

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

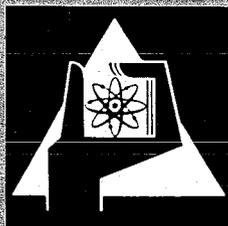
März 1972

KFK 1562

Institut für Kernverfahrenstechnik

**Bestimmung der dissipativen Verluste
in der Trenndüsenströmung mit Pitot-Sonden**

P. Bley, W. Ehrfeld



**GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.
KARLSRUHE**

Als Manuskript vervielfältigt

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.
KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

März 1971

KFK 1562

Institut für Kernverfahrenstechnik

BESTIMMUNG DER DISSIPATIVEN VERLUSTE IN
DER TRENNDÜSENSTRÖMUNG MIT PITOT-SONDEN

von

P. Bley⁺⁾

W. Ehrfeld

Gesellschaft für Kernforschung m.b.H., Karlsruhe

+) Von der Fakultät für Maschinenbau der Universität
Karlsruhe (T.H.) genehmigte Dissertation

Zusammenfassung

Die in der Trenndüsenströmung auftretenden dissipativen Verluste werden mit Hilfe von Pitot-Sondenmessungen und Messungen des Verlaufs der Gemischkonzentration am Ende der Trenndüse bestimmt. Aus Messungen an H_2/C_7F_{14} -Gasgemischen folgt, daß unter den bei der Uranisotopentrennung angewendeten Bedingungen rund 60 % der Verluste im eigentlichen Trennsystem auftreten. Die dissipativen Verluste in der Trenndüse sind im wesentlichen auf Reibungsverluste zurückzuführen, während die starke Entmischung in der Strömung einen geringeren Beitrag liefert. Durch die starke räumliche Trennung von schwerer Gemischkomponente und leichtem Zusatzgas kommt ein relativ großer Teil der am Ende der Umlenkung noch vorhandenen kinetischen Strömungsenergie der schweren Fraktion zugute. Trotzdem könnten bei einem verlustfreien Rückstau der leichten Fraktion, in welcher sich etwa 75 % des eingesetzten Molstromes befinden, die spezifischen Energiekosten des Verfahrens um 25 % gesenkt werden. Bei der kleinen Reynolds-Zahl der Trenndüsenströmung ($Re \approx 100$) ist jedoch mit einem einfachen Diffusor kaum ein Druckrückgewinn möglich. Ein merklicher Druckrückgewinn ist jedoch durch Zusammenschalten sehr vieler Teilstrahlen zu einer gemeinsamen Strömung möglich. Der hierdurch erreichbare gute Wirkungsgrad für eine Druckumsetzung wird durch theoretische Abschätzungen und durch Modellversuche mit gebündelten Kanaldüsen demonstriert.

Abstract

The dissipative losses in the separation nozzle flow have been investigated by measuring the impact pressure profiles and the concentration profiles at the separation nozzle exit. Measurements with H_2/C_7F_{14} -gas mixtures show that under flow conditions normally used in uranium isotope separation 60 % of the total losses of the process occur in the nozzle system proper. The dissipative losses in the nozzle are mainly caused by friction, whereas the strong demixing in the flow field contributes less to dissipation. By the strong spatial separation between the light carrier gas and the heavy component of the mixture most of the kinetic energy of the flow is transferred into the heavy fraction. Nevertheless, an isentropic pressure recovery of the light fraction, which contains about 75 % of the total flow, would still reduce by 25 % the specific energy costs of the separation nozzle process. Because of the low Reynolds number ($Re \approx 100$) of the separation nozzle flow a simple diffuser would yield only a very low recovery. However, an efficient pressure recovery should be possible with a nozzle arrangement, which combines the small streams from many nozzles to a uniform flow. The good efficiency of a multijet nozzle system is demonstrated by a theoretical analysis and by model experiments.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung
2. Theoretische Grundlagen
 - 2.1 Berechnung der Entropieerzeugung in der Trenndüse aus dem Ruhedruckprofil am Ende der Umlenkung
 - 2.2 Obere Grenze der Rückstaumöglichkeit laminarer Teilstrahlen durch Zusammenschaltung mehrerer Teilstrahlen
3. Apparatur und Versuchsdurchführung
 - 3.1 Das Trennelement
 - 3.2 Die Anordnung von gebündelten Kanaldüsen
 - 3.3 Die Pitot-Sonde
 - 3.4 Der Gemischanalysator
 - 3.5 Der Versuchskreislauf
 - 3.6 Die Meßwerterfassungsanlage
4. Experimentelle Ergebnisse
 - 4.1 Charakteristische Pitot-Druckprofile bei reinen Gasen und Gasgemischen am Ende der Trenndüse
 - 4.2 Einfluß der Gemischtrennung auf die Entropieerzeugung
 - 4.2.1 Einfluß der Reynolds-Zahl
 - 4.2.2 Einfluß des Expansionsverhältnisses
 - 4.2.3 Einfluß der Gemischzusammensetzung
 - 4.3 Einfluß verschiedener Geometrieparameter auf die Entropieerzeugung
 - 4.3.1 Einfluß der Düsenweite
 - 4.3.2 Einfluß des Umlenkwinkels
 - 4.3.3 Einfluß der Abschälerweite
 - 4.4 Die Umsetzung von dynamischem Druck in statischen Druck durch Parallelschaltung mehrerer Teilstrahlen
5. Diskussion der Ergebnisse

1. Einleitung

Zur Anreicherung des leichten Uranisotops U^{235} in großtechnischem Maßstab wird, neben dem Diffusions- und dem Zentrifugenverfahren, neuerdings das im Kernforschungszentrum Karlsruhe entwickelte Trenndüsenverfahren in Betracht gezogen¹⁾. Das Prinzip der heute verwendeten Trenndüsenanordnung geht aus Abb. 1 hervor. Ein Gemisch aus UF_6 und einem leichten Zusatzgas (He bzw. H_2) strömt aufgrund eines Druckgefälles durch eine schlitzförmige Düse mit gekrümmten Wänden. Am Ende der Umlenkung wird der Gasstrom L_0 von einem Abschäler in zwei Fraktionen ϑL_0 und $(1-\vartheta)L_0$ zerlegt. Durch die Massenabhängigkeit der Zentrifugalkraft reichert sich das schwere Uranisotop in der nahe der Umlenkung wand strömenden Fraktion $(1-\vartheta)L_0$ an, während das leichte Isotop bevorzugt in der Fraktion ϑL_0 zu finden ist. Das leichte Zusatzgas bewirkt eine Steigerung der Isotopenentmischung nicht nur aufgrund der Erhöhung der Gasgeschwindigkeit, sondern auch aufgrund der Verzögerung der Einstellung der barometrischen Dichteverteilung des UF_6 ²⁾.

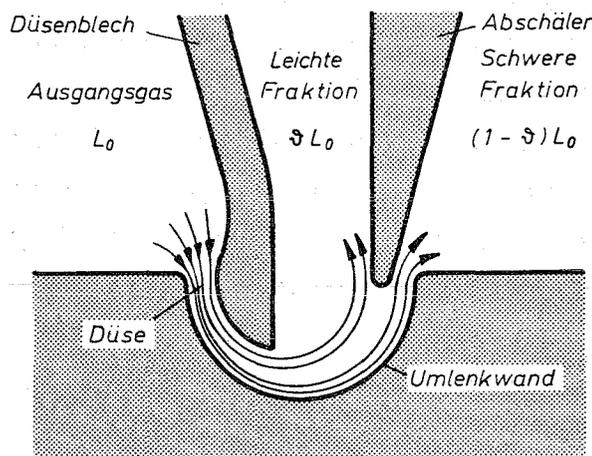


Abb. 1: Schnitt durch eine schlitzförmige Trenndüse mit schematischer Darstellung der Stromlinien.

1) E.W. Becker, K. Bier, W. Bier, R. Schütte, D. Seidel, Angew. Chemie, Intern. Edition 6, 507 (1967). Diese Arbeit enthält eine Zusammenstellung der früheren Veröffentlichungen über das Trenndüsenverfahren

2) E.W. Becker, W. Bier, W. Ehrfeld und G. Eisenbeiß, Z. Naturforschung 26a, 1377 (1971)

Wie Wirtschaftlichkeitsuntersuchungen gezeigt haben³⁾, zeichnet sich das Trenndüsenverfahren, das die empfindlichen Membranen des Diffusionsverfahrens und die mechanisch hoch belasteten Teile des Zentrifugenverfahrens vermeidet, durch besonders günstige spezifische Investitionskosten aus. Hingegen liegt der spezifische Energieverbrauch des Trenndüsenverfahrens im gegenwärtigen Entwicklungsstadium noch etwa um den Faktor 1,7 über dem des Diffusionsverfahrens.

Bei den wirtschaftlich optimalen Betriebsbedingungen des Trenndüsenverfahrens liegt, wie Untersuchungen mit molekular angeströmten Drucksonden zeigen, eine stark reibungsbehaftete schallnahe Strömung vor⁴⁾. Die für das Verfahren typischen mittleren Mach-Zahlen von 0,5 - 0,8 lassen sich nur mit Expansionsverhältnissen erreichen, die mehr als doppelt so hoch sind wie im Fall einer reibungsfreien Strömung ohne Entmischung.

Für die weitere Entwicklung des Verfahrens ist es wichtig zu wissen, wie die dissipativen Effekte in der Trenndüsenströmung von den Betriebsbedingungen und vom Ort abhängen, und unter welchen Voraussetzungen die im Strahlgas nach der Umlenkung noch vorhandene kinetische Energie zur teilweisen internen Wiederverdichtung des Strahlgases ("Rückstau") ausgenutzt werden könnte. In der vorliegenden Arbeit werden entsprechende Untersuchungen mit Pitot-Sonden durchgeführt. Da die Isotopentrennung für die dissipativen Effekte ohne Bedeutung ist, wird als schweres Gas anstelle des stark korrosiven und leicht zersetzlichen UF_6 die praktisch gleich schwere Verbindung C_7F_{14} verwendet.

Es zeigt sich, daß unter den bei der Uranisotopentrennung angewendeten Bedingungen rund 60 % der Verluste im eigent-

3) E.W. Becker, W. Bier, G. Frey und R. Schütte, Atomwirtschaft 14, 249 (1969); E.W. Becker, Atoomenergie en haar toepassingen 11, 272 (1969)

4) K. Bier, H. Brandtstädter, U. Ehrfeld, W. Ehrfeld, KFK-Bericht 1440, Kernforschungszentrum Karlsruhe, August 1971

lichen Trennsystem auftreten. Am Ende der Umlenkung stehen also noch etwa 40 % der bei isentroper Expansion aufgrund des angelegten Druckverhältnisses zu erwartenden kinetischen Energie für den Rückstau des Strahlgases zur Verfügung. Durch die starke räumliche Trennung von schwerem Isotopengemisch und leichtem Zusatzgas kommen etwa 60 % dieser Energie der schweren Fraktion zugute. Da die schwere Fraktion schon bei den zur Zeit verwendeten Trenndüsen ohne Verschlechterung der Trennleistung noch bei einem Druck abgesaugt werden kann, welcher um 50 % über dem Absaugdruck der leichten Fraktion liegt, könnten durch einen verlustfreien Rückstau der leichten Fraktion, die etwa 75 % des eingesetzten Molstroms ausmacht, die spezifischen Energiekosten des Verfahrens um etwa 25 % gesenkt werden.

Da die kinetische Energie der leichten Fraktion bei sehr niedriger Reynolds-Zahl zwischen 50 und 100 in einem annähernd parabelförmigen Geschwindigkeitsprofil verteilt, ist, läßt sich an der einzelnen Trenndüse jedoch weder bei Verwendung eines konischen noch eines Stoßdiffusors ein nennenswertes Druckrückgewinn erzielen. Ein merklicher Druckrückgewinn ist dagegen zu erwarten, wenn es durch konstruktive Maßnahmen gelingt, die leichten Fraktionen mehrerer Trenndüsenysteme unmittelbar nach ihrem Austritt aus den Düsenystemen in Form vieler dicht benachbarter, paralleler Gasstrahlen zu vereinigen. Durch eine theoretische Abschätzung und durch Modellversuche mit gebündelten Kanaldüsen wird gezeigt, daß auf diese Weise, bereits ohne zusätzlichen Diffusor, ein Rückstauwirkungsgrad bis zu 45 % zu erreichen wäre.

2. Theoretische Grundlagen

2.1 Berechnung der Entropieerzeugung in der Trenndüse aus dem Ruhedruckprofil am Ende der Umlenkung

Die Entropiezunahme in einer Stromröhre ist gekennzeichnet durch das Verhältnis von Ausgangsdruck zu Ruhedruck und durch das Verhältnis von Ausgangstemperatur zu Stautemperatur. Da im Falle der Trenndüsenströmung die Stautemperaturänderungen klein gegen die Ruhedruckänderungen sind⁵⁾, wird im folgenden die Temperaturänderung bei der Ermittlung der Entropieerzeugung vernachlässigt. Mit der Pitot-Sonde läßt sich der lokale Ruhedruck p'_0 in der Strömung bestimmen⁶⁾. Zur Berechnung der Entropieerzeugung in der gesamten Strömung geht man zweckmäßig von einem mittleren Ruhedruck \bar{p}'_0 des strömenden Gasgemisches aus, der hier so definiert wird, daß der Entropiestrom der nichtgleichförmigen Strömung ($p'_0 = p'_0(r)$) mit dem Entropiestrom einer Strömung mit konstantem Ruhedruck \bar{p}'_0 übereinstimmt⁷⁾.

$$\ln(\bar{p}'_0/p_0) = \frac{\int M/M \dot{m} \ln(p'_0/p_0) dr}{\int \dot{m} dr}$$

-
- 5) Aus Messungen mit molekular angeströmten Temperatursonden geht hervor, daß die mittlere absolute Stautemperatur der Trenndüsenströmung höchstens 6 % von der Ausgangstemperatur abweicht. U. Ehrfeld, Interner Bericht des Instituts für Kernverfahrenstechnik, (unveröffentlicht)
 - 6) Bei Mach-Zahlen kleiner 1 ist der gemessene Pitot-Druck p_p gleich dem Ruhedruck p'_0 der Stromröhre, bei Überschallströmungen ist der Pitot-Druck aufgrund des vor der Sonde liegenden Verdichtungsstoßes um einen Verlustdruck verringert, welcher bei bekannter Mach-Zahl berechnet werden kann.
 - 7) Da es i.a. keine Strömung konstanten Ruhedruckes gibt, welche für alle Strömungsvariablen die integralen Bilanzen erfüllt, gibt es verschiedene Möglichkeiten, einen mittleren Ruhedruck zu definieren. Für einheitliche Gase geht die obige Definition über in die von J.L. Liversey und T. Hugh angegebene Beziehung $\ln \bar{p}'_0 = \int \dot{m} \ln p'_0 dr / \int \dot{m} dr$ (J. Mech. Eng. Sci. 8, 374 (1966))

Hierbei bezeichnet p_0 den Düsenvordruck, \bar{M} das mittlere Molekulargewicht der Gesamtströmung, M das lokale mittlere Molekulargewicht und \dot{m} die Massenstromdichte.

Bei dieser Mittelwertbildung muß der Verlauf der örtlichen Gemischkonzentration und der Massenstromdichte bekannt sein. Aus Messungen der mittleren Gemischkonzentration in den beiden Teilfraktionen bei verschiedenen Abschälerweiten kann der Verlauf der örtlichen Gemischkonzentration berechnet werden⁸⁾. Ist der Verlauf der Gemischkonzentration bekannt, so kann unter der Annahme eines konstanten Temperaturprofils die Geschwindigkeit der Strömung und damit auch die Massenstromdichte aus dem Mach-Zahlprofil der Strömung ermittelt werden. Die Mach-Zahl der Strömung wird aus dem Verhältnis von Pitot-Druck und statischem Druck der Strömung bestimmt.

Mit Hilfe des so berechneten Wertes für den mittleren Ruhedruck ergibt sich die Entropieerzeugung in der Trenndüse, ΔS_{TD} , zu

$$\Delta S_{TD} = R \cdot \ln(p_0/\bar{p}_0)$$

Diese Entropiezunahme vergleicht man zweckmäßigerweise mit der gesamten Entropiezunahme des Trenndüsenprozesses, ΔS_{ges} , d.h., der Entropiezunahme, die das Gas erfährt, wenn es vom Ruhedruck p_0 auf den Absaugdruck p_M expandiert ist⁹⁾.

8) Der Verlauf der Gemischkonzentration $N(r)$ wird gut durch die Funktion:

$$N(r) = N(R_I) + (N(R_A) - N(R_I)) \cdot \exp(-C \cdot (1 - (r - R_I)/(R_A - R_I))^2)$$

wiedergegeben, so daß zur Bestimmung des Konzentrationsprofils lediglich noch die Gemischkonzentrationen an der Umlenk wand $N(R_A)$ und an der Düseninnenseite $N(R_I)$ bestimmt werden müssen. Der Parameter $C \gg 1$ wird über eine Materialbilanz ermittelt.

9) Die für das Trenndüsenverfahren charakteristische gesamte Entropieerhöhung ist im wesentlichen durch die Druckänderung des Gases festgelegt, das vom Ausgangsdruck p_0 auf den Absaugdruck p_M expandiert. Da die kinetische Energie der Trenndüsenströmung im Absaugraum vollständig dissipiert wird und das gesamte System bei der Zustandsänderung als adiabat betrachtet werden kann, kann eine Temperaturänderung bei der Entropiebilanz vernachlässigt werden. Die unterschiedliche Gemischkonzentration in beiden Absaugfraktionen kann bei der Entropiebilanz ebenfalls unberücksichtigt bleiben; die Entropieverminderung aufgrund der Gemischtrennung ist um fast zwei Größenordnungen kleiner als die Entropieerhöhung aufgrund der Druckabsenkung.

