

Elektrische Leitfähigkeit und Strahlung eines Argonplasmas im Nachleuchten *

Edwin Hugentobler und Helmut Schneider

Physikalisches Institut der Universität Freiburg, Schweiz

(Z. Naturforsch. **29 a**, 678–686 [1974] ; eingegangen am 26. November 1973)

Electrical Conductivity and the Radiation of an Argon Plasma in the Afterglow

The electrical conductivity of an argon plasma in the afterglow has been measured by means of radiowave-diagnostic. The radiation of some ArI and ArII lines as well as the electron density are determined as a function of time. The relative population of the Ar lines (Boltzmann plot) are in agreement with the temperature as taken from Spitzer's formula using the measured conductivity within errors, except at the very early afterglow. The observed intensities of the ArI lines and the measured electron density indicate that LTE exists for the excited states. However, the groundstate appears to be strongly underpopulated.

1. Einleitung

In einer früheren Arbeit¹ haben wir gezeigt, daß die Spitzer-Formel², welche die elektrische Leitfähigkeit eines Plasmas mit Temperatur und Elektronendichte verknüpft, auf das nachleuchtende Argonplasma im frühen Stadium anwendbar ist. Die Temperatur wurde dort aus dem Intensitätsverhältnis von zwei ArII-Linien bestimmt. Diese Linien sind jedoch nur während etwa 50 μ s nach Beginn des Nachleuchtens meßbar. ArI-Linien hingegen sind während etwa 700 μ s beobachtbar. Da mit unserer Methode der Radiowellen-Diagnostik³ die elektrische Leitfähigkeit leicht bis 1 ms mit guter Genauigkeit bestimmt werden kann, liegt es nahe, die Spitzer-Formel auch im späten Nachleuchten zu prüfen.

Diese Prüfung ist interessant, da sie Aufschluß geben kann über die Frage, wie weit das nachleuchtende Plasma vom lokalen thermodynamischen Gleichgewicht (LTE) entfernt ist. Abweichungen vom LTE wurden bei Argon in stationären Bogenplasmen beobachtet^{4–6}.

Zudem hat das Argonatom metastabile Zustände, welche bei abnehmender Dichte eine zunehmende Rolle spielen könnten. Das Nachleuchten des Argonplasmas von einigen Millisekunden ist schon lange bekannt und ist auch schon mit den metastabilen Zuständen in Zusammenhang gebracht worden^{7–9}. Unsere Untersuchungen zeigen jedenfalls, daß das nachleuchtende Argonplasma nicht im LTE sein

kann. Dies geht schon allein aus dem folgenden hervor. Im LTE sollte die Intensität der ArI-Linien ungefähr proportional zu $\exp\{-E/T\}$ sein, falls die Temperatur T kleiner als die Normtemperatur ist. E ist der Energieabstand des strahlenden Niveaus vom Grundzustand und beträgt 13 bis 15 eV. Die Temperatur nimmt im Beobachtungsintervall von rund 1 eV bis hinunter zu etwa 0,4 eV ab. In derselben Zeitspanne würde man also eine Abnahme der Intensität um den Faktor von etwa 10^{-8} erwarten. Tatsächlich sinkt die Intensität nur auf ungefähr ein Zehntel! In den Abschnitten 3.3. und 3.4. wird gezeigt, daß die angeregten Zustände mit den Ionen und Elektronen im LTE sind, während hingegen der Grundzustand stark unterbesetzt ist.

2. Experimente

2.1. Erzeugung des Plasmas

Das Plasma wird in einem Glasrohr von 1 m Länge und 9,5 cm Durchmesser durch kritische Entladung einer Kondensatorbank (77 μ F, 9 kV) erzeugt (Abbildung 1). Der Fülldruck des Argongases betrug 146 μ Hg. 60 μ s nach der Zündung fließt kein Strom mehr und der Zustand des Nachleuchtens beginnt. Zur Untersuchung des Argonplasmas im Nachleuchten benutzen wir drei unabhängige Diagnostikmethoden, nämlich Radiowellen-Diagnostik, optische Spektroskopie und schließlich Interferometrie mit Hilfe eines He-Ne-Lasers. In den nächsten drei Abschnitten werden diese Metho-

Sonderdruckanforderungen an Dr. E. Hugentobler, Physikalisches Institut der Universität, CH-1700 Fribourg, Schweiz.

* Diese Arbeit wurde durch die finanzielle Unterstützung des Schweizerischen Nationalfonds ermöglicht.



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.

den kurz besprochen und die gewonnenen Meßresultate mitgeteilt. Die Messungen zeigten, daß der zeitliche Verlauf des Nachleuchtens reproduzierbar ist. Die Diskussion der Resultate erfolgt in Kapitel 3.

2.2. Radiowellen-Diagnostik

Es handelt sich um die Anwendung des Skin-effektes zur Messung der elektrischen Leitfähigkeit¹. Das Plasma befindet sich zwischen zwei konzentrischen Glaszylindern mit den Radien r_1 und r_2 (Abbildung 1). Der äußere Zylinder ist von einer Er-

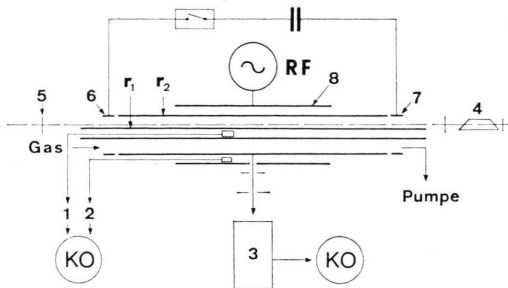


Abb. 1. Schema der Anlage. r_1 und r_2 deuten die Glasrohre an ($r_1=0,40$ cm, $r_2=4,75$ cm). 1) 2) sind die Sonden zur Bestimmung der Leitfähigkeit σ . 3) Optik mit Monochromator zur Strahlungsmessung. 4) 5) He-Ne-Laser mit Spiegel zur interferometrischen Bestimmung der Elektronendichte. 6) 7) Elektroden zur Plasmaerzeugung. 8) Erregerspule.

