

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 51 (1978)
Heft: 2

Artikel: Elektronentemperatur magnetisch stabilisierter Hochfrequenz-Gasentladungen
Autor: Hoegger, B.A. / Vaucher, B.G. / Elmiger, H.P.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-114946>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. [Voir Informations légales.](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 15.03.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

Elektronentemperatur magnetisch stabilisierter Hochfrequenz-Gasentladungen¹⁾

von **B. A. Hoegger, B. G. Vaucher, H. P. Elmiger und H. Schneider**

Institut für Physik der Universität Freiburg i.Ue.

(29. XII. 77)

Abstract. The electron temperature of two different magnetically stabilized rf-discharges (argon at 0.6 Torr) has been measured by means of optical spectroscopy. The results are compared with measurements using Langmuir probes. The electron temperature in a plasma generated by a 50 MHz rf-field reaches 2.5 eV while the microwave-discharge-plasma with a comparable power level has only an electron temperature of 0.5 eV.

1. Einleitung

Hochfrequenz-Gasentladungen unterschiedlicher Art werden schon seit längerer Zeit in der Spektralanalyse benützt [1, 2] und als Ionenquellen zur Untersuchung von Ionen-Molekül-Reaktionen im stationären Nachglühen [3] verwendet. Es handelt sich dabei um Edelgasentladungen in einem engen Quarzrohr, denen je nach Anwendungsart kleine Mengen heteroatomarer Moleküle beigemischt werden. Die HF-Leistung wird mit Hilfe einer Induktionsspule [4] oder einer Mikrowellenkavität [3, 5, 6] an das Entladungsrohr angekoppelt.

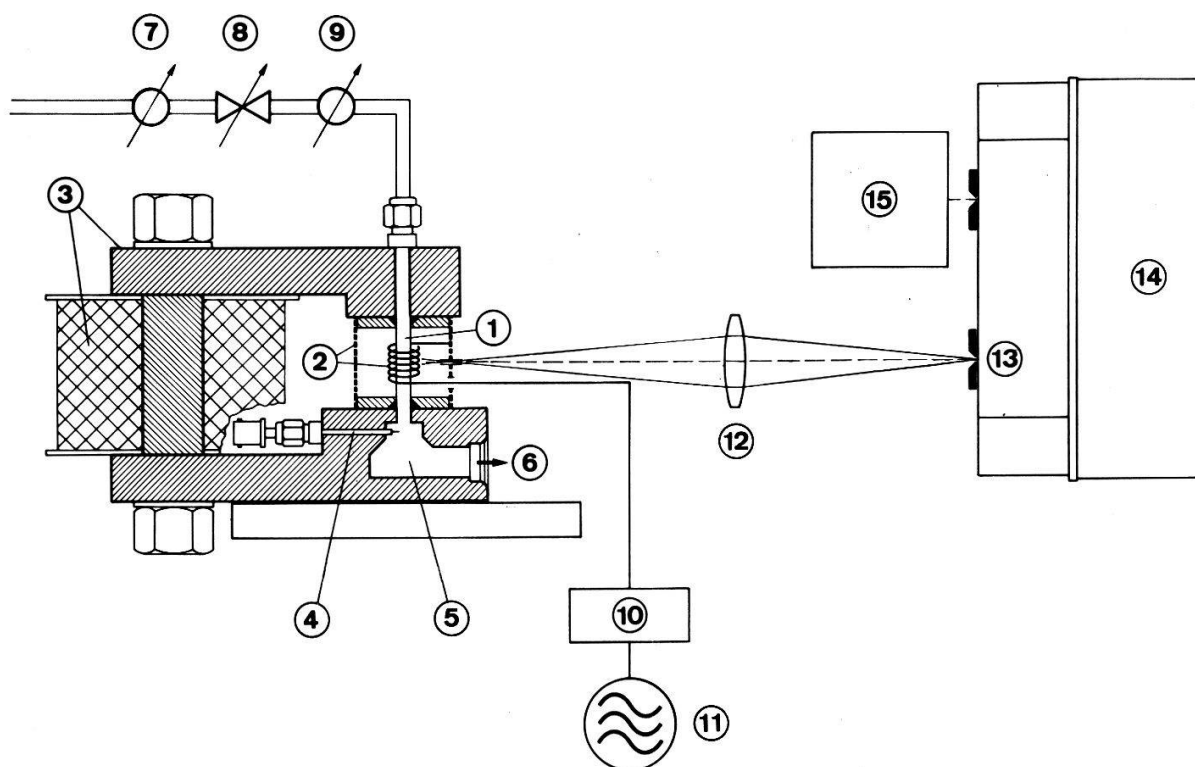
Wir haben beobachtet, dass das Massenspektrum von Molekül-Ionen je nach Ankopplungsart wesentlich verschieden aussieht. Die Untersuchung von Ionen-Molekül-Reaktionen im schwach ionisierten Plasma bedingt deshalb die genaue Kenntnis der Ausgangsparameter.

Wir haben daher zwei typische Ionenquellen mit etwa gleicher Hochfrequenzleistung pro Volumen untersucht. Die Bestimmung der Elektronentemperatur wird sehr einfach, wenn man auf die Entabelung verzichtet und sich mit Mittelwerten begnügt. Tatsächlich kann man zeigen, dass dieses Verfahren Resultate liefert, die den Mittelwert sehr gut wiedergeben. Ein Vergleich dieser Temperaturen mit den Resultaten der Langmuir-Sonden-Technik bestätigt diese Annahme.

2. Beschreibung der Apparatur

Die experimentelle Anordnung zur Plasmaerzeugung und spektroskopischen Messung der Elektronentemperatur ist in Figur 1 dargestellt.

¹⁾ Diese Arbeit wurde durch die Unterstützung des Schweizerischen Nationalfonds ermöglicht.



Figur 1

Experimentelle Beschreibung der Versuchsanordnung, 1 – Entladungsrohr, 2 – Hochfrequenzankopplungsstruktur mit Abschirmung, 3 – Elektromagnet mit Joch, 4 – Langmuirsonde, 5 – Reaktionsraum (stationäres Nachglühen), 6 – zur 150 l/min Drehschieberpumpe, 7 – Durchflussmesser für Trägergas, 8 – Regelventil für Trägergaszufuhr, 9 – Druckmesszelle (Barocell-Kapazitätsmanometer), 10 – HF-Anpassungstransformator, 11 – HF-Generator (50 MHz; 2,45 GHz), 12 – Linse, 13 – Eintrittsspalt, 14 – Monochromator, 15 – Photomultiplier mit elektrischer Beschaltung und XY-Schreiber.

Das Entladungsrohr hat je nach Entladungsart und gewünschter Gasdurchsatzrate einen Innendurchmesser von 0,5 resp. 3 mm und einen Aussendurchmesser von 6 mm.

Das hier beschriebene Experiment wurde mit Argon als Trägergas bei einem Druck von 0,6 Torr durchgeführt. Dazu wurde das Entladungsgefäß mit einer zweistufigen Drehschieberpumpe (150 l/min) mit einer vorgeschalteten N₂-Kühlfalle auf 10^{-3} Torr ausgepumpt und während des Experimentes kontinuierlich mit $25 \text{ N cm}^3 \text{ min}^{-1}$ Trägergas durchspült.

Eine Magnetfeldspule mit einem Joch aus Armco-Eisen erzeugt zwischen zwei ringförmigen Polschuhen ein homogenes Magnetfeld von 0–3 kG. Der Abstand zwischen den beiden Polschuhen beträgt 30 mm. Dieses Magnetfeld dient zur Stabilisierung der Gasentladung.

In einem ersten Experiment wurde das Plasma mit einem Mikrowellengenerator (2,45 GHz) erzeugt. Dieser war über ein Koaxialkabel an einen abstimmbaren Resonator angekoppelt [5]. Mit einer HF-Leistung von 50 Watt und einem Magnetfeld von 1 kG konnte eine stabile Gasentladung unterhalten werden. Im zweiten Experiment wurde ein 50 MHz-Generator mit 20 Watt HF-Ausgangsleistung über einen Anpassungstransformator an das Entladungsrohr angekoppelt. Mit einem Magnetfeld von 1 kG brannte eine stabile Gasentladung.

Zur Messung der Elektronentemperatur wurde ein Jarrel-Ash-0,5 m Typ Ebert Monochromator, mit 16 \AA mm^{-1} linearer Dispersion am Ausgangsspalt, verwendet.

