

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM  
KARLSRUHE**

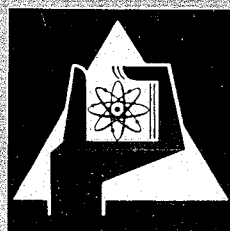
Oktober 1967

KFK 639

Institut für Kernverfahrenstechnik

Erzeugung eines schnellen Argon-Atomstrahls mit einem Plasmabrenner

R. W. Kessler, B. Koglin



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.  
KARLSRUHE



## **Erzeugung eines schnellen Argon-Atomstrahls mit einem Plasmabrenner**

**R. W. KESSLER und B. KOGLIN**

Kernforschungszentrum Karlsruhe, Institut für Kernverfahrenstechnik der Technischen Hochschule Karlsruhe

Eingegangen am 2. Juni 1967

The core of a hot argon supersonic beam, produced by a d.c. arc-source, is transferred to high vacuum by differential pumping. The kinetic energy and the Mach number of the resulting fast atomic beam is measured by a time-of-flight setup, the intensity by a Pitot tube in combination with a diaphragm manometer. The maximum kinetic energy attained is 5,5 eV at a Mach number of 7. The maximum atomic beam intensity is  $1,2 \cdot 10^{18}$  atoms/cm<sup>2</sup>sec at a distance of 54 mm from the last beam collimating orifice.

Der Kern eines mit einem Gleichstrom-Plasmabrenner erzeugten heißen Argon-Überschallstrahls wird über Druckschleusen ins Hochvakuum überführt. Die kinetische Energie und die Mach-Zahl des auf diese Weise gewonnenen schnellen Atomstrahls werden mit einer Laufzeitanordnung, die Intensität wird mit einer Kombination aus Staurohr und Membranmikromanometer bestimmt. Die höchste erreichte kinetische Energie beträgt 5,5 eV bei einer Mach-Zahl 7. Als maximale Atomstrahlintensität ergeben sich  $1,2 \cdot 10^{18}$  Atome/cm<sup>2</sup>sec im Abstand 54 mm von der letzten Strahlbegrenzungsblende.

#### *Einleitung*

Atomstrahlen mit kinetischen Energien bis herauf zu etwa 1 eV können durch Heizen der zur Strahlerzeugung benutzten Düse gewonnen werden. Eine weitere Steigerung der Atomstrahlenergie um etwa eine Größenordnung ist durch Verwendung eines leichten Beschleunigungsgases möglich [1, 2]. In der vorliegenden Arbeit wird untersucht, welche Atomstrahlenergie sich im Falle des Argons durch Aufheizen des Strahlgases mit einem Plasmabrenner erzielen läßt [3]. Der Atomstrahl wird aus dem den Plasmabrenner verlassenden heißen Überschallstrahl ausgeblendet.

#### *Der Plasmabrenner*

Die Konstruktion des Plasmabrenners geht aus Abb. 1 hervor. Das Gas (Argon) wird durch den zwischen Kathode (thorisiertes Wolfram) und der durchbohrten Anode (Kupfer) brennenden Lichtbogen aufgeheizt und verläßt die Brennkammer durch die Düse als heißer Überschall-Plasmastrahl, dessen Kern mittels Abschäler und Kollimator ins Hochvakuum

überführt wird. Die zwischen Kathode und Anode isoliert angebrachte stromlose Zwischenelektrode (Kupfer) dient zum Zentrieren des Gasstromes und des Lichtbogens. Die Abmessungen des Zwischenelektrodenansatzes und des Anodenkanals wurden variiert. Der engste Düsendurchmesser betrug in allen Fällen 1 mm.

