

Elektronenstoßspektrometrische Bestimmung von Besetzungsichten in einem Heliumplasma

H. BOERSCH, J. GEIGER und M. TOPSCHOWSKY

I. Physikalisches Institut der Technischen Universität Berlin

(Z. Naturforsch. **26 a**, 198—203 [1971]; eingegangen am 12. Juni 1970)

Determination of Population Densities in a Helium Plasma by Electron Impact Spectroscopy

The energy spectrum of a narrow electron beam (primary energy 25 keV, energetic width 0,08 eV) has been measured after having passed a low voltage helium discharge constricted by a metal capillary. Besides the resonance series, which is characteristic for the helium atoms in the ground state, electron energy losses are found due to transitions from excited states. In addition superelastic collisions occur which are caused by de-excitation processes. Population densities of the atoms in excited states are derived from the intensities in the electron energy spectrum using the wellknown transition probabilities. The result is compared with population densities obtained by means of Saha's equation as well as with those quoted by Drawin. Large discrepancies are found in both cases.

1. Einleitung und Versuchsanordnung

Zur Messung der Besetzung angeregter Zustände in Gasentladungsplasmen fanden bisher nur lichtspektroskopische Methoden Verwendung^{1, 2}. In den letzten Jahren gewann neben der Lichtspektroskopie die Elektronenstoßspektroskopie an Bedeutung. Die Methode beruht darauf, daß die Intensitäten im Energieverlustspektrum schneller Elektronen den optischen Übergangswahrscheinlichkeiten proportional sind³. Sie hat sich für die Untersuchung von Übergängen aus dem Grundzustand atomarer³ und molekularer^{4, 5} Systeme glänzend bewährt. In dieser Arbeit wird die Elektronenstoßspektroskopie auch auf Übergänge, die von bereits angeregten Zuständen ausgehen, angewendet, und damit die Messung von Besetzungszahlen angeregter Zustände in Gasentladungsplasmen ermöglicht.

Zur Messung der Energieverteilung eines durch ein Gasentladungsplasma geschossenen Elektronenstrahls (25 keV) ist es notwendig, mit monochromatisierten Elektronen zu arbeiten. Aus diesem Grunde wurde eine Apparatur mit zwei Wien-Filter-Analysatoren als Monochromator und als Energieanalysator^{6, 7} aufgebaut

(Abb. 1). Aus Intensitätsgründen wurde in dieser Untersuchung auf höchstes Energieauflösungsvermögen verzichtet. Unmittelbar hinter der Energieblende, die aus dem Energiespektrum der Elektronenquelle den monochromatisierten Elektronenstrahl ausblendet, findet die Wechselwirkung mit dem Heliumplasma statt. Das Plasma wird in einem Kapillarbogen-Rohr^{8, 9} erzeugt. Die Kapillare (3,5 mm Ø, 18 mm Länge) wird vom Elektronenstrahl senkrecht zu ihrer Achse durchsetzt. Der Druckunterschied zwischen Bogenraum (0,7 Torr) und dem übrigen Raum (10^{-5} bis 10^{-4} Torr) wird durch den Strömungswiderstand von zwei engen Blenden (Energie- und Drosselblende) aufrecht erhalten.

Die aus der Energieblende austretenden Ionen stoßen die Potentialverhältnisse im Monochromator. Um die Ionen am Eintritt in den Monochromator zu hindern, wurde zwischen Gasentladungsrohr und Monochromator eine positiv geladene Schirmblende (10 mm Ø, +100 V, bezogen auf das Potential des Entladungsrohres) angebracht. Für den Analysator war eine Schirmblende nicht notwendig, da er durch seine Aperturblende ausreichend geschützt ist. Die Energieverlustmessungen wurden an einer Heliumentladung bei einem Entladungsstrom von 5 A und

Sonderdruckanforderungen an I. Physikalisches Institut der Technischen Universität, D-1000 Berlin 12, Straße des 17. Juni 135.

¹ H. R. GRIEM, *Plasma Spectroscopy*, McGraw-Hill Book Co., New York 1964.

² W. LOCHTE-HOLTGREVEN (ed.), *Plasma Diagnostics*, North-Holland Publ. Co., Amsterdam 1968.