regerspule (eine Windung, 60 cm lang) umgeben, deren stationärer Strom von einem Radiosender (3,5 A Spulenstrom, $\omega/2\pi = 610$ kHz) geliefert wird. Das im Innern der Spule erzeugte Magnetfeld ist innerhalb der Meßgenauigkeit axial gerichtet und unabhängig vom Azimut. Im inneren Glasrohr befindet sich die Sonde 1 zur Messung des magnetischen Achsenfeldes H_1 , während die Sonde 2 das Außenfeld H_2 registriert. Die Sondensignale werden auf einem Kathodenstrahloszilloskop mit nur einer Zeitbasis gegeben und photographisch registriert. Die Auswertung liefert als Meßwerte das Amplitudenverhältnis $|H_2|/|H_1|$ und die Phasendifferenz $\arccos(H_2/H_1)$ als Funktion der Zeit t . (Als Nullpunkt der Zeit dient der Moment der Zündung des Plasmas.) Diese zwei Größen werden zu einer komplexen Variablen w zusammengefaßt, definiert durch

$$w = u + iv = \log(H_2/H_1). \quad (1)$$

Die diskrete Folge von Zeitpunkten t_i , $i=1, 2, \dots$, zu denen die Größe $w(t_i)$ gemessen wird, muß genügend dicht sein, damit eine stetige Kurve $w(t)$ approximiert wird. Weiter soll $w(t > T) = 0$ sein,

wenn T die Lebensdauer des Plasmas bedeutet. Durch diese Forderungen ist die Phasendifferenz v , und damit w , eindeutig bestimmt.

Die Bestimmung der elektrischen Leitfähigkeit σ des Plasmas aus der Meßgröße w ist nun an die Voraussetzung geknüpft, daß das Plasma genügend homogen ist. Dann hat es einen Sinn, in einem beliebigen Zeitpunkt t die über den Radius r ($r_1 < r < r_2$) gemittelte Leitfähigkeit $\bar{\sigma}$ als charakteristische Größe des Plasmas zur Zeit t zu betrachten. Die unten in 2.3. und 2.4. angegebenen Variationen von Linienintensitäten und Elektronendichte über den Radius werden als genügend klein erachtet, so daß $\sigma(r)$ durch ein mittleres $\bar{\sigma}$ ersetzt werden kann. Im folgenden wird statt $\bar{\sigma}$ einfach σ geschrieben.

Im Grenzfall $r_1 \rightarrow 0$ und bei konstantem $\sigma(r) = \sigma$ besteht zwischen w und σ folgender Zusammenhang³

$$w = \log J_0(2\sqrt{z}), \quad (2)$$

wo J_0 die Bessel-Funktion 0. Ordnung ist und

$$z = (-i\mu_0\omega\sigma + \omega^2/c^2)r_2^2/4. \quad (3)$$

Abbildung 2 zeigt eine graphische Darstellung der Funktion $w(z)$. Die Kurven $u = \text{const}$ und $v = \text{const}$ wurden mittels Potenzreihendarstellungen der Funktion $z(w)$ gewonnen³.

Nun ist aber $r_1 \neq 0$ und $\sigma(r)$ nicht exakt konstant. Deshalb haben wir bei vorgegebener radialer Verteilung der Leitfähigkeit $\sigma(r) = \lambda f(r)$ den dazugehörigen Wert von w mit Störungsrechnung ermittelt³. Bei fester Verteilungsfunktion $f(r)$ und Variation des Faktors λ entsteht eine Kurve $w(\lambda)$.

Aus folgenden zwei Beispielen kann man den Einfluß der Inhomogenitäten ermessen. Die Kurve a bzw. b in Fig. 2 entsteht aus einer Verteilung $f(r)$, welche von r_1 bis r_2 um 20% linear ab- bzw. zunimmt. Kurvenparameter ist der arithmetische Mittelwert $\bar{\sigma} = \lambda$. Nun sei zum Beispiel ein Meßwert gegeben durch $u = 2,35$; $v = 208^\circ$. Dann folgt nach Kurve a bzw. b, $\sigma = 3,10$ bzw. $3,04 \cdot 10^3 (\Omega\text{m})^{-1}$, also ein Unterschied von 2%, welcher mit der Streuung der Meßwerte vergleichbar ist. Wir schätzen den Fehler in der Leitfähigkeit auf etwa 3%.

In Fig. 3 sind die so bestimmten Werte der elektrischen Leitfähigkeit des nachleuchtenden Argonplasmas gegen die Zeit t aufgetragen. Bei Veränderung des Innenradius r_1 ändern sich die Meßpunkte w in Übereinstimmung mit den berech-

