8. *Beobachtungen über Absorption und Emission von Wasserdampf und Kohlensäure im ultrarothen Spectrum;*

von H. Rubens und E. Aschkinass.

Aus den Untersuchungen von Hrn. Langley[1]) geht hervor, dass die Energie in dem ultrarothen Sonnenspectrum von der Wellenlänge $\lambda = 2{,}7\,\mu$ an sehr rasch abnimmt, und dass jenseits der Grenze $\lambda = 5\,\mu$ nur noch an einigen Stellen messbare Energiewerthe vorkommen. Die Ursache dieses im Verhältniss zu irdischen Lichtquellen ausserordentlich starken Energieabfalls erblickte Langley in der Absorption der Erdatmosphäre. Diese Vermuthung ist, soweit sie nicht durch Hrn. Langley's eigene Versuche bereits begründet war, durch die Untersuchungen der Herren Ångström[2]) und Paschen[3]) vollkommen bestätigt worden. Es besteht hiernach kein Zweifel darüber, dass der Wasserdampf und die Kohlensäure in den in Frage kommenden Spectralgebieten ein sehr starkes Absorptionsvermögen besitzen und dass der Gehalt unserer Atmosphäre an diesen Gasen völlig ausreicht, um die Intensität der Sonnenstrahlen an den meisten Stellen praktisch auf Null herabzusetzen.

Vor kurzem hat nun der eine von uns in Gemeinschaft mit Hrn. E. F. Nichols[4]) nachgewiesen, dass ein ziemlich homogener Strahlencomplex von einer mittleren Wellenlänge von $24{,}4\,\mu$, der sich durch mehrfache Reflexion an Flussspathflächen aus der Gesammtemission einer Strahlungsquelle aussondern lässt, eine sehr geringe Absorption durch Wasserdampf und Kohlensäure erfährt. Es schien hiernach nicht ausgeschlossen, dass sich jenseits des oben genannten intensiven Absorptionsgebietes dieser Gase das Vorhandensein jener

---

1) Langley, Phil. Mag. (5) **26.** p. 505. 1888.

2) Angström, Bihang Till K. Svenska Vet. Akad. Handlingar **15.** Afd. 1. Nr. 9. 1889.

3) Paschen, Wied. Ann. **53.** p. 341. 1894.

4) H. Rubens und E. F. Nichols, Wied. Ann. **60.** p. 418. 1897.

Strahlen von 24 μ Wellenlänge im Sonnenspectrum würde nachweisen lassen. Dass älteren Beobachtern die Auffindung derselben im Sonnenspectrum nicht gelungen ist, findet bereits eine ausreichende Begründung in der Thatsache, dass diese mit Prismen aus Fluorit und Steinsalz arbeiteten, Materialien, durch welche diese Strahlen nicht hindurchgehen.

Zur Beantwortung der Frage über das Vorhandensein der letzteren in der zu uns gelangenden Sonnenstrahlung unternahmen wir folgenden Versuch.

Wir liessen die von dem vorderseitig belegten Spiegel H eines Heliostaten (vgl. Fig. 1) reflectirte Sonnenstrahlung, nachdem sie mittels des Hohlspiegels σ schwach convergent gemacht war, eine viermalige Reflexion an den Flussspathflächen F_1 bis F_4 erleiden. Als Messinstrument diente die von dem einen von uns construirte lineare Thermosäule T[1]) in Verbindung mit einem empfindlichen, gegen magnetische Störungen geschützten Galvanometer. Die Empfindlichkeit der Thermosäule, welche bei diesen Versuchen mit einem Conus von 2 qcm Oeffnung versehen war, ist annähernd durch die Thatsache definirt, dass die Strahlung einer Kerze in 2 m Entfernung einen Scalenausschlag von ca. 400 mm verursachte, während noch Bruchtheile eines Millimeters deutlich erkennbar waren. Um Störungen durch Luftströmungen und diffuse Strahlen zu vermeiden, befanden sich der Hohlspiegel σ sowie die vier Fluoritflächen und die Thermosäule in einem Kasten K, in dem an geeigneten Stellen Scheidewände angebracht waren. Durch Aufziehen eines in dem Strahlengang befindlichen Glasschirmes m mittels Schnurlaufes konnte von dem Beobachter am Galvanometer der Eintritt der Wärmestrahlen in den Kasten bewirkt werden.

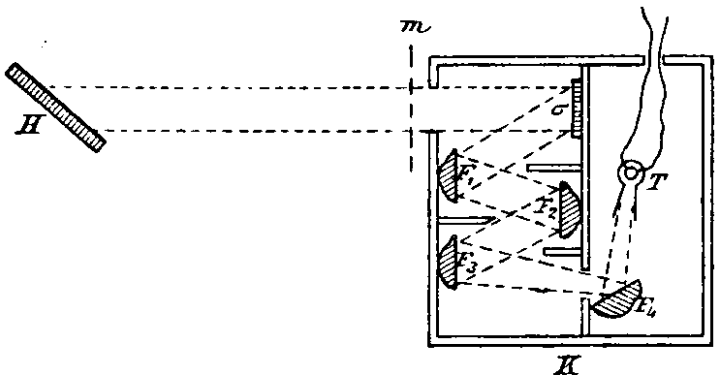

Fig. 1.

1) Eine ausführliche Beschreibung der Thermosäule soll demnächst veröffentlicht werden. (H. Rubens.)

Das Ergebniss des Versuches war ein negatives. Es gelang uns nicht, bei dem Aufziehen des Glasschirmes messbare Ausschläge zu erhalten. Liessen wir dagegen statt der Sonnenstrahlen die durch einen Hohlspiegel parallel gemachten Strahlen eines Zirkonbrenners in den Kasten eintreten, so beobachteten wir einen Galvanometerausschlag von mehr als 200 mm, welcher beim Einschalten einer 5 mm dicken Steinsalzplatte in den Strahlengang vollkommen verschwand, ein Beweis für die richtige Justirung der Flussspathflächen und beträchtliche Empfindlichkeit der Anordnung.

Wir hielten es hiernach für nicht unwahrscheinlich, dass die Reststrahlen des Flussspaths ebenso wie der grösste Theil des bisher untersuchten ultrarothen Spectrums in der Atmosphäre zurückgehalten würden, und es erschien wünschenswerth, zunächst die früheren Versuche über die Absorption von Kohlensäure und Wasserdampf zu wiederholen.

Wir leiteten zu diesem Zwecke durch eine seitliche Oeffnung einen Strom trockener Kohlensäure in den Kasten *K*. Als Anzeichen der vollendeten Luftverdrängung diente das Erlöschen eines in den Kasten eingeführten brennenden Streichholzes. Auf diese Weise waren die von dem Zirkonbrenner kommenden Strahlen gezwungen eine Kohlensäureschicht von ca. 60 cm Länge zu durchsetzen. Vor die Oeffnung des Conus der Thermosäule war bei diesem Versuche eine luftdicht schliessende Chlorsilberplatte gekittet, sodass die Kohlensäure nicht in das Innere des Gehäuses eindringen konnte. Es ist diese Vorsichtsmaassregel nothwendig, weil andernfalls infolge des geringeren Wärmeleitungsvermögens der Kohlensäure die beobachteten Ausschläge auch ohne Mitwirkung der Absorption geändert werden.

