ANNALEN DER PHYSIK.

VIERTE FOLGE. BAND 54.

1. *Ermittlung des Trägers des kontinuierlichen Spektrums der Wasserstoff-Kanalstrahlen;* *von J. Stark, M. Görcke u. M. Arndt.*

Inhalt: 1. Aufgabe. — 2. Methoden. — 3. Intensitätsverteilung im kontinuierlichen Spektrum. — 4. Ultraviolettes Spektrum der Stickstoff- und Sauerstoff-Kanalstrahlen. — 5. Spektrum von Wasserstoff-Kanalstrahlen in Sauerstoff. — 6. Spektrum von Stickstoff-Kanalstrahlen in Wasserstoff. — 7. Vorkommen des ultravioletten kontinuierlichen H-Spektrums. — 8. Ergebnisse und Folgerungen.

1. *Aufgabe.* — Wasserstoff-Kanalstrahlen¹⁾ bringen ein intensives kontinuierliches bis weit in das Ultraviolett reichendes Spektrum zur Emission. Diese Erscheinung ist an sich interessant und für die Quantentheorie der Wasserstoffspektren von entscheidender Bedeutung.

Zu seiner Auffindung führte folgende Überlegung. Das positive Wasserstoffatomion²⁾ besitzt ein Spektrum scharfer Frequenzen, das bekannte Serienspektrum des Wasserstoffs; ebenso ist dem neutralen Wasserstoffatom wahrscheinlich³⁾ das zweite ultraviolette Schumannsche Wasserstoffspektrum scharfer Linien zuzuweisen. Man kann darum vermuten, daß das in einer Umwandlung begriffene Quantenpaar H-Atomion-Elektron, mag es in ein positives H-Atomion oder in ein neutrales H-Atom übergehen, weder das Linienspektrum des H-Atomions noch dasjenige des H-Atoms besitzt, sondern ein ihm eigentümliches Spektrum und zwar ein kontinuierliches, weil die rücktreibenden Kräfte auf seine Schwingungszentren entlang der Reihe der Umwandlungsphasen kontinuierlich sich ändern. Ist dies richtig, so darf man erwarten, daß H-Kanalstrahlen ein kontinuierliches Spektrum zur Emission bringen,

1) J. Stark, Ann. d. Phys. 52. p. 255. 1917.

2) Literatur: J. Stark, Bericht über die Träger der Spektren der chemischen Elemente. Jahrb. d. Rad. u. El. 14. p. 139. 1917.

3) J. Stark, Ann. d. Phys. 52. p. 259. 1917.

da ja in ihnen bei geeignetem Gasdruck zahlreiche neutrale H-Quantenpaare¹⁾, die in Umwandlung begriffen sind, vorkommen.

Wenn nun auch diese Erwartung durch die Erfahrung bestätigt wurde, so braucht doch die ihr zugrunde liegende Vermutung nicht richtig zu sein, die Vermutung, daß der Träger des kontinuierlichen Spektrums der Wasserstoff-Kanalstrahlen das sich umwandelnde Quantenpaar H-Atomion-Elektron (H-Quantenpaar) sei. Außer diesem sind vor einer entscheidenden Untersuchung noch andere Träger in Betracht zu ziehen. So liegt vor allem die Vermutung nahe, daß die Träger und Zentren des kontinuierlichen Spektrums der H-Kanalstrahlen die sekundären Kathodenstrahlen sind, welche von seiten neutraler H-Strahlen oder gestoßener ruhender H-Atome bei Zusammenstößen zwischen Kanalstrahlen und ruhenden Gasmolekülen zur Emission gebracht werden. Gemäß der elektromagnetischen Theorie müssen ja diese sekundären Kathodenstrahlen während der Zeitdauer ihrer Beschleunigung Strahlung emittieren und gemäß der Unordnung der Stöße muß deren Spektrum kontinuierlich sein.

Gegenüber diesen Möglichkeiten war es Aufgabe der vorliegenden Untersuchung, durch geeignete Versuche den Träger des kontinuierlichen Spektrums der H-Kanalstrahlen eindeutig festzustellen.

Fig. 1.

2. *Methoden.* — Für einen Teil unserer Beobachtungen wurde eine Röhre von dem aus der Fig. 1 ersichtlichen Bau verwendet. Ihre Elektroden waren aus Aluminium; der Boden der napfartigen Kathode war so dicht wie möglich mit 1 mm weiten Löchern versehen. Hinter ihr in 2,5 cm Abstand war ein mit einer Quarzplatte verschlossenes Seitenrohr angebracht. Gleichachsig mit ihm stand das Spaltrohr des Spektrographen; die Lichtemission des Kanalstrahlenbündels wurde also in einer Achse senkrecht zu derjenigen des Kanalstrahlenbündels beobachtet.

Für einen anderen Teil unserer Beobachtungen wurde die in Fig. 2 dargestellte Röhre verwendet. Für ihren Bau

1) J. Stark, Ann. d. Phys. 49. p. 188. 1916.

war die Absicht maßgebend, die Kanalstrahlen in einem Raum (Emissionsraum) verlaufen und Lichtemission anregen zu lassen, dessen Gas verschieden war von dem Gas des Raumes (Stromraum), in dem die Kanalstrahlen vor der Kathode erzeugt wurden, also etwa H-Kanalstrahlen in Sauerstoff verlaufen zu lassen. Zu diesem Zweck wurde zwischen den Strom- und den Emissionsraum ein Raum von großem Gasströmungswiderstand, nämlich ein Bündel von 1 mm weiten und 450 mm langen dünnwandigen Messingröhrchen — im ganzen 34 Stück, Durchmesser des zylindrischen Bündels 1 cm — gelegt. Floß dann einerseits das Gas aus dem Stromraum mit großer Stromstärke nach einer gut arbeitenden Pumpe ab, andererseits ebenso das Gas aus dem Emissionsraum nach einer zweiten Pumpe, so strömten die zwei Gase wohl auch durch die Röhrchen in der Kathode von dem einen Raum nach dem anderen, aber es überwog doch in jedem Raum der Teilruck des für ihn bestimmten Gases denjenigen des durch die Röhrchen zuströmenden Gases. Das stetige Abpumpen der Gase aus dem Strom- und Emissionsraum verlangte ein stetiges Zuströmen neuer Gase.

Demgemäß besaß die Röhre, wie aus der Fig. 2 ersichtlich ist, zwei Seitenrohre vor der Kathode und zwei Seitenrohre unmittelbar hinter der Kathode, nämlich je ein Zu- und ein Abflußrohr. Das Bündel Messingröhrchen war in ein eng anschließendes Messingrohr eingelötet. Dieses war wieder gleichachsig in die Endflächen eines weiteren den Röhrenquerschnitt eben füllenden Messingrohres so eingesetzt, wie es die Figur zeigt. Dieses Rohr war an seinem dem Stromraum abgewandten Ende auf 1,5 cm Länge durch Siegelack an die Glaswand luftdicht angekittet. Auf das andere Ende war ein Napf aus Aluminiumblech aufgenietet, sein Boden hatte gegenüber dem Ende des Röhrchenbündels ein 1 cm weites Loch. Die in dem Raum vor der Napfkathode erzeugten Kanalstrahlen konnten also zum Teil in die Öffnungen der Messingröhrchen eintreten, diese durchlaufen und dann aus ihren anderen Öffnungen in den Emissionsraum austreten. Die Lichtemission der Kanalstrahlen wurde wieder in einer Achse normal zu ihrer eigenen durch ein Flußspat- oder Quarzfenster unmittelbar hinter der Kathode nach ihrem Aus-

tritt aus den Röhrchen beobachtet; in der Figur ist die Stelle des Fensters durch einen punktierten Kreis angedeutet.

Der Rückseite der Kathode war eine Aluminiumscheibe in 2 cm Abstand gegenübergestellt. Diese wurde mit der Kathode verbunden, wenn die Kanalstrahlen in einem Felde von der Stärke Null verlaufen sollten. Sie wurde dagegen mit der Anode oder dem positiven Pol der Stromquelle verbunden, wenn die positiven Kanalstrahlen durch ein elektrisches Feld verzögert werden sollten. Doch soll über diese letzteren Beobachtungen hier nicht berichtet werden.

Damit die Stromstärke eines jeden Gases in dem Bündel der Messingröhrchen zwischen Strom- und Emissionsraum erheblich kleiner als die Stromstärke zur zugehörigen Pumpe wurde, mußte die Rohrleitung von der Röhre zu einer jeden Pumpe nach Möglichkeit verkürzt und erweitert werden. Darum wurde zwischen Pumpe und Röhre nur je eine 15 cm lange, 1,5 cm weite, halb mit Phosphorpentoxyd gefüllte Röhre zur Trockenhaltung der Pumpen geschaltet. Von der Fernhaltung von Hg-Dämpfen von der Röhre durch Einschaltung eines Kühlgefäßes wurde abgesehen. Die Anwesenheit von Hg-Dämpfen in der Stromröhre und das Erscheinen von Hg-Linien auf den Spektrogrammen störte nicht. Daß das kontinuierliche Spektrum der H-Kanalstrahlen durch gesättigten Hg-Dampf von Zimmertemperatur nicht beeinflusst wird, wurde mit Hilfe der ersten Röhre festgestellt. Sie war nämlich von der Pumpe durch ein Kühlgefäß mit einem Kohlensäure-Ätherbad von -80° getrennt und lieferte mit und ohne Kühlung bei sonst gleichen Umständen übereinstimmende Spektrogramme.

