

# Spektroskopische Messung der radialen Temperaturverteilung in Quecksilber-Hochdrucklampen mit Metallhalogenzusätzen

H. Albrecht und A. Schiff

Institut für Physikalische Elektronik der Universität Stuttgart

(Z. Naturforsch. **31 a**, 196–200 [1976]; eingegangen am 5. September 1975)

*Spectroscopic Measurement of Radial Temperature Distribution in High-Pressure Mercury Lamps with Metal Halide Additives*

The radial temperature distribution in a Hg-high-pressure discharge with metal halogene additives (Sn-, Zn-Iodide) has been measured. Three different spectroscopic methods (Emission-, Absorption-, Bartels- and 2-lines-Method) are compared. The influence of the silica bulb is discussed. High incidence angles for the absorption measurements are realized by use of an elliptic mirror. Emission and absorption measurements in a definite time intervall of the 50 Hz-discharge current was done with signal averaging technique. The arc shows a constriction which is discussed.

## 1. Einleitung

Das Betriebsverhalten von Hochdruckbogenentladungen wird unter der Voraussetzung lokalen thermischen Gleichgewichts maßgeblich durch die örtliche Temperaturverteilung in der Entladung bestimmt. Den radialen Temperaturverlauf beschreibt die Elenbaas-Hellersche Differentialgleichung. Die darin einflußnehmenden Materialfunktionen wie Wärmeleitfähigkeit, elektrische Leitfähigkeit und Strahlung, sind ihrerseits jedoch temperaturabhängig, so daß eine allgemeine Lösung der Differentialgleichung meistens nicht möglich ist. Die Kenntnis der Temperaturverteilung ist jedoch für die Analyse der Bogenentladung einschließlich der darin stattfindenden chemischen und physikalischen Prozesse eine wesentliche Voraussetzung. Die experimentelle Bestimmung des Temperaturprofils ist daher von grundlegender Bedeutung. Da in technisch genutzten Bogenentladungen die Temperaturen viele 1000 K hoch sind, kommen hierfür praktisch nur indirekte Methoden in Betracht. Dabei handelt es sich hauptsächlich um geeignete Messung der emittierten Strahlung (Spektroskopie). Es gibt eine Reihe verschiedener Verfahren, die in freibrennenden Bögen zuverlässige Ergebnisse liefern. In technischen Bogenentladungslampen jedoch kann der vorhandene Lampenkolben zu erheblichen Störungen führen. Es werden nachfolgend unterschiedliche Meßverfahren miteinander verglichen und eine Meßanordnung vorgeschlagen, mit der zufriedenstellende Ergebnisse an

technischen Bogenentladungslampen erzielt werden konnten.

## 2. Spektroskopische Temperaturmeßverfahren

Die Strahlung an jedem Ort in einem Plasma ist durch die Volumenstrahldichte  $\varepsilon_\lambda$  und den Absorptionskoeffizienten  $\kappa(\lambda)$  an dieser Stelle gekennzeichnet. Im Falle lokalen thermischen Gleichgewichts (LTG) läßt sich aus der Verknüpfung beider Größen nach dem Kirchhoffschen Gesetz die Temperatur mit der Planckschen Formel berechnen [Gl. (1)]:

$$\frac{\varepsilon_\lambda}{\kappa(\lambda)} = L_{\lambda H}(T) = \frac{2 h c^2}{\Omega_0 \lambda^5 (\exp \{h c / \lambda k T\} - 1)}, \quad (1)$$

wobei  $L_{\lambda H}(T)$  die spektrale Strahldichte des Planckschen Hohlraumstrahlers bei der Temperatur  $T$  und  $\Omega_0$  die Raumwinkeleinheit ( $\Omega_0 = 1$  sr) bedeuten. Bei vernachlässigbarer Absorption im gegebenen Plasma („optisch dünn“) läßt sich aus der Volumenstrahldichte von Linienstrahlung die Temperatur berechnen, sofern die Dichte der Atome im Grundzustand  $n_0$  sowie die entsprechenden spektroskopischen Daten<sup>1</sup> des elektronischen Übergangs des strahlenden Atoms bekannt sind [Gl. (2)]:

$$\varepsilon_L = \int_{(\text{Linie})} \varepsilon_\lambda d\lambda = \frac{1}{4 \pi \Omega_0} n_a A_{n,m} \frac{g_n}{Z} \frac{h c}{\lambda_{n,m}} \exp \left( \frac{W_n}{k T} \right). \quad (2)$$

Stehen zwei geeignete Linien der Entladung für die Messung zur Verfügung, genügt eine relative Messung, da die Temperatur aus dem Quotienten der relativen Emissionsvermögen ermittelt werden kann [Gl. (3)]:

$$\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} = \frac{A_1 g_1}{A_2 g_2} \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \exp \left( \frac{W_1 - W_2}{k T} \right). \quad (3)$$

Sonderdruckanforderungen an Priv.-Doz. Dr. H. Albrecht, Institut für Physikalische Elektronik, Böblinger Straße 70, D-7000 Stuttgart 1.



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.

Dieses Verfahren ist der Messung der Absolutintensität einer Spektrallinie vorzuziehen, weil nur die Verhältnisse der Übergangswahrscheinlichkeiten eingehen und nicht deren Absolutwerte. Vergleicht man die in der einschlägigen Literatur (z. B. für Hg) <sup>1-5</sup> angegebenen Werte, so entdeckt man erhebliche Unterschiede insbesondere bei Elementen, die als Zusatz in Metallhalogenlampen von Interesse sind. Lediglich die Verhältnisse der von den verschiedenen Autoren angegebenen Werte weisen eine befriedigende Übereinstimmung auf.

Da in technischen Hochdruckbogenentladungslampen bei den zu erwartenden Temperaturen Drucke bis über 60 bar herrschen können, muß in weiten Spektralbereichen mit relativ hoher Absorption der emittierten Strahlung auf ihrem Weg durch das Plasma („optisch dick“) gerechnet werden. In diesem Fall ist die Emissions-Absorptions-Methode [Gl. (1)] die einzige spektroskopische Methode zur Bestimmung des vollständigen radialen Temperaturprofils. Sie ist die am allgemeinsten anwendbare Methode, da sie außer LTG keine weiteren Voraussetzungen benötigt.

Im Fall von Linien mit ausgeprägter Selbstabsorption kann ferner eine Methode von Bartels <sup>6</sup> angewendet werden, wobei wir uns auf die 1. Näherung der Methode beschränkt haben. Die Anwendbarkeit ist an folgende Voraussetzungen gebunden: 1. Zylindersymmetrie, 2.  $\varepsilon_i/\kappa(\lambda)$  muß symmetrisch zur Linienmitte monoton abnehmen, 3. LTG, 4. parabolische Temperaturverteilung in der Nähe der Bogenachse, 5. die verwendete Linie darf keine Resonanzlinie sein.

Aus der Absolutmessung der Kuppenstrahldichte ergibt sich die maximale Temperatur auf dem jeweiligen Beobachtungsstrahl. Mit einer Modifikation der Bartels-Methode, wie sie in <sup>7</sup> beschrieben wird, kann die Absolutmessung vermieden werden. Die Strahlungskenngrößen  $\varepsilon_i$  und  $\kappa(\lambda)$  verknüpft die Strahlungstransportgleichung mit der direkt meßbaren Strahldichte in der Beobachtungsrichtung (z. B.  $y$ -Achse):

$$\frac{\partial L_i(x, y)}{\partial y} = \varepsilon_i(x, y) - \kappa(x, y) L_i(x, y). \quad (4)$$

Bei Zylindersymmetrie (Achse =  $z$ -Richtung) und seitlicher Beobachtung in einem engen Meßstrahl (*side-on*, s. Abb. 2) ergibt sich aus (4) für die

Strahldichte <sup>8</sup>:

$$L_i(x) = 2 \cdot \exp\left(-\frac{\tau(x)}{2}\right) \cdot \int_{|x|}^R \varepsilon_i(r) \cdot \cosh \left\{ \int_{|x|}^R \frac{\kappa(r') r' dr'}{\sqrt{r'^2 - x^2}} \right\} \frac{r}{\sqrt{r^2 - x^2}} dr, \quad (5a)$$

wobei

$$\tau(x) = 2 \int_{|x|}^R \frac{\kappa(r) r}{\sqrt{r^2 - x^2}} dr \quad (5b)$$

die optische Schichtdicke ist. Für die Berechnung von  $\varepsilon(r)$  und  $\kappa(r)$  aus den gemessenen Größen  $\varepsilon(x)$  und  $\kappa(x)$  müssen die Integralgleichungen (5a, b) gelöst werden.

Gleichung 5b ist vom Abelschen Typ, ebenso Gl. (5a) im Fall vernachlässigbarer Absorption (2-Linien-Methode).

Die Inversion der beiden Gleichungen wurde nach dem Verfahren von Frie <sup>9</sup> durchgeführt, das von Meiners <sup>10</sup> auch auf die Lösung von Gl. (5a) erweitert worden ist. Frie teilt das Intervall  $[0, R]$  in gleiche Teile und interpoliert zwischen zwei Stützstellen die Kurve in  $r^2$ . Hierdurch wird eine gute Anpassung an die physikalischen Gegebenheiten bei beliebigem Kurvenverlauf erreicht.

Da  $\kappa(r)$  aus  $\tau(x)$  und  $\varepsilon(r)$  aus  $L(x)$  durch Differenzieren hervorgehen, fallen Meßfehler von  $\tau(x)$  bei  $\kappa(x)$  stärker ins Gewicht; eine Glättung der Meßkurven (die im hier angewendeten Verfahren nicht enthalten sind) ist deshalb unbedingt erforderlich. Insbesondere die Messung von  $\kappa(r)$  ist kritisch, weil die im Zentrum der Entladung nur sehr geringe Absorption durch einen „Vorhang“ starker Randabsorption hindurch beobachtet werden muß.

Da bei der Bartels-Methode die Maximaltemperatur längs des Beobachtungsstrahls erhalten wird, ist eine Abel-Inversion nicht erforderlich.

### 3. Der experimentelle Aufbau

Da in technischen Bogenlampen das Plasma von einem Glaskolben umgeben ist, ist zu prüfen, ob und inwieweit dieser die Messung stört (siehe Abbildung 1).

Wie Seehawer und Zauter <sup>8</sup> gezeigt haben, bleibt der Abstand des Beobachtungsstrahles von der Achse unverändert ( $x = x'$ ), vorausgesetzt, daß die Brechungsindizes innerhalb und außerhalb des Kolbens

gleich sind. Nach Seehawer und Zauter treten im optisch dünnen Plasma keine Reflexionsverluste an den Grenzflächen auf, wenn Streuung und Absorption in der Glaswand vernachlässigt werden; die außen meßbare Strahldichte ist  $L_a = L_1 - L_2$ . Im optisch dicken Fall muß berücksichtigt werden, daß  $L_2$  durch die Absorption im Plasma beeinflusst wird. Bei bekannter optischer Schichtdicke können die Meßergebnisse korrigiert werden, so daß aus der gemessenen Strahldichte  $L_a$  die an der inneren Kolbenwand vorhandene berechnet werden kann. Die Korrekturformeln wurden von Seehawer und Zauter<sup>8</sup> übernommen.

Da eine ausgeprägte Selbstabsorption Voraussetzung für die Anwendbarkeit der Bartels-Methode ist, erhält man in diesem Fall nur Ergebnisse aus dem Zentrum der Bogenentladung. Der Vergleich der Meßergebnisse verschiedener Methoden mit und ohne Korrektur zeigt, daß in diesem mittleren Bereich der Einfluß der Kolbenwand praktisch vernachlässigbar ist.

Aus dem in Abb. 1 dargestellten Strahlengang kann abgeleitet werden, daß für die Messung der

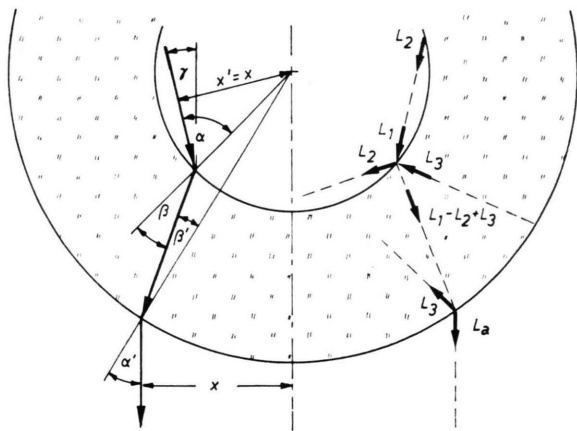


Abb. 1. Zum Einfluß der Kolbenwand (Strahlengang)<sup>7</sup>. Einstrahlungswinkel bei Absorptionsmessung:  $\delta = 2\gamma$ .

optischen Schichtdicke  $\tau(x)$  eine Hintergrundquelle zum Durchstrahlen des Plasmas benötigt wird, die einen großen Öffnungswinkel  $\delta$  besitzt.  $\delta$  kann bei dickwandigen Lampen bis auf ca.  $70^\circ$  ansteigen. Um Meßfehler durch Imperfektionen im Glaskolben zu vermeiden, ist es nicht empfehlenswert, das Eigenlicht des Plasmas mit Hilfe eines kreisförmigen Spiegels zum Durchstrahlen zu benutzen, sondern eine zweite Strahlungsquelle mit vergleichbarer Strahldichte zu verwenden. Dann kann aus dem

