

**2. Zur Kenntnis ultraroter Linienspektren. I.**  
*(Normalwellenlängen bis 27000 Å.-E.);*  
 von *F. Paschen.*

---

Im Beginne des ultraroten Spektralgebietes sind in den letzten Jahren die Wellenlängen einiger Spektrallinien mit einer Genauigkeit bestimmt, welche derjenigen im sichtbaren und ultravioletten Gebiete nahe kommt, und welche genügt, wichtige Fragen betreffs der Seriengesetze zu entscheiden. Es sind unter den neueren Arbeiten<sup>1)</sup> besonders die genauen Messungen von E. P. Lewis<sup>2)</sup>, der mit einem Konkavgitter durch Koinzidenz mit bekannten kürzeren Wellenlängen die Wellenlängen von 13 Linien zwischen der Calciumlinie 7664 und der Thalliumlinie 11 512 Å.-E. bestimmte. Die dabei tatsächlich erreichte Genauigkeit scheint 1 Å.-E. zu sein. Diese Bestimmungen sind unter den neueren Arbeiten wohl die genauesten geblieben und bilden daher bis 11 500 Å.-E. wichtige Normalwellenlängen.

Zu erwähnen sind ferner die Arbeiten von H. Lehmann über die ultraroten Spektren der Alkalien<sup>3)</sup>, Erdalkalien<sup>4)</sup> und des Eisens<sup>5)</sup>. Wenn auch Lehmanns Messungen bisweilen jedenfalls erheblich fehlerhafter zu sein scheinen<sup>6)</sup> als diejenigen von Lewis, so sind sie doch sehr wertvoll wegen der systematischen Untersuchung der Spektren einiger Elemente im äußersten Rot bis etwas über 9000 Å.-E.

In demselben Gebiete hat mit einer bedeutend größeren Genauigkeit F. A. Saunders<sup>7)</sup> die Spektren der Alkalien

---

1) Die älteren sind vielfach, u. a. von Lewis, Lehmann, Bergmann und Moll besprochen.

2) E. P. Lewis, *Astrophys. Journ.* **2.** p. 1 u. 106. 1895.

3) H. Lehmann, *Ann. d. Phys.* **5.** p. 633. 1895.

4) H. Lehmann, *Ann. d. Phys.* **8.** p. 643; **9.** p. 246. 1902.

5) H. Lehmann, *Ann. d. Phys.* **9.** p. 1330. 1902.

6) Man vgl. H. Hermann, *Tübing. Diss.* 1904. p. 19, 20, 22.

7) F. A. Saunders, *Astrophys. Journ.* **20.** p. 188. 1904.

untersucht und dabei eine Reihe schwächerer, für die Seriengesetze wichtiger Linien zuerst gemessen.

A. Bergmann<sup>1)</sup> untersucht die Spektren der Alkalien und bestimmt jenseits 10 000 Å.-E. bis etwa 15 000 Å.-E. mit einem Drahtgitter und einem photographisch hergestellten Gitter Wellenlängen. Obwohl diese Wellenlängen bei 12 000 Å.-E. Fehler bis 20 Å.-E. und bei 15 000 Å.-E. Fehler von 120 Å.-E. besitzen, sind sie doch wegen ihrer Vollständigkeit auch in bezug auf schwächere Linien für die Seriengesetze von sehr großer Bedeutung. Aber als Normalwellenlängen können die Daten von Bergmann nicht dienen.

Erwähnung bedarf eine ausgezeichnete Arbeit von W. J. H. Moll<sup>2)</sup> über die Spektren der Alkalien bis  $4 \mu$  und des Quecksilbers bis  $1,7 \mu$ . Wenn auch die Wellenlängen infolge der geringen Dispersion des benutzten Steinsalzprismas nur bis auf  $\frac{1}{100} \mu$ , also 100 Å.-E. angegeben sind, sind sie doch (die Zahlen nach Langley) soweit sicher und den einzelnen Elementen richtig zugeordnet, daß die Angaben als Unterlage für genauere Wellenlängenmessungen dienen können. Sie haben mir bei Kalium und Natrium vorzügliche Dienste geleistet.

Nicht dasselbe ist von ähnlichen Untersuchungen von W. W. Coblentz<sup>3)</sup> zu sagen, dessen Angaben bisweilen kaum zu identifizieren sind.

#### Allgemeines über die Messungen.

Meine Messungen hatten zunächst den Zweck, die Arbeit von Lewis weiter ins Ultrarot hinein fortzusetzen, d. h. jenseits 10 000 Å.-E. genaue Wellenlängennormalen zu schaffen. Diese Aufgabe hatte ich mir schon im Jahre 1891 gestellt, mußte sie aber damals aufgeben, da mir jegliche Mittel zur Erzeugung intensiver Linienspektren von einigermaßen konstanter Helligkeit fehlten. Ich habe diese Aufgabe jetzt wieder aufgenommen, einmal, weil ich mir ein vorzügliches Gitterspektrolometer konstruiert habe, dann aber auch, weil ich alle Mittel zur

1) A. Bergmann, Diss. Jena 1907.

2) W. J. H. Moll, Archives Néerlandaises des Sciences Exactes et Naturelles (2) 13. p. 100.

3) W. W. Coblentz, Carnegie Inst. Washington 1905. Physik. Zeitschr. 4. p. 257. 1903.

Erzeugung intensiver Lichtquellen von genügender Konstanz zur Verfügung habe.

Die Lichtquellen solcher Art, welche nun allgemein zugänglich sein dürften, sind erstens Geissleröhren, betrieben durch Hochspannungsstrom oder durch konstant arbeitende Induktionsapparate, zweitens die Aronssche Quecksilberlampe mit Akkumulatorenstrom erregt. Dementsprechend habe ich zunächst untersucht: Helium in Geissleröhren von der bei R. Götze, Leipzig, käuflichen, „end-on“ angeordneten Form (Type C, p. 554). Helium besitzt nach früherer Untersuchung von mir<sup>1)</sup> zwei starke Linien bei 1,11 und 2,04  $\mu$ . Sodann zeigte Argon eine Reihe kräftiger Linien, die, soweit sie einfache Linien sind, ebenfalls genauer ermittelt wurden. Eine Durchmusterung des Serienspektrums von Sauerstoff in Geisslerschen Röhren ergab mehrere ultrarote Linien; Quecksilber zeigt besonders bei höherem Dampfdruck, wie solcher in Quarzbehältern ohne Kühlung sich einstellt, eine Reihe intensiver ultraroter Linien, von denen einige einfache und scharfe besonders geeignet als standards erschienen. Sie werden besonders stark emittiert von der Quarz-Amalgamlampe von Heraeus. Doch sind sie von mir vorher in einer selbst gefertigten Aronslampe aus Quarz, die reines Quecksilber enthielt, gemessen und als Quecksilberlinien identifiziert. Ich habe in der Amalgamlampe außer ihnen keine weitere Linien im Ultrarot gefunden.

Die Untersuchung wurde dann, hauptsächlich infolge anregender Anfragen des Hrn. W. Ritz, etwas weiter ausgedehnt und in ihren ursprünglichen Zielen verschoben, um Linien festzustellen, welche für die Serienbetrachtungen des Hrn. Ritz<sup>2)</sup> von Interesse sind. Einen Anstoß dazu gab wohl, wenigstens für mich, die Auffindung einer neuen Heliumlinie im Ultrarot, welche nicht zu den bisher bekannten sechs Serien dieses Spektrums gehört, und von mir daher ursprünglich als Verunreinigung angesehen wurde. Um ihren Ursprung festzustellen, hatte ich die Spektren von Quecksilber, Sauerstoff, Wasserstoff, Stickstoff, Argon und Neon durchmustert, ohne dort diese

1) C. Runge und F. Paschen, *Astrophys. Journ.*, January 1896. Addendum by F. Paschen.

2) Inzwischen veröffentlicht *Physik. Zeitschr.* 15. Aug. 1908.

Linie zu finden. Da nun die Götzeschen Heliumröhren, in denen diese Linie auftrat, außer einer Spur von Sauerstoff keine Verunreinigung im Sichtbaren zeigten, war es wahrscheinlich, daß es sich um eine Heliumlinie handelte. Die Wahrscheinlichkeit vergrößerte sich dadurch, daß Hr. Ritz Verallgemeinerungen der bekannten Seriengesetze entdeckt hatte und mir mitteilte, daß danach diese Linie mit genau der von mir gemessenen Wellenlänge existieren konnte. Schließlich fand ich noch das zweite Glied dieser neuen Heliumserie. Ich fand dann weiter auf Anregung von Hrn. Ritz eine analog als existenzfähig von ihm prophezeite Wasserstoffserie und bestimmte schließlich auf den Wunsch von Hrn. Ritz Linien des Natriums, Kaliums, Lithiums im Kohlebogen, so gut es mit meiner hierfür weniger geeigneten Anordnung möglich war. Wegen der Inkonstanz des Bogens war es nämlich unmöglich, Energiekurven dieser Bogenlinien zu durchmessen. Während ein Gehilfe den Bogen auf dem Spalte abgebildet hielt, stellte ich, die Galvanometernadel beobachtend, die Linie ein, indem ich zugleich mit der Mikrometerschraube langsam das Spektrum über die Thermosäule wandern ließ, bis der Galvanometerausschlag ein Maximum erreichte. Wenn während der wenigen Sekunden, die hierzu erforderlich waren, die Helligkeit der Linie nicht schwankte, variierten solche Einstellungen bei scharfen, einfachen Linien um höchstens 5 Å.-E. Obwohl diese Fehler mindestens 10 mal größer sind als die Energiekurvenmessungen, so sind sie doch viel kleiner als die früheren Messungen. Bei unscharfen oder nahen Doppellinien allerdings waren die Unsicherheiten oft bedeutend größer. Wenn solche Linien hier trotzdem mit Vorbehalt angegeben werden, so geschieht es wegen ihrer Wichtigkeit für die Seriengesetze. Ich hoffe, daß die Genauigkeit der angegebenen Normalwellenlängen hierdurch nicht beeinträchtigt erscheinen möge. Andere Anordnungen sollen versucht werden, um auch bei Bogenspektren eine größere Sicherheit zu erzielen.