Die verwendeten Pumpen waren zwei rotierende Gaedepumpen.

Wie bereits erwähnt, sollte bei einem Teil der Beobachtungen mit der in Fig. 2 dargestellten Röhre zum Ersatz des fortgepumpten Gases beständig frisches Gas nachströmen. Zudem mußte die Zufuhr von frischem Gas fein regulierbar sein, um im Strom- oder Emissionsraum gerade den richtigen Druck zu erzielen.

Dieser Forderung wurde im Falle des Sauerstoffes in folgender Weise genügt. Eine 35 cm lange, etwa 3 cm weite

Röhre aus Hartglas war, wagrecht gestellt, zur Hälfte mit fein gepulvertem Kaliumpermanganat gefüllt. Auf sie war eine Heizdrahtspirale gewickelt, um diese eine isolierende Asbesthülle gelegt. Es zeigte sich, daß die Sauerstoffentwicklung aus dem Kaliumpermanganat infolge der elektrischen Heizung ganz regelmäßig und zuverlässig regulierbar ist. Um jederzeit den Druck des der Kanalstrahlenröhre zuströmenden Sauerstoffes kontrollieren zu können, legten wir zwischen

Fig. 2.

Röhre und Gasentwickler, wie die Fig. 2 zeigt, eine Hilfs-Kanalstrahlenröhre von 3 cm Durchmesser. An seine Elektroden war ein kleines Induktorium zur Erzeugung eines Glimmstromes in ihm gelegt; dessen Dunkelraumlänge lieferte ein Maß für den Gasdruck in ihr. War also der richtige Druck des Sauerstoffes in der Hauptröhre ausprobiert, so wurde die Heizung so eingestellt, daß die ihm zugeordnete Dunkelraumlänge in der Nebenröhre konstant blieb.

Um Wasserstoff in regulierbarer Menge in die Kanalstrahlenröhre einströmen zu lassen, bedienten wir uns der aus Fig. 2 ersichtlichen Anordnung. Es wurde nämlich Wasserstoff in einer elektrolytischen Zelle entwickelt, aus dieser in ein größeres Vorratsgefäß geleitet und von hier aus durch

ein Kapillarrohr der Kanalstrahlenröhre zugeführt. Als Elektrolyt wurde eine Kaliumhydroxydlösung von 50 Gewichtsprozenten verwendet, weil der Wasserdampfdruck über ihr bei 0° nur 1,5 mm beträgt; um die Diffusion von Sauerstoff von der Anode nach der Kathode möglichst zu verringern, wurden die zwei Elektroden bis auf 20 cm voneinander entfernt; ein größerer Schieberwiderstand im Stromkreis des Elektrolyten (elektromotorische Kraft 4 oder 6 Volt) ließ die Stromstärke und somit die Wasserstoffentwicklung nach Bedarf regulieren. Der Übertritt des Wasserstoffes von der elektrolytischen Zelle nach dem Vorratsgefäß erfolgte durch einen Hahn hindurch; auf dessen obere Seite wurde ein Tropfen Lösung gebracht, so daß der Wasserstoff von unten her durch diese hindurchperlen mußte und entsprechend der Stärke dieses Durchperlens und nach Bedarf der Hahn gestellt werden konnte. Das Vorratsgefäß war eine 32 cm lange, 4,6 cm weite Röhre; sie war horizontal gestellt und etwa 1 cm hoch mit Phosphorpentoxyd gefüllt, diente also außer zur Ansammlung auch zur Trocknung des Wasserstoffes. Die von ihr zur Kanalstrahlenröhre führende Kapillare war 0,1 mm weit und 35 cm lang. Im Nebenschluß zu ihr lag zwischen Vorratsgefäß und Röhre eine 8 mm weite, 15 cm lange Röhre mit einem Hahn. Diese Nebenschlußröhre gestattete, das Vorratsgefäß vor Einlaß des Wasserstoffes rasch vollkommen leer zu pumpen; ferner konnte durch sie hindurch der Raum zwischen ihrem Hahn H_1 und einem vor der Kanalstrahlenröhre liegenden Hahn H_2 rasch mit Wasserstoff aus dem Vorratsgefäß gefüllt (H_2 zu, H_1 erst auf, dann zu) und nach der Kanalstrahlenröhre zu entleert (H_1 zu, H_2 auf) und so unter Umgehung der sehr langsam arbeitenden Kapillare der Wasserstoffdruck in dem Vorratsgefäß soweit erniedrigt werden, daß bei Aufhebung des Nebenschlusses (H_1 zu) durch die Kapillare gerade soviel Wasserstoff zuströmte, daß der Dunkelraum in der Kanalstrahlenröhre die gewünschte Länge annahm. War diese Einstellung erreicht, so wurde der Zufluß von Wasserstoff aus der elektrolytischen Zelle in das Vorratsgefäß so geregelt, daß in dieses soviel einströmte, als nach der Kanalstrahlenröhre abströmte, ein Gleichgewicht, das sich in der Konstanz der Länge des Kathodendunkelraumes in der Kanalstrahlenröhre kundgab.

Bis zu einem Kathodenfall von 3000 Volt diente als Stromquelle eine Dynamomaschine. Höhere Spannungen wurden einem mit Wechselstrom betriebenen Induktorium entnommen; hierbei war vor die Kanalstrahlenröhre eine Ventilröhre geschaltet.

Als Spektrograph diente ein vorzüglicher Einprismen-Quarzspektrograph von Steinheil mit Objektiven von etwa 50 cm Brennweite für Gelb. Seine Dispersion beträgt bei λ 400 $\mu\mu$ 38, bei λ 300 $\mu\mu$ 18, bei λ 250 $\mu\mu$ 10 $\text{\AA} \cdot \text{mm}^{-1}$. Seine Einstellung wurde so gewählt, daß er das ganze Spektrum von λ 500 bis 220 $\mu\mu$ ziemlich gleichmäßig scharf lieferte. Als Trockenplatte wurde Hauff „Extra-rapid“ verwendet; wie der Versuch lehrte, ist sie im Ultraviolett erheblich empfindlicher als Hauff „Ultra-rapid“ und Agfa „Extra-rapid“.

3. *Intensitätsverteilung im kontinuierlichen Spektrum.* — Nachdem die in Fig. 1 dargestellte Röhre längere Zeit unter Wasserstoffspülung durch einen ziemlich intensiven Strom gereinigt war, wurden an Wasserstoff-Kanalstrahlen in Wasserstoff spektrographische Aufnahmen ihrer Lichtemission für verschiedene Werte des Kathodenfalles gemacht. Die Belichtungsdauer hierbei betrug 30—60 Min. Um ein Bild von

Fig. 3.

der Schwärzungsverteilung in den erhaltenen Spektrogrammen geben zu können, wurde für drei Werte des Kathodenfalles (800, 3000 Volt und 8000 Volt eff.) entlang den Spektrogrammen für Punkte in 10 mm Abstand die Schwärzung ge-

messen. Diese Messungen sind in der Fig. 3 dargestellt. In Fig. 4 sind sie für die Wellenlängenskala als Abszissenachse wiedergegeben. Wie man aus diesen Figuren ersieht, nimmt im kontinuierlichen Spektrum der Wasserstoff-Kanalstrahlen die Schwärzung von Violett bis kurz vor λ 240 $\mu\mu$ langsam zu.

Fig. 4.

Um wenigstens ein angenähertes Bild der spektralen Intensitätsverteilung an der Hand der Kurven der Schwärzungsverteilung zu erhalten, kann man in folgender Weise verfahren. Die Empfindlichkeit der gewöhnlichen Bromsilbertrockenplatte darf man im Gebiet λ 400—250 $\mu\mu$ wohl angenähert als konstant behandeln. Ist i die Intensität der Wellenlänge λ , so ist die Intensität J , welche auf die Längeneinheit des kontinuierlichen Spektrums auf der photographischen Platte im Bereich $(\lambda + d\lambda) - \lambda$ fällt, proportional $i d\lambda/da$, wenn $d\lambda/da$ die Dispersion des Spektrographen für λ ist. Diese Intensität J ist nun mit der meßbaren Schwärzung im Spektrogramm verknüpft. Und zwar gilt innerhalb des Gebietes der Normalschwärzung (ungefähr 0,5—1,5) für das Verhältnis¹⁾ zweier Intensitäten die Beziehung

$$\frac{J_1}{J_2} = e^{\frac{S_1 - S_2}{m}}.$$

1) J. Stark, Ann. d. Phys. 35. p. 461. 1911; J. Stark u. H. Lunde-
lund, Ann. d. Phys. 46. p. 68. 1915.

