**4. Über die spektrale Intensitätsverteilung der
Kanalstrahlen in Wasserstoff;¹⁾
von J. Stark und W. Steubing.**

Die Beobachtung des maximalen Doppler-Effektes bei Kanalstrahlen hat ergeben, daß die Linien einer Serie alle denselben Träger, nämlich ein positives Atomion, besitzen. Nach Feststellung dieses Resultates suchte der eine von uns (Stark) eine erste Antwort auf die Frage zu gewinnen, ob die spektrale Intensitätsverteilung²⁾ eine Funktion der Geschwindigkeit der Kanalstrahlen sei. Auf Grund eines zwar nicht für diesen Zweck gewonnenen, aber ziemlich umfangreichen photographischen Beobachtungsmateriales kam er nach drei verschiedenen Methoden zu dem als vorläufig zu betrachtenden Resultat, daß das Verhältnis der Intensität einer Linie zu derjenigen einer weniger brechbaren Linie derselben Serie mit wachsender Geschwindigkeit der Kanalstrahlen zunimmt. F. Paschen³⁾ dagegen kam auf Grund einer anderen, ebenfalls photographischen Methode zu dem Resultat, daß die spektrale Intensitätsverteilung der Kanalstrahlen unabhängig von deren Geschwindigkeit sei. Demgegenüber hielt indes der eine⁴⁾ von uns an seinem Resultat fest, ja, glaubte sogar Hr. Paschens eigene Beobachtungen zu dessen Stütze heranziehen zu dürfen. Immerhin aber mußte diese Differenz den Wunsch verstärken, das Resultat der hinsichtlich der Intensität wenig zuverlässigen photographischen Methode durch eine andere Methode zu kontrollieren.

Die von uns in der nachstehenden Untersuchung angewendete Methode gründet sich auf folgende Überlegung.

1) Aus den Sitzungsber. der Berliner Akad. der Wissenschaften 28. p. 578. 1908.

2) J. Stark, Ann. d. Phys. 21. p. 435. 1906.

3) F. Paschen, Ann. d. Phys. 23. p. 247. 1907.

4) J. Stark, Ann. d. Phys. 23. p. 708. 1907.

Wie alle Beobachter gefunden haben, besteht der Doppler-Effekt bei Kanalstrahlen nicht in einer einzigen scharfen verschobenen Linie entsprechend einer einzigen Geschwindigkeit der Kanalstrahlen, sondern er stellt ein breites unscharfes Band, ein schmales Stück eines kontinuierlichen Spektrums dar, entsprechend einer kontinuierlichen Folge von verschiedenen Geschwindigkeiten der Kanalstrahlen. Läßt man also diese im Visionsradius laufen, so erhält man eine spektrale Zerlegung der Intensitäten verschiedener Geschwindigkeiten, und man kann, wie es der eine von uns und Hr. Paschen getan haben, die Intensitäten zweier Serienlinien für dieselbe einzelne Geschwindigkeit miteinander vergleichen. Läßt man dagegen die Kanalstrahlen orthogonal zum Visionsradius laufen, so ruhen die Kanalstrahlen der verschiedenen Geschwindigkeiten alle relativ zum Beobachter, man erhält keinen Doppler-Effekt, es superponieren sich vielmehr die Intensitäten aller Geschwindigkeiten in einer einzigen scharfen Linie. Vergleicht man in diesem Falle die Intensitäten zweier Serienlinien, so bezieht sich nun der Vergleich nicht mehr auf eine einzelne Geschwindigkeit, sondern auf alle Geschwindigkeiten, welche entsprechend dem wirksamen Kathodenfall gleichzeitig im Kanalstrahlenbündel vorkommen. Indem man den Kathodenfall erhöht, kommen zu den vorhandenen Geschwindigkeiten neue größere Geschwindigkeiten hinzu; die Variation des Kathodenfalles bedeutet also eine Variation der Geschwindigkeitsverteilung im Kanalstrahlenbündel. Wenn nun die spektrale Intensitätsverteilung der Kanalstrahlen unabhängig von ihrer Geschwindigkeit ist, so muß sie auch unabhängig vom Kathodenfall sein. Stellt sich dagegen heraus, daß das Intensitätsverhältnis zweier Serienlinien mit wachsendem Kathodenfall zunimmt, so dürfen wir folgern, daß es noch rascher mit wachsender Geschwindigkeit zunehmen würde, wenn wir aus dem Vergleich die kleineren Geschwindigkeiten weglassen und die Intensitäten nur auf eine Geschwindigkeit beziehen würden, indem wir die Kanalstrahlen im Visionsradius laufen ließen. Wenn also auch der Vergleich der Intensitäten zweier Serienlinien für verschiedene Werte des Kathodenfalles nicht so exakt wie derjenige für verschiedene einzelne Geschwindigkeiten ist, so kann er doch zu der Entscheidung der Frage

dienen, ob die spektrale Intensitätsverteilung der Kanalstrahlen eine Funktion ihrer Geschwindigkeit ist.

Der Grund dafür liegt nahe, daß man zum Zwecke der okularen Beobachtung die zweite weniger exakte Methode, die Beobachtung orthogonal zur Kanalstrahlenrichtung, wählen muß. Nur sie liefert nämlich für die spektrophotometrische Messung eine ausreichende Intensität der Spektrallinien. Diese Methode der Superposition der Intensitäten sämtlicher Geschwindigkeiten hat allerdings noch den Nachteil, daß man gleichzeitig mit der „bewegten“ Intensität einer Serienlinie auch noch ihre „ruhende“ Intensität erhält. Indes fällt dieser Nachteil im Falle des Wasserstoffs¹⁾ fort, da bei dessen Serienlinien die ruhende Intensität nur klein ist im Vergleich zur bewegten, und zwar um so kleiner, je niedriger der Gasdruck ist.

Bei der Anwendung der eben im Prinzip beschriebenen Methode bedienen wir uns folgender Hilfsmittel. Das Photometer war ein König-Martenssches Spektralphotometer²⁾; die Spaltweite wählten wir zur Steigerung der Intensität zu 0,2 mm, der Okularspalt war ungefähr 0,3 mm weit. Als Vergleichlicht diente eine Glühlampe für 65 Volt und 8 Kerzen; sie war in etwa 20 cm Abstand seitlich vor der rechten Spalthälfte aufgestellt; unmittelbar vor ihr war eine mattierte Glasscheibe angebracht. Um für die untersuchten drei ersten Serienlinien des Wasserstoffs (λ 652, 486, 434) je eine nahezu gleich große Vergleichsintensität zu haben, war vor die Glühlampe ein regulierbarer Rheostat geschaltet, parallel zur Lampe ein Voltmeter; bei der Photometrierung der roten Linie λ 652 betrug die Klemmspannung der Lampe 34,8 Volt, für die blaugrüne λ 486 betrug sie 48,0 Volt, für die blaue λ 434 war sie 48,9 Volt. Das Photometer war so aufgestellt, daß die Achse des Kollimatorrohres normal zu dem Kanalstrahlenbündel stand und die linke von diesem erhellte Spaltmitte unmittelbar hinter der Kathode lag; der Spalt war ohne Zwischenschaltung eines Kondensors so dicht als möglich an die Kanalstrahlenröhre gerückt.

1) J. Stark, Ann. d. Phys. 21. p. 432. 1908.

2) F. F. Martens u. F. Grünbaum, Ann. d. Phys. 12. p. 984. 1903.

Die benutzte Röhre hatte eine lichte Weite von 4,7 cm; der Abstand der einander zugekehrten Stirnflächen der Elektroden betrug 20,7 cm, die Länge der Röhre hinter der Kathode war 7,8 cm; diese waren aus Aluminium und hatten die schon früher (Ann. d. Phys. 21. p. 405. 1906) beschriebene Form; ihre Stirnfläche war innen bis auf 0,6 cm Abstand vom Rand mit dicht aneinander liegenden 0,75 mm weiten Löchern versehen. Die Röhre war zuvor zu Untersuchungen über die Kanalstrahlen in Sauerstoff verwendet worden und war darum vorzüglich von Kohlenwasserstoffen gereinigt. Sie wurde mit trockenem, aus Zink und Schwefelsäure hergestelltem Wasserstoff gefüllt; zu ihrer Evakuierung diente eine Gaedepumpe. Da vermieden wurde, daß die Röhre bei sehr niedrigem Druck längere Zeit mit der Pumpe kommunizierte, und da während des Betriebes fast beständig ein schwacher Gasstrom in die Pumpe floß, so war in der Röhre nicht einmal die grüngelbe Quecksilberlinie zu sehen; auch war keine Spur einer Stickstoffbande sichtbar. Das Spektrum der Kanalstrahlen in Wasserstoff zeigte intensiv nur das Serienspektrum dieses Glases, daneben in geringer Intensität bei höheren Drucken (0,5—1 cm Länge des Kathodendunkelraumes) das sogenannte zweite oder Bandenspektrum des Wasserstoffs; bei niedrigeren Drucken war dessen Intensität übereinstimmend mit der früheren Erfahrung des einen von uns (Ann. d. Phys. 21. p. 432. 1906) äußerst gering.

Als Stromquelle stand uns ein Induktorium mittlerer Größe zur Verfügung; dieses wurde mit Wechselstrom von 100 Perioden in der Sekunde betrieben. Der durch die Röhre gehende Strom wurde so stark gewählt, daß sich die Röhre in der Nähe der Elektrode so stark erwärmte, daß sie eben gerade noch für einen Moment mit der Hand berührt werden konnte. Zur Messung der Länge des Kathodendunkelraumes diente eine Millimeterskala aus Papier, die an der Röhre befestigt war. Nach Beendigung der Photometrierung wurden die zu den verschiedenen Dunkelraumlängen gehörigen Werte des Kathodenfalles mit Hilfe eines parallel zur Röhre geschalteten Funkenmikrometers ermittelt, indem dessen Zinkpole, die vorn eine Krümmung von 1 cm Radius haben, einander so weit genähert wurden, daß zwischen ihnen der Funke

überspringen konnte; hierbei wurden sie und die Luft zwischen ihnen mit Hilfe eines Poloniumpräparates bestrahlt zum Zweck der Vermeidung des Entladeverzuges. In der nachstehenden Tabelle sind diese Beobachtungen mitgeteilt; die zu den beobachteten Schlagweiten gehörigen Spannungsdifferenzen (Kathodenfall) sind aus Beobachtungen von F. Paschen¹⁾ durch Interpolation ermittelt; für die Dunkelraumlänge 0,5 cm wurde die Schlagweite nicht beobachtet; der in der Tabelle angegebene Wert wurde durch lineare Extrapolation gewonnen.

Tabelle I.

Länge des Dunkelraumes in cm	Schlagweite in mm				Kathodenfall in Volt
	1. Reihe	2. Reihe	3. Reihe	Mittelwert	
0,5	—	—	—	—	2323
1	0,5	0,6	0,55	0,55	3065
2	0,8	1,0	1,0	0,93	4449
3	1,5	1,6	1,6	1,57	6606
4	2,1	2,1	2,2	2,13	8319
5	2,6	2,7	2,7	2,67	9945

Die photometrischen Beobachtungen selbst wurden in folgender Weise ausgeführt. Der eine von uns besorgte ausschließlich die Einstellung und Ablesung des Photometers, der andere bediente die Pumpe und das Induktorium, las die Dunkelraumlänge ab und notierte die Beobachtungen. Zunächst wurde so viel Wasserstoff eingelassen, daß die Dunkelraumlänge kleiner als 0,5 cm war, dann wurde bis zur Dunkelraumlänge 0,5 cm abgepumpt, dann die Leitung zur Pumpe durch einen Hahn abgesperrt, dann stellte der eine Beobachter in dem einen Quadranten ein und las laut ab, dann stellte er im zweiten Quadranten ein und las laut ab; darauf öffnete der andere Beobachter die Leitung zur Pumpe, ließ bis auf die Dunkelraumlänge 1 cm abpumpen und sperrte dann wieder die Leitung durch Drehung des Hahnes ab; darauf folgten wieder die Ablesungen in den zwei Quadranten usw. Waren für die Dunkelraumlänge 5 cm die Beobachtungen ge-

1) F. Paschen, Wied. Ann. 37. p. 79. 1889.

macht, so wurde zunächst noch weiter abgepumpt, dann wieder frisches Gas eingelassen, bis die Dunkelraumlänge 0,5 cm unterschritten war, und darauf wurde in der beschriebenen Weise eine neue Reihe von Beobachtungen für dieselbe Spektrallinie gemacht. In dieser Art gewannen wir eine Gruppe von Beobachtungen für 3 Amp., zwei Gruppen für 4 Amp. primärer Stromstärke. Die drei Gruppen lieferten übereinstimmende Resultate. Im folgenden teilen wir lediglich die Zahlen der dritten Gruppe mit. Die in der nebenstehenden Tabelle angegebenen Einstellungswinkel sind das Mittel aus den Ablesungen in den zwei Quadranten. In den drei letzten Spalten sind die Quadrate der Tangenten dieser Winkel angegeben; ihnen sind die Intensitäten der drei Linien proportional, der Proportionalitätsfaktor ist jedoch für die drei Linien verschieden, indes für dieselbe Linie für die verschiedenen Intensitäten bei den verschiedenen Werten des Kathodenfalles konstant.

In der Fig. 1 sind die Intensitäten und die Werte des Kathodenfalles der Tab. II eingetragen. Wie man sieht, nimmt für eine jede Linie die Intensität erst bis zu einem Maximum zu und dann wieder ab; ihre

Tabelle II.

Kathodenfall in Volt	Winkel für $\lambda 652$					Winkel für $\lambda 486$					Winkel für $\lambda 434$					Intensität			
	1. Reihe	2. Reihe	3. Reihe	4. Reihe	Mittel	1. Reihe	2. Reihe	3. Reihe	4. Reihe	Mittel	1. Reihe	2. Reihe	3. Reihe	4. Reihe	5. Reihe	Mittel	$\lambda 652$	$\lambda 486$	$\lambda 434$
2328	34,5	29,9	30,1	33,8	32,08	40,5	—	38,8	38,3	39,2	37,8	36,9	40,5	37,7	—	38,2	0,394	0,664	0,619
3065	39,4	42,6	46,5	39,2	41,9	47,9	50,9	52,6	46,1	49,4	47,2	50,8	49,5	47,7	—	48,8	0,805	1,361	1,310
4449	50,7	49,9	50,0	51,6	50,3	55,5	57,2	54,4	57,3	54,85	55,3	58,9	60,6	57,7	56,1	57,75	1,436	2,014	2,510
6006	56,4	46,6	48,7	50,3	50,5	56,3	56,4	57,9	56,3	55,28	59,2	61,3	59,3	—	—	59,9	1,471	2,080	2,740
8319	43,2	44,6	46,9	45,9	45,15	53,4	46,6	53,0	51,3	50,86	54,0	57,5	55,3	50,9	54,9	55,72	1,010	1,507	2,155
9945	30,7	32,0	32,1	27,5	30,56	40,6	36,4	44,0	40,9	40,5	49,5	40,6	45,1	49,6	43,4	45,64	0,348	0,729	1,044

starke Variation wird in erster Linie durch die Variation der Kanalstrahlenmenge bedingt, welche hinter die Kathode gelangt. Es ist möglich, daß diese Menge, von 0,5 cm Dunkelraum ausgehend, selbst erst ein Maximum erreicht, um erst dann wieder dauernd abzunehmen. Es ist aber auch möglich, daß die Lichtemission der Kanalstrahlen bei konstanter Menge der Kanalstrahlen mit wachsendem Kathodenfall zunimmt,

Fig. 1.

während andererseits die Strahlenmenge von 0,5 cm Dunkelraum an dauernd abnimmt. Da wir Wechselstrom verwenden mußten und somit hinter die Elektrode, hinter der wir die Lichtemission maßen, auch Kathodenstrahlen von der anderen Elektrode erhielten, so war uns eine Messung der Menge positiver Elektrizität, welche die Kanalstrahlen mit sich führten, leider nicht möglich. Für das angestrebte Ziel, für den Vergleich der Intensitäten der drei Spektrallinien, ist eine der-

artige Messung allerdings nicht notwendig, da für die drei Linien bei gleichem Dunkelraum die Kanalstrahlenmengen gleich sind.