Die von der Thermosäule angezeigte Intensität erwies sich indessen als völlig die gleiche, welche mit Luft erfülltem Kasten beobachtet worden war; von einer Absorption der Wärmestrahlen durch die Kohlensäure war also nichts zu bemerken.

Ebensowenig liess sich eine merkliche absorbirende Wirkung des Wasserdampfes nachweisen, wenn der Versuch in der früher beschriebenen Weise angestellt wurde, d. h. wenn man in den Strahlengang einen Wasserdampfstrahl hineinblies.

Da indessen bei dieser Anordnung nur eine ziemlich ge-

ringe Schichtdicke des Dampfes von den Strahlen durchlaufen wird, variirten wir den Versuch in folgender Weise: Vor den Kasten *K* wurde ein 40 cm langes und 5 cm weites gusseisernes Rohr *E* derart angebracht, dass die von dem Hohlspiegel *s* (vgl. Fig. 2) kommenden Strahlen dasselbe in seiner ganzen Länge durchlaufen mussten. Aus einer Kochflasche *F* konnte nach Belieben durch Erhitzen des darin enthaltenen Wassers Dampf durch das Rohr *E* hindurchgeleitet werden, während das letztere durch drei Bunsenbrenner constant auf einer Temperatur über 100° erhalten wurde, um eine Condensation des Wasserdampfes innerhalb des Rohres zu vermeiden. Der Fallschirm *m* befand sich bei diesem Versuch unmittelbar vor dem Zirkonbrenner *Z*, um Fehler, welche durch die Wärmeemission des heissen Rohres entstehen müssten, zu ver-

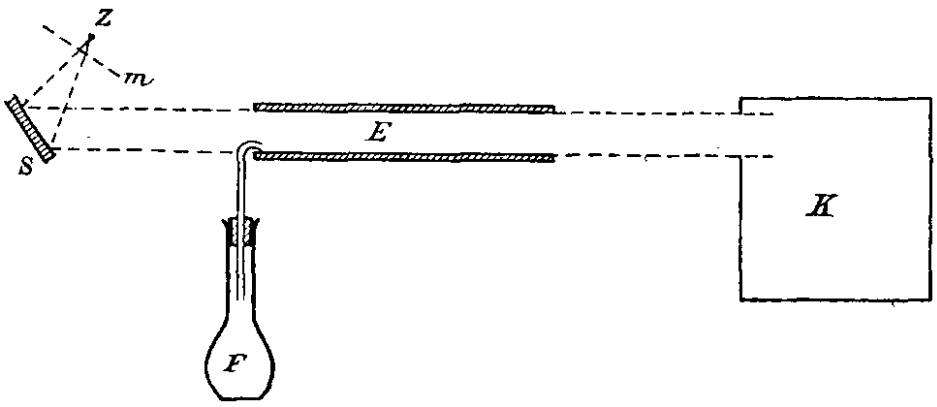

Fig. 2.

meiden. Die Entfernung von der Mündung des Rohres *E* bis zur Eintrittsstelle der Strahlen in den Kasten wurde hierbei genügend gross (ca. 25 cm) gewählt, um ein Eindringen des Dampfes in letzteren unmöglich zu machen. Es ist diese Maassnahme schon deshalb von Wichtigkeit, da sonst Condensation des Wasserdampfes an den reflectirenden Flächen eintreten könnte. Wir haben uns durch besondere Versuche davon überzeugt, dass dies hier keineswegs der Fall war.

Es ergab sich nun, dass die Intensität der Reststrahlen des Flussspaths auf 31 Proc. ihres ursprünglichen Betrages geschwächt wurde, sobald das Rohr *E* mit Wasserdampf gefüllt war. Bei Anwendung einer grösseren Schichtdicke zeigt also der Wasserdampf ein deutlich erkennbares Absorptionsvermögen für diese Strahlen, welches genügend gross ist, um die Erdatmosphäre für dieselben undurchlässig zu machen.

Es lag nach diesem Ergebniss nahe zu untersuchen, ob sich auch eine Emission dieser Strahlen seitens des erhitzten Wasserdampfes nachweisen liesse. Zu diesem Zwecke wurde die Zirkonlampe entfernt und der Schirm m wiederum unmittelbar vor den Kasten K gestellt, im übrigen aber nichts an der bisherigen Anordnung geändert. Wir beobachteten nun folgendes: Wenn das heisse Rohr E mit Luft gefüllt war, so ergab sich beim Aufziehen des Schirmes m ein Ausschlag von 20 mm, der zum allergrössten Theile von der Strahlung des Rohres selbst herrührte. Wurde dann der Dampf hindurchgeleitet, so wuchs der Ausschlag auf 25 mm; wir erhielten also eine deutliche Emission des Wasserdampfes, deren Betrag ziemlich genau durch die Differenz dieser Ausschläge dargestellt wird.

Nach diesem Versuche liess sich erwarten, dass auch das Spectrum des Bunsenbrenners die Reststrahlen des Flussspaths enthalten würde. In der That gab ein gewöhnlicher Dreibrenner, vor die Oeffnung des Kastens K gestellt, Ausschläge von 25 mm. Auch hier wurde durch Einschalten einer 5 mm dicken Steinsalzplatte eine Probe auf die Reinheit der Strahlung angestellt, und es ergab sich, dass letztere von der Steinsalzplatte vollständig absorbirt wurde.

Nachdem wir fernerhin durch einen Versuch festgestellt hatten, dass auch die Reststrahlen des Quarzes in beträchtlicher Intensität in der Strahlung des Bunsenbrenners vorhanden seien, beschlossen wir, eine systematische Untersuchung des spectralen Verlaufes seiner Emission, sowie der Emission und Absorption von Wasserdampf und Kohlensäure gesondert im Bereiche langer Wellen vorzunehmen.

Hrn. Paschen's[1]) sorgfältige Messungen über Emission und Absorption dieser Gase beziehen sich auf das Spectralgebiet, welches unmittelbar hinter dem sichtbaren Spectrum beginnt und ungefähr bis zur Wellenlänge $\lambda = 9\,\mu$ reicht, eine Grenze, welche infolge der Absorption des zur Erzeugung des Spectrums dienenden Fluoritprismas nicht überschritten werden konnte. Unsere Beobachtungen setzen an dieser Stelle ein und erstrecken sich ungefähr bis zur Wellenlänge $\lambda = 20\,\mu$.

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

Emissionsspectra.