Quotienten der Meßergebnisse ohne bzw. mit Entladung ( $L_0$  und  $L_m$ ) die optische Schichtdicke gemäß Gl. (6) bestimmt werden.

$$\tau(x) = -\ln(L_m/L_0). \quad (6)$$

Im Falle, daß die Brechungsindizes im Plasma sowie außerhalb des Kolbens unterschiedlich sind, muß in Erwägung gezogen werden, daß die Strahlen  $L_m$  und  $L_0$  nicht vom gleichen Punkt der Hintergrundquelle kommen. Es muß eine möglichst gleichmäßige Ausleuchtung des Plasmas gefordert werden.

Aus der Literatur sind einige Versuchsaufbauten für die Absorptionsmessung bekannt, die jedoch mindestens eine der oben angeführten Forderungen nicht erfüllen<sup>11-14</sup>.

Die Abbildung des zweiten Brenners mit Hilfe einer Linse erreicht nicht den benötigten Öffnungswinkel, so daß die besonders im Fall von Metallhalogenentladungen wichtigen Randzonen nicht ausgemessen werden können.

Seehawer und Zauter verwenden zum Durchstrahlen einen Laser; dieser muß auf einem Drehtisch montiert und in komplizierter Weise nachgeführt werden.

Für die hier durchgeführten Messungen wurde daher ein Aufbau gewählt, bei dem das Licht der Hintergrundquelle mit Hilfe eines freistehenden elliptischen Spiegels in das Plasma eingestrahlt wird. Nachteilig ist hierbei, daß nun nur noch eine Seite der Lampe untersucht werden kann und daß der Aufbau der Anordnung relativ kompliziert ist. Es werden allerdings an die Exaktheit des Spiegels und an die Justierung keine großen Anforderungen gestellt.

Die wesentlichen Details der Meßanordnung sind in Abb. 2 schematisch dargestellt. Bei der Linse han-

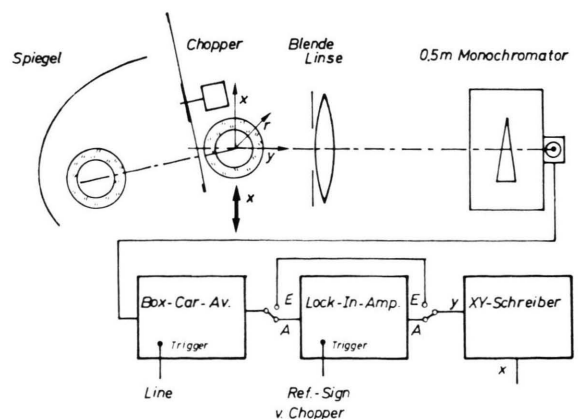


Abb. 2. Meßanordnung. E: Emissionsmessung; A: Absorptionsmessung.

delt es sich um einen Achromat, mit dem die Lampe 4fach vergrößert auf den Monochromatorspalt abgebildet wird. Der Öffnungswinkel ist klein, so daß der Fehler in der örtlichen Auflösung bezogen auf den Innenradius kleiner als 5% ist. Außerdem wurde sichergestellt, daß nur der Teststrahl zur Messung gelangt.

Die Bogenentladung wird mit 50 Hz-Wechselstrom betrieben. Der vom Netz getriggerte Box-Car-Verstärker ermöglicht die Messung in einer beliebigen Phase (Meßzeit etwa 1 ms) der mit 100 Hz pulsierenden Strahlung.

Um im Fall der Absorptionsmessung die Eigenstrahlung des Versuchsbrenners zu unterdrücken, wurde eine Choppereinrichtung verwendet, die mit dem Netz synchronisiert ist und die Strahlung des Hilfsbrenners mit 12,5 Hz moduliert. Auf diese Frequenz ist dann der nachgeschaltete Lock-in-Verstärker abgestimmt (siehe Abbildung 2).

#### 4. Meßergebnisse und Diskussion

Die Untersuchungen wurden an einer Hg-Hochdrucklampe mit elliptischer Kolbenform folgender Abmessungen durchgeführt: Durchmesser in Mitte: Innen 1,6 cm, außen 3 cm, Elektrodenabstand 1 cm. Füllung: Hg (22 mg), J<sub>2</sub> (2,8 mg), Sn (0,32 mg), Zn (0,15 mg), A (10 mbar). Die Brennspannung beträgt 80 V bei einem effektiven Betriebsstrom von 7 A.

