

Experimente zur Erhöhung der Lichtbogentemperatur durch Reduktion der Wärmeleitfähigkeit in einem Magnetfeld*

Von C. MAHN, H. RINGLER, R. WIENECKE, S. WITKOWSKI und G. ZANKL

Institut für Plasmaphysik, Garching bei München

(Z. Naturforschg. 19 a, 1202—1207 [1964]; eingegangen am 6. Juni 1964)

Currently, in different types of high pressure arc the maximum temperature is limited by radial heat conduction. Heat conduction can be reduced by a magnetic field parallel to the axis of the arc. An experiment is described in which arc temperatures in the region of 10^5 °K have been reached. Typical conditions for the discharge in hydrogen are: current = 2000 amps, magnetic field = 10 kGauss, power input = 4 kW per cm arc length, pressure inside the arc = 0,1 atmosphere. — A similar experiment was made with helium.

Lichtbögen der verschiedensten Typen wurden in der Vergangenheit vielfach untersucht. Neben ihrer Verwendung als spektroskopische Lichtquelle zur Messung atomarer Konstanten erhielt man Aufschlüsse über die Dynamik eines Plasmas mit hohem Ionisationsgrad und Möglichkeiten zum Studium von Diffusionsvorgängen und zur Bestimmung von Transportkoeffizienten.

Von besonderem Interesse sind die sogenannten Hochdruckbögen, die im Druckbereich einer Atmosphäre und darüber betrieben werden. Bei diesen herrscht in guter Näherung lokales thermisches Gleichgewicht, d. h. an einer bestimmten Stelle des Plasmas haben sämtliche Teilchensorten gleiche kinetische Temperaturen, der Ionisationsgrad wird durch die SAHA-Gleichung und die Besetzung der Energieniveaus durch die BOLTZMANN-Formel bestimmt¹. Die Temperaturen in diesen Bögen liegen im allgemeinen unter 20 000 °K und werden im wesentlichen durch die mit steigender Temperatur anwachsenden Wärmeleitungsverluste begrenzt, während die Strahlungsverluste in den meisten Fällen noch klein sind. Die in einem stationären Bogen bisher höchste erreichte Temperatur von 50 000 °K wurde in einem GERDIEN-Bogen gemessen².

Im folgenden wird von Überlegungen und Experimenten berichtet, die zum Ziele haben, durch Veränderung der Wärmeleitungsverluste einen stationären Lichtbogen mit Temperaturen um 100 000 °K zu erhalten und seine Eigenschaften zu studieren. Dieser Bogen kann dann Basis für eine weitere Auf-

heizung durch Anwendung anderer Heizmechanismen werden.

1. Energiebilanz

Der Einfluß der Wärmeleitfähigkeit auf die erreichbare Temperatur des Lichtbogens sei an zwei einfachen Modellen erläutert.

A. Kanalmodell

Gegeben sei ein zylindersymmetrischer Bogen mit dem Radius R . Die Strömungsgeschwindigkeit des Plasmas sei überall gleich Null. Die elektrische Leistung werde zugeführt in einem Zylinder mit dem Radius $r_0 < R$. Am Bogenrand R sei die Temperatur T_R (≈Zimmertemperatur) fest vorgegeben, beim Radius r_0 sei die „Kerntemperatur“ T_0 erreicht. Aus der ELENBAAS–HELLERSchen Differentialgleichung (ζ = Wärmeleitfähigkeit)

$$\mathbf{j} \cdot \mathbf{E} = -\operatorname{div} \zeta \operatorname{grad} T \quad (1)$$

erhält man nach Spezialisierung auf den vorliegenden Fall durch einmalige Integration über das Volumen eines Zylinders vom Radius r mit $r_0 < r \leq R$ und der Länge l

$$JE = -2\pi r \zeta \frac{dT}{dr}, \quad (2)$$

wobei J der gesamte, im Kern mit dem Radius r_0 fließende Strom und E die über dem Querschnitt konstante axiale Komponente der elektrischen Feld-

* Die nachstehende Arbeit wurde im Rahmen des Vertrages zwischen dem Institut für Plasmaphysik GmbH und der Europäischen Atomgemeinschaft über die Zusammenarbeit auf dem Gebiete der Plasmaphysik durchgeführt.

