

Experimentelle Untersuchungen an einem Wasserstoff-Lichtbogen im achsenparallelen Magnetfeld. I.

C. MAHN, H. RINGLER und G. ZANKL

Institut für Plasmaphysik, Garching bei München

(Z. Naturforsch. 23 a, 867—873 [1968]; eingegangen am 29. Februar 1968)

In a stationary high density d.c. arc, the electric power input is balanced essentially by heat conduction losses in radial direction. These losses increase greatly with temperature and thus they limit the axial temperatures attainable with reasonable power input.

An experiment is described in which considerably higher plasma temperatures have been obtained by reducing the coefficient of heat conduction with a superimposed axial magnetic field. At arc currents of about 2 kA and a magnetic field of 10 kG temperatures in the middle of the arc of the order of 10 eV were reached.

The measured temperature, pressure and power input of the hydrogen plasma are compared with calculated values. In particular, the coefficient of heat conduction perpendicular to a magnetic field has been determined by measuring the radial temperature profile and the electric field strength. The results agree with theoretical predictions.

Radiale Wärmeleitungsverluste begrenzen im allgemeinen weitgehend die in einem Lichtbogen hohen Druckes erreichbaren Temperaturen. Überlagert man jedoch der Lichtbogensäule ein achsenparalleles Magnetfeld, so kann man die Wärmeleitfähigkeit des Plasmas senkrecht zum Magnetfeld, d. h. in radialer Richtung, dann stark reduzieren, wenn die freie Weglänge der geladenen Teilchen — insbesondere der Elektronen — vergleichbar oder größer als ihr Gyrationradius wird.

In einigen vorangehenden Veröffentlichungen wurde bereits über das grundlegende Konzept und verschiedene vorläufige Ergebnisse von Untersuchungen an einem in Wasserstoff brennenden Lichtbogen mit überlagertem Magnetfeld berichtet. Für einige Sekunden war es möglich, bei Elektronendichten zwischen 10^{15} und 10^{16} cm $^{-3}$ Ströme in der Größe von 2 kA und einer Induktion von 10^4 G Temperaturen von etwa 10^5 °K zu erreichen.

Hier soll über detaillierte Messungen an einem derartigen Bogen berichtet werden, wobei auf die grundsätzlichen Überlegungen nicht mehr eingegangen werden soll. Hier sei auf die Veröffentlichung¹ verwiesen.

1. Experimentelle Anordnung

Der Lichtbogen (Abb. 1) brennt in einem Vakuumkessel zwischen einer Wolfram-Kathode und einer ringförmigen, als Düse ausgebildeten Kupfer-Anode. Beide Elektroden werden wassergekühlt. Die Gaszuführung

(4 nm 3 /h Wasserstoff) erfolgt längs der Kathode; hinter der Anode wird das Gas wieder abgepumpt. Der Ausgangsdruck im Kessel betrug stets etwa 8 Torr. Das Magnetfeld wird durch wassergekühlte Spulen erzeugt.

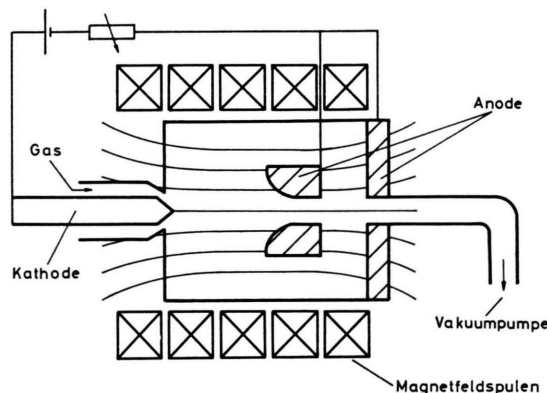


Abb. 1. Experimentelle Anordnung.

Bei einer magnetischen Induktion von 10 kG floß nur etwa die Hälfte des Gesamtbogenstroms von 1900 A zur Ringanode; der Rest verteilte sich auf den Anodenflansch, der mit der Ringanode auf gleichem Potential lag. Der Bogen verläuft dabei entlang der in diesem Gebiet bereits divergierenden Magnetfeldlinien. Unter diesen Verhältnissen beträgt die Brennspannung bei einem Abstand von 15 cm zwischen Kathode und Ringanode etwa 200 V.

Der Bogen wurde bei zunächst geringem Bogenstrom gezündet und dann für eine Zeitdauer von 2 sec auf den vollen Bogenstrom „gepult“.

Zur spektroskopischen Beobachtung sind in den Vakuumkessel seitlich Fenster eingelassen, durch die auch Sonden zur Messung der elektrischen Feldstärke im Bogenkanal eingeführt werden können.