Die spektrale Strahldichtevertellung in der Mitte zwischen den Elektroden bei senkrechter Betriebsweise zeigt Abbildung 3. Die Folge dieser vertika-

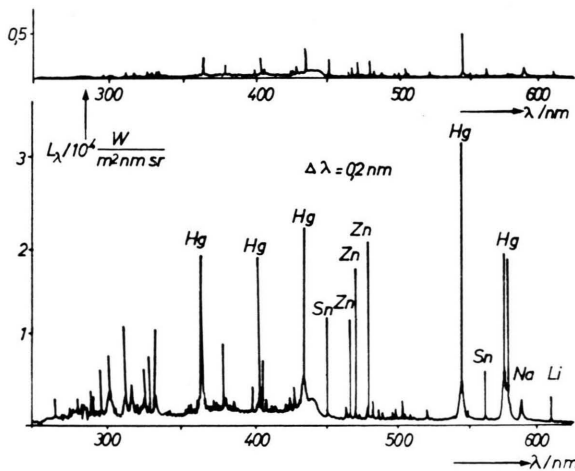


Abb. 3. Spektrale Strahldichtevertellung in der Mitte zwischen den Elektroden. Unten im Maximum des Betriebsstromes. Oben im Nulldurchgang des Betriebsstromes (gleicher Maßstab wie unten).

len Stellung sind Entmischungseffekte innerhalb des Entladungskolbens. Daher ändert sich die Plasmazusammensetzung und die spektrale Strahldichtevertellung längs der Achse. Der obere Teil der Entladung entspricht mehr einer reinen Hg-Entladung, während zum unteren Ende der Einfluß der Metallhalogene zunimmt.

Das Spektrum, insbesondere der relativ hohe Anteil quasikontinuierlicher Strahlung, wird maßgeblich vom SnJ<sub>2</sub>-Zusatz bestimmt. Der ZnJ<sub>2</sub>-Zusatz verändert das Spektrum sowie das äußere Erscheinungsbild des brennenden Bogens nur unwesentlich. Die drei stärksten Zn-Linien 468, 472 und 481 nm füllen lediglich das Spektrum auf.

Die Emissions-Absorptions-Methode zur Bestimmung der Temperatur wurde im Bereich der quasikontinuierlichen Strahlung des HgJ-Moleküls (um 440 nm) und des SnJ-Moleküls (um 500 nm) angewendet.

Bei jeder Linie ist geprüft worden, ob sie aus optisch dünner Plasmaschicht emittiert wird. Im Fall der HgI (407 nm) muß die Brauchbarkeit unter anderem der geringen Übergangswahrscheinlichkeit ( $6^3P_1 - 7^1S_0$ ) zugeschrieben werden.

Für die Bartels-Methode eignen sich die 436 nm- und 546 nm-Hg-Linien zur Temperaturbestimmung in der Bogenmitte bei hohen Entladungsströmen.

Das radiale Temperaturprofil, das sich durch Lösung der Integralgleichung Nr. 5 aus den gemessenen Werten ergab, ist in Abb. 4 dargestellt.

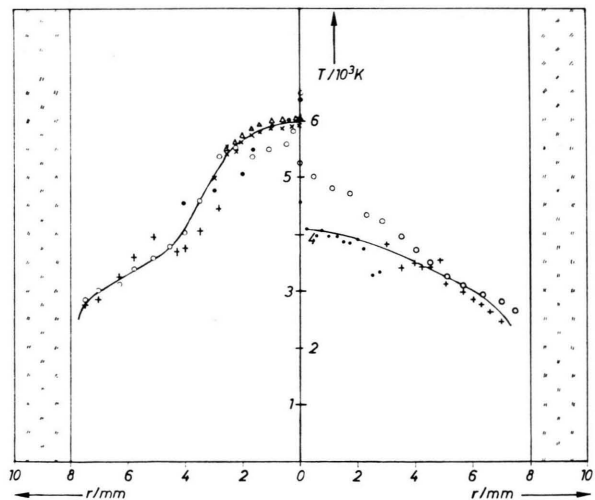


Abb. 4. Radiales Temperaturprofil in der Mitte zwischen den Elektroden. Links im Maximum des Betriebsstromes. Rechts im Nulldurchgang des Betriebsstromes. Emissions-Absorptions-Methode: ○ (445 nm), + (500 nm); Bartels-Methode: × (436 nm), △ (546 nm), ● 2-Linien-Methode.