In der Tab. III sind für die verschiedenen Werte des Kathodenfalles die Intensitätsverhältnisse der drei Linien zusammengestellt; die für die Verhältnisse angegebenen Zahlen sind zwar nicht die Verhältnisse der absoluten Intensitäten, sondern sind noch mit gewissen Proportionalitätsfaktoren zu multiplizieren. Diese sind indes für je zwei Linien für die verschiedenen Werte des Kathodenfalles konstante Zahlen.

Tabelle III.

Kathodenfall in Volt	Intensitätsverhältnisse		
	$\frac{\lambda 434}{\lambda 486}$	$\frac{\lambda 486}{\lambda 652}$	$\frac{\lambda 434}{\lambda 652}$
2323	0,933	1,686	1,570
3065	0,962	1,692	1,627
4449	1,246	1,402	1,749
6606	1,317	1,415	1,863
8319	1,430	1,492	2,130
9945	1,434	2,095	3,001

Fig. 2.

In Fig. 2 sind die vorstehenden Zahlen eingetragen. Von der Diskussion möchten wir die Werte für 0,5 und 1 cm Dunkelraumlänge als unsicher ausschließen, nicht der Unsicherheit der Messung wegen, sondern aus folgendem Grunde. Bis zu etwa 1 cm Dunkelraumlänge besitzt, wie bereits erwähnt wurde, das Bandenspektrum des Wasserstoffs eine merkbare Intensität neben dem Serienspektrum. Nun liegen zwar dicht bei λ 652 und λ 434 keine oder nur äußerst schwache Bandenlinien, dagegen liegen bei λ 4861 die ziemlich intensiven Bandenlinien λ 4872, 4869, 4866, 4856; diese mögen bei der relativ kleinen von uns verwendeten Dispersion und der großen Spaltweite von 0,2 mm eine zu große Intensität der Serienlinie 4861 bei 0,5 und 1 cm Dunkelraumlänge vorgetäuscht haben. Bei Ausschaltung der zugehörigen Intensitätsverhältnisse aus der Diskussion ergeben die Tab. III und die Fig. 2 das sichere Resultat, daß die spektrale Intensitätsverteilung in der Balmerschen Serie des Wasserstoffs eine Funktion des Kathodenfalles ist, welcher die Kanalstrahlen erzeugt.

Nach Tab. III und Fig. 2 nimmt mit wachsendem Kathodenfall und somit noch viel rascher mit wachsender Geschwindigkeit der Kanalstrahlen (vgl. oben p. 919) das Verhältnis der Intensität einer Linie zu derjenigen einer weniger brechbaren Linie zu, und zwar ist die Zunahme um so größer, je kleiner das Verhältnis der Wellenlängen der Linien ist.

Mit dieser Abhängigkeit der spektralen Intensitätsverteilung der Kanalstrahlen von ihrer Geschwindigkeit ist eine Tatsache festgestellt, welche für eine Theorie der Lichtemission der Kanalstrahlen von Bedeutung ist. Eine zweite wichtige Tatsache¹⁾ ist das Auftreten eines Intensitätsminimums im Doppler-Effekt bei Kanalstrahlen, nämlich die Erscheinung, daß bewegte Atomionen (Kanalstrahlen) unterhalb eines bestimmten Minimums von kinetischer Energie infolge ihrer Bewegung eine Serienlinie nicht in merkbarer Intensität zu emittieren vermögen.

1) Vgl. J. Stark, Physik. Zeitschr. 8. p. 913. 1907.