¹ C. MAHN, H. RINGLER, R. WIENECKE, S. WITKOWSKI u. G. ZANKL, Z. Naturforsch. 19 a, 1202 [1964].



2. Spektroskopische Messungen

2.1. Temperaturmessung

Für die spektroskopischen Messungen wurde der Bogen „side-on“ auf den Spalt des Steinheil-Spektrographen abgebildet. Der beobachtete Querschnitt lag etwa in der Mitte zwischen den beiden Elektroden. Abb. 2 * zeigt einen Ausschnitt aus einem Spektrum, das man auf diese Weise erhält. Man erkennt, daß Wasserstofflinien und Kontinuum in der Achsenumgebung stark eingesenkt sind und die „Keulen“ an den Rändern deuten darauf hin, daß die Intensität ganz überwiegend aus den äußeren Bogenzonen emittiert wird. Um auch über die weiter innen liegenden Bogengebiete Informationen zu erhalten, wurden dem Wasserstoff 5% Helium (bezogen auf dissoziierten Wasserstoff) zugemischt. Man erkennt im Spektrum mehrere Linien des neutralen und eine des ionisierten Heliums. Auch die Intensitäten der He I-Linien stammen überwiegend aus Randschichten, während die He II-Linie aus dem Bogeninneren ausgestrahlt wird. Mit Hilfe photoelektrischer Messungen wurde sichergestellt, daß sich die Intensitäten dieser Linien während der Beobachtungszeit von etwa 1 sec nicht änderten.

Da das Plasma in axialer Richtung von der Kathode zur Anode strömt, mußte geprüft werden, ob sich Ionisations- und Anregungsprozesse im Beobachtungsgebiet bereits stationär eingestellt haben. Dazu wurde die ganze Bogensäule im Licht verschiedener Spektrallinien photographiert. Bereits in einem Abstand von 1–2 cm von der Kathode ergaben sich keine Intensitätsänderungen mehr, so daß im mittleren Bereich zwischen Kathode und Anode mit einer stationären Besetzung der einzelnen Energiezustände gerechnet werden kann.

Im Falle des detaillierten thermodynamischen Gleichgewichts sind die einzelnen Energieniveaus nach einer Boltzmann-Verteilung besetzt und der Ionisationsgrad wird durch die Saha-Gleichung bestimmt. Wenn aber z. B. Photoabsorptionsprozesse für die Besetzung der Niveaus fehlen und diese nicht durch eine sehr große Zahl von Elektronenstoßprozessen ausgeglichen werden (kleine Elektronendichten), so treten Abweichungen von der Saha-Boltzmann-Besetzung auf^{2,3}.

Im hier vorliegenden Fall können diese Abweichungen für Wasserstoff vernachlässigt werden, da dort, wo noch neutrale Wasserstoffatome vorhanden sind, das Plasma für die Resonanzstrahlung zumindest der Lyman- α - und Lyman- β -Linie optisch dick ist⁴. Beim ionisierten Helium dagegen können sich erhebliche Abweichungen ergeben. Hier können wegen der geringen He-Teilchen dichten Photoabsorptionsprozesse einerseits und wegen der relativ geringen Elektronendichten ($n_e < 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) Dreierstoßrekombinationen vernachlässigt werden, wie detaillierte Rechnungen gezeigt haben. Ein solches Gleichgewicht zwischen Stoßanregungs- und Strahlungsabregungsprozessen wird aber durch eine zuerst von BIERMANN⁵ angegebene Beziehung, die unter dem Namen Koronaformal bekannt ist, beschrieben. Diese Beziehung muß in unserem Fall für die Temperaturbestimmung aus dem Intensitätsverhältnis He I : He II benutzt werden.

2.2. Bestimmung der Temperatur aus dem Verhältnis H_β : Kontinuum

In den äußeren Bogengebieten wurde die Temperatur aus dem Intensitätsverhältnis von H_β : Kontinuum bestimmt, wie es z. B. von GRIEM⁶ angegeben wurde. Bei diesem Verfahren geht die Besetzung des Grundzustandes nicht ein und etwa vorhandene Abweichungen vom lokalen thermodynamischen Gleichgewicht haben nur einen sehr geringen Einfluß auf das Resultat.

Die gemessenen „side-on“-Intensitäten wurden in der üblichen Weise durch numerische Lösung der Abelschen Integralgleichung⁷ auf radiale Intensitäten umgerechnet.

