 154.

**Versuchsergebnisse.** Wenn man auch viele Linien im Magnetfeld senkrecht zu den Kraftlinien sich in drei Komponenten — das normale Triplet — spalten sieht, so ist dies doch keineswegs die Regel und beinahe alle Linien, die zu Kayser und Runge's und zu Rydberg's Serien gehören, weichen davon ab, indem sie gewöhnlich mehr als drei Komponenten liefern. Man hat verschiedene Typen von Linienzerlegung beobachtet, welche sich, wie schon oben bemerkt, in den Linien derselben Serie eines Elementes und ebenso in den korrespondierenden Linien homologer Elemente wiederholen. Von den neuesten Messungen und Beobachtungen der verschiedenen Typen sollen die von Runge und Paschen ausgeführten hier kurze Erwähnung<sup>1)</sup> finden:

Die vollständigste Untersuchung ist von diesen Beobachtern an dem Quecksilberspektrum vorgenommen worden. Dieses Element besitzt nach Kayser und Runge unter seinen Linien eine erste und eine zweite Untergruppe, von denen jede aus drei Serien besteht, deren Formeln nur um eine Konstante differieren. Die Intensität der Linien nimmt mit dem Anwachsen der Schwingungszahlen schnell ab, doch konnten Kayser und Runge die Reihen verfolgen, weil sie den Quecksilberbogen benutzten. Bei dem Zeemaneffekt ist das unmöglich wegen des dadurch geforderten größeren Polabstandes, Kayser und Runge mußten daher mit Quecksilberdampf gefüllte Vakuumröhren benutzen; wegen der geringen Lichtstärke ließen sich dabei nur die ersten zwei oder drei Glieder einer Gruppe beobachten. Während jede Linie der zweiten Untergruppe einfach ist, sind die Linien der ersten Untergruppe von Satelliten geringerer Schwingungszahl begleitet. So haben die Linien der ersten Serie drei, die der zweiten Serie zwei und die der dritten nur einen Satelliten. Alle Linien dieser sechs Serien werden durch das magnetische Feld zerlegt<sup>2)</sup>.

1) Astrophys. Journ. **15.** 157 u. 333. 1902; Phys. Zeitschr. **3.** 441. 1901/02; Berl. Ber. **32.** 720. 1902.

2) Eine Linienserie ist eine Zahl von Linien in einem Spektrum, deren Schwingungszahlen sich durch eine gemeinsame Formel ausdrücken lassen; bei Quecksilber und anderen Metallen gibt es Tripletserien, d. h. drei Serien, die sehr nahe verwandten Formeln gehorchen. Eine solche komplexe Serie ist hier eine „Gruppe“ genannt, indem das Wort „Serie“ für eine Reihe von Linien vorbehalten bleibt, welche nur einer einzigen bestimmten Formel gehorchen. Vgl. das nächste Kapitel.

Bei der zweiten Untergruppe liefern die Linien der drei Serien drei verschiedene Typen, eine für jede Serie, und die Abstände zwischen den Komponenten bei allen Gliedern desselben Typus sind, gemessen in Schwingszahlen, in Übereinstimmung mit Prestons Gesetz dieselben. Folgende sind die Messungen von Runge und Paschen in einem Feld von etwa 24600 C.G.S.-Einheiten, wobei die Buchstaben p und r bedeuten, daß die Linien parallel oder rechtwinklig zu den Kraftlinien polarisiert sind.

	r	r	r	p	p	p	r	r	r
$a_2$	-2.13	-1.62	-1.07	-0.53	0	+0.55	+1.06	+1.63	+2.17
$b_2$	-2.15	-1.62		-0.57		+0.54		+1.64	+2.16
$c_2$	-2.17				0				+2.18

Das Aussehen der Linien ist in Fig. 155 abgebildet.

Der Typus von  $c_2$ , welcher den Linien der dritten Serie der zweiten Untergruppe zugehört, entspricht nicht den normalen Triplets,

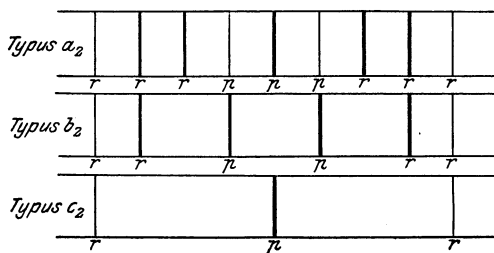


Fig. 155.

denn bei diesen würde die Trennung in einem gleich starken Magnetfeld nur 2.14 betragen, während sie bei  $c_2$  gleich 4.35 ist.

Den Typus  $b_2$  kann man als aus  $c_2$  durch Zerfall jedes Gliedes entstanden ansehen. Die Intensität der beiden mittleren Komponenten ist

größer als die der beiden äußeren, und von diesen ist wieder die innere Komponente die kräftigere. Die Elektronenschwingungen, welche die beiden mittleren Komponenten entstehen ließen, sind parallel den Kraftlinien und werden daher unsichtbar, wenn man die Linie in Richtung der Kraftlinien betrachtet. Das beweist, daß in diesem Fall eine freie Bewegung der Elektronen parallel zu den Kraftlinien nicht eintreten kann, weil eine solche Schwingung durch das Feld nicht gestört werden würde; die Bewegung parallel zu den Kraftlinien muß daher mit einer nicht parallelen kombiniert sein.

Der Typus  $a_2$  läßt sich als aus  $c_2$  durch Verdreifachung jedes Gliedes entstanden denken. In diesem Fall sind die drei mittleren Komponenten nicht heller als die äußeren und die mittelste ist die hellste. Von den Seitenkomponenten rechtswinklig zu den Kraftlinien sind wieder die zwei inneren stärker. Manchmal wurde bei der grünen Quecksilberlinie  $\lambda = 5461$  gefunden, daß von den drei äußeren Komponenten auf jeder Seite die mittlere am stärksten war. Runge und Paschen schreiben dies der Tatsache zu, daß voraussichtlich diese Linie von Satelliten begleitet ist, die ihrerseits durch das Magnetfeld gespalten werden, und daß gelegentlich die Komponenten des Satelliten mit denen der Hauptlinie zusammenfallen, manchmal

aber auch nicht, je nach der Stärke des Feldes. Daß dies wirklich der Fall ist, wurde von Lummer und Gehrcke<sup>1)</sup> gezeigt. Sie finden, daß die Linie aus einer (vermutlich dreifachen) Hauptlinie, fünf hellen und zwei schwachen Trabanten, von denen der eine wahrscheinlich doppelt ist, im ganzen also aus elf Linien besteht. Runge und Paschen ziehen aus ihren Messungen den Schluß, daß der Abstand zwischen den verschiedenen Komponenten mit Zunahme der Feldstärke in gleichem Verhältnis wächst; d. h. mit einer gegebenen Zunahme des Magnetfeldes wächst der Abstand zwischen den Komponenten aller Typen in demselben Verhältnis. Reese<sup>2)</sup> und Kent<sup>2)</sup> sind beide der Überzeugung, daß bei dem Typus  $a_2$  die relative Zunahme größer ist als bei den anderen Typen, und glauben auch, daß die Zunahme nicht proportional dem Anwachsen des magnetischen Feldes ist, vielmehr bei großen Feldstärken etwas zu klein ausfällt. Da es diesen Beobachtern nicht gelang, alle Komponenten von Typus  $a_2$  zu trennen, so sind Runge und Paschen der Ansicht, daß ihre Lichtquelle nicht ganz an der stärksten Stelle ihres Magnetfeldes sich befand und die Autoren die gemessenen Trennungen einem zu starken Magnetfeld zuschreiben.

Die erste Untergruppe von Triplets, deren Glieder von Satelliten begleitet sind, liefert wiederum verschiedene Typen, drei für die drei Glieder jedes Triplets, drei für die drei Satelliten des ersten Tripletgliedes, zwei für die zwei Satelliten des zweiten Gliedes, und schließlich den Typus des einzelnen Satelliten des dritten Gliedes des Triplets.

Die drei Haupttypen entsprechen den drei Gliedern des Triplets, wie sie in Fig. 156 unter  $a_1$ ,  $b_1$  und  $c_1$  abgebildet sind.

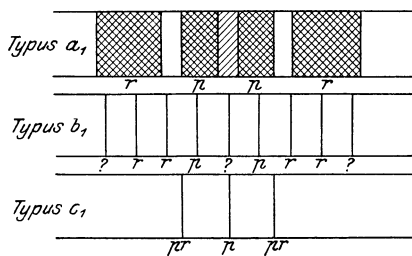


Fig. 156.

Die Komponenten des Typus  $a_1$  sind breit und die zwei mittleren greifen übereinander; bei dem Typus  $c_2$  bedeutet  $pr$ , daß zwei Linien zusammenfallen, von denen die eine parallel, die andere rechtwinklig polarisiert ist. Die Satelliten liefern die in Fig. 157 abgebildeten Typen.

Folgende Werte wurden von Runge und Paschen in einem Feld von 24 600 C.G.S.-Einheiten gemessen:

Hauptlinien.

$a_1$		- 1.28		- 0.32 p		+ 0.36 p		+ 1.27
$b_1$	- 1.60 (?)	- 1.20	- 0.80	- 0.40 p	0 (?)	+ 0.37 p	+ 0.77	+ 1.19 + 1.57 (?)
$c_1$			- 0.60 pr		0 p		+ 0.60 pr	

1) Vgl. S. 333.

2) Astrophys. Journ. 12. 127. 1900; 13. 294. 1901.

Satelliten von  $a_1$ .

	- 2.06	- 1.61		- 1.14	- 0.92 p	- 0.62	0.51 p	0 p
- 2.81		- 1.67		- 1.10 p		- 0.58		0 p
	- 1.98	- 1.56	- 1.35 p	- 1.19	- 0.81 p	- 0.76		- 0.37 p
	+ 0.47 p	+ 0.68	+ 0.97 p	+ 1.08		+ 1.50	+ 2.07	
	+ 0.54		+ 1.09 p			+ 1.65		+ 2.76
	+ 0.38 p	+ 0.77	+ 0.82 p	+ 1.15	+ 1.33 p	+ 1.58	+ 1.99	

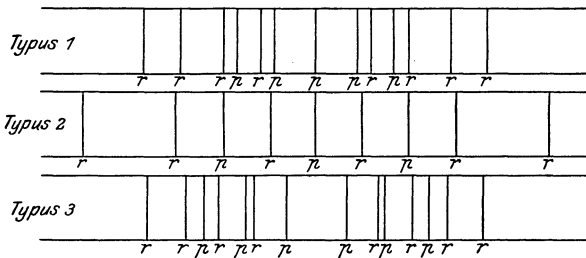
Satelliten von  $b_1$ .

	- 1.55	- 1.10	- 0.58 pr	0 p	+ 0.67 pr	+ 1.09	+ 1.69
- 1.85 (?)	- 1.58	- 1.06 p	- 0.57		+ 0.57	+ 1.07 p	+ 1.59 + 2.12 (?)

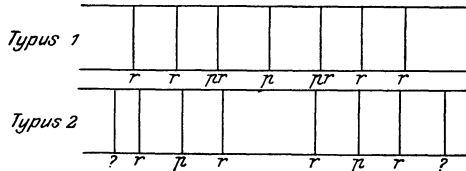
Satelliten von  $c_1$ .

- 1.14	0 p	+ 1.12
--------	-----	--------

Satelliten von  $a_1$



Satelliten von  $b_1$



Satelliten von  $c_1$

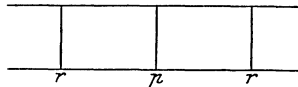


Fig. 157.

Runge und Paschen machen darauf aufmerksam, wie häufig Abstände von etwa  $\pm 1.10$  in dieser Tabelle vorkommen. Der Wert ist etwa derselbe wie bei dem normalen Triplet, wo er  $\pm 1.07$  beträgt. Auch ist es von Interesse, daß in den Typen  $a_2$ ,  $b_2$ ,  $c_2$  die Distanzen alle vielfache von  $\pm 0.54$  sind, und daß diese Größe selbst die Hälfte des Abstandes ist, der bei den normalen Triplets vorkommt.

Normale Triplets wurden bei den Linien  $\lambda = 5790, 4916, 4348, 4108, 3907, 3902$  und  $2848$  beobachtet. Dabei betrug der mittlere Abstand der Komponenten:

- 1.06	0	+ 1.08
--------	---	--------

Es sind auch noch drei weitere Triplets vorhanden mit den Abständen:

— 1·24	0	+ 1·25
— 1·31	0	+ 1·34
— 1·61	0	+ 1·65

Die starke Linie bei  $\lambda = 2537$  zerfiel in zwei Komponenten, von denen jede aus einer parallel und einer senkrecht polarisierten Linie, die zusammen liegen, bestand. Der Abstand zwischen den beiden Komponenten betrug  $\pm 1\cdot79$ .

Die obigen Typen wiederholen sich in den Spektren derjenigen Elemente, deren Spektralserien denen des Quecksilbers analog sind, nämlich bei Magnesium, Calcium, Strontium, Zink und Kadmium. Die sorgfältigsten Beobachtungen liegen über diejenigen Linien vor, welche die Typen  $a_2$ ,  $b_2$ ,  $c_2$  liefern, d. h. der zweiten Untergruppe angehören. Doch unterscheiden die anderen Elemente sich von Quecksilber dadurch, daß sie nicht so viele Satelliten in der ersten Untergruppe besitzen, außerdem liegen die Satelliten so nahe den Hauptlinien, daß besonders im Magnetfeld ihre Beobachtung schwer fällt. Soweit Runge und Paschens Messungen reichen, scheinen sie zu beweisen, daß in gleichen Magnetfeldern die gleiche Trennung der Linienkomponenten bei diesen Elementen auftritt, wie sie schon für die Quecksilberlinien angegeben wurde. Hier finden die alten Beobachtungen von Preston ihre Bestätigung.

Aus diesen und anderen Beobachtungen erhellt, daß die Bewegungen der Elektronen nicht so einfach sind, wie man sie sich zuerst wohl vorstellen mochte. Das nach der einfachen Theorie resultierende normale Triplet kommt keineswegs sehr oft vor und die Struktur der aufgelösten Linien zeigt, daß die Bedingungen sehr verwickelt sind. Man hat angenommen, jedes Atom eines chemischen Elementes bestehe aus einem Kern von positiv geladener Masse mit einem sich um ihn bewegendem System von negativ geladenen Elektronen, etwa wie bei dem Ringsystem des Planeten Saturn, wenn man an Stelle der Gravitation die elektrische Anziehung setzt.

Nagaoka hat gezeigt, daß man sowohl Banden- wie Linienspektren durch Schwingungsstörungen in einem solchen System erklären kann. Ganz allgemein nimmt man an, daß die negative Ladung jedes Elektrons und seine Masse stets die gleiche ist<sup>1)</sup>, und daß die verschiedenen chemischen Atome sich durch die Zahl der vorhandenen Elektronen unterscheiden und vielleicht auch in der Masse des positiven Kerns.

Aus ihren Messungen an den normalen Triplets berechnen Runge und Paschen das Verhältnis der Ladung  $e$  zu der Masse  $m$ . Die Differenz der Schwingungszahlen zwischen den äußeren Komponenten beträgt 2·14 in einem Feld von 24 600 C.G.-S.Einheiten, wenn wir unter Schwingungszahlen die Zahl der Wellen auf 1 cm Länge

<sup>1)</sup> Seither haben neuere Untersuchungen diese Anschauungen modifiziert, jedoch wird die vorliegende Frage dadurch nicht berührt.



verstehen. Nach Prestons oben (S. 355) gegebener Gleichung folgt dann:

$$2 \cdot 14 = \frac{e}{m} \frac{H}{2 \pi v}.$$

Setzt man hierin  $H = 24600$ , so wird

$$\frac{e}{m} = 1 \cdot 6 \times 10^7.$$

In der Elektrolyse ist  $\frac{e}{m} = \frac{N}{A} \times 10^4$ , wenn man unter  $N$  die Valenz und unter  $A$  das Atomgewicht versteht. Hieraus folgt für Wasserstoff

$$\frac{e}{m} = 10^4.$$

Unter der Annahme, daß die Ladung des negativen Teilchens dieselbe ist wie die Einheitsladung der Elektrolyse, folgt, daß die Masse des Elektrons etwa den 1600. Teil von der Masse eines Wasserstoffatoms beträgt. Dieses Resultat befindet sich in Übereinstimmung mit der oben gegebenen Annahme, die Masse des positiv geladenen Kernes sei so groß gegenüber den negativ geladenen Teilchen, daß dieser sich nicht an den Schwingungen beteiligt, die zu der Entstehung einer Spektrallinie die Veranlassung sind. Zwar werden die Kräfte, welche die negativen Teilchen in Schwingung versetzen, auch auf die positiven Kerne wirken, da aber deren Masse mehr als 1000 mal so groß ist, so werden die hervorgerufenen Bewegungen und die dadurch im Magnetfeld entstehenden Störungen entsprechend viel kleiner sein.

Bei den Spektren der Alkalimetalle haben wir, wie in Kap. XV beschrieben wird, drei Serien von Paaren oder zusammen sechs Serien, d. h. eine Hauptgruppe und eine erste und zweite Nebengruppe, von denen jede wieder aus einer Serie von Paaren besteht. Ähnliche Gruppen bestehen in den Spektren von Kupfer und Silber, sowie bei Aluminium, Indium und Thallium, nur ist bei den drei letzten die Hauptserie noch nicht entdeckt.

Bei dem Natrium wurden bisher nur die zwei D-Linien im Magnetfeld untersucht, da diese aber die zwei ersten Glieder der Hauptserie bilden, so können wir nach ihnen den Typus der Hauptserie bestimmen.  $D_1$  gibt im Magnetfeld vier Komponenten und  $D_2$  sechs, und zwar sind in beiden Fällen die zwei innersten Komponenten parallel zu den Kraftlinien polarisiert. Runge und Paschen machten folgende Messungen der Abstände zwischen den Komponenten, wobei diese in Schwingungszahlen ausgedrückt sind, und zwar für ein Feld von etwa 32000 C.G.S.-Einheiten.

$$\begin{array}{ccccccc} D_1 & -1.88 & -0.90 p & & +0.93 p & & +1.85 \\ D_2 & -2.28 & -1.43 & -0.47 p & +0.46 p & +1.35 & +2.36 \end{array}$$

Man sieht, daß bei  $D_1$  die Zahlen sehr nahezu gerade Vielfache, bei  $D_2$  ungerade Vielfache von 0·46 sind. Sie lassen sich daher durch das folgende Diagramm (Fig. 158) darstellen.

Die Hauptserie von Kupfer und Silber, von der nur die ersten Werte bekannt sind, zeigen genau denselben Typus mit gleicher Trennung in demselben Feld. Die zweite Untergruppe zeigt, soweit sie beobachtet wurde, dieselben Typen wie die erste Gruppe, nur im umgekehrten Sinn; d. h. in jedem Paar der zweiten Untergruppe zeigt

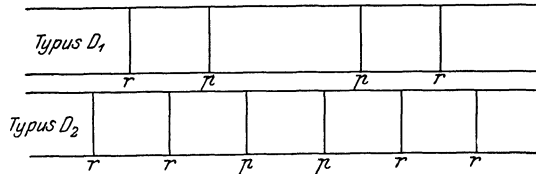


Fig. 158.

die Linie mit der geringeren Schwingungszahl den Typus von  $D_2$ , während dem Typus von  $D_1$  die Linie mit größerer Schwingungszahl entspricht. Diese Inversion entspricht der allgemeinen Beziehung, die Rydberg zwischen der Hauptserie und der zweiten Nebenserie (vergl. Kap. XV) entdeckte.

Die erste Nebenserie liefert im Magnetfeld einen anderen Typus. Bei Kupfer, Silber, Aluminium und Thallium wird in jedem Paar die Linie geringerer Frequenz auf der dem Rot zugewendeten Seite von einem Trabanten begleitet. Beide Linien jedes Paares zerfallen in drei Linien wie die normalen Triplets, und die Komponenten der Linie geringerer Frequenz sind abnorm dick, die der anderen Linie liegen sehr nahe beieinander. Der Trabant liefert acht Komponenten, von denen sechs senkrecht zu den Kraftlinien und zwei parallel zu ihnen polarisiert sind; für alle diese Linien liegen zurzeit noch keine genauen Messungen vor. Es ist sehr merkwürdig, wie sich der gleiche Typ bei Elementen findet, die in ihren chemischen Eigenschaften so weit voneinander abstehen wie Aluminium und Thallium auf der einen Seite, und Kupfer und Silber auf der anderen.

Die gleichen Typen finden sich auch bei einigen Linien des Magnesium, Calcium, Strontium und Barium, voraussichtlich auch des Zink und des Kadmium. Es sind das die Linien, für welche Rydberg zeigte, daß sie Paare mit gleicher Differenz der Schwingungszahlen sind. Durch die Beobachtung im Magnetfeld haben Runge und Paschen den Nachweis erbracht, daß diese Linien vollständig den Linienpaaren bei Natrium, Kupfer, Silber, Aluminium und Thallium entsprechen. Die H- und die K-Linie des Calcium,  $\lambda = 3969$  und  $\lambda = 3934$ , besitzen den Typus von  $D_1$  resp. von  $D_2$ , sie müssen also das erste Glied der Hauptserie von Calcium bilden, so wie es die D-Linien für das Natrium sind. Das gleiche gilt für die Silberlinien bei  $\lambda = 3383$  und  $3281$  und für die Kupferlinien  $\lambda = 3274$  und  $3248$ . Die zwei Calciumlinien bei  $\lambda = 3737$  und  $3706$ , welche dieselben Differenzen der Schwingungszahlen besitzen, wie die H- und die K-Linie, zeigen die Typen von  $D_1$  und  $D_2$  in der umgekehrten Ordnung; diese Linien bilden also ein Paar in der zweiten Nebenserie. Die erste Nebenserie wird durch die Linien

$\lambda = 3179.45$  und  $3158.98$  dargestellt, von denen die erste von einem Trabanten begleitet ist. Der Typ entspricht vollständig der ersten Nebenserie bei Kupfer, Silber, Aluminium und Thallium. Somit wird Rydbergs Zuteilung dieser Linien völlig bestätigt.

Die folgende Tabelle enthält die Linien der Spektren von Magnesium, Calcium, Strontium und Barium, welche dieselben Typen zeigen, wie Natrium, Kupfer, Silber, Aluminium und Thallium:

	Hauptserie		Erste Nebenserie			Zweite Nebenserie	
	Typus $D_1$	Typus $D_2$	Satellitentypus, d. h. acht Komponenten.	Triplet	Triplet	Typus $D_1$	Typus $D_2$
Magnesium	2802.80	2795.63		2798.07	2790.88	2936.61	2928.74
Calcium	3968.63	3933.83	3181.40	3179.45	3158.98	3737.03	3706.18
Strontium	4215.66	4077.88	3475.01	3464.58	3380.89	4305.60	4161.95
Barium	4934.24	4554.21	4166.24	4130.88	3891.97	4900.13	4525.19

Es liegen auch einige Beobachtungen über die Aufteilung der Heliumlinien und der grünen Quecksilberlinie ( $\lambda = 5461$ ) vor und zwar von Gray, Stewart, Houstoun und Mc Quistan<sup>1)</sup>, welche als Spektroskop ein Stufengitter benutzten. Sie trieben die Feldstärke nur bis etwa 10000 C.G.S.-Einheiten, weil bei größerer Intensität das Licht zu schwach wurde. Die senkrecht zur Richtung der Kraftlinien beobachteten Resultate zeigen deutlich, daß die Trennung der Komponenten proportional der Feldstärke ist. Alle Linien zerfielen in normale Triplets und ergaben bei der Messung folgende Werte:

	Wellenlänge	$\frac{\delta \lambda}{H}$	$\frac{\delta \lambda}{H \lambda^2}$	$\frac{e}{m}$
Helium	5016	$1.61 \times 10^{-5}$	$6.41 \times 10^{-5}$	$1.21 \times 10^7$
"	5876	$2.07 \times 10^{-5}$	$6.00 \times 10^{-5}$	$1.13 \times 10^7$
"	6678	$2.90 \times 10^{-5}$	$6.49 \times 10^{-5}$	$1.22 \times 10^7$
Quecksilber	5461	$2.12 \times 10^{-5}$	$7.12 \times 10^{-5}$	$1.34 \times 10^7$

Wurde bei der grünen Quecksilberlinie die Feldstärke bis zu 13000 C.G.S.-Einheiten gesteigert, so verdoppelte sich die mittlere Komponente des Triplets, während gleichzeitig jede der beiden äußeren sich verdreifachte. Die Polarisationsrichtung der zwei Triplets und des zentralen Doublet blieb die gleiche wie bei den Linien, aus dem sie entstanden waren. In allen Feldern bis zu 13000 C.G.S. wurde

<sup>1)</sup> Proc. Roy. Soc. **72**. 16. 1903.

der schwache Begleiter der  $D_3$ -Heliumlinie nicht verdreifacht, sondern nur verdoppelt.

In Richtung der Kraftlinien ergaben sich folgende Werte:

	Wellenlänge	$\frac{\delta \lambda}{H}$	$\frac{\delta \lambda}{H \lambda^2}$	$\frac{e}{m}$
Helium	5016	$1.75 \times 10^{-5}$	$6.95 \times 10^{-5}$	$1.31 \times 10^7$
"	5876	$2.25 \times 10^{-5}$	$6.50 \times 10^{-5}$	$1.23 \times 10^7$
"	6678	$3.13 \times 10^{-5}$	$7.01 \times 10^{-5}$	$1.32 \times 10^7$
Quecksilber	5461	$1.88 \times 10^{-5}$	$6.31 \times 10^{-5}$	$1.20 \times 10^7$

## Fünfzehntes Kapitel.

### Linienserien im Spektrum.

Von älteren Arbeiten über diesen Gegenstand braucht hier nicht die Rede zu sein, denn wenn auch einige Regelmäßigkeiten beobachtet worden sind, so ist doch die erste Arbeit, die in Betracht kommt, eine Untersuchung aus dem Jahre 1885 von Balmer, der zuerst zeigte, wie die Spektrallinien durch eine Formel sich ausdrücken lassen. Diese wichtige Entdeckung wurde an dem einfachen Wasserpektrum gemacht. Balmer<sup>1)</sup> wies nach, daß die Wellenlängen der ersten neun Linien des Wasserstoffspektrums sich durch die Formel ausdrücken lassen:

$$\lambda = h \frac{m^2}{m^2 - 4} \times 10^{-6} \text{ cm,}$$

worin  $h$  eine Konstante und  $m$  die Zahlen 3, 4, 5 usf. bis 11 bedeutet. Der Wert von  $h$  ergab sich zu 3645 und die berechneten Wellenlängen stimmten innerhalb der Versuchsfehler mit den gemessenen Werten überein. Als die Zahl der bekannten Wasserstofflinien nach ihrer Entdeckung in den Sternen, in den Protuberanzen der Sonne und in dem Blitz in das Ultraviolett sich ausdehnte und gleichzeitig die Messungen der Wellenlänge genauer wurden, fand es sich, daß die Balmer'sche Formel Resultate ergab, welche sich in verblüffender Weise mit den wirklich bestimmten Werten deckten. Damit war der Beweis erbracht, daß die Wellenlängen Funktionen der aufeinander folgenden ganzen Zahlen sind. Mit anderen Worten, es bilden die Wasserstofflinien eine Serie, in der die Wellenlänge jeder Linie als einfache Funktion ihrer Ordnungszahl in der Serie ausgedrückt werden kann. Um zu zeigen, wie genau die Formel mit den gemessenen Wellenlängen übereinstimmt, sollen die folgenden Werte mitgeteilt werden, welche Evershed<sup>2)</sup> an Photographien bestimmt hat, welche während der Sonnenfinsternis vom 22. Januar 1898 auf-

---

1) Wied. Ann. **25**. 80. 1885.

2) Phil. Trans. **197** A. 381. 1901 und **201** A. 457. 1903.

genommen waren. Die Reihe unter der Überschrift „berechnet“ enthält die nach der Balmer'schen Formel berechneten Werte, in welcher  $h = 3646.13$  gesetzt ist. Die Wellenlängen sind auf Vakuum reduziert. Die letzte Kolumne gibt die Differenzen zwischen den beobachteten und den berechneten Werten an.

Wasserstoffspektrum.

