

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM  
KARLSRUHE**

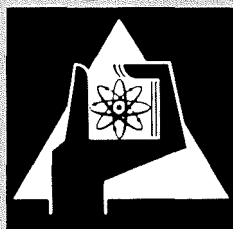
August 1971

KFK 1440

Institut für Kernverfahrenstechnik  
Institut für Techn. Thermodynamik und  
Kältetechnik der Universität (TH) Karlsruhe

Untersuchung des Strömungsverlaufs  
von He/Ar- und He/SF<sub>6</sub>-Gemischen in der Trenndüse  
mit molekular angeströmten Drucksonden

K. Bier, H. Brandtstädter, U. Ehrfeld, 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

August 1971

KFK 1440

Institut für Kernverfahrenstechnik  
und  
Institut für Techn. Thermodynamik und  
Kältetechnik der Universität (TH) Karlsruhe

Untersuchung des Strömungsverlaufs  
von He/Ar- und He/SF<sub>6</sub>-Gemischen in der Trenndüse mit  
molekular angeströmten Drucksonden

von

K. Bier, H. Brandtstädter, U. Ehrfeld, W. Ehrfeld

Gesellschaft für Kernforschung m.b.H., Karlsruhe



Zusammenfassung:

Für Grundlagenuntersuchungen zum Trenndüsenverfahren wurde eine Meßmethode entwickelt, mit der Strömungs- und Diffusionsvorgänge in Gasgemischen niedriger Dichte lokal erfaßt werden können. Dabei wird die Öffnung einer molekular angeströmten Drucksonde, die aus einem dünnen Röhrchen mit einer seitlichen Anbohrung besteht und direkt an ein Massenspektrometer angeschlossen ist, unter verschiedenen Winkeln zur Strömungsrichtung orientiert. Aus der Winkelabhängigkeit der am Massenspektrometer registrierten Ionenströme können für die einzelnen Komponenten des Gasgemisches die Strömungsrichtung, die Stromdichte und das Geschwindigkeitsverhältnis, d.h. das Verhältnis von Strömungsgeschwindigkeit zu wahrscheinlichster Geschwindigkeit im Schwerpunktssystem ermittelt werden. Aus den Sondenmessungen, die mit He/Ar- und He/SF<sub>6</sub>-Gemischen an einem stark vergrößerten Trenndüsenmodell im gesamten Strömungsfeld der Trenndüse durchgeführt wurden, geht hervor, daß bei den wirtschaftlich optimalen Betriebsbedingungen des Trenndüsenverfahrens in der Trenndüse eine stark reibungsbehaftete, schallnahe Strömung vorliegt. Die Messungen zeigen weiter, daß in ausgedehnten Bereichen der Strömung merkliche Abweichungen vom lokalen thermischen Gleichgewicht auftreten; die lokale Geschwindigkeitsverteilung der Moleküle kann hier durch eine Überlagerung zweier Maxwell-Halbraumverteilungen beschrieben werden. Außerdem deuten die Messungen darauf hin, daß in Teilbereichen der Strömung ein Geschwindigkeitsschlupf zwischen den Gemischkomponenten vorliegt.

Abstract:

In connection with fundamental investigations of the separation nozzle process, an experimental technique has been developed for analyzing the local flow and diffusion phenomena in rarefied gaseous mixtures. Thereby, is the opening of a free molecular pressure probe, which is a thin tube with a side orifice, oriented successively at various angles to the flow direction. The probe is connected directly to a mass spectrometer. From the angle dependence of the resulting ion currents, which are measured with the mass spectrometer, the flow direction, the local flux and the speed ratio (i.e. the ratio of the stream velocity to the most probable velocity of thermal motion) can be determined for each component of the gas mixture. Results of such pressure probe measurements, which were completed with He/Ar and He/SF<sub>6</sub> mixtures in the entire flow field of a large scale separation<sup>6</sup> nozzle model, show that under economically optimum operating conditions of the separation nozzle process the flow in the nozzle is highly viscous. Furthermore, considerable deviations from local thermal equilibrium occur throughout large regions of the flow: in this case the local velocity distribution function can be described by the superposition of two half-range Maxwellian terms. The measurements also indicate that there is a velocity slip between the components of the mixture in some parts of the flow field.

# Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. <u>Einleitung</u>	1
2. <u>Apparatur</u>	5
2.1 Prinzip des Sondenmeßverfahrens mit Massenspektrometer	5
2.2 Trennelement	7
2.3 Aufbau der gesamten Versuchsanordnung	10
2.4 Sonde und Massenspektrometer	12
3. <u>Theoretische Grundlagen des Meßverfahrens und Auswertung typischer Messungen</u>	15
3.1 Geschwindigkeitsverhältnisse und Stromdichten in Strömungsgebieten, in denen angenähert thermisches Gleichgewicht vorliegt	15
3.2 Geschwindigkeitsverhältnisse und Stromdichten in Strömungsgebieten, in denen Abweichungen vom thermischen Gleichgewicht vorliegen	21
3.3 Abschälverhältnisse und Gemischtrennfaktor	26
3.4 Mögliche Fehlerquellen bei der Durchführung und Auswertung der Sondenmessungen	27
4. <u>Versuchsergebnisse zum Strömungs- und Entmischungsverlauf in der Trenndüse</u>	30
4.1 Strömungsfeld und räumlicher Verlauf der Entmischung bei festen Betriebsbedingungen	30
4.1.1 He/Ar-Gemisch	31
4.1.2 He/SF <sub>6</sub> -Gemisch	37
4.2 Einfluß der Betriebsbedingungen auf die Strömung und Entmischung am Ende der Umlenkung	40
4.2.1 Einlaßdruck	40
4.2.2 Expansionsverhältnis	43
4.2.3 Gemischkonzentration	43
4.3 Diskussion	46
5. <u>Zusammenfassung</u>	50
6. <u>Literaturverzeichnis</u>	53

## 1. Einleitung

Im Institut für Kernverfahrenstechnik der Universität und des Kernforschungszentrums Karlsruhe wurde ein neues Verfahren zur Anreicherung des als Kernbrennstoff benutzten leichten Uranisotops  $U^{235}$  entwickelt. Die als Trenndüsenverfahren bezeichnete Methode beruht auf der partiellen räumlichen Entmischung verschieden schwerer Komponenten in einer gekrümmten Strömung, die mit der in Abb. 1 im Schnitt gezeigten Anordnung, der Trenndüse, erzeugt wird [1].

Ein Gasstrom  $L_0$ , der aus etwa 5 Mol-% Uranhexafluorid und 95 Mol-% eines leichten Zusatzgases (Helium oder Wasserstoff) besteht, expandiert in einer schlitzförmigen, gekrümmten Düse. Die Strömung wird durch die Wand um  $180^\circ$  umgelenkt und durch den Abschäler in die Fraktionen  $\vartheta L_0$  und  $(1-\vartheta)L_0$  aufgeteilt. Aufgrund der Zentrifugalbeschleunigung wird die schwere  $UF_6$ -Komponente,  $U^{238}F_6$ , in der Nähe der Umlenk wand, d.h. in der äußeren Fraktion  $(1-\vartheta)L_0$  angereichert. Dagegen reichert sich die leichte  $UF_6$ -Komponente,  $U^{235}F_6$ , ebenso wie das leichte Zusatzgas in der inneren Fraktion  $\vartheta L_0$  an. Die Entmischung der verschieden schweren Komponenten kann im wesentlichen mit der Druckdiffusion in dem die Zentrifugalkraft kompensierenden radialen Druckgefälle erklärt werden. Die Wirkung des leichten Zusatzgases beruht u. a. wesentlich darauf, daß es die Strahlgeschwindigkeit und damit die Zentrifugalbeschleunigung erhöht. Wirtschaftlichkeitsuntersuchungen haben gezeigt, daß das Trenndüsenverfahren für die großtechnische Anreicherung von  $U^{235}$  ernsthaft in Frage kommt [1] - [5].

