

- ²⁷ W. LINDINGER, Dissertation, Innsbruck 1971.
²⁸ W. LINDINGER, Phys. Rev. A **3**, [1972].
²⁹ F. HOWORKA et al. (in Vorbereitung).
³⁰ H. HELM, F. HOWORKA u. M. PAHL, Z. Naturforsch. **27 a**, 1417 [1972]; voranstehende Arbeit.
³¹ W. HEIDRICH, Diplomarbeit, München 1964.
³² C. J. CELLARIUS, L. A. DICKS u. R. TURNER, Z. Phys. **231**, 119 [1970].
³³ J. M. ANDERSON, J. Appl. Phys. **31**, 511 [1960].
³⁴ K. G. EMELEUS et al., Proc. Roy. Irish Acad. A **43**, 35 [1936].
³⁵ W. WEIZEL u. G. MÜLLER, Ann. Phys. **18**, 417 [1956].
³⁶ L. YU. ABRAMOVICH, B. N. KLYARFELD u. YU. N. NASTICH, Sov. Phys.-Tech. Phys. **11**, 528 [1966].
³⁷ I. PAULUS u. L. SCHOTT, Ann. Phys. **17**, 290 [1966].

Untersuchung quasistationärer Lichtbögen hoher Leistung bei starker axialer Gasströmung

W. BÖTTICHER *, U. KOGELSCHATZ und E. SCHADE

Brown-Boveri-Forschungszentrum, Baden/Schweiz

(Z. Naturforsch. **27 a**, 1433—1439 [1972]; eingegangen am 5. Februar 1972)

High Power Quasistationary Arcs in Strong Axial Gasflow

A new discharge chamber for pulsed arcs of high power ($U=1000$ V, $I=2 \dots 5$ kA) burning quasistationary in strong axial gas flows is described. The axial pressure drop of about 25 at in the convergent-divergent nozzle results in a mass flow of ca. 600 g/s. The pulse duration is 5 ms. In front of the nozzle one can produce a very stable arc column under certain conditions. In the divergent flow field the arc generates strong turbulence. The radial temperature distribution in the stable part is measured by schlieren- and emission spectroscopic methods. Due to radiation transport in the arc column proper and radial gas flow in the cool region the temperature profile is almost a rectangular distribution.

1. Problemstellung

Die erfolgreichste Anordnung zur Untersuchung stationärer Plasmen hoher Dichte, die sich angenähert im lokalen thermodynamischen Gleichgewicht (LTE) befinden, ist der von MAECKER^{1, 2} angegebene durch eine Kaskade voneinander isolierter Kühllemente wandstabilisierte Lichtbogentyp. Die pro Längeneinheit der zylindrischen Lichtbogensäule dissipierte Leistung wird radial durch Wärmeleitung und Strahlung in den Kühlmantel transportiert. Die maximale Energiedichte, die von der Wand aufgenommen werden kann, begrenzt daher die mit diesem Bogentyp erreichbaren Energiedichten im Bogen. Die wichtigsten Resultate der Untersuchungen an Kaskadenbögen sind: Messung von Übergangswahrscheinlichkeiten und Linienverbreiterungen, Bestimmung von Transportkoeffizienten, des Energietransports durch Strahlung und die Untersuchung von Entmischungsprozessen.

Die genaue Kenntnis all dieser Materialdaten ist notwendig, wenn man die Eigenschaften von Lichtbögen berechnen will. Bei fast allen technischen Anwendungen von Lichtbögen tritt zusätzlich zu den

beschriebenen Prozessen eine starke Strömung des die Lichtbogensäule umgebenden Gases auf. Es gibt zwar einige aussichtsreiche Ansätze zur numerischen Berechnung solcher Entladungstypen^{3, 4}, diese Rechenverfahren sind aber keineswegs so weit entwickelt, daß auf eine detaillierte experimentelle Kontrolle der wesentlichen Zustandsgrößen verzichtet werden kann.

Zur Untersuchung der Wechselwirkung zwischen Gasströmung und Lichtbogen ist die von Maecker angegebene Geometrie nicht gut geeignet. Die in dieser Arbeit vorgestellte Anordnung wurde mit dem Ziel entwickelt, eine systematische Untersuchung von stationären Lichtbögen hoher Leistung, die in einer starken axialen Gasströmung brennen, zu ermöglichen. Hauptgesichtspunkt war dabei, das Gerät so auszulegen, daß möglichst viele Diagnostikmethoden ohne wesentliche Störung des Lichtbogens und der Kaltgasströmung simultan eingesetzt werden können. Da wegen der hohen spezifischen Enthalpien und Strömungsgeschwindigkeiten der Einsatz von Sonden problematisch ist, wurde vor allem auf die Anwendbarkeit aktiver (Photographie des Eigenleuchtens-, Emissionsspektroskopie) und passiver

Sonderdruckanforderungen an U. KOGELSCHATZ, Brown-Boveri & Cie., Forschungszentrum, CH-5401 Baden-Schweiz.

* Jetzt: Institut für Plasmaphysik, TU Hannover.



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“) geplant, um eine Nutzung 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.

(Schlieren-, Interferometer- bzw. Laser-Streuverfahren und Absorptionsspektroskopie) optischer Diagnosemethoden Wert gelegt.

Um den Aufwand für die Gas- und Stromversorgung klein zu halten und um auf Wasserkühlungen verzichten zu können, haben wir uns für ein gepulstes quasistationäres Experiment entschieden. Der damit verbundene Nachteil, daß nur Diagnoseverfahren mit hoher Zeitauflösung benutzt werden können, ist nicht schwerwiegend, da man diese Methoden zur Untersuchung von instabilen und turbulenten Teilen der Strömung auch bei einem Gleichstrombogen benötigen würde. Um während der Entladungsdauer einen quasistationären Betriebszustand zu erreichen, müssen der eingeprägte Druckabfall längs der Bogensäule und der Entladungsstrom während eines Zeitintervalls konstant bleiben, das größer ist als die Dauer der Einstellungsvorgänge nach Zündung der Entladung.