#### **Experimentelle Einzelheiten.**

##### **Lichtquellen.**

Zur genauen Bestimmung schwächerer Linien in Geissler-  
röhren, z. B. der Heliumlinie 18 687, der Sauerstofflinien und

Wasserstofflinien wurde die Röhre mit stärkerem Strome aus einer Hochspannungs-Akkumulatorenbatterie von Bornhäuser betrieben. Da Glasröhren bei 0,05 Amp. nur soeben die Heliumlinie 18 687 in für die Gitteranordnung genügender Intensität ergaben, bei den anderen Gasen eine so hohe Belastung aber nicht aushielten, so daß die interessierenden Linien zu schwach blieben, ging ich zu Quarzglasröhren über, welche die Firma Heraeus besorgte. Sie hatten die Form Fig. 1, besaßen ein Fenster aus einer Quarz-, Fluorit- oder

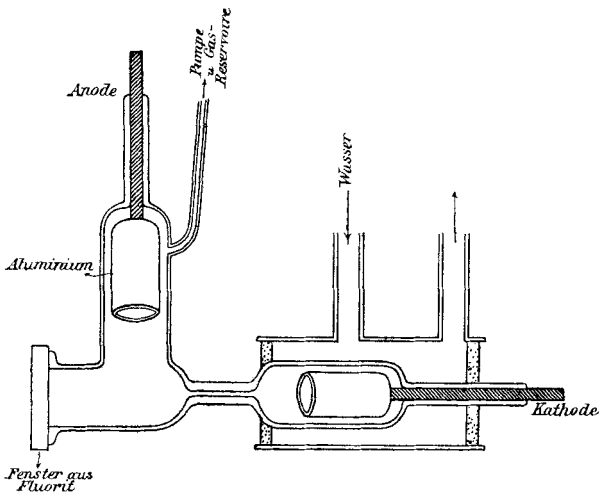


Fig. 1.

Steinsalzplatte und Elektroden in Form von Aluminiumzylindern von 1 mm Wandstärke, deren Zuführungen eingeschlifene Stahlstäbe bildeten. Sie vertrugen ohne Kühlung der Kathode bei Heliumfüllung Belastungen von 0,2 Amp. mit Wasserkühlung bis 0,3 Amp. Bei Wasserstoff- und Sauerstofffüllung schmolz die Kathode ohne Kühlung bereits mit 0,15 Amp. zusammen. Die gekühlte Kathode hielt 0,2 Amp. aus. Die interessanten Linien H 18 751 und He 18 687 sind nur bei „end-on“-Anordnung stark. Nachdem ich mit einer nicht „end-on“ angeordneten Quarzröhre viele vergebliche Versuche mit Strömen bis 0,16 Amp. zur Auffindung der Wasserstofflinie gemacht hatte, erschien diese Linie sofort bei einer

„end-on“ angeordneten Quarzröhre, und zwar schon dann, wenn der Wasserstoff nur als Verunreinigung von Helium oder Sauerstoff auftrat. Da die anderen Helium- und Wasserstofflinien „end-on“ nicht stärker sind, als senkrecht zur Kapillare betrachtet, so ist physikalisch ein bestimmter Unterschied der neuen Linien gegenüber den Linien der bekannten Serien. Die neuen gewinnen mit Vergrößerung der Dicke der leuchtenden Schicht erheblich an Intensität. Ihr Absorptionsvermögen muß daher erheblich kleiner sein als das der anderen Serienlinien.

Die Hochspannungsbatterie von 4000 Volt oder zwei parallel gelegten 2000-Volt-Batterien wurde zunächst unter Vorlegung eines aus Konstantanband hergestellten Widerstandes von ca. 80 000 Ohm auf die Röhre geschaltet. Von diesem Widerstande wurden dann bis zu 70 000 Ohm durch Kurzschluß ausgeschaltet. Mit den noch übrigen mindestens 10 000 Ohm erzielte man durch passende Spannungen Ströme von 0,1 bis 0,3 Amp. Bei diesen Strömen bleibt die Strahlung einer Linie nur dann lange konstant, wenn die Röhre genügend gereinigt ist. Zu ihrer Reinigung wird die Röhre zunächst völlig (am besten durch Kohle in flüssiger Luft) leer gepumpt und dabei erhitzt. Alsdann wird sie mit *reinem* Sauerstoff wiederholt gefüllt und längere Zeit betrieben, bis das Sauerstoffspektrum, welches bei höheren Drucken und Gleichstrom vorwiegend das Serienspektrum ist, bei Strömen von 0,2 Amp. einigermaßen rein bleibt. Dann wird die völlig evakuierte Röhre mit dem neuen Gase (Helium, H) gefüllt. Eine so mit reinem Helium gefüllte Quarzröhre wurde abgeschmolzen und hielt dann wochenlang eine Belastung von 0,15 Amp. aus, ohne irgendwelche Verunreinigung im Spektrum zu zeigen. Eine zweite Quarzröhre allerdings, deren Elektroden mit Quecksilber verunreinigt schienen, mußte dauernd an der Pumpe bleiben und immer wieder von neuem behandelt werden, wollte man ein Spektrum für eine Stunde konstant haben. Nur wenn das Spektrum rein bleibt, erhöht vermehrte Stromintensität die Helligkeit seiner Linien. Eine von R. Götze bezogene „end-on“-Heliumröhre aus Glas hielt Ströme von 0,06 Amp. aus, so daß mit ihr genaue Bestimmungen der Linie 18 687 gelangen.

Die selbstgefertigte Quarz-Quecksilberlampe nach Arons hatte nachstehende Form (Fig. 2). Sie ließ sich ohne Kühlung

des Dampfraumes mit Strömen bis 10 Amp. betreiben. Der Bogen beschränkte sich bei hohem Strom und entsprechend hohem Dampfdruck auf eine dünne intensiv leuchtende Lichtlinie, welche die beiden Elektroden auf dem kürzesten Wege verband. Eine ähnliche helle Lichtlinie habe ich gefunden, wenn von einer Geisslerröhre mit Quecksilberelektroden die kurze Kapillare in ein intensives Magnetfeld gebracht wird.<sup>1)</sup>

Bezüglich des in Luft brennenden Na-, Li-, K-Bogens sei erwähnt, daß eine selbstregulierende Lampe mit vertikalen Kohlen verwendet wurde, und daß beide Kohlen durchbohrt und mit den wasserfreien Chloraten gefüllt waren. Der Bogen allein, mit peinlich genauer Abbildung der Kohlenenden, wurde auf dem Spalte abgebildet.

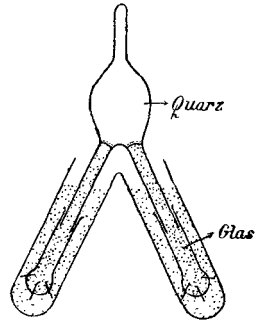


Fig. 2.

Weitere experimentelle Einzelheiten.

Die Spektralanordnung.

Die Spektralanordnung (Fig. 1a) bestand ähnlich der von mir 1893 beschriebenen<sup>2)</sup> aus einem Rowlandschen Plangitter von 14450 Strichen pro inch und einer geteilten Fläche von 48 mm Breite und 35 mm Höhe in Verbindung mit einem Spiegelspektrometer. Das Spektrometer ist von R. Fuess gebaut und von Hrn. Giesing<sup>3)</sup> benutzt. Gittertisch und Teilkreis verbunden ließen sich roh und mikrometrisch gegenüber den festgestellten Fernrohren drehen. Ein Winkel ließ sich mit einer tatsächlichen Genauigkeit von 1 Sek. messen. Die Konkavspiegel aus Silber sind von Zeiss geschliffen. Die Anordnung auf dem Spektrometer ist nicht eine der käuflichen, sondern ist von mir so getroffen, daß der Inzidenzwinkel bei

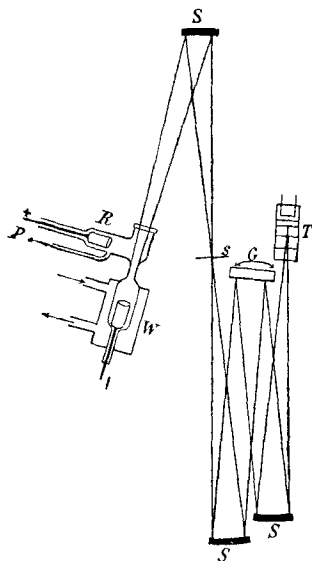
1) F. Paschen, Physik. Zeitschr. 1. p. 478. 1900. Das hier beobachtete, aber nicht verstandene Phänomen wird auch wohl mit einer Vermehrung des Dampfdruckes in der Kapillare zusammenhängen.

2) F. Paschen, Wied. Ann. 48. p. 272. 1893.

3) E. Giesing, Ann. d. Phys. 22. p. 333. 1907.

der Reflexion so klein wie möglich wird. Dabei läßt sich eine große Schärfe der Abbildung erzielen.

Zur Beobachtung der Linien diente eine Thermosäule nach Rubens, welche hier von mir in möglichst empfindlicher und störungsfreier Form gefertigt war, in Verbindung mit einem meiner empfindlichsten Galvanometer. Ein unmittelbar vor den empfindlichen Lötstellen befindlicher Spalt von 0,3 mm Breite stand in der Bildebene des zugehörigen Spiegels. Dieselbe Breite hatte der Kollimatorspalt. Die Konkavspiegel hatten eine Brennweite von 35 cm. Der Thermosäulenspalt bedeckte in I. Ordnung ein Spektralgebiet



S, S Konkavspiegel.  
s Spalt.  
G Plangitter.  
T Thermosäule.  
R Geissleröhre aus Quarzglas.  
W Wasserkühlung ihrer Kathode.  
P zur Pumpe.

