3. Diskussion

Die einfache Potenzform der gefundenen Abhängigkeiten legt es nahe, eine Dimensionsanalyse zu versuchen. Fragt man nach der Abhängigkeit der Geschwindigkeit v_0 von den Parametern U_0, L, ϱ_0 und dem Widerstand R als vierter Größe, d. h. setzt man $v_0 \sim U_0^{\alpha} \cdot L^{\beta} \cdot \varrho_0^{\gamma} \cdot R^{\delta}$, so findet man

$$v_0 \sim (R/\varrho_0)^{0,2} \cdot (U_0/L)^{0,4}.$$

Zweifellos darf man einer Dimensionsanalyse nicht den Wert einer echten Theorie beimessen, da die berechneten Exponenten von der Auswahl der Variablen abhängen. Auf der anderen Seite spricht aber die Übereinstimmung der so bestimmten Exponenten mit den experimentell gefundenen dafür, daß die hier getroffene Wahl die richtige ist.

Ein Vergleich dieses Ergebnisses mit den Theorien von Drabkina und Braginskij ist nur beschränkt möglich, da in beiden Fällen die Größe $\dot{I}$ nicht direkt eingeht. Es läßt sich lediglich die Dichteabhängigkeit heranziehen; diese sollte nach Drabkina mit $\varrho_0^{-0,266}$ (Argon), nach Braginskij mit $\varrho_0^{-1/6}$ gehen.

Wir danken Herrn Doz. Dr. W. Bötticher für klärende Diskussionen, dem Herrn Bundesminister für Wissenschaftliche Forschung für Personal- und Sachbeihilfen.

Absolutmessung von Übergangswahrscheinlichkeiten an Argonlinien im nahen Ultraviolett

M.-U. Beth, W. L. Bohn und G. Nedder

DVL-Institut für Plasmadynamik, Stuttgart

(Z. Naturforschg. **21 a**, 1203—1204 [1966]; eingeg. am 6. November 1965)

Theorie

Im Falle thermodynamischen Gleichgewichts ist bei Emission aus optisch dünner Schicht in den Raumwinkel eins der Emissionskoeffizient einer Spektrallinie gegeben durch den Ausdruck:

$$\varepsilon_L = \int_{-\infty}^{+\infty} \varepsilon_\lambda \, d\lambda = \frac{1}{4\pi} h\, c\, \lambda_{nm}^{-1} A_{nm}\, n_i(m). \tag{1}$$

Dabei sind h und c die üblichen Konstanten, λ_{nm} die Wellenlänge des Überganges von $m \to n$ und A_{nm} die Übergangswahrscheinlichkeit.

Für die Besetzungszahl $n_i(m)$ des angeregten Zustandes m gilt:

$$n_i(m) = n_i\, g_i(m)\, Z_i^{-1} \exp\left(-\frac{E_i(m)}{k\,T}\right), \tag{2}$$

n_i = Teilchenzahl der i-ten Ionisationsstufe (für das neutrale Atom ist $i=1$),
$g_i(m)$ = statistisches Gewicht des angeregten Zustandes m,
$E_i(m)$ = Anregungsenergie des Zustandes m,
Z_i = Zustandssumme des i-ten Atoms.

Damit ergibt sich:

$\varepsilon_L = \varepsilon^* A_{nm}$ mit

$$\varepsilon^* = n_i \exp\left(-\frac{E_i(m)}{k\,T}\right)\frac{1}{4\pi} h\, c\, \lambda_{nm}^{-1} Z_i^{-1} g_i(m). \tag{3}$$

In dieser Gleichung treten außer ε_L, T, n_i und A_{nm} nur bekannte Größen auf. Die Konzentrationen der Plasmakomponenten n_i lassen sich mit Hilfe der Saha-Gleichung und der Quasineutralitätsbedingung nach einem bekannten Iterationsverfahren für den entsprechenden Druck (hier: $p=2$ atm) bestimmen. Nach der im folgenden ausgeführten Umrechnung der side-on gemessenen Intensitäten I_j auf die radialen Werte des Emissionskoeffizienten ε_L läßt sich bei Kenntnis einer der beiden Größen T oder A_{nm} die andere bestimmen.

