

**2. Über das ultrarote  
Absorptionsspektrum des Wasserdampfes<sup>1)</sup>;  
von Gerhard Hettner.**

(Auszug aus dem experimentellen Teil der Berliner Dissertation.)

(Hierzu Tafel I.)

Die Kenntniss der ultraroten Absorption des Wasserdampfes ist in mehrfacher Hinsicht von großem Interesse. Erstens lassen sich aus dem Absorptionsspektrum des Wasserdampfes wichtige theoretische Schlußfolgerungen über den Bau und die Bewegung der Wasserdampfmoleküle ziehen, wodurch eine Prüfung der Bjerrumschen Theorie im besonderen und auch der Quantentheorie im allgemeinen ermöglicht wird. Hiervon wird in der anschließenden theoretischen Arbeit noch ausführlich die Rede sein. Zweitens hat die Wasserdampfabsorption für viele Vorgänge in der Erdatmosphäre eine große Bedeutung. Es sei nur an die Theorie von Arrhenius<sup>2)</sup>, erinnert, nach der der Gehalt der Atmosphäre an Wasserdampf und Kohlensäure für das Klima auf der Erde maßgebend ist und im besonderen die Eiszeiten durch eine Änderung dieses Gehaltes herbeigeführt worden sind.

Das ultrarote Wasserdampfspektrum ist daher schon mehrfach untersucht worden, hauptsächlich von Hrn. Paschen<sup>3)</sup>, von den Herren Rubens u. Aschkinass<sup>4)</sup> und von Frl. v. Bahr<sup>5)</sup>. Diese Arbeiten lassen jedoch keine Schlüsse auf die genaue Größe der Absorption zu. Es wurden nämlich als Absorptionsgefäße beiderseits offene Rohre be-

---

1) Die dieser Arbeit zugrunde liegenden Messungen waren schon im Herbst 1915 beendet; aus äußeren Gründen gelangen sie erst jetzt zur Veröffentlichung.

2) S. Arrhenius, *Phil. Mag.* (5) **41**, p. 237. 1896.

3) F. Paschen, *Wied. Ann.* **50**, p. 409. 1893; **51**, p. 1; **52**, p. 209; **53**, p. 335. 1894.

4) H. Rubens u. E. Aschkinass, *l. c.* **64**, p. 584; **65**, p. 241. 1898.

5) E. v. Bahr, *Verh. d. D. Physik. Ges.* **15**, p. 731, 1150. 1913.

nutzt, durch die Wasserdampf in konstantem Strome hindurchgeblasen wurde. Da man bei diesem Verfahren nicht sicher ist, ob der Wasserdampf das ganze Rohr ausfüllt oder ob er in der Nähe der Enden mit Luft vermischt ist, kann man die wirksame Schichtdicke nicht genau angeben. Wird dagegen, wie in der Arbeit von Frl. v. Bahr, die Absorption des in der Zimmerluft vorhandenen Wasserdampfes gemessen, so läßt sich wiederum die von der Strahlungsquelle emittierte Energie nur ungefähr bestimmen.

Noch andere Gründe ließen eine neue einheitliche Untersuchung des ultraroten Wasserdampfspektrums wünschenswert erscheinen. Die oben erwähnten Arbeiten von Hrn. Paschen stammen aus den Jahren 1893 und 1894, die Arbeit von den Herren Rubens u. Aschkinass aus dem Jahre 1898. Seit dieser Zeit haben sich die experimentellen Hilfsmittel, die uns zur Aufnahme ultraroter Spektren zur Verfügung stehen, wesentlich vervollkommen. Es sei nur bemerkt, daß diese Untersuchungen noch mit dem Zirkonbrenner als Strahlungsquelle ausgeführt werden mußten. Daher war zu erwarten, daß sich jetzt das Wasserdampfspektrum mit weit größerer Dispersion würde aufnehmen lassen, und daß sich infolgedessen neue Einzelheiten zeigen würden. Diese Erwartung hat sich auch bestätigt.

Es wurde das Absorptionsspektrum des Wasserdampfes vom sichtbaren Gebiete bis zu einer Wellenlänge von  $34 \mu$  aufgenommen. Die Ergebnisse der im langwelligen Teile dieses Spektralgebietes, von  $7,5 \mu$  ab, angestellten Messungen sind bereits veröffentlicht<sup>1)</sup>, so daß auf sie nur kurz, und soweit es der Zusammenhang nötig macht, eingegangen zu werden braucht.

#### Die Apparate.

Zu den Messungen wurden als *Strahlungsquellen* Nernstbrenner für 110 Volt und 1 Amp. benutzt. Wegen der erforderlichen Konstanz der Stromstärke wurden sie aus einer Akkumulatorenbatterie gespeist. Die Stromstärke wurde an einem ständig eingeschalteten Amperemeter kontrolliert; doch war es nur selten nötig, die Stromstärke während der Mes-

---

1) H. Rubens u. G. Hettner, Ber. d. Preuß. Akad. d. Wiss. 1916. p. 167; Verh. d. D. Physik. Ges. 18. p. 154. 1916.

sungen nachzuregulieren. Im langwelligeren Teile des Spektrums wurden die Brenner nur mit ca. 90 Proz. der normalen Stromstärke gebrannt, weil man dadurch an langwelliger Energie nur wenige Prozente einbüßt, während die Verunreinigung durch kurzwellige Strahlung bedeutend verringert wird.

Wegen der großen Unterschiede im Absorptionsvermögen des Wasserdampfes für die in Betracht kommenden Spektralbereiche mußten zwei verschiedene Absorptionsgefäße gebaut werden. Da kein Material bekannt ist, das jenseits  $9 \mu$ , wo Flußspat undurchlässig wird, genügend durchlässig ist und vom Wasserdampf nicht angegriffen wird, so mußte auf die Anwendung von Verschlußplatten verzichtet werden. Trotzdem sollte die Schichtdicke möglichst unveränderlich und genau bekannt sein. Dies wurde durch die folgenden Konstruktionen erreicht:

*Das größere Absorptionsgefäß* (Fig. 1) mit einer Schichtdicke von ca. 1 m bestand aus einem vertikal aufgestellten Messingrohr von 10 cm Durchmesser und 64,5 cm Länge. Es wurde von zwei eisernen Säulen *A* getragen, die unten in einen Dreifuß *B* eingelassen waren. In das obere Ende wurde ein 6 cm langes Rohrstück *C* hineingeschoben, das unten durch einen Boden *D* verschlossen war. Dieser Boden trug einen mit Hilfe dreier Schrauben verstellbaren Hohlspiegel *E*. Durch Verschieben des Rohrstückes *C* mit diesem Hohlspiegel konnte die Schichtdicke ein wenig verändert werden. Sie betrug bei den Messungen bis  $5,3 \mu$  109,0 cm, von da ab 104,0 cm. Da der Hohlspiegel *E* mit samt dem ganzen Apparate auf über  $100^\circ$  erhitzt werden mußte, war es nötig, ihn aus Metall herstellen zu lassen, da die gewöhnlichen versilberten Glasspiegel die Silberschicht beim Erhitzen sofort verlieren. Der Hohlspiegel wurde aus einer 10 mm dicken Platte<sup>1)</sup> aus gewalztem Reinnickel geschliffen<sup>2)</sup>, hatte 8 cm Durchmesser und 30 cm Brennweite. Das untere Ende des Rohres war durch einen doppelten Boden *F* verschlossen, der 2 cm vom Rohrende entfernt war. In diesem Boden befanden sich zwei rechteckige Öffnungen von  $3 \times 24$  mm und

1) Geliefert von dem Messingwerk Reinickendorf, A.-G.

