

P O L S K A A K A D E M I A N A U K
INSTYTUT MASZYN PRZEPLYWOWYCH

PRACE
INSTYTUTU MASZYN
PRZEPLYWOWYCH

TRANSACTIONS
OF THE INSTITUTE OF FLUID-FLOW MACHINERY

62-63

WARSZAWA—POZNAN 1973

P A Ń S T W O W E W Y D A W N I C T W O N A U K O W E

PRACE INSTYTUTU MASZYN PRZEPŁYWOWYCH

poświęcone są publikacjom naukowym z zakresu teorii i badań doświadczalnych w dziedzinie mechaniki i termodynamiki przepływów, ze szczególnym uwzględnieniem problematyki maszyn przepływowych

*

THE TRANSACTIONS OF THE INSTITUTE OF FLUID-FLOW MACHINERY

exist for the publication of theoretical and experimental investigations of all aspects of the mechanics and thermodynamics of fluid-flow with special reference to fluid-flow machinery

KOMITET REDAKCYJNY - EXECUTIVE EDITORS
KAZIMIERZ STELLER - REDAKTOR - EDITOR
JERZY KOŁODKO · JÓZEF ŚMIGIELSKI
ANDRZEJ ŻABICKI

REDAKCJA - EDITORIAL OFFICE
Instytut Maszyn Przepływowych PAN, 80-952 Gdańsk,
skr. pocztowa 621, Gdańsk-Wrzeszcz, ul. Gen. Józefa Fiszer 14, tel. 41-12-71

Copyright
by Państwowe Wydawnictwo Naukowe
Warszawa 1973

Printed in Poland

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE - ODDZIAŁ W POZNANIU

Nakład 410+90 egz.	Oddano do składania 19 XII 1972 r.
Ark. wyd. 19,5. Ark. druk. 15,375+2 wkl.	Podpisano do druku 29 IX 1973 r.
Pap. druk. sat. kl. V, 70 g	Druk ukończono w październiku 1973 r.
Nr zam. 814/155	D-15/787 Cena zł 58,-

DRUKARNIA UNIwersytetu im. A. Mickiewicza w Poznaniu

Czwarte Seminarium poświęcone zagadnieniom
MAGNETOHYDRODYNAMIKI STOSOWANEJ
I GAZODYNAMIKI WYSOKICH TEMPERATUR

Jena, maj 1972

Čtvrtý Seminář o
APLIKOVANÉ MAGNETOHYDRODYNAMICE
A DYNAMICE PLYNU ZA VYSOKÝCH TEPLOT

Jena, květen 1972

Viertes Arbeitsseminar über Fragen
DER ANGEWANDTEN MAGNETOHYDRODYNAMIK
UND HOCHTEMPERATUR-GASDYNAMIK

Jena, Mai 1972

Fourth Seminar on
APPLIED MAGNETOHYDRODYNAMICS
AND HIGH TEMPERATURE GASDYNAMICS

Jena, May 1972

Четвертый Семинар по
ПРИКЛАДНОЙ МАГНИТОГИДРОДИНАМИКЕ
И ГАЗОДИНАМИКЕ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР

Ена, май 1972 г.

JÓZEF ŚMIGIELSKI

Gdańsk*

Untersuchungen der Gasströmung im Plasmastrahlerzeuger

1. Einführung

Das Grundziel der Gasströmungsuntersuchungen im Plasmastrahlerzeuger ist die Bestimmung der Entwurfsrichtlinien, welche zur Optimalisierung und Erhöhung ihrer Exploitationseigenschaften führen sollen. Dabei handelt es sich hauptsächlich um die Anwendung der Plasmastrahlerzeuger für technologische Zwecke, d.h. vor allem zum Schneiden, Schweißen und zur Erzeugung von keramischen Schichten. Außerdem wird angestrebt die Plasmastrahlerzeuger zur Sphäroidisation der Stoffe für metallurgische Verfahren und für die chemische Hochtemperatursynthese anzuwenden.

Tabelle 1

Anwendung	Arbeitsgas	Leistung [kW]	Druck [ata]	Abb.	Lit.
MHD Modell-Generatoren	A, N ₂	100	1	1a 1b	[2]
Plasmaschneiden	A + 20 % N ₂ A + 10 % H ₂	20	1	1c	
Plasmaschweißen	A	1	1	1c	
Erzeugung von Schutzschichten	A + 10 % H ₂	10	1	1c 36	[20]
Metallurgieindustrie	A, H ₂	1000	1		
Chemische Synthese	A, H ₂ , CH ₄	1000	1 ÷ 10		
Gasdynamischer Laser	N ₂ + 10 % A	100	10	1a	[3]

Um Informationen über die Abhängigkeit zwischen den zu erreichenden physikalischen Parametern und der Geometrie der Plasmastrahlerzeuger zu gewinnen sind Untersuchungen der Grunderscheinungen, die in solchen Einrichtungen vorkommen, notwendig. Tabelle 1 enthält Daten über den Parameterbereich und die Arbeitsbedingungen welche vom Gesichtspunkt der Anwendung gewählt worden sind. In Abb. 1 wurden die Konstruktionseinheiten der bisher entwickelten Plasmastrahlerzeuger dargestellt (vergl. [1, 2, 3]). Besondere

* Instytut Maszyn Przepływowych Polskiej Akademii Nauk, Gdańsk.

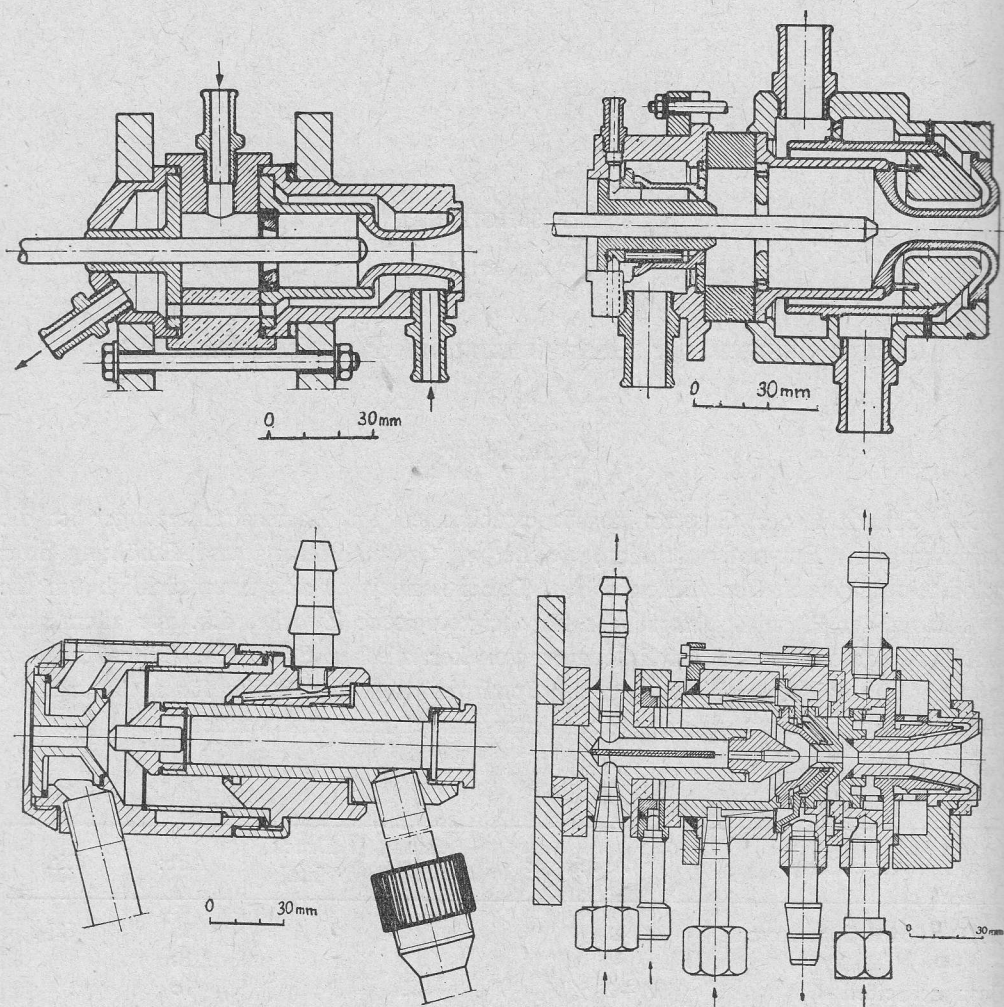


Abb. 1. Konstruktionseinzelheiten der im IMP PAN entwickelten Plasmastrahlerzeuger

Aufmerksamkeit hat man den Plasmastrahlerzeugern kleiner Leistung, die für technologische Zwecke vorgesehen waren, gegeben. Für diese Einrichtungen wurden Forschungen der elektrischen- und Strömungs-Kennwerte als auch des Einflusses der Konstruktionsparameter untersucht. Andere Plasmastrahlerzeuger wurden nur in Hinsicht auf ihre Zuverlässigkeit und Exploitationsvorteile, untersucht. In der Tabelle 2 wurden Parameterbereiche

Tabelle 2

Düsendurchmesser	D	mm	3 ÷ 8
Stromstärke	I	A	3 ÷ 300
Wasserstoffanteil	δ	%	0 ÷ 5
Gegendruck	p_2	ata	0,1 ÷ 1,0
Gasverbrauch	V	l/min	3 ÷ 60

angegeben für die mehr oder weniger systematische Forschungen der Plasmastrahlerzeuger durchgeführt worden sind. In den nachfolgenden Versuchen wird eine Erweiterung dieses Bereiches sowohl für höhere als auch für niedrigere Parameterwerte vorgesehen. Es werden außerdem besondere Ausführungen sowie verschiedene Arbeitsmedien in Betracht genommen.

Die Untersuchungen der Plasmastrahlerzeuger kleiner Leistung umfaßten im wesentlichen:

- empirische Bestimmung der elektrischen Kennlinien mit Berücksichtigung der Spannungsschwankungen und des Wasserstoffzusatzes,
- Bestimmung der Wärmeaustauschkennlinien,
- Analyse der Grenzbedingungen für Gasströmung im Plasmastrahlerzeuger,
- Analyse und experimentelle Untersuchungen des Dralleinflusses auf die Kennlinien der Plasmastrahlerzeuger und auf die Stabilität der Strömung,
- Studien des Einflusses der Düsenlänge, des Düsendurchmessers und des Elektrodenabstandes,
- Versuche zur Leistungserhöhung durch Verlängerung der Bogenentladung,
- Einführung und Erwärmung fester, makroskopischer Teilchen im Plasmastrahl,
- Adaptation spektroskopischer Methoden zur Temperaturbestimmung im Plasmastrahl.