Wir begannen mit der Untersuchung der Emission des Bunsen'schen Brenners. Zur Erzeugung des Spectrums diente ein grosses, von dem einen von uns bereits mehrfach benutztes Spiegelspectrometer[1]), auf dessen Tischchen sich ein Sylvinprisma von 6 cm Höhe befand, welches einen brechenden Winkel von $43^0 57' 50''$ besass und die Objective der Spiegelteleskope von 5,5 cm Oeffnung und 56 cm Brennweite nahezu vollständig ausfüllte. Eine automatische Vorrichtung hielt das Prisma stets auf Minimum der Ablenkung. Die Dispersion wurde nach den Beobachtungen berechnet, welche der eine von uns in Gemeinschaft mit Hrn. Trowbridge[2]) vor kurzem veröffentlicht hat. Hiernach erstreckt sich das Spectrum von der D-Linie bis $9\,\mu$ über ein Bereich von $1^0 33'$, und von $9—20\,\mu$ über $3^0 21'$. Für Untersuchungen in diesem letzteren Spectralbezirke sind somit die Bedingungen erheblich günstiger. Auch sind im Bereich dieser Wellenlängen keine scharfen Absorptionsstreifen des Sylvins vorhanden, wie solche bei $\lambda = 3{,}20$ und $7{,}08\,\mu$ beobachtet worden sind, sondern die Absorption beginnt bei $13\,\mu$ und nimmt von da an sehr langsam und stetig zu. Eine rohe Schätzung ergiebt, dass bei $\lambda = 18\,\mu$ noch ungefähr 70 Proc., bei $\lambda = 20\,\mu$ noch angenähert 30 Proc. der auffallenden Energie durch das Prisma hindurch gehen.

Die Beobachtung der Energie geschah, wie bei den früheren Versuchen, mit Hülfe einer für Messungen im Spectrum construirten linearen Thermosäule. Durch eine Anzahl rechteckiger Diaphragmen, deren schmalstes sich in unmittelbarer Nähe der Thermosäule befand und 0,6 mm breit war, wurden die 15 in einer verticalen Linie angeordneten ungeradzahligen Löthstellen ausgeblendet. Unmittelbar hinter der Thermosäule war ein blankes Kupferblech angebracht, um einen Theil der zwischen den einzelnen Elementen hindurchgehenden Energie durch Reflexion noch auf die Löthstellen gelangen zu lassen. In dem hier in Betracht kommenden Spectralgebiete ist das Reflexionsvermögen des Kupfers hinreichend constant,

1) Eine kurze Beschreibung des Instrumentes findet sich Wied. Ann. **54.** p. 270. 1894.

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

sodass merkliche Fehler in der Energievertheilung durch Anwendung des Kupferspiegels nicht vorkommen können.[1]) Zur Ermöglichung optischer Einstellungen waren in dem Kupferblech drei horizontale schlitzartige Oeffnungen angebracht. Die theoretische Temperaturempfindlichkeit der Thermosäule, welche aus 0,1 mm dicken Eisen- und Constantandrähten bestand, berechnet sich zu $15 \times 53 = 800 \,.\, 10^{-6}$ Volt pro Celsiusgrad. Ihr innerer Widerstand betrug ca. 7 Ohm, der äussere Widerstand des Stromkreises (Galvanometer, Zuleitungsdrähte) wenig über 5 Ohm. Die meist angewandte Stromempfindlichkeit des Galvanometers war angenähert $3{,}3 \,.\, 10^{-10}$ Amp. pro Millimeter Ausschlag. Aus diesen Daten ergiebt sich, dass einem Galvanometerausschlage von 1 mm eine Temperaturerhöhung der ungeradzahligen Löthstellen von $5{,}9 \,.\, 10^{-6}$ Celsiusgraden entspricht. Mit dieser Empfindlichkeit war, vor allem in den Abendstunden, eine sehr befriedigende Constanz der Nulllage und dementsprechend grosse Genauigkeit der Messung verbunden, welche es uns gestattete, die Zahl der Einzelbeobachtungen erheblich zu vermindern und die Zeitdauer der Versuchsreihe sehr herab zu setzen. Es war dies insbesondere bei den Absorptionsmessungen von grosser Wichtigkeit, bei welchen die Constanz der Wärmequelle während einer Versuchsreihe die Voraussetzung bildet. Infolge der geringen Wärmecapacität der Thermosäule war die Erwärmung und Abkühlung der Löthstellen nach wenigen Secunden vollendet, sodass sich das Instrument beim Aufziehen und Herablassen des Fallschirmes ebenso verhielt wie ein Bolometer.

Die Strahlung wurde von vier Bunsen'schen Dreibrennern ausgesandt, die in der Verlängerung der Axe des Spaltrohres hintereinander aufgestellt waren. Durch Anwendung eines vorderseitig versilberten Planspiegels, welcher hinter den Brennern angebracht war, wurde die Zahl der strahlenden Flammen noch praktisch verdoppelt und hierdurch eine erhebliche Steigerung der Energie herbeigeführt.

Eine der wesentlichsten Fehlerquellen, welche die Messungen in diesen Spectralgebieten grosser Wellenlängen sehr

---

1) Diese Thatsache folgt aus Beobachtungen, welche in dem hiesigen physik. Institut angestellt, aber noch nicht veröffentlicht worden sind.

erschwert, ist die durch fremde Strahlen hervorgebrachte Unreinheit des Spectrums. Diese fremden Strahlen gehören bis auf einen verschwindenden Bruchtheil den kurzwelligen Spectralgebieten mit grosser Energie (1—7 μ) an und können daher durch Benutzung eines Flussspathschirmes an Stelle des Glasschirmes, welcher diese fremden Strahlen hindurchlässt, dagegen die zu untersuchenden von grosser Wellenlänge absorbirt, bis auf einen sehr geringen, von der Reflexion des Flussspathschirmes herrührenden, nur noch 6—7 Proc. betragenden Theil praktisch beseitigt werden. Es ist dieses Verfahren theoretisch allerdings nicht ganz so correct wie die Anwendung doppelter spectraler Zerlegung, doch besitzt es den praktischen Vortheil der grösseren Einfachheit und vermeidet die erheblichen Energieverluste, welche mit doppelter Zerlegung stets verbunden sind. Beide Methoden liefern, wie wir uns durch Untersuchung der selectiven Absorption des Steinsalzes überzeugt haben, innerhalb der Grenze der Beobachtungsfehler die gleichen Resultate. Wir haben uns deshalb in den Spectralgebieten jenseits 12 μ zumeist eines Flussspathschirmes bedient.

Jenseits der Grenze $\lambda = 18\,\mu$ ist bereits die Anwendung eines Steinsalzschirmes zulässig, wenn man denselben von grösserer Dicke wählt. Wir benutzten in diesem Theile des Spectrums mehrfach eine 23 mm dicke Steinsalzplatte als Schirm, welche bei 18 μ noch 4,9, bei 19 μ noch 0,1 Proc. Durchlässigkeit besitzt.[1]) Die mit Hülfe des Steinsalzschirmes erhaltenen Resultate zeigten gegenüber den durch Anwendung des Flussspathschirmes gewonnenen keine merklichen Abweichungen.