#### *Kalorimetrische Messungen*

Anhand kalorimetrischer Messungen wurden zunächst die günstigsten Brennerbedingungen zur Erzielung eines heißen Plasmastrahls gesucht. Die auf Anode, Zwischenelektrode und Kathode übergehenden Wärmeleistungen  $N_A$ ,  $N_Z$  und  $N_K$  wurden aus der Temperaturerhöhung und dem Durchsatz des entsprechenden Elektrodenkühlwassers bestimmt. Zur direkten Messung des Energieinhalts des Plasmastrahls wurde der Brenner nach Abb. 2 thermisch isoliert an eine Vakuumkammer angeflanscht und der aus der Düse austretende Plasmastrahl in einem wassergekühlten Durchflußkalorimeter mit Kühlschlangen und Umlenkblechen abgebremst und auf Zimmer-

temperatur abgekühlt. Aus dem Durchsatz und der Temperaturerhöhung des Kalorimeterkühlwassers ergibt sich die Wärmeleistung  $N_{PI}$  des Plasmastrahls und daraus mit dem Gasdurchsatz  $G$  die vom Brenner auf den Plasmastrahl je Masseneinheit des Gases übertragene Plasmastrahlenergie  $E_{PI} = N_{PI}/G$ . Bei allen Versuchen war das Verhältnis des Brennerdrucks  $p_0$

entzieht, wirkt sie sich positiv auf  $E_{PI}$  aus: Wie die Kurven 2 und 3 von Abb. 4a zeigen, kann bei gleicher Anodengeometrie durch Verwendung der engeren Zwischenelektrode die gleiche Plasmastrahlenergie schon bei halber Stromstärke erreicht werden, was nach Abb. 4b zu einer erheblichen thermischen Entlastung der Elektroden führt. Kurve 1 von Abb. 4a zeigt,

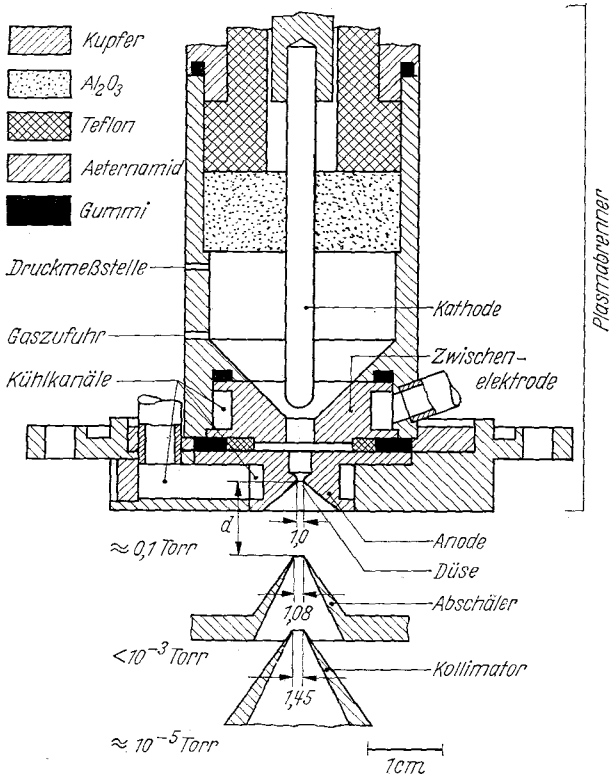


Abb. 1. Das Strahlerzeugungssystem (Maßangaben in mm)

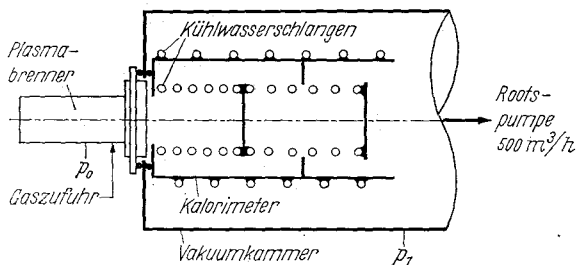


Abb. 2. Anordnung zur kalorimetrischen Messung der Plasmastrahlenergie (schematisch)

zum Vakuummkammerdruck  $p_1$  groß gegenüber dem kritischen Druckverhältnis, so daß Überschallströmung gewährleistet war. Wie für eine Überschallströmung zu erwarten, hatten Änderungen von  $p_1$  im untersuchten Bereich von etwa 0,03–300 Torr keinen Einfluß auf die Plasmastrahlenergie und die Betriebsdaten des Brenners.