2.3. Temperaturbestimmung aus dem Intensitätsverhältnis He II 4686(4-3) : He I 4713(4-2)

Für die Besetzungsdichte des Energieniveaus mit der Hauptquantenzahl 4 des einfach ionisierten Heliums $n^{\text{II}}(4)$ gilt im Fall des thermodynamischen Gleichgewichts die Saha-Boltzmann-Gleichung:

$$\frac{n_e \cdot n^{\text{III}}}{n^{\text{II}}(4)} = \frac{2}{g^{\text{II}}(4)} \cdot \frac{(2 \pi m_e k T)^{3/2}}{h^3} \exp \left\{ -\frac{X^{\text{II}} - X^{\text{II}}(4)}{k T} \right\}. \quad (1)$$

² D. R. BATES, A. E. KINGSTON u. R. P. W. Mc WHIRTER, Proc. Roy. Soc. London **267**, 297 [1962].

³ H. W. DRAWIN, EUR-CEA-FC-290, Jan. 1965.

⁴ A. G. HEARN u. R. P. W. Mc WHIRTER, Proc. Roy. Soc. London **82**, 641 [1963].

⁵ L. BIERMANN, Naturwiss. **34**, 87 [1949].

⁶ H. R. GRIEM, Plasma Spectroscopy, McGraw Hill, London 1964.

* Abb. 2 auf Tafel S. 870 a.

Dabei bedeutet: n^{III} die Dichte aller doppelt ionisierten Heliumatome; $X^{\text{II}}(4)$ die Anregungsenergie des betrachteten Niveaus mit der Hauptquantenzahl 4; X^{II} die Ionisierungsenergie des einfach ionisierten Heliums; $g^{\text{II}}(4)$ das statistische Gewicht. Die übrigen Größen sind Naturkonstanten in der üblichen Schreibweise, und T gibt die Elektronentemperatur an. McWHIRTER und HEARN⁴ haben gezeigt, daß diese Beziehung auch noch gilt, wenn die Besetzung des Grundzustandes des einfach ionisierten Heliums erheblich von der durch die Saha-Gleichung bestimmten Gleichgewichtsbesetzung abweicht.

Eine analoge Beziehung gilt für die neutrale Heliumlinie He I 4713 Å ($4^3\text{S} - 2^3\text{P}$):

$$\frac{n_e \cdot n^{\text{II}}}{n^{\text{I}}(4)} = \frac{2 Z^{\text{II}}}{g^{\text{I}}(4)} \cdot \frac{(2 \pi m_e k T)^{3/2}}{h^3} \exp \left\{ - \frac{X^{\text{I}} - X^{\text{I}}(4)}{k T} \right\} \quad (2)$$

(Z^{II} = Zustandssumme des einmal ionisierten Heliums).

Im einzelnen gilt:

$$\begin{aligned} X^{\text{I}} &= 24,5 \text{ eV}, & X^{\text{II}} &= 54,4 \text{ eV}, \\ X^{\text{I}}(4) &= 23,5 \text{ eV}, & X^{\text{II}}(4) &= 51,7 \text{ eV}, \\ g^{\text{I}}(4) &= 3, & g^{\text{II}}(4) &= 32, \\ Z^{\text{II}} &\approx g^{\text{I}}(1) = 2, \end{aligned}$$

Die Intensität einer Linie aus optisch dünner Schicht ist der Besetzungsdichte des oberen Niveaus proportional. Das Intensitätsverhältnis einer He II- zu einer He I-Linie — beide von einem Niveau der Hauptquantenzahl 4 ausgehend — ist daher dem Verhältnis $n^{\text{II}}(4)/n^{\text{I}}(4)$ proportional.

Dieses Verhältnis ergibt sich durch Division von Gl. (2) durch Gl. (1):

$$\frac{n^{\text{II}}(4)}{n^{\text{I}}(4)} = \frac{g^{\text{II}}(4)}{g^{\text{I}}(4)} \cdot Z^{\text{II}} \exp \left\{ \frac{[X^{\text{II}} - X^{\text{II}}(4)] - [X^{\text{I}} - X^{\text{I}}(4)]}{k T} \right\} \frac{n^{\text{III}}}{n^{\text{II}}} \quad (3)$$

Weil die Anregungsenergien sich wenig von den Ionisierungsenergien unterscheiden, ist die explizite Temperaturabhängigkeit von (3) sehr schwach, und das Intensitätsverhältnis der beiden Linien ist demnach im wesentlichen proportional zu $n^{\text{III}}/n^{\text{II}}$.

Nach BIERMANN⁵ ergibt sich im Falle des Korona-Gleichgewichtes für das Verhältnis der Gesamtteilchenzahlen von einfach zu zweifach ionisiertem Helium:

$$\frac{n^{\text{II}}}{n^{\text{III}}} = \frac{3 \sqrt{3} \hbar c}{16 \pi e^2} \alpha^{-1} \frac{m c^2}{k T} \left(\frac{k T}{X^{\text{II}}} \right)^{l+1} \exp \left\{ - \frac{X^{\text{II}}}{k T} \right\} \quad (4)$$

Dabei sind α und l dimensionslose Parameter; $l \approx 1$ und $1 < \alpha < 10$.