Eintritts- und Austrittsspalt sind im Bereich von 10–100 μ variabel einstellbar. Eine Linse bildete das Zentrum des Entladungsrohres auf den Eintrittsspalt ab. Als Detektor diente ein RCA-Typ 1P28 Photomultiplier. Bei der Auswertung wurde die spektrale Empfindlichkeit des P.M. berücksichtigt. Der Monochromator überstrich in diesem Experiment einen Bereich von 300 \AA in 20 sec. Das Spektrum wurde auf einem XY-Schreiber aufgezeichnet und lieferte die relativen Linienintensitäten.

3. Messmethode zur Bestimmung der Elektronentemperatur

Die Elektronentemperatur kann bei Voraussetzung von lokalem thermodynamischen Gleichgewicht aus der Relativintensität mehrerer Linien des gleichen Ionisationszustandes bestimmt werden [7].

Die Volumenstrahldichte einer Linie, auch Emissionskoeffizient genannt, ist gegeben durch:

$$\varepsilon_{nm} = \left(\frac{1}{4}\pi\right)(g_m/Q_z^A)n_z^A A_{nm} h\nu_{nm} \exp(-U_m/kT_e) \text{ Watt/cm}^3 \quad (1)$$

g_m = statistisches Gewicht des oberen Niveaus; Q_z^A = Zustandssumme; n_z^A = Anzahl der Partikel A pro cm^{-3} , der Ladung z ; A_{nm} = Wahrscheinlichkeit für Strahlungsemission der Frequenz ν_{nm} , des Ueberganges $m \rightarrow n$; U_m = Anregungsenergie des oberen Niveaus. Betrachten wir ein rotationssymmetrisches Plasma, so gilt für die Flächenstrahldichte (oder Intensität) die Beziehung:

$$I(x) = 2 \int_x^R \varepsilon(r)(r^2 - x^2)^{-1/2} r dr. \quad (2)$$

Die Linie muss selbstabsorptionsfrei sein. $I(x)$ ist die in einem bestimmten Abstand von der Achse gemessene Intensität. Wird über den Durchmesser gemessen, so gilt:

$$I(0) = 2 \int_0^R \varepsilon(r) dr. \quad (3)$$

Setzen wir ein homogenes Temperatur- und Dichteprofil voraus, so erhalten wir;

$$I(0) = \text{const} \left[\frac{g_m \cdot A_{nm}}{\lambda_{nm}} \right] \exp(-U_m/kT_e) \quad (4)$$

logarithmieren von (4) liefert:

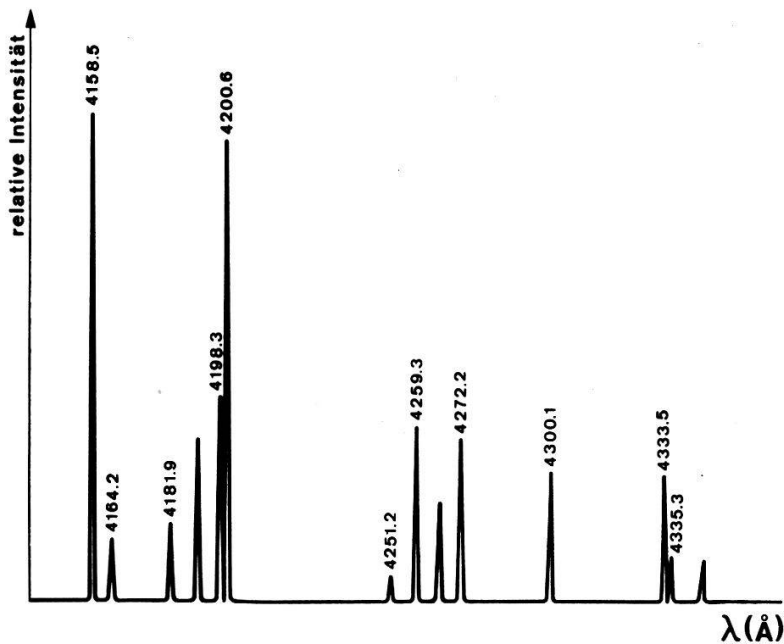
$$\ln \frac{I \cdot \lambda_{nm}}{g_m \cdot A_{nm}} = -\frac{1}{k \cdot T_e} \cdot U_m + \text{const.} \quad (5)$$

Mit den Uebergangswahrscheinlichkeiten A_{nm} , sowie den Angaben über die statistischen Gewichte g_m und die Termwerte U_m von Tidwell [8] erhalten wir aus den gemessenen Relativintensitäten I die gesuchte Elektronentemperatur [9]. Die weitaus grösste Fehlerquelle bei dieser Methode liegt in der Unsicherheit der Kenntnis der Uebergangswahrscheinlichkeiten [7, 10, 11]. Stützen wir uns auf die bei Ølsen [11] angegebenen Fehler in den A_{nm} , so wird die Unsicherheit für die Temperatur auf 15% geschätzt. Die Messung der Elektronentemperatur mit der vorgenannten Methode kann zudem noch wegen räumlichen Inhomogenitäten der Dichte und der Temperatur ungenau werden. Da die Dichte linear in das Integral der Gleichung (3) eingeht, die Temperatur jedoch exponentiell, genügt es, die Inhomogenität der

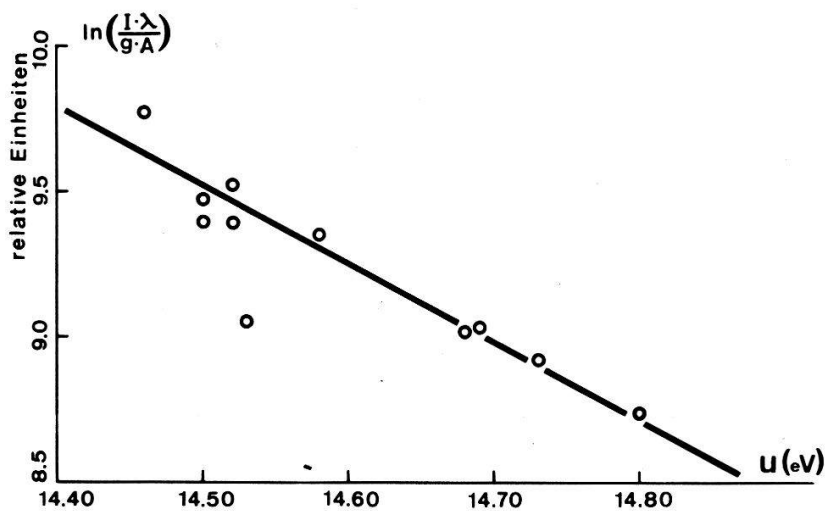
Temperatur zu studieren um die Grössenordnung des dadurch hervorgerufenen Fehlers zu erhalten. Eine Inhomogenität von 30% in der Temperaturverteilung ergibt jedoch nur einen Fehler von 10%.

4. Messresultate

Bei der Mikrowellenentladung finden wir eine Elektronentemperatur von $T_e = 0,45 \pm 0,07$ eV. Figur 2 zeigt das Spektrum der Ar(I)-Linien zwischen 4150 Å und 4350 Å. Figur 3 zeigt den entsprechenden Boltzmann-Plot. Daraus ist ersichtlich, dass die Zustände ($n = 5$, Ref. [10]) nach Boltzmann besetzt sind.

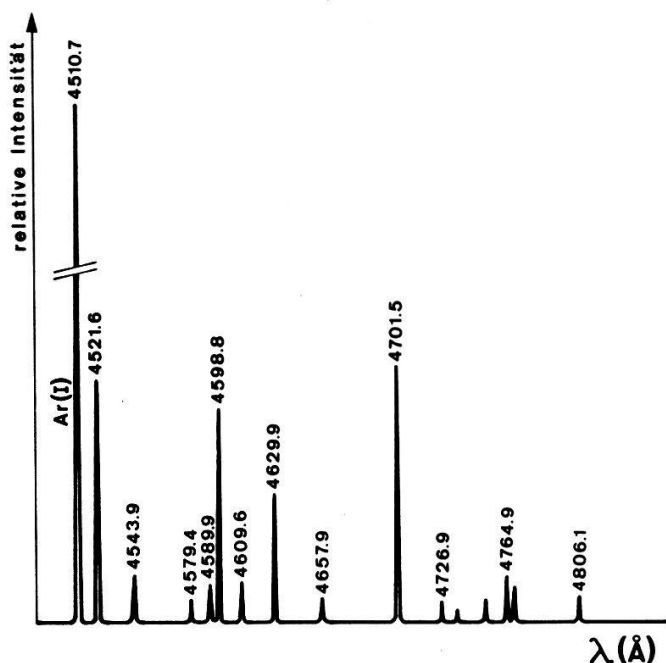


Figur 2
Ar(I) – Linienspektrum der Mikrowellenentladung im Spektralbereich zwischen 4150 und 4350 Å.