Mit der kleinsten vorkommenden Schallgeschwindigkeit und den typischen Bogendimensionen schätzt man ab, daß Pulsdauern von 5 – 10 ms ausreichend sein sollten. Diese Abschätzung wird durch die Experimente bestätigt.

2. Die Apparatur

2.1. Funktionsprinzip

Die Apparatur (Abb. 1) besteht aus einem Hochdruckkessel H und einem rohrförmigen Niederdruckteil N, die durch eine auswechselbare Düse D verbunden sind, sowie einem Auffangkessel K. Der Lichtbogen wird längs der Düsenachse zwischen einer isoliert in H eingeführten Elektrode (normalerweise Kathode) und einer isoliert in N eingeführten Elektrode gezündet. Vor Beginn der Entladung wird in H und N der Ausgangsdruck p_0 eingefüllt. Nach Öffnen eines schnell

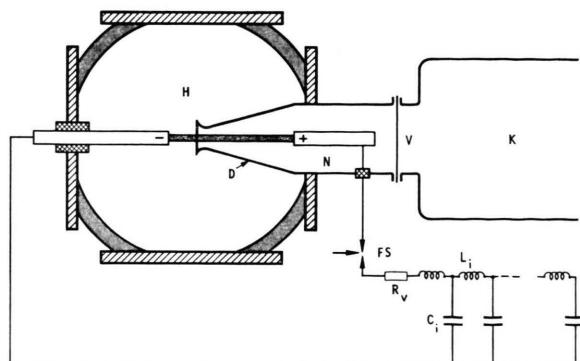


Abb. 1. Versuchsaapparatur (schematisch). Bezeichnungen und Dimensionen vgl. Text.

öffnenden Ventils V am Ende von N strömt das Füllgas in den evakuierten Auffangkessel K. Nachdem sich der stationäre Strömungszustand des kalten Füllgases eingestellt hat, wird eine Kondensatorbatterie über einen zwischen den Elektroden eingespannten dünnen Zünddraht entladen. Das entstehende Metalldampfplasma wird durch die Strömung aus dem Raum zwischen den Elektroden ausgeschwemmt und durch aus dem Füllgas gebildeten Plasma ersetzt. Nach dem Abklingen der durch die schnelle Aufheizung angeregten Druckschwingungen brennt der Bogen stationär im Füllgas, bis die Kondensatorbatterie entladen ist.

2.2. Dimensionierung der Bauteile

Der Hochdruckkessel H ist für einen maximalen Betriebsdruck p_0 von 50 atm ausgelegt. Sein Volumen V_H muß so groß sein, daß der Massenausfluß m durch die Düse während des Stromimpulses keinen wesentlichen Druckabfall verursacht. Damit ist V_H im wesentlichen durch den engsten Querschnitt A_{\min} der Düse bestimmt. Ein ideales Gas mit dem Isotropenexponenten γ nimmt bei eindimensionaler isotroper Strömung⁵ im engsten Querschnitt folgende kritische Zustandsgrößen an (für $\gamma = 1,4$) :

$$c^* = \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{1/2} c_0 = 0,913 c_0 \quad \text{Geschwindigkeit,}$$

$$\varrho^* = \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{1/(\gamma-1)} \varrho_0 = 0,634 \varrho_0 \quad \text{Dichte.}$$

wobei c_0 die Schallgeschwindigkeit und ϱ_0 die Dichte im Hochdruckvolumen sind.

Der Massendrucksatz m ergibt sich zu

$$m = \varrho^* c^* A_{\min} = \dot{\varrho}_0 V_H = p_0 (V_H / c_0^2).$$

Der relative Druckabfall in H beträgt damit

$$\frac{p_0}{p_0} = \frac{\gamma \dot{\varrho}_0}{\dot{\varrho}_0} = \gamma \frac{\varrho^*}{\varrho_0} \frac{c^*}{c_0} c_0 \frac{A_{\min}}{V_H} = 0,81 c_0 \frac{A_{\min}}{V_H}.$$

Da der Massendurchsatz durch die Düse bei gezündetem Lichtbogen kleiner ist als im kalten Gas, gibt der so berechnete Druckabfall eine obere Grenze für den tatsächlichen Abfall. Wir wählten $V_H \approx 8000 \text{ cm}^3$; damit ergibt sich bei einem Querschnitt von $A_{\min} = \frac{1}{4} \pi (1,2 \text{ cm})^2$ für Stickstoff ein relativer Druckabfall von etwa 0,4% pro Millisekunde. Der absolute Druckabfall beträgt bei einem Fülldruck von $p_0 = 25 \text{ atm}$ etwa 0,1 atm/ms und ist mit Piezosonden noch bequem meßbar. Damit ist die Möglichkeit gegeben, m direkt zu messen. Bei einem Fülldruck von 25 atm N_2 erreicht man ohne Lichtbogen einen Massendurchsatz von 600 g/s.

Der Hochdruckkessel besteht aus einem waagerecht liegenden Rohr von 21 cm Innendurchmesser mit 26 cm Länge. Das Rohr ist beidseitig mit leicht auswechselbaren großflächigen Fenstern aus 6 cm dickem Plexiglas verschlossen. Die Fenster können durch Metallscheiben ersetzt werden, in die kleinere optisch hochwertige Fenster eingesetzt sind. Am Rohrmantel sind 4 Flansche angebracht. Durch den oberen und unteren Flansch werden Meßleitungen, Drucksonden, Pump- und

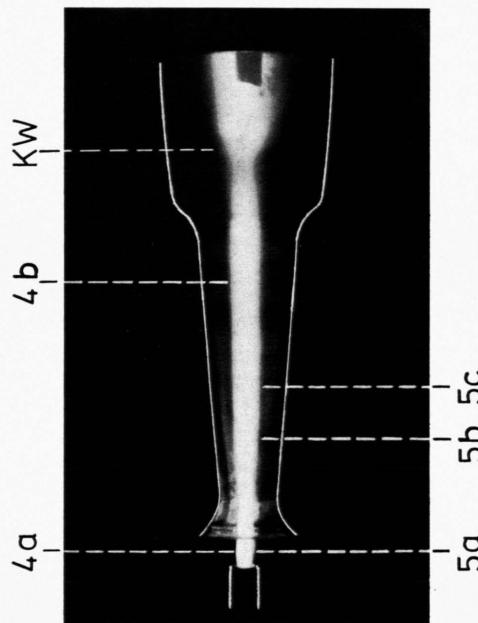


Abb. 3. Momentaufnahme des Lichtbogens in der Quarzdüse, K W von der Anode abgesetzte Kopfwelle. 4 a, b, 5 a, b Aufnahmegerüschte für Abb. 4 und 5.