Die bisherige Entwicklung des Trenndüsenverfahrens basiert im wesentlichen auf systematischen Versuchsreihen, bei denen die Entmischung der Uranisotope in Abhängigkeit von den geometrischen Parametern und den Betriebsbedingungen gemessen wurde. Daneben werden

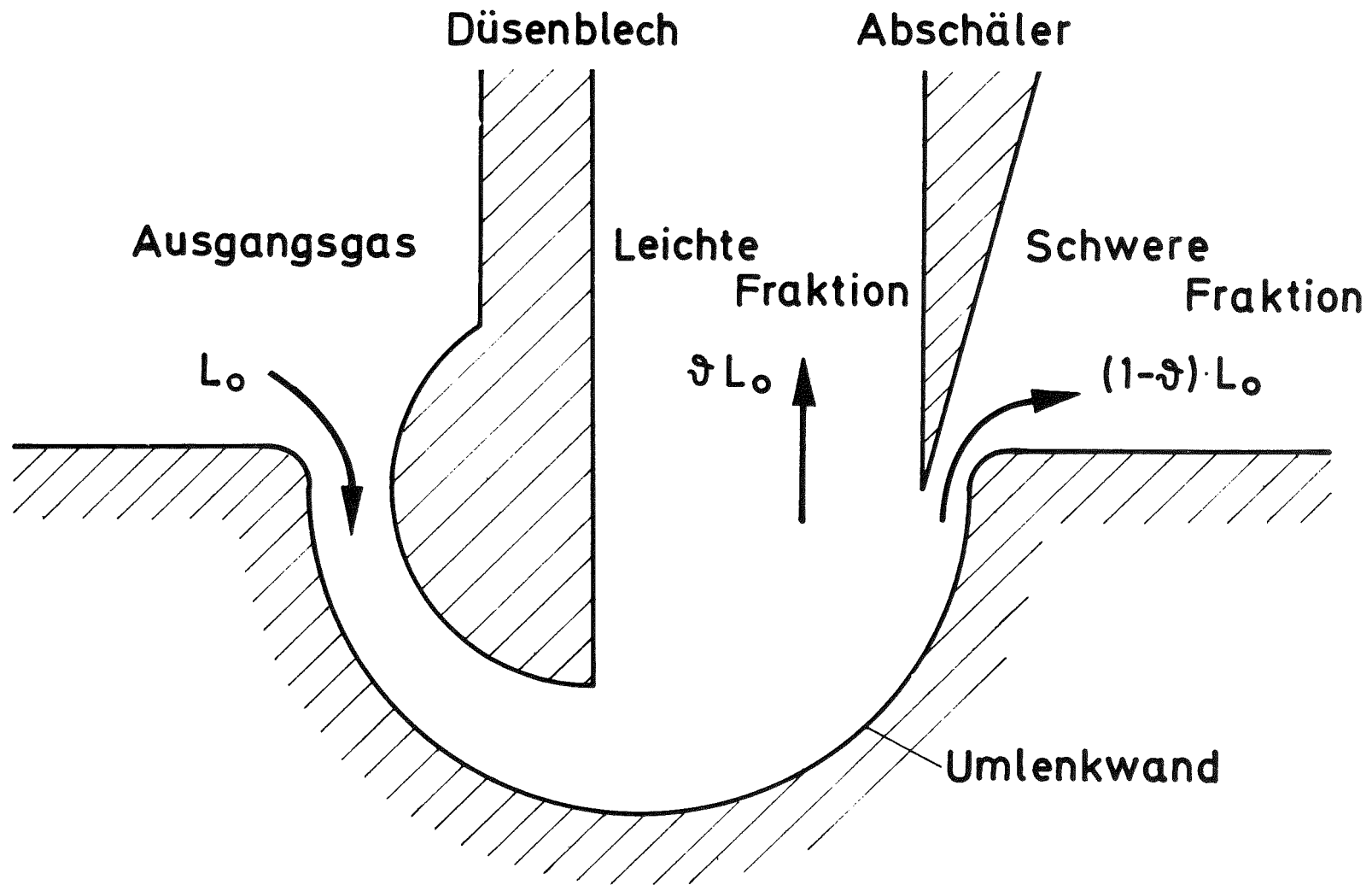


Abb. 1 Schnitt durch die Trenndüse



neuerdings theoretische Untersuchungen durchgeführt, die eine quantitative Berechnung der Isotopenentmischung ermöglichen und Hinweise für eine gezielte Verbesserung des Verfahrens liefern sollen [6].