Für die in Abb. 3 dargestellten Brennergeometrien zeigt Abb. 4a die Plasmastrahlenergie  $E_{PI}$ , Abb. 4b die auf die Anode, Zwischenelektrode und Kathode übergehenden Wärmeleistungen  $N_A$ ,  $N_Z$  und  $N_K$  bei Variation des Kathodenabstandes  $a$ . Danach ergibt sich bezüglich  $E_{PI}$  ein optimaler Kathodenabstand von 4–6 mm. Bei weiterer Vergrößerung von  $a$  steigt allein die Leistungsaufnahme der Zwischenelektrode. Obwohl die Zwischenelektrode dem Lichtbogen Wärme

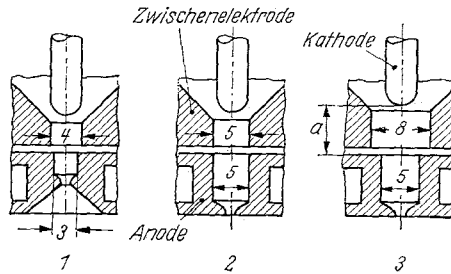


Abb. 3. Die drei für die Messungen von Abb. 4 verwendeten Brennergeometrien (Maßangaben in mm, engster Düsendurchmesser 1 mm)

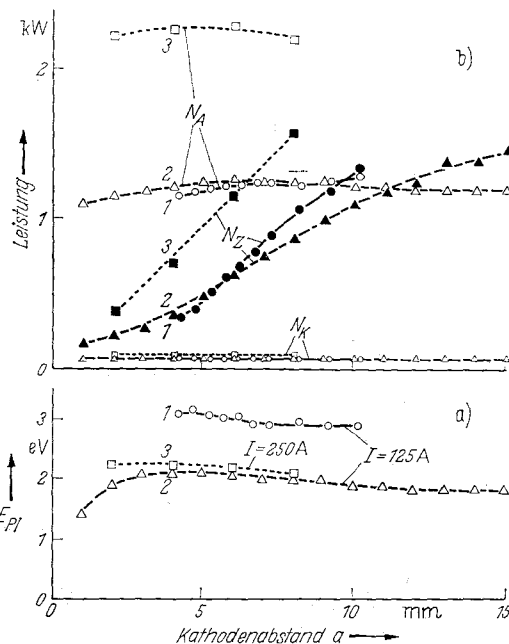


Abb. 4. Plasmastrahlenergie  $E_{PI}$  sowie die auf die Anode, Zwischenelektrode und Kathode übergehenden Wärmeleistungen  $N_A$ ,  $N_Z$  und  $N_K$  als Funktion des Abstandes  $a$  zwischen Kathode und Anode. Die Zahlen an den Kurven beziehen sich auf die Brennergeometrien von Abb. 3. Brennerstrom bei (1) und (2)  $I = 125$  A, bei (3)  $I = 250$  A. Gasdurchsatz bei (1) und (3)  $2 \cdot 10^{-3}$  Mol/sec, bei (2)  $1,5 \cdot 10^{-3}$  Mol/sec

daß durch weitere Reduzierung der Abmessungen der Zwischenelektrode und des Anodenkanals  $E_{PI}$  noch weiter vergrößert werden kann. Wird die Länge des Anodenkanals der Geometrie I verdoppelt, so sinkt  $E_{PI}$  infolge des höheren Wärmestroms auf die Anode um etwa 20% ab. Die positive Wirkung der Zwischenelektrode dürfte einerseits auf der Zentrierung des Gasstromes und des Lichtbogens und andererseits auf der von Gerdien-Bögen her bekannten Erscheinung beruhen, daß durch die Einengung des Bogens die Achsentemperatur bei gleicher Stromstärke vergrößert wird [4]. Im Rahmen der durchgeführten Versuche erwies sich die Brennergeometrie I als die günstigste. Bei weiterer Verkürzung des Anodenkanals tritt der Plasmastrahl unsymmetrisch aus der Düse aus. Eine weitere Verengung des Zwischenelektrodenkanals ist

wegen der zunehmenden Wärmebelastung dieser Elektrode problematisch.