Im Gegensatz zum parabelförmigen Temperaturverlauf einer reinen Hg-Hochdrucklampe weisen Metallhalogenentladungen Einschnürungen auf, die hauptsächlich auf Zonen mit erhöhter Wärmeleitung infolge Moleküldissoziationen zurückzuführen sind<sup>15</sup>. Diese Erscheinung kann zu Instabilität führen, die durch die elektronegative Wirkung der Halogene und der damit verbundenen Abnahme der elektrischen Leitfähigkeit noch verstärkt werden.

Hohe Strahlungsreabsorption in den Randzonen bewirkt eine Aufheizung, die einer zu starken Einschnürung wieder entgegenwirkt und einen flacheren Temperaturverlauf zur Folge hat. Durch diese stabilisierende Wirkung brennt der Bogen ruhig.

Die 50 Hz-Modulation des Betriebsstromes wirkt sich in den äußeren Zonen erwartungsgemäß nur schwach aus (siehe Abbildung 4).

Die verschiedenen angewendeten Methoden ergeben relativ gute Übereinstimmung. Die Ergebnisse der Emissions-Absorptions-Methode dürften im Randbereich am zuverlässigsten sein. Zum Bo-

genzentrum hin macht sich die zunehmende Unsicherheit des Absorptionskoeffizienten immer stärker bemerkbar. Die Meßfehlerfortpflanzung bei der Abel-Inversion kommt noch hinzu.

Die beiden anderen Methoden liefern dagegen nur im Bogenzentrum Resultate. Bei der 2-Linien-Methode hängt die Genauigkeit wesentlich von den eingesetzten Übergangswahrscheinlichkeiten und von der Voraussetzung der optischen Transparenz des Plasmas bei den Linienwellenlängen ab.

Bei der Bartels-Methode wird die Genauigkeit dadurch begrenzt, daß nur die erste Näherung der Methode angewendet wurde. Die Übereinstimmung mit der 2-Linien-Methode war in allen Fällen zwischen  $\pm 300$  K.

Die Verwendung des elliptischen Spiegels zur Absorptionsmessung ermöglicht große Einstrahlwinkel, so daß die interessierenden Randbereiche mit Hilfe der Emissions-Absorptions-Methode der Messung zugänglich werden.

<sup>1</sup>  $A_{n,m}$  = Übergangswahrscheinlichkeit,  $g_n$  = statistisches Gewicht,  $W_n$  = Energie des oberen Terms,  $Z$  = Zustandssumme.

<sup>2</sup> W. Elenbaas, Quecksilberdampf-Hochdrucklampen, Philips Techn. Bibl. [1966].

<sup>3</sup> R. J. Anderson, E. T. P. Lee u. C. C. Lin, Phys. Rev. **157**, 31 [1967].

<sup>4</sup> W. Funk, H. G. Kloss u. F. Serick, Beiträge Plasmaphysik **10**, 487 [1970].

<sup>5</sup> W. Pilz u. J. Seehawer, Proc. 12th Int. Conf. Phen. Ion. Gases, Eindhoven 1975, S. 146.

<sup>6</sup> H. Bartels, Z. Physik **127**, 243 [1950].

<sup>7</sup> G. Wesselink, D. de Mooy u. M. J. C. van Gemert, J. Physics D **6**, L 27 [1973].

<sup>8</sup> J. Seehawer u. M. Zauter, Techn. Wiss. Abh. der Osram-Ges. **1970**, 148.

<sup>9</sup> W. Frie, Ann. Physik **10**, 332 [1963].

<sup>10</sup> D. Meiners, Bericht Nr. K 72-22 BMBW, Institut für Plasmaphysik, TU Hannover 1972.

<sup>11</sup> D. Meiners u. C. O. Weiss, Z. angew. Physik **29**, 35 [1970].

<sup>12</sup> W. H. Bloss, 21st Gaseous Electr. Conf. Boulder 1968.

<sup>13</sup> R. J. Zollweg, L. S. Frost, Proc. 8th Int. Conf. Phen. Ion. Gases, Springer-Verlag, Berlin 1967, S. 224.

<sup>14</sup> D. van Houwelingen u. A. A. Kruijthoff, J. Quant. Spec. Rad. Transf. **11**, 1235 [1971].

<sup>15</sup> J. F. Waymouth, Electric Discharge Lamps, MIT-Press, Cambridge, Mass. 1971.