Jedoch erscheint eine geschlossene theoretische Berechnung der Strömungs- und Diffusionsvorgänge in der Trenndüse, ohne Rückgriff auf experimentelle Unterlagen über den Strömungsverlauf, aus folgenden Gründen z. Zt. kaum möglich: Aus den bisherigen Versuchen folgt, daß unter optimalen Betriebsbedingungen die Knudsen-Zahl in der Trenndüse, d.h. das Verhältnis der mittleren freien Weglänge zur Düsenweite etwa 1/50 bis 1/150 beträgt. Die zugehörigen Reynolds-Zahlen sind von der Größenordnung 100. Es handelt sich also um eine stark reibungsbehaftete Strömung mit relativ komplizierten geometrischen Randbedingungen, bei der der örtliche Strömungszustand durch die verhältnismäßig starke Abtrennung des leichten Zusatzgases vom Uranhexafluorid wesentlich beeinflusst wird. Für die Berechnung der Isotopenentmischung, die aus einem ternären Diffusionsvorgang in diesem komplizierten Strömungsfeld resultiert, ist deshalb eine möglichst weitgehende Kenntnis des Strömungsverlaufs wünschenswert.

Ziel der vorliegenden Arbeit war daher eine systematische experimentelle Untersuchung des Strömungsverlaufs in der Trenndüse. Hierzu wurde das Strömungsfeld in einem etwa 1000-fach vergrößerten Modell des Trennelementes bei entsprechend verminderter Gasdichte mit molekular angeströmten Drucksonden ausgemessen<sup>1)</sup>.

---

1) Für die technische Durchführung des Trenndüsenverfahrens sind Trennelemente vorgesehen, bei denen der Krümmungsradius der Umlenkwand 0.1 mm beträgt [3] - [5]. Der zugehörige Düsenvordruck liegt bei 600 Torr, das Expansionsverhältnis beträgt etwa 4.

In früheren Arbeiten wurde bereits gezeigt, daß mit molekular angeströmten Drucksonden in einer Strömung eines verdünnten einheitlichen Gases das lokale Geschwindigkeitsverhältnis<sup>2)</sup> und die örtliche Stromdichte ermittelt werden können [7], [8]. In der vorliegenden Arbeit wird darüberhinaus gezeigt, daß man durch Kombination dieser Drucksonden mit einem Massenspektrometer in einem strömenden Gasgemisch die Geschwindigkeitsverhältnisse und Stromdichten der einzelnen Komponenten bestimmen kann; über diese neue Meßmethode wurde bereits kurz berichtet [9]. Durch Integration der Stromdichten der Einzelkomponenten können weiterhin das Abschälverhältnis  $\vartheta$  und der die Abtrennung des leichten Zusatzgases beschreibende Gemischtrennfaktor ermittelt werden.

Um die beim Arbeiten mit Uranhexafluorid auftretenden Korrosionsprobleme zu vermeiden, wurden als Modellgase Gemische aus Helium und Argon bzw. Helium und Schwefelhexafluorid verwendet.

- 
- 2) Zur Kennzeichnung des Verhältnisses von gerichteter und ungeordneter Geschwindigkeit verwendet man in der Dynamik verdünnter Gase das sogenannte Geschwindigkeitsverhältnis

$$S = \frac{w}{c_w} = \frac{\text{Strömungsgeschwindigkeit}}{\text{warsch. Geschw. im Schwerpunktssystem}}$$

Für Strömungszustände im thermischen Gleichgewicht ist S durch die Beziehung  $S = M \cdot \sqrt{\kappa / 2}$  mit der Mach-Zahl verknüpft ( $\kappa = c_p / c_v =$  Verhältnis der spezifischen Wärmen).

