

2. *Bohrs Heliumlinien*¹⁾; von *F. Paschen*.

(Hierzu Tafel V.)

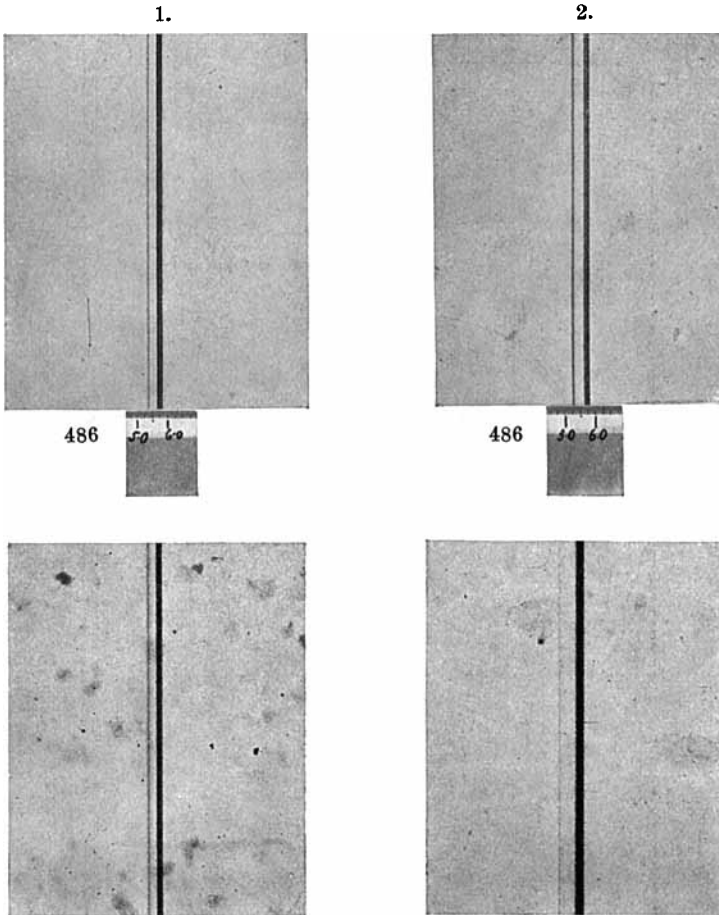
Im Sommer 1914 fanden Hr. H. Bartels und Verf. zufällig, daß die von Fowler entdeckten Linien, welche nach Bohr dem Helium zuzuschreiben sind, ziemlich intensiv in der leuchtenden Schicht innerhalb der Zylinderkathode einer Helium-Geißleröhre auftreten. Die Röhre war mit Gleichstrom betrieben und mit reinem Helium gefüllt. Alle Linien des Fowlerschen Spektrums²⁾ wurden mit einem Quarzspektrographen gefunden und mit Hilfe eines kleineren Konkavgitters gemessen. Ferner wurde die Linie 4686 in einem 34stufigen Echelon als mindestens doppelt erkannt und die Schwingungsdifferenz der zwei stärksten Komponenten gemessen.³⁾

Die infolge des Krieges zunächst unterbrochene Arbeit wurde vom Verf. im Sommer 1915 fortgesetzt. Man erkannte, daß das Fowlersche Spektrum am Orte des Beginnes der

1) N. Bohr, *Phil. Mag.* Juli 1913. p. 1; September 1913. p. 476; November 1913. p. 857; März 1914. p. 506; Februar 1915. p. 332.

2) A. Fowler, *Monthly Notices of the Roy. Astronomical Society*. Vol. 78. Nr. 2. 1912.

3) Anlässlich einer Notiz von E. J. Evans und C. Croxson, Manchester, 4. März. 1916; *Nature*, 16. März 1916. Nr. 2420. Vol. 97, über die in einem Echelon gesehene Struktur dieser Linie sei bemerkt, daß in meinem Echelon von den Komponenten der 4686-Gruppe folgende zu sehen sind: 1. die starke Komponente 4685,809; 2. eine zweite starke Linie, welche um 0,094 Å.-E. nach kleineren Wellenlängen von der ersten entfernt liegt. Diese enthält übereinandergelagert die Komponente 4685,703 und die nächste Ordnung der Komponenten 4685,388. Außerdem ist 3. die schwache Komponente 4685,905 getrennt von anderen Komponenten da. Es scheint, daß das Komponentenbild, welches obige Beobachter in ihrem Echelon gesehen haben, ähnlich ist. Die Zuordnung der gesehenen Komponenten wurde in oben gegebener Weise erst durch die Analyse mit dem großen Konkavgitter entschieden.



1. 4686 Gleichstrombild. 1 \AA -E. = 4 mm. 5 Komponenten gut sichtbar. II ist stärkste. III bei 5,389.
2. 4686 Funkenbild (kurzer Funke). 1 \AA -E. = 4 mm. 4 Komponenten gut sichtbar. I stärkste. III bei 5,307.
3. 3203 Gleichstrombild. 1 \AA -E. = 8 mm. 4 Komponenten gut sichtbar. II ist stärkste.
4. 4686 Funkenbild (langer Funke). 1 \AA -E. = 6,03 mm. 4 Komponenten gut sichtbar. Auflösung von I und II wohl nicht erkennbar, aber ihre Breite mehr als doppelt so groß als die von III.
- Die Reproduktionen von 4686 sind Vergrößerungen der III. Ordnung, die von 3203 der IV. Ordnung.

F. Paschen.

Glimmschicht einer stationären Entladung im Helium auftritt. Dies ist im Einklang mit einem Funde von H. Rau¹⁾ und auch mit der Anordnung von Fowler, bei der die emitierende Schicht vor einer Striktionskathode²⁾ liegt. Es wurde weiter bemerkt, daß dieses Glimmlicht bei niederem Gasdrucke auf das Innere einer hohlen Zylinderkathode beschränkt bleibt und dort durch Vermehrung der Stromstärke zu intensivem Leuchten gebracht werden kann. Die äußeren Wände der Zylinderkathode bleiben, wohl infolge von Ladungen auf den umschließenden Glaswänden, dunkel. Die hiernach konstruierte Heliumlampe enthielt eine kastenförmige

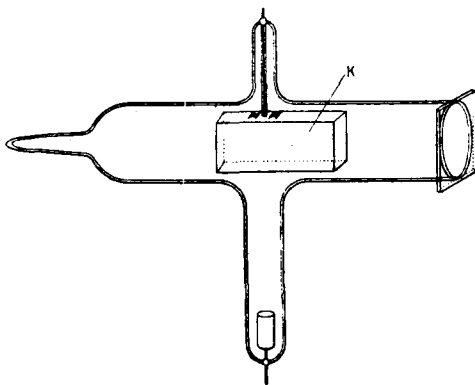


Fig. 1a.

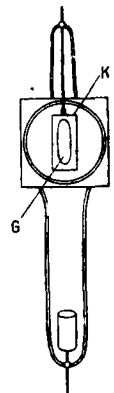


Fig. 1b.

Kathode aus dünnem Aluminiumblech *K*. Die innere Längsschicht des 5 cm langen Kastens strahlte durch ein planes Quarzfenster nach außen. Die Lampe ist in Fig. 1a abgebildet. In Fig. 1b ist die Glimmschicht *G* im Kasten skizziert, wie sie in Längsdurchsicht aussah (bei etwa 0,5–1 mm Druck). Wird die Röhre nach genügender Sauerstoffreinigung mit Helium von 2 mm Druck gefüllt und abgeschmolzen,

1) H. Rau, Sitzungsber. d. Würzburger Physik. Ges. 26. Februar 1914.

2) Bei geringem Druck erhielt ich das Fowlersche Spektrum in der Fowlerschen Anordnung vor dem der Anode zugekehrten Kapillarenende auch bei *Heichtrom*. Dagegen blieb das Fowlerspektrum aus, als im Inneren eines Aluminiumkastens aus einem unbekanntem Grunde eine Art Wehneltkathode entstand, wobei von einer schwarz gefärbten Stelle direkt positives Licht ausstrahlte.

so evakuiert sie sich unter stärkerer Belastung von selber und hat dann bei Gleichstrom von 0,1 Amp. nur eine Lebensdauer von 70—100 Stunden, bei Flaschenfunkenentladung von 10—15 Stunden. Mit Gleichstrom einer 1000voltigen Akkumulatorenatterie betrieben, emittiert die Glimmschicht im Innern der Kathode bei 0,05—0,10 Amp. die Linie 4686 in solcher Intensität, daß diese Linie mit gewöhnlichen Prismen- und kleinen Gitterspektrographen in wenigen Sekunden und Minuten, und in der 3. Ordnung des großen Rowland'schen Konkavgitters in wenigen Stunden photographiert werden konnte. Da die zur Untersuchung des Zeemanphänomens nach Runge und Paschen¹⁾ getroffene Anordnung meines großen Konkavgitters infolge starrer Verbindung aller Teile durch den Steinboden und aufgemauerten Ringtisch, unter Ausschluß von Holz und schwingungsfähigen Balken, bei konstanter Temperatur Expositionen von beliebiger Dauer (tagelange) ohne merkliche Verschiebungen gestattet, konnten im Spätsommer 1915 alle Fowlerschen Linien der feinen Analyse durch dieses Gitter unterworfen werden. Diese Analyse übertrifft im vorliegenden Falle diejenige durch das Stufengitter, weil die Feinstrukturen der Linien kompliziert und vielfach über mehr als eine Echelonordnung ausgedehnt sind. Die tatsächliche Auflösungskraft meines Konkavgitters in III. Ordnung ist der des Stufengitters ziemlich gleichwertig. Die Vergleichung gleichzeitig genommener Spektrogramme in verschiedenen Gitterordnungen ergibt die komplizierte Linienstruktur eindeutig. Die Dispersion des Spektrums des großen Konkavgitters variiert auf dem Kreis in I. Ordnung von 2,2—2,6 Å.-E./mm. Die benutzten Ordnungen hatten folgende Dispersion:

Gitterordnung:	I	II	III	IV	V	VI
Dispersion Å.-E./mm	2,3	1,2	0,86	0,62	0,48	0,38

Das Bild im Stufengitter ist nicht ohne umständliche und für jede Linie besonders gestaltete Nebenexperimente eindeutig zu analysieren. Die schwachen Komponenten von 4686 z. B. gingen hier verloren, ebenso starke wegen gegenseitiger Überlagerung verschiedener Ordnungen (vgl. Anm. 3, p. 901).

1) C. Runge u. F. Paschen, Anh. z. d. Abh. d. Berl. Akad. d. Wiss. 1902.

Verf. unternahm die Bestimmung der Wellenlängen des Fowlerschen Spektrums nach den von Buisson und Fabry aufgestellten Eisennormalen¹⁾, um eine strengere Prüfung der Bohrschen Gesetze durchführen zu können. Eine direkte Vergleichung der Fowlerschen Linien mit dem Eisenspektrum schien nicht angängig. Bei den für die schwächeren Linien und für die Feinstrukturen erforderlichen längeren Expositionen konnten durch Temperaturveränderungen geringe Verschiebungen eintreten, welche die Linienschärfe kaum beeinflussen, welche aber beim Vergleich mit dem zwischendurch hineinphotographierten Eisenspektrum Fehler verursachen konnten. Da außerdem die Heliumlampe nur abgeschmolzen im Gitterraume verwendet werden konnte und infolge ihrer kurzen Lebensdauer für unnötige Experimente zu wertvoll war, so zog ich es vor, die Bohrschen Linien zunächst gegen benachbarte Linien des gewöhnlichen Heliumspektrums zu messen, welches in der Glimmschicht lichtstark zugegen ist. Durch besondere Aufnahmen des Spektrums gewöhnlicher Helium-Geißleröhren und des Eisenbogens wurden die Heliumlinien, welche für die Messung der Bohrschen Linien herangezogen waren, gegen die Eisennormalen von Buisson und Fabry gemessen. Die doppelte Übertragung machte eine Reihe von Aufnahmen und Messungen nötig, damit der Fehler wenige Tausendstel der Ångströmeinheit nicht übertraf. Es sind 14 gut gelungene Aufnahmen des Fowlerschen Spektrums und 20 Hilfsaufnahmen des gewöhnlichen Heliumspektrums und des Eisenbogens zur Messung verwendet.

Nach Bohr kann man das Verhältnis der Massen des Wasserstoffions und des Elektrons und dadurch auch die spezifische Ladung des Elektrons e/μ spektroskopisch bestimmen. Man muß dazu die Konstanten der Balmerischen Wasserstoffserie und der Bohrschen Heliumserien messen. Die bisherigen Messungen an den Wasserstoff- und den Bohrschen Heliumlinien konnten zwar von Bohr schon zum rohen Beweise der Richtigkeit seiner Beziehung verwendet werden. Sie genügen indessen nicht zu einer brauchbaren spektroskopischen Bestimmung von e/μ . Ich habe daher die vier stärksten Wasserstofflinien der Balmerserie so exakt gegen

1) H. Buisson u. Ch. Fabry, Ann. de la Fac. d. Sciences de Marseille. Tome XVII. Fasc. III. 1908.

Buisson-Fabrys Eisennormalen gemessen, wie es bei der durch komplexe Struktur und Dopplereffektverbreiterung verursachten Unschärfe dieser Linien möglich ist.