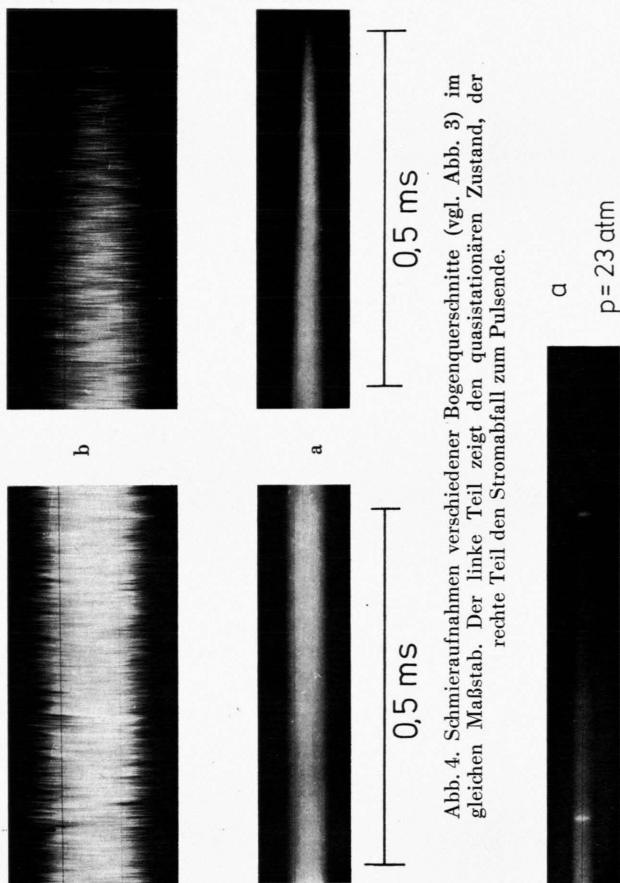


Abb. 4. Schmieraufnahmen verschiedener Bogengeschwindigkeiten (vgl. Abb. 3) im gleichen Maßstab. Der linke Teil zeigt den quasistationären Zustand, der rechte Teil den Stromabfall zum Pulsende.

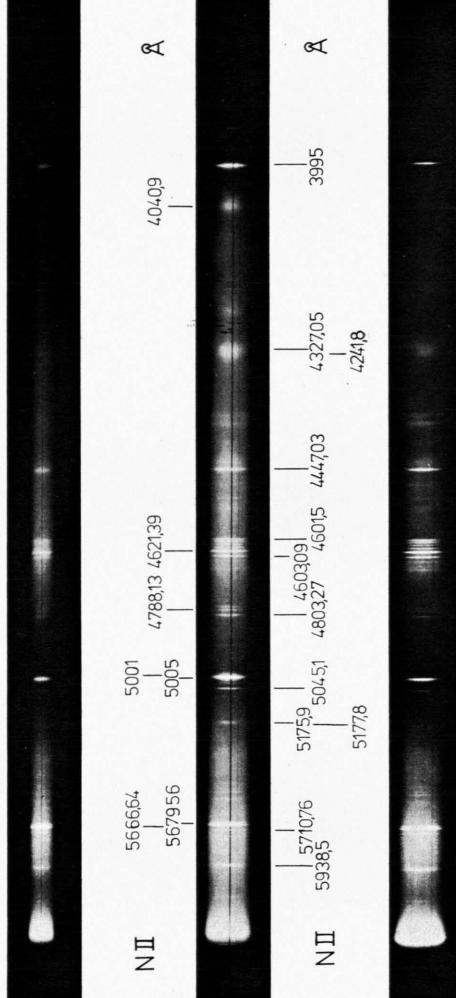


Abb. 5. Spektren von verschiedenen Bogenzonen (vgl. Abb. 3 und Text).

