

Das anregende Ionengemisch (50% H^+ , 50% H_2^+) wurde mit einer Extraktionsspannung von 3 kV aus einer Hohlanodenentladung abgesaugt⁴. Nach einer Beschleunigung auf 15 keV wurden die Ionen über eine Druckstufe in den Stoßraum fokussiert. Der Ionenstrom von etwa 1,5 μA wurde mit einem FARADAY-Becher hinter dem Stoßbereich und Sekundärelektronenabschirmung durch einen Schreiber registriert.

Das Anregungsleuchten wurde senkrecht zur Ionenstoßrichtung beobachtet. Hier wird über den Singulett-Übergang $3^1P_1 - 2^1S_0$ des Heliums ($\lambda = 5016 \text{ \AA}$) berichtet. Die optische Anordnung bestand aus einem Interferenzfilter der Firma Baird-Atomic mit der Halbwertsbreite $\Delta\lambda = 40 \text{ \AA}$, einer Polarisationsfolie und einem Photomultiplier von EMI 6255 S. Die Messung des Polarisationsgrades in Abhängigkeit vom Magnetfeld parallel zur Beobachtungsrichtung ergab eine LORENTZ-Kurve, aus deren Halbwertsbreite die Lebensdauer ermittelt wurde². Zur Kompensation des Erdfeldes und zur Erzeugung des Depolarisationsfeldes diente eine dreifache HELMHOLTZ-Anordnung.

Bei einem He-Druck von $p = 9 \cdot 10^{-3} \text{ Torr}$ ergab sich eine Halbwertsbreite der Resonanzkurve von 53 Oe, für $p = 4 \cdot 10^{-3} \text{ Torr}$ von 54,5 Oe. Die sich aus der Formel²

$$P = \frac{P_0}{1 + (\tau g(eH/m))^2}$$

⁴ C. F. BARNETT et al., Rev. Sci. Instr. **24**, 394 [1953].

Spektroskopie am Membranstoßwellenrohr

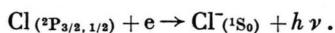
III. Bestimmung der Kantenwellenlänge des Affinitätskontinuums von Chloratomen

G. PIETSCH und L. REHDER

Institut für Experimentalphysik der Universität Kiel

(Z. Naturforsch. **22 a**, 2127–2129 [1967]; eingeg. am 6. September 1967)

Die beiden langwelligeren Kanten des Chlor-Affinitätskontinuums entsprechen dem Anlagerungsprozeß von Elektronen der kinetischen Energie Null an neutrale Chloratome im Grundzustand:



Die Messung der Kantenwellenlänge ist anderen Verfahren zur Bestimmung der Affinitätsenergie^{1–3} wegen der hohen Genauigkeit der spektroskopischen Methode überlegen.

Voraussetzung zur experimentellen Untersuchung des Affinitätskontinuums in Emission ist die Erzeugung

mit

$$P = \frac{I_{||} - I_{\perp}}{I_{||} + I_{\perp}} \quad \begin{aligned} I_{||} & \text{ Intensität } \parallel \text{ zur} \\ & \text{Stoßrichtung polarisiert} \\ I_{\perp} & \text{ Intensität } \perp \text{ zur} \\ & \text{Stoßrichtung polarisiert} \end{aligned}$$

(P_0 Polarisationsgrad bei $H=0$)

ergebenden Lebensdauern sind in Tab. 1 mit den bekannten Werten aus der Theorie und analogen Elektronenstoßexperimenten verglichen.

He-Druck (Torr)	Elektronen- Stoß ³	H^+, H_2^+ -Stoß	Theorie ¹
0			$1,71 \cdot 10^{-9} \text{ s}$
$1 \cdot 10^{-2}$	$3,75 \cdot 10^{-9} \text{ s}^*$		
$9 \cdot 10^{-3}$		$2,15 \cdot 10^{-9} \text{ s}$	
$5 \cdot 10^{-3}$	$3,24 \cdot 10^{-9} \text{ s}^*$		
$4 \cdot 10^{-3}$		$2,09 \cdot 10^{-9} \text{ s}$	
$5 \cdot 10^{-4}$	$2,85 \cdot 10^{-9} \text{ s}^*$		

* Berechnet aus den veröffentlichten LORENTZ-Kurven³.