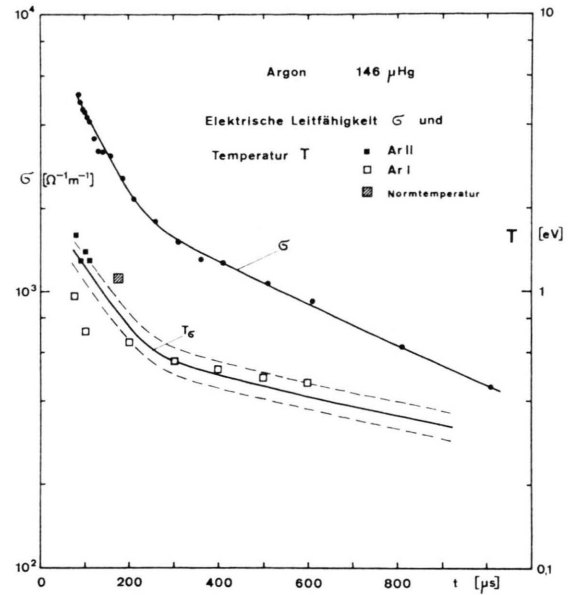
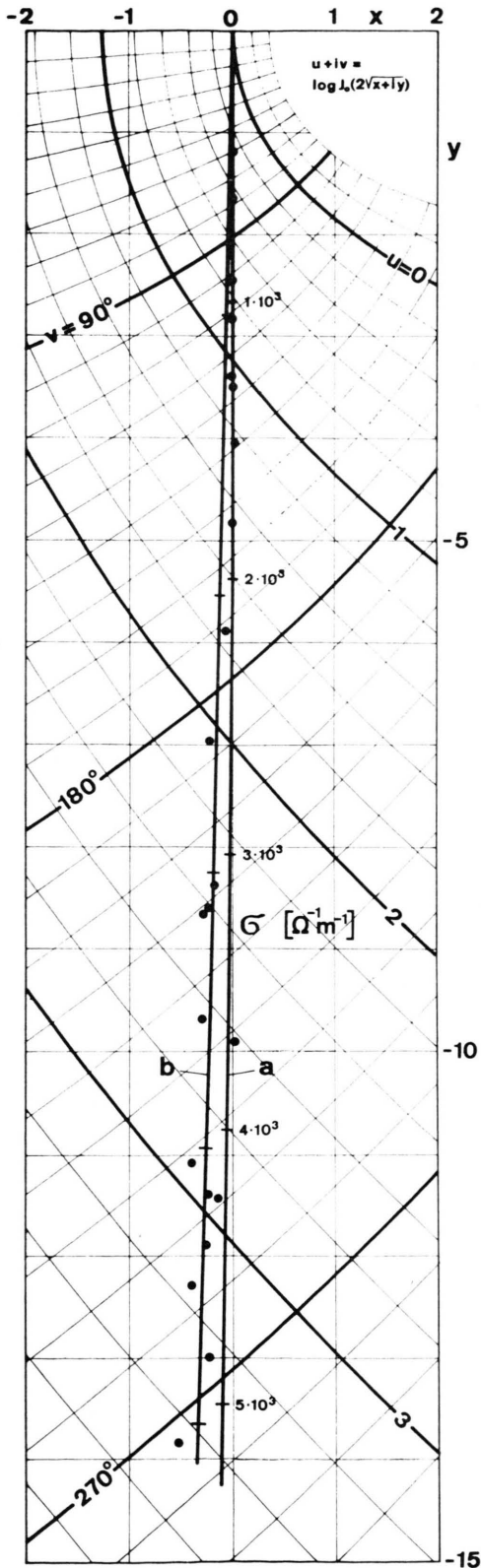


Abb. 3. Leitfähigkeit σ , optisch bestimmte Temperaturen, sowie Temperatur nach Spitzerformel, in Funktion der Zeit.

neten Kurven $w(\lambda)^3$. Die Wahl der Frequenz des Senders hat keinen Einfluß auf die gemessenen Leitfähigkeitswerte¹.

2.3. Spektroskopie

Die relativen Strahlungsintensitäten von einigen ArI- und ArII-Linien wurden mittels Monochromator (Jarrel-Ash 0,5 m) und Photomultiplier (56TVP) gemessen. Die beiden ArII-Linien 4806 und 4609 Å sind zu Beginn des Nachleuchtens während etwa 50 μ s beobachtbar ($70 \mu s < t < 120 \mu s$), während die ArI-Linien zur Zeit $t \approx 175 \mu s$ ein Maximum durchlaufen und bis $t \approx 700 \mu s$ meßbar sind. Dabei 7503,8 Å, 6032,1 Å, 5572,5 Å. Diese Linien zeigten wurden folgende ArI-Linien gemessen: 7514,6 Å, keine Selbstabsorption.

Zur Prüfung der Homogenität des Plasmas wurden in einer früheren Arbeit³ die Intensitäten der Linien 7503 und 6032 Å über den Radius gemessen. Nachfolgende Abel-Inversion lieferte dann den relativen Emissionskoeffizienten der beiden Linien in Funktion des Radius. Für $t < 200 \mu s$ sind die Schwankungen der Emission über den Radius mit den Meßfehlern vergleichbar. Für spätere Zeiten ($t > 200 \mu s$) zeigt sich ein Abfall der Emission mit

Abb. 2. Darstellung der Funktion $w = \log J_0(2\sqrt{z})$. ● Meßpunkte. Für die Kurven a und b siehe Text.

zunehmendem Radius. Unter Annahme von lokalem thermodynamischem Gleichgewicht läßt sich aus dem Verhältnis der Emissionskoeffizienten die Temperatur des Elektronengases bestimmen. Die Resultate sind in Fig. 4 dargestellt. Für $t > 200 \mu\text{s}$ ist eine

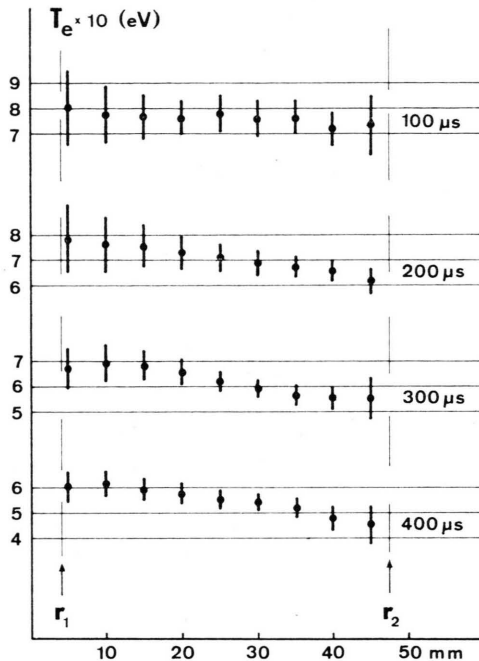


Abb. 4. Temperatur des Elektronengases in Funktion des Radius, mit der Zeit als Parameter.

Abnahme der Temperatur (und damit der elektrischen Leitfähigkeit) nach außen gerade noch sichtbar. Diese Messungen wurden bei einem andern Fülldruck und einer andern Entladespannung ($93 \mu\text{m Hg}$, 10 kV) gemacht. Der zeitliche Verlauf der Temperatur kann deshalb nicht mit den in dieser Arbeit besprochenen Messungen verglichen werden. Die Geometrie der Anordnung ist aber dieselbe, so daß wir die Resultate bezüglich der Homogenität übernehmen können.

In der vorliegenden Arbeit wurden die radialen Profile der oben angegebenen Linien nicht bestimmt. Wegen der nur schwachen Variation über den Radius bekommen wir aber einen Mittelwert des relativen Emissionskoeffizienten, den wir für unsere Zwecke mit genügender Genauigkeit dem Maximalwert gleichsetzen können. Dieses Problem ist von Gerardo et al.¹⁰ behandelt worden.