Man findet, daß für den hier interessierenden Elektronendichtebereich ($n_e \approx 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) diese Gleichung Übereinstimmung mit den numerischen Werten von BATES, KINGSTON und McWHIRTER² liefert, wenn man für $\alpha = 3/2$ setzt.

Einsetzen von Gl. (4) in Gl. (3) zeigt, daß das Verhältnis $n^{\text{II}}(4)/n^{\text{I}}(4)$ und damit auch das Intensitätsverhältnis der betrachteten He II- und He I-Linien empfindlich von der Temperatur abhängt ($X^{\text{II}} \gg k T$).

In Abb. 3 sind die Temperaturmeßpunkte eingetragen, die sich aus den beiden Meßmethoden (2) und (3) ergeben. In dem Bereich, in dem beide Meßverfahren gleichzeitig angewandt werden können, fallen die Meßpunkte nicht ganz zusammen, sondern das Intensitätsverhältnis der He-Linien liefert etwas höhere Temperaturen als das Verhältnis

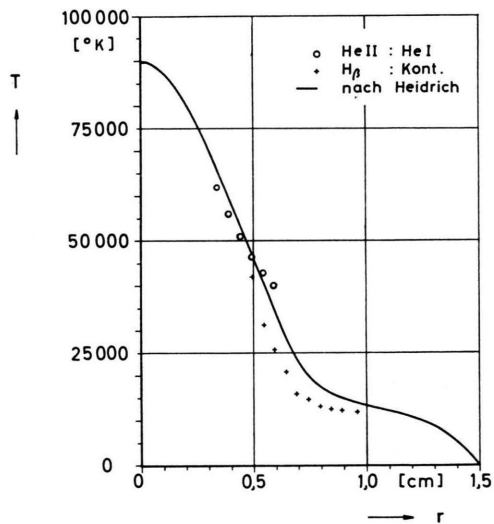


Abb. 3. Radiale Temperaturverteilung.

von Linie zu Kontinuum bei Wasserstoff. Dies kann vermutlich zwei Ursachen haben: Einmal kann durch Diffusion von He II- und He I-Ionen die lokale Dichte dieser Teilchen infolge von Relaxationserscheinungen bei der Rekombination und Ionisation nicht der lokalen Temperatur entsprechen. Andererseits besteht auch die Möglichkeit, daß die Koronaformal dort nicht mehr streng erfüllt ist.

2.4. Messung der Elektronendichte

Die Elektronendichte wurde durch Messung der Halbwertsbreiten von Stark-Effekt-verbreiterten

⁷ R. GORENFLO, Laborbericht IPP 6/19 [1964].

Spektrallinien bestimmt. Im einzelnen wurden dazu die Linien H_β und He I 4713 herangezogen^{8, 9}.

Wegen der „side-on“-Beobachtung mußten die Linienprofile als Funktion des Radius über die Abelsche Integralgleichung umgerechnet werden.

In Abb. 4 sind die aus diesen Linien sich ergebenden Elektronendichten angegeben. Bei der Linie He I 4713 wurde das gemessene Linienprofil mit dem Doppler-Profil und dem Apparateprofil gefal-

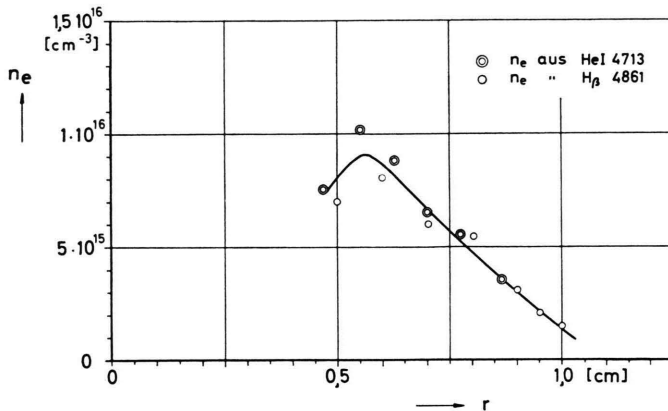


Abb. 4. Elektronendichte n_e als Funktion des Bogenradius r .

tet, während bei H_β wegen der größeren Halbwertsbreiten direkt das gemessene Profil genommen wurde. Diese Linien liefern in recht guter Übereinstimmung Elektronendichten bis zu einem Abstand von $r = 0,5$ von der Bogenachse.