2. Elektrische Kennlinien der Plasmastrahlerzeuger

Der Verlauf der Strom-Spannungskennlinien der gasstabilisierten Bogenentladung bei unveränderlichem Gasverbrauch wurde in Abb. 2 dargestellt. Die Versuche diese in einer verallgemeinerten Form darzustellen führten zu sehr verwickelten Beziehungen, von geringer praktischer Bedeutung (vergl. [4]). Die zum Plasmastrahlerzeuger zugeführte elektrische Leistung änderte sich dagegen nahezu linear mit der Stromstärke wie es der Abb. 3 zu entnehmen ist. Diese Abhängigkeit wird durch den Ausdruck (vergl. [5, 6])

$$UI = A + aI \quad (1)$$

wiedergegeben. Für eine bestimmte Ausführung der Plasmastrahlerzeuger, einen begrenzten Bereich ihrer Abmessungen und für eine Arbeitsgasart gilt dabei

$$A = \text{const.} \quad (2)$$

Der Koeffizient a ist eine lineare Funktion des Gasverbrauches

$$a = a_0 + \alpha V. \quad (3)$$

Um diese Abhängigkeit zu prüfen wurde die Bogenentladung zwischen freien, mit Gas von veränderlicher Durchflußmenge umspülten Elektroden fotografiert. Diese Einrichtung

und die erreichten Ergebnisse sind in Abb. 4 und 5 dargestellt. Die Aufnahmen bestätigen die empirisch ermittelte Abhängigkeit (3). Für den Plasmastrahlerzeuger mit einem Düsendurchmesser $D=4\text{ mm}$, der mit Argon bzw. mit Argon + 2% Wasserstoffzusatz gespeist

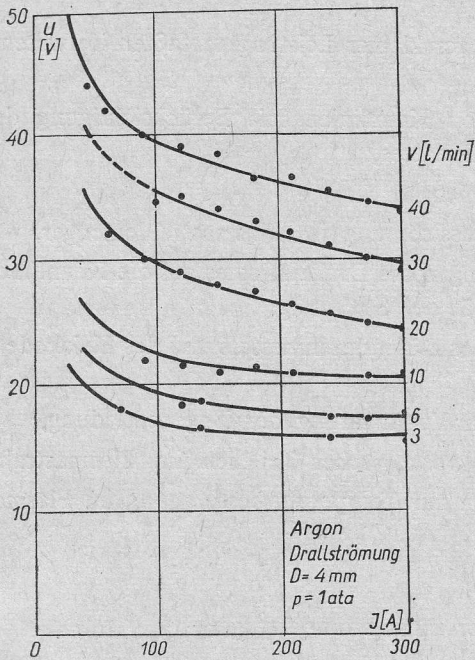


Abb. 2. Strom-Spannungs-Kennlinien eines Plasmastrahlerzeugers

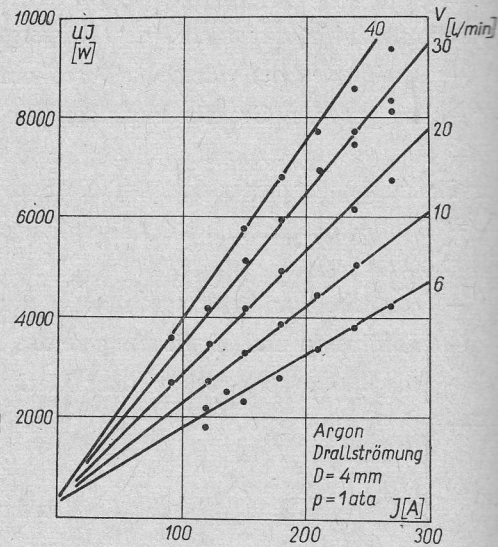


Abb. 3. Leistungskennlinie eines Plasmastrahlerzeugers

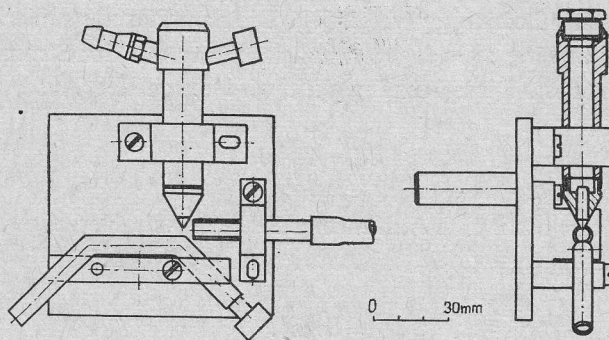


Abb. 4. Konstruktionseinzelheiten der Anordnung zur Untersuchung des Gasverbrauch-Einflusses auf die Entladungslänge

war, wurden charakteristische Zahlenwerte der Koeffizienten A , a_0 und α experimentell ermittelt (vergl. [8]). Sie wurden in der Tabelle 3 zusammengestellt. Wie ersichtlich, hat schon ein geringer Wasserstoffzusatz (2% H_2 Volumenanteil entspricht im Falle des Argons

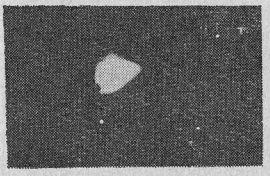
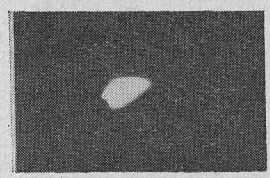
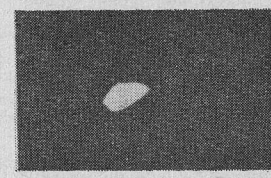
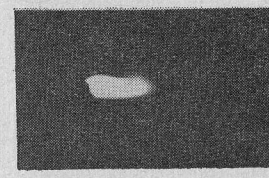
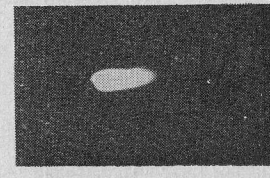
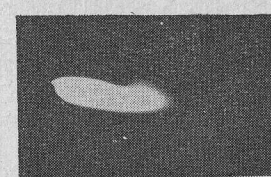
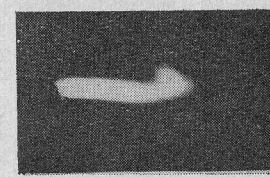
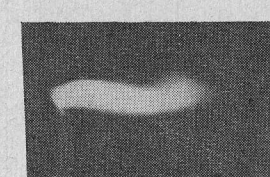
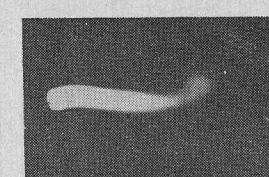
$J = 120 \text{ [A]}$	$J = 90 \text{ [90]}$	$J = 60 \text{ [A]}$	$J = 45 \text{ [A]}$	
				$V = 10 \text{ [l/min]}$
				$V = 20 \text{ [l/min]}$
				$V = 40 \text{ [l/min]}$
				$J = 60 \text{ [A]}$

Abb. 5. Aufnahmen der Entladungsform für verschiedene Stromstärken und Gasdurchflußmenge

– 0,1 % H_2 Massenanteil) einen erheblichen Einfluß auf den Spannungsfall und folglich auf den Leistungsbedarf (vergl. Abb. 6).

Tabelle 3

		Argon	Argon + 2 % H_2
A	W	360	790
a_0	V	13	14,3
α	$\frac{V \text{ min}}{I}$	0,525	0,633

Der Spannungsfall am Plasmastrahlerzeuger zeigt starke Schwankungen, die bei kleinem Düsendurchmesser und großem Gasdruck angenähert sinusoidenförmig sind. Der Entstehungsmechanismus dieser Schwankungen ist bis jetzt noch nicht vollkommen geklärt. Es war jedoch möglich in Anlehnung an die Ergebnisse experimenteller Unter-

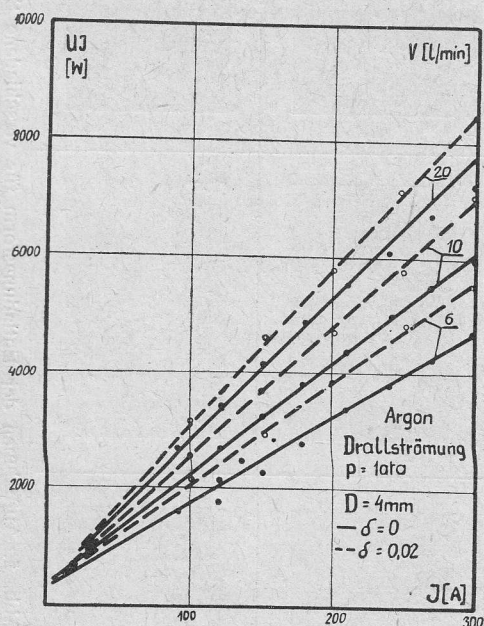


Abb. 6. Leistungskennlinien eines Plasmastrahlerzeugers für Argon mit Wasserstoffzusatz

suchungen einige empirische Abhängigkeiten zu bestimmen. In Abb. 7 sind die Oszillogramme der Spannungsschwankungen die den Einfluß des Gasverbrauches und der Stromstärke zeigen, zusammengestellt (vergl. [9]). Auf Grund dieser Ergebnisse konnten Abhängigkeiten der Amplitude $\tilde{U}$ und der Frequenz f der Schwankungen von der Stromstärke und vom Gasverbrauch bestimmt werden. Sie wurden in Form von Diagrammen in Abb. 8 und 9 dargestellt (vergl. [5, 6]). Einen starken Einfluß auf die Amplitude der

Schwankungen hat schon ein ganz geringer Wasserstoffzusatz wie es aus den in Abb. 10 zusammengestellten Oszillogrammen ersichtlich ist.

Näher über die Ergebnisse der Untersuchungen elektrischer Kennlinien der im IMP PAN entwickelten Plasmastrahlerzeuger wird in Arbeiten berichtet die im Literaturverzeichnis angeführt sind.

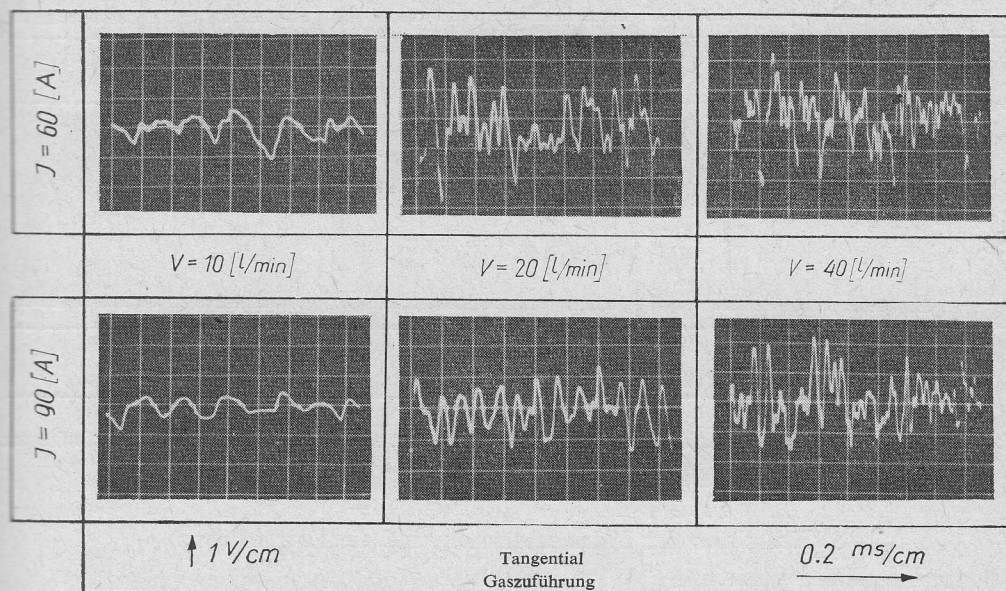


Abb. 7. Oszillogramme der Spannungsschwankungen für verschiedene Stromstärken und Gasverbrauchswerte

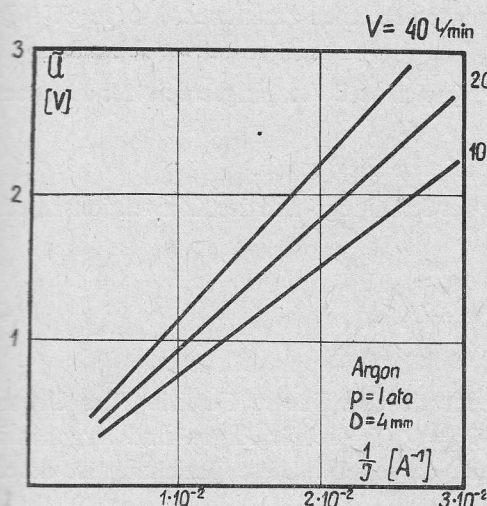


Abb. 8. Abhängigkeit der Amplitude der Spannungsschwankungen von der Stromstärke

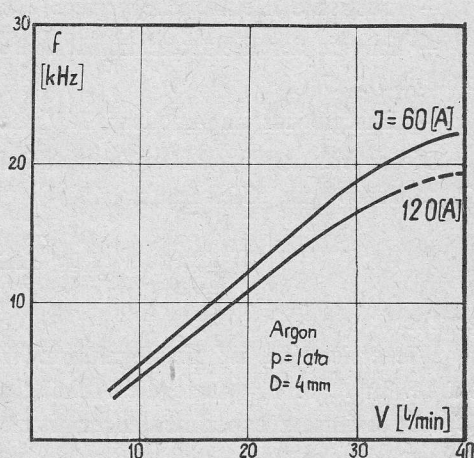


Abb. 9. Abhängigkeit der Frequenz der Spannungsschwankungen vom Gasverbrauch

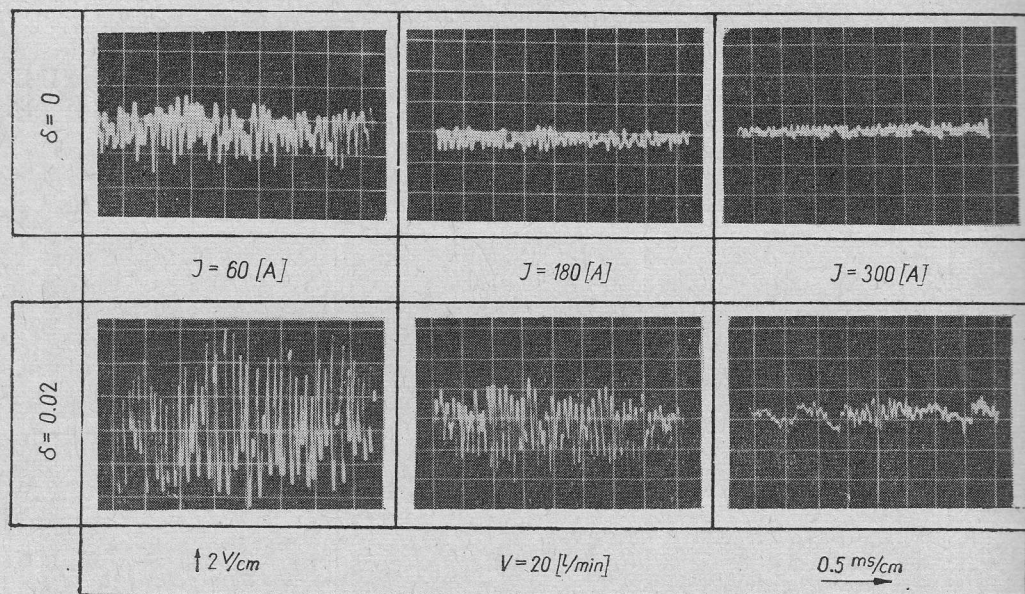


Abb. 10. Oszillogramme der Spannungsschwankungen für Argon und für Argon mit Wasserstoffzusatz