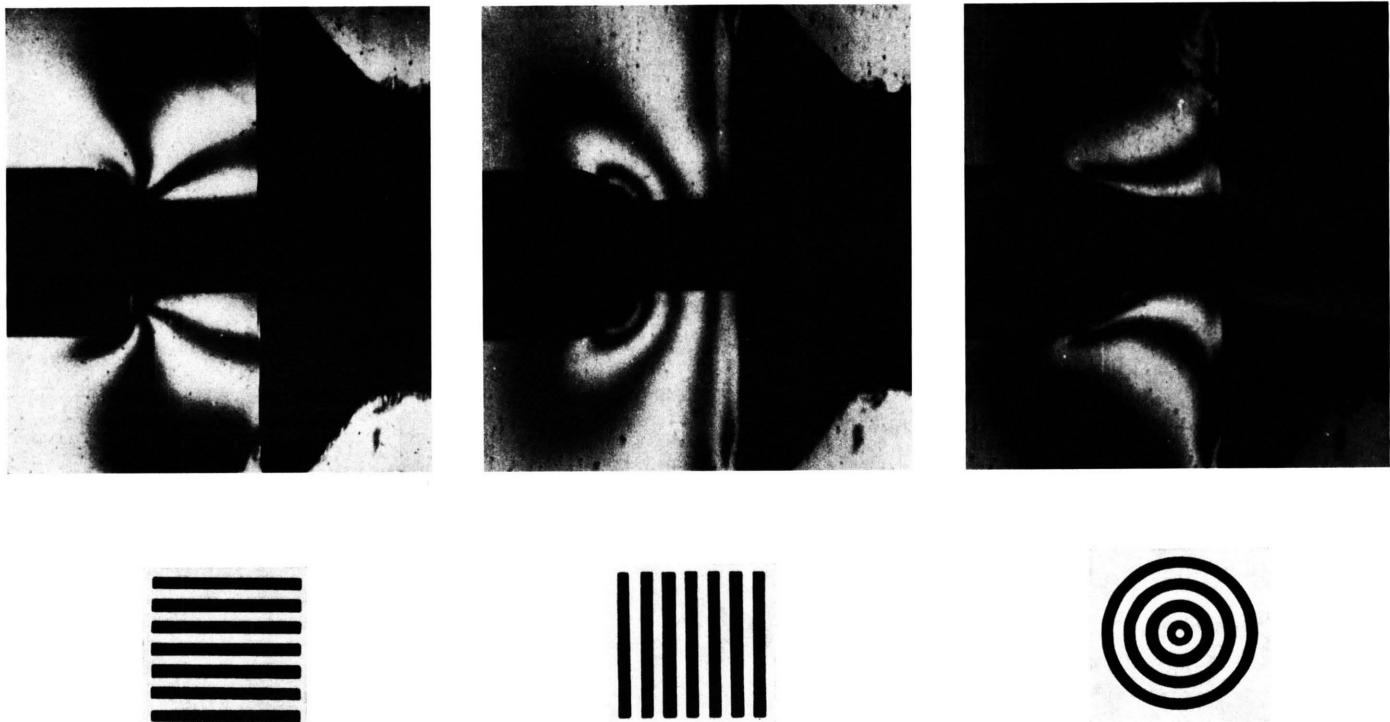


Abb. 7. Mit verschiedenen Rastern gewonnene Isophotenbilder der Zone vor dem Düseneinlauf. Die leuchtende Bogensäule wurde für diese Aufnahmen abgedeckt. Auch Kathode und Düsenmund erscheinen als Schatten.

Fülleitungen usw. eingeführt. Durch die beiden anderen Flansche werden die Kathode bzw. die Düse eingebracht. Die Düse ragt dabei so weit in den Kessel, daß auch ihr divergenter, die Anode enthaltender Teil durch die Fenster sichtbar ist. Damit ergibt sich bei Verwendung durchsichtiger Düsen die Möglichkeit, den gesamten Bogen optisch zu beobachten. Für die Experimente, die in dieser Arbeit beschrieben werden, verwendeten wir eine aus Quarzglas geblasene Düse. In dieser Düse können Bögen in Stickstoff von 25 atm mit Stromstärken von 4000 A und Pulsdauern von 5 ms ohne Schwierigkeiten gebrannt werden.

Das *Niederdruckrohr N* hat einen Innendurchmesser von 70 mm. Damit erweitert sich der Querschnitt vom Düsenbeginn her um einen Faktor 50. Dieser hohe Wert wurde gewählt, um Rückwirkungen des abfließenden Gases auf den Bogen in der Düse möglichst gering zu halten. Aus demselben Grund wurde auch für das schnell öffnende Ventil V eine spezielle Lösung gewählt. Das Rohr wird vor der Gasfüllung durch eine eingespannte Membran aus 1 mm Al-Blech verschlossen. Das „Ventil“ wird geöffnet, indem eine pneumatisch betätigte ringförmige Schneide diese Membran am Rohrrand abtrennt. Die herausgestanzte Scheibe wird von dem unter hohem Druck stehenden Gas in den Auffangkessel geschossen und gibt damit den vollen Querschnitt sehr schnell frei.

Die *Elektroden* sind aus Elmet (W-Cu-Sinter-Legierung) gefertigt. Die Anode befindet sich ca. 10 cm hinter dem engsten Düsenquerschnitt. Sie wird von einem ca. 20 cm langen Stab in der Düsenachse gehalten. Der Stab ist stromabwärts an drei radial eingeführten Stegen befestigt. Vor der Anode bildet sich in dem mit Überschallgeschwindigkeit anströmenden Gas eine stehende Stoßwelle aus. Die Anode ist als Rohr (8 mm Ø außen, 4 mm Ø innen) ausgeführt, durch das ein Teil des Gases hinter der Stoßfront abfließen kann. Zweck dieser Form ist es, den Anodenansatzpunkt zu fixieren. Als Kathode dient ebenfalls ein Rohr (außen Ø 10 mm, innen Ø 4 mm). Durch die Bohrung wird während der Entladung über eine ca. 1 m lange Schlauchleitung, die in N mündet, Gas abgesaugt. Dieser relativ schwache Gasstrom fixiert den Kathodenansatzpunkt und saugt von der Kathode abdampfende Verunreinigungen ab, die anderenfalls vom Hauptgasstrom durch die Düse abtransportiert werden müßten und das Bogenplasma verunreinigen würden.

Die als *Stromquelle* dienende Kondensatorbatterie ist in 4 gleiche LC-Ketten aufgeteilt. Jede dieser Ketten besteht aus 13 Elementen ($C_i = 280 \mu\text{F}$, $L_i = 132 \mu\text{H}$, $U_{\max} = 3,2 \text{ kV}$) und liefert bei Entladung über einen angepaßten Lastwiderstand von $R = \sqrt{L_i/C_i} = 0,7 \Omega$ einen Rechteckstromimpuls von ca. 5 ms Dauer und 2,3 kA Amplitude.

Der Lastwiderstand wird aus Ohmschen Vorschaltwiderständen R_v und dem Bogen selbst gebildet. Da der Eigenwiderstand des Bogens von den gesamten Betriebsbedingungen abhängt, wird R_v im Experiment variiert, bis der Anpassungsfall erreicht ist. Durch geeignete Zusammenschaltung der 4 Ketten lassen sich bei der Anpassung an den jeweils resultierenden Wel-

lenwiderstand folgende Spannungen bzw. Ströme erreichen:

	1 Kette	2 Ketten		4 Ketten					
U/U_1	1	1	1	2	1	1	1	2	2
I/I_1	1	1	2	1	1	4	2	1	2
τ/τ_1	1	2	1	1	4	1	2	2	1

$$U_1 = 3,2 \text{ kV}, \quad I_1 = 2,3 \text{ kA}, \quad \tau_1 = 5 \text{ ms}$$

Damit ergibt sich die Möglichkeit den Rechteckstromimpuls durch einfache Umschaltung zu variieren. Als Schalter wird eine einfache triggerbare Niederdruckfunkentstrecke FS benutzt.