Für die unmittelbare Umgebung der Bogenachse kam für die Messung nur die He II-Linie 4686 Å in Frage. Wegen der starken Störung durch die Doppler-Breite war es aber nicht möglich, zuverlässige Werte über die Elektronendichte zu erhalten.

3. Energiebilanz

Wenn durch das den Bogen überlagerte Magnetfeld die Wärmeverluste erheblich reduziert werden, so muß sich dies neben einer Erhöhung der Temperatur auch in der integralen Energiebilanz des Bogens widerspiegeln. Nach Rechnungen von HEIDRICH¹⁰ soll z. B. die erforderliche Leistung zur Erreichung einer Achsentemperatur von 10^5 °K durch ein Magnetfeld von 20 kG um 2 Zehnerpotenzen reduziert werden. Bestimmt man experimentell die

pro cm Säulenlänge nach außen abgeführte Leistung, die mit der elektrisch zugeführten Leistung übereinstimmen muß, so kann man daraus in integraler Weise den Einfluß des Magnetfeldes auf die Wärmeleitfähigkeit des Plasmas prüfen. — Die elektrisch pro cm zugeführte Leistung ist bestimmt durch das Produkt des Stromes mit der axialen Feldstärke. Die elektrische Feldstärke in der Bogensäule wurde aus Potentialsondenmessungen zu 3,1 V/cm bestimmt¹¹. Bei einem Strom von 1900 A ergibt sich eine Leistung von

$$W_{el} = 5,9 \text{ kW/cm} \pm 20\%.$$

Um die radiale Wärmeabfuhr direkt zu messen, wurde der Bogen durch ein doppelwandiges, wassergekühltes Kupferrohr mit einem Ionendurchmesser von 3,5 cm und einer Länge von 1 cm gebrannt. Der Innendurchmesser des Rohres wurde so gewählt, daß der Bogen nicht beeinflusst wurde. (In den Spektren, die mit und ohne Rohr aufgenommen wurden, ergaben sich keine Unterschiede.) Mit Hilfe von Thermoelementen konnte die Erwärmung des Kühlwassers gemessen und daraus bei bekannter Durchflußmenge die Wärmeabgabe des Bogens an das „Meßrohr“ gemessen werden. Um zu vermeiden, daß durch Konvektion Wärmeenergie auf die Stirnflächen des Rohres transportiert wurde, waren an beiden Seiten dünne wassergekühlte Scheiben angebracht.

Bei diesen Messungen ergab sich für die pro cm Bogensäule abgeführte Wärmeleistung

$$W = 4,9 \text{ kW/cm} \pm 20\%.$$

Der Fehler von 20% folgt aus Ungenauigkeiten bei der Bestimmung der Temperatur und Kühlwassermenge. Innerhalb der Fehlergrenzen stimmen diese unabhängig voneinander erhaltenen Leistungen überein.

Auf den Vergleich mit den von HEIDRICH berechneten Werten wird in einem späteren Abschnitt noch eingegangen.

4. Diskussion der Meßergebnisse

4.1. Diskussion des radialen Druckprofils

Nach WIENECKE¹² erhält man in Lichtbögen, denen man ein achsenparalleles Magnetfeld überlagert,

⁸ H. R. GRIEM, A. C. KOLB u. K. Y. SHEN, Phys. Rev. **116**, 4 [1959].

⁹ H. R. GRIEM, M. BARANGER, A. C. KOLB u. G. OERTEL, Phys. Rev. **125**, 177 [1962].

¹⁰ U. HEIDRICH, Z. Naturforsch. **20 a**, 475 [1965].

¹¹ C. MAHN, H. RINGLER u. G. ZANKL, Z. Naturforsch. **23 a**, 874 [1968].

¹² R. WIENECKE, Z. Naturforsch. **18 a**, 1151 [1963].

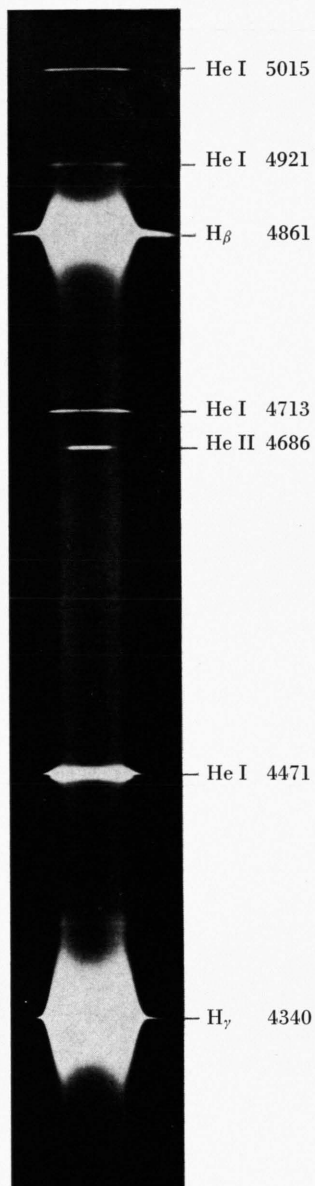


Abb. 2. Ausschnitt aus einem side-on Spektrum des Wasserstoffbogens mit 5% He-Beimischung.

