

Trenndüsentrömung in umgelenkten Gasstrahlen

Von E. W. BECKER, H. BURGOFF und J. GSPANN

Aus dem Kernforschungszentrum Karlsruhe, Institut für Kernverfahrenstechnik
der Technischen Hochschule

(Z. Naturforsch. 16 a, 955—960 [1961]; eingegangen am 18. Juli 1961)

Beim Trenndüseneffekt besteht ein Zusammenhang zwischen der Umlenkung der Stromlinien des Überschallstrahls und der Entmischung. Bei der freien Expansion eines bestimmten Gases kann die Umlenkung der Stromlinien nur durch das Expansionsverhältnis beeinflußt werden. Da das mögliche Expansionsverhältnis bei einer praktischen Anwendung des Verfahrens aus wirtschaftlichen Gründen beschränkt ist, wird der Einfluß einer mechanischen Umlenkung des Strahls im Raum zwischen Düse und Abschäler auf den räumlichen Verlauf der Entmischung und auf die spezifischen Aufwandsgrößen untersucht.

In einer Reihe von Arbeiten wurde gezeigt^{1—5}, daß bei frei expandierenden Überschallstrahlen eine teilweise räumliche Entmischung verschieden schwerer Gaskomponenten eintritt. Der Effekt ist hauptsächlich für die Entmischung der Uranisotope von praktischem Interesse³.

Die Entmischung läßt sich zum überwiegenden Teil auf die Druckdiffusion in dem bei der Expansion auftretenden Druckgefälle zurückführen^{2, 6, 6a, 6b, 7}. In unmittelbarer Nähe der Düsenmündung ist das Druckgefälle von innen nach außen gerichtet, weshalb sich in diesem Strahlbereich eine Anreicherung der leichten Komponente im Strahlmantel einstellt. In größerer Entfernung von der Düsenmündung kann sich die Richtung des Druckgefäßes infolge einer Überexpansion des Strahles umkehren, wodurch auch das Vorzeichen der Entmischung wechselt kann^{4b, 5}.

Da das für die Entmischung maßgebliche Druckgefälle gleichzeitig eine Umlenkung der Stromlinien bewirkt, besteht ein Zusammenhang zwischen der Umlenkung der Stromlinien und der Entmischung^{6a, 7}. Bei der freien Expansion eines bestimmten Gases kann die Umlenkung der Stromlinien nur durch das Expansionsverhältnis beeinflußt werden. Das mögliche Expansionsverhältnis ist jedoch bei einer praktischen Anwendung des Verfahrens aus wirtschaftlichen Gründen beschränkt. Nun läßt sich die Stromlinienumlenkung aber durch ein dem Strahl ent-

gegengestelltes Hindernis steigern. Es kann daher erwartet werden, daß durch ein solches Hindernis auch die mit einem bestimmten Expansionsverhältnis erreichbare Entmischung vergrößert wird⁶. Ein praktischer Erfolg in dieser Richtung wurde bereits früher durch die verstärkte Umlenkung der Stromlinien beim Rückstau des Kerngases im Abschäler erzielt². In der vorliegenden Arbeit sollte untersucht werden, welchen Einfluß eine mechanische Umlenkung des Strahls im Raum zwischen Düse und Abschäler auf den räumlichen Verlauf der Entmischung und auf die spezifischen Aufwandsgrößen hat.

Eine theoretische Berechnung der entsprechenden Effekte ist kaum möglich, da der Einfluß der bei der künstlichen Umlenkung einer Überschallströmung zu erwartenden Verdichtungsstöße⁸ und der verstärkte Einfluß sowohl der zähen Reibung als auch einer eventuellen Turbulenz nicht zu übersehen sind.

Abb. 1 zeigt das Schema des Trennelementes für die Versuche mit umgelenkten Gasstrahlen: Das Gas expandiert von einem Druck p_B durch die aus dem Blech D und dem Umlenuprofil U gebildete schlitzförmige Düse auf einen Druck p_F . Der durch die Düse tretende Molstrom L wird von dem aus dem Umlenuprofil U und dem Blech F gebildeten Abschäler in einen Mantelstrom ϑL und einen Kernstrom $(1 - \vartheta) L$ zerlegt und unter den Drucken p_F bzw. p_G abgesaugt.