2.3. Versuchsablauf

Zur Vorbereitung einer Entladung werden zunächst die Membran des Schnellventils und der Zünddraht eingespannt. Nach Evakuierung aller Gefäße wird in H und N das Testgas – in dieser Arbeit immer Stickstoff – bis zum gewählten Druck p_0 eingelassen.

Der nach Auslösung des Schnellventils V im Rohr N entstehende schnelle Druckabfall wird am Düsenende von einer Drucksonde gemessen, deren Ausgangssignal nach einstellbarer Verzögerung die Schaltfunkentstrecke und damit die Entladung auslöst.

3. Verhalten des Bogens in N₂

Oszillogramme des Verlaufs von Bogenstrom, Brennspannung und Gasdruck einer Entladung in Stickstoff bei ca. 25 atm Fülldruck zeigt Abbildung 2. Danach erreicht der Bogen etwa 1,5 ms nach Zünden der Entladung für etwa 3 ms annähernd konstante Werte von Strom (2 kA) und Brennspannung. Die im Gesamtbogen während dieser Zeit dissipierte Leistung beträgt 2 MW. Nach Leerlaufen der Kondensatorbatterie fällt der Strom mit einer Steilheit von ca. 4 kA/ms auf Null ab. Das Oszillogramm des Kesseldruckes fällt mit konstanter Steilheit von 0,1 atm/ms vom Ausgangsdruck her ab. Die überlagerten Störungen sind Eigenschwingungen der Gasmasse im Hochdruckkessel H. Ersetzt man nämlich den Stickstoff durch andere Gase, ändern die Störungen bei einer Dehnung der Zeitskala im Verhältnis der Schallgeschwindigkeit ihre Form nicht. Das Oszillogramm des Druckes im Rohr N in der Nähe der Anode fällt in 4 ms um etwa 20 atm ab. Etwa 10 ms nach Beginn des Druckabfalls wird der Bogen gezündet.

Die Form der leuchtenden Bogensäule wurde mit den Methoden der Kurzzeitphotographie untersucht. Einer Aufnahme des stationären Bogens (Abb. 3)

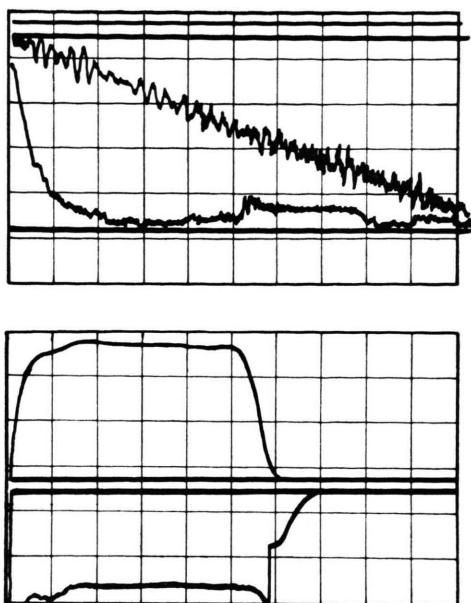


Abb. 2. Druck- und Strom-Spannungs-Oszilloskopogramme. a) obere Spur: Druck im Hochdruckkessel H: 0,5 atm/Einheit, untere Spur: Druck im Niederdruckrohr N: 5 atm/Einheit, Zeitbasis: 2 ms/Einheit. b) Strom (obere Spur): 0,67 kA/Einheit, Spannung (untere Spur): 0,5 kV/Einheit, Zeitbasis: 1 ms/Einheit.

und Schmieraufnahmen von Bogenquerschnitten (Abb. 4) entnimmt man folgendes:

Der Bogen brennt zwischen Kathode und Düsen einlauf als stabiler Zylinder mit konstantem Durchmesser d , wenn dieses Gebiet nicht zu lang wird. Der Durchmesser ist im untersuchten Druckbereich von 10 bis 30 atm nur sehr schwach druckabhängig und stellt sich im untersuchten Strombereich von 2–5 kA auf einen konstanten Wert der Stromdichte ein ($d \approx \sqrt{I}$). Bei 2 kA beträgt $d = 3,5$ mm.

Die Bogenstabilisierung im Einlaufgebiet erfolgt durch die axiale Geschwindigkeitskomponente der Gasströmung. Wegen des großen Strömungsquerschnitts kann man in diesem Bereich mit praktisch konstantem Druck rechnen. In der Düse fällt der Druck dann etwa auf den Druck im Auffangkessel ab, und das Gas wird auf Überschall beschleunigt. Der mittlere Durchmesser der Bogensäule nimmt stetig zu. Die Überschallströmung wird durch die in Abb. 3 * vor der Anode erkennbare Kopfwelle (KW) demonstriert, die sich deutlich von der Anode absetzt.

Da die Gasdichte im stromführenden Bogenkanal wegen der hohen Temperatur wesentlich kleiner ist

als im umgebenden Gas, ist die axiale Strömungsgeschwindigkeit im Bogenkanal wesentlich größer als im umgebenden Gas. Die steilen Temperaturgradienten am Bogenrand haben daher große radiale Gradienten der axialen Geschwindigkeit zur Folge, die die Ursache der in Abb. 4 b gezeigten turbulenten Instabilitäten sind⁶. Diese Turbulenz ist für den Bogen im expandierenden Düsenteil charakteristisch und kaum vermeidbar. Da die Untersuchung der turbulenten Gebiete besonders Probleme aufwirft, legen wir im folgenden nur die Ergebnisse der Messungen bis zum Düsen einlauf vor.

Die Verunreinigungen der Drahtexplosion sind nach ca. 3 msec abgeströmt. Man beobachtet von diesem Zeitpunkt an ein reines N₂-Spektrum. In den Spektren (Abb. 5) spiegeln sich die starken axialen Druckänderungen wieder, N III-Linien treten nicht auf. Die N II-Spektren zeigen an, daß die Temperaturen im Bereich der ersten vollständigen Ionisation liegen. Damit ist die Elektronendichte grob zu p proportional. Da die Elektronendichte die Verbreiterung der Spektrallinien bestimmt, bestätigt die mit dem Abstand von der Kathode stark abnehmende Breite der Linien (vgl. z. B. die Liniengruppen bei 4621 Å und 4447 Å) den steilen Druckabfall. Die ange schriebenen Druckwerte sind gasdynamisch gewon nene Schätz werte.