Die Konstante m hierin hat wenigstens für Blau und Violett den Wert 0,64—0,67 und ändert sich nur wenig mit der Wellenlänge. Ist also die Schwärzungsdifferenz $S_1 - S_2$ erheblich kleiner als m , so kann angenähert gesetzt werden:

$$J_1 = \left(1 + \frac{S_1 - S_2}{m}\right) J_2.$$

Hieraus und aus der obigen Beziehung zwischen i und J ergibt sich das Verhältnis der Intensitäten zweier Wellenlängen λ_1 und λ_2 :

$$i_1 = \left(1 + \frac{S_1 - S_2}{m}\right) i_2 \left(\frac{d\lambda}{da}\right)_2 \left/\left(\frac{d\lambda}{da}\right)_1\right.$$

Gemäß dieser Formel wurde, um die Schwärzungskurve für 8000 Volt in Fig. 4 in eine Intensitätsverteilungskurve umzurechnen, eine Wellenlänge (300 $\mu\mu$) ausgewählt, deren Schwärzung gegen diejenigen der übrigen kleine Differenzen $S_1 - S_2$ lieferte, ihre Intensität $i_2 = 100$ gesetzt und die Intensität i_1 der übrigen Wellenlängen nach der obigen Formel

Fig. 5.

berechnet. Fig. 5 zeigt die so erhaltene Kurve der Intensitätsverteilung. Wie an ihr zu sehen ist, nimmt die Intensität des kontinuierlichen Spektrums der Wasserstoff-Kanalstrahlen vom Violett bis λ 240 $\mu\mu$ zu und steigt besonders rasch zwischen λ 280 und 240 $\mu\mu$ an. Ob das sekundäre Maximum in der Gegend von λ 310 $\mu\mu$ (gestrichelte Kurve) wirklich dem H-Spektrum eigentümlich und nicht vielmehr durch ein schwaches Hervortreten einer Verunreinigung (Sauerstoff) bedingt ist

liegt außerhalb der Aufgabe unserer Untersuchung. Ebenso bleibt es eine offene Frage, wie die Intensitätsverteilung des kontinuierlichen Spektrums unterhalb λ 240 $\mu\mu$ verläuft. Von dieser Wellenlänge ab nimmt nämlich die Empfindlichkeit der gewöhnlichen Bromsilberplatte rasch ab; daher mag der rasche Absturz der Schwärzungskurven in Fig. 4 von etwa λ 240 $\mu\mu$ ab rühren.

An der Hand der Kurven in Fig. 4 läßt sich auf Grund des oben dargelegten Zusammenhanges zwischen Intensität und Schwärzung auch die Frage beantworten, ob unter den von uns gewählten Versuchsbedingungen (zunehmender Kathodenfall bei abnehmendem Gasdruck) die Intensitätsverteilung im kontinuierlichen Spektrum der H-Kanalstrahlen abhängig ist von der Geschwindigkeit der Kanalstrahlen, also von dem Kathodenfall. Wie die Fig. 4 lehrt, laufen die Schwärzungskurven für drei verschiedene Werte des Kathodenfalles (800, 3000, 8000 Volt) parallel. Es ist also die Schwärzungsdifferenz zwischen je zwei Kurven für eine Wellenlänge zwischen 400 und 240 $\mu\mu$ konstant und somit auch das Verhältnis der zugehörigen Intensitäten. *Die Intensitätsverteilung im kontinuierlichen Spektrum der H-Kanalstrahlen ist demnach wenigstens angenähert unabhängig von ihrer Geschwindigkeit.*

Diese Feststellung schließt eine mögliche Annahme über den Ursprung des kontinuierlichen Spektrums der H-Kanalstrahlen aus. Man könnte nämlich zu der Vermutung geneigt sein, daß es infolge der Beschleunigung der positiven Ladungen der positiven H-Strahlen bei ihren Zusammenstößen mit Gas-molekülen zur Emission kommt, ähnlich wie das kontinuierliche Spektrum der Röntgenstrahlen durch die Beschleunigung der Ladungen der Kathodenstrahlen bei ihren Stößen auf Atome in der Antikathode hervorgebracht werden soll. So beträgt die Geschwindigkeit von H^+ -Strahlen bei 1000 Volt Kathodenfall ungefähr $4 \cdot 10^7$ cm $\cdot$ sec $^{-1}$. Setzen wir den Durchmesser des Wirkungsfeldes eines H_2 -Moleküls, innerhalb dessen ein H^+ -Strahl bei einem Zusammenstoß beschleunigt wird, gleich $2 \cdot 10^{-8}$ cm, so wird die Größenordnung der Stoßdauer solcher H^+ -Strahlen gleich $5 \cdot 10^{-16}$ sec. Andererseits ist die Periode von λ 250 $\mu\mu$ gleich $8 \cdot 10^{-16}$ sec, also von derselben Größenordnung wie jene Stoß- oder Beschleunigungsdauer.

Wenn indes das kontinuierliche Spektrum wirklich auf diese Weise zur Emission gebracht würde, so müßte seine Intensitätsverteilung offenbar von der Geschwindigkeit der Kanalstrahlen abhängen, es müßte die Intensität der kürzeren Wellen im Verhältnis zu derjenigen längerer Wellen mit wachsendem Kathodenfall zunehmen. Da dies nicht der Fall ist, so ist zu folgern, daß jedenfalls der größte Teil der Intensität des kontinuierlichen Spektrums der H-Kanalstrahlen zwischen λ 400 und $240 \mu\mu$ nicht durch die Beschleunigung der Ladungen der H^+ -Strahlen bei molekularen Zusammenstößen hervorgebracht sein kann. Damit soll nicht behauptet werden, daß die Beschleunigung der Ladungen der H^+ -Strahlen bei molekularen Stößen überhaupt nicht mit der Emission eines kontinuierlichen Spektrums verbunden ist. Dies ist wohl möglich. Aber wenn diese Emission überhaupt in dem von uns untersuchten Ultraviolett liegt, kann ihre Intensität nicht einen merklichen Bruchteil der Intensität des von uns beobachteten kontinuierlichen Spektrums der H-Kanalstrahlen betragen.

4. *Ultraviolettes Spektrum der Stickstoff- und Sauerstoff-Kanalstrahlen.* — Die Feststellung, daß die Intensitätsverteilung im kontinuierlichen Spektrum der H-Kanalstrahlen unabhängig von deren Geschwindigkeit ist, hat auch Bedeutung für die Frage, ob die Zentren und Träger dieses Spektrums die sekundären Kathodenstrahlen sind, welche beim Stoß von H-Strahlen auf Gasmoleküle zur Emission kommen. Bevor indes diese Frage beantwortet wird, sei für diesen Fall weiteres Material beigebracht. So galt es zu prüfen, ob das an H-Kanalstrahlen beobachtete kontinuierliche Spektrum auch an Stickstoff- und Sauerstoff-Kanalstrahlen auftritt.

Aus diesem Grunde haben wir mit Hilfe der in Fig. 1 dargestellten Röhre die ultraviolette Lichtemission der Kanalstrahlen von Stickstoff und Sauerstoff untersucht. Und zwar sei das für die gestellte Aufgabe wichtigste Ergebnis dieser Untersuchung gleich vorweggenommen: *Stickstoff-Kanalstrahlen in Stickstoff und Sauerstoff-Kanalstrahlen in Sauerstoff bringen im Gebiet von λ 400— $240 \mu\mu$ bei einem Kathodenfall von 800 bis 8000 Volt kein kontinuierliches Spektrum zur Emission, dessen Intensität auch nur 10 Proz. derjenigen des Spektrums der H-Kanalstrahlen betrüge.*

Und für den Zweck der nachstehenden Besprechung sei hier auch gleich das Ergebnis der Untersuchung in Abschnitt 5 mitgeteilt, daß nämlich auch schnelle Stickstoff-Kanalstrahlen an den von ihnen gestoßenen H-Atomen kein kontinuierliches Spektrum in einer Intensität zur Emission bringen, welche zu derjenigen der von ihnen angeregten H-Serienlinien in einem ähnlichen Verhältnis stünde wie die Intensität des kontinuierlichen Spektrums der H-Kanalstrahlen.

An diese Feststellungen sei gleich die Folgerung aus ihnen zur Beantwortung der Frage geschlossen, ob die sekundären Kathodenstrahlen aus Kanalstrahlen die Zentren und Träger des kontinuierlichen Spektrums der H-Kanalstrahlen sind.

Nach Ch. Füchtbauer¹⁾ und H. Baerwald²⁾ werden von Kanalstrahlen bei ihrem Auftreffen auf Metalle langsame Kathodenstrahlen zur Emission gebracht. Und wie zu erwarten und schon lange bekannt ist, werden in übereinstimmender Weise auch Gase durch die Stöße sie durchlaufender Kanalstrahlen zur Emission langsamer Kathodenstrahlen gebracht; hierin besteht ja eben ihre Ionisierung durch Kanalstrahlen. Beide Vorgänge, die Emission sekundärer Kathodenstrahlen und die Ionisierung von Gasen infolge des Stoßes von Kanalstrahlen auf einzelne Atome in diesen oder jenen, sind im Wesen dieselbe Erscheinung und folgen denselben Gesetzen. Diese sind nun von H. Baerwald für den Fall der festen Metalle untersucht worden und dürfen demgemäß ohne weiteres auf Gase ausgedehnt werden. Es ist hierbei zu beachten, daß beim Stoß eines Kanalstrahlenteilchens auf ein relativ zum Beobachter ruhendes Atom sowohl dieses als auch das Kanalstrahlenteilchen selbst (neutrales Atom, Molekül oder Quantenpaar, positives Ion) ein negatives Elektron als Kathodenstrahl emittieren kann.