Der Vollständigkeit halber und zugleich zur Prüfung unserer Versuchsanordnung wurde auch das bereits von Paschen untersuchte kurzwellige Gebiet in dem Emissionsspectrum des Bunsenbrenners durchmessen; wir betonen aber ausdrücklich an dieser Stelle, dass es sich hier wegen der geringen Dispersion und selectiven Absorption des Sylvins nicht um Messungen handeln konnte, welche den Paschen'schen als ebenbürtig an die Seite gestellt werden dürfen. Die Spaltbreite

1) Vgl. H. Rubens u. A. Trowbridge, l. c. p. 736.

betrug 0,2 mm, die Breite der Thermosäule 0,6 mm (vgl. oben). Die Beobachtungsergebnisse sind in Fig. 3 graphisch dargestellt. Die Ordinaten bezeichnen die Galvanometerausschläge,

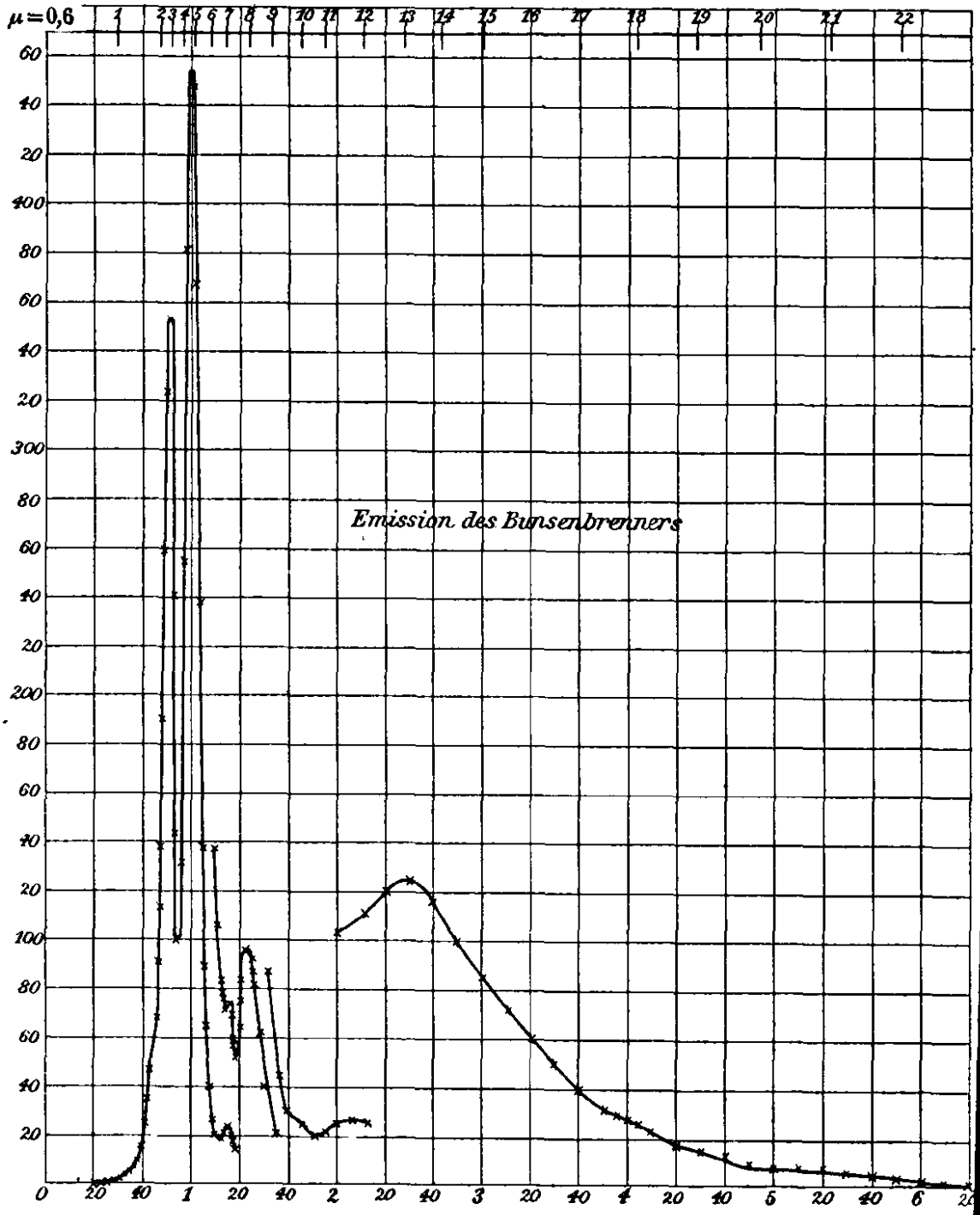

Fig. 3.

die Abscissen die Differenzen der Minimalablenkungen gegen diejenigen der *D*-Linie, bez. der Wellenlängen. Eine genauere Betrachtung der Energiecurve zeigt, dass sämmtliche stärkeren Emissionsmaxima des Wasserdampfes und der Kohlensäure an den gleichen Stellen des Spectrums vorhanden sind, an

welchen sie im Dispersionsspectrum des Fluorits von Hrn. Paschen beobachtet worden sind, mit Ausnahme der Erhebung bei $\lambda = 5{,}4\,\mu$, welche dem Emissionsspectrum des Wasserdampfes angehört und welche hier von der starken Emissionsbande der Kohlensäure bei $\lambda = 4{,}40\,\mu$ noch vollständig überdeckt wird. Bei der benutzten Spaltbreite war die Energie im Spectrum bis $\lambda = 7{,}4\,\mu$ zur Beobachtung ausreichend; an dieser Stelle wurde eine Erweiterung des bilateralen Spaltes auf 0,4 mm und dann auf 1 mm vorgenommen und mit dieser Spaltbreite die Messungen bis $\lambda = 9{,}1$ bez. bis $\lambda = 12\,\mu$ fort-