Als relative Entropieerzeugung in der Trenndüse ΔS_{rel} wird im folgenden die normierte Größe

$$\Delta S_{rel} = \frac{\Delta S_{TD}}{\Delta S_{ges}} = \frac{R \cdot \ln(p_0/\bar{p}_0)}{R \cdot \ln(p_0/p_M)}$$

benutzt.

Hierbei beschreibt $\Delta S_{rel} = 1$ den Grenzfall der isenthalpen Drosselung vom Düsenvordruck p_0 auf den Absaugdruck p_M , bei welchem die Strömung keine kinetische Energie mehr besitzt, während $\Delta S_{rel} = 0$ den Grenzfall der isentropen Strömung kennzeichnet.

Die relative Entropieerzeugung ΔS_{rel} läßt sich mit dem spezifischen Energieaufwand des Verfahrens in der folgenden anschaulichen Weise in Verbindung bringen: Könnte man die nach der Umlenkung noch vorhandene kinetische Energie der Strömung vollständig zum Aufbau von statischem Druck verwenden, so wäre am Verdichter nur das Kompressionsverhältnis p_0/\bar{p}_0 notwendig, um an den Trenndüsen das Expansionsverhältnis p_0/p_M zu erreichen. Da die Kompressionsarbeit proportional zum Logarithmus des Kompressionsverhältnisses ist, würden daher bei einem verlustfreien Rückstau der Strömung die Energiekosten bei gleicher Trennleistung um den Faktor $(1 - \Delta S_{rel})$ gesenkt werden.

2.2 Obere Grenze der Rückstaumöglichkeit laminarer Strömungen durch Zusammenschaltung mehrerer Teilstrahlen

Zur Senkung des spezifischen Energieaufwandes des Trenndüsenverfahrens sollte einmal eine Verminderung der Verluste in der Trenndüse selbst angestrebt werden, so daß mit niedrigeren Expansionsverhältnissen das gleiche Zentrifugalfeld und damit die gleiche Isotopenentmischung erreicht wird. Zum andern kann versucht werden, die am Ende der Trenndüse

noch vorhandene kinetische Energie der Strömung zum Aufbau von statischem Druck zu benutzen.

Da jedoch die tieflaminare Strömung der Trenndüse nur einen geringen Druckanstieg ohne Ablösung verträgt, ist eine Umsetzung des dynamischen Drucks der Strömung in statischen Druck mit einem einfachen Diffusor am Ende der Umlenkung kaum möglich¹⁰⁾. Dieser Sachverhalt wurde auch für den speziellen Fall der Trenndüsenströmung durch Versuche bestätigt, bei denen der Absaugkanal der leichten Fraktion als konischer bzw. als Stoßdiffusor ausgebildet war. Der Einfluß dieser Veränderung der Absauggeometrie auf die Strömung in der Trenndüse wurde durch Messungen des statischen Drucks am Ende der Umlenkung und durch Messungen der Gemischtrennung untersucht. In allen Fällen ergab sich, daß bei der für das Trenndüsenverfahren optimalen Reynolds-Zahl kein Druckanstieg im Diffusor erzielt werden konnte, d.h., die kinetische Energie der Strömung wird durch Reibungsverluste an den Diffusorwänden aufgezehrt. Erst bei wesentlich höheren Reynolds-Zahlen der Trenndüsenströmung, bei denen der Trenneffekt bereits stark abgesunken ist, wurde eine merkliche Überexpansion in der Trenndüse beobachtet.

Im folgenden wird gezeigt, daß sich jedoch auch bei niedrigeren Reynolds-Zahlen ein Rückstau der Strömung prinzipiell durch enge Parallelschaltung von Teilstrahlen mehrerer Trenndüsen erzielen läßt. Die dabei mögliche Umsetzung des dynamischen Drucks in statischen Druck kann durch folgende einfache Betrachtung abgeschätzt werden: Entsprechend dem in Abb. 2 dargestellten Schema münden die einzelnen laminären Teilstrahlen am Querschnitt (1) in einen gemeinsamen Raum. Das am Querschnitt (1) vorliegende ungleichmäßige Strömungsprofil gleicht sich in Strömungsrichtung (x-Richtung) aus. Der Querschnitt (2) ist soweit stromabwärts gelegen, daß ein einheitliches Strömungsprofil vorliegt.

10) Vgl. z.B. H. Schlichting, Grenzschicht-Theorie, Verlag G. Braun, Karlsruhe (1965), S. 93

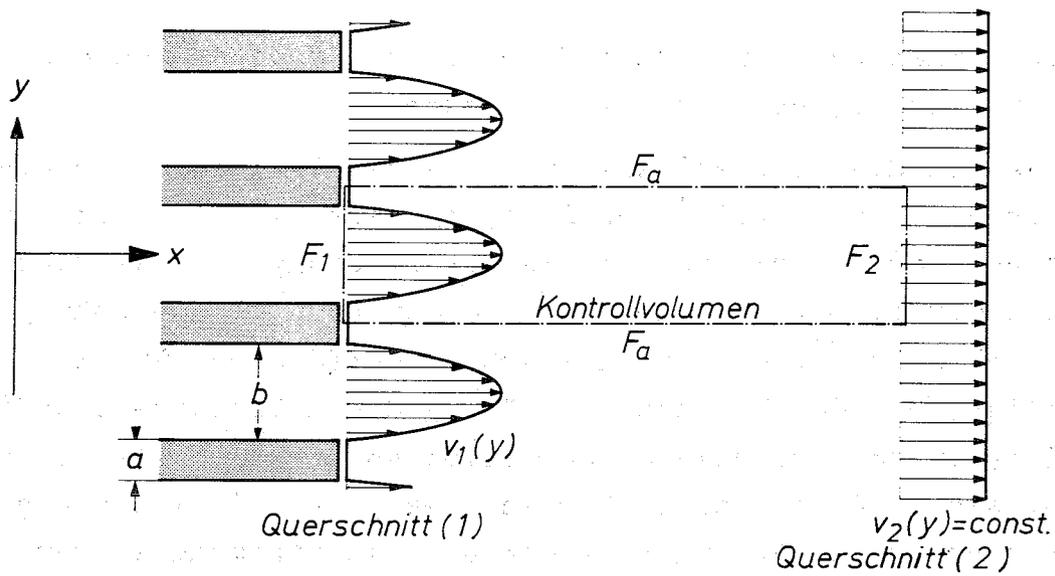


Abb. 2: Schematische Darstellung der bei der Impulsstrombilanz angenommenen Geschwindigkeitsprofile $v(y)$ an der Mündung der Kanaldüsen (Querschnitt (1)) und nach dem Ausgleich des periodischen Strömungsprofils (Querschnitt (2)).

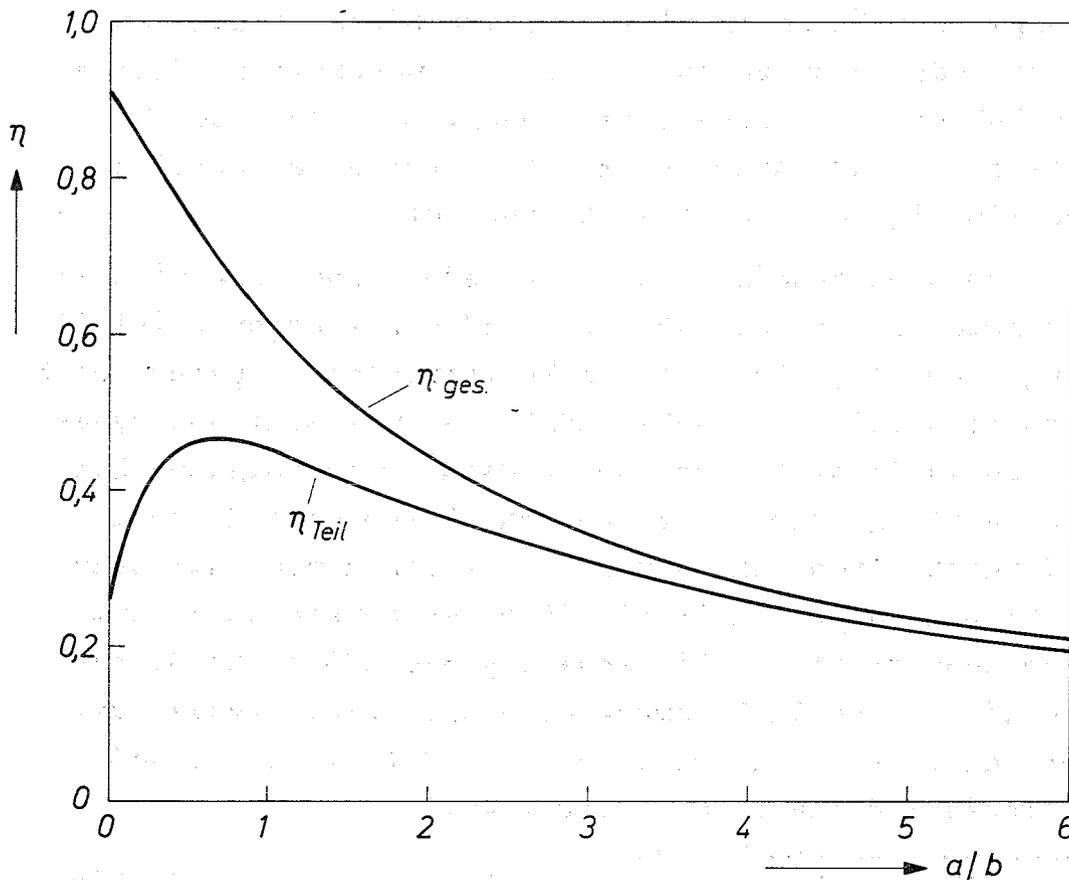


Abb. 3: Die aus der Impulsstrombilanz gewonnenen Wirkungsgrade η_{ges} und η_{Teil} für die Umsetzung des dynamischen Druckes in statischen Druck durch Parallelschaltung mehrerer Teilstrahlen in Abhängigkeit vom Verhältnis von Strahlabstand zu Strahlbreite a/b .

Ist der Verlauf des statischen und dynamischen Druckes am Querschnitt (1) bekannt, so kann im inkompressiblen Fall mit Hilfe einer einfachen Impulsstrombilanz der dynamische und statische Druck im Querschnitt (2) berechnet werden. Bei dieser Impulsstrombilanz legt man das Kontrollvolumen wie in Abb. 2 dargestellt und macht die Annahme, daß über die Flächen F_a im Mittel kein Impulsaustausch erfolgt. Diese Annahme sollte bei einer periodischen Struktur des Geschwindigkeitsprofils für das im Innern der Gesamtströmung liegende Kontrollvolumen auch bei niedrigen Reynolds-Zahlen der Teilstrahlen gerechtfertigt sein¹¹⁾. Nimmt man für die einzelnen Teilstrahlen im Querschnitt (1) einen konstanten statischen Druck p_{st1} und einen mittleren dynamischen Druck p_{dyn1} bei einer parabelförmigen Geschwindigkeitsverteilung an, so ergibt sich ein Anstieg des statischen Druckes in Strömungsrichtung Δp_{st}

$$\Delta p_{st} = p_{dyn1} \left[\frac{14}{9(1+a/b)} - \frac{35}{27(1+a/b)^2} \right]$$

Für den dynamischen Druck am Querschnitt (2) p_{dyn2} gilt

$$p_{dyn2} = p_{dyn1} \left[\frac{35}{54(1+a/b)^2} \right]$$

Hierbei stellt die Größe a/b das Verhältnis von Strahlabstand a zu Strahlbreite b dar.

Da durch Parallelschaltung sehr vieler Teilstrahlen die Reynolds-Zahl der Gesamtströmung beliebig erhöht werden kann, kann auch der nach dem Ausgleich des Strömungsprofils noch vorhandene dynamische Druck p_{dyn2} in einem anschließenden

11) Würde man dagegen die Kontrollflächen F_a durch feste Wände ersetzen, so daß jeder Teilstrahl^a in einen separaten Stoßdiffusor münden würde, so würde auf diese Wände ein Impulsübertrag stattfinden.

konischen Diffusor mit einem guten Wirkungsgrad in statischen Druck umgewandelt werden. Bei einer isentropen Umsetzung des nach dem Ausgleich des Strömungsprofils noch vorhandenen dynamischen Druckes ergibt sich dann als Wirkungsgrad für die Umsetzung der kinetischen Strömungsenergie der Teilstrahlen im Querschnitt (1) in statischen Druck die Größe η_{ges}

$$\eta_{ges} = \frac{P_{dyn1} + \Delta P_{st}}{P_{dyn1}}$$

Außerdem kann man einen Teilwirkungsgrad η_{Teil} definieren, welcher nur den Anstieg des statischen Druckes beim Ausgleich der Strömungsprofile beschreibt

$$\eta_{Teil} = \frac{\Delta P_{st}}{P_{dyn1}}$$

In Abb. 3 sind die Wirkungsgrade η_{ges} und η_{Teil} über dem Verhältnis von Strahlabstand zu Strahlbreite a/b aufgetragen. Bei verschwindendem Abstand wird ein Wirkungsgrad η_{ges} von 90,7 % erreicht. Mit zunehmendem Abstand a/b fällt der Wirkungsgrad η_{ges} jedoch rasch ab. Der Teilwirkungsgrad η_{Teil} durchläuft bei einem Strahlabstand $a/b = 0,7$ ein Maximum. Man erreicht hier bereits ohne Verwendung eines konischen Diffusors durch einfaches Parallelschalten mehrerer Teilstrahlen einen Wirkungsgrad von 46 % für die Umsetzung des dynamischen Druckes in statischen Druck. Bei Strahlabständen a/b größer 2 ist der nach dem Ausgleich des Geschwindigkeitsprofils noch vorhandene dynamische Druck so klein, daß eine nachträgliche, in einem Diffusor stattfindende Umsetzung in statischen Druck nur noch unwesentlich zu dem Gesamtwirkungsgrad η_{ges} beiträgt.

3. Apparatur und Versuchsdurchführung

3.1 Das Trennelement

Da die bei der technischen Realisierung des Trenndüsenverfahrens eingesetzten Trennelemente, deren Umlenkkrille einen Radius von nur 0,1 mm besitzt, für detaillierte Strömungsuntersuchungen nicht verwendet werden können, wurden die Messungen an einem 300 mal größeren Modell durchgeführt. Der Düsenvordruck, welcher bei technischen Trennelementen 600 Torr beträgt, wurde entsprechend dieser Vergrößerung auf 2 Torr abgesenkt.

Abb. 4 zeigt einen Schnitt durch das Trenndüsenmodell, an welchem die Pitot-Druckmessungen durchgeführt wurden. Der Umlenkradius R_A beträgt 30 mm, der Radius R_I des als Halbzylinder ausgebildeten Düsenblechs 18 mm. Der Umlenkwinkel φ beträgt 180° . Das Trennelement besitzt eine Schlitzlänge von 80 mm, so daß eine Störung der Strömung durch die seitlichen Abdeckplatten vernachlässigt, d.h. die Strömung als eben betrachtet werden kann. Die engste Düsenweite, welche i.a. auf 8 mm eingestellt war, wird mit a^* , die Abschälerweite mit f bezeichnet.

Mit einer Pitot-Sonde, welche entlang den in Abb. 4 gestrichelt eingezeichneten Linien verschoben werden kann, wurde der Verlauf des Gesamtdrucks der Strömung am Ende der Umlenkung bzw. am Ende des hier verwendeten Hakenabschälers bestimmt. Durch Bohrungen an den seitlichen Abdeckplatten konnte der Verlauf des statischen Druckes gemessen werden.

3.2 Die Anordnung von gebündelten Kanaldüsen

Abb. 5 zeigt schematisch die Anordnung zur experimentellen Bestimmung der durch eine Parallelschaltung von mehreren Teilstrahlen möglichen Umsetzung von dynamischem Druck in statischen Druck. Die Anordnung besteht aus 31 parallelgeschalteten Kanaldüsen, deren Schlitzbreite b jeweils 4 mm beträgt; der Abstand a zwischen den Kanaldüsen beträgt je nach Versuchsaufbau 0,2, 2 und 4 mm. Die Länge L der Schlitze

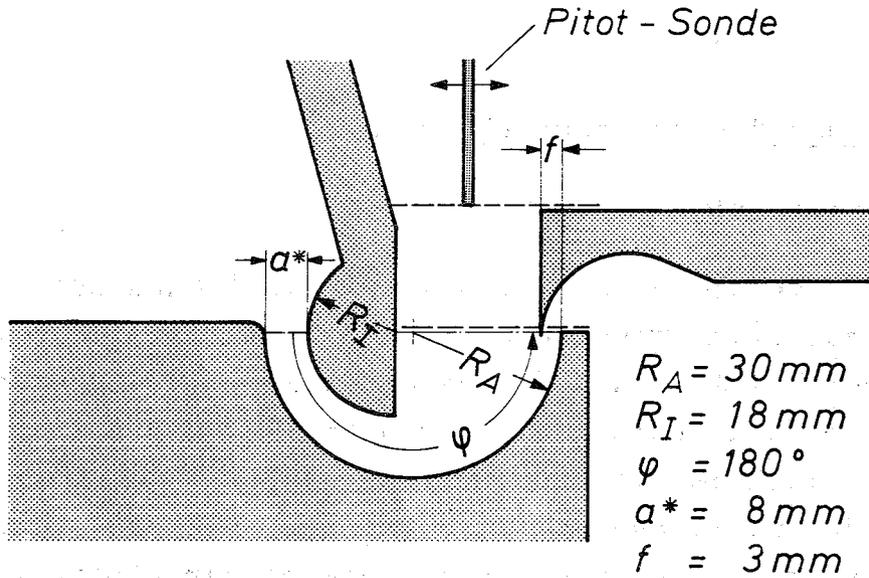


Abb. 4: Schnitt durch das bei den Pitot-Sonden-Messungen verwendete Trenndüsenmodell (Schlitzlänge = 80 mm).