2.4. Interferometrie

Die Elektronendichte n_e wird in der üblichen Weise mit einem Laserinterferometer gemessen („Moving-Mirror“-Methode nach Gerardo et al.¹¹). Der Laserstrahl verläuft parallel zur Achse des Plasmazylinders. Wir verwendeten die Linien $\lambda = 0,6328$ und $3,39 \mu$ eines He-Ne-Lasers.

Der zeitabhängige Brechungsindex $n(t)$ des Plasmas für Licht der Kreisfrequenz ω beträgt (Gerardo et al.¹²)

$$n(t) = 1 - \omega_p^2(t)/2\omega^2 + 2\pi \sum_i n_i(t) a_i, \quad (4)$$

wo ω_p die Plasmafrequenz, n_i die räumliche Dichte der Atome und Ionen im Zustand i und a_i die entsprechende Polarisierbarkeit ist. Das Laserinterferometer mißt nun die Differenz des Brechungsindex in den Zuständen „mit“ und „ohne“ Plasma, das heißt, die Größe

$$n(\infty) - n(t) = \omega_p^2(t)/2\omega^2 + A(t)$$

mit
$$A(t) = 2\pi (N a_0 - \sum_i n_i(t) a_i). \quad (5)$$

N ist die Dichte der Argonatome, wenn sich alle im Grundzustand befinden. Die Polarisierbarkeit des neutralen Argonatoms im Grundzustand beträgt nach Dalgarno¹³ $2\pi a_0 = 10^{-23} \text{ cm}^3$, während nach Alpher et al.¹⁴ für das Ion $a_1 = 0,67 a_0$ gilt. Um α^* der angeregten Atome abzuschätzen, benutzen wir die Angaben bei Hirschfelder et al.¹⁵. Zum Beispiel für den angeregten Zustand $\text{Ar}(3p^5, 4s)$ finden wir $\alpha^* \approx 100 a_0$. Um $A(t)$ zu berechnen, brauchen wir außerdem die Zusammensetzung unseres Plasmas. In Abschnitt 3.5 werden wir $A(t)$ abschätzen und finden, daß der Beitrag der Atome und Ionen weniger als 2,5% des Elektronenbeitrages ausmacht und somit vernachlässigt werden kann. Die Messungen mit den beiden Wellenlängen $0,6328$ und $3,39 \mu$ liefern innerhalb der Meßfehler dieselbe Elektronendichte, dargestellt in Abbildung 5. Der geschätzte Fehler beträgt bei $t = 100 \mu\text{s}$ 4% und nimmt für wachsende Zeit monoton zu, um bei $t = 600 \mu\text{s}$ etwa 20% zu erreichen.

Zur Bestimmung der radialen Verteilung der Dichte wurde in einer früheren Arbeit³ der Abstand zwischen Laserstrahl und Plasmaachse variiert. Die Resultate bestätigen die im Abschnitt 2.3. gefundene relativ schwache Abhängigkeit der Parameter vom Radius.

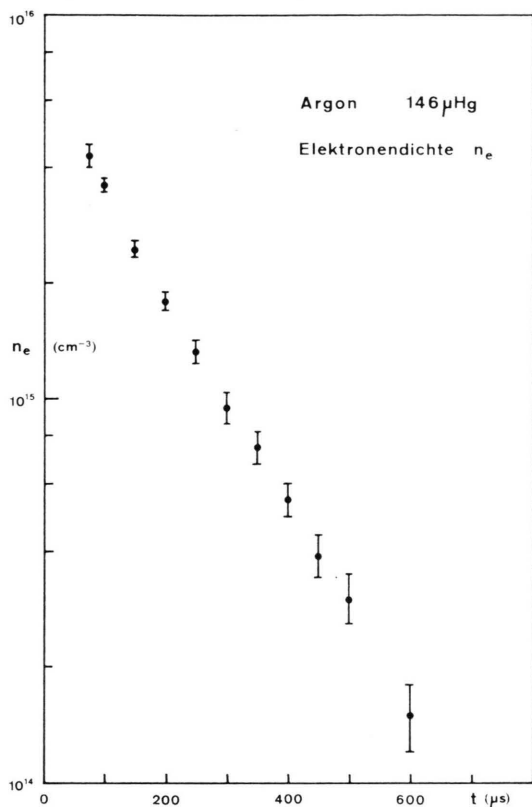


Abb. 5. Gemessene Elektronendichte.

3. Diskussion der experimentellen Resultate

3.1. Optische Temperaturen

Aus den relativen Intensitäten der Linien derselben Ionisationsstufe läßt sich die Verteilungstemperatur der entsprechenden Niveaus bestimmen (Boltzmann-Plot). Die nötigen optischen Übergangswahrscheinlichkeiten und statistischen Gewichte der entsprechenden Zustände wurden der Arbeit von Adcock et al.¹⁶ (Olsen) entnommen. In Abb. 3 sind die gefundenen Temperaturen eingetragen. Im Zeitintervall $70 \mu\text{s} < t < 120 \mu\text{s}$ liegen ArI- und ArII-Messungen gleichzeitig vor. Man sieht, daß die aus den ArI-Linien bestimmte Temperatur nur etwa die Hälfte der entsprechenden ArII-Temperatur ist. Weiter ist ersichtlich, daß die in Abb. 3 eingetragenen Normtemperaturen¹⁷ der ArI-Linien gar nicht mit den übrigen Temperaturen übereinstimmen. Die Normtemperaturen, berechnet aus der Saha-Gleichung bei konstant gehaltener Dichte N der schweren Teilchen (Atome + Ionen), liegen im Intervall 1,08 bis 1,13 eV. Das Maximum der Linieninten-

sität wird für alle ArI-Linien bei $t = 175 \pm 10 \mu\text{s}$ beobachtet. Wegen inhomogenem Aufheizen des Gases ist N allerdings nicht konstant, sondern im Nachleuchten langsam veränderlich (siehe Abschnitt 3.4). Der Einfluß auf die Normtemperatur wird aber auf weniger als 0,02 eV geschätzt.

Aus der gleichzeitig gemessenen elektrischen Leitfähigkeit soll nun im folgenden Abschnitt eine von der statistischen Verteilung der Atome auf die verschiedenen Energiezustände unabhängige Elektronentemperatur bestimmt werden.