Figur 3
Boltzmanngerade: Temperaturbestimmung aus den relativen Linienintensitäten von 11 Ar(I)-Linien nach Figur 2 und Gleichung (5).

Bei der 50 MHz-Entladung finden wir eine Elektronentemperatur $T_e = 2,5 \pm 0,4$ eV. Figur 4 zeigt die gemessenen relativen Intensitäten der Ar(II)-Linien. Das Spektrum der Ar(I)-Linien führt hier auf eine Elektronentemperatur von $T_e = 2,3 \pm 0,4$ eV in Übereinstimmung mit den Messungen der Ar(II)-Linien.



Figur 4
Ar(II) – Linienspektrum der 50 MHz-HF-Entladung im sichtbaren Spektralbereich zwischen 4500 und 4810 Å (Klassifikation der Linien nach Adcock [9]).

5. Sondenmessungen

Analog einem früher beschriebenen Experiment [12] wurden zusätzliche Messungen mit elektrostatischen Sonden im stationären Nachleuchten durchgeführt (Figur 1, Pos. 4 und 5). Damit konnten Elektronendichte und Temperatur bestimmt werden. Unter sonst gleichen Versuchsbedingungen finden wir:

bei der Mikrowellenentladung eine Elektronendichte von $n_e = 2,0 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ und eine Elektronentemperatur von $T_e = 0,5 \pm 0,04$ eV.

bei der 50 MHz-Entladung eine Elektronendichte von $n_e = 2,1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ und eine Elektronentemperatur von $T_e = 2,2 \pm 0,2$ eV.

6. Schlussfolgerung

Die mit Sonden ermittelten Elektronentemperaturen stimmen innerhalb der Fehlergrenzen mit den spektroskopisch bestimmten Temperaturen überein.

Die spektroskopisch untersuchten Zustände sind innerhalb der Fehlergrenzen nach Boltzmann besetzt.

Die zwei untersuchten Gasentladungen liefern trotz annähernd gleicher Anregungsdichte zwei sehr unterschiedliche Plasmen. Diese unterscheiden sich in der Dichte um einen Faktor 100 und in der Temperatur um einen Faktor 5.

Herrn Prof. Dr. O. Huber danken wir für sein Interesse und seine Unterstützung, die die Ausführung dieser Arbeit ermöglichte.

LITERATURVERZEICHNIS

- [1] C. A. BACHE et al., *Anal. Chem.* **39**, 786 (1967).
- [2] W. R. MCLEAN et al., *Analyst* **98**, 432 (1973).
- [3] B. A. HOEGGER et al., *Int. J. Mass Spectr. and Ion Phys.* **13**, 35 (1974).
- [4] V. A. FASSEL et al., *Anal. Chem.* **46**, 110A (1974).
- [5] F. C. FEHSENFELD et al., *Rev. Sci. Instr.* **36**, 294 (1965).
- [6] R. K. SKOGERBOE et al., *Anal. Chem.* **48**, 611A (1976).
- [7] H. R. GRIEM, *Plasma Spectroscopy* (McGraw-Hill, New York 1964).
- [8] E. D. TIDWELL et al., *J. Quant. Spectr. Rad. Transf.* **12**, 431 (1972).
- [9] R. ROMPE und M. STEENBECK, *Ergebnisse der Plasmaphysik und Gaselektronik* (Akademie-Verlag, Berlin 1967), pp. 120–126.
- [10] B. D. ADCOCK et al., *J. Quant. Spectr. Rad. Transf.* **4**, 29 (1964).
- [11] H. N. ØLSEN et al., *J. Quant. Spectr. Rad. Transf.* **3**, 59 (1963).
- [12] B. A. HOEGGER et al., *Helv. Phys. Acta* (im Druck).