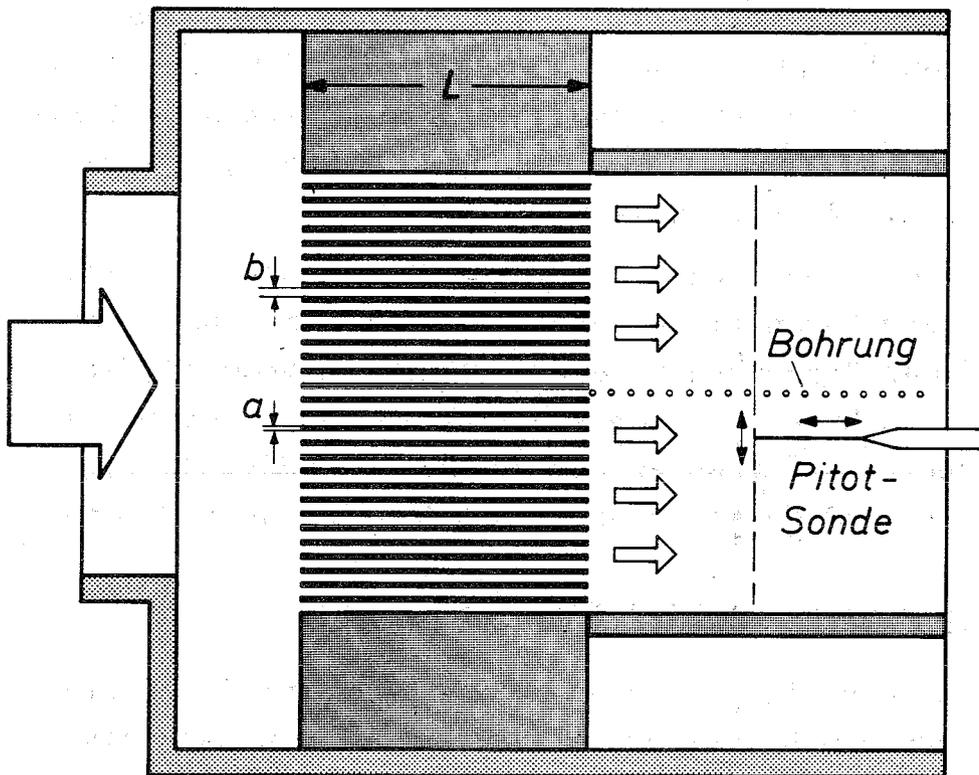


Abb. 5: Schnitt durch die Anordnung von gebündelten Kanaldüsen zur experimentellen Bestimmung der Wirkungsgrade für die Umsetzung von dynamischem Druck in statischen Druck bei Parallelschaltung mehrerer Teilstrahlen.

wurde mit 120 mm ($\hat{=}$ 30 Schlitzbreiten) so gewählt, daß sich in dem hier untersuchten Reynolds-Zahlbereich am Ende der Kanaldüsen sicher ein parabelförmiges Geschwindigkeitsprofil einstellt. Die Höhe der Anordnung beträgt 100 mm. Mit einer Pitot-Sonde wurde jeweils in der Mitte der Anordnung zwischen den seitlichen Abdeckplatten der Verlauf des Gesamtdruckes sowohl direkt hinter der Mündung der Schlitze als auch in größerem Abstand stromabwärts der Mündung ausgemessen. Der Verlauf des statischen Drucks in Strömungsrichtung wurde durch Bohrungen in den seitlichen Abdeckplatten bestimmt.

3.3 Die Pitot-Sonde

Die bei Pitot-Druckmessungen an der Einzeltrenndüse verwendete Sonde besitzt eine abgeflachte Öffnung, deren Ausdehnung in Schlitzrichtung des Trennelements 16 mm und senkrecht hierzu 2 mm beträgt (sog. "Fischmaulsonde"). Bei dieser Form der Sondenöffnung erhält man ein gutes Auflösungsvermögen und eine kurze Einstellzeit.

Die direkte Bestimmung des Ruhedruckes der Trenndüsenströmung mit einer Pitot-Sonde ist insofern kritisch, da bei der niedrigen Reynolds-Zahl und der relativ hohen Mach-Zahl der Trenndüsenströmung Anströmbedingungen für die Sonde möglich sind, bei denen der gemessene Pitot-Druck aufgrund von Zähigkeitseffekten nicht mehr mit dem gasdynamischen Ruhedruck übereinstimmt. Bei Sonden mit kreisförmigen Öffnungen treten merkliche Abweichungen dann auf, wenn der Quotient aus der mit dem Sondendurchmesser gebildeten Reynolds-Zahl Re_s und der Mach-Zahl Ma der Anströmung den Wert 10 unterschreitet¹²⁾. Bei Sonden mit abgeflachten Öffnungen, den sogenannten Fischmaulsonden, tritt ein merklicher Zähigkeitseinfluß erst bei etwa dreimal kleineren Reynolds-Zahlen Re_s auf als bei kreisförmigen Sonden¹³⁾.

12) Vgl. z.B. S.A. Schaaf AGARD-NATO-Report 525 (1966) und die dort zitierten Arbeiten.

13) F.A. MacMillan, J. Roy. Aero. Soc. 58, 837 (1954)

Um eine eindeutige Interpretation der Pitot-Druckmessungen zu gewährleisten, wurde darauf geachtet, daß das für die Anströmung der Sonde charakteristische Verhältnis $Re_s/Ma > 10$ war, so daß die Messungen auf Reynolds-Zahlen $Re > 80$ der Trenndüsenströmung beschränkt waren. Durch vergleichende Messungen mit Pitot-Sonden, deren charakteristische Abmessungen um einen Faktor 2 größer bzw. kleiner als bei der oben beschriebenen Sonde waren, wurde auch experimentell nachgewiesen, daß Zähigkeitseffekte das Meßergebnis noch nicht beeinflussen und auch keine merkliche Störung der Trenndüsenströmung durch die Sonde verursacht wird. Mit allen Sonden wurden innerhalb der Meßgenauigkeit gleiche Pitot-Druckprofile ermittelt.

Die bei den Untersuchungen an den gebündelten Kanaldüsen verwendete Pitot-Sonde hat eine Öffnung von 0.5×6 mm, so daß auch hier das Meßergebnis nicht durch Zähigkeitseinflüsse verfälscht werden konnte.

3.4 Der Gemischanalysator

Zur Bestimmung der Gemischtrennung ist es erforderlich, die Gemischkonzentration im Düsengas sowie in leichter und schwerer Fraktion zu bestimmen. Hierzu wird das zu analysierende Gasgemisch in einer Meßzelle durch α -Strahlen teilweise ionisiert und der zwischen zwei Elektroden der Meßzelle fließende Ionenstrom, welcher von den Teilchendichten und den Ionisierungsquerschnitten der beiden Gemischkomponenten abhängig ist, gemessen¹⁴⁾. Über eine Druckmessung mit einem Membranmikromanometer¹⁵⁾ wird weiter die Gesamtteilchendichte¹⁶⁾ ermittelt, so daß bei unterschiedlichem Ioni-

14) R.H. Vacca, Vac, Symp. Transact., Pergamon Press, New York (1956)

V.H. Reis, J.B. Fenn J. Chem. Phys. 39, 3240 (1963)

15) Bei den Messungen wurden Membranmikromanometer vom Typ 1014 der Firma Datametrics (Waltham, Mass.) verwendet.

16) Da die Messungen sowie die Eichung immer bei $T = 23^\circ\text{C}$ durchgeführt wurden, muß eine Abhängigkeit der Teilchendichte von der Temperatur nicht berücksichtigt werden.

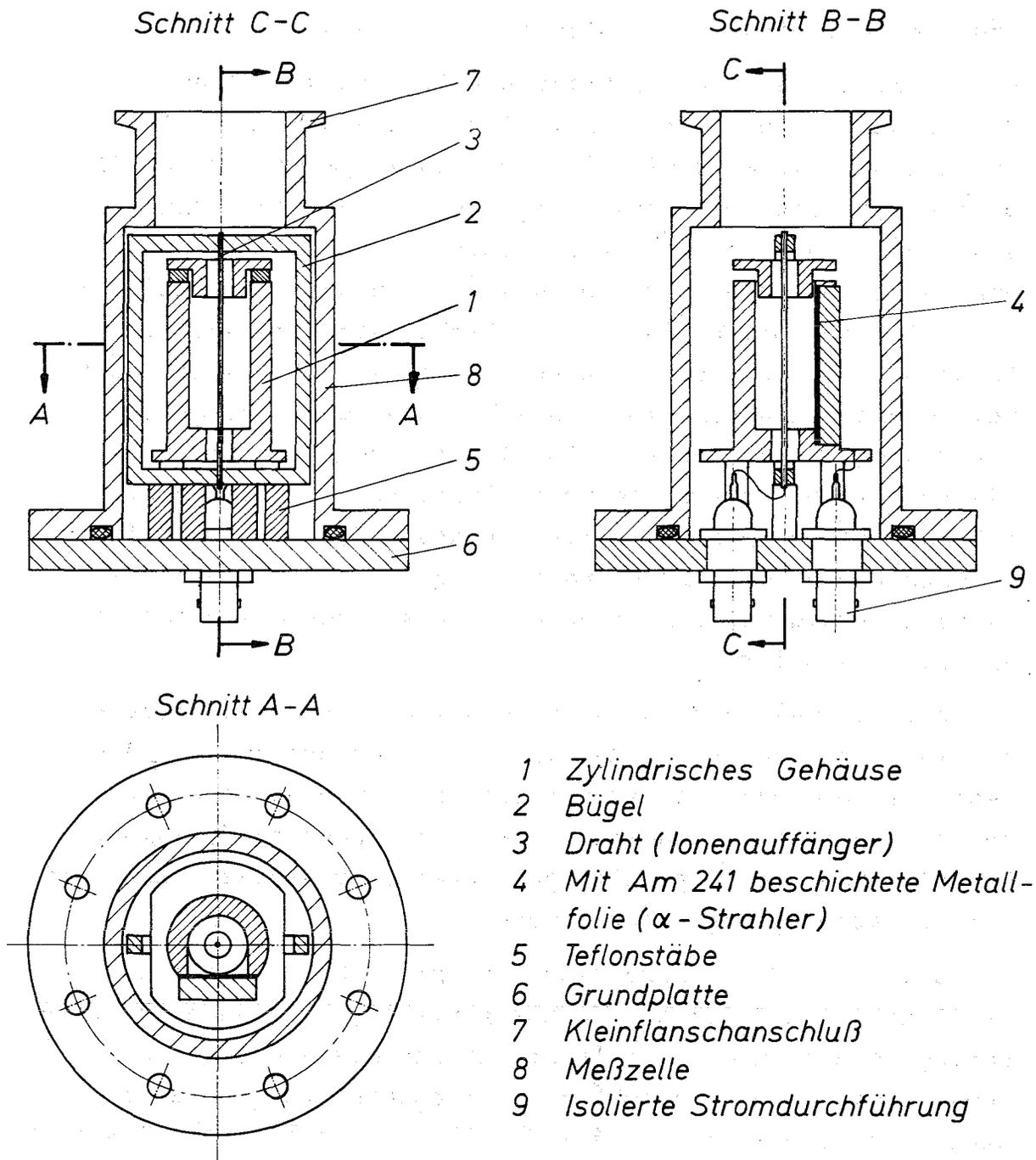


Abb. 6: Der für die Gemischanalyse verwendete α -Ionisationsdetektor

sierungsquerschnitt der beiden Gemischkomponenten die Konzentration des Gemischs durch eine Ionenstrom- und Druckmessung eindeutig bestimmt werden kann.

Abb. 6 zeigt den für die Gemischanalyse entwickelten α -Ionisationsdetektor. Ein zylindrisches Gehäuse (1) und ein mit einem Bügel (2) hierin ausgespannter Draht (3) bilden die Elektroden des Detektors. Die α -Strahlung geht von einer mit Am^{241} beschichteten Metallfolie (4) aus, welche an dem seitlich ausgefrästen zylindrischen Gehäuse (1) angebracht ist. Beide Elektroden sind über Teflonstäbe (5) isoliert auf einer Grundplatte (6) angebracht, welche die mit einem Kleinflansch-Anschluß (7) versehene vakuumdichte Meßzelle (8) abschließt. Über eine glasisierte vakuumdichte Stromdurchführung (9) wird der Hohlzylinder (1) auf eine positive Spannung U_s gegen den als Ionenauffänger dienenden Draht (3) gelegt, der über eine weitere Stromdurchführung an einen Elektrometerverstärker angeschlossen ist.

Der zum Nachweis des Ionenstroms dienende Elektrometerverstärker ist in einem μ -Metall-Gehäuse untergebracht, das fest mit der Meßzelle verschraubt ist. An einer hiervon getrennten Versorgungseinheit kann die Spannung U_s zwischen den Elektroden eingestellt, der Ionenstrom nachverstärkt und der Nullstrom kompensiert werden¹⁷⁾.

In Abb. 7a sind die Ergebnisse einiger Meßreihen mit dem α -Ionisationsdetektor zusammengestellt, bei denen für verschiedene Gase und Gasgemische der Zusammenhang zwischen Ionenstrom I und Gesamtdruck p aufgenommen wurde. Man erkennt, daß für Ionenströme $I < 6 \cdot 10^{-10} \text{ A}$ ein linearer Zusammenhang zwischen Ionenstrom und Druck vorliegt. Der Anstieg der Geraden ist dabei umso steiler, je höher der mittlere Ionisierungsquerschnitt des Gases ist. Bei Gemischen ist der mittlere Ionisierungsquerschnitt von der Zusammensetzung des Gemisches abhängig. Bei bekannten Gemischkomponenten ergibt

17) Der bei evakuierter Meßzelle noch vorhandene Nullstrom beruht vor allem auf einer Sekundärelektronenemission durch die auf den Draht auftreffenden α -Teilchen und liegt bei der hier verwendeten Meßzelle bei etwa 10^{-13} A .

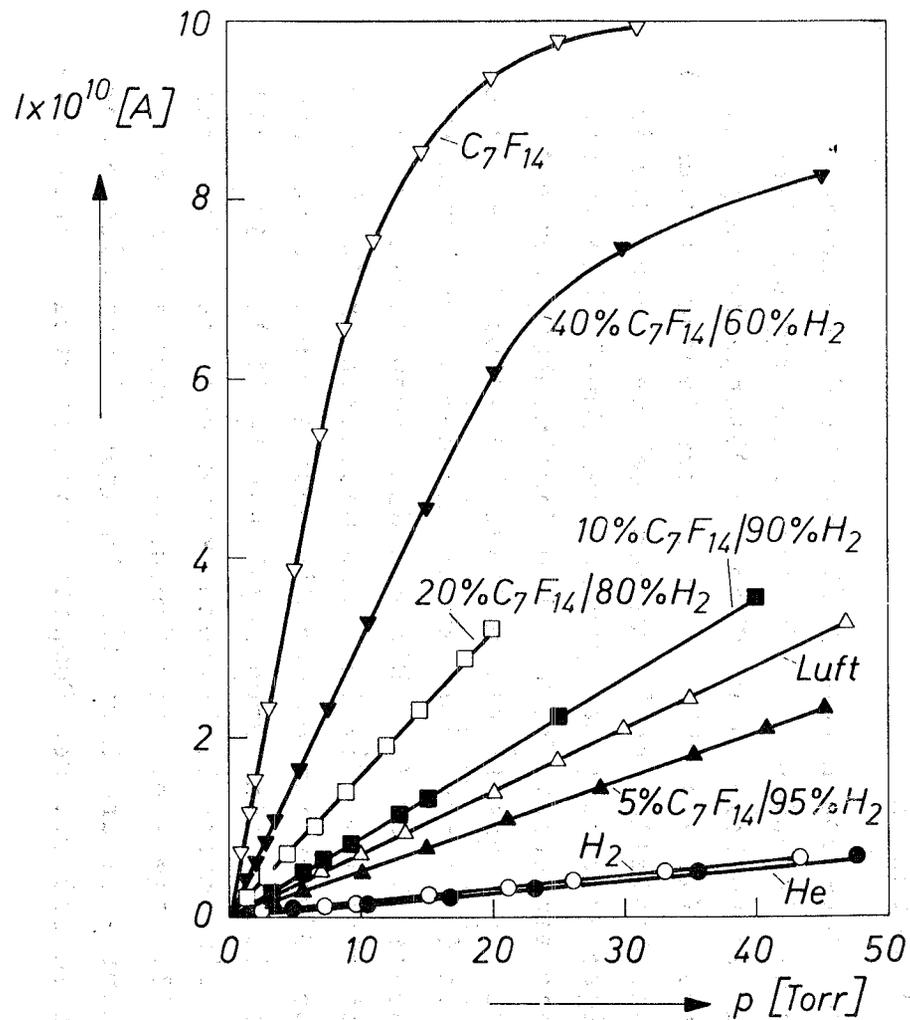


Abb. 7a:

Der mit dem α -Ionisationsdetektor gemessene Ionenstrom I in Abhängigkeit vom Gesamtdruck p für verschiedene Gase und Gasgemische.