¹ E. W. BECKER, K. BIER u. H. BURGOFF, Z. Naturforsch. 10 a, 565 [1955].

² E. W. BECKER, W. BEYRICH, K. BIER, H. BURGOFF u. F. ZIGAN, Z. Naturforsch. 12 a, 609 [1957].

³ E. W. BECKER u. R. SCHÜTTE, Z. Naturforsch. 15 a, 336 [1960].

^{4a} J. W. EERKENS, B. SEHGAL u. L. GROSSMANN, Univ. of California, HE 150—162, June 2, 1958.

^{4b} P. C. WATERMAN u. S. A. STERN, J. Chem. Phys. 31, 405 [1959].

⁵ K. BIER, Z. Naturforsch. 15 a, 714 [1960].

⁶ F. ZIGAN, Dissertation, Marburg 1958.

^{6a} G. NARDELLI u. A. REPARAI, Energia Nucleare 5, 247 [1958].

^{6b} H. MIKAMI u. Y. OYAMA, persönl. Mitteilung.

⁷ F. ZIGAN, Theoretische Untersuchungen zum Trenndüseneffekt, erscheint demnächst.

⁸ Der Einfluß von Verdichtungsstößen auf die Entmischung wurde für den Fall der freien Expansion in den zitierten^{4a, 5} Arbeiten untersucht.



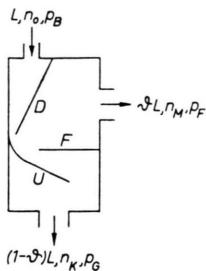


Abb. 1.
Schema des Trennelementes
für die Versuche mit
umgelenkten Gasstrahlen.

Bezeichnet man bei einem binären Isotopengemisch die Molenbrüche des leichten Isotops im Mantel- und Kerngas mit n_M bzw. n_K , so ist der Trennfaktor A definiert durch

$$A = \frac{n_M}{1-n_M} \cdot \frac{1-n_K}{n_K}.$$

Wenn A nur wenig von 1 abweicht, führt man zweckmäßig die Größe $\varepsilon_A = A - 1$ ein, die Elementareffekt der Trennung genannt wird.

1. Aufbau des Trennelementes und Durchführung der Versuche

Abb. 2 zeigt eine perspektivische Darstellung des Trennsystems, das bei der Untersuchung des räumlichen Verlaufs der Strömung und der Entmischung verwendet wurde. Das Gas gelangt durch die Zuführung G in den Düsenraum, der vom Düsenkörper B mit dem aufgeschaubten Umlenkprofil U , dem Düsenblech D , der hinteren Seitenwand S_1 und der nicht gezeigten

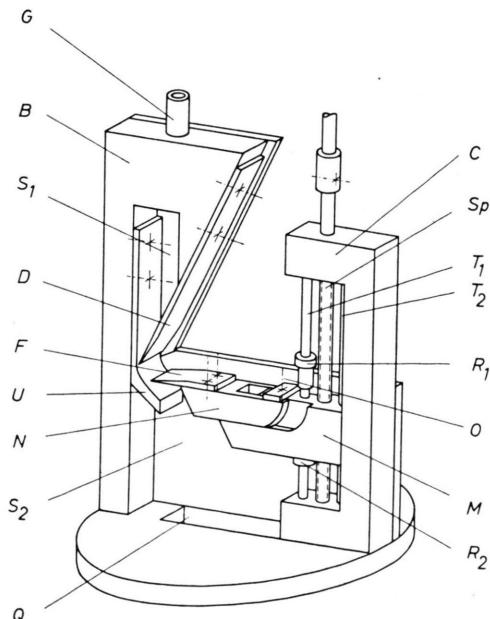


Abb. 2. Schrägriss des Trennsystems mit variabler Geometrie.