4. Radiales Temperaturprofil vor der Düse

4.1. Die nichtleuchtende Bogenumgebung

Zur Bestimmung des radialen Profils der Gas dichte und damit der Temperatur im nicht selbst leuchtenden Gebiet erweisen sich wegen der hohen Gasdichte Schlierenverfahren als gut geeignet. Die benutzte Anordnung ist in Abb. 6 dargestellt (Iso photenverfahren nach SCHARDIN⁷). An Stelle der Schlierenschneide wird ein Raster G benutzt, das im Schlierenbild Linien gleicher Lichtableitung (Iso photen) hervorruft. Damit hergestellte Aufnahmen des Gebiets vor der Düse mit verschiedenen Gitter blenden zeigt Abbildung 7. Man entnimmt den Aufnahmen direkt, daß der „kalte“ Teil des Strömungs feldes rotationssymmetrisch ist. Die Verfolgung von Bildserien einer Entladung ergibt, daß die Strömung stationär ist. Damit ist die Voraussetzung zur quantitativen Auswertung gegeben.

Bei einer zylindersymmetrischen Dichte verteilung berechnet sich der Ablenk winkel $\alpha(y)$ eines im Ab-

* Abb. 3 bis 5 und Abb. 7 auf Tafel S. 1434 a, b.

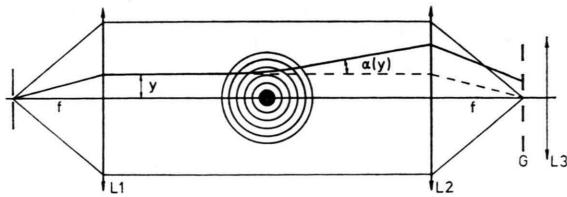


Abb. 6. Schlierenaufbau. $f_1 = 50 \text{ cm}$, $f_2 = 60 \text{ cm}$, Lichtquelle: Quecksilberhochdrucklampe HBO 100/2 für $120 \mu\text{s}$ mit ca. 300 A gepulst, ohne Filter. L_3 : Dynafaxkamera, Belichtungszeit $5 \mu\text{s}$, Bildabstand $30 \mu\text{s}$. G : Rasterblende vgl. Abb. 7.

stand y parallel zur optischen Achse einfallenden Lichtstrahls zu⁸ (vgl. Abb. 6)

$$\alpha(y) = \pi - 2y n_0 \int_{r_0}^R \frac{dr}{r \sqrt{r^2 n^2 - y^2 n_0^2}}$$

mit $n_0 = \text{const}$ für $r \geq R$ und $r_0 = y n_0 / n(r_0)$.

Man kann zeigen, daß die exakte Lösung $n(r)$ für den gesuchten radialen Verlauf des Brechungsindex n sich in folgender Parameter-Darstellung angeben läßt⁹ (Parameter: s):

$$n(s) = n_0 e^{-\Phi(s)}, \quad r(s) = s e^{+\Phi(s)}$$

mit

$$\Phi(s) = \frac{1}{\pi} \int_s^R \frac{\alpha(y) dy}{\sqrt{y^2 - s^2}}.$$

Dabei wird vorausgesetzt:

- a) $n(r)$ ist stetig, $dn(r)/dr$ ist stückweise stetig;
- b) $n(r) = n_0$ für $r \geq R_0$;
- c) $d(r n(r))/dr > 0$ für $0 \leq r \leq R$ ($0 < R \leq \infty$).

Die Lösung vereinfacht sich, wenn die sich aus den Messungen ergebende Größe $\Phi(s) \ll 1$ ist. Diese Bedingung wird von Schlieren in Gasen und Plasmen meist erfüllt. Dann gilt

$$n(s) \approx n_0 (1 - \Phi(s)), \quad r(s) \approx s (1 + \Phi(s)) \approx s$$

und damit

$$\frac{n_0 - n(r)}{n_0} = \Phi(r) = \frac{1}{\pi} \int_r^R \frac{\alpha(y) dy}{\sqrt{y^2 - r^2}}.$$

Die Punkte der Kurve $\alpha(y)$ können aus der Lage der Isophoten auf den Aufnahmen Abb. 7 gewonnen werden.

Das Resultat einer solchen Auswertung ist in Abb. 8 eingetragen. Dabei wurde für die Umrechnung vom Brechungsindex in Gasdichte ϱ bzw. Temperatur T die Dissoziation von N_2 nicht berücksichtigt, was bei den vorliegenden Drücken und Temperaturen sicher gerechtfertigt ist. Aus gasdynamischen

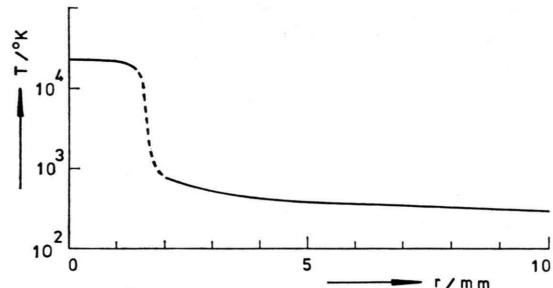


Abb. 8. Temperaturverlauf im Bodenkern und außerhalb des Lichtbogens.

Abschätzungen ergibt sich, daß der Druckgradient im betrachteten Gebiet klein ist, daher wurde mit konstantem Druck p_0 gerechnet. Es gilt also

$$n - 1 = K \varrho = K^* p_0 / T, \quad K = 0,240 \text{ cm}^3/\text{g}, \quad K^* = 0,0793 \text{ grad/atm}.$$

Das Resultat der Messung ist, daß trotz der sehr hohen dissipierten Leistung das Gas nur in der nächsten Umgebung des Bogens aufgeheizt wird. Der Grund dafür ist die radiale, auf den Bogen zu gerichtete Gasströmung, die erst am Bogenrand mit seinem steilen Temperaturgradienten durch Wärmeleitung aufgeheizt werden kann.