2) Von Brandes & Schünemann, Berlin W 62.

20 × 38 mm. Unterhalb dieser Öffnungen waren ein Planspiegel *G* und ein Hohlspiegel *H* angebracht, die von zwei kleinen, auf dem Dreifuße befestigten Stativen getragen wurden. Der 2,5 × 5,5 cm große Planspiegel mußte, weil er der einen Öffnung sehr nahe war, auf ca. 70° geheizt werden, um ein Beschlagen zu verhindern. Er mußte daher ebenfalls aus Metall hergestellt werden, und zwar wurde er aus 5 mm dickem Blech von gewalztem Reinnickel geschliffen. Die Heizung geschah elektrisch mit Hilfe einiger hinter den Spiegel gelegter Windungen eines mit Asbest umsponnenen Drahtes. Der Hohlspiegel *H* war ein gewöhnlicher versilberter Glasspiegel von 5,4 cm Durchmesser und 7 cm Brennweite.

Zur Messung der Temperatur im Absorptionsrohr dienten zwei Silber-Konstantan-Thermoelemente, die durch zwei bei *J* und *K* angebrachte kleine Rohrstützen so weit eingeführt wurden, daß sich ihre Lötstellen in der Achse des Absorptionsrohres befanden. Außerdem war die den Nickelhohlspiegel *E* tragende Schraube *L* axial durchbohrt, so daß auch hier ein Thermoelement hineingeschoben werden konnte, das zur Messung der Temperatur des Hohlspiegels diente. Seine Lötstelle befand sich nur ca. 3 mm hinter der spiegelnden Fläche.

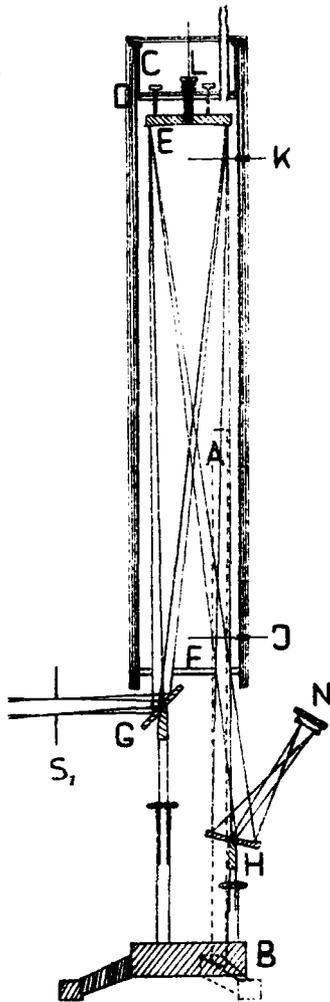


Fig. 1.

Um das Rohr wurde zunächst eine Schicht Asbestpapier gelegt und auf diese eine Heizspirale gewickelt. Um die Wärmeabgabe an die Umgebung möglichst zu vermeiden, wurde

nun um das Ganze Asbestpappe und eine Schicht Watte gelegt. Infolge dieser guten Wärmeisolierung genügte eine Leistung von nur 96 Watt, um alle Teile des Rohres auf einer Temperatur von über  $100^{\circ}\text{C}$  zu halten und damit eine Kondensation von Wasserdampf innerhalb des Rohres unmöglich zu machen. Naturgemäß bildete sich infolge der am unteren Ende vorhandenen Öffnungen in vertikaler Richtung ein Temperaturgefälle aus. Die Temperatur betrug durchschnittlich oben  $141^{\circ}$ , unten  $113^{\circ}$ , so daß man für die absorbierende Wasserdampfschicht eine mittlere Temperatur von  $127^{\circ}$  annehmen kann. Die Temperatur des Nickelhohlspiegels betrug durchschnittlich  $134^{\circ}$ , so daß ein Beschlagen des Spiegels ausgeschlossen war.

Zum Einleiten des Wasserdampfes war in den oberen Boden *D* ein Rohrstück eingeschraubt. Die Erzeugung des Dampfes geschah in einer Kochflasche von 2 Liter Inhalt, die elektrisch geheizt wurde. Dazu war die untere Hälfte ihres kugelförmigen Teiles mit einer Anzahl Windungen asbestumsponnenen Drahtes umgeben. Die Flasche war durch ein kurzes, schräg aufwärts geführtes Zuleitungsrohr mit dem Absorptionsapparate verbunden. Kondenswasser, das sich bei Beginn eines Versuches in dem noch kalten Zuleitungsrohre bildete, floß daher in die Flasche zurück. Flasche und Rohr waren durch Asbest und Watte gegen Wärmeabgabe tunlichst geschützt.

Die Vorteile dieses Absorptionsapparates, der sich sehr bewährt hat, beruhen vor allem auf seiner vertikalen Stellung, auf der Lage der Öffnungen am unteren Ende und auf deren geringer Größe. Diese Umstände bewirken, daß der Wasserdampf, durch sein geringes spezifisches Gewicht im Rohre festgehalten, nur durch Diffusion zu entweichen strebt, und daß daher, wie weiter unten beschriebene Versuche (p. 489) bewiesen haben, ein ganz langsamer Wasserdampfstrom zur Verdrängung der Luft ausreichte. Dies ist von großer Wichtigkeit; denn ein starker Wasserdampfstrom hätte außerhalb des Rohres in der Nähe der Öffnungen eine starke Vermischung der Luft mit Wasserdampf hervorgerufen, was die wirksame Schichtdicke in unkontrollierbarer Weise vergrößert hätte. Dies war, wie die erwähnten Versuche ebenfalls zeigten, nicht der Fall. Außerdem wären in dem Spektralgebiete, in dem

ein Steinsalz- oder Sylvinprisma verwendet werden muß, durch einen starken Dampfstrom große Schwierigkeiten entstanden. Denn ein dadurch bewirkter hoher Wasserdampfgehalt der Zimmerluft hätte infolge der starken Hygroskopie dieser Stoffe ein Beschlagen der Prismenflächen hervorgerufen, wodurch weitere Messungen unmöglich gemacht worden wären.