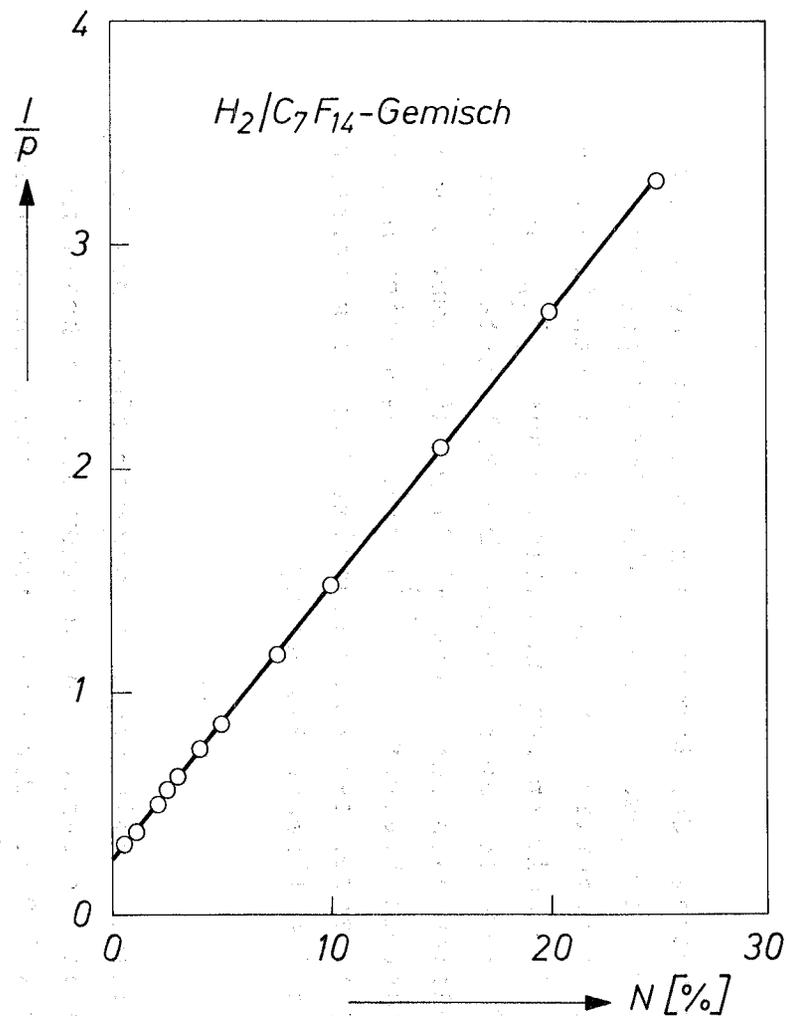


Abb. 7b:

Das Verhältnis von Ionenstrom zu Gesamtdruck I/p (beliebige Einheiten) in Abhängigkeit von der molaren Konzentration N des C_7F_{14} in einem H_2/C_7F_{14} -Gemisch ($2 < p < 50$ Torr, $I < 6 \cdot 10^{-10}$ A).

sich aus dem Anstieg der Kurven, d.h. aus dem Verhältnis von Ionenstrom I zu Gesamtdruck p ein eindeutiges Maß für die Gemischkonzentration. In Abb. 7b ist das Verhältnis I/p über der molaren Konzentration N des C_7F_{14} in einem H_2/C_7F_{14} -Gemisch aufgetragen. Die Meßpunkte wurden bei Gesamtdrücken zwischen 2 und 50 Torr aufgenommen, wobei der Ionenstrom kleiner $6 \cdot 10^{-10}$ A war. Beschreibt man den Zusammenhang zwischen der Konzentration N und dem Verhältnis I/p durch die lineare Beziehung

$$N = (I/p - a)/b$$

so kann mit dieser Gleichung die Konzentration N des C_7F_{14} mit einem relativen Fehler von weniger als 2 % bestimmt werden ($1 \% < N < 40 \%$). Die Konstanten a und b werden durch Eichung ermittelt.

3.5 Der Versuchskreislauf

Der Aufbau der Versuchsanordnung für die Strömungsuntersuchungen an der Trenndüse ist in Abb. 8 schematisch dargestellt. Das Versuchsgas wird über die Düsengasleitung (1) dem Trennelement (2) zugeführt, das in der Versuchskammer (3) eingebaut ist. Anstelle des Trennelementes kann auch die in Abb. 5 gezeigte Anordnung der gebündelten Kanaldüsen in die Versuchskammer eingebaut werden. Die Verschiebung der auf einem Schlitten (4) angebrachten Sonde (5) erfolgt über eine biegsame Welle (6) durch einen außerhalb der Versuchskammer montierten Schrittmotor (7). Die aus dem Trennelement austretenden Teilströme werden über die Gasleitungen (8) und (9) abgezogen. Der Düsenvordruck und die Drucke von leichter und schwerer Fraktion werden durch Regelventile (10), (11), (12) eingestellt. Die beiden Teilströme werden gemeinsam in einen Puffertank (13) abgesaugt. Das Versuchsgas wird mit einem Pumpsatz komprimiert und über die Düsengasleitung wieder dem Trennelement zugeführt. Der Pumpsatz ist mit zwei parallelge-

schalteten, zweistufigen Rootspumpen (14) mit einem Saugvermögen von je $7000 \text{ m}^3/\text{h}$ ausgerüstet. Die Kompressionswärme wird über Gaskühler (15) abgeführt. Das von den Rootspumpen komprimierte Gas kann entweder direkt in die Düsen- gasleitung gefördert oder mit zwei nachgeschalteten Drehkolbenpumpen (16) weiter bis auf Atmosphärendruck komprimiert werden. Der von den Drehkolbenpumpen ausgestoßene Ölnebel wird durch ein Keramikfilter (17) aus dem Versuchsgas, das dann wieder entweder in die Düsengasleitung oder in die Auspuffleitung (18) gelangt, ausgeschieden.

Durch das Umwälzen des Versuchsgases im geschlossenen Kreislauf wird der Gasverbrauch bei den Versuchen erheblich reduziert. Das im Kreislauf befindliche Versuchsgas wird erst dann durch frisches Gas aus dem Vorratsbehälter (19) ersetzt, wenn die durch Lecks verursachte Verunreinigung mehr als 0,2 % beträgt. Bei Messungen, bei denen der Gasdurchsatz durch das Trennelement bestimmt wird, strömt das Gas direkt aus dem Vorratsbehälter durch das Trennelement, und der Gasdurchsatz wird mit einem Gaszähler (20) in der Auspuffleitung zur Atmosphäre ermittelt. Die zur Gemischanalyse verwendete Einheit von α -Ionisationsdetektor (21) und Membranmikromanometer (22) ist über Ventile mit dem Düsengas der leichten und der schweren Fraktion verbunden. Mit der Drehschieberpumpe (23) wird das Meßvolumen des α -Ionisationsdetektors und des Membranmikromanometers vor jeder Gemischanalyse evakuiert.

3.6 Die Meßwerterfassungsanlage

Das Blockschaltbild der automatischen Meßwerterfassungsanlage ist ebenfalls in Abb. 8 eingezeichnet. Über einen elektromagnetisch ansteuerbaren Ventilblock (24) können insgesamt 36 Druckmeßstellen nacheinander mit einem Membranmikromanometer (25) verbunden werden. Ein Meßstellenumschalter öffnet in einer der Einstellzeit anpaßbaren Folgefrequenz die verschiedenen Ventile zwischen Druckmeßkopf und Meßstelle.

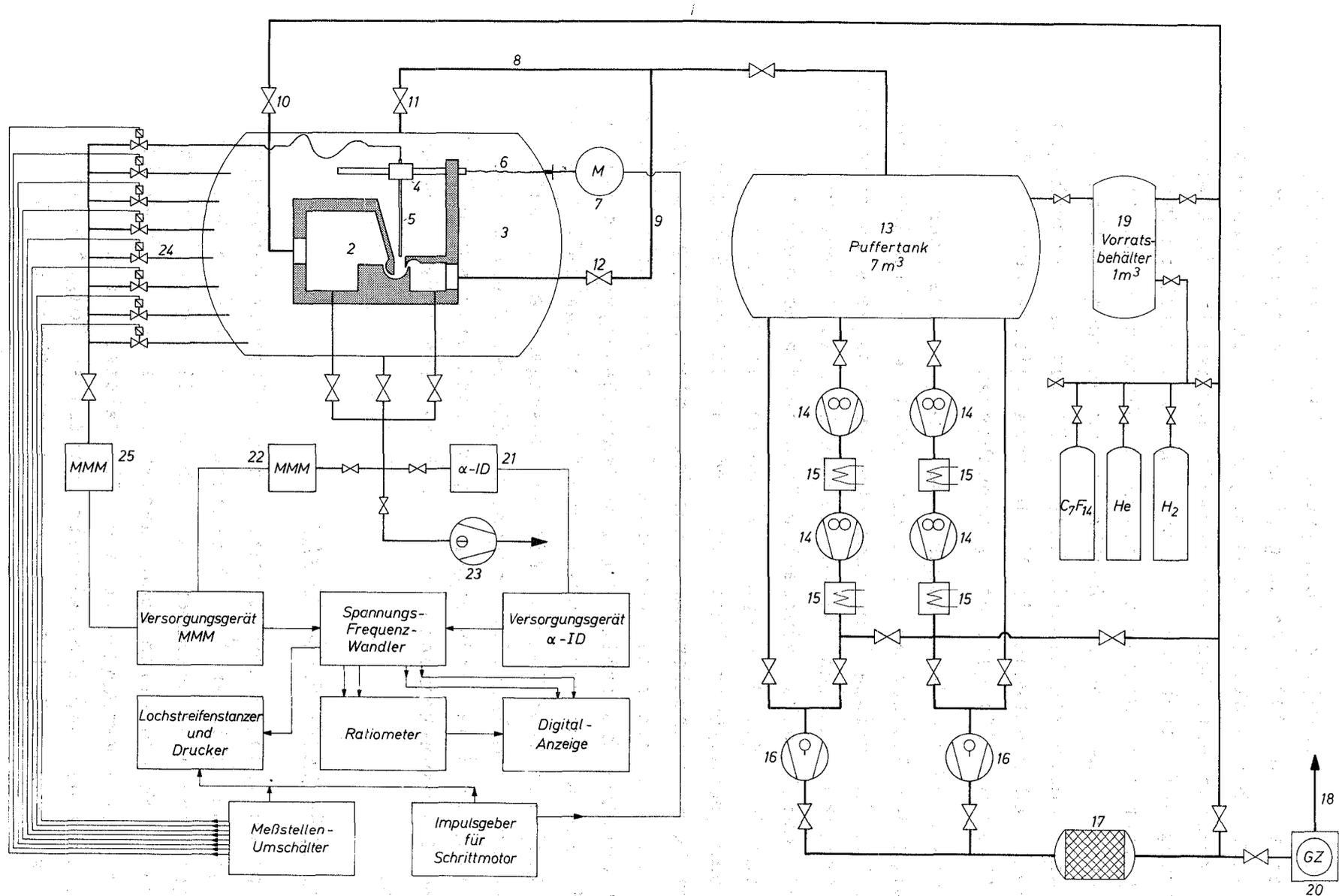


Abb. 8: Schematischer Aufbau der Versuchsanordnung für die Strömungsuntersuchungen an der Trenndüse und Blockschaltbild der automatischen Meßwerterfassungsanlage.

Mit einem Spannungs-Frequenz-Wandler werden die am Versorgungsgerät der Druckmeßköpfe analog vorliegenden Meßwerte digitalisiert und mit einem über den Meßstellenumschalter getriggerten Lochstreifenstanzer registriert.

Die Pitot-Sonde ist ebenfalls über den Ventilblock mit dem Membranmikromanometer verbunden. Der zur Verschiebung der Pitot-Sonde dienende Schrittmotor sowie der Lochstreifenstanzer werden durch einen Impulsgeber getriggert.

Zu einer schnellen Bestimmung der Gemischkonzentration wird aus den analog vorliegenden Meßwerten von Druck p und Ionenstrom I über Spannungs-Frequenz-Wandler und Re-tiometer direkt das Verhältnis I/p gebildet. Ionenstrom I , Druck p und das Verhältnis I/p werden digital angezeigt.

4. Experimentelle Ergebnisse

4.1 Charakteristische Pitot-Druckprofile bei reinen Gasen und Gasmischungen am Ende der Trenndüse

Um die in der Trenndüse auftretenden dissipativen Verluste zu bestimmen, wurde am Ende der Umlenkung einer Trenndüse ohne Abschäler bzw. am Ende des Hakenabschälers (vgl. Abb. 4) das Pitot-Druckprofil ausgemessen. Abb. 9 zeigt einige Beispiele für Pitot-Druckprofile, die bei verschiedenen Reynolds-Zahlen¹⁸⁾ für reine Gase und für Gasmischungen am Ende einer Trenndüse ohne Abschäler aufgenommen wurden.

Die Pitot-Druckprofile einheitlicher Gase haben bei Reynolds-Zahlen um 140 eine parabelförmige Gestalt. Mit zunehmender Reynolds-Zahl Re steigt der maximale Pitot-Druck, welcher stets unter dem Düsenvordruck p_0 liegt, an, und es bildet sich ein Pitot-Druckprofil mit einem Plateau und steil abfallenden Flanken aus. In dieser Änderung des Pitot-Druckprofils mit der Reynolds-Zahl äußert sich der Übergang von der stark reibungsbehafteten Strömung zur gasdynamischen

18) Bei der Bildung der Reynolds-Zahl Re wird hier als charakteristische Abmessung die Düsenweite der Trennelemente herangezogen, so daß für die schlitzförmigen Geometrien die Reynolds-Zahl sich als Quotient aus Massendurchsatz und Zähigkeit ergibt. Die Werte für die Gemischzähigkeiten wurden aus Messungen des Druckabfalls an einer laminar durchströmten Kapillare gewonnen.

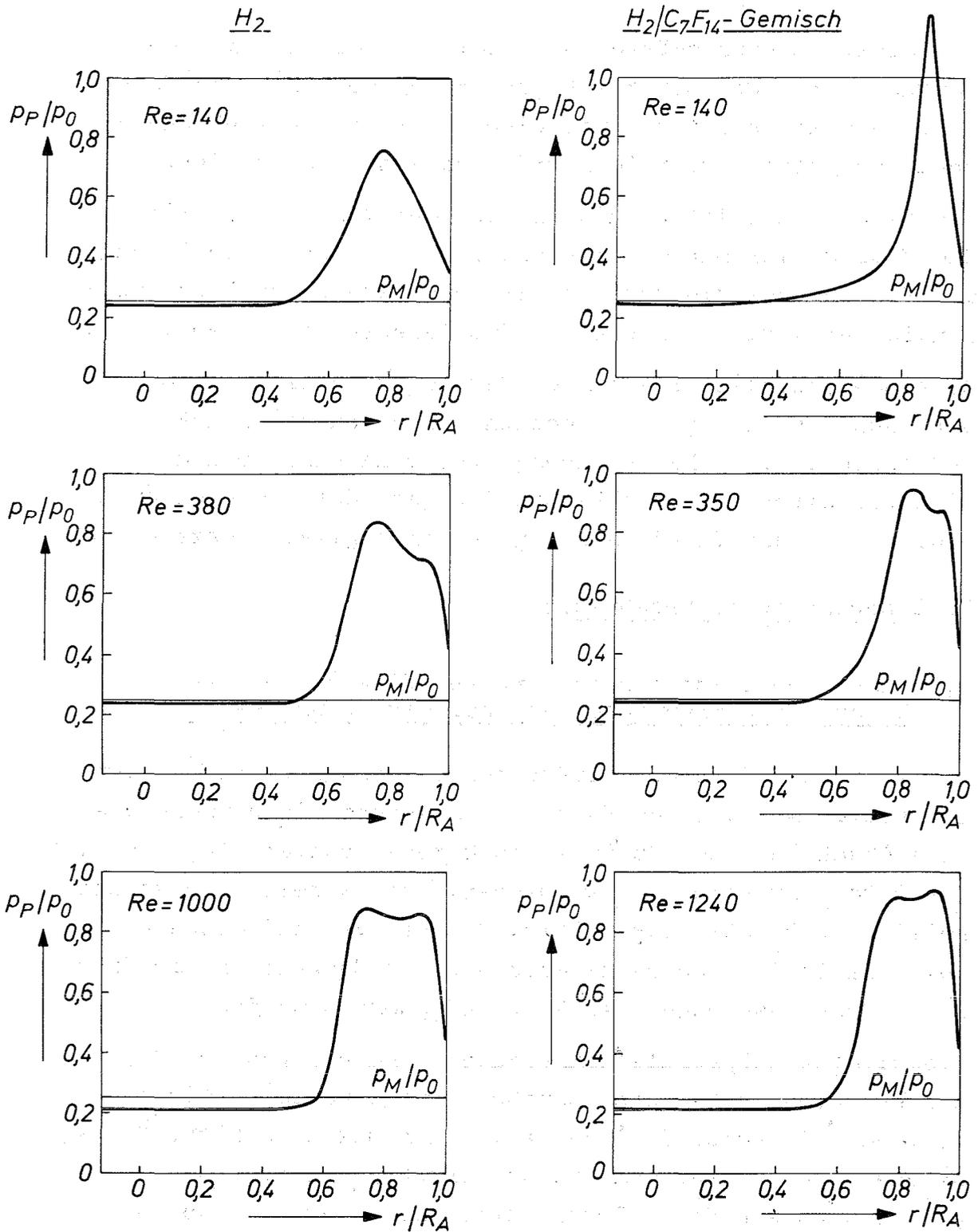


Abb. 9: Charakteristische Pitot-Druckprofile der Trenndüsenströmung am Ende einer Trenndüse ohne Abschäler für H_2 und ein H_2/C_7F_{14} -Gemisch mit 5 Mol-% C_7F_{14} für verschiedene Reynolds-Zahlen Re (p_P = Pitot-Druck, p_0 Düsenvordruck, p_M = Absaugdruck, r = Abstand vom Krümmungsmittelpunkt der Umlenk wand, R_A = Krümmungsradius der Umlenk wand).

mischen Strömung, bei welcher sich ein potentialwirbel-ähnliches Strömungsprofil in der Trenndüse einstellt.