¹ W. FINKELBURG u. H. MAECKER, Elektrische Bögen und thermisches Plasma, im Handbuch der Physik, Bd. XXII, Hrsg. S. Flügge, Verlag Springer, Berlin 1956.

² F. BURHORN, H. MAECKER u. TH. PETERS, Z. Phys. 131, 28 [1951].



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.

stärke ist. Eine weitere Integration ergibt:

$$\int_R^{r_0} \frac{dr}{r} = -2\pi \int_{T_R}^{T_0} \alpha dT$$

oder $J E = \frac{2\pi}{\ln(R/r_0)} \int_{T_R}^{T_0} \alpha dT$. (3)

Gl. (3) besagt: Die mit einer vorgegebenen elektrischen Leistung JE erreichbare Temperatur T_0 ist um so höher, je kleiner der vor dem Integral stehende Faktor $2\pi/\ln(R/r_0)$ ist und je kleiner der Betrag der Wärmeleitfähigkeit $\alpha(T)$ ist. Das Verhältnis Bogenradius R zu Leitfähigkeitsradius r_0 kann experimentell zwar in gewissen Grenzen geändert werden, sein Einfluß auf die Bogentemperatur ist jedoch wegen der schwachen logarithmischen Abhängigkeit gering. Eine wesentliche Erhöhung der Bogentemperatur ist deshalb nur durch eine Verringerung der Wärmeleitfähigkeit des Bogenplasmas zu erwarten, wie im folgenden gezeigt wird. Nimmt man mit SPITZER³ für die Wärmeleitfähigkeit eines vollionisierten Plasmas eine Proportionalität zu $T^{5/2}$ an, so wird die für eine bestimmte Temperatur T erforderliche elektrische Leistung proportional zu $T^{5/2}$. Will man z. B. die Temperatur verdoppeln, so muß etwa die 11-fache Leistung zugeführt werden. Man kommt so sehr schnell in einen Bereich, in dem eine weitere Temperatursteigerung praktisch unmöglich wird⁴.

Für die Reduktion der Wärmeleitfähigkeit kommen zwei Möglichkeiten in Betracht: 1. Umgibt man den Hochdruckbogen mit einem Vakuum, in dem die mittlere freie Weglänge der Teilchen groß gegenüber den Gefäßdimensionen ist, so wird nach der kinetischen Gastheorie die Wärmeleitfähigkeit proportional zur Quadratwurzel aus dem Druck. 2. Ein dem Bogen überlagertes achsenparalleles Magnetfeld reduziert die Wärmeleitfähigkeit des Plasmas in radialer Richtung, so daß für genügend hohe Temperaturen die Wärmeleitfähigkeit senkrecht zu den Magnetlinien proportional zu $T^{-5/2}$ wird⁵⁻⁷. Rechnungen⁸ haben ergeben, daß man schon mit Leistungen von ≈ 3 kW/cm Wasserstoffbögen mit über 10^5 °K Achsentemperatur erhalten kann, wenn man ein

achsenparalleles Magnetfeld von $20 kT$ anlegt und den Achsendruck auf 0,1 Atmosphären reduziert. Abschätzungen von ALFVÉN et al.⁹ zeigen, daß mit Magnetfeldern von 10^5 Gauß Temperaturen von $2 \cdot 10^8$ °K bei einer Leistungszufuhr von einigen 10^4 W/cm erreicht werden könnten.