3. Kennlinien der Wärmeabführung und die Energiebilanz

Die Beständigkeit der Elemente des Plasmastrahlerzeugers ist durch starke Wasserkühlung gewährleistet. Den überwiegenden Anteil in der allgemeinen Bilanz der vom Plasmastrahlerzeuger abgeführten Energie bildet die Düsenkühlung. Die Ursache dafür ist ein großer Anodenwärmefluß, welcher sich aus folgenden Anteilen zusammensetzt (vergl. [10]):

- kinetische Elektronenenergie $3/2 kT$,
- Energie der Elektronenkondensation Φ_a (gleich der Ausgangsarbeit des Anodenmaterials),
- Energie der im Anodenfall U_a beschleunigten Elektronen.

Dieser Wärmefluß wird bei Vernachlässigung des Strahlungs- und des Konvektionsanteils Q_{s+k} durch die Gleichung:

$$Q_A = \left(\frac{3}{2} \frac{kT_e}{e} + \Phi_a + U_a \right) I \quad (4)$$

gegeben.

Wie ersichtlich, ist die abgeführte Wärmeenergie eine lineare Funktion der Stromstärke. In Abb. 11 wurde die Abhängigkeit $Q_A = Q_A(I)$ die für Argon und Argon mit Wasserstoffzusatz experimentell ermittelt wurde, dargestellt. Diese Beziehung ist durch den Ausdruck

$$Q_A = U_A I \quad (5)$$

wiedergegeben (vergl. [5]).

Der Koeffizient U_A hängt vom Gasverbrauch nicht ab, sein Wert wird jedoch durch die Gasart beeinflusst, was aus den in Tabelle 4 angeführten Zahlenwerten für Wasserstoffzusatz hervorgeht.

Tabelle 4

		Argon	Argon + 2% H ₂
U_A	V	12,7	15,7

Das erste Glied im Ausdruck (4) kann gegen andere vernachlässigt werden (vergl. [10]). Folglich wird nach Berücksichtigung der Gleichung (5) der Anodenspannungsfall aus

$$U_a = U_A - \Phi_a \quad (6)$$

ermittelt.

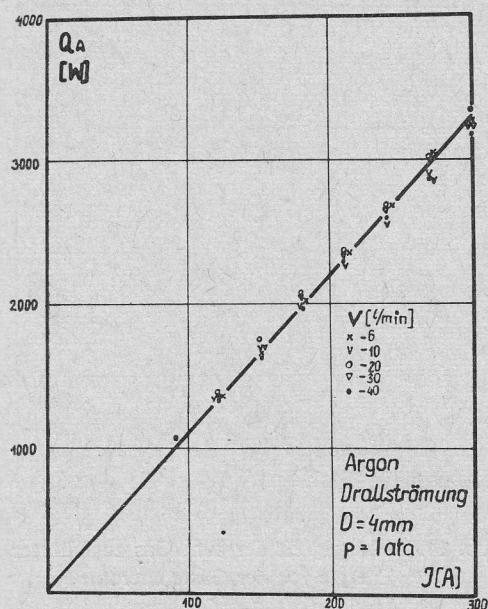


Abb. 11. Abhängigkeit der Kühlwasserwärme von der Stromstärke

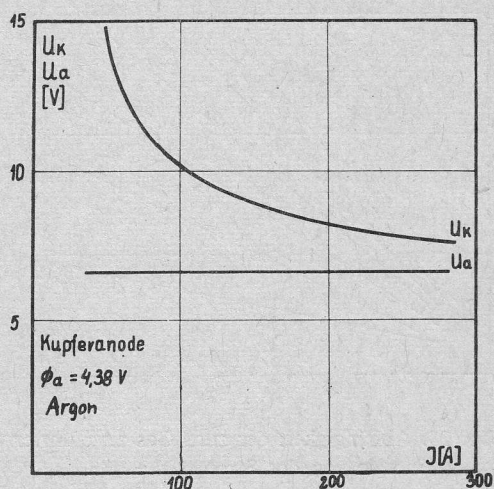


Abb. 12. Abhängigkeit der Elektrodenspannungsfälle von der Stromstärke

Aus den Gleichungen (1) und (2) kann der Wert, dem sich der Spannungsfall bei verschwindender Gasdurchflußmenge nähert, bestimmt werden. Er beträgt:

$$U_0 = \frac{A}{I} + a_0. \quad (7)$$

Dieser Wert gibt angenähert die Summe des Kathoden- und des Anodenfalls wieder

$$U_0 \cong U_k + U_a. \quad (8)$$

Aus den Gleichungen (5), (6) und (7) folgt der Zusammenhang für den Kathodenfall in der Form:

$$U_k = \frac{A}{I} + a_0 - (U_A - \Phi_a). \quad (9)$$

Die auf diese Weise in Abhängigkeit von der Stromstärke ermittelten Elektrodenfallwerte für Argon wurden in Abb. 12 graphisch dargestellt (vergl. [6]).

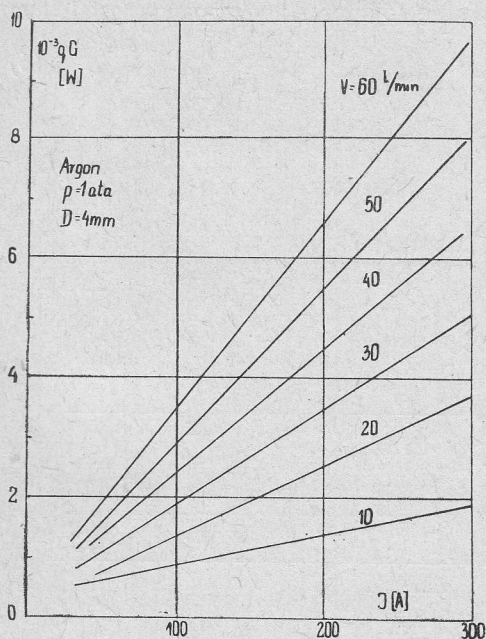


Abb. 13. Abhängigkeit der zum Gas zugeführten Energie von der Stromstärke

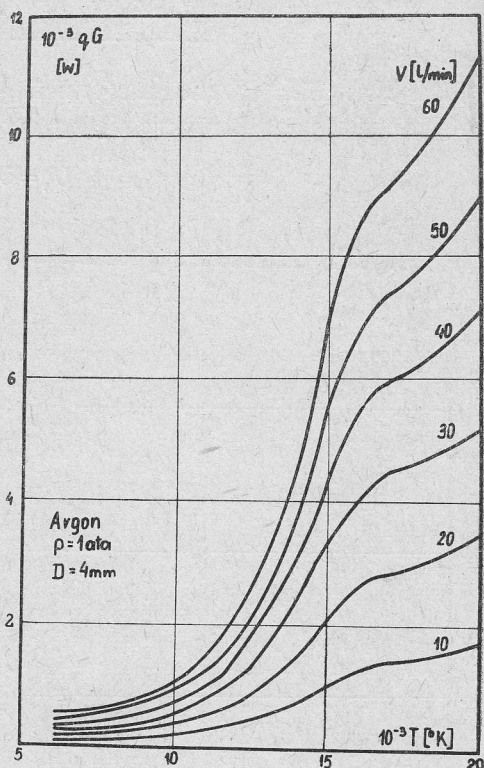


Abb. 14. Abhängigkeit der zum Gas zugeführten Energie von der Gastemperatur

Werden die Abhängigkeiten (1), (2) und (4) berücksichtigt, so können beim Entwurf des Plasmastrahlerzeugers in Anlehnung an die Zahlenwerte der Tabellen III und IV sowohl der Leistungsbedarf als auch die Kühlungsbedingungen vorausgesehen werden. Es ist außerdem möglich die Energie q die von einer Masseneinheit des Gases mitgeführt wird, aus dem Zusammenhang

$$qG = A + (a_0 + \alpha V - U_A) I \quad (10)$$

zu errechnen. G bedeutet hier die Gasdurchflußmenge. Die Abhängigkeit $qG = f(I)$ wurde für den Düsendurchmesser $D = 4$ mm bei verschiedenen Argondurchflußmengen in Abb. 13 graphisch dargestellt. Die Energie auf Masseneinheit bezogen q ist ein Maß für die mittlere

durch das Gas im Plasmastrahl erreichte Temperatur und kann für einatomiges Gas aus der Gleichung

$$q \cong h + 8 \left[\frac{G}{\pi D^2} \frac{(1 + \alpha_i) RT}{p} \right]^2 \quad (11)$$

berechnet werden. Hierbei bedeuten: h – Gasenthalpie, α_i – Ionisationsgrad, R – Gas-konstante für nicht ionisiertes Gas.

Die im Plasmastrahlerzeuger erreichte mittlere Temperatur $\bar{T}$ bei verschiedenem Argonverbrauch kann aus der Gleichung (11) oder für den Düsendurchmesser $D = 4$ mm mittels Diagram in Abb. 14 ermittelt werden (vergl. [10]).

4. Grenzbedingungen für Gasströmung im Plasmastrahlerzeuger

Für die Gasströmung mit Wärmezufuhr im Plasmastrahlerzeuger können, in Bezug auf Temperatur und Strömungsgeschwindigkeit, Grenzbedingungen bestimmt werden. Dieses Problem wurde für den Fall des vollkommenen Gases gelöst. Die Resultate erfordern jedoch einer Verallgemeinerung für den Fall eines ionisierten Gases.

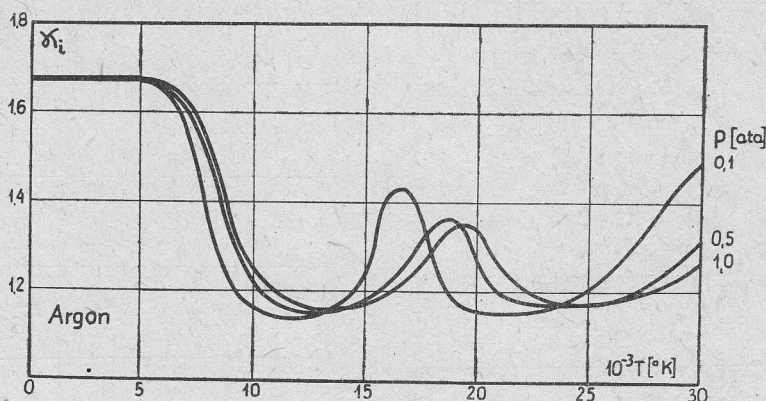


Abb. 15. Abhängigkeit des Isentropenexponenten von der Temperatur für Argon

Nach Berücksichtigung der Behältungsätze für Masse, Impuls und Energie kann gezeigt werden (vergl. [11]), daß das Temperaturextremum, ähnlich wie im Fall des vollkommenen Gases, bei dem Machzahlwert

$$Ma_* = \frac{1}{\sqrt{\kappa_i}} \quad (12)$$

erreicht wird, wobei κ_i den Isentropenexponenten für ionisiertes Gas bezeichnet. Die Abhängigkeit des Isentropenexponenten von der Temperatur bei verschiedenen Drücken für Argon wurde in Abb. 15 nach [12] graphisch dargestellt.