Bei dem hier untersuchten H_2/C_7F_{14} -Gasgemisch mit 5 Mol-% C_7F_{14} erhält man bei Reynolds-Zahlen um 140 ein Pitot-Druckprofil mit einem sehr schmalen und ausgeprägten Maximum nahe der Umlenk wand, welches sogar den Düsen vordruck p_0 übersteigt. Von diesem Maximum nähert sich der Pitot-Druck zur Düseninnenseite nach dem anfänglich sehr steilen Abfall nur verhältnismäßig langsam einem Grenzwert, welcher etwa dem Absaugdruck p_M entspricht. Diese starke Überhöhung des Pitot-Druckprofils des Gasgemischs ist auf die in diesem Reynolds-Zahlbereich besonders starke Gemischtrennung zurückzuführen, durch welche die vom leichten Zusatzgas beschleunigte schwere Gemischkomponente nahe der Umlenk wand angereichert wird. Am Ende der Umlenkung ist also die kinetische Energie der Strömung in einem schmalen Bereich nahe der Umlenk wand konzentriert, während sich am Strahlinnenrand bevorzugt das leichte Zusatzgas mit niedriger kinetischer Energie befindet. Mit zunehmender Reynolds-Zahl nähert sich das Pitot-Druckprofil des Gasgemischs immer mehr dem einheitlicher Gase, da die Gemischtrennung mit steigender Reynolds-Zahl abnimmt und daher die Strömung immer weniger beeinflusst.

4.2 Einfluß der Gemischtrennung auf die Entropieerzeugung

In dem für die Isotopentrennung optimalen Reynolds-Zahlbereich zwischen $Re = 100$ und 200 tragen Reibungs- und Wärmeleitvorgänge in der Strömung mit Sicherheit wesentlich zur Entropieerzeugung in der Trenndüse bei. Als weitere Ursache der Entropieerzeugung kommen Verlustmechanismen in Frage, die mit der starken Gemischtrennung in der Strömung zusammenhängen. Um den Einfluß der Gemischtrennung auf die in der Trenndüse stattfindende Entropieerzeugung zu untersuchen, wird die Entropieerzeugung verschiedener H_2/C_7F_{14} -Gemische mit der Entropieerzeugung einheitlicher Gase verglichen.

Dabei wird sowohl für reine Gase als auch für die Gasgemische die Abhängigkeit der Entropieerzeugung von der Reynolds-Zahl der Trenndüsenströmung und vom Expansionsverhältnis untersucht. Die Entropieerzeugung in der Trenndüse wird aus dem Ruhedruckprofil berechnet, das am Ende einer Trenndüse ohne Abschäler ausgemessen wurde.

Um den Einfluß der Gemischtrennung auf die Entropieerzeugung zu veranschaulichen, werden bei den Gasgemischen der Gemischtrennfaktor A und die partiellen Abschälverhältnisse ϑ_i zusätzlich angegeben, wie sie sich bei einer Aufteilung der Strömung in zwei Teilfraktionen durch einen fest in die Trenndüse eingebauten Abschäler ergeben¹⁹⁾. Die Abschälverhältnisse ϑ_i und der Gemischtrennfaktor sind hier in üblicher Weise definiert:

$$\vartheta_i = \frac{\text{Molstrom der Komponente } i \text{ in der leichten Fraktion}}{\text{Gesamtstrom der Komponente } i}$$

$$A = \frac{\vartheta_l(1-\vartheta_s)}{(1-\vartheta_l)\vartheta_s}$$

Die Indizes l und s bezeichnen die leichte bzw. die schwere Gemischkomponente.

4.2.1 Einfluß der Reynolds-Zahl

In Abb. 10a ist für verschiedene einheitliche Gase (H_2 , He, Luft) und für ein H_2/C_7F_{14} -Gemisch mit 5 Mol-% C_7F_{14} die aus den Pitot-Druckmessungen berechnete relative Entropieerzeugung ΔS_{rel} über der Reynolds-Zahl Re dargestellt. Die Messungen wurden an der in Abb. 4 gezeigten Trenndüse ohne Abschäler durchge-

19) Die Messung der Gemischtrennung wurde an einer Trenndüse durchgeführt, welche gegenüber der in Abb. 4 gezeigten Trenndüse um einen Faktor 40 ähnlich verkleinert war, da der lineare Bereich des verwendeten α -Iondetektors etwa zwischen 3 und 300 Torr liegt.

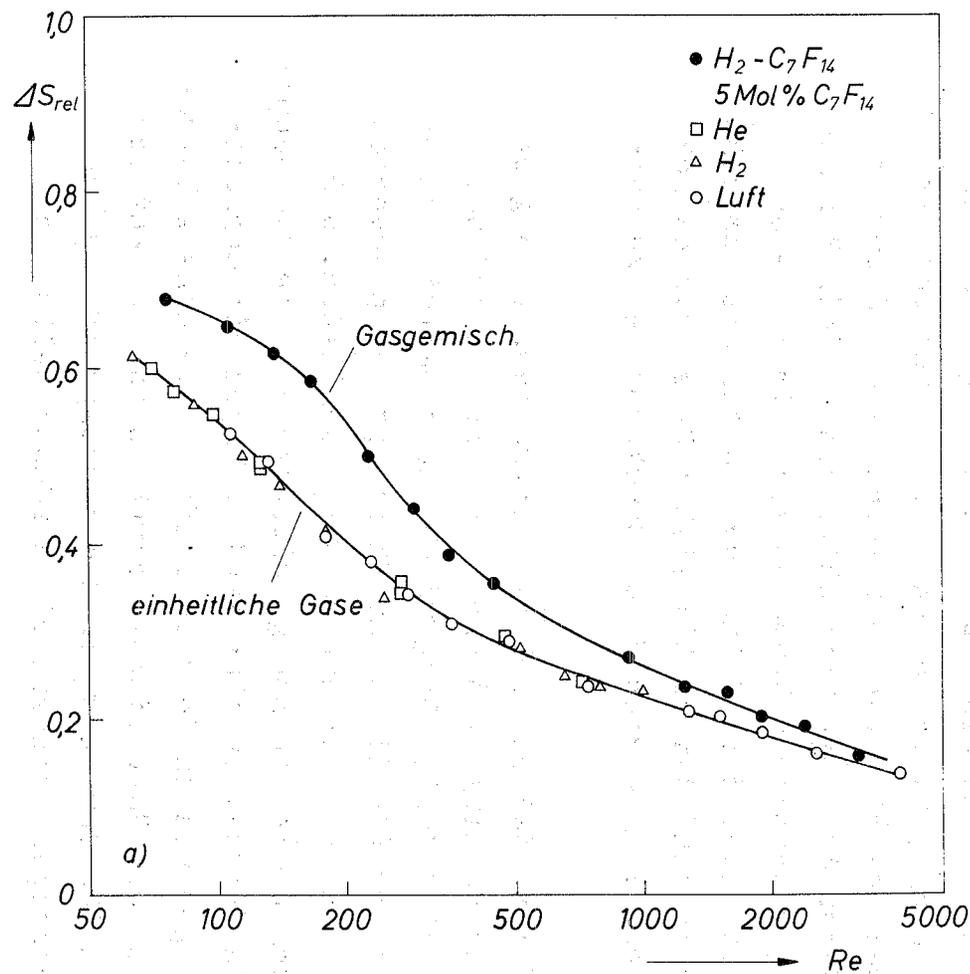


Abb. 10a:

Der Einfluß der Reynolds-Zahl Re der Trenndüsenströmung auf die relative Entropieerzeugung ΔS_{rel} bei einheitlichen Gasen und einem H_2/C_7F_{14} -Gemisch mit 5 Mol-% C_7F_{14} (Expansionsverhältnis $p_0/p_M = 4$).

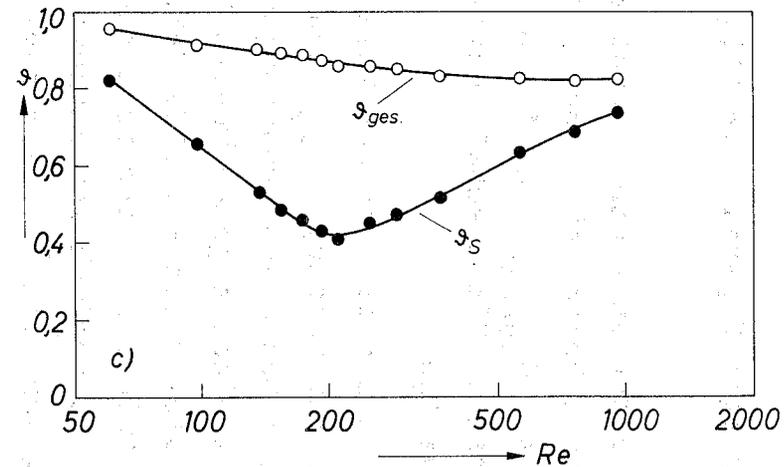
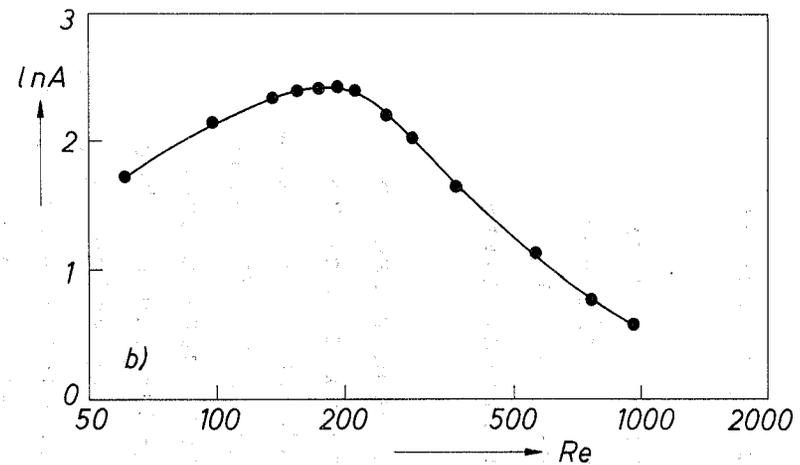


Abb. 10b,c:

Der Einfluß der Reynolds-Zahl Re der Trenndüsenströmung auf den Gemischtrennfaktor A und die Abschälverhältnisse β_{gesamt} und β_s bei einem H_2/C_7F_{14} -Gemisch mit 5 Mol-% C_7F_{14} (Abschälerweite $f = 0,36$ Düsenweiten, Expansionsverhältnis $p_0/p_M = 4$).

führt, das angelegte Expansionsverhältnis p_0/p_M beträgt jeweils 4.

In Abb. 10b sind der an einer Trenndüse mit Abschäler gemessene Gemischtrennfaktor A und in Abb. 10c die Abschälverhältnisse $\mathfrak{J}_{\text{gesamt}}$ und \mathfrak{J}_s über der Reynolds-Zahl Re aufgetragen. Die Abschälerweite f betrug hierbei 0,36 Düsenweiten.

Aus Abb. 10a geht hervor, daß der Zusammenhang zwischen relativer Entropieerzeugung ΔS_{rel} und Reynolds-Zahl Re bei den einheitlichen Gasen erwartungsgemäß gut durch eine gemeinsame Kurve wiedergegeben werden kann, d.h. für einheitliche Gase stellt die Reynolds-Zahl bei vorgegebener Trenndüsengeometrie die maßgebliche Kenngröße für die Verluste dar. Beim Gasgemisch ist hingegen die relative Entropieerzeugung vor allem für kleinere Reynolds-Zahlen höher als bei den reinen Gasen. Wie aus einem Vergleich von Abb. 10a mit den Abbildungen 10b und 10c folgt, ist der Unterschied in ΔS_{rel} zwischen den reinen Gasen und dem Gemisch etwa bei Reynolds-Zahlen zwischen 100 und 200 am größten, bei denen auch der Gemischtrennfaktor ein Maximum durchläuft. Mit zunehmender Reynolds-Zahl nimmt die Gemischtrennung ab, d.h. das Strömungsverhalten des Gemischs nähert sich immer mehr dem einheitlicher Gase, wie es bereits den in Abb. 9 gezeigten Pitot-Druckprofilen zu entnehmen war.

Aus Abb. 10a folgt, daß die relative Entropieerzeugung bei den reinen Gasen um etwa 30 % niedriger ist als bei dem hier untersuchten H_2/C_7F_{14} -Gasgemisch, wenn man die Entropieerzeugung in dem für die Entmischung optimalen Reynolds-Zahlbereich betrachtet. Hieraus kann man schließen, daß auch bei starker Gemischtrennung Reibungseinflüsse die Hauptursache für die Entropiezunahme sind, während die Gemischtrennung einen geringeren Beitrag liefert. Die höhere Entropieerzeugung bei den Gasgemischen beruht nicht nur auf der schnellen Diffusion der schweren Gemischkomponente durch das leichte Zusatzgas, sondern die Strömung selbst kann

durch die starke Gemischtrennung so beeinflusst werden, daß zusätzlich höhere Reibungsverluste als bei einheitlichen Gasen einen Beitrag zur Entropieerzeugung liefern können.

Im Maximum der Gemischtrennung, bei welchem auch annähernd die optimalen Betriebsbedingungen für die Isotopentrennung erreicht werden, beträgt die Entropieerzeugung in der Trenndüse selbst etwa 60 % der gesamten Entropiezunahme des Trenndüsenprozesses. Die restliche Entropiezunahme erfährt das Gas stromabwärts von der Trenndüse, da die kinetische Energie beider Absaugfraktionen durch Reibung vollständig dissipiert und nicht zum Aufbau von statischem Druck ausgenützt wird.

4.2.2 Einfluß des Expansionsverhältnisses

In Abb. 11a ist die absolute Entropieerzeugung in der Trenndüse ΔS_{TD} und in Abb. 11b die auf die gesamte Entropieerzeugung bezogene Entropiezunahme ΔS_{rel} über dem Expansionsverhältnis p_o/p_M für ein H_2/C_7F_{14} -Gemisch mit 5 Mol-% C_7F_{14} sowie für reinen Wasserstoff aufgetragen. In Abb. 11c und 11d sind für das Gasgemisch die bei einer Abschälerweite von 0,36 Düsenweiten gemessenen Trennfaktoren A und die Abschälverhältnisse ϑ_{gesamt} und ϑ_s in Abhängigkeit vom Expansionsverhältnis p_o/p_M dargestellt. Die Reynolds-Zahl der Trenndüsenströmung betrug sowohl beim reinen Gas als auch beim Gasgemisch 140.

Mit steigendem Expansionsverhältnis nimmt die absolute Entropieerzeugung in der Trenndüse stark zu (vgl. Abb. 11a), während der prozentuale Anteil der in der Trenndüse selbst erzeugten Entropie (ΔS_{rel}) nur wenig vom Expansionsverhältnis abhängt (Abb. 11b). Bei kleinen Expansionsverhältnissen, bei denen nur eine geringe Gemischtrennung stattfindet, unterscheiden sich reine Gase und Gasgemische erwartungsgemäß nur wenig in der Entropieerzeugung. Mit zunehmendem Expansionsverhältnis steigt beim Gasgemisch die Entropieerzeugung stärker an als beim reinen Gas. Bei einheitlichen

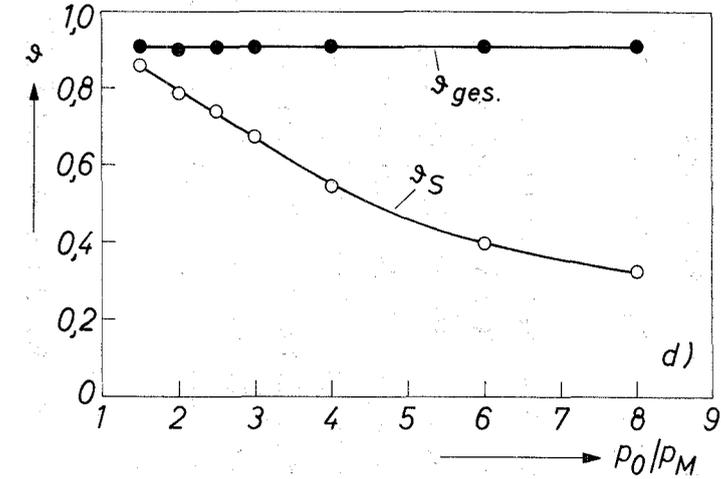
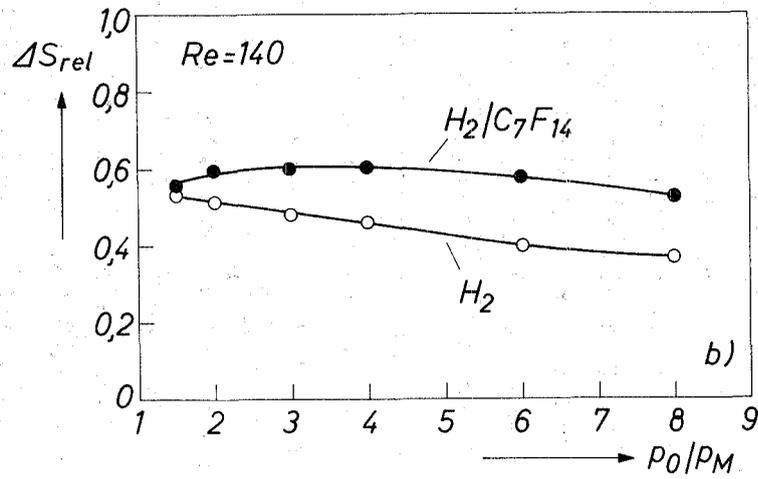
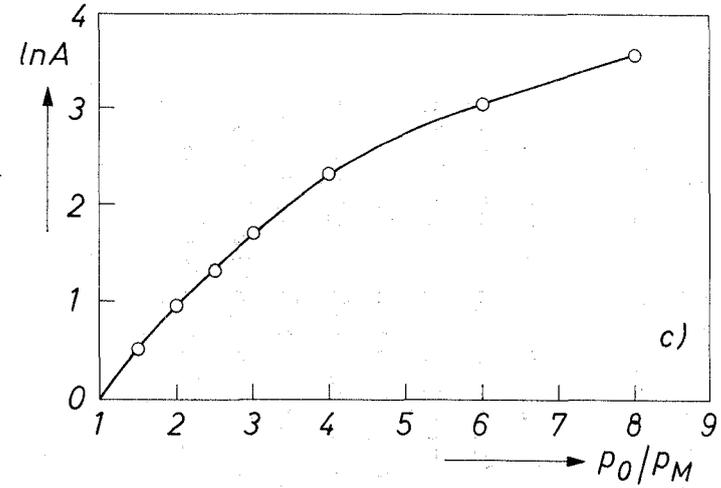
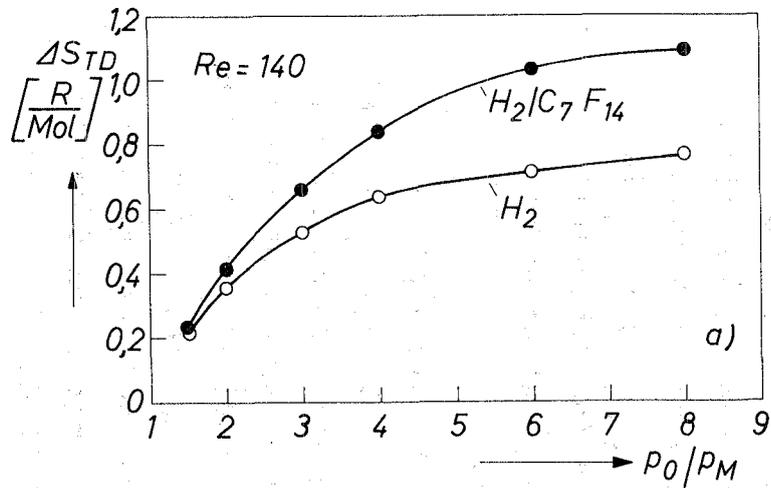


Abb. 11a,b:

Der Einfluß des Expansionsverhältnisses p_0/p_M auf die absolute Entropieerzeugung in der Trenndüse ΔS_{TD} und auf die relative Entropieerzeugung ΔS_{rel} bei reinem Wasserstoff und bei einem H_2/C_7F_{14} -Gemisch mit 5 Mol-% C_7F_{14} . Die Reynolds-Zahl Re der Trenndüsenströmung beträgt jeweils 140.

Abb. 11c,d:

Der Einfluß des Expansionsverhältnisses p_0/p_M auf den Gemischtrennfaktor A und die Abschälverhältnisse s_{gesamt} und s bei einem H_2/C_7F_{14} -Gemisch mit 5 Mol-% C_7F_{14} . Die Reynolds-Zahl Re der Trenndüsenströmung beträgt 140 (Abschälerweite $f = 0,36$ Düsenweiten).

Gasen ist die Zunahme der Entropie allein durch die steigende Geschwindigkeit und die damit verbundene Zunahme der Reibungsverluste bedingt. Bei Gasgemischen trägt außerdem die mit steigendem Expansionsverhältnis zunehmende Gemischtrennung (vgl. Abb. 11c,d) zur Entropieerzeugung bei.

4.2.3 Einfluß der Gemischzusammensetzung

Ändert man die Konzentration der schweren Komponente des Gemischs zwischen 0 und 100 %, so muß die relative Entropieerzeugung bei konstanter Reynolds-Zahl der Strömung ein Maximum durchlaufen, da im Fall der reinen Gase keine zusätzlichen Verluste aufgrund der Entmischung auftreten können. Aus Abb. 12a, in welcher der Einfluß der molaren Konzentration N_0 des C_7F_{14} im H_2/C_7F_{14} -Gemisch auf die relative Entropieerzeugung dargestellt ist, folgt, daß dieses Maximum unabhängig von der Reynolds-Zahl jeweils bei einer C_7F_{14} -Konzentration von etwa 2 Mol-% erreicht wird.

In Abb. 12b und c sind für eine Abschälerweite f von 0,3 Düsenweiten der Gemischtrennfaktor A bzw. das Abschälverhältnis ϑ_s der schweren Gemischkomponente für verschiedene molare Konzentrationen N_0 des C_7F_{14} im H_2/C_7F_{14} -Gemisch über der Reynolds-Zahl Re aufgezeichnet. Man sieht, daß der Gemischtrennfaktor mit abnehmender C_7F_{14} -Konzentration kontinuierlich ansteigt, d.h., daß die Trennung zwischen C_7F_{14} und H_2 immer besser wird. Da aber mit abnehmender Konzentration von C_7F_{14} auch die in radialer Richtung transportierte C_7F_{14} -Menge abnehmen muß, kann sich die Zunahme des Gemischtrennfaktors bei sehr niedrigen C_7F_{14} -Konzentrationen immer weniger auf die in der gesamten Strömung erzeugte Entropie auswirken.

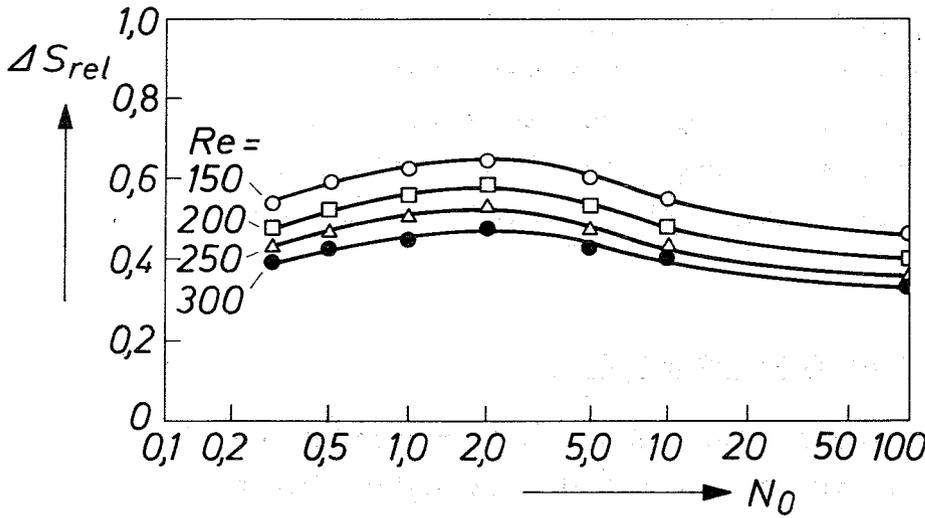


Abb. 12a:

Der Einfluß der molaren Konzentration N_0 des C_7F_{14} im H_2/C_7F_{14} -Gemisch auf die relative Entropieerzeugung ΔS_{rel} für verschiedene Reynolds-Zahlen Re der Trenndüsenströmung (Expansionsverhältnis $p_0/p_M = 4$).

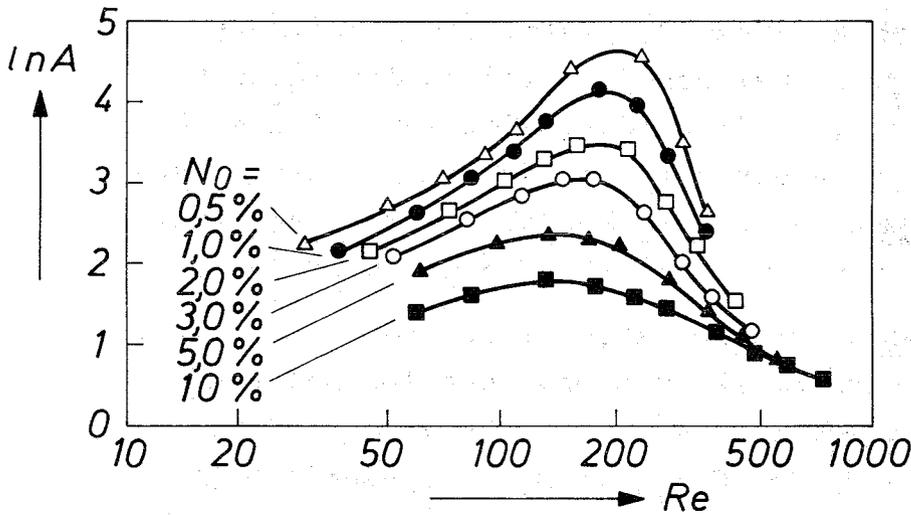


Abb. 12b:

Der Gemischtrennfaktor A in Abhängigkeit von der Reynolds-Zahl Re der Trenndüsenströmung für verschiedene molare Konzentrationen N_0 des C_7F_{14} im H_2/C_7F_{14} -Gemisch (Abschälerweite $f = 0,3$ Düsenweiten, Expansionsverhältnis $p_0/p_M = 4$).

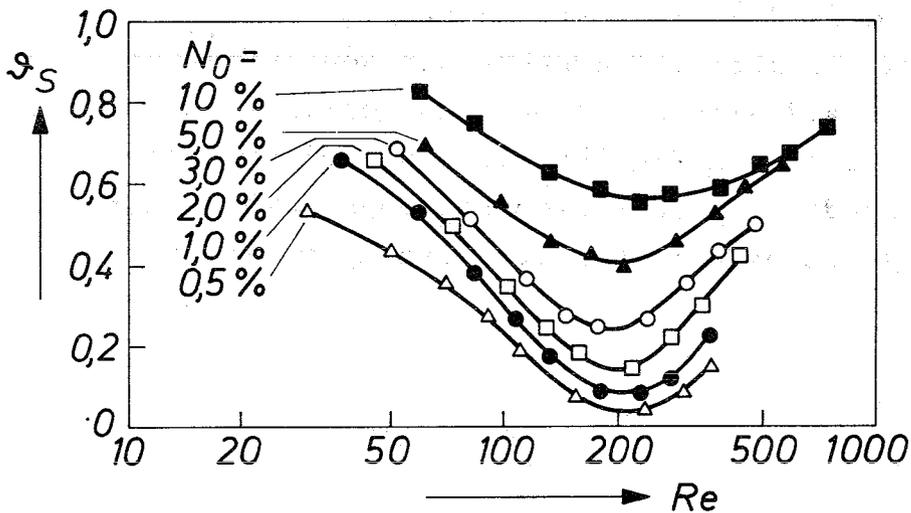


Abb. 12c:

Das Abschälverhältnis der schweren Gemischkomponente S_S in Abhängigkeit von der Reynolds-Zahl Re der Trenndüsenströmung für verschiedene molare Konzentrationen N_0 des C_7F_{14} im H_2/C_7F_{14} -Gemisch (Abschälerweite $f = 0,3$ Düsenweiten, Expansionsverhältnis $p_0/p_M = 4$).

4.3 Einfluß verschiedener Geometrieparameter auf die Entropieerzeugung

Neben dem Einfluß der Betriebsbedingungen Düsenvordruck (Reynolds-Zahl), Expansionsverhältnis und Gemischkonzentration wurde auch der Einfluß einiger Geometrieparameter auf die Entropieerzeugung in der Trenndüse untersucht. Hierbei interessierte insbesondere der Einfluß der Düsenweite, da aus Trennversuchen mit UF_6 bekannt ist, daß sich die Isotopentrennung durch eine Vergrößerung der engsten Düsenweite bei gleichzeitiger Absenkung des Einlaßdruckes erhöhen läßt²⁰⁾. Aus dem Einfluß des Umlenk winkels auf die Verluste kann abgeschätzt werden, in welchen Teilbereichen der Trenndüse die wesentlichen Verluste auftreten. Durch einen Vergleich mit entsprechenden Isotopentrennversuchen mit UF_6 könnte dann abgeschätzt werden, ob durch eine Verkürzung des Umlenk winkels ein günstigeres Verhältnis von Trennung zu Entropieerzeugung zu erreichen wäre.

4.3.1 Einfluß der Düsenweite

In Abb. 13a ist für drei verschiedene engste Düsenweiten $a^* = 4,8$ und 12 mm die relative Entropieerzeugung ΔS_{rel} in Abhängigkeit von der Reynolds-Zahl Re aufgetragen. Als Versuchsgas wurde ein H_2/C_7F_{14} -Gemisch mit 5 Mol-% C_7F_{14} verwendet, das angelegte Expansionsverhältnis p_0/p_M betrug jeweils 4. Aus den Messungen geht hervor, daß bei jeweils gleicher Reynolds-Zahl die Verluste bei einer Vergrößerung der Düsenweite beträchtlich abnehmen. Man erhält also auch im Fall einer gekrümmten Strömung bei einer Vergrößerung des Verhältnisses von Strahlbreite zu reibender Länge geringere Reibungsverluste²¹⁾.

20) F. Weis, Dissertation, Karlsruhe (1970)

21) In einer laminaren Schichtströmung ist der durch Reibung bedingte relative Druckabfall proportional zu dem Verhältnis von reibender Länge zu Strahlbreite.

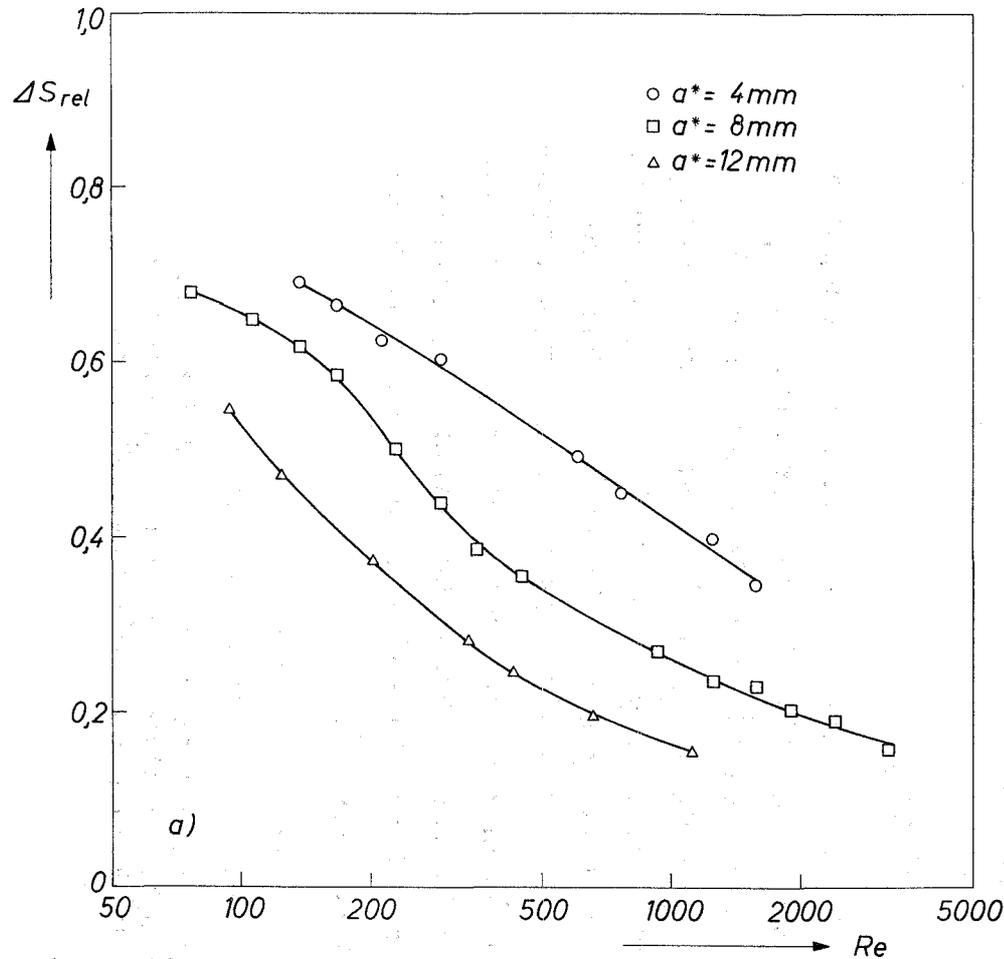


Abb. 13a:

Die relative Entropieerzeugung ΔS_{rel} in Abhängigkeit von der Reynolds-Zahl Re der Trenndüsenströmung für drei verschiedene Trenndüsen mit den Düsenweiten $a^* = 4, 8$ und 12 mm (H_2/C_7F_{14} -Gemisch mit 5 Mol-% C_7F_{14} , Expansionsverhältnis $p_o/p_M = 4$).