Bei vorgegebener Brennergeometrie wächst die Plasmastrahlenergie  $E_{P1}$  etwa proportional mit der Brennerstromstärke an. Abb. 6 zeigt ein Beispiel. Vom Gasdruck  $p_0$  im Brenner ist  $E_{P1}$  dagegen im untersuchten Bereich von 1–4 ata praktisch unabhängig. Ebenso wie der Gasdurchsatz ist daher die auf das Gas übertragene Wärmeleistung  $N_{P1}$  druckproportional. Da gleichzeitig die Leistungsaufnahme der Elektroden druckunabhängig ist, steigt die Brennspannung bei konstant gehaltener Stromstärke linear mit dem Druck an. Die Brennspannung liegt, abhängig vom Druck und von der Brennergeometrie, zwischen 18 und 24 V. Von der Stromstärke ist sie nahezu unabhängig.

#### Atomstrahlversuche

Die Atomstrahlversuche mit dem in Abb. 1 dargestellten Strahlerzeugungssystem wurden an einer früher beschriebenen Vakuumapparatur [5] durchgeführt. Die Brennergeometrie entspricht der Anordnung 1 von Abb. 3. Zum Schutz des Abschälers war Wasserkühlung des Abschälerflansches ausreichend.

Zur Messung der Geschwindigkeitsverteilung [1, 6] wurde der Atomstrahl mit einer schnell rotierenden Unterbrecherscheibe, die am Rand mit Schlitzen versehen war, in kurze Abschnitte zerlegt, die entsprechend ihrer Geschwindigkeitsverteilung auseinanderlaufen. Die Atomstrahlimpulse wurden nach einem Laufweg von 413 mm in einem Ionisationsdetektor durch Elektronenstoß ionisiert, und der zeitliche Verlauf des Ionenstroms wurde oszillographiert. Zur Markierung des Zeitnullpunktes der Oszillogramme diente der Elektronenstromimpuls, der auf dem Ionenauffänger durch Photoeffekt vom Licht des Plasmabrenners ausgelöst wird, wenn der Schlitz der Unterbrecherscheibe den Atomstrahl passiert.

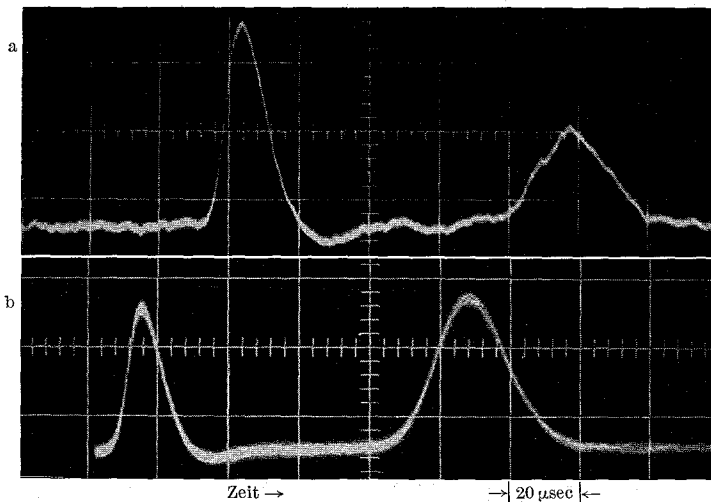


Abb. 5a u. b. a) Typisches Laufzeitoszillogramm mit dem Photosignal (links) und dem Ionenstromsignal (rechts) bei einmaliger Ablenkung des Elektronenstrahls im Oszillographen. b) Photographischer Mittelwert von 250 Ablenkungen

Abb. 5 zeigt zwei typische Laufzeitoszillogramme. Das Oszillogramm a) wurde durch einmaliges Ablenken des Elektronenstrahls im Oszillographen erhalten. Zur Unterdrückung des Rauschuntergrundes wurden im Oszillogramm b) 250 Durchgänge des Elektronenstrahls

photographiert, wobei die Bedingungen so gewählt wurden, daß eine Belichtung des Films im wesentlichen nur im Bereich des Maximums der statistischen Helligkeitsverteilung erfolgte. Aus den Oszillogrammen gemäß Abb. 5b wurden nach [6] die Strömungsgeschwindigkeit und daraus die kinetische Energie  $E_{kin}$  des Atomstrahls sowie die Mach-Zahl  $M$  (Quotient aus Strömungsgeschwindigkeit zu lokaler Schallgeschwindigkeit) ermittelt. Zur Messung der Strahlintensität [7] wurde ein Staurohr, dessen Mündung sich 54 mm stromabwärts von der Kolimatormündung befand, in den Atomstrahl geschwenkt und der Staudruck mit einem Membranmikromanometer gemessen. Zur Eichung diente ein Argon-Ofenstrahl bekannter Intensität.