Der Grenzwert der Machzahl beträgt, wie im Fall des vollkommenen Gases (vergl. [13])

$$Ma_{**}=1,0. \quad (13)$$

Die Abhängigkeit der zum Argon zugeführten Energie vom Gasverbrauch beim Temperatur und Machzahlgrenzwert im Endquerschnitt ist für verschiedene Düsendurchmesser in Abb. 16 und 17 graphisch dargestellt (vergl. [10]). Nach Überschreitung des Grenzwertes der zugeführten Energie stellt sich im Endquerschnitt ein vom Umgebungsdruck höherer

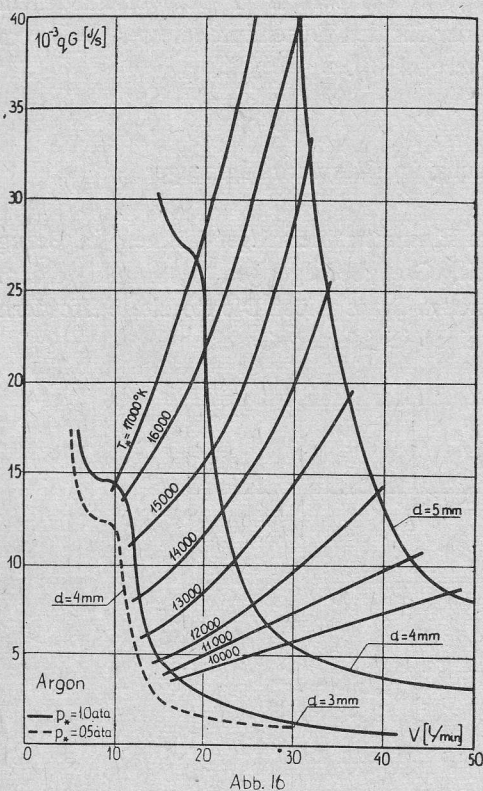


Abb. 16

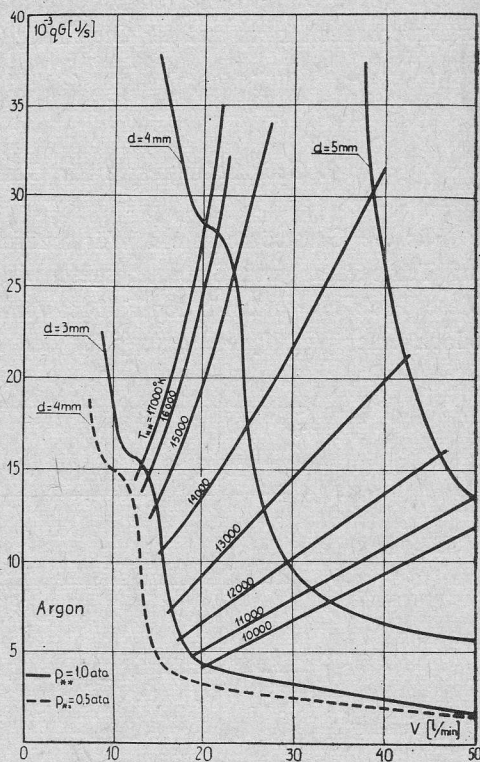


Abb. 17

Abb. 16. Abhängigkeit der zum Argon zugeführter Wärme bei Maximaltemperatur für verschiedene Düsendurchmesser

Abb. 17. Abhängigkeit des Maximalwertes der zugeführten Wärme von der Gasdurchflußmenge für Argon bei verschiedenen Düsendurchmessern

Druck ein und die weitere Expansion erfolgt außerhalb der Düse im freien Strahl. Bei begrenzter Leistung können die Grenzbedingungen durch entsprechende Herabsetzung des Außendruckes erreicht werden. Wie es aus den Experimenten hervorgeht (vergl. [14]) bleibt bei gegebener Stromstärke unterhalb eines bestimmten Wertes des Umgebungsdruckes der Anfangsdruck unverändert, wobei das Verhältnis dieser Drücke bei verschiedenem Gasverbrauch den konstanten Wert:

$$\left(\frac{p_2}{p_1}\right)_{**} \cong 0,5 \quad (14)$$

annimmt. Die Meßergebnisse für Argon bei einem Düsendurchmesser $D=4$ mm und der Stromstärke $I=210$ A wurden in Abb. 18 graphisch dargestellt (vergl. [14]).

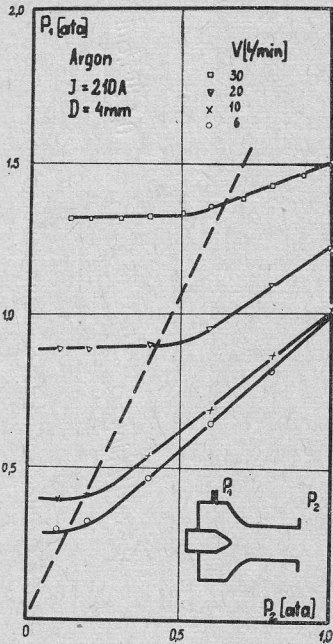


Abb. 18. Abhängigkeit des Anfangsdruckes vom Gegendruck für verschiedenen Gasverbrauch

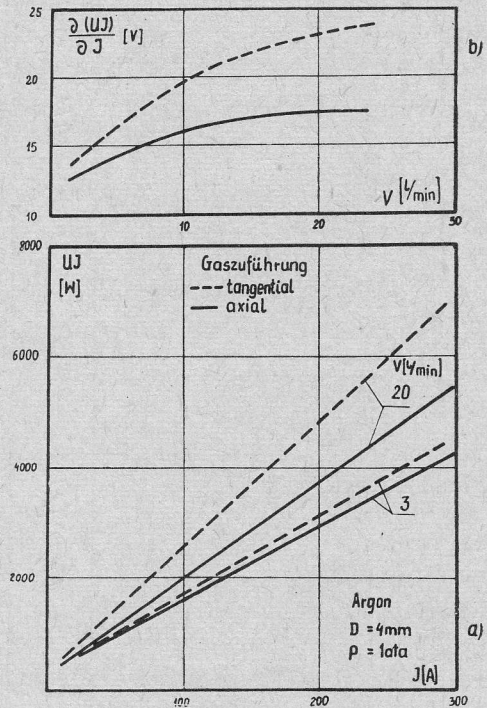


Abb. 19. Dralleinfluß auf die Leistungskennlinien der Plasmastrahlerzeuger

5. Drallströmung im Plasmastrahlerzeuger

Die Drallströmung im Plasmastrahlerzeuger stabilisiert die Entladung und wird durch tangential Gaszuführung verwirklicht. Der Dralleinfluß auf die elektrischen Kennlinien wurde experimentell untersucht. Die Resultate dieser Versuche sind der Abb. 19a, b zu entnehmen. Abb. 20 zeigt Oszillogramme der Spannungsschwankungen bei axialem sowie tangentialem Gaseinlauf (vergl. [9]). Wie daraus hervorgeht, hat die Drallströmung eine Erhöhung der Amplitude und der Frequenz zur Folge. Die Drallströmung ruft die Drehung des Anodenansatzes hervor wodurch große zufällige Spannungsschwankungen und die ungewünschte lokale Anodenbelastung vermieden werden können.

Zur besseren Kenntnis des Mechanismus der Drallströmung in der Düse bei hohen Geschwindigkeiten wurden Untersuchungen an einem geometrisch ähnlichen Modell bei niedriger Temperatur durchgeführt (vergl. [15, 16]). Das Ziel dieser Forschungen war die Bestimmung solcher Konstruktionsparameter des Plasmastrahlerzeugers welche optimale Arbeitsbedingungen gewährleisten. Aus den Experimenten ging hervor, daß

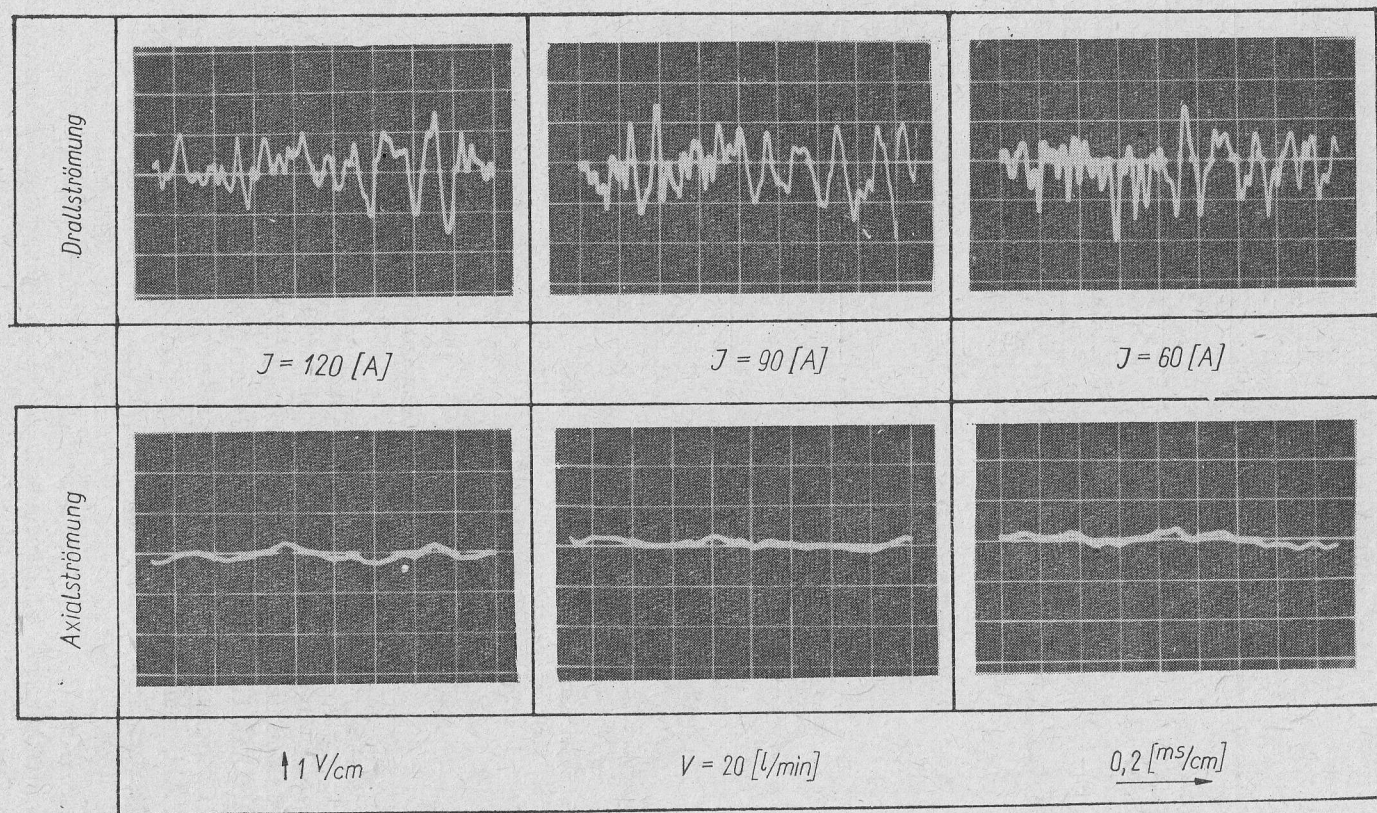


Abb. 20. Der Einfluß des Dralls auf die Oszillogramme der Spannungsschwankungen

die Drallströmung eine beachtliche Erhöhung des Druckverhältnisses zur Folge hat (vergl. Abb. 21). Bei der Drallströmung stellt sich in der Düsenachse ein Unterdruck ein, welcher für den Radius $r=1,5$ mm den Wert $p_r = -0,5$ atü erreicht.

