

# Sitzungsberichte

der

mathematisch-physikalischen Klasse

der

K. B. Akademie der Wissenschaften

zu München

---

1916. Heft I

Januar- bis März-sitzung

---

München 1916

Verlag der Königlich Bayerischen Akademie der Wissenschaften

in Kommission des G. Franz'schen Verlags (J. Roth)



## Über die Intensitätsverteilung im Viellinienspektrum des Wasserstoffs.

Von K. Glitscher.

Vorgelegt von A. Sommerfeld in der Sitzung am 3. Juni 1916.

Das Bohrsche Modell des Wasserstoffatoms, in dem bekanntlich ein Elektron in quantenhaft ausgezeichneten Bahnen einen positiv geladenen Kern umläuft, hat in letzter Zeit in der Erklärung von Erscheinungen der Lichtemission neue Erfolge gezeitigt. Herr Sommerfeld<sup>1)</sup> vermochte durch eine Ausdehnung des Quantenansatzes auf zwei Freiheitsgrade und durch Berücksichtigung der Veränderlichkeit der Elektronenmasse die Feinstruktur der „Wasserstoff-ähnlichen“ Linien in guter Übereinstimmung mit dem Experiment zu erklären, sogar schwächere Linien voraus zu sagen, die dann durch das Experiment gefunden wurden. Herr Epstein<sup>2)</sup>, und in etwas anderer Weise Schwarzschild<sup>3)</sup>, gaben eine Theorie des Stark-Effekts, die auch über dessen feinere Einzelheiten Rechenschaft ablegt.

Diese Erfolge lassen erhoffen, daß wir auch mit Hilfe des Bohrschen Modells Aufschluß über den Emissionsvorgang beim zweiten oder Viellinienspektrum des Wasserstoffs erhalten werden. Ein etwaiger Einwand, daß ein so einfaches Gebilde aus Kern und Elektron keine solche Menge von Linien veranlassen könne, dürfte durch die obigen Untersuchungen widerlegt sein. Freilich dürfen wir kaum annehmen, daß Kreis-

---

1) Diese Berichte, 1915, S. 425.

2) Phys. Zeitschr., 1916, S. 148.

3) Sitzungsber. d. K. Pr. Akad. d. Wissensch., 1916, S. 548.

und Ellipsenbahnen des Elektrons, die Veranlassungen zur Balmer-Serie, zur Erklärung des zweiten  $H$ -Spektrums ausreichen werden. Die Überlegungen des Herrn Stark<sup>1)</sup> sprechen ja auch für verschiedene Träger der beiden  $H$ -Spektren. Er nimmt das positive  $H$ -Atomion als Träger der Balmer-Serie an, die in den Kanalstrahlen bewegte Intensität zeigt, während das zweite  $H$ -Spektrum, das keine solche zu besitzen scheint, vom neutralen Atom verursacht sein soll. Im Zusammenhang hiermit machte mich Herr Sommerfeld darauf aufmerksam, daß gewisse Spiralbahnen in der Nähe des Kerns möglich sind, mit denen sich also das Modell wie ein neutrales  $H$ -Atom verhält. Ich halte es auch nicht für ausgeschlossen, daß eine Spaltung der  $H_2$ -Moleküle zu  $H$ -Atomen bzw. der umgekehrte Vorgang der Wiedervereinigung die Veranlassung zur Emission von Linien sein kann. Berechnungen, die in diesem Sinne von Nicholson<sup>2)</sup> und in etwas anderer Weise auch von mir angestellt worden sind, haben jedoch zu keinem sicheren Resultat geführt. Daß sehr verschiedenartige Bahnen bei der Erzeugung des Viel-linienspektrums mitwirken können, scheint mir durchaus möglich in Hinsicht auf den komplexen Charakter des Spektrums, in dem eine große Anzahl von Linien, die sich nach Fulcher<sup>3)</sup> und Croze<sup>4)</sup> zum Teil zu Banden vereinigen, den Zeeman-Effekt nicht, andere hingegen einen normalen und wieder andere einen abnormalen zeigen.

Die vorliegende Mitteilung soll auf eine Gesetzmäßigkeit hinweisen, die in der Intensitätsverteilung im  $H$ -Viellinienspektrum vorzuliegen scheint und vielleicht den Anhalt für eine künftige Spektralformel dieses Spektrums bieten dürfte.

Im Gebiete von 6527 Å-E. bis 2483 Å-E. sind die meisten  $H$ -Linien von Watson<sup>5)</sup> nach Wellenlänge und Intensität ge-

1) Ann. d. Phys., 1916, S. 179.

