

## Bestimmung der elektrischen Leitfähigkeit von Helium aus integralen Lichtbogenmessungen

E. FISCHER, J. HACKMANN, J. UHLENBUSCH

I. Physikalisches Institut der Technischen Hochschule Aachen  
(Z. Naturforsch. 24 a, 1427—1428 [1969]; eingegangen am 26. Juli 1969)

In Ohmic heated plasmas the temperature of the electrons is always higher than the gas temperature. In this case the electrical conductivity can be assumed as a function of the gas temperature and the electric field strength. With this assumption comparing the characteristics of two arcs with different radii the electrical conductivity of an helium arc plasma (1 atm) is determined and reduced to the value for a field free plasma.

### 1. Einleitung

Die elektrische Leitfähigkeit eines Lichtbogenplasmas lässt sich bestimmen, wenn die Bogencharakteristik und evtl. die Strahlungscharakteristik bekannt sind. Entsprechende Verfahren, die von der Energiebilanz und dem Ohmschen Gesetz in integraler Form ausgehen, sind von UHLENBUSCH<sup>1</sup> und MONTERDE-GARCIA<sup>2</sup> angegeben worden. Diese Verfahren setzen jedoch voraus, daß das Bogenplasma sich im lokalen thermodynamischen Gleichgewicht befindet. Da im Heliumbogen starke Abweichungen vom Gleichgewicht auftreten, sind die Verfahren hier nicht ohne weiteres anwendbar. Die Abweichungen sind bedingt einmal durch die hohe Bogenfeldstärke, zum anderen durch die nichtthermische Besetzung der verschiedenen angeregten Zustände.

Da bei Ohmscher Aufheizung hauptsächlich die Elektronen die elektrische Energie aufnehmen und erst durch Stöße die Energie auf die schweren Teilchen übertragen wird, ist stets die Elektronentemperatur höher als die Gastemperatur. Nach FINKELNBURG und MAECKER<sup>3</sup> gilt

$$T_e - T_g = \frac{M}{3k} \left( \frac{\sigma E}{e n_e} \right)^2. \quad (1)$$

Die durch diesen Effekt bedingte Abweichung vom Gleichgewicht ist proportional zum Quadrat der Bogenfeldstärke, ist also daher besonders in Heliumbögen sehr wesentlich.

Die Wärmeleitfähigkeit und die elektrische Leitfähigkeit sind hier Funktionen der Temperaturen  $T_e$  und  $T_g$ , wobei jedoch die elektrische Leitfähigkeit  $\sigma$  mehr durch  $T_e$ , die Wärmeleitfähigkeit  $\kappa$  für schwache Ionisation mehr durch  $T_g$  bestimmt wird. Diese Bedingung für  $\kappa$  sollte nach PYTTE und WINSOR<sup>4</sup> für Helium bis etwa 15 000 °K erfüllt sein. Dort wurde angenommen, daß der Ionisationsgrad durch die Saha-Gleichung gegeben ist. Da die Elektronendichte jedoch im Heliumbogen wesentlich geringer ist als es dem Saha-Gleichgewicht entspricht, verschiebt sich die kritische Temperatur zu noch höheren Werten.

Sonderdruckanforderungen erbeten an: Dr. E. FISCHER, I. Physikalisches Institut der Technischen Hochschule Aachen, D-5100 Aachen, Templergraben 55.

<sup>1</sup> J. UHLENBUSCH, Z. Phys. 179, 347 [1964].

<sup>2</sup> A. MONTERDE-GARCIA, Z. Phys. 181, 317 [1964].

### 2. Berechnung der elektrischen Leitfähigkeit

Die elektrische Leitfähigkeit ist in erster Linie eine Funktion der Elektronentemperatur. Zwischen Elektronentemperatur, Gastemperatur und Bogenfeldstärke besteht jedoch nach (1) ein eindeutiger Zusammenhang, so daß  $\sigma$  auch als Funktion der Feldstärke und der Gastemperatur aufgefaßt werden kann. Bei nicht zu großen Differenzen zwischen  $T_e$  und  $T_g$  läßt sich die elektrische Leitfähigkeit in der Form

$$\sigma(T_g, E^2) = \sigma_0(T_g) + \sigma_1(T_g) E^2 \quad (2)$$

darstellen, oder aber, da  $T_g$  und die Wärmestromfunktion  $S$  eindeutig zusammenhängen,

$$\sigma = \sigma_0(S) + \sigma_1(S) E^2; \quad (2a)$$

$\sigma_0(S)$  stellt hierbei den Gleichgewichtsanteil, d. h. die elektrische Leitfähigkeit für den Fall gleicher Gas- und Elektronentemperatur dar.

Der Gleichgewichtsanteil  $\sigma_0$  und die Störung  $\sigma_1$  können dadurch bestimmt werden, daß die Leitfähigkeitprofile zweier Bögen mit gleichen Achswerten von  $S$ , aber unterschiedlichen Kanalradien, also auch unterschiedlicher Feldstärke verglichen werden.