Fig. 1 a.

von 15,0 Å.-E.	bei 7000 Å.-E.
„ 14,5 „	„ 10 000 „
„ 12,4 „	„ 20 000 „
„ 9,5 „	„ 27 100 „

Er erschien ca. 1,5 Min. breit. Die Energiekurve einer scharfen Linie erstreckte sich dementsprechend über etwa 3 Min. Doppellinien, deren Abstand in I. Ordnung größer als 2 Å.-E. und in II. Ordnung größer als 1 Å.-E. war, konnten ziemlich sicher als solche

an der Verbreiterung ihrer Energiekurven erkannt werden. Auch ließ sich ihr Abstand nach dem Betrage dieser Verbreiterung schätzen. Natürlich waren aber dann die einzelnen Wellenlängen nicht mehr mit der Sicherheit anzugeben, wie bei einer einzigen scharfen Linie. War der Abstand zweier Doppellinien größer, als 1,5 Min., so erschienen sie mit getrennten Maximis und waren wieder einzeln genau zu messen. Bei Bogenlinien solcher Art war dann eine Entscheidung unmöglich, ob es zwei scharfe, verschiedene Linien, oder eine einzige, stark verbreiterte und selbst umgekehrte Linie ist.



Die Messungen sind wie die 1893 beschriebenen Koinzidenzmessungen. Eine genau bekannte sichtbare Linie diente in den ersten 4—5 Ordnungen links und rechts zur Bestimmung der einen Konstanten  $C$  des Apparates. Mißt man den Winkel  $\alpha$  von der Gitterstellung an, bei der das ungebeugte Bild des Spaltes auf den Thermosäulenspalt fällt, so ist die entsprechende Wellenlänge  $\lambda$  gegeben als:

$$\lambda = C \sin \alpha.$$

Die Größe  $C$  hängt ab von der Gitterkonstanten und dem Winkel zwischen den Fernrohren. Zur Bestimmung der Konstanten  $C$  dienten *okulare* Messungen mit der grünen Quecksilberlinie oder der gelben Heliumlinie.

Die Wellenlängen sind:

Hg grün	He gelb	Bezogen auf
5460,97 <sup>1)</sup>	5875,870 <sup>2)</sup>	Rowlands Skale
5460,7424 <sup>3)</sup>	5875,618 <sup>4)</sup>	Michelsons Messung der roten Kadmiumlinie.

Es wurde auf Rowlands Skale bezogen.

Okulare Eichung. Beispiel I.

6. 4. 1908. Temp.<sup>5)</sup> 16,8 bis 17,5° C. Heliumlinie 5875,870 Å.-E.

Ordnung	Bild	Mikroskop links	Mikroskop rechts
I	rechtes	100° 7' 22,5''	280° 8' 16,6''
	linkes	80 44 44,7	260 45 36,35
	Diff.	19 22 37,8	19 22 40,25
	$\alpha$	9 41 18,9	9 41 20,12
II	rechtes	110 6 18,85	290 7 11,75
	linkes	70 45 51,90	250 46 47,0
	Diff.	39 20 26,95	39 20 24,75
	$\alpha$	19 40 13,48	19 40 12,37
III	rechtes	120 45 36,95	300 46 27,55
	linkes	60 6 38,05	240 7 32,3
	Diff.	60 38 58,90	60 38 55,25
	$\alpha$	30 19 29,45	30 19 27,63

1) H. Kayser u. C. Runge, Abhandl. d. Berl. Akad. d. Wissensch., Anhang, p. 49. Berlin 1891.

2) C. Runge u. F. Paschen, Astrophys. Journ., Januar 1906.

3) Ch. Fabry u. A. Perot, Compt. rend. 130. p. 492—495. 1900.

4) Lord Rayleigh, Phil. Mag. 11. p. 702. 1906.

5) In der Luft nahe dem Gitter.

Ordnung	Bild	Mikroskop links			Mikroskop rechts		
IV	rechtes	132	44	53,13	312	45	50,21
	linkes	48	7	19,25	228	8	9,35
	Diff.	84	37	33,88	84	37	40,86
	$\alpha$	42	18	46,94	42	18	50,43

Hieraus folgt:

Ordnung	Mittel $\alpha$	$\lambda$ I. Ordnung in $\text{\AA}$ -E.	$C$ in $\text{\AA}$ -E.
I	9° 41' 19,51''	5875,870	34913,93
II	19 40 12,93	11751,740	34912,41
III	30 19 28,54	17627,610	34913,20
IV	42 18 48,68	23503,480	34913,74

Mittel (I u. IV einfach, II u. III doppel gewertet):  $C = 34913,15 \text{ \AA}$ -E.

Okulare Eichung. Beispiel II.

13. 4. 1908. Temp. 16,6 bis 17,2° C. Quecksilberlinie 5460,97  $\text{\AA}$ -E.

Ordnung	Mittel $\alpha$	$\lambda$ I. Ordnung in $\text{\AA}$ -E.	$C$ in $\text{\AA}$ -E.
I	8° 59' 55,99''	5460,97	34913,27
II	18 13 48,04	10921,94	13,06
III	27 59 8,475	16382,91	12,89
IV	38 43 51,06	21843,88	13,19

Mittel (I einfach, II, III, IV 2 fach gewertet):  $C = 34913,08 \text{ \AA}$ -E.

Die Bestimmung einer ultraroten Wellenlänge ist eine galvanometrische und hat den Vorzug vor der okularen, daß jede Einstellung auf eine Linie durch die Energiekurve dieser Linie ermittelt wird. Diese ist bei einer einzelnen scharfen Linie nahe ein gleichschenkliges Dreieck. Die Schwerlinie dieser Energiekurve wird erfahrungsgemäß genauer erhalten, als eine okulare Einstellung der Linie (Konstanz der Helligkeit vorausgesetzt). Es liegt dies daran, daß jegliches subjektive Moment in Fortfall kommt, welches bei wiederholter Einstellung auf eine Linie eine sehr große Rolle spielt (auch beim Ausmessen photographischer Spektrogramme). Man stellt den Teilkreis auf bestimmte Winkel und mißt jedesmal den Galvanometeraussschlag. Eine solche Messung einer Energiekurve erforderte bei starken Linien 10 und bei schwachen bis zu 25 Min. Um nun nicht durch okulare Einstellungen unnötige Fehler in die bolometrischen Beobachtungen zu bringen,

wird jede Messungsreihe damit begonnen, daß von einer starken, scharfen vorher genau bestimmten ultraroten Linie das linke und rechte Beugungsbild durchgemessen wird. Ist die Konstante  $C$  durch vorhergehende Messungen genügend bekannt, so bildet diese Messung eine neue Bestimmung auch dieser ultraroten Linie. Wenn aber infolge schneller Temperaturänderung oder aus anderen Gründen der Wert der Konstanten  $C$  unsicher ist, so erhält man statt dessen den für die begonnene Messungsreihe gültigen Wert von  $C$  unter Annahme der vorher bestimmten Wellenlänge dieser Linie. Zugleich ergibt das arithmetische Mittel aus den beiden Schwerlinien die Schwerlinie des ungebeugten Bildes, und zwar genauer, als wenn dieses direkt bestimmt würde, weil bei der Erzeugung dieses Bildes selbst auch die nicht geteilte Gitterfläche mitwirkt. Ferner enthält das direkte Bild einen großen Teil der Wärmestrahlung<sup>1)</sup> der heißen Wände der Lichtquelle, welche nicht so konstant ist, wie die Intensität der emittierten Spektrallinien. Von dieser Lage des ungebeugten Bildes an kann man nunmehr die Winkel  $\alpha$  für weitere Linien rechnen. Für eine solche ist also nur noch die Energiekurve eines einzigen Beugungsbildes zu ermitteln. Auf diese Weise erhielt man die Beugungswinkel im allgemeinen mit einer Genauigkeit von 1 Sek.

Beispiel: Energiekurve des linken Bildes I. Ordnung  
der Heliumlinie 10830 Å.-E.

14. 6. 1908. Temp. 18,2 bis 18,7° C.

Mikroskop				Galvanometer- ausschlag in mm
links	72°	21'	29,9''	} 36,5
rechts	252	22	30	
rechts		23	0	83,75
		23	30	133,10
		24	0	138,25
		24	30	95,15
rechts	252°	25'	0''	} 47,10
links	72	23'	59,6''	

1) Man vgl. F. Paschen, Astrophys. Journ., January 1896. Hier ist das Energiespektrum dieser Wände aufgenommen.

Aus der entsprechenden Energiekurve (vgl. Fig. 3) ergeben sich folgende Punkte der Kurve und ihrer Schwerlinie:

Ausschlag	Energiekurve		Schwerlinie Mittel aus links u. rechts
	links	rechts	
0	252° 22,130'	25,495'	23,813'
144,0	23,62	23,99	23,805
			Mittel 23,809'

Resultat: Mittlere Lage der Schwerlinie:  
 Mikroskop links                      Mikroskop rechts  
 72° 22' 48,29''                      252° 23' 48,54''

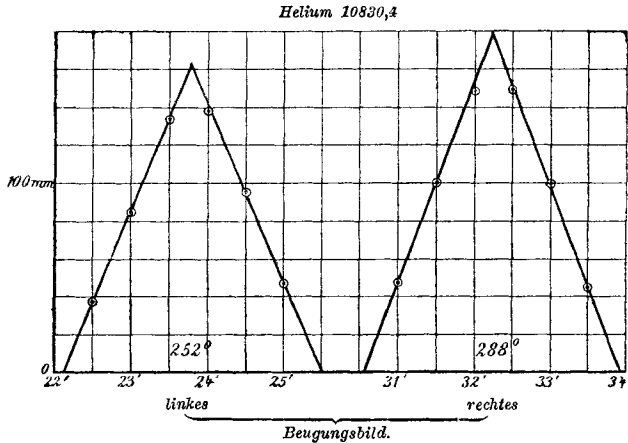


Fig. 3.

Ebenso ist die mittlere Lage der Schwerlinie des rechten Beugungsbildes sofort nachher ermittelt. Es ergab sich:

14. 6. 1908. Helium 10830 Å.-E. Temp. 18,2 bis 18,7° C.

Bild	Mikroskop links	Mikroskop rechts
rechts	108° 31' 14,90''	288° 32' 14,97''
links	72 22 48,29	252 23 48,54
Diff. (2 α)	36 8 26,61	36 8 26,43
Mittel α =	18 4 13,26	

Ungebeugtes Bild (Mittel aus Beugungsbild links und rechts):

Mikroskop links	Mikroskop rechts
90° 27' 1,59''	270° 28' 1,75''

Konstante  $C$ , durch vorherige Eichung ermittelt = 34915,99 Å.-E.