Baerwald hat nun festgestellt, daß für 14 verschiedene Metalle die sekundären Kathodenstrahlen angenähert dieselbe Geschwindigkeitsverteilung besitzen. Dies gilt darum wohl auch für die sekundären Kathodenstrahlen aus Wasserstoff, Stickstoff und Sauerstoff. Wenn darum die Emission der

1) Ch. Füchtbauer, *Physik. Zeitschr.* 7. p. 153. 748. 1906.

2) H. Baerwald, *Ann. d. Phys.* 41. p. 643. 1913.

sekundären Kathodenstrahlen im Falle des Wasserstoffes mit der Emission des kontinuierlichen Spektrums ursächlich verknüpft wäre, so müßte dieses auch an den Kanalstrahlen in Stickstoff und Sauerstoff auftreten. Dies ist aber, wie die Erfahrung lehrt, nicht der Fall.

Nun könnte man einwenden, daß vielleicht Wasserstoff sich doch quantitativ hinsichtlich der Geschwindigkeitsverteilung seiner sekundären Kathodenstrahlen von Stickstoff und Sauerstoff unterscheidet. Dann aber müßten wenigstens Stickstoff-Kanalstrahlen in Wasserstoff, indem sie an dessen Atomen sekundäre Kathodenstrahlen erzeugen, dasselbe kontinuierliche Spektrum zur Emission bringen wie Wasserstoff-Kanalstrahlen in Wasserstoff. Aber auch diese Folgerung wird durch die Erfahrung nicht bestätigt. Man kann diesen Widerspruch zwischen Folgerung und Erfahrung auch nicht mit dem Einwand entkräften, daß die Geschwindigkeit der Stickstoff-Kanalstrahlen in Wasserstoff bei unseren Versuchen eine andere war als diejenige der Wasserstoff-Kanalstrahlen in Wasserstoff. Tatsächlich war sie annähernd dieselbe. Wir haben nämlich einerseits mit Stickstoff-Kanalstrahlen von 5000 bis 8000 Volt eff. Kathodenfall, andererseits mit Wasserstoff-Kanalstrahlen von 500—1200 Volt Kathodenfall gearbeitet, also in beiden Fällen angenähert mit derselben Geschwindigkeit.

Die Annahme, daß die sekundären Kathodenstrahlen die Zentren und Träger des kontinuierlichen Spektrums der Wasserstoff-Kanalstrahlen seien, wird drittens durch folgenden Widerspruch unhaltbar. Nach Baerwald nimmt die größte Geschwindigkeit der sekundären Kathodenstrahlen aus H-Kanalstrahlen mit wachsendem Kathodenfall von etwa 900—4000 Volt zu. Demgemäß müßte auch die Intensitätsverteilung im kontinuierlichen Spektrum mit dem Kathodenfall sich ändern, wenn dieses wirklich infolge der Beschleunigung der sekundären Kathodenstrahlen bei ihrer Emission zur Ausstrahlung käme. In Wirklichkeit ist die Intensitätsverteilung, wie oben mitgeteilt wurde, unabhängig vom Kathodenfall.

Auf Grund der vorstehenden drei Widersprüche zwischen hypothetischer Folgerung und Erfahrung dürfen wir es wohl als erwiesen betrachten, daß *das kontinuierliche Spektrum der Wasserstoff-Kanalstrahlen seinen Ursprung nicht in der Be-*

schleunigung der sekundären Kathodenstrahlen hat, welche bei den Zusammenstößen von Kanalstrahlen mit H-Atomen zur Emission kommen. Hiermit soll nicht behauptet werden, daß diese Emission sekundärer Kathodenstrahlen überhaupt nicht mit der Ausstrahlung eines kontinuierlichen Spektrums verknüpft sei. Eine solche findet zweifellos statt; indes liegt sie entweder außerhalb des Wellenlängengebietes λ 400—240 $\mu\mu$, oder sie hat innerhalb dieses Gebietes eine Intensität, welche nur ein kleiner Bruchteil des hier beobachteten kontinuierlichen Spektrums ist.

Nachdem die für die vorliegende Arbeit wichtigste Frage nach dem Auftreten eines kontinuierlichen Spektrums an Stickstoff- und Wasserstoff-Kanalstrahlen beantwortet ist, seien folgende Angaben über die ultraviolette Emission dieser Kanalstrahlen nachgetragen.

Während über das sichtbare Spektrum der Stickstoff-Kanalstrahlen bereits mehrere Untersuchungen¹⁾ vorliegen, sind über ihr ultraviolettes Spektrum noch keine Beobachtungen mitgeteilt worden. Auf unseren Spektrogrammen der N-Kanalstrahlen treten im Gebiet λ 350—240 $\mu\mu$ keine intensiven N-Linien hervor. Wohl aber zeigen sie zahlreiche ziemlich intensive N-Banden in diesem Gebiet. In der nachstehenden Tabelle sind die Kanten der deutlich wahrnehmbaren Banden und ihre Intensitäten für verschiedene Werte des Kathodenfalles zusammengestellt.

Wie aus dieser Tabelle zu ersehen ist, wird die dritte positive Bandengruppe im Verhältnis zur zweiten mit zunehmendem Kathodenfall weniger intensiv.

Auch im Falle der Sauerstoff-Kanalstrahlen liegen bereits mehrere Untersuchungen²⁾ über ihr sichtbares Spektrum vor. Außerdem haben J. Stark, G. Wendt und H. Kirschbaum über die von ihnen im Ultraviolett emittierten Linien Angaben mitgeteilt. Nach ihnen sind die bis jetzt dem Kohlenstoff zu-

1) W. Hermann, Physik. Zeitschr. 7. p. 567. 1906; H. Wilsar, Ann. d. Phys. 39. p. 1251. 1912; L. Vegard, Ann. d. Phys. 41. p. 625. 1913; J. Stark u. R. Künzer, Ann. d. Phys. 45. p. 29. 1914.

2) F. Paschen, Ann. d. Phys. 23. p. 261. 1907; J. Stark, Ann. d. Phys. 26. p. 806. 1908; H. Wilsar, Ann. d. Phys. 39. p. 1251. 1912; J. Stark, G. Wendt u. H. Kirschbaum, Ann. d. Phys. 42. p. 241. 1913.

Tabelle 1.

Wellenlänge in $\mu\mu$	Relative Intensität bei einem Kathodenfall von			Bemerkungen
	750	2800	8500 Volt	
357,6	10	10	10	Zweite positive Gruppe
337,1	8	8	8	
315,9	9	9	9	
297,5	5	5	5	Deslandres
285,7	4	2	1	
272,1	5	2	1	Dritte positive Gruppe
259,6	6	2	1	
247,9	7	3	2	
237,0	7	3	2	Deslandres
227,8	4	2	1	

gewiesenen Duplets λ 2897—2895 Å und λ 2884—2882 Å dem Sauerstoff eigentümlich; es sind dies im Ultraviolett von λ 300—240 $\mu\mu$ die einzigen intensiven Linien, welche Sauerstoff-Kanalstrahlen zur Emission bringen. Diese Angaben erfahren durch unsere Beobachtungen eine Bestätigung; es treten nämlich auf unseren Spektrogrammen von den Sauerstoff-Kanalstrahlen in Sauerstoff jene zwei Duplets, besonders intensiv das erste, im Ultraviolett als einzige O-Linien hervor. Außerdem sind auf diesen Spektrogrammen deutlich die zahlreichen ultravioletten O_3 -Banden¹⁾ erkennbar, welche der eine von uns zuerst an der positiven Säule in Sauerstoff beobachtet hat, und die ersten ultravioletten Sauerstoffbanden (sogenannte „Wasserdampfbanden“) bei λ 306,4—333 $\mu\mu$. Diese sind ja dem einatomigen O-Molekül zuzuordnen.²⁾ Da O_2 -Moleküle des Sauerstoffes durch die Kanalstrahlen zweifellos in erheblichem Maße in einzelne Atome dissoziiert werden, so ist das Auftreten jener O-Banden an den Sauerstoff-Kanalstrahlen in Sauerstoff ohne weiteres verständlich. Und gleich hier sei bemerkt, daß wir sie auch auf unseren Spektrogrammen von den Wasserstoff-Kanalstrahlen in Sauerstoff (vgl. Abschnitt 6) deutlich erhalten haben. Hieraus ist zu folgern, daß die

1) J. Stark, Ann. d. Phys. 43. p. 319. 1914.

2) W. Steubing, Ann. d. Phys. 39. p. 1408. 1912; J. Stark, Ann. d. Phys. 43. p. 319. 1914.

ultravioletten O-Banden an ruhenden O-Atomen durch den Stoß von Kanalstrahlen zur Emission gebracht werden.