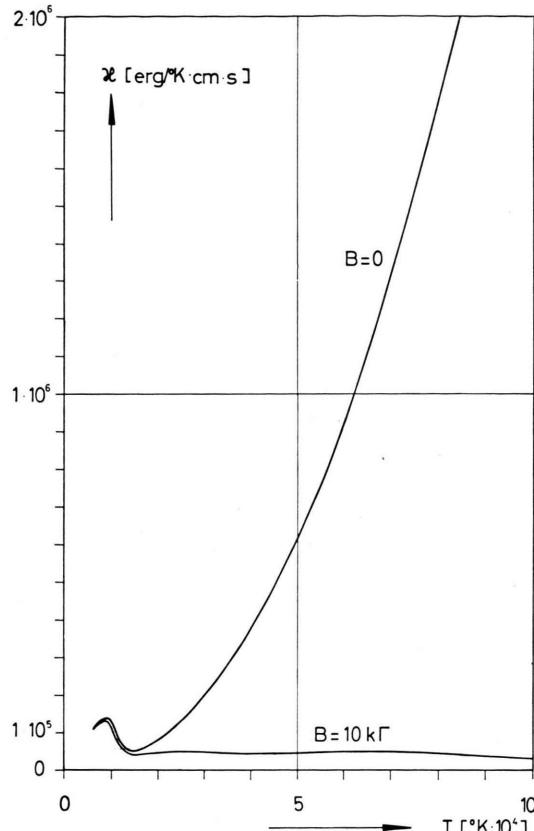


Abb. 1. Wärmeleitfähigkeit von Wasserstoff als Funktion der Temperatur bei einem Druck $p = 5 \cdot 10^4$ dyn cm $^{-2}$ nach⁷.

In Abb. 1 ist die Wärmeleitfähigkeit als Funktion der Temperatur für den Fall mit und ohne Magnetfeld dargestellt. Die für eine bestimmte Kerntemperatur T_0 erforderliche Leistung ist nach Gl. (3) proportional zu $\int_{T_R}^{T_0} \alpha dT$. Die Beiträge zu diesem Integral im Temperaturbereich bis ca. 10 000 °K sind klein, wenn man Kerntemperaturen um 100 000 °K

³ L. SPITZER, Physics of Fully Ionized Gases, Interscience Publ. New York 1956.

⁴ H. MAECKER, Z. Phys. **157**, 1 [1959].

⁵ S. I. BRAGINSKY, Soviet Phys.—JETP **6** (33), 258 [1958].

⁶ W. MARSHALL, AERE T/R 2419 [1958].

⁷ W. FENEBERG, Compt. Rend. VI^e Conf. Int. Phénom. d'ionisation dans les gaz, Paris 1963, Vol. 1, S. 357.

⁸ U. HEIDRICH, Laborbericht IPP 3/13 [1963].

⁹ H. ALFVÉN, C. G. FÄLTHAMMER, R. B. JOHANSSON, E. A. SMÅRS, B. WILNER u. E. WITALIS, Nuclear Fusion 1962 — Suppl. Part I, S. 33.

hat. Das bedeutet, daß die Verringerung der Wärmeleitfähigkeit durch ein den Bogen umgebendes Vakuum, die naturgemäß nur in den äußeren, kalten Zonen des Bogens möglich ist, keinen wesentlichen Einfluß auf die Energiebilanz hat.

B. „Durchlauferhitzer“-Modell

Beim Kanalmodell hatten wir zunächst von allen Massenströmungen abgesehen. Im „Durchlauferhitzer“-Modell dagegen soll gerade der Energietransport durch eine axiale Strömung des Plasmas wesentlich berücksichtigt werden.