Bezeichnung	Beobachtet	Berechnet	Differenz
$\alpha$	6563.07	—	—
$\beta$	4861.57	4861.52	+ 0.05
$\gamma$	4340.53	4340.63	- 0.10
$\delta$	4102.00	4101.90	+ 0.16
$\epsilon$	3970.33	3970.22	+ 0.11
$\zeta$	3889.15	3889.20	- 0.05
$\eta$	3835.51	3835.53	+ 0.02
$\theta$	3798.00	3798.04	- 0.04
$\iota$	3770.73	3770.77	- 0.04
$\kappa$	3750.27	3750.30	- 0.03
$\lambda$	3734.53	3734.51	+ 0.02
$\mu$	3721.98	3722.08	- 0.10
$\nu$	3712.13	3712.11	+ 0.02
$\xi$	3704.01	3704.00	+ 0.01
$\omicron$	3697.28	3697.29	- 0.01
$\pi$	3691.70	3691.70	$\pm$ 0.00
$\rho$	3686.96	3686.97	- 0.01
$\sigma$	3682.94	3682.95	- 0.01
$\tau$	3679.52	3679.49	+ 0.03
$\upsilon$	3676.51	3676.50	+ 0.01
$\varphi$	3673.87	3673.90	- 0.03
$\chi$	3671.53	3671.48	+ 0.05
$\psi$	3669.55	3669.60	- 0.05
$\omega$	3667.83	3667.82	+ 0.01
Seriennummer 27	3666.25	3666.24	+ 0.01
" 28	3664.74	3664.82	- 0.08
" 29	3663.55	3663.54	+ 0.01
" 30	3662.36	3662.40	- 0.04
" 31	3661.31	3661.35	- 0.04
" $\infty$	Theoretische Grenze	3646.13	—

Man sieht aus Balmer's Formel sofort, daß man unbestimmte oder negative Werte erhält, sobald  $m$  kleiner als 3 wird. Vergrößert man andererseits den Wert von  $m$ , so nähert sich der Koeffizient  $\frac{m^2}{m^2 - 4}$  der Einheit; man darf also sagen, daß das Ende der Serie ( $m = \infty$ ) bei  $\lambda = h = 3646.13$  liegt. Man sieht auch, daß nach dem Ultraviolett zu die Linien näher und näher zusammenrücken, bis die theoretischen Grenze erreicht ist. Die Übereinstimmung zwischen den theoretischen und den berechneten Werten zeigt sich als ganz außerordentlich groß.

Heutzutage wissen wir von dem Bestehen ähnlicher Serien auch in den Linienspektren anderer Elemente und zwar verdanken wir

diese Kenntnis Rydberg und Kayser und Runge. Sie haben Formeln aufgestellt, welche mit einem hohen Grade von Genauigkeit die Linien angeben, die zu einer solchen Serie gehören. Rydberg veröffentlichte eine ausführliche Beschreibung des Weges, wie er zu seinen Formeln gelangt ist, nebst den Resultaten ihrer Anwendung in den Verhandlungen der kgl. Schwedischen Akademie vom Jahre 1890<sup>1)</sup>. Runge<sup>2)</sup> machte im Jahre 1888 die Angabe, daß er eine Reihe von harmonischen Serien in den Spektren bestimmter Metalle entdeckt habe, und daß diese sich durch eine Gleichung von der Form

$$\frac{1}{\lambda} = a + \frac{b}{n} + \frac{c}{n^2} \text{ oder } \frac{1}{\lambda} = a + \frac{b}{n^2} + \frac{c}{n^4}$$

ausdrücken ließen. Die Balmersche Formel läßt sich als ein besonders einfacher Spezialfall dieser Gleichung ansehen. Denn statt

$$\lambda = h \frac{m^2}{m^2 - 4}$$

kann man schreiben  $\frac{1}{\lambda} = A \frac{m^2 - 4}{m^2}$ , wo  $A = \frac{1}{h}$

oder  $\frac{1}{\lambda} = A + \frac{B}{m^2}$ , wo  $B = -4A$ .

Indessen erhebt Rydberg den Anspruch der Priorität, da er seine Formel schon vor 1885 benutzt habe, also vor der Zeit, wo die Formel von Balmer zuerst publiziert wurde.

In der oben angegebenen Arbeit hat Rydberg eine sehr ausführliche Ableitung seiner Formel gegeben, auf die wir näher eingehen müssen, um die Formel selbst, sowie die äußerst interessanten Resultate verstehen zu können, welche Rydberg durch Vergleichung der verschiedenen Linienserien desselben Elementes erhielt.

Zunächst müssen aber zwei sehr wichtige Beobachtungen erwähnt werden, von denen die eine von Hartley und die andere von Liveing und Dewar herrührt. Erstens fand Hartley<sup>3)</sup>, wenn er die Linien eines Spektrums in Schwingungszahlen und nicht in Wellenlängen ausdrückte, daß dann die Differenzen zwischen den Komponenten des Doublet oder Triplet dieselben sind für alle Doublets oder Triplets in dem gleichen Spektrum. Hartley untersuchte nur die Triplets in den Spektren von Magnesium, Zink und Kadmium, und es sollen als Beispiel drei Triplets des Zinkspektrums hier mitgeteilt werden (die Schwingungsdauern sind nur auf vier Stellen angegeben):

		Diff.		Diff.	
1	2079	910	2989	582	3571
	Diff. 39		39		38
2	2118	910	3028	581	3609
	Diff. 18		18		20
3	2136	910	3046	583	3629

1) K. Svenska Vetensk. Akad. Hand. **23**. Nr. 11. 1890. Vergl. ferner: Zeitschr. phys. Chem. **5**. 227. 1890; Phil. Mag. (5). **29**. 331. 1890; weiter Wied. Ann. **56**. 674. 1896.

2) Brit. Ass. Report. 1888. S. 576.

3) Chem. Soc. Trans. **43**. 390. 1883.

Die Zahlen 1, 2 und 3 beziehen sich auf die ersten, zweiten und dritten Glieder des Triplets; man sieht, daß die Differenz zwischen dem ersten und zweiten Glied etwa 39 und zwischen dem zweiten und dritten etwa 18 beträgt.

Die zweite Entdeckung von Liveing und Dewar<sup>1)</sup> war die der Existenz von homologen Linienserien, doch fanden sie noch nicht die Gesetzmäßigkeit. Sie stellten aber das Vorhandensein einer Serie von scharfen Linien und einer ähnlichen Serie von diffusen Linien fest.

Rydberg berechnete die Wellenzahl der beobachteten Linien in einer großen Zahl einfacher Spektren und suchte die Doublets und Triplets von konstanter Wellendifferenz heraus. Unter Wellenzahl versteht Rydberg die Anzahl von Wellen in einem Centimeter. Da die Genauigkeit der Messungen, die er benutzt, sehr groß ist gegenüber der Genauigkeit der Bestimmung des Brechungsindex von Luft, wie er damals bekannt war, so hat er seine Werte nicht auf den luftleeren Raum umgerechnet. Die Doublets und Triplets lassen sich oft mit dem Auge erkennen, z. B. beim Natrium, häufig aber stehen auch die Komponenten sehr weit voneinander ab und eine beträchtliche Zahl anderer Linien liegt dazwischen. So möchten die Namen Doublet und Triplet unzutreffend erscheinen, wären sie nicht vor allen Dingen als zwei resp. drei Linien von konstanter Wellendifferenz definiert. Wenn wir von diesen Wellendifferenzen reden, so wollen wir einfachheitshalber Rydbergs Abkürzungen benutzen. Demnach benennen wir die Wellendifferenz eines Doublets mit  $\nu$  und die zwischen dem ersten und zweiten Gliederpaare eines Triplets als  $\nu_1$  und  $\nu_2$ . Ferner wird die Komponente eines Doublet oder Triplet mit der kleinsten Wellenzahl  $n_1$  genannt, die nächstgrößere  $n_2$  und das dritte Glied (eines Triplet)  $n_3$ ; wir haben demnach

$$\begin{array}{l} \nu = n_2 - n_1 \text{ bei einem Doublet} \\ \left. \begin{array}{l} \nu_1 = n_2 - n_1 \\ \nu_2 = n_3 - n_2 \end{array} \right\} \text{ bei einem Triplet.} \end{array}$$

Wie oben gesagt, berechnete Rydberg die Wellenzahlen für die bekannten Linien einer großen Zahl von Elementen und suchte aus ihnen die Doublets und Triplets von konstanter Wellendifferenz aus. Unter der Annahme, daß analoge Strahlen eines Spektrums Funktionen einer Serie von aufeinander folgenden ganzen Zahlen seien, oder mit anderen Worten, daß die analogen Strahlen eine einfache Serie bilden, versuchte er die graphische Beziehung zwischen diesen Strahlen zu finden. Er trug die Wellenlänge als Ordinate und die Ordnungsnummer des Strahles in der Serie als Abszisse auf, wobei er dem wenigst brechbaren der analogen Strahlen die Nummer 1 gab. Auf diese Weise erhielt er für die doppelte oder dreifache Serie zwei oder drei Kurven, welche einander parallel wurden, sobald die Frequenzen an Stelle der Wellenlängen benutzt wurden.

Betrachten wir nun den Fall des Natriums und wählen die wenigst brechbaren Strahlen der Doublets, so erhalten wir nach Ångströms Skala:

1) Phil. Trans. **174**. 187. 1883.



m	$\lambda$	m	$\lambda$	m	$\lambda$
1	8199	5	5155·0	9	4543·8
2	6160	6	4983·0	10	4496·4
3	5895	7	4751·4	11	4423·0
4	5687	8	4667·2	12	4393·0

wo m die Ordnungsnummer der Strahlen bedeutet. Bei Einzeichnung dieser Zahlen fand Rydberg, daß sie keine regelmäßige Kurve ergaben, sondern daß die Punkte zuerst auf der einen und dann auf der anderen Seite einer mittleren Kurve lagen; diese Anomalie verschwand vollständig, wenn er den Strahl bei  $\lambda = 5895$  unterdrückte und die übrigen Strahlen abwechselnd in zwei Reihen folgendermaßen ordnete:

m	1	2	3	4	5	6
$\lambda_1$	8199	5687	4983·0	4667·2	4496·4	4393
$\lambda_2$	6160	5155	4751·4	4543·6	4423·0	

Da nun jeder dieser Strahlen die Komponente eines Doublets ist, so haben wir offenbar zwei Serien von Paaren oder vier Serien von Linien. Man erinnert sich gleichzeitig, daß Liveing und Dewar alle diese Strahlen beobachteten und fanden, daß die in der oberen Reihe alle diffus, die in der unteren alle scharf sind, so daß man unabhängig von den eben beschriebenen Kurven die zwei Serien unterscheiden kann.

Bei Vergleichung der Kurven hatte sich ergeben, daß sie alle dasselbe Aussehen besaßen, es kam daher Rydberg zu dem Schluß, daß sie alle sich durch eine gemeinsame Formel müßten ausdrücken lassen. Da die Kurven alle angenähert gleichseitige Hyperbeln zu sein schienen, so benutzte Rydberg zuerst die Formel

$$(\lambda - \lambda_0)(m + \mu) = \text{konst.}, \text{ in Wellenlängen}$$

oder  $(n - n_0)m + \mu_1 = C_1$ , in Schwingungszahlen (Wellenzahlen), wo  $\lambda_0$ ,  $\mu$ ,  $n_0$  und  $\mu_1$  Konstanten sind.

Hierauf berechnete Rydberg die Wellenlängen nach der Formel

$$\lambda = \lambda_0 + \frac{C}{m + n}$$

und fand, daß sich recht gute Annäherungen an die gemessenen Werte ergaben. Er kam dadurch zu der Überzeugung, daß die Wellenlängen und die Wellenzahlen einer Serie von sich entsprechenden Linien in dem Spektrum eines Elements Funktionen der aufeinander folgenden ganzen Zahlen sind.

Rydberg bestimmte nun die Differenzen zwischen den Wellenzahlen der aufeinander folgenden Nummern der Serie und fand, daß diese Differenzen ( $\Delta n$ ) um so kleiner wurden, je höher er in der Reihe aufstieg. Es ist dies natürlich eine Folge davon, daß die Linien einer Serie mit wachsender Ordnungszahl näher zusammenrücken. Die Werte von  $\Delta n$  für alle erkennbaren Serien wurden berechnet und Rydberg erhielt so Reihen von abnehmenden Werten von  $\Delta n$ , je eine Reihe für jede Serie von Spektrallinien. Jede dieser Reihen von  $\Delta n$ -Werten schien vollständig vergleichbar; wenn daher diese Werte nach der Größe geordnet wurden, so zeigte es sich, daß

sie alle von derselben Größenordnung waren. Was gemeint ist, versteht man am besten an Hand der Tabelle, die Rydberg für die erhaltenen Werte aufgestellt hat.

Werte von  $\Delta n$ .

Bezeichnung der Serie	Zwischen m = 1 und m = 2	Zwischen m = 2 und m = 3	Zwischen m = 3 und m = 4	Zwischen m = 4 und m = 5	Zwischen m = 5 und m = 6	Zwischen m = 6 und m = 7	Zwischen m = 7 und m = 8	Zwischen m = 8 und m = 9
Li (P <sub>12</sub> )	16026·8	5542·4	2556·6	1364·4	824·6	533·8	369·5	258·9
Na (D <sub>1</sub> )	—	5386·7	2484·9	1357·9	813·9	523·5	—	—
Ca (D <sub>1</sub> )	—	4996·7	2323·9	1246·3	723·4	—	—	—
Na (P <sub>1</sub> )	13314·9	4751·4	2280·2	1233·5	—	—	—	—
Tl (S <sub>2</sub> )	12278·3	4395·1	2089·6	1213·0	732·4	465·6	350·1	250·2
K (P <sub>1</sub> )	11685·9	4303·8	2050·3	1158·0	723·0	451·8	322·5	245·5
Mg (S <sub>1</sub> )	10679·5	4017·2	1957·5	1116·5	685·6	—	—	—
Ca (S <sub>1</sub> )	8943·7	3507·8	1759·3	1015·0	620·6	—	—	—
Na (S <sub>1</sub> )	7484·8	3165·6	1647·0	962·6	600·1	407·6	—	—
K (D <sub>1</sub> )	—	2842·7	1507·5	881·2	550·5	385·8	256·9	—
Mg (D <sub>1</sub> )	6241·8	2775·3	1476·7	868·4	561·4	—	—	—
Zn (D <sub>1</sub> )	5812·3	2636·4	1416·8	862·7	—	—	—	—

In der ersten Kolonne sind die Symbole der Elemente und die Bezeichnungen der Serien gegeben, welche weiter unten ausführlich erklärt werden. Die zweite Kolonne enthält die Differenzen zwischen den Wellenzahlen der ersten und zweiten Glieder der gegebenen Serien, die dritte die Differenzen zwischen den zweiten und dritten Gliedern usw. In der Tabelle sind die Serien so angeordnet, daß diese Differenzen der Wellenzahlen in der dritten Reihe eine nach der Größe absteigende Skala bilden; dies ist deshalb geschehen, weil nicht alle Werte der zweiten Kolonne bekannt sind. Es zeigt sich, daß mit wenig Ausnahmen alle Glieder in den anderen Kolonnen in absteigender Größenordnung sich befinden, und ferner, daß der erste Ausdruck jeder Kolonne kleiner ist, als der letzte der vorhergehenden Reihe. Rydberg drückt diese Resultate folgendermaßen aus: Die Differenzen zwischen den korrespondierenden Gliedern von je zwei Reihen von  $\Delta n$ -Werten besitzen dasselbe Vorzeichen.

Rydbergs nächster Schritt war die Einzeichnung der in obiger Tabelle gegebenen Werte von  $\Delta n$  in ihrer Zugehörigkeit zu der Reihe der ganzen Zahlen (m) 1, 2, 3 usw.; die so entstehenden Kurven hatten alle das gleiche Aussehen, so daß es möglich erschien, sie ihrer ganzen Länge nach zusammenfallen zu lassen, indem man sie einfach parallel zur m-Achse verschob. Dies läßt sich mathematisch dadurch ausdrücken, daß man sagt: wenn  $\Delta n$  für eine Kurve eine Funktion von m ist, so ist die allgemeine Gleichung aller Kurven

$$\Delta n = F(m + \mu),$$

worin  $\mu$  eine Konstante bedeutet. Daraus leitet Rydberg als Gleichung einer Spektralserie ab:

$$n = n_0 - f(m + \mu).$$

Hier ist  $n$  die Wellenzahl,  $n_0$  eine Konstante und  $f(m + \mu)$  eine Funktion von  $(m + \mu)$ , welche für jedes Glied in jeder Reihe die gleichen Konstanten besitzt<sup>1)</sup>.

Setzt man  $f(m + \mu) = \frac{C}{m + \mu}$ , so ergibt sich die Gleichung

$$n = n_0 - \frac{C}{m + \mu}.$$

Nun hatten wir schon gesehen, daß eine sehr ähnliche Gleichung

$$\lambda = \lambda_0 + \frac{C}{m + \mu}$$

eine Serie in sehr roher Annäherung ausdrückt. Mit Rücksicht auf die Kurven, welche die Abhängigkeit der  $\lambda$  von  $m$  zeigen, ist die nächst einfachere Gleichung:

$$n = n_0 - \frac{N_0}{(m + \mu)^2},$$

worin  $N_0$  eine andere Konstante bedeutet.

Diese Gleichung erscheint Rydberg außerordentlich gut angepaßt und es ist auch diejenige, zu der er sich definitiv entschied. In ihr ist  $N_0$  eine Konstante für alle Serien und alle Konstanten,  $n_0$  der Wert von  $n$  für  $m = \infty$ , d. h. es ist der theoretische Grenzwert der Serie, gegen welche die Wellenzahl konvergiert (auch „Konvergenzfrequenz“ genannt), und  $\mu$  ist eine charakteristische Konstante der Substanz oder der Serie.

1) Beweis:

$$\begin{aligned} n_m &= n_{m+1} - \Delta n \\ n_m &= n_{m+1} - F(m + \mu) \\ n_{m+1} &= n_{m+2} - F(m + 1 + \mu) \\ n_{m+2} &= n_{m+3} - F(m + 2 + \mu). \end{aligned}$$

Nun wissen wir, daß  $n$  sich für  $m = \infty$  dem Grenzwert  $n_0$  nähert und die Form der  $\Delta n$  Reihen sowie die Gestalt der entsprechenden Kurven läßt nur vermuten, daß für  $m = \infty$  der Grenzwert von  $\Delta n = F(m + n) = 0$  wird; man erhält also

$$n_m = n_0 - \sum_m F(m + \mu).$$

Für eine andere Serie ergibt sich

$$n'_m = n'_0 - \sum_m F(m + \mu').$$

Die zwei Summen, welche in diese Gleichungen eingehen, besitzen dieselbe Zahl von Gliedern und wir wissen, daß jedes Glied der einen Summe sich von dem entsprechenden Glied in der andern nur durch den Wert der Konstante  $\mu$  unterscheidet; es wird sich daher die eine Summe in der andern verwandeln, wenn man  $\mu$  mit  $\mu'$  vertauscht, woraus folgt, daß es nur zwei verschiedene Werte der Funktion von  $\mu$  gibt. Setzt man jetzt

$$\sum_m F(m + \mu) = f(m + \mu),$$

so erhält man die allgemeine Gleichung

$$n = n_0 - f(m + \mu).$$

Balmers Wasserstoffgleichung läßt sich auch als ein Spezialfall dieser Gleichung betrachten. Denn wenn man an Stelle seiner Gleichung für die Wellenlängen

$$\lambda = h \frac{m^2}{m^2 - 4}$$

schreibt

$$n = n_0 \frac{m^2 - 4}{m^2},$$

worin

$$n = \frac{10^8}{\lambda} \quad \text{und} \quad n_0 = \frac{10^8}{h} \quad \text{ist,}$$

so erhält man

$$n = n_0 - \frac{4 n_0}{m^2},$$

eine Gleichung, die offenbar die gleiche wie Rydbergs allgemeine Gleichung ist, wenn  $N_0$  in der letzteren  $= 4 n_0$  und  $\mu = 0$  gesetzt wird.

Bei Benutzung der Gleichung

$$n = n_0 - \frac{N_0}{(m + \mu)^2}$$

darf man nicht vergessen, daß Rydberg keineswegs den Anspruch einer absolut genauen Wiedergabe der Schwingungszahlen von Linien erhebt. Vielmehr erkennt er an, daß es sich nur um eine sehr große Annäherung an die wirklichen Beziehungen handelt. Vergleicht man die für die Frequenzen berechneten und die beobachteten Werte, so kann man nicht leugnen, daß die Formel von Kayser und Runge häufig bessere Resultate gibt. Letztere drückt eine Linienserie manchmal mit außerordentlicher Genauigkeit aus, doch ist damit ihr Nutzen auch zu Ende. Rydbergs Formel dagegen gestattet uns, Beziehungen zwischen den verschiedenen Serien aufzustellen und sogar die Wellenlängen der einen Serie aus der für eine andere Serie aufgestellten Gleichung zu berechnen.

Es soll jetzt der Weg angegeben werden, wie man die Konstanten berechnet.

Zunächst ist die Konstante  $N_0$  zu bestimmen. Das ist ein für allemal durch die Balmersche Formel für Wasserstoff geschehen. Aus dieser folgt

$$h = \lambda \frac{m^2 - 4}{m^2}.$$

Bei der Berechnung des Wertes von  $h$  benutzte man die alten Werte für die Wellenlängen der Wasserstofflinien. Es folgt also

$$\begin{aligned} h &= 6562 \cdot 10 \times \frac{5}{9} \quad (\text{für } m = 3) = 3645 \cdot 611 \\ h &= 4860 \cdot 74 \times \frac{3}{4} \quad (\text{für } m = 4) = 3645 \cdot 555 \\ h &= 4340 \cdot 10 \times \frac{21}{25} \quad (\text{für } m = 5) = 3645 \cdot 684 \\ h &= 4101 \cdot 20 \times \frac{8}{9} \quad (\text{für } m = 6) = 3645 \cdot 510 \\ &\quad \text{Mittel} = 3645 \cdot 590 \end{aligned}$$

und hieraus

$$N_0 = \frac{4 \times 10^8}{3645.590} = 109721.6.$$

Aus späteren, auf Vakuum reduzierten Messungen der Wellenlängen von Wasserstoff ermittelte Rydberg diese Konstante zu 109675.00<sup>1)</sup>, ein Wert, den er in allen neueren Arbeiten benutzt. Die Konstanten  $n_0$  und  $\mu$  sind charakteristisch für jede Serie oder Substanz und müssen daher in jedem Fall bestimmt werden. Dazu muß man jedoch alle Wellenlängen oder vielmehr alle Wellenzahlen der Glieder der fraglichen Serie kennen. Um die besten Annäherungen an die wirklichen Frequenzen der Linien zu erhalten, verfährt Rydberg folgendermaßen. Wie wir wissen, setzt sich jede komplette Serie aus einer Zahl von Gliedern zusammen, von denen jedes einzelne doppelt oder dreifach ist, und es besteht immer eine konstante Wellendifferenz zwischen dem ersten und zweiten, resp. dem zweiten und dritten Gliede längs der ganzen Serie. Bei einer Tripletserie z. B. werden soviel Triplets, wie möglich, herausgesucht und die Werte  $\nu_1$  und  $\nu_2$  der Wellendifferenzen ermittelt. Hieraus ergaben sich Mittelwerte für  $\nu_1$ ,  $\nu_2$  und  $\nu_1 + \nu_2$  und mit ihrer Hilfe werden alle Wellenzahlen der zweiten und dritten Glieder der Triplets auf den Wert der ersten Glieder reduziert; d. h. von allen zweiten Gliedern wird  $\nu_1$  abgezogen, und  $\nu_1 + \nu_2$  von allen dritten. Auf diese Weise ergeben sich drei Werte für das erste Glied jedes Triplets und das Mittel aus diesen dreien wird in allen Fällen voraussichtlich eine viel größere Annäherung an die wahre Frequenz desselben ergeben, als der gemessene Wert. Ein Beispiel macht dies vielleicht deutlicher:

Scharfe Linienserie des Magnesiums.

m	2	3	4	5	6	7
$S_1$	19293.8	29973.3	33990.5	35948.0	37064.5	37750.1
$\nu_1$	41.1	40.5	40.5	40.0	41.3	42.8
$S_2$	19334.9	30013.8	34031.0	35988.0	37105.8	37792.9
$\nu_2$	19.8	24.4	11.6	23.4	20.6	—
$S_3$	19354.7	30038.2	34042.6	36011.4	37126.4	—

Aus diesen Werten ergibt sich das Mittel von  $\nu_1$ ,  $\nu_2$  und  $\nu_1 + \nu_2$  zu 41.4 resp. 20.6 und 62.0 und wir können dadurch alle Beobachtungen auf den Wert von  $S_1$  in folgender Weise zurückführen.

$S_1$ beob.	19293.8	29973.3	33990.5	35948.0	37064.5	37750.1
$S_2$ red.	19293.5	29972.4	33989.6	35946.6	37064.4	37751.5
$S_3$ red.	19292.7	29976.2	(33980.6)	35949.4	37064.4	—
Mittel	19293.3	29974.0	33990.1	35948.0	37064.4	37750.8

Diese letzte Reihe von Mittelwerten wird nun als der beste Wert für die Wellenzahlen der ersten Glieder des Triplets angenommen. Zugleich soll darauf aufmerksam gemacht werden, daß die Gleichungen für die drei Glieder dieselben sind, mit der Ausnahme, daß der Wert von  $n_0$  in den einzelnen Fällen um  $\nu_1$  und  $\nu_2$  abweicht.

<sup>1)</sup> Paris international Reports. Mit den auf Seite 369 mitgeteilten Werten von Evershed für Wasserstoff wird  $N_0$  gleich 109705.33.

Nunmehr soll auf die Berechnung der Konstanten  $\mu$  eingegangen werden.

Sind  $n_m$  und  $n_{m+1}$  die Wellenzahlen von zwei aufeinander folgenden Gliedern einer Reihe, so hat man

$$n_m = n_0 - \frac{N_0}{(m + \mu)^2} \text{ und } n_{m+1} = n_0 - \frac{N_0}{(m + 1 + \mu)^2}$$

und hieraus

$$\Delta n = n_{m+1} - n_m = \frac{N_0}{(m + \mu)^2} - \frac{N_0}{(m + 1 + \mu)^2};$$

es ist klar, daß  $\Delta n$  unabhängig von der Serienkonstante  $N_0$  ist.

Nun liegt offenbar  $\mu$  zwischen 0 und 1, man kann es auch als den gebrochenen Teil von  $m + \mu$  betrachten, denn wenn  $\mu$  größer als 1 ist, so könnte man das auffassen, als ob  $m$  um eine Einheit zugenommen hätte und  $\mu$  wiederum nur ein echter Bruch wäre. Durch diese Betrachtungsweise, die für die Bedeutung der Gleichung keinen Unterschied macht, vereinfacht sich die Bestimmung von  $\mu$  sehr wesentlich. Den einfachsten Weg bietet die Benutzung einer Interpolationstafel, und in der Tat gibt Rydberg eine solche in seiner Arbeit. Die Tafel enthält alle Werte für den Ausdruck  $\frac{N_0}{(m + \mu)^2}$  für alle Größen von  $m$  zwischen 1 und 9 und alle Werte von  $\mu$  zwischen 0.00 und 1.00 mit Differenzen von je 0.01. Ebenso finden sich dort die Werte von  $\Delta n$ , d. h. die Differenzen zwischen zwei aufeinanderfolgenden Werten von  $\frac{N_0}{(m + \mu)^2}$ , gebildet durch Vergrößerung von  $m$  zu  $m + 1$ . Leider ist diese Tabelle für den Wert  $N_0 = 109\,721.6$  berechnet; doch kann sich jedermann eine neue Tabelle mit der Konstanten  $N_0 = 109\,675.00$  selbst berechnen.

Bei der Benutzung dieser Tafel zur Ermittlung von  $\mu$  werden zuerst die Werte von  $\Delta n$  für die Serie gefunden und als Beispiel soll die Serie des Thallium, wie Rydberg sie gibt, hier angeführt werden:

$\lambda$	$n$	$\Delta n$	$m$
3517.8	28426.9	5845.5	2
2917.8	34272.4	2644.3	3
2708.8	36916.7	1418.0	4
2608.6	38334.7	850.3	5
2552.0	39185.0	544.8	6
2517.0	39729.8		7

Aus dieser Tabelle ergibt sich die Differenz der Werte von

$$\frac{N_0}{(m + \mu)^2}$$

1. wenn  $m = 2$  und  $m = 3$  ist, zu 5886.1 für  $\mu = 0.89$  und zu 5832.8 für  $\mu = 0.90$
2. "  $m = 3$  "  $m = 4$  " " 2662.3 "  $\mu = 0.89$  " " 2644.0 "  $\mu = 0.90$
3. "  $m = 4$  "  $m = 5$  " " 1425.9 "  $\mu = 0.89$  " " 1417.8 "  $\mu = 0.90$
4. "  $m = 5$  "  $m = 6$  " " 851.4 "  $\mu = 0.89$  " " 847.4 "  $\mu = 0.90$
5. "  $m = 6$  "  $m = 7$  " " 548.8 "  $\mu = 0.89$  " " 544.3 "  $\mu = 0.91$

Offenbar wird der Wert von $\mu$ durch 1	gegeben als	$0.89 + \frac{40.6}{53.3}$	$\times 0.01,$
durch 2	„	$0.89 + \frac{18}{18.3}$	$\times 0.01$
„ 3	„	$0.89 + \frac{7.9}{8.1}$	$\times 0.01$
„ 4	„	$0.89 + \frac{1.1}{4.0}$	$\times 0.01$
und 5	„	$0.89 + \frac{4}{4.5}$	$\times 0.02.$

Bei der Bestimmung des Mittelwertes aller so gegebenen Brüche gibt Rydberg ihnen ein Gewicht entsprechend dem Quadrat der Wellenlängen der Linien; diese Brüche werden mit 100 resp. 73, 68, 65 und 63, welches ihre relativen Gewichte sind, multipliziert, dann werden alle Zahlen zusammen addiert und durch die Summe aller Nenner dividiert. Auf diese Weise ergibt sich das Mittel zu 0.0082 und hieraus der Wert von  $\mu$  zu 0.8982.