Resultat:  $\lambda = 34915,99 \times \sin 18^\circ 4' 13,26'' = 10830,40 \text{ Å.-E.}$

Helium 20582 Å.-E. 14. 6. 1908. Temp. 18,2 bis 18,7° C.

Bild	Mikroskop links	Mikroskop rechts
rechts	126° 34' 12,2''	306° 35' 12,66''
links	54 19 50,12	234 20 50,82
Diff. (2 α)	72 14 22,08	72 14 21,84
Mittel α =	36 7 10,98	

Ungebeugtes Bild (Mittel aus Bild rechts und links):

Mikroskop links	Mikroskop rechts
90° 27' 1,16''	270° 28' 1,74''

Resultat:  $\lambda = 34915,99 \times \sin 36^\circ 7' 10,98'' = 20582,08 \text{ \AA.-E.}$

Die Übereinstimmung der Lagen der ungebeugten Bilder ermittelt an den gebeugten Bildern der zwei Linien 10830 und 20582 beweist die Berechtigung des eingeschlagenen Verfahrens und zeigt außerdem die Vorzüglichkeit des Fuessschen Spektrometers. Eine solche Übereinstimmung erhielt ich nur bei bolometrischen Messungen. Bei okularen Einstellungen ergeben sich stets etwas größere Differenzen. Die Bilder verschiedener Ordnungen und die linken und rechten Bilder derselben Ordnung hatten ein etwas verschiedenes Aussehen, so daß es unmöglich war, okular in gleicher Weise einzustellen. Allerdings war ja wegen der Breite des Spaltes und der Notwendigkeit, die objektiv auf dem Thermosäulenspalt abgebildete Linie einzustellen, die Anordnung für okulare Beobachtungen ungünstig. Es wäre daher auch angezeigt gewesen, die Konstante *C* der Anordnung nicht durch okulare, sondern durch bolometrische Messungen an den Linien 5876 und 5461 zu ermitteln. Da aber das benutzte Gitter nur in seiner ersten Ordnung lichtstark war, hätte man die höheren Ordnungen dieser Linien, mit welchen ultrarote I. Ordnung koinzidieren, dabei nicht benutzen können. Man wäre auf den kleinen Winkel  $\alpha$  der ersten und vielleicht zweiten Ordnung beschränkt gewesen. Das Koinzidenzprinzip blieb nach meiner Ansicht im Gegensatz hierzu besser gewahrt, wenn man okulare Messungen an den höheren Ordnungen, welche in das Gebiet der zu messenden Linien fielen, hauptsächlich zugrunde legte. Auch dürften andere Fehlerquellen, z. B. vor allem variable Temperatur und dadurch während einer Messungs-

reihe hervorgebrachte Veränderung der Konstanten  $C$  vorläufig eine höhere Genauigkeit unmöglich machen, als hier tatsächlich erreicht ist.

Sehr lichtstarke Linien wurden auch in der zweiten Gitterordnung rechts und links gemessen.

Beispiel. 10830 Helium. I. und II. Ordnung.

23. 7. 1908. Temp. 17,4 bis 18,3° C.

$C = 34915,40$  (unmittelbar nachher ermittelt).

Ordnung	Galvanometer- ausschlag	Mikroskop links	Mikroskop rechts
I rechts	114 mm	108° 31' 27,16''	288° 32' 23,86''
I links	104 „	72 22 57,78	252 23 55,78
		36 8 29,38	36 8 28,08
Mittel:	$2\alpha = 36^\circ 8' 28,73''$ ,	$\alpha = 18^\circ 4' 14,365''$ ,	$1 \times \lambda = 10830,39 \text{ \AA.-E.}$
II rechts	8,1 mm	128° 47' 50,74''	308° 48' 47,34''
II links	11 „	52 6 33,75	232 7 30,90
		76 41 16,99	76 41 16,44
Mittel:	$2\alpha = 76^\circ 41' 16,715''$ ,	$\alpha = 38^\circ 20' 38,357''$ ,	$2 \times \lambda = 21660,86 \text{ \AA.-E.}$
			$1 \times \lambda = 10830,43 \text{ „}$

Breite der Energiekurven unten:

I. Ord. rechts	I Ord. links	II. Ord. rechts	II. Ord. links
3,305'	3,445'	3,515'	3,70'

3,30' ist die untere Breite der Energiekurve einer einfachen Linie. 10830 ist in I. Ordnung noch nicht mit Sicherheit breiter beobachtet als eine solche. Obige Messung in II. Ordnung zeigt sie mit Sicherheit breiter: rechts um 0,215', links um 0,40', im Mittel um 0,308' entsprechend 2,45 Å.-E. für  $2\lambda$ , also 1,23 Å.-E. für  $1\lambda$ . Die Linie sollte nach den Seriengesetzen im Abstände von 1,19 Å.-E. einen schwächeren Begleiter kürzerer Wellenlänge haben. Der Abstand ist zu gering, als daß über die Lage und Intensität der beiden Komponenten eine Aussage zu machen wäre. Nur bei äußerster Konstanz der Lichtquelle, wie sie mir nur bei Helium herzustellen gelang (mit 0,26 Amp.), haben solche Breitenmessungen Sinn. Die gute Übereinstimmung des aus der Breite erschlossenen Abstandes mit seinem theoretischen Wert beruht, wie man an den Einzeldaten sieht, auf einem Zufall.

Das Resultat ist unter Berücksichtigung aller Fehler etwa  $1,2 \pm 0,6 \text{ \AA.-E.}$

Die hierunter zusammengestellten Resultate sämtlicher Messungen an den beiden Heliumlinien zeigen, daß in der Tat etwas größere Fehler vorhanden sein müssen, als nach einer einzigen Messungsreihe zu erwarten wäre. Die abweichenden Werte sind stets dann erhalten, wenn erhebliche Temperaturänderungen im Zimmer vor der Messung stattgefunden hatten. Schnelle Temperaturänderungen der Luft während der Messung, welche sich dem Apparate kaum mitteilten, schienen weniger zu stören. In größeren und höheren Räumen würde die Genauigkeit eine erheblich größere sein. Die Messungen erstrecken sich über  $3\frac{1}{2}$  Monate und sind bei Temperaturen zwischen  $14$  und  $21^\circ \text{ C.}$  ausgeführt.

Å.-E.	Gewicht	Å.-E.	Gewicht
10830,52	1	20582,38	1
,59	2	2,11	2
,47	1	1,59	1
,35	2	1,55	1
,41	1	2,28	1
,34	2	2,12	1
,24	1	2,16	1
,59	2	1,92	2
,50	2	2,26	1
,31	2		
,16	1		
,39	2		
,43	3		
,38	2		
,34	2		
,36	2		
,40	2		
<hr/>		<hr/>	
Mittel 10830,42,	mittl. F. 0,02	Mittel 20582,04,	mittl. F. 0,07
noch mögl. Fehler 0,15 Å.-E.		noch mögl. Fehler 0,4 Å.-E.	

Ich halte größere Fehler, als die „noch möglichen“, eingeschätzt unter Berücksichtigung aller, ja ziemlich klar liegender Fehlerquellen, für ausgeschlossen.

**Resultate.**

Die Messungen ergeben die Wellenlängen nach Rowlands Skale. Sie werden an Michelsons Messung der roten Cadmiumlinie angeschlossen durch Multiplikation mit dem Faktor (vgl. p. 545)

$$\frac{5460,742}{5460,97} = 0,9999582 \text{ oder } \frac{5875,618}{5875,870} = 0,9999570.$$

Auf Michelson bezogen wären demnach die Wellenlängen kleiner  
 bei 10000 Å.-E. um 0,4 Å.-E.  
 „ 20000 „ „ 0,8 „

Diese Beträge sind größer als die Fehler der Normalen.

Die in Luft von im Mittel 17° C. und 730 mm Quecksilber Druck gemessene Wellenlänge wird auf das Vakuum reduziert durch Multiplikation mit dem Brechungsexponenten der Luft. Die Extrapolation der von Kayser und Runge<sup>1)</sup> auf Grund ihrer Messungen berechneten Cauchyschen Formel, gültig für feuchte Luft,

$10^7(n_0 - 1) = 2878,7 + 13,16 \lambda^{-2} + 0,316 \lambda^{-4}$ ,  $\lambda$  nach  $\mu$  gemessen, wird für lange Wellenlängen zulässig sein.<sup>2)</sup> Sie ergibt für 0° und 760 mm Druck den Brechungsexponenten  $n_0$ . Aus der ebenfalls als gültig anzunehmenden<sup>2)</sup> Beziehung

$$n - 1 = (n_0 - 1) \frac{p}{760} \frac{1}{1 + \alpha t}, \quad \alpha = 0,003670$$

erhält man den Brechungsexponenten  $n$  gültig für den Druck  $p$  mm Quecksilber und  $t$ ° C. Für  $p = 730$  mm und  $t = 17$ ° C. ergeben sich folgende Werte:

$\lambda(\mu)$	0,5893	0,70	0,80	1,00	1,50	2,00
$10^7(n-1)$	2639	2628	2622	2618	2615	2608
$\Delta \lambda$ Å.-E.	1,555	1,8396	2,0976	2,3562	2,615	3,912

$\Delta \lambda$  ist die Korrektur der nach Å.-E. gemessenen Wellenlänge. Der reziproke Wert der mit diesen Daten aufs Vakuum bezogenen Wellenlängen, der ein Maß für die Schwingungszahl bildet, Wellenzahl heißt und für die Serienrechnungen zu verwenden ist, ist für jede Linie angegeben (Einheit  $\text{cm}^{-1}$ ).

#### Helium.

Sämtliche Messungsergebnisse betreffs der zwei Hauptlinien stehen p. 551. Eine weitere ultrarote Linie habe ich zunächst in einem Quarzprismenspektrum bei 1,87  $\mu$  gefunden. Ihre Messung im Gitterspektrum wurde durch Verbesserung der Lichtquelle möglich. Da die Linie wichtig ist, sei ein ausführlicher Auszug aus den Beobachtungsjournalen reproduziert.