Nachdem die ersten Messungen beendet waren, stieß man bei ihrer Verwertung auf Grund der Bohrschen Theorie auf Schwierigkeiten. Alle Linien sind kompliziert gebaut, die der Hauptserie z. B. mindestens dreifach. Keine der beobachteten Komponenten befolgt Bohrs Theorie innerhalb der Messungsfehler. Folgendes Beispiel möge dies zeigen. Die Bestimmung von e/μ kann durch Messung der Wellenlängendifferenz der Wasserstofflinien und der nahe bei ihnen liegenden Bohrschen Heliumlinien geschehen, ohne daß man absolute Wellenlängen genau zu messen braucht. Die Wasserstofflinien erscheinen in der beschriebenen Heliumlampe leicht zugleich mit den Bohrschen Linien, wenn die Lampe nicht außerordentlich gut gereinigt und getrocknet ist. In solchen Aufnahmen wurden die schwärzesten Stellen der Wasserstofflinien $H_\alpha, H_\beta, H_\gamma, H_\delta$ eingestellt und ihr Abstand $\lambda_\omega - \lambda_{He}$ von den schwärzesten Stellen der benachbarten Bohrlinien $He_\alpha, He_\beta, He_\gamma, He_\delta$ ¹⁾ nach Ångströmeinheiten gemessen. Das Verhältnis der Massen des Wasserstoffions M_ω zur Masse des Elektrons μ ergab die Formel:

$$\frac{M_\omega}{\mu} = \frac{\lambda_\omega}{\lambda_\omega - \lambda_{He}} \frac{2,96}{3,96} - 1.$$

Die spezifische Ladung des Elektrons wurde berechnet nach der Formel:

$$\frac{e}{\mu} = \frac{e}{M_\omega} \times \frac{M_\omega}{\mu} = \frac{9649,4}{1,008} \left(\frac{\lambda_\omega}{\lambda_\omega - \lambda_{He}} \frac{2,96}{3,96} - 1 \right)$$

(vgl. hierzu p. 935). Tab. I enthält die Resultate.

1) Diese Linien, welche Fowler noch nicht gefunden hatte, glaubt E. J. Evans nachgewiesen zu haben (Phil. Mag. 29. p. 284—297. 1915). Evans wandte infolge der Lichtschwäche dieser Linien bei seiner Erzeugungsart des Spektrums Spektralapparate an, welche die Heliumlinien nicht von den benachbarten Wasserstofflinien trennten (Dispersion 75—30 Å.-E. pro Millimeter) und mußte daher seine Geißlerröhren für die stunden- bzw. tagelangen Expositionen völlig frei von Wasserstoff halten. Sein Spektrum war aber ziemlich unrein, und seine Wellenlängenangaben liegen zum Teil zwischen den Wellenlängen des Wasserstoffes und des Heliums.

Tabelle I.

	λ_{ω} Å.-E.	$\lambda_{\omega} - \lambda_{\text{He}}$ Å.-E.	$M\omega/\mu$	$e/\mu \times 10^{-7}$	$\lambda_{\omega} - \lambda_{\text{He}}$ gemessen in
H_{α}	6562,8	2,667	1889	1,760	I. Ordnung
H_{β}	4861,3	1,984	1831	1,753	I., II., III. Ordnung
H_{γ}	4340,5	1,771	1831	1,753	" " " "
H_{δ}	4101,7	1,685	1818	1,741	I. und III. "

Da die beobachteten Werte $\lambda_{\omega} - \lambda_{\text{He}}$ bis auf wenige Tausendstel Ångströmeinheiten sicher sind, so ist ein unbefriedigender Gang in den Resultaten von etwa der achtfachen Größe der Beobachtungsfehler. Das Mittel 1,752 der Werte von $e/\mu \cdot 10^{-7}$ hat eine Unsicherheit, die mit der Genauigkeit der Wellenlängenmessung im Widerspruch steht. Mißt man ferner die Differenz $\lambda_{\omega} - \lambda_{\text{He}}$ von der geschätzten Lage der stärkeren (roten) Komponenten der Wasserstofflinien an, so würde zwar der Gang verkleinert, aber der Mittelwert von $e/\mu \cdot 10^{-7}$ würde dann 1,74 betragen: im Widerspruche mit dem sonst bekannten Werte $1,76 \pm 0,01$ dieser Größe.

Eine Klärung der Unstimmigkeiten brachte die neue Theorie von A. Sommerfeld.¹⁾ Sommerfeld nimmt neben den Bohrschen Kreisbahnen des Elektrons auch elliptische an. Eine erweiterte Anwendung der Quantenhypothese auf die Vorstellungen des Bohrschen Atommodelles führt in diesem Falle dazu, daß zwei Energieparameter nach ganzzahligen Quanten variieren. Es treten Linienkomplexe auf, die an die einfachen Linien Bohrs anschließen, und deren Struktur in einfacher Weise mit der Ordnungszahl der Elektronenbahn oder des Terms der Serienformel zusammenhängt. Die entsprechenden Schwingungsdifferenzen lassen sich absolut oder relativ zu der Schwingungsdifferenz eines Wasserstoffdoubletts angeben.

Durch diese Theorie und mit freundlicher Hilfe ihres Schöpfers war es möglich, die komplizierten Verhältnisse befriedigend zu klären und so schließlich das gesamte Beobachtungsmaterial an den Helium- und Wasserstofflinien in genügende Übereinstimmung mit Bohrs allgemeiner Theorie und mit Sommerfelds Theorie der Feinstrukturen zu bringen.

1) A. Sommerfeld, Sitzungsber. d. K. Bayr. Akad. d. Wiss. 4. Dez. 1915. p. 425 u. 8. Januar 1916. p. 459, sowie diese Annalen 51. p. 1. 1916. Im folgenden schließen wir uns an die Bezeichnungen und Formulierungen dieser letzten Darstellung an.

Die stärksten und weit getrennten Komponenten der Theorie waren schon vorher gefunden. Aber die Theorie verlangte in vielen Fällen Feinstruktur, wo zunächst unaufgelöste Linien als einfache beobachtet waren. Auch war es möglich, daß noch schwache Komponenten unbemerkt geblieben waren, welche nach der Theorie zu erwarten waren. Ein erneutes Studium des Plattenmaterials auf Grund der Theorie förderte in der Tat mehrfach derartige Feinheiten zutage, die vorher nicht erkannt waren, und die oft die richtige Deutung und Zuordnung des Liniengebildes entschieden. Wenn die starken Komponenten in einer unaufgelösten Linie übereinander gelagert sind, findet die Wellenlänge ihres Intensitätsmaximums innerhalb ihrer Meßgenauigkeit keinen Platz in der Theorie. Wenn man aber dann eine dazu gehörige sehr schwache, aber weit getrennte Komponente sicher beobachten kann, die der Theorie genau entspricht, ist das ganze Gebilde theoretisch zu deuten. Dieser Fall liegt bei der Bohrschen Nebenserie vor und ist zusammen mit einer anderen Erscheinung der Feinstrukturen der Grund für die mangelhafte Übereinstimmung der Resultate in Tab. I.

Verwendete Resultate der Theorien.

Bohrs Serienformel lautet:

$$(I) \quad \nu = N_{\infty} \frac{M}{M + \mu} \left(\frac{E}{e} \right)^2 \left(\frac{1}{i^2} - \frac{1}{k^2} \right) \left[1 + \frac{\alpha^2}{4} \left(\frac{E}{e} \right)^2 \left(\frac{1}{i^2} + \frac{1}{k^2} \right) \right].$$

1. $N_{\infty} = \frac{2\pi^2 e^4 \mu}{c h^3}$ ist die Rydbergkonstante für $M = \infty$.
2. $N_{\omega} = N_{\infty} \frac{M_{\omega}}{M_{\omega} + \mu}$ „ „ „ für Wasserstoff.
3. $N_{\text{He}} = N_{\infty} \frac{M_{\text{He}}}{M_{\text{He}} + \mu}$ „ „ „ für Bohrs Heliumspektrum.
4. $\alpha = \frac{2\pi e^2}{h c}$ Konstante wichtig auch für Sommerfelds Theorie.

e und μ Ladung und Masse des Elektrons;

E und M Ladung und Masse des positiv geladenen Kernes;

h Plancks Konstante;

i und k Ordnungsnummern der Elektronenbahnen und Serienterme;

ν Wellenzahl (reziproker Wert der Wellenlängen in cm^{-1});

c Lichtgeschwindigkeit.

Das Glied in eckiger Klammer ist die Relativitätskorrektur nach Bohr (Phil. Mag. Febr. 1915. p. 332) und A. Sommerfeld. Bohrs Serien sind also dargestellt durch

$$\text{Wasserstoff Ia: } \nu_{\omega} = N_{\omega} \left(\frac{1}{i^2} - \frac{1}{k^2} \right) \left[1 + \frac{\alpha^2}{4} \left(\frac{1}{i^2} + \frac{1}{k^2} \right) \right].$$

$$\text{Helium Ib: } \nu_{\text{He}} = N_{\text{He}} 4 \left(\frac{1}{i^2} - \frac{1}{k^2} \right) \left[1 + \alpha^2 \left(\frac{1}{i^2} + \frac{1}{k^2} \right) \right].$$

Diese Formeln geben die Strahlung infolge des Elektronenüberganges vom k ten auf den i ten Kreis.

Sommerfeld nimmt neben diesen Kreisen noch elliptische Elektronenbahnen an und berechnet allgemein die Energiedifferenz des Elektronensprunges von einer zu k gehörigen auf eine zu i gehörige Ellipse. Die zugehörigen Ellipsen sind infolge der erweiterten Quantenbedingungen, welche Bohrs Quantenansatz für die Kreisbahn umfassen, solche bestimmter Exzentrizitäten. Dem entspricht eine neue Variation in den ganzzahligen Parametern i und k . Es ist zu setzen:

$$i = n + n' \quad \text{und} \quad k = m + m',$$

wobei

$$\begin{array}{ccccccc} n & \text{und} & n' & \text{alle} & \text{ganzzahligen} & \text{Werte} & \text{von } 0 \text{ bis } i \\ m & ,, & m' & ,, & ,, & ,, & 0 ,, k \end{array}$$

annehmen können.

$$n' = 0 \quad \text{bzw.} \quad m' = 0,$$

also

$$n = i \quad \text{bzw.} \quad m = k$$

entsprechen der Exzentrizität 0 der Ellipse und beziehen sich demnach auf Kreisbahnen. Für diesen Fall bleiben Bohrs Formeln gültig. Ausgeschlossen wird der Fall

$$n = 0 \quad \text{bzw.} \quad m = 0,$$

dem eine Pendelbewegung des Elektrons in gerader Linie durch den Kern hindurch entsprechen würde.

Danach hat der Serienterm i eine i fache Mannigfaltigkeit:

$$\begin{array}{c} i = i + 0 \\ i = i - 1 + 1 \\ \vdots \quad \quad \quad \vdots \\ i = 1 + i - 1 \end{array}$$

und gibt zu einer in i Einzelkomponenten aufgespaltenen Linie Anlaß.

Die Energie der Elektronenbewegung des Terms $n + n'$ ist von Sommerfeld (l. c. p. 55, Fl. (21)) gegeben als $W_{n, n'}$.

$$\Delta v_{n'} = \frac{W_{n+1, n'-1} - W_{n, n'}}{h}$$

ist die Schwingungsdifferenz zwischen der $n' - 1$ ten und der n' ten Komponenten des positiven Serienterms i . Die Kreisbahnkomponente $i, 0$ liegt nach Rot. An sie schließen sich die i Komponenten an.

Analog berechnet man die gegenseitigen Abstände der dem negativen Term k zugehörigen k Komponenten. Sie liegen wegen des entgegengesetzten Vorzeichens der Energie und des Terms umgekehrt; die Kreisbahn $k, 0$ gibt hier die blaueste Komponente, und die anderen Komponenten schließen sich mit analog wie oben berechneten gegenseitigen Abständen nach Rot an.

Zunächst ist der Elektronensprung von jeder k -Ellipse auf jede i -Ellipse in Betracht zu ziehen. Daher würde jede i -Komponente die erste der an sie nach Rot anschließenden k -Komponenten des k -Terms sein. Sommerfeld erwartet indessen, daß stärkere Komponenten an die Bedingungen $m \cong n$ wie auch $m' \cong n'$ geknüpft sind. Ferner erwartet er, daß die Kreisbahn die größte Intensität besitzt, sofern sie nicht durch die vorangehenden „Quantenungleichungen“ unterdrückt wird, und daß die Intensität der Komponenten mit steigendem Werte der Exzentrizität zugehöriger Ellipsen abnimmt.

Wir werden im folgenden alle i, k Komponenten eines Serienterms in Betracht ziehen. Von ihnen entspricht diejenige, welche durch Kombination des positiven Terms $i, 0$ mit dem negativen Term $k, 0$ entsteht, dem Elektronensprung zwischen zwei Kreisbahnen.

Wir berechnen aus Sommerfelds Energieausdruck:

$$(II) \quad \Delta v_{n'} = \frac{W_{n+1, n'-1} - W_{n, n'}}{h} = \frac{N \alpha^2}{(n + n')^4} \left(\frac{E}{e} \right)^4 \frac{n + n'}{n(n + 1)}.$$

α ist die universelle Konstante

$$\alpha = \frac{2\pi e^2}{hc}$$

(vgl. p. 907, Fl. 4).