Tab. 1.

Die zu großen Lebensdauern (zu kleinen Halbwertsbreiten) bei Elektronenstoßanregung lassen sich aus der Polarisationsgradverfälschung durch die starke Krümmung des anregenden Elektronenstrahls im Magnetfeld erklären.

eines Plasmas, das im Bereich der Kantenwellenlänge vorwiegend Cl^- -Strahlung emittiert. Das heißt, das Plasma muß bei möglichst hoher Cl -Teilchendichte und hoher Elektronendichte eine verhältnismäßig geringe Temperatur haben (wegen der relativ geringen Affinitätsenergie von ca. 3,6 eV).

HENNING⁴ gelang der Nachweis der Kantenstruktur des Affinitätskontinuums von Chlor nicht, da die Temperatur des von ihm benutzten wandstabilisierten Chlor-Bogens zu hoch lag (ca. $11\,000 \text{ }^\circ\text{K}$). BERRY und Mitarb.^{5, 6} beobachteten die Kanten in Emission und Absorption bei Verdampfung und Aufheizung fester Chlorsalze im gasdynamischen Stoßrohr. Allerdings zeigen die veröffentlichten Kurven diese Struktur nur sehr undeutlich. Außerdem entfällt bei der undefinierten Verdampfung fester Substanzen im Stoßrohr die Möglichkeit, die Plasmaparameter über die Stoßwellengleichungen berechnen zu können und damit Absolutwerte des Elektronen-Anlagerungsquerschnitts zu erhalten.

Aus diesen Gründen wurde hier ein Verfahren gewählt, das sich bereits beim quantitativen Nachweis des Wasserstoff-Affinitätskontinuums bewährt hatte⁷. Das

¹ I. N. BAKULINA u. N. I. IONOV, Dokl. Akad. Nauk SSSR **105**, 680 [1955].

² T. L. BAILEY, J. Chem. Phys. **28**, 792 [1958].

³ D. CUBICCIOTTI, J. Chem. Phys. **31**, 1646 [1959].

⁴ H. HENNING, Z. Phys. **169**, 467 [1962].

⁵ R. S. BERRY u. C. W. DAVID, Atomic Collision Processes, North-Holland Publ. Co., Amsterdam 1964, p. 543.

⁶ R. S. BERRY, C. W. REIMANN u. G. N. SPOKES, J. Chem. Phys. **35**, 2237 [1961]; **37**, 2278 [1962].

⁷ A. BÖHM u. L. REHDER, Z. Naturforschg. **20 a**, 114 [1965].



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

Plasma wird mit Hilfe eines wasserstoffgetriebenen Stoßrohrs von 5 cm Innendurchmesser erzeugt, in dessen Laufteil sich ein Chlor-Krypton-Gemisch befindet. Das Krypton trägt dabei den Hauptanteil an der Elektronenerzeugung. Die Chlorbeimengung ist so gering, daß die Strömungsparameter im wesentlichen ebenfalls durch das Krypton bestimmt werden. Die spektroskopischen Messungen erfolgen am Plasma hinter dem reflektierten Stoß, da sich hier schon bei geringeren Treiberdräcken die erforderlichen Plasmaparameter realisieren lassen. Die Spektren werden photographisch (zeitlich nicht aufgelöst) registriert. Als Spektrograph wird das Gerät Q 24 (Zeiss-Jena) verwendet. Die zur Berechnung der Plasmaparameter benötigten Stoßfrontgeschwindigkeiten werden mit Platin-Dünnsfilmthermometern (einfallender Stoß) und einer Trommelkamera (reflektierter Stoß) bestimmt.