5. *Spektrum von Wasserstoff-Kanalstrahlen in Sauerstoff.* — Durch die vorstehenden Untersuchungen ist festgestellt, daß der Träger des kontinuierlichen Spektrums der Wasserstoff-Kanalstrahlen nicht in den von diesen zur Emission gebrachten sekundären Kathodenstrahlen zu suchen ist. Somit muß sein Träger das Wasserstoffatom selbst in irgendeinem Zustand enthalten, er kann das neutrale Wasserstoffatom, das positive Atomion oder das Quantenpaar aus diesem, das neutrale zweiatomige Molekül, das Molekülion oder das Quantenpaar aus diesem sein. Alle diese Teilchen kommen ja in einem Wasserstoff-Kanalstrahlenbündel in Wasserstoff vor und zwar sowohl bewegt als ruhend. Die nächste Frage, welche nach dieser Feststellung experimentell beantwortet werden konnte, war, ob der größere Teil der Intensität des kontinuierlichen Spektrums der Wasserstoff-Kanalstrahlen von ruhenden Teilchen in dem durchstrahlten Gas oder von bewegten Teilchen der Strahlen selbst emittiert wird.

Zur Beantwortung dieser Frage bot sich das Verfahren dar, das bereits von B. Strasser¹⁾, H. Wilsar²⁾ und G. S. Fulcher³⁾ angewendet worden ist, um zu prüfen, ob die ruhende Intensität von ruhenden Serien- und Bandenlinien eines Gases durch Kanalstrahlen aus einem anderen Gase zur Emission gebracht werden kann. Dieses Verfahren besteht nach dem Vorgang von W. Wien⁴⁾ darin, in den Raum (Emissionsraum), in dem Kanalstrahlen verlaufen, ein anderes Gas zu bringen, als in den Raum (Stromraum), in dem sie erzeugt werden, und beide Räume durch einen engen Kanal von großem Widerstand für die Gegenströmung der zwei Gase in ihm zu trennen. Hierfür war gemäß Abschnitt 2 die in Fig. 2 dargestellte Röhre eingerichtet. Um mit ihrer Hilfe ein Spektrogramm von Wasserstoff-Kanalstrahlen in Sauerstoff zu erhalten, wurde in folgender Weise verfahren.

1) B. Strasser, Ann. d. Phys. 32. p. 110. 1910.

2) H. Wilsar, Physik. Zeitschr. 12. p. 1091. 1911; Ann. d. Phys. 39. p. 1299. 1912.

3) G. S. Fulcher, Physik. Zeitschr. 13. p. 224. 1912.

4) W. Wien, Ann. d. Phys. 30. p. 349. 1909.

Es wurde zunächst, indem nur Wasserstoff durch die Röhre geleitet wurde, derjenige Gasdruck und somit derjenige Kathodenfall ermittelt, für welchen die von den H-Kanalstrahlen in dem Emissionsraum erzeugte Lichtintensität am größten war. Dies war für etwa 7500 Volt eff. der Fall. Dann wurde die Wasserstoffzufuhr abgestellt, die Gaedepumpe I und die Pumpe II in Betrieb gehalten und die Sauerstoffzufuhr so reguliert, daß gerade soviel O_2 aus dem Emissionsraum in den Stromraum durch Röhrchen in der Kathode überströmte, daß die Kanalstrahlenröhre eben noch etwas Strom bei sehr langem Dunkelraum durchließ; die Länge des Dunkelraumes in der Hilfsstromröhre zwischen Emissionsraum und Sauerstoffentwickler wurde für diese Einstellung vermerkt, sie betrug ungefähr 2,5 cm. Durch diese Einstellung des Sauerstoffstromes durch Emissions- und Stromraum und ihre Markierung an der Länge des Dunkelraumes war die Gewähr geboten, daß im Emissionsraum reichlich O_2 vorhanden war. Nachdem sie erreicht war, wurde die H_2 -Zufuhr wieder angestellt und gerade so einreguliert, daß der Kathodenfall in der Stromröhre wieder bis auf 7500 Volt herunterging. Die beiden Gaedepumpen liefen hierbei natürlich dauernd.

Während der Aufnahme des Spektrogramms der H-Kanalstrahlen in O_2 wurden die Versuchsbedingungen (Stärke des O_2 - und H_2 -Stromes, Pumpgeschwindigkeit, Kathodenfall) konstant gehalten. Eine Belichtungsdauer von 10 Stunden lieferte *ein Spektrogramm, in welchem das kontinuierliche Spektrum der H-Kanalstrahlen in O_2 deutlich hervortrat und dieselbe Intensitätsverteilung zeigte wie dasjenige im Spektrogramm der H-Kanalstrahlen in H_2 .* Die Anwesenheit des Sauerstoffes im Emissionsraum gab sich auch darin kund, daß in jenem Spektrogramm die ersten ultravioletten O-Banden („Wasserdampfbanden“) unverkennbar sichtbar waren, ebenso noch das intensive ultraviolette O-Duplet.

Das Auftreten des kontinuierlichen Spektrums an H-Strahlen in O_2 läßt bereits folgern, daß mindestens ein Teil seiner Intensität von Strahlen selbst emittiert wird, sie zu Trägern hat. Eine einigermaßen quantitative Aussage erlaubt folgender Vergleich der Spektrogramme der H-Strahlen in O_2 und H_2 . In Tab. 2 sind die Schwärzungen der H-Serienlinien H_β

Tabelle 2.

Wellenlänge in $\mu\mu$	H-Strahlen in O_2	H-Strahlen in H_2
H_β	0,25	0,30
H_γ	0,38	0,45
Kont. λ 320 .	0,08	0,07
„ λ 259 .	0,04	0,05

und H_γ und zweier Wellenlängen im kontinuierlichen Spektrum λ 320 und 259 $\mu\mu$ vermindert um die Schleierschwärzung an nicht belichteten Plattenstellen zusammengestellt. Wie man aus ihr ersieht, ist die Schwärzung im kontinuierlichen Spektrum der H-Strahlen in den zwei Spektrogrammen dieselbe, die Schwärzung der H-Serienlinien für H-Strahlen in H_2 merklich größer als für H-Strahlen in O_2 . Hieraus läßt sich folgern, daß auch im Falle der H-Strahlen in H_2 mindestens der größte Teil der Intensität des kontinuierlichen Spektrums bewegte Teilchen, also Strahlen als Träger hat, daß demnach nur ein sehr kleiner Teil dieser Intensität von ruhenden Teilchen herrühren kann. Die Intensität von H_β und H_γ für H-Strahlen in O_2 ist nach G. S. Fulcher und H. Wilsar fast ausschließlich bewegt, ebenso wie diejenige des kontinuierlichen Spektrums. Daß die Intensität (Schwärzung) von H_β und H_γ für H-Strahlen in H_2 im Vergleich zu derjenigen des kontinuierlichen Spektrums größer ist als für H-Strahlen in O_2 , erklärt sich jedenfalls zum Teil in folgender Weise. Im ersten Falle ist die Intensität von H_β und H_γ zum Teil bewegt, zum kleineren Teile ruhend, im zweiten Falle (H-Strahlen in O_2) ist sie ausschließlich bewegt, während die Intensität des kontinuierlichen Spektrums in beiden Fällen überwiegend auch nur bewegt ist.

Zu bemerken ist noch, daß die Belichtungsdauer für das Spektrogramm der H-Strahlen in H_2 5, für das der H-Strahlen in O_2 10 Stunden betrug. Das Verhältnis, daß die Intensität der Emission der H-Strahlen in O_2 geringer als diejenige der H-Strahlen in H_2 war, erklärt sich zwanglos daraus, daß die Zahl der H-Strahlen infolge der Anwesenheit von etwas O_2 im Stromraum (vgl. oben) im ersten Falle kleiner als im zweiten war.

Die Feststellung, daß das kontinuierliche Spektrum der H-Kanalstrahlen in H_2 praktisch allein von bewegten Teilchen emittiert wird, läßt die Zahl der Möglichkeiten hinsichtlich des Trägers dieses Spektrums noch weiter verkleinern. Wie nämlich bereits in Abschnitt 3 mitgeteilt wurde und im Abschnitt 7 noch weiter ausgeführt werden soll, wird dieses Spektrum von H-Kanalstrahlen von 500—1000 Volt Kathodenfall bei verhältniß hohem Gasdruck in großer Intensität zur Emission gebracht. Bei diesen Versuchsbedingungen ist nun die Zahl der zweiatomigen H-Strahlen (H_2 -Molekül, H_2^+ -Ion und Quantenpaar daraus) sehr klein im Verhältniß zu der Zahl der einatomigen H-Strahlen (H-Atom, H^+ -Ion und Quantenpaar daraus); dies ist aus der geringen Intensität der im Geschwindigkeitsbereich der ursprünglichen H_2 -Strahlen im Dopplereffekt¹⁾ der H-Serienlinien zu folgern; es erklärt sich daraus, daß bei höherem Gasdruck die zweiatomigen Strahlen durch die Zusammenstöße mit Gasmolekülen sich rasch in einatomige Strahlen dissoziieren, ohne sich aus solchen wieder zurückzubilden. Da also das von Strahlen selbst emittierte kontinuierliche Spektrum unter Umständen eine große Intensität hat, unter welche keine oder sehr wenige zweiatomige Strahlen vorhanden sind, so kann es diese nicht als Träger haben. Somit bleiben gemäß den Ergebnissen dieses Abschnittes als Träger des kontinuierlichen Spektrums der H-Kanalstrahlen nur die einatomigen Strahlen, also das H-Atom, das H^+ -Ion und das Quantenpaar hieraus übrig.