4.2. Die leuchtende Bogensäule

Das radiale Temperaturprofil im leuchtenden Kern wird aus der Absolutintensität der im Intervall $\Delta\lambda$ bei der Wellenlänge λ side-on emittierten Strahlung bestimmt. Da der Bogen stabil brennt, kann die Intensitätsquerverteilung in der Weise photoelektrisch gemessen werden, daß das Bild eines Bogenquerschnittes mit einem Drehspiegel in ca. 100 μsec über den Eintrittsspalt des Spektrographen (Zeiss Jena, Försterling) „gescant“ wird. Die Intensität des in der Fokusebene ausgeblendeten Spektralbereiches mit einem Photomultiplier gemessen und das Signal auf einem Oszilloskopenschirm registriert wird. Das benutzte Lichtbündel hat senkrecht zur Bogenachse ein Öffnungsverhältnis von ca. 1 : 45 und am Ort des Bogens eine Ausdehnung von ca. 0,05 mm. Die Eichung der Intensitätsmeßeinrichtung erfolgt mit dem Normalkohlebogen unter Verwendung der Daten von MAGDEBURG und SCHLEY¹⁰. Zur Umrechnung der Querverteilung auf die radiale Verteilung des Emissionskoeffizienten wird das von FRIE¹¹ angegebene Verfahren zur Lösung der Abelschen Integralgleichung benutzt.

Da der Emissionskoeffizient bei Vorliegen von lokalem thermodynamischen Gleichgewicht (LTE) aus den bekannten atomaren Daten von Stickstoff als Funktion von Druck und Temperatur berechnet werden kann, ist damit bei bekanntem Druck p_B der Bogensäule das Temperaturprofil bestimmt. Die Verwendung von LTE-Rechnungen ist bei den hier vorliegenden hohen Gas- und Elektronendichten sicher gerechtfertigt.

Die Berechnung des Emissionskoeffizienten und des spektralen Absorptionskoeffizienten zur Abschätzung der optischen Tiefe geschieht mit einem umfangreichen Rechenprogramm. Hierbei werden die Teilchendichten nach¹², die Zustandssummen nach¹³, ferner die Oszillatorenstärken nach¹⁴, die Anregungsenergien und statistischen Gewichte nach¹⁵ und die Linienvverbreiterungsdaten nach¹⁶ verwendet. Die Berechnung des N I-Kontinuums geschieht nach GRIEM¹⁶. Der bei Temperaturen unter 25 000 °K nur geringe Beitrag des N II-Kontinuums wurde mit Hilfe des effektiven Absorptionsquerschnitts von¹⁷ ermittelt. Angaben über das N⁻-Kontinuum, welches bei $p = 23$ atm bis ca. 18 000 °K einen wesentlichen Beitrag zum Kontinuum liefert, liegen von¹⁸ und¹⁹ vor. Die Berechnung des N⁻-Anteiles erfolgt mit einem mittleren Absorptionsquerschnitt von $1,69 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^{-2}$.

Der Druck in der Bogensäule wird als gleich mit dem momentanen Kesseldruck p_0 angenommen. Die photographisch aufgenommenen Spektren (Abb. 5) zeigen, daß aus dem kontinuierlichen Spektrum, das vorwiegend durch das N I-Rekombinationskontinuum gebildet wird, nur wenige Linien herausragen, die zudem durch den Stark-Effekt erheblich verbreitert sind. Die experimentell einfachste Methode, nur das Kontinuum auszumessen, erwies sich nicht als gangbar, da sich herausstellte, daß der kontinuierliche Emissionskoeffizient bei den vorliegenden Temperaturen sein Maximum hat und daher die T -Bestimmung sehr ungenau wird. Wir wählten daher einen Spektralbereich, der solche Linien erfaßt, deren Intensität noch stark temperaturabhängig ist.

Als geeignet für die Messung erwies sich die Überlagerung des Multipletts N II 4454,6 Å und der Linie N II 4447,0 Å. Von diesen Linien sind alle Spektraldaten bekannt. Zudem ergibt die Abschätzung der optischen Tiefe in der Mitte der stärksten Linie (N II 4447,0 Å) unter der ungünstigeren Annahme eines Rechtecktemperaturprofiles mit dem

photographisch ermittelten Lichtbogendurchmesser, daß bis ca. 24 000 °K keine nennenswerte Absorption im Zentrum der starken Linien zu erwarten ist.

Das Ergebnis der Temperaturmessungen ist in Abb. 8 eingezeichnet. Das wesentliche Ergebnis ist, daß die Bogensäule ein annähernd rechteckiges Temperaturprofil hat. Dies zeigt, daß der radiale Energietransport im Bogen vorwiegend durch Strahlungstransport²⁰ bestimmt ist und ein quantitatives Bogenmodell die detaillierte Berücksichtigung des Strahlungstransports im Bogen erfordert.

5. Zusammenfassung

Es wurde eine Apparatur beschrieben, mit der es möglich ist, in einer konvergent-divergenten Düse axial stark angeblasene gepulste Lichtbögen mit einigen MW Leistung bei hohem Gasdruck und Massendurchsatz quasistationär zu brennen. Der Spannungsabfall am Bogen beträgt dabei etwa 1000 Volt. Die Konstruktion wurde so ausgelegt, daß optische und spektroskopische Diagnosemethoden bequem angewandt werden können. Im Einlaufgebiet der Düse bildet sich eine stabile Bogensäule aus, deren innerer Energietransport vorwiegend durch Strahlungstransport bestimmt ist. Diese Bogensäule ist sehr gut zum Studium von Strahlungstransportprozessen geeignet und stellt eine quasistationäre spektroskopische Lichtquelle dar, an der man z. B. die Verbreiterung von Spektrallinien und unbekannte kontinuierliche Absorptionsquerschnitte bei Elektronendichten bestimmen kann, für die die Näherung von Debye für die Ladungsabschirmung im Plasma fraglich ist. Bei den vorliegenden Elektronendichten ($n_e = 3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) und Temperaturen ($T = 22\,500$ °K) befindet sich nur noch 1 Elektron in einer Debye-Sphäre. Im Expansionsgebiet der Düse eröffnet sich die Möglichkeit zum Studium von turbulenten Strömungen, in denen sehr hohe Temperaturgradienten aufrechterhalten werden. Dabei ist ein starker Einfluß von Non-LTE-Prozessen infolge von Dissoziationsrelaxation zu erwarten. All diese Prozesse müssen quantitativ bekannt sein, wenn man z. B. die Daten von Lichtbögen in Hochleistungsschaltern, Plasmabrennern bei hohem Druck oder Lichtbögen in der Plasmachemie zuverlässig voraurechnen will. Die Anlage ist daher auch gut zur Simulation derartiger Prozesse geeignet.