³ H. BOERSCH, J. GEIGER u. B. SCHRÖDER, Abhandl. Dtsch. Akad. Wiss. Berlin, Kl. Math. Phys. Techn. No. 1, 15 [1967].

⁴ J. GEIGER u. H. SCHMORANZER, *J. Mol. Spectroscopy* **32**, 39 [1969].

⁵ J. GEIGER u. B. SCHRÖDER, *J. Chem. Phys.* **49**, 740 [1968]; **50**, 7 [1969].

⁶ H. BOERSCH, J. GEIGER u. H. HELLWIG, *Phys. Letters* **3**, 64 [1962].

⁷ H. BOERSCH, J. GEIGER u. W. STICKEL, *Z. Phys.* **180**, 415 [1964].

⁸ M. A. TUVE, O. DAHL u. L. R. HAFSTAD, *Phys. Rev.* **48**, 241 [1935].

⁹ H. BOERSCH, J. GEIGER u. M. TOPSCHOWSKY, *Z. Naturforsch.* **25 a**, 1411 [1970].



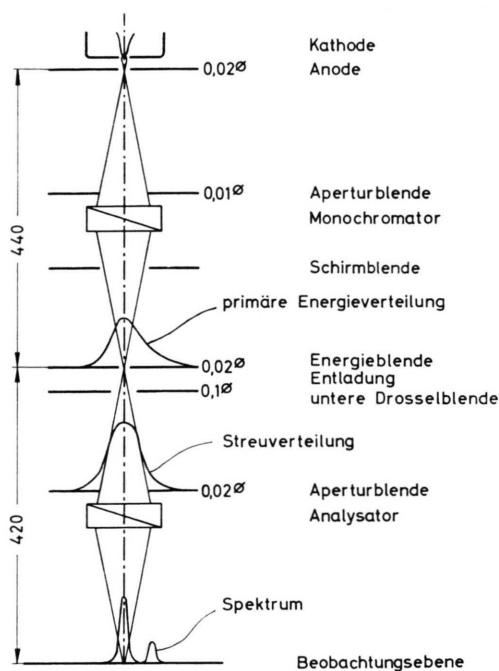


Abb. 1. Aufbau des Elektronenspektrometers, Maße in mm.

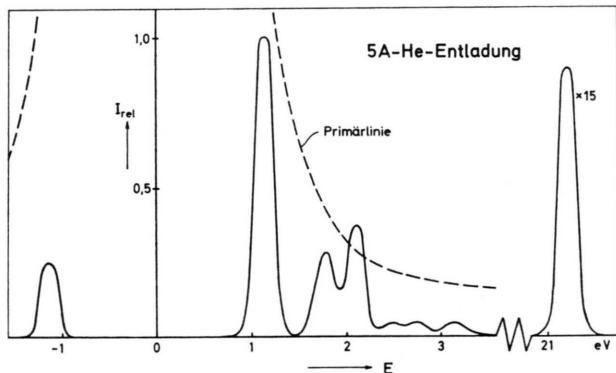
einem Druck von 0,7 Torr durchgeführt. Die Belichtungszeiten lagen zwischen 15 min für den stärksten Energieverlust im infraroten Spektralbereich und 2 Stunden für die schwächsten beobachteten Verluste.

Die Registrierung der Spektren erfolgte auf SCIENTIA 23D50 Platten der Fa. Gevaert. Die Aufnahmen wurden mit einem Mikrophotometer und angeschlossenem Transparenz-Intensitäts-Konverter¹⁰ ausgewertet.

2. Meßergebnisse

Das Energieauflösungsvermögen der Meßanordnung beträgt in Probeaufnahmen ohne Gasentladung etwa 0,08 eV. Nach Einschalten der Gasentladung verbreitern sich der primäre Elektronenstrahl und auch alle Energieverlustpeaks auf 0,23 eV¹¹.