Zum Beispiel gibt $i = 2$, $n = 1$, $n' = 1$

$$\Delta v_1 = \frac{W_{2,0} - W_{1,1}}{h} = N \frac{\alpha^2}{2^4} \left(\frac{E}{e}\right)^4.$$

Dem Term $i = 2$ entspricht daher ein Dublett, welches für Wasserstoff die Schwingungsdifferenz hat:

$$\Delta v_\omega = \frac{N \alpha^2}{2^4}.$$

Diese Schwingungsdifferenz kann allen sonst vorkommenden zugrunde gelegt werden. Ihre Einführung in (II) gibt nämlich:

$$(IIa) \quad \left\{ \begin{aligned} \Delta v_{n'} &= \Delta v_\omega \left(\frac{E}{e}\right)^4 \frac{2^4}{n(n+1)(n+n')^3} \\ &= \Delta v_\omega \left(\frac{E}{e}\right)^4 \frac{2^4}{(i-n')(i-n'+1)i^3}. \end{aligned} \right.$$

Der Abstand der letzten (i ten) Komponente von der ersten ist:

$$(IIb) \quad \Sigma \Delta v = \Delta v_\omega \left(\frac{E}{e}\right)^4 \frac{2^4}{i^3} (i-1).$$

Über dieses Spektralgebiet erstreckt sich eine i -Gruppe bzw. eine k -Gruppe, für die statt i k zu setzen ist.

Der Abstand der ($i-p$)ten von der letzten (i ten) Komponente ist:

$$\Delta v_\omega \left(\frac{E}{e}\right)^4 \frac{2^4}{i^3} \frac{p}{p+1}.$$

Δv_ω , die wichtige Größe der Sommerfeldschen Feinstrukturen, ist aus den Wasserstofflinien vorläufig nicht exakt zu bestimmen, da deren Feinstruktur nicht genügend analysiert ist. Aus dem hinreichend aufgelösten Funkenbild der Heliumlinie 4686 (p. 914) ergibt sich ein Wert

$$\Delta v_\omega = 0,3645 \pm 0,0045.$$

Dieser Wert von Δv_ω wird der theoretischen Berechnung sämtlicher Feinstrukturen der Helium- und Wasserstofflinien aus Fl. IIa und IIb zugrunde gelegt. Ihm entspricht der Wert $\alpha^2 = 5,3146 \times 10^{-5}$ und $\alpha = 7,2901 \times 10^{-3}$. Diese Werte dienen auch zur Berechnung der Relativitätskorrektion in Fl. Ia und Ib.

Die beobachteten Linien des Heliums und ihre theoretische Einordnung.

Allgemeines. — Es wird zunächst die am besten aufgelöste 4686-Gruppe behandelt. Von den übrigen Gruppen konnten infolge mangelhafter Auflösung immer nur vereinzelte Komponenten isoliert beobachtet werden. Diese sind meist sehr schwach. Die starken beobachteten Komponenten bilden Übereinanderlagerungen mehrerer theoretischer. Die theoretische Einreihung dieser Gruppen ist daher nur eine unvollkommene.

Die Diskussion aller beobachteten Gruppen ergab für das Heliumspektrum eine gute Übereinstimmung mit der Theorie für den Wert

$$N_{\text{He}} = 109\,722,144 \pm 0,04 \text{ (mögl. Fehler).}$$

Der Kürze und Übersichtlichkeit halber beschränken wir uns auf einen Vergleich der Beobachtungen mit den Berechnungen nach Formel (Ib) mit diesem Werte.

Die Gruppe 4686 im Funken- und Gleichstrombild.

Man kann die Kathodenkastenlampe entweder mit Gleichstrom oder mit Funkenentladungen betreiben. Im letzteren Falle liegt sie in Serie mit einer Funkenstrecke und erhält Entladungen einer Leidener Flasche von der Kapazität 500 bis 2000 cm, deren Belegungen mit den Polen eines mittleren Induktoriums verbunden sind. Der Kasten ist Kathode dieser „Flaschenfunkenentladung“. Auch hier leuchtet nur das Innere des Kastens, und zwar bei sehr kleiner Funkenstrecke intensiv orange (bei Gleichstrom blaugrau). Die D_3 -Linie und ihre Serie erscheint dabei sehr verstärkt und mit verbreiterten Linien. Außerdem sind die Grundlinien der Bohrschen Hauptserie 4686 und 3203 abermals verstärkt und die Glieder bis 2511 in derselben Stärke wie beim Gleichstrom vorhanden. Diese Glieder konnten mit dem großen Gitter photographiert werden. Die letzten Linien der Hauptserie und alle der Nebenserie sind bei dieser Art der Entladung schwächer als bei Gleichstrom und wurden mit einem kleineren Gitterspektrographen aufgenommen. Nur von 4859, 4541 und 4339 erhielt man im Flaschenfunkenpektrum des großen Gitters schwache Andeutungen.

Bei kurzer Funkenstrecke sind alle Komponenten aller Gruppen verbreitert. Von 3203 sind die zwei stärksten Kom-

ponenten des Gleichstrombildes nicht mehr getrennt. Mit Verlängerung des Funkens nimmt die Intensität aller Bohrlinien stark ab, um so mehr, je höher ihre Ordnungsnummer ist. Nur 4686 bleibt lichtstark. Ihre Komponenten werden schärfer. Die bei winziger Funkenlänge infolge Verbreiterung der Komponenten schlechter als bei Gleichstrom aufgelöste Gruppe erscheint bei einer Funkenlänge von 6 mm besser definiert. Die isolierten Komponenten sind sehr schmal geworden, und die breiteren zeigen deutlichen Zerfall in mehrere. Im Funkenbilde III. Gitterordnung von 4686 ist die Sommerfeldsche Feinstruktur am besten realisiert. Es wird daher zuerst behandelt.

Das Funkenbild sieht ganz anders aus, als das Gleichstrombild der Gruppe 4686. Man glaubte sogar, andere Werte der Aufspaltung der Komponenten annehmen zu müssen. Es stellte sich indessen heraus, daß der Unterschied nur die Intensitäten, aber nicht die Lage der Komponenten betrifft. Von den Komponenten der theoretischen Feinstruktur sind im Funken andere verstärkt als im Gleichstrom.

Die übrigen Liniengruppen sind im Funken unschärfer als im Gleichstrom. Daher kam für ihre feinere Analyse allein das Gleichstrombild in Betracht.

Gruppe 4686.

Beobachtet in II.—IV. Ordnung, best. definiert in III. Ordnung, gemessen gegen die Heliumdoppellinie:

4713,143 stark und 4713,373 schwach,

und ihre Gittergeister.

Diese bestimmt gegen Buisson und Fabrys Normalen:

4647,497; 4678,855; 4707,287; 4736,785

mit kleinerem Fehler als 0,002 Å.-E.

Frühere Messungen:

Runge u. Paschen ¹⁾	}	Rowl. Å.-E. 4713,252	4713,475
		- 0,178	- 0,178
		intn. Å.-E. 4713,074	4713,297
Rayleigh ²⁾	}	4713,144	stärkere Linie
Eversheim ³⁾		4713,154	

1) C. Runge u. F. Paschen, *Astrophys. Journ.*, Januar 1896. p. 4.
Zahlen nach Kaysers Korrektionskurve korrigiert auf intern. Å.-E.

2) Lord Rayleigh, *Phil. Mag.* 15. p. 548. 1908.

3) H. Kaysers Handbuch d. Spektroskopie 5. p. 520. 1910.

Außerdem wurde in III. und IV. Ordnung die im Kasten emittierte Aluminiumlinie 4663,054 (gegen Helium bestimmt) zur Messung herangezogen.

Funkenbild.

Theor.	Int.	$\lambda_{\text{Luft}} \text{ \AA. - E.}$ 463	mögl. Fehler ¹⁾	Bemerkungen
I d	0	6,050 ₀	0,01	kaum zu sehen
II d	0,5	5,926 ₃	0,004	
Ia, II c	7	5,803	0,003	Breite 0,059 \AA.-E. Spurenweise Auflös. an einigen Stellen gibt
Ia	7	5,808 ₃	0,003	diese Werte. Int. durch Licht von Ia wohl verstärkt
II c	6	5,774 ₄	0,006	
II a, b	6	5,700	0,005	Breite 0,059 \AA.-E. Spurenweise Auflös. an einigen Stellen gibt
II b	5	5,717 ₃	0,01	diese Werte.
II a	6	5,687 ₇	0,006	
III d	0	5,549 ₀	0,005	kaum zu sehen
III c	0,5	5,397 ₈	0,005	
III a, (b)	4	5,307 ₂	0,002	scharf, Breite 0,027 \AA.-E.

Theoret. Berechnung nach Ib für $i = 3$, $k = 4$.

$$\begin{aligned}
 N_{\text{He}} &= 109722,144 \\
 N_{\text{He}} \alpha^2 (1/3^2 + 1/4^2) &= 1,0125 \\
 \nu_{3,4}/4(1/3^2 - 1/4^2) &= 109723,1565 \\
 \nu_{3,4} &= 21335,058 \\
 \lambda_{\text{vak.}} &= 4687,121 \\
 \lambda_{\text{vak.}} \times N_{76,15}^{2)} &= 1,311 \\
 \lambda_{\text{Luft}} &= 4685,310
 \end{aligned}$$

λ_{Luft} entspricht $i = 3 + 0$, $k = 4 + 0$.

Feinstruktur nach IIb: $i = 3$, $k = 4$.

$$\Delta \lambda_{\omega} = 0,3645 \times 4687,1^2 \times 10^{-8} = 0,08007 \text{ \AA. - E.}$$

Schwingungsdifferenzen des positiven i -Terms (Triplet).

$n + 1, n' - 1 - n, n'$	$\Delta \lambda$ in \AA. - E.
3, 0 - 2, 1 $\Delta \nu_1 = \Delta \nu_{\omega} 16 \frac{2^4}{2 \times 3 \times 3^3}$	$= 1,5802 \Delta \nu_{\omega}$ 0,1265
2, 1 - 1, 2 $\Delta \nu_2 = \Delta \nu_{\omega} 16 \frac{2^4}{1 \times 2 \times 3^3}$	$= 3 \times 1,5802 \Delta \nu_{\omega}$ 0,3796

1) Der absoluten Werte, relative genauer.

2) $N_{76,15} = n_{76,15} - 1$ vgl. Anhang.

Schwingungsdifferenzen des negativen k -Terms (Quartett).

$m+1, m'-1 - m, m'$	$\Delta \nu$	$\Delta \lambda$ in \AA -E.
4, 0 — 3, 1	$\Delta \nu_1 = \Delta \nu_{\omega} 16 \frac{2^4}{3 \times 4 \times 4^3} = \frac{1}{3} \Delta \nu_{\omega}$	0,0267
3, 1 — 2, 2	$\Delta \nu_2 = \Delta \nu_{\omega} 16 \frac{2^4}{2 \times 3 \times 4^3} = \frac{2}{3} \Delta \nu_{\omega}$	0,0534
2, 2 — 1, 3	$\Delta \nu_3 = \Delta \nu_{\omega} 16 \frac{2^4}{1 \times 2 \times 4^3} = \frac{6}{3} \Delta \nu_{\omega}$	0,1601

Aus den beobachteten Komponenten des Funkenbildes und zweier des Gleichstrombildes ist der Wert von $\Delta \nu_{\omega}$ wie folgt ermittelt.

	$\Delta \lambda$ \AA -E. beob.	entspricht	daraus $\Delta \lambda_{\omega}$ \AA -E.	Gewicht		
IIIa—IIIc	0,0906	$\Delta \lambda_{\omega}$	0,09060	0	} Funkenbild	
IIIa—IIId	0,2418	$3 \Delta \lambda_{\omega}$	0,08060	3		
IIIa—IIa	0,3805	$3 \times 1,5802 \Delta \lambda_{\omega}$	0,08027	3		
IIIa—Ia	0,5011	$4 \times 1,5802 \Delta \lambda_{\omega}$	0,07926	5		
IIa—IIb	0,0296	$\frac{1}{3} \Delta \lambda_{\omega}$	0,0888	0		
IIa—IIc	0,0867	$\Delta \lambda_{\omega}$	0,0867	0		
IIa—IIId	0,2385	$3 \Delta \lambda_{\omega}$	0,0795	2		
Ia—IId	0,2417	$3 \Delta \lambda_{\omega}$	0,08057	2		
IIIa—IIIc	0,0811	$\Delta \lambda_{\omega}$	0,0811	1		} Funken- und Gleichstrombild
IIIa—IIId	0,2426	$3 \Delta \lambda_{\omega}$	0,08087	2		

Angenommen Mittel: 0,08007 mögl. Fehler 0,0010 \AA -E.

$$\Delta \nu_{\omega} = \frac{0,08007}{4687,0^3} \times 10^8 = 0,3645 \text{ mögl. Fehler } 0,0045 \text{ cm}^{-1}.$$

Schema 468.

n, n'	m, m'	4, 0	3, 1	2, 2	1, 3
3, 0	I	<u>5,810</u>	5,837	5,890	<u>6,050</u>
	II	<u>5,884</u>	<u>5,710</u>	<u>5,764</u>	<u>5,924</u>
2, 1	III	<u>5,304</u>	<u>5,331</u>	<u>5,384</u>	<u>5,544</u>

Die beobachteten Komponenten sind unterstrichen. Die erste Kolonne der Wellenlängentabelle ist damit in Übereinstimmung.