3.2. Elektronentemperatur aus der elektrischen Leitfähigkeit

Nach Spitzer et al.² ist die elektrische Leitfähigkeit eines vollständig ionisierten Gases (mit einfach geladenen Ionen) durch eine Formel gegeben, welche auf folgende Form gebracht werden kann:

$$\sigma = 1,92 \cdot 10^4 T^{3/2} / \log A \quad (6)$$

mit $A = 1,55 \cdot 10^{10} T^{3/2} / n_e^{1/2}$; T [eV] bzw. n_e [cm⁻³] bedeuten Temperatur bzw. Dichte der Elektronen und σ ist in Einheiten [$\Omega^{-1} \text{m}^{-1}$] gegeben.

Ausgedrückt durch die totale Stoßfrequenz ν_e der Elektronen ist die Leitfähigkeit gegeben durch

$$\sigma = \frac{e^2}{m} \frac{n_e}{\nu_e} \quad (7)$$

Die Stoßfrequenz ν_e setzt sich in guter Näherung additiv aus den folgenden Stoßfrequenzen zusammen: Elektron – Ion ν_{ei} , Elektron – Elektron ν_{ee} und Elektron – neutrales Atom ν_{en} , also

$$\nu_e = \nu_{ei} + \nu_{ee} + \nu_{en} \quad (8)$$

Formel (6) ist anwendbar, wenn $\nu_{en} \ll \nu_e$. Wir werden unten (Abschnitt 3.5) abschätzen, daß in unserem Fall $\nu_{en}/\nu_e < 1,5 \cdot 10^{-2}$, falls $t < 700 \mu\text{s}$. Bis zur Zeit $t \approx 700 \mu\text{s}$ ist demnach die Spitzer-Formel (6) anwendbar, um T aus den gemessenen Größen σ und n_e zu berechnen.

Dabei ist zu beachten, daß die dieser Formel zugrunde liegende Theorie eine relative Unsicherheit von $1/\log A$ hat². Bei unseren Bedingungen ist $5 < \log A < 6$. Neben diesem, aus der Unsicherheit der Theorie folgenden Fehler von 20% ist der experimentelle Fehler von 3% vernachlässigbar. Da $\sigma \sim T^{3/2}$, folgt als relativer Fehler von T

$$\delta T/T \approx 2/(3 \log A) \approx 13\% \quad (9)$$

Die Werte $T_e := T(\sigma, n_e)$ sind ebenfalls in Abb. 3 eingetragen. Vergleichen wir diese, aus der elek-

trischen Leitfähigkeit bestimmte Temperatur T_σ mit den aus den ArI- bzw. ArII-Linien folgenden Strahlungstemperaturen $T_s(\text{I})$ bzw. $T_s(\text{II})$, so stellen wir fest, daß $T_s(\text{II})$ mit T übereinstimmt. Dies bestätigt die früheren Messungen¹. $T_s(\text{I})$ hingegen weicht jedenfalls für $t < 200 \mu\text{s}$ deutlich von T_σ ab. Für spätere Zeiten ($200 < t < 700 \mu\text{s}$) ist der Unterschied zwischen $T_s(\text{I})$ und T wegen den Fehlern in den Temperaturen nicht gesichert und es scheint naheliegend, daß die gemessenen Atomzustände mit den Ionen und Elektronen im LTE sind.

3.3. Besetzung der angeregten Zustände der neutralen Argonatome

In diesem Abschnitt wollen wir die Frage untersuchen, ob die gemessenen Größen Elektronendichte, Linienintensitäten und Temperatur der Saha-Gleichung^{18,19} genügen. Bezeichnen wir mit n_i die Dichte der neutralen Atome im Zustand i (Grundzustand $i=0$) und wenn wir Einfachionisation sowie Quasineutralität voraussetzen, so besagt die Saha-Gleichung

$$n_e^2/n_i = (2 u_1/g_i) \exp(E_i/T) S(T)$$

mit

$$S(T) = (2 \pi e m/h^2)^{3/2} T^{3/2} \exp(-\chi/T). \quad (10)$$

Hier bedeuten u_1 die Zustandssumme des Ions, χ die Ionisierungsenergie des Grundzustandes, E_i und g_i die Energie bzw. das statistische Gewicht des Zustandes i ($E_0=0$) und T die Temperatur, ausgedrückt in [eV]. Da die gemessenen ArI-Linien keine Selbstabsorption zeigten, sind ihre auf dem Oszillographen gemessenen Signale gegeben durch

$$I_i = \varepsilon(\lambda) a A_{ik} n_i. \quad (11)$$

$\varepsilon(\lambda)$ ist die wellenlängenabhängige Empfindlichkeit der Meßanordnung, bestimmt durch Messung des Anodenkraters eines Kohlebogens, A_{ik} die Wahrscheinlichkeit für den Übergang $i \rightarrow k$ und a ein konstanter Faktor, der nur von der Geometrie und der Verstärkung abhängig ist. Die Kombination der Gln. (10) und (11) liefert dann

$$F_i := \frac{I_i T^{3/2}}{\varepsilon(\lambda) A_{ik} g_i n_e^2} \cdot \exp\{-(\chi - E_i)/T\} = a C, \quad (12)$$