Der an der Düsenwand gemessene statische Druck weist auf das Vorhandensein großer Energieverluste hin, da für den freien Wirbel bei verhältnismässig hohen Werten der tangentialen Geschwindigkeitskomponente ein niedrigerer als der experimentell festgestellte, Druck zu erwarten war (vergl. Abb. 22). Dieses Ergebnis ist ein Beweis für die unwirk-

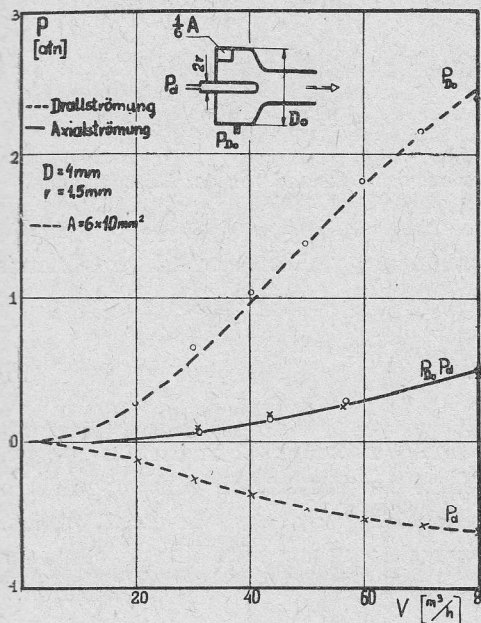


Abb. 21. Abhängigkeit des Anfangsdruckes vom Gasverbrauch für Drall- und Axialströmung

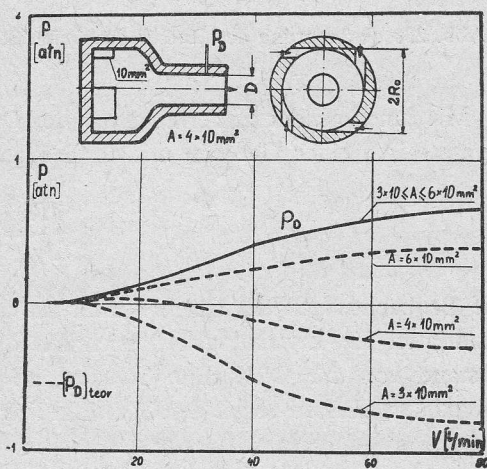


Abb. 22. Theoretische und experimentelle Abhängigkeit des Wanddruckes vom Gasverbrauch

same Ausnutzung der Drallenergie bei zu hohem Produkt von Anfangsgeschwindigkeit und Verteilungsradius der tangentialen Kanäle. Die Drallströmung in der Düse setzt die Grenzwerte des Gasverbrauches herab und hat einen ungünstigen Einfluß auf die Form des aus der Düse strömenden freien Strahls indem es seine Verbreitung verursacht. Unter Annahme, daß die tangentiale w_t und die axiale w_a Geschwindigkeitskomponenten mit zunehmender Entfernung von der Düsenmündung y unverändert bleiben, kann die Form des freien Strahles $R=R(y)$ bestimmt werden. Sie ist durch den Ausdruck (vergl. [15])

$$\frac{R}{D/2} = \sqrt{1 + \frac{w_t}{w_a} \frac{y}{D/2}} \quad (15)$$

gegeben, wobei D — den Düsendurchmesser bezeichnet.

Abb. 23 zeigt diese Abhängigkeit in graphischer Darstellung.

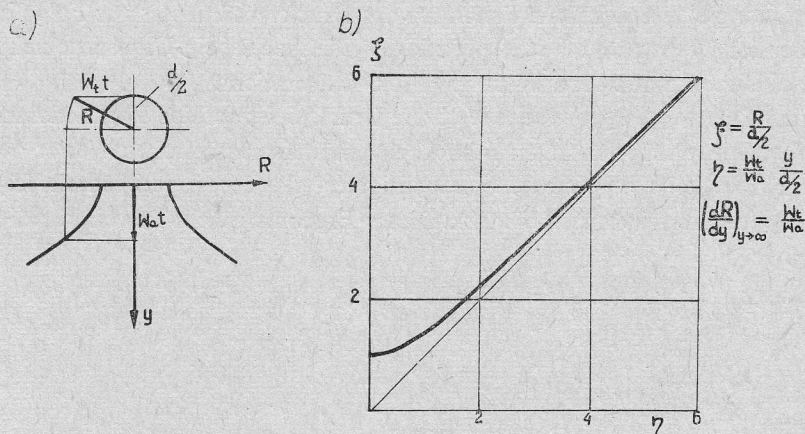


Abb. 23. Veränderung des Radius des freien Strahls mit dem Abstand von der Düsenmündung

Mit zunehmender Entfernung von der Düsenmündung y nähert sich die Strahlkontur asymptotisch einer Geraden mit der Neigung

$$\frac{dR}{dy} = \frac{w_t}{w_a}. \quad (16)$$

Die Beobachtungen des freien Strahls, in dem eine Wasserdampfkondensation erfolgte, bestätigten die Erwartungen hinsichtlich die Form der Kontur, obwohl im größeren Abstand von der Düse ihre Grenzen, infolge des Mischprozesses, verwischt wurden. Bei axialem Einlauf zeigte der Gasstrahl keine Verbreiterung und seine Kontur war unter

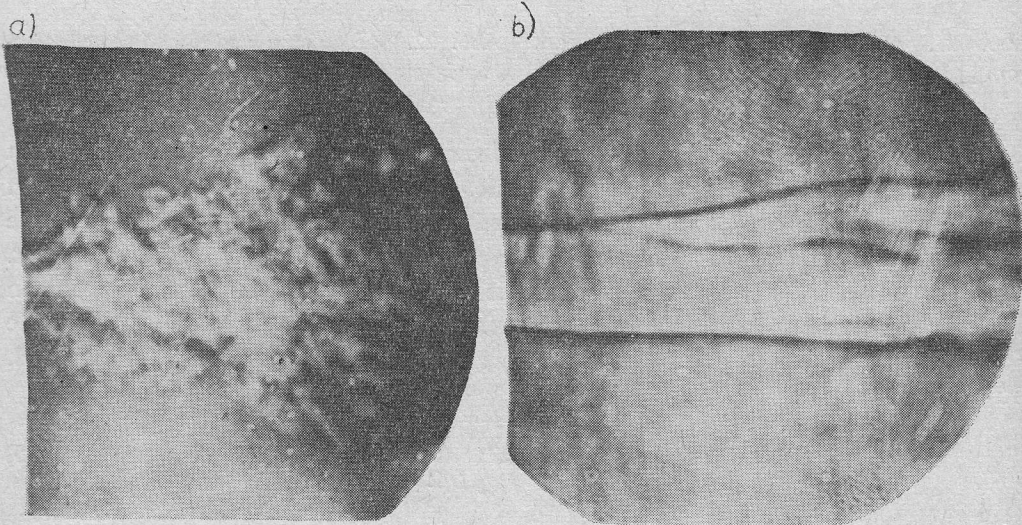


Abb. 24. Schattenaufnahmen des freien Strahls mit und ohne Drall

Anwendung der Schattenmethode gut sichtbar. Die auf diese Weise erreichten Aufnahmen des freien Strahls im Fall der Drallströmung und der axialen Strömung wurden in Abb. 24 dargestellt.

6. Einfluß der Konstruktionsparameter auf die Kennlinien des Plasmastrahlerzeugers

Die optimale Wahl der Konstruktionsparameter des Plasmastrahlerzeugers hat vom Gesichtspunkt der erreichten Effekte eine entscheidende Bedeutung. Dies betrifft im wesentlichen den Düsendurchmesser, die Düsenlänge und den Elektrodenabstand.

Die durchgeführten Untersuchungen des Einflusses des Düsendurchmessers auf die zugeführte elektrische Leistung, ermöglichten es für den begrenzten Parameterbereich:

$$3 \leq D \leq 6 \text{ mm}, \quad V \leq 601/\text{min}, \quad I \leq 300 \text{ A}$$

und für eine gegebene Gasart, die entsprechende empirische Abhängigkeit zu bestimmen (vergl. [6]).

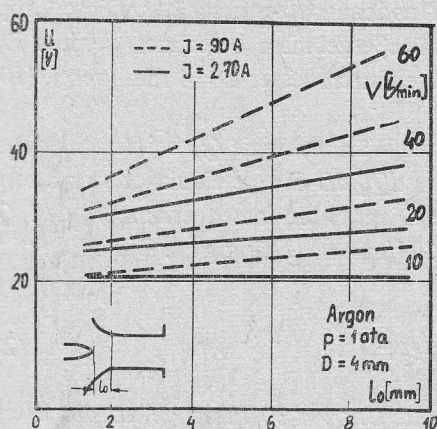


Abb. 25. Leistungsabhängigkeit vom Elektrodenabstand für einen Plasmastrahlerzeuger

Tabelle 5

β_0	$\frac{V \text{ min}}{1}$	0,15
β	$\frac{V \text{ min}}{1 \text{ mm}}$	1,1
γ_0	$\frac{1}{\text{mm}}$	0,09
γ	$\frac{\text{min}}{1 \text{ mm}}$	0,0013

Die weiteren Untersuchungen haben nachgewiesen, daß der Leistungsbedarf des Plasmastrahlerzeugers auch sehr stark vom Elektrodenabstand l_0 abhängt was aus dem Diagramm in Abb. 25 hervorgeht. Der Einfluß der beiden Faktoren ist nicht zu trennen wie es der empirisch ermittelte Zusammenhang für den Koeffizient α (vergl. [17]) zeigt:

$$\alpha = \left(\beta_0 + \frac{\beta}{D} \right) [1 + (\gamma_0 + \gamma V) l_0]. \quad (17)$$

Die Werte der Koeffizienten in dieser Gleichung sind in Tabelle 5 zusammengestellt.

Eine Analyse der Einflußkoeffizienten in der empirischen Gleichung für den Spannungsfall (vergl. (1), (3) und (17)) ermöglichte es die durch Veränderung des Elektrodenabstandes

l_0 verursachte Spannungsänderung zu ermitteln. Sie beträgt für Argon und für typische Arbeitsbedingungen ($I=200$ A, $V=20$ l/min, $D=4$ mm)

$$\frac{\partial U}{\partial l_0} = 1,2 \frac{V}{\text{mm}} \quad (18)$$

wobei der Einfluß des Düsendurchmessers und der Gasdurchflußmenge

$$\frac{\partial U}{\partial D} = 1,0 \frac{V}{\text{mm}}, \quad (19)$$

$$\frac{\partial U}{\partial V} = 0,3 \frac{V}{\text{l/min}} \quad (20)$$

betragen.

In der Düse die die Gasstabilisation gewährleistet und gleichzeitig die Anode bildet entstehen infolge der Kühlung Wärmeverluste, die mit der Düsenlänge zunehmen. In diesem Zusammenhang dürfte die Düsenlänge die, von den Arbeitsbedingungen abhängige, maximale Entladungslänge nicht überschreiten. Die Entladungslänge kann in Plasmastrahlerzeugern mit segmentierter Düse genau bestimmt werden. In einfachen Plasmastrahlerzeugern wird sie lediglich nach den Spuren des Anodenansatzes geschätzt. Diese Größe kann außerdem in Anlehnung an experimentelle Meßergebnisse berechnet werden. Die Resultate solcher Berechnungen sind für einen Düsendurchmesser $D=4$ mm (vergl. [10]) in Abb. 26 dargestellt.

Die Messungen der durch Kühlwasser abgeführten Wärmeenergie Q_A bei verschiedenen Düsenlängen L führten zur Bestimmung des Faktors dQ_A/dL der als Funktion der Stromstärke in Abb. 27 dargestellt ist (vergl. [10]). Die Diagramme lassen erkennen, daß Q_A vom Gasverbrauch wenigstens im Bereich $10 \leq V \leq 30$ l/min unabhängig ist. Diese Funktion kann in Form der empirischen Gleichung

$$\frac{dQ_A}{dL} = c_0 + c_1 I + c_3 I^3 \quad (21)$$

ausgedrückt werden. Für Argon bei $D=4$ mm und $10 \leq V \leq 30$ l/min gelten die Werte $c_0=13$ W/mm, $c_1=0,08$ V/mm und $c_3=10^{-6}$ V/A² mm.