1) H. Kayser u. C. Runge, Berl. Ak.-Ber. 1893. p. 153.

2) Vgl. J. Koch, Ann. d. Phys. 17. p. 658. 1905.



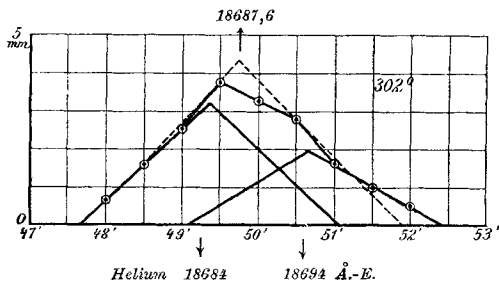
Zwölf Messungen, ausgeführt erst an Götzes Heliumröhren, sodann an selbstgefertigten Glas-Heliumröhren, schließlich an Quarz-Heliumröhren ohne Kühlung ergaben eine Linie mit einem Maximum bei 18687,3 möglicher Fehler 0,7 Å.-E. Wegen zu geringer Intensität ließ sich nichts Sicheres darüber aussagen, ob sie doppelt sei oder einfach. Nur die letzten Messungen mit der Quarzröhre ergaben stets stark verbreiterte Energiekurven. Durch Kühlung der Kathode gelang es schließlich, die Stromstärke und Helligkeit soweit zu steigern, daß die Linie mit völliger Sicherheit als mehrfache erkannt und unter der Annahme von nur zwei Linien gemessen werden konnte. In der folgenden Tabelle sind von diesen endgültigen Messungen geführt: das Hauptmaximum oben gemessen und die beiden einzelnen Wellenlängen, welche aus dem Beginn und Ende der Energiekurve ermittelt sind.

Datum	Max. Ausschl. mm	Maximum oben	Einzelne Linien			
15. 6.	1,6	18687,4	18682,6	18692,9	Quarzröhre ohne Kühlung	
16. 6.	2,7	87,3	83,6	92,5		
18. 6.	1,6	86,9	82,9	91,1		
					Gasdruck	
5. 7.	3,2	88,3	84,8	90,6	niedrig	Quarzröhre gekühlte Kathode
5. 7.	2,6	88,5	84,8	92,7	niedrig	
5. 7.	2,8	88,6	84,7	94,2	niedrig	
6. 7.	2,87	86,5	84,4	94,9	mittlerer	
6. 7.	2,82	87,2	85,4	94,7	mittlerer	
12. 7.	3,7	88,0	82,7	92,9	niedrig	
14. 7.	3,5	87,5	84,2	95,3	niedrig	
15. 7.	3,35	88,2	83,9	93,5	niedrig	
19. 7.	3,7	87,6	84,0	94,1	mittlerer	
23. 7.	3,11	85,6	84,05	93,2	hoch	
2. 8.	2,4	86,5	85,3	95,7	hoch	
3. 8.	2,7	87,7	81,3	96,4	mittel	
4. 8.	3,1	86,6	85,4	96,0	hoch	
Mittel <sup>1)</sup>		18687,5	18684,2	18694,2		
Mögl. Fehler 0,7 Å.-E. <sup>2)</sup>			1 Å.-E.	2 Å.-E.		

1) Mit Ausnahme der drei ersten noch nicht genügend sicheren Beobachtungen.

2) Bei mittlerem Gasdruck 18687,5 ± 0,7, bei hohem 18686, bei niederem 18688,2 ungefähr.

Wie die Reproduktion der Energiekurve vom 19. 7 (vgl. Fig. 4) zeigt, handelt es sich um eine unsymmetrisch ver-



Beobachtet am 19. 7. 08.

Fig. 4.

breiterte Energiekurve. Ihr höchster Punkt liegt bei kürzerer Wellenlänge (beobachtet bis 18685,6), wenn der Gasdruck in der Röhre hoch ist. Niedere Gasdrucke erzeugen ein nach längeren Wellen verschobenes Hauptmaximum (beob. 18688,6), wodurch die Unsymmetrie des Linienkomplexes geringer wird. Bekanntlich<sup>1)</sup> sind nun die Doppellinien des Heliumspektrums intensiver als die entsprechenden einfachen Linien. Letztere nehmen aber mit Verringerung des Gasdruckes relativ zu ersteren bedeutend an Intensität zu. Die bei höherem Gasdruck goldgelbe (nach 5876 gefärbte) Röhre nimmt bei sehr niederem Druck (nach 5016) eine grünliche Färbung an. Danach würde die Linie 18684,23 ihrer Intensität nach sich zu der 18694,2 verhalten wie die Doppellinien zu den einfachen Linien. Die kürzere ist also den Doppellinien zuzuordnen und die längere den drei Serien von einfachen Linien.

Nachdem die Steigerung der Intensität mit Hilfe der gekühlten Quarzröhre erzielt war, fand ich schließlich noch eine verbreiterte Linie im Gitterspektrum, welche mit 187 zu einer Serie gehört und das zweite Glied dieser Serie bildet. Da die Linie sehr schwach ist, würde sie nicht gefunden sein, wenn nicht die Seriengesetze ihre ungefähre Lage ergeben hätten, so daß nur ein kleines Spektralgebiet genau zu durchmustern war.

1) C. Runge u. F. Paschen, l. c. pp. 21 u. 26.

Datum	Ausschlag mm	Maximum oben	Einzelne Linien	
3. 8.	1,18	12789,5	12785,0	12794,4
4. 8.	1,2	12788,6	12784,4	12791,5
7. 8.	1,2	12786,4	12784,5	12792,7*
Mittel		12787,4	12784,6	12792,8

\* Doppelmessung zweifacher Wert.

Ultrarote Heliumlinien.

$\lambda$ beob. Å.-E.	Mögl. Fehler	Int.	$\lambda$ Vakuum	Wellenzahl
10830,42 <sup>1)</sup>	0,15	200	10833,25	9230,84
12784,6	1	1,0	12787,9	7819,89
12792,8	2	0,8	12796,1	7814,88
18684,2	1	3	18689,1	5350,71
18694,2	2	2	18699,1	5347,85
20582,04	0,4	20	20587,40	4857,340

Die Linien 10830 und 20582 sind nach Runge und mir<sup>2)</sup> die Grundlinien der beiden Hauptserien und zugleich nach Rydberg<sup>3)</sup> und W. Ritz<sup>4)</sup> die Grundlinien der beiden zweiten Nebenserien des Heliumspektrums. Während meine früher mit einem in dieser Gegend schwach dispergierenden Prisma erlangten Wellenlängen sehr ungenau waren, sind die vorliegenden Messungen, wie es scheint, nun auch genauer als die Rechnungsergebnisse von J. Rydberg<sup>3)</sup> und W. Ritz<sup>4)</sup>:

Wellenzahlen		
berechnet		beobachtet
Rydberg	Ritz	
9230,22	9230,8	9230,84
4857,79	4857,3	4857,340

Das Gesetz von Rydberg, daß die Differenz der Enden von Haupt- und Nebenserien gleich der Wellenzahl der Grundlinie der Hauptserie ist, scheint in diesen beiden Fällen genau erfüllt.

Die vier übrigen Linien bilden nach Hrn. W. Ritz<sup>5)</sup> die beiden ersten Glieder von zwei neuen Serien, welche aus den zwei ersten Nebenserien des Heliums ohne neue Kon-

- 1) Doppellinie mit ca. 1,2 Å.-E. Abstand der Komponenten (vgl. p. 550).
- 2) C. Runge u. F. Paschen, l. c. pp. 14 und 15.
- 3) J. Rydberg, Wied. Ann. 58. p. 675. 1896.
- 4) W. Ritz, Ann. d. Phys. 12. p. 298 u. 299. 1903.
- 5) W. Ritz, Physik. Zeitschr. 15. Aug. 1908.

stante berechenbar sind, und zwar in der Bezeichnungsweise von Ritz durch den Ausdruck:

$$(3, d, \delta) - (m, p_1 - p_2, \pi_1 - \pi_2) \quad m = 4, 5, \dots$$

$\pi_1 - \pi_2$  verschwindet für beide Fälle,  $p_1 - p_2 = 0$  für die einfachen Linien  $p_1 - p_2 = -0,00003$  für die Doppellinien.

Der Term  $(3, d, \delta)$  wird berechnet als Differenz der Grenze und Grundlinie der I. Nebenserie. Da die Grenze nicht beobachtet ist, sondern nur rechnerisch zu extrapolieren ist, berechne ich im folgenden aus meinen Beobachtungen rückwärts diese Grenze und vergleiche sie mit den Extrapolationen verschiedener Rechner.

#### Doppellinien.

Nach Ritz soll sein:

$$5350,71 = (3, d, \delta) - (4, -0,00003, 0),$$

$$(4, -0,00003, 0) = \frac{109675,0}{3,99997^2} = 6854,83,$$

$$(3, d, \delta) = 5350,71 + 6854,83 = 12205,54.$$

I. Nebenserie Grundlinie:

$$(2, p_1, \pi_1) - (3, d, \delta) = 17014,13 \text{ (beob. Runge u. Paschen).}$$

Grenze der I. Nebenserie:

$$(2, p_1, \pi_1) = 17014,13 + 12205,54 = 29219,67.$$

Aus den Seriengesetzen extrapoliert sind folgende Werte dieser Grenze:

Rechner		aus der Formel der
Runge u. Paschen	29224,35	I. Nebenserie
” ” ”	29197,97	II. ”
Ritz	{ 29223,46 } { 29222,18 }	II. ”
Rydberg	{ 29222,70 } { 29222,63 }	I. ” II. ”

Mittel: 29222,21 Hauptlinie

Aus d. konst. Schwingungsdiff. 29221,20 Komponente.

Wenn die neuen Gesetze des Hrn. Ritz *genau* zutreffen, müßte 29219,67 die sicherer begründete Grenze sein.

Einfache Heliumlinien.

In oben behandelter Weise berechne ich für die einfachen Linien aus der Linie 18694,2 ( $3, d, \delta$ ) = 12202,54, wobei für die einfachen Linien

$$(4, 0, 0) = \frac{109675,0}{4^2} = 6854,69$$

gesetzt ist.

I. Nebenserie der einfachen Linien:

$$(2, p_1, \pi_1) - (3, d, \delta) = 14969,65 \text{ (beob. Runge u. Paschen).}$$

$$(2, p_1, \pi_1) = 12202,54 + 14969,65 = 27172,19$$

als berechnete Grenze der I. Nebenserie einfacher Linien.

Aus den Formeln der Serien einfacher Linien extrapoliert sind folgende Werte der Grenze:

Rechner	aus der Formel der
Runge u. Paschen	{ 27175,16 I. Nebenserie
	{ 27168,595 II. „
Rydberg	{ 27174,47 I. „
	{ 27175,00 II. „
Ritz	27173,90 II. „

Auch hier wäre die von mir bestimmte Grenze die sicherere, wenn die Gesetze von Ritz exakt gelten.

Unter der Annahme der oben berechneten Werte der Terme ( $3, d, \delta$ ) folgt nun:

Für die Doppellinien:

$$12205,54 - \frac{109675,0}{(m - 0,00003)^2}$$

m	$\lambda$ Luft			
	beob.	ber.	beob.	ber.
4	5350,71	5350,71	18684,2	18684,2
5	7819,89	7818,50	12784,6	12786,88

Für die einfachen Linien:

$$12202,54 - \frac{109675,0}{m^2}$$

m	$\lambda$ Luft			
	beob.	ber.	beob.	ber.
4	5347,85	5347,85	18694,2	18694,2
5	7814,88	7815,54	12792,8	12791,7

Berechnet man umgekehrt (wie Hr. Ritz) aus den extrapolierten Grenzen der ersten Nebenserien die Wellenlängen der neuen Serienlinien, so ergibt sich:

Für die Doppellinien:

aus der Grenze 29222,21	der Wert $(3, d, \delta) = 12308,07$
und die Wellenlängen $m = 4$	18675,4 $m = 5$ 12782,7
beob.	18684,2 12784,6

Für die einfachen Linien:

aus der Grenze 27173,90 (Ritz) $(3, d, \delta) = 12204,25$	
und die Wellenlängen $m = 4$	18688,2 $m = 5$ 12788,9
beob.	18694,2 12792,8

Die Abweichung, besonders in den Gliedern  $m = 4$  veranlaßte die mühsame, gründliche Untersuchung. Wenn nun auch diese geringen Unsicherheiten, sei es betreffs der Grenze der Nebenserien (obige Annahme), sei es betreffs der exakten Form der neuen Serien bestehen bleiben, so ist doch die Existenz der neuen Serien und ihre nahezu richtige Angabe durch Ritz zweifellos. Es sei dazu auf die analoge Serie des Wasserstoffs verwiesen (p. 566).

#### Quecksilber.

$\lambda$ beob. Å.-E.	mögl. Fehler Å.-E.	Intens.	$\lambda$ Vakuum	Wellen- zahl $\nu$	Bemerkungen
10140,58	0,2	71	10143,23	9858,793	einfach scharf
11288,16	0,4	31	11291,11	8856,527	" "
11887,71	0,7	2,6	11890,81	8409,855	dopp. 10 Å.-E.
12021,28	0,6	2,4	12024,42	8316,408	dopp.? 7 "
12071,32	0,6	2,6	12074,47	8281,937	dopp.? 6 "
13571,90	0,4	12	13575,44	7366,244	einfach scharf
13674,32	0,3	17	13677,89	7311,070	" "
13952,01	0,4	6,5	13955,65	7165,556	" "
15296,10	0,3	9	15300,09	6535,909	" "
16919,84	0,5	4,6	16924,25	5908,682	" "
16940,38	0,7	2,8	16944,80	5901,515	" "
17059,34	0,8	1,5	17063,79	5860,363	unsicher
17073,07	0,6	5	17077,52	5855,651	dopp.? 6 Å.-E.
17110,05	0,6	4	17114,51	5842,997	dopp.? 8 "

Die Intensitäten beziehen sich auf mittleren Dampfdruck.  
Bei demselben Dampfdruck maß ich

bei den Linien	5461	5769	5790
die Intensitäten	42	21,5	25,5

Die Linie 10140 ist dann also bei weitem die lichtstärkste des Spektrums. Bei noch höherem Dampfdruck überwiegt

ihre Lichtstärke über 5461 noch mehr. Bei niederem Dampfdrucke, wie er sich in der gekühlten Aronslampe einstellt, sind beide Linien etwa gleich stark. Bei sehr gutem Vakuum und sehr energischer Kühlung überwiegt 5461, und zwar unabhängig von der Stromstärke. Die anderen ultraroten Linien ändern ihre Intensitäten ungefähr wie 10 140. Beobachtet ist noch eine Verdoppelung aller Intensitäten bei hohem Dampfdruck.

„dopp. 10 Å.-E.“ heißt, daß die Linie doppelt sei, und ihre Komponenten etwa 10 Å.-E. Abstand haben. „dopp.“ heißt, daß sie *möglicherweise* doppelt sei.

M. J. H. Moll führt die Quecksilberlinien 1,01, 1,13, 1,36, 1,52, 1,70  $\mu$ . Bei 1,20  $\mu$  deutet ein schwacher Knick in seiner Energiekurve eine weitere Linie an. Soweit die Ziffern angegeben sind, sind sie richtig.<sup>1)</sup> Die aufgeführten Quecksilberlinien sind mit einem Spektrolometer kontrolliert, welches ein von mir geeichtes Doppelquarzprisma nach Cornu enthielt. Keine von ihnen ist eine Linie kleinerer Wellenlänge höherer Gitterordnung. Ebenso sind die aufgeführten Argonlinien und Heliumlinien mit dem Quarzprisma kontrolliert. Diese Kontrolluntersuchungen zeigten, daß die erste Ordnung des Gitters an Lichtstärke sehr überwiegte, so daß nur starke Linien in zweiter Ordnung bemerkbar waren. Bei den übrigen linienärmeren Spektren erwies sich daher die Kontrolle durch das Prisma als unnötig. Dagegen ist das Prisma zur Auffindung schwächerer Linien wegen seiner größeren Helligkeit nützlich. Die Heliumlinie 18687 wurde mit dem Prisma gefunden. Die von mir bestimmte Dispersion des Prismas werde ich bei anderer Gelegenheit mitteilen. In dem Spektralgebiet bis 3  $\mu$  hat Quarz eine sehr große Dispersion und verdient hier vor Steinsalz und Fluorit den Vorzug.

#### Argon.

Bei höherem Gasdrucke sind die Linien im Ultrarot lichtstark. Nur einige stärkere mit \* bezeichnete einfache Linien

---

1) Die nach der Dispersionsmessung von Rubens angegebenen Wellenlängen haben Fehler von 2—3 Proz. entsprechend den Fehlern der Rubensschen Brechungsexponenten in dem Gebiet bis 4  $\mu$ .

sind zweimal gemessen, die anderen nur einmal. Die Genauigkeit ist entsprechend geringer angegeben.

$\lambda$ beob. Å.-E.	mögl. Fehler	Bemerkungen	Intens.	Runge <sup>1)</sup>	$\lambda$ Vakuum	Wellenzahl
7506,0	3	} fließen zu einer Energiekurve zus.	4	7505,04		
7511,4	5		4	7514,77		
7635,4*	0,4	einfach scharf	6,5	7635,19		
7723,9	0,5	„ „	5,4	7724,15		
7948,1	0,5	„ „	5,0	7948,32		
8009,7	5	} fließen in eine Energiekurve zus.	8,0	8006,00		
8015,6	3		3,4	8014,73		
8103,17 *	5	} fließen zusammen	2,6	8105,29	12337,6	
8115,96 *	2		14	8119,08	12316,7	
8265,18	0,5	einfach scharf	4,6	8267,34	12095,78	
8405,70	2	} mindestens drei Linien zusammen- geflossen. Die äußeren angebbbar	6	8407,90	11893,57	
841 . .			10	8428,02	11865,11	
8425,8	2					
8517,9?	4	} fließen zusammen	2	8520,1	11737,0	
8522,85	2		5	8525,08	11730,11	
9123,69*	0,4	} einfach scharf	13	9126,07	10957,62	
9225,88	0,5		5	9228,29	10836,20	
9658,90*	0,4		7	9661,42	10350,45	
13505,6	1,0		3,7	13509,1	7402,40	
13719,9	1,0		4	13723,5	7286,78	

Mit dem Prisma gemessen, aber wegen zu geringer Intensität nicht mit dem Gitter gefunden, sind folgende Linien:

Int.	12	8,5	31
$\lambda$ ( $\mu$ )	1,064	1,159	1,250

Die Linien 13506 und 13720 Å.-E. flossen im Prismenspektrum zusammen und gaben zusammen eine Intensität von 54. Die Linie 1,250  $\mu$  muß mehrfach sein, sonst wäre sie bei ihrer Helligkeit im Gitterspektrum gefunden worden.

Da das ultrarote Argonspektrum zu lichtschwach ist, und auch zu wenig einfache Linien besitzt, um allgemein brauch-

1) C. Runge, *Astrophys. Journ.* 9. p. 287. 1899.



bare standards zu liefern, und da es sonst vorläufig weniger Interesse bietet, habe ich mich um seine lichtstarke Erzeugung in Quarzröhren mit großer Stromstärke vorläufig nicht bemüht, zweifle aber nicht, daß so auch die drei letzten Linien ohne weiteres erhalten werden könnten.