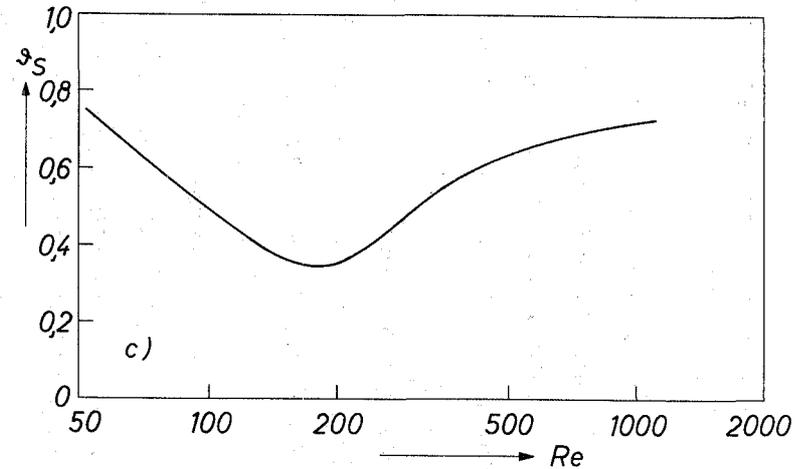
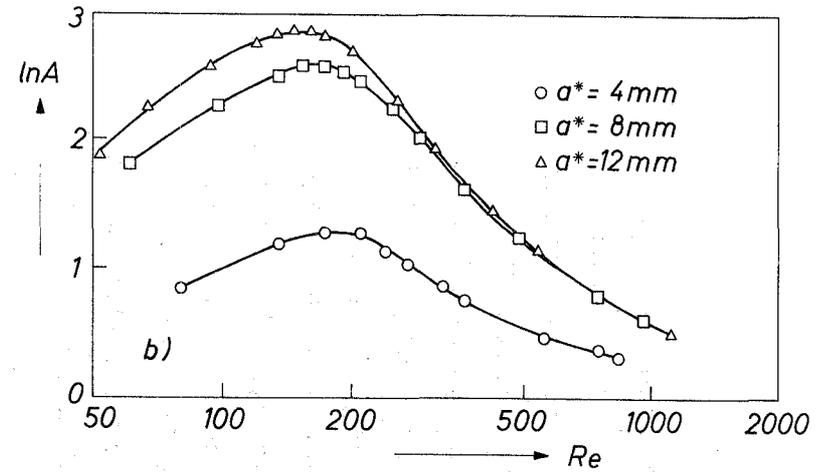


Abb. 13b,c:

Der Gemischtrennfaktor A und das Abschälverhältnis s_S in Abhängigkeit von der Reynolds-Zahl Re der Trenndüsenströmung für drei verschiedene Trenndüsen mit den Düsenweiten $a^* = 4, 8$ und 12 mm. Die Abschälweite f wurde jeweils so gewählt, daß sich für alle drei Trenndüsen der gleiche Verlauf von s_S über der Reynolds-Zahl ergab. (H_2/C_7F_{14} -Gemisch mit 5 Mol-% C_7F_{14} , Expansionsverhältnis $p_o/p_M = 4$).

In Abb. 13b ist für die drei Düsenweiten $a^* = 4,8$ und 12 mm der Gemischtrennfaktor A über der Reynolds-Zahl Re aufgetragen. Zu einem besseren Vergleich der erreichbaren Gemischtrennung wurde die Abschälerweite jeweils so gewählt, daß das Abschälverhältnis ϑ_s , welches in Abb. 13c dargestellt ist, für alle untersuchten Düsenweiten den gleichen Verlauf über der Reynolds-Zahl aufweist. Man erkennt, daß durch Vergrößerung der Düsenweite höhere Gemischtrennfaktoren erreicht werden. Die zum Maximum der Gemischtrennung gehörige Reynolds-Zahl verschiebt sich beim Vergrößern der Düsenweite zu kleineren Werten.

Vergleicht man die Entropieerzeugung jeweils im Maximum der Gemischtrennung, so stellt man fest, daß die Verluste in der Trenndüse beim Vergrößern der Düsenweite abnehmen, obwohl die für die Gemischtrennung optimale Reynolds-Zahl absinkt. Im Maximum der Gemischtrennung beträgt bei einer Düsenweite a^* von 12 mm ($\hat{=} 0.4$ Umlenkstrahlradien R_A) die Entropieerzeugung in der Trenndüse selbst nur noch etwa 45 % der gesamten Entropieerzeugung des Trenndüsenprozesses, während bei $a^* = 8$ bzw. 4 mm die relative Entropiezunahme 60 % bzw. 65 % beträgt.

4.3.2 Einfluß des Umlenk winkels

Die in der Trenndüse stattfindende Entropieerzeugung wurde an verschiedenen Trenndüsen gemessen, deren Umlenk Winkel $\varphi = 90^\circ$, 120° , 150° und 180° betrug. Abb. 14 zeigt die relative Entropieerzeugung ΔS_{rel} in Abhängigkeit vom Umlenk Winkel φ bei einem H_2/C_7F_{14} -Gemisch mit 5 Mol-% C_7F_{14} und einem Expansionsverhältnis 4 mit der Reynolds-Zahl Re als Parameter.

Mit abnehmendem Umlenk Winkel fällt die relative Entropieerzeugung bei konstanter Reynolds-Zahl im Bereich zwischen $\varphi = 90^\circ$ und 180° etwa linear ab. Bei gleicher Reynolds-Zahl erhält man in einer Trenndüse mit einem Umlenk Winkel von 90°

etwa 60 % der relativen Entropieerzeugung, die man bei einer Düse mit einem Umlenkwinkel von 180° feststellt. Geht man davon aus, daß durch eine Verkürzung des Umlenkwinkels die Strömungsverhältnisse am Einlauf und bei kleinen Umlenkwinkeln wenig beeinflußt werden, so folgt aus Abb. 14, daß im Einlaufgebiet und bis zum Umlenkwinkel $\varphi = 90^\circ$ die Entropieerzeugung um etwa 50 % größer ist als zwischen $\varphi = 90^\circ$ und $\varphi = 180^\circ$.

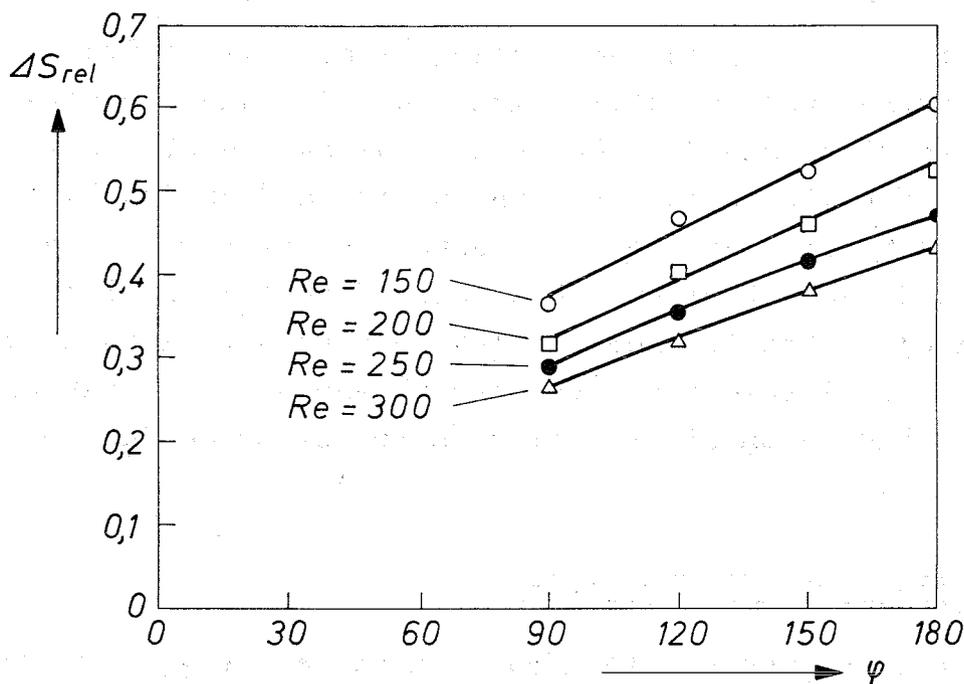


Abb. 14: Der Einfluß des Umlenkwinkels φ einer Trenndüse auf die relative Entropieerzeugung ΔS_{rel} für verschiedene Reynolds-Zahlen Re der Trenndüsenströmung (H_2/C_7F_{14} -Gemisch mit 5 Mol-% C_7F_{14} , Expansionsverhältnis $p_o/p_M = 4$).

4.3.3 Einfluß der Abschälerweite

In den vorhergehenden Abschnitten wurde der Einfluß der Betriebsbedingungen und einiger Geometrieparameter auf die Entropiezunahme diskutiert, die in der Trenndüsenströmung bis zum Abschäler hin erfolgt. Aus Abb. 10 war zu entnehmen, daß sich der spezifische Energieaufwand des Trenndüsenverfahrens um fast 40 % absenken ließe, wenn man die kinetische Energie der gesamten Trenndüsenströmung nach der Umlenkung vollständig zum Aufbau von statischem Druck benutzen könnte. Im Hinblick auf eine Ausnützung der Strömungsenergie zum Aufbau von statischem Druck darf man jedoch nicht von der kinetischen Energie der Gesamtströmung ausgehen, sondern man muß die beiden Fraktionen separat betrachten. In diesem Zusammenhang interessiert insbesondere ein Rückstau der leichten Fraktion, da sich in dieser bei optimalen Betriebsbedingungen des Trenndüsenverfahrens etwa 75 % des gesamten Verfahrensgases befinden und die schwere Fraktion schon bei den zur Zeit benutzten Trenndüsen ohne merkliche Verschlechterung der Trennleistung noch bei einem Druck abgesaugt werden kann, der um 50 % über dem Absaugdruck der leichten Fraktion liegt.

Zur Klärung der Frage, welcher Anteil der kinetischen Energie der Trenndüsenströmung auf die leichte Fraktion entfällt, wurde am Ende des Hakenabschälers (vgl. Abb. 4) der Pitot-Druckverlauf für verschiedene Abschälerweiten f gemessen und hieraus die relative Entropieerzeugung der leichten Fraktion ΔS_{rel}^1 berechnet. Die Ergebnisse dieser Messungen, die wieder mit einem H_2/C_7F_{14} -Gemisch mit 5 Mol-% C_7F_{14} durchgeführt wurden, sind in den Abb. 15a und b dargestellt. In Abb. 15a ist für eine Reynolds-Zahl $Re = 140$ und ein Expansionsverhältnis $p_0/p_M = 4$ die relative Entropieerzeugung ΔS_{rel}^1 der leichten Fraktion über dem Abschälverhältnis der schweren Gemischkomponente ϑ_s aufgetragen. Aus Abb. 15b

geht hervor, wie die relative Entropieerzeugung ΔS_{rel}^1 der leichten Fraktion bei einem festen Abschälverhältnis $\vartheta_s = 1/3$ und einer Reynolds-Zahl $Re = 230$ vom Expansionsverhältnis p_o/p_M abhängt.

Aus Abb. 15a folgt unmittelbar, daß die Entropieerzeugung der leichten Fraktion deutlich über der der gesamten Trenndüsenströmung (gestrichelte Linie) liegt und mit abnehmendem Abschälverhältnis, d.h. zunehmender Abschälerweite, stark ansteigt. In der Zunahme von ΔS_{rel}^1 mit fallendem Abschälverhältnis ϑ_s äußert sich der Sachverhalt, daß der Hauptteil der kinetischen Energie der Strömung von der schweren Komponente getragen wird. Bei dem für das Trenndüsenverfahren optimalen Abschälverhältnis von $1/3$ für die schwere Gemischkomponente erhält man bei $Re = 140$ und $p_o/p_M = 4$ für die relative Entropieerzeugung der leichten Fraktion den Wert $\Delta S_{rel}^1 = 0,75$. Beim Abschälverhältnis $\vartheta_s = 1/3$ beträgt demnach der mittlere dynamische Druck der leichten Fraktion, welcher durch Rückstau prinzipiell in statischen Druck umgesetzt werden kann, nur etwa 60 % des mittleren dynamischen Drucks der Gesamtströmung.

Abb. 15b zeigt, daß mit zunehmendem Expansionsverhältnis p_o/p_M die relative Entropieerzeugung der leichten Fraktion abnimmt, obwohl die relative Entropieerzeugung der Gesamtströmung nur geringfügig vom Expansionsverhältnis abhängt (vgl. Abb. 11b). Diese Abnahme der relativen Entropieerzeugung der leichten Fraktion mit zunehmendem Expansionsverhältnis kann u.a. darauf zurückgeführt werden, daß bei einer Steigerung des Expansionsverhältnisses vor allem die inneren Bereiche der Strömung, in denen sich der Hauptanteil der leichten Gemischkomponente befindet, beschleunigt werden.

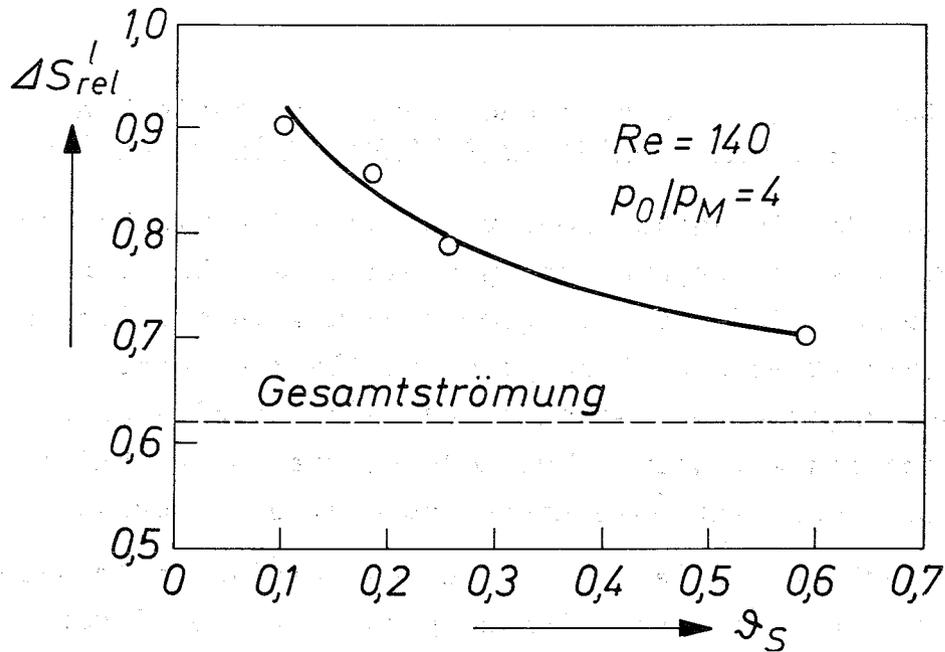


Abb. 15a: Der Einfluß des Abschälverhältnisses \mathcal{S}_S der schweren Gemischkomponente auf die relative Entropieerzeugung der leichten Fraktion ΔS_{rel}^l (Reynolds-Zahl der Trenndüsenströmung $Re = 140$, Expansionsverhältnis $p_0/p_M = 4$).

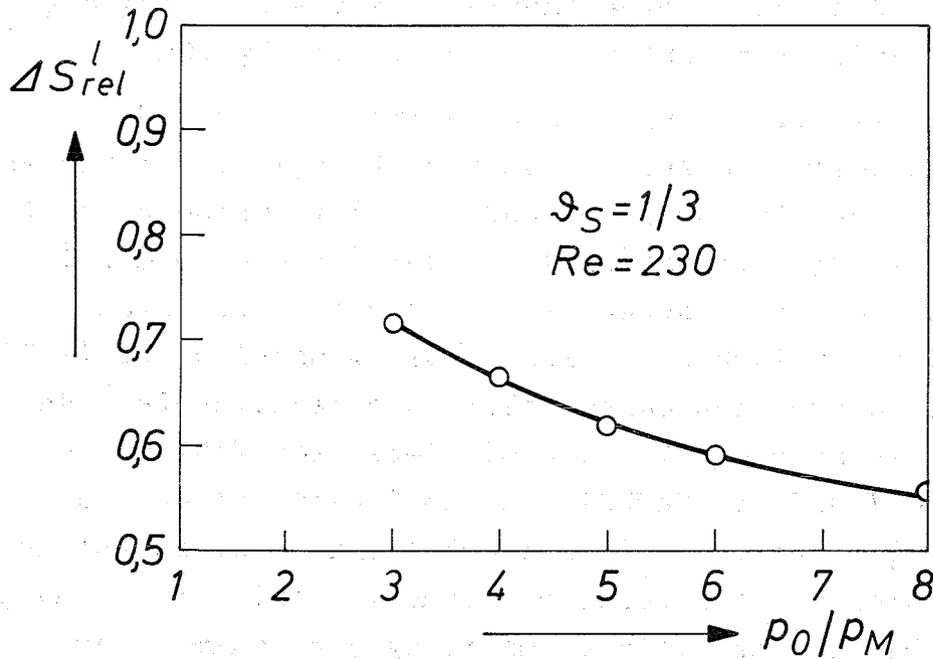


Abb. 15b: Der Einfluß des Expansionsverhältnisses p_0/p_M auf die relative Entropieerzeugung der leichten Fraktion ΔS_{rel}^l (Reynolds-Zahl der Trenndüsenströmung $Re = 230$, Abschälverhältnis \mathcal{S}_S der schweren Gemischkomponente = $1/3$).

4.4 Die Umsetzung von dynamischem Druck in statischen Druck durch Parallelschaltung mehrerer Teilstrahlen

Der am Ende der Trenndüse noch vorhandene dynamische Druck der Strömung kann aufgrund der niedrigen Reynolds-Zahl nicht in einer einfachen Diffusoranordnung in statischen Druck umgesetzt werden. Eine prinzipielle Möglichkeit zum Druckrückgewinn ergibt sich jedoch durch eine enge Parallelschaltung mehrerer Trenndüsen, wie in Abschnitt 2.2 anhand einer einfachen Abschätzung gezeigt wurde.

Um zu überprüfen, inwieweit die aus der einfachen Impulsstrombilanz abgeschätzten Wirkungsgrade für die Wiederverdichtung einer Strömung auch im Falle sehr niedriger Reynolds-Zahlen und verhältnismäßig hoher Mach-Zahlen gültig sind, wurden die Wirkungsgrade η_{ges} und η_{Teil} an der in Abb. 5 dargestellten Modellanordnung parallelgeschalteter Kanaldüsen experimentell bestimmt. Sämtliche Versuche wurden mit Luft als Strahlgas durchgeführt.