Unter Berücksichtigung von (21) wird Gleichung (10) in einer verallgemeinerten Form

$$q = \frac{A + (a_0 + U_A + \alpha V) I - (c_0 + c_1 I + c_3 I^3) L}{G} \quad (22)$$

dargestellt. Sie ermöglicht es den Einfluß der Düsenlänge auf die mittlere Gasstrahlenergie, welche mit zunehmender Düsenlänge linear abnimmt, zu schätzen.

Unabhängig von der Herabsetzung der durch das Gas mitgeführten Energie findet längs der Düse außerhalb des Anodenansatzes eine Abnahme der maximalen Gastemperatur statt. Dieses ist durch die turbulente Mischung und den Ausgleich der Temperaturverteilung verursacht. Die Intensität dieses Prozesses hängt von dessen Dauer d.h. vom Verhältnis des Mischungsweges zur Gasgeschwindigkeit ab. Der Einfluß des Gasverbrauches auf die Elektronenkonzentration in der Strahlmitte, die bis $T=15\,000^\circ\text{K}$ als ein Temperaturmaß dienen kann ist aus dem Diagramm in der Abb. 28 (nach [18]) ersichtlich.

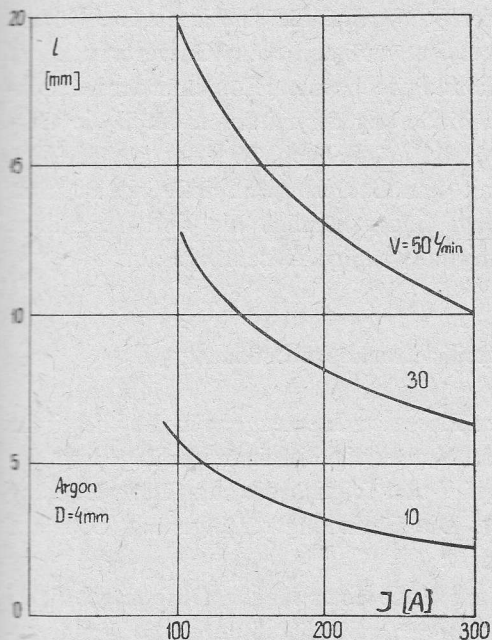


Abb. 26. Abhängigkeit der Entladungslänge und der Stromstärke für verschiedenen Gasverbrauch

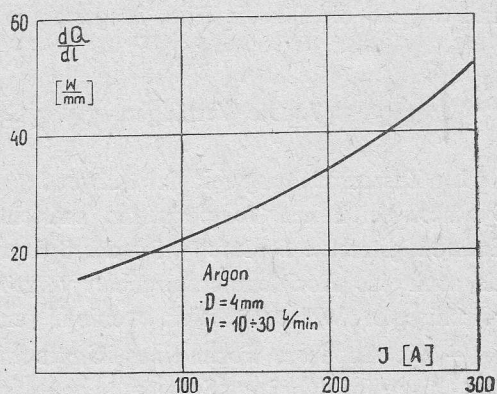


Abb. 27. Wärmestrom bezogen auf Düsenlängeneinheit

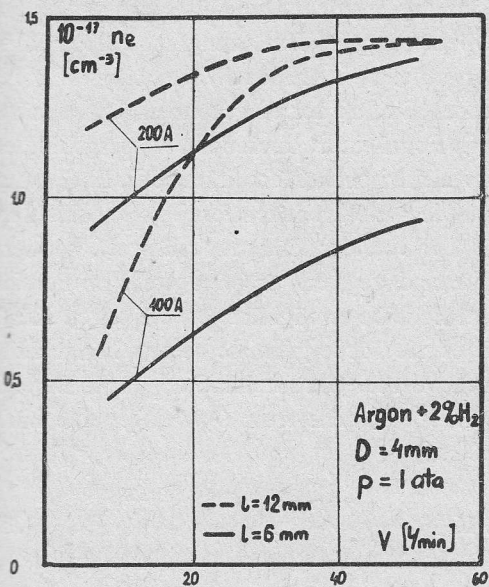


Abb. 28. Einfluß des Gasverbrauchs auf die Elektronenkonzentration in der Düsenmündung

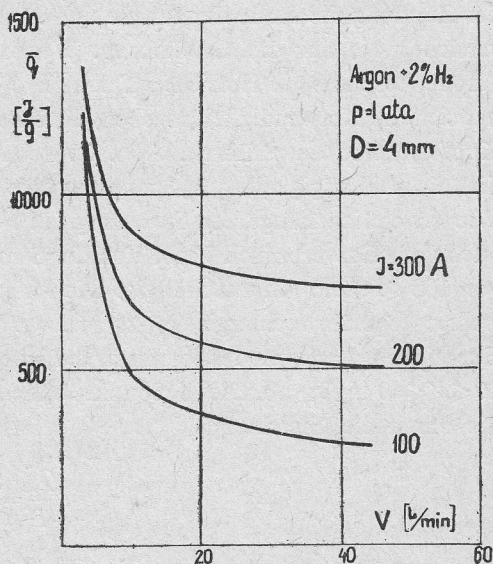


Abb. 29. Abhängigkeit der mittleren auf Gas-masseneinheit bezogenen Energie vom Gasverbrauch und von der Stromstärke

Die Elektronenkonzentration n_e nimmt in der Strahlmitte für eine konstante Düsenlänge mit der Gasdurchflußmenge zu und fällt bei unveränderlichem Gasverbrauch mit der Düsenlänge ab. Die bei der Gasverbrauchserhöhung beobachtete Zunahme der maximalen Temperatur im Gasstrahl wird von der Verminderung der mittleren durch die Gasmasseneinheit mitgeführten Energie q begleitet, wie es die Abb. 29 zeigt (vergl. [18]). Der Einfluß der Düsenlänge muß zusammen mit dem Gasverbrauchseinfluß in Betracht genommen werden. Von der Gasdurchflußmenge hängt nämlich die Entladungslänge und folglich die für die Entladungsstabilisierung notwendige Düsenlänge ab.

7. Die Verlängerung der Gasstabilisierten Bogenentladung

Im Zusammenhang mit der Anwendung der Plasmastrahlerzeuger für die chemische Synthese bei hohen Temperaturen entsteht die Notwendigkeit einer Verlängerung der Entladungstrecke. Dadurch wird der Spannungsfall und folglich die zugeführte Leistung als auch das Hochtemperaturgebiet vergrößert. Die Entladungsverlängerung kann auf verschiedene Weise realisiert werden, und zwar:

- die Anode in Form eines Ringes wird am Ende einer langen Düse angeordnet. Die Düse wird dabei aus Segmenten gefertigt wodurch ein Stromfluß durch die Wand verhindert wird.

- die Anode ist separat ausgeführt und die Entladung findet außerhalb der kurzen, stabilisierenden Düse, statt.

Im IMP PAN wurden Untersuchungen des zweiten Falles durchgeführt (vergl. [19]). Dazu wurde ein typischer Plasmastrahlerzeuger angewendet. Die Düse spielt während der Zündung die Rolle der Anode und nach Übersprung der Entladung zur Außenanode versichert sie nur die Gasführung. Wegen der beachtlich großen Wärmebelastung der Anode, besonders in Hinsicht auf den oxydierenden Einfluß der umgebenden Atmosphäre, hat sich die Notwendigkeit ergeben, die Anode in Form einer rotierenden wassergekühlten Kupferscheibe auszuführen. Abb. 30 zeigt die elektrischen Kennlinien der Entladung, die die Abhängigkeit des Spannungsfalls von der Elektrodenentfernung l darstellen. Wie ersichtlich hängt der Spannungsfall nicht nur von der Entladungslänge l , sondern auch vom Gasverbrauch V ab. Von der Stromstärke dagegen ist er (wenigstens im Bereich von $100 \leq I \leq 200$ A), unabhängig. Die rotierende Scheibe ermöglichte es, die durch Kühlwasser abgeführte Energie Q_A , zu messen. Wie es die Meßergebnisse zeigen, hängt diese Energie sehr stark von der Stromstärke I , aber nicht von der Gasdurchflußmenge (im Bereich $10 \leq V \leq 40$ l/min) ab. Die Meßpunkte bilden im Koordinatensystem Q_A/I und l eine Linie die durch die Gleichung

$$\frac{Q_A}{I} = c + Kl^n \quad (23)$$

wiedergegeben ist (vergl. Abb. 31). Hierbei sind c , K und n konstante Koeffizienten. Bei Verkürzung der Entladungstrecke geht (23) in (5) über und demzufolge gilt

$$c = U_A \quad (24)$$

Die übrigen Koeffizienten nehmen für Argon als Arbeitsgas und Luft als Umgebungsatmosphäre, die Werte

$$K = 0,9 \frac{V}{\text{mm}^n} \quad (25)$$

und

$$n = 0,5 \quad (26)$$

an.

Wie es aus der Gestalt der Gleichung (23) hervorgeht setzt sich die thermische Belastung der Scheibe aus der einströmenden Elektronenenergie (wie bei innerer Entladung) und aus einem beachtlichen Teil der in der Plasmasäule ausgelösten Energie, deren Anteil eine entscheidende Rolle spielt, zusammen.

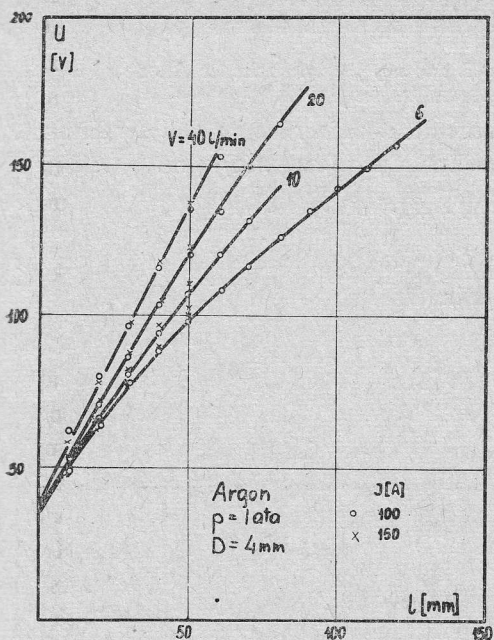


Abb. 30. Abhängigkeit des Spannungsfalls von der Entladungslänge für verschiedenen Gasverbrauch bei Scheibenanode

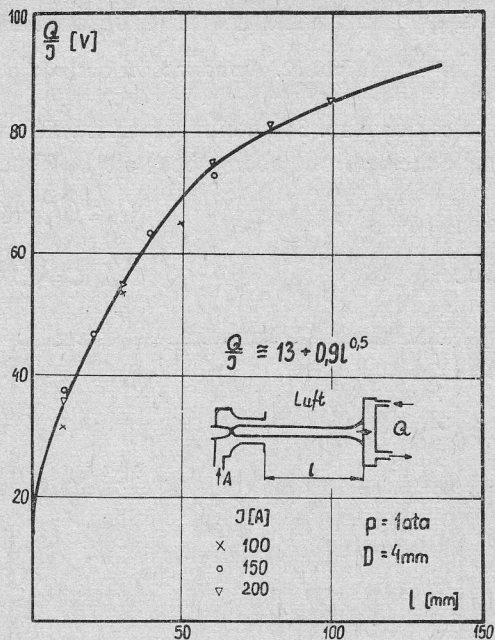


Abb. 31. Abhängigkeit des Quotienten der abgeführten Wärme und der Stromstärke von Entladungslänge

Zur Herabsetzung der thermischen Anodenbelastung wurde die Entladung zu einer seitlich angeordneten Scheibe oder zu einer gekühlten seitlichen zylindrischen Elektrode, realisiert. Dabei hat man eine bedeutende Verlängerung der strahlenden Plasmafackel beobachtet (vergl. Abb. 32). In Abb. 33 wurde die Abhängigkeit des Spannungsfalls von der Entladungslänge für diesen Fall dargestellt. Sie unterscheidet sich nur wenig von den in Abb. 30 dargestellten Kennlinien.