Der Lichtbogen wird ersetzt durch eine rotationssymmetrische Plasmaströmung konstanten Querschnitts, die durch einen parallel zur Strömung (z -Achse) fließenden elektrischen Strom aufgeheizt wird. Ein Teil der zugeführten elektrischen Leistung geht in radialer Richtung durch Wärmeleitung verloren. In jedem Querschnitt der Strömung stellt sich ein Temperaturprofil ein, das der ELENBAAS-HELLER-schen Differentialgleichung mit Strömungsterm

$$\mathbf{j} \cdot \mathbf{E} = -\operatorname{div} \boldsymbol{\zeta} \operatorname{grad} T + \varrho \frac{dh}{dt} \quad (4)$$

entspricht. Die Temperatur auf der Achse steigt in Strömungsrichtung solange, bis ein Gleichgewicht zwischen der durch Ohmsche Heizung zugeführten und der durch Wärmeleitung abgeföhrten Leistung pro cm Bogenlänge besteht. Um eine möglichst einfache Abschätzung der erreichbaren Temperaturen zu erhalten, ersetzen wir in jedem Querschnitt die wirkliche radiale Verteilung der spezifischen Enthalpie des Plasmas durch einen geeignet gewählten Mittelwert \bar{h} . Zu diesem Mittelwert gehören dann bestimmte Werte der Temperatur \bar{T} , der elektrischen Leitfähigkeit $\bar{\sigma}$ und der Wärmeleitfähigkeit $\bar{\kappa}$. Wir nehmen an, daß der mit dieser konstanten Leitfähigkeit $\bar{\sigma}$ berechnete Leitwert pro cm $\sum = \pi R^2 \cdot \bar{\sigma}$ von dem tatsächlichen Leitwert pro cm nicht stark abweicht:

$$\pi R^2 \cdot \bar{\sigma} \approx 2 \pi \int_0^R r \sigma dr,$$

und daß ferner die Größenordnung des radialen Wärmestroms pro cm am Rande des Bogens

$$-2 \pi R \kappa(R) \frac{dT}{dr} \Big|_R \approx 2 \pi R \bar{\kappa} \cdot \frac{\bar{T}}{R}$$

ist (Abb. 2). Mit diesen Annahmen lautet die Leistungsbilanz pro cm Bogenlänge

$$\frac{J^2}{\pi R^2 \bar{\sigma}} = M \frac{d\bar{h}}{dz} + 2 \pi \bar{\kappa} \bar{T} \quad (5)$$

(M ist die pro Sekunde durch den Querschnitt fließende Masse).

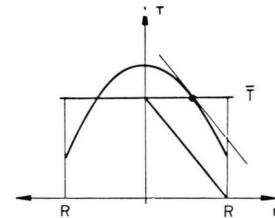


Abb. 2. Zur Abschätzung des radialen Wärmestroms.

Die Temperatur \bar{T} (und damit auch die elektrische Leitfähigkeit $\bar{\sigma}$ und die Wärmeleitfähigkeit $\bar{\kappa}$) kann als Funktion der spezifischen Enthalpie ausgedrückt werden. Damit wird (5) eine Differentialgleichung in \bar{h} und z , die sofort integriert werden kann:

$$l(\bar{h}) = \int_0^l dz = \int_{h_0}^{\bar{h}} \frac{M \cdot dh}{J_2 / [\pi R^2 \sigma(h)] - 2 \pi \kappa(h) \cdot T(h)}. \quad (6)$$

Das Integral wurde für Wasserstoff für verschiedene konstante Drucke numerisch ausgewertet. Für die elektrische Leitfähigkeit wurden die bekannten Werte von SPITZER³ eingesetzt. Die Wärmeleitfähigkeitskoeffizienten, jeweils vermehrt in dem von WIENECKE (s. Anm.¹⁰) berechneten Reaktionsleitfähigkeitsanteil, entnahmen wir Arbeiten von SPITZER³ (ohne Magnetfeld) und FENEBERG⁷ (senkrecht zu einem Magnetfeld).