einen Druckanstieg in der Bogensäule. Die radial nach außen gerichteten Diffusionsströme von Elektronen und Ionen werden durch das Magnetfeld behindert, wohingegen der Diffusionsstrom der Neutralteilchen nach innen unbeeinflusst bleibt. Dadurch baut sich ein Druckgradient auf, der bewirkt, daß die Diffusionsströme wieder gleich werden.

Bei einem Außendruck von 8 Torr und einem Magnetfeld von 10 kG sollte der Druck bei einer Temperatur von 16 000 °K, was praktisch vollständiger Ionisation entspricht, auf 30 Torr angestiegen sein¹².

Nach Abb. 3 entspricht dieser Temperatur ein Bogenradius von $r = 0,7$ cm. Am Verlauf des Druckprofils (Abb. 5) erkennt man, daß bei diesem Radius auch gerade ein Druck von 30 Torr gemessen wurde. Von diesem Radius an sollte der Druck nach innen, also im vollionisierten Gebiet, nicht mehr weiter ansteigen, wenn es nur diesen Effekt gäbe. Der weitere Druckanstieg (Abb. 5) muß andere Ursachen haben.

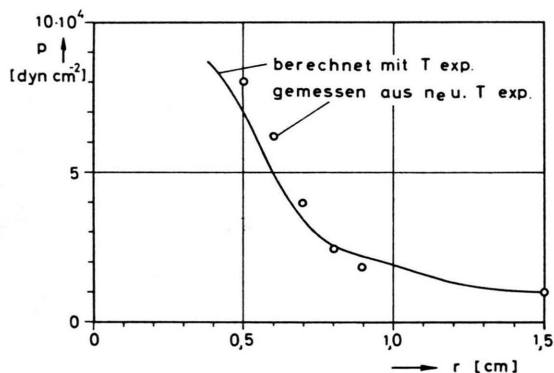


Abb. 5. Radiales Druckprofil (Vergleich gemessener und gerechneter Werte).

An einer ähnlichen Entladung, der sogen. „Eieruhr“¹³ hat KLÜBER ein entsprechendes Verhalten im Druckverlauf festgestellt. Er konnte diesen zusätzlichen Druckanstieg durch das Vorhandensein von azimuthalen elektrischen Strömen erklären, die auftreten¹⁴, wenn senkrecht zu einem Magnetfeld starke Temperaturgradienten existieren („Nernst-Effekt“). Diese Ströme schwächen das von außen angelegte Magnetfeld, und um das Druckgleichgewicht wieder herzustellen, steigt der Plasmadruck im Bogen an. Berücksichtigt man bei der Berechnung des Druckprofils¹⁵ den Einfluß solcher azimu-

taler Ströme, so erhält man auch für das Gebiet vollständiger Ionisation einen Druckanstieg, der im Einklang mit dem gemessenen Druckprofil (Abb. 5) steht.

4.2. Diskussion des Temperaturprofils

Das gemessene Temperaturprofil (Abb. 3) zeigt im Gebiet teilweiser Ionisation ($T < 20\,000$ °K) einen sehr flachen Abfall mit dem Radius, während im vollionisierten Bereich der Temperaturgradient sehr große Werte annimmt. Diesen Temperaturverlauf versteht man an Hand der Energiebilanz-Gleichung (Elenbaas-Hellersche Gleichung)

$$-\operatorname{div}(\kappa \operatorname{grad} T) = \sigma E^2. \quad (5)$$

Es bedeuten dabei E die elektrische Feldstärke und κ die Wärmeleitfähigkeit, die in Abb. 6 als Funktion der Temperatur mit und ohne Magnetfeld dargestellt ist¹⁶.

Bei Zylindersymmetrie und der Annahme, daß E nicht vom Radius abhängt, findet man durch einmalige Integration

$$\frac{dT}{dr} = -E^2 \frac{\int_0^r r' \sigma(T(r')) dr'}{r \kappa(T(r))}. \quad (6)$$

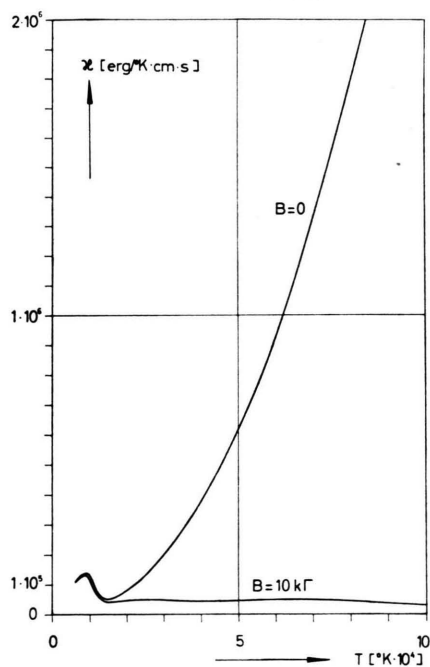


Abb. 6. Wärmeleitfähigkeit mit und ohne Magnetfeld.

¹³ O. KLÜBER, Z. Naturforsch. **22 a**, 1599 [1967].

¹⁴ S. I. BRAGINSKI, Soviet Phys.-JETP **6** (33), 258 [1958].

¹⁵ J. RAEDER u. S. WIRTZ, Laborbericht IPP 3/65 [1967].

¹⁶ W. FENEBERG, Dissertation Universität München 1966.

Geht man von der Bogenachse nach außen, so nimmt das Integral

$$\int_0^r r' \sigma(T(r')) dr'$$

monoton zu. Wegen der Zunahme der elektrischen Leitfähigkeit mit der Temperatur fließt in diesem Gebiet des großen Temperaturgradienten auch der Hauptteil des elektrischen Stromes, während die Wärmeleitfähigkeit $\kappa(T(r))$ senkrecht zum Magnetfeld sehr klein und annähernd konstant bleibt. Dadurch ist der große Temperaturgradient bedingt.⁶

Im Bereich des flachen Temperaturprofils nimmt das Integral nur noch sehr schwach zu. Da in diesem Gebiet ($T < 20\,000^\circ\text{K}$) κ vergleichsweise größer ist, stellt sich ein entsprechend kleinerer Temperaturgradient ein.

Der steile Anstieg der Temperatur im Gebiet vollständiger Ionisation ist charakteristisch für die Abnahme der Wärmeleitfähigkeit quer zu einem Magnetfeld mit steigender Temperatur. HEIDRICH¹⁰ hat durch numerische Lösung der Elenbaas-Hellerschen Gleichung Temperaturprofile mit und ohne achsenparalleles B-Feld berechnet (Abb. 7). Dazu wurden

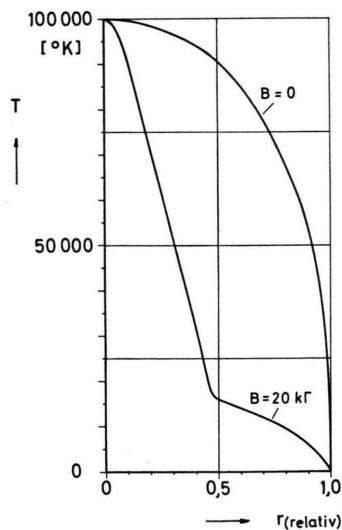


Abb. 7. Temperaturprofile nach Heidrich mit und ohne Magnetfeld.

Bogenradius, Rand- und Achsentemperatur vorgegeben. Während der Bogen mit $B=0$ eine Leistungszufuhr von ca. 200 kW/cm braucht, sind es bei einem Bogen mit 20 kG nur noch etwa 4 kW/cm .

Das gemessene Temperaturprofil (Abb. 3) zeigt deutlich das Verhalten einer Bogenentladung mit überlagertem Magnetfeld.

Wir haben nach HEIDRICH für den hier vorliegenden Bogenradius von $R=1,5\text{ cm}$ bei verschiedenen Achsentemperaturen die zugehörigen Temperaturprofile berechnet. Für eine Achsentemperatur von $90\,000^\circ\text{K}$ erhält man ein Profil, welches die gemessenen Werte gut annähert (Abb. 3). Die zugehörige Leistung sollte dann 4 kW/cm Säulenlänge betragen, während $5,9\text{ kW/cm}$ gemessen wurden. Der Grund dafür dürfte in der Zunahme der Wärmeleitfähigkeit infolge des Druckanstiegs im vollionisierten Gebiet zu suchen sein. Dieser in 4.1. erwähnte Effekt ist in den bisherigen Rechnungen von HEIDRICH noch nicht enthalten. Durch die Zunahme der Wärmeleitfähigkeit wird man erwarten müssen, daß zur Erreichung einer bestimmten Achsentemperatur pro cm Säulenlänge mehr Leistung zugeführt werden muß, als seine Rechnungen ergeben. Außerdem sind auch axiale Wärmeleitungsverluste vernachlässigt worden, die ebenfalls eine Leistungserhöhung zur Folge haben.