Bestimmung des lokalen Emissionskoeffizienten

Der Radius einer kreissymmetrischen Bogenquerschnitts wird in bekannter Weise [1] in N gleiche Teile der Länge r_0 unterteilt. Die radialen Größen werden von innen nach außen jeweils mit dem von 0 bis N laufenden Index k bezeichnet, während die integrierten Größen analog mit dem Index j gekennzeichnet werden. Dabei ist der k-te Bereich durch

$$k\, r_0 \leqq r_k < (k+1)\, r_0$$

festgelegt und jede Größe in diesem Bereich durch das Mittel ihres Wertes zwischen k und $k+1$ definiert.

Bei seitlicher Beobachtung ergeben sich die integrierten Intensitäten I_j durch Summation über die lokalen Emissionskoeffizienten ε_k.

$$I_j = r_0 \sum_{k=j}^{k=N-1} \varepsilon_k\, C_{j,k} \tag{4}$$

wobei

$$\left.\begin{aligned} C_{j,k} &= a_{j,k} && \text{für } j = k \\ &= a_{j,k} + a_{j,k-1} && \text{für } j < k, \\ a_{j,k} &= [(k+1)^2 - j^2]^{1/2} - (k^2 - j^2)^{1/2}. \end{aligned}\right\} \tag{5}$$

Umgekehrt ergibt sich ε_k bei bekannten integrierten Intensitäten I_j aus der Abel-Transformation [1]:

$$\varepsilon_k = -\frac{2}{\pi\, r_0} \sum_{j=k}^{j=N-1} I_j\, B_{k,j} \tag{6}$$

mit

$$\left.\begin{aligned} B_{k,j} &= A_{k,j-1} - A_{k,j} && \text{für } j \geqq k+1 \\ &= A_{k,j} && \text{für } j = k, \\ A_{k,j} &= \frac{1}{2\,j+1}\{[(j+1)^2 - k^2]^{1/2} - (j^2 - k^2)^{1/2}\}. \end{aligned}\right\} \tag{7}$$

Bestimmung von Übergangswahrscheinlichkeiten

Bei Kenntnis des Temperaturprofils läßt sich für beliebige Linien eines side-on gewonnenen Spektrums aus den Gln. (3) und (4) die integrierte Intensität

[1] O. H. Nestor u. H. N. Olsen, SIAM Rev. **2**, 200 [1960].

$$I_j^* = r_0 \sum_{k=j}^{k=N-1} \varepsilon_k^* \, C_{j,k} \tag{8}$$

für jedes j berechnen. Da die Übergangswahrscheinlichkeit unabhängig vom Summationsindex ist, ergibt sich:

$$I_j^* \, A_{nm} = I_j = r_0 \sum_{k=j}^{k=N-1} \varepsilon_k \, C_{j,k} \, . \tag{9}$$

Nach Messung von I_j und Berechnung von I_j^* wird

$$A_{nm} = I_j / I_j^* . \tag{10}$$

Experimentelle Anordnung

Die Messungen wurden ausgeführt an einem in Abb. 1 gezeigten Argonbogen bei 2 atm in einer wassergekühlten Hochdruckkammer. Der Bogen brannte frei und stationär bei einem Strom von 100 A zwischen einer spitzen Wolframkathode und einer ebenen Kupferanode. Beide Elektronen waren wassergekühlt; der Abstand betrug 0,5 cm (zur Apparatur siehe auch [2]).

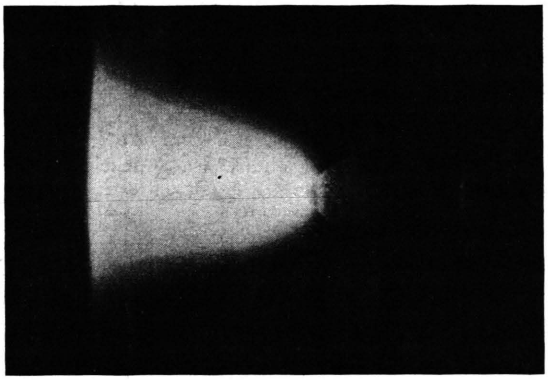

Abb. 1. Photographie des Argonbogens.

Um den senkrecht brennenden Bogen quer auf dem Spalt abzubilden, wurde zur Vermeidung zweier zusätzlicher Spiegel der Spektrograph auf die Seite gelegt. Zur Aufnahme eines Strahlungsnormals und verschiedener Schwärzungsmarken auf der photographischen Platte konnte ein Spiegel im Strahlengang reproduzierbar um 180° verdreht werden (Abb. 2).