Abb. 2 gibt das an einer 5 A-Helium-Entladung aufgenommene Energieverlustspektrum wieder. Die sechs Energieverluste und der Energiegewinn, die in den Originalaufnahmen auf den intensiven Ausläufern der ebenfalls dargestellten Primärlinie lie-

Abb. 2. Energieverlustspektrum von 25 keV-Elektronen nach Durchgang durch eine 5 A He-Entladung ($p=0,7$ Torr).

gen, sind vom Untergrund abgetrennt. Die Abszisse ist zwischen 4 eV und 20 eV unterbrochen. Oberhalb von 20 eV treten die bekannten³ Energieverluste der Heliumresonanzserie durch Anregung des Heliumatoms aus dem Grundzustand auf. Die Intensität des hier, auf gleiche Linienform normiert, dargestellten Energieverlusts durch Anregung der Helium-Resonanzlinie ist aus Aufnahmen geringer Dispersion gewonnen. Infolge der Unschärfe der Resonanzlinie, die wegen des großen energetischen Abstandes von der Bezugslinie bei 1,14 eV außerhalb des Fokussierungsbereichs des Energieanalysators liegt, ist eine Intensitätsauswertung sehr erschwert. Die in Abb. 2 angegebene Intensität der Resonanzlinie ist daher als Abschätzung zu betrachten. Der Fehler in der Intensitätsangabe kann den in Tab. 1 angegebenen Bereich überschreiten.

Die im infraroten und sichtbaren Spektralbereich gefundenen Energieverluste liegen bei 1,14, 1,79, 2,11, 2,50, 2,75 und 3,15 eV. Weiter wurde ein zu dem Energieverlust bei 1,14 eV korrespondierender Energiegewinn gefunden.

¹⁰ W. STICKEL, Ein Transparenz-Intensitäts-Konverter (unveröffentlicht).

¹¹ Eine Möglichkeit, die Energieverbreiterung bei eingeschalteter Gasentladung zu erklären, ist die Vielfachstreuung der Strahlelektronen an den freien Elektronen der Gasentladung. Die DRUYVESTEYNsche Theorie¹², bei deren Ableitung die Bewegung der freien Plasma-Elektronen näherungsweise berücksichtigt wird, liefert bei dem gegebenen

Plasma eine Energiebreite des Elektronenstrahls, die um den Faktor 3 zu groß ist. Die Theorie kann aber in der vorliegenden Form auf das Experiment nicht angewendet werden, da in ihr auch in großer Winkel gestreute Elektronen berücksichtigt sind. Im Experiment tragen dagegen nur Elektronen, die um einige 10^{-4} rad vielfach-gestreut werden, wesentlich zum Energieverlustspektrum bei.

¹² M. J. DRUYVESTEYN, Physica 5, 561 [1938].

3. Theorie und Deutung der Meßergebnisse

a) Energieverlustintensitäten optisch erlaubter Übergänge

Bei der hier durchgeführten Energieverlustmessung erfaßt der Energieanalysator die Elektronen, die in den Winkelbereich $0 \leq \vartheta \leq 1,1 \cdot 10^{-4}$ rad gestreut wurden. Zur Berechnung der erhaltenen Energieverlustintensitäten ist es somit notwendig, den von der Theorie gelieferten differentiellen Wirkungsquerschnitt über diesen Streuwinkelbereich zu integrieren und den partikulären Wirkungsquerschnitt zu bilden. Dieser ist für reine Dipolübergänge in der Näherung für kleine Winkel gegeben durch³

$$\sigma_{nn'}(\vartheta_{\max}) = \frac{4 \pi Ry}{k_0^2 E_{nn'}} f_{nn'} \ln \left[1 + \left(\frac{2 E_0 \vartheta_{\max}}{E_{nn'}} \right)^2 \right]. \quad (1)$$

In dieser Formel bedeuten: $Ry = 13,596$ eV die Ionisierungsenergie des Wasserstoffatoms, k_0 und E_0 die Wellenzahl und Energie der Elektronen vor dem Stoß, $E_{nn'}$ die Anregungsenergie des Überganges $n \rightarrow n'$ und $f_{nn'}$ die optische Oszillatorenstärke dieses Überganges. Die optische Oszillatorenstärke ist für einen Übergang von einem g_n -fach entarteten Niveau n zu einem $g_{n'}$ -fach entarteten Niveau n' , das energetisch über dem Niveau n liegt, definiert durch¹³

$$f_{nn'} = \frac{2 m E_{nn'}}{3 \hbar^2 e^2} \frac{\sum_{ik} |R_{n_i n_k'}|^2}{g_n} \quad (2)$$

mit dem Übergangsmoment $R_{nn'}$.

Die Energieverlustintensitäten ergeben sich aus den partikulären Wirkungsquerschnitten nach der Gleichung:

$$I_{nn'} = I_0 N(n) x \sigma_{nn'}. \quad (3)$$

Aus Gl. (3) folgt für das Intensitätsverhältnis von Linien, die vom gleichen Ausgangsniveau n ausgehen,

$$I_{nn'}/I_{nn''} = \sigma_{nn'}/\sigma_{nn''} \quad (3a)$$

und dementsprechend für Übergänge von verschiedenen Ausgangsniveaus n und m

$$I_{nn'}/I_{mm'} = \sigma_{nn'} N(n)/\sigma_{mm'} N(m). \quad (3b)$$

$N(n)$ ist die Besetzungsdichte des Niveaus n , I_0 die Primärintensität des Elektronenstrahls und x die Dicke der Gasentladung. Bei bekannten optischen

Oszillatorenstärken ist es also möglich, durch Messung der Intensitäten in einem Energieverlustspektrum mittels Gl. (3) und (1) Besetzungsdichten zu bestimmen.

Für das Intensitätsverhältnis von Energieverlust zu Energiegewinn geben KLEIN und ROSELAND¹⁴ die Beziehung

$$I_{nn'}/I_{n'n} = N(n) g_{n'}/N(n') g_n \quad (4)$$

an.

Gl. (4) gilt von der Ableitung her zunächst nur für die totalen Streuquerschnitte. Da jedoch sowohl der differentielle Streuquerschnitt als auch der totale Streuquerschnitt dem Quadrat des Dipolmatrixelements proportional sind, folgt aus der Symmetrie der Übergangsmatrix, daß Gl. (4) auch für den partikulären Wirkungsquerschnitt und somit für die in dieser Arbeit gemessenen Energieverlust- und Energiegewinn-Intensitäten gilt. Eine Messung des Intensitätsverhältnisses von Energieverlust zu Energiegewinn gestattet somit eine direkte Bestimmung des Besetzungszahlen-Verhältnisses $N(n)/N(n')$ für die Zustände n und n' .

Durch Vergleich der nach Gl. (4) bestimmten relativen Besetzungszahlen mit den aus Gl. (3) bestimmten läßt sich die Genauigkeit der Messungen bzw. der verwendeten Oszillatorenstärken prüfen.

Läge thermodynamisches Gleichgewicht der Zustände n und n' mit den freien Elektronen einer Gasentladung vor, so könnte aus dem Intensitätsverhältnis von Energieverlust zu Energiegewinn über die Gleichung

$$I_{nn'}/I_{n'n} = \exp(E_{nn'}/k T_e) \quad (5)$$

direkt die Elektronentemperatur T_e der untersuchten Gasentladung bestimmt werden. Gl. (5) beruht auf der Möglichkeit, aus der relativen Besetzung zweier Niveaus über die Boltzmannsche Beziehung eine Temperatur zu definieren. Bei mehreren Niveaus muß sich die relative Besetzung aller dieser Niveaus durch die gleiche Temperatur beschreiben lassen, damit die Temperaturdefinition physikalisch sinnvoll wird.

b) Deutung des an der Helium-Entladung gemessenen Energieverlustspektrums von 25 keV-Elektronen

Das Energieverlustspektrum (Abb. 2) wird unter Heranziehung der theoretischen Oszillatorenstärken

¹³ G. HERZBERG, Spectra of Diatomic Molecules, van Nostrand Co., Princeton 1950.

¹⁴ O. KLEIN u. S. ROSELAND, Z. Phys. 4, 46 [1921].

von GREEN, JOHNSON und KOLCHIN¹⁵ gedeutet. Die beobachteten, nachfolgend diskutierten Übergänge sind in das vereinfachte Termschema (Abb. 3) als Pfeile eingezeichnet. Zur Bestimmung der in Tab. 1 aufgeführten Besetzungszahlen wurden folgendermaßen vorgegangen: Zunächst wurde nach

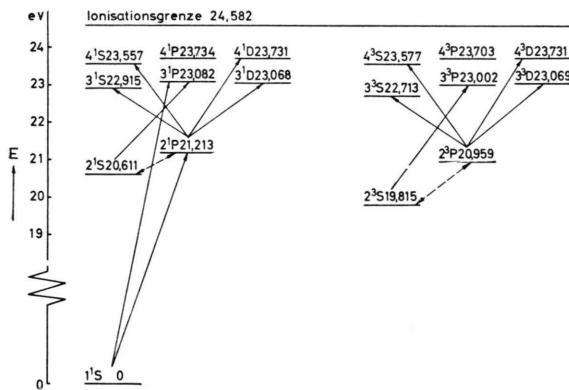


Abb. 3. Termschema des Heliumatoms (Termwerte in eV).

Gl. (1) unter Verwendung der theoretischen Oszillatorenstärken relative auf den Übergang $2^3S \rightarrow 2^3P$ bezogene partikuläre Wirkungsquerschnitte σ_{rel} berechnet. Aus diesen und den normierten, gemessenen Energieverlustintensitäten I_{exp} wurden dann nach Gl. (3) die relativen Besetzungszahlen N_{rel} ermittelt (Tab. 1).

Aus dem Intensitätsverhältnis der Übergänge $2^3S \rightarrow 2^3P$ und $2^3P \rightarrow 3^3D$ ergibt sich die relative Besetzungszahl $N_{\text{rel}}(2^3P) = 0,93$ nach Gl. (3 b). Als befriedigende Bestätigung dieses Resultats kann der aus dem Intensitätsverhältnis von Energiegewinn zu Energieverlust bei 1,144 eV nach Gl. (4) ermittelte Wert $N_{\text{rel}}(2^3P) = 0,75$ angesehen werden. Die Abweichungen dürften auf die Schwierigkeiten beim Abtrennen des Untergrundes zurückzuführen sein. Aus den beiden Besetzungsdichten $N_{\text{rel}}(2^3S)$ und $N_{\text{rel}}(2^3P)$ können dann mit Hilfe der partikulären Wirkungsquerschnitte und Gl. (3) die übrigen in Tab. 1 angegebenen Intensitätswerte I_{theor} für das Triplettsystem berechnet werden. Dabei zeigt sich, daß der Energieverlust bei 1,79 eV nicht allein durch Übergänge im Triplettsystem des Heliumatoms erklärt werden kann. Sowohl seine energetische Lage als auch seine Intensität zwingen zu dem Schluß, daß die Anregung des Überganges $2^1P \rightarrow 3^1D$ wesentlich zu seiner Intensität beiträgt. Der Zustand 2^1P hat also eine mit den metastabilen Zuständen

Tab. 1. Aus Oszillatorenstärken¹⁵ berechnete partikuläre Wirkungsquerschnitte σ_{rel} , gemessene Intensitäten im Energieverlustspektrum I_{exp} und daraus (*kursiv*) ermittelte Besetzungszahlen N_{rel} . Die Energieverlustintensitäten I_{theor} sind aus σ_{rel} und N_{rel} nach Gl. (3) berechnet. Alle Werte sind auf den Übergang $2^3S \rightarrow 2^3P$ normiert. Die Anregungsenergien E sind den Tabellen von C. E. MOORE (Circular NBS Nr. 467) entnommen.

Übergang	E eV	σ_{rel}	N_{rel}	I_{theor}	I_{exp}
$2^3S \rightarrow 2^3P$	1,144	1,000	1,000	1,000	<i>1,000</i>
3^3P	3,187	0,019		0,019	
4^3P	3,888	0,003		0,003	
$2^3P \rightarrow 2^3S$	1,144	0,333	0,931	0,310	0,250
3^3S	1,754	0,190		0,175	0,179
4^3S	2,618	0,014		0,013	0,013
5^3S	3,004	0,003		0,003	
3^3D	2,109	0,398		0,371	<i>0,371</i>
4^3D	2,771	0,048		0,045	0,039
5^3D	3,078	0,012		0,011	
$2^1S \rightarrow 2^1P$	0,602	0,980	0,425	0,416	
3^1P	2,471	0,073		0,031	<i>0,031</i>
4^1P	3,123	0,015		0,006	
$2^1P \rightarrow 2^1S$	0,602	0,326	0,204	0,067	
3^1S	1,702	0,140		0,029	
4^1S	2,344	0,014		0,003	
5^1S	2,793	0,004		0,001	
3^1D	1,855	0,584		0,199	<i>0,199</i>
4^1D	2,518	0,056		0,011	
5^1D	2,824	0,016		0,003	
$1^1S \rightarrow 2^1P$	21,213	$5,64 \cdot 10^{-4}$	$2,3 \cdot 10^{-4}$	13	7 ... 18

vergleichbare Besetzungsdichte. Die Besetzungszahl für den 2^1S -Zustand wird aus der Intensität des Energieverlustes bei 2,47 eV bestimmt. Der Wert für $N_{\text{rel}}(2^1S)$ kann etwas zu groß sein, da zu dem 2,47 eV-Energieverlust möglicherweise die Resonanzbande des He_2 -Moleküls bei 2,414 eV einen nicht zu vernachlässigenden Intensitätsanteil liefert. Aus Auflösungs- und Intensitätsgründen konnten weitere Glieder der vom 2^1S -Zustand ausgehenden Rydberg-Serie, die zur Kontrolle hätten dienen können, nicht nachgewiesen werden. Die Besetzungszahl des Grundzustandes $N_{\text{rel}}(1^1S)$ des He-Atoms wird aus der Intensität der Heliumresonanzlinie bestimmt. Mit Hilfe der aus N_{rel} mittels Gl. (3) und Gl. (4) berechneten I_{theor} -Werte wurde schließlich das theoretische Energieverlustspektrum in Abb. 4 konstruiert und mit dem experimentellen verglichen. Bemerkenswerte Differenzen zwischen beiden Spektren treten nur im Bereich $|E| < 1$ eV auf. Hier verhinderte die hohe Primärintensität die Messung des bei $\pm 0,602$ eV erwarteten Energieverlustes und -gewinns. Die Abweichung von 20% der Intensitäten des Energiegewinns bei 1,144 eV beruht auf der hier noch sehr hohen Intensität des Auslängers der Primärlinie. Die Intensität des Untergrundes übersteigt die Signalintensität um den Faktor 6.

¹⁵ L. C. GREEN, N. C. JOHNSON u. E. K. KOLCHIN, Astrophys. J. 144, 369 [1966].

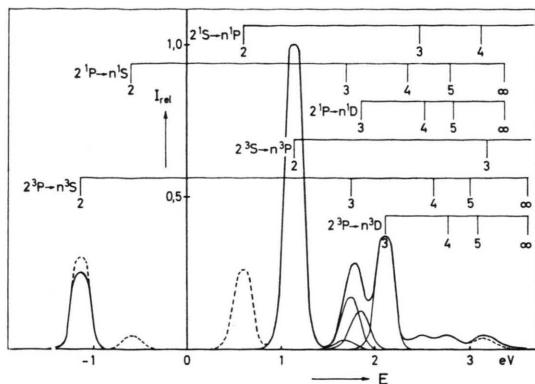


Abb. 4. Zur Deutung des an der 5 A He-Entladung gemessenen Energieverlustspektrums. Experimentelles Spektrum durchgezogen, berechnetes Spektrum gestrichelt. Für den Doppelenergieverlust bei 2 eV ist die Zusammensetzung aus den Einzellinien angedeutet.

c) Vergleich der gemessenen Besetzungszahlen mit theoretischen Werten

1. Beschreibung eines thermischen Plasmas nach Saha

Ein Plasma, das sich im thermischen Gleichgewicht befindet, d. h. dessen Temperaturen von Atomen, Ionen und Elektronen übereinstimmen, läßt sich nach Saha beschreiben durch¹⁶

$$\frac{N(n)}{N_i} = \frac{g_n N_e}{2 \sum_i} \frac{h^3}{(2 \pi m k T)^{3/2}} \exp\left(\frac{E_n}{k T}\right). \quad (6)$$

Dabei bedeuten N_i , $N(n)$ die Ionen- bzw. Atomdichte im Zustand n , N_e die Elektronendichte, E_n der energetische Abstand des Niveaus n von der Ionisationsgrenze und Σ_i die Zustandssumme des Ions, die DRAWIN¹⁶ folgend, für das He^+ -Ion gleich zwei gesetzt wird.

Die Ladungsträgerdichte $N_i = N_e$ in der Heliumentladung wurde aus der Winkelhalbierterbreite der Kleinwinkel-Vielfachstreuung⁹ bestimmt. Sie ergibt sich zu $N_i = N_e = 4 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3} \pm 50\%$. Sowohl für die Abschätzung des Ionisierungsgrades als auch für die absoluten Besetzungsichten $N(n)$ der Zustände in der Gasentladung wird angenommen, daß die Neutralgasdichte $N(1^1S)$ im Plasma — ähnlich wie bei der Argonentladung⁹ gleicher Stromdichte — um den Faktor 0,2 kleiner wird als ohne Entladung. Der mit dieser Annahme verbundene Fehler darf den Faktor 2 nicht überschreiten. Ein Faktor 2 ist jedoch in dem folgenden Vergleich mit der Theorie

uninteressant, da Abweichungen von den theoretischen Werten um Zehnerpotenzen gefunden werden.

Eine besondere Schwierigkeit bei der Auswertung der Saha-Gleichung (6) besteht in der Festlegung der in sie eingehenden Temperatur T . Versuchsweise wurden mittels Gl. (5) und (4) aus den Besetzungszahlen der Tab. 1 zwei Rechentemperaturen bestimmt; einmal aus dem Besetzungsverhältnis $N(2^3S)/N(2^3P)$ zu etwa 10 000 K und zum anderen aus dem Besetzungsverhältnis $N(1^1S)/N(2^1P)$ zu etwa 20 000 K. Aus dem Intensitätsverhältnis von Energieverlust zu Energiegewinn ergäbe sich nach Gl. (5) eine Temperatur $T = 9500$ K. Wenn sich das Heliumplasma durch eine Temperatur beschreiben läßt, so sollte sie etwa im Bereich dieser beiden Temperaturen liegen. Es wurden daher mit diesen beiden Rechentemperaturen nach Gl. (6) die Besetzungsichten in Tab. 2 berechnet. Mit der Temperatur von 10 000 K ergibt sich die richtige Größenordnung der Atomdichte im Grundzustand. Die Dichten in den angeregten Zuständen sind jedoch um etwa sechs Größenordnungen kleiner als die Meßwerte. Eine derartig große Abweichung kann in keinem Fall durch Meßfehler erklärt werden. Bei der höheren Temperatur $T = 20 000$ K liegen die relativen Besetzungsichten der angeregten Niveaus, bezogen auf die des Grundzustandes, den tatsächlichen Verhältnissen näher; die absolute Atomdichte im Grundzustand (und damit auch die Dichte der Atome in angeregten Zuständen) liegt jedoch weit unterhalb der Nachweisgrenze der Apparatur.

Aus diesen Ergebnissen ist zu schließen, daß sich das untersuchte Plasma nicht im thermischen Gleichgewicht befindet. Diese Annahme steckte schon in der Abschätzung der Gasdichte, der implizit die Annahme einer Temperatur von etwa 1500 K zugrundeliegt.

Tab. 2. Experimentelle und theoretische Besetzungsichten $N [\text{cm}^{-3}]$ im He-Plasma, $N_i = N_e = 4 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$.

Niveau	Messung	Theorie			
		SAHA		DRAWIN	
		10 000 K	20 000 K	10 000 K	20 000 K
1^1S	$5,5 \cdot 10^{15}$	$4,4 \cdot 10^{15}$	$9,6 \cdot 10^8$	$1,4 \cdot 10^{22}$	$8,4 \cdot 10^{21}$
2^1S	$1,0 \cdot 10^{11}$	$1,6 \cdot 10^5$	$6,0 \cdot 10^3$	$5,2 \cdot 10^{10}$	$1,5 \cdot 10^9$
2^1P	$4,8 \cdot 10^{10}$	$2,5 \cdot 10^5$	$1,2 \cdot 10^4$	$8,8 \cdot 10^6$	$3,5 \cdot 10^5$
2^3S	$2,4 \cdot 10^{11}$	$1,3 \cdot 10^6$	$2,8 \cdot 10^4$	$1,5 \cdot 10^{11}$	$3,1 \cdot 10^9$
2^3P	$2,0 \cdot 10^{11}$	$1,0 \cdot 10^6$	$4,4 \cdot 10^4$	$1,9 \cdot 10^9$	$8,0 \cdot 10^7$

¹⁶ H. W. DRAWIN, Z. Naturforsch. **19 a**, 1451 [1964].

2. Beschreibung eines nicht-thermischen Plasmas nach DRAWIN¹⁶

Drawin berechnet Besetzungsdichten für Helium-Plasmen unter verschiedenen Bedingungen. Als Rechenparameter benutzt er dabei die Elektronentemperatur T_e und die Elektronendichte im Plasma N_e . Durch diese beiden Parameter ist in seinem Rechenformalismus das Plasma vollständig bestimmt.

Zum Vergleich mit den experimentellen Daten werden aus den gleichen Gründen wie im vorhergehenden Abschnitt die Temperaturen 10 000 K und 20 000 K herangezogen. In diesem Bereich dürfte auch die Elektronentemperatur T_e des Plasmas liegen.

Drawin gibt seine Ergebnisse in Form von Korrekturfaktoren an, die an Saha-Besetzungsdichten anzubringen sind. Für die Elektronentemperatur 10 000 K lassen sich alle Besetzungsdichten direkt mit den von Drawin angegebenen Korrekturfaktoren berechnen. Für 20 000 K müssen die Korrekturfaktoren durch lineare Interpolation der Werte für 10 000 K und 60 000 K gewonnen werden.

Drawin gibt Besetzungsdichten nur für einige Werte der Elektronendichte N_e an. Die in Tab. 2 angegebenen Besetzungsdichten sind mit den Korrekturfaktoren für die den experimentellen Verhältnissen am nächsten liegende Elektronendichte $N_e = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ berechnet worden.

Aus Tab. 2 ist zu erkennen, daß auch die Drawinsche Theorie das im Experiment vorliegende Plasma nicht vollständig zu beschreiben vermag. Die aus der Theorie folgende Dichte der Atome im Grundzustand ist um 6 Größenordnungen zu groß.

Nur für die Besetzung der Zustände 2^1S und 2^3S ergeben sich aus der Drawinschen Theorie mit dem Experiment verträgliche Werte. Dagegen sind bei den Besetzungsdichten der P-Zustände wieder Abweichungen um Größenordnungen gegenüber dem experimentellen Resultat vorhanden.

Es muß also festgestellt werden, daß das experimentell untersuchte Plasma sich weder nach Saha noch nach Drawin beschreiben läßt. Die Nichtbeschreibbarkeit des Plasmas mit Hilfe der Saha-Gleichung darf nicht verwundern, da die große Nähe der gekühlten Wände die Einstellung eines Gleichgewichtsplasmas verhindert.

Für die Abweichungen von Drawins Resultaten müssen verschiedene Gründe verantwortlich gemacht werden. Bei seiner Rechnung wird vorausgesetzt: a) daß das Plasma optisch dünn ist, b) daß die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen und die der Neutralteilchen eine Maxwell-Verteilung der gleichen Temperatur T ist und c) daß das Plasma homogen ist.

Alle drei Voraussetzungen dürften bei dem im Experiment vorliegenden Plasma nicht erfüllt sein¹⁷. Insbesondere ist das Plasma für die Resonanzserie optisch dicht, und es ist gerade ein Vorteil des elektronenspektrometrischen Verfahrens, daß hiermit ohne Schwierigkeiten optisch dichte Plasmen diagnostiziert werden können.

Diese Untersuchungen wurden durch ein Stipendium aus ERP-Forschungsmitteln in dankenswerter Weise unterstützt.

¹⁷ Herrn Dr. H. W. DRAWIN, Association Euratom-CEA, Fontenay-aux-Roses, danken wir für klärende Diskussionen.