6. *Spektrum von Stickstoff-Kanalstrahlen in Wasserstoff.* — Das Ergebnis des vorhergehenden Abschnittes läßt sich auf folgende Weise nachprüfen und zugleich läßt sich entscheiden, ob das H-Serienspektrum und das kontinuierliche Spektrum denselben Träger haben oder nicht. Wenn der größte Teil der Intensität des kontinuierlichen Spektrums der H-Kanalstrahlen in H_2 bewegte Teilchen als Träger hat, dann darf dieses Spektrum von O- oder N-Kanalstrahlen in H_2 nur in sehr geringer Intensität zur Emission gebracht werden. Daß andererseits die H-Serienlinien durch O- und N-Strahlen in H_2 angeregt werden und hierbei eine merkliche ruhende

1) J. Stark und W. Steubing, Ann. d. Phys, 28. p. 974. 1909; J. Stark, Verh. d. D. Physik. Ges. 15. p. 813. 1913.

Intensität gewinnen, ist bereits durch H. Wilsar¹⁾ und G. S. Fulcher²⁾ festgestellt worden. Und wenn sowohl die H-Serienlinien, nicht aber gleichzeitig das ultraviolette kontinuierliche H-Spektrum durch N-Strahlen in merklicher Intensität zur Emission gebracht werden, so ist zu folgern, daß das H-Serienspektrum und das ultraviolette kontinuierliche Spektrum verschiedene Träger haben.

Diese Erwägungen legten uns spektrale Beobachtungen an O- oder N-Strahlen in H_2 nahe. Auf den ersten Blick schien es möglich, hierfür die in Fig. 2 dargestellte Röhre zu benutzen, also abweichend von der Anordnung in der Fig. 2 H_2 in den Emissions-, O_2 in den Stromraum einzuleiten. Dies haben wir in der Tat gemacht, also mit Hilfe der Röhre in Fig. 2 O-Strahlen in H_2 verlaufen lassen und das von ihm in H_2 zur Emission gebrachte Spektrum aufgenommen. Wie indes zu erwarten war, brachte diese Aufnahme trotz zehnstündiger Belichtung keine Entscheidung. Wir hatten ja von den H-Strahlen in H_2 das kontinuierliche und das Serienspektrum nur schwach erhalten. Nun ist beim Serienspektrum der H-Strahlen in H_2 die ruhende Intensität, die von gestoßenen ruhenden Trägern kommt, erheblich kleiner als die bewegte Intensität der bewegten Träger. Wenn also für H_2 -Strahlen in O_2 die bewegte Intensität, die in diesem Falle allein erscheint, sowohl für das kontinuierliche wie das Serienspektrum nur gering ist, so muß beim Übergang zu O-Strahlen in H_2 die ruhende Intensität, die in diesem Falle allein auftritt, unter den gleichen Versuchsbedingungen (Röhre, Kathodenfall, Belichtungsdauer) erheblich kleiner ausfallen. In der Tat zeigte unser Spektrogramm (O-Strahlen in H_2) wohl ganz schwach H_β und H_γ , aber von einem ultravioletten kontinuierlichen Spektrum war keine Andeutung vorhanden. Dieses mochte also wohl auch von O-Strahlen in H_2 zur Emission gebracht werden, doch mochte es unter unseren Versuchsbedingungen wegen Unterbelichtung unsichtbar bleiben.

Was wir zur Beantwortung der aufgeworfenen Frage brauchten, war ein Spektrogramm von N- oder O-Kanalstrahlen

1) H. Wilsar, Physik Zeitschr. 12. p. 1091. 1911.

2) G. S. Fulcher, Physik. Zeitschr. 13. p. 224. 1912.

in H_2 , auf welchem die H-Serienlinien eine ebenso große Schwärzung (ruhende Intensität) besaßen wie auf dem Spektrogramm von H-Strahlen in H_2 , das unter gleichen Bedingungen (Röhre, Kathodenfall) erhalten war; unter Festhaltung der angenäherten Gleichheit der Schwärzungen für H_β und H_γ konnten dann die Schwärzungen der zwei Spektrogramme im ultravioletten kontinuierlichen Spektrum miteinander verglichen werden.

Wie nun B. Strasser¹⁾ durch eingehende Messungen nachgewiesen hat, wird die ruhende Intensität der H-Serienlinien im Verhältnis zu ihrer bewegten Intensität von Kanalstrahlen in einem Gemisch von Stickstoff und Wasserstoff um so stärker angeregt, je größer der Teildruck des Stickstoffs im Verhältnis zu demjenigen des Wasserstoffs ist. Und wenn der Wasserstoff schließlich nur als Verunreinigung des Stickstoffs zu betrachten ist, so überwiegt die ruhende Intensität erheblich die bewegte und dieser Fall stimmt dann in dieser Hinsicht nahe überein mit dem Falle reiner N-Strahlen in reinem H_2 .

Um auf einem Spektrogramm von N-Strahlen in H_2 überwiegend nur die ruhenden Intensitäten der H-Spektren zu erhalten, kann man sich also der Röhre in Fig. 1 bedienen, nur muß man dafür sorgen, daß einer Stickstofffüllung Wasserstoff in verhältniß kleinem Teildruck beigemischt ist. Ein solches Spektrogramm haben wir nun in der Tat gewonnen, und zwar für 8500 Volt eff. Kathodenfall und 40 Min. Belichtung. Es zeigt ziemlich intensiv die H-Serienlinien, außerdem das oben in Abschnitt 4 beschriebene N-Spektrum; also im Ultraviolett die N-Banden; in den Lücken zwischen diesen ist indes nichts von einem kontinuierlichen Spektrum wahrzunehmen. An zweien solcher Lücken haben wir die Schwärzungen gemessen und sie nahezu gleich derjenigen der Schleierschwärzung an unbelichteten Plattenstellen gefunden. Um den oben gekennzeichneten Vergleich zwischen einem Spektrogramm von N-Strahlen in H_2 und einem von H-Strahlen in H_2 vornehmen zu können, haben wir für dieselben Wellenlängen an einem Spektrogramm, das wir an derselben Röhre unter ähnlichen

1) B. Strasser, Ann. d. Phys. 31. p. 890. 1910.

Bedingungen (3000 Volt, 30 Min.) aufnahmen, ebenfalls die Schwärzungen gemessen. In Tab. 3 sind diese Messungen zusammengestellt.

Tabelle 3.

Wellenlänge in $\mu\mu$	H-Strahlen in H_2	N-Strahlen in H_2
H_β	0,66	0,53
H_γ	0,88	1,35
Kontin. λ 320	0,13	0,02
Kontin. λ 259	0,10	0

Wie aus dieser Tabelle hervorgeht, kann die ruhende Intensität der H-Serienlinien an N-Strahlen in H_2 selbst merklich größer als die gesamte Intensität (ruhende und bewegte) dieser Linien an H-Strahlen in H_2 erscheinen, während die Intensität des ultravioletten kontinuierlichen H-Spektrums an H-Strahlen in H_2 erheblich groß, diejenige an N-Strahlen in H_2 dagegen noch nicht merklich ist. Dieses Verhältnis ist in Übereinstimmung mit dem vorhergehenden Abschnitt dahin zu deuten, daß der größte Teil der Intensität des ultravioletten H-Spektrums von H-Strahlen in H_2 bewegt ist und N-Strahlen in H_2 das kontinuierliche Spektrum, wenn überhaupt, so nur in verhältniß sehr kleiner Intensität zur Emission bringen.

Wie ferner aus der Tabelle für N-Strahlen in H_2 zu sehen, kann das H-Serienspektrum erheblich intensiv erscheinen, ohne daß gleichzeitig das ultraviolette kontinuierliche H-Spektrum eine merkliche Intensität besitzt. Es können darum nicht beide Spektren denselben Träger besitzen. Nun läßt sich aus einer Reihe von Erfahrungen folgern¹⁾, daß der Träger des H-Serienspektrums das positive H^+ -Atomion ist. Dieses scheidet also als Träger des ultravioletten kontinuierlichen H-Spektrums aus und es bleibt hierfür nur das neutrale H-Atom und das in der Umwandlung $H\text{-Atom} \rightleftharpoons H^+\text{-Ion}$ begriffene Quantenpaar $H^+\text{-Ion-Elektron}$ übrig.

7. *Vorkommen des ultravioletten kontinuierlichen H-Spektrums.* — Unter neutralem H-Atom sei derjenige Zustand des-

1) J. Stark, Bericht über die Träger der Spektren der chemischen Elemente. Jahrb. d. Rad. u. El. 14. p. 139. 1917.

selben verstanden, in dem seine Teile, insonderheit sein abtrennbares Elektron in ihren wechselseitigen Gleichgewichtslagen oder nur wenig außerhalb derselben sich befinden. Im Quantenpaar H^+ -Ion-Elektron sei indes das Elektron erheblich weit von seiner Gleichgewichtslage entfernt und in bezug auf sie in einer Bewegung begriffen, an dessen einem Ende das optisch freie H^+ -Ion, an dessen anderem Ende das neutrale H-Atom steht. Erinuert man sich an diese Charakteristik des neutralen H-Atoms und des Quantenpaares aus dem H^+ -Ion, so liegt es nahe, zu vermuten, daß das neutrale H-Atom entsprechend den festen Gleichgewichtslagen seiner Teile ein Spektrum scharfer Frequenzen, das H-Quantenpaar entsprechend dem Mangel von Gleichgewicht seiner sich umlagernden Teile eine kontinuierliche Reihe von Frequenzen, also ein kontinuierliches Spektrum besitzt. Diese Vermutung hat ja auch bereits den einen von uns unter Heranziehung gewisser Erfahrungen veranlaßt¹⁾, dem neutralen H-Atom das erste Schumannsche H-Spektrum scharfer Linien im äußersten Ultraviolett zuzuweisen und nach einem kontinuierlichen Spektrum des H-Quantenpaares bei den H-Kanalstrahlen zu suchen. Und wenn wir durch die vorliegende Untersuchung vor die Wahl gestellt sind, den Träger des ultravioletten kontinuierlichen H-Spektrums entweder in dem neutralen H-Atom oder in dem H-Quantenpaar zu suchen, so liegt es nahe, es für wahrscheinlich zu erklären, daß der Träger jenes kontinuierlichen Spektrums das H-Quantenpaar ist. Jedenfalls ist diese Auffassung verträglich mit den bis jetzt mitgeteilten Beobachtungen und sie läßt auch folgende Erfahrungen zwanglos deuten.