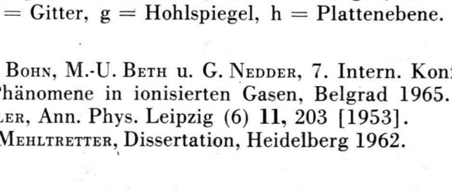

Abb. 2. Schematischer Strahlengang: a = Argonbogen, b = Klappspiegel, c = Achromat, d = Kohlebogen, e = Spalt, f = Gitter, g = Hohlspiegel, h = Plattenebene.

Für die Aufnahmen wurde ein Gitterspektrograph (PGS 2 – Jena) mit 2 m Brennweite benutzt. Die reziproke Lineardispersion in der 1. Ordnung war 7,36 Å/mm und das Auflösungsvermögen besser als 30 000.

Auswertung

Zur Auswertung wurden zehn Spektren von Bogenquerschnitten in Abständen von 0,02 bis 0,05 cm vor der Kathode herangezogen. Die Spaltbreite betrug 0,004 cm, die Belichtungszeit 0,2 sec.

Die Linien wurden photometriert, die Photometerkurven mit einer Schwärzungskurve entzerrt und die so gewonnenen relativen Intensitäten mit den entsprechenden Werten eines Strahlungsnormals [3, 4] absolut geeicht.

Zur Bestimmung des Temperaturprofils wurden von der A II-Linie $\lambda = 4657{,}94$ Å (Multiplett Nr. 15, Übergang: $4s\,{}^2P_{3/2} - 4p\,{}^2P^0{}_{1/2}$) die Werte I_j in jedem Spektrum gemessen. Die zugehörige Übergangswahrscheinlichkeit ist mit $A_{nm} = 6{,}95 \cdot 10^7$ sec^{-1} bekannt [5].

Für die Linien mit unbekannter Übergangswahrscheinlichkeit wurde in jedem Spektrum die integrierte Intensität I_j für $j = 0$ gemessen und nach den Gln. (9) und (10) die Übergangswahrscheinlichkeit errechnet. Die so gefundenen Werte von vier A II-Linien sind in Tab. 1 eingetragen. Der Streufehler wurde statistisch zu 30% ermittelt.

λ [Å]	Übergang	Multiplett Nr.	A_{nm} [sec^{-1}]
3281,72	$4p\,{}^4P^0{}_{1/2} - 4d\,{}^4P_{1/2}$	47	$1{,}02 \cdot 10^7$
3293,66	$4p\,{}^2P^0{}_{3/2} - 4d\,{}^2P_{3/2}$	83	$2{,}34 \cdot 10^7$
3307,24	$4p\,{}^2P^0{}_{1/2} - 4d\,{}^2P_{1/2}$	83	$3{,}59 \cdot 10^7$
3350,94	$4p'\,{}^2F^0{}_{5/2} - 4d'\,{}^2F_{5/2}$	109	$2{,}14 \cdot 10^7$

Tab. 1.

Bei der gemessenen Achsentemperatur von 25 400 °K konnten wegen der stärkeren Temperaturabhängigkeit der Intensitäten der A III-Linien deren Übergangswahrscheinlichkeiten nur größenordnungsmäßig bestimmt werden. Von zwei A III-Multipletts wurden die Komponenten einzeln vermessen und folgende Werte gefunden:

Multiplett Nr. 1:

$\lambda = 3285{,}85$; 3301,88 und 3311,25 Å,
Größenordnung von A_{nm}: 10^8 sec^{-1}.

Multiplett Nr. 3:

$\lambda = 3336{,}13$; 3344,72 und 3358,49 Å,
Größenordnung von A_{nm}: 10^8 sec^{-1}.

Die Wellenlängen, die Bezeichnungen der Terme und die Multiplettnummern wurden [6] entnommen.

[2] W. L. Bohn, M.-U. Beth u. G. Nedder, 7. Intern. Konferenz für Phänomene in ionisierten Gasen, Belgrad 1965.
[3] J. Euler, Ann. Phys. Leipzig (6) **11**, 203 [1953].
[4] J. P. Mehltretter, Dissertation, Heidelberg 1962.
[5] H. N. Olsen, J. Quant. Spectr. Radiative Transfer **3**, 59 [1963].
[6] Ch. E. Moore, Multiplett-Table, Nat. Bur. Stand. 36, U.S. Department of Commerce, Washington, D.C. 1959.

Verantwortlich für den Inhalt: A. Klemm
Satz und Druck: Konrad Triltsch, Würzburg