2) Monthly Not. of the Roy. Astr. Soc., vol. LXXIV, p. 425.

3) Phys. Zeitschr., 1912, S. 1140.

4) Annales de Physique, 9. série, t. 1, S. 37.

5) Proc. of the Roy. Soc., vol. 82, S. 189 (auch in Kaysers Handbuch, Bd. V).

nau gemessen worden. Ich habe auf Anregung des Herrn Sommerfeld die Wellenlängen in Schwingungszahlen umgerechnet und in einem Intervall von je 100 zu 100 Schwingungszahlen die Gesamtintensität der diesem Bereich zugehörigen Linien als Ordinaten aufgetragen. Die Endpunkte wurden durch einen Zug gerader Linien verbunden, diese Geraden zwischen zwei aufeinander folgenden Endpunkten halbiert und die neu gewonnenen Punkte durch einen Kurvenzug miteinander verbunden. Die so entstandene Kurve ist das schematische Bild der Intensitätsverteilung in dem von Watson gemessenen Gebiet und würde etwa direkt dadurch zu erhalten sein, daß man unter Ausschaltung der Wirkung der Balmer-Linien den ganzen Spektralbereich mit größerer Spaltbreite aufnimmt und ausphotometriert. Es ist jedoch zu beachten, daß infolge der unvermeidbaren Willkür, mit der die Mittelung vorgenommen werden mußte, die Maxima und Minima usw. der Kurve um etwa  $\pm 50$  Schwingungszahlen maximal verschoben sein können.

In dem langwelligeren Teil liegen sehr wenige Messungen vor. Es scheint leider nicht festgestellt zu sein, wie weit dort die Linien reichen. In einer Arbeit von Croze<sup>1)</sup> fanden wir eine Tabelle von Linien, die er zwischen 8000 und 6850 Å-E. gemessen hat, ferner eine Tabelle, die Linien von 6850 bis zu 6567 Å-E. nach Messungen von Piazzi-Smith enthält und somit die Verbindung zwischen den Messungen von Croze und Watson herstellt. Diese Messungen im Rot scheinen nicht besonders genau zu sein, doch kommt es für unseren jetzigen Zweck nicht darauf an, ebensowenig darauf, ob die Intensitäten in unserer Figur richtig auf denselben Maßstab reduziert sind wie die von Watson. Natürlich ist die Reduktion so gut vorgenommen, wie es nach den Angaben von Croze über das Verhältnis seiner Intensitätsbezeichnung zu der von Watson möglich war.

Wenn man sich nun die Schwingungszahlen der Balmer-Linien  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$ ,  $H_\delta$ , wie sie auf der Ab-

<sup>1)</sup> Ann. de Physique, 9. série, t. 1, p. 61.

szissenachse der Figur aufgetragen sind, auf einen Papierstreifen überträgt und  $H_\alpha$  an das erste Hauptmaximum  $a$  schiebt, findet man, daß gleichzeitig auch  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$  und  $H_\delta$  auf die besonders hervortretenden Maxima  $\beta$ ,  $\gamma$  und  $\delta$  fallen. Die Hauptbuckel sind noch von Nebenbuckeln begleitet. Legt man  $H_\alpha$  an den Nebenbuckel  $a'$  von  $a$ , so koinzidieren  $H_\beta$  und  $H_\gamma$  mit  $\beta'$  und  $\gamma'$ . Man könnte vielleicht noch eine dritte Gruppe von Buckeln  $\alpha''$ ,  $\beta''$ ,  $\gamma''$  mit den entsprechenden Abständen der Balmer-Linien feststellen. Ferner sind in der Figur eine Anzahl von Buckeln durch Klammern zu Paaren zusammengefaßt, die ziemlich genau die Schwingungsdifferenz  $H_\zeta - H_\epsilon = N \left( \frac{1}{6^2} - \frac{1}{7^2} \right)$  aufweisen, wobei  $N = 109675$  die Rydbergsche Zahl bedeutet. Unsere Figur bricht bei  $\nu = 27400$  Schwingungszahlen ab. Wo die wirkliche Grenze liegt, ist nicht festgestellt. Die vorliegenden Erfahrungen scheinen der durch unsere Figur nahe gelegten Annahme nicht zu widersprechen, daß die Grenze des Viellinienspektrums in ähnlicher Weise gegenüber der des Balmer-Spektrums nach Violett verschoben ist wie die Intensitätsmaxima gegen die Balmer-Linien; sie liegt dann ungefähr bei  $\nu = 28900$ . Freilich werden von Watson auch noch einige Linien mit Schwingungszahlen bis zu  $\nu = 40000$  gemessen, die aber außer Zusammenhang mit unserer Figur als kleine Einzelerhebungen erscheinen würden und deshalb nicht aufgezeichnet sind. Sie können auch nicht mit Sicherheit dem Wasserstoff zugeschrieben werden. Ames und Dufour<sup>1)</sup> finden keine Linie über  $\nu = 27400$ .

Nach all dem scheint ein Zusammenhang zwischen dem Balmer- und Viellinienspektrum zu bestehen. Formelmäßig lassen sich vorstehende Gesetzmäßigkeiten durch den Ansatz

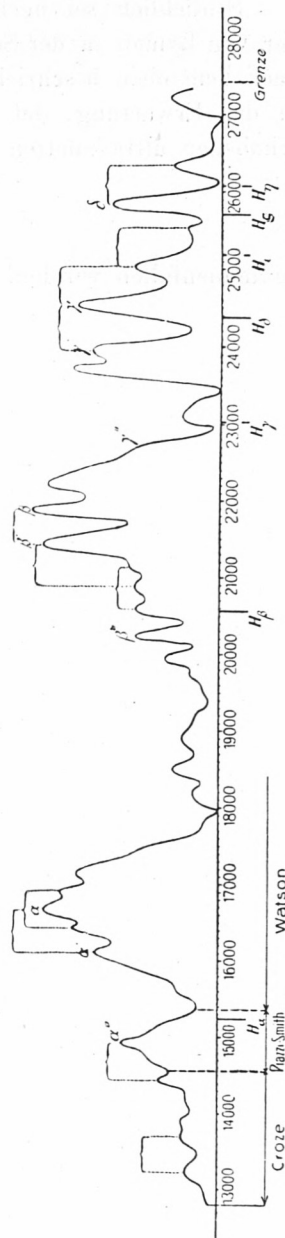
$$\nu = N \left( X - \frac{1}{m^2} \right),$$

wiedergeben. Hierin bedeutet  $X$  eine Zahl, die etwa zwischen

<sup>1)</sup> Kaysers Handbuch d. Spektr. V, S. 503.

den Grenzen 0,225 und 0,275 variieren muß, und worin  $m = 3$  zu setzen ist, wenn man die Schwingungszahlen der in der ersten Haupterhebung zwischen  $\nu = 12500$  und  $\nu = 18000$  gelegenen Einzellinien darstellen will. Für  $m = 4, 5, 6 \dots$  würde man die im Bereiche der 2., 3., 4. usw. Haupterhebung befindlichen Linien erhalten. Wenn man  $X$  einen festen Wert gibt und  $m$  ganzzahlig variiert, kommt man auf verschobene Balmer-Serien. Solche sind aber nicht festgestellt worden. Die Lagen der Hauptmaxima der gemittelten Intensität dagegen gehorchen einer Formel von obigem Typus mit bestimmtem  $X$ , wobei für die Buckel  $\alpha, \beta, \gamma \dots X = 0,263$ , für  $\alpha', \beta', \gamma' X = 0,258$  zu setzen ist.

Im Sinne des Bohrschen Modells würde der Term  $N \cdot X$  einem ausgedehnten tieferen Energie-Niveau entsprechen, auf welches das Elektron von den höheren Balmer-Niveaus  $N \frac{1}{m^2}$  bei der Emission heruntersinkt. Um eine Erklärung für die Einzellinien zu haben, wird man das Niveau als aus vielen feinen Stufen bestehend ansehen müssen, wobei diese Stufen noch unbekannt, aber quantenhaft möglichen Bahnen um den Kern entsprechen würden.



Schließlich sei noch bemerkt, daß auch die Intensitäten der von Lyman in der Schumann-Region gemessenen *H*-Linien nach dem oben beschriebenen Verfahren aufgezeichnet wurden in der Erwartung, daß die Hauptintensitätsbuckel mit verschobenen ultravioletten Serienlinien von der Schwingungszahl

$$\nu = N \left[ \frac{1}{1^2} - \frac{1}{m^2} \right]$$

zusammenfallen würden. Dies bestätigte sich aber nicht.

---

# ZOBODAT - [www.zobodat.at](http://www.zobodat.at)

Zoologisch-Botanische Datenbank/Zoological-Botanical Database

Digitale Literatur/Digital Literature

Zeitschrift/Journal: [Sitzungsberichte der mathematisch-physikalischen Klasse der Bayerischen Akademie der Wissenschaften München](#)

Jahr/Year: 1916

Band/Volume: [1916](#)

Autor(en)/Author(s): Glitscher Karl

Artikel/Article: [Die Intensitätsverteilung im Viellinienspektrum des Wasserstoffs 124-130](#)