Abb. 6 zeigt die kinetische Energie  $E_{kin}$  der ausgeblendeteten Atomstrahlen und zum Vergleich die

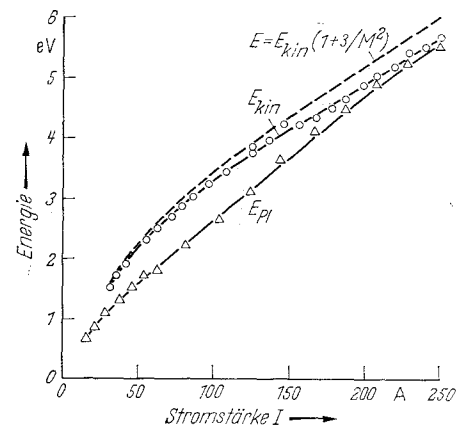


Abb. 6. Kinetische Energie  $E_{kin}$  des Atomstrahls und die Summe  $E$  aus gerichteter und ungeordneter Atomstrahlenergie sowie die kalorimetrisch gemessene Plasmastrahlenergie  $E_{P1}$  als Funktion der Brennerstromstärke  $I$ . ( $M$  = Mach-Zahl, Gasdurchsatz durch den Brenner  $2 \cdot 10^{-3}$  Mol/sec)

kalorimetrisch gemessene Plasmastrahlenergie  $E_{P1}$  des gesamten Plasmastrahls als Funktion der Brennerstromstärke  $I$ . Der Gasdurchsatz durch den Plasmabrenner wurde dabei konstant gehalten. Danach ergibt sich mit wachsender Stromstärke ein nahezu proportionaler Anstieg von  $E_{P1}$  und ein etwas schwächerer von  $E_{kin}$ . Die Mach-Zahl  $M$  fällt mit wachsender Stromstärke von 10 auf 7 ab. Mit  $M$  ergibt sich die Summe  $E = E_{kin} \cdot (1 + 3/M^2)$  aus gerichteter und ungeordneter kinetischer Atomstrahlenergie, die als gestrichelte Kurve in Abb. 6 eingezeichnet ist. Es fällt auf, daß  $E$  größer ist als  $E_{P1}$ . Dieses Ergebnis kann damit erklärt werden, daß der Atomstrahl aus dem heißen Kern des Plasmastrahls ausgeblendet wird.

Wird eine Anode mit doppelt so langem Anodenkanal benutzt, so sind sowohl  $E_{kin}$  als auch  $E_{P1}$  um etwa 20% kleiner als in Abb. 6. Ähnlich wie  $E_{P1}$  ist auch  $E_{kin}$  unabhängig vom Brennerdruck  $p_0$  im Bereich 1,5–4 ata.

Abb. 7 zeigt die Atomstrahlintensität für verschiedene Brennerdrücke  $p_0$  als Funktion des Abstandes  $d$  zwischen Abschälermündung und engstem Düsenquerschnitt. Mit zunehmendem Abstand durchläuft die Intensität ein Maximum. Die maximale Intensität ist um etwa das Verhältnis der Atomstrahlgeschwindigkeiten höher als der Wert, der mit Düsen

auf Zimmertemperatur erreicht wurde [8]. Sie ist etwa  $10^9$  mal größer als die Intensität, die sich bei etwa gleicher kinetischer Energie durch Umladung eines elektrisch beschleunigten Ionenstrahls erzielen läßt [9].