In Abb. 3 ist die mittlere Bogentemperatur \bar{T} als Funktion der Bogenlänge für typische Bogenparameter aufgetragen. Ohne Magnetfeld erreicht man schon nach 10 cm Bogenlänge die Endtemperatur von ca. 30 000 °K. Mit Magnetfeldern von 10 und

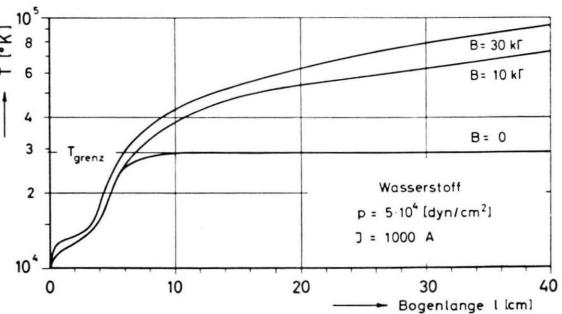


Abb. 3. Bogentemperatur als Funktion der Bogenlänge.

¹⁰ R. WIENECKE, Laborbericht IPP 3/9 [1963]; Z. Naturforsch. 19a, 675 [1964].

30 kT werden die radialen Wärmeleitungsverluste soweit verringert, daß die mittlere Temperatur nach 40 cm Bogenlänge auf $70\,000^\circ\text{K}$ bzw. $90\,000^\circ\text{K}$ steigt, ihren Endwert jedoch noch nicht erreicht hat. In Abb. 4 ist der zugehörige Leistungsbedarf als Funktion der Bogenlänge dargestellt.

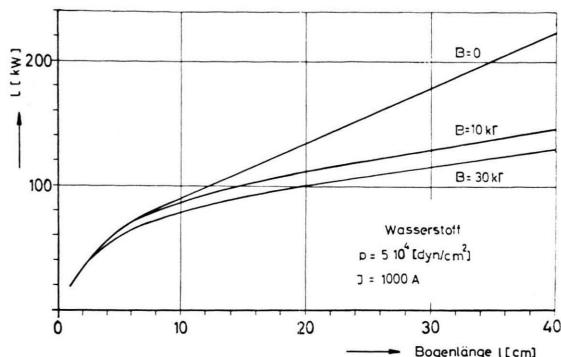


Abb. 4. Elektrische Leistung als Funktion der Bogenlänge.

Aus den Ergebnissen der vorliegenden Abschätzungen kann man schließen, daß man unter experimentell möglich erscheinenden Bedingungen mit elektrischen Leistungen von einigen hundert Kilowatt Temperaturen im Bereich um $100\,000^\circ\text{K}$ erreichen kann, wenn man ein hinreichend großes Magnetfeld zur Verringerung der Wärmeverluste verwendet.

2. Experiment

Das im folgenden beschriebene Experiment ist ein erster Schritt zu einem stationären Hochdruckplasma mit lokalem thermischem Gleichgewicht im Temperaturbereich bis ca. $100\,000^\circ\text{K}$. Im Anschluß an die Überlegungen des vorigen Abschnitts wird die Wärmeleitfähigkeit durch ein homogenes, axiales Magnetfeld reduziert.

Eine schematische Darstellung der Versuchsanordnung zeigt Abb. 5. In einem Plasmabrenner wird ein Gasstrom durch einen Lichtbogen aufgeheizt, der zwischen einer Wolframkathode und einer wassergekühlten Kupferanode brennt. Das entstehende Plasma strömt als Strahl in einen Vakuumkessel, wird durch ein axiales, homogenes Magnetfeld zusammengehalten und durch einen Strom zwischen der Gegenelektrode und der Kathode weiter aufgeheizt. Dieser „Bogen“ ist das eigentliche Objekt unserer Untersuchungen. Als Gegenelektrode wird massives Wolfram oder eine wassergekühlte Hohlelektrode aus Kupfer verwendet. Eine Vakuumpumpe hält im Kessel einen Druck von 6 Torr aufrecht, während der Druck im Strahl je nach Größe des Magnetfeldes bis zu 80 Torr

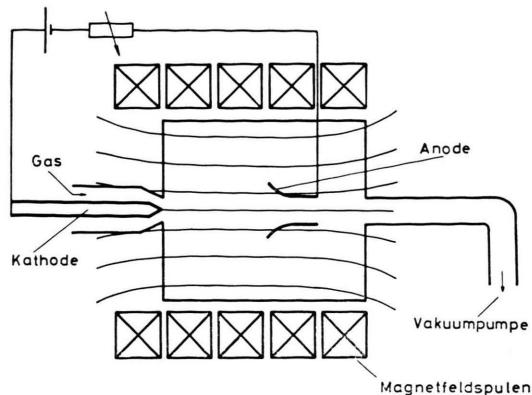


Abb. 5. Prinzipbild der Versuchsanordnung.

beträgt. (Da der Einfluß des Magnetfeldes auf die Wärmeleitfähigkeit um so größer ist, je kleiner der Druck ist, arbeiten wir bei den zur Zeit verfügbaren Magnetfeldstärken bei diesem verringerten Druck.)

Die Versuche wurden bisher mit Argon, Helium und Wasserstoff als Arbeitsgas durchgeführt. Wassergekühlte Spulen erzeugen ein Magnetfeld bis zu 23 kT . Die maximale Stromstärke im Bogen ist 2000 A , die Gasdurchflußmenge etwa $5 \text{ Ncm}^3/\text{h}$. Durch ein Fenster im Vakuumkessel kann der Bogen „side on“ beobachtet werden. Es wurden Zeitlupen- und Schmieraufnahmen gemacht, sowie spektroskopische Temperatur- und Dichtebestimmungen durchgeführt. Messungen der elektrischen Feldstärke durch Potentialsonden und Messungen der axialen Strömungsgeschwindigkeit sind in Vorbereitung.

a) Visuelle Beobachtungen, Zeitlupen- und Schmieraufnahmen

Ohne Magnetfeld hat der Bogen eine leicht konische Form. Der Durchmesser am Beobachtungsfenster – ca. 5 cm von der Düse entfernt – beträgt je nach Stromstärke $2 - 3 \text{ cm}$. Schaltet man ein Magnetfeld von einigen Kilogauß ein, so wird der Bogen schlanker, sein Durchmesser nimmt ab: Das Magnetfeld verhindert das Auseinandergehen der Plasmaströmung. Gleichzeitig beobachtet man einen heller werdenden, weiß leuchtenden Kern. Zeitlupen- und Schmieraufnahmen des Bogens lassen keine innere Struktur der Säule erkennen.

b) Messungen der axialen elektrischen Feldstärke

Die axiale Komponente der elektrischen Feldstärke im Bogen wurde durch Messung der Bogenspannung bei varierter Bogenlänge gemessen. Es ergaben sich Werte von etwa 1 Volt/cm bei einem 400 A -Heliumbogen und etwa 2 Volt/cm bei einem 2000 A -Wasserstoffbogen. Die Größenordnung der Kathodenfallspannung liegt bei 150 Volt .

c) Spektroskopische Temperatur- und Dichtemessungen

Aus „side on“-Spektralaufnahmen des Heliumbogens wurden die radialen Intensitätsverteilungen verschie-

dener Helium-, Atom- und Ionenlinien absolut gemessen und daraus mit Hilfe der ABELschen Integralgleichung die örtlichen Emissionskoeffizienten ermittelt.

Um einen Überblick über die Abhängigkeit der Temperatur und Dichte von der Magnetfeldstärke zu erhalten, wurde zunächst thermisches Gleichgewicht angenommen. Aus der Kombination der Intensitäten je einer Atom- und einer Ionenlinie erhält man auf diese Weise Mindestwerte für Temperatur und Dichte. Die Mindesttemperatur in der Achse eines 400 A-Heliumbogens steigt danach von etwa 30 000 °K auf 40 000 °K, wenn man das Magnetfeld von 4 kT auf 23 kT erhöht. Achsendruck und Achsendichte steigen gleichfalls mit zunehmender Magnetfeldstärke. Bemerkenswert ist, daß bei einem Magnetfeld von 23 kT der Druck in der Achse des Bogens den Druck an der Kesselwand um ein Vielfaches übersteigt.