- ¹ H. MAECKER, Z. Naturforsch. **11a**, 457 [1956].
- ² H. MAECKER u. S. STEINBERGER, Z. Angew. Phys. **23**, 456 [1967].
- ³ V. R. WATSON u. E. B. PEGOT, NASA TN D-4042 [1967].
- ⁴ P. S. MASSER, Arc jet design, ARS Paper 2352-62 [1962].
- ⁵ K. OSWATITSCH, Gasdynamik II. 8. Springer-Verlag, Wien 1952.
- ⁶ L. NIEMEYER u. K. RAGALLER, AIAA Paper No 72/415.
- ⁷ H. SCHARDIN, Ergeb. Exakt. Naturwiss. **20**, 303 [1942].
- ⁸ M. BORN u. E. WOLF, Principles of Optics, Pergamon Press, 3rd edition 1965, 121 ff.
- ⁹ U. KOGELSCHATZ u. W. R. SCHNEIDER, Z. Angew. Math. Phys. **21**, 666 [1970].
- ¹⁰ H. MAGDEBURG u. M. SCHLEY, Z. Angew. Phys. **20**, 465 [1966].
- ¹¹ W. FRIE, Ann. Phys. **10**, 332 [1962].
- ¹² W. FRIE, private Mitteilung.
- ¹³ H. W. DRAWIN u. P. FELENBOK, Data for Plasma in Local Thermodynamic Equilibrium, Paris, Gauthier-Villars 1965.
- ¹⁴ W. L. WIESE, M. W. SMITH u. B. M. GLENON, Atomic Transition Probabilities, Vol. I, NSRDS-NBS 4 [1966].
- ¹⁵ C. E. MOORE, Atomic Energy Levels, Vol. I, NBS 467 [1949].
- ¹⁶ H. R. GRIEM, Plasma Spectroscopy, McGraw-Hill Book Co. 1964.
- ¹⁷ K. H. WILSON u. W. E. NICOLET, J. Quant. Spectr. Radiative Transfer **7**, 891 [1967].
- ¹⁸ G. BOLDT, Z. Phys. **154**, 330 [1959].
- ¹⁹ J. C. MORRIS, R. U. KREY u. R. L. GARRISON, Phys. Rev. **180**, 167 [1969].
- ²⁰ W. HERMANN u. E. SCHADE, J. Quant. Spectr. Radiative Transfer **12**, 1257 [1972].

Determination of Plasma Electron Temperature from the Reversal of Radial Ambipolar Electric Field in a Longitudinal Magnetic Field

GÜNTHER FRANCK

OSRAM-Studiengesellschaft München

R. HELD and H.-D. PFEIL

Sektion Physik der Universität München

(Z. Naturforsch. **27 a**, 1439—1443 [1972]; received 8 May 1972)

When a longitudinal magnetic field is superimposed to a low pressure plasma, reversal of the radial ambipolar electric field takes place at a definite magnetic field B_r . From the B_r -values electron temperatures T_e in the plasma can be found, when classical magnetic field diffusion exists.

In the negative H_2 - and He-glow plasmas with superimposed longitudinal magnetic field, electron temperatures have been measured on the one hand by the method of electric field reversal and on the other hand with Langmuir probes. There is a fairly good agreement between the T_e -values obtained by both methods.

Method

If in a cylindrical plasma column with superimposed longitudinal magnetic field ambipolar radial plasma currents to the wall and classical electron-neutral and ion-neutral diffusion can be assumed, the radial electric field E_{\perp} in the column is given by (see e. g.¹)

$$E_{\perp} = - \frac{D_{e\perp} - D_{+\perp}}{b_{e\perp} + b_{+\perp}} \frac{1}{n_e} \frac{dn_e}{dr} \quad (1)$$

with

$$\begin{aligned} D_{e\perp} &= \frac{D_e}{1 + b_e^2 B^2}, & D_{+\perp} &= \frac{D_+}{1 + b_+^2 B^2}, \\ b_{e\perp} &= \frac{b_e}{1 + b_e^2 B^2}, & b_{+\perp} &= \frac{b_+}{1 + b_+^2 B^2}. \end{aligned} \quad (2)$$

Reprint requests to Dr. G. FRANCK, OSRAM-Studiengesellschaft, D-8000 München 90, Hellabrunner-Str. 1.

($D_{e\perp}$, $D_{+\perp}$ electron- and positive ion-diffusion coefficient across the magnetic field; D_e , D_+ electron- and ion-diffusion coefficient in the absence of a magnetic field; n_e plasma electron density; $b_{e\perp}$, $b_{+\perp}$ electron- and ion mobilities across the longitudinal field; b_e , b_+ electron and ion mobility in the absence of a magnetic field; B longitudinal magnetic field.)

In the absence of a magnetic field, the radial ambipolar field is positive, retarding plasma electrons and accelerating plasma ions, since $D_e \gg D_+$.

Increase of the magnetic field from zero to higher values causes a decrease of $D_{e\perp}$ and $D_{+\perp}$ in (1). Since at a given pressure the electron mobility b_e is larger than the ion mobility b_+ by a factor of about 10^2 to 10^3 , the electron diffusion coefficient $D_{e\perp}$ is diminished much stronger than $D_{+\perp}$ with increasing magnetic field. This causes that with growing magnetic field B the radial ambipolar electric field (1) vanishes at a special magnetic field B_r . When $D_{e\perp}(B_r) = D_{+\perp}(B_r)$, $E_{\perp} = 0$. (3)