Das kleinere Absorptionsgefäß (Fig. 2) für eine Schichtdicke von 32,4 cm war ein horizontales Messingrohr von 6 cm Durchmesser und 14 cm Länge. Es war durch zwei Messingplatten *A* und *B* verschlossen, die 1 cm von den Rohrenden entfernt waren. In diesen befanden sich vertikale Schlitzze von  $6 \times 25$  mm Größe. Außerdem waren an ihrer Innenseite zwei durch Schrauben verstellbare Messingbüchsen *C* und *D*

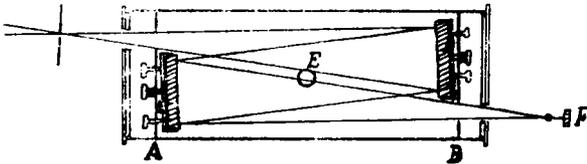


Fig. 2.

befestigt, in die sich zwei Hohlspiegel von 30 mm Durchmesser und 15 cm Brennweite einsetzen ließen. Es wurden zwei Paar solcher Hohlspiegel angefertigt, eins aus gewalztem Reinickel für die Messungen mit Prisma, und eins aus Flußspat für die Messungen mit dem Gitter. Das Rohr wurde mit Asbestpapier bedeckt, mit einer Heizspirale umwickelt und ähnlich wie das andere Absorptionsgefäß gegen Wärmeabgabe geschützt. Oben bei *E* war ein Rohrstutzen zum Einleiten des Dampfes angebracht. Durch einen Strom von 1,4 Amp. wurde das Rohr auf  $127^{\circ}$  erwärmt. Zur Temperaturmessung diente ein bis in die Mitte des Rohres eingeführtes Thermoelement.

Dieses Absorptionsgefäß wurde nicht auf einem besonderen Fuße montiert, sondern es wurde der eine Arm des Spektrometers durch eine Stange verlängert und an dieser das Absorptionsgefäß befestigt. An dieser Stange wurde auch der Nernstbrenner *F*, nach allen Richtungen verstellbar, angebracht. Diese Verbindung des Absorptionsrohres und der Strahlungsquelle mit dem Spektrometer war deshalb sehr

vorteilhaft, weil bei den Gittermessungen, für die dieses Absorptionsgefäß benutzt wurde, die Einstellung der Wellenlängen durch Drehung des einen Spektrometerarmes geschah und Absorptionsrohr und Strahlungsquelle mit diesem Arme mitbewegt werden mußten. Andererseits erforderte dieser Umstand, daß das Absorptionsrohr nicht zu schwer und kompliziert sein durfte. Deshalb wurde hier auf die an sich vorteilhaftere vertikale Aufstellung verzichtet. Auch bringt der einfachere Strahlengang bei einem horizontalen Rohre geringere Verluste an Energie mit sich, mit der man in dem langwelligen Gebiete, in dem das Rohr verwendet wurde, häuslicherisch umgehen muß. Da ferner die geringe verfügbare Energie die Meßgenauigkeit beeinträchtigt, kommt die Unsicherheit in der Bestimmung der wirksamen Schichtdicke, die bei horizontaler Aufstellung etwas größer ist, nicht so sehr in Betracht.

Die Erzeugung des Wasserdampfes geschah bei einem Teil der Messungen in derselben Weise wie bei dem großen Absorptionsgefäße. Jenseits  $21,5 \mu$  erwies sich jedoch auch bei diesem Rohre die Schichtdicke als viel zu groß. Sie hätte in diesem Spektralgebiete nur wenige Zentimeter betragen dürfen. Bei einer so kleinen Schichtdicke wäre jedoch die Unsicherheit wegen der offenen Enden von derselben Größenordnung gewesen wie die Schichtdicke selbst, so daß diese nicht nur unbekannt, sondern wahrscheinlich auch zeitlich inkonstant gewesen wäre. Es wurde deshalb zu diesen Messungen nicht reiner Wasserdampf, sondern ein Wasserdampf-Luft-Gemisch verwendet. Nach einigen Versuchen gelang es mit folgender Vorrichtung, einen Strom eines solchen Gemisches von konstanter Zusammensetzung und Geschwindigkeit herzustellen: Durch den einen Hals einer Woulfeschen Flasche (Fig. 3) von  $\frac{3}{4}$  Liter Inhalt war ein bis in die Nähe des Bodens reichendes Porzellanrohr *A* luftdicht durchgeführt. In seinem Inneren befand sich eine Heizspirale von  $4 \Omega$  Widerstand. Sein unteres Ende setzte sich in ein Glasrohr *B* fort, das rechtwinklig umgebogen und zu einer Spitze ausgezogen war. Durch den zweiten Hals war ein Thermometer *C*, durch den dritten ein kurzes Glasrohr *D* geführt. Die Flasche wurde mit Wasser gefüllt und das Porzellanrohr an eine mit einem Reduzierventil versehene Luftbombe angeschlossen.

Wenn man das Wasser mit Hilfe der Heizspirale erwärmt und einen Luftstrom durch das Gefäß schickte, sättigte sich dieser, der Wassertemperatur entsprechend, mit Wasserdampf. Hierzu trug wohl auch der Umstand bei, daß durch die Unterbringung der Heizspirale in dem Porzellanrohre der Luftstrom vorgewärmt wurde. Daß wirklich Sättigung eintrat, wurde in der Weise festgestellt, daß die

Strömungsgeschwindigkeit der Luft gemessen und die in einer bestimmten Zeit verbrauchte Wassermenge durch Wägung des ganzen Gefäßes bestimmt wurde. Man konnte also durch Wahl der Wassertemperatur einen beliebigen Wasserdampfgehalt erzeugen. Um die Strömungsgeschwindigkeit konstant zu halten, wurde der Druck in der Zuleitung zur Woulfeschen Flasche ständig an einem Quecksilbermanometer kontrolliert und gegebenenfalls am Reduzierventil nachreguliert.

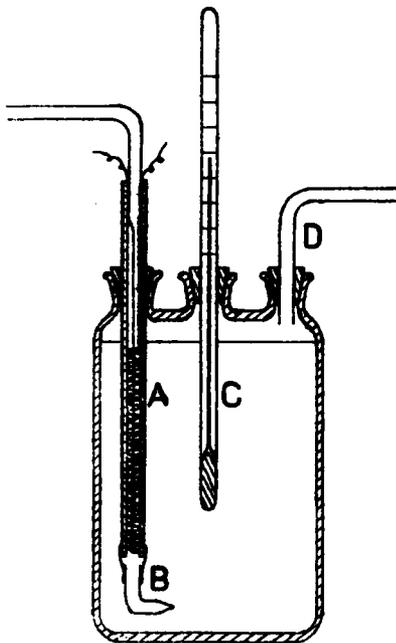


Fig. 3.

Die auf diese Weise erzeugte Wasserdampfschicht entsprach in ihrer Absorptionswirkung einer Schicht von Atmosphärendruck und ca. 4 cm Dicke.