Da im hier betrachteten Temperaturbereich die Strahlung für Helium in der Energiebilanz vernachlässigt werden kann, lautet diese in integraler Form für einen zylindrischen Bogen:

$$S_{1:2}(\varrho) = R_{1:2}^2 \int_{\varrho}^1 \frac{1}{\varrho'} \int_0^{\varrho'} (\sigma_0(t) E_{1:2}^2 + \sigma_1(t) E_{1:3}^4) t dt d\varrho'. \quad (3)$$

Das Ohmsche Gesetz lautet

$$\frac{I_{1:2}}{2 \pi R_{1:2}^2 E_{1:2}} = \int_0^1 (\sigma_0(\varrho) + \sigma_1(\varrho) E_{1:2}^2) \varrho d\varrho. \quad (4)$$

Diese Gleichungen können nach  $\sigma_0$ ,  $\sigma_1$  und  $S$  aufgelöst werden nach einem Verfahren, das analog zu den in<sup>1</sup> angegebenen verläuft, indem man zuerst eine Anlaufrechnung durchführt und dann die Stromstärke schrittweise erhöht und jeweils die zugehörigen Achswerte von  $\sigma_0$ ,  $\sigma_1$  und  $S$  neu berechnet. Die Anpassung der Schrittweiten für die beiden verschiedenen Radien erfolgt in einem Iterationsprozeß, wobei als erste Näherung für die Schrittweite  $\Delta I_2 = \Delta I_1 \cdot R_1 / R_2$  angenommen wird.

### 3. Numerische Ergebnisse

Für die Rechnung wurden Charakteristiken von Kaskadenbögen mit 1,25; 1,5; 2 und 3 mm Radius herangezogen (Abb. 1). Dabei ergab sich innerhalb der zu erwartenden Fehlern Grenzen eine recht gute Übereinstimmung beim Vergleich verschiedener Charak-

<sup>3</sup> W. FINKELNBURG u. H. MAECKER, in Flügge, Handbuch der Physik, Bd. XXII.

<sup>4</sup> A. PYTTE u. N. K. WINSOR, VII Int. Conf. Phen. Ion. Gases, Belgrad 1965.



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.

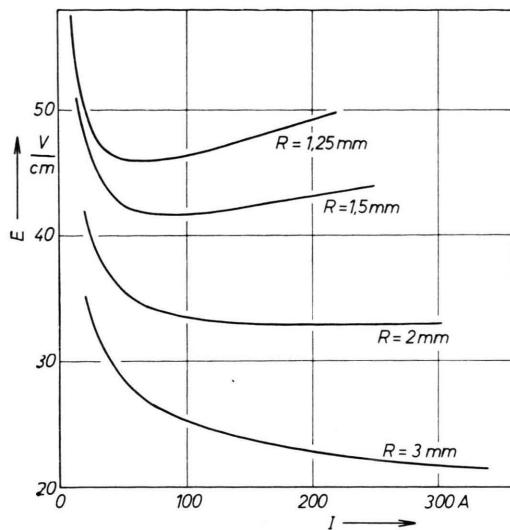


Abb. 1. Strom-Feldstärke-Charakteristiken von Kaskadenbögen in Helium unter Normaldruck.

teristikenpaare. Abweichungen sind vor allem durch die Ungenauigkeit der Feldstärkemessung und die durch die Kaskadierung bedingte Schwankung des Kanalradius bedingt. Hinzu kommt ein systematischer Fehler, der vom Abbrechen der Reihenentwicklung (2) herrührt. Insgesamt dürfen der Fehler für  $\sigma_0$  5% und für  $\sigma_1$  20% nicht überschreiten.

Die Funktionen  $\sigma_0(S)$  und  $\sigma_1(S)$  sind in Abb. 2 dargestellt. Zum Vergleich sind theoretische Ergebnisse von DE VOTO<sup>5</sup> eingezzeichnet. Diese lassen jedoch keinen genauen Vergleich zu, da bei der Rechnung Saha-Gleichgewicht zugrunde gelegt wurde.

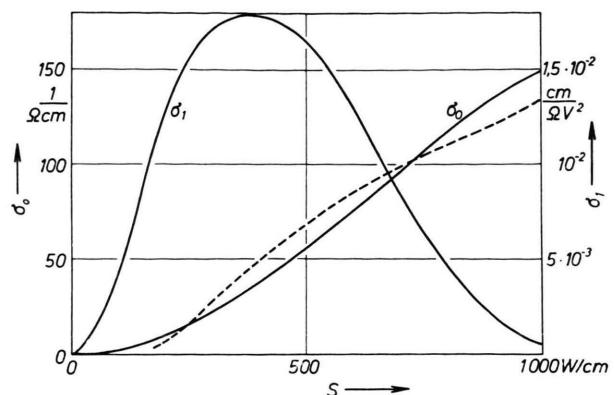


Abb. 2. Die Anteile  $\sigma_0$  und  $\sigma_1$  der elektrischen Leitfähigkeit in Abhängigkeit von der Wärmestromfunktion (— Theorie nach De Voto).

Ein Übergang zur Temperaturabhängigkeit der Transportkoeffizienten kann durchgeführt werden, wenn entweder die Achstemperatur in Abhängigkeit von der Stromstärke oder radiale Temperaturverteilungen für einige Stromwerte bekannt sind. Spektroskopische Temperaturbestimmungen sind jedoch in Heliumbögen durch die nicht thermische Besetzung der angeregten Niveaus recht schwierig. Da für die Berechnung von Bogencharakteristiken jedoch die Kenntnis der Funktion  $\sigma(S, E)$  ausreicht, soll hier auf einen Übergang zur Temperaturabhängigkeit verzichtet werden. Über Methoden zur Temperaturmessung in nicht thermischen Bogenplasmen wird in einer späteren Arbeit berichtet werden.

<sup>5</sup> R. S. DE VOTO u. C. P. LI, J. Plasma Phys. 2, (part 1) 17 [1968].