Zur Abschätzung der Plasmaparameter hinter dem reflektierten Stoß wurde ein Gasgemisch von 10% Cl₂ und 90% Kr bei einem Ausgangsdruck von 50–100 Torr zugrunde gelegt. Mit Hilfe stark vereinfachter Stoßgleichungen ergeben sich bei festgehaltenen Ausgangsparametern zunächst korrespondierende Werte für Druck und Temperatur hinter dem reflektierten Stoß, sowie die zugehörigen Teilchendichten. Weiterhin soll die Nebenbedingung erfüllt werden, daß das Cl⁻-Kontinuum größer sei als die Summe der übrigen Kontinua, d. h.

$$\beta = \frac{n_{\text{Cl}^-} \sigma_{\text{Cl}^-}}{n_{\text{Cl}^-} \sigma_{\text{Cl}^-} + n_{\text{Cl}^-} \sigma_{\text{Cl}^-} + n_{\text{Kr}} \sigma_{\text{Kr}}} \approx 1.$$

Für die Photonenabsorptionsquerschnitte werden folgende Werte verwendet:

$\sigma_{\text{Cl}^-} = 2 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2/\text{Neutralatom}$ (temperaturunabhängig) nach ^{4, 6}; angenommener Fehler $\pm 50\%$;

σ_{Cl^-} : nach Messungen von HENNING ⁴ und Extrapolation auf niedrigere Temperaturen nach der KRAMERS-UNSOOLD-Theorie; angenommener Fehler $\pm 100\%$;

σ_{Kr} : nach Messungen ⁸ und Extrapolation der theoretischen Werte des ξ -Faktors ⁹ auf niedrigere Temperaturen; angenommener Fehler $\pm 50\%$.

Der Einfluß von frei-frei-Übergängen ist für Temperaturen kleiner als 10 000 °K und Wellenlängen kleiner als 4000 Å vernachlässigbar. Die Abschätzungen zeigen, daß das Plasma bei Temperaturen kleiner als 8000 °K und Drücken von etwa 10 atm. fast ausschließlich Cl⁻-Strahlung emittiert ($0,9 < \beta < 1$).

Die im Experiment wirklich vorliegenden Plasmaparameter sind näherungsweise relativ einfach berechenbar: Die interessierenden Größen hinter dem einfallenden Stoß lassen sich nach einem von GAYDON und Mitarb. ¹⁰ angegebenen iterativen Verfahren recht genau abschätzen. Die zugehörigen Parameter hinter dem reflektierten Stoß sind nach den Stoßwellengleichungen für ideales Gasverhalten berechenbar, da in dem an-

gestrebten Temperaturbereich $5500 < T < 8000$ °K die Dissoziation praktisch abgeschlossen, die Ionisation dagegen noch zu schwach ist, um Einfluß auf die Zustandsgrößen zu haben. Bei dem in Abb. 1 dargestellten Spektrum liegen z. B. folgende Plasmadaten vor:

Ausgangsdruck: 50 Torr,

Mischungsverhältnis [Cl₂]:[Kr] = 1 : 9,

Membranenplatzdruck: 25 atm.,

Frontgeschwindigkeit der einfallenden Stoßwelle:

$$1,56 \cdot 10^5 \text{ cm/sec},$$

Frontgeschwindigkeit der reflektierten Stoßwelle:

$$0,52 \cdot 10^5 \text{ cm/sec}.$$

Temperatur hinter dem einfallenden Stoß: 3500 °K,

Temperatur hinter dem reflektierten Stoß: 6600 °K.

Druck hinter dem reflektierten Stoß: $2,48 \cdot 10^7 \text{ dyn/cm}^2$. Teilchendichten hinter dem reflektierten Stoß:

$$n_{\text{Kr}} = 2,2 \cdot 10^{19}, \quad n_{\text{Cl}^-} = 5,0 \cdot 10^{18}, \quad n_{\text{Kr}^+} = 2,5 \cdot 10^{15}, \\ n_{\text{Cl}^{1+}} = 8,8 \cdot 10^{14}, \quad n_e = 2,9 \cdot 10^{15}, \quad n_{\text{Cl}^{1-}} = 5,4 \cdot 10^{14}/\text{cm}^3.$$

Die optische Tiefe ist in allen Versuchen kleiner als 0,05.