Als *Spektrometer* diente für den größten Teil der mit dem Prisma ausgeführten Messungen das von Hrn. Rubens konstruierte Spiegelspektrometer mit Wadsworthsanordnung<sup>1)</sup> zur Erhaltung der Minimalablenkung. Die für die einzelnen Spektralbereiche benutzten Prismen hatten die in der nachstehenden Tabelle angegebenen Abmessungen.

Der Berechnung der Wellenlängen wurden die folgenden Werte der Brechungsexponenten zugrunde gelegt: Für Quarz,

1) L. Wadsworths, Phil. Mag. (5) 88. p. 337. 1894.

Flußspat und Steinsalz sowie bis  $16 \mu$  für Sylvin die Werte von Paschen<sup>1)</sup>, für Sylvin von  $16 \mu$  ab die Werte von Rubens u. Trowbridge<sup>2)</sup> bzw. Rubens u. Nichols.<sup>3)</sup>

Substanz	Intervall $\mu$	Brechender Winkel	Breite der brechenden Flächen cm	Höhe cm
Quarz . . . .	0,89 — 3,80	59°58'	5,2	5,2
Flußspat . . .	3,80 — 8,55	80°0'	5,1	5,5
Steinsalz . . .	8,50 — 12,50	59°48'	5,1	5,1
Sylvin . . . .	12,0 — 17,0	55°1'	4,8	5,2
	16,0 — 21,4	19°46'	3,0	4,3

Zu den Messungen mit dem Gitter konnte nicht dasselbe Spektrometer benutzt werden, weil beim Gitter die Einstellung der Wellenlängen durch Drehung eines der Hohlspiegel oder eines Spaltes mitsamt dem zugehörigen Hohlspiegel geschehen muß. Von diesen beiden Methoden ist die erstere experimentell einfacher, führt aber zu einer komplizierten Berechnung der Wellenlängen. Die Drehung eines Spaltes und des zugehörigen Hohlspiegels dagegen macht es notwendig, daß alle Apparate, die von der Strahlung auf ihrem Wege von diesem Spalte an bzw. bis zu diesem Spalte passiert werden, mitbewegt werden müssen. Da sich dies jedoch im vorliegenden Falle verhältnismäßig leicht ausführen ließ, wurde diese Methode gewählt. Es wurde daher ein Spektrometer benutzt, bei dem sich ein Spalt und der zugehörige Hohlspiegel mit Hilfe einer mit Teilung versehenen Schraube um eine durch die Mitte des Gitters gehende Achse drehen ließen. Die Drehungswinkel konnten an einem Teilkreise abgelesen werden. Im übrigen war das Spektrometer dem obigen ähnlich konstruiert. Das Gitter bestand aus parallelen Silberdrähten von  $185,8 \mu$  Dicke; die Gitterkonstante hatte den doppelten Wert  $d = 371,6 \mu$ , so daß also der Abstand der Drähte gleich ihrer Dicke war. Dies bewirkt, daß die geradzahigen Beugungsspektren ausfallen

1) F. Paschen, Ann. d. Phys. 4. 302. 1901 (Flußspat); 26. p. 120. 1908 (Steinsalz und Sylvin); 85. p. 1005. 1911 (Quarz).

2) H. Rubens u. Trowbridge, Wied. Ann. 60. p. 724. 1897.

3) H. Rubens u. E. F. Nichols, Wied. Ann. 60. p. 418. 1897.

und daher die ungeradzahligen, also auch das zu den Messungen benutzte erste Beugungsspektrum, um so intensiver werden.

Die Bestimmung der Wellenlängen  $\lambda$  geschah in folgender Weise: Es wurde das Mittelbild aufgenommen, das wegen der Breite der Spalte als gleichschenkliges Dreieck erscheint und so seine Lage genau bestimmt. Aus den vom Mittelbild aus gerechneten Drehungswinkeln  $\alpha$  und der Gitterkonstanten  $d$  wurden dann die Wellenlängen  $\lambda = d \sin \alpha$  berechnet.

Bei den Gittermessungen wurden in das kleine Absorptionsgefäß die oben beschriebenen Hohlspiegel (p. 481) aus Flußspat eingesetzt, so daß die auf das Gitter fallende Strahlung im wesentlichen nur aus den Reststrahlen von Flußspat bestand. Hierdurch wurde erreicht, daß die vom Gitter zerlegte Strahlung frei von kurzweiliger Verunreinigung war und daß sich über das erste Beugungsspektrum nicht Spektre höherer Ordnung überlagern konnten.

Das eben beschriebene Spektrometer wurde auch bei den Messungen mit dem spitzwinkligeren Sylvlinprisma zwischen 16 und 21,4  $\mu$  benutzt. Wegen der geringen Ablenkung, die die Strahlen beim Durchgange durch dieses Prisma erfahren, wäre das andere Spektrometer nicht anwendbar gewesen. Auch ist bei einem so kleinen brechenden Winkel eine Vorrichtung zur Erhaltung der Minimalablenkung unnötig; denn wenn das Prisma für eine bestimmte Wellenlänge die Minimumstellung hat, so ist für andere Wellenlängen die Abweichung von der Minimumstellung sehr klein. Es wurde daher das Prisma in die Minimumstellung für Na-Licht gebracht; mittels des beweglichen Armes wurden dann die Wellenlängen eingestellt. Die Abweichung von der Minimumstellung wurde durch Rechnung berücksichtigt.

Zur Strahlungsmessung diente ein *Mikroradiometer* in der von Hrn. H. Schmidt<sup>1)</sup> angegebenen Form. Es war zum Schutze gegen Luftdruckschwankungen mit einer luftdicht schließenden Glocke versehen<sup>2)</sup> und befand sich zur Vermeidung von Erschütterungen in einer Juliussehen Aufhängung.<sup>3)</sup>

---

1) H. Schmidt, Ann. d. Phys. 29. p. 1001. 1909.

2) H. Rubens u. H. Hollnagel, Phil. Mag. (6) 19. p. 764. 1910.

3) H. W. Julius, Wied. Ann. 56. p. 151. 1895.