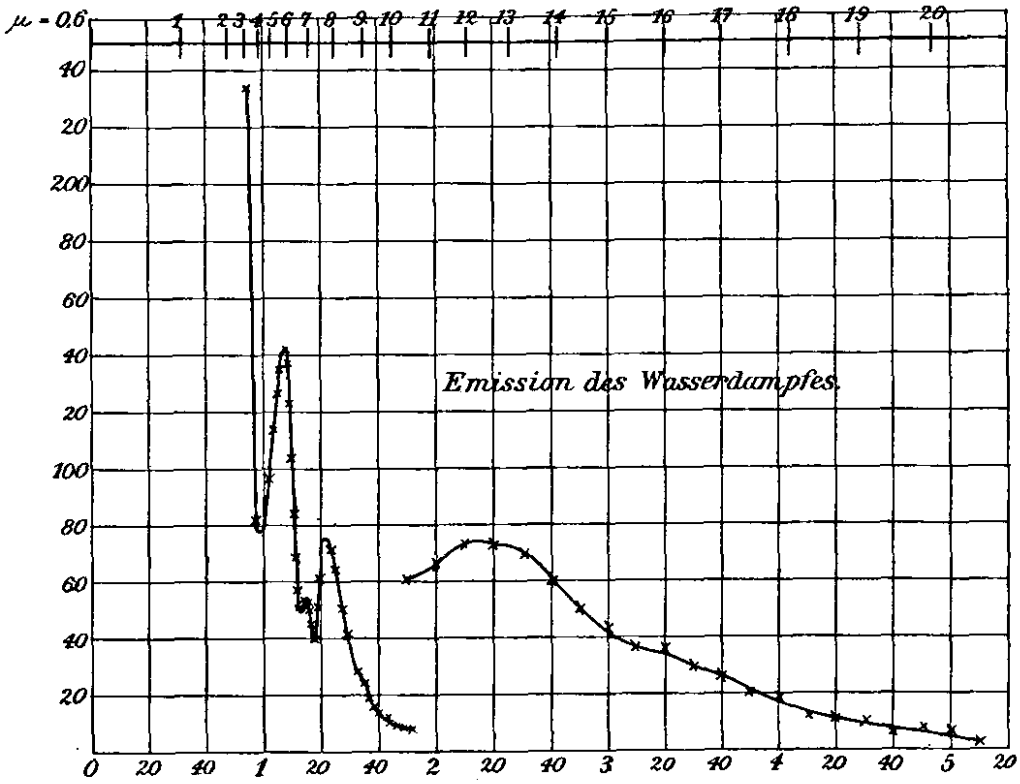

Fig. 4.

gesetzt, worauf eine abermalige Vermehrung der Spaltbreite auf 5,5 mm nothwendig wurde. Dementsprechend verläuft die Curve der Fig. 3 in einzelnen Absätzen.

In dem jenseits der Wellenlänge $\lambda = 9\,\mu$ gelegenen, hier zum ersten Mal wiedergegebenen Theile der Energiecurve nimmt die Emission scheinbar einen mehr continuirlichen Charakter an. Die Curve zeigt bei $\lambda = 10{,}7\,\mu$ ein Minimum, bei $\lambda = 13{,}1\,\mu$ ein wenig ausgeprägtes Maximum und nähert sich dann asymptotisch der Abscissenaxe. Durch Verminderung der Spaltbreite ist es uns nicht gelungen, diese breite Bande, welche sich von $\lambda = 11\,\mu$ bis über $\lambda = 20\,\mu$ hinaus erstreckt,

in einzelne Streifen aufzulösen. Dagegen lehren die weiter unten mitgetheilten Absorptionsversuche, dass es sich hier dennoch um eine grössere Zahl von benachbarten Banden handelt.

Um festzustellen, welchen Antheil der erhitzte Wasserdampf an der Strahlung des Bunsen'schen Brenners im Gebiete der grösseren Wellenlängen besitzt, brachten wir nunmehr eine Wasserstoffflamme vor den Spalt unseres Spectralapparates. Um zu bewirken, dass eine möglichst dicke Wasserdampfschicht zum Strahlen gebracht werde, hatten wir die Wasserstoffflamme gegen die Collimatoraxe unter einem sehr spitzen Winkel geneigt. Ferner wurde die in den Spalt gelangende Strahlung durch Anwendung eines Hohlspiegels verstärkt. Fig. 4 zeigt die Resultate der Beobachtungen, welche wiederum, wie aus dem sprungweisen Verlauf der Curve ersichtlich, mit verschiedenen Spaltbreiten (0,5 bez. 3,5 mm) erhalten wurden. Die Curve enthält in ihrem ersten Theile das in Fig. 3 fehlende, von der Emissionsbande der Kohlensäure bei $\lambda = 5{,}4\,\mu$ überdeckte Maximum des Wasserdampfes, welches Hr. Paschen angegeben hat. Jenseits $9\,\mu$ zeigt die Curve nahezu den gleichen Verlauf wie Fig. 3.

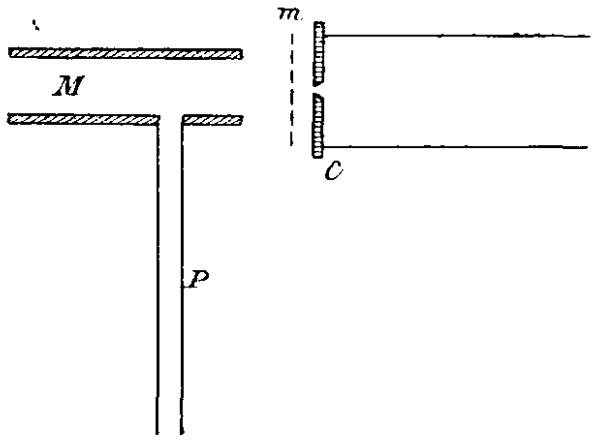

Fig. 5.

Das Emissionsspectrum der erhitzten Kohlensäure untersuchten wir in folgender Weise. Wir brachten (vgl. Fig. 5) vor den Spectrometerspalt C ein 25 cm langes und 4 cm weites Messingrohr M, das durch einen Dreibrenner auf hoher Temperatur gehalten wurde. In dieses mündete seitlich ein Platinrohr P von 14 cm Länge, dessen Durchmesser 8 mm betrug und welches durch einen zweiten Dreibrenner auf helle Rothgluth erhitzt wurde. In dieses wurde aus einem Gasometer ein stetiger Strom trockener Kohlensäure geleitet und dadurch zum Strahlen gebracht. Wir überzeugten uns durch Versuche, dass von den zum Heizen dienenden Brennern, sowie von den Wänden des heissen Rohres keine Strahlung in das Spectrometer gelangen konnte.

Der Anblick der Energiecurve in Fig. 6, welche die Resultate unserer Beobachtungen über die Emission der heissen Kohlensäure darstellt, lehrt uns, dass ausser den bereits bekannten Emissionsbanden bei $\lambda = 4{,}4\,\mu$ und $\lambda = 2{,}7\,\mu$ ein drittes Maximum vorhanden ist, dessen höchste Erhebung angenähert bei $\lambda = 14{,}1\,\mu$ liegt. Dasselbe tritt in der Emissionscurve des Bunsenbrenners vermuthlich nur deshalb nicht hervor, weil es