## 2. Apparatur

### 2.1 Prinzip des Sondenmeßverfahrens mit Massenspektrometer

Abb. 2 zeigt eine schematische Darstellung des Sondenmeßverfahrens. Die Sonde besteht aus einem senkrecht zur Strömung stehenden, einseitig abgeschlossenen Röhrchen, dessen Durchmesser klein gegen die mittlere freie Weglänge in der Strömung sein soll. Das Röhrchen besitzt eine seitliche Öffnung, welche durch Drehen der Sonde um die Rohrachse unter beliebigem Winkel zur Strömungsrichtung orientiert werden kann. Stellt man beispielsweise die Öffnung der Sonde gegen die Strömung ( $\alpha = 0$ ), so ist der Teilchenstrom auf die Öffnung im wesentlichen durch die lokale Teilchendichte und die mittlere Strömungsgeschwindigkeit bestimmt; steht hingegen die Normale der Sondenöffnung senkrecht zur Strömungsrichtung ( $\alpha = 90^\circ$ ), so ist der Teilchenstrom auf die Öffnung allein von der Dichte und der mittleren thermischen Geschwindigkeit abhängig. Das Verhältnis der Teilchenströme für  $\alpha = 0$  und  $\alpha = 90^\circ$  muß umso größer sein, je größer das lokale Geschwindigkeitsverhältnis der Strömung ist<sup>2)</sup>. Entsprechend ergibt sich die lokale Teilchenstromdichte aus der Differenz der Teilchenströme für  $\alpha = 0$  und  $\alpha = 180^\circ$ .

Die Bestimmung der Teilchenströme der Gemischkomponenten erfolgt mittels eines Massenspektrometers, dessen Ionenquelle über eine Vakuumleitung mit der Sonde verbunden ist. Der am Massenspektrometer für eine bestimmte Gemischkomponente registrierte Ionenstrom ist direkt proportional zu dem auf die Sondenöffnung auftretenden Teilchenstrom dieser Komponente, sofern in der Verbindungsleitung zwischen Sonde und Massenspektrometer molekulare Strömungsbedingungen vorliegen und die Potentialverhältnisse in der Ionenquelle unabhängig vom Druck sind. Verwendet man ein Massenspektro-