vorderen Seitenwand gebildet wird. Der Düsenkörper B und der Führungsrahmen C des Abschälerschlittens sind unverrückbar durch die aufgelöste hintere Seitenwand S_2 verbunden. Die übrigen Seitenwände des Düsen- und Abschälerraumes sind abnehmbar. Die Düsenweite kann durch Verschieben des Düsenbleches D und des Umlenkprofils U auf den gewünschten Wert eingestellt werden, der bei abgenommenen Seitenwänden unter dem Mikroskop gemessen wird. Das Abschälblech F wird von einem Schlitten N getragen, der seitlich auf einer Schiene M gleiten kann und durch die Schraube O so arretiert wird, daß sich die gewünschte Horizontalentfernung zwischen Düsen- und Abschälerschneide ergibt. Die Vertikalentfernung zwischen Düsen- und Abschälerschneide läßt sich durch Drehen der Feingewindespindel Sp (Ganghöhe 0,5 mm) kontinuierlich verändern. Dabei gleitet die Schiene M am Rahmen C und an den beiden Führungsstäben T_1 und T_2 . Die von T_1 getragenen Ringe R_1 und R_2 schränken die vertikale Beweglichkeit des Abschälers ein und dienen als Bezugsmarken für die Einstellung der Vertikalentfernung zwischen Düsen- und Abschälerschneide.

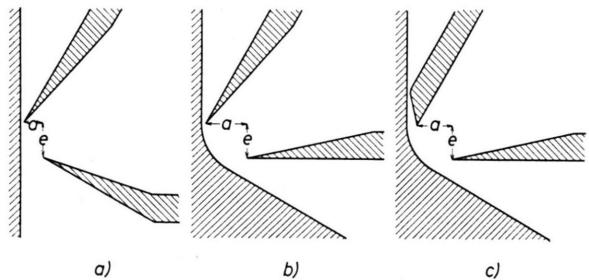


Abb. 3. Die bei der Untersuchung des räumlichen Verlaufs der Strömung und der Entmischung im Trennsystem mit variabler Geometrie verwendeten Kombinationen von Düse, Abschäler und Führungsprofil.

Die untersuchten Kombinationen von Düse, Abschäler und Führungsprofil sind aus Abb. 3 a – 3 c ersichtlich. Es wurden eine konvergente Düse (Abb. 3 a und 3 b) und eine LAVAL-Düse (Abb. 3 c) von jeweils 0,2 mm engster Weite und 10 mm Schlitzlänge verwendet. Die LAVAL-Düse erweitert sich auf eine Länge von 2 mm linear auf das Dreifache des engsten Querschnittes. Bei der in Abb. 3 a gezeigten Kombination läuft der Strahl längs einer ebenen Führungswand, während bei den Kombinationen 3 b und 3 c ein Profil mit einem Gesamtumlenkwinkel von 60° und einem Krümmungsradius von 3,0 mm verwendet wird.

Der Einfluß des Einlaßdruckes p_B und des hinteren Gegendruckes p_G auf die spezifischen Aufwandsgrößen wurde mit einem Trennsystem fester Geometrie untersucht, dessen wesentliche Abmessungen aus Abb. 4 hervorgehen.

Der totale Umlenkwinkel betrug hier 90° , der Umlenkradius 1,5 mm. Die Weite der konvergenten Düse war wieder 0,2 mm, die Schlitzlänge 20 mm. Der senkrechte Abstand der Abschälerschneide von der eben auslaufenden Umlenkwand betrug 1,1 mm.

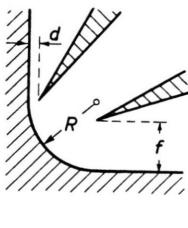


Abb. 4. Kombination von Düse, Abschäler und Umlenuprofil im Trennsystem mit fester Geometrie; $R = 1,5$ mm, $d = 0,2$ mm, $f = 1,1$ mm.