4.3. Strombilanz

Mit dem gemessenen Temperaturprofil und der gemessenen Feldstärke kann man die Strombilanz prüfen, indem man das Integral $I = 2\pi E_z \int_0^R \sigma(r) r dr$ bildet. Für die elektrische Leitfähigkeit $\sigma(T)$ wurden Rechnungen von DEVOTO¹⁷ und WILLIAMS¹⁸ herangezogen. (Im Bereich kleiner $\ln \lambda$ ergeben sich Abweichungen von der „Spitzer“-Formel in der Größenordnung von etwa 5%.) Damit erhält man für den Gesamtstrom $I = 1760\text{ A} \pm 20\%$, der innerhalb der Fehlergrenzen mit dem gemessenen Wert von 1900 A übereinstimmt.

4.4. Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit

Nach (6) erhält man die Wärmeleitfähigkeit κ aus der gemessenen Temperaturverteilung $T(r)$ und Feldstärke E . Eine gewisse Unsicherheit in der Achsentemperatur beeinflusst das Ergebnis kaum, denn im elektrischen Leitwert $\int_0^r r' \sigma(T(r')) dr'$ haben achsennahe Bereiche nur geringes Gewicht.

In Abb. 8 wird die gemessene Wärmeleitfähigkeit verglichen mit der von FENEBERG¹⁶ berechneten. Wegen des Druckprofils im Bogen entsprechen die Meßwerte bei verschiedenen Temperaturen jeweils auch unterschiedlichen Drucken, die gleichzeitig an-

¹⁷ R. S. DEVOTO, wird veröffentlicht.

¹⁸ R. H. WILLIAMS, UCRL-50 166.

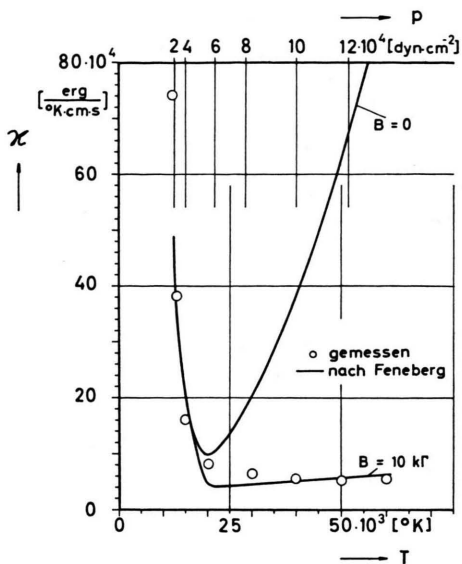


Abb. 8. Wärmeleitfähigkeit als Funktion der Temperatur (für verschiedene Drücke).

gegeben wurden. Außerdem ist zum Vergleich noch die Wärmeleitfähigkeit ohne Magnetfeld eingetragen.

Der starke Anstieg der Wärmeleitfähigkeit für Temperaturen unterhalb 20 000 °K wird durch die sogen. Reaktions-Wärmeleitfähigkeit¹⁹ verursacht.

Sie kommt dadurch zustande, daß die stationären Diffusionsströme von Elektronen und Ionen nach außen und Neutralteilchen nach innen mit einem Enthalpiestrom verknüpft sind: Nach innen diffundierende Neutralteilchen werden ionisiert, diffundieren als Ionen wieder nach außen und geben dort die Ionisierungsenergie bei der Rekombination wieder ab. Man hat so einen zusätzlichen Transport von Reaktionsenergie, der den Energietransport durch klassische Wärmeleitung in diesem Bereich weit überwiegt.

Im vollionisierten Plasma ($T \geq 25\,000\text{ °K}$) hat das Magnetfeld die Wärmeleitfähigkeit um Größenordnungen herabgesetzt, auf einen Wert, der sich dann nicht mehr stark mit der Temperatur ändert. Der große Anteil der Reaktionswärmeleitfähigkeit im Bereich teilweiser Ionisation dagegen wird vom Magnetfeld kaum beeinflusst.

Diese Arbeit wurde im Rahmen des Vertrages zwischen dem Institut für Plasmaphysik und EURATOM über die Zusammenarbeit auf dem Gebiete der Plasmaphysik durchgeführt.

¹⁹ R. WIENECKE, Z. Naturforsch. 19 a, 676 [1964].