Nicht beobachtet sind Ib und Ic. Ib kann der Breite von 5,803 nach noch schwach da sein. Von Ic ist nichts bemerkt. Daß Id trotzdem spurenweise gesehen ist, ist kein Widerspruch, weil diese Komponente isoliert liegt und dann selbst bei geringerer Intensität leichter bemerkt wird.

IIIb ist nicht besonders bemerkt, kann aber, da theoretisch nur um 0,027 \AA -E. von IIIa entfernt, da sein. Das Aus-

sehen des roten Randes von IIIa läßt das zu. IIIa selbst hat aber bei weitem die größte Intensität der zugehörigen k -Komponenten. 5,907 beob. kann nicht anders gedeutet werden als IIIa, ohne daß das Schema dieser Gruppe und damit die theoretische Einordnung aller anderen Gruppen in Unordnung gerät. Die Energievermehrung im Parameter m' von $m' = 0$ auf $n' = 2$ ist hiernach möglich.

Gleichstrombild.

	λ_{Luft} 468	Int.	
Id	6,028	0,5	schwach, aber noch deutlich
Ic, II d	5,905	2	Breite 0,039 Å.-E.
Ia, b II c	5,809	7	„ 0,049 „
II(a)b	5,703	7,5	{ „ 0,051 je nach Belichtung u. Ordnung Werte zwischen 5,693 und 5,707
III d	5,549 ₃	1	Breite 0,060 Å.-E. unscharf
III c	5,388 ₃	3	„ 0,048

Fehler der absoluten Werte kleiner als 0,002 Å.-E., der Wellenlängendifferenzen kleiner als 0,001 Å.-E. Beide Angaben sind für die theoretische Deutung bei den Überlagerungen wertlos.

Das Gleichstrombild unterscheidet sich vom Funkenbild nur durch andere Intensitäten der Komponenten.

Die in m' höherwertigen Komponenten des k -Terms sind verstärkt, besonders bei II. Die Gruppe II des i -Terms 2,1 hat die überwiegende Intensität. 5,703 ist die stärkste Komponente der ganzen 4686-Gruppe im Gleichstrom. Sie ist stärker als 5,809, obwohl hier Ia und noch zwei weitere Komponenten übereinander fallen. Die Komponente IIIa (b) 5,907, im Funken stark, fehlt hier völlig. Ihre Energie ist auf IIIc übergegangen. III d ist bedeutend stärker als im Funken, aber diffus, d. h. schlecht definiert. Die starke Abweichung zwischen Id im Funken- und Gleichstrombilde ist nicht geklärt. Die Einzelmessungen gaben für diese im Funken kaum bemerkbare, bei Gleichstrom schwache Komponente Werte

im Gleichstrom zwischen 6,02 und 6,04,
 „ Funken „ 6,02 „ 6,06.

Im Funken entsprechen die Intensitäten der Grundlinien der drei i -Gruppen theoretischer Erwartung. Aber die anschließenden k -Gruppen sind sehr schwach. Im Zu-

sammenhang hiernit erscheint die Tatsache, daß auch die ganze Nebenserie $i = 4$ stark abgeschwächt ist. Im Gleichstrom sind die k -Gruppen zusammen mit den Linien der Nebenserie $i = 4$ stärker geworden.¹⁾ Aber die Intensität der i -Gruppen ist nicht mehr die theoretisch erwartete. Die theoretische Erwartung über die Wahrscheinlichkeiten verschiedener Elektronensprünge und die daraus folgenden Intensitätsverhältnisse bilden indessen keinen wesentlichen Punkt der Sommerfeldschen Theorie. Obige Beobachtungen zeigen, daß alle Elektronensprünge vorkommen, daß also $m \cong n$ und $m' \cong n'$ keine notwendigen Bedingungen sind. Im Gleichstrombild

4686

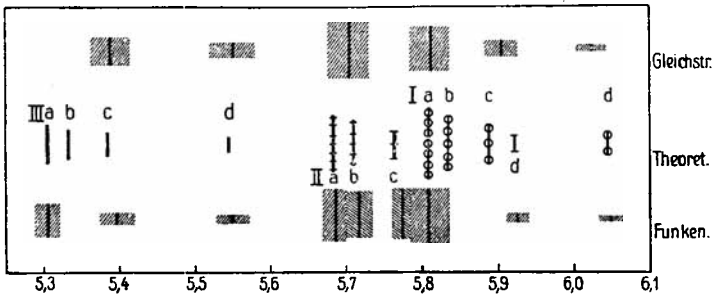


Fig. 2.

scheint allerdings der Fall $m' < n'$ nicht verwirklicht zu sein, dem beim Funken z. B. die starke Komponente 5,307 entspricht. Es wäre dann die Komponente 5,703 als II b anzusehen ohne Gegenwart von II a. Dies wäre neben der Verstärkung der k -Gruppen und der anomalen Intensität der i -Gruppen der dritte Unterschied zwischen dem Gleichstrom- und Funkenbilde.

In der Fig. 2 sind aufgezeichnet: in der Mitte die theoretischen 12 Komponenten, ihre Intensitäten durch die Länge dargestellt. Oben das Gleichstrombild, wie es im vergrößerten Bilde bei der Messung aussah, mit richtiger Breite der gemessenen Komponenten, unten ebenso das Funkenbild.

1) *Anm. b. d. Korrekt.* Nach neuen Versuchen sind die in m' höherwertigen k -Komponenten bei sehr niedrigem Druck und schwachem Gleichstrom (0,03 Amp.), also bei störungsfreien Schwingungen intensiver. Dabei war die schwächste Komponente Id deutlicher und wurde gemessen als 6,042, in besserem Einklang mit dem Funkenbild und dem Schema.

Die erwähnten Eigenschaften der Gruppe 4686 und die Unterschiede im Gleichstrom und Funken sind an den Reproduktionen der Tafel (mit Lupe) zu sehen. Es sind Vergrößerungen der III. Ordnung.

Weitere Gruppen der Hauptserie ($i = 3$).

Gruppe 3203.

Beobachtet in II.—IV. Ordnung, best. definiert in IV. Ordnung, gemessen gegen die Heliumlinie 3187,742 und ihre Gittergeister

$$\text{Rowl.-\AA.-E.} \quad \text{Int. \AA.-E.}$$

$$\text{Runge und Paschen . . . } 3187,830 - 0,130 = 3187,700.$$

Letztere bestimmt gegen Buisson und Fabrys Eisennormalen 3125,661, 3175,447, 3225,790.

		Gleichstrombild.			
	$\lambda_{\text{Luft}} \text{ \AA.-E.}$	Int.	Bemerkung	theoret.	beob.—theor.
	320				
I(d), e	3,223	0	sehr schwach	{ (3,190)	(+,033)?
				{ 3,228	-,005
Ia, b, IIe	3,165	7	Breite 0,027 \AA.-E.	3,168	-,003
IIb, (c, d)	3,111	8	„ 0,025 „ ¹⁾	3,111	,000
IIIe	2,996	0,5	unscharf	2,992	+,004
IIIc, d	2,952	4	Breite 0,018 \AA.-E.	2,947	+,005

1) Spurenweise aufgelöst in 3,120 und 3,108.

Mögl. Fehler kleiner als 0,002 \AA.-E. (wegen Überlagerungen bedeutungslos).

Funkenbild.

Nur zwei unscharfe Komponenten: eine starke breite 3203,140 \AA.-E. (stärkste Schwärzung) und eine schmalere schwächere bei 3202,964 \AA.-E.; erstere Übereinanderlagerung von mindestens Ia, b und IIa, b, letztere von allen Linien der k -Gruppe III. Die Wellenlänge des Schwerpunktes der stärkeren Komponente und ihr Aussehen deutet an, daß hier Ia stärker ist als IIa, im Gegensatz zum Gleichstrombild und im Einklang mit der 4686-Gruppe.

Theoretische Berechnung nach Ib für $i = 3$, $k = 5$:

$$\begin{aligned} N_{\text{He}} &= 109722,144 \\ N_{\text{He}} \alpha^2 (1/3^2 + 1/5^2) &= \frac{109722,144}{0,8 \cdot 1} \\ \nu_{3,5} / 4 (1/3^2 - 1/5^2) &= 109723,0252 \\ \nu_{3,5} &= 31210,105 \\ \lambda_{\text{Vak.}} &= 3204,0903 \\ \lambda_{\text{Vak.}} \times N_{70,15} &= 0,9235 \\ \lambda_{\text{Luft}} &= 3203,1668 \text{ entspricht } i = 3 + 0, k = 5 + 0 \end{aligned}$$

Feinstruktur nach IIb für $i = 3$, $k = 5$:

$$\Delta \lambda_{\omega} = 0,3645 \times 3204,1^2 \times 10^{-8} = 0,03742 \text{ \AA.-E.}$$

Die Schwingungsdifferenzen des positiven i -Terms analog der Rechnung p. 913 geben die Wellenlängendifferenzen des Triplets bei 3203:

$$\Delta \lambda_1 = 0,0591, \quad \Delta \lambda_2 = 0,1774.$$

Schwingungsdifferenz des negativen k -Terms (Quintett):

$n+1, m'-1 - m, m'$				in Wellenl.
5, 0 — 4, 1	$\Delta \nu_1 = \Delta \nu_{\omega} 16$	$\frac{2^4}{4 \times 5 \times 5^3}$	$= 3 \times 0,03413 \Delta \nu_{\omega}$	0,0038 \AA.-E.
4, 1 — 3, 2	$\Delta \nu_2 = \Delta \nu_{\omega} 16$	$\frac{2^4}{3 \times 4 \times 5^3}$	$= 5 \times 0,03413 \Delta \nu_{\omega}$	0,0064 „
3, 2 — 2, 3	$\Delta \nu_3 = \Delta \nu_{\omega} 16$	$\frac{2^4}{2 \times 3 \times 5^3}$	$= 10 \times 0,03413 \Delta \nu_{\omega}$	0,0128 „
2, 3 — 1, 4	$\Delta \nu_4 = \Delta \nu_{\omega} 16$	$\frac{2^4}{1 \times 2 \times 5^3}$	$= 30 \times 0,03413 \Delta \nu_{\omega}$	0,0383 „

Schema 320.

m, m'	5, 0	4, 1	3, 2	2, 3	1, 4
n, n'	<i>a</i>	<i>b</i>	<i>c</i>	<i>d</i>	<i>e</i>
3, 0	I 3,167	3,171	3,177	3,190	3,228
2, 1	II 3,108	3,111	3,118	3,131	3,169
1, 2	III 2,930	2,934	2,941	2,953	2,992

3203

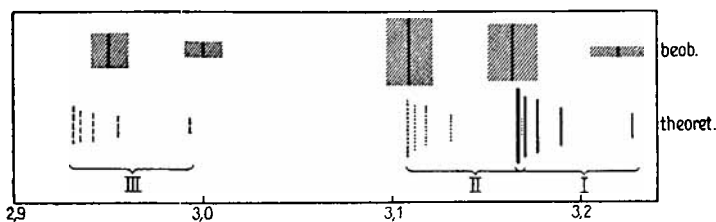


Fig. 3.

Die beobachteten Komponenten werden nach Kolonne I richtig zugeordnet sein. Die Abweichungen sind geringfügig, besonders wenn man bedenkt, daß 3,165 wohl zu klein gemessen sein wird, weil sie in der diffusen, nach Rot hin abnehmenden Schwärzung liegt, welche die stärkere Komponente 3,111 in ihrer Nachbarschaft erzeugt. Fig. 3 enthält eine Zeichnung der beobachteten Komponenten in richtiger Breite und der theoretischen Feinstruktur. Eine Reproduktion der IV. Ordnung findet sich auf Tafel V.

Die Gruppe II ist hier noch mehr verstärkt als beim Gleichstrombild von 4686. Der Intensitätsunterschied zwischen 3203,111 und 3,165 ist größer als bei den entsprechenden Komponenten 4685,703 und 5,809.

Gruppe 2733.

Gemessen gegen die Heliumlinien 2763,800, 2723,191, 2696,119.

	Rowl.-Å.-E.	Int. Å.-E.
Runge und Paschen	2763,900 - 0,102 =	2763,798
	2723,275 - 0,100 =	2723,175
	2696,230 - 0,098 =	2696,132

Die Heliumlinien gemessen gegen die Eisennormalen von Buisson und Fabry: 2778,225, 2739,550, 2714,419, 2679,065. Gemessen in II., III. und IV. Ordnung, best. definiert (starke Gruppe aufgelöst) in III. und IV. Ordnung.

	$\lambda_{\text{Luft}} \text{Å.-E.}$	Int.	
	273		
II f, Ia, b	3,345	2	} wenn in II u. III O. nicht getrennt, Schwerpunkt bei 3,320
IIb	3,307	3	
IIIc, d, e	3,189	1	
Möglicher Fehler 0,003 Å.-E.			