Beim Wasserstoffbogen ist in der Umgebung der Bogenachse praktisch aller Wasserstoff ionisiert; man erhält also keine Linienstrahlung aus diesen Gebieten. Zur Temperaturbestimmung wurden deshalb 5% Helium beigemischt und die Intensitäten der Heliumlinien gemessen. Abb. 6 zeigt einen Ausschnitt aus dem „side on“-Spektrum des Bogens.

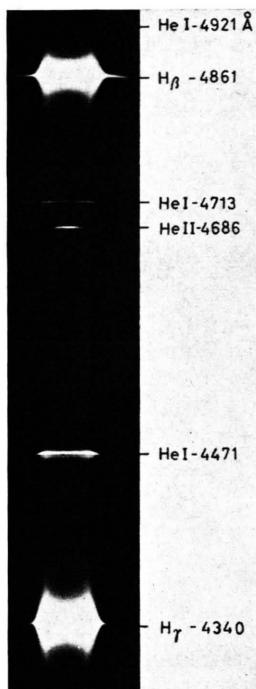


Abb. 6. „Side on“-Spektrum eines Wasserstoffbogens mit 5% Helium.

Für die Berechnung der Temperatur des Wasserstoffbogens aus den beobachteten Helium-Intensitäten kann man sicherlich nicht mehr eine SAHA-BOLTZMANN-

setzung der Energieniveaus, wie im Falle lokalen thermischen Gleichgewichts, annehmen. Es gibt vielmehr Gründe, die dafür sprechen, daß wegen der geringen Heliumkonzentration die Rechnungen von McWHIRTER et al.¹¹ für ein optisch dünnes Plasma die Besetzungszahlen des „Thermometer-Heliums“ wiedergeben. Eine unter diesen Voraussetzungen vorgenommene Temperaturbestimmung ergab beim 2000 A-Wasserstoffbogen mit einem Magnetfeld von 10 kT eine Achsentemperatur von etwa 90 000 °K.

Die Berechtigung obiger Annahmen wird zur Zeit durch eingehendes Studium der Anregungs- und Ionisationsvorgänge unter Berücksichtigung des Strahlungsfeldes und der Relaxationsphänomene und durch weitere ergänzende Messungen überprüft.

Aus Intensitätsmessungen an zwei Bogenquerschnitten, die einen Abstand von etwa 1 cm hatten, ist zu entnehmen, daß sich die Temperatur 5 cm von der Kathode entfernt in Achsenrichtung nicht mehr meßbar ändert. Man kann also schließen, daß in diesem Bereich – abweichend von dem Temperaturverlauf in unserem Durchlauferhitzermodell (Abb. 3) – bereits alle dem Bogen zugeführte elektrische Leistung durch radiale Wärmeleitung wieder abgeführt wird; der Energietransport durch die axiale Strömung spielt dann für die Leistungsbilanz keine Rolle mehr. Wir können deshalb Rechnungen, die unter der Voraussetzung gemacht wurden, daß keine Massenströme fließen, zum Vergleich mit unserem Bogen heranziehen.

3. Diskussion der vorläufigen Ergebnisse

HEIDRICH⁸ hat durch numerische Integration der ELENBAAS-HELLERSchen Differentialgleichung die Feldstärke-Bogenstrom-Charakteristiken von Wasserstoffbögen mit und ohne Magnetfeld und den Leistungsbedarf für gegebene Achsentemperaturen berechnet. Danach ist ohne Magnetfeld für eine Achsentemperatur von 90 000 °K eine Leistung von etwa 200 kW pro cm Bogensäule erforderlich, während mit einem axialen Magnetfeld von 10 kT und einem Umgebungsdruck von 6 Torr – Werte, die unserem Experiment entsprechen – nur noch eine Leistung von etwa 4 kW/cm aufgewendet werden muß. Die von uns gemessene Leistung von 4,1 kW pro cm stimmt mit der berechneten sehr gut überein.

