

# Messung der Kontinuumstrahlung von Krypton und Xenon in einem durch Stoßwellen aufgeheizten Plasma

Hans-H. Carls

Institut für Experimentalphysik der Universität Kiel

(Z. Naturforsch. **29 a**, 1435 – 1441 [1974]; eingegangen am 28. Mai 1974)

*Measurement of the Continuous Radiation of Shock Heated Krypton and Xenon*

We report on the measurement of the Recombination Continuum of Krypton in the wavelength region between 2300 Å and 3600 Å. The plasma behind a reflected shock has been used as a light source. Good agreement was found between measured absorption coefficients and theoretical ones if the electron density was measured from the broadening of the Balmer line  $H_\beta$ , while the measurements show departures by a factor 5 to 9 from Rankine-Hugoniot predicted values. Possible deviations from ideal shock behaviour are discussed.

## Einleitung

Membranstoßwellenrohre sind in den letzten Jahren verschiedentlich als Lichtquellen für spektroskopische Untersuchungen benutzt worden. Die Vorteile des Stoßrohres gegenüber stationären Lichtquellen, z.B. Kaskadenbögen, sind die Homogenität des Plasmas senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Stoßwelle, die Möglichkeit aus den Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie die Plasma-parameter hinter der Stoßfront zu berechnen sowie die weitgehende Unabhängigkeit von Temperatur und Elektronendichte im Plasma. Gegenüber elektromagnetisch erzeugten Stoßwellen besitzt das Membranstoßwellenrohr den Vorteil, daß keine störenden elektrischen oder magnetischen Makrofelder auftreten. Alle Stoßrohre erlauben jedoch nur sehr kurze Beobachtungszeiten, was aufwendige Diagnostik und Meßverfahren mit sich bringt.

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit der Messung der Rekombinationskontinua von Krypton und Xenon im Wellenlängenbereich zwischen 2300 Å und 3600 Å. Diese Kontinua sind einmal für Experimente am Stoßrohr von Interesse, da die Edelgase häufig als Trägergase Verwendung finden; zum anderen liegen seit einiger Zeit quantenmechanische Rechnungen zu den Absorptionsquerschnitten vor<sup>1</sup>. Im Falle des Argon sind diese Rechnungen durch Messungen am Kaskadenbogen bestätigt worden<sup>2, 3</sup>, für Krypton gibt es jedoch kaum Messungen, insbesondere nicht im Wellenlängengebiet unterhalb 4000 Å. Im nahen Ultraviolett zeigen die Rechnungen von Schlüter<sup>1</sup> und auch die Theorien von Unsöld<sup>4</sup> und Bibermann<sup>5</sup> eine besonders starke Wellenlängenabhängigkeit, so daß Messungen in

diesem Bereich besonders lohnend erscheinen.

In den Experimenten wurde das Plasma hinter der Front der reflektierten Stoßwelle untersucht, da hier Temperatur und Elektronendichte höher sind und die Beobachtungszeit, infolge der niedrigeren Strömungsgeschwindigkeit des Plasmas, länger ist. In einer ersten Versuchsreihe wurden die Plasma-parameter nur aus den Anfangswerten und den gemessenen Stoßfrontgeschwindigkeiten von einfallendem und reflektiertem Stoß über die Erhaltungsgleichungen bestimmt. Es ergaben sich Abweichungen zwischen berechneten und gemessenen Kontinuumsintensitäten bis zu einem Faktor 9. In einer zweiten Versuchsreihe wurde daher dem Testgas (Krypton) 5 – 20% Wasserstoff beigemischt und die Elektronendichte aus der Verbreiterung der Wasserstofflinie  $H_\beta$  bestimmt. Die Übereinstimmung zwischen berechnetem und gemessenem Kontinuumsleuchten war in diesen Experimenten gut. Mögliche Ursachen für die Abweichungen der ersten Meßreihe werden am Schluß diskutiert.

## Experimenteller Aufbau

Die Messungen wurden an einem Membranstoßwellenrohr ausgeführt, das schon in früheren Untersuchungen Verwendung fand<sup>6</sup>. Das Rohr hat einen Innendurchmesser von 7 cm, Hoch- und Niederdruckteil sind 100 bzw. 350 cm lang. Die Membranen bestehen aus Aluminium von 0,5 bis 3,0 mm Stärke, der Platzdruck liegt zwischen 25 und 80 atm.

Vor jedem Experiment wird der Niederdruckteil des Rohres auf ca.  $10^{-5}$  Torr evakuiert. Bedingt durch die Leckrate von ca.  $10^{-4}$  Torr · l/sec sind die Verunreinigungen zur Zeit des Experimentes etwa  $5 \cdot 10^{-5}$  Torr, was bei 5 Torr Ausgangsdruck im Stoßrohr 100 ppm entspricht.



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.

Die Geschwindigkeit des einfallenden Stoßes wird nach einem Strahlablenkverfahren gemessen. An drei Stellen wird im Abstand von 50 cm der Durchgang der Stoßfront (Dichtesprung) registriert. Aus dem zeitlichen Abstand der Signale und dem räumlichen Abstand der Meßstellen erhält man die Geschwindigkeit. Der Fehler beträgt etwa 0,5% bei einer typischen Stoßfrontgeschwindigkeit von 0,25 cm/ $\mu$ sec und 50 cm Abstand der Meßstellen. Innerhalb dieser Grenzen stimmen die zwei gemessenen Geschwindigkeiten in allen Experimenten überein.

Die Geschwindigkeit der reflektierten Welle wird mit einer Trommelkamera bestimmt (Strobodrum der Fa. F. Früngel, siehe Abbildung 1). Am Ende des Stoßrohrs befindet sich, parallel zur Rohrachse, ein Fenster von 18 cm Länge und 0,5 cm Höhe, das durch einen Spalt auf 1 mm Höhe begrenzt ist. Dieser Spalt wird auf den Film der Trommelkamera abgebildet. Aus dem Abbildungsmaßstab, der Filmgeschwindigkeit und dem Winkel, den das Bild der reflektierten Welle mit der Bewegungsrichtung des Filmes bildet, erhält man die Geschwindigkeit der reflektierten Welle (Leuchtfront). Druck und Temperatur sind in der reflektierten Welle so hoch, daß

Relaxationseffekte gegenüber den hier interessierenden Zeiten vernachlässigt werden können. Der Fehler in der Geschwindigkeit der reflektierten Welle liegt bei etwa 2%, bedingt durch Ungenauigkeiten bei der Ablesung des Winkels und bei der Bestimmung der Filmgeschwindigkeit.

Die optische Anordnung zur Absolutmessung der kontinuierlichen Emission des Plasmas ist in Abb. 1 dargestellt. Die Mitte des Stoßrohrs und der positive Krater des Kohlebogens werden etwa zweifach vergrößert auf den Eintrittsspalt des Spektrographen abgebildet. Zur Registrierung des Normalstrahlers wird der erste Planspiegel (Abb. 1) um 90° gedreht, das Quarzfenster aus dem Stoßrohr mitsamt Adapter herausgenommen und in einen Halter vor die Anode des Kohlebogens gebracht. Auf diese Weise werden Verluste durch Absorption im Fenster kompensiert. In der Fokalebene des Spektrographen (Jarrel Ash 57 000,  $f/6,3$ ,  $f = 75$  cm, Dispersion 10 Å/mm) ist an Stelle der Fotoplatte eine Metallschablone angebracht, in die, an linienfreien Stellen des Spektrums, Spalte eingefräst sind, hinter denen sich Lichtleiter aus Quarz (Länge 30 cm,  $\varnothing$  0,4 cm, Spektrosil B) befinden. Das aus dem Lichtleiter

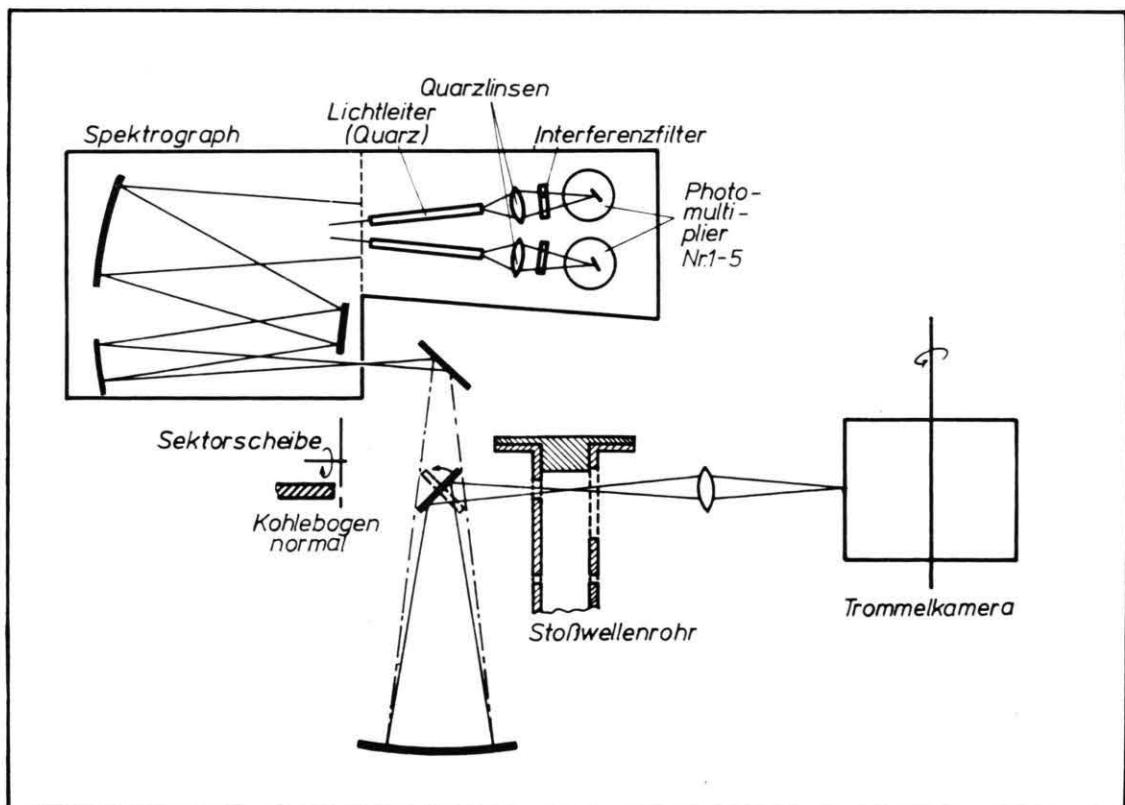


Abb. 1. Optische Anordnung zur Absolutbestimmung der Kontinuierlichen Emission des Stoßwellenplasmas.

unter etwa  $50^\circ$  austretende Licht wird durch eine Quarzlinse annähernd parallel gemacht und fällt dann, nach Passieren eines Interferenzfilters zur Unterdrückung von Streulicht, auf die Kathode eines Photomultipliers (Typ 56 UVP der Fa. Valvo). Die Signale werden auf Oszillosgraphen gegeben und photographiert.

Neben diesen photoelektrischen Intensitätsmessungen können mit Hilfe eines zweiten Spektrographen und einer Trommelkamera Schmierspektren der reflektierten Welle aufgenommen werden, siehe Abbildung 2. Über zwei Spiegel und eine langbrennweite Optik (Xenar  $f/4,5, f=480 \text{ mm}$ ) wird die Mitte des Stoßwellenrohres auf den Eintrittsspalt eines Prismenspektrographen abgebildet. (Drei-Prismenspektrograph nach K. Försterling der Fa. Carl Zeiss, Jena,  $f=300 \text{ mm}, f/5,5$ , Dispersion bei  $5000 \text{ \AA}$ :  $47 \text{ \AA/mm}$ .) Das Spektrum wird mit einer Trommelkamera zeitlich aufgelöst. Bei einer Filmgeschwindigkeit von  $0,1 \text{ mm}/\mu\text{sec}$  und einer Spalt Höhe von  $1 \text{ mm}$  ergibt sich eine effektive Belichtungszeit von  $10 \mu\text{sec}$ .

Über einen Spiegel zwischen Spektrograph und Optik – in Abb. 2 nicht eingezeichnet – kann ein Teflon Gleitfunktion von  $5 \mu\text{sec}$  Leuchtdauer auf den

Eintrittsspalt des Spektrographen abgebildet werden (Hand über Hand Abbildung). Der Funke dient, in Verbindung mit einem Stufenfilter, zur Festlegung der Schwärzungskurve des jeweils benutzten Filmmaterials.

### Auswertung der Messungen

#### a) Lösung der Rankine-Hugoniot-Gleichungen

Im Membranstoßwellenrohr wird das Plasma auf rein gasdynamischem Wege aufgeheizt (adiabatische Kompression). Unter der Voraussetzung einer stationären, eindimensionalen Strömung (keine Grenzschichten) kann man den Zustand des Gases hinter der Front über die Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie aus dem Zustand des Gases vor der Front und der gemessenen Stoßfrontgeschwindigkeit berechnen (Rankine-Hugoniot-Bedingungen). Bei starken Stoßwellen, mit merklicher Ionisation, muß zur Berechnung der Energiebilanz das System von Saha-Gleichung, Quasineutralitätsbedingung und Daltonsschem Gesetz gelöst werden. Für die Erniedrigung der Ionisierungsenergie

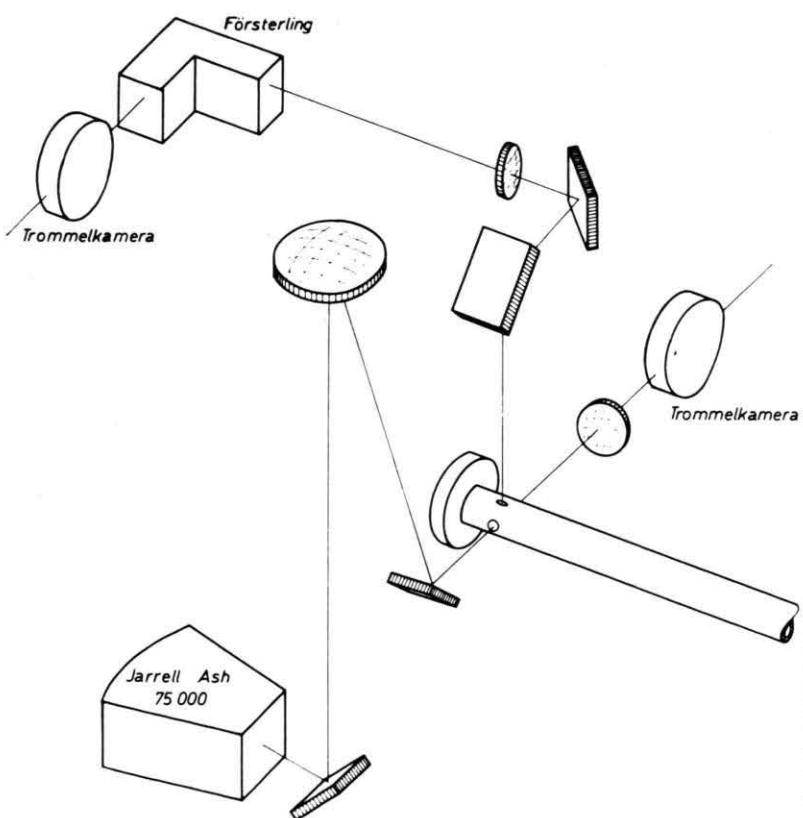


Abb. 2. Gesamter optischer Aufbau. Der Spektrograph Jarrel Ash 75 000 dient, zusammen mit dem Kohlebogen, als Fünf-Kanal-Spektrometer zur Absolutbestimmung des Emissionskontinuums. Über den Prismenspektrographen (Försterling) werden mit einer Trommelkamera Schmierspektren angefertigt ( $H_\beta$ ). Die zweite Trommelkamera registriert Schmierfotos zur Bestimmung der Geschwindigkeit der reflektierten Welle.

wurde in den numerischen Rechnungen der Ausdruck von Debye-Hückel ( $e^2/D$ ,  $D$  Debye-Länge) benutzt. In diesen Rechnungen wird lokales, thermodynamisches Gleichgewicht im Plasma am Ort der Bezugsflächen angenommen. Die Plasmadaten hinter der reflektierten Front erhält man durch zweimaliges Anwenden des Redenverfahrens.

### b) Strahlungsmessungen

Thermische Edelgasplasmen in den hier interessierenden Temperatur- und Elektronendichtebereichen ( $10\,000 < T < 14\,000$  K,  $n_e 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ) lassen sich hinsichtlich kontinuierlicher Emission besonders einfach behandeln; da weder negative Ionen noch Moleküle auftreten, sind nur Rekombination (frei-gebunden-Übergänge) und Bremsstrahlung (frei-frei-Übergänge) zu berücksichtigen. Eine ausführliche Darstellung der Theorie findet sich z. B. bei<sup>7-9</sup>. Da sich der Koeffizient für kontinuierliche Emission im Falle wasserstoffähnlicher Approximation durch einen recht einfachen Ausdruck beschreiben lässt, zieht man es vor, die quantenmechanisch berechneten Absorptionskoeffizienten komplizierter Atome in Form eines Korrekturfaktors ( $\xi$ -Faktor) darzustellen. Der  $\xi$ -Faktor ist dimensionslos, von der Größenordnung 1, er berücksichtigt die Abweichung vom wasserstoffähnlichen Verhalten und gibt die Kantenstruktur des Absorptionskoeffizienten richtig wieder. Unter Benutzung der Saha-Gleichung erhält man für den Emissionskoeffizienten:

$$\varepsilon_r = C \frac{\gamma}{U_1} \frac{n_1 \cdot n_e}{V k T} \xi(r, T)$$

mit  $C = \frac{32 \pi^2 e^6}{3 \sqrt{3} c^3 (2 \pi m)^{3/2}}$ ,

wo  $\gamma$  das statistische Gewicht des Elternions und  $U_1$  die Zustandssumme des Ions bedeuten. Zusammen mit der Strahlungstransportgleichung für ein homogenes, isotropes Plasma und dem Kirchhoffschen Satz folgt für  $\xi$ :

$$\xi(r, T) = \frac{1}{C \cdot l \cdot f_r} \frac{U_1}{\gamma} \frac{B_r}{n_e^2 / k T} \cdot \ln \frac{B_r}{B_r - I_r};$$

$I_r$  ist die vom Plasma der Länge  $l$  emittierte Strahlung,  $B_r$  die Planck-Funktion und

$$f_r = 1 - \exp\{-h r / k T\}$$

der Faktor für erzwungene Emission. Erfolgt die Emission aus optisch dünner Schicht, so vereinfacht

sich der Ausdruck weiter zu:

$$\xi(r, T) = \frac{1}{C \cdot l \cdot f_r} \frac{U_1}{\gamma} \frac{I_r}{n_e^2 / k T}.$$

Hier wurde  $n_e = n_1$  gesetzt, da die Zahl der zweifach geladenen Teilchen bei Temperaturen unterhalb 14 000 K zu vernachlässigen ist. Für das Verhältnis frei-frei- zu frei-gebunden-Kontinuum ergibt eine Abschätzung für die in den Experimenten vorliegenden Bedingungen ( $T < 14\,000$  K,  $\lambda < 3600 \text{ \AA}$ )

$$\varepsilon_r^{\text{ff}} / \varepsilon_r^{\delta f} < 0,06.$$

Das frei-frei-Kontinuum kann also im Rahmen der Meßgenauigkeit vernachlässigt werden.

In der Auswertung wurden für jedes Experiment die Zustandsgrößen des Plasmas aus den Rankine-Hugoniot-Gleichungen bestimmt ( $T$ ,  $n_e$  und damit  $U_1$  und  $f_r$ ).  $I_r$  wurde durch Vergleich mit dem Kohlebogen-Normalstrahler absolut gemessen. Diese Größen, in die obige Formel eingesetzt, ergeben den  $\xi$ -Faktor für die fünf verschiedenen Wellenlängen zwischen 2300  $\text{\AA}$  und 3600  $\text{\AA}$ .

Wie schon eingangs erwähnt, wurde in einer zweiten Versuchsreihe dem Krypton Wasserstoff beigemischt und die Elektronendichte aus der Verbreiterung der Balmerlinie bei 4861  $\text{\AA}$  ( $H_\beta$ ) bestimmt. Zur Auswertung dieser Messungen wurde folgendermaßen verfahren: Das zeitlich aufgelöste Profil von  $H_\beta$  wird für 6–8 äquidistante Zeitpunkte photometriert, mit Hilfe der Schwärzungskurve auf Intensitäten umgezeichnet und an berechnete Profile<sup>10</sup> angepaßt. Man erhält so den zeitlichen Verlauf der Elektronendichte hinter der Front der reflektierten Welle. Ebenso wie für die photoelektrischen Messungen wird für die weitere Auswertung das Maximum gewählt. Von den über die Rankine-Hugoniot-Gleichungen aus den gemessenen Geschwindigkeiten berechneten Größen wird nur der Druck hinter der reflektierten Welle, der von allen Plasmaparametern gegen Abweichungen vom idealen Verhalten der Stoßwelle am unempfindlichsten ist, benutzt. Zu diesem Druck und der aus der Breite von  $H_\beta$  gemessenen Elektronendichte, wird die Plazmazusammensetzung ( $T$ ,  $U_1$ ,  $f_r$ ) berechnet. Da die Strahlung aus optisch dünner Schicht erfolgt, wirken sich Fehler in  $T$  nur schwach im Vergleich zu Fehlern in  $n_e$  auf den  $\xi$ -Faktor aus.

## Ergebnisse

In Abb. 3 sind die, aus einer Reihe von Experimenten (ca. 5–15) gemittelten  $\xi$ -Faktoren für fünf

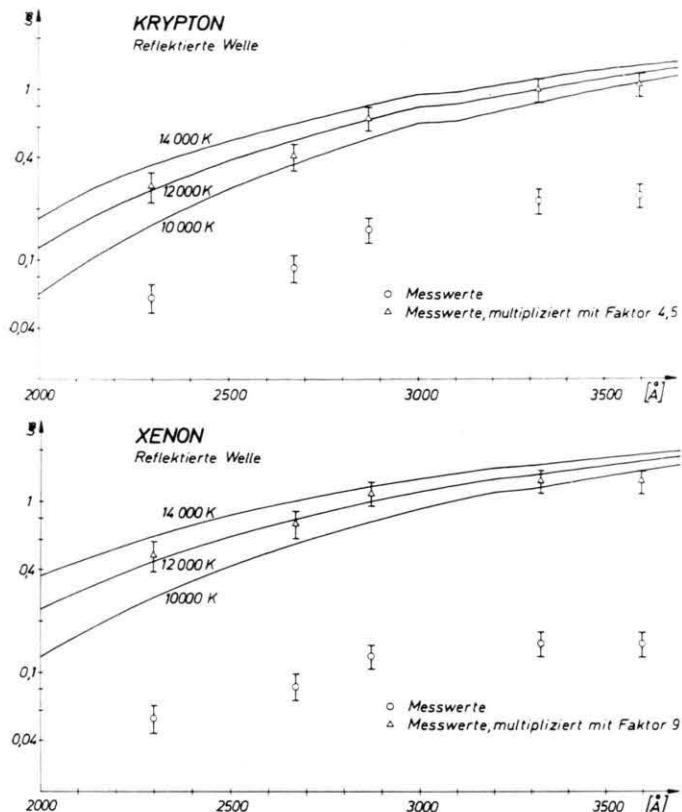


Abb. 3. Der  $\xi$ -Faktor von Krypton und Xenon für fünf Wellenlängen. Es wurde in der reflektierten Welle gemessen. Die Temperatur lag für Kr bei 13 000 K und für Xe bei 12 500 K. Die ausgezogenen Kurven geben die Rechnungen von Schlüter wieder.

Wellenlängen wiedergegeben, zusammen mit den berechneten Werten von Schlüter (ausgezogene Kurven). Die Versuchsbedingungen waren:

Krypton:  $12\,500 < T < 13\,500 \text{ K}$ ,  
 $8 \cdot 10^{17} < n_e < 1,5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ;

Xenon:  $11\,500 < T < 13\,000 \text{ K}$ ,  
 $1 \cdot 10^{18} < n_e < 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ .

Der Fehler der Einzelmessung beträgt ca. 20%; ein Fehler in der Stoßfrontgeschwindigkeit von 0,5% in der ankommenden Welle und 2% in der reflektierten Welle verursacht einen Fehler in der Elektronendichte von 4–5%, da  $n_e$  in den  $\xi$ -Faktor quadratisch eingeht, ergibt das 8–10% für  $\xi$ . Der Fehler des Normalstrahlers (Kohlebogen) wird von Magdeburg<sup>11</sup> zu 6–8% angegeben; zusammen mit einem Auswertefehler (Oszillogramme) von 4–5% ergibt dies 18–22% für den  $\xi$ -Faktor. Systematische Abweichungen wurden bisher nicht berücksichtigt und werden später diskutiert. Man sieht aus Abb. 3, daß die gemessenen Werte stark von den berechneten Werten abweichen (Faktor 4,5 bei Kr,

9 bei Xe). Relativ wird der Verlauf des  $\xi$ -Faktors mit der Wellenlänge recht gut wiedergegeben. Die Meßstelle bei 3600 Å ist etwas schwierig zu kalibrieren, da dort bei der Registrierung des Normalstrahlers die CN-Banden stören können, so daß der gemessene Wert zu niedrig erscheint.

In Abb. 4 sind die gemessenen  $\xi$ -Faktoren von Krypton dargestellt, wobei die Elektronendichte unabhängig von den Rankine-Hugoniot-Gleichungen aus der Breite der Wasserstofflinie  $H_\beta$  bestimmt wurde. Die Parameterbereiche für  $T$  und  $n_e$  waren:

$$10\,800 < T < 11\,300 \text{ K}, \\ 1,8 \cdot 10^{17} < n_e < 4,1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}.$$

Der Fehler in der Messung der Elektronendichte beträgt ca. 10%. Die dargestellten Meßpunkte sind Mittelwerte aus 6 Experimenten. Innerhalb der Fehlergrenzen von 30% (20% für  $n_e^2$ , 10% für die Intensitätsmessungen) stimmen die Messungen gut mit den Rechnungen von Schlüter (ausgezogene Kurve) überein. Das  $H^-$ -Kontinuum liefert zum Gesamtkontinuum einen Beitrag von etwa 10%, der berücksichtigt wurde.

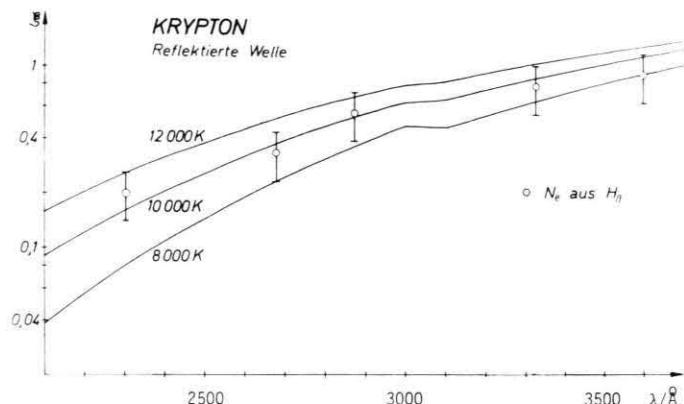


Abb. 4. Der  $\xi$ -Faktor von Krypton für fünf Wellenlängen. Die Elektronendichte wurde aus der Verbreiterung der Wasserstofflinie 4861 Å bestimmt. Die Temperatur lag bei den experimentell bestimmten Werten zwischen 10 800 und 11 300 K. Die ausgezogenen Kurven geben die Rechnungen von Schlueter wieder.

## Diskussion

Die wesentlichen Ergebnisse der Messungen sind:

1. Werden die Rankine-Hugoniot-Gleichungen zur Bestimmung des Plasmazustandes hinter der reflektierten Welle herangezogen, so geben die Meßwerte den relativen Verlauf des  $\xi$ -Faktors mit der Wellenlänge recht gut wieder; die absoluten Werte liegen jedoch um einen Faktor 4,5 im Falle des Krypton bzw. 9 im Falle des Xenon niedriger als theoretisch zu erwarten.
2. Wird die Elektronendichte im Plasma hinter der reflektierten Stoßwelle unabhängig von den Rankine-Hugoniot-Beziehungen aus der Breite von  $H_\beta$  bestimmt, so ergibt sich gute Übereinstimmung zwischen gemessenen  $\xi$ -Faktoren und den von Schlueter berechneten Werten.

Fehler bei der Kalibrierung des Spektrometers sollten sich in beiden Versuchsreihen gleichermaßen auswirken. Berücksichtigt man außerdem die Bestätigung der Schlueterschen Rechnungen im Falle des Argon durch Messungen am Kaskadenbogen, so legt dies den Schluß nahe, daß die großen Diskrepanzen zwischen gemessenem  $\xi$ -Faktor und der Theorie in der ersten Versuchsreihe auf systematische Abweichungen vom idealen Stoßwellenverhalten zurückzuführen sind. Offenbar läßt sich das Plasma hinter der Front der reflektierten Welle nicht durch einfache Anwendung der Rankine-Hugoniot-Gleichungen für eine ideale Stoßwelle hinreichend gut beschreiben. Über ähnliche Abweichungen, allerdings nur eine um 30% zu kleine Elektronendichte, haben Bengtson et al.<sup>12</sup> berichtet. Es können eine Reihe von Effekten zur Erklärung herangezogen werden: Abweichungen vom lokalen, thermodynamischen Gleichgewicht, Grenzschichteffekte, Instationarität

der Stoßwelle und Strahlungskühlung. Während im Plasma hinter der reflektierten Welle, wegen der relativ hohen Temperatur von ca. 12 000 K bei einem Druck von 1–5 atm, mit großer Wahrscheinlichkeit lokales, thermodynamisches Gleichgewicht angenommen werden kann, gilt dies für das Plasma hinter der einfallenden Stoßwelle keineswegs. Die Bestimmung der Plasmazusammensetzung hinter der Front der reflektierten Welle aus den Rankine-Hugoniot-Beziehungen wird in zwei Schritten durchgeführt: zunächst werden die Erhaltungsgleichungen über der einfallenden Stoßwelle gelöst, dann wird, im zweiten Schritt, die Plasmazusammensetzung hinter der reflektierten Front bestimmt. Fehler im ersten Schritt werden in die weiteren Rechnungen fortgeschleppt und sogar noch verstärkt. Es ist nicht möglich, aus Messungen des Plasmazustandes hinter der reflektierten Welle allein, eindeutige Rückschlüsse auf die verschiedenen Ursachen der Abweichungen zu ziehen.

Energieverluste durch Strahlungskühlung aus dem Relaxationsgebiet hinter der Front der einfallenden Welle konnten durch Experimente ausgeschlossen werden<sup>13</sup>. Auch Instationaritäten der Stoßwelle (nicht Konstanz der Stoßfrontgeschwindigkeit) können kaum die großen beobachteten Abweichungen zwischen gemessenen  $\xi$ -Faktoren und Rankine-Hugoniot vorhergesagten Werten bewirken, so daß als wichtigste Ursachen Abweichungen vom lokalen, thermodynamischen Gleichgewicht und Grenzschichteffekte bleiben.

Vor einigen Jahren haben Horn et al.<sup>14</sup> die Elektronendichte im Plasma hinter einer einfallenden Stoßwelle mit einem Mach-Zehnder-Interferometer gemessen (Zwei-Farben-Interferometrie). Die experimentell ermittelten Elektronendichten stim-

men mit den aus den Rankine-Hugoniot-Gleichungen berechneten Werten gut überein. Vor kurzem haben Meiners und Weiss<sup>15</sup> mit einem Laserinterferometer ähnliche Messungen, allerdings mit außerordentlich verbesserter Meßgenauigkeit, durchgeführt. Auch diese Autoren beobachteten keine Abweichungen der gemessenen Elektronendichten von den berechneten Werten. Bei Argon ist die Übereinstimmung besser als 5%, bei Krypton und Xenon besser als 2%. Bei diesen Experimenten handelt es sich jedoch nicht um Stoßwellen mit kaltem Treiber, sondern um ein explosionsgetriebenes Stoßrohr (combustion-driven shock tube – Horn et al.), bzw. um einen durch eine Drahtexplosion aufgeheizten Treiber (Meiners und Weiss). Es ist sehr gut möglich, daß die unterschiedliche Art der Aufheizung (bei

den Stoßwellen mit kaltem Treiber werden nicht so hohe Temperaturen und Elektronendichten im Plasma hinter der einfallenden Stoßwelle erreicht) Anlaß zu unterschiedlichen Effekten gibt, worüber jedoch nur eine genaue Untersuchung des Plasmas hinter dem einfallenden Stoß in einem Stoßwellenrohr mit kaltem Wasserstofftreiber Aufschluß geben kann.

Wegen der niedrigeren Strömungsgeschwindigkeit und der damit verbundenen längeren Beobachtungszeiten ist das Plasma hinter der reflektierten Stoßwelle für spektroskopische Untersuchungen besser geeignet als das Plasma hinter der einfallenden Welle. Es ist jedoch unbedingt notwendig, die Plasmaparameter unabhängig von den Rankine-Hugoniot-Gleichungen zu bestimmen.

- <sup>1</sup> D. Schlüter, Z. Phys. **210**, 80 [1968].
- <sup>2</sup> R. Schnapauff, Z. Astrophys. **68**, 431 [1968].
- <sup>3</sup> E. Schulz-Gulde, Z. Phys. **230**, 449 [1970].
- <sup>4</sup> A. Unsöld, Ann. Phys. **33**, 607 [1938].
- <sup>5</sup> L. M. Biberman et al., Opt. i Spektr. **10**, 297 [1961].
- <sup>6</sup> H. Carls, Forschber. des Bundesm. für Bildung und Wiss. K 71-13 (1971).
- <sup>7</sup> W. Finkelburg et al., Handbuch der Physik, Bd. XXVIII (1957).
- <sup>8</sup> H. R. Griem, Plasma Spectroscopy, McGraw-Hill, New York 1964.

- <sup>9</sup> J. Richter, Plasma Diagnostics, Edt.: Lochte Holtgreven, North Holland, Amsterdam 1968.
- <sup>10</sup> P. Kepple u. H. R. Griem, Phys. Rev. **173**, 317 [1968].
- <sup>11</sup> H. Magdeburg u. U. Schley, Z. angew. Physik **20**, 465 [1965].
- <sup>12</sup> R. D. Bengtson et al., Phys. Fluids **13**, 372 [1970].
- <sup>13</sup> H. Carls u. W. Zuzak, J.Q.S.R.T. **11**, 1135 [1971].
- <sup>14</sup> K. P. Horn, J. Plasma Physics **1**, 157 [1967].
- <sup>15</sup> D. Meiners u. C. O. Weiss, Z. Naturforsch. **28a**, 1294 [1973].