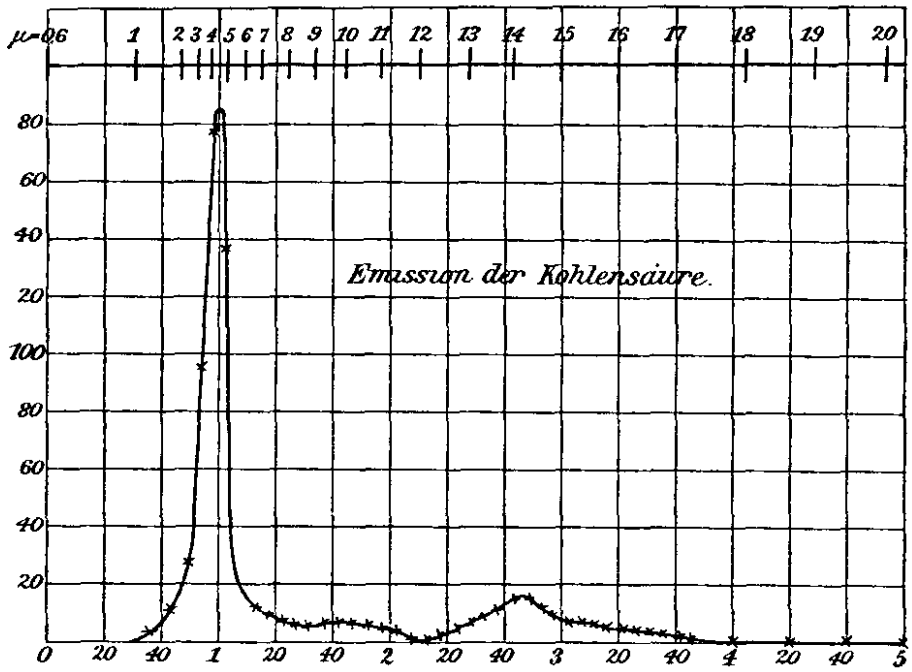

Fig. 6.

von dem nahe gelegenen erheblich stärkeren Emissionsmaximum des Wasserdampfes überdeckt wird.

Absorptionsspectra.

Die in dem Vorstehenden mitgetheilten Versuche über Emission können aus mehreren Gründen nur ein mangelhaftes Bild für die spectralen Eigenschaften der untersuchten Gase liefern. Einmal nämlich ist die beobachtete Energie der Strahlung so gering, dass jenseits $9\,\mu$ z. Th. sehr grosse Spaltbreiten (bis 5,5 mm) angewandt werden mussten; das untersuchte Spectrum ist deshalb sehr unrein, und die Möglichkeit ausgeschlossen, Einzelheiten zu beobachten, welche sich im Bereiche einiger Winkelminuten abspielen. Ferner ist die Lage der Maxima und Minima durch drei Nebenumstände beeinflusst, welche sich nur theilweise eliminiren lassen. Es sind dies erstens die Temperatur der Strahlungsquelle, durch welche bekanntlich die kurzen Wellen relativ um so mehr bevorzugt

werden, je höher dieselbe ist, zweitens die Dispersion und drittens die Absorption des Prismas. Wir haben es deshalb unterlassen, weitergehende Schlüsse aus den angeführten Emissionsbeobachtungen zu ziehen und dieselben nur deshalb kurz mitgetheilt, weil sie eine gute Controle der nun folgenden Absorptionsmessungen bilden.

Bei den Absorptionsmessungen diente ein Zirkonbrenner als Strahlungsquelle, dessen Strahlen mit Hülfe von einem oder mehreren Hohlspiegeln auf den Spectrometerspalt concentrirt wurden. In den Strahlengang war in geeigneter Weise eine Wasserdampf- oder Kohlensäureschicht eingeschaltet. Den verschiedenen Eigenschaften beider Gase entsprechend mussten wir in beiden Fällen wesentlich verschiedene Einrichtungen treffen. Fig. 7 stellt die Versuchsanordnung dar, welche wir bei der Untersuchung der Absorption des Wasserdampfes be-

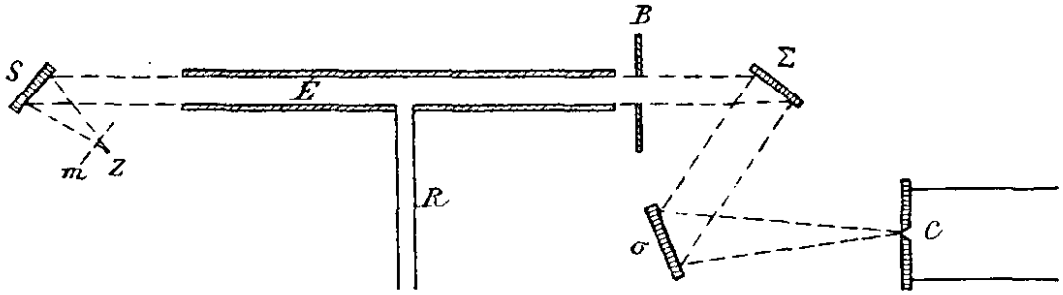

Fig. 7.

nutzten. Von dem Zirkonblättchen Z ausgehend, werden die Strahlen durch den Hohlspiegel S parallel gemacht und durchlaufen dann das 75 cm lange gusseiserne Rohr E, welches von unten durch vier Bunsen'sche Brenner auf über 100° erhitzt und durch das seitlich einmündende Messingrohr R mit einem permanenten Wasserdampfstrom beschickt werden kann. Unmittelbar hinter dem gusseisernen Rohre befindet sich eine kreisförmige Blende B, welche die Strahlung der erhitzten Rohrwand ausschliesst und ein Planspiegel Σ, welcher die aus dem Rohr austretenden Strahlen nach dem Hohlspiegel σ hin reflectirt, von wo sie auf dem Spalt des Spectrometers vereinigt werden. Diese Einrichtung, welche in vielen Punkten mit der von Hrn. Paschen gewählten übereinstimmt, gestattete uns in rascher Aufeinanderfolge Beobachtungen anzustellen, wenn sich das eine Mal Luft, das andere Mal Wasserdampf in dem Rohre E befand und ermöglichte uns hierdurch die

Absorption einer 75 cm dicken Wasserdampfschicht unabhängig von der im Spectrum herrschenden Energievertheilung zu ermitteln, während an die Constanz der Lichtquelle nicht allzu hohe Anforderungen gestellt wurden.

Die Versuchsanordnung, welche wir zur Beobachtung des Absorptionsspectrums der Kohlensäure anwandten, war folgende (vgl. Fig. 8). Einige Centimeter oberhalb eines 30 cm tiefen, 12 cm breiten und 30 cm langen Holzkastens K befand sich der horizontal gestellte Zirkonbrenner Z. Durch ein kreisförmiges Loch, welches in dem Deckel des Kastens angebracht war, fielen die Strahlen auf einen auf dem Boden des Kastens liegenden Hohlspiegel S, welcher dieselben durch ein zweites im Deckel vorhandenes Loch gegen einen Planspiegel Σ reflectirte. Von hier aus gelangten die Strahlen auf den Spalt des Spectrometers C, und zwar war die Brennweite des Spiegels S so gewählt, dass ein scharfes Bild des Zirkonblättchens in der Spaltebene erzeugt wurde. Dicht über dem Boden des Kastens mündete ein Glasrohr r, durch welches ein Strom trockener Kohlensäure aus einem Gasometer permanent durch den Kasten hindurch geleitet werden konnte. Der Kasten wurde durch Zuschmieren aller Fugen und Ritzen mit Wachs sorgfältig gedichtet, sodass die Kohlensäure nach Verdrängung der Luft nur durch die beiden im Deckel angebrachten Oeffnungen entweichen konnte. Die mittlere Weglänge, welche von den Strahlen im Kasten zurückgelegt wurde, betrug nahezu 65 cm. Da die Vorversuche sehr bald ergaben, dass sich die Absorption der Kohlensäure jenseits $9\,\mu$ nur auf ein sehr kleines Gebiet erstreckt, konnten die Versuche hier in der Weise angestellt werden, dass hintereinander drei Energiecurven aufgenommen wurden, die erste, wenn Luft in dem Kasten war, die zweite, wenn sich trockene Kohlensäure darin befand und die dritte, welche zur Controle diente, unter denselben Bedingungen