Neben diesem integralen Vergleich von Theorie und Experiment kann man aus der ELENBAAS-HELLERSchen Differentialgleichung die Wärmeleitfähigkeit α als Funktion der Temperatur ermitteln, wenn die Temperatur, die daraus berechnete elektrische Leitfähigkeit und die Strahlungsverluste an jeder Stelle des Bogens bekannt sind. Die vorläufigen Auswertungen haben ergeben, daß die Wärmeleitfähigkeit

¹¹ D. R. BATES, A. E. KINGSTON u. R. W. P. McWHIRTER, Proc. Roy. Soc., Lond. A 267, 297 [1962].

keit eines Wasserstoffplasmas durch das Magnetfeld der Theorie (Abb. 1) entsprechend um maximal zwei Zehnerpotenzen reduziert wird. Aussagen über die Wärmeleitfähigkeit eines Heliumplasmas können noch nicht gemacht werden, weil hier neben den Unsicherheiten in der Temperaturbestimmung der schwer erfaßbare Anteil des Energietransports durch Strahlung erheblich sein kann.

Die erwähnten Abweichungen des axialen Temperaturverlaufs von dem des Durchlauferhitzermodells stehen vermutlich im engen Zusammenhang mit dem überraschend großen Kathodenfall von etwa 150 V. Bei einem Bogenstrom von 2000 A wird dem strömenden Plasma unmittelbar vor der Kathode eine Leistung von etwa 300 kW zugeführt. Diese Leistung reicht bei den vorliegenden Durchflußmengen bereits aus, das Plasma auf die Endtemperatur aufzuheizen. Es ist also zu vermuten, daß die Endtemperatur schon wenige mm vor der Kathode erreicht wird. Unser Durchlauferhitzermodell konnte diese hohe Leistungszufuhr nicht erfassen, weil dafür angenommen wurde, daß die von Elektronen und Ionen im elektrischen Feld aufgenommene Energie so schnell durch Stöße thermalisiert wird, daß ihre gerichtete kinetische Energie stets klein gegenüber der thermischen bleibt. Die Verhältnisse im Kathodengebiet aber sind gerade durch Abweichungen von dieser Annahme gekennzeichnet.

4. Zusammenfassung und Ausblick

Die bisherigen Untersuchungen eines stationären Lichtbogens zeigen, daß es möglich ist, die Wärmeleitfähigkeit durch ein Magnetfeld zu reduzieren und zu Temperaturen bis in den Bereich von 10^5 °K zu gelangen. Da bisher keine störenden Instabilitäten beobachtet wurden, scheint eine weitere Steigerung der Bogentemperatur möglich zu sein, wenn Bogenstrom- und Magnetfeldstärke erhöht werden. Vorbereitungen dazu sind getroffen. Außerdem soll der Druck im Bogen erhöht werden, damit man in möglichst weiten Bereichen lokales thermisches Gleichgewicht erhält. Das durch die ringförmige Anode hindurchströmende Bogenplasma bildet einen heißen Plasmastrahl hoher Geschwindigkeit und bietet Möglichkeiten zur Anwendung weiterer stationärer und instationärer Heizmechanismen. Versuche zur genauen Messung des Potentialverlaufs im Bogen und zur Bestimmung der Strömungsgeschwindigkeit des Plasmas sind im Gange. Die Untersuchung der Abweichungen vom lokalen thermischen Gleichgewicht infolge Fehlens der Hohlraumstrahlung und infolge von Relaxationsphänomenen wird zu Ende geführt.

Detaillierte Ergebnisse werden in Kürze an dieser Stelle veröffentlicht.