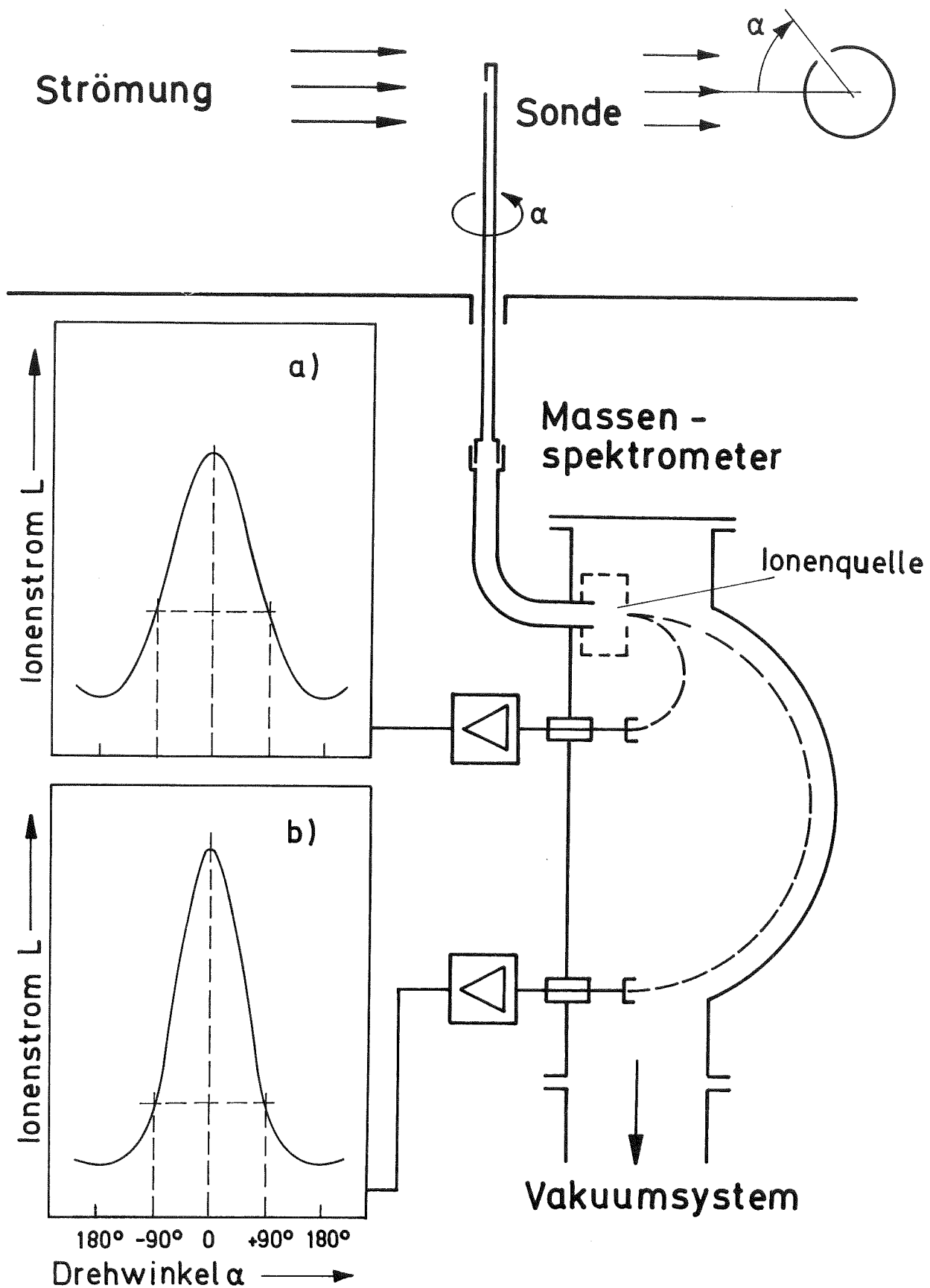


Abb. 2 Schema der Drucksonde mit Absaugung des Meßgases durch ein Massenspektrometer mit zwei Ionenauffängern. Beim Drehen der Sonde ergibt sich qualitativ der in den beiden Diagrammen dargestellte Zusammenhang zwischen dem Ionenstrom  $L$  und dem Drehwinkel der Sonde  $\alpha$ ; a) leichte und b) schwere Komponente eines strömenden Gasgemisches

meter mit mehreren Auffängern, wie es in Abb. 2 schematisch dargestellt ist, so kann die Abhängigkeit des Ionenstroms vom Drehwinkel der Sonde für mehrere Komponenten des Gasgemischs gleichzeitig aufgenommen werden.

Die beiden Diagramme der Abb. 2 zeigen qualitativ, welcher Ionenstromverlauf für die leichte und schwere Komponente eines binären Gasgemischs bei lokalem thermischen Gleichgewicht zu erwarten ist: Da bei gleicher Temperatur und Strömungsgeschwindigkeit die mittleren thermischen Geschwindigkeiten beider Komponenten sich umgekehrt wie die Quadratwurzeln aus den Molekulargewichten verhalten, ergibt sich für die schwerere Komponente ein größeres Geschwindigkeitsverhältnis, was durch den steileren Verlauf des Ionenstroms in Abhängigkeit vom Drehwinkel dargestellt ist.

## 2.2 Trennelement

Abb. 3 zeigt eine stark vereinfachte Seitenansicht und Draufsicht der verwendeten Trenndüsenanordnung. Die Umlenk wand 1 und die Düseninnenführung 2, die aus gebogenen Aluminiumblechen bestehen, sind gemeinsam mit dem Abschäler 3 auf eine Grundplatte 4 aufgeschraubt. Vom Anschlußflansch 5 für die Gaszufuhr bis zum Beginn der Umlenkung wird das Trennelement durch ein dünnes, aufgeklebtes Metallblech abgeschlossen. Der übrige Bereich wird von einer kreisförmigen Metallscheibe 6 abgedeckt, durch welche die Sonde 7 parallel zum Düsen-schlitz in das Trennelement eingebracht wird. Die Sonde ist drehbar in einem Schlitten 8 gelagert, welcher auf der Schiene 9 radial auf der Scheibe 6 verschiebbar ist. Die Scheibe selbst kann um ihren Mittelpunkt, der mit dem Krümmungsmittelpunkt der Umlenk wand übereinstimmt, gedreht werden, so daß die Lage der Sonde in den in der Abbildung angegebenen Polarkoordinaten  $R$  und  $\varphi$  ein-