Wir haben an einer Reihe unserer Spektrogramme von H-Kanalstrahlen in H_2 für zwei Stellen im Banden- oder Viellinienspektrum des Wasserstoffs, dem das H_2^+ -Ion²⁾ als Träger zuzuweisen ist, ebenso für zwei Linien im Serienspektrum und für drei Stellen im ultravioletten kontinuierlichen Spektrum die Schwärzungen gemessen, um einen Vergleich der Intensitäten der drei Spektren für verschiedene Werte des Kathodenfall durchzuführen. In der Tab. 4 sind einige unserer Messungen mitgeteilt.

1) J. Stark, Ann. d. Phys. 52. p. 246. 1917.

2) J. Stark, Ann. d. Phys. 52. p. 221. 1917.

Tabelle 4.

Wellenlänge in $\mu\mu$	Schwärzungen für Kathodenfall (Volt)		
	500	1500	8000 eff.
Bandenspektrum . . . $\left\{ \begin{array}{l} \lambda \ 465 \\ \lambda \ 443 \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} 0,54 \\ 0,57 \end{array} \right\} 0,55$	$\left\{ \begin{array}{l} 0,52 \\ 0,63 \end{array} \right\} 0,57$	$\left\{ \begin{array}{l} 0,66 \\ 0,72 \end{array} \right\} 0,69$
Serienspektrum . . . $\left\{ \begin{array}{l} H_{\zeta} \\ H_{\eta} \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} 0,92 \\ 0,75 \end{array} \right\} 0,83$	$\left\{ \begin{array}{l} 0,96 \\ 0,79 \end{array} \right\} 0,87$	$\left\{ \begin{array}{l} 1,17 \\ 0,84 \end{array} \right\} 1,00$
Kont. Spektrum . . . $\left\{ \begin{array}{l} \lambda \ 273 \\ \lambda \ 259 \\ \lambda \ 251 \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} 0,71 \\ 0,74 \\ 0,74 \end{array} \right\} 0,73$	$\left\{ \begin{array}{l} 0,71 \\ 0,69 \\ 0,70 \end{array} \right\} 0,70$	$\left\{ \begin{array}{l} 0,72 \\ 0,72 \\ 0,72 \end{array} \right\} 0,72$

In Tab. 5 sind die Mittelwerte der Schwärzungen in Tab. 4 zusammengestellt.

Tabelle 5.

Kathodenfall in Volt	S_k Kont. Spektrum	S_b Bandenspektrum	S_s Serienspektrum	$S_k - S_b$	$S_s - S_k$
500	0,73	0,55	0,83	0,18	0,10
1500	0,70	0,57	0,87	0,13	0,17
8000	0,72	0,69	1,00	0,03	0,28

Wie diese Tabelle lehrt, nimmt die Schwärzungsdifferenz $S_k - S_b$ der zwei verglichenen Spektren (kontinuierliches und Bandenspektrum) und somit die Intensität des kontinuierlichen Spektrums im Verhältnis zu derjenigen des Bandenspektrums mit sinkendem Kathodenfall und gleichzeitig steigendem Gasdruck zu. Ebenso nimmt die Intensität des kontinuierlichen Spektrums im Verhältnis zu derjenigen des Serienspektrums mit sinkendem Kathodenfall und gleichzeitig steigendem Gasdruck zu. Bei kleinem Kathodenfall und hohem Gasdruck kommt also von den drei Spektren das kontinuierliche verhältnißlich am intensivsten heraus.

Von diesem Verhältnis zwischen den Intensitäten des kontinuierlichen und Serienspektrums läßt sich folgende Deutung geben. Der Träger des Serienspektrums ist das optisch freie H^+ -Atomion, derjenige des kontinuierlichen Spektrums gemäß unserer Auffassung das H -Quantenpaar. Wenn demnach die Intensität des Spektrums der H -

Quantenpaare in den Kanalstrahlen mit steigendem Gasdruck und gleichzeitig sinkendem Kathodenfall im Verhältnis zur Intensität des Spektrums der H^+ -Ionen größer wird, so ist hieraus zu folgern, daß mit steigendem Gasdruck und sinkendem Kathodenfall die Zahl der H-Quantenpaare im Verhältnis zu derjenigen der H^+ -Ionen größer wird. Dieses Verhältnis ist in der Tat auch auf Grund molekularkinetischer Überlegungen zu erwarten. Bei sehr niedrigem Gasdruck, wenn also die Zeit zwischen zwei aufeinanderfolgenden Zusammenstößen eines H-Strahls mit ruhenden Gasmolekülen gleich oder größer ist als die Zeitdauer der Umwandlung des H-Quantenpaares in das neutrale H-Atom, würden die einatomigen H-Strahlen in der Hauptsache nur aus H^+ -Ion- und neutralen H-Atomstrahlen bestehen; wenn der Druck größer wird, so wird der Anteil der H-Quantenpaarstrahlen auf Kosten der neutralen H-Atomstrahlen wachsen, weil eine wachsende Zahl von Quantenpaarstrahlen, ehe sie den Zustand des neutralen Atoms erreichen, durch Zusammenstöße wieder von diesem Zustand entfernt wird, während andererseits durch Anlagerung von Elektronen an H^+ -Strahlen bei Zusammenstößen neue Quantenpaarstrahlen gebildet werden. Aus diesem Grunde nimmt also der Anteil an den Kanalstrahlen und somit das Verhältnis der Zahl der Quantenpaarstrahlen zu derjenigen der H^+ -Strahlen mit wachsendem Druck zu und das gleiche muß darum auch für das Verhältnis der bewegten Intensität der Spektren der zwei Trägerarten gelten.

Nun ist die Intensität des H-Serienspektrums zwar zum größeren Teil bewegt, herrührend von H^+ -Strahlen, zu einem merklichen Teil aber doch auch ruhend, herrührend von H^+ -Ionen, die durch die Dissozierung und Ionisierung ruhender H_2 -Moleküle entstehen. Die Intensität des kontinuierlichen Spektrums (H-Quantenpaare) ist gemäß der vorliegenden Untersuchung für einen größeren Kathodenfall (3000—8000 Volt) zum größten Teil nur bewegt. Und so ist es verständlich, daß der Vergleich der Intensitäten der zwei Spektren, insofern sie beide angenähert nur als bewegt angenommen werden, im Einklang mit dem oben angestellten Vergleich der Zahlen der H^+ - und der H-Quantenpaarstrahlen steht. Es ist indes auch eine zweite Überlegung durchzuführen, welche auch für die ruhenden

Intensitäten der zwei Spektren den gleichen Gang ihres Verhältnisses in Zusammenhang mit den Zahlen ihrer Träger bringt.

Wenn oben nachgewiesen wurde, daß die ruhende Intensität des ultravioletten kontinuierlichen H-Spektrums neben dessen bewegter Intensität nicht merklich ist, so gilt dies nur für die gewählten Versuchsbedingungen, nämlich für großen Kathodenfall. Aber selbst hierfür ist auf Grund unserer Auffassung von dem Träger jenes Spektrums grundsätzlich das Auftreten einer ruhenden Intensität des kontinuierlichen Spektrums zu erwarten. Denn wie ein Teil der von H-Strahlen getroffenen H_2 -Moleküle in der Weise dissoziiert wird, daß ein Teil der entstehenden H-Atome gleichzeitig soweit ionisiert wird, daß sie die H-Serienlinien emittieren können, so wird zweifellos gleichzeitig ein Teil der frei werdenden H-Atome nur zum Teil ionisiert, also in H-Quantenpaare verwandelt. Und diese werden dann einen ruhenden Beitrag zur Intensität des kontinuierlichen Spektrums liefern. Nun wird die Zahl der unvollständigen Ionisierungen (H-Quantenpaare) im Verhältnis zu derjenigen der vollständigen Ionisierungen (optisch freie H^+ -Ionen) mit abnehmender kinetischer Energie der Kanalstrahlen (Kathodenfall) zunehmen, und bei kleinem Kathodenfall (300—1000 Volt) mag sie so groß geworden sein, daß nunmehr die ruhende Intensität des kontinuierlichen Spektrums neben seiner bewegten eine merklche Größe besitzt.

Durch die vorstehenden Darlegungen ist gezeigt, wie sich die Beobachtungen über das Verhältnis zwischen dem H-Serien- und dem kontinuierlichen H-Spektrum auf Grund unserer Auffassung über dessen Träger zwanglos deuten lassen. Auf Grund dieser Auffassung läßt sich auch zwanglos und in Übereinstimmung mit der Erfahrung die Frage beantworten, in welchen Fällen sonst noch außer an H-Kanalstrahlen das ultraviolette kontinuierliche H-Spektrum intensiv auftritt. Die Antwort hierauf lautet: Überall da, wo H-Quantenpaare in beträchtlicher Zahl vorhanden sind. Werden diese durch Stöße zu innerlichen Schwingungen ihrer Teile oder eben hierzu infolge ihrer Umwandlung in der Richtung zum neutralen H-Atom gebracht, so liefern sie ein Emissionsspektrum; wird durch sie Licht von höherer Temperatur als diejenige ihrer eigenen Emission gesandt, so geben sie ein Absorptionsspektrum. In-

sofern das Auftreten von H-Quantenpaaren häufig verknüpft ist mit dem Auftreten von H^+ -Ionen, tritt das ultraviolette kontinuierliche H-Spektrum gleichzeitig mit dem H-Serienspektrum auf; indes sind die zwei Spektren nicht notwendig miteinander verknüpft. Überwiegt die Zahl der H^+ -Ionen weitaus die Zahl der H-Quantenpaare, so überwiegt die Intensität des Serienspektrums weitaus diejenige des kontinuierlichen Spektrums, wie wir es oben an raschen N-Strahlen in H_2 festgestellt haben. Überwiegt die Zahl der H-Quantenpaare diejenige der H^+ -Ionen, wie es für langsame H-Strahlen (80 bis 300 Volt) in H_2 zu erwarten ist, so wird das kontinuierliche Spektrum intensiver sein.

Man darf nicht erwarten, daß überall, wo H^+ -Ionen gebildet werden, notwendig auch das ultraviolette kontinuierliche H-Spektrum auftreten werde, insofern sich die H^+ -Ionen durch Wiedervereinigung mit negativen Ladungen neutralisieren. Dies ist nur dann der Fall, wenn die Wiedervereinigung unter Bildung eines Quantenpaares, also durch Anlagerung eines freien Elektrons an ein H^+ -Ion sich vollzieht. Was dann erfolgt, wenn das Elektron selbst bereits an ein Atom oder Molekül gebunden ist, falls es sich zusammen mit diesem an ein H^+ -Ion anlagert, ist eine Frage für sich, die hier nicht erörtert werden soll. Da in diesem Falle kein H-Quantenpaar in dem bisher gebrauchten Sinne gebildet wird, so fällt mit ihm auch das von ihm getragene Spektrum fort.

Es sei hier davon abgesehen, die vorstehenden allgemeinen Erwägungen auf alle in Betracht kommenden einzelnen Fälle anzuwenden. Es seien, abgesehen von dem wichtigsten Fall der H-Kanalstrahlen, lediglich die zwei nachstehenden Fälle beleuchtet.

Die Bildung zahlreicher H-Quantenpaare und somit eine intensive Emission des ultravioletten kontinuierlichen H-Spektrums ist an der positiven Säule (Glimmstrom, Lichtbogen, Funke) dann zu erwarten, wenn infolge großer spez. elektrischer Leistung (erheblicher Gasdruck, große Stromdichte) die Dissoziation der H_2 -Moleküle in H-Atome beträchtlich ist; unter dieser Bedingung gedeiht nämlich die unvollständige Ionisierung und die Rückbildung der H^+ -Ionen zu neutralen H-Atomen durch das Zwischenleben des H-Quantenpaares. In der Tat

ist es ja bekannt, daß der kondensierte Funke in Wasserstoff von höherem Druck oder auch der Funke in Wasser (Wasserdampf) ein ziemlich intensives ultraviolettes kontinuierliches Spektrum liefert. Dieses ist oft beobachtet und auch zur Aufnahme von Absorptionsspektren benutzt worden, ohne daß sein Ursprung aufgeklärt worden wäre. Gleichzeitig mit dem ultravioletten kontinuierlichen H-Spektrum kommt an der hochtemperierten positiven Säule in Wasserstoff das H-Serienspektrum zur Emission, weil eben auch die H^+ -Ionen unter dieser Bedingung zahlreich sind.

Das Spektrum der sogen. Wasserstoffsterne, in dem die H-Serienlinien als dunkle Absorptionslinien in einem hellen kontinuierlichen Grund vorherrschen, zeigt, wie J. Hartmann¹⁾ bewiesen hat, hinter dem Ende der H-Serie bei λ 3646 nicht wieder eine Zunahme der Helligkeit des kontinuierlichen Spektrums, sondern eine weitere Abnahme. Hartmann folgert hieraus, daß diese Abnahme der Helligkeit des kontinuierlichen Spektrums nach Ultraviolett zu herrührt von der Absorption in einem kontinuierlichen Spektrum. Man kann nun vermuten, daß diese kontinuierliche Absorption in derselben Schicht der Sterne erfolgt wie diejenige in den H-Serienlinien und daß sie ein kontinuierliches Absorptionsspektrum des Wasserstoffs darstellt. Diese Folgerung und Vermutung stände freilich auf schwachen Füßen, wenn nicht durch die Untersuchungen im Laboratorium der Nachweis erbracht wäre, daß dem Wasserstoff ein von etwa λ 400 bis über λ 250 $\mu\mu$ sich erstreckendes kontinuierliches Emissionsspektrum eigentümlich ist. Unter den Bedingungen der hochtemperierten positiven Säule tritt es zusammen mit dem H-Serienspektrum in Emission auf. Eine Wasserstoffschicht von wahrscheinlich hoher Temperatur in den Wasserstoffsternen ist der Sitz des absorbierten Serienspektrums; demnach ist in ihr die Bedingung für das Auftreten von H-Quantenpaaren neben H^+ -Ionen, und somit die Bedingung für das Auftreten ihres ultravioletten kontinuierlichen Spektrums in Absorption neben dem H-Serienspektrum in Absorption gegeben.

1) J. Hartmann, Phys. Zeitschr. 18. p. 429. 1917.

8. *Ergebnisse und Folgerungen.* — 1. In dem ultravioletten kontinuierlichen Spektrum der H-Kanalstrahlen nimmt die Intensität von λ 400 bis λ 240 $\mu\mu$ zu und steigt besonders rasch zwischen λ 280 und λ 240 $\mu\mu$ an.

2. Die Intensitätsverteilung im kontinuierlichen Spektrum der H-Kanalstrahlen ist unabhängig von deren Geschwindigkeit.

3. N-Kanalstrahlen in N_2 und O-Kanalstrahlen in O_2 bringen bei einem Kathodenfall von 800—8000 Volt kein ultraviolettes kontinuierliches Spektrum zur Emission, dessen Intensität unter sonst gleichen Umständen auch nur 10 Proz. derjenigen des Spektrums der H-Kanalstrahlen betrüge.

4. H-Kanalstrahlen in O_2 liefern ein ebenso intensives ultraviolettes kontinuierliches Spektrum von der gleichen Intensitätsverteilung wie H-Kanalstrahlen in H_2 .

5. N-Kanalstrahlen in H_2 von 8500 Volt Kathodenfall bringen die H-Serienlinien intensiv zur Emission, ohne das ultraviolette kontinuierliche H-Spektrum in merklicher Intensität anzuregen.

6. Die Intensität des kontinuierlichen Spektrums der H-Kanalstrahlen wird mit steigendem Gasdruck und sinkendem Kathodenfall im Verhältnis zu derjenigen des H-Serienspektrums größer.

7. Aus 2., 3. und 5. ist zu folgern, daß das kontinuierliche Spektrum seinen Ursprung nicht in der Beschleunigung der positiven Ladungen der Kanalstrahlen, auch nicht in der Emission sekundärer Kathodenstrahlen durch Kanalstrahlen hat, sondern dem Wasserstoff eigentümlich ist, also einen Träger hat, an dem das Wasserstoffatom in irgendeinem Zustand beteiligt ist.

8. Aus 4. und 5. läßt sich folgern, daß die Intensität des kontinuierlichen Spektrums der H-Kanalstrahlen wenigstens für 3000—8000 Volt Kathodenfall zum größten Teil bewegt ist.

9. Aus 5. und anderen Tatsachen läßt sich folgern, daß der Träger des ultravioletten kontinuierlichen H-Spektrums das neutrale H-Atom oder das H-Quantenpaar sein muß.

10. Alle Erfahrungen über das ultraviolette kontinuierliche H-Spektrum sind mit der Auffassung verträglich, daß sein Träger das H-Quantenpaar ist.

11. Das ultraviolette kontinuierliche H-Spektrum, das an H-Kanalstrahlen und an der hochtemperierten positiven Säule in H_2 auftritt, und das ultraviolette kontinuierliche Absorptionsspektrum der Wasserstoffsterne entsprechen einander, insofern sie denselben Träger (H-Quantenpaar) haben und gleichzeitig mit dem H-Serienspektrum auftreten.

Greifswald, Physikalisches Institut der Universität,
November 1917.

(Eingegangen 30. November 1917.)