Es wurden zunächst Versuche gemacht, die Empfindlichkeit des Instrumentes zu steigern. Da die durch eine bestimmte Strahlungsintensität hervorgerufene Temperaturdifferenz zwischen der bestrahlten und den unbestrahlten Lötstellen des Thermoelementes um so größer ist, je geringer die Wärmeleitung zwischen den Lötstellen ist, ist es vorteilhaft, das Thermoelement aus ganz dünnen Drähten herzustellen. Daß man dadurch zugleich den elektrischen Widerstand erhöht, schadet nichts, weil man ja das Magnetfeld in demselben Verhältnis verstärken kann, ohne die Dämpfung zu vermehren. Die Herstellung dünner Drähte aus den Metallkombinationen mit hoher Thermokraft, Antimon-Wismut oder den Becquerelschen Legierungen, ist aber schwierig, weil diese Metalle sich nicht ziehen lassen. Nun hat aber Hr. Pfund<sup>1)</sup> ein Verfahren angegeben, aus den Hutchinsschen Legierungen<sup>2)</sup> dünne Drähte herzustellen. Diese Legierungen haben folgende Zusammensetzung:

95 Proz. Bi, 5 Proz. Sn und 97 Proz. Bi, 3 Proz. Sb.

Ihre Thermokraft beträgt 0,12 Millivolt pro Grad, ist also kleiner als die der Becquerelschen Legierungen und etwa ebenso groß wie die von Wismut-Antimon. Das Verfahren besteht darin, daß man einige Gramm dieser Legierungen in einem kleinen Tiegel schmilzt und dann das flüssige Metall auf eine horizontale Glasplatte spritzt, so daß es sich möglichst zerteilt. Es bilden sich dann fast bei jedem Versuche einige drahtartige Streifen, aus denen man sich die dünnsten und gleichmäßigsten Stücke ausschneiden kann. Es gelang auf diese Weise ziemlich leicht, einige Stücke von ca. 0,02 mm Dicke und 0,2–0,3 mm Breite zu erhalten. Schwieriger war es, diese winzigen, leicht zerbrechlichen Drähtchen aneinander und an den Drahtbügel des Mikroradiometers zu löten, zumal die Legierungen niedrige Schmelzpunkte besitzen. Doch ließ sich auch dies nach einer von Hrn. Pfund<sup>3)</sup> angegebenen Methode ausführen. Die temperaturempfindliche Lötstelle wurde mit Ruß geschwärzt. Wegen des höheren elektrischen Widerstandes dieses Thermoelementes konnte der magnetische

---

1) A. H. Pfund, *Physik. Zeitschr.* 18. p. 870. 1912.

2) C. C. Hutchins, *The American Journ.* (3) 48. p. 226. 1894.

3) A. H. Pfund, *l. c.*

Nebenschluß, den das Instrument vorher hatte, ganz entfernt werden. Die Empfindlichkeit des Instrumentes war dann ungefähr die vierfache gegenüber dem früheren Werte. Bei 2,5 m Skalenabstand erzeugte eine Hefnerkerze in 4 m Abstand einen Ausschlag von 400 mm.

Die für den Durchtritt der Strahlung bestimmte Öffnung in der Glocke des Instrumentes war bei den meisten Messungen mit einer 2,8 mm dicken Sylvinplatte verschlossen. Bei den Messungen in der Nähe von  $3,2 \mu$  war der an dieser Stelle befindliche Absorptionsstreifen des Sylvins so störend, daß die Sylvinplatte durch eine 2 mm starke Bromkaliplatte ersetzt wurde. Bei den Gittermessungen jenseits  $21,5 \mu$  mußte mit offenem Instrumente gearbeitet werden.

Der Schirm, der der Strahlung den Durchtritt zu gewähren oder zu verschließen hatte, mußte zwischen dem Nernstbrenner und dem Absorptionsgefäße angebracht werden. Denn nur dann gelangte die Eigenstrahlung des Absorptionsgefäßes und des Spektrometers ständig zum Mikroradiometer und hatte so zwar auf die Ruhelage, aber nicht auf die Ausschläge Einfluß. Da bei Verwendung des großen Absorptionsgefäßes die Strahlung des Nernstbrenners zunächst nach unten fiel, mußte der Schirm in horizontaler Richtung bewegt werden. Er wurde durch einen Schnurlauf vom Platze des Beobachters aus geöffnet und beim Nachlassen der Schnur durch eine Spiralfeder wieder geschlossen.

Beim kleinen Absorptionsgefäße war der Schirm in vertikaler Richtung beweglich.

Der Schirm bestand bis  $4,2 \mu$  aus Weißblech, von  $4,2 \mu$  bis  $16 \mu$  aus einer dünnen Glasplatte, von  $16 \mu$  bis  $34 \mu$  aus einer 0,05 mm dicken Glimmerplatte.

Die Anordnung der Apparate und der Strahlengang sind aus den schematischen Figg. 4 und 5 zu ersehen. Fig. 4 zeigt die Anordnung mit dem großen Absorptionsgefäße und dem Prismenspektrometer. Den Strahlengang vom Nernstbrenner  $N$  bis zum ersten Spalt  $S_1$  des Spektrometers, der aus Fig. 4 nicht deutlich zu erkennen ist, ersieht man besser aus Fig. 1 (p. 479). Der Nernstbrenner war in einem Stativ mit dem Glühstifte nach unten befestigt. Die Strahlung fiel auf den Hohlspiegel  $H$ , der in der engeren Öffnung im Boden  $F$  des Absorptionsgefäßes ein Bild des Nernststiftes

erzeugte. Von hier fiel die Strahlung auf den Nickelhohlspiegel  $E$ , der sie durch die größere Öffnung warf und nach Reflexion an dem Planspiegel  $G$  auf dem Spalt  $S_1$  zu einem

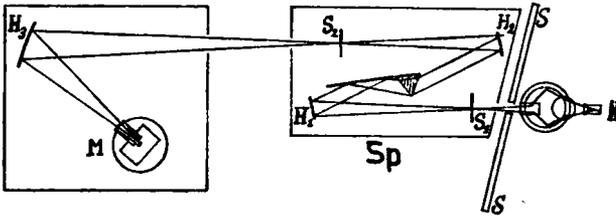


Fig. 4.

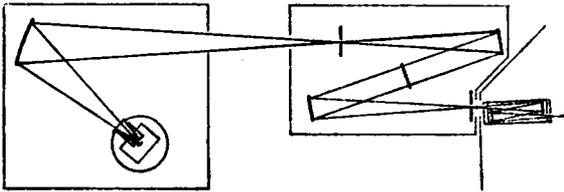


Fig. 5.

Bilde vereinigte. Nach dem Durchgang durch das Spektrometer  $Sp$  (Fig. 4) fiel die Strahlung auf den Hohlspiegel  $H_2$ , der den Spalt  $S_2$  auf dem Thermoelemente des Mikroradiometers  $M$  abbildete. Fig. 5 zeigt den Strahlengang bei Verwendung des kleineren Absorptionsgefäßes und des Gitterspektrometers, der wohl ohne weiteres verständlich ist.

#### Die Versuche.

Wenn die Versuchsanordnung für ein bestimmtes Prisma justiert war, wurde zunächst die günstigste Breite der Spalte ausprobiert. Sie wurden im allgemeinen so eingestellt, daß die durch die einfallende Strahlung hervorgerufenen Ausschläge in dem betreffenden Intervalle nicht unter ca. 5 mm sanken. Nur im Gitterspektrum mußte teilweise mit kleineren Ausschlägen (bis herunter zu 2 mm) gearbeitet werden.<sup>1)</sup>

1) Aus diesem Grunde und auch wegen der großen Spaltbreite können die Messungen im Gitterspektrum nur zu einer rohen Orientierung dienen. Daß auf der Tafel eine Reihe von Maxima in diesem Gebiete angegeben ist, ist durch die Übereinstimmung mit anderen Messungen begründet (Rubens u. Hettner, l. c. p. 170 u. f.).