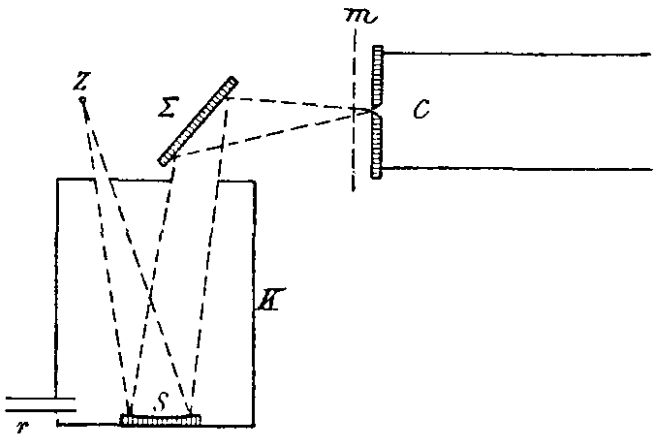

Fig 8.

wiederum wie die erste. Der Ersatz der Kohlensäure im Kasten durch Zimmerluft geschah, indem man das in den Kasten einmündende Glasrohr mit einer Wasserluftpumpe verband, wodurch die Kohlensäure abgesaugt wurde und die Zimmerluft durch die Oeffnungen des Deckels nachströmte.

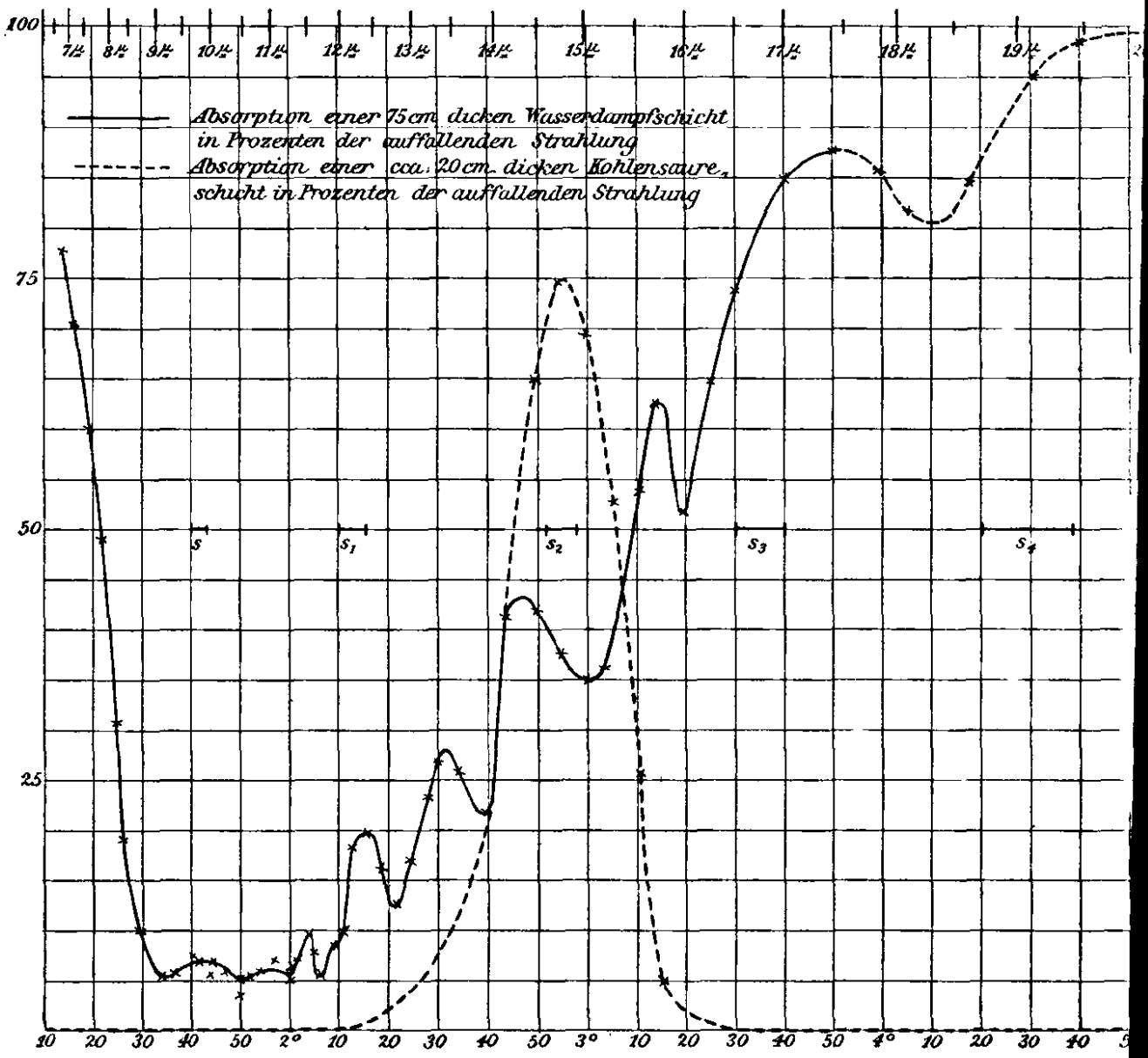

Fig. 9.

Die Resultate unserer Absorptionsmessungen sind in den Curven der Fig. 9 graphisch dargestellt. Die Beobachtungen konnten wegen der ungemein grossen Energie der Lichtquelle mit ziemlich geringer Spaltbreite ausgeführt werden. Sämmtliche Messungen, welche sich auf Kohlensäure beziehen, sind mit 1 mm Spaltbreite ausgeführt. Bei der Beobachtung des Absorptionsspectrums des Wasserdampfes variirt die Spaltbreite zwischen 0,5 und 3,0 mm. Dieselbe betrug zwischen 7 μ und

11 μ 0,5 mm, zwischen 11 μ und 14 μ 0,8 mm, zwischen 14 μ und 16 μ 1,1 mm, zwischen 16 μ und 17,6 μ 1,7 mm und zwischen 17,5 μ und 20 μ 3,0 mm, während die Thermosäule unverändert 0,6 mm breit war. Die scheinbare Breite der Spalte in Minuten ist in Fig. 9 durch die Länge der Linien s, $s_1 \ldots s_4$ dargestellt. Bei $\lambda = 17{,}5\ \mu$ betrugen die Ausschläge mit und ohne Einschaltung der Wasserdampfschicht noch 22 bez. 2,6 mm. Wir haben daher, entsprechend der hierdurch bedingten geringeren Genauigkeit, von dieser Wellenlänge ab den Verlauf der Absorption durch eine punktirte Linie angedeutet.