Schließlich haben wir die Konstante  $n_0$  zu finden, was auf folgendem Wege geschieht:

Schreibt man die Gleichung

$$n_0 = n + \frac{N_0}{(m + \mu)^2},$$

so kann man den Wert von  $n_0$  sofort für alle analogen Linien der Serie finden und wird den Mittelwert als  $n_0$  annehmen. Z. B. wollen wir die oben gegebenen Thalliumwerte benutzen, für die wir gefunden haben, daß

$$n_0 = n + \frac{109\,721.6}{(m + 0.8982)^2}$$

ist. Die Größen des letzten Ausdrucks werden für  $m = 2, 3, 4$  etc. berechnet, da dies die Zahlen der Linien in der obigen Serie sind; zu den so erhaltenen Werten wird die entsprechende Wellenzahl  $n$  addiert und auf diese Weise so viele Bestimmungen von  $n_0$  erhalten, als Linien in der Serie sind. Die Resultate werden wie oben entsprechend  $\lambda^2$  bewertet und das Mittel als Konstante angenommen. In diesem Fall ergibt sich der Wert 41 490.2.

Demnach ist die ganze Gleichung:

$$n_0 = 41\,490.2 - \frac{109\,221.6}{(m + 0.8982)^2}$$

**Beziehung zwischen den Serien eines Elementes.** Es bestehen in den Spektren aller Alkalimetalle drei verschiedene Serien, nämlich die scharfe, die diffuse und die Hauptserie. Die letzte nennt Rydberg Hauptserie, weil sie die stärksten Linien des Spektrums enthält. Ferner ist schon gesagt worden, daß die scharfe und die unscharfe Serie entweder aus Doublets oder aus Triplets bestehen, und man kann die Behauptung aufstellen, daß jedes Element zwei oder

drei scharfe Serien parallel zueinander besitzt und die gleiche Serienzahl diffuser Linien, ebenfalls parallel zueinander, und daß die Schwingungsdifferenzen korrespondierender Strahlen für jedes Element konstant sind. Repräsentieren dann  $n_1$ ,  $n_2$  und  $n_3$  die Werte der Konstanten  $n_0$  für jede der scharfen oder der nebligen Serien, so ergibt sich:

$$\begin{aligned} n &= n_1 - \frac{N_0}{(m + \mu)^2} \\ n &= n_2 - \frac{N_0}{(m + \mu)^2} \\ n &= n_3 - \frac{N_0}{(m + \mu)^2}; \end{aligned}$$

ferner ist bei der Doubletserie  $n_2 - n_1 = \nu$  und in der Tripletserie  $n_2 - n_1 = \nu_1$  und  $n_3 - n_2 = \nu_2$ . So gibt es vier oder sechs Serien bei jedem Element und Rydberg nennt sie je nachdem die erste, zweite oder dritte scharfe oder diffuse Serie. Die drei Serien scharfer Linien bilden die scharfe Gruppe und entsprechend ergibt sich die unscharfe Gruppe.

Nun hat Rydberg gefunden, daß der Wert der Konstanten  $n_0$  der gleiche ist für die sich entsprechenden scharfen und diffusen Serien. Mit anderen Worten sind die Konvergenzfrequenzen (vergl. S. 374) korrespondierender Serien in scharfen und den diffusen Gruppen die gleichen. Wenn man daher  $\delta$  statt  $\mu$  in den Gleichungen für die unscharfen Serien schreibt und  $\sigma$  statt  $\mu$  in den scharfen Serien, so erhält man die Gleichungen:

Scharfe Gruppe:	Diffuse Gruppe:	
$n = n_1 - \frac{N_0}{(m + \sigma)^2}$	$n = n_1 - \frac{N_0}{(m + \delta)^2}$	Erste Serie.
$n = n_2 - \frac{N_0}{(m + \sigma)^2}$	$n = n_2 - \frac{N_0}{(m + \delta)^2}$	Zweite Serie.
$n = n_3 - \frac{N_0}{(m + \sigma)^2}$	$n = n_3 - \frac{N_0}{(m + \delta)^2}$	Dritte Serie.

Diese Gleichungen zeigen den Zusammenhang zwischen den sechs Serien. Die Hauptreihe ist eine Serie von Doppellinien. Sie ist nur für die Alkalimetalle sorgfältig untersucht, doch hat Rydberg sie später auch, wie wir sehen werden, bei anderen Substanzen gefunden. Die Doppellinien besitzen keine konstante Wellendifferenz, vielmehr rücken sie mit steigender Ordnungszahl näher zusammen. Es haben daher offenbar beide Reihen die gleiche Konvergenzfrequenz. Wenn mit wachsendem  $m$  die Doppellinien enger zusammenrücken, so werden sie für den Grenzwert  $m = \infty$  nur noch einen unendlich kleinen Abstand besitzen. Dieser Schluß findet in den für  $n_0$  wirklich gefundenen Werten seine experimentelle Bestätigung. Die brechbarere Linie des Paares ist stets die stärkere, Rydberg nennt daher die Serie der weniger brechbaren die schwache und die andere die starke Hauptserie. Ihre Gleichungen sind folgende:



$$n = n_0 - \frac{N_0}{(m + \mu_1)^2},$$

$$n = n_0 - \frac{N_0}{(m + \mu_2)^2}.$$

Der Zusammenhang zwischen der Hauptserie und der scharfen Gruppe ist äußerst interessant und wichtig. Rydberg fand, daß für Natrium, Kalium und Rubidium die Schwingungsdifferenz zwischen den Gliedern des ersten Paares der Hauptserie fast genau gleich der konstanten Schwingungsdifferenz der Paare der scharfen und der diffusen Gruppe ist. Man darf daher schreiben:

$$\nu = n_0 - \frac{N_0}{(m + \mu_1)^2} - \left\{ n_0 - \frac{N_0}{(m + \mu_2)^2} \right\}$$

wo  $\nu = \frac{N_0}{(m + \mu_2)^2} - \frac{N_0}{(m + \mu_1)^2}$  ist.

Rydberg hat auch eine sehr enge Beziehung zwischen der scharfen Serie und der Hauptserie entdeckt, nämlich, daß beide Serien Teile einer einzigen Serie mit zwei Variablen sind. Folgendes war dabei sein Gedankengang: Bei Lithium hat man die ohne Zweifel bestehende Doppelserie nicht gefunden, so daß man nur drei Serien hat: die Hauptserie, die scharfe und die diffuse Serie, von denen jede in Wahrheit eine enge Doppelserie ist. Nun fand Rydberg für die scharfe Serie des Lithium:

$$n = 28\,601 - \frac{109\,721\cdot6}{(m + 0\cdot5951)^2}$$

und für die Hauptserie:

$$n = 43\,487\cdot7 - \frac{109\,721\cdot6}{(m + 0\cdot9596)^2}$$

Hierin ist für die scharfe Serie  $m = 2, 3, 4$  etc. und  $1, 2, 3$  etc. für die Hauptserie. Der Wert  $m = 1$  in der ersten Gleichung ergibt einen negativen Wert von  $n$ , weil dann der Bruch  $\frac{109\,721\cdot6}{(m + 0\cdot5951)^2}$  den Wert  $43\,123\cdot7$  erhält. Nun unterscheidet sich diese Zahl nicht weit von der Konstanten  $43\,487\cdot7$  der Gleichung für die Hauptserie. Setzt man ferner in der zweiten Gleichung  $m = 1$ , so wird

$$\frac{109\,721\cdot6}{(m + 0\cdot9596)^2} = 28\,573\cdot1,$$

d. h. eine Zahl, die sehr nahe bei der Konstanten  $28\,601$  der Gleichung für die scharfe Serie liegt. Man darf daher mit großer Annäherung schreiben

für die Hauptserie

$$\frac{n}{N_0} = \frac{1}{(1 + 0\cdot5951)^2} - \frac{1}{(m + 0\cdot9596)^2},$$

und für die scharfe Serie

$$\frac{n}{N_0} = \frac{1}{(1 + 0.9596)^2} - \frac{1}{(m + 0.5951)^2},$$

oder ganz allgemein

für die Hauptserien

$$\frac{n}{N_0} = \frac{1}{(1 + \sigma)^2} - \frac{1}{(m + \mu)^2}$$

und für die scharfen Serien

$$\frac{n}{N_0} = \frac{1}{(1 + \mu)^2} - \frac{1}{(1 + \sigma)^2}.$$

Setzt man in beiden Gleichungen  $m = 1$ , so ergibt sich der gleiche numerische Wert von  $n$ , wobei jedoch die aus der zweiten Gleichung sich ergebende Größe negativ ist. Das erste Glied der scharfen Serie ist dasselbe wie bei der Hauptserie, bei Lithium also die rote Linie  $\lambda = 6708$ . Geht man nochmals zu der oben gegebenen Gleichung für die Hauptserie des Lithium zurück und setzt hier  $m = 1$ , so wird

$$n = 43\,487.7 - \frac{109\,721.6}{(1 + 0.9596)^2},$$

wobei jedoch  $\frac{109\,721.6}{(1 + 0.9596)^2}$  schon zu 28 573.1 berechnet und der Konstanten  $n_0$  der scharfen Serie gleich gesetzt war. Mit anderen Worten ist also die Differenz zwischen den Konvergenzfrequenzen der Hauptserie und der scharfen Serie gleich der Wellenzahl der ersten Linie der Hauptserie. Diese Beziehung wurde später unabhängig davon durch Schuster aufgestellt, sie führt daher den Namen Rydberg-Schustersches Gesetz.

Das Gesetz ist aus verschiedenen Gründen sehr wichtig. Zunächst kann man mit seiner Hilfe die ganze Hauptserie aus der scharfen Serie berechnen und zwar folgendermaßen:

Die Gleichung der scharfen Serie lautet:

$$n = n_0 - \frac{N^0}{(m + \sigma)^2}.$$

Setzt man in ihr  $m = 1$ , so erhält man den negativen Wert von  $n$ , der zahlenmäßig gleich der ersten Linie der Hauptserie ist; ferner ist  $\frac{N_0}{(1 + \sigma)}$  die Konvergenzfrequenz der Hauptserie. Von diesen beiden Ausdrücken ausgehend kann man die übrigen leicht berechnen. Rydberg macht eine glänzende Anwendung seines Gesetzes auf die Bestimmung der Wasserstofflinien; wir werden noch darauf zurückkommen.

Es ist noch eine weitere Beziehung zwischen den zwei Serien zu erwähnen. In den Serien der Alkalimetalle ist jeder Wert ein zweifacher, d. h. wir haben zwei Gleichungen für die Hauptlinien und zwei für die scharfen Linien:

$$\begin{array}{l}
 (1) \frac{n}{N_0} = \frac{1}{(1 + \sigma)^2} - \frac{1}{(m + \mu_1)^2} \\
 (2) \frac{n}{N_0} = \frac{1}{(1 + \sigma)^2} - \frac{1}{(m + \mu_2)^2} \\
 (3) \frac{n}{N_0} = \frac{1}{(1 + \mu_1)^2} - \frac{1}{(m + \sigma)^2} \\
 (4) \frac{n}{N_0} = \frac{1}{(1 + \mu_2)^2} - \frac{1}{(m + \sigma)^2}
 \end{array}
 \left. \begin{array}{l} \\ \\ \\ \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{Hauptserie} \\ \\ \text{Scharfe Serie} \end{array}$$

Auch ist es eine natürliche Folge der eben erwähnten Tatsachen, daß die beiden Serien derart korrespondieren, daß der brechbarere Strahl der ersten Serie dem weniger brechbaren der zweiten entspricht und umgekehrt. Es ergibt sich dies sofort aus den Gleichungen. Setzt man nämlich  $\mu_1 > \mu_2$ , so bezieht sich offenbar Gleichung (1) der scharfen Serie auf die Strahlenkomponenten der Paare mit geringerer Frequenz, d. h. auf die weniger brechbaren Strahlen der Paare, Gleichung (2) dagegen jeweilig auf den brechbareren Strahl. In den Hauptserien sind die Bedingungsgleichungen gegenüber denen der scharfen Linien sozusagen umgekehrt. Es zeigt sich dies sehr deutlich an der relativen Helligkeit der Komponenten der Linienpaare in den zwei Serien. Z. B. ist in der Hauptserie der Alkali-metalle die brechbarere Komponente der Paare auch immer die hellere; in der scharfen Serie ist dagegen der weniger brechbare Strahl glänzender. Vielleicht zeigt sich der Zusammenhang noch deutlicher bei dem Zeemaneffekt. In Kapitel XIV S. 365 war gesagt, daß die Hauptserie zwei Typen der Auflösbarkeit zeigt, eine für den brechbareren Strahl jedes Paares und einen für den weniger brechbaren Strahl; die genau gleichen Typen sieht man bei der scharfen Serie, nur in umgekehrter Reihe, hier tritt nämlich der  $D_1$ -Typ, wie man ihn nennt, bei dem brechbareren Strahl des Paares auf und der  $D_2$ -Typ bei dem weniger brechbaren Strahl.

Rydberg behandelt noch eine weitere Serie, und zwar in Zusammenhang mit der unscharfen Serie. Er vermochte sie nur bei Thallium zu ermitteln, doch vermutete er mit Recht ihr Vorhandensein auch bei den anderen Elementen. Sie tritt als eine Reihe von Satelliten auf, welche die unscharfe Serie begleiten, und die Schwingungsdifferenz zwischen ihren Strahlen und dem korrespondierenden Strahl der unscharfen Serie nimmt mit wachsendem  $m$  ab. Diese „Sekundärserien“ besitzen daher die gleichen Konvergenzfrequenzen wie die unscharfe Serie selbst.

Jetzt sind wir imstande, das vollständige Schema für das ganze Spektrum eines Elementes zu geben, welches Triplets zeigt. In dieser Tabelle ist  $\mu_1 > \mu_2 > \mu_3$ .

#### Unscharfe Gruppe.

$$1. \text{ unscharfe Serie: } \frac{n}{N_0} = \frac{1}{(1 + \mu_1)^2} - \frac{1}{(m + \sigma')^2} \quad D'_1$$

$$\begin{aligned}
 2. \text{ unscharfe Serie: } & \frac{n}{N_0} = \frac{1}{(1 + \mu_2)^2} - \frac{1}{(m + \delta')^2} & D'_2 \\
 3. \quad \text{''} \quad \text{''} & \frac{n}{N_0} = \frac{1}{(1 + \mu_3)^2} - \frac{1}{(m + \delta'')^2} & D'_3
 \end{aligned}$$

Sekundäre Gruppe (unscharf).

$$\begin{aligned}
 1. \text{ sekundäre Serie } & \frac{n}{N_0} = \frac{1}{(1 + \mu_1)^2} - \frac{1}{(m + \delta'')^2} & D_1'' \\
 2. \quad \text{''} \quad \text{''} & \frac{n}{N_0} = \frac{1}{(1 + \mu_1)_2} - \frac{1}{(m + \delta'')^2} & D_2'' \\
 3. \quad \text{''} \quad \text{''} & \frac{n}{N_0} = \frac{1}{(1 + \mu_3)^2} - \frac{1}{(m + \delta'')^2} & D_3''
 \end{aligned}$$

Scharfe Gruppe.

$$\begin{aligned}
 1. \text{ scharfe Serie } & \frac{n}{N_0} = \frac{1}{(1 + \mu_1)^2} - \frac{1}{(m + \sigma)^2} & S_1 \\
 2. \quad \text{''} \quad \text{''} & \frac{n}{N_0} = \frac{1}{(1 + \mu_2)^2} - \frac{1}{(m + \sigma)^2} & S_2 \\
 3. \quad \text{''} \quad \text{''} & \frac{n}{N_0} = \frac{1}{(1 + \mu_3)^2} - \frac{1}{(m + \sigma)^2} & S_3
 \end{aligned}$$

Haupt-Gruppe.

$$\begin{aligned}
 1. \text{ Hauptserie } & \frac{n}{N_0} = \frac{1}{(1 + \sigma)^2} - \frac{1}{(m + \mu_1)^2} & P_1 \\
 2. \quad \text{''} & \frac{n}{N_0} = \frac{1}{(1 + \sigma)^2} - \frac{1}{(m + \mu_2)^2} & P_2 \\
 3. \quad \text{''} & \frac{n}{N_0} = \frac{1}{(1 + \sigma)^2} - \frac{1}{(m + \mu_3)^2} & P_3
 \end{aligned}$$

So erhält man zwölf Gleichungen mit nur sechs Konstanten, nicht mitgerechnet  $N_0$ , welches für jede Serie und Substanz den gleichen Wert besitzt.

Rydberg benutzt, wenn er von irgend einer Linie spricht, die oben für die Serie gegebenen Symbole und fügt die Nummer der Linie in ihrer Serie hinzu. So bedeutet bei ihm Cd [D] sämtliche Strahlen der unscharfen Gruppen von Kadmium, sowohl die Hauptgruppe Cd [D'], wie die sekundäre Gruppe Cd [D'']. Ferner ist unter Na [P<sub>1</sub>.1] die erste Linie der ersten Hauptserie des Natriums verstanden; es ist die D<sub>2</sub>-Linie, weil die erste Hauptserie diejenigen Linien der Paare enthält, welche die höhere Schwingungszahl besitzen, und Rydberg die Hauptserien in Wahrheit als ein Bestandteil der scharfen Serien ansieht. Ebenso ist Rb [S<sub>2</sub>.2] die zweite Linie der zweiten scharfen Serie des Rubidiums, wobei daran erinnert sei, daß die erste Linie dieser Serie zugleich die erste Linie der zweiten Hauptserie ist.

In dem letzten Teil seiner Arbeit bringt Rydberg die Resultate der Anwendung seiner Formeln auf die Spektre vieler Metalle. Sie sollen hier nicht wiedergegeben werden, weil sie sich auf die Skala von Ångström beziehen und weil die von ihm benutzten Werte der Wellenlängen unseren gegenwärtigen Kenntnissen nicht mehr entsprechen. Indessen sind doch einige interessante Schlüsse zu erwähnen, die er in speziellen Fällen gezogen hat.

Bei den Alkalimetallen hat man alle drei Gruppen von Serien nachweisen können, wenn auch bei Rubidium und Caesium nur einzelne Glieder gefunden wurden, z. B. nur je eines für die scharfe und die Hauptserie des Caesium. Bei Lithium ergab sich nur je eine Serie, wahrscheinlich, wie Rydberg sagt, weil die Doppellinien zu nahe beieinander liegen, um sich trennen zu lassen. Er zeigte, daß die Wellendifferenz der Paare mit dem Atomgewicht der Elemente zunimmt und daß sie daher bei Lithium sehr klein sein muß. Erst neuerdings hat man für eine der Lithiumlinien gefunden, daß sie doppelt ist.

In den Spektren der Metalle Kupfer, Silber, Gold, Magnesium und Calcium fand Rydberg einige Paare von konstanter Schwingungsdifferenz und ordnete sie der Haupt- und der scharfen Serie zu, eine Maßregel, deren Richtigkeit durch den Zeeman-Effekt vollständig bestätigt wurde.

Bevor wir Rydbergs Arbeiten verlassen, um zu den Untersuchungen auf dem gleichen Gebiet von Kayser und Runge überzugehen, soll noch auf die glänzende Bestätigung hingewiesen werden, welche seine Theorie bei dem Wasserstoffspektrum gefunden hat. Ich habe schon gesagt, daß die Gesamtheit der Linien des sogenannten elementaren Linienspektrums von Wasserstoff sich durch die Balmersche Formel ausdrücken läßt. Man kann sie folgendermaßen analog den Rydbergschen Gleichungen schreiben:

$$n = 27418.75 - \frac{109675.00}{(m+1)^2},$$

wo

$$m = 2, 3, 4 \text{ etc.}$$

Nun entdeckte Pickering<sup>1)</sup> im Jahre 1896 in dem Spektrum des Sternes ζ Puppis, welcher ein starkes Wasserstoffspektrum zeigt, eine neue Serie von Linien, welche ganz offenbar mit dem bekannten Wasserstoffspektrum zusammenhängt. Pickering zeigte, daß ihre Wellenlängen sich durch die modifizierte Balmersche Formel

$$\lambda = 4650 \frac{m^2}{m^2 - 4} - 1032$$

ausdrücken lassen. In einer weiteren Publikation vereinigte Pickering<sup>2)</sup> beide Wasserstoffserien folgendermaßen zu einer Formel: Er setzt  $m = \frac{n}{2}$  in der gewöhnlichen Balmerschen Formel und erhält so

1) Astrophys. Journ. 4. 369. 1896.

2) Astrophys. Journ. 5. 92. 1897.

$$\lambda = 3646 \cdot 1 \frac{n^2}{n^2 - 16}$$

wo  $n = 6, 8, 10, 12$  etc. ist. Setzt er nun  $n = 11, 13, 15$  usw., so erhält er die neue Serie.

Kayser<sup>1)</sup> wies aber sofort darauf hin, daß schwerwiegende Gründe gegen eine Vereinigung dieser zwei Serien zu einer einzigen sprechen. Vor allem darf man fragen: Wenn sie alle zu einer Serie gehören, warum sehen wir dann in den terrestrischen Spektren immer nur die halbe Serie?

Rydberg<sup>2)</sup> bringt noch überzeugendere Einwände. Vor allem zeigt er, daß beide Serien die gleiche Konvergenzfrequenz besitzen und findet sodann folgende Gleichung für die zweite Serie:

$$n = 27418 \cdot 79 - \frac{109765 \cdot 00}{(m + 0 \cdot 500737)^2}$$

Hieraus ergeben sich die folgenden Werte bei 16° C und 760 mm in Luft.

m	5	6	7	8	9	10
$\lambda$ beob.	4201·6	4026·5	3924·9	3858·6	3817·2	3783·4
$\lambda$ berech.	4201·54	4027·31	3925·18	3859·76	3815·17	3783·35
Diff.	+ 0·06	— 0·81	— 0·28	— 1·16	+ 2·03	+ 0·05

Die beiden Serien verhalten sich also wie die unscharfe und die scharfe Serie des Wasserstoffs und lassen daher dieselben Folgerungen zu, wie die analogen Serien anderer Elemente.

Es soll hier eine sehr interessante Zusammenstellung der verschiedenen Werte mitgeteilt werden, welche Rydberg für die Konstante  $\mu$  erhalten hat. Nach unserer Bezeichnung sind dies die Werte von  $\delta$  und  $\sigma$ :

Element	Unscharfe Serie	Scharfe Serie
Wasserstoff . . . . .	1·000000	0·500737
Helium . . . . .	{ 0·997273	0·858110
	{ 0·996084	0·701464
Lithium . . . . .	0·998063	0·597337
Natrium . . . . .	0·988436	0·649840
Zink . . . . .	0·905336	0·269148
Kadmium . . . . .	0·906478	0·327899
Silber . . . . .	0·982165	0·447358
Kupfer . . . . .	0·975792	0·399765

Nun kann man, wie oben gezeigt wurde, die Hauptserie berechnen, wenn man die scharfe Serie kennt. Dies tat Rydberg bei Wasserstoff mit den für diese Serie gefundenen Werten. Unter Be-

1) Astrophys. Journ. 5. 243. 1897.  
 2) Astrophys. Journ. 6. 233. 1897.

nutzung von 0.5 statt 0.50073 ist die kombinierte Formel für beide Serien:

$$\frac{n}{109675 \cdot 00} = \frac{1}{(m_1 + 1)^2} - \frac{1}{(m_2 + 0.5)^2}$$

Für die scharfe Serie gilt  $m_1 = 1$  und  $m_2 = 1, 2, 3, 4$  usw., dagegen ist für die Hauptserie  $m_2 = 1$ , während  $m_1$  sich ändert. Aus dieser Gleichung ergeben sich folgende Werte für die Hauptserie

$m_1$	1	2	3	4	5
n	21325.69	36558.33	41889.75	44357.44	45697.91
$\lambda$	4687.88	2734.55	2386.50	2253.74	2187.60

Die Werte n gelten für Vakuum, die von  $\lambda$  dagegen sind auf Luft von 16° und 760 mm reduziert, damit sie mit den Beobachtungen zu vergleichen sind. Wegen der Absorption durch die Atmosphäre könnte nur das erste Glied dieser Serie in den Sternspektren sichtbar werden. Es müßte, wenn man es überhaupt sieht, außerordentlich hell sein, wie die rote Lithiumlinie und die D-Linie des Natriums. In der Tat gibt es bei verschiedenen Sternen des fünften Typus eine starke Linie bei  $\lambda = 4688$ , die ganz offenbar mit jener identisch ist. Auch wiesen Hale und Keeler in einer Fußnote zu Rydbergs Veröffentlichung darauf hin, daß in den Spektren verschiedener Nebel eine Linie bis 4687 vorkommt. Es erhellt daraus, daß man hier den Anfang der Hauptserie vor sich hat. Schließlich soll noch die folgende Tabelle mitgeteilt werden, die Pickering<sup>1)</sup> von den neuen Linien aufgenommen hat:

Scharfe oder zweite Nebenserie von Wasserstoff.

Bezeichnung	Beobachtet	Berechnet	
		Pickering	Rydberg
		m	m
$\alpha'$	—	5 10128.1	2 10117.3
$\beta'$	5413.6	7 5413.9	3 5412.8
$\gamma'$	4542.4	9 4543.6	4 4543.3
$\delta'$	4200.7	11 4201.7	5 4201.5
$\epsilon'$	4026.0	13 4027.4	6 4027.3
$\zeta'$	3924.0	15 3925.2	7 3925.2
$\eta'$	3860.8	17 3859.8	8 3859.8
$\theta'$	3815.7	19 3815.2	9 3815.2
$\iota$	3783.4	21 3783.4	10 3783.4

Wir wenden uns nunmehr zu den Arbeiten von Kayser und Runge über die Spektralserien. Ihre Formeln geben die glänzendsten Resultate, sie liefern aber keine Beziehungen zwischen den einzelnen Serien. Rydberg sagt, seine Formel diene nur zur Interpolation, um die beobachteten Resultate mit der möglichsten Genauigkeit

<sup>1)</sup> Astrophys. Journ. 6. 230. 1897.

wiederzugeben, Kayser<sup>1)</sup> dagegen legt Wert darauf, daß die Formel keine Interpolationsformel im eigentlichen Sinne des Wortes sei, da keine gewöhnliche Interpolationsformel die Resultate so gut wiedergeben würde. Schuster<sup>2)</sup> kommt zu dem Schluß, die Einfachheit der Berechnung spreche für Kayser und Runge. Rydbergs Formel dagegen bringe besser die Regelmäßigkeit oder Unregelmäßigkeit in der Verteilung der Linien zum Ausdruck.

Kayser und Runge geben ihrer Gleichung die Gestalt einer konvergierenden Reihe und zwar liefert im allgemeinen folgende Form die besten Resultate:

$$\frac{1}{\lambda} = A + B m^{-2} + C m^{-4},$$

doch wird, wie wir sehen werden, in einigen Fällen eine bessere Übereinstimmung zwischen Beobachtung und Rechnung bei folgender Formulierung erhalten:

$$\frac{1}{\lambda} = A + B m^{-2} + C m^{-3}.$$

Natürlich enthalten beide Ausdrücke nur die ersten Glieder der Konvergenzreihen und die Glieder mit höheren Ordnungen von  $m$  sind fortgelassen. Dies bleibt ohne Bedeutung, solange  $m$  groß ist, d. h. für kleine Wellenlängen, dagegen stimmen bei den ersten Nummern der Serien, wo  $m$  klein ist, die Resultate, welche die Formel liefert, weniger gut zu den beobachteten Werten. Kayser und Runge schieben das auf den Mangel von Gliedern höherer Ordnung von  $m$  z. B.  $D m^{-6}$  usf. in der ersten Gleichung.

Nachdem Runge eine kurze vorläufige Notiz veröffentlicht hatte, unternahmen Kayser und Runge die Anwendung ihrer Gleichung auf möglichst viele Elemente. Um eine so große Genauigkeit zu sichern, wie nur irgend erreichbar war, bestimmten sie die Brechungsindizes von Luft für verschiedene Werte des Drucks, der Temperatur und der Wellenlänge. Sie stellten dabei folgende Formel<sup>3)</sup> auf:

$$10^7 (\mu_0 - 1) = 2878.7 + 13.16 \lambda^{-2} + 0.316 \lambda^{-4},$$

worin  $\lambda$  in  $\mu\mu$  ausgedrückt ist und die Resultate sich auf Luft von  $0^\circ\text{C}$  und 760 mm Druck beziehen. Für eine andere Temperatur ( $t^0$ ) bestimmt sich dann der Wert aus der Gleichung:

$$\mu_t - 1 = \frac{\mu_0 - 1}{1 + \alpha t},$$

und zwar bedeutet  $\alpha$  den Ausdehnungskoeffizienten der Luft.

Um die Wellenlänge einer beliebigen Linie auf Vakuum zurückzuführen, braucht man sie nur durch den Brechungsindex der Luft für jene Wellenlänge unter den gegebenen Bedingungen von Druck und Temperatur zu dividieren. Ein einfacherer Weg besteht in der

1) Handbuch der Spektroskopie. Bd. II. S. 526.

2) Nature 57. 320. 1898.

3) Abhandl. Berl. Akad. 1893.



Aufstellung einer Korrektionsstabelle<sup>1)</sup> für die Reduktion auf den leeren Raum. Aus ihr läßt sich dann der Betrag entnehmen, den man von der Wellenlänge entnehmen oder der Schwingungszahl zuzügen muß.

Kayser und Runge's Untersuchungen der Spektralserien erschienen während der Jahre 1890—1893. Aus ihnen sollen hier einige numerische Resultate mitgeteilt werden, die sich für bestimmte Metallspektren ergaben und aus welchen man sich ein Urteil über das gewöhnliche Maß von Übereinstimmung zwischen Beobachtung und Rechnung<sup>2)</sup> bilden kann. Ebenso gebe ich die Werte für dieselben Linien, wie ich sie nach Rydbergs Formel unter Benutzung derjenigen Größen der Konstanten  $\mu$  berechnet habe, welche aus Kayser und Runge's Messungen in den Jahren 1897<sup>3)</sup> und 1900<sup>4)</sup> von ihm berechnet und veröffentlicht sind. Auch sei darauf hingewiesen, daß Kayser und Runge den Serien, die Rydberg scharfe und unscharfe Serien genannt hat, andere Bezeichnungen beigelegt haben. Sie sprechen von der ersten und zweiten Nebenserie und zwar ziehen sie diese Bezeichnungen vor, weil die betreffenden Serien nicht immer ihrem Namen entsprechend scharf resp. diffus sind. Schuster hat die Bezeichnung „assozierte Serien“ in Vorschlag gebracht.

Die folgende Tafel enthält zunächst die Wellenlängen des Bogenspektrums von Lithium nach den Bestimmungen von Kayser und Runge, sowie die Werte, welche sie durch Berechnung nach ihren Formeln erhalten haben. Die letzte Kolumne zeigt dann die nach Rydbergs Gleichung berechneten Größen. Freilich gibt Rydberg nicht  $\mu$  selbst sondern nur die Werte von  $P_\infty$ ,  $S_\infty$ , sowie  $\sigma$  und  $\delta$  in seinen Tabellen an; es wurde daher  $\mu$  für die Hauptserie aus der Gleichung

$$\frac{N_0}{(1 + \mu)^2} = S_\infty$$

ermittelt. Die Übereinstimmung ist außerordentlich gut, wenn man berücksichtigt, daß diese Methode,  $\mu$  zu bestimmen, nur eine sehr angenäherte sein kann. Die Sterne bei den Zahlen von Kayser und Runge bedeuten, daß diese Werte zur Bestimmung der Konstanten ihrer Gleichung wirklich benutzt wurden. Auch ist schon darauf hingewiesen, daß bei Benutzung der brechbaren Linien zur Konstantenbestimmung die berechneten Werte der weniger brechbaren Linien wegen des Mangels eines Gliedes mit  $m^{-6}$  beträchtlich falsch sind.

1) Eine vollständige Korrektionsstabelle findet sich in Watts Index of Spectra Appendix E. p. 52.

2) Abhandl. Berl. Akad.

3) A. a. O.

4) International Reports II. 8. 200. Paris 1900.

## Bogenspektrum von Lithium.

$\lambda$	Intensität	Hauptserie		Erste Nebenserie		Zweite Nebenserie	
		Kayser und Runge	Rydberg	Kayser und Runge	Rydberg	Kayser und Runge	Rydberg
8127.3	(?)	m	m	m	m	m	m
6708.2	10 r	3 6600.08	1 6710.04	—	—	3 8192.0	2 8113.52
6103.77	10 r	—	—	—	—	—	—
4972.11	7 dR	—	—	3 6103.77*)	2 6104.74	—	—
4602.37	9 r	—	—	—	—	4 4972.11*)	3 4973.29
4273.44	5 dR	—	—	4 4602.37*)	3 4603.82	—	—
4132.44	8 d	—	—	—	—	5 4273.44*)	4 4274.73
3985.94	3 dR	—	—	5 4132.44*)	4 4133.57	—	—
3915.2	6 d	—	—	—	—	6 3985.94*)	5 3988.52
3838.3	1 dR	—	—	6 3915.40	5 3916.34	—	—
3794.9	5 d	—	—	—	—	7 3835.47	6 3835.00
3718.9	3 d	—	—	7 3795.25	6 3796.08	—	—
3670.6	1 d	—	—	8 3721.15	7 3721.90	—	—
3232.77	8 r	4 3232.77*)	2 3230.48	9 3672.01	8 3672.69	—	—
2741.39	6 r	5 2741.39*)	3 2740.88	—	—	—	—
2562.60	5 r	6 2562.60*)	4 2562.63	—	—	—	—
2475.13	4 r	7 2475.33	5 2475.63	—	—	—	—
2425.55	3 r	8 2425.56	6 2426.14	—	—	—	—
2394.54	1 r	9 2394.25	7 2395.15	—	—	—	—
2373.9	(?)	10 2373.15	8 2374.39	—	—	—	—
2359.4	(?)	11 2364.22	9 2359.79	—	—	—	—

Die von Kayser und Runge benutzten Gleichungen waren folgende:

Hauptserie:

$$\frac{10^8}{\lambda} = 43\,584.73 - 133\,669\,m^{-2} - 1\,100\,084\,m^{-4}.$$

Erste Nebenserie:

$$\frac{10^8}{\lambda} = 28\,586.74 - 109\,825.5\,m^{-2} - 1847\,m^{-4}.$$

Zweite Nebenserie:

$$\frac{10^8}{\lambda} = 28\,666.69 - 122\,391\,m^{-2} - 231\,700\,m^{-4}.$$

Die Konstanten in Rydbergs Gleichungen hatten folgende Werte:

Hauptserie:

$$P_{\infty} = n_0 = 43\,482.53 \quad \mu = 0.958841.$$

Erste Nebenserie:

$$D_{\infty} = 28\,582.54 \quad \delta = 0.998063.$$

Zweite Nebenserie:

$$S_{\infty} = 28\,582.54 \quad \sigma = 0.597337.$$

## Bogenspektrum von Natrium.

$\lambda$	$\frac{I}{\lambda}$	Intensität	Kayser und Runge			Rydberg		
			Hauptserie	Erste Nebenserie	Zweite Nebenserie	Hauptserie	Erste Nebenserie	Zweite Nebenserie
8194.76 <sup>1)</sup>	12202.92	—	m	m	m	m	m	m
8184.33 <sup>1)</sup>	12218.47	—	—	3 8194.76 <sup>3)</sup>	—	—	2 8203.10	—
6161.15	16230.74	8 dR	—	3 8184.33 <sup>3)</sup>	—	—	2 8191.51	—
6154.62	16247.96	8 dR	—	—	4 6161.15 <sup>3)</sup>	—	—	3 6158.66
5896.16	16960.19	9 r	3 5818.7	—	4 6154.62 <sup>3)</sup>	—	—	3 6152.15
5890.19	16977.38	10 r	3 5804.6	—	—	1 5894.39	—	—
5688.26	17580.07	8 dR	—	—	—	1 5888.42	—	—
5682.90	17596.65	7 dR	—	4 5688.26 <sup>3)</sup>	—	—	3 5689.70	—
5675.92	17618.29	3 dV	—	4 5682.90 <sup>3)</sup>	—	—	3 5684.14	—
5670.40	17635.44	3 dV	—	—	—	—	—	—
5153.72	19403.46	6 d	—	—	5 5153.72 <sup>3)</sup>	—	—	4 5155.30
5149.19	19420.53	5 d	—	—	5 5149.19 <sup>3)</sup>	—	—	4 5150.73
4983.53	20066.10	6 dR	—	5 4983.53 <sup>3)</sup>	—	—	4 4984.36	—
4979.30	20083.14	5 dR	—	5 4979.30 <sup>3)</sup>	—	—	4 4980.09	—
4752.19	21042.93	4 d	—	—	6 4752.19 <sup>3)</sup>	—	—	5 4754.15
4748.36	21059.90	3 d	—	—	6 4748.36 <sup>3)</sup>	—	—	5 4750.26
4669.4	21416.03	4 dR	—	6 4668.45	—	—	5 4670.31	—
4665.2	21435.31	3 dR	—	6 4664.68	—	—	5 4666.56	—
4546.03	21997.21	3 d	—	—	7 4544.86	—	—	6 4547.54
4542.75	22013.10	2 d	—	—	7 4541.36	—	—	6 4543.88
4500.0	22222.22	2 d	—	7 4497.32	—	—	6 4499.55	—
4494.3	22250.41	2 d	—	7 4493.80	—	—	6 4496.07	—
4423.7 <sup>2)</sup>	22605.51	—	—	—	8 4421.95	—	—	7 4425.56
4420.2 <sup>2)</sup>	22623.41	—	—	—	8 4418.65	—	—	7 4422.20
4393.7 <sup>2)</sup>	22759.86	—	—	8 4392.83	—	—	7 4395.31	—
4390.7 <sup>2)</sup>	22775.41	—	—	8 4389.40	—	—	7 4391.99	—
4343.7 <sup>2)</sup>	23021.85	—	—	—	9 4342.44	—	—	{ 9 4347.02 9 4343.77
4325.7 <sup>2)</sup>	23117.65	—	—	9 4323.94	—	—	{ 7 4326.64 7 4323.42	—
3303.07	30274.87	8 r	4 3303.07 <sup>3)</sup>	—	—	2 3315.73	—	—
3302.47	30280.37	8 r	4 3302.47 <sup>3)</sup>	—	—	2 3315.15	—	—
2852.91	35051.93	6 r	5 2852.91 <sup>3)</sup>	—	—	{ 3 2858.79 3 2858.60	—	—
2680.46	37307.03	4 r	6 2680.46 <sup>3)</sup>	—	—	{ 4 2683.64 4 2683.55	—	—
2593.98	38550.80	2 r	7 { 2593.95 2593.89	—	—	5 2596.00	—	—
2543.85	39310.49	1 r	8 { 2543.75 2543.61	—	—	5 2595.95	—	—
2512.23	39805.27	1 r	9 { 2511.77 2511.58	—	—	6 2545.38	—	—
				—	—	6 2545.35	—	—
				—	—	7 2513.34	—	—
				—	—	7 2513.33	—	—

1) Diese Linien wurden von Lehmann gemessen.

2) Liveing und Dewar.

3) Diese Linien wurden zur Konstantenbestimmung benutzt.

Die Tabelle auf S. 390 enthält die gleichen Angaben für Natrium. Hier sind die Doppellinien berechnet, dabei sieht man, daß in einigen Fällen bei den brechbarsten Strahlen die Komponenten der Paare nicht getrennt werden konnten. Und man findet hier wieder, daß die Übereinstimmung eine außerordentlich gute ist, mit Ausnahme des Wertes für das erste Glied der Hauptreihe nach Kayser und Runges Gleichung. Auch hier erklären sie die Abweichung mit dem Fehlen eines  $m^{-6}$  enthaltenden Gliedes.

Kayser und Runges Gleichungen sind folgende:

Hauptserie:

$$(1) \frac{10^8}{\lambda} = 41\,542\cdot51 - 130\,233\,m^{-2} - 800\,791\,m^{-4}.$$

$$(2) \frac{10^8}{\lambda} = 41\,550\cdot33 - 130\,710\,m^{-2} - 793\,751\,m^{-4}.$$

Erste Nebenserie:

$$(1) \frac{10^8}{\lambda} = 24\,492\cdot32 - 110\,585\,m^{-2} - 176\cdot6\,m^{-4}.$$

$$(2) \frac{10^8}{\lambda} = 24\,510\cdot21 - 110\,606\,m^{-2} - 177\cdot6\,m^{-4}.$$

Zweite Nebenserie:

$$(1) \frac{10^8}{\lambda} = 24\,549\cdot12 - 120\,726\,m^{-2} - 197\,891\,m^{-4}.$$

$$(2) \frac{10^8}{\lambda} = 24\,565\cdot83 - 120\,715\,m^{-2} - 197\,935\,m^{-4}.$$

In Rydbergs Gleichungen haben wir folgende Konstanten:

$$N_0 = 109\,675\cdot00.$$

Hauptserie:  $P_\infty$  oder Konvergenzfrequenz 41 452·61.

$$(2) \text{ Linie von geringerer Frequenz } \mu = 1\cdot116\,329 \quad \left. \vphantom{\mu} \right\}$$

$$(1) \text{ „ „ größerer „ } \mu = 1\cdot117\,072 \quad \left. \vphantom{\mu} \right\}$$

Erste Nebenserie oder unscharfe Serie:  $d = 0\cdot649\,840$ .

$$(1) D_{1\infty} \text{ oder Konvergenzfrequenz } 24\,470\cdot13.$$

$$(2) D_{2\infty} \text{ „ „ } 24\,487\cdot32.$$

Zweite Nebenserie oder scharfe Serie:  $\sigma = 0\cdot988\,436$ .

$$(1) S_{1\infty} = 24\,470\cdot13.$$

$$(2) S_{2\infty} = 24\,487\cdot32.$$

Tabelle und Konstanten geben ein sehr klares Bild der Serienlinien im Natriumspektrum. Es sind dies nämlich drei Serien von Paaren, von denen zwei Serien die konstante Schwingungsdifferenz 19·19 ihrer Paare und die gleiche Konvergenzfrequenz aufweisen, während die dritte Serie für die beiden Komponenten ihrer Paare die gleiche Konvergenzfrequenz besitzt; sie besteht also aus Doppellinien, die mit steigender Ordnungsnummer immer näher zueinander rücken; ihr erstes Glied besitzt die gleiche Schwingungsdifferenz wie die beiden anderen Serien.

Dies ist Rydbergs Schema, und es wird durch die tatsächlich beobachteten Werte gestützt. Es ist gültig für alle Alkalimetalle,

wenn auch bei Lithium die Doppellinien sich noch nicht haben trennen lassen. Natürlich enthalten die mitgeteilten Tabellen nicht alle in den Spektren gemessenen Linien.

Für Kalium und Rubidium gibt Rydberg<sup>1)</sup> für die Konvergenzfrequenz die folgenden Werte:

	Hauptserie	Mittel aus der scharfen und unscharfen Serie
K <sub>1</sub>	35 008·92	13 053·46
K <sub>2</sub>	35 008·92	12 995·61
Rb <sub>1</sub>	33 706·66	12 837·51
Rb <sub>2</sub>	33 705·59	12 606·76.

Kayser und Runge weisen darauf hin, daß die Schwingungsdifferenz zwischen den Paaren der Hauptserie angenähert umgekehrt proportional der vierten Potenz der Ordnungsnummer der Linie in ihrer Serie ist; dabei ist unter der Nummer der Linie die Zählung in ihrer Gleichung verstanden, wobei für die erste Linie  $m = 3$  gilt. Setzt man  $m$  noch kleiner, so erhält man in der Regel negative Werte. Diese mögen vielleicht eine reelle Bedeutung besitzen, doch muß ich hier auf Kayser's Spektroskopie Bd. II Kap. VIII verweisen, wo Kayser einen vollständigen Bericht über alle seine gemeinsam mit Runge unternommenen Arbeiten gibt. Dieser Stelle verdanke ich auch die im vorliegenden Kapitel mitgeteilten Größen und Messungen.

Geht man zu den zweiwertigen Metallen über, so werden die Serien verwickelter. Bei Magnesium, Calcium, Strontium, Zink, Kadmium und Quecksilber haben Kayser und Runge zwei vollständige Serien von Triplets gemessen, oder die erste und zweite Nebengruppe von drei Serien. Die korrespondierenden Serien in beiden Gruppen haben die gleiche Konvergenzfrequenz und jede Gruppe besitzt Triplets von konstanter Schwingungsdifferenz. Dabei ergab sich, daß die erste Nebenserie von Triplets eine begleitende Satellitenserie besitzt, während die zweite Nebenserie keine Satelliten<sup>2)</sup> aufweist. Soweit es gegenwärtig bekannt ist, hat das erste Glied des Triplets drei Trabanten, das zweite zwei und das dritte Glied nur einen Trabanten. Diese Struktur der Triplets ist am genauesten bei Quecksilber untersucht worden. Bei dem Calcium ist das erste Triplet der ersten Nebenserie das folgende:

4456·81	} Erste Linie mit zwei Trabanten.
4456·08	
4454·97	
4435·86	} Zweite Linie mit einem Trabanten.
4435·13	
4425·61	Dritte Linie.

<sup>1)</sup> International Reports II. p. 212. Paris 1900.

<sup>2)</sup> Diese Satellitenserien wurden zuerst von Rydberg bei Thallium beobachtet. Sie besitzen die gleiche Konvergenzfrequenz wie die korrespondierenden Serien der ersten Nebengruppe (siehe oben S. 382).

Noch anschaulicher sind die Schwingungszahlen:

	Erste Linie	$\nu_1$	Zweite Linie	$\nu_2$	Dritte Linie
	22437·57	105·97	22543·54	52·21	22595·75
		3·68		3·71	
Erster Trabant	22441·25		22547·25		
		5·59			
Zweiter Trabant	22446·84				

Ein vollständiges Triplet in dem Spektrum von Quecksilber ist das folgende<sup>1)</sup>:

3663·46	}	1	3131·95	}	2	2967·64	}	3
3663·05			3131·66			2967·37		
3655·00			3125·78					
3650·31								

oder in Schwingungszahlen:

	$\nu_1$		$\nu_2$	
27296·60	4632·39	31928·99	1767·82	33696·81
	3·05	2·96		3·06
27299·65	4632·30	21931·95	1767·92	33699·87
	60·13	60·06		
27359·78	4632·23	31992·01		
	35·15			
27394·93				

Die Triplethauptserie ist bei diesem Elementen nicht entdeckt.

Nun bestehen in diesen Spektren einige Paar von konstanter Schwingungsdifferenz, die Rydberg der Hauptserie und zwei Nebenserien von Doublets zuschreibt, so wie sie in den Spektren der Alkalimetalle vorkommen. Bei Magnesium nimmt er z. B. folgende Verteilung vor:

$\lambda$		
2802·80	}	Hauptserie.
2795·63		
2798·07	}	Erste Nebenserie.
2790·88		
2936·61	}	Zweite Nebenserie.
2928·73		

Die Verteilung hat durch das Verhalten der Linien im Magnetfeld<sup>2)</sup> ihre Bestätigung gefunden.

In gleicher Weise ist bei Calcium das Paar 3933·83 und 3968·63 (die H- und K-Linien) das erste Paar der Hauptserie, 3737·08 und 3706·18 gehören zur zweiten Nebenserie, und  $\left\{ \begin{matrix} 3182·40 \\ 3179·45 \end{matrix} \right\}$  sowie 3158·98 bilden das erste Glied der ersten Nebenserie; im letzten Fall besitzt die erste Linie einen Satelliten.

Außerdem gibt es in diesen Spektren noch andere Doublets und Triplets von konstanter Schwingungsdifferenz, ohne daß diese jedoch

1) Runge und Paschen, Astrophys. Journ. **14**. 49. 1901.

2) Vgl. Kap. XIV. S. 365.

zu irgend einer bekannten Serie gehören; beispielsweise befinden sich im Spektrum des Magnesiums bei  $\left\{ \begin{array}{l} 2783\cdot08 \\ 2779\cdot94 \end{array} \right\}$  und bei  $\left\{ \begin{array}{l} 2768\cdot57 \\ 2765\cdot47 \end{array} \right\}$  zwei Paare mit der konstanten Schwingungsdifferenz 40·5. Dies ist die Hälfte der Differenz, welche bei den drei oben erwähnten Doublets besteht.

Weiterhin gibt es im Magnesium-Spektrum eine Reihe einzelner Linien bei 5528·75, 4703·33, 4352·18, 4167·81, 4058·45 und 3987·08; diese rechnet Rydberg<sup>1)</sup> zu einer neuen Art von Serien, deren Gleichung er aus einer Kombination seiner eigenen mit der Formel von Kayser und Runge erhält:

$$\frac{10^8}{\lambda} = a - \frac{b}{(m + \mu)^2} - \frac{c}{(m + \mu)^4}.$$

Fowler<sup>2)</sup> hat vier weitere Linien bei 4511·4, 4251·0, 4106·8 und 4018·3 gefunden, welche offenbar einer der obigen verwandten Serie angehören. Beide Reihen besitzen die gleiche Konvergenzfrequenz und beide lassen sich ausdrücken durch die Formel:

$$n = n_\infty - \frac{c}{(m + \mu)^2 - m_0}.$$

Fowler berechnet hieraus die Wellenlängen der ersten zwei Linien der neuen Serie und findet 5065 und 6674·5. Die erste von ihnen ist offenbar die Linie 5067, die zweite aber ist nicht beobachtet.

Sehr wichtige Untersuchungen sind von Runge und Paschen an den Linienserien der Spektre von Helium<sup>3)</sup> und von Sauerstoff, Schwefel und Selen<sup>4)</sup> vorgenommen worden. Bei dem Helium wurden sechs Serien gefunden, von denen zwei Hauptserien sind, zwei erste Nebenserien und zwei zweite Nebenserien. Eine der ersten Nebenserien war eine Doubletserie.

Die Gleichungen der Serien sind folgende:

Hauptserie:

$$(1) \frac{10^8}{\lambda} = 38455\cdot324 - 109891 m^{-2} - 14507 m^{-3}.$$

Erste Nebenserie:

$$(1) \frac{10^8}{\lambda} = 29224\cdot35 - 109836\cdot3 m^{-2} - 167 m^{-3}.$$

Zweite Nebenserie:

$$(1) \frac{10^8}{\lambda} = 29197\cdot97 - 106152\cdot4 m^{-2} - 86560 m^{-3}.$$

$$\nu = 10\cdot07$$

Hauptserie:

$$(2) \frac{10^8}{\lambda} = 32029\cdot86 - 109537 m^{-2} - 1963\cdot6 m^{-3}.$$

1) Wied. Ann. **50**. 625. 1893 und **52**. 119. 1894.

2) Proc. Roy. Soc. **71**. 419. 1903.

3) Berl. Ber. 1895. S. 639 und Brit. Ass. Report. 1895. S. 610; ferner Rydberg, Astrophys. Journ. **4**. 91. 1896.

4) Astrophys. Journ. **8**. 70. 1898 und Wied. Ann. **61**. 641. 1897.

Erste Nebenserie:

$$(2) \frac{10^8}{\lambda} = 27175 \cdot 16 - 109758 \cdot 6 \text{ m}^{-2} - 272 \cdot 6 \text{ m}^{-3}.$$

Zweite Nebenserie:

$$(2) \frac{10^8}{\lambda} = 27168 \cdot 595 - 108825 \cdot 6 \text{ m}^{-2} - 35960 \text{ m}^{-3}.$$

Die allgemeine Formel  $\frac{1}{\lambda} = A - Bm^{-2} - Cm^{-3}$  paßte besser, als die von Kayser und Runge benutzte Gleichung, in der  $m^{-4}$  verwendet wurde. Man sieht, daß die erste und zweite Nebenserie zwei Paare mit gleicher Konvergenzfrequenz bilden, und da auch zwei Hauptserien vorhanden waren, so schlossen Runge und Paschen, das Helium müsse ein Gemisch aus zwei Gasen sein. Sie gaben ihnen, nach Johnstone Stoneys Vorschlag, die Namen Helium und Parhelium. Die Folgerung ist jedoch durch das chemische und physikalische Verhalten des Heliums widerlegt und ebenso durch die Tatsache, daß auch in anderen Elementarspektren solches Zusammentreffen von Serien vorkommt.

Im Spektrum von Sauerstoff wiesen Runge und Paschen zwei Tripletserien nach, sowie zwei Serien, die voraussichtlich aus Doublets bestehen. Es ist dies das von Schuster als elementares Linienspektrum bezeichnete, d. h. das Spektrum der Sauerstoffmolekel in einem mehr dissoziierten Zustand, als bei dem zusammengesetzten Linienspektrum. Auch diese Linien werden besser ausgedrückt durch die Gleichung

$$\frac{1}{\lambda} = A - Bm^{-2} - Cm^{-3}.$$

Thiele<sup>1)</sup> ist zu der Überzeugung gelangt, daß das Gesetz, welches die Wellenlängen der Linien einer Serie umfaßt, die Form haben muß:

$$\lambda = f[(n + c)^2],$$

worin  $c$  eine Konstante bedeutet, die er die Phase der Serie nennt. Setzt man für  $n$  alle reellen Integralwerte, so muß offenbar  $\lambda$  ein Maximum und ein Minimum besitzen. In der Nähe von  $\lambda_0 = f(0)$  werden eine endliche Zahl von Linien in einen „Kopf“ zusammengedrängt, bei  $\lambda_\infty = f(\infty)$  liegt jedoch eine unbegrenzte Zahl von Linien in einem begrenzten Raum, wie dies bei den Linienspektren der Fall ist, und das nennt Thiele dann den „Schwanz“ der Serie. Weiterhin ist es die wichtigste Folge der obigen Formel, daß man sowohl die zu positiven wie zu negativen Werten von  $n$  gehörenden Linien berücksichtigen muß; es würde mit anderen Worten eine richtige Serie aus zwei Ästen bestehen, von denen man jeden als Serie bezeichnen könnte. Daß es wirklich zwei Äste gibt, hat sich bei einigen Bandenspektren nachweisen lassen; sie brauchen aber nicht notwendigerweise beide beobachtet zu sein, denn es ist möglich, daß sie zusammenfallen, z. B. wenn  $c = 0$  oder  $= 1/2$  ist. Thiele

1) Astrophys. Journ. 6. 65. 1897.



vermutet, daß die zwei Nebenserien der Metallspektren in Wirklichkeit die zwei Zweige einer Serie sind.

Dabei geht Thiele aus von der Pickering'schen Gleichung (p. 385) und verändert sie algebraisch in die Form:

$$\lambda = \frac{\lambda_0 a + \lambda_\infty (n + c)^2}{a + (n + c)^2}.$$

Hier ist  $\lambda = \lambda_0$  für  $n + c = 0$  und  $\lambda = \lambda_\infty$  für  $n = \infty$ . Es ergibt sich demnach:

$$\frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_\infty - \lambda} = \frac{(n + c)^2}{a}$$

und

$$\frac{\lambda^{-1} - \lambda_0^{-1}}{\lambda_\infty^{-1} - \lambda^{-1}} = \frac{\lambda_\infty}{\lambda_0} \cdot \frac{(n + c)^2}{a}.$$

Von dieser Formel ausgehend berechnete Thiele das Heliumspektrum als eine Zusammensetzung aus zwei Zweigen derselben Serie; folgende Werte habe ich aus seiner Tabelle ausgewählt:

-14.85	3482.509	+0.07	3.15	5877.477	0.000
-13.85	3491.868	-0.12	4.15	4472.868	+0.010
-10.85	3538.093	-0.139	7.15	3706.176	+0.009
-7.85	3653.506	-0.366	10.15	3555.574	+0.016
-4.85	4123.641	-1.526	13.15	3499.780	-0.02
-2.85	7069.532	-1.92	16.15	3472.964	0.00
-1.85	-10851.859		19.15	3457.899	0.00
-0.85	-356.046				
+0.15	+243.634				
+1.15	-1088.710				
+2.15	+61308.022				

Die ersten Linien sind aus einer der zweiten Nebenserien, während der Schluß zur korrespondierenden ersten Nebenserie gehört<sup>1)</sup>.

Ganz kürzlich ist von Ritz<sup>2)</sup> eine sehr wertvolle Arbeit über die Theorie der Spektralserien veröffentlicht worden. Hier geht der Autor von Rydberg's Gleichungen für die zwei Serien der Wasserstofflinien

$$\pm r = N_0 \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right)$$

und

$$\pm r = N_0 \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{(m + 0.5)^2} \right)$$

aus und gelangt zu einer Gleichung, welche für alle Serien liefernden Substanzen gültig ist:

$$\pm r = N_0 \left( \frac{1}{p^2} - \frac{1}{q^2} \right)$$

worin p und q die Wurzeln gewisser transzendentaler Gleichungen sind. Sie lassen sich in semikonvergente Reihen von der Form

<sup>1)</sup> Vergl. Runge und Paschen l. c.

<sup>2)</sup> Phys. Zeitschr. 4. 406. 1903. Weitere Arbeiten finden sich: Drude, Ann. 12. 264. 1903, sowie Compt. rend. 144. 634. 1907.

$$p = m + \alpha + \frac{\beta}{m^2} + \frac{\gamma}{m^4} + \dots$$

$$q = n + \alpha' + \frac{\beta'}{n^2} + \frac{\gamma'}{n^4} + \dots$$

entwickeln. Es ergibt sich hieraus, daß der Ausdruck  $N_0$  exakt universell ist, wie Rydberg schon immer behauptet hatte.

Benutzt man nun obige Formeln und bricht mit den ersten Gliedern ab, so erhält man die Rydbergsche Formel als erste Annäherung:

$$\pm r = N_0 \left( \frac{1}{m + \alpha} - \frac{1}{n + \alpha'} \right).$$

Gleichzeitig erkennt man aber, daß man zur Erzielung einer zweiten und besseren Annäherung ein weiteres Glied der Konvergenzreihe hinzufügen muß, ohne die Konstante  $N_0$  zu ändern. So ergibt sich für eine einzelne Serie ( $n = \text{konst.}$ )

$$\pm r = A - \frac{109765 \cdot 00}{\left(m + \alpha + \frac{\beta}{m^2}\right)^2},$$

worin  $m = 1, 2, 3$  usw. Diese Formel liefert ganz überraschende Resultate. Auch ist der Zusammenhang zwischen der Hauptserie und der zweiten Nebenserie hierdurch mathematisch erwiesen, so daß man beide in einer einzigen Formel vereinigen darf. Die Doublets der beiden Serien sind für alle Alkalimetalle gegeben durch die Formeln:

$$\pm r = N_0 \left[ \frac{1}{\left(n + \alpha_1 + \frac{\beta}{n^2}\right)^2} - \frac{1}{\left(m + 0.5 + \alpha' + \frac{\beta'}{(m + 0.5)^2}\right)^2} \right]$$

$$\pm r = N_0 \left[ \frac{1}{\left(n + \alpha_2 + \frac{\beta}{n^2}\right)^2} - \frac{1}{\left(m + 0.5 + \alpha' + \frac{\beta'}{(m + 0.5)^2}\right)^2} \right]$$

Für Natrium und Kalium hat Ritz die Wellenlängen der Linien ausgerechnet, so daß man sich von der Genauigkeit seiner Formeln überzeugen kann. Die Werte der Konstanten sind:

Natrium		Kalium	
$\alpha_1 = 0.14595$	} $\beta = -0.1158$	$\alpha_1 = 0.29034$	} $\beta = -0.2239$
$\alpha_2 = 0.14521$		$\alpha_2 = 0.28750$	
$\alpha' = 0.15157$		$\alpha' = 0.31789$	
	} $\beta' = -0.05586$		} $\beta' = -0.1076$

In den folgenden Tabellen sind die ausgerechneten Wellenlängen nicht mitgeteilt, sondern nur die Differenzen zwischen ihnen und den beobachteten Werten. Die beobachteten Werte stehen in der ersten Kolumne; in der zweiten befinden sich die von Kayser und Runge gefundenen Differenzen, wobei ein Stern wieder bedeutet, daß dieser beobachtete Wert zur Berechnung der Konstanten der Formeln gedient hat. In der dritten Reihe findet man dann die Differenzen, welche Ritz erhalten hat.

## Natrium.

## Hauptserie.

n		KR	R	n		KR	R
2	{	5896·16	+78	0·00	6	2593·98	{ +0·03 —0·13
		5890·19	+86	0·00			{ +0·09 —0·08
3	{	3303·07	00*	+0·03	7	2543·85	{ +0·10 —0·22
		3302·47	00*	00			{ +0·24 —0·19
4		2852·91	00*	{ -0·10	8	2512·23	{ +0·5 —0·15
				{ +0·07			{ +0·6 —0·12
5		2680·46	00*	{ -0·08			
				{ 0·00			

## Zweite Nebenserie.

$m + \frac{1}{2}$		KR	R
1·5	5890·19	+334·0	0·00
2·5	11404·0	— 1·14	+0·9
3·5	6161·15	— 0·00*	0·00
4·5	5153·72	0·00*	—0·25
5·5	4752·19	0·00*	—0·23
6·5	4546·03	+ 1·16*	+0·21
7·5	4423·7	+ 1·7	—0·17

Nur die eine der Komponenten der Doublets ist bei der Nebenserie mitgeteilt, da sie ja alle dieselbe Schwingungsdifferenz besitzen.

## Kalium.

## Hauptserie.

n		KR	R	n		KR	R	
2	{	7701·92	+161·3	0·00	7	3034·94	{ +0·23 —0·20	
		7668·54	+150·6	—0·24			{ +0·44 —0·05	
3	{	4047·36	0·00*	0·00	8	2992·33	{ +0·68 —0·19	
		4044·29	0·00*	0·00			{ +0·80 —0·08	
4	{	3447·49	0·00*	+0·13	9	2963·36	{ +1·05 —0·13	
		3446·49	0·00*	+0·12			{ +1·11 —0·07	
5	{	3217·76	0·00*	0·00	10	2942·8	{ +1·45 —0·27	
		3217·27	0·00*	+0·05			{ +1·60 —0·23	
6	{	3102·37	+0·27	+0·10				
		3102·15	+0·36	+0·40				

Die zweite Nebenserie des Kaliums stimmt mit den beobachteten Werten genau so gut überein wie bei dem Natrium. Diese von Ritz entwickelten Gleichungen bedeuten einen großen Fortschritt in unserer Kenntnis der Spektralserien. Mit ihrer Hilfe hat sich Rydbergs Formel als eine erste Annäherung an die Wirklichkeit erwiesen und ebenso hat sich die Berechtigung seiner Bestrebungen zugunsten der allgemeinen Konstanz des Ausdruckes  $N_0$  und der Beziehungen zwischen den einzelnen Serien herausgestellt. Die Differenzen zwischen den beobachteten und den nach den Ritzschen Gleichungen berechneten Werten lassen sich ohne weiteres aus Ungenauigkeiten der Beobachtung erklären. Sind doch die Messungen

der Linien in den Metallspektren an photographischen Aufnahmen der Bogenspektren gemacht. Sie können also recht wohl kleinen Fehlern durch die Linienbreite und den Druck der Atmosphäre (vgl. nächstes Kapitel) unterworfen sein. Um absolute Genauigkeit zu erhalten, muß man die Spektren beobachten, welche die Metalle in Vakuumröhren zeigen, wie sie von Hamy und Michelson benutzt wurden; und man muß irgend einen Interferenzapparat zur Messung ihrer Wellenlängen verwenden.

**Die zweite Art von Gesetzmäßigkeit.** Es bleibt übrig, noch auf die zweite Art von Regelmäßigkeit in Spektren einzugehen. Die Entdeckung dieses Typus verdanken wir Kayser<sup>1)</sup> sowie Kayser und Runge<sup>2)</sup>. Bei diesen Spektren besteht die Regelmäßigkeit in dem wiederholten Vorkommen gewisser konstanter Schwingungsdifferenzen zwischen den Linien. Über die Struktur der Spektren ist weiteres nicht bekannt und es haben sich keine Serien herausgestellt etwa nach Art der oben beschriebenen. Die Elemente, die zu dieser Gruppe gehören, sind Zinn und Blei, Arsenik, Antimon und Wismut, Ruthenium, Palladium und Platin; auch hat Rydberg ähnliche Differenzen in den Spektren von Kupfer<sup>3)</sup> und Argon<sup>4)</sup> nachgewiesen. Das Auftreten konstanter Schwingungsdifferenzen läßt sich am besten an den zwei Beispielen Zinn und Antimon (Kayser und Runge) zeigen.

## Zinn.

1	2	3	4	5
3801·16	3175·13	— 0·01	3009·24	0·00
3330·71	2840·05	+ 0·01	2706·59	+ 0·02
2850·72	2483·49	+ 0·01	2380·83	— 0·01
2813·66	2455·32	— 0·02	2354·93	+ 0·01
2785·14	2433·57	— 0·04	2334·93	— 0·04
2779·92	2429·59	— 0·01	—	—
2594·49	2286·75	+ 0·04	2199·42	+ 0·04
2571·67	2269·00	+ 0·03	—	—
2524·05	2231·85	+ 0·05	2148·59	+ 0·11
2495·80	2209·73	+ 0·05	—	—
2408·27	2140·84	+ 0·26	2064·12	— 0·32
2358·05	2101·06	— 0·16	—	—
2317·32	2068·67	+ 0·03	—	—

In dieser Tafel enthält die erste Kolumne eine Reihe von Serien, deren Schwingungszahlen um 5187·03 vergrößert die Linien der zweiten Kolumne liefern, die Abweichungen sind in der dritten Reihe aufgeführt. Zählt man ferner 6923·26 zu den Zahlen der ersten Kolumne, so erhält man die Linien der vierten mit den in der fünften Reihe zusammengestellten Fehlern. Es bilden also die

1) Abh. Berl. Akad. 1897.

2) Abh. Berl. Akad. 1894.

3) Astrophys. Journ. 6. 239. 1897.

4) Astrophys. Journ. 6. 338. 1897.

Linien in den Horizontalreihen Triplets von konstanter Schwingungsdifferenz <sup>1)</sup>.

Eine ähnliche Anordnung findet sich bei Antimon:

Antimon.

1	2	3	4	5	6
4033·70	3722·92	—	—	—	—
3637·94	3383·23	2770·03	2670·73	2395·30	2352·32
3232·61	3029·91	2528·61	2445·61	2212·63	2175·90
2851·20	2962·34	2289·09	2220·85	—	—
2719·00	2574·15	2203·09	2139·81	—	—
2652·70	2514·65	2159·36	2098·53	—	—
2614·74	2480·51	—	—	—	—
2554·72	2426·44	—	—	—	—
2481·81	2360·57	—	—	—	—
2373·78	2262·63	—	—	—	—
2329·19	2222·08	—	—	—	—
2306·56	2201·47	—	—	—	—

Fügt man den Schwingungszahlen der ersten Kolumne nacheinander die Größen 2069·49, 8612·61, 9954·87, 14260·29 und 15023·19 hinzu, so erhält man mit äußerst geringen Fehlern die Linien der zweiten, dritten, vierten, fünften und sechsten Reihe.

Sehr interessant ist das Kupferspektrum, weil es einerseits sehr nahe Analogien mit den Alkalimetallen aufweist und weil andererseits bei ihm Rydberg ähnliche Serien von Linien konstanter Schwingungsdifferenz nachgewiesen hat, wie sie die oben erwähnten Schwermetalle besitzen, welche sich nicht in Serien ordnen lassen. Rydberg findet eine Serie von sechs Triplets, für welche  $\nu_1 = 129\cdot50$  und  $\nu_2 = 50\cdot58$  ist, sowie zwei Serien von Doublets mit den gleichen Schwingungsfrequenzen; ebenso eine Serie von Triplets mit  $\nu_1 = 680\cdot19$  und  $\nu_2 = 212\cdot21$ ; und weiter eine Serie von Doublets, bei denen  $\nu$  den Wert 680·19 besitzt und eine andere mit  $\nu = 212\cdot21$ . Rydberg zeigt auch, daß diese Triplets und Doublets sich manchmal wie die komplexen Triplets der alkalischen Erdmetalle ordnen lassen, wie folgende Tabelle zeigt:

I	$\nu_1$		$\nu_2$	
26599·07	129·46	26728·53	50·47	26779·00
679·73		679·84		680·02
27278·80	129·57	27408·37	50·65	27459·02
		212·35		212·22
		27620·72	50·52	27671·24

Man sieht, daß alle vier Werte konstanter Schwingungsfrequenz sich in dem Triplet finden. Das rote Argonspektrum enthält eine

<sup>1)</sup> W. v. d. Seipen (Zeitschr. f. wiss. Phot. 5. 69. 1907) hat das Bandenspektrum des Zinns ausgemessen. Er ordnet die Köpfe in acht Serien, die nahezu identisch sind und je eine arithmetische Reihe bilden. Die ausgemessenen Linien einer Bande ließen sich in drei Serien ordnen, die nahezu durch die Deslandresschen Formeln dargestellt werden.

Regelmäßigkeit, welche der von Zinn, Antimon usf. sehr ähnlich ist. Hier sind die konstanten Schwingungsdifferenzen  $846\cdot47$ ,  $1649\cdot68$  und  $2256\cdot71$ . Diese wären zu den Linien der ersten Kolumne hinzu-zuaddieren, wie das bei Zinn und Antimon oben gezeigt ist.

**Bandenspektren.** Unter einem Bandenspektrum wird ein kanneliertes Spektrum verstanden, welches sich bei höherer Dispersion in Gruppen von feinen Linien auflöst. Diese Linien rücken stets gegen Rot oder gegen Blau zu näher aneinander, bis sie in einer einzelnen Linie, dem sogenannten Kopf, endigen. Es besteht demnach jedes Band aus einer einzelnen Linie, dem Kopf, und einer von hier ausgehenden Serie von Linien, welche immer weiter voneinander abstehen, je weiter sie von dem Kopf entfernt sind. Eine Anzahl solcher Köpfe mit ihren anhängenden Reihen bilden eine Gruppe von Banden und wiederum können mehrere solcher Gruppen in einem vollständigen Spektrum vereinigt sein. Solche Bandenspektren zeigt beispielsweise der Stickstoff im Vakuumrohr; hier sind es zwei Bandenspektren, das eine in dem positiven Licht der elektrischen Entladung, das andere im negativen Glimmlicht. Zu dieser Kategorie gehören unter anderen auch die Cyanbanden, sowie die zweibandigen Kohlenspektren.

Eine genauere Kenntnis der Struktur dieser Banden verdankt man Deslandres<sup>1)</sup>, auf dessen Arbeiten daher hier in Kürze eingegangen werden soll. Die erste ihm auffallende Tatsache war, daß die Schwingungszahlen der Linien, vom Kopf angefangen, eine arithmetische Reihe bilden. Mit Kayser<sup>2)</sup> wollen wir diese Erscheinung das erste Gesetz von Deslandres nennen. Deslandres beobachtete ferner, daß mehr als eine solche arithmetische Reihe von demselben Kopf ausgehen kann; in dem Bandenspektrum einer bestimmten Substanz sind alle Banden einander ähnlich und enthalten die gleiche Zahl von Serien in der gleichen Anordnung.

Demnach besteht also ein Bandenspektrum aus Wiederholungen ähnlicher Gruppen von Linien, z. B. Doublets, Triplets, Quartets usf. Dabei besteht ein Zusammenhang zwischen der Zahl und Verteilung der Linien in den Gruppen und der Zahl und Verteilung der Atome in dem schwingenden Molekül. Die Regelmäßigkeit der Linienverteilung kann in mäßigem Grade durch einige Störungen verändert werden.

Untersucht man nun die Köpfe der Banden, welche zu einer Gruppe gehören, so findet man, daß diese wiederum genau so regelmäßig und auf die gleiche Weise verteilt sind, wie die Linien in jeder Bande. Es bilden also die Schwingungsdifferenzen der Bandenköpfe in jeder Gruppe eine arithmetische Reihe, dabei ist jedoch die Reihenfolge gegenüber den Linien, die das einzelne Band bilden, umgekehrt; d. h. stufen sich die Banden selbst gegen Blau ab, so rückt die Untergruppe, welche durch die Köpfe gebildet wird, gegen

1) Vgl. folgende Arbeiten: Compt. rend. **100**. 1259. 1885; **103**. 375. 1886; **104**. 972. 1887; **106**. 842. 1888; **112**. 661. 1891; **134**. 747. 1902; **138**. 317. 1904; Ann. Chim. Phys. **15**. 5. 1888. Journ. d. Phys. **10**. 276. 1891.

2) Handbuch der Spektroskopie. Bd. II. S. 475.

Rot hin auseinander. Zwei weitere Punkte von Interesse sollen hier noch erwähnt werden: Untersucht man erstens die aufeinander folgenden Untergruppen eines Bandenspektrums in der absteigenden Richtung, so findet man, daß gewöhnlich die Zahl der Banden in jeder Untergruppe um eine Einheit geringer ist, als in der vorhergehenden Untergruppe. Die zweite Tatsache ist folgende. Während der Kopf jedes Bandes die hellste Linie in dem Band ist, so gilt das Umgekehrte für die Bandenköpfe, welche zu einer Untergruppe gehören. Zählt man sie nämlich von dem entgegengesetzten Ende des Spektrums als dem, gegen welches die Banden abfallen, so ist hier der erste Kopf der hellste in jeder Untergruppe, der zweite der nächst helle usw.

Die Tatsache, daß die Köpfe einer Gruppe von Banden sich in eine arithmetische Reihe ordnen lassen, soll als das zweite Gesetz von Deslandres bezeichnet werden.

Wir können auf diese Gesetze etwas näher eingehen. Zunächst lautete das erste: Die verschiedenen Linienserien, die zusammen ein Band bilden, zeigen jedesmal eine solche Anordnung, daß die Schwingungsdifferenzen zwischen aufeinander folgenden Linien eine arithmetische Reihe bilden. Deslandres brachte hierfür zuerst den Nachweis an der Hand des Glimmlichtspektrums von Stickstoff, dessen Kopf sich bei 3914·6 befindet. Eine solche Linienserie läßt sich durch die Formel

$$\frac{1}{\lambda} = A + bn^2$$

darstellen, wo  $n$  die Reihe positiver ganzer Zahlen 1, 2, 3 . . . bedeutet.

Für das Stickstoffband mit dem Kopf bei 3914·6 findet man sehr gute Werte durch die Gleichung:

$$\frac{1}{\lambda} = 255\cdot454 + 0\cdot0015335(n - 1)^2,$$

wie sich aus folgender Tabelle ergibt:

Zahl der Linien	$\frac{1}{\lambda}$ beobachtet	$\frac{1}{\lambda}$ berechnet	Differenz
1	255·454	255·454	0·000
10	255·578	255·578	0·000
15	255·758	255·755	+ 0·003
23	256·197	256·196	+ 0·001
31	256·832	256·834	- 0·002
39	257·672	257·668	+ 0·004
47	258·692	258·699	- 0·007
55	259·916	259·926	- 0·010
63	261·308	261·349	- 0·041

Kayser und Runge<sup>1)</sup> haben die Richtigkeit dieses Gesetzes auch für die große Cyanbande bei  $\lambda = 3883\cdot55$  erwiesen; sie haben gezeigt, daß die Formel nicht mehr streng richtig ist, wenn die Reihe

1) Abh. Berl. Akad. 1889.

ungewöhnlich lang ist, wie z. B. gerade bei dieser Bande. Die Resultate ersieht man aus der nächsten Tabelle; hier sind die beobachteten und die berechneten Werte in Wellenlängen angegeben.

n	$\lambda$ beobachtet	Berechnet nach Deslandres	Differenz	Berechnet nach Kayser und Runge
0	3883·55	3883·55	0 00	3883·48
10	3882·50	3882·51	— 0·01	3882·10
20	3879·36	3879·41	— 0·05	3879·30
30	3874·16	3874·25	— 0·09	3874·13
40	3866·95	3867·04	— 0·09	3866·96
50	3857·82	3857·82	0·00	3857·83
60	3846·79	3846·61	+ 0·18	3846·81
70	3833·93	3833·44	+ 0·49	3833·95
80	3819·36	3818·35	+ 1·01	3819·37
90	3803·16	3801·40	+ 1·76	3803·17
100	3785·42	3782·63	+ 2·79	3785·43
110	3766·39	3762·10	+ 4·29	3766·36
120	3746·15	3739·87	+ 6·28	3746·11
130	3724·91	3716·00	+ 8·91	3724·90
140	3702·92	3690·56	+ 12·36	3702·97
150	3680·51	3663·62	+ 16·89	3680·58
160	3658·05	3635·25	+ 22·80	3658·05

Die für die dritte Kolonne benutzte Gleichung lautete:

$$\frac{1}{\lambda} = 3883·55 + 0·0687 n^2.$$

Die Zahlen der fünften Reihe erhielten Kayser und Runge mit einer reinen Interpolationsformel:

$$\frac{1}{\lambda} = a + b e^{an} \sin (dn)^2.$$

Deslandres Gleichung liefert ausgezeichnete Resultate bis zur siebzigsten Linie, nachher aber nehmen die Intervalle gegenüber der wirklichen Serie zu schnell ab.

Deslandres weist auch darauf hin, daß, wenn mehr wie eine Serie in einem Band vorhanden ist, diese Serien identisch verlaufen und daß die eine aus der anderen einfach durch Addition oder Subtraktion einer Konstanten erhalten werden kann; jede Serie unterscheidet sich dann also nur durch den Wert der Konstante a.

Nach dem zweiten Gesetz von Deslandres, zu dem wir jetzt übergehen, finden wir genau die gleiche Anordnung der Bandenköpfe in einer Gruppe<sup>1)</sup>, wie bei den Linien jeder einzelnen Bande. Jede Gruppe enthält mehrere Serien von Bandenköpfen; dabei bilden in jeder Serie die Schwingungsdifferenzen aufeinander folgender Köpfe eine arithmetische Reihe; ferner verlaufen alle Serien in jeder Gruppe

1) Unter einer Bandengruppe ist der ganze Satz von Banden verstanden, deren Köpfe assoziierte Serien bilden; solche Gruppen enthalten Untergruppen, in denen die Bandenköpfe sehr ähnlich den Linien in jedem Band angeordnet sind, nur im umgekehrten Sinn, wie S. 401 ausgeführt wurde.



genau gleich und lassen sich auseinander durch Subtraktion oder Addition einer Konstanten ableiten. Hierfür erbrachte Deslandres zuerst den Beweis an der zweiten Gruppe des positiven Stickstoffspektrums ( $\lambda = 5000$  bis  $\lambda = 2800$ ). Die Köpfe in einer Bandenserie lassen sich daher durch eine Formel derselben Art darstellen, wie sie für die Linienserie galt:

$$\frac{1}{\lambda} = C + Bn^2.$$

Als Beispiel mögen die fünf Serien in der zweiten Gruppe des Stickstoffspektrums angeführt werden.

Serie 1	Serie 2	Serie 3	Serie 4	Serie 5	Intervalle (berechnet)
—	—	—	183·251	201·045	14·136
—	—	—	197·360	215·179	14·428
—	—	193·162	211·792	229·578	14·719
—	188·372	207·770	226·517	244·279	15·010
—	203·388	222·787	241·518	259·316	15·302
198·776	218·685	238·080	256·837	274·664	15·593
214·352	234·256	253·714	272·444	290·247	15·885
230·247	250·117	269·587	288·337	306·077	16·176
246·374	266·350	285·791	304·492	322·247	16·468
262·872	282·831	302·230	320·946	338·707	16·759
279·636	299·569	318·990	337·723	355·479	17·051
296·664	316·628	336·020	354·772	—	

Die mittlere Differenz zwischen Serie 1 und 2 ist 19·9307 zwischen Serie 2 und 3 19·419, zwischen Serie 3 und 4 18·7247 und 17·782 zwischen der vierten und fünften Serie.

Die Differenzen zwischen aufeinander folgenden Ausdrücken findet man in der letzten Kolumne. Sie bilden, wie man sieht, eine arithmetische Reihe. Es sind daher die fünf Serien absolut gleich angeordnet und differieren voneinander nur jedesmal um einen konstanten Betrag.

Cuthbertson<sup>1)</sup> war der erste, welcher darauf hinwies, daß die erste Gruppe im positiven Spektrum von Stickstoff sich in der gleichen Weise anordnen läßt. Er gruppierte die Köpfe der Banden in dreizehn Serien, von denen einige nur zwei Glieder besitzen.

Diese Tabelle soll hier wegen der interessanten Art mitgeteilt werden, in der sie Deslandres Gesetz bestätigt.

1) Phil. Mag. 3. 348. 1902.



Alle Banden mit Ausnahme von 163·19 und 164·74 passen sehr gut in dieses Schema; eine, 183·73, ist zweimal benutzt. Auch weist Cuthbertson darauf hin, daß das letzte Glied der dreizehnten Reihe, 195·02, sich an das letzte Glied der ersten Reihe anschließt.

Deslandres<sup>1)</sup> zeigt nun, daß, wenn man fünfzehn Serien benutzt, an Stelle der dreizehn, welche Cuthbertson aufstellt, daß dann die zwei Köpfe bis 163·19 und 164·74 sich in das Schema einfügen, und ebenso der neue, von Thalén gemessene Kopf bei 147·29. Auch ist es eine interessante Erscheinung, daß nicht nur die Intervalle zwischen den Horizontalreihen eine arithmetische Reihe bilden, sondern daß auch die Differenzen der Vertikalreihen sich in eine solche Reihe ordnen. Deslandres nannte das die zweite Progression.

Nun ist gezeigt, daß sowohl die Köpfe der Banden wie auch die einzelnen Linien in ihnen sich durch Formeln von der Art

$$\frac{1}{\lambda} = A + Bn^2$$

ausdrücken lassen. Beide Formeln kann man in eine einzige zusammenbringen:

$$\frac{1}{\lambda} = Am^2 + Bn^2 + C.$$

Deslandres errechnete mit Hilfe dieser Formel rückwärts die Anfänge der oben mitgeteilten fünf Serien in der zweiten Gruppe des Stickstoffspektrums und fand, daß die Quadrate der so gefundenen Zahlen sich in eine Reihe ordnen, deren Differenzen wieder eine arithmetische Reihe bilden. Der Ausdruck läßt sich daher durch  $\sqrt{Cp^2 + \gamma}$  ersetzen, wo p eine Reihe ganzer Zahlen bedeutet. Außerdem ist aber A keine Konstante für alle Serien, sondern es erscheint als einfache Funktion der Parameter  $n^2$  und  $p^2$ , welche die erste Linie der Bande definieren. So gelangte Deslandres zu der allgemeinen Gleichung:

$$\frac{1}{\lambda} = f(n^2, p^2) \cdot m^2 + Bn^2 + \Phi(p^2).$$

Hierin sind  $m^2$ ,  $n^2$ ,  $p^2$  die Quadrate aufeinander folgender ganzer Zahlen, B eine Konstante und f und  $\Phi$  spezielle Funktionen, die bestimmt werden müssen. Im allgemeinen liefern die Variationen von m die einzelnen Strahlen einer Bande, und die von n und p die Köpfe der verschiedenen Banden. Mit Hilfe dieser Formel lassen sich die Köpfe der von Cuthbertson angegebenen Banden nachfolgender Gleichung berechnen:

$$\frac{1}{\lambda} = 22785 \cdot 1 - \frac{30 \cdot 319}{8} (2n)^2 + \frac{29 \cdot 363}{8} (2p + 1)^2.$$

Die Unterschiede zwischen Beobachtung und Berechnung zeigt die Zusammenstellung:

1) Comptes rendus. **134**. 747. 1903.

$$\frac{1}{\lambda}$$

n	p	Berechnet	Beobachtet	Differenz
53	48	14737·3	14729	— 8·3
52	48	16329·0	16319	— 10·0
52	47	14919·6	14915	— 4·6
51	47	16481·0	16474	— 7·0
51	46	15100·9	15096	— 4·9
50	46	16632·0	16627	— 5·0
49	46	18132·8	18129	— 3·8
48	46	19603·2	19607	+ 3·8
50	45	15281·3	15278	— 3·3
49	45	16782·1	16779	— 3·1
48	45	18252·5	18251	— 1·5
49	44	15460·8	15458	— 2·8
48	44	16931·2	16931	— 0·2
47	44	18371·9	18373	+ 1·1
46	44	19781·1	19782	+ 0·9
45	44	21760·6	21168	+ 7·4
48	43	15639·2	15637	— 2·2
47	43	17079·4	17080	+ 0·6
46	43	18489·2	18491	+ 1·8
45	43	19868·6	19872	+ 3·4
44	43	21217·8	21225	+ 7·2
47	42	15816·7	15815	— 1·7
46	42	17226·6	17228	+ 1·4
45	42	18606·7	18611	+ 4·3
46	41	15993·5	15991	— 2·3
45	41	17372·8	17375	+ 2·2
44	41	18722·0	18726	+ 4·0
45	40	16168·9	16165	— 3·9
44	40	17518·1	17519	+ 0·9
43	40	18836·9	18842	+ 5·1
43	39	17662·4	17665	+ 2·6
42	39	18950·9	18955	+ 4·1
42	38	17805·8	17808	+ 2·2
41	38	19064·0	19067	+ 3·0
41	37	17948·2	17951	+ 2·8
40	37	19176·1	19178	+ 1·9
40	36	18089·7	18093	+ 3·3
39	36	19287·3	19286	— 1·3
39	35	18230·2	18232	+ 1·8
38	35	19397·5	19395	— 2·5
38	34	18369·8	18373	+ 3·2
37	34	19506·7	19502	— 4·7

Ganz neuerdings hat Deslandres sehr sorgfältig die Serie von Linien mit dem Kopf bei  $\lambda = 3577$  in dem Band der zweiten Gruppe des Stickstoffspektrums untersucht und hat gefunden, daß es sechs verschiedene Linienserien sind, von denen außerdem die eine aus Doublets besteht. Sie lassen sich alle durch die Formel ausdrücken:

$$\frac{1}{\lambda} = A \left( m + \frac{p}{q} \right)^2 + C.$$

So ist für

$$\text{Serie 1: } \frac{1}{\lambda} = 27946\cdot046 + 0\cdot1967023 \left( m + \frac{3}{4} \right)^2$$

und so fort.

Seite 395 war erläutert, daß Thiele für alle Spektren die Formel aufgestellt hat

$$\lambda = f [(n + c)^2],$$

und daß hieraus folgt, jede Serie müsse einen Kopf und einen Schwanz besitzen. Wenn dem so ist, so müssen wir erwarten, solche Schwänze bei Bandenspektren zu finden, bei denen die Banden in entgegengesetzter Richtung abfallen, wie die Kopfreihe; wir müssen ferner folgern, daß die Intervalle zwischen den aufeinander folgenden Linien in einer Serie einer Bande nicht eine arithmetische Reihe für alle Ausdrücke bilden dürfen, daß sie vielmehr immer langsamer bis zu einem Punkt anwachsen müssen, von wo sie wieder abzunehmen beginnen. Beide Tatsachen sind wirklich beobachtet. Sehen wir uns das Cyanband mit dem Kopf bei  $\lambda = 3883.55$  an und notieren die aufeinander folgenden Intervalle nach den Messungen von Kayser und Runge:

n	$\lambda$	Differenz	n	$\lambda$	Differenz
10	3882.50		120	3746.15	
11	3882.27	0.23	121	3744.07	2.08
12	3882.05	0.22	122	3741.96	2.11
20	3879.36		140	3702.92	
21	3878.91	0.45	141	3700.71	2.21
22	3878.46	0.45	142	3698.48	2.23
40			150	3680.51	
41	3866.95	0.82	151	3678.26	2.25
42	3866.13	0.83	152	3676.01	2.26
60			160	3659.05	
61	3846.79	1.21	161	3655.82	2.23
62	3845.58	1.23	162	3653.62	2.20
80			167	3642.63	
81	3819.36	1.57	168	3640.46	2.17
82	3817.79	1.55	169	3648.29	2.17
100					
101	3785.42	1.82			
102	3783.60	1.85			

Ganz offenbar steigen hier die Differenzen bis zu einem Maximum und beginnen dann wieder abzunehmen.

Es scheint, daß die Schwänze der Cyanbanden von King<sup>1)</sup> entdeckt worden sind. Er erhielt sie bei der photographischen Aufnahme des Cyanbandes unter sehr langer Belichtung.

Sie liegen bei

$$\begin{array}{ll} \lambda = 3160.32 \text{ und } 3405.04 & \lambda = 3658.34 \text{ und } 3984.93 \\ = 3180.58 \text{ „ } 3433.17 & = 3629.06 \text{ „ } 3944.91 \\ = 3203.84 \text{ „ } 3465.69 & = 3603.12 \text{ „ } 3910.45 \end{array}$$

und müssen als Schwänze von folgenden Köpfen angesehen werden:

Kopf	Schwanz	Verhältnis Kopf Schwanz	Kopf	Schwanz	Verhältnis Kopf Schwanz
3883.60 3590.52	3465.69 3203.84	1.12059 } 1.12069 }	4165.54 4532.06	3658.34 3984.93	1.13864 } 1.13730 }
3871.59 3585.99	3433.17 3180.58	1.12770 } 1.12746 }	4158.22 4514.95	3629.06 3944.91	1.14581 } 1.14450 }
3861.91 3584.10	3405.04 3160.32	1.13417 } 1.13409 }	4152.93 4502.35	3603.12 3910.45	1.15259 } 1.15136 }

Diese Tatsachen sprechen stark für Thieles Theorie und begrenzen gleichzeitig die Anwendbarkeit der Deslandresschen Gesetze. Indessen wußte Deslandres von vorn herein, daß seine Formeln die Linien einer Serie nicht über die sechzigste Linie hinaus genau darstellen; er wies schon darauf hin, daß die Intervalle nicht in der richtigen Weise weiter zunehmen. Wenn erst die Linien in den Schwänzen dieser Banden genau gemessen sind, so werden wir ohne Zweifel finden, daß Deslandres Gesetze sich ebensogut auf diese anwenden lassen. Leider ist außer den oben angegebenen Wellenlängen nichts bekannt.

**Die Beziehungen zwischen den Spektren der Elemente einer Gruppe.** Es liegen einige Beobachtungen über die Beziehungen zwischen analogen Spektren vor, von denen freilich viele wertlos sind. Eine der ersten Beobachtungen ist die von Lecoq de Boisboudran, daß in den Spektren der Alkalimetalle und der alkalischen Erdmetalle die Linien in ihrer Brechbarkeit nach dem Atomgewichten geordnet sind. Er fand, daß mit Zunahme des Atomgewichts bei Metallen der gleichen Gruppe eine Verschiebung der Linien gegen Rot hin stattfindet. Unsere heutige Kenntnis basiert in erster Linie auf den Messungen von Kayser und Runge und auf der Anordnung der Linien in Serien nach den Formeln dieser Gelehrten und den Formeln von Rydberg. Unter den Tatsachen, auf die

1) Astrophys. Journ. 14. 323. 1901.

Kayser und Runge aufmerksam gemacht haben, ist eine der wichtigsten die, daß bei den Elementen der gleichen Gruppe die konstante Schwingungsdifferenz der Doublets oder Triplets sehr nahe proportional dem Quadrat des Atomgewichts ist. Um dies zu zeigen, wollen wir mit Rydberg<sup>1)</sup> die Werte von  $\frac{1000\nu_1}{P^2}$  vergleichen, wo P das Atomgewicht bedeutet. Die folgende Tabelle enthält die Resultate:

	Na = 23·06	Mg = 24·38	Al = 27·08	O = 16
$\nu_1$	17·19	40·91	112·02	3·70
$\frac{10^3\nu_1}{P^2}$	32·3	68·8	152·8	14·5
	K = 39·14	Ca = 40·00	Ga = 69·9	S = 32·06
$\nu_1$	57·85	105·82	823·06	18·15
$\frac{10^3\nu_1}{P^2}$	37·8	66·1	168·6	17·7
	Rb = 85·44	Sr = 97·52	In = 113·4	Se = 79·07
$\nu_1$	235·98	394·22	2212·54	103·7
$\frac{10^3\nu_1}{P^2}$	32·3	51·5	172·1	16·6
	Cs = 132·88	Ba = 137·04	Tl = 204·15	
$\nu_1$	553·87	878·5	7792·63	
$\frac{10^3\nu_1}{P^2}$	31·6	46·8	187·0	

Einen anderen interessanten Punkt erwähnt Rydberg in der gleichen Arbeit. Trägt man alle Werte des Ausdrucks  $\frac{10^3\nu_1}{P^2}$  zusammen mit dem Atomgewichte P in einer Kurve auf, so zeigt diese eine Periodicität, und eine gleich gestaltete periodische Kurve ergibt sich, wenn die Werte der gewöhnlichen Konvergenzfrequenzen der ersten und zweiten Nebenreihen statt des Ausdruckes  $\frac{10^3\nu_1}{P^2}$  aufgetragen werden.

Ramage<sup>2)</sup> hat kürzlich zwei Arbeiten über diesen Punkt veröffentlicht; in der ersten diskutiert er die Beziehungen des Spektrums, der Dichte und des Schmelzpunkts zur Masse des Atoms. Er wählte sorgfältig die Linien aus, die sich in den Spektren analoger Elemente entsprechen, d. h. Linien, die den gleichen Wert von m in den Seriengleichungen besitzen; ihre Schwingungszahlen werden dann mit den Quadraten der Atomgewichte zusammen aufgetragen. Verbindet man korrespondierende Punkte durch Linien, so stellen sich diese

1) International Reports. **2**. 217. Paris 1900.

2) Proc. Roy. Soc. **70**. 1 u. 303. 1902.

fast alle als Gerade heraus; indessen sind auch an einigen Stellen Knicke, z. B. zwischen Natrium und Kalium, und zwischen Magnesium und Zink. Das Diagramm zeigt aber sehr deutlich die oben erwähnte Feststellung, daß  $\nu$  sich wie das Quadrat des Atomgewichts ändert. Die Linien, welche korrespondierende Glieder homologer Triplets und Doublets verbinden, schneiden sich auf der Linie für die Masse Null. Auch ist es von Interesse, zu sehen, daß Kurven von genau gleicher Gestalt, d. h. Kurven mit den gleichen Knicken erhalten werden, wenn man die Absorptionsmaxima, welche sich bei den Lösungen von Metallsalzen mit Alkannin (vgl. S. 318) bilden, mit den Quadraten der Atomgewichte aufträgt.

Ramage gibt eine Gleichung, die auf der von Rydberg abgeleiteten Formel basiert, und kann mit ihrer Hilfe die Schwingungszahlen der Hauptserien von Kalium, Rubidium und Caesium berechnen. Er setzt in Rydbergs Gleichung

$$n_0 = 35349 - 0.2233 W^2$$

wo  $W$  das Atomgewicht ist, und

$$\mu = \{ 1.19126 + 0.00103 W + (0.04377 + 13 W^2 \times 10^{-7})(1 - 3^{1-m}) \}.$$

Der letzte Faktor  $(1 - 3^{1-m})$  ist eingeschoben, um eine geringe Änderung von  $\mu$  zu berücksichtigen, welche nach seiner Meinung durch die ganze Serie hindurehgeht. Die nach dieser Formel berechneten Werte stimmen sehr gut mit den Beobachtungen. In seiner zweiten Arbeit teilt Ramage ähnliche Gleichungen für die Nebenserien dieser Metalle mit. Die zwei Konvergenzpunkte der ersten Nebenserie ergeben sich aus der Gleichung

$$n_0 = 22830 - 21.633 W \pm \frac{A}{2},$$

wo  $W$  wieder das Atomgewicht und  $A$  den mittleren Abstand zwischen den Doublets bedeutet. Diesen Abstand setzt er gleich 57.8, 236.4 und 547.6 für Kalium, Rubidium und Caesium. Die Schwingungszahlen der Linien dieser Serie bestimmen sich aus Rydbergs Gleichung, wenn er  $\mu = 0.7869 - (1466 W^2 \times 10^{-8})$  setzt; die so berechneten Resultate kommen den beobachteten Werten sehr nahe.

Für die zweite Nebenserie findet Ramage

$$n_0 = 22850 - 21.812 W \pm \frac{B}{2}$$

und

$$\mu = 0.7990 + 7784 W^2 \times 10^{-9}.$$

Hier ist  $B = 57.8, 238.0$  und  $553.6$  für Kalium, Rubidium und Caesium. Ramage stellt folgende Vergleichung der Schwingungsdifferenzen der zwei Serien zusammen, wie die verschiedenen Methoden sie liefern.



Element	Aus obigen Formeln			Durch Berechnung aus beobachteten Linien	Aus der Formel für die Hauptserie	Rydbergs <sup>1)</sup> Werte
	Erste Serie	Zweite Serie	Mittel aus beiden Serien			
				Mittel		
Kalium . . (1)	21953·9	21968·0	21960·95	21960	21969·4	21955·46
„ . . (2)	22011·7	22025·8	22018·75	22018	22024·3	22013·31
Rubidium . (1)	20861·8	20868·3	20865·65	20865	20868·6	20869·15
„ . . (2)	21098·2	21106·3	21102·25	22101	21112·3	21098·83
Caesium . (1)	19677·2	19674·2	19675·7	19672	19686·7	—
„ . . (2)	20224·8	20228·0	20226·4	20226	20234·2	—

Die Zahlen der sechsten Reihe wurden aus dem Rydberg-Schusterschen Gesetz<sup>2)</sup> abgeleitet, welches Haupt- und Nebenserien verbindet.

Marshall Walls<sup>3)</sup> hat die Aufmerksamkeit auf merkwürdige Beziehungen zwischen den Spektren analoger Metalle und den Quadraten der Atomgewichte gelenkt. Er findet zwei verschiedene Arten von Zusammenhängen zwischen den Spektren verwandter Metalle. In der einen Klasse, zu der Zink, Kadmium und Quecksilber, sowie Gallium und Indium gehören, verhalten sich die Differenzen zwischen den Schwingungszahlen bestimmter Linien des einen Elementes zu den entsprechenden Differenzen eines zweiten wie die Quadrate ihrer Atomgewichte. So wird es möglich, das Atomgewicht eines Elementes mit Hilfe des Spektrums aus dem Atomgewicht eines anderen Elementes derselben Gruppe zu berechnen. In der anderen Klasse, zu der die Alkalimetalle und die alkalischen Erden gehören, besitzt das Element von größerem Atomgewicht die geringere Schwingungsdifferenz; drei Elemente hängen so zusammen, daß die Differenzen zwischen den Schwingungszahlen ihrer Linien, wenn man korrespondierende Linien miteinander vergleicht, proportional den Differenzen der Quadrate ihrer Atomgewichte sind. Hier kann man demnach das Atomgewicht eines Elementes aus den Atomgewichten von zwei anderen Elementen derselben Gruppe berechnen.

Um die Genauigkeit zu zeigen, soll ein Beispiel für jede der beiden Klassen mitgeteilt werden.

Beispiel 1: Bestimmung des Atomgewichts von Zink (64.9) aus dem des Kadmium (111.83.)

Die Schwingungszahlen, von denen man annimmt, daß sie sich entsprechen, sind folgende:

1) International Reports. 2. 212. Paris 1900.

2) Vgl. S. 381.

3) Phil. Mag. 5. 203. 1903.

	Kadmium		Zink	
(a)	30654·4	10r	32500·0	8r
(b)	30734·9	8b	32540·1	10r
(c)	31905·5	8b	32928·7	10b
(d)	32446·8	6b	33118·6	8b
(e)	36023·7	6b	34310·8	4
(f)	37334·5	8	34791·3	6
(g)	38851·1	4	35285·7	8r
(h)	39280·5	2n	35408·9	6
(i)	43690·5	10r	36934·7	6
(j)	44086·7	4r	37059·2	2b
(k)	44630·0	6r	37242·2	8b
(l)	45550·6	1	37548·1	8

Aus diesen Werten erhalten wir unter Kombination von je zwei Werten das Atomgewicht des Zinks

(a) und (c)	ergibt	65·64
(a) „ (d)	„	65·69
(a) „ (f)	„	65·48
(a) „ (g)	„	65·17
(a) „ (h)	„	64·93
(a) „ (i)	„	65·28
(a) „ (j)	„	65·15
(a) „ (k)	„	65·12
(a) „ (l)	„	65·16
(b) „ (e)	„	64·69
(c) „ (e)	„	64·77 usf.

Entsprechende Werte erhält man durch Vergleich der folgenden Zahlen:

	Kadmium		Zink	
(m)	19655·8	10r	21170·0	10r
(n)	20826·7	10r	21591·6	8b
(o)	28840·2	10r	24371·4	2
(p)	30301·9	4	24869·7	4
(m) und (n)	ergibt	67·08		
(n) „ (o)	„	65·38		
(n) „ (p)	„	65·76		
(m) „ (p)	„	65·98		

In gleicher Weise folgt aus (q) und (r) mit den Schwingungszahlen:

	Kadmium		Zink	
(q)	27669·1	8r	29885·1	10r
(r)	29370·4	10r	30456·0	8r

daß 64·78 das Atomgewicht des Zinkes sei.

Beispiel 2: Aus dem Atomgewicht des Caesium (132·7) und dem des Kalium (39·03) soll das Atomgewicht des Rubidium (85·2) bestimmt werden.

Es ist angenommen, daß folgende Linien einander entsprechen:

	Caesium		Rubidium		Kalium
(a)	12469 6		13742 4		14465 7
(b)	21764 6r		23714 6r		24700 6r
(c)	21945 8r		23791 8r		24719 8r
(d)	25707 4r		27833 4r		28998 6r
(e)	25787 6r		27868 6r		29006 8r
(f)	27638 2r		29832 2r		31068 4r
(g)	27678 4r		29852 4r		31073 6r
		(a)	liefert	86·87	
		(b)	„	83·24	
		(c)	„	83·11	
		(d)	„	84·51	
		(e)	„	84·93	
		(f)	„	85·52	
		(g)	„	85·51	

Runge und Precht<sup>1)</sup> bestimmten das Atomgewicht des Radiums durch Vergleich der konstanten Schwingungsdifferenz der Doublets in der ersten und zweiten Nebenserie mit denen von Magnesium, Calcium, Strontium und Barium. Nun ist vorhin gesagt, daß diese konstante Schwingungsdifferenz, welche zugleich diejenige der ersten Doublets der Hauptserie ist, für die Elemente einer Gruppe proportional den Quadraten des Atomgewichts ist. Indessen gilt diese Proportionalität nach Kayser und Precht nicht ganz streng, vielmehr sagt man besser, daß das Atomgewicht einer Potenz der Schwingungsdifferenz proportional ist, oder daß die Logarithmen der Atomgewichte eine lineare Funktion der Logarithmen der Schwingungsdifferenz sind. Nun gehört Radium zu der gleichen Familie wie Magnesium, Calcium, Strontium und Barium, deren konstante Schwingungsdifferenzen 91·7 resp. 223·801 und 1691 sind. Trägt man die Logarithmen dieser Zahlen als Funktion der Logarithmen der Atomgewichte auf, so ergeben die Punkte eine gerade Linie und ihre Verlängerung ergibt das Atomgewicht des Radiums. Dabei ist die Schwingungsdifferenz zu 4858·6 angenommen. So ergab sich ein Atomgewicht von 257·8. Dem steht aber der experimentell bestimmte Wert 225 gegenüber, der auch viel besser in das periodische System hineinpaßt.

Zum Schluß sollen noch ein paar Worte über die Zuordnung der Linien zu den Serien gesagt werden. Hier handelt es sich um sorgfältige Prüfung des Verhaltens und der Eigenschaften der zu einer Serie gehörenden Linien.

Zunächst bietet die Art der Linien eine Unterscheidung, ob sie scharf oder unscharf sind, ob sie sich leicht selbst umkehren, ob es

1) Phys. Zeitschr. 4. 285. 1903.

lange oder kurze Linien sind. Z. B. zeigen die Linien, welche zur Hauptserie der Alkalimetalle gehören, leicht die Selbstumkehr. So kann man die Spektrallinien durch Vergleich ihrer Eigenart in Serien und Gruppen einordnen.

Zweitens zeigt uns der Zeeman-Effekt die gleiche Art der Auflösung für alle Linien der gleichen Serie, selbst bei verschiedenen Metallen.

Drittens kommt Humphreys Druckeffekt in Betracht. Ihm zufolge zeigen alle Linien einer Serie bei gleichen Druckänderungen (vgl. Kap. XVI) proportionale Verschiebungen.

Viertens benutzt man den Vergleich zwischen Flammen-, Bogen- und Funkenspektrum sowie:

Fünftens das Vorhandensein einer konstanten Schwingungsdifferenz und:

Sechstens den Einfluß der Selbstinduktion.

## Sechzehntes Kapitel.

# Änderungen der Wellenlänge.

**Änderung der Wellenlänge durch Druck.** Humphreys und Mohler haben diese Frage in einer Reihe von Untersuchungen behandelt und sie haben sowohl gemeinsam wie einzeln über ihre Resultate berichtet<sup>1)</sup>. Im Jahre 1897 veröffentlichte Humphreys einen sehr umfassenden Bericht, welcher einige höchst interessante Beziehungen enthält, die bei den Messungen sich ergeben hatten. Die Versuchsmethode war folgende: Ein elektrischer Lichtbogen wurde in einen Eisenzylinder von 14 Zoll Höhe und 7 Zoll Durchmesser eingebaut. Der Zylinder trägt an jedem Ende eine Stopfbüchse, durch welche die Pole an Stäben durchgeführt sind. Der Zylinder war luftdicht abgeschlossen; in ihn wurde Luft eingepumpt; der Druck konnte an einem Bourdonmanometer abgelesen werden; der höchste Druck, der Verwendung fand, betrug etwa 15 Atmosphären. Die Pole des Bogens waren vertikal gestellt und sein Licht trat durch ein Quarzfenster in der Seite des Zylinders aus. Im allgemeinen wurden zwei Kohlenpole verwendet; in die untere (positive) Kohle war ein Loch von  $\frac{1}{8}$  Zoll gebohrt und in dieses die gewünschte Substanz eingebracht; gelegentlich auch wurden die untere Kohle oder beide durch Metallstäbe ersetzt. Für das Spektrum benutzte man ein Rowland-Gitter von 21 Fuß 6 Zoll Brennweite mit 20000 Linien auf den Zoll; mit ihm wurden vergleichende Photographien der Spektren bei verschiedenen Drucken aufgenommen. Es zeigten sich Verschiebungen der Linien und zwar immer gegen Rot, und die Beobachter fanden, daß diese von dem äußeren Druck der Luft abhängig sind; jedoch zeigten sie sich nicht etwa als unsymmetrische Verbreiterungen, sondern direkt als Stellungsänderungen der Linie im Spektrum. Es stellte sich heraus, daß eine Änderung

---

<sup>1)</sup> Astrophys. Journ. **3.** 114. 1896; **4.** 175. 1896; **4.** 249. 1896; **6.** 169. 1897; **22.** 219. 1905. Von anderen Arbeiten über die gleiche Frage ist zu nennen: W. B. Huff, Astrophys. Journ. **14.** 41. 1901.

der Temperatur allein keine Linienverschiebung hervorrief, denn die Wellenlängen der Linien waren für beide Pole völlig gleich, obwohl der positive Pol der heißere ist, auch hatte eine Steigerung des Stromes von 3 bis zu 180 Ampère keine merkliche Änderung zur Folge. Hingegen rief eine Zunahme der Dichte oder des Partialdrucks des Dampfes der Substanz eine Verbreiterung hervor, wie man sie aus der Verdickung der Linien in der Mitte des horizontalen Bogenspektrums kennt. Die Verschiebungen zeigten sich proportional dem absoluten Druck; es wurden nämlich Versuche bei gleichem äußerem Druck aber mit allmählich zunehmenden Substanzbeträgen in dem Bogen gemacht; die Verschiebung blieb in allen Fällen die gleiche.

Die auftretende Verschiebung einer Linie ist direkt proportional dem Betrag, um den der Druck über 1 Atmosphäre hinausgeht (indem man annimmt, daß die Stellung der Linie bei Atmosphärendruck die normale ist), und sie tritt immer gegen das rote Ende des Spektrums hin auf.

Das gleiche gilt auch für Drucke unter 1 Atmosphäre. Weiterhin ist die Verschiebung proportional den Wellenlängen der Linien; man kann daher die Verschiebungen der Linien bei verschiedenen Substanzen vergleichen, indem man die Beobachtungen auf irgend einen willkürlich gewählten Normaldruck und eine Wellenlänge reduziert. So konnten an sämtlichen achtundvierzig Metallen eine Reihe von Linien gemessen werden. Aus den erhaltenen Werten wurden folgende Schlüsse gezogen:

Jede harmonische Reihe von Linien eines Elementes liefert Verschiebungen, welche (auf dieselben Normalien reduziert) einander angenähert gleich sind, während die Verschiebungen der Hauptserie, sowie der ersten und zweiten Nebenserie sehr nahezu in dem Verhältnis 1:2:4 stehen. Man kann daher im allgemeinen sagen, daß bei jedem Element Linien gleicher Art gleiche Verschiebungen zeigen.

Das Produkt aus der Kubikwurzel des Atomvolumens (Atomgewicht durch Dichte) und dem Koeffizient der linearen Ausdehnung eines Elementes ist angenähert ebenso groß wie die Linienverschiebung. Ferner ist diese umgekehrt proportional der absoluten Temperatur des Schmelzpunktes. Dies folgt aus Pictets Beobachtung, daß das Produkt der absoluten Temperatur des Schmelzpunktes, des Koeffizienten der Linearausdehnung und der Kubikwurzel aus dem Atomvolumen nahezu konstant ist für alle Metalle mit Ausnahme von Antimon und Wismut.

Einige dieser Vergleichen sind in der folgenden Tabelle enthalten:

Element	V Atom- Volumen	$\alpha$ Koeffizient der linearen Ausdehnung	T Absoluter Schmelz- punkt	$\frac{48600}{T}$	Ver- schiebung	$\alpha \sqrt[3]{V}$
Aluminium . . .	10.6	0.00002313	1123°	43.3	55	50.6
Antimon . . .	17.9	0.00001692	710°	68.0	49	43.0
Wismuth . . .	21.1	0.00001621	538°	90.3	49	44.7
Kadmium . . .	12.9	0.00003069	593°	82.0	76	75.6
Kobalt . . .	6.9	0.00001236	2070°	24.0	24	23.6
Kupfer . . .	7.1	0.00001678	1330°	36.5	33	32.5
Gold . . .	10.1	0.00001443	1310°	37.0	40	67.0
Eisen . . .	7.2	0.00001210	2080°	23.3	25	23.3
Blei . . .	18.1	0.00002924	605°	80.3	60	76.9
Magnesium . . .	13.9	0.00002694	1023°	47.0	{ 62 44}	65.0
Kalium . . .	45.4	0.00008415	335°	145.0	132	300.0
Natrium . . .	23.7	0.00007105	369°	132.0	108	204.0
Zinn . . .	16.3	0.00002234	503°	96.6	55	50.6
Zink . . .	9.1	0.00002918	676°	71.9	57	61.2

In dieser Tabelle sind einige ausgesuchte Beispiele von Metallen zusammengestellt, für welche alle Daten bekannt sind; in der Kolumne  $\frac{48600}{T}$  wurde die Konstante 48 600 so gewählt, daß für Eisen der

Ausdruck  $\frac{48600}{T}$  derselbe wurde wie  $\alpha \sqrt[3]{V}$ . In der Reihe unter der Überschrift „Verschiebung“ ist dieselbe in Tausendstel einer Ångström-Einheit gegeben, reduziert auf  $\lambda = 4000$  und einen Druck von zwölf Atmosphären. In der letzten Kolumne findet sich schließlich das Produkt des Ausdehnungskoeffizienten und der dritten Wurzel aus dem Atomvolumen, multipliziert mit  $10^5$ .

Bei Magnesium, wo zwei Werte für die lineare Verschiebung angegeben sind, gelten der obere und der untere Wert für die zweite und die erste Nebenserie; bei Kalium und Natrium ist der Wert der Hauptserie gewählt.

Die Verschiebung der Linien ist eine periodische Funktion des Atomgewichts wie das Atomvolumen und andere Eigenschaften. Zieht man eine Kurve mit den linearen Verschiebungen als Ordinaten und den Atomgewichten als Abszissen, so wird die Gestalt der Kurve derjenigen der Atomvolumina sehr ähnlich.

Weiterhin wurde gefunden, daß die Verschiebung von Linien derselben Serie, welche zu Elementen der gleichen Untergruppe des periodischen Systems gehören, proportional der dritten Potenz des Atomgewichtes der Elemente ist. Freilich gibt es gewisse Ausnahmen; denn wenn man auf diese Weise Verschiebungen der Linien von Uran, Neodym, Platin, Osmium, Yttrium, Thorium, Tantal und Wolfram berechnet, so findet man sie etwa doppelt so groß, wie sie beobachtet sind. Aller Wahrscheinlichkeit hat man hier Linien zur Berechnung benutzt, die nicht zusammen gehörten, denn es ist

kaum zu bezweifeln, daß die Abweichungen nur scheinbar sind. Die folgende Tabelle liefert für einige Beispiele die Vergleichung von Verschiebungen einerseits nach der Beobachtung, andererseits nach der Berechnung aus der dritten Wurzel des Atomgewichts; die Verschiebungen sind wieder auf  $\lambda = 4000$  und  $p = 12$  Atm. reduziert:

Normal		Berechnet	Beobachtet	
Cäsium . . . .	161	Lithium	60	85
		Natrium	90	108
		Kalium	109	132
		Rubidium	139	132
Kupfer . . . .	33	Silber	39	39
		Gold	48	40
Calcium (1. Nebenserie)	54	Magnesium	46	44
			23	30
(Hauptserie) .	52	Strontium	70	65
			35	37
		Baryum	81	58
Zink . . . .	57		40	34
		Beryllium	30	36
		Kadmium	68	76
		Quecksilber	83	81
Aluminium . . .	55	Bor	40	49
		Indium	89	88
		Thallium	106	102
Zinn . . . .	55	Kohlenstoff	26	50 (nur eine Linie)
		Silicium	34	43
		Germanium	47	44
		Blei	66	60
Wismut . . . .	49	Arsenik	35	38
		Antimon	41	49
		Erbium	45	47
Chrom . . . .	26	Molybdaen	32	40

Humphreys faßt die Resultate folgendermaßen zusammen:

1. Zunahme des Drucks veranlaßt alle einzelnen Linien zu einer Verschiebung gegen das rote Ende des Spektrums.
2. Diese Verschiebung ist direkt proportional der Zunahme des Drucks.
3. Sie hängt nicht ab von dem Partialdruck des leuchtenden Gases oder Dampfes, vielmehr nur von dem Gesamtdruck.
4. Die Verschiebung ist ganz oder nahezu unabhängig von der Temperatur.
5. Die Linien der Banden verschieben sich nicht. (Aluminiumoxyd und Cyanbanden.)
6. Die Verschiebungen ähnlicher Linien eines Elementes sind proportional der Wellenlänge der Linien.



7. Verschiedene Linienserien werden um verschiedene Beträge verschoben. Kayser und Runges Hauptserien, erste und zweite Nebenserien verschieben sich bei gleicher Wellenlänge und gleichem Druck in dem Verhältnis 1 : 2 : 4.

8. Die ähnlichen Linien eines Elementes (auch wenn sie nicht zu einer anerkannten Serie gehören) werden um den gleichen Betrag verschoben, doch unterscheidet sich dieser von der Größe der Verschiebung bei nicht ähnlichen Linien.

9. Die Verschiebungen ähnlicher Linien verschiedener Metalle stehen in den meisten Fällen in demselben Verhältnis zueinander wie die absolute Temperatur der Schmelzpunkte der Metalle.

10. Die Verschiebungen ähnlicher Linien verschiedener Metalle stehen zu einander angenähert in demselben Verhältnis wie die Produkte der Koeffizienten der linearen Ausdehnung und der Kubikwurzeln aus dem Atomvolumen der Elemente in festem Zustand.

11. Analoge oder ähnliche Linien von Elementen, welche zu derselben Gruppe des periodischen Systems gehören, verschieben sich proportional der dritten Wurzel ihrer Atomgewichte.

12. Die Linien derjenigen Substanzen, welche in festem Zustand die größten Koeffizienten der linearen Ausdehnung besitzen, zeigen auch die größten Verschiebungen. Das Umgekehrte gilt gleichfalls.

13. Die Verschiebung ähnlicher Linien ist eine periodische Funktion des Atomgewichts.

**Der Dopplereffekt.** Dopplereffekt nennt man die scheinbare Änderung der Wellenlänge des Lichts, welche durch die Bewegung entweder des Beobachters oder der Lichtquelle in der Sehrichtung hervorgerufen wird. Daß eine solche Änderung eintreten muß, versteht man sofort, wenn man die Schwingungsfrequenz eines Strahls in Betracht zieht. Wir wollen annehmen, eine weit entfernte Lichtquelle sende homogene Strahlen von  $Z$  Schwingungen in der Sekunde aus; dem entsprechend sollen auf 1 km Weglänge des Lichtstrahls  $\gamma$  vollständige Wellen fallen. Nehmen wir die Lichtquelle als ruhend an, so treffen uns natürlich in der Sekunde auch wirklich  $Z$  Schwingungen, nähern wir uns ihr aber mit einer Geschwindigkeit von 1 km per Sekunde, so treffen uns  $Z + \gamma$  Vibrationen, oder  $Z - \gamma$ , falls wir uns in dem gleichen Maße von ihr entfernen. Dies Gesetz gilt für alle Arten von Schwingungen. Es wurde zuerst im Jahre 1843 von Doppler<sup>1)</sup> veröffentlicht, der mit ihm die Farben der Sterne zu erklären versuchte. Der eigentliche theoretische Beweis ist sehr schwierig und wir wollen uns daher mit einer elementaren Ableitung begnügen.

Dopplers Gedankengang ist ziemlich mühselig, wir können aber auf folgendem Weg einfacher zu dem gleichen Resultate gelangen. Man kann mit Doppler zwei verschiedene Fälle unterscheiden:

Fall 1: Die Lichtquelle befindet sich in Ruhe, der Beobachter in Bewegung.

1) Abh. Kgl. Böhm. Ges. d. Wiss. (5). 2. 465. 1843 und Pogg. Ann. 68. 1. 1846.

Die Lichtgeschwindigkeit sei  $v$ , d. h. eine Welle durchlaufe die Länge  $v$  in einer Sekunde; die Schwingungsfrequenz sei  $n$ , d. h. dies sei die Zahl von Wellen, welche einen ruhenden Beobachter in der Sekunde trifft, oder auch die Zahl der Wellen auf die Länge  $v$ . Ist dann  $\lambda$  die Wellenlänge des Lichtes, so gilt natürlich:

$$\lambda = \frac{v}{n}.$$

Wenn also der Beobachter steht, treffen ihn  $n$  Schwingungen in jeder Sekunde; bewegt er sich aber gegen das Licht mit einer Geschwindigkeit von der Länge  $a$  per Sekunde, so wird er mehr als  $n$  Schwingungen in jeder Sekunde erhalten. Stand er still, so war die relative Geschwindigkeit von Lichtwellen und Beobachter  $v$ , bei seiner Bewegung wächst die relative Geschwindigkeit aber auf  $v + a$ , und dementsprechend vergrößert sich die Zahl der Oszillationen auf  $n \left( \frac{v + a}{v} \right)$ . Umgekehrt würde die Schwingungszahl nur  $n \left( \frac{v - a}{v} \right)$  sein, wenn der Beobachter sich von der Lichtquelle entfernt.

Demnach ist allgemein

$$n' = n \frac{v \pm a}{v}$$

und

$$\lambda' = \lambda \frac{v}{v \pm a}.$$

Fall 2: Der Beobachter steht und die Lichtquelle bewegt sich.

Würden beide stehen, so erreichte ein Zug von  $n$  Wellen auf die Länge  $v$  den Beobachter in einer Sekunde; nähert sich aber die Lichtquelle dem Beobachter in dem Tempo von einer Länge  $b$  in jeder Sekunde, so werden sozusagen die Wellen mehr zusammengedrängt; mit anderen Worten, es nehmen die  $n$  Wellen nur eine Länge  $v - b$  ein. Enthält demnach eine Länge  $v - b$  schon  $n$  Wellen, so sind in der Länge  $v$  jetzt  $n \frac{v}{v - b}$  Wellen enthalten; da nun ein Wellenzug von der Länge  $v$  den Beobachter in jeder Sekunde trifft, so ist die Zahl der Schwingungen, die ihn in der Sekunde trifft,  $n \frac{v}{v - b}$  oder allgemein:

$$n' = n \frac{v}{v \mp b}$$

und

$$\lambda = \lambda \frac{v \mp b}{v}.$$

Aus den Gleichungen für diese beiden Fälle läßt sich sofort die Formel für eine Bewegung von Lichtquelle und Beobachter gleichzeitig ableiten:

$$N = n \frac{v \pm a}{v \mp b},$$

$$\mathcal{A} = \lambda \frac{v \mp b}{v \pm a},$$

wobei in jedem Falle das obere Zeichen gilt, wenn beide sich einander nähern.

Es folgt daraus, daß bei gegenseitiger Annäherung die Wellenlänge einer bestimmten Strahlung sich verkürzt und umgekehrt. Doppler beabsichtigte nach dieser Theorie die Farben der Sterne zu erklären unter der Annahme, daß alle Sterne, die sich weder näherten noch entfernten, ein weißes Licht geben; dann sollten alle sich uns rasch nähernden Sterne blau und die sich rasch entfernenden rot erscheinen. Indessen ist dieser Schluß falsch, weil die weiße Farbe des Spektrums die Aussendung eines kontinuierlichen Spektrums bedeutet und dieses sich natürlich auch in das Infrarot und Ultrarot erstreckt, so daß eine Annäherung des Sternes nur sämtliche Farben in gleichem Verhältnis verkürzen würde. Das äußerste sichtbare Blau würde Ultraviolett und dafür würde ebenso viel Infrarot sichtbar werden; der Gesamtbetrag der sichtbaren Strahlen wäre also nicht geändert und eine Änderung der Farbe kann nicht eintreten. Hingegen kann bei diskontinuierlichen Spektren die Verschiebung der Linien, die von der Bewegung des Beobachters oder der Lichtquelle entsteht, gemessen werden und hieraus lassen sich diese Bewegungen berechnen.

An Schallwellen läßt sich das Dopplersche Prinzip sehr deutlich beobachten, weil hier die Geschwindigkeit der Wellen sehr gering ist; es ist experimentell sehr viel leichter, dem tönenden Körper oder dem Beobachter eine Translationsgeschwindigkeit zu geben, welche sie der Schallgeschwindigkeit nahe bringt, als die entsprechenden Versuche für das Licht anzustellen. Die ersten akustischen Versuche stammen aus dem Jahre 1845 und sind von Buys-Bollot<sup>1)</sup>. Er machte die Beobachtung an Lokomotiven auf der Niederländischen Eisenbahn. Wohl jeder kennt den Wechsel der Tonhöhe, der in dem Pfiff einer Lokomotive einzutreten scheint, wenn man in einem schnell fahrenden Zug sich an ihr vorbeibewegt, und ganz besonders, wenn man, selbst im Schnellzug sitzend, einer Lokomotive begegnet, die sich in entgegengesetzter Richtung bewegt und deren Pfeife gerade ertönt. Schon die Glocke eines vorbeifahrenden Fahrrades läßt ein Heruntergehen der Tonhöhe bemerken. Die Lichtgeschwindigkeit freilich ist so groß, daß es außerordentlicher Schnelligkeiten bedarf, um einen meßbaren Wechsel in der Schwingungszahl einer Spektrallinie zu erzeugen. Die Bewegung, welche nötig ist, um eine bestimmte Änderung der Schwingungszahl hervorzurufen, läßt sich aus den oben gegebenen Gleichungen ableiten. Im Fall 2, wo der Beobachter in Ruhe und die Lichtquelle in Bewegung war, bestimmte sich

$$\lambda' = \lambda \frac{v + b}{v}$$

und daraus

$$\lambda v + b \lambda = v \lambda'$$

---

1) Pogg. Ann. 66. 321. 1845.

folglich  $b = \frac{v}{\lambda} (\lambda' - \lambda)$  bei der Annäherung, wo  $\lambda' < \lambda$

und

$$b = \frac{v}{\lambda} (\lambda' - \lambda) \text{ bei der Entfernung und } \lambda < \lambda'.$$

Im allgemeinen ist also

$$\mp b = \frac{v \Delta \lambda}{\lambda},$$

wobei  $\Delta \lambda$  die beobachtete Änderung der Wellenlänge bedeutet.

Setzt man  $v$  gleich 299860 Kilometer in der Sekunde, so lehrt die Gleichung, daß eine Geschwindigkeit von etwa 6 km per Sek. nötig ist, um eine Geschwindigkeitsänderung von 0.1 Å.-E. in der Wellenlänge der F-Linie des Wasserstoffs ( $\lambda = 4861$  Å.-E.) hervorzurufen.

Die Anwendung des Dopplerschen Prinzips mußte sich daher auf astronomische Beobachtungen beschränken, obgleich man es gelegentlich auch bei terrestrischen Problemen benutzt hat. Hierfür wurde bereits oben (S. 297) ein Beispiel<sup>1)</sup> gegeben. In der Astronomie aber war der Erfolg um so größer und er brachte einige außerordentlich interessante Ergebnisse. Diese dürfen hier nicht übergangen werden, wenn auch dieses Buch in keiner Weise den Anspruch macht, auch die wunderbaren Gebiete der astronomischen Spektrographie mit einzubegreifen. Zunächst zeigte Vogel im Jahre 1871 bei der Sonne die Verschiebung der Fraunhoferschen Linien, welche von der Sonnenrotation herrühren, indem er vergleichende Beobachtungen an den beiden Enden des Sonnenäquators anstellte. Sodann wurde auch bei den Protuberanzen die Geschwindigkeit in der Schrichtung aus der Verschiebung der Linien gemessen und ebenso die ungeheuren Gasströme in der Nähe der Sonnenflecken. An Sternen und Nebeln wurde eine große Zahl von Beobachtungen gemacht und deren Geschwindigkeiten berechnet; hierbei müssen beträchtliche Korrekturen wegen der Erdbewegung um die Sonne angebracht werden. Vielleicht die überraschendste Entdeckung ist aber die von sogenannten spektroskopischen Doppelsternen. Bei dem wohlbekanntem veränderlichen Stern Algol stellte sich heraus, daß seine Geschwindigkeit in der Schrichtung wechselte; zu verschiedenen Zeiten wurden bald positive bald negative Bewegungen beobachtet und schließlich fand man, daß die Periode dieser Bewegungen mit

<sup>1)</sup> Über eine Anwendung auf die Kanalstrahlen vgl. J. Stark, Phys. Zeitschr. **6**. 892. 1905. Ann. d. Phys. **21**. 401. 1906. Nach Starks Ansicht sind die positiven Atomionen die Träger des Linienspektrums, während das Bandenspektrum bei der Vereinigung von positiven Atomionen und negativen Elektronen zu neutralen Atomen (Molisierung) emittiert wird. Im Licht der (positiven) Kanalstrahlen erscheinen beide Spektren und zwar kommt das Linienspektrum den Kanalstrahlen selbst zu, denn Stark und seine Schüler haben gefunden, dass es in der Bewegungsrichtung der Strahlen den Doppler-Effekt zeigt, während das Bandenspektrum nicht beeinflusst wird.

der Periode der Helligkeitsschwankungen übereinstimmte. Daraus schloß man, daß Algol ein Doppelsystem sein mußte, welches aus einer hellen und einer dunklen Komponente besteht, die um einen gemeinsamen Schwerpunkt rotieren. Vor dem Minimum entfernt sich Algol von der Sonne und nach dem Minimum nähert er sich ihr. Aus den ersten Messungsreihen berechnete Vogel bereits, daß die Durchmesser der hellen und der dunklen Komponente 1700 000 und 1330 000 Kilometer, ihre Umlaufgeschwindigkeiten 42 und 89 Kilometer und ihre Massen  $\frac{4}{9}$  und  $\frac{2}{9}$  von der der Sonne betragen und ferner, daß ihre Mittelpunkte 5180 000 Kilometer voneinander entfernt sind. Auch andere Sterne dieser Art sind beobachtet worden; sind beide hell und liefern sie dasselbe Spektrum, so erscheinen die Spektrallinien solcher Doppelsterne einfach, wenn die Sterne hintereinander stehen, dagegen verdoppeln sie sich, wenn beide Komponenten sich nebeneinander zeigen und die eine sich uns nähert, während die andere sich von uns entfernt. Natürlich sind solche Systeme auch für die stärksten Teleskope vollständig unauflösbar. Vor kurzem ist es auch gelungen, in den verschiedenen Teilen desselben Nebels<sup>1)</sup> Unterschiede der Geschwindigkeiten zu entdecken.

Als Beispiel eines spektroskopischen Doppelsternes mag  $\alpha$ -Persei gewählt werden, der kürzlich von Vogel<sup>2)</sup> beobachtet worden ist. Die Berechnungen beruhen auf Messungen der Linien  $H_\gamma$ ,  $\lambda = 4388$  und  $\lambda = 4472$ ; es wurde gefunden, daß die Geschwindigkeiten betragen:

Nov. 7.0	1902:	+100	km	per	Sek.
” 8.0	”	+ 70	”	”	”
” 8.5	”	+ 0	”	”	”
” 9.5	”	— 75	”	”	”
” 9.5	”	—110	”	”	”
” 10.0	”	— 90	”	”	”
” 10.5	”	— 30	”	”	”
” 11.0	”	+ 45	”	”	”
” 11.5	”	+100	”	”	”

Die Messungen zeigen, daß die Periode 4.39 Tage und der Abstand zwischen beiden Sternen 6940000 km beträgt.

1) Eine ausführlichere Behandlung dieser Fragen findet man in Scheiners *Astronomische Spektroskopie*.

2) Berl. Ber. **53**. 1113. 1902.

## A n h a n g.

Es sollen hier einige Rezepte von Lösungen zur Glasversilberung angegeben werden. Das erste empfiehlt sich, falls man für Spiegel einer dichten Versilberung bedarf, das zweite und dritte dagegen für Halbversilberung.

Das erste Verfahren wurde von Brashear angewandt, die Gebrauchsanweisung rührt von Wadsworth<sup>1)</sup> her. Der große Vorteil liegt in dem festen Anhaften des Silberüberzuges, den man, während er naß ist, ohne Schaden mit der Hand oder einem Wattebausch reiben kann.

Die reduzierende Lösung wird folgendermaßen angesetzt:

Hutzucker oder Kandiszucker	90 g
Konzentrierte Salpetersäure	4 ccm
Alkohol	175 ccm
Destilliertes Wasser	1000 ccm.

Der Zucker wird in Wasser gelöst und dann Alkohol und Salpetersäure hinzugefügt. Die Lösung sollte wenigstens eine Woche vor der Verwendung angesetzt werden; je länger sie steht, um so besser wird sie.

Die Silberlösung ist eine ammoniakalische Lösung von Silberoxyd, der man unmittelbar vor der Benutzung eine Lösung von Kaliumhydroxyd zusetzt, in der eine Gewichtsmenge dieser Substanz enthalten ist, welche halb so groß ist wie das verwendete Silbernitrat. Die Silberlösung wird erst bei Bedarf angesetzt.

Substanzmengen, berechnet für runde Spiegel:

Durchmesser des Spiegels	Fläche des Spiegels	Silbernitrat	Kalium- hydroxyd	Ammoniak (sp. G. 0·880)	Reduktions- lösung
cm	qcm	g	g	ccm	ccm
30	707·0	15·0	7·5	12·0	85
25	491·0	11·0	5·5	9·0	65
20	314·0	7·0	3·5	6·0	40
15	177·0	4·0	2·0	3·0	25
10	78·5	1·8	0·9	1·5	10
5	19·6	0·5	0·25	0·5	3

Man setzt die Silberlösung folgendermaßen an: Die erforderlichen Quantitäten Silbernitrat und Kaliumhydroxyd werden gesondert zu einprozentiger Lösung aufgelöst. Zu etwa neun Zehntel der Silberlösung wird die Ammoniaklösung zugesetzt, bis der zuerst auftretende Niederschlag eben wieder gelöst ist; dann fügt man noch soviel von der Silberlösung zu, bis der Niederschlag sich wieder bildet. Hierauf

<sup>1)</sup> Astrophys. Journ. 1. 252. 1895.

wird die Pottaschelösung dazu gegossen, die voraussichtlich den Niederschlag noch vergrößern wird. Jetzt fügt man abermals soviel Ammoniak hinzu, bis der Niederschlag wieder gelöst ist, dann abermals Silberlösung und setzt das umschichtige Verfahren solange fort, bis alles Silbernitrat zugegossen ist. Dabei hat man Sorge zu tragen, daß die letzte Zuschüttung eine solche von Silber ist. Man erhält so eine Flüssigkeit, die infolge der Gegenwart eines kleinen Überschusses von Silberoxyd opaleszierend erscheint; diese Opaleszenz ist absolut notwendig. Schwimmen irgend welche Teilchen in der Flüssigkeit, so wird die Lösung filtriert; es wird jetzt der erforderliche Betrag der reduzierenden Flüssigkeit zugefügt, gut vermischt und der Spiegel hierauf sofort eingetaucht. Man kann die Spiegelfläche nach oben oder nach unten richten, die Richtung nach oben ist aber deshalb vorzuziehen, weil man den Silberniederschlag beobachten kann; man muß in diesem Fall freilich die Flüssigkeit dauernd in Bewegung erhalten, um zu verhindern, daß ausgefällte Silberteilchen sich auf der Fläche absetzen. Die günstigste Temperatur beträgt 21° C.

Ist die Versilberung beendet, so nimmt man den Spiegel heraus, bringt ihn in schräger Stellung unter einen Strom reinen Wassers und reibt die ganze Oberfläche solange kräftig mit einem Bausch reiner Watte, bis die weiße Haut über dem Silber entfernt ist und der ganze Niederschlag glänzend und klar erscheint. Weitere Politur ist überflüssig. — Dieses Verfahren empfiehlt sich für die Halbversilberung nicht so sehr wie die anderen Prozesse, weil der gebildete Niederschlag, wenn auch haltbarer, so doch weniger gleichmäßig ist.

Das folgende Rezept von Edser und Stansfield<sup>1)</sup> liefert sehr gute Resultate für Halbversilberung. 1 g Silbernitrat wird in 20 ccm destillierten Wassers aufgelöst und konzentrierter Ammoniak (0·880 sp. Gew.) hinzugefügt, bis der Niederschlag eben wieder gelöst ist. Weiter setzt man eine Lösung von 1·5 g Kaliumhydroxyd in 40 ccm Wasser und abermals Ammoniak hinzu, bis der Niederschlag sich wieder löst; hierauf fügt man 80 ccm destillierten Wassers zu, hierauf Silbernitratlösung in beliebiger Konzentration, bis ein schwacher dauernder Niederschlag bleibt. Die Lösung füllt man zu 300 ccm auf.

Als Reduktionslösung nimmt man 1·8 g Milchzucker, der in 20 ccm heißen destillierten Wassers aufgelöst ist. Beide Lösungen werden erst unmittelbar vor der Versilberung zusammengegossen und hierauf der Spiegel mit der Fläche nach unten hineingebracht. Bei einer Temperatur von 15° braucht man gewöhnlich zehn Minuten für Halbversilberung und eine Stunde für volle Versilberung. Eine dicke Silberoberfläche, die man nach diesem Verfahren hergestellt hat, kann man mit Watte unter fließendem Wasser polieren.

Das Verfahren von Martin, welches Fabry und Perot für die Halbversilberung der Spiegel in ihrem Interferenzapparat (vgl. Kap. IX) benutzten, ist folgendes:

---

<sup>1)</sup> Nature. 56. 504. 1897.

Es werden vier Lösungen angesetzt:

A. Silbernitrat . . . . .	40 g
Destilliertes Wasser . . . . .	1000 ccm
B. Ammoniumnitrat . . . . .	60 g
Destilliertes Wasser . . . . .	1000 ccm
C. Kaliumhydroxyd (durch Alkohol gereinigt)	100 g
Destilliertes Wasser . . . . .	1000 ccm.

Um Lösung D herzustellen, werden 100 g reinen Kandiszuckers in 1000 ccm destillierten Wassers gelöst und dann 23 g Weinsäure zugesetzt; hierauf läßt man die Lösung zehn Minuten sieden. Nach der Abkühlung werden 200 ccm Alkohol zugesetzt und schließlich destilliertes Wasser, bis man 2000 ccm erhält.

Nun mischt man gleiche Teile A und B zusammen und ebenso gleiche Teile C und D. Beide Mischungen werden erst in dem Versilberungsgefäß zusammengewaschen und hierauf wird sofort der Spiegel mit der Fläche nach unten in die Flüssigkeit hineingehängt.

Selbstverständlich ist es unbedingte Voraussetzung, daß die Oberflächen, auf denen der Niederschlag sich bilden soll, absolut rein sind. Man reinigt die Flächen, indem man sie mit einem Wattebausch, der in warme Salpetersäure getaucht war, abreibt und sie hierauf sorgfältig mit Wasser abspült. Auch empfiehlt sich eine weitere Behandlung mit Alkohol, der natürlich abermaliges Abspülen folgen muß.

---



## Namen-Register.

- A**dney 165, 174, 197, 277.  
 Adeney 150.  
 Ames 148, 161, 164.  
 Amici 49.  
 Ampère 174.  
 Ångström 21, 31, 34, 336.  
 Arons 290.  
 Aschkinass 168.  
 Auer von Welsbach 317.  
  
**B**aeyer v. 427.  
 Balmer 368.  
 Baly 108, 304, 308, 312, 313, 327, 332.  
 Barnes 243, 291.  
 Bartholinus 73.  
 Basquin 287, 349.  
 Bayrac 318.  
 Becquerel 24, 196, 293.  
 Beckmann 286.  
 Bell 30, 34, 127, 146.  
 Benoît 218.  
 Boisboudran, Lecoq de 409.  
 du Bois 355.  
 Boys 190.  
 Brashear 425.  
 Brewster 314.  
 Bunsen 21, 103, 293.  
 Burbank 275.  
 Buys-Ballot 422.  
  
**C**adett 279.  
 Camichel 318.  
 Campbell 351.  
 Carson 150.  
 Carvallo 72, 182.  
 Cassie 72, 182.  
 Cauchy 56, 137, 176.  
 Christie 47.  
 Collie 104, 313.  
  
 Cornu 25, 76, 197, 198, 357.  
 Crew 290.  
 Crookes 39, 314, 317.  
 Cuthbertson 404.  
  
**D**aniell 315.  
 Davy 299.  
 Delachanal 293.  
 Descartes 1.  
 Desch 323, 327.  
 Deslandres 401 ff.  
 Dewar 197, 286, 289, 299, 315, 345, 350, 370.  
 Dobbie 322, 326.  
 Doppler 420.  
 Dufour 349.  
  
**E**ckhardt 277.  
 Eder 274, 279, 285.  
 Edser 114, 426.  
 Edwards 279.  
 Evershed 368.  
 Eversheim 213.  
  
**F**abry und Perot 35, 114, 224, 235, 290, 335, 358, 426.  
 Fizeau 175.  
 Formanek 318.  
 Foucault 19, 175.  
 Fowler 394.  
 Frankland 336, 342.  
 Fraunhofer 9, 16, 19, 41, 58.  
 Fresnel 14, 60.  
  
**G**alitzin, Fürst 142.  
 Gauss 84, 100.  
  
 Gehrcke 243, 333, 361.  
 Gifford 82, 90.  
 Goy 285.  
 Gray 355, 357, 366.  
 Grimaldi 9, 14.  
 de Grammont 344.  
  
**H**agenbach 298, 331.  
 Hale 300, 386.  
 Hamy 227, 291, 306.  
 Hartley 107, 197, 286, 294, 319, 320, 349, 370.  
 Hartmann 53, 70.  
 Hasselberg 315.  
 Heath 82.  
 Hemsalech 286, 295, 342, 358.  
 Heraeus 291.  
 Herschel, Sir John 19, 24, 174.  
 Herschel, Sir William 23, 174.  
 Higgs 275.  
 Hilger 44, 90, 137.  
 Hittorf 345.  
 Houston 357, 366.  
 Hübl 274.  
 Huff 417.  
 Humphreys 416, 417.  
 Huntington 320.  
 Huyghens 10, 74.  
  
**I**nglefield 24.  
  
**J**ansen 347.  
 Jewell 241, 351.  
 Johnstone Stoney 395.  
 Julius 194.

## Namen-Register.

- K**ayser 35, 105, 108, 109, 131, 133, 150, 162, 167, 241, 280, 331, 351, 355, 359, 370, 375, 385, 386 ff., 399, 401, 402, 408, 414.  
 Keeler 386.  
 Kempf 35.  
 Ketteler 67, 185.  
 King 303, 409.  
 Kirchoff 20, 103.  
 Konen 299, 316, 347.  
 Krüss 317, 319.  
 Kùch 291.  
 Kurlbaum 34, 191, 193.
- L**adenburg 347.  
 Laird 315.  
 Langley 24, 177.  
 Laubenthal 318.  
 Lauder 322.  
 Lecoq de Boisboudran 409.  
 Lehmann 276, 390.  
 Lindhagen 22.  
 Lippmann 100.  
 Littrow 91, 120.  
 Liveing 197, 286, 289, 299, 315, 345, 350, 370.  
 Lockyer 40, 286, 301, 302, 342, 344, 350.  
 Lorentz 352.  
 Lowry 330.  
 Lumière 279.  
 Lummer 191, 193, 243, 291, 333, 357, 361.  
 Lyman 207.
- M**artens 84.  
 Martin 220, 426.  
 Mascart 144, 196.  
 Masson 299.  
 Mc Quistan 357, 366.  
 Maxwell 216.  
 Mermet 293.  
 Michelson 35, 134, 208, 218, 249, 333, 336, 354.  
 Miller 315.  
 Mitscherlich 285.  
 Mohler 297, 300, 417.  
 Morrere 315.  
 Mouton 47, 176, 182.  
 Müller 37.
- N**agaoka 363.  
 Newton 1, 8, 79.  
 Nichols 185.  
 Nilson 317.  
 Nobert 21, 25.  
 Nutting 313, 344.
- O**economides 317.  
 Ostwald 316, 319.
- P**aliatseas 326.  
 Paschen 24, 72, 189, 192, 346, 354, 357, 362, 394.  
 Peirce 34.  
 Perot siehe Fabry.  
 Perutz 279.  
 Pflüger 71.  
 Pickering 59, 60, 384.  
 Pictet 417.  
 Plücker 305, 345, 349.  
 Precht 414.  
 Preston 73, 354, 357.  
 Pulfrich 71, 78, 110.
- R**amage 286, 349, 410.  
 Ramsay 313.  
 Ramsden 83.  
 Rayet 350.  
 Rayleigh, Lord 47, 56, 118, 122, 127, 223, 245, 324, 337.  
 Reese 303.  
 Ritter 196.  
 Ritz 395.  
 Roberts-Austen 286, 344.  
 Rowland 25, 27, 28, 34, 126, 128, 148, 166, 167, 208, 241.  
 Rubens 24, 67, 71, 76, 184, 187, 188.  
 Runge 108, 168, 279, 346, 356, 357, 370, 375, 386 ff., 394, 399, 401, 408, 414.  
 Rutherford 50.  
 Rutherford 26, 34.  
 Rydberg 355, 365, 370 ff., 410, 412.
- S**arasin 72, 75.  
 Scheele 23.  
 Scheiner 424.  
 Schenck 295, 342.
- Schleufner 279.  
 Schumann 25, 72, 198, 280.  
 Schuster 100, 247, 294, 341, 346, 381, 395, 412.  
 Schütze 319.  
 Seipen v. 400.  
 Simon 68.  
 Sirks 133, 159.  
 Smiles 330.  
 Smithells 348.  
 Snell 1.  
 Snow 185.  
 Soret 197.  
 Stansfield 426.  
 Stark 291, 423.  
 Stewart 357, 366.  
 Stokes 25, 196.  
 Stoney, Johnstone 395.  
 Swan 287, 347.  
 Syers 312.
- T**atnall 290.  
 Thalén 22, 406.  
 Thiele 395, 408.  
 Thollon 46, 176.  
 Travers 309.  
 Tresca 22.  
 Trowbridge 188.
- V**alenta 277, 285.  
 Vogel, H. C. 423, 424.  
 — H. W. 273, 318.
- W**adsworth 63, 92, 120, 159, 246, 255, 263, 425.  
 Walter 68.  
 Watts 105, 111, 412.  
 Wehnelt 292.  
 Welsbach, Auer von 317.  
 Wilsing 300.  
 Wollaston 8, 24, 196.  
 Wolf 350.  
 Wood 121, 165.  
 Wüllner 336, 347.
- Y**oung, Thomas 10, 13.
- Z**eeman 235, 352 ff., 415.  
 Zeiss 110.  
 Zschimmer 71.