Abb. 1 zeigt die Photometerkurve und die relative Intensität des zeitlich integrierten Spektrums des Plasmas hinter dem reflektierten Stoß. Die zu den beiden

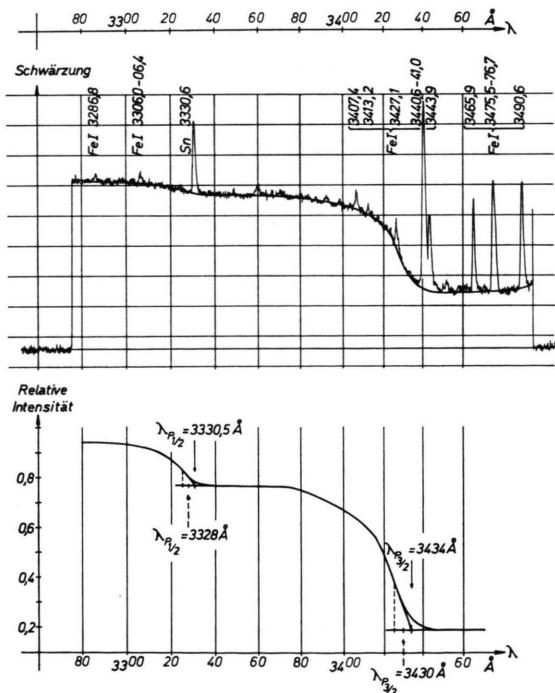


Abb. 1. Photometerkurve und relative Intensität des Spektrums eines Chlor-Krypton-Gemisches hinter der reflektierten Stoßwelle.

⁸ H. CARLS u. L. REHDER, Forschungsbericht „Untersuchung von starken Stoßwellen“ (Stand 1966); Bundesministerium für wissenschaftliche Forschung; BMWf-FB-K 67-68.

⁹ D. SCHLÜTER, private Mitteilung; zur Veröffentlichung in Z. Phys.

¹⁰ A. G. GAYDON u. I. R. HURLE, The Shock Tube in High Temperature Chemical Physics, Chapman & Hall Ltd., London 1963.

Grundzuständen des Chlors gehörigen Kanten des Kontinuums sind deutlich zu erkennen. Das Untergrundskontinuum ($\lambda > 3440 \text{ \AA}$) ist erwartungsgemäß sehr schwach. Die Verunreinigungslien sind im wesentlichen dem Eisen zuzuschreiben; sie werden hauptsächlich aus den heißen Zonen der Rohrgrenzschicht emittiert.

WIGNER¹¹ hat aus quantenmechanischen Betrachtungen ein Gesetz für den Verlauf des Photodetachment-Querschnitts in Kanten Nähe abgeleitet, das für negative Halogenionen folgende einfache Gestalt annimmt:

$$\sigma_{\text{det}} \propto \nu(\nu - \nu_0)^{1/2},$$

wobei ν die Frequenz des eingestrahlten Lichts und ν_0 die Kantenfrequenz ist. Daraus folgt, daß an der Kantenfrequenz

$$\left. \frac{d\sigma}{d\nu} \right|_{\nu_0} = \infty$$

sein sollte. Entsprechendes gilt für den Anlagerungsquerschnitt¹². Der gemessene Kantenverlauf zeigt jedoch statt des zu erwartenden senkrechten Anstiegs einen flachen etwa 10 Å langen Anstieg, der nicht durch das endliche Auflösungsvermögen und die Spaltweite des Spektrographen (ca. 1 Å) verursacht werden kann.

Die Bestimmung der Kantenwellenlänge ist vom Auswerteverfahren abhängig. Wählt man den Schnittpunkt der Wendetangente an den Kantenverlauf mit

¹¹ E. P. WIGNER, Phys. Rev. **73**, 1002 [1948].

¹² D. R. BATES, Atomic and Molecular Processes, Academic Press, New York 1962, p. 130.

dem Niveau des kontinuierlichen Untergrunds, so erhält man folgende Werte:

$$\lambda_{(P_{3/2})} = 3434 \pm 2 \text{ \AA} \quad \text{entsprechend } E_{(P_{3/2})}$$

$$= 3,610 \pm 0,002 \text{ eV},$$

$$\lambda_{(P_{1/2})} = 3331 \pm 4 \text{ \AA} \quad \text{entsprechend } E_{(P_{1/2})}$$

$$= 3,722 \pm 0,005 \text{ eV}.$$

(ausgezogene Pfeile in Abb. 1). Die Fehler ergeben sich aus der Unsicherheit in der Festlegung der Wendetangente und der Schwärzungskurve. BERRY u. Mitarb.^{5, 6} bestimmen die Kantenwellenlänge, indem sie die Mitte zwischen diesem Punkt und dem Ort des Wendepunkts des Kantenverlaufs wählen. Bei dieser Methode ergeben sich die Werte

$$\lambda_{(P_{3/2}, 1/2)} = 3430 \pm 2, \quad 3328 \pm 4 \text{ \AA} \quad (\text{s. Anm. } ^{12a})$$

(gestrichelte Pfeile in Abb. 1), in guter Übereinstimmung mit den von BERRY angegebenen Werten

$$\lambda_{(P_{3/2}, 1/2)} = 3427 \pm 4, \quad 3327 \pm 4 \text{ \AA}.$$

Da sich das Stoßwellenplasma im lokalen thermodynamischen Gleichgewicht befinden sollte und seine Zusammensetzung und Temperatur über die Stoßwellengleichungen berechenbar sind, läßt sich aus einer zeitlich aufgelösten Absolutmessung der Strahlungsintensität der Absolutwert des Elektronenanlagerungsquerschnitts ermitteln. Diesbezügliche Ergebnisse werden demnächst publiziert.

^{12a} Vor kurzem publizierte Messungen am wandstabilisierten Niederstrombogen bestätigen ebenfalls diese Ergebnisse (H. P. POPP, Proc. 8th Int. Conf. Phen. Ion. Gases, Springer-Verlag, Wien 1967, p. 448).

Bremsstrahlungsemission aus dem Plasma der positiven Säule durch Zusammenstöße zwischen Elektronen und Atomen

S. PFAU und A. RUTSCHER

Physikalisches Institut der Ernst-Moritz-Arndt-Universität Greifswald

(Z. Naturforschg. **22 a**, 2129—2131 [1967]; eingeg. am 15. November 1967)

Während die spektrale Emission der positiven Säule einer Edelgasentladung im Niederdruckbereich ($p_0 \lesssim 10 \text{ Torr}$) durch die Linienausstrahlung gekennzeichnet ist, tritt bei Steigerung des Gasdruckes zunehmend ein Kontinuum in Erscheinung, das unter bestimmten Bedingungen zur dominierenden Form der Säulenstrahlung wird¹⁻⁴. Dieses Kontinuum wurde bisher als ein Molekülkontinuum angesehen, dessen Quelle angeregte Edelgasmoleküle darstellen, die in dissoziierende Zustände übergehen¹⁻³.

Die experimentelle Untersuchung des Kontinuums im sichtbaren Spektralbereich führte jedoch zu Ergebnissen, die mit einer Interpretation als Molekülkontinuum nicht zu vereinbaren sind⁴. Die beobachtete Strom (i)-, Druck (p_0)- und Rohrradius (r_0)-Abhängigkeit der emittierten Strahlung deutet vielmehr auf eine Entstehung durch Bremsung von Elektronen an neutralen Atomen hin. Am Beispiel der stromschwachen, diffusen Mitteldrucksäule in Neon soll diese Deutung näher begründet werden.

Für die spektrale Intensität pro Zentimeter Säulenlänge gilt im Falle der Elektronen—Atom-Bremsstrahlung:

$$I(\lambda) = \left(\frac{2 e_0}{m_e} \right)^{1/2} \pi h c \frac{N_e N r_0^2}{\lambda^2} \int_{h c/e_0 \lambda}^{\infty} Q_B U^{1/2} F(U) dU \quad (1)$$

(e_0 , m_e : Ladung und Masse des Elektrons; h : Wirkungsquantum; c : Lichtgeschwindigkeit; N_e : über den Rohrquerschnitt gemittelte Elektronenkonzentration;

¹ B. VOGEL, Ann. Phys. **41**, 196 [1942].

² C. KENTY, Proc. V. ICIPG Munich I, 356 [1961].

³ J. F. PRINCE u. W. W. ROBERTSON, J. Chem. Phys. **45**, 2577 [1966].

⁴ S. PFAU u. A. RUTSCHER, Proc. VI ICIPG Vienna 105 [1967], Beitr. Plasmaphys. **8** [1968], im Druck.