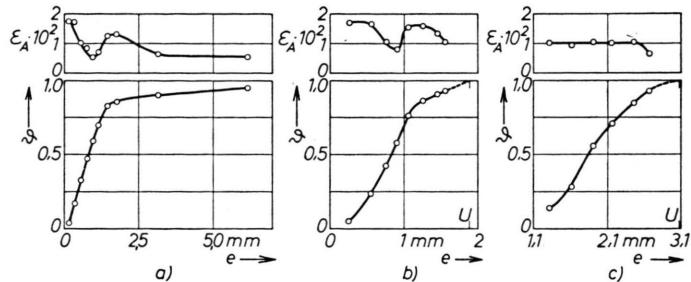


Abb. 5. Abschälverhältnis ϑ und Elementareffekt der Trennung ε_A in Abhängigkeit vom vertikalen Abstand e der Abschälerkante von der Düsenkante bei einem festen horizontalen Abstand a für die in Abb. 3 gezeigten Geometrien. $p_B = 40$ Torr, $p_B/p_F = 33$, $p_G = p_F$; $a = 0,42$ mm in Geometrie (a), $a = 0,39$ mm in Geometrie (b) und $a = 0,69$ mm in Geometrie (c).

Die Trennsysteme wurden in die von BURGHOFF⁹ beschriebene Apparatur eingesetzt. Sie befinden sich dabei in einer Vakuumkammer, aus der das Mantelgas unter dem Druck p_F abgesaugt wird, während das Kerngas durch eine Öffnung Q in der Bodenplatte des Trennsystems in eine von der ersten getrennte, weitere Kammer gelangt, aus der es unter dem Druck p_G abgesaugt wird. Strömungsmesser in den beiden Saugleitungen dienen zur Bestimmung des Abschälverhältnisses ϑ .

Alle Versuche wurden mit dem natürlichen Gemisch der Argonisotope Ar³⁶ und Ar⁴⁰ durchgeführt. Die Isotopenmischungsverhältnisse wurden massenspektrometrisch bestimmt. Jede Gasprobe wurde zweimal gemessen. Aus den Messungen wurden zwei Elementareffekte ε_A gebildet, die gewöhnlich in der Größenordnung von $1 \cdot 10^{-2}$ lagen. Betrug die Differenz dieser beiden Messungen mehr als $3 \cdot 10^{-3}$, wurde eine dritte Messung vorgenommen.

2. Räumlicher Verlauf der Strömung

Mit den in Abb. 3 a – 3 c gezeigten Kombinationen von Düse und Umlenuprofil wurde bei $p_B = 40$ Torr und einem Expansionsverhältnis $p_B/p_F = 33$ zunächst der räumliche Verlauf der Strömung untersucht. Dazu wurde die Horizontalentfernung a zwischen Düsen- und Abschälerschneide fest eingestellt und die Vertikalentfernung e variiert. Die Messung des jeweiligen Abschälverhältnisses ϑ lieferte Kurven, für die im unteren Teil der Abb. 5 Beispiele gezeigt werden. Aus solchen für verschiedene a -Werte aufgenommenen Kurven erhält man durch Interpolation die in den Abb. 6 a – 6 c gezeigten Kurven konstanten Abschälverhältnisses. Unter der Voraus-

setzung, daß der Abschäler in dem stromaufwärts gelegenen Teil der Strömung keine wesentliche Störung hervorruft, können die Kurven konstanten Abschälverhältnisses als Stromlinien der ungestörten Strömung interpretiert werden¹⁰.

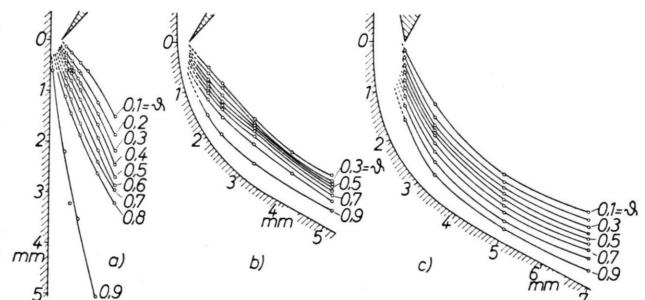


Abb. 6. Linien konstanten Abschälverhältnisses für die in Abb. 3 gezeigten Geometrien. $p_B = 40$ Torr, $p_B/p_F = 33$, $p_G = p_F$.

Sowohl die in Abb. 5 a – 5 c gezeigten Meßkurven als auch die Kurven konstanten Abschälverhältnisses lassen deutlich ein Gebiet geringerer Stromdichte in Wandnähe erkennen, das als Reibungsschicht gedeutet werden kann. Ob die Strömung in dieser Schicht im wesentlichen laminar oder turbulent verläuft, kann aus den vorliegenden Messungen nicht entnommen werden. Die Dicke der Reibungsschicht des eben geführten Strahles nimmt mit der Entfernung von der Düsenmündung stark zu, während sie bei den umgelenkten Strahlen annähernd konstant bleibt.

⁹ H. BURGHOFF, Dissertation, Marburg 1957.

¹⁰ Da die Abschälerschneiden sorgfältig angeschliffen waren, dürfte diese Voraussetzung bei der Überschallströmung zu mindest im Bereich spitzer Winkel zwischen den Strom-

linien und der äußeren Abschälerfläche erfüllt sein. Eine untere Grenze für den Anstellwinkel ergibt sich aus der Forderung nach einem genügenden Saugquerschnitt für das Kerngas.

Bei dem mit der Laval-Düse erzeugten Strahl, der im Fall einer isentropen Expansion bei dem benutzten Expansionsverhältnis in der Düsenmündung gerade den Enddruck p_F erreicht, sind keinerlei Anzeichen für Verdichtungsstöße oder Strahleinschnürungen zu erkennen. Der Strahl verläuft im untersuchten Bereich als glatte Ringströmung. Bei den mit der konvergenten Düse erzeugten Strahlen, die in der Düsenmündung erst bis auf etwa den halben Anfangsdruck p_B expandiert sind und im Raum vor der Düsenmündung weiter expandieren, deuten sich dagegen schwache Strahleinschnürungen an. Bei dem eben geführten Strahl kann man den Beginn eines solchen Effektes aus der Tatsache entnehmen, daß die Stromlinien für $\vartheta > 0,5$ convex, für $\vartheta < 0,5$ dagegen in größerer Entfernung von der Düsenmündung konkav zur Führungswand gekrümmkt sind. Bei dem umgelenkten Strahl zeigt sich die Strahleinschnürung als schwache Verdichtung der Stromlinien etwa am Ende des Umlenkungsbereiches.

3. Räumlicher Verlauf der Entmischung

Für die verschiedenen Einstellungen des Abschälers wurden, neben dem Abschälverhältnis ϑ , auch die Elementareffekte der Trennung ε_A gemessen (vgl. die oberen Teile der Abb. 5). Interpoliert man auch diese Meßreihen und trägt die zu bestimmten Abschälverhältnissen gehörenden Elementareffekte der Trennung über den von der Düsenmündung gemessenen Bogenlängen b der zugehörigen Stromlinien auf, so erhält man Abb. 7.

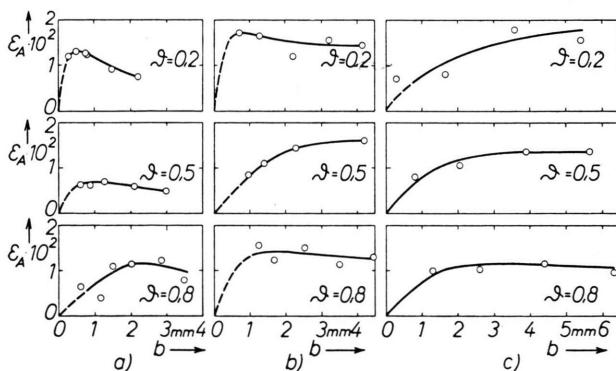


Abb. 7. Abhängigkeit des Elementareffektes der Trennung ε_A von der Bogenlänge b der Stromlinien und dem Abschälverhältnis ϑ für die in Abb. 3 gezeigten Geometrien.
 $p_B = 40$ Torr, $p_B/p_F = 33$, $p_F = p_G$.

Nach den in früheren Untersuchungen gewonnenen Erfahrungen verläßt das Gas sowohl die konvergente Düse als auch die Laval-Düse ohne meßbare Entmischung. Da der Strahl beim Verlassen der Laval-Düse im vorliegenden Fall bereits annähernd den Umgebungsdruck erreicht hat (s. oben), muß die aus Abb. 7 c hervorgehende Entmischung bei dieser Düse im wesentlichen auf der künstlichen Strahlumlenkung beruhen.

Bei dem mit der *konvergenten Düse* erzeugten *umgelenkten Strahl* (Abb. 7 b) überlagert sich dem von der künstlichen Umlenkung herrührenden Trenneffekt noch die von der Nachexpansion hervorgerufene Entmischung. Im Mittel ergibt sich dabei ein etwas höherer Trenneffekt als bei der Laval-Düse.

Bei dem mit der *konvergenten Düse* erzeugten *eben geführten Strahl* (Abb. 7 a) kann die verhältnismäßig hohe Entmischung im Bereich großer ϑ -Werte auf die Wirkung der Reibungsschicht zurückgeführt werden, die die Krümmung der wandnahen Stromlinien verstärkt. Im Bereich kleiner ϑ -Werte beobachtet man, nach dem üblichen steilen Anstieg der Entmischung, einen verhältnismäßig steilen Abfall, der auf dem aus Abb. 6 a hervorgehenden Vorzeichenwechsel der Stromlinienkrümmung beruhen dürfte.

4. Die spezifischen Aufwandsgrößen

Aus den bisher beschriebenen Versuchen geht hervor, daß sich mit künstlich umgelenkten Strahlen Entmischungseffekte ungefähr gleicher Größe wie mit frei expandierenden Strahlen erzielen lassen. Für einen Vergleich der Wirtschaftlichkeit beider Arbeitsweisen müssen die optimalen Betriebsbedingungen für das Arbeiten mit umgelenkten Strahlen ermittelt und die dabei gefundenen minimalen spezifischen Aufwandsgrößen mit den für freie Strahlen geltenden Werten verglichen werden. Zur Ermittlung der optimalen Betriebsbedingungen und zur wirtschaftlichen Charakterisierung des Trenndüsenverfahrens wurden in den früheren Arbeiten^{2,3} folgende spezifische Aufwandsgrößen benutzt:

Spezifische Kompressionsarbeit

$$E_s = \frac{2 R T}{\varepsilon_A^2 \vartheta (1-\vartheta)} \left(\vartheta \ln \frac{p_B}{p_F} + (1-\vartheta) \ln \frac{p_B}{p_G} \right),$$

Spezifisches Ansaugvolumen

$$V_s = \frac{2 R T}{\varepsilon_A^2 \vartheta (1-\vartheta)} \left(\frac{\vartheta}{p_F} + \frac{1-\vartheta}{p_G} \right),$$

Spezifische Schlitzlänge

$$l_s = \frac{2}{\varepsilon_A^2 \vartheta (1-\vartheta)} \frac{\text{Schlitzlänge}}{L}.$$

Für eine vollständige Lösung des Variationsproblems müßte die Abhängigkeit der spezifischen Aufwandsgrößen von allen frei veränderlichen Betriebsbedingungen untersucht werden. Als solche kommen bei den Trennversuchen mit umgelenkten Strahlen in Frage:

1. die Form und die Weite der Düse,
2. die Form und die Weite des Abschälers sowie der Abstand zwischen Düse und Abschäler,
3. die Form des Umlenkprofils,
4. die Einlaßtemperatur des Gases,
5. die Drucke p_B , p_F und p_G .

Eine vollständige Variation aller Betriebsbedingungen wäre bei den umgelenkten Strahlen, wegen des zusätzlichen Parameters 3, mit einem noch größeren Aufwand verbunden als bei den freien Strahlen. In der vorliegenden Arbeit wurde versucht, durch Variation des Expansionsverhältnisses p_B/p_F und des Gegendruckes p_G , unter Vorgabe der Parameter 1–4, einen ersten Eindruck von der Größenordnung der minimalen spezifischen Aufwandsgrößen zu gewinnen:

Die Versuche wurden bei Zimmertemperatur mit dem in Abb. 4 gezeigten festen Umlenksystem durchgeführt. Der Umlenkradius wurde mit 1,5 mm nur halb so groß wie bei dem variablen System gewählt, in der Hoffnung, dadurch den zu erwartenden negativen Einfluß der Reibungsschicht auf die Rückstaufähigkeit des Kerngases zu vermindern. Wegen des stärkeren Reibungseinflusses bei umgelenkten Strahlen wurde eine doppelt so weite Düse wie bei den später zum Vergleich herangezogenen Versuchen mit freien Strahlen² benutzt.

Abb. 8 zeigt das Ergebnis von zwei Meßreihen, bei denen der Elementareffekt der Trennung ε_A und das Abschälverhältnis ϑ für $p_B = 20$ bzw. 40 Torr in Abhängigkeit vom hinteren Gegendruck p_G gemessen wurden. Der vordere Gegendruck p_F betrug bei beiden Meßreihen 0,7 Torr. Bei der Auswertung zeigte sich, daß sich die kleinsten spezifischen Aufwandsgrößen für $p_B = 20$ Torr bei dem kleinsten er-

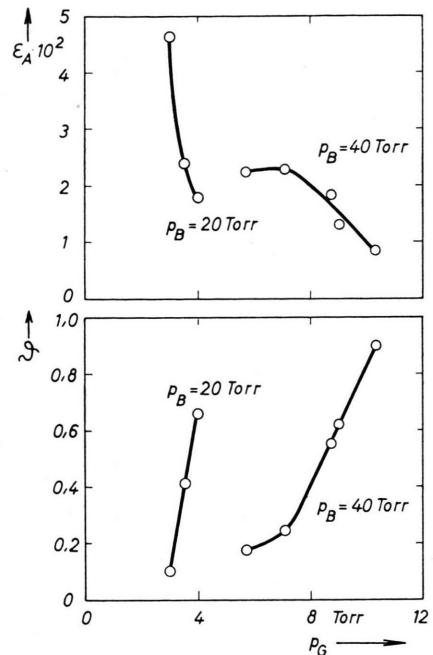


Abb. 8. Elementareffekt der Trennung ε_A und Abschälverhältnis ϑ in Abhängigkeit vom hinteren Gegendruck p_G bei Einlaßdrücken p_B von 20 und 40 Torr für das Trennsystem mit fester Geometrie (Abb. 4).

	frei expandierender Strahl	um 90° umgelenkter Strahl
Düsenweite in mm	0,1	0,2
p_B in Torr	36	20
Expansionsverhältnis p_B/p_F	36	28,6
p_G/p_F	5,6	4,2
Abschälverhältnis ϑ	0,14	0,107
Elementareffekt der Trennung ε_A	$4,3 \cdot 10^{-2}$	$4,61 \cdot 10^{-2}$
spezifischer Argondurchfluß in Mol/mh	64,3	100
Durchflußziffer $\frac{L}{L_{\text{theor.}}}$	0,51	0,66
spez. Kompressionsarbeit E_s in kWh/Mol	12,6	13,88
spez. Ansaugvolumen V_s in m^3/Mol	$4,8 \cdot 10^4$	$8,25 \cdot 10^4$
spez. Schlitzlänge l_s in mh/Mol	$1,4 \cdot 10^2$	$1,0 \cdot 10^2$

Tab. 1. Vergleich der aus den Meßreihen der Abb. 8 ermittelten kleinsten spezifischen Aufwandsgrößen für den umgelenkten Strahl mit den in einer früheren Arbeit² unter der Forderung nach kleinstem spezifischem Ansaugvolumen ermittelten Minimalwerten für den freien Strahl.

¹¹ Eine weitere Verminderung des hinteren Gegendruckes war wegen des unzureichenden Saugquerschnittes der entsprechenden Abpumpleitung nicht möglich.

reichten hinteren Gegendruck von $p_G = 3,0$ Torr¹¹ ergeben.

In Tab. 1 sind die für diese Bedingungen gelgenden spezifischen Aufwandsgrößen mit den Werten verglichen, die sich beim freien Strahl unter der Forderung nach einem kleinsten spezifischen Ansaugvolumen ergeben².

Man bemerkt, daß die spezifische Kompressionsarbeit beim umgelenkten Strahl etwas größer, die spezifische Schlitzlänge dagegen etwas kleiner ist als beim freien Strahl. Der größte Unterschied zeigt sich bei dem spezifischen Ansaugvolumen, das beim umgelenkten Strahl nahezu doppelt so groß wie beim freien Strahl ist. Der Effekt ist qualitativ verständlich, da zur Erzeugung des umgelenkten Strahls

eine doppelt so weite Düse wie zur Erzeugung des freien Strahles benutzt wurde.

Bei der Beurteilung des Ergebnisses hat man zu berücksichtigen, daß die Versuchsbedingungen beim freien Strahl in einem erheblich größeren Bereich als beim umgelenkten Strahl variiert worden sind. Man kann daher annehmen, daß sich beim umgelenkten Strahl durch weitere Variation der Versuchsbedingungen günstigere Aufwandsgrößen erzielen lassen.

Herrn Dr. K. BIER danken wir für wertvolle Diskussionen. Für die Hilfe bei der Durchführung der Versuche und der massenspektrometrischen Analyse danken wir Fräulein B. GEBAUER, Herrn K. MAURER und Herrn G. SCHÜLER.

Magnetfelder in rotierenden Plasmen unter quasistationären Bedingungen

Von H. P. BAGINSKI und W. LOCHTE-HOLTGREVEN

Aus dem Institut für Experimentalphysik der Universität Kiel
(Z. Naturforsch. 16 a, 960—972 [1961]; eingegangen am 12. April 1961)

Durch eine Knallgasflamme mit Kalium-Natrium-Zusatz wird ein rotierendes thermisches Plasma geringen Ionisationsgrades erzeugt. Die Versuchsbedingungen sind so gewählt, daß die Elektronen und Ionen eine gegenüber den Neutralteilchen kleine makroskopische Anfangsgeschwindigkeit besitzen. Infolgedessen werden die Ladungsträger-Komponenten durch Stöße mit den Neutralteilchen beschleunigt, und zwar unterschiedlich stark. Die dadurch entstehenden elektrischen Kreis-Ströme rufen Magnetfelder hervor, die experimentell nachgewiesen und theoretisch interpretiert werden.

In einer theoretischen Untersuchung zeigt BIERMANN, daß im Falle potentialloser Beschleunigungen in einem vollionisierten Plasma elektrische Ströme fließen und infolgedessen Magnetfelder auftreten müssen¹. SCHLÜTER betrachtet als Modell eines Plasmas eine Flüssigkeit, die aus drei Komponenten (Ionen, Elektronen und Neutralteilchen) besteht². Von der Impulsbilanz ausgehend läßt sich das Problem theoretisch behandeln.

Der erste experimentelle Nachweis von Magnetfeldern, die bei der Rotation quasineutraler Plasmen auftreten, gelang SCHILLING und LOCHTE-HOLTGREVEN³. An jene Versuche, die mit einem mittels Sauerstoff und Propan betriebenen Brenner durchgeführt wurden, schließt die vorliegende Arbeit an.

Die Versuchsbedingungen werden in vielfacher Weise variiert, und auch bei der Auswertung der Ergebnisse werden andere Wege beschritten; dadurch können experimentelle Fehlerquellen und rech-

nerische Vernachlässigungen, die damals noch in Kauf genommen werden mußten, beseitigt werden. Die Meßergebnisse können nur dann richtig gedeutet werden, wenn man ein Plasma mit Neutralgas entsprechend den Vorstellungen von SCHLÜTER zu grunde legt.

1. Die Versuchsanordnung

a) Brenner

Der Erzeugung des rotierenden Plasmas dienen zwei verschiedene Brennertypen, die sich hinsichtlich der Strömungsverhältnisse unterscheiden.

Beide Brenner werden, um eine möglichst hohe Temperatur und damit eine möglichst große elektrische Leitfähigkeit zu erzielen, mit Wasserstoff und Sauerstoff im stöchiometrischen Mischungsverhältnis betrieben. Die Zündung des Knallgases erfolgt durch eine Funkenstrecke, die von einem Induktor gespeist wird. Das Plasma entsteht durch Einspritzen einer Legierung aus Kalium und Natrium (Verhältnis 4 : 1). Dabei werden

¹ L. BIERMANN, Z. Naturforsch. 5 a, 65 [1950].

² A. SCHLÜTER, Z. Naturforsch. 6 a, 73 [1951].

³ P. O. SCHILLING u. W. LOCHTE-HOLTGREVEN, Z. Naturforsch. 9 a, 520 [1954].