Dann wurde die Reinheit der Strahlung in dem zu untersuchenden Spektralgebiete geprüft. Dies geschah durch Einschalten einer Glasplatte (von  $5-12\ \mu$ ), einer Flußspatplatte (von  $12-24\ \mu$ ) oder einer Steinsalzplatte (von  $24\ \mu$  ab) in den Strahlengang. Mit Rücksicht auf den Verlust, den die Strahlung durch Reflexion an diesen Platten erleidet, wurden zu der durchgelassenen Strahlung noch 8 Proz. hinzugerechnet. Es ergab sich, daß vom sichtbaren Gebiete bis zu ca.  $14\ \mu$  sowie im Gitterspektrum eine Verunreinigung nicht nachzuweisen war. Von  $14\ \mu$  ab war jedoch eine merkliche kurzwellige Beimischung vorhanden. Diese wurde daher, genau wie die langwellige Strahlung selbst, gemessen, nur wegen ihrer langsamen Veränderung mit der Wellenlänge in größeren Abständen, und von der einfallenden Strahlung abgezogen. Ebenso wurde der durch den Wasserdampf hindurchgelassene Teil der Verunreinigung gemessen und von der durchgelassenen Gesamtstrahlung abgezogen. Die kurzwellige Beimischung betrug bei  $14\ \mu$  ca. 3 Proz., bei  $21,5\ \mu$  ca. 8 Proz. der einfallenden Gesamtstrahlung.

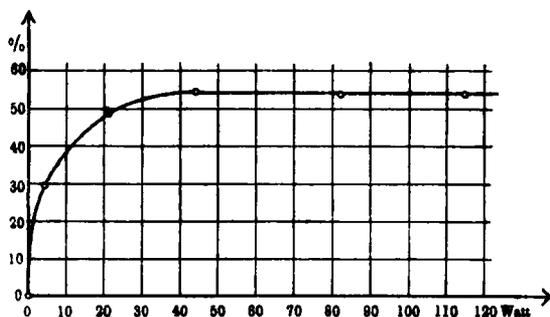


Fig. 6.

Es wurde weiter durch Versuche festgestellt, wie stark der in die Absorptionsgefäße hineingeleitete Wasserdampfstrom sein mußte, damit mit Sicherheit alle Luft verdrängt wurde. Zu diesem Zwecke wurde das Spektrometer auf eine Wellenlänge eingestellt, bei der der Wasserdampf eine gut meßbare Absorption ausübt. Dann wurde das Wasser im Wasserkessel mit einer geringen Stromstärke gekocht und von Zeit zu Zeit die hindurchgelassene Strahlung gemessen,

bis an der Konstanz des Ausschlages erkannt wurde, daß der Zustand stationär geworden war. Dies wurde dann mit immer größeren Stromstärken, also immer stärkerem Dampfstrom wiederholt. Die für das große Absorptionsgefäß gefundenen Absorptionswerte sind in Fig. 6 als Funktion der dem Wasser pro Zeiteinheit zugeführten Energie (in Watt) aufgetragen. Man sieht, daß von einem bestimmten Punkte ab eine weitere Steigerung der Wärmezufuhr und damit der Geschwindigkeit des Dampfstromes keinen Einfluß auf das Absorptionsvermögen mehr hat. Die zu diesem Punkte gehörige Dampfgeschwindigkeit mußte daher genügen, das Gefäß völlig zu füllen. Zur Sicherheit wurde mit einer etwas größeren Energiezufuhr, nämlich 68 Watt, gearbeitet. Die Dampfgeschwindigkeit betrug dann 1,8 Liter pro Minute. Beim kleineren Absorptionsgefäße war infolge seiner horizontalen Lage ein etwas stärkerer Dampfstrom, 2,7 Liter pro Minute, erforderlich.

Daß die Absorption von einer bestimmten Strömungsgeschwindigkeit an konstant bleibt, beweist auch, daß die absorbierende Schicht nicht merklich über die Öffnungen in den Gefäßen hinausreichte. Denn wenn sich außerhalb der Gefäße im Strahlengange ein in Betracht kommendes Wasserdampf-Luft-Gemisch gebildet hätte, so hätte dies Gemisch bei wachsender Strömungsgeschwindigkeit entweder an Wasserdampfgehalt oder an räumlicher Ausdehnung zunehmen müssen, und beides hätte ein Anwachsen der Absorption bedingt.

In ähnlicher Weise wurde bestimmt, mit welcher Geschwindigkeit der Dampf aus den Absorptionsgefäßen wieder entwich, wenn man das Zuleitungsrohr entfernte. Es ergab sich, daß nach 6 Minuten mit Sicherheit die Luft im Gefäße nur noch den Feuchtigkeitsgehalt der Zimmerluft hatte.

Nach diesen Vorversuchen konnten die eigentlichen Messungen beginnen. Die Aufnahme einer Beobachtungsreihe verlief folgendermaßen: Nach dem Einschalten des Nernstbrenners, der Skalableuchtung und der Heizströme für den Wasserkessel und das Absorptionsgefäß, mußte zunächst eine Zeitlang gewartet werden, weil durch die Stromwärme die Zimmertemperatur zu steigen begann, was ein Wandern des Mikroradiometers hervorrief. Erst nach etwa einer Stunde war dies Wandern so gering geworden, daß es die Messungen nicht mehr beeinflussen konnte. Inzwischen war dann das

Wasser ins Sieden gekommen und der Dampf eine Weile durch das Absorptionsgefäß geströmt, so daß mit den Messungen der durchgelassenen Energie begonnen werden konnte.

Es wurden für eine bestimmte Wellenlänge stets 3–6 Ausschläge, je nach ihrer Größe, beobachtet. Die Abstände der Beobachtungspunkte wurden so gewählt, daß mindestens zwei Punkte auf das von *einem* Spalt bedeckte Wellenlängenintervall kamen. Es müssen daher alle Einzelheiten, die sich überhaupt mit der angewendeten Spaltbreite noch beobachten ließen, zum Vorschein gekommen sein. Nach einer Reihe von 10–20 Beobachtungspunkten wurde dann der Heizstrom des Dampfkessels unterbrochen, das Zuleitungsrohr vom Absorptionsgefäße gelöst und 6 Minuten gewartet, bis sich der Dampf aus dem Absorptionsgefäße entfernt hatte. Dann wurde in demselben Spektralintervalle die einfallende Strahlung gemessen. Hierbei wurde das Absorptionsgefäß weiter geheizt, um ein nochmaliges Wandern des Mikroradiometers möglichst zu vermeiden. Bei den Messungen mit Reststrahlen war dies auch deshalb nötig, weil die Flußspatpiegel im Absorptionsgefäße untergebracht waren und das Reflexionsvermögen von Flußspat stark von der Temperatur abhängt. Zum Schlusse wurde stets nochmals Dampf eingeleitet und der erste Beobachtungspunkt wiederholt, um festzustellen, ob sich an der Versuchsanordnung nichts geändert hatte.

Von derartigen Beobachtungsreihen wurden für jedes Intervall mindestens zwei aufgenommen. Wenn sich in den Reihen Erhebungen zeigten, deren Realität nicht sichergestellt war, weil sie vielleicht nur durch einen oder zwei Beobachtungspunkte gestützt waren oder in den beiden Reihen nicht genügend übereinstimmten, wurden an den betreffenden Stellen noch weitere Reihen aufgenommen.

#### Die Ergebnisse.

Aus den beobachteten Werten der einfallenden und der durchgelassenen Strahlung wurde nach Abzug der Verunreinigung das Absorptionsvermögen, d. h. die absorbierte Strahlung, ausgedrückt in Prozenten der einfallenden Strahlung, berechnet. Die Resultate sind auf der am Schlusse beigegebenen Taf. I graphisch dargestellt. Die Schichtdicke betrug von  $0,89-5,3 \mu$  109,0 cm, von  $7,35-17 \mu$  104,0 cm und von

16—21,4  $\mu$  32,4 cm (Atmosphärendruck, 127°); von 6,87 bis 6,67  $\mu$  und von 21—34  $\mu$  betrug sie 32,4 cm (Wasserdampf-Luft-Gemisch, 81°). Das von einem Spalt bedeckte Wellenlängenintervall ist in der Tafel eingezeichnet.

Diese Tafel zeigt das ganze mit der spektrometrischen Methode zugängliche ultrarote Wasserdampfspektrum. Es umfaßt  $5\frac{1}{2}$  Oktaven und damit etwa die Hälfte des ganzen ultraroten Wasserdampfspektrums, das bei 1000  $\mu$  zu Ende zu sein scheint, also ca. 10—11 Oktaven umfaßt.

Geht man vom sichtbaren Gebiete aus, so folgen zunächst fünf getrennte Absorptionsstreifen von zunehmender Stärke aufeinander. Die Maxima des ersten und zweiten Streifens wurden bei 0,944  $\mu$  und 1,128  $\mu$  gefunden. Bei letzterem zeigte sich noch ein kleines Nebenmaximum bei 1,157  $\mu$ . Diese Streifen sind weder von Hrn. Julius<sup>1)</sup>, noch von Hrn. Paschen<sup>2)</sup> im Spektrum der Bunsenflamme oder des Wasserdampfes beobachtet worden. Nur Hr. Fowle<sup>3)</sup>, der die Energieverteilung einer durch 128 m feuchte Luft gegangenen Strahlung aufnahm, hat den langwelligeren Streifen bei 1,13  $\mu$  als Einsenkung in der Energiekurve gefunden. Die Streifen fallen mit den von Langley<sup>4)</sup> im Sonnenspektrum beobachteten intensiven Absorptionsstreifen  $\rho$ ,  $\sigma$ ,  $\tau$  (0,925—0,985  $\mu$ ) und  $\Phi$  (1,085—1,19  $\mu$ ) zusammen. Diese sind schon früh wegen ihrer wechselnden Intensität als terrestrisch erkannt worden<sup>5)</sup>;  $\Phi$  wurde dem Wasserdampfe,  $\rho$ ,  $\sigma$ ,  $\tau$  dagegen dem flüssigen Wasser zugeschrieben, weil Abney u. Festing<sup>6)</sup> im Absorptionsspektrum des Wassers eine intensive Bande zwischen 0,942 und 0,986  $\mu$  gefunden hatten. Da an dieser Stelle des Spektrums nunmehr auch beim Wasserdampfe Absorption beobachtet ist, liegt es wohl näher, die Bande  $\rho$ ,  $\sigma$ ,  $\tau$  dem Dampfe zuzuschreiben.

Beide Absorptionsstreifen haben eine unregelmäßige Gestalt, was darauf schließen läßt, daß sie sich bei stärkerer Dispersion als zusammengesetzt erweisen würden.

1) W. H. Julius, Verh. d. Ver. zur Bef. d. Gewerblf. p. 357. 1889.

2) F. Paschen, l. c.

3) F. E. Fowle, The Astrophys. Journ. (3) 35. 1912; Ann. of the Astrophys. Observ. of the Smiths. Inst., Vol. III. Washington 1913. p. 171.

4) G. P. Langley, Annual Report of the Smiths. Inst. for 1897, App. V.

5) Vgl. z. B. S. J. Lamansky, Pogg. Ann. 146. p. 200. 1872.

6) W. Abney u. R. Festing, Proc. R. Soc. London 35. p. 80. 1883.

Es folgen dann zwei Banden mit Maximis bei  $1,867 \mu$  und  $1,843 \mu$ ; die erstere hat noch ein durch einen Knick angedeutetes Maximum bei  $1,411 \mu$  und ein weiteres Maximum bei  $1,480 \mu$ , die letztere noch zwei Maxima bei  $1,870 \mu$  und  $1,904 \mu$ . Außerdem sind in der Umgebung von  $2 \mu$  noch zwei Maxima angedeutet. Diese Banden sind von Hrn. Julius gar nicht, von Hrn. Paschen nur im Emissionsspektrum des Wasserdampfes und der Bunsenflamme, und nur als einfache Maxima ( $1,462$  und  $1,925 \mu$  bei  $1000^\circ$ ), gefunden worden. Ihr Fehlen im Absorptionsspektrum schreibt Hr. Paschen dem Umstande zu, daß die Energiekurve der Strahlungsquelle in dieser Spektralgegend zu steil verläuft.

Diese Streifen fallen mit den Banden  $\Psi$  und  $\Omega$  des Sonnenspektrums zusammen, die zwischen  $1,34$  und  $1,40 \mu$  bzw. zwischen  $1,75$  und  $1,87 \mu$  liegen. Die Banden  $\Psi$  und  $\Omega$  sind von Hrn. Paschen dem Wasserdampf zugeschrieben worden, nachdem ihr terrestrischer Ursprung schon lange vermutet worden war.  $\Omega$  besitzt zwei Nebenmaxima,  $\omega_1$  ( $1,91-1,97 \mu$ ) und  $\omega_2$  ( $1,97-2,08 \mu$ ), die den bei  $2 \mu$  angedeuteten beiden Maximis entsprechen.

Der nächste Absorptionsstreifen ist die starke, schon von Hrn. Julius in der Emission des Bunsenbrenners beobachtete Bande. Als Wellenlänge des Maximums wurde von Hrn. Paschen im Absorptionsspektrum bei  $100^\circ$   $2,661 \mu$  gefunden. Bei der hier benutzten Schichtdicke konnte das Maximum nicht beobachtet werden, weil die Absorption schon bei  $2,55 \mu$  bzw.  $2,85 \mu$  nahezu vollständig war.