Abb. 16a zeigt als Beispiel Ausschnitte aus zwei Meßkurven des Gesamtdruckes am Querschnitt (1) direkt hinter der Mündung der Teilstrahlen und an einem Querschnitt (2) 18 Schlitzweiten stromabwärts von der Mündung. Die beim Ausgleich des periodischen Strömungsprofils erfolgende Zunahme des statischen Druckes in Strömungsrichtung (x-Richtung) ist in Abb. 16b dargestellt. Die Reynolds-Zahl Re der Teilstrahlen beträgt 120, die mittlere Mach-Zahl Ma der Strömung 0.7 und das Verhältnis von Schlitzabstand zu Schlitzbreite a/b ist 0.5. Den Abbildungen ist zu entnehmen, daß sich das periodische Strömungsprofil in Strömungsrichtung bei gleichzeitiger Umsetzung von dynamischem in statischen Druck ausgleicht.

In Abb. 17a sind für eine Reynolds-Zahl $Re = 150$ der Teilstrahlen Meßwerte für die Wirkungsgrade η_{Teil} und η_{ges} zusammen mit dem theoretischen Verlauf über dem Verhältnis von Strahlabstand zu Strahlbreite a/b aufgetragen. Man erkennt, daß die einfache Impulsstrombetrachtung recht gut

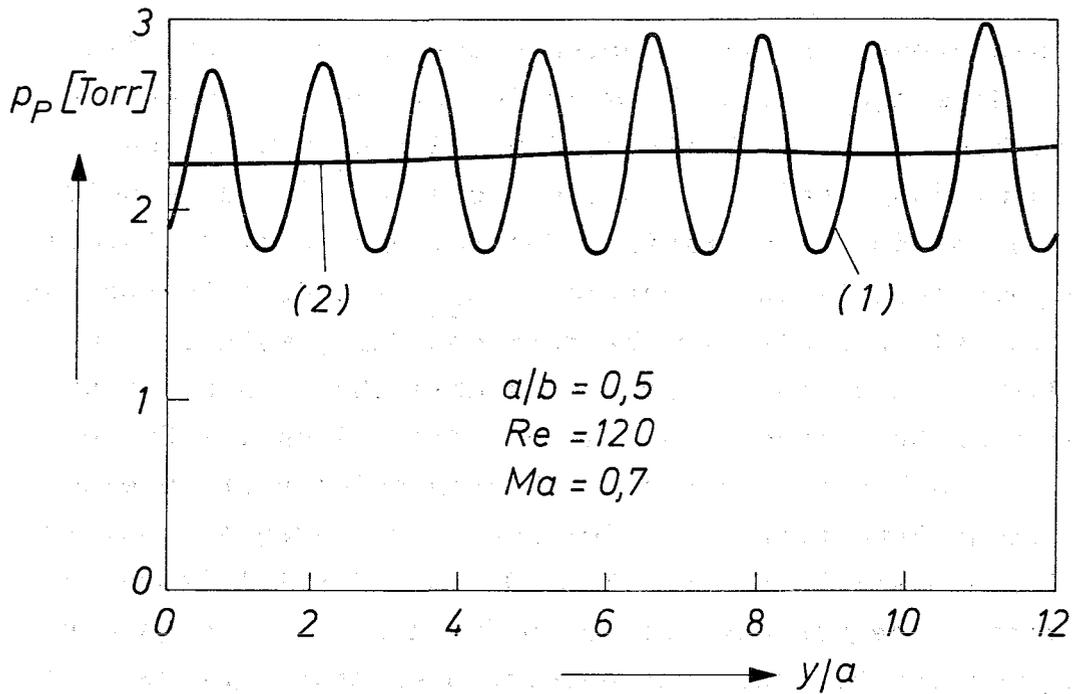


Abb. 16a: Der Verlauf des mit einer Pitot-Sonde gemessenen Gesamtdrucks p_p am Querschnitt (1) direkt hinter der Mündung der Teilstrahlen und an einem Querschnitt (2) 18 Schlitzweiten stromabwärts von der Mündung (Ausschnitt).

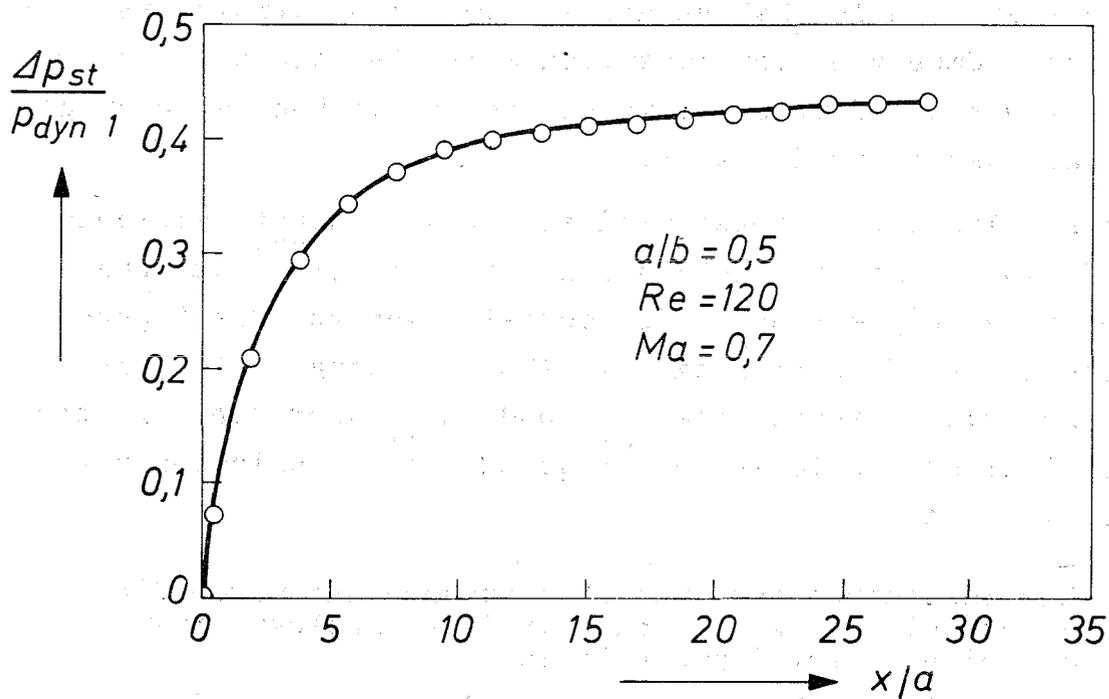


Abb. 16b: Die Zunahme des statischen Drucks in Strömungsrichtung beim Ausgleich des periodischen Strömungsprofils.

mit den experimentellen Werten übereinstimmt. Abb. 17b zeigt Messungen der Wirkungsgrade bei verschiedenen Reynolds-Zahlen Re der Teilstrahlen. Während man bei dem Gesamtwirkungsgrad η_{ges} selbst herunter bis zu Reynolds-Zahlen von 50 keinen Einfluß der Reynolds-Zahl feststellt, ist der gemessene Teilwirkungsgrad η_{Teil} bei Reynolds-Zahlen unter 100 kleiner als der theoretische Wert, welcher von der Reynolds-Zahl unabhängig ist. Diese Abweichung kann darauf zurückgeführt werden, daß bei niedrigen Reynolds-Zahlen die Grenzschichten an den seitlichen Abdeckplatten eine merkliche Verengung des effektiven Strömungsquerschnitts in Strömungsrichtung bewirken. Die bei der Ableitung der Wirkungsgrade vorausgesetzte Konstanz des Strömungsquerschnitts ist bei der hier untersuchten Anordnung bei kleinen Reynolds-Zahlen nicht mehr erfüllt. Berücksichtigt man diese Querschnittverengung²²⁾ in der Impulsstrombilanz, so erhält man die in Abb. 17b gestrichelt eingezeichnete Kurve, welche die Meßwerte bei kleinen Reynolds-Zahlen gut wiedergibt. Hieraus kann geschlossen werden, daß auch bei sehr niedrigen Reynolds-Zahlen die aus der Impulsstrombilanz berechnete Umsetzung von dynamischem in statischen Druck erreicht wird, sofern ein Einfluß der seitlichen Begrenzungen vernachlässigt werden kann.

Ein Einfluß der Kompressibilität auf die Rückstauwirkungsgrade konnte bis zu Mach-Zahlen von etwa 1,1²³⁾ innerhalb der Meßgenauigkeit nicht festgestellt werden. Die Ergebnisse dieser Messungen sind in Abb. 17c dargestellt, in welcher die Wirkungsgrade η_{ges} und η_{Teil} über der mittleren Mach-Zahl Ma der Teilstrahlen am Ende der Kanaldüsen aufgetragen sind.

22) Zur Bestimmung der Querschnittsverengung wurde die Grenzschichtdicke an den seitlichen Abdeckplatten mit einer Pitot-Sonde bestimmt.

23) Durch eine Nachexpansion der Teilstrahlen unmittelbar hinter der Mündung der Kanaldüsen können je nach Versuchsbedingungen auch Mach-Zahlen größer 1 erreicht werden.

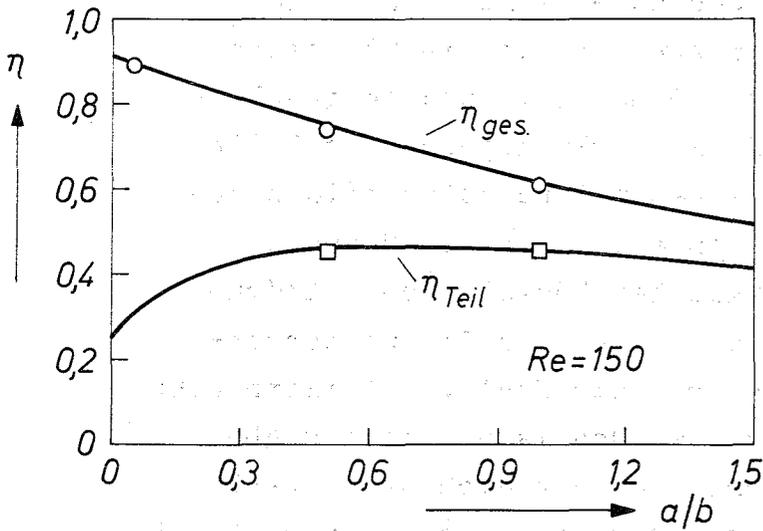


Abb. 17a:

Vergleich der gemessenen Wirkungsgrade η_{ges} und η_{Teil} (Meßpunkte) mit den aus der Impulsstrombilanz gewonnenen Wirkungsgraden (durchgezogene Kurven) in Abhängigkeit vom Verhältnis von Strahlabstand zu Strahlbreite a/b .

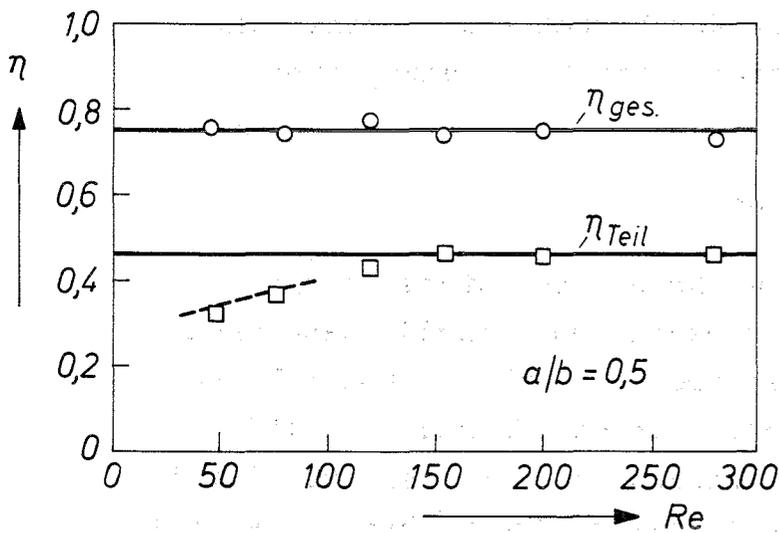


Abb. 17b:

Die gemessenen Wirkungsgrade η_{ges} und η_{Teil} in Abhängigkeit von der Reynolds-Zahl Re der Teilstrahlen. Die durchgezogenen Geraden gelten für eine ebene Strömung, die gestrichelte Kurve wurde unter Berücksichtigung der Grenzschichten an den seitlichen Abdeckplatten berechnet.

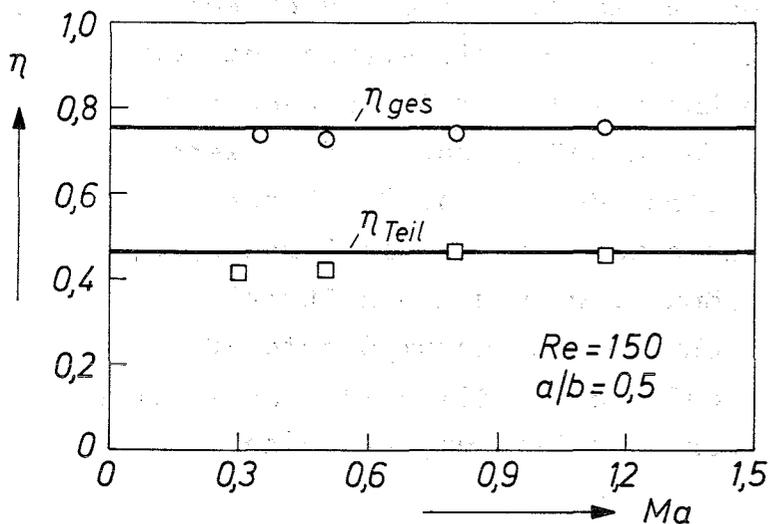


Abb. 17c:

Die gemessenen Wirkungsgrade η_{ges} und η_{Teil} in Abhängigkeit von der mittleren Mach-Zahl Ma der Teilstrahlen kurz hinter der Mündung²³⁾ der Kanaldüsen. Die durchgezogenen Geraden stellen die für inkompressible Strömung berechneten Werte dar.

Aus dem Vergleich zwischen den experimentell ermittelten und den theoretischen Wirkungsgraden für die Umsetzung von dynamischem in statischen Druck bei parallelgeschalteten Kanaldüsen folgt, daß die Wirkungsgrade mit Hilfe der im Abschnitt 2.2 beschriebenen Impulsstrombilanz zuverlässig ermittelt werden können. Durch die Messungen wird bestätigt, daß ein merklicher Rückstau der Strömung auch bei den kleinen Reynolds-Zahlen des Trenndüsenverfahrens möglich ist, wenn eine große Zahl von Teilstrahlen auf engem Raum zusammengefaßt werden kann. Ist der Abstand zwischen den Teilstrahlen etwa gleich der Strahlbreite, so kann nicht nur der Anstieg des statischen Drucks beim Ausgleich der Strömung ausgenutzt werden (η_{Teil}), sondern es lohnt sich dann auch, die kinetische Energie der ausgeglichenen Strömung durch Rückstau in einem anschließenden Diffusor in statischen Druck umzusetzen.

5. Diskussion der Ergebnisse

Aus den in dieser Arbeit beschriebenen Untersuchungen geht hervor, daß bei der heute verwendeten Trenndüsenanordnung im Bereich maximaler Gemischtrennung etwa 60 % der Entropiezunahme des Gesamtprozesses in der Trenndüse selbst stattfinden. Die Entropieerzeugung in der Trenndüse ist im wesentlichen auf Reibungsvorgänge zurückzuführen. Die restliche Entropiezunahme erfährt das Gas stromabwärts von der Trenndüse nach der Aufteilung in leichte und schwere Fraktion, da die kinetische Energie der Teilströme durch Reibung vollständig dissipiert wird. Durch die starke Gemischtrennung ist die kinetische Energie der Strömung nach der Umlenkung nicht in gleicher Weise auf leichte und schwere Fraktionen verteilt; der mittlere dynamische Druck der leichten Fraktion beträgt nur etwa 60 % des mittleren dynamischen Drucks der Gesamtströmung, wenn man ein Abschälverhältnis von 1/3 für die schwere Gemischkomponente zugrunde legt. Hieraus folgt, daß die für die Wiederverdichtung der leichten Fraktion erforderliche Leistung bei einem

Rückstauwirkungsgrad von 100 % um etwa 25 % vermindert werden könnte.

Die leichte Fraktion fällt bei so niedriger Reynolds-Zahl an, daß mit einem nennenswerten Rückstau an der einzelnen Trenndüse weder bei Verwendung eines konischen Diffusors noch eines Stoßdiffusors (Carnot-Diffusor) gerechnet werden kann. Aus den Messungen an gebündelten Kanaldüsen geht hervor, daß ein merklicher Rückstau der leichten Fraktion erreicht werden könnte, wenn es durch konstruktive Maßnahmen gelänge, die aus einer größeren Zahl von Trenndüsen austretenden laminaren Teilströme auf engem Raum zu vereinigen. Bei der in Abb. 1 gezeigten Anordnung dürfte sich auf diese Weise allerdings der spezifische Energieverbrauch um höchstens 5-10 % vermindern lassen.

Da bei den bis jetzt verwendeten Trenndüsen rund 60 % der Entropieerzeugung in der Trenndüse selbst erfolgen, sollte sich die weitere Entwicklung auf eine Verminderung dieses Dissipationsanteiles konzentrieren. Ein Erfolg in dieser Richtung würde zusätzlich die Aussichten auf eine wirtschaftliche Nutzung der in der Gasströmung am Ende der Umlenkung noch vorhandenen kinetischen Energie verbessern.