## Sach-Register.

- Absolute Wellenlänge des Lichtes mit Gitter** 31.  
— — mit Interferometer 35, 219.  
**Absorbierende Lösungen zum Gebrauch bei Konkavgitter** 164.  
**Absorption und Emission, Kirchhoff'sches Gesetz** 20.  
— von Gelatine im Ultraviolett 207.  
— von Glas 25, 71.  
— von Isländischem Doppelspat 72.  
— von Luft 198.  
— von Quarz 72, 198.  
— des Lichtes durch Prismen 60.  
— — Einfluß auf das Auflösungsvermögen 253.  
— — Spektrum von Alkannin 318.  
— — — von Brom 315.  
— — — von Chlor 315.  
— — — von Jod 316.  
— — — von Metallsalzen 316.  
— — — von Nitraten 319.  
— — — von organischen Verbindungen 319.  
**Absorptionskurven organischer Substanzen** 320.  
**Achromatisierung von Linsen** 80.  
**Änderung der Wellenlänge durch Bewegung** 420.  
— — durch Druck 416.  
**Alizarinblau zur Sensibilierung von Platten** 275.  
**Alkannin** 318.  
**Ångström Skala** 21.  
— Einheit 21.  
**Antimon, Gesetzmäßigkeit im Spektrum** 400.  
**Argon, Gesetzmäßigkeit im Spektrum** 400.  
— Verwendung zur Entfernung von Wasserstoff a. d. Elektroden 311.  
**Ästigmatismus des Konkavgitters** 133.  
**Auflösungsvermögen von Gittern** 118.  
— — Prismen 56, 63.  
— — Stufengittern 136.  
— — Spektroskopen 245.  
— Einfluß der Absorption 253.  
**Aufstellung eines Stufengitters** 139.  
— eines Gitters 145, 161.  
— eines Prismas 99.  
**Auseinandergehen der Systeme von Interferenzfransen** 223, 228.  
**Autokollimation** 91.  
**Bandenspektren** 331.  
— bei Metallen 286.  
— Kopf und Schwanz 408.  
— Serien 401.  
**Bedingungen für maximale Wirksamkeit eines Spektroskops** 255.  
**Beugung** 10.  
**Beugungsgitter, allgemeine Theorie, Kap. VI** 117.  
**Beziehung zwischen den Spektren der Elemente derselben Gruppe** 409.  
— zwischen den Spektralserien derselben Elemente 378.  
**Bezugsnormalspektrum** 21, 25, 35, 36, 104, 107, 111, 168.  
**Bogen-Lampe** 287.  
— — Cadmium- 291.  
— — Quecksilber- 290.  
— -Spektren 287.  
— in Flüssigkeit 299.  
**Bolograph** 182.  
**Bolometer** 24, 177, 192.  
— Flächen- 178, 195.  
— Konstruktion desselben 193.  
— Linear- 192.  
**Brechung durch ein Prisma** 42.  
**Brechungsgesetze** 3.  
**Brechungsindex** 2, 42.  
— Einfluß der Temperatur 67.

- Brechungsindices für Luft 387.  
 — von Flußspat 72.  
 — — Gläsern 69.  
 — — Kalkspat 75.  
 — — Monobromnaphthalin 68.  
 — — Quarz 76.  
 — — Schwefelkohlenstoff 68, 70.  
 — — Steinsalz 77.  
 — — Sylvin 77.  
 Brechungswinkel 2.  
 Breite der Spektrallinien 336.  
 Brom, Absorptionsspektra 315.  
 — in Vakuumrohren 312.
- Cadmium** siehe Kadmium.  
 Chlor, Absorptionsspektra 315.  
 — in Vakuumrohren 312.  
 Coerulein zur Sensibilisierung photographischer Platten 275.  
 Cyan in Vakuumrohren 312.  
 Cyanin 275.  
 Cyanspektrum 287, 300, 402, 408.
- D<sub>1</sub>-Linie** des Natrium, Wellenlängenbestimmung durch Bell 30.  
 Diazoschwarz zur Sensibilisierung photographischer Platten 277.  
 Diffraction siehe Beugung.  
 Diffuse Linienserien 371.  
 Diskontinuierliche Spektra 19.  
 Dispersion von Gittern 131.  
 — von Prismen 48.  
 — von Stufengittern 138.  
 Dispersionskurve des Prismenspektroskops 106.  
 Dispersionsformel von Cauchy 56.  
 — von Hartmann 53.  
 Doppelbrechung in Quarz und Kalkspat 73.  
 Doppelsterne, spektroskopische 423.  
 Doppler-Effekt 297, 420.  
 Doublets konstanter Schwingungsdifferenz 370.  
 Drehung der Polarisations Ebene in Quarz 73, 75.  
 Druck von Gasen in Vakuumrohren 313.  
 — Wirkung auf die Wellenlänge 416.
- Effekt**, Doppler- 297, 420.  
 — Zeeman-, Kap. XVI 416.  
 Einatmige Gase in Vakuumrohren 311.  
 Eisenbogen, Spektrum der Hauptlinien 167.  
 — Benutzung als Vergleichsnormale 112, 167, 288.  
 Elektroden für Vakuumrohre 306.  
 — — Entfernung von Wasserstoff 310.  
 Elektronen 304, 352, 364, 423.  
 Emission und Absorption 20.
- Emulsion für Infrarot nach Abney 277.  
 — für Ultraviolett nach Schumann 280.  
 Erythrosin zur Sensibilisierung photographischer Platten 274.
- Farbstoffe** zur Sensibilisierung photographischer Platten 274.  
 Fehler eines Gitters 32, 127.  
 Flächenbolometer 178, 195.  
 Flammenspektra 284.  
 Flußspat, Brechungsindex 72.  
 — Reststrahlen 187.  
 Flüssigkeiten, Bogen- und Funkenspektra in ihnen 299.  
 Funken, Einfluß der Selbstinduktion 295.  
 — Mechanismus 294.  
 Funkenspektra 292.  
 — in Flüssigkeiten 299.
- Galvanometer** für bolometrische Zwecke 190.  
 Gase, Absorption 314.  
 — Druck in Vakuumröhren 313.  
 — Spektra 304.  
 Gelatine, Absorption im Ultraviolett 25, 198, 207.  
 Gelbes Spektralgebiet, Sensibilisierung von photographischen Platten für dieses 274.  
 Geister im Gitterspektrum 127.  
 Gesetzmäßigkeit im Spektrum von Antimon 400.  
 — — — von Zinn 399.
- Gitter** 16.  
 — absolute Bestimmung der Wellenlänge 30.  
 — allgemeine Theorie Kap. VI 117.  
 — Auflösungsvermögen 118.  
 — Dispersion 117.  
 — ebene 143.  
 — elementare Theorie 26.  
 — Fehler 32, 126.  
 — Geister 127.  
 — Helligkeit der Spektra 122.  
 — Konkav- 28.  
 — Messung der Wellenlänge 30, 143, 169.  
 — — — Fehler dabei 240.  
 — Minimum der Ablenkung 141.  
 — Normalspektra 29.  
 — periodische Fehler 127.  
 — Prüfung 32.  
 — Transmissions- 16, 145.  
 — Reflexions- 26, 145.  
 — Überlagerung der Ordnungen 29, 163.  
 Gitterkonstante 147.
- Glas, Absorption 25, 71.  
 — Dispersion 54.  
 — Brechungsindices 69, 70, 71, 81, 82.  
 — Verwendung für Linsen 79.  
 — — für Prismen 61.

- Grünes Spektralgebiet, Sensibilisierung von photographischen Platten für dieses 274.  
 Gruppe, diffuse (unscharfe) 378, 382.  
 — Haupt- 378, 383.  
 — Satelliten- (sekundäre) 382, 383.  
 — scharfe 378, 383.
- H**albbreite von Spektrallinien 214, 249.  
 Halbprisma 46.  
 Halbvversilberung 114, 426.  
 Hartleys Legierung für ein Vergleichsnormale 107.  
 Hauptserie 378.  
 Helligkeit der Gitterspektren 122.  
 — der Spektren 246.  
 — von Spektrallinien 113.  
 Helium, Linienserien 394.
- I**nduktionsapparat 292.  
 Infrarotes Spektralgebiet Kap. VIII 174.  
 — — bolometrische Messung desselben 177.  
 — — Entdeckung desselben 24.  
 — — Photographie desselben 175.  
 — — Sensibilisierung von photographischen Platten für dasselbe 276.
- Interferenz 11.  
 — Fransen, Kalibrierung einer Spektralphotographie 114.  
 — — Koinzidenzen 221.  
 — — Trennungen 223.  
 — — Sichtbarkeit 211.  
 — Methoden Kap. IX 208.  
 Interferenznormale (Etalons) 233.  
 Interferometer von Barnes 243.  
 — von Fabry und Perot 218, 224, 234.  
 — von Lummer-Gehrke 243.  
 — von Michelson 209.  
 — Messung von Wellenlängen 226.  
 Interpolationsformel von Cauchy 56.  
 — von Hartmann 53.
- Jod, Absorptionsspektrum 316.  
 Isochromatische photographische Platten 273.
- K**admium-Lampe 291.  
 —spektrallinien, absolute Wellenlänge 35, 218.  
 — Wellenlänge der Hauptlinien 105, 197.  
 Kalibrierung des Prismenspektroskops 102.  
 — von Spektralphotographien 104.  
 Kalium, Konvergenzfrequenz 392.  
 — Linienserie 398.  
 Kalkspat, Brechungsindex 75.  
 — Doppelbrechung 73.  
 Kohlenstoffspektren 347.  
 Kondensatorlinien 107, 263.
- Konkavgitter 28.  
 — Gebrauch von Absorptionslösungen 164.  
 — Aufstellung des Apparats 161.  
 — Aufstellung mit festem Arm 159.  
 — allgemeine Theorie 128.  
 — Astigmatismus 133, 159.  
 — Bestimmung der Wellenlänge 166.  
 — Brennkurve 130.  
 — übergreifende Spektren 163.  
 Konstanz der Schwingungsdifferenz bei Doublets und Triplets 370.  
 Konstitution organischer Substanzen aus ihren Absorptionsspektren 320.  
 Kontinuierliche Spektren 331.  
 Konvergenzfrequenz 374.  
 Köpfe von Banden 401, 408.  
 Kritischer Winkel 5.  
 Krümmung der Spektrallinien durch das Prisma 66.  
 Kurven der Absorption organischer Substanzen 319.  
 — der Sichtbarkeit von Interferenzfransen 216.
- L**ampe, Bogen- 287, 289.  
 — Cadmium- 291.  
 — Quecksilber- 290.  
 Länge der Spektrallinien 294, 341.  
 Legierung von Hartley 107.  
 Lichtverlust durch Absorption 60.  
 — Einfluß auf das Auflösungsvermögen von Prismen 253.  
 Linien, Breite 336.  
 — Charakter 113.  
 — diffuse Serien 371, 378.  
 — Halbbreite 214, 249.  
 — harmonische Serien Kap. XV 368.  
 — Hauptserien 378.  
 — Intensität 113.  
 — Länge 294, 341.  
 — der Luft 293.  
 — Umkehrung 113, 349.  
 — Satellitenserien 382.  
 — scharfe 371, 378.  
 — Struktur 333.  
 — verstärkte 302.  
 Linsen 78, 107.  
 Lithium, Linienserien 389.  
 Lösungen für Versilberung 425.  
 Luftabsorption im Ultraviolett 198.  
 — Brechungsindex 387.  
 Luftlinien in den Spektren 293.
- M**agnesium, Linienserie 376.  
 Magnetfeld, Wirkung auf die Spektrallinien 352.  
 Mechanismus des Funkens 294.  
 Mehrzahl von Spektren 345.

- Messung von Spektralaufnahmen 111, 169.  
 — von Wellenlängen mit Gitter 166.  
 — — — Fehler dabei 241.  
 — — — mit Interferometer 228.  
 — — — mit Prisma 102.  
 Metalle, Bandenspektren 286.  
 Metallsalze, Absorptionsspektren 318.  
 Methode der Koizidenzen 30, 166.  
 Mikrometer 108.  
 — Okular- 84.  
 — Schrauben- 27, 109, 111.  
 Minimum der Ablenkung bei Gittern 144.  
 — — — bei Prismen 43.  
 Monobromnaphthalin, Brechungsindex 68.
- N**atrium, Bells Bestimmung der Wellenlänge der D<sub>1</sub>-Linie 33.  
 — Linienserien 390, 398.  
 Nebelige Linien siehe diffus.  
 Neon, Wellenlänge der roten Linien 108.  
 Nigrosin zur Sensibilisierung photographischer Platten 277.  
 Nitrate, Absorptionsspektren 319.  
 Nitrosodimethylanilin 121.  
 Normalsonnenspektrum Ångström 21.  
 — Fabry und Perot 240.  
 — Rowland 25, 29, 30, 168.  
 Normalspektren mit Gitter 28.  
 Normalspektrum des Eisenbogens (Kayser) 112, 168.  
 Normaltriplekt im Magnetfeld 354.  
 Normalwellenlängen von Cadmium (Michelson) 35, 218.  
 — von Eisen etc. (Fabry u. Perot) 239.  
 — nach Interferenzmethoden 35, 218.
- Ö**kularmikrometer 108.  
 Organische Verbindungen, Absorptionsspektren 319.  
 Orthochromatische Platten 274.
- P**aare von konstanter Schwingungsdifferenz 370.  
 Parallele Strahlen, Einstellung 99.  
 Periodischer Fehler eines Gitters 127.  
 Phosphoreszenzspektren 313.  
 Photographie des Spektrums, Kap. XI 273.  
 — — — im Infrarot 175.  
 — — — im Ultraviolett 196.  
 — — — Entwicklung 275, 279, 282.  
 — — — Kalibrierung 104.  
 — — — Messung 111, 169.  
 Photographische Platte, Färbung 274.  
 — — für Infrarot (Abney) 277.  
 — — für Ultraviolett (Schumann) 280.
- Baly - Wachsmuth, Spektroskopie.
- Prisma, Abmessungen 59.  
 — Absorption des Lichts 60.  
 — Auflösungsvermögen 56, 63.  
 — Brechung 41.  
 — Dispersion 47.  
 — für gerade Durchsicht 48.  
 — Halb- 46.  
 — für konstante Ablenkung 44.  
 — Lichtverlust durch Absorption 60.  
 — — durch Reflexion 60.  
 — Linienkrümmung 66.  
 — Material 66.  
 — Minimum der Ablenkung 43.  
 — Quarz- (2 Hälften) 76.  
 — Totalreflexion 43.  
 Prismenspektroskop, Kap. IV 85.  
 — mit festem Arm 90.  
 — mit gerader Durchsicht 85, 88.  
 — Einstellung 99.  
 — Littrow-Typus 91.  
 — mit mehrfachem Strahlengang 92.  
 — für photographische Zwecke 90.  
 — Wellenlängenbestimmung 102.  
 — Wirkungsgrad 245.  
 Prüfung von Gittern 32.
- Q**uartz, Absorption im Ultraviolett 198.  
 — Brechungsindex 76.  
 — Doppelbrechung 73.  
 — Drehung der Polarisationsebene 73, 75.  
 — -Flußspat, Linsen 82.  
 — -Kalkspat, Linsen 82.  
 — -Prisma aus zwei Teilen 76.  
 — rechts- und linksdrehende Kristalle 76.  
 Quecksilber-Lampe 290.  
 — -Linien 333, 335.  
 — Triplets im Spektrum 392.
- R**adiometer 186.  
 Radiomikrometer 189.  
 Ramsden-Okular 83.  
 Reflexionsgitter 145.  
 Reinheit des Spektrums 246.  
 Restlinien (raies ultimes) 344.  
 Reststrahlen 187.  
 Rotes Spektralgebiet, photographische Platten für dieses 277.  
 — — Sensibilisierung photographischer Platten 274.  
 Rubidium, Konvergenzfrequenz 392.
- S**alze, Absorptionsspektren 316.  
 — Bogenspektren 287.  
 — Funkenspektren 292.  
 Satellitenserie 382.  
 Scharfe Linienserien 371, 378.  
 Schieber vor dem Spalt 40.  
 Schwänze und Köpfe von Banden 408.  
 Schwefelkohlenstoff, Brechungsindex 68, 70.

- Selbstinduktion, Einfluß auf den Funken 295.  
 Selbstumkehrung 300, 349.  
 Sensibilisierung photographischer Platten für Rot, Gelb und Grün 274.  
 Serien von Linien im Spektrum, Kap. XV 368.  
 — diffuse 371.  
 — Haupt- 378.  
 — Satelliten- 382.  
 — scharfe 371, 378.  
 — im Bandenspektrum 401.  
 — im Spektrum von Antimon 400.  
 — — — von Argon 400.  
 — — — von Helium 394.  
 — — — von Kalium 398.  
 — — — von Lithium 389.  
 — — — von Natrium 391, 398.  
 — — — von Wasserstoff 369, 386.  
 — — — von Zinn 399.  
 Sichtbarkeit von Interferenzfransen 211.  
 Silberspiegel, Rezepte 425.  
 Siliciumtetrafluorid in Vakuumröhren 312.  
 Sonne, Konstitution 20.  
 Sonnenspektrum 21.  
 — Angströms Normaltafel 21.  
 — Cornus Tafel für Ultraviolett 25.  
 — Rowlands Normaltafel 25, 28, 30, 166.  
 Spalt 37.  
 Spiegelmetall 128.  
 Standard siehe Normal.  
 Staublinien 133.  
 Steinsalz, Brechungsindex 77.  
 Sterne, spektroskopische Doppel- 423.  
 — variable 323.  
 Stereokomparator 110.  
 Stickstoff, Bandenspektra 404.  
 — in Vakuumröhren 345.  
 Struktur der Spektrallinien 333.  
 Stufengitter 134.  
 Swan-Spektrum 287, 347.  
 Sylvin, Brechungsindex 77.  
 — Reststrahlen 188.  
 Tafeln des Sonnenspektrums s. dieses.  
 — des praktischen Auflösungsvermögens von Spektroskopen 250, 252.  
 Teilmaschine 27.  
 Total reflektierendes Prisma 43.  
 Transmissionsgitter 145.  
 Trembleur (Fabry und Perot) 290.  
 Triplets von konstanter Schwingungsdifferenz 370.  
 — normale im Magnetfeld 354.  
 Überlagerung der Ordnungen bei dem Gitter 18, 30, 163.  
 Ultraviolettes Spektralgebiet 24, 196.  
 — — photographische Platten für dieses (Schumann) 280.  
 — — photographische Aufnahme 198, 273.  
 Umkehrung der Spektrallinien 349.  
 Vakuumröhre 305.  
 — Apparat zur Füllung 308.  
 — Druck der Gase 313.  
 Vakuumspektrograph 199.  
 Variable Sterne 323.  
 Vergleichsnormale siehe Bezugsnormale.  
 Vergleichung von Spektren 106.  
 — — — mit Konkavgitter 134, 169.  
 Verstärkte Linien (Lockyer) 302.  
 Wasserstoff, äußerstes ultraviolettes Spektrum 206.  
 — Linien, Balmer's Serie 369.  
 — — Hauptserie 384, 386.  
 — — zweite Nebenserie 386.  
 Wellenlänge, absolute Messung mit dem Gitter 30, 166.  
 — — — mit dem Interferometer 35, 218.  
 — Änderung durch Bewegung in der Sehlinie 420.  
 — — durch Druck 416.  
 — Messung durch Vergleichung mit einem Normalspektrum mit Gitter 169.  
 — — mit Interferometer 228.  
 — — mit Prisma 102.  
 Wellenlängen der Cadmiumlinien 35, 105, 197, 218.  
 — der Heliumlinien 104.  
 — der Kaliumlinien 105, 197.  
 — der Lithiumlinien 389.  
 — der Natriumlinien 390.  
 — der Neonlinien (rot) 108.  
 Wirkungsgrad des Spektroskops 245.  
 Zeeman-Effekt, Kap. XIV 352.  
 Zerlegung von Linien im Magnetfeld 353.  
 Zinn, Gesetzmäßigkeit im Spektrum 399.  
 — Bandenspektrum 400.

Verlag von Julius Springer in Berlin N.

---

**Grundzüge der Elektrochemie** auf experimenteller Basis. Von Dr. **Robert Lüpke**. Fünfte, neu bearbeitete Auflage von Professor Dr. **E. Bose**, Dozent für physikalische Chemie und Elektrochemie an der Technischen Hochschule in Danzig. Mit 80 Textfiguren und 24 Tabellen.  
In Leinwand gebunden Preis M. 6,—.

---

**Die Entwicklung der Spektrochemie.** Vortrag, gehalten vor der Royal Institution zu London am 26. Mai 1905 von **Julius Wilhelm Brühl**.  
Preis M. 1,—.

---

**Lehrbuch der theoretischen Chemie.** Von Dr. **Wilh. Vaubel**, Privatdozent an der technischen Hochschule zu Darmstadt. Zwei Bände. Mit 222 Textfiguren und 2 lithogr. Tafeln. Preis M. 32,—; in Leinwand gebunden M. 35,—.

**Ludwig Boltzmann** urteilt über das Buch: . . . Bücher über theoretische Chemie schießen eins nach dem andern wie Pilze aus der Erde, die Aufgabe, die zu lösen ist, ist jedoch keine leichte. Eines der besten Werke darüber ist das von **Vaubel**. . . Es wird gewiß jeder darin reiche Belehrung finden, der Auskunft sucht über irgend eine Tatsache des ausgedehnten Gebietes, wo die Chemie sich der Physik zu nähern beginnt, oder wo umgekehrt die Physik nicht ohne Beziehung der Begriffe der Chemie auskommt.

---

**Die Radioaktivität.** Von **E. Rutherford**, D. Sc., F. R. S., F. R. S. C., Professor der Physik an der Mc Gill-Universität zu Montreal. Unter Mitwirkung des Verfassers ergänzte autorisierte deutsche Ausgabe von Professor Dr. **E. Aschkinass**, Privatdozent an der Universität Berlin. Mit 110 Textfiguren.  
Preis M. 16,—; in Leder gebunden M. 18,50.

---

**Die binokularen Instrumente.** Nach Quellen bearbeitet von Dr. **M. von Rohr**, wissenschaftlicher Mitarbeiter der optischen Werkstätte von Carl Zeiß in Jena. Mit 90 Textfiguren und einer Tafel. Preis M. 6,—.

---

**Die Theorie der optischen Instrumente.** Bearbeitet von wissenschaftlichen Mitarbeitern an der optischen Werkstätte von Carl Zeiß.  
Erster Band: Die Bilderzeugung in optischen Instrumenten vom Standpunkte der geometrischen Optik.  
Bearbeitet von P. Culmann, S. Czapski, A. König, F. Löwe, M. von Rohr, H. Siedentopf, E. Wandersleb. Herausgegeben von Dr. **M. von Rohr**. Mit 133 Textabbildungen. Preis M. 18,—.

---

**Theorie und Geschichte des photographischen Objektivs.** Nach Quellen bearbeitet von Dr. **M. von Rohr**, wissenschaftlicher Mitarbeiter der optischen Werkstätte von Carl Zeiß in Jena. Mit 148 Textfiguren und 4 lithographierten Tafeln. Preis M. 12,—.

---

**Mathematische Theorie des Lichts.** Vorlesungen, gehalten von **H. Poincaré**. Redigiert von J. Blondin, Privatdozent an der Universität zu Paris. Autorisierte deutsche Ausgabe von Dr. E. Gumlich und Dr. W. Jaeger. Mit 35 Textfiguren. Preis M. 10,—.

---

Zu beziehen durch jede Buchhandlung.



**Elektrizität und Optik.** Vorlesungen, gehalten von **H. Poincaré**, Professor und Mitglied der Akademie. Redigiert von **J. Blondin** und **Bernard Brunhes**, Privatdozenten an der Universität zu Paris. Autorisierte deutsche Ausgabe von **Dr. W. Jaeger** und **Dr. E. Gumlich**.

Erster Band: Die Theorien von Maxwell und die elektromagnetische Lichttheorie. Mit 39 Textfiguren. Preis M. 8,—.

Zweiter Band: Die Theorien von Ampère und Weber. — Die Theorie von Helmholtz und die Versuche von Hertz. Mit 15 Textfiguren. Preis M. 7,—.

---

**Lehrbuch der Physik.** Von **J. Violle**, Professor an der École Normale zu Paris. Deutsche Ausgabe von **Dr. E. Gumlich**, **Dr. L. Holborn**, **Dr. W. Jaeger**, **Dr. D. Kreichgauer**, **Dr. St. Lindeck**.

Erster Teil: **Mechanik.** Erster Band: Allgemeine Mechanik und Mechanik der festen Körper. Mit 257 Textfiguren. Preis M. 10,—; geb. M. 11,20. — Zweiter Band: Mechanik der flüssigen und gasförmigen Körper. Mit 309 Textfiguren. Preis M. 10,—; geb. M. 11,20.

Zweiter Teil: **Akustik und Optik.** Erster Band: Akustik. Mit 163 Textfiguren. Preis M. 8,—; geb. M. 9,20. — Zweiter Band: Geometrische Optik. Mit 270 Textfiguren. Preis M. 8,—; geb. M. 9,20.

Band III: „**Physikalische Optik**“ befindet sich in Vorbereitung.

Teil III: „**Wärme**“ und Teil IV: „**Elektrizität und Magnetismus**“ werden nach dem Erscheinen des französischen Originals zur Ausgabe gelangen.

---

**Die wichtigsten Begriffe und Gesetze der Physik** unter alleiniger Anwendung der gesetzlichen und der damit zusammenhängenden Maßeinheiten. Von **Dr. O. Lehmann**, Professor der Physik an der Technischen Hochschule zu Karlsruhe. Preis M. 1,—.

---

**Die neueren Wandlungen der elektrischen Theorien** einschließlich der Elektronentheorie. Zwei Vorträge von Professor **Dr. G. Holzmüller**. Mit 22 Textfiguren. Preis M. 3,—.

---

**Ergebnisse und Probleme der Elektronentheorie.** Vortrag von Professor **H. A. Lorentz**. Zweite, durchgesehene Auflage. Preis M. 1,50.

---

**Landolt-Börnstein, Physikalisch-chemische Tabellen.** Dritte umgearbeitete und vermehrte Auflage. Unter Mitwirkung zahlreicher Chemiker und Physiker und mit Unterstützung der Kgl. Preußischen Akademie der Wissenschaften herausgegeben von **Dr. Richard Börnstein**, Professor der Physik an der Landwirtschaftlichen Hochschule zu Berlin, und **Dr. Wilhelm Meyerhoffer**, Professor, Privatdozent an der Universität zu Berlin. In Moleskin gebunden Preis M. 36,—.

---

**Naturkonstanten in alphabetischer Anordnung.** Hilfsbuch für chemische und physikalische Rechnungen mit Unterstützung des Internationalen Atomgewichtsausschusses herausgegeben von Professor **Dr. H. Erdmann**, Vorsteher, und Privatdozent **Dr. P. Köthner**, erstem Assistenten des Anorganisch-Chemischen Laboratoriums der Kgl. Technischen Hochschule zu Berlin. In Leinwand gebunden Preis M. 6,—.

---

**Höhere Mathematik** für Studierende der Chemie und Physik und verwandter Wissensgebiete. Von **J. W. Mellor**. In freier Bearbeitung der zweiten englischen Ausgabe herausgegeben von **Dr. Alfred Wogrinz** und **Dr. Arthur Szarvassi**. Mit 109 Textfiguren. Preis M. 8,—.

---