

Ladungsaustausch zwischen ArII/XeII und Mg

M.-U. Beth, S. Krause und W. Mayerhofer
DFVLR-Institut für Plasmadynamik, Stuttgart

(Z. Naturforsch. 32a, 171–177 [1977]; eingegangen am 23. November 1976)

Charge Exchange between ArII/XeII and Mg

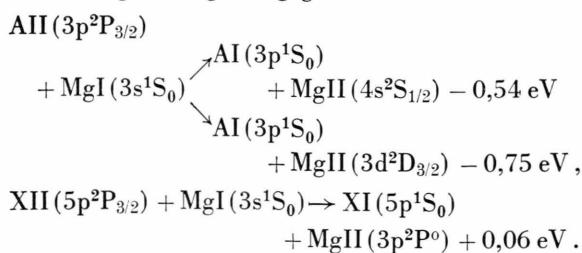
In an Argon-Magnesium-Plasma and a Xenon-Magnesium-Plasma number densities of the four lowest excited levels in Magnesium II were measured using a special absorption method and the absolute spectral line intensities from an optically non-thin layer. Near-Resonant-Charge-Exchange is demonstrated experimentally between Argon ions and MgII(4s²S) and between Xenon ions and MgII(3p²P^o), respectively.

1. Einleitung

Zur Erzeugung von ultravioletter Laserstrahlung bieten sich wegen des günstigen Quantenwirkungsgrades Quantenübergänge in Metallen und Metallionen an¹. Es war das Ziel der vorliegenden Untersuchung, die selektive Anregung von MgII-Niveaus durch fast-resonanten Ladungsaustausch mit Argon II im Plasma nachzuweisen und eine dadurch eventuell bewirkte Besetzungsinvolution aufzuzeigen.

2. Emissionsmessungen

Einem Plasmastrahl² mit 800 A Stromstärke, 1 mbar Umgebungsdruck und einem Massenfluß von 1 g/s Argon bzw. Xenon wurde durch Verdampfen 10 mgr/s Magnesium zugemischt. In der Mischzone wurden die im ultravioletten Spektralbereich liegenden, von den MgII-Niveaus 3d²D, 4s²S und 3p²P^o ausgehenden sechs Spektrallinien absolut vermessen. Wie aus dem Energiediagramm (Abb. 1) ersichtlich, ist ionisiertes Argon geeignet, durch Übertragung seiner potentiellen Energie das 4s²S-Niveau bzw. das 3d²D-Niveau des MgII selektiv anzuregen, während ionisiertes Xenon die 3p²P^o-Niveaus anzuregen vermag. Die Energiedifferenzen sind in den folgenden Reaktionsgleichungen angegeben:



38–40, D-7000 Stuttgart 80.

DFVLR-Institut für Plasmadynamik, Pfaffenwaldring
Sonderdruckanforderungen an Dipl.-Phys. M.-U. Beth,

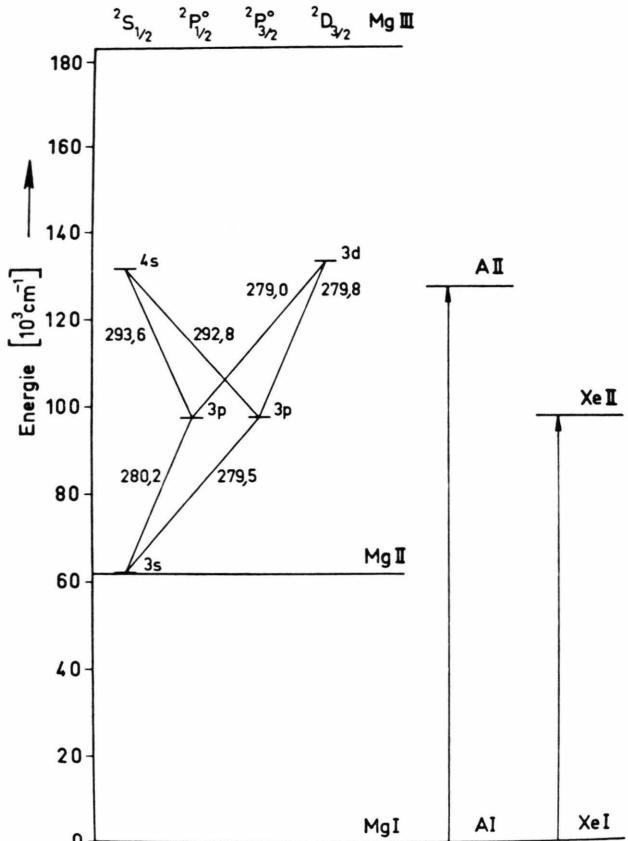


Abb. 1. Energiediagramm von Magnesium, Argon und Xenon mit den Spektrallinien in MgII (Wellenlängen in nm).

Die gemessenen absoluten Linienintensitäten I_L sind in Abb. 2 über der Schichthöhe H aufgetragen; dabei wurde der Intensitätssprung durch Halbierung der optischen Schichtlänge l erzeugt. Aus diesen Intensitäten lassen sich unter Berücksichtigung der ganzen bzw. halben Schichtlänge l bzw. $l/2$ scheinbare Besetzungsdichten N_m^* ermitteln, die in Abb. 3



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.

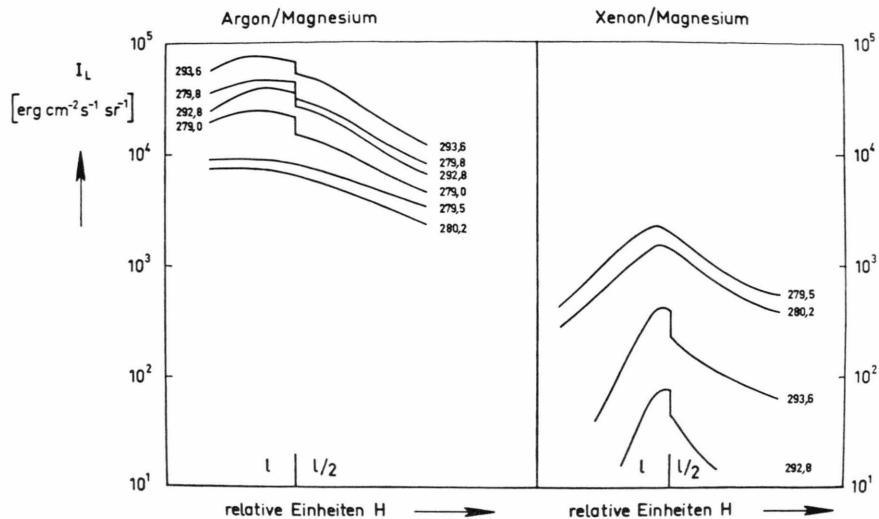


Abb. 2. Profile der Intensitäten mit Intensitätssprung durch Schichthalbierung (Wellenlängen in nm).

aufgetragen sind, und wegen möglicher Absorption als untere Grenze der wahren Besetzungsichten N_m zu verstehen sind:

$$N_m^* = 4 \pi I_L \lambda / l h c A_{nm} \leq N_m. \quad (1)$$

Dabei ist A_{nm} die Übergangswahrscheinlichkeit für spontane Emission und $h c/\lambda$ die Energie eines Photons.

Für den optisch dünnen Fall wäre in Abb. 2 wegen der Schichthalbierung ein Intensitätssprung um den Faktor zwei und in Abb. 3 kein Sprung in den Besetzungsichten zu erwarten.

Die in Abb. 2 tatsächlich auftretenden Intensitätssprünge sind in allen Linien kleiner als Faktor zwei.

Deshalb weisen alle nach Gl. (1) ermittelten scheinbaren Besetzungsichten N_m^* der untersuchten Niveaus (Abb. 3) Sprünge auf, die im Falle homogener Schicht durch Absorption und/ oder induzierte Emission erklärbar sind.

Die wesentlich höhere Besetzungsichte des 4s²S-Niveaus von MgII gegenüber dem 3d²D-Niveau bei Anregung mit Argon (links in Abb. 3) zeigt deutlich den selektiven Anregungsmechanismus für das 4s²S-Niveau. Bei Anregung mit Xenon (rechts in Abb. 3) ergibt sich eine um zwei Zehnerpotenzen kleinere scheinbare Besetzungsichte für das 4s²S-Niveau und eine unterhalb der Meßgrenze liegende Dichte für das 3d²D-Niveau, während die Dichten

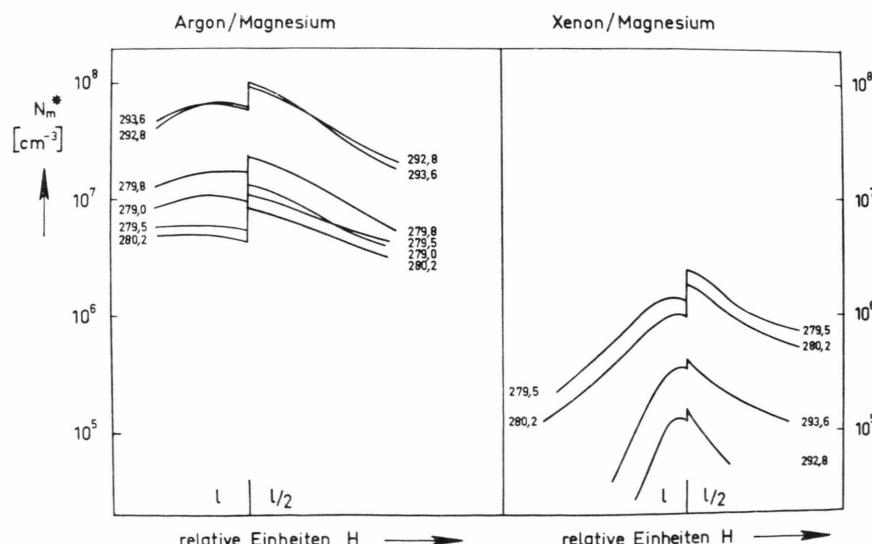


Abb. 3. Aus den Intensitäten in Abb. 2 formal (d. h. ohne Berücksichtigung der Absorption) ermittelten scheinbaren Besetzungsichten N_m nach Gl. (1) (Wellenlängen in nm).

der für Xenonanregung fast-resonanten $3p^2P^0$ -Niveaus von MgII nur wenig niedriger sind als bei Argonanregung.

Damit kann als gesichert angesehen werden:

- der fast-resonante Ladungsaustausch zwischen Argon und Magnesium,
- der fast-resonante Ladungsaustausch zwischen Xenon und Magnesium, der jedoch im einzelnen nicht weiter diskutiert wird, da eine eventuelle Besetzungsinversion der $3p^2P^0$ -Niveaus gegenüber dem Grundzustand für Laserzwecke nicht verwendbar wäre.

Fragwürdig erscheint die Inversion zwischen dem 2S - und dem 2P -Niveau einerseits und dem 2D - und dem 2P -Niveau andererseits, da wegen der sehr niedrigen – für Argon und Xenon fast gleichen – scheinbaren Besetzungsichten N_m^* für die $3p^2P^0$ -Niveaus mit starker Absorption in den kühlen Randzonen gerechnet werden muß. Aufnahmen der Linienprofile mit hoher spektraler Auflösung zeigen bei Argonanregung vollständige Absorption in der Linienmitte für die beiden Resonanzlinien, während die anderen Linien diesen Effekt nicht aufweisen. Als Beispiel sind in Abb. 4 die spektralen Linienprofile einer Resonanzlinie bei 280,2 nm und der Linie bei 293,6 nm in relativen Einheiten der Intensität aufgetragen. Das Profil der letzteren Linie läßt sich durch ein Doppler-Profil mit einer ganzen Halbw-

wertsbreite von 24 mÅ und einer entsprechenden Ionentemperatur von 3500 K annähern. Bei Xenonanregung wurden keine Linienprofile aufgenommen, jedoch wird vergleichbare Absorption in den kühlen Randschichten vermutet.

Um über die Absorption in der leuchtenden Schicht und damit über die wahren Besetzungsichten etwas aussagen zu können, muß außer den absoluten Linienintensitäten und den Linienprofilen auch der Linienabsorptionskoeffizient bekannt sein, dessen Bestimmung im folgenden beschrieben wird.

3. Absorptionsmeßverfahren zur Bestimmung der wahren Besetzungsichten

3.1. Bestimmung der optischen Tiefe $y = z_0 \alpha l$

Will man die wahren Besetzungsichten N_m im Sinne von Gl. (1) bestimmen, so ist dazu die Kenntnis des Absorptionskoeffizienten einer vom untersuchten Niveau ausgehenden Spektrallinie notwendig. Im Gegensatz zu den üblichen Verfahren, die Absorption im Plasma mit Durchstrahlung von Fremd- oder Eigenlicht zu messen, wurde hier eine mechanische Halbierung der Schichtlänge vorgenommen. Dieses Verfahren ist im vorliegenden Versuch bei einer optischen Schichtlänge von 10 cm einfacher als eine optische Schichtverdoppelung und erlaubt außerdem eine Simultanmessung der Intensitäten der ganzen und der halben Schicht. Durch Einbau einer Abdeckung wird die Schicht in Richtung der optischen Achse bis zur Mitte der Schichthöhe H halbiert. Damit lassen sich, wie aus Abb. 2 ersichtlich, Intensitätssprünge herstellen, die im optisch nicht dünnen Fall, wenn also das Intensitätsverhältnis an der Sprungstelle von zwei abweicht, die Ermittlung des Linienabsorptionskoeffizienten erlauben. Für Resonanzlinien kann, wie im hier vorliegenden Falle, der vom Faktor zwei abweichende Intensitätssprung seine Ursache auch in der Absorption der Linie in den kühlen Randzonen des Plasmas haben (siehe Abb. 4). Diese Frage ist in jedem Falle durch Untersuchung des Linienprofils zu klären.

Für nichtverschwindende Absorption und/oder induzierte Emission in der Schicht kann man das Intensitätsverhältnis F von ganzer zu halber Schichtlänge durch Integration der Strahlungstransportgleichung (3) als Funktion der optischen Tiefe $z_0 \alpha l$ errechnen, so daß durch Messung des Faktors F rückwärts $z_0 \alpha l$ bestimmt werden kann. Dabei ist z_0 der Absorptionskoeffizient in Linienmitte, und l die

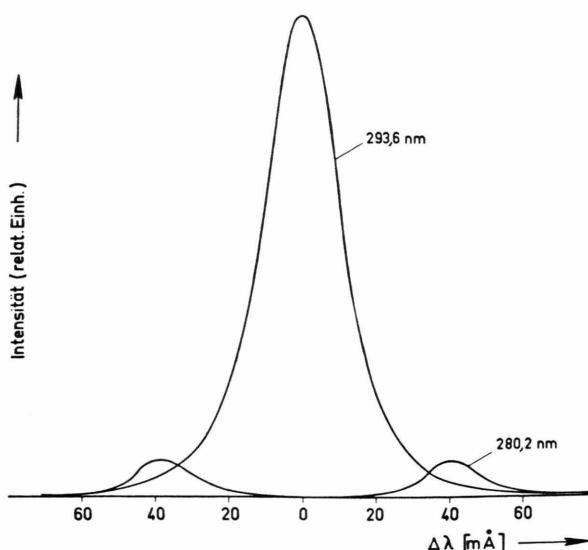


Abb. 4. Spektrale Profile der MgII-Linien bei 293,6 und 280,2 nm.

Schichtlänge. Die induzierte Emission wird durch α – formal als negative Absorption – nach Unsöld³ berücksichtigt:

$$\alpha(x) = 1 - g_n N_m(x)/g_m N_n(x). \quad (2)$$

Dabei sind g_n und g_m die statistischen Gewichte des unteren und des oberen Niveaus.

Unter Vernachlässigung von Streuung lautet die Strahlungstransportgleichung bei der Frequenz v^*

$$dI_v(x)/dx = \varepsilon_v(x) - \alpha(x) \chi_v(x) I_v(x), \quad (3)$$

die im folgenden unter verschiedenen Annahmen integriert wird. In der allgemeinen Lösung

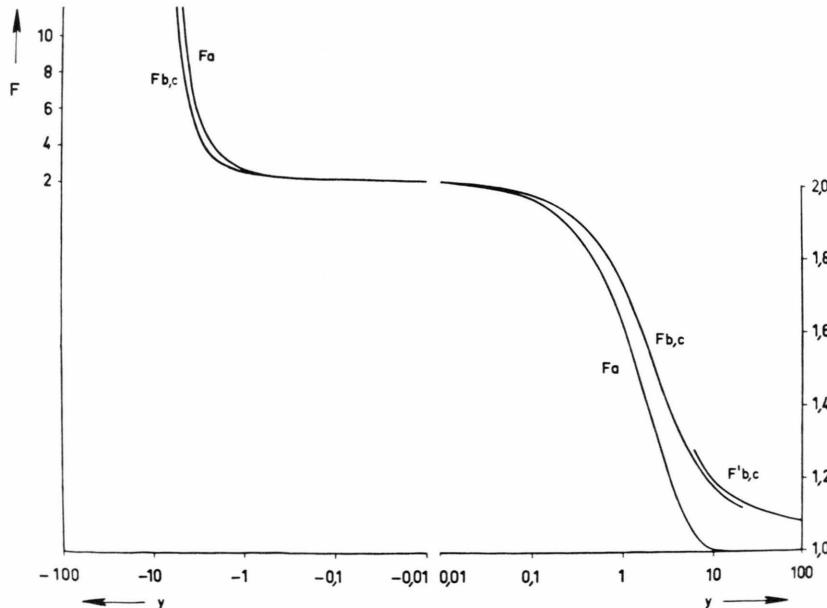
$$I_v(l) = I_v(0) \exp \left\{ - \int_0^l \alpha(x) \chi_v(x) dx \right\} + \int_0^l \varepsilon_v(x) \exp \left\{ - \int_0^x \alpha(x') \chi_v(x') dx' \right\} dx \quad (4)$$

sind die Größen

- $I_v(x)$ = die spektrale Intensität einer Linie,
- $\varepsilon_v(x)$ = der spektrale Emissionskoeffizient einer Linie und
- $\chi_v(x)$ = der spektrale Absorptionskoeffizient einer Linie

alle Funktionen von x , mit x als Richtung der optischen Achse. Mit $I_v(0) = 0$ ergibt sich:

$$I_v(l) = \int_0^l \varepsilon_v(x) \exp \left\{ - \int_0^x \alpha(x') \chi_v(x') dx' \right\} dx. \quad (5)$$



Zur Bestimmung des Intensitätsverhältnisses F für ganze zu halber Schichtlänge in x -Richtung sollen nun drei Fälle diskutiert werden:

- homogene Schicht, Linienmitte,
- homogene Schicht, Doppler-Profil der Linie,
- inhomogene Schicht: cosinus-förmiger Verlauf der Dichten, Doppler-Profil.

Zu a): Im Falle homogener Schicht, d. h. alle Größen sind von x unabhängig, lässt sich Gl. (5) allgemein integrieren und man erhält:

$$I_v(l) = (\varepsilon_v/\chi_v) (1 - \exp \{-\chi_v \alpha l\}). \quad (6)$$

Mit $\chi_v(x) = \chi_0$ in Linienmitte erhält man daraus einen Faktor

$$F_a = \frac{I_v(l)}{I_v(l/2)} = \frac{1 - \exp \{-\chi_0 \alpha l\}}{1 - \exp \{-\chi_0 \alpha l/2\}}, \quad (7)$$

der in Abb. 5 als Funktion von $y = \chi_0 \alpha l$ aufgetragen ist.

Zu b): Bei der Behandlung von Fall b) kann man von Gl. (6) ausgehend für die Integration über v den Quotienten ε_v/χ_v nicht durch die Planksche Strahlungsformel $B_v(T)$ ersetzen, da thermodynamisches Gleichgewicht nicht vorausgesetzt werden kann, sondern ε_v und χ_v müssen einzeln als spektrale Funktionen betrachtet werden. Es wird gesetzt:

$$\chi_v = \chi_0 \exp \{-(\Delta v / \Delta v_D)^2\} \quad \text{und} \quad \varepsilon_v = \varepsilon_L \frac{\exp \{-(\Delta v / \Delta v_D)^2\}}{\sqrt{\pi} \Delta v_D}$$

Abb. 5. Theoretische Intensitätsverhältnisse bei Schichthalbierung als Funktion von Absorption, induzierter Emission und Schichtlänge.

* Hier und im folgenden soll statt des v immer der Buchstabe ν gelesen werden.

mit

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \varepsilon_v dv = \varepsilon_L = \varepsilon_{\text{Linie}}$$

als Normierungsbedingung und Δv_D als Dopplerbreite der Spektrallinie. Damit wird aus Gl. (6) :

$$I_v(l) = \frac{\varepsilon_L}{\varkappa_0 \alpha \sqrt{\pi} \Delta v_D} \cdot [1 - \exp(-\varkappa_0 \alpha l \exp(-\{\Delta v/\Delta v_D\}^2))]. \quad (8)$$

Nach Entwicklung der ersten Exponentialfunktion in eine Reihe ergibt sich unter Verwendung von $\int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-\beta x^2) dx = \sqrt{\pi}/\beta$ und $y = \varkappa_0 \alpha l$ durchgliedweise Integration:

$$I_L(l) = \int_{-\infty}^{+\infty} I_v(l) dv = \frac{\varepsilon_L}{\varkappa_0 \alpha} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{y^n (-1)^{n+1}}{\sqrt{n} n!} = \frac{\varepsilon_L \Phi(y)}{\varkappa_0 \alpha}. \quad (9)$$

Die Funktion $\Phi(y)$ ist in Abb. 6 für positive y mit $\Phi(y) = \sqrt{\ln y}$ als Grenzkurve für $y \gg 1$ nach Unsöld³ aufgetragen. Mit Gl. (9) ergibt sich dann für

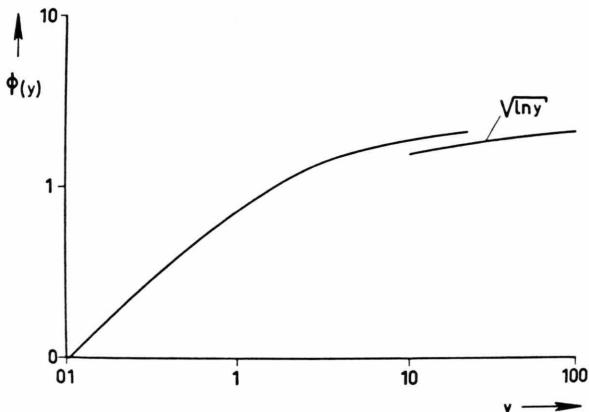


Abb. 6. Die Funktion $\Phi(y)$ mit $y = \varkappa_0 \alpha l$ nach Gleichung (9).

das Intensitätsverhältnis F_b , das in Abb. 5 dargestellt ist:

$$F_b = \frac{I(l)}{I(l/2)} = \frac{\sum_{n=1}^{\infty} \frac{y^n (-1)^{n+1}}{\sqrt{n} n!}}{\sum_{n=1}^{\infty} \frac{(y/2)^n (-1)^{n+1}}{\sqrt{n} n!}} = \frac{\Phi(y)}{\Phi(y/2)} \quad \text{mit } y = \varkappa_0 \alpha l. \quad (10)$$

Für $y \gg 1$ wird $F_b' = \sqrt{\ln y} / \sqrt{\ln y/2}$ mit $y = \varkappa_0 \alpha l$.

Zu c) : Es soll nun der Einfluß von Inhomogenitäten in Richtung der optischen Achse auf das Inten-

sitätsverhältnis bei Schichthalbierung untersucht werden. Dieses Intensitätsverhältnis wird im folgenden unter exemplarischer Annahme von cosinusförmigen Dichteprofilen

$$N_i(x) = N_i(0) \cos(\pi x/l) \quad (11)$$

berechnet. Unter der zusätzlichen Annahme eines homogenen Linienprofils $f_v(x) = f_v$ in x -Richtung und Verschiebung des Ursprungs um $-l/2$ ergibt sich dann bei Verwendung der Gln. (5) und (11) :

$$I_v(l) = \int_{-l/2}^{+l/2} \varepsilon_v(0) \cos\left(\frac{\pi x}{l}\right) \cdot \exp\left(-\int_{-l/2}^x \varkappa_v(0) \alpha(0) \cos\left(\frac{\pi x'}{l}\right) dx'\right) dx.$$

Mit der Lösung des Integrals unter der Exponentialfunktion,

$$\int_{-l/2}^{+l/2} \varkappa_v(0) \alpha(0) \cos\left(\frac{\pi x'}{l}\right) dx' = \varkappa_v(0) \alpha(0) \frac{l}{\pi} \left(1 + \sin\left(\frac{\pi x}{l}\right)\right),$$

und mit $\varepsilon_v(0) = \varepsilon_v$, $\varkappa_v(0) = \varkappa_v$ und $\alpha(0) = \alpha$ ergibt sich

$$I_v(l) = \frac{\varepsilon_v}{\varkappa_v \alpha} \left(1 - \exp\left(-2 \varkappa_v \alpha \frac{l}{\pi}\right)\right).$$

Damit wird das Intensitätsverhältnis für cosinusförmigen Dichteverlauf unter Verwendung von Dopplerprofilen für ε_v und \varkappa_v nach Integration über v analog zu Gl. (10) :

$$F_c = \frac{I_L(l)}{I_L(l/2)} = \frac{\Phi(y)}{\Phi(y/2)} \quad \text{mit } y = \frac{2}{\pi} \varkappa_0 \alpha l. \quad (12)$$

Der Faktor F_c ist – wie F_b – aus Abb. 5 zu entnehmen. In den Fällen a) und b) ist also die Abszisse in Abb. 5 $y = \varkappa_0 \alpha l$, während im Fall c) $y = (2/\pi) \varkappa_0 \alpha l$ ist.

Dieses Ergebnis erlaubt die Abschwächung der Forderung nach Homogenität in x -Richtung auf die Forderung nach cosinus-ähnlicher Symmetrie bezüglich der beiden Schichthälften.

3.2. Besetzungsichten aus Linienintensität und absorptionskoeffizient

Ist nun $\varkappa_0 \alpha l$ aus der Messung des Intensitätsverhältnisses bei Schichthalbierung und aus der Messung der absoluten Linienintensität I_L die scheinbare Besetzungsichte N_m^* bekannt, so lassen sich die wah-

ren Besetzungsdichten N_m und N_n mit Hilfe der Lösung (9) der Strahlungstransportgleichung ermitteln. Zunächst ist jedoch der Wert von α zu bestimmen, um zwischen den Fällen $\alpha \approx 1$ (d. h. keine induzierte Emission) und $\alpha < 1$ (d. h. induzierte Emission und mögliche Absorption) unterscheiden zu können. Aus Gl. (9) folgt:

$$\alpha = \varepsilon_L \Phi(y) / I_L z_0. \quad (13)$$

Nach Einsetzen von

$$\varepsilon_L = (h c / 4 \pi \lambda) A_{nm} N_m,$$

$$I_L = (h c / 4 \pi \lambda) A_{nm} N_m^* l,$$

und

$$z_0 = N_n \frac{\sqrt{\pi} r_0 \lambda_0^2 f_{mn}}{4 \lambda_D} = N_n \cdot K \quad (14)$$

mit r_0 als „Elektronenradius“ und f_{mn} als Oszillatorenstärke ergibt sich

$$\alpha = N_m \Phi(y) / N_n K l N_m^*. \quad (15)$$

Mit Gl. (2) erhält man:

$$\alpha = 1 / \left(1 + \frac{g_n K l N_m^*}{g_m \Phi(y)} \right). \quad (16)$$

Damit lässt sich α aus den Meßgrößen errechnen. Für die wahre Besetzungsdichte N_m folgt nach Gl. (15) :

$$N_m = N_m^* y / \Phi(y).$$

Die Besetzungsdichte des unteren Niveaus N_n ergibt sich für den Fall $\alpha \approx 1$ direkt nach Gl. (14) zu

$$N_n = \frac{z_0}{K} = \frac{z_0 \Delta \lambda_D}{\sqrt{\pi} r_0 \lambda_0^2 f_{mn}} \quad (17)$$

und für den Fall $\alpha < 1$ nach Gl. (2) zu

$$N_n = \frac{g_n}{g_m} \frac{N_m^*}{1 - \alpha}.$$

3.3. Messung der Besetzungsdichten ohne Kenntnis der Linienintensität

Sind absolute Linienintensitäten nicht meßbar, so läßt sich aus dem Intensitätsverhältnis bei Schichtabtrennung nach Abb. 5 für jede Linie $y = z_0 \alpha l$ ermitteln und damit eine Beziehung zwischen den Besetzungsdichten der zugehörigen Niveaus aufstellen:

$$y = z_0 \alpha l = K l \left(N_n - \frac{g_n}{g_m} N_m \right). \quad (18)$$

Sind genügend viele Intensitätsverhältnisse – mindestens drei Verhältnisse bei drei Niveaus – meßbar, so erhält man ein Gleichungssystem mit den Be-

setzungsdichten als Lösung. Dieses Verfahren ist nicht für $\alpha \approx 1$ anwendbar, da dann der relative Fehler für ein oberes Niveau N_m

$$\frac{dN_m}{N_m} = \frac{dy}{y - N_n K l} = \frac{dy}{y (1 - 1/\alpha)} \quad (19)$$

beliebig groß wird, wie sich durch Differentiation von Gl. (18) ergibt. In diesem Fall läßt sich nur die untere Besetzungsdichte N_n ermitteln (sofern nicht zusätzlich $z_0 l \ll 1$ ist). Der relative Fehler in N_n ergibt sich dann zu:

$$\frac{dN_n}{N_n} = \frac{dy}{y} \alpha. \quad (20)$$

4. Auswertung und Diskussion

Die Intensitätsmessungen wurden in der zweiten Ordnung eines 2-m-Gitterspektrographen fotografisch-fotoelektrisch durch Vergleich mit einem Kohlebojenstrahlungsnormal ausgeführt, während die Linioprofile in der achten Ordnung bei einer Breite des Apparateprofils von etwa 12 mÅ untersucht wurden. Bei einer Schichtlänge von 10 cm sollen nun die Besetzungsdichten im Sinne von Abschnitt 3.2 ermittelt werden. Dazu werden aus Abb. 3 die Besetzungsdichten N_m^* an der Sprungstelle und aus Abb. 2 die Intensitätsverhältnisse F_b an der Sprungstelle entnommen. Für alle untersuchten Linien ergibt die Anwendung von Gl. (16) $\alpha \approx 1$, d. h., N_n kann aus Gl. (17) bestimmt werden.

Zur Auswertung notwendige atomphysikalische Daten wurden nach Wiese⁴ verwendet. Die in den Ergebnissen in Tab. 1 auftretenden Diskrepanzen in den Besetzungsdichten der 3p²P-Niveaus sind einer-

Tab. 1. Scheinbare und wahre Besetzungsdichten in MgII bei Argon- bzw. Xenonanregung.

| | λ | F_b | y | $y/\Phi(y)$ | N_m^* | N_m | N_n |
|----|-----------|-------|------|-------------|-------------------|-------------------|---------------------|
| Ar | 293,6 | 1,29 | 4,8 | 3,04 | $5,9 \cdot 10^7$ | $17,9 \cdot 10^7$ | $1,2 \cdot 10^{12}$ |
| | 292,8 | | | | | | |
| | 279,8 | 1,42 | 2,9 | 2,16 | $1,7 \cdot 10^7$ | $3,7 \cdot 10^7$ | $1,3 \cdot 10^{11}$ |
| | 279,0 | | | | $0,95 \cdot 10^7$ | $2,1 \cdot 10^7$ | $1,2 \cdot 10^{11}$ |
| | 280,2 | — | — | — | $4,3 \cdot 10^6$ | — | — |
| | 279,5 | — | — | — | $5,5 \cdot 10^6$ | — | — |
| Xe | 293,6 | 1,74 | 1,1 | 1,43 | $3,6 \cdot 10^5$ | $5,1 \cdot 10^5$ | $2,6 \cdot 10^{11}$ |
| | 292,8 | 1,67 | 1,55 | 1,61 | $1,3 \cdot 10^5$ | $2,0 \cdot 10^5$ | $3,8 \cdot 10^{11}$ |
| | 279,5 | — | — | — | $1,3 \cdot 10^6$ | — | — |
| | 280,2 | — | — | — | $0,95 \cdot 10^6$ | — | — |

seits durch die bereits erwähnte Absorption der Resonanzlinien in den kühlen Randzonen, andererseits durch die Symmetriestörungen der Schicht erklärbar. Unberührt davon bleibt jedoch der Nachweis des selektiven Ladungsaustausches.

Das Ziel weiterer Untersuchungen ist die räumliche Abtastung des Plasmas nach eventuellen Besetzungsinvolutionen bzw. die Erzeugung von Involutionen durch gezielte Verbesserung der Pumprate in das $4s^2S$ -Niveau des Magnesiums.

¹ D. L. Chubb et al., NASA TMX-68143.

² H. Hügel, Raumfahrtforschung 5, Sept. 1972.

³ A. Unsöld, Physik der Sternatmosphären, Springer 1955.

⁴ W. L. Wiese et al., Atomic Transition Probabilities, Vol. II, NBS.