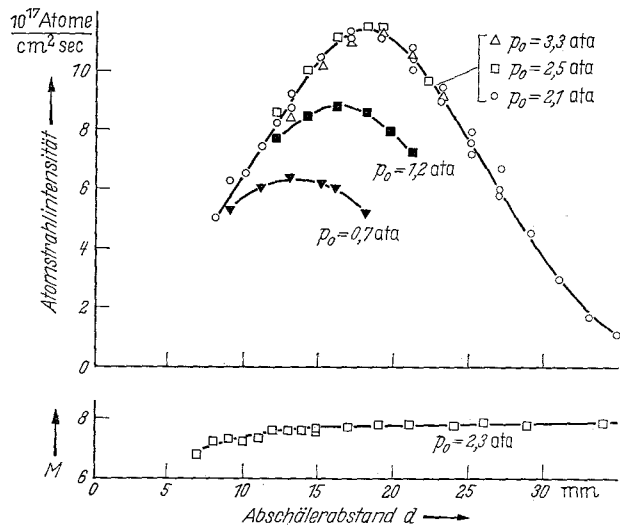


Abb. 7. Atomstrahlintensität in 54 mm Abstand von der Kollimatormündung für verschiedene Brennerdrücke  $p_0$  sowie die Mach-Zahl  $M$  des Atomstrahls als Funktion des Abstandes  $d$  zwischen Abschälermündung und engstem Düsenquerschnitt (Brennerstromstärke  $I = 125$  A)

Die Abstandsabhängigkeit der Intensität ist ähnlich wie bei kalten Molekularstrahlen [8, 10]. Unter den Versuchsbedingungen von Abb. 7 war das Expansionsverhältnis (Quotient aus Druck im Plasmabrenner zu Druck im Pumpraum zwischen Düse und Abschäler) etwa 3300. Da unter diesen Bedingungen keine Verdichtungsstöße im Plasmastrahl zu erkennen waren und die Mach-Zahl nach Abb. 7 auch im

Bereich fallender Intensität konstant bleibt, kann wie bei kalten Strahlen angenommen werden [8], daß die Intensitätsabnahme bei großen Abständen durch Streuung am Untergrund nach dem Erreichen molekularer Strömungsbedingungen verursacht wird. Wird dagegen durch Drosseln der Pumpleitung das Expansionsverhältnis halbiert, so sind Verdichtungsstöße im Plasmastrahl zu erkennen, die sich durch helleres Leuchten von der Umgebung abheben. Sie haben etwa die aus Schlierenaufnahmen an kalten Gasstrahlen bekannte Gestalt [11]. In Übereinstimmung mit [10] sinkt in diesem Fall die Intensität auf den halben Maximalwert ab, sobald der Abschälerstand größer wird als etwa der halbe Abstand zwischen Düse und ungestörtem Machschen Stoß.

Herrn Professor Dr. E. W. BECKER danken wir für die Anregung und Unterstützung der Arbeit.

Literatur: 1. BECKER, E. W., u. W. HENKES: Z. Physik 146, 320 (1956). — 2. KLINGELHÖFER, R., u. P. LOHSE: Phys. Fluids 7, 379 (1964). — 3. KESSLER, R. W., u. B. KOGLIN: Rev. Sci. Instr. 37, 682 (1966). — 4. z. B. W. FINKELNBURG u. H. MAECKER: Hdb. Phys. (S. FLÜGGE, Herausg.), Bd. 22, S. 300. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer 1956. — 5. BECKER, E. W., R. KLINGELHÖFER u. P. LOHSE: Z. Naturforsch. 17a 432 (1962). — 6. HAGENA, O., u. W. HENKES: Z. Naturforsch. 15a, 851 (1960). — 7. BECKER, E. W., u. K. BIER: Z. Naturforsch. 9a, 975 (1954). — 8. BIER, K., u. O. HAGENA: 4th Intern. Symp. Rarefied Gasdyn. Toronto, July 14–17, 1964. — 9. ANDERSON, J. B., R. P. ANDRES, and J. B. FENN: Advan. Atomic Mol. Phys. 1, 354 (1965) Abb. 7. — 10. BIER, K., u. O. HAGENA: Z. Angew. Phys. 14, 658 (1962). — 11. BIER, K., u. B. SCHMIDT: Z. Angew. Phys. 13, 493 (1961).

Dr. ROBERT W. KESSLER und  
Dipl.-Phys. BERND KOGLIN<sup>1</sup>  
Kernforschungszentrum Karlsruhe, Institut für  
Kernverfahrenstechnik der Technischen Hoch-  
schule, 7500 Karlsruhe

<sup>1</sup> Jetzt: Institut für mechanische Verfahrenstechnik der Technischen Hochschule, 7500 Karlsruhe.

**Druck: Brühlsche Universitätsdruckerei Gießen**