mit

$$C = \frac{1}{2 u_1} \left(\frac{2 \pi e m}{h^2} \right)^{-3/2}.$$

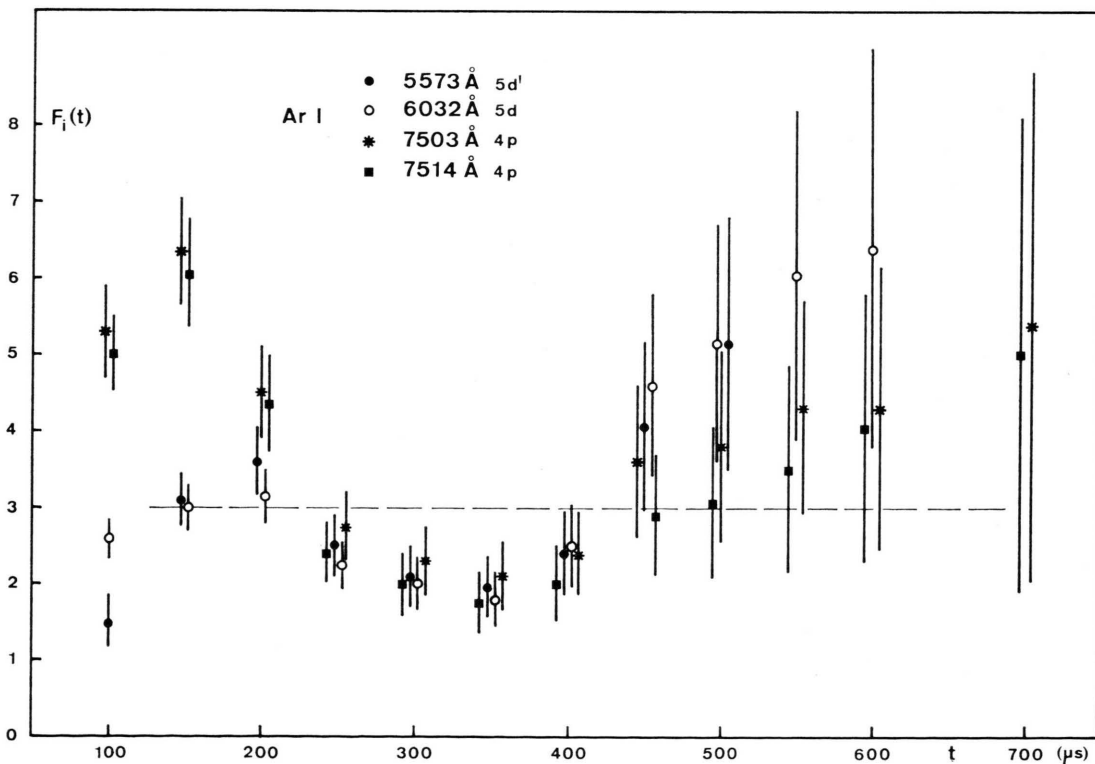


Abb. 6. F_i nach Gl. (12) in Funktion der Zeit.

Berechnet man die eben definierte Größe F_i in Funktion der Zeit, indem die gemessenen Größen $I_i(t)$, $n_e(t)$, $T = T_e(t)$ [aus der Leitfähigkeit nach Gl. (6)] eingesetzt werden, so sollte dies eine Konstante ergeben. In Abb. 6 sind die Werte $F_i(t)$ in willkürlichen Einheiten eingetragen, getrennt für die einzelnen Linien. Es wurden die Meßfehler der drei Meßgrößen berücksichtigt. Der Fehler der Elektronendichte überwiegt im allgemeinen, da dieser relativ groß ist und die Dichte zudem quadratisch in Gl. (12) eingeht. Für $t = 700 \mu\text{s}$ wurde für n_e ein extrapolierter Wert von $(7,5 \pm 2,5) \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ benutzt. Als ungefähren mittleren Wert \bar{F} lesen wir aus der Fig. 6

$$\bar{F} = \alpha C = 3,0 \pm 1,0. \quad (13)$$

Ein Vergleich der Intensität der Linie 7503 Å mit der Intensität des Anodenkraters eines Kohlebogens ergab ein α , welches mit dem aus (13) folgenden Wert befriedigend übereinstimmt.

Die Abweichungen der einzelnen F -Werte vom Mittelwert sind allerdings nur zum Teil zufälliger Natur, sondern einzelne Linien zeigen systematische Abweichungen. Für $t \leq 200 \mu\text{s}$ liegen die F -Werte der beiden Linien 7503 und 7514 Å (mit 4p-Zuständen als Ausgangsniveaus) relativ zu hoch, während für $t \geq 450 \mu\text{s}$ die Linien 5573 und 6032 Å (5d', 5d-Zustände) etwas zu hohe F -Werte liefern. Man kann aber immerhin schließen, daß die Populationen der gemessenen Niveaus höchstens innerhalb eines Faktors 2 von den Gleichgewichtsbesetzungen abweichen. Innerhalb dieser Genauigkeit scheinen also die 4p- und die höheren Zustände mit dem Elektronengas im LTE zu sein.

3.4. Besetzung des Grundzustandes

Nachdem im letzten Abschnitt festgestellt wurde, daß die Zustände oberhalb einer gewissen Grenze sich nahezu im LTE befinden, ist die Frage nach der Besetzung des Grundzustandes naheliegend. Die Dichte n_0 der Atome im Grundzustand können wir folgendermaßen abschätzen.

Aus der Erhaltung der Teilchenzahl im abgeschlossenen Volumen folgt

$$n_0 = N - n_e - \sum_{i=1}^{\infty} n_i. \quad (14)$$

N ist die gesamte Dichte der schweren Teilchen. Falls bei der Erzeugung des Plasmas das ganze Volumen homogen aufgeheizt würde, so wäre N gleich

der Teilchendichte vor der Entladung. Bei unserem Fülldruck von 146 μHg ist diese $4,8 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Nach Messungen von Gerardo et al.¹² ist N zu Beginn des Nachleuchtens etwa 30% kleiner und nähert sich mit abnehmender Temperatur dem vollen Wert. Um diesen Effekt einigermaßen zu berücksichtigen, lassen wir N im Zeitintervall $0 < t < 500 \mu\text{s}$ von 3,0 auf $4,8 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ anwachsen.