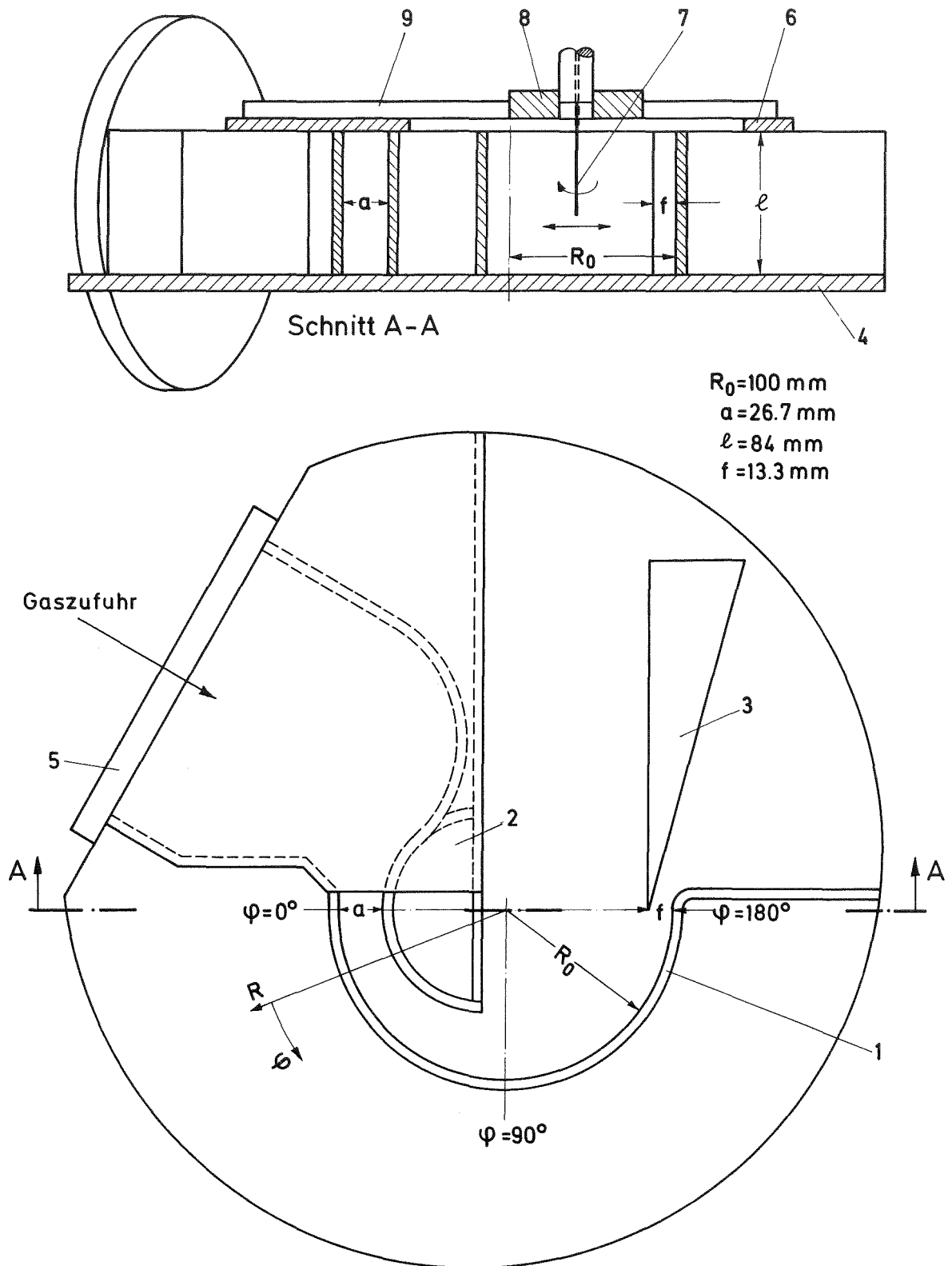


Abb. 3 Das bei den Messungen verwendete Trennelement. Die bei der Darstellung der Meßergebnisse benutzten Polarkoordinaten  $R$  und  $\varphi$  sind in der Draufsicht angegeben. Erläuterung der Zahlen im Text

gestellt wird. Die Scheibe wird durch Gummilippen an der Umlenk wand, ansonsten durch längere Spalte am Trennelement abgedichtet.