#### Sauerstoff.

Es ist bei Quarzröhren unnötig, die von Runge und Paschen benutzte komplizierte und wegen der Anwesenheit von Schwefelsäure im Vakuum nicht besonders saubere Darstellungsmethode des Sauerstoffs anzuwenden, um ein spektralanalytisch reines Sauerstoffspektrum zu erzeugen. Auch stören Hähne und Schiffe durchaus nicht, wenn man erst die Hauptreinigung der Röhre in der p. 542 beschriebenen Weise vorgenommen hat. Diese allerdings muß mehrere Stunden fortgesetzt werden, ehe das Serienspektrum rein wird. Während die Hauptlinie 8446 und die nächst starke 7774 des Serienspektrums schon in Glasröhren bei 0,06 Amp. erhalten wurden, erforderte die lichtstarke Erzeugung der anderen Linien eine äußerst gute Reinigung der Röhre und eine Stromstärke von mindestens 0,17 Amp. und daher gute Kühlung der Kathode. Die Messungen sind bei 0,2 Amp. mit einer Röhre gemacht, in der die Intensität einer Linie sich während einer Messung nicht veränderte, und in der keinerlei Verunreinigung außer den Wasserstofflinien vorhanden war. Der Sauerstoff ist elektrolytisch aus verdünnter ausgekochter Schwefelsäurelösung mit sehr schwachem Strom entwickelt und in einem Behälter über Phosphorpentoxyd aufbewahrt, aus dem mittels eines Glashahnes die erforderlichen kleinen Quantitäten Gas in die Röhre gefüllt wurden. Das Strömen durch den gefetteten Hahn verunreinigte den Sauerstoff nicht.

Um einen genauen Anschluß an die Normalen zu gewinnen, ließ ich unmittelbar nach einer Sauerstoffmessung bei unveränderter Abbildung auf dem Spalt Helium in die Röhre und maß die Linie 1083. So wurde 8446 an diese Heliumlinie angeschlossen und dann die anderen Sauerstofflinien an 8446.

$\lambda$ beob. Å.-E.	mögl. Fehler	Int.	$\lambda$ Vakuum	Wellenzahl $\nu$	Bemerkungen	
7773,9	0,3	27	erscheint als schwach ver- breiterte Linie		7772,26 Int. 10 <sup>1)</sup> 74,30 „ 8 75,97 „ 6	
8446,73	0,15	31	8448,92	11835,83	scharf einfach	
9264,28	0,3	7	9266,71	10791,32	schwach ver- breitert nach violett	
Max. 11288,7	0,4	4	11291,62	8856,12	mindestens 3fach	
{	11287,0	1	4	11289,9	8857,48	die 3 Kompo- nenten von 11288,7
	11294	2	ca. 2	11296,9	8852,00	
	11300	1	1,7	11302,9	8847,28	
	13163,7	0,4	1,5	13167,1	7594,68	

Die Energiekurve der Linie, deren Hauptmaximum 11288,7 ist, besteht aus mindestens zwei stärkeren zusammenfließenden Maximis und einem nach längeren Wellenlängen sich anschließenden schwächeren Maximum. Die erste und letzte Linie sind sicherer anzugeben, als die mittlere, auch ist sicher zu sagen, daß der Abstand der äußersten Linien ungefähr 13 Å.-E. beträgt.

Die Linien stellen die Grundlinien der sechs Serien des von Runge und mir beschriebenen Serienspektrums des Sauerstoffs dar. Die Linie 7773,9 (genauer nach Runge und Paschen 7772,26, 7774,30, 7775,97) ist nach Ritz Grundlinie der Hauptserie ( $m = 2$ ) und zugleich der II. Nebenserie ( $m = 1,5$ ) von Triplets. Aus der Formel von Ritz für diese II. Nebenserie berechne ich für  $m = 2,5$   $\lambda$  (Luft) = 11302,6. Ich vermute daher, daß dies die Linie 11300 ist, und daß 11294 die beiden anderen, schwächeren Linien des Triplets darstellt, da der Abstand der äußersten Linien des Triplets hier 7 Å.-E. sein müßte.

Im folgenden sind die anderen vier Serien des Sauerstoffspektrums nach der Formel von Ritz

$$\nu = A - \frac{109675,0}{\left(m + a + \frac{b}{m^2}\right)^2}$$

berechnet. Die von Ritz nicht veröffentlichte<sup>2)</sup> Formel der

1) Nach C. Runge und F. Paschen, Wied. Ann. **61**. p. 641. 1897.

2) W. Ritz, Ann. d. Phys. **12**. p. 301. 1903.

I. Nebenserie von Triplets ergibt sich unter der Annahme der gleichen Grenze  $A=23204,87$  mit der II. Nebenserie aus  $m=4$  und  $m=5$  zu

$$a = -0,040759, \quad b = +0,114222.$$

Für  $m=3$  berechne ich

$$\nu = 10787,5, \quad \lambda \text{ Luft} = 9267,58,$$

die Formel von Runge und mir extrapoliert gibt

$$\nu = 10764,3, \quad \lambda \text{ Luft} = 9287,51,$$

beobachtet ist

$$\nu = 10791,3, \quad \lambda \text{ Luft} = 9264,28,$$

in genügender Übereinstimmung mit der Formel von Ritz, die leicht zum Anschluß an meine Beobachtung gebracht werden kann.

Für die II. Nebenserie von Doppellinien, die von Runge und mir meist nur als einfache Linien beobachtet sind, berechne ich die angenäherte Formel:

$$A = 21206,39, \quad a = +0,347948, \quad b = -0,0586757.$$

$m$	beob.		$\nu$ ber.	$A$
	$\lambda$ Luft	$\nu$		
1,5	8446,73	11835,83	11836,05	-0,22
2,5	13163,7	7594,68	7594,68	0
3,5	7254,32	13781,15	13780,82	+0,33
4,5	6046,56	16533,81	16534,30	-0,49
5,5	5555,16	17996,36	17997,25	-0,89
6,5	5299,17	18865,72	18866,68	-0,96
7,5	5146,23	19426,38	19425,20	+1,18
8,5	5047,88	19804,89	19804,89	0
9,5	4979,73	20075,93	20075,36	+0,57

8446,7 sollte zugleich Grundlinie ( $m=2$ ) der Hauptserie sein. Für sie berechne ich annähernd unter Annahme von  $A$

$$A = 33042,44 = 21206,39 + 11836,05 \text{ (Rydbergs Gesetz),}$$

$$a = +0,2954725, \quad b = -0,0852622.$$

$m$	beob.		$\nu$ ber.	$A$
	$\lambda$ Luft	$\nu$		
2	8446,73	11835,83	11836,05	-0,22
3	4368,466	22885,23	22885,23	0
4	3692,586	27073,96	27083,54	-9,58

Obwohl die Abweichung bei  $m = 4$  entweder gegen die genaue Gültigkeit des Rydbergschen Gesetzes über die Grenzen von Haupt- und Nebenserien, oder gegen die Gültigkeit der von Ritz vorgeschlagenen Serienformel in diesem Falle spricht, ist doch ersichtlich, daß diese drei Linien die drei ersten Glieder der Hauptserie darstellen. Hiermit wird die schon von Runge und mir aufgestellte Vermutung befestigt, daß  $m = 3$  und  $m = 4$  zu dieser Hauptserie gehören. Auch der Umstand, daß 8446 die stärkste Linie des Spektrums ist, spricht für ihre Zugehörigkeit zu einer Hauptserie.

I. Nebenserie der Doppellinien.

$A = 21206,39$  angenommen wie bei der II. Nebenserie,

$$a = -0,024017, \quad b = +0,0373166.$$

$m$	beob.		$\nu$ ber.	$A$
	$\lambda$ Luft	$\nu$ Vakuum		
3	11287,3	8857,22	8857,22	0
4	7002,48	14276,78	14276,78	0
5	5958,75	16777,48	16779,59	-2,11
6	5512,92	18134,27	18136,39	-2,12
7	5275,25	18951,28	18953,18	-1,90
8	5130,70	19485,20	19482,63	+2,57
9	5037,34	19846,31	19845,26	+1,05
10	4973,05	20102,89	20104,44	-1,55

Die von Runge und mir für diese Serie aufgestellte Formel gibt für  $m = 3$  nahe richtig  $\nu = 8860,18$ ,  $\lambda$  Luft = 11283,5.

Die von Runge und mir als stärkere Serie bezeichnete ist also II. Nebenserie. Die Grundlinie 11287,3 der I. Nebenserie finde ich dagegen intensiver, als die Linie 2,5 II. Nebenserie 13163,7, welche ihr nach dem Serienschema entspricht. Doch sind meine Beobachtungen über den Linienkomplex 11287 bis 11300 nicht genau genug, um die getroffene Wahl mit Notwendigkeit zu ergeben. Es könnte auch 11300 die Grundlinie der I. Nebenserie von Doppellinien sein und 11287 und 11294 das Triplet  $m = 2,5$  der II. Nebenserie von Triplets darstellen. In diesem Falle würde auch die Grundlinie der I. Nebenserie von Doppellinien nicht intensiver sein, als die Linie  $m = 2,5$  der II. Nebenserie, wie die übrigen Glieder dieser Serien von Runge und mir in ihren gegenseitigen Intensitätsverhältnissen gefunden sind.

Die Formeln lassen sich, wie bekannt, näher an die Beobachtungen anschließen, wenn man besondere Grenzen für jede Serie einführt und auf Rydbergs Gesetz verzichtet. Meine Berechnungen haben nur den Zweck, die Zugehörigkeit der neuen Linien zu den Serien zu erweisen.

#### Wasserstoff.

Er wurde aus stark verdünnter, ausgekochter Schwefelsäurelösung langsam elektrolytisch entwickelt und wie der Sauerstoff in einem Vorratsraum über Phosphorpentoxyd aufbewahrt. Die beiden ultraroten Linien treten stets auf, wenn  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$  und  $H_\gamma$  lichtstark sind. Am lichtstärksten erhielt ich diese Linien nicht mit völlig reinem und trockenem Wasserstoff, sondern bei Gegenwart von etwas Helium und einer geringen Menge Feuchtigkeit. Ein Gemisch von etwa 3 Volumteilen Helium, 3 Teilen Sauerstoff und 10—20 Teilen Wasserstoff ergab bei 0,24 Amp. die größte Helligkeit der genannten und der neuen Wasserstofflinien in der Quarzröhre. Das zweite Wasserstoffspektrum, welches in reinem Wasserstoff sehr hervortritt, und die Heliumlinien waren hierbei nur noch sehr schwach sichtbar. Die Röhre leuchtete intensiv kirschrot und hielt sich so einigermaßen konstant für die Zeit der Messung. Ließ man das genannte Gasgemisch frisch ein, so stellte sich etwa nach einer Minute ein Maximum der Helligkeit ein, welches darauf langsam abnahm, wie es schien, in dem Maße, wie die Spuren von Wasserdampf aus der Kapillaren verschwanden. Denn die Zufuhr von etwas Sauerstoff ließ die Helligkeit abermals ansteigen. Hin- und rückläufige Beobachtungsreihen eliminierten systematische Helligkeitsänderungen während einer Messung. Beobachtungen am Maximum zur Zeit maximaler Helligkeit bewiesen die Zugehörigkeit der neuen Linien zu  $H_\alpha$  und  $H_\beta$ . Es ist für Wasserstoff bei starken Strömen notwendig, Quecksilberdampf von der Röhre ganz fernzuhalten. Darum öffnete man den Hahn zur Quecksilberpumpe stets nur, so lange Gas zur Pumpe strömen konnte. Dann verschwinden die Quecksilberlinien bald für immer aus der Röhre.

Datum	Galvanometer- ausschlag in mm		Gewicht
19. 7.	2,20	18751,07	1
19. 7.	2,63	51,21	1
21. 7.	2,70	51,00	1
22. 7.	2,10	50,92	2
24. 7.	4,16	51,32	3
25. 7.	3,17	52,36	1
8. 8.	2,1	51,34	1
9. 8.	2,9	51,16	1
Mittel: 18751,3 mögl. F. 1 Å.-E.			
$\lambda$ Vakuum = 18756,2 Wellenzahl = 5331,58			
19. 7.	1,10	12817,0	1
21. 7.	1,15	16,0	1
22. 7.	1,09	16,37	1
24. 7.	1,65	18,23	3
25. 7.	1,07	19,41	1
9. 8.	1,08	17,03	1
Mittel: 12817,6 mögl. F. 1,5 Å.-E.			
$\lambda$ Vakuum = 12821,0 Wellenzahl = 7799,70			

Die beiden Linien sind zweifellos die zwei ersten Glieder ( $m = 4$  und  $m = 5$ ) der von Hrn. Ritz vermöge seines Kombinationsprinzipes als möglich vorausgesagten Wasserstoffserie:

$$\nu = 109\,675,0 \left( \frac{1}{3^2} - \frac{1}{m^2} \right) \quad m = 4, 5 \dots$$

Diese Serie enthält wie die Balmerische I. Nebenserie, die Pickeringische II. Nebenserie und die Rydbergsche Hauptserie des Wasserstoffs, abgesehen von der universellen Konstanten 109675,0, keinerlei Konstanten. Sie ist von Ritz aus der im Laboratorium bekannten Balmerischen (I. Nebenserie) Serie des Wasserstoffs ebenso abgeleitet wie die beiden neuen Heliumserien aus den früher bekannten beiden ersten Nebenserien des Heliums

$m$	$\lambda$ Luft Å.-E.		$\nu$	
	beob.	ber.	beob.	ber.
4	18751,3	18751,6	5331,58	5331,49
5	12817,6	12818,7	7799,70	7799,10

Obwohl die Differenz zwischen Beobachtung und Rechnung innerhalb der möglichen Fehler liegt, könnte sie doch

damit zusammenhängen, daß die Wasserstofflinien  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$  und  $H_\gamma$  doppelte sind (wie von Michelson gefunden und leicht mit einem Stufengitter zu sehen ist), während Ritz sie bei der Ableitung der neuen Formel als einfache behandelt hat ( $p_1 - p_2 = 0$ ).

Weitere Wasserstofflinien sind bis 20000 Å.-E. bei einer rohen Durchmusterung nicht gefunden worden. Die Linie 12818 wäre nicht gefunden, wenn nicht die Serienrechnung ihre ungefähre Lage ergeben hätte (in diesem Falle sogar ihre exakte Lage).

**Bogenlinien Lithium, Natrium, Kalium.**

Jede Zahl ist ein Mittel aus einer Reihe von Einzelmessungen (vgl. p. 540), also das Resultat einer Messungsreihe. Die Fehler der Gesamtmittel werden kleiner sein als die angegebenen „mögl. Fehler“.

Lithium.					
Int.	500	8 <sup>1)</sup>	20	15	20 mm
	8127,1 III. O.	12231,3	12783,8	13567,7	17547,6
	27,0 II. O.	33,5	80,1	66,2	553,5
	(28,6 I. O.)		82,8	66,0	553,5
				65,9	
Mittel:	8127,1	12232,4	12782,2	13566,4	17551,6 Å.-E.
mögl. F:	0,5	2	8	1	5 „
Int.	50	20	15	5—20 <sup>2)</sup> mm	
	18697,6	23990,7	26876,9	26891,2	
	98,35	91,4	74,6	91,4	
	93,92	90,3	74,6	89,4	
	96,2		74,4	89,9	
	96,3		75,9		
	99,7				
Mittel:	18697,0	23990,8	26875,3	26890,5 Å.-E.	
mögl. F.	3	1	1,5	2 „	

1) Gemessen in II. O. fließt in I. O. mit der Verbreiterung von 6103,8 II. O. zusammen. Int. in I. O. ca. 20 mm.

2) Int. = 20 mm nahe der Kathode, ca. 5 mm in der Mitte des Bogens.

8127,1 ist  $m = 2,5$  II. Nebenserie,

18697,0 und 12782,2 sind  $m = 4$  und  $5$  in  $(3, d, \delta) - (m, p_1 - p_2, \pi_1 - \pi_2)$ ,

17551,6 „ 12232,4 „  $m = 4$  „  $5$  „  $(3, p, \pi) - (m, d, \delta)$ ,

26875,3 ist  $(3, p, \pi) - (2,5, s, \sigma)$ .

Man berechnet aus 8127,1 und 3232,77 und den Seriergrenzen 26874,7 (in Luft).

Die Linien 13566,4 und 23990,8, welche ich für Lithiumlinien halte, sind noch nicht in die Serien eingeordnet. 26890,5 gehört vielleicht zu 26875,3.

Frühere Beobachter fanden: Lewis 8126,28, Lehmann 8127,34, Saunders 8127,0, Bergmann 12235 und 12810.

#### Natrium.

Int.	700	500	30	100	70 mm
	(11384,9 I. O.)	(11406,7 I. O.)	12673,3	18460,4	22056,4
	11382,4 II. O.	11404,2 II. O.	74,5	59,5	55,9
			84,9	59,7	62,9
				58,3	54,0
					56,4
					56,5
					56,5
<hr/>					
Mittel:	11382,4	11404,2	12677,6	18459,5	22056,9 Å.-E.
mögl. F.:	1	1	8	2	2 „
	Int.	30	20	20 mm	
		22085,0	23366,7	23383,5	
		81,3	59,7	94,8	
		83,2	64,0	99,0	
		85,7	53,7	87,9	
		85,7			
<hr/>					
Mittel:	22084,2	23361,0	23391,3	Å.-E.	
mögl. F.:	2,5	8	10	„	

Linien unterhalb 11383 sind nicht eingestellt. 12677,6 ist breit und unsicher einzustellen, ebenso 23361 und 23391.



11382,4 und 11404,2 sind  $m = 2,5$  II. Nebenserie,  
 18459,5 „ 12677,6 „  $m = 4$  und  $5$  ( $3, d, \delta$ ) - ( $m, p_1 - p_2, \pi_1 - \pi_2$ ),  
 22056,9 „ 22084,2 „ ( $3, p_i, \pi_i$ ) - ( $2,5, s, \sigma$ ),  
 23361 „ 23391 „ ( $3, p_i, \pi_i$ ) - ( $4, d, \delta$ ).

Frühere Beobachter fanden: Lewis 11381,1 A.-E. und 11403,9 Å.-E., Moll 1,14, 1,27, 1,85, 2,21, 2,31  $\mu$ , Bergmann 11392 (nicht getrennt) 12680.

Kalium.

Int. 100 <sup>1)</sup>	500	500	100	90 mm
11028,0	11690,5	11771,75	12435,5	12523,1
27,9	89,45	1,45	33,65	23,0
28,1	89,65	1,45	33,65	
	89,45	2,25		
Mittel: 11028,0	11689,76	11771,73	12434,3	12523,0 Å.-E.
mögl. F.: 1,5	1	0,5	2	1 „
Int. 100 <sup>1)</sup>		20	8	
	15167,6	27065,6	27215,0	
	63,9	65,2	14,9	
		65,9		
Mittel: 15165,8		27065,6	27215,0 Å.-E.	
mögl. F.: 2		1	2 „	

15165,8 und 11028,0 sind  $m = 4$  und  $5$  ( $3, d, \delta$ ) - ( $m, p_1 - p_2, \pi_1 - \pi_2$ ),  
 11689,8 „ 11771,7 „  $m = 3$  I. Nebenserie,  
 12434,3 „ 12523,0 „  $m = 2,5$  II. Nebenserie,  
 27065,6 „ 27215,0 „ ( $3, p_i, \pi_i$ ) - ( $2,5, s, \sigma$ ),

entsprechen also den Natriumlinien 22056 und 22084, sowie der Lithiumlinie 26875,3. Man berechnet aus 4044,33 und 4047,39 (Ramage) und den Seriengrenzen ( $\nu$  Hauptserie 35005,0, Nebenserie 21962,26 und 22020,25) für Luft 27071 und 27201 Å.-E.

Frühere Beobachter fanden:

Moll:	1,11	1,18	1,25	1,53	2,76 $\mu$	
Bergmann:	11012	11678	11762	12415	12507	15282
Paschen-Bergmann:	+16	+12	+10	+19	+16	-116

1) Unschärf nach blau.

Bezüglich der Einordnung der neuen Linien in die Serien sei auf Ritz verwiesen. Die dort angegebenen Resultate meiner Messungen entsprechen einem früheren Stadium meiner Untersuchung und differieren daher zum Teil ein wenig von den endgültigen, hier gegebenen Mittelwerten. Diese Differenz ändert in keinem Falle etwas an den Schlüssen des Hrn. Ritz, befestigt diese Schlüsse aber in mehreren Fällen.

(Eingegangen 12. August 1908.)

---