$\sum_{i=1}^{\infty} n_i$ ist die Anzahl aller angeregten neutralen Atome pro Volumeneinheit. Aufgrund des letzten Abschnittes setzen wir für diese Zustände LTE voraus und können $\sum_i n_i$ durch die Dichte n_k eines oben gemessenen Zustandes k folgendermaßen ausdrücken

$$\sum_i n_i = n_k \sum_i n_i / n_k = (n_k / g_k) u^*(T) \exp \{ (E_k - E_1) / T \} \quad (15)$$

mit

$$u^*(T) := \sum_{i=1}^{\infty} g_i \exp \{ -E_i - E_1 / T \}.$$

$u^*(T)$ läßt sich im Prinzip aus der Zustandssumme u_0 des neutralen Argons berechnen nach

$$u^*(T) = (u_0(T) - g_0) \exp \{ E_1 / T \}.$$

$u_0(T)$ ist tabelliert bei Drawin (siehe¹⁸). Die Differenz $u_0 - g_0$ ist signifikant für Temperaturen $T > 1 \text{ eV}$. Für kleinere Temperaturen als 0,5 eV läßt sich u^* direkt aus dem bei Adcock et al.¹⁶ angegebenen (unvollständigen) Niveauschema abschätzen. Die Formel

$$u^*(T) = 8 + 100 \log (1 + \exp \{ 10 T - 7 \}) , \quad T [\text{eV}]$$

gibt beide Bereiche gut wieder. Da sich $\sum_i n_i$ in (14) aber nur als kleine Korrektur von höchstens 5% herausstellt, ist eine Unsicherheit in u^* in diesem Zusammenhang belanglos.

Nach Gl. (14) können wir nun die Dichte n_0 des Grundzustandes berechnen. Für $t \geq 150 \mu\text{s}$ wirkt sich die Unsicherheit in N nicht mehr stark aus.

Definiert man nun einen Parameter b nach der Gleichung

$$n_e^2 / n_0 = b (2 u_1 / g_0) S(T),$$

so sollte nach der Saha-Gleichung (10) (mit $i = 0$) $b \approx 1$ herauskommen. Man findet aber, daß b mit zunehmender Zeit stark anwächst. In Tab. 1 sind einige Werte von $\log_{10} b$ angegeben. In Abb. 7 ist b gegen die Zeit aufgetragen. Zum Vergleich sind die entsprechenden b für die angeregten Zustände ebenfalls eingezeichnet.

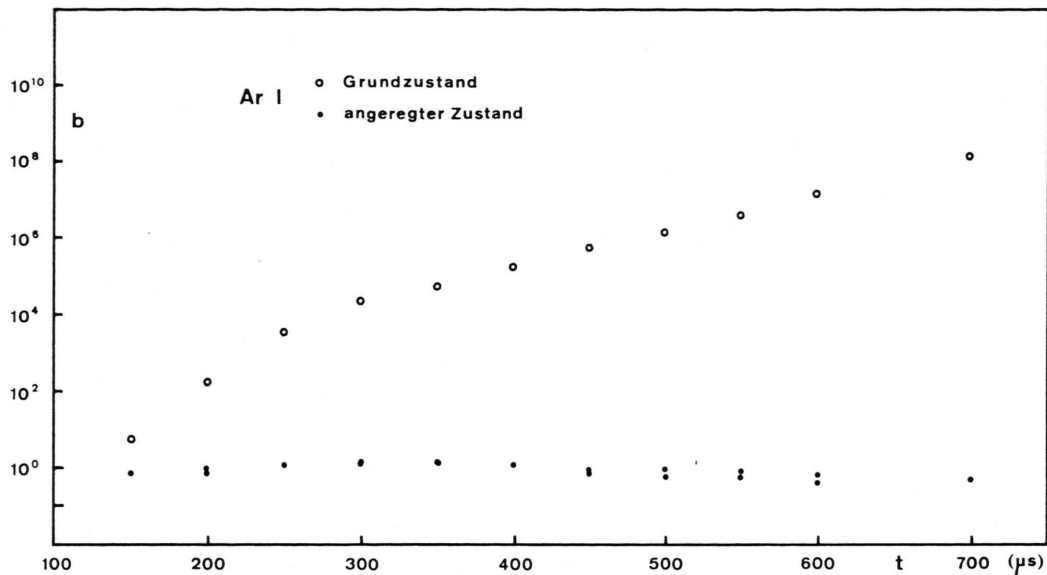
Abb. 7. Parameter b (siehe Text) für den Grundzustand und einige angeregte Zustände.

Tabelle 1.

t	T	n_e	$\sum_i n_i$	n_0	$\log_{10} b$	$\frac{\sum_i n_i}{n_e} \cdot 10^3$
[μs]	[eV]	10^{15} cm^{-3}	10^{12} cm^{-3}	10^{15} cm^{-3}		
75	1,40	4,30	3,9	—	—	0,9
100	1,22	3,60	8,7	—	—	2,4
125	1,07	2,95	11,0	—	—	3,7
150	0,94	2,45	9,9	1,33	0,8	4,0
200	0,74	1,80	7,2	2,13	2,3	4,0
250	0,67	1,33	3,9	2,75	3,6	2,9
300	0,56	0,95	2,5	3,27	4,4	2,6
350	0,53	0,75	1,9	3,62	4,8	2,5
400	0,50	0,55	1,7	4,20	5,3	3,1
450	0,48	0,39	1,6	4,40	5,8	4,1
500	0,46	0,30	1,5	4,50	6,2	5,0
600	0,42	0,15	1,2	4,65	7,2	8,0
700	0,38	(0,075)	(0,9)	4,73	(8,2)	—

() bedeutet extrapolierten Wert.

Es zeigt sich also deutlich, daß sich der Grundzustand mit den übrigen Komponenten des Plasmas sicher nicht im LTE befindet. Nach Richter⁵ haben wir es hier mit einem partiellen LTE (PLTE) zu tun.

Die Tatsache, daß $b \gg 1$ ist, bedeutet eine starke Überbesetzung der angeregten Atome, Ionen und Elektronen, verglichen mit der LTE-Besetzung.

3.5. Brechungsindex und Stoßfrequenz der Elektronen im PLTE-Plasma

Da wir nun die Zusammensetzung unseres Plasmas kennen, können wir insbesondere den Beitrag der neutralen Atome zum Brechungsindex des Plasmas und zur Stoßfrequenz der Elektronen mit Neutralteilchen abschätzen.