Berechnung: $i = 3$, $k = 6$:

$$\begin{aligned}
 N_{\text{He}} &= 109722,144 \\
 N_{\text{He}} \alpha^2 (1/3^2 + 1/6^2) &= \underline{0,810} \\
 \nu_{3,6}/4(1/3^2 - 1/6^2) &= 109722,954 \\
 \nu_{3,6} &= 36574,318 \\
 \lambda_{\text{vak.}} &= 2734,1591 \\
 \lambda_{\text{vak.}} \times N_{76,15} &= \underline{0,8078} \\
 \lambda_{\text{Luft}} &= 2733,3513
 \end{aligned}$$

Feinstruktur nach IIb für $i = 3$, $k = 6$:

$$\Delta \lambda_{\omega} = 0,3645 \times 2734,2^2 \times 10^{-8} = 0,02728 \text{ Å.-E.}$$

Die Schwingungsdifferenzen des positiven i -Terms, berechnet wie p. 913 geben die Wellenlängendifferenzen:

$$\Delta \lambda_1 = 0,0430, \quad \Delta \lambda_2 = 0,1291.$$

Schwingungsdifferenzen des negativen k -Terms (Sextett):

$m+1, m'-1 - m, m'$						in Wellenl.
6, 0 — 5, 1	$\Delta \nu_1 = \Delta \nu_\omega$	$16 \frac{2^4}{5 \times 6 \times 6^3} = \frac{16}{405}$	$\Delta \nu_\omega$	0,0011	Å.-E.	
5, 1 — 4, 2	$\Delta \nu_2 = \Delta \nu_\omega$	$16 \frac{2^4}{4 \times 5 \times 6^3} = \frac{24}{405}$	$\Delta \nu_\omega$	0,0016	„	
4, 2 — 3, 3	$\Delta \nu_3 = \Delta \nu_\omega$	$16 \frac{2^4}{3 \times 4 \times 6^3} = \frac{40}{405}$	$\Delta \nu_\omega$	0,0027	„	
3, 3 — 2, 4	$\Delta \nu_4 = \Delta \nu_\omega$	$16 \frac{2^4}{2 \times 3 \times 6^3} = \frac{80}{405}$	$\Delta \nu_\omega$	0,0053	„	
2, 4 — 1, 5	$\Delta \nu_5 = \Delta \nu_\omega$	$16 \frac{2^4}{1 \times 2 \times 6^3} = \frac{240}{405}$	$\Delta \nu_\omega$	0,0162	„	

Schema 273.

n, n'	m, m'	6, 0	5, 1	4, 2	3, 3	2, 4	1, 5
		a	b	c	d	e	f
3, 0	I	3,351	3,352	3,354	3,357	3,362	3,378
2, 1	II	3,308	3,309	3,311	3,314	3,319	3,335
1, 2	III	3,179	3,180	3,182	3,185	3,190	3,206

Die Übereinstimmung genügt bei der zweiten und bei der schwachen dritten Komponente, aber auch bei der ersten, welche nahe bei der starken mittleren zu klein gemessen sein wird.

Die Komponente II ist gegenüber I noch mehr verstärkt als bei 3203.

Gruppe 2511.

Gemessen in IV. Ordnung gegen die II. Ordnung der Heliumlinie 5015,680 nach Rayleigh (5015,683 Eversheim) und mit der Ordnungskorrektur $-0,002$ versehen (vgl. Anhang). Auch gemessen in III. und V. Ordnung gegen die in der Kastenlampe emittierten Siliziumnormalen 2506,904 und 2528,516 von Buisson und Fabry. Letztere Werte waren aber um 0,009 Å.-E. höher als die auf 5016 bezogenen und wegen der Ordnung korrigierten. Da die Siliciumlinien wahrscheinlich von der Glaswand stammten und daher nicht im Inneren des Kastens emittiert waren, wurden diese Werte verworfen. Denn die genaue Vergleichung zweier Wellenlängen erfordert exakt gleiche Lichtfüllung des benutzten Strahlenbündels.

	Ia, b	IIb, c	IIe, f
Int. . . .	2	3	1
λ_{Luft} . . .	2511,249	2511,216	2511,117
Mögl. Fehler	0,004	0,004	0,002

Falls die zwei starken Komponenten nicht getrennt waren, wurde als Schwerpunkt 2511,231 gemessen.

Berechnung $i = 3, k = 7$:

$$\begin{aligned}
 N_{\text{He}} &= 109722,144 \\
 N_{\text{He}} \alpha^3 (1/3^2 + 1/7^2) &= \frac{0,766}{109722,910} \\
 \nu_{3,7/4} (1/3^2 - 1/7^2) &= 109722,910 \\
 \lambda_{3,7} &= 39808,7655 \\
 \lambda_{\text{vak.}} &= 2512,0097 \text{ \AA.-E.} \\
 \lambda_{\text{vak.}} \times N_{78,15} &= \frac{0,7554}{2511,2543} \text{ ,,} \\
 \lambda_{\text{Luft}} &= 2511,2543 \text{ ,,}
 \end{aligned}$$

Feinstruktur $i = 3, k = 7$:

$$\Delta \lambda_{\omega} = 0,3645 \times 2512,0^2 \times 10^{-8} = 0,02300 \text{ \AA.-E.}$$

Die Schwingungsdifferenzen des positiven i -Terms, berechnet wie p. 913 geben die Wellenlängendifferenzen:

$$\Delta \lambda_1 = 0,0364 \text{ und } \Delta \lambda_2 = 0,1090 \text{ \AA.-E.}$$

Schwingungsdifferenzen des negativen k -Terms (Septett):

$i+1, m'-1 - m, m'$					in Wellenl.
7, 0 — 6, 1	$\Delta \nu_1 = \Delta \nu_{\omega} 16 \frac{2^4}{6 \times 7 \times 7^3}$	$= 1,481 10^{-4} \Delta \nu_{\omega} \times 120$	$0,0004 \text{ \AA.-E.}$		
6, 1 — 5, 2	$\Delta \nu_2 = \Delta \nu_{\omega} 16 \frac{2^4}{5 \times 6 \times 7^3}$	$= 1,481 10^{-4} \Delta \nu_{\omega} \times 168$	$0,0006 \text{ ,,}$		
5, 2 — 4, 3	$\Delta \nu_3 = \Delta \nu_{\omega} 16 \frac{2^4}{4 \times 5 \times 7^3}$	$= 1,481 10^{-4} \Delta \nu_{\omega} \times 252$	$0,0009 \text{ ,,}$		
4, 3 — 3, 4	$\Delta \nu_4 = \Delta \nu_{\omega} 16 \frac{2^4}{3 \times 4 \times 7^3}$	$= 1,481 10^{-4} \Delta \nu_{\omega} \times 420$	$0,0014 \text{ ,,}$		
3, 4 — 2, 5	$\Delta \nu_5 = \Delta \nu_{\omega} 16 \frac{2^4}{2 \times 3 \times 7^3}$	$= 1,481 10^{-4} \Delta \nu_{\omega} \times 840$	$0,0029 \text{ ,,}$		
2, 5 — 1, 6	$\Delta \nu_6 = \Delta \nu_{\omega} 16 \frac{2^4}{1 \times 2 \times 7^3}$	$= 1,481 10^{-4} \Delta \nu_{\omega} \times 2520$	$0,0087 \text{ ,,}$		

Schema 251.

n, n'	m, m'	7, 0	6, 1	5, 2	4, 3	3, 4	2, 5	1, 6
		a	b	c	d	e	f	g
3, 0	I	1,254	1,255	1,255	1,256	1,258	1,261	1,269
2, 1	II	1,218	1,218	1,219	1,220	1,221	1,224	1,233
1, 2	III	1,109	1,109	1,110	1,111	1,112	1,115	1,124

Die nahen starken Komponenten haben wegen ihrer Nähe größere Fehler. Der Wert der dritten Komponenten deutet an, daß auch innerhalb der zu III gehörigen k -Gruppe die Intensität nach Rot, also nach größeren Werten des Parameters m' gerückt ist.

Gruppe 2385.

In III. Ordnung gemessen gegen 3613,640 Helium II. Ordnung und die Aluminiumlinien 2373,122 und 2367,051 III. Ordnung.

Die Messung gegen 3613,640 erforderte die Ordnungskorrektur $-0,002$.

3613,640 war gegen Buisson und Fabrys Normalen 3606,681 und 3640,391 bestimmt.

$$\begin{array}{r} \text{Runge und Paschen } 3613,785 \\ \quad \quad \quad - 0,144 \\ \hline 3613,641 \end{array}$$

Die Aluminiumlinien sind gegen die Heliumlinie 4713,143 gemessen (vgl. p. 912) und mit der Ordnungskorrektur $-0,002$ versehen.

Die Gruppe 2385 wurde auch in IV. Ordnung gegen Helium 3187,742 III. Ordnung (vgl. p. 917) gemessen und mit der Ordnungskorrektur $-0,002$ versehen. Doch war die Definition in III. Ordnung besser (wegen größerer Lichtstärke).

Int. . . .	1	2	0,5
λ_{Luft} . . .	2385,440	2385,414	2385,326
Mögl. Fehler	0,004	0,003	0,004

Wenn nicht getrennt, Schwerpunkt der zwei stärkeren Linien gemessen als 2385,424.

Berechnung $i = 3$, $k = 8$:

$$\begin{array}{r} N_{\text{He}} = 109722,144 \\ N_{\text{He}} \alpha^2 (1/3^2 + 1/8^2) = \frac{0,739}{109722,883} \\ \nu_{3,8}/4(1/3^2 - 1/8^2) = 41908,0456 \\ \lambda_{\text{vak.}} = 2386,1764 \text{ \AA} - \text{E.} \\ \lambda_{\text{vak.}} \times N_{7,6,15} = \frac{0,7271}{2385,4493} \text{ ,,} \\ \lambda_{\text{Luft}} = 2385,4493 \text{ ,,} \end{array}$$

Feinstruktur:

$$\Delta \lambda_{\omega} = 0,3645 \times 2386,2^2 \times 10^{-8} = 0,02076 \text{ \AA.-E.}$$

Die Schwingungsdifferenzen des positiven i -Terms, berechnet wie p. 913, geben die Wellenlängendifferenzen:

$$\Delta \lambda_1 = 0,0328, \quad \Delta \lambda_2 = 0,0984 \text{ \AA.-E.}$$

Die k -Gruppen erstrecken sich mit 7 weiteren Komponenten nach Fl. IIb über ein Gebiet von

$$\Sigma \Delta_{\nu} = \Delta \nu_{\omega} 16 \frac{2^4}{8^4} 7 = \frac{7}{16} \Delta \nu_{\omega} \text{ in Wellenl. von } 0,0099 \text{ \AA.-E.}$$

Schema.

n, n'	m, m'	8, 0	1, 7
3, 0	I	2385,449	5,459
2, 1	II	2385,416	5,426
1, 2	III	2385,318	5,328

Die Übereinstimmung mit der Beobachtung genügt.

Gruppe 2306.

In III. Ordnung bestimmt gegen Helium 3512,511 und 3447,590 II. Ordnung. Ordnungskorrektur $-0,0020$ (vgl. Anhang, Beispiel).

Runge und Paschen	Rowl.	3512,650	3447,734
		- 0,144	0,144
	Int.	3512,506	3447,590

Gemessen gegen Buisson und Fabry's Normalen 3513,820, 3485,344, 3445,155, 3399,337.

Von dem Triplett ist nur schwach eine einzige Linie zu sehen, die als Übereinanderlagerung von I und II aufzufassen ist:

$$\lambda_{\text{Luft}} = 2306,215 \text{ mögl. Fehler } 0,007 \text{ \AA.-E.}$$

Die Berechnung für $i = 3$, $k = 9$ ergibt das Schema:

n, n'	m, m'	9, 0	1, 8
3, 0	I	2306,239	6,246
2, 1	II	6,209	6,215
1, 2	III	6,117	6,123

Die gemessene Linie fällt in die Gruppe II.

Die Nebenserie des Bohrschen Heliumspektrums ($i = 4$)

umfaßt die den Wasserstofflinien benachbarten und die Linien der Pickeringserie. Es liegt kein Grund vor, die Serie in zwei

zu teilen.¹⁾ Die Linien bilden der Feinstruktur und der Intensitätsabnahme nach eine einzige Serie. Nach Sommerfeld sind die Linien wegen des positiven i -Terms Quartette mit wegen des negativen k -Terms angelagerten komplizierteren Gebilden. Diese Feinstruktur konnte wegen der Lichtschwäche und der geringen Aufspaltung des Quartetts nicht vollständig beobachtet werden. Man mußte mit der I. und II. Gitterordnung vorlieb nehmen und fand im allgemeinen nur eine etwas unscharfe Komponente, in der die drei ersten Quartettlinien meist ohne Spur einer Auflösung übereinander lagen, konnte dagegen meistens die schwächste Komponente des Quartetts wieder angedeutet finden. Sie liegt genügend isoliert, um auch bei sehr geringer Intensität bemerkt zu werden.

Gruppe 6560.

Gemessen gegen H_{α} 6562,797 (vgl. p. 933), gegen Helium 6678,150 (Rayleighsche und eigene Bestimmung) und gegen die Neonlinien 6506,527, 6532,880, 6598,953, welche K. Meissner hier interferometrisch auf die rote Kadmiumlinie bezogen hat.

Es ist nur ein Maximum bei 6560,130 (möglicher Fehler 0,010) in I. Ordnung des großen Gitters beobachtet. Die Linie war zu schwach (wegen der photographischen Unwirksamkeit), als daß man eine Struktur oder eine Komponente hätte bemerken können.