Das hier verwendete Trennelement stellt im wesentlichen eine ähnliche Vergrößerung der in Abb. 1 gezeigten Trenndüsenform dar, welche sich bei Trennversuchen mit  $\text{He}/\text{UF}_6$  und  $\text{H}_2/\text{UF}_6$ -Gemischen bewährt hat [1], [4]. Der Umlenkradius des Modells beträgt  $R_o = 100$  mm, die Düsenweite  $a = 26.7$  mm, der Abstand des Abschälers von der Umlenk wand  $f = 13.3$  mm und die Schlitzlänge  $\ell = 84$  mm. Bei dieser Düsenweite wird der für die Trenndüsenströmung charakteristische Knudsen-Zahl-Bereich bei Einlaßdrücken zwischen 0.4 und 0.8 Torr durchlaufen.

Die Abmessungen des Trennelementes ergaben sich einerseits aus der Forderung, daß bei der vorgegebenen Knudsen-Zahl der Trenndüsenströmung eine Sonde von 0.4 mm Außendurchmesser noch annähernd molekular angeströmt werden sollte. Für die Sondenmessung war also ein möglichst niedriger Einlaßdruck und eine entsprechend große Düsenweite anzustreben. Gleichzeitig sollte das Verhältnis von Schlitzlänge zu Düsenweite nicht zu klein sein, damit im Trennelement möglichst eine ebene Strömung vorliegt. Die durch die Schlitzlänge und Düsenweite gegebene Querschnittsfläche ist andererseits durch das Saugvermögen der angeschlossenen Pumpen nach oben begrenzt. Für die Sondenmessungen stand eine Roots-Pumpenanlage mit einem Saugvermögen von  $14000 \text{ m}^3/\text{h}$  für Ansaugdrücke zwischen  $5 \cdot 10^{-3}$  und 5 Torr zur Verfügung (vgl. [8], KFK Bericht 842). Mit dieser Pumpleistung und den angegebenen Abmessungen des Trennelementes konnten Expansionsverhältnisse bis 7 realisiert werden<sup>3)</sup>.

---

3) Der für die technische Anwendung des Trenndüsenverfahrens interessante Bereich des Expansionsverhältnisses liegt zwischen 3 und 7 [1].

### 2.3 Aufbau der gesamten Versuchsanordnung

Der Aufbau der gesamten Versuchsanordnung ist in Abb. 4 schematisch dargestellt. Das Trennelement 10 ist an 6 Stäben, die im oberen Flansch 11 der Versuchskammer 12 eingeschraubt sind, aufgehängt. Es wird durch Federn gegen die Metallscheibe 6 gepreßt, welche die Verstelleinrichtung für die Sonde 7 trägt und das Trennelement nach oben abschließt (vgl. auch Abb. 3). Die Scheibe 6 ist an einem Lager 13, über welches die azimutale Stellung der Sonde im Trennelement von außen eingestellt wird, im Flansch 11 befestigt. Die radiale Stellung der Sonde wird über eine Drehdurchführung 14, welche über eine Spindel den Schlitten 8 antreibt, verändert. Die Drehung der im Schlitten gelagerten Sonde 7 um die eigene Achse erfolgt über eine weitere Drehdurchführung, die ebenfalls im Deckflansch des Lagers 13 angebracht, in Abb. 4 aber nicht eingezeichnet ist. Das Trennelement und die Verstelleinrichtung bilden zusammen eine Einheit, was eine einfache Montage und Justierung der Anordnung außerhalb der Versuchskammer erlaubt. Der Einlaufkanal 15 des Trennelementes ist an einem Pufferbehälter 16 angeschlossen, der durch einen Zwischenflansch 17 von der Versuchskammer abgetrennt ist. Beim Anschluß des Trennelementes an den Pufferbehälter wird die Justierung der Sonde relativ zum Trennelement nicht beeinflußt, da der Zwischenflansch radial und der Einlaufkanal im Zwischenflansch axial verