

grenzten Rotation des einfallenden Strahls von  $6^\circ$  um das Präparat. Sind größere Rotationen erforderlich, so muß das Präparat in definierter Weise jeweils vorjustiert werden. Wir haben bei einer Untersuchung von  $\text{CdS}^{12}$ , bei der eine ganz bestimmte Orientierung eingestellt werden sollte, den Kristall in einer normalen Beugungsapparatur vorjustiert

und so in das Elmiskop eingesetzt. Die Interferenzen konnten wir dann in der gewünschten Orientierung untersuchen.

Herrn Dr. K. KAMBE sprechen wir für viele Anregungen und Diskussionen unseren Dank aus. P. GOODMAN möchte außerdem Herrn Prof. Dr. K. MOLIÈRE für die Möglichkeit danken, diese Untersuchungen durchzuführen, sowie der Max-Planck-Gesellschaft und der C.S.I. R.O., Melbourne, Australien, für die Finanzierung dieser Arbeit.

<sup>12</sup> P. GOODMAN u. G. LEHMPFUHL, Z. Naturforschg. **19 a**, 818 [1964].

## Spektroskopische Messungen am Membranstoßwellenrohr (Teil I) Absolutbestimmung des kontinuierlichen Absorptionskoeffizienten negativer Wasserstoffionen

A. BÖHM und L. REHDER

Institut für Experimentalphysik der Universität Kiel

(Z. Naturforschg. **20 a**, 114—120 [1965]; eingegangen am 25. August 1964)

Durch photoelektrische Intensitätsmessungen an einem durch eine Membranstoßwelle erzeugten Krypton-Wasserstoff-Plasma wird der kontinuierliche Absorptionskoeffizient negativer Wasserstoffionen im sichtbaren Spektralgebiet absolut bestimmt. Die Zustandsgrößen des Plasmas werden aus den gemessenen Stoßwellengeschwindigkeiten und den Zustandsgrößen vor der Front berechnet.

### 1. Bisherige Arbeiten über den Absorptionskoeffizienten des negativen Wasserstoffs $\text{H}^-$

Im Anschluß an die grundlegenden Betrachtungen von WILDT<sup>1</sup> wurde der Verlauf des kontinuierlichen Absorptionskoeffizienten negativer Wasserstoffionen in verschiedenen theoretischen Abhandlungen im einzelnen berechnet<sup>2–5</sup>.

1951 gelang der erste experimentelle Nachweis dieses Kontinuums im Kieler Institut für Experimentalphysik<sup>6</sup>, der in weiteren Arbeiten<sup>7, 8</sup> sichergestellt wurde. Allerdings blieb bei diesen in Emission an Gasentladungen durchgeführten Experimenten das gesuchte  $\text{H}^-$ -Kontinuum immer schwächer als das

stets gleichzeitig auftretende Wasserstoff-Rekombinationskontinuum. Dies liegt an der relativ hohen Temperatur der in Wasserstoff brennenden Gasentladungen. Daher unternahm es 1958 WEBER<sup>9</sup>, mit einer Membranstoßwellenanordnung ein Krypton-Wasserstoff-Plasma zu erzeugen, das bevorzugt  $\text{H}^-$ -Strahlung emittieren sollte<sup>10</sup>.

Diese Versuche wurden von REHDER<sup>11</sup> 1960 wiederholt. Im Gegensatz zu den bisherigen Experimenten, bei denen das Spektrum der reflektierten Stoßwelle photographisch registriert worden war, verwendete REHDER zeitauflösende photoelektrische Verfahren. Dabei zeigte sich zunächst, daß die von WEBER gemachte Annahme einer über einen gewissen

<sup>1</sup> R. WILDT, Astrophys. J. **89**, 295 [1939].

<sup>2</sup> S. CHANDRASEKHAR, Astrophys. J. **102**, 223 u. 395 [1945]; **104**, 430 [1946].

<sup>3</sup> S. CHANDRASEKHAR, Astrophys. J. **128**, 114 u. 633 [1958].

<sup>4</sup> T. JOHN, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. **121**, 41 [1960].

<sup>5</sup> H. OHMURA u. T. OHMURA, Phys. Rev. **121**, 513 [1960].

<sup>6</sup> R. FUCHS, Z. Phys. **130**, 69 [1951].

<sup>7</sup> T. PETERS, Z. Phys. **135**, 573 [1953].

<sup>8</sup> W. NISSEN, Z. Phys. **139**, 638 [1954].

<sup>9</sup> O. WEBER, Z. Phys. **152**, 281 [1958].

<sup>10</sup> E. VITENSE (Himmelswelt **56**, 33 [1949]) hatte die Bedingungen herausgestellt, unter denen ein Laboratoriums-plasma bevorzugt  $\text{H}^-$ -Strahlung emittieren sollte. Diese Bedingungen (hohe Elektronendichte bei niedriger Temperatur, niedriges Kontinuum eventueller Fremdgase) sollten sich am besten in einem Stoßwellenplasma realisieren lassen. Bei dem verwendeten Krypton-Wasserstoff-Gemisch spielt das Krypton vorzugsweise die Rolle des Elektronenlieferanten.

<sup>11</sup> L. REHDER, Diplomarbeit, Kiel, unveröffentlicht (1960).



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 digitalized 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.

Zeitraum konstanten Leuchterscheinung nicht erfüllt war. Die Strahlung begann vielmehr kurz nach dem Frontdurchgang stark abzuklingen. Außerdem lag das Strahlungsmaximum etwa eine Zehnerpotenz über der theoretisch erwarteten Intensität, die aus der Summe der Krypton- und Wasserstoff-Rekombinationskontinua und dem  $H^-$ -Kontinuum berechnet worden war.

Aus diesem Grunde wurde das zur Bestimmung eines Stoßwellenplasmas notwendige gasdynamische Gleichungssystem von BÖHM<sup>12</sup> für den Elektronenrechner IBM 7090 programmiert und ein iteratives Lösungsverfahren entwickelt. Dabei stellte sich heraus, daß das von WEBER benutzte graphische Interpolationsverfahren infolge starker Fehlerfortpflanzung nicht die erforderliche Genauigkeit besaß.

Darüber hinaus war WEBER durch Fehlinterpretation der Formel für den Absorptionskoeffizienten wasserstoffähnlicher Atome<sup>13</sup> ein Fehler bei der Berechnung des Krypton-Absorptionskoeffizienten unterlaufen. Dieser hatte zur Folge, daß die  $H^-$ -Emission nicht, wie WEBER angenommen hatte, den größten Teil der Stoßwellenstrahlung lieferte, sondern nur einen kleinen Bruchteil davon.

Inzwischen gelangen sehr genaue Relativbestimmungen des  $H^-$ -Absorptionskoeffizienten mit Hilfe von photo-detachment-Experimenten<sup>14, 15</sup>.

In der vorliegenden Arbeit wurde der  $H^-$ -Absorptionskoeffizient absolut aus der emittierten Stoßwellenstrahlung bestimmt<sup>16</sup>. Die Messungen gewannen dadurch an Genauigkeit, daß jetzt auch experimentelle Werte für den Absorptionskoeffizienten des Krypton zur Verfügung standen<sup>17</sup>.

## II. Theoretischer Teil

### 1. Die hydro- und thermodynamischen Rechnungen

Die benötigten Plasmadaten des Krypton-Wasserstoff-Gemisches werden aus dem Mischungsverhältnis, dem Ausgangsdruck und der Ausgangstemperatur, sowie aus den gemessenen Stoßwellengeschwindigkeiten bestimmt.

Über der Stoßfront gelten die Erhaltungssätze für die Masse  $\rho_0(U - u_0) = \rho(U - u)$ , (1 a) den Impuls

$$p_0 + \rho_0(U - u_0)^2 = \rho(U - u)^2 + p, \quad (1 b)$$

und die Energie

$$2h_0 + (U - u_0)^2 = (U - u)^2 + 2h, \quad (1 c)$$

wobei  $\rho$  ( $\text{g cm}^{-3}$ ) die Dichte,  $p$  ( $\text{dyn cm}^{-2}$ ) der Druck,  $h$  ( $\text{erg g}^{-1}$ ) die spezifische Enthalpie,  $U$  ( $\text{cm sec}^{-1}$ ) die Frontgeschwindigkeit und  $u$  ( $\text{cm sec}^{-1}$ ) die Teilchengeschwindigkeit im Laborsystem ist. Der Index „0“ bezeichnet die Größen vor der Front.

Durch Elimination der Geschwindigkeiten erhält man hieraus die HUGONIOT-Gleichung

$$h - h_0 = \frac{1}{2} (p - p_0) (\rho^{-1} + \rho_0^{-1}). \quad (2)$$

Die Enthalpien lassen sich dabei unter Voraussetzung lokalen thermischen Gleichgewichts nach Methoden der statistischen Thermodynamik berechnen. Dabei ergibt sich für die  $i^{\text{te}}$  Teilchensorte

$$h^i = \frac{1}{\rho} \left[ n^i k T \left( \frac{T}{\sigma^i} \frac{\partial \sigma^i}{\partial T} \right)_V + \frac{V}{\sigma^i} \frac{\partial \sigma^i}{\partial V} \right] + \frac{1}{\rho} n^i \chi^i, \quad (3)$$

auf die Berechnung der in diese Gleichungen eingehenden Enthalpie des realen Gases ausreichende Sorgfalt verwendet.

Bei Messungen in der reflektierten Stoßwelle ist zusätzlich folgendes zu beachten: im Plasma hinter der primären Stoßfront machen sich mit zunehmendem Abstand von der Front Wandeffekte bemerkbar. Diese können bewirken, daß die Zustandsgrößen des Plasmas von den Werten abweichen, die man aus den Sprungbedingungen berechnet. Die reflektierte Stoßwelle muß also an einem Ort beobachtet werden, an dem sie noch ein Gas der berechneten Zustandsgrößen vorfindet. Das ist in direkter Nähe der reflektierenden Wand meistens der Fall.

Die wesentlichen Nachteile der Stoßwellenspektroskopie liegen in der kurzen Dauer der zu beobachtenden Vorgänge. Das hat zur Folge, daß zur spektralen Registrierung entweder Kombinationen von lichtstarken Spektrographen mit Trommelkameras oder ebenso aufwendige photoelektrische Mehrkanalspektrometer verwendet werden müssen.

<sup>17</sup> O. E. BERGE, A. BÖHM u. L. REHDER, Z. Naturforschg. **20 a**, 120 [1965], nachfolgende Arbeit.

<sup>12</sup> A. BÖHM, Diplomarbeit, Kiel, unveröffentlicht (1962).

<sup>13</sup> A. UNSÖLD, Physik der Sternatmosphären, Springer-Verlag, Berlin 1955, S. 173.

<sup>14</sup> L. BRANSCOMB u. J. SMITH, Phys. Rev. **98**, 1028 [1955].

<sup>15</sup> J. SMITH u. D. BURCH, Phys. Rev. Letters **2**, 165 [1959].

<sup>16</sup> Die Vorteile, die ein Stoßwellenplasma gegenüber Gasentladungsplasmen besitzt, seien kurz zusammengefaßt:

1. Bereits kurz hinter der Stoßfront stellt sich lokales thermisches Gleichgewicht hinsichtlich aller inneren Freiheitsgrade ein, sofern man den Anfangsdruck im Vorland der Stoßwelle hinreichend groß wählt.

2. Bei Verwendung eines Mehrkomponentengases im Expansionsraum finden wegen der kurzen in Betracht kommenden Zeiten keine Entmischungseffekte statt, was im Plasma einer stationären Gasentladung oft nicht der Fall ist.

3. Im Falle starken Stoßes sind Teilchendichte und Temperatur innerhalb relativ großer Bereiche ziemlich unabhängig voneinander wählbar.

4. Die Zustandsparameter des Gases hinter der Stoßfront sind bei gemessener Frontgeschwindigkeit durch die RANKINE-HUGONIOT-Gleichungen genau bestimmt, sofern man

wobei  $k$  (erg grad<sup>-1</sup>) die BOLTZMANN-Konstante,  $T$  (°K) die absolute Temperatur,  $V$  (cm<sup>3</sup>) das Volumen,  $n^i$  (cm<sup>-3</sup>) die Teilchendichte,  $\sigma^i$  die Zustandssumme und  $\chi^i$  (erg) die Bildungsenergie der  $i^{\text{ten}}$  Sorte ist.

Für die Berechnung der Zustandssumme des molekularen Wasserstoffs wird die Gültigkeit der BORN-OPPENHEIMER-Näherung vorausgesetzt, das heißt für einen bestimmten Energiezustand des Moleküls gilt

$$E_{\text{tot}} = E_{\text{tr}} + E_{\text{rot}} + E_{\text{vib}} + E_{\text{exc}}. \quad (4)$$

Hieraus folgt für die Zustandssumme

$$\sigma_{\text{tot}} = \sigma_{\text{tr}} \cdot \sigma_{\text{rot}} \cdot \sigma_{\text{vib}} \cdot \sigma_{\text{exc}}. \quad (5)$$

Die Indizes bedeuten: tot Gesamt, tr Translations- teil, rot Rotationsanteil, vib Schwingungsanteil und exc Anteil der Elektronenanregung.

Die Gesamtenthalpie ist damit berechenbar und ergibt sich zu

$$h = \sum_i h^i. \quad (6a)$$

Für die Gesamtdichte gilt

$$\varrho = \sum_i n^i m^i, \quad (6b)$$

wobei  $m^i$  (g) die Masse der  $i^{\text{ten}}$  Teilchensorte ist.

Zur Berechnung von  $\varrho$  und  $H$  in Abhängigkeit von  $p$  und  $T$  ist die Kenntnis der Teilchenzahlen der 7 Gaskomponenten<sup>18</sup>



erforderlich. Man erhält sie aus den drei SAHA-Gleichungen für Ionisation:

$$\frac{n_{\text{Kr}^+}}{n_{\text{Kr}}} n^e = S^{(1)}(T), \quad (7a) \quad \frac{n_{\text{H}^+}}{n_{\text{H}}} n^e = S^{(2)}(T), \quad (7b)$$

$$\frac{n_{\text{H}}}{n_{\text{H}^-}} n^e = S^{(3)}(T) \quad (7c)$$

dem Massenwirkungsgesetz für Dissoziation:

$$(n_{\text{H}})^2 / n_{\text{H}_2} = D(T), \quad (7d)$$

[in den Gln. (7a) – (7d) sind die Funktionen  $S$  und  $D$  bekannt],

dem DALTONSchen Gesetz:

$$p = \sum_i k T n^i, \quad (7e)$$

der Quasineutralitätsbedingung:

$$n_{\text{H}^+} + n_{\text{Kr}^+} = n_{\text{H}^-} + n^e \quad (7f)$$

<sup>18</sup> 2-fach ionisierte Teilchen können wegen der relativ niedrigen Temperatur vernachlässigt werden.

und der Konstanz des Mischungsverhältnisses:

$$\beta = \frac{n_{\text{H}_2} + \frac{1}{2}(n_{\text{H}} + n_{\text{H}^+} + n_{\text{H}^-})}{n_{\text{H}_2} + \frac{1}{2}(n_{\text{H}} + n_{\text{H}^+} + n_{\text{H}^-}) + n_{\text{Kr}} + n_{\text{Kr}^+}}. \quad (7g)$$

Da im vorliegenden Elektronendichte-Temperatur-Bereich die DEBYE-HÜCKEL-Theorie gültig ist, erfolgt die Erniedrigung der Ionisierungsenergie und damit das Abbrechen der Zustandssummen für Elektronenanregung nach der Gleichung<sup>19</sup>

$$\chi^{\text{Pl}} = \chi^{\text{ion}} - \frac{3}{2} \frac{\varepsilon^2}{\lambda_{\text{D}}} (Z^i + 1). \quad (8)$$

Dabei ist  $\chi^{\text{Pl}}$  (erg) die Ionisierungsenergie des Teilchens im Plasma,  $\chi^{\text{ion}}$  (erg) die Ionisierungsenergie des Teilchens im Vakuum,

$$\left\{ \frac{k T}{4 \pi \varepsilon^2 (n^e + \sum n^i Z^i)} \right\}^{1/2} = \lambda_{\text{D}} \text{ (cm) die DEBYE-Länge des Plasmas,}$$

$Z^i$  die Ladungszahl der  $i$ -ten Sorte,

und  $\varepsilon$  (el.-stat. Einh.) die Elementarladung.

Die Lösung des Gleichungssystems (1) bis (8) erfolgt durch ein iteratives Intervallschachtelungsverfahren<sup>12</sup>, bei dem zu vorgegebenen Größen  $p_0$ ,  $\varrho_0$ ,  $T_0$  und  $h_0$  die Größen  $p$  und  $T$ , damit ebenfalls  $\varrho$  und  $h$  so variiert werden, daß einerseits die HUGONOT-Gleichung (2) erfüllt ist und andererseits nach den Gln. (1) die gemessene Frontgeschwindigkeit herauskommt.

In gleicher Weise berechnet man die Zustandsgrößen hinter der am Rohrende reflektierten Stoßwelle (an deren Plasma die meisten Beobachtungen gemacht wurden), ohne von der häufig gemachten Annahme Gebrauch zu machen, daß die Teilchengeschwindigkeit bei der Reflexion zu Null wird.

## 2. Die Strahlungsrechnung

Die im Frequenzintervall aus dem Stoßwellenplasma emittierte Strahlung beträgt unter der Annahme, daß die Emission aus homogener Schicht geschieht,

$$I_\nu = B_\nu \{ 1 - \exp[ - f_\nu (n_{\text{Kr}} \chi_\nu^{\text{Kr}} + n_{\text{H}} \chi_\nu^{\text{H}} + n_{\text{H}^-} \chi_\nu^{\text{H}^-}) \cdot L] \}. \quad (9)$$

wobei  $I_\nu$  (erg cm<sup>-2</sup> ster<sup>-1</sup>) die Intensität,  $B_\nu$  (erg cm<sup>-2</sup> ster<sup>-1</sup>) die KIRCHHOFF-PLANCK-Funktion,  $1 - \exp(-h \nu / k T) = f_\nu$  der Faktor zur Berücksich-

<sup>19</sup> G. TRAVING, Über die Theorie der Druckverbreiterung von Spektrallinien, Verlag G. Braun, Karlsruhe 1960.

tigung erzwungener Emission,  $l$  (cm) die geometrische Schichtlänge und  $\kappa_{\nu}^i$  (cm<sup>2</sup>) der Absorptionskoeffizient pro Teilchen der Sorte  $i$  ist.

In Gl. (9) sind alle Größen bis auf den zu bestimmenden Absorptionskoeffizienten  $\kappa_{\nu}^{\text{H}^-}$  bekannt.  $l$  ergibt sich aus der Versuchsanordnung,  $I_{\nu}$  wird direkt gemessen, die Teilchenzahlen und die Temperatur, damit auch  $f_{\nu}$  und  $B_{\nu}$ , erhält man aus den gemessenen Frontgeschwindigkeiten mit Hilfe der beschriebenen gasdynamischen Rechnungen.

Der gesamte Absorptionskoeffizient des neutralen Wasserstoffs läßt sich mit hinreichender Genauigkeit nach der Theorie von KRAMERS-UNSÖLD<sup>13</sup> berechnen und hat die Form

$$\kappa_{\nu}^{\text{H}} = \frac{64 \pi^4}{3 \sqrt{3}} \frac{m^e \varepsilon^{10}}{c h^6} \frac{1}{\nu^3} \exp\left(-\frac{\chi_1}{k T}\right) \cdot \left[ \sum_{n=1}^4 \frac{1}{n^3} \exp\left(\frac{\chi_n}{k T}\right) + \frac{k T}{2 \chi_1} \exp\left(\frac{\chi_5}{k T}\right) \right] \cdot \quad (10)$$

$(\nu > \chi_n/h)$

In (10) bedeutet  $n$  die Hauptquantenzahl und  $\chi_n$  (erg) die Ionisierungsenergie aus dem Quantenzustand  $n$ .

Die quantenmechanische Korrektur dieses Ausdrucks braucht nicht berücksichtigt zu werden, da die GAUNT-Faktoren für in Frage kommende Serien wenig von 1 abweichen<sup>20</sup> und bei den gewählten Versuchsbedingungen das Kontinuum des Wasserstoffs ohnehin nur einen vernachlässigbaren Bruchteil der Gesamtstrahlung darstellt.

Der Absorptionskoeffizient des neutralen Krypton ist darstellbar durch<sup>21</sup>

$$\kappa_{\nu}^{\text{Kr}} = 1,8 \cdot 10^{24} \frac{\gamma}{\sigma_0} \exp\left(-\frac{\chi_1}{k T}\right) \frac{T}{\nu^3} \exp\left(\frac{h \nu}{k T}\right) \cdot \xi_{\nu}, \quad (11)$$

wobei  $\gamma$  das Verhältnis der statistischen Gewichte des betrachteten Ions zum analogen Wasserstoffion und  $\sigma_0$  die Zustandssumme des Neutralatoms ist.

$\xi_{\nu}$  ist ein durch quantenmechanische Methoden berechenbarer Faktor, der von einigen Autoren theoretisch ermittelt<sup>21, 22</sup> und jetzt auch experimentell bestimmt wurde<sup>17</sup>. Für die Auswertung der vorliegenden Messungen wird der experimentelle Wert verwendet.

### III. Experimenteller Teil

#### 1. Das Stoßwellenrohr

Abb. 1 stellt den gesamten Versuchsaufbau dar. Das Stoßrohr wird mit Wasserstoff im Kompressionsteil betrieben. Die Membranplatzdrücke liegen zwischen 30 und 100 atm. Der Expansionsraum ist 350 cm lang und hat einen Innendurchmesser von 5 cm.

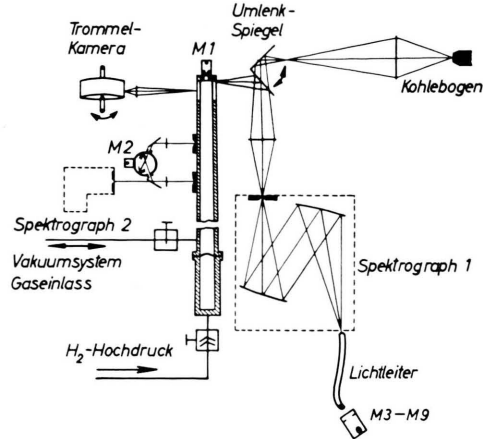


Abb. 1. Gesamtansicht der experimentellen Anordnung.

Das Mischungsverhältnis  $\text{H}_2$ -Partialdruck/Gesamtdruck beträgt 0,2 bzw. 0,3. Der Ausgangsdruck im Testraum ist 28 Torr. Der Partialdruck an gasförmigen Verunreinigungen im Augenblick des Versuchs ist kleiner als  $3 \cdot 10^{-3}$  Torr.

#### 2. Die Messung der Frontgeschwindigkeiten

Die Geschwindigkeit der primären Stoßfront wird durch eine Laufzeitmessung bestimmt. Ein in eine ULBRICHTSCHE Kugel eingelassener Photomultiplier M2 registriert den Vorüberlauf der Leuchtfront an verschiedenen Stellen des Rohrs sowie das Streulicht der sehr viel intensiveren reflektierten Stoßwelle im Augenblick ihres Entstehens am Rohrende.

Die Geschwindigkeitsregistrierung der reflektierten Stoßwelle erfolgt mit einer Trommelkamera. Die Zeitdispersion der Anordnung beträgt 0,1 mm/ $\mu\text{sec}$ , die Zeitauflösung 0,5  $\mu\text{sec}$ . Abb. 2 zeigt eine solche Schmieraufnahme.

Der Fehler bei beiden Messungen ist kleiner als  $\pm 2\%$ . Da man jedoch bei beiden Anordnungen die Geschwindigkeiten der Leuchtfronten mißt, wird die Annahme gemacht, daß sich der Abstand Leuchtfront – Stoßfront während der Beobachtung nicht ändert, d. h. daß eventuell sich einstellende Relaxationszeiten für die Dauer der Beobachtung konstant sind. Diese An-

<sup>20</sup> W. KARZAS u. R. LATTER, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **55**, 167 [1961].

<sup>21</sup> L. BIBERMAN, G. NORMAN u. K. ULYANOV, *Opt. Spectr. USSR* **10**, 297 [1961].

<sup>22</sup> D. SCHLÜTER, private Mitteilung, erscheint in *Z. Astrophys.*



nahme scheint gerechtfertigt zu sein, da sich die beobachteten Leuchtfrontgeschwindigkeiten im Bereich des Meßfehlers nicht ändern.

### 3. Die Intensitätsmessung

Ein in geeignetem Abstand vom Rohrende gelegener Ort wird auf den senkrecht zur Rohrachse orientierten Spalt eines Jarrel-Ash-Gitterspektrographen (Lineardispersion  $11 \text{ \AA/mm}$ ,  $f/35$ ) abgebildet. Der gewählte Abstand vom Rohrende muß zwei Bedingungen genügen: einerseits muß er groß genug sein, damit Endeffekte des Rohres keine Rolle mehr spielen und das Relaxationsgebiet hinter der Front der primären Stoßwelle vorüber ist. Andererseits muß der Beobachtungsort nahe genug am Rohrende sein, damit die reflektierte Stoßwelle noch nicht durch die hinter der Front der primären Stoßwelle anwachsenden Wand-schichten beeinflusst wird. Alle Effekte dieser Art lassen sich jedoch auf Schmieraufnahmen erkennen, und der Beobachtungsort kann entsprechend gewählt werden.

Im Fokalkreis des Spektrographen sind an linienfreien Stellen des Spektrums Lichtleiter angebracht, die die kontinuierliche Strahlung den registrierenden Photomultipliern M3–M9 zuführen.

Ein mit der entsprechenden Schmieraufnahme zeitlich korreliertes Intensitätsoszillogramm zeigt Abb. 2.

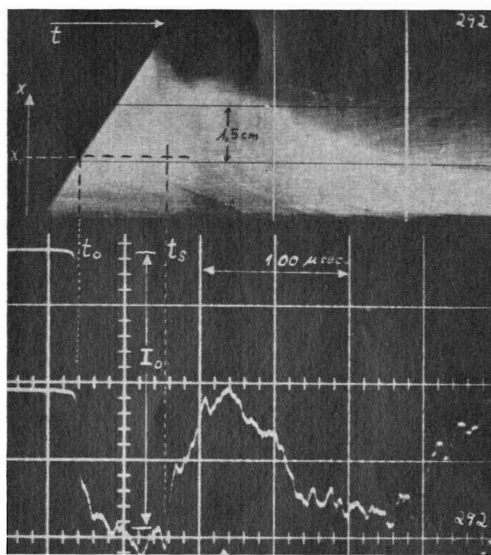


Abb. 2. Schmierphoto und Intensitätsoszillogramm der reflektierten Stoßwelle. Die Bilder haben den gleichen Zeitmaßstab.  $t_0$  ist der Zeitpunkt, zu dem die Front der reflektierten Stoßwelle den Beobachtungswert  $X_0$  erreicht.  $t_s$  ist der Zeitpunkt, zu dem das Plasma durch die an der Mediengrenze erneut reflektierte Stoßwelle gestört wird.  $I_0$  ist die zur Auswertung gelangende Intensität.

Die Kalibrierung der Anordnung erfolgt mit einem Kohlebogen-Normal. (Über die beim Vergleich der sehr verschiedenen Intensitäten von Lichtquelle und Normalstrahler auftretenden Probleme siehe <sup>23</sup>.) Der Fehler der Intensitätsmessung beträgt etwa  $\pm 10\%$ .

Der in Abb. 1 eingezeichnete Spektrograph 2 (3-Prismen-Försterling  $f/4,5$ ,  $f=12,5 \text{ cm}$ ) kann im Bedarfsfalle zur photographischen Registrierung des Spektrums der primären Stoßwelle verwendet werden, zum Beispiel zur Feststellung von Verunreinigungen.

### 4. Die Synchronisierung der Meßelektronik

Abb. 3 zeigt ein Blockschaltbild zur Synchronisierung der Elektronik. Das primäre Synchronisierungssignal wird durch einen Lichtimpuls geliefert, der aus unbekannter Ursache beim Reißen der Membran entsteht. Dieser wird von dem am Rohrende angebrachten Photomultiplier M1 wahrgenommen. Der Spannungsimpuls dieses Multipliers triggert dann über passende Verzögerungsglieder, die der Laufzeit der Stoßwelle angepaßt sind, die Oszillographen zur Geschwindigkeits- und Intensitätsregistrierung. Die Zeitkonstanten der Signalübertragung sind kleiner als  $3 \cdot 10^{-7} \text{ sec}$ .

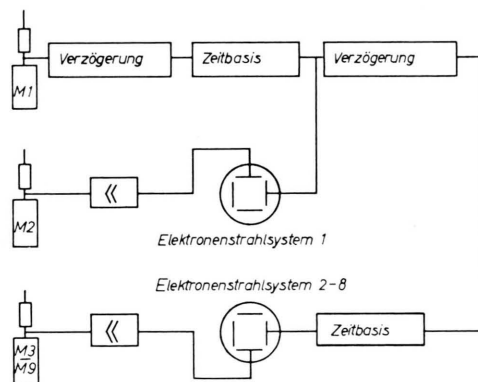


Abb. 3. Blockschaltbild der Registrierelektronik. Die verwendeten Oszillographen sind Tektronix-Geräte der Typen 551 und 555. Die Verzögerungen geschehen durch die in die Oszillographen eingebauten Verzögerungsschaltungen. Die verwendeten Photomultipliertypen sind RCA 1P21 (M1), Maurer Vp11Ad2 (M2) und RCA 6810A (M3–M9).

## IV. Auswertung und Meßergebnisse

Eine erste Versuchsserie, die bei einem Gesamtdruck von 28 Torr und einem Mischungsverhältnis von 0,2 durchgeführt worden war, zeigte einen sehr großen Streufehler des zu messenden H-Absorptionskoeffizienten <sup>24</sup>. Die Rechnungen zu dieser Versuchsserie hatten für die Temperatur  $T_5$  hinter der reflektierten Stoßwelle Werte um  $11\,000^\circ\text{K}$  ergeben.

<sup>23</sup> O. E. BERGE, Optik **21**, 531 [1964].

<sup>24</sup> L. REHDER, Dissertation, Kiel, unveröffentlicht (1962).

Bei diesen Bedingungen ist der Anteil der Krypton-Strahlung an der Gesamtstrahlung noch so hoch, daß das zu messende  $H^-$ -Kontinuum in die Größenordnung des Meßfehlers gerät.

Eine Variation der Ausgangsparameter mit Hilfe des Elektronenrechners zeigte jedoch, daß bei einem Mischungsverhältnis von 0,3 (d. h. Erhöhung des Wasserstoffanteils) und einer Temperatur  $T_5 = 8500^\circ K$  (d. h. Verringerung der Stoßstärke) der relative Anteil der Kryptonstrahlung zur Gesamtstrahlung nur noch 25% betragen sollte<sup>12</sup>.

Die entsprechend geänderten Ausgangsbedingungen bei der zweiten Versuchsserie sind<sup>25</sup>:

$$p_1 = 28 \text{ Torr}, \quad T_1 = 296^\circ K, \quad \beta = 0,3.$$

Die gemessenen Frontgeschwindigkeiten betragen:

$$2,25 \cdot 10^5 < U_p < 2,32 \cdot 10^5;$$

$$5,79 \cdot 10^4 < U_R < 6,04 \cdot 10^4.$$

Die Maschinenrechnungen ergeben aus diesen Werten folgende Zustandsgrößen und Teilchenzahlen für das Stoßwellenplasma:

$$\begin{array}{ll} 4,03 \cdot 10^6 < p_2 < 4,27 \cdot 10^6 & 3,67 \cdot 10^3 < T_2 < 3,76 \cdot 10^3 \\ 1,01 \cdot 10^{18} > n_2^{H_2} > 0,93 \cdot 10^{18} & 2,12 \cdot 10^{18} < n_2^{H_2} < 2,37 \cdot 10^{18} \\ 0,62 \cdot 10^{10} < n_2^{H^+} < 1,11 \cdot 10^{10} & 4,17 \cdot 10^8 < n_2^{H^-} < 7,30 \cdot 10^8 \\ 4,82 \cdot 10^{18} < n_2^{Kr} < 4,93 \cdot 10^{18} & 3,36 \cdot 10^{10} < n_2^{Kr+} < 5,71 \cdot 10^{10} \\ 3,94 \cdot 10^{10} < n_2^e < 6,75 \cdot 10^{10} & \\ 3,59 \cdot 10^7 < p_5 < 3,89 \cdot 10^7 & 7,85 \cdot 10^3 < T_5 < 8,53 \cdot 10^3 \\ 4,81 \cdot 10^{16} > n_5^{H_2} > 2,96 \cdot 10^{16} & 1,51 \cdot 10^{19} < n_5^{H_2} < 1,53 \cdot 10^{19} \\ 2,73 \cdot 10^{15} < n_5^{H^+} < 6,43 \cdot 10^{15} & 1,33 \cdot 10^{14} < n_5^{H^-} < 2,66 \cdot 10^{14} \\ 1,76 \cdot 10^{19} < n_5^{Kr} < 1,79 \cdot 10^{19} & 1,68 \cdot 10^{16} < n_5^{Kr+} < 4,19 \cdot 10^{16} \\ 1,94 \cdot 10^{16} < n_5^e < 4,81 \cdot 10^{16} & \end{array}$$

Dabei bedeuten  $U_p$  die Frontgeschwindigkeit der primären,  $U_R$  die Frontgeschwindigkeit der reflektierten, der Index 2 das Gebiet hinter der primären und der Index 5 das Gebiet hinter der reflektierten Stoßwelle.

Aus diesen Werten sind mit Hilfe der Gln. (9), (10) und (11) die Strahlungsanteile des neutralen Kryptons und Wasserstoffs zur Gesamtstrahlung berechenbar. Das Krypton-Kontinuum trägt erwartungsgemäß 25%, das Wasserstoff-Kontinuum etwa 1% zum Gesamtkontinuum bei. (Zur Berechnung des Krypton-Kontinuums werden experimentell ermittelte Werte des  $\xi_v$ -Faktors verwendet<sup>17</sup>. Aus der Differenz dieser Kontinua zum Gesamtkontinuum ergibt sich der Absorptionskoeffizient  $\kappa_{\nu}^{H^-}$ . Die optische Dicke

$$\sum_i n^i \kappa_{\nu}^i l$$

liegt zwischen 0,1 und 0,01.

Die Meßergebnisse sind in Abb. 4 zusammen mit den theoretischen Werten dargestellt. Da der relative Verlauf des Absorptionskoeffizienten genau bekannt ist<sup>14, 15</sup>, ist es erlaubt, durch die streuenden Meß-

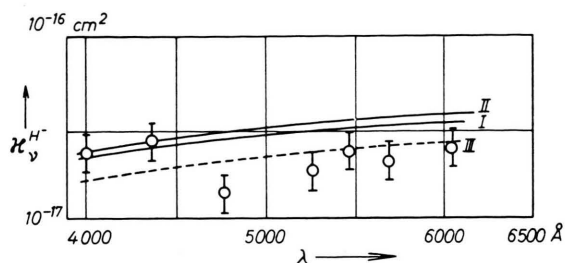


Abb. 4. Meßwerte und theoretischer Verlauf des  $H^-$ -Absorptionskoeffizienten in Abhängigkeit von der Wellenlänge. I: Theoretischer Verlauf des gebunden-frei-Absorptionskoeffizienten. II: wie I mit Berücksichtigung der frei-frei-Übergänge für  $n^e = 3 \cdot 10^{16}$  und  $T = 8200^\circ K$ . III: Mittelkurve durch die Meßwerte parallel zum theoretischen Verlauf.

punkte eine Mittelkurve parallel zum theoretischen Verlauf zu legen (gestrichelte Kurve in Abb. 4). Diese liegt etwa 30% niedriger, als den theoretischen Werten entspricht. Die Abweichungen von der Mittelkurve liegen im Bereich der in der Meßmethode enthaltenen prinzipiellen Fehler.

## V. Diskussion der Fehler

Die Fehler bei der Absolutkalibration der Intensitätsmessung können  $\pm 10\%$  betragen. Sie gehen etwa linear in das Meßergebnis ein. Sie werden im wesentlichen durch die großen Intensitätsunterschiede zwischen Stoßwellenstrahlung und der Strahlung des Kohlebogen-Normals verursacht.

Ein weiterer Fehler entsteht durch Ungenauigkeit des in die Auswertung eingehenden Krypton-Absorptionskoeffizienten. Dieser Fehler ist jedoch gering, da die Krypton-Strahlung nur 25% der Gesamtstrahlung beträgt und der Fehler sich also mit entsprechend geringem Gewicht im Ergebnis bemerkbar macht.

Der hauptsächliche in die Messungen eingehende Fehler ist dagegen die Unsicherheit in der Bestimmung der primären Frontgeschwindigkeit. Maschinenrechnungen haben ergeben, daß ein Fehler von 2% in  $U_p$  bei sonst konstant gehaltenen Meßgrößen sich als Änderung von 25% im Absorptionskoeffizienten  $\kappa_{\nu}^{H^-}$  auswirkt. Die in Abb. 4 ersichtliche Abweichung könnte also durch einen nicht erkannten systematischen Fehler

<sup>25</sup> Sämtliche Zahlwerte sind in CGS-Einheiten angegeben, wenn nicht anders vermerkt ist.

in der Geschwindigkeitsmessung hervorgerufen sein. Gegenüber diesem Fehler wirken sich Ungenauigkeiten in den Messungen von  $p_1$ ,  $\beta$  und  $U_R$  unkritisch aus. Bei neuen in Vorbereitung befindlichen Experimenten ist dafür Sorge getragen, daß die primäre Frontgeschwindigkeit wesentlich genauer gemessen werden kann.

Wir danken Herrn Prof. Dr. W. LOCHTE-HOLTGREVEN und Herrn Doz. Dr. W. BÖTTCHER für zahlreiche interessante und klärende Diskussionen.

Außerdem sind wir dem Herrn Bundesminister für Wissenschaftliche Forschung zu Dank verpflichtet, der dieses Vorhaben durch Personal- und Sachmittel förderte.

## Spektroskopische Messungen am Membranstoßwellenrohr (Teil II) Absolutbestimmung der $\xi$ -Faktoren neutraler Edelgasatome

O. E. BERGE, A. BÖHM und L. REHDER

Institut für Experimentalphysik der Universität Kiel

(Z. Naturforschg. **20 a**, 120—124 [1965]; eingegangen am 25. August 1964)

Durch photoelektrische Intensitätsmessungen an einem durch eine Membranstoßwelle aufgeheizten Plasma werden die kontinuierlichen Absorptionskoeffizienten und damit die  $\xi$ -Faktoren der Neutralatome von Argon, Krypton und Xenon im sichtbaren Spektralgebiet absolut bestimmt. Die Zustandsgrößen des Plasmas werden aus den gemessenen Stoßwellengeschwindigkeiten und den Zustandsgrößen vor der Front berechnet.

### I. Einführung

Die genaue Kenntnis kontinuierlicher Absorptionskoeffizienten von Gasen ist für die quantitative Spektroskopie heißer und dichter Plasmen von großem Interesse, da sich aus dem Verlauf und der Absoluthöhe des in weiten Bereichen stark temperaturabhängigen kontinuierlichen Spektrums Schlüsse auf die Parameter unbekannter Plasmen ziehen lassen.

Mit einer Membranstoßwelle ist es relativ leicht möglich, ein Plasma bekannter Zustandsgrößen zu erzeugen, wobei die in der vorhergehenden Arbeit<sup>1</sup> gemachten Einschränkungen beachtet werden müssen. Vorteilhaft für spektroskopische Untersuchungen wirkt sich bei der Stoßwellenaufheizung eines Gases aus, daß man Teilchendichte und Temperatur sehr weitgehend unabhängig voneinander wählen kann, so daß man einfach in das Gebiet der Zustandsgrößen gelangt, das für die jeweilige Untersuchung am günstigsten ist. In der vorliegenden Arbeit sollte ein Plasma erzeugt werden, das die kontinuierliche Strahlung neutraler Edelgasatome möglichst intensiv aus optisch dünner Schicht emittiert.

Die von uns zunächst im sichtbaren Spektralgebiet gemessenen Absorptionskoeffizienten der Edelgase

Argon, Krypton und Xenon werden mit quantenmechanischen Rechnungen verschiedener Autoren verglichen.

### II. Theoretischer Teil

Das thermo- und hydrodynamische Gleichungssystem und damit das Rechenprogramm, das an der IBM 7090 durchgeführt wird, vereinfacht sich gegenüber den in Teil I<sup>1</sup> beschriebenen Rechnungen erheblich, da hier nur noch ein 3-Komponenten-Plasma vorliegt. Damit reduziert sich das Gleichungssystem, das die Plasmazusammensetzung als Funktionen von Druck und Temperatur liefert, auf

$$\text{die SAHA-Gleichung} \quad \frac{n^+}{n^0} n^e = S(T), \quad (1a)$$

$$\text{das DALTONSche Gesetz} \quad p = \sum_i n^i k T \quad (1b)$$

und die Quasineutralitätsbedingung

$$n^+ = n^e. \quad (1c)$$

(Zweifach ionisierte Atome fallen bei den erreichten Temperaturen noch nicht ins Gewicht.) Hierin sind  $n$  ( $\text{cm}^{-3}$ ) die Teilchendichte,  $T$  ( $^\circ\text{K}$ ) die absolute Temperatur,  $p$  ( $\text{dyn cm}^{-2}$ ) der Druck,  $k$  ( $\text{erg grad}^{-1}$ ) die BOLTZMANN-Konstante und  $S$  ( $\text{cm}^{-3}$ ) eine bekannte Temperaturfunktion.

Die Berechnung der Gleichgewichts-Zustandsgrößen hinter der Stoßfront erfolgt wie in Teil I be-

<sup>1</sup> A. BÖHM u. L. REHDER, Z. Naturforschg. **20 a**, 114 [1965], voranstehende Arbeit.