Während der Anstieg auf der kurzwelligen Seite ziemlich glatt verläuft, zeigt sich auf der langwelligen Seite des Streifens eine ganze Reihe von Erhebungen. Eine nähere Betrachtung dieser Maxima ergibt, daß es sich hier wahrscheinlich um eine Bjerrumsche Doppelbande handelt, die sich über die große Absorptionsbande überlagert. Ihre Mitte liegt bei der Wellenlänge

$$\lambda_0 = 3,154 \mu$$

oder der Schwingungszahl

$$\nu_0 = 95,1 \cdot 10^{12} .$$

Die Differenz der Schwingungszahlen benachbarter Maxima beträgt

$$\delta\nu = 1,38 \cdot 10^{12} .$$

Die hieraus nach der Formel

$$\frac{\sigma}{\lambda_n} = \nu_n = \nu_0 \pm n \delta \nu$$

berechneten, sowie die beobachteten Wellenlängen  $\lambda_n$  der Maxima sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt.

Kurzwellige Seite		n	Langwellige Seite	
$\lambda_n$ beobachtet	$\lambda_n$ berechnet		$\lambda_n$ berechnet	$\lambda_n$ beobachtet
3,112	3,111	1	3,200	3,194
3,070	3,069	2	3,246	3,245
3,028	3,028	3	3,293	3,295
2,997	2,988	4	3,342	3,340
2,948	2,949	5	3,392	3,402
2,898	2,910	6	3,444	3,463

Es sind also die Maxima von den Ordnungszahlen  $n=1-6$  sämtlich vorhanden, und die Übereinstimmung zwischen den beobachteten und den berechneten Wellenlängen ist vorzüglich.

Vielleicht ist es kein Zufall, daß die Wellenlänge  $3,15 \mu$  dieser Bande nahezu die Hälfte der Wellenlänge des intensiven Streifens bei  $6,26 \mu$  ist. Wenn das Kraftgesetz einer Schwingung nicht linear ist, so muß eine Oberschwingung von der doppelten Schwingungszahl, also der halben Wellenlänge, auftreten. Ein solches Paar von Absorptionsbanden kommt auch beim Kohlenoxyd vor, worauf Hr. Mandersloot<sup>1)</sup> hingewiesen hat.

Die Bande bei  $2,66 \mu$  entspricht, wie schon Hr. Julius vermutete, der Bande X des Sonnenspektrums ( $2,96-2,86 \mu$ ). Diese ist aber außerdem noch durch die Kohlensäure verursacht, die bei  $2,7 \mu$  einen Absorptionsstreifen besitzt. Auch die auf der langwelligen Seite gelegenen schwächeren Absorptionsstreifen sind im Sonnenspektrum vorhanden ( $\chi_1$  und  $\chi_2$ ) und dem Wasserdampf zugeschrieben worden.

Es folgt nun der intensivste der kurzwelligen Absorptionsstreifen (bei  $6,26 \mu$ ), der zuerst von Hrn. Paschen beobachtet und von Frl. v. Bahr<sup>2)</sup> genauer untersucht worden ist. Auf

1) W. C. Mandersloot, Diss. Amsterdam 1914.

2) E. v. Bahr, Verh. d. D. Physik. Ges. 15. p. 731. 1913.

Tabelle der Maxima.<sup>1)</sup>

0,944 $\mu^*$	3,340 $\mu$	8,17 $\mu$ }	12,82 $\mu$
1,128 } *	3,402	8,23 }	13,34*
1,157 } *	3,463	8,36 }	13,62
1,367 } *	(4,56)	8,42 }	14,32*
1,411 } *	(4,70)	8,51 }	14,98
1,480 } *	4,98	8,73 }	15,62*
1,843 } *	5,04	8,99 }	16,00
1,870 } *	5,18	9,30 }	(16,80)
1,904 } *	5,24	9,50 }	17,33*
1,985 } *		9,74*	18,37
(2,010)	6,42	9,98	19,22
	6,49	10,30*	19,70
2,898	6,56	10,66	20,5
2,948	6,61	10,80	21,6
2,997		10,94*	22,9
3,028	7,44 } *	11,24	24,1
3,070	7,58	11,47	27,1
3,112	7,75	11,66*	29,4
3,194*	7,88	11,89	31,0*
3,245	8,04	12,42*	33,1
3,295			

der kurzwelligen Seite zeigen sich einige, auf der langwelligen zahlreiche Maxima. In der Tafel sind auch die Ergebnisse von Frl. v. Bahr eingezeichnet. Sie sind aus der ihre Beobachtungen wiedergegebenden Kurve der durchgelassenen Strahlung und der von ihr angenommenen Kurve der einfallenden Strahlung berechnet, beruhen also in quantitativer Beziehung auf einer Schätzung.

Dieser Streifen verursacht eine völlige Unterbrechung des Sonnenspektrums von 5,3  $\mu$  bis ca. 8  $\mu$ .

Die Zwischenräume zwischen den einzelnen Banden sind natürlich auch genau untersucht worden. Doch war dort bei der benutzten Schichtdicke keine Absorption nachzuweisen.

Jenseits des Streifens bei 6,3  $\mu$  hört jedoch in dem untersuchten Gebiete die Absorption niemals wieder ganz auf. Nachdem sie zwischen 9 und 10  $\mu$  auf 6 Proz. gesunken ist, nimmt sie, von zahlreichen Maximis und Minimis abgesehen, ständig zu und erreicht sehr hohe Werte. Um trotz der anderen Schichtdicke einen Vergleich mit den kurzwelligen Streifen zu ermöglichen, wurde die höchste Stelle des Streifens bei

1) Zu einer Bande gehörige Maxima sind durch eine Klammer } vereinigt, besonders hervortretende durch ein Sternchen \* gekennzeichnet. Nicht mit Sicherheit festgestellte Maxima sind eingeklammert.

6,8  $\mu$  mit derselben Schichtdicke aufgenommen wie das Gebiet von 21—34  $\mu$ . Bei 6,56  $\mu$  wurden 88 Proz. gefunden: Bei 31  $\mu$  (57 Proz.) ist also die Absorption von derselben Größenordnung wie bei dem intensivsten kurzwelligen Streifen. Im übrigen sind die zahlreichen in diesem langwelligen Gebiete beobachteten Maxima bereits von Hrn. Rubens und mir<sup>1)</sup> mitgeteilt und durch die Bjerrumsche Theorie erklärt worden.

In der Tabelle (p. 495) sind noch die Wellenlängen aller beobachteten Maxima zusammengestellt. Es sind im ganzen 78 Maxima, von denen nur ca. 20 schon durch frühere Messungen festgestellt waren.

---

1) H. Rubens u. G. Hettner, l. c.

(Eingegangen 13. März 1918.)