Wie es die Messungen nachgewiesen haben hängt der Wärmestrom zur seitlich angebrachten Anode nicht von der Entladungslänge sondern nur von der Stromstärke ab,

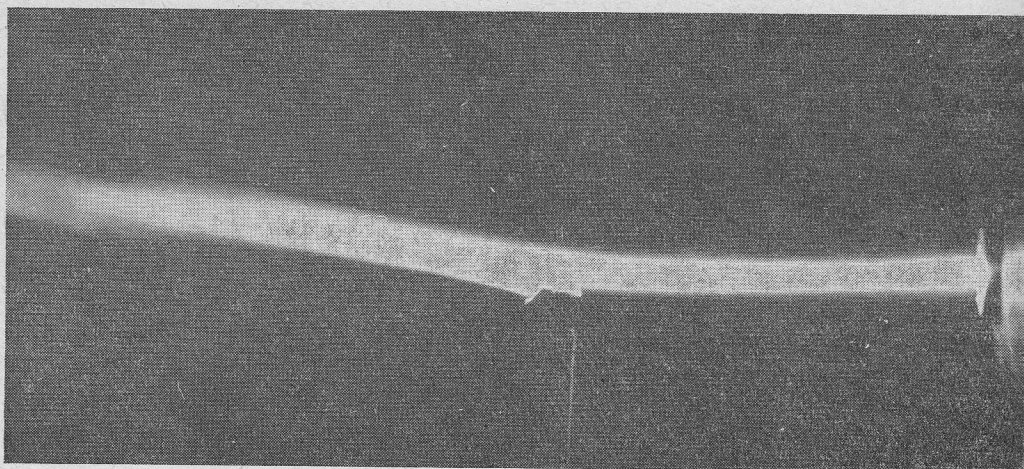


Abb. 32. Aufnahme der ausgedehnten Entladung bei zylindrischer Anode

wie es der Abb. 34 zu entnehmen ist. Er ist bedeutend kleiner als im Fall der Entladung zur Scheibenfront aber größer als bei innerer Entladung (vergl. (5)) und beträgt

$$Q_A \cong (U_A + CV)I + 400 \text{ [W]} \quad (27)$$

wobei
$$C = 0,14 \frac{\text{V}}{\text{l/min}} \text{ gilt.} \quad (28)$$

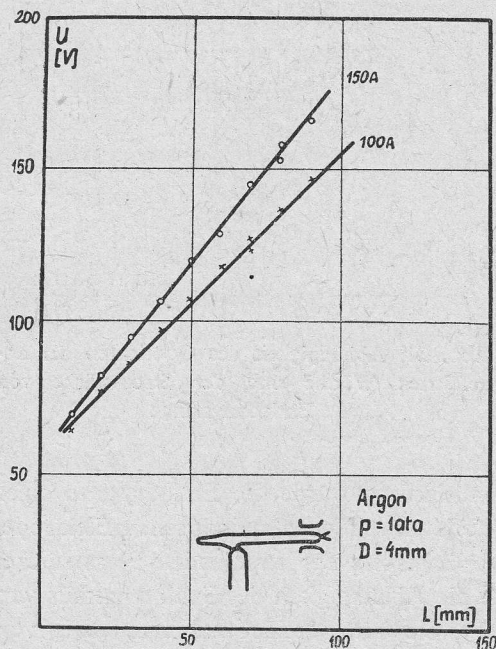


Abb. 33. Abhängigkeit des Spannungsfalls von der Entladungslänge bei zylindrischer Anode

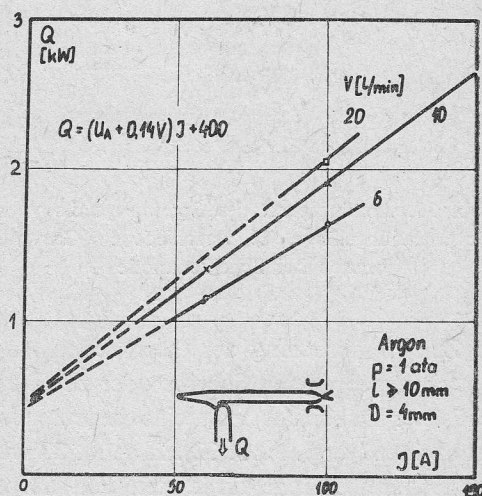


Abb. 34. Abhängigkeit der abgeführten Kühlwärme von der Stromstärke bei zylindrischer Anode

Durch wesentliche Erhöhung der zugeführten Leistung war in dieser Anordnung eine bessere Energieausnutzung möglich. Der Wirkungsgrad, gegeben durch

$$\eta = 1 - \frac{U_A + CV + \frac{400}{I}}{U} \quad (29)$$

nimmt mit steigendem Spannungsfall oder mit steigender Entladungslänge zu. Für den Fall einer stationären Anode wurden zur Herabsetzung ihrer lokalen thermischen Belastung und zur Verhinderung der Materialzerstörung erste erfolgreiche Versuche mit der periodischen Bewegung des Anodenansatzes mit Hilfe eines zeitveränderlichen Magnetfeldes durchgeführt. Weitere Untersuchungen der Wirksamkeit dieser Methode werden fortgesetzt mit der Absicht quantitative Abhängigkeiten zu bestimmen.

8. Die Erwärmung von festen makroskopischen teilchen im Plasmastrahl

Feste makroskopische Teilchen werden in den Plasmastrahl im Zusammenhang mit der Erzeugung von Schutzschichten, der Sphäroidisation und dem Gewinnen von Metallen aus Erzen eingeführt. Das Grundproblem liegt also in der geeigneten Teilchenerwärmung. Diese wird durch folgende Bedingungen beeinflusst:

- die Stelle und Art der Teilcheneinführung,
- den Gasverbrauch,
- die Stromstärke,
- die Gasart,
- die Teilchengröße.

Im IMP PAN sind zwei verschiedene Dosierungsanordnungen für feste Teilchen entwickelt worden. In einer wurde die Fluidisationserscheinung ausgenutzt die andere stellte eine rein mechanische Anordnung dar und diese zeigte sich günstiger. Ihre Wirkungsweise ist der Abb. 35 zu entnehmen. Das Ziel der gleichzeitig geführten theoretischen Analyse der Teilchenerwärmung im Plasma war die Bestimmung der Zeitlänge, welche zur Erwärmung bis zur Schmelztemperatur notwendig ist (vergl. [20]). Es ergab sich dabei, daß die Erwärmungszeit Θ bedeutend kürzer als die zur Teilchenbeschleunigung bis zur Gasgeschwindigkeit notwendige Zeit τ , ist. Das Verhältnis dieser Zeiten kann unter einigen vereinfachenden Annahmen (vergl. [20]) durch die Abhängigkeit:

$$\frac{\Theta}{\tau} = \frac{3Pr}{Nu} \frac{c_{\text{Teil}}}{c_{\text{Plas}}} = \frac{c_{\text{Teil}}}{c_{\text{Plas}}} \ll 1 \quad (30)$$

wiedergegeben werden. Hierbei bedeuten: Pr – Prandtl-Zahl, Nu – Nusselt-Zahl, c_{Teil} – spezifische Wärme des Teilchenmaterials, c_{Plas} – spezifische Wärme des Gases, Θ – Relaxationszeit für die Erwärmung, τ – Relaxationszeit für die Beschleunigung.

Wie aus (30) hervorgeht, zur Herabsetzung der notwendigen Erwärmungszeit sollten als Arbeitsmedien Gase mit hoher spezifischer Wärme angewendet werden. Die zur voll

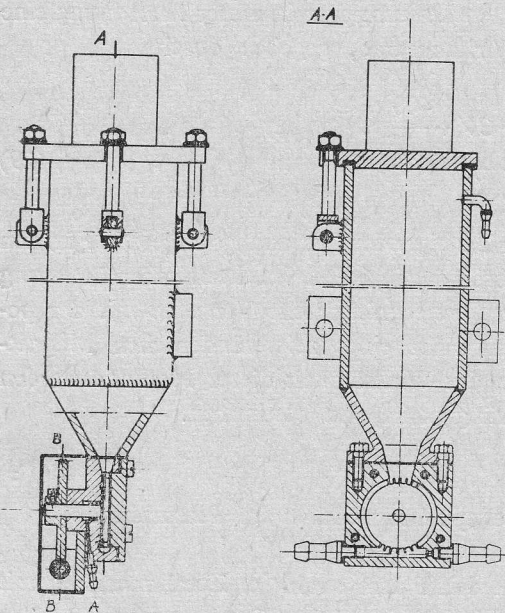


Abb. 35. Konstruktion der Staubdosierungsanordnung

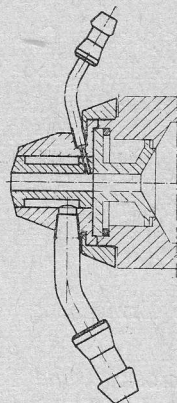


Abb. 36. Plasmastrahlerzeugeransatz zur Einführung von makroskopischen, festen Teilchen (Material in Staubform)

kommenen Schmelzung eines Teilchens notwendige Zeit kann unter Zuhilfenahme der in [20] bestimmten Abhängigkeit

$$\psi \left[1 - \left(\frac{r}{R} \right)^3 \right] = t \quad (31)$$

ermittelt werden. Hierbei bedeuten: R – Teilchenradius, r – Radius der Schmelzgrenze. Der Koeffizient ψ , gegeben durch:

$$\psi = \frac{\rho q_{\text{Sch}} R}{1,5 Nu (T_{\text{Plas}} - T_{\text{Sch}})}, \quad (32)$$

wobei ρ – Dichte des Teilchenmaterials, q_{Sch} – Schmelzwärme des Teilchenmaterials, T_{Sch} – Schmelztemperatur des Teilchenmaterials, T_{Plas} – Gastemperatur bedeuten, erhält sehr niedrige Werte (z.B. für Al_2O_3 $\psi = 2 \cdot 10^{-4}$) und demzufolge sind auch die Schmelzzeiten sehr kurz.

Die theoretische Analyse gibt wegen der vereinfachenden Annahmen und der Vernachlässigung einiger Faktoren nur angenäherte Ergebnisse. Die durchgeführten Experimenten (vergl. [21]) bei Anwendung eines typischen Plasmastrahlerzeugers (vergl. Abb. 36) haben gezeigt, daß befriedigende Resultate für:

- Düsenlänge $L = 30$ mm und Düsendurchmesser $D = 4$ mm,
- Argon mit 10%-tigem Wasserstoffzusatz (Volumenanteil) als Arbeitsgas,
- Gasverbrauch $V = 20 \div 30$ l/min,
- Stromstärke $I = 300$ A,
- Abstand $y = 80$ mm

erreicht wurden. Das Ziel weiterer beabsichtigter Versuche ist hauptsächlich die experimentelle Optimalisierung des Schichtbildungsverfahrens durch die Wahl entsprechender Parameter für verschiedene Schicht- und Unterlagematerialien.

9. Temperaturbestimmung im Plasmastrahlerzeuger

Die in Plasmastrahlerzeugern erreichten Temperaturen überschreiten gewöhnlich den Wert $T=15\,000^\circ\text{K}$ und zeigen eine große Verteilungsinhomogenität. Für den in Frage kommenden Meßbereich haben sich zur Temperaturbestimmung spektroskopische Methoden als am zweckmässigsten erwiesen. Vom Gesichtspunkt der Meßbedingungen und des für die Bearbeitung der Meßergebnisse notwendigen Arbeitsaufwandes eignen sich zur praktischen Anwendung nur einige von ihnen: und zwar die Methoden (vergl. [22]): der Kontinuumintensität, der Verbreiterung der H_β -Linie und des Intensitätsverhältnisses gewählter Spektrallinien. Derartige Messungen sind jedoch mit großen Schwierigkeiten verbunden die im wesentlichen auf Folgendes zurückzuführen sind:

- inhomogene Parameterverteilung im Gasstrahl,
- ungenaue Kenntnis der Schichtdicke, die nur näherungsweise geschätzt werden kann,
- ungünstiger Einfluß des Wasserstoffzusatzes,
- ungenaue Kenntnis der konstanten Zahlenwerte die nach den Literaturangaben voneinander stark abweichen und nur für wenige Spektrallinien (Gase) als sicher angenommen werden können.