Wenn die Polarisierbarkeiten α der neutralen Atome und der Ionen nach Abschnitt 2.4 eingesetzt werden, so folgt aus den Gln. (5), (14)

$$A(t) = 10^{-24} n_e (3,3 - 10^3 \sum_{i=1} n_i / n_e).$$

Nach Tab. 1 gilt also für $t \leq 600 \mu s$

$$|A(t)| < 5 \cdot 10^{-24} n_e; \quad t \leq 600 \mu s, n_e [cm^{-3}].$$

Dies ist höchstens 2,5% des entsprechenden Beitrages der freien Elektronen, welcher gegeben ist durch

$$\omega_p^2 / 2 \omega^2 = 4,5 \cdot 10^{-22} \lambda^2 n_e \quad (\text{Wellenlänge } \lambda [\mu], n_e [cm^{-3}]).$$

Die Stoßfrequenz ν_{en} der Elektronen mit den neutralen Atomen ist gegeben durch

$$\nu_{en} = n_0 \alpha_{en} + \sum_{i=1}^{\infty} n_i \alpha_{en}^i.$$

Hier sind α_{en} und α_{en}^i die reduzierten Stoßfrequenzen der Elektronen mit den neutralen Atomen im Grundzustand bzw. in den angeregten Zuständen. Mit α_{en} nach Appert²⁰ und unter der Annahme

$\alpha_{\text{en}}^i \leq 10^3 \alpha_{\text{en}}$ finden wir ν_{en} im Zeitintervall 150 bis $700 \mu\text{s}$ von $3 \cdot 10^8$ bis $4 \cdot 10^7 \text{s}^{-1}$ abnehmend. Dies ist höchstens 1,5% von der nach Gl. (7) berechneten totalen Stoßfrequenz der Elektronen.

4. Zusammenfassung und Schlußfolgerung

Die Messung der elektrischen Leitfähigkeit des nachleuchtenden Argonplasmas erlaubte eine von optischen Messungen unabhängige Bestimmung der Temperatur des Elektronengases. Abgesehen von einer in Abschnitt 3.2. diskutierten Abweichung zu Beginn des Nachleuchtens stimmt die Leitfähigkeits-Temperatur mit der optischen Temperatur innerhalb der Fehlergrenzen überein. Wir schließen daraus, daß die Spitzer-Formel auf unser Argonplasma im Nachleuchten anwendbar ist.

Das Nachleuchtende Plasma befindet sich aber nicht im lokalen thermischen Gleichgewicht (LTE), denn die angeregten Zustände erwiesen sich als stark überbesetzt (oder anders ausgedrückt, der Grundzustand ist unterbesetzt). Verglichen mit dem bei At-

mosphärendruck brennenden Argonbogen zeigt sich also ein umgekehrtes Verhalten, indem bei diesem der Grundzustand überbesetzt ist⁵. Der Zustand unseres Plasmas läßt sich unter Einführung eines Parameters b , welcher die anomale Besetzung des Grundzustandes ausdrückt (Abschnitt 3.4.), in erster Näherung als partielles thermisches Gleichgewicht (PLTE) beschreiben.

Da sich unter den angeregten 4s-Zuständen zwei metastabile Zustände ($^3\text{P}_2$ und $^3\text{P}_0$) befinden, welche im isolierten Zustand eine Lebensdauer von mehr als 1,3 s haben²¹, könnten diese für die Überbesetzung der angeregten Zustände verantwortlich sein. Garz⁶ konnte die Intensitätsanomalien von ArI-Linien in der Randzone eines Argonbogens durch diese metastabilen Zustände erklären. Bei uns ist diese Anomalie nicht auf den Rand beschränkt, sondern im ganzen Plasmavolumen vorhanden.

Den Herren Christoph Hollenstein und Joseph Szubert danken wir für die tatkräftige Mithilfe bei den Messungen und den Aufbau der elektronischen Apparate. Dem Schweizerischen Nationalfonds danken wir für die finanzielle Unterstützung.

- ¹ H. Schneider u. E. Hugentobler, *Helv. Phys. Acta* **45**, 611 [1972].
- ² L. Spitzer, jr. u. R. Härm, *Phys. Rev.* **89**, 977 [1953].
- ³ E. Hugentobler u. H. Schneider, Elektrische Leitfähigkeit eines Argonplasmas im Nachleuchten, Interner Bericht, Universität Freiburg i. Ue. Plasma FR 103 [1973].
- ⁴ J. Richter, *Z. Astrophys.* **61**, 57 [1965].
- ⁵ J. Richter, X. Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Invited Papers, Oxford (England) 1971.
- ⁶ D. Garz, *Z. Naturforsch.* **28a**, 1459 [1973].
- ⁷ C. Kenty, *Phys. Rev.* **32**, 624 [1928].
- ⁸ K. W. Meissner u. W. Graffunder, *Ann. Physik* (4) **84**, 1009 [1928].
- ⁹ M. J. Druyvesteyn, *Z. Physik* **57**, 292 [1929].
- ¹⁰ J. B. Gerardo u. M. A. Gusinow, *J. Appl. Phys.* **46**, 2533 [1969].
- ¹¹ J. B. Gerardo, J. T. Verdeyen u. M. A. Gusinow, *J. Appl. Phys.* **36**, 2146 [1965].
- ¹² J. B. Gerardo, J. T. Verdeyen u. M. A. Gusinow, *J. Appl. Phys.* **36**, 3526 [1965].
- ¹³ A. Dalgarno u. A. E. Kingston, *Proc. Roy. Soc. London* **259 A**, 424 [1960].
- ¹⁴ R. A. Alpher u. D. R. White, *Phys. Fluids* **2**, 153 [1959].
- ¹⁵ J. O. Hirschfelder, C. F. Curtiss u. R. B. Bird, *Molecular Theory of Gases and Liquids*, J. Wiley & Sons, Inc., New York, p. 951.
- ¹⁶ B. D. Adcock u. W. E. G. Plumtree, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **4**, 29 [1964].
- ¹⁷ R. W. Larenz, *Z. Physik* **129**, 327 [1951].
- ¹⁸ H. W. Drawin u. P. Felenbok, *Data for Plasmas in Local Thermodynamical Equilibrium*, Gauthier-Villars, Paris 1965.
- ¹⁹ A. Unsöld, *Physik der Sternatmosphären*, Springer-Verlag, Berlin 1955, S. 79.
- ²⁰ K. Appert, Diffusionsquerschnitte und Stoßfrequenzen der Neutralteilchen in Wasserstoff- und Argonplasmen, Interner Bericht, Universität Freiburg i. Ue., Plasma FR 101 [1970].
- ²¹ J. L. Delcroix, XI. Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Invited Papers, Prague 1973.