Berechnung $i = 4$, $k = 6$:

$$\begin{array}{rcl}
 N_{\text{He}} & = & 109722,144 \\
 N_{\text{He}} \alpha^3 (1/4^3 + 1/6^3) & = & \frac{0,5264}{109722,6704} \\
 \nu_{4,6} / 4(1/4^2 - 1/6^2) & = & 15239,2598 \\
 \lambda_{\text{vak.}} & = & 6561,9983 \\
 \lambda_{\text{vak.}} \times N_{76,15} & = & \frac{1,8139}{6560,1844} \\
 \lambda_{\text{Luft}} & = &
 \end{array}$$

Feinstruktur $i = 4$, $k = 6$:

$$\Delta \lambda_{\omega} = 0,3645 \times 6562,0^2 \times 10^{-8} = 0,1570 \text{ \AA.-E.}$$

1) Auch nicht für die Zweiteilung der Hauptserie und schließlich nicht für die Bezeichnungen „Haupt“- und „Neben“-Serie, von denen wichtige Merkmale hier fehlen.

i-Quartett-Wellenlängendifferenzen nach p. 914:

$$\Delta \lambda_1 = 0,0523, \quad \Delta \lambda_2 = 0,1046, \quad \Delta \lambda_3 = 0,3139 \text{ \AA.-E.}$$

Ausdehnung des *k*-Sextett-Gebildes nach p. 920 und Fl. II b:

$$\Sigma \Delta \lambda = 0,1550 \text{ \AA.-E.}$$

Schema:

<i>n, n'</i>	<i>m, m'</i> 6, 0 1, 5
4, 0	6560,184 0,339
3, 1	6560,132 0,287
2, 2	6560,027 0,182
1, 3	6559,714 9,869

Die beobachtete Linie entspricht dem Beginne (6, 0) der II. *i*-Gruppe (3, 1) und dem Ende (2, 4—1, 5) der III. *i*-Gruppe (2, 2).

Gruppe 5411.

Nur in I. Ordnung bestimmt gegen Helium 2723,191, 2696,119 II. Ordnung (vgl. p. 919) sowie gegen die 2733-Gruppe II. Ordnung (vgl. p. 919). Ordnungskorrektur + 0,004 \AA.-E.

Int.	2	0
λ_{Luft}	5411,551	5411,290
Mögl. Fehler .	0,006	0,010

Die starke Komponente einmal spurenweise aufgelöst in 5411,581 Int. 2 und 5411,510 Int. 3.

Auf einigen Aufnahmen war Quecksilber 5460,742 (Pérot u. Fabry) zugegen. Gegen diese Linie gemessen, ergaben sich Werte, welche um 0,006 \AA.-E. höher sind als obige. Da aber der Quecksilberdampf während der Aufnahme nicht in gleicher Stärke und auch nicht allein im Inneren des Kastens leuchtete, sind die angegebenen Werte zuverlässiger.

Berechnung *i* = 4, *k* = 7:

$$\begin{aligned} N_{\text{He}} &= 109722,144 \\ N_{\text{He}} \alpha^2 (1/4^2 + 1/7^2) &= 0,483 \\ \nu_{4,7} / 4(1/4^2 - 1/7^2) &= 109722,627 \\ \nu_{4,7} &= 18473,7076 \\ \lambda_{\text{vak.}} &= 5413,0987 \\ \lambda_{\text{vak.}} \times N_{76,15} &= 1,5057 \\ \lambda_{\text{Luft}} &= 5411,5930 \end{aligned}$$

Feinstruktur $i = 4, k = 7$:

$$\Delta \lambda_{\omega} = 0,3645 \times 5413,1^2 \times 10^{-8} = 0,1067 \text{ \AA.-E.}$$

Wellenlängendifferenzen des i -Quartetts:

$$\Delta \lambda_1 = 0,0356, \quad \Delta \lambda_2 = 0,0712, \quad \Delta \lambda_3 = 0,2135 \text{ \AA.-E.}$$

Ausdehnung des k -Septetts

$$\Sigma \Delta \lambda = 0,0684 \text{ \AA.-E.}$$

Schema:

n, n'	m, m'	7, 0	1, 6
4, 0	5411,593		1,661
3, 1	5411,557		1,626
2, 2	5411,486		1,555
1, 3	5411,273		1,341

Die schwache Komponente fällt in die i -Gruppe 1,3 und entspricht etwa 1,3—3,4 (theor. 11,290 \AA.-E.). Die stärkere Komponente paßt in die i -Gruppe 2,2. Von den einzeln beobachteten Komponenten, in welche letztere aufgelöst wurde, paßt die schwächere in die i -Gruppe 3,1 und die andere in die 2,2.

Gruppe 4859.

Gemessen in I., II. und III. Ordnung gegen H_{β} 4861,326 (p. 935) und gegen Helium 4921,931

Rayleigh	4921,930
Eversheim	4921,934
Runge und Paschen	4922,096
	- 0,178
	<u>4921,918</u>

letztere bezogen auf Buisson und Fabrys Eisennormalen 4966,104, 4919,006 4903,324, 4878,226, 4859,756.

Es wurde nur eine stärkere, etwas unscharfe, aber nicht weiter aufgelöste, und eine zweite, sehr schwache Komponente beobachtet:

Int.	2	0
λ_{Luft}	4859,342	4859,135
Mögl. Fehler .	0,004	0,006

Berechnung $i = 4, k = 8$:

$$\begin{aligned}
 N_{\text{He}} &= 109722,144 \\
 N_{\text{He}} \alpha^2 (1/4^2 + 1/8^2) &= \underline{0,456} \\
 \nu_{4,8}/4(1/4^2 - 1/8^2) &= \underline{109722,600} \\
 \nu_{4,8} &= 20572,9875 \\
 \lambda_{\text{vak.}} &= 4860,7429 \\
 \lambda_{\text{vak.}} \times N_{76,16} &= \underline{1,8574} \\
 \lambda_{\text{Luft}} &= 4859,3855
 \end{aligned}$$

Feinstruktur $i = 4, k = 8$:

$$\Delta \lambda_{\omega} = 0,3645 \times 4860,7^2 \times 10^{-8} = 0,08612 \text{ \AA.-E.}$$

Quartettendifferenzen:

$$\Delta \lambda_1 = 0,0287, \quad \Delta \lambda_2 = 0,0574, \quad \Delta \lambda_3 = 0,1722 \text{ \AA.-E.}$$

Das k -Oktett erstreckt sich über $0,0377 \text{ \AA.-E.}$

Schema:

n, n'	m, m'	5, 0	1, 7
4, 0	4859,386		9,423
3, 1	4859,357		9,394
2, 2	4859,299		9,337
1, 3	4859,127		9,165

Die schwache Komponente paßt in die i -Gruppe 1,3 und entspricht etwa 1,3—4,4 (theor. 9,133). Die starke Komponente entspricht einer Stelle zwischen den i -Gruppen 3,1 und 2,2.

Gruppe 4541.

Bestimmt in I. Ordnung gegen die Heliumdoppellinie 4471,479 und 4471,681 und ihre Gittergeister. Diese gemessen gegen Buisson und Fabrys Eisennormalen 4494,572, 4466,554, 4427,314.

Rayleigh	4471,482	stärkere Linie,
Eversheim	4471,493	„ „ „
Runge und Paschen	4471,646	und 4471,858
	<u>- 0,172</u>	<u>- 0,172</u>
	4471,474	4471,686

Gegen die I. Ordnung dieser Heliumlinien und ihrer Gittergeister wurden auch die Aluminiumlinien

	2269,097	und	2263,464
Ordnungskorrekt.	<u>- 0,003</u>		<u>- 0,003</u>
	2269,094		2263,461

bestimmt.

4541 in II. Ordnung wurde gemessen gegen 4471 und ihre Geister sowie gegen diese Aluminiumlinien in IV. Ordnung, welche dabei mit den nicht wegen der Ordnung korrigierten Werten angesetzt wurden.

In III. Ordnung wurde 4541 gegen die VI. Ordnung der Aluminiumlinien und die V. Ordnung der Linien Helium 2723,191 und der 2733-Gruppe gemessen (diese Linien dabei mit der Ordnungskorrektur $+0,0018$ versehen).

Es wurde gemessen:

1. Eine stärkere, etwas unscharfe Komponente, deren äußerste Ränder sind 4561,630 und 4541,582. Als Maximum dazwischen wurde eingestellt im Mittel 4541,612. Aber es war eine deutliche Abhängigkeit von der Intensität vorhanden. Bei intensiverer Schwärzung (I. Ordnung) fand man 4541,617, bei sehr geringer 4541,602.

2. Eine sehr schwache Komponente bei 4541,436, möglicher Fehler 0,010 Å.-E.

Berechnung $i = 4, k = 9$;

$$\begin{array}{rcl}
 N_{\text{He}} & = & 109722,144 \\
 N_{\text{He}} \alpha^2 (1/4^2 + 1/9^2) & = & 0,436 \\
 \nu_{4,9}/4 (1/4^2 - 1/9^2) & = & 109722,580 \\
 \nu_{4,9} & = & 22012,2460 \\
 \lambda_{\text{vak.}} & = & 4542,9261 \\
 \lambda_{\text{vak.}} \times N_{76,15} & = & 1,2732 \\
 \lambda_{\text{Luft}} & = & 4541,6529
 \end{array}$$

Feinstruktur $i = 4, k = 8$:

$$\Delta \lambda_0 = 0,3645 \times 4542,9^2 \times 10^{-8} = 0,07523 \text{ Å.-E.}$$

Quartettendifferenzen:

$$\Delta \lambda_1 = 0,0251, \quad \Delta \lambda_2 = 0,0502, \quad \Delta \lambda_3 = 0,1505 \text{ Å.-E.}$$

Das k -Nonett erstreckt sich über 0,0235 Å.-E.

Schema:

n, n'	m, m'	9, 0	1, 8
4, 0	4541,653	1,676	
3, 1	4541,628	1,651	
2, 2	4541,578	1,601	
1, 3	4541,427	1,451	

Die gemessenen Ränder der stärkeren Komponente begrenzen das Gebiet der zwei i -Gruppen 3,1 und 2,2. Das

mittlere Intensitätsmaximum 1,612 liegt in der Mitte dieser Gruppen. Die schwache Komponente gehört der i -Gruppe 1,3 an. Ihr Platz darin kann wegen zu großer Meßfehler nicht näher bestimmt werden.

Gruppe 4339.

Gemessen in I., II. und III. Ordnung gegen H_γ 4940,465 (vgl. p. 935) und gegen die Heliumlinie 4987,931 und ihre Gittergeister. Letztere gemessen gegen Buisson und Fabrys Eisennormalen 4315,089, 4952,741, 4975,935, 4427,314.

$$\begin{array}{r} \text{Runge und Paschen} \quad 4388,100 \\ \quad \quad \quad \quad \quad \quad - \quad 0,166 \\ \hline \quad \quad \quad \quad \quad \quad 4387,934 \end{array}$$

Starke Komponente: Maximum 4338,694. Grenzen: 4338,729 und 4338,657. In III. Ordnung Andeutung einer Auflösung in die Komponenten 4338,667 Int. 1 und 4338,709 Int. 0,5.

Schwache Komponente: 4338,536, möglicher Fehler 0,007 Å.-E

Berechnung $i = 4$, $k = 10$:

$$\begin{array}{r} N_{\text{He}} \quad \quad \quad = \quad 109722,144 \\ N_{\text{He}} \alpha^2 (1/4^2 + 1/10^2) = \quad \quad \quad 0,423 \\ \nu_{4,10}/4(1/4^2 - 1/10^2) = \quad 109722,567 \\ \nu_{4,10} \quad \quad \quad = \quad 23041,739 \\ \lambda_{\text{vak.}} \quad \quad \quad = \quad 4339,9501 \\ \lambda_{\text{vak.}} \times N_{76,16} \quad = \quad \quad \quad 1,2184 \\ \lambda_{\text{Luft}} \quad \quad \quad = \quad 4338,7317 \end{array}$$

Feinstruktur $i = 4$, $k = 10$:

$$\Delta \lambda_{\omega} = 0,3645 \times 4339,9^2 \times 10^{-8} = 0,0687 \text{ Å.-E.}$$

Quartettendifferenzen:

$$\Delta \lambda_1 = 0,0229, \quad \Delta \lambda_2 = 0,0458, \quad \Delta \lambda_3 = 0,1373 \text{ Å.-E.}$$

Die k -Gruppe erstreckt sich über 0,0158 Å.-E.

Schema:

n, n'	m, m'	10, 0	1, 9
4, 0	4338,7317	8,748	
3, 1	4338,709	8,725	
2, 2	4338,663	8,679	
1, 3	4338,5257	8,5415	

Die starke Komponente entspricht wieder der Über-einanderlagerung der i -Gruppen 3,1 und 2,2 nach den gemessenen Rändern und ihrem Maximum. Die beiden ange-deuteten Komponenten fallen je in den Anfang dieser zwei Gruppen, und es ist die 2,2-Gruppe die stärkere.

Die schwache Komponente gehört der 1,3-Gruppe an, und zwar einem höheren Werte m' (analog 5411 und 4859 und auch dem Gleichstrombilde von 4686).

Gruppe 4200.

Bestimmt in II. Ordnung gegen Helium 4168,965, 4143,759, 4120,817 stark, 4120,989 schwach, diese gemessen gegen Buisson und Fabrys Normalen 4233,615, 4191,441, 4147,677, 4134,685, 4118,552.

Runge und Paschen	4169,131	4143,919	4120,973	4121,143
	<u>- 0,154</u>	<u>- 0,153</u>	<u>- 0,152</u>	<u>- 0,152</u>
	4168,977	4143,766	4120,821	4120,991

und gegen die III. Ordnung der Heliumlinie 2829,076, diese gemessen gegen Buisson und Fabrys Normalen 2813,290, 2851,800, 2874,176. Die Wellenlänge der Heliumlinie wurde dabei zur Ordnungskorrektion um 0,0014 vergrößert.

Runge und Paschen	2829,173
	<u>- 0,106</u>
	2829,067

Von der schwachen Linie wurde nur die stärkere Komponente sicher gemessen zu 4199,857. Eine schwächere Komponente war spurenweise nur auf einer Platte zu sehen bei 4199,68.

Es muß bemerkt werden, daß man niedere Werte aus Aufnahmen erhielt, auf denen das II. Wasserstoffspektrum zugegen war. Eine Linie dieses Spektrums liegt nämlich bei 4199,781, wird von der schwachen und diffusen Bohrlinie nicht getrennt und erniedrigt ihre Wellenlänge bei der Messung. Der angegebene Wert ist aus Aufnahmen gewonnen, welche nichts vom II. Wasserstoffspektrum enthalten.

Berechnung wie bei den anderen Linien.

Schema $i = 4, k = 11$;

n, n'	m, m' 11, 0 1, 10
4, 0	4199,891 9,902
3, 1	4199,869 9,881
2, 2	4199,826 9,888
1, 3	4199,698 9,709

Die gefundene Wellenlänge entspricht der Übereinandergelagerung der Gruppen 3,1 und 2,2. Die gemessene schwache Komponente paßt kaum in die 1,3-Gruppe und ist wohl zu verwerfen.

Gruppe 4100.

In I. Ordnung gemessen gegen H_β 4101,735 (vgl. p. 935) und die Heliumlinien 4168,965, 4143,759, 4120,817 (p. 980). Eine schwache Komponente bei 4100,049, auf einer Platte Spur einer weiteren noch schwächeren Komponente bei 4099,913.

Berechnung wie früher.

Schema $i = 4, k = 12$:

n, n'	m, m' 12, 0 1, 11
4, 0	4100,097 0,106
3, 1	4100,077 0,085
2, 2	4100,036 0,044
1, 3	4099,913 9,922

Die bei 0,049 gemessene Linie fällt wieder zwischen die Gruppen 3,1 und 2,2 und enthält diese übereinandergelagert. Die bei 9,913 beobachtete Komponente wird wohl zu verwerfen sein.

Bei allen Gruppen der Nebenserie fällt auf, daß die maximale Intensität nicht der 4,0-Gruppe angehört, sondern der zweiten, und bei den höheren Gliedern der dritten Gruppe. Dies entspricht der Intensitätsanomalie im Gleichstrombilde von 4686.

Das Relativitätsglied.

Die Relativitätskorrektur wird bestätigt, wenn man von 4686 zu einer der Nebenseriengruppen übergeht, z. B. zu der gut beobachteten bei 4339. Läßt man das Relativitätsglied (die eckige Klammer) in Bohrs Formel I fort und bestimmt

N_{He} aus 4686, so wird 4339 um 0,025 Å.-E. niedriger berechnet als mit Berücksichtigung der Relativität. Die Gruppe 1,3 des Schemas würde dann keinen Platz für die beobachtete schwache Komponente haben. Ähnlich liegen die Verhältnisse bei den Gruppen 5411, 4859, 4541.

Nachdem die Deutung der beobachteten Gruppen besonders auf Grund der isolierten schwachen Komponenten und bezüglich der stärkeren im Einklang mit der Intensitätsverteilung im Gleichstrombilde der Hauptserienglieder vollzogen ist, kann man aus den Beobachtungen die Relativitätskorrektur berechnen und findet die richtige Größenordnung.

Das Schema der 4686-Gruppe (p. 914) ist aus dem Wert N_{He} abgeleitet, der zugleich die Beobachtungen an *allen* Heliumgruppen am besten darstellt. Wenn *nur allein* die Beobachtungen der 4686-Gruppe dargestellt werden sollen, würde ein besserer Anschluß erzielt durch Erhöhung der Werte des Schemas um 0,003 Å.-E. Als Wellenlänge der Komponenten Ia (3,0—4,0) folgt dann 5,813 statt 5,810, und die Übereinstimmung der beobachteten Komponenten mit denen des Schemas ist folgende:

	beob.	Schema	beob.—Schema $\frac{1}{1000}$ Å.-E.	Gewicht	
Id	6,050	6,053	- 3	1	} Funken
II d	5,926	5,927	- 1	1	
Ia	5,808	5,813	- 5	3	
II c	5,774	5,767	+ 7	0	
II b	5,717	5,713	+ 4	1	
II a	5,688	5,687	+ 1	1	
III d	5,549	5,547	+ 2	1	
III c	5,398	5,387	+ 11	1	
III a	5,307	5,307	0	3	
III d	5,550	5,547	+ 3	1	
III c	5,388	5,387	+ 1	2	

$$\lambda_{\text{Luft}} = 4685,813 \pm 0,003$$

$$\lambda_{\text{Vak.}} = \frac{1,311}{4687,124}$$

$$\nu_{3,4} = 21335,042$$

$$N_{\text{He}_{1000}} = \nu_{3,4} \frac{36}{7} = 109723,074 \pm 0,07$$

Wird andererseits die bei 4339 beobachtete schwache Komponente $4338,536 \pm 0,007$ dem mittleren Wert der Gruppe 1,3 zugeordnet, der im Schema 8,5336 beträgt, so folgt als

Wellenlänge der Komponente 4,0—10,0 $4338,7341 \pm 0,007$. Die anderen beobachteten Komponenten dieser Gruppe führen für die Kreisbahnenkomponente weniger sicher etwa auf 4338,732. Mit dem ersten Wert folgt:

$$\begin{aligned} \lambda_{\text{Luft}} &= 4338,7341 \pm 0,007 \\ &\quad \quad \quad 1,2184 \\ \lambda_{\text{vak.}} &= \frac{4338,9525}{1,2184} \\ \nu_{4,10} &= 23041,726 \\ N_{\text{He}_{4339}} &= \nu_{4,10} \frac{100}{21} = 109722,505 \pm 0,18 \end{aligned}$$

Also:

$$\text{beob. } N_{\text{He}_{6096}} - N_{\text{He}_{4339}} = 0,569 \pm 0,25.$$

Nach Bohrs Relativitätsglied berechnet:

$$\begin{aligned} N_{\text{He}_{6096}} - N_{\text{He}_{4339}} &= N_{\text{He}} \alpha^2 \left[\frac{1}{3^2} + \frac{1}{4^2} - \left(\frac{1}{4^2} + \frac{1}{10^2} \right) \right] \\ &= 1,0125 - 0,423 = 0,590. \end{aligned}$$

Die Balmerserie des Wasserstoffes.

H_α wurde von mir in I., II. und III. Ordnung bestimmt gegen die Eisennormalen 6430,859, 6494,994 von Buisson und Fabry, gegen Helium 6678,150 (nach Rayleighs und eigener Messung), ferner gegen folgende, hier von K. Meissner interferometrisch auf die rote Cadmiumlinie bezogene Neonlinien:

$$6506,527, \quad 6532,880, \quad 6598,953, \quad 6678,275, \quad 6717,042.$$

Wenn die Linie nicht aufgelöst war (in I. Ordnung z. B.), ergab sich ihr Intensitätsmaximum bei 6562,797 möglicher Fehler 0,004. War die Linie in ein Dublett aufgelöst (immer in III. Ordnung und meist auch in II. und I. Ordnung), so ergaben sich im Mittel die Wellenlängen 6562,853 und 6562,732. Die Messung war aber schwierig, und es ist wegen der übergreifenden Ränder der unscharfen Komponenten wahrscheinlich, daß der Abstand der eingestellten schwärzesten Stellen zu klein ist.

Hr. K. Meissner hat die Linie interferometrisch gut als Dublett aufgelöst gegen die rote Cadmiumlinie direkt gemessen. Er findet:

$$\begin{array}{cc} \text{Int. 7} & 5 \\ 6562,849 & \text{und } 62,725 \end{array}$$

als Wellenlängen der Komponenten. Dies führt beim Intensitätsverhältnis 7 : 5, welches ungefähr richtig sein dürfte, zum Schwerpunkt 2,797. Die Linie ist wegen $i = 2$ ein Dublett von der Aufspaltung 0,1571 Å.-E. Jede Dublettkomponente ist wegen $k = 3$ Anfangslinie eines sich nach Rot erstreckenden Triplets von den Aufspaltungen

$$\Delta \lambda_1 = 0,01551 \text{ und } \Delta \lambda_2 = 0,04654 \text{ Å.-E.}$$

Die Kreisbahnenkomponente 2,0—3,0 wird etwas kleinere Wellenlänge haben als die beobachtete rote Komponente 2,849. Denn letztere ist als Schwerpunkt dieser und der Komponenten 2,0—2,1 aufzufassen, welche um 0,01551 Å.-E. voneinander entfernt sind. Beim Intensitätsverhältnis 3 : 1 dieser zwei Triplettkomponenten würde der Schwerpunkt um

$$\frac{1}{4} \cdot 0,0155 = 0,00388 \text{ Å.-E.}$$

höher liegen als die Kreisbahnenkomponente. Letztere hätte dann die Wellenlänge

$$2,849 - 0,0039 = 2,8451 \text{ Å.-E.}$$

Dies wird angenommen. Der Schwerpunkt der Meissnerschen Komponenten wäre 2,797. Der Abstand der Kreisbahnenkomponente von ihm ist 0,0481 Å.-E. Bei den übrigen Wasserstofflinien ist nur der Schwerpunkt beobachtet. Es ist die Korrektion Δ zu schätzen, welche bei ihnen auf die Kreisbahnenkomponente führt. Hierzu wird die Beziehung angenommen:

$$\Delta = \frac{1}{3} \Delta_i - \frac{1}{4} \Delta_k.$$

Δ_i ist die Dublettaufspaltung, Δ_k die Aufspaltung der zwei stärksten Komponenten der k -Gruppe, bei H_α also des Triplets. Für H_α ergibt sich nämlich richtig:

$$\Delta_{H_\alpha} = \frac{1}{3} 0,1571 - \frac{1}{4} 0,0155 = 0,048.$$

Diese geschätzte Beziehung wird auch für die anderen Linien nahe zutreffen. Die Hauptkorrektion muß proportional der richtigen Dublettaufspaltung sein. Sie ist aber zu vermindern um einen Betrag, der mit der Aufspaltung der stärksten Komponenten der k -Gruppe zunimmt, und der hier diesem Betrage proportional gesetzt ist. Dieser Betrag wird übrigens für die anderen Wasserstofflinien sehr klein.

	beob.	$\frac{1}{2}\Delta i$	$\frac{1}{2}\Delta k$	Δ	Kreisbahnen- komp.
H_α	6562,797	0,0524	0,0039	0,048	6562,845
H_β (Paschen)	4861,326	0,0287	0,0004	0,028	4861,354
H_β (Meissner)	4861,329	"	"	0,0280	4861,357
H_γ	4340,465	0,0229	0,0001	0,0228	4340,4878
H_δ	4101,735	0,0204	0,00004	0,0204	4101,7554

H_β , H_γ , H_δ sind je gegen die nächsten Eisennormalen von Buisson und Fabry gemessen mit einem Fehler von etwa 0,004 Å.-E. Der zweite Wert für H_β entstammt einer interferometrischen Messung von K. Meissner.

Aus folgender Tabelle ist ersichtlich, wie die vorliegenden Resultate zur Gewinnung des ihnen entsprechenden Wertes von N_{H} verwendet sind.

Balmerserie $i = 2$.

	H_α $k = 3$	H_β $k = 4$		H_γ $k = 5$	H_δ $k = 6$
		Paschen	Meissner		
λ_{Luft}	6562,8451	4861,354	4861,357	4340,4878	4101,7554
$\lambda_{\text{Luft}} \times N_{76,15}$	1,8141	1,3576	1,3576	1,2188	1,1560
$\lambda_{\text{Vak.}}$	6564,6592	4862,7116	4862,7146	4341,7066	4102,9114
$\nu = 1/\lambda_{\text{Vak.}}$	15233,084	20564,662	20564,647	23082,415	24372,933
$\nu / \left(\frac{1}{i^2} - \frac{1}{k^2} \right)$	109678,205	109678,164	109678,084	109678,167	109678,198
$N \frac{\alpha^3}{4} \left(\frac{1}{i^2} + \frac{1}{k^2} \right)$	0,526	0,455	0,455	0,423	0,405
N_ω	109677,679	109677,709	109677,629	109677,744	109677,793
Gew.	6	2	2	1	1

$$\text{Mittel: } N_\omega = 109677,691 \pm 0,06.$$

Es war

$$N_{\text{He}} = 109722,144 \pm 0,04.$$

Nach Bohr kann M_ω/μ und e/μ hieraus bestimmt werden. Nach 2. und 3. p. 907 folgt:

$$\frac{M_\omega}{\mu} = \frac{N_{\text{He}}}{N_{\text{He}} - N_\omega} \frac{a - 1}{a} - 1,$$

wenn M_{He}/M_ω , das auf Wasserstoff bezogene Atomgewicht des Heliums mit a bezeichnet wird. Wir nehmen an:

$$a = \frac{3,99}{1,008} = 3,9583.$$

Da ferner:

$$\frac{e}{M\omega} = \frac{9649,4}{1,008},$$

so wird:

$$\frac{e}{\mu} = \frac{e}{M\omega} \times \frac{M\omega}{\mu} = \frac{9649,4}{1,008} \left(\frac{N_{\text{He}}}{N_{\text{He}} - N\omega} \frac{2,9583}{3,9583} - 1 \right).$$

Man berechnet: $M\omega/\mu = 1843,7$ und $e/\mu = 1,7649 \cdot 10^7$ in elektromagnetischem, also $5,2947 \cdot 10^{17}$ in elektrostatischem Maß. Der mögliche Fehler dieser spektroskopisch auf Grund der Bohrschen Theorie bestimmten Werte ist etwa 2,5 Prom.¹⁾ Der Wert

$$N_{\infty} = 109677,691 \left(1 + \frac{1}{1843,7} \right) = 109737,18 \pm 0,06$$

ist ein weiteres Resultat dieser Arbeit.

Nach 1. und 4. (p. 907) kann man nun auch aus den gefundenen Werten von N_{∞} , $\varepsilon = e/m$, $\Delta\nu_{\omega}$ bzw. α die universellen Konstanten e und h berechnen. Es ist:

$$e = \frac{\alpha^3 c^3}{4\pi N_{\infty} s}, \quad h = \frac{\alpha^5 c^3}{8\pi N_{\infty}^2 \varepsilon^2}.$$

Mit den Werten $\alpha = 7,2901 \cdot 10^{-3}$ (p. 910), entsprechend $\Delta\nu_{\omega} = 0,3645$ (p. 914), $\varepsilon = 5,2947 \cdot 10^{17}$, $N_{\infty} = 109737,2$ ergibt sich:

$$e = (4,776 \pm 0,07) \cdot 10^{-10}, \quad h = (6,553 \pm 0,16) \cdot 10^{-27}.$$

Die Genauigkeit der spektroskopischen Bestimmung dieser beiden Größen ist aber gering wegen des großen möglichen Fehlers von $\Delta\nu_{\omega}$ (1,25 Proz.) bzw. α (0,63 Proz.). Die Berechnungen sind vollständig auch mit dem Werte 0,3608 durchgeführt und geben mit dem gesamten Beobachtungsmateriale dieser Arbeit dieselbe Übereinstimmung. Die übrigen Konstanten erhalten dann die Werte:

1) R. Fortrat (Comptes rend. 155. p. 1237. 1912) erhält für die magnetische Aufspaltung der Zinklinie 4680 den Wert

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda^2 H} = 1,8712 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-1} \text{ g}^{-1}.$$

Mit der Beziehung

$$\frac{1}{4\pi c} \frac{e}{m} = \frac{1}{4} \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2 H}$$

folgt hieraus $e/m = 1,7636 \times 10^7$. Frühere Werte aus dem Zeemaneffekt: P. Weiss und A. Cotton, Journ. de Phys. Juni 1907 $1,767 \times 10^7$; P. Gmelin, Ann. d. Phys. 28. p. 1087. 1909 $1,771 \times 10^7$.

$\alpha = 7,253 \cdot 10^{-3}$, $N_{\text{He}} = 109722,185$, $N_{\omega} = 109677,696$,
 $N_{\infty} = 109737,22$, $e/m = 1,7638 \times 10^7$, also $\varepsilon = 5,2914 \times 10^{17}$
 und führen spektroskopisch zu den Werten:

$$e = 4,706 \times 10^{-10}, \quad h = 6,396 \times 10^{-27}.$$

Auch mit dem Werte $\Delta \nu_{\omega} = 0,368$ würde andererseits ungefähr die gleiche Übereinstimmung zwischen Rechnung und vorliegenden Beobachtungen zu erzielen sein, wobei die übrigen Werte ebensoviel nach der anderen Seite zu verändern wären. Man muß daher sagen, daß die oben aus $\Delta \nu_{\omega} = 0,3645$ berechneten Werte von e und h die bei ihnen angeführten Fehler haben können. Die obige spektroskopische Bestimmung dieser beiden Größen auf Grund der Sommerfeldschen Theorie scheint daher in der Genauigkeit anderen Methoden unterlegen. Indessen: Der Wert $\alpha = 7,253 \times 10^{-3}$ bzw. $\Delta \nu_{\omega} = 0,3608$ ist berechnet aus den neuen Werten von Millikan¹⁾ $e = 4,77 \times 10^{-10}$, $h = 6,57 \times 10^{-27}$ allein aus der Formel (4). Diese aber stehen im Widerspruche zu den spektroskopisch aus $\Delta \nu_{\omega} = 0,3608$ und N_{∞} folgenden obigen Werten von e und h . Sommerfeld, dem die Möglichkeit dieser spektroskopischen Bestimmung der universellen Konstanten zu verdanken ist, machte darauf aufmerksam, daß diese neuen Millikanschen Werte nicht beide zugleich richtig sein können: wegen des Wertes von N_{∞} . Wenn nach Millikan $e = 4,77 \times 10^{-10}$ angenommen wird, so ergeben unsere Werte von N_{∞} und ε nach der Formel

$$h = \sqrt[3]{\frac{2 \pi^2 e^6}{c N_{\infty}^2}}, \quad h = 6,539 \times 10^{-27}$$

und $\alpha = 7,287 \times 10^{-3}$ bzw. $\Delta \nu_{\omega} = 0,3642$.

Hiermit sind unsere Werte in gutem Einklang.

Anhang.

Ordnungskorrektion.

Wenn man mit einem Beugungsgitter eine Wellenlänge λ_{μ} in μ ter Ordnung durch eine mit ihr koinzidierende Normale λ_{ν} ν ter Ordnung mißt, so bedarf λ_{μ} keiner Korrektion, wenn bei der Beobachtung die Luft einen Druck von 760 mm und eine Temperatur von 15° C. hat, da die Normalen Werte der

1) R. A. Millikan, Physik. Zeitschr. 17. p. 217. 1916.

Wellenlängen in solcher Luft sind. Ist aber bei der Beobachtung die Temperatur T^0 abs. und p mm der Druck der Luft, so darf man nur die in einer Ordnung ν beobachteten Wellenlängen λ_ν' mit den Werten λ_ν identifizieren. Eine mit ihr koinzidierende Wellenlänge λ_μ' μ ter Ordnung, welche der Bedingung genügt,

$$(1) \quad \mu \lambda_\mu' = \nu \lambda_\nu',$$

bedarf einer Korrektur Δ , um die auf 288^0 und 760 mm Druck bezogene Wellenlänge λ_μ richtig darzustellen.

$$\mu \lambda_\mu' + \Delta = \mu \lambda_\mu.$$

Bedeutet n_μ' und n_ν' die Brechungsexponenten der Luft für diese beiden Linien bei T^0 abs. und p mm, n_μ und n_ν diejenigen bei 288^0 abs. und 760 mm, so rückt $\mu \lambda_\mu'$ von $\nu \lambda_\nu'$ fort nach größeren Wellenlängen, wenn der Wert n' in den n verändert wird, um den Betrag:

$$\Delta = \mu (\lambda_\mu - \lambda_\mu') - \nu (\lambda_\nu - \lambda_\nu'),$$

oder wegen (1)

$$\Delta = \mu \lambda_\mu - \nu \lambda_\nu.$$

Da

$\lambda_\mu' \times n_\mu' = \lambda_\mu \times n_\mu = \lambda_\mu^0$ und $\lambda_\nu' \times n_\nu' = \lambda_\nu \times n_\nu = \lambda_\nu^0$,
wo λ^0 die Wellenlänge im Vakuum ist, so ist wegen (1)

$$(2) \quad \Delta = \mu \lambda_\mu' \left(\frac{n_\mu'}{n_\mu} - \frac{n_\nu'}{n_\nu} \right).$$

Es gilt

$$n' - 1 = (n - 1) \left(\frac{p}{760} \frac{288}{T} \right).$$

Setzt man $n - 1 = N$, so gilt:

$$n' = 1 + N \frac{p}{760} \frac{288}{T}, \quad n = 1 + N$$

und es wird (2):

$$(2a) \quad \Delta = \mu \lambda_\mu' \left(\frac{1 + N_\mu \frac{p}{760} \frac{288}{T}}{1 + N_\mu} - \frac{1 + N_\nu \frac{p}{760} \frac{288}{T}}{1 + N_\nu} \right).$$

Setzt man

$$\delta = \frac{760 T - p 288}{760 T}, \quad \frac{p}{760} \frac{288}{T} = 1 - \delta,$$

so folgt aus (2a):

$$\Delta = \mu \lambda_{\mu}' \left(1 - \frac{\delta N_{\mu}}{1 + N_{\mu}} - 1 + \frac{\delta N_{\nu}}{1 + N_{\nu}} \right).$$

Hier darf man im Nenner N_{μ} und N_{ν} gegen 1 vernachlässigen und erhält

$$(3) \quad \Delta = \mu \lambda_{\mu}' \delta (N_{\nu} - N_{\mu}).$$

Nach Kayser und Runge ist

$$N_{\nu} \frac{288}{273} = n_{\nu,0,00} - 1 = A + B \lambda_{\nu}^{-2} + C \lambda_{\nu}^{-4} - 1$$

und

$$\frac{288}{273} (N_{\nu} - N_{\mu}) = B (\lambda_{\nu}^{-2} - \lambda_{\mu}^{-2}) + C (\lambda_{\nu}^{-4} - \lambda_{\mu}^{-4}),$$

wegen

$$\lambda_{\nu} = \lambda_{\mu} \frac{\mu}{\nu}$$

wird

$$\lambda_{\nu}^{-2} - \lambda_{\mu}^{-2} = \frac{\nu^2 - \mu^2}{\mu^2} \lambda_{\mu}^{-2}$$

und

$$\lambda_{\nu}^{-4} - \lambda_{\mu}^{-4} = \frac{\nu^4 - \mu^4}{\mu^4} \lambda_{\mu}^{-4},$$

$$\frac{288}{273} (N_{\nu} - N_{\mu}) = \frac{\nu^2 - \mu^2}{\mu^2} B \lambda_{\mu}^{-2} + \frac{\nu^4 - \mu^4}{\mu^4} C \lambda_{\mu}^{-4}.$$

Mit diesem Wert und dem von δ wird (3)

$$(3a) \quad \Delta = \mu \lambda_{\mu}' \frac{760 T - p}{760 T} \frac{288}{273} \left(\frac{\nu^2 - \mu^2}{\mu^2} B \lambda_{\mu}^{-2} + \frac{\nu^4 - \mu^4}{\mu^4} C \lambda_{\mu}^{-4} \right) \frac{273}{288}.$$

Mißt man in der Klammer λ nach 10^{-3} mm, so ist nach Kayser und Runge:

$$B = 1,316 \times 10^{-6}, \quad C = 3,16 \times 10^{-8}.$$

Δ ist positiv, wenn die niedere Ordnung λ_{μ}' aus der höheren λ_{ν}' bestimmt wird, im umgekehrten Falle negativ.

Es ist

$$\lambda_{\mu} = \lambda_{\mu}' + \frac{\Delta}{\mu}.$$

Beispiel (vgl. p. 923):

Es sei eine Linie 2300 Å.-E. III. Ordnung bei 15° C. und 730 mm (Bedingung meiner Versuche) gegen Normalen in der II. Ordnung bei 3450 Å.-E. gemessen.

$$3 \times 2300 = 2 \times 3450 ;$$

$$\mu = 3, \nu = 2, \lambda_{\mu} = 0,230 \text{ (in der Klammer),}$$

$$T = 288, p = 730,$$

$$\Delta = 3 \times 2300 \times \frac{30}{760}$$

$$\left(-\frac{5}{9} \times 1,316 \times 10^{-6} \times 0,23^{-2} - \frac{65}{81} \times 3,16 \times 10^{-8} \times 0,23^{-4} \right) \frac{273}{288},$$

$$\Delta = -0,0059 \text{ \AA.-E.}$$

Es ist also die Wellenlänge 2300, welche als $\frac{2}{3}$ 3450 gefunden ist, um $\frac{0,0059}{3}$ zu erniedrigen. Umgekehrt wäre die Wellenlänge 3450 II. Ordnung, gegen Normalen der III. Ordnung als $\frac{3}{2}$ 2300 gemessen, um $\frac{0,0059}{2}$ zu vermehren.

Diese Ordnungskorrektur wurde im allgemeinen der Größenordnung nach bei Eisennormalen, welche aus verschiedenen Ordnungen stammten und nebeneinander lagen, als richtig befunden. Doch kamen auch vereinzelt Abweichungen vor, die trotz der Geringfügigkeit der Korrektur als sicher angesehen werden mußten, und deren Ursache nicht mit Sicherheit aufgedeckt wurde.

Wenn diese Arbeit über das Stadium unverstandenen Widerspruches mit Bohrs Theorie hinausgegangen ist, so verdankt sie dies der hilfreichen Förderung durch Hrn. Kollegen A. Sommerfeld, durch dessen unermüdliche Bemühungen es möglich wurde, in den unvollkommenen Experimentalergebnissen die wundervollen Gesetze seiner schönen Theorie zu erkennen. Hierfür sei Hrn. Kollegen Sommerfeld auch öffentlich mein herzlichster Dank ausgesprochen.

(Eingegangen 1. Juli 1916.)