Für die Temperaturmessung aus dem Absolutwert der Kontinuumintensität ε nach Gleichung

$$\varepsilon \sim \xi \frac{n_e^2}{T^{1/2}} \quad (33)$$

sind sowohl Apparatureichung als auch die Bestimmung der Gasschichtdicke bzw. der Intensitätsverteilung notwendig. Um die Eichung der optischen Anordnung zu vermeiden und den Meßvorgang möglichst zu vereinfachen wurde zur Messung der Kontinuumintensität ein gewöhnliches optisches Glühfadenpyrometer ausgenutzt (vergl. [23]). Auf diese Weise konnten die Messungen schnell und einfach durchgeführt werden jedoch waren die Meßergebnisse mit zusätzlichen Meßfehlern behaftet. Dabei war es günstig, daß die Pyrometerwellenlänge $\lambda=0,65\,\mu$ im Kontinuumbereich mit nahezu konstanter Intensität liegt. Einige Vorteile gegen die Methode der Kontinuumintensität bietet die Methode der Starkverbreiterung von Wasserstoff-Spektrallinien. Für den betreffenden Parameterbereich hat sich dabei die H_β -Linie als die günstigste erwiesen. Der Zusammenhang zwischen der Linienbreite $\Delta\lambda_{1/2}$ und der Elektronenkonzentration n_e hat die Form:

$$n_e \sim \Delta\lambda_{1/2}^{3/2}. \quad (34)$$

Da es sich hierbei um Relativmessung der Linienintensität handelt fällt sowohl die Notwendigkeit der Apparatureichung und der Schichtdickebestimmung als auch Schwierig-

keiten mit der Unsicherheit der konstanten Koeffizientenwerten ab. Außerdem kann diese Methode für ein beliebiges Gas angewendet werden, jedoch unter der Bedingung, daß es Wasserstoff enthält (dabei sind schon 2% Volumengehalt ausreichend) und keine eigene Spektrallinien im Bereich der ausgenutzten Wasserstofflinie besitzt. Oft ist jedoch der Wasserstoffzusatz unerwünscht weil er die gemessenen Parameterwerte merklich beeinflussen kann (vergl. [24]).

Der Anwendungsbereich der beiden Methoden die zu Temperaturwerten über die Elektronenkonzentrationsmessung führen ist von oben begrenzt. Dieses geht aus dem Verlauf der Elektronenkonzentration mit der Temperatur hervor. Für Argon bei Atmosphärendruck liegt die obere Grenze der meßbaren Elektronenkonzentration bei $n_e = 1,9 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, was der Temperatur $T = 15\,500^\circ\text{K}$ entspricht (vergl. Abb. 37). Die

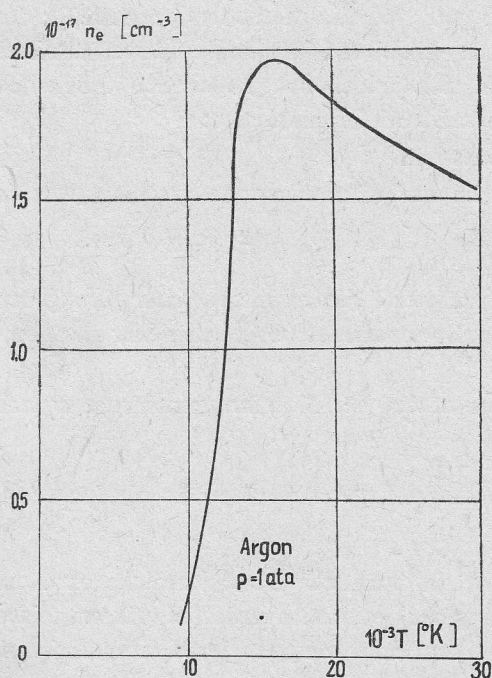


Abb. 37. Abhängigkeit der Elektronenkonzentration von der Temperatur für Argon

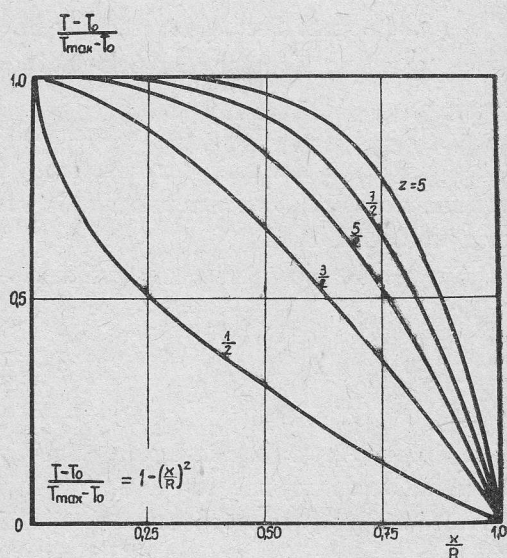


Abb. 38. Angenommene Temperaturverteilungen im Plasmastrahl

Linienbreite hängt exponentiell von der Temperatur ab. Demzufolge nähert sich die in der Strahlmitte gemessene Linienbreite dem Wert welcher der Maximaltemperatur entspricht. Der Einfluß der Temperaturverteilung wurde unter Annahme verschiedener parabelförmigen Verteilungen (vergl. Abb. 38) rechnerisch ermittelt (vergl. [25]). Die Resultate dieser Berechnungen sind als Diagramme in Abb. 39 dargestellt. Wie ersichtlich liegt der Fehler der Temperaturmeßwert in Abhängigkeit von der Form der Verteilungsfunktion für die Exponenten $1/2 \leq z \leq 5$ im Bereich von 5 – 20%. Dieser Fehler kann durch entsprechende Korrektur der gemessenen Werte auf einfache Weise berücksichtigt werden.

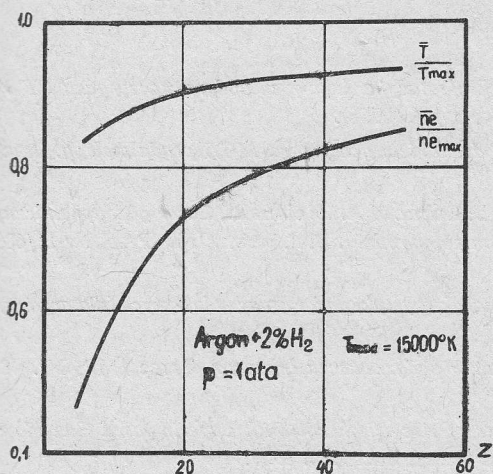


Abb. 39. Abweichungen der ermittelten Temperatur und Elektronenkonzentration von ihren Maximalwerten

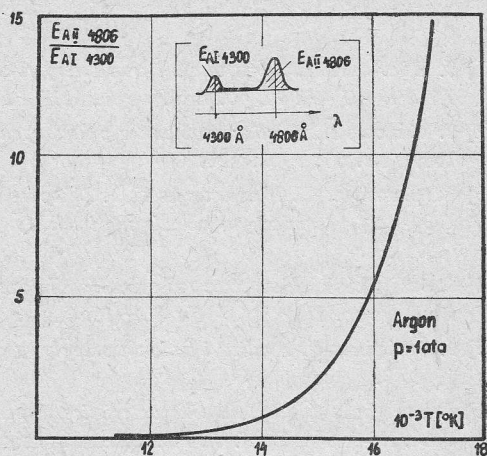


Abb. 40. Abhängigkeit des Intensitätsverhältnisses gewählter Argon-Spektrallinien von der Temperatur

Besteht die Notwendigkeit höhere Temperaturwerte ($T \geq 15\,000^\circ\text{K}$) zu messen, müssen andere Meßmethoden angewendet werden und zwar solche, die sich auf der Messung integraler absoluter oder relativer Linienintensitäten stützen. Der Emissionskoeffizient einer Spektrallinien ist eine empfindliche Funktion der Temperatur, wie es aus dem berechneten Verlauf dieser Funktion für Argonlinien (AI und AII) die in Abb. 40 dargestellt sind, hervorgeht. Jedoch ist für diese Messungen sowohl die Apparatureichung mit Hilfe eines Vergleichsstrahlers als auch die Bestimmung der Intensitätsverteilung im Gasstrahl unumgänglich.

10. Schlußfolgerungen

Die vorgeführten Resultate der Untersuchungen von Plasmastrahlerzeuger sind Effekte 10-jähriger Forschung auf diesem Gebiet. Ausführliche Berichte über die Ergebnisse wurden in entsprechenden Veröffentlichungen angegeben. Im allgemeinen sind einige Modelle der Plasmastrahlerzeuger mit innerer Entladung für verschiedene Zwecke vorgesehen, entwickelt und unter Anwendung geeigneter spezieller Meßmethodik untersucht worden. Die gesammelten Erfahrungen haben ermöglicht Konstruktionsrichtlinien zu formulieren die die Optimalisierung gewährleisten.

Diese Arbeiten werden im grösseren Bereich fortgesetzt und zwar in Verbindung mit solchen Anwendungen wie die chemische Synthese bei hohen Temperaturen und die metallurgischen Prozesse. Als Grundprobleme in diesem Zusammenhang erscheinen hier: die Erhöhung der Leistung, die Ausdehnung der Entladung und die Anwendung verschiedener Arbeitsgase eventuell mit Suspension von festen, makroskopischen Teilchen.

- [23] G. Senski, *Wyznaczanie przy pomocy pirometru optycznego zależności intensywności kontinuum widmowego strumienia plazmy od gęstości elektronów*. Biul. wewn. IMP PAN Nr 446 (1966).
Bestimmung der Elektronendichte im Argonplasmastrahl mit Hilfe des optischen Pyrometers. Prace IMP, Nr. 46, 1968, 155.
- [24] J. Śmigielski, *Einfluß des Wasserstoffzusatzes auf die Kennwerte eines Plasmastrahlerzeugers und auf die Parameter des Plasmastrahls*. Prace IMP, Nr. 46, 1969, 61.
- [25] H. Szczepańska, *Teoretyczna analiza wpływu nierównomierności rozkładu temperatury w strumieniu zjonizowanego gazu na mierzoną szerokość linii H_{β}* . Biul. wewn. IMP PAN Nr 606 (1968).

Badanie przepływu gazu w podgrzewaczu łukowym

Streszczenie

Praca stanowi przegląd badań podgrzewaczy łukowych typu technologicznego opracowanych w IMP PAN w ubiegłych 10 latach.

Przedstawione rezultaty dotyczą:

- badań charakterystyk elektrycznych i cieplnych,
- analizy warunków granicznych w przepływającym gazie z doprowadzaniem energii i jonizacją,
- analizy i badań doświadczalnych przepływu wirowego przez dyszę,
- badań wpływu parametrów konstrukcyjnych na charakterystyki podgrzewaczy,
- wstępnych badań wprowadzania i ogrzewania makroskopowych cząstek stałych w gazie o wysokiej temperaturze,
- wstępnych badań wyładowania wydłużonego, stabilizowanego przepływającym gazem,
- adaptacji spektroskopowych metod diagnostycznych do określania temperatury gazu w podgrzewaczu łukowym.

W wykazie literatury wyszczególniono publikacje i opracowania zawierające bliższe dane dotyczące przeprowadzonych badań i ich rezultatów.

Investigations of Gas Flow in Plasma Torch Jet

Summary

The paper reviews the investigations of plasma arc-heaters developed for technological purposes by IMP PAN over the period of last ten years.

The results presented concern:

- the investigations of electrical and thermal characteristics,
- the analysis of limiting conditions in the flow of gas with the addition of heat as well as with ionization,
- the analysis and experimental research of swirl flow through a nozzle,
- the investigations of the influence of design parameters on the arc-heater characteristics,
- the preliminary investigations of introducing and heating macroscopic solid particles in a high temperature gas stream,
- the preliminary investigations of extended, gas-stabilized, arc discharge,
- the application of spectroscopic diagnostic methods for determining the temperature in the plasma torch jet.

The list of references indicates the papers and reports containing detailed information on the investigations carried out and their results.

Исследование течения газа в дуговом подогревателе

Резюме

В работе делается обзор исследований дуговых подогревателей технологического типа, разработанных в Институте проточных машин ПАН в течение минувших 10 лет.

Представленные результаты касаются:

- исследований электрических и тепловых характеристик,
- анализа предельных условий в газе, протекающем с подводом тепла и ионизацией,
- анализа и экспериментальных исследований вихревого течения через сопло,
- исследований влияния конструкционных параметров на характеристики подогревателей,
- предварительных исследований введения и обогревания макроскопических твердых частиц в газе высокой температуры,
- предварительных исследований удлиненной разрядки, стабилизированной протекающим газом,
- присвоения спектроскопических диагностических методов для определения температуры газа в дуговом подогревателе.

В перечне литературы приведены публикации и отчеты, содержащие более подробные данные, касающиеся проведенных исследований и их результатов.