In den Curven der Fig. 9 sind, ebenso wie bei den oben gegebenen Emissionscurven, die Ablenkungswinkel α oder richtiger deren Differenzen gegenüber der Minimalablenkung für die Natriumlinie $\alpha_D - \alpha_\lambda$ als Abscissen aufgetragen. Die Ordinaten werden gebildet durch die Menge der absorbirten Energie, wenn die einfallende Energiemenge gleich 100 gesetzt wird. Eine an dem oberen Rand der Figur angebrachte Teilung giebt die den verschiedenen Ablenkungswinkeln entsprechenden Wellenlängen.

Der Wasserdampf zeigt in dem Spectralgebiet zwischen $\lambda = 9\ \mu$ und $\lambda = 11\ \mu$, verglichen mit den kurzwelligeren und langwelligeren Theilen des ultrarothen Spectrums nur schwache Absorption. Hieraus folgt das bei der Emission beobachtete Minimum bei $\lambda = 10{,}7\ \mu$. Jenseits 11 μ beginnt die Absorption wiederum zu wachsen und wird bei $\lambda = 20\ \mu$ nahezu vollständig, wodurch das bei $\lambda = 13{,}1\ \mu$ beobachtete Emissionsmaximum seine Erklärung findet. In dem Spectralgebiet zwischen $\lambda = 11\ \mu$ und $\lambda = 18\ \mu$ besitzt der Wasserdampf sechs deutlich hervortretende Absorptionsmaxima, welchen nach unseren Beobachtungen die Wellenlängen $\lambda = 11{,}6$, 12,4, 13,4, 14,3, 15,7 und 17,5 zukommen.

Auch im Gebiet kürzerer Wellenlängen, zwischen $\lambda = 9\ \mu$ und $\lambda = 11\ \mu$ ist höchst wahrscheinlich eine Anzahl solcher Absorptionsbanden vorhanden, von denen zwei in der Curve angedeutet sind, doch ist hier offenbar die Dispersion unseres Sylvinprismas zur vollständigen Trennung derselben nicht mehr ausreichend. Dasselbe gilt für die zwischen $\lambda = 7\ \mu$ und $\lambda = 9\ \mu$ gelegenen Theile des Spectrums, welche wir hinzugefügt

haben, um einen Anschluss an die Paschen'schen Beobachtungen zu gewinnen. Hrn. Paschen's Beobachtungen geben für eine 7 cm dicke Wasserdampfschicht zwischen den Wellenlängen 6,53 μ und 8,26 μ eine continuirliche Abnahme der Absorption von 82,3 auf 8,0 Proc., sind also mit unseren Messungen qualitativ in guter Uebereinstimmung. Eine quantitative Vergleichung unserer Versuchsresultate mit denen des Hrn. Paschen scheint indessen nicht möglich, da sich das Absorptionsgesetz auf Spectra nicht anwenden lässt, welche aus einzelnen schmalen Absorptionsstreifen bestehen, deren Trennung infolge der Unreinheit des Spectrums nicht gelingt. Es geht dies schon aus Hrn. Paschen's eigenen Messungen hervor, welcher beispielsweise bei $\lambda = 7{,}87\ \mu$ für eine 7 cm dicke Wasserdampfschicht 12,5 Proc.[1]), für eine 33 cm dicke Wasserdampfschicht 13 Proc.[2]) Absorption findet. Auch hat Hr. Ångström bei der Untersuchung des Absorptionsspectrums anderer Gase ähnliche Beobachtungen gemacht.

Unsere Versuche, welche zur Ermittelung des Absorptionsspectrums der Kohlensäure in der oben beschriebenen Weise angestellt wurden, liessen sehr bald erkennen, dass man es nur mit einem einzigen Absorptionsstreifen zu thun hatte, dessen Maximum angenähert bei $\lambda = 14{,}7\ \mu$ liegt. Indessen erwies sich die Dicke der absorbirenden Kohlensäureschicht als zu gross, um ein deutliches Bild des spectralen Verlaufes der Absorption zu geben, da zwischen den Wellenlängen 14 μ und 15,5 μ nahezu vollständige Auslöschung der Energie eintrat. Wir füllten daher den Kasten nur bis ungefähr $^1/_3$ seiner Höhe mit Kohlensäure und erhielten dann das durch die punktirte Curve der Fig. 9 wiedergegebene Absorptionsspektrum. Das gesammte Absorptionsgebiet beschränkt sich auf das Intervall $\lambda = 12{,}5$ bis $\lambda = 16\ \mu$, das Maximum liegt bei 14,7 μ. Ausserhalb dieses Bereiches war zwischen den Grenzen 8 bis 20 μ nicht die geringste Absorption nachweisbar, auch wenn der Kasten mit Kohlensäure vollständig gefüllt war. Es ist hiernach das von uns beobachtete Emissionsspectrum der Kohlensäure leicht erklärlich. Das Maximum der ausgestrahl-

1) Paschen, Wied. Ann. **52.** p. 214. 1894.
2) Paschen, Wied. Ann. **51.** p. 19. 1894.

ten Energie wird infolge der drei oben genannten Umstände nach der Seite der kürzeren Wellen verschoben und erscheint bei 14,1 μ (vgl. Fig. 6).

Die Schärfe dieses bei $\lambda = 14{,}7\ \mu$ gelegenen Absorptionsstreifens ist so gross, dass derselbe infolge des Kohlensäuregehaltes der Zimmerluft in jeder Energiecurve deutlich hervortritt, während die Absorptionsbanden des Wasserdampfes bei mittleren Feuchtigkeitsgehalt auf diesem Wege nicht beobachtet werden können.

Aus den in dem Vorstehenden mitgetheilten Beobachtungen geht hervor, dass die Erdatmosphäre für die Strahlen von der Wellenlänge 12—20 μ ebenso wie für diejenigen der Wellenlänge 24,4 μ vollkommen undurchlässig sein muss. In der That erstrecken sich die Beobachtungen Langley's im Spectrum der Sonne und des Mondes nur bis zu Minimalablenkungen seines Steinsalzprismas von ca. 36°. Es entspricht dies einer äussersten Wellenlänge von 10—11 μ.

Für die praktische Meteorologie ist freilich die Thatsache, dass die Sonnenstrahlen jenseits der Grenze $\lambda = 12\ \mu$ in der Erdatmosphäre absorbirt werden, von geringer Bedeutung, da die Energie dieser Strahlen, verglichen mit der Gesammtemission der Sonne, sehr klein ist.

Charlottenburg, Physik. Inst. d. Techn. Hochschule,
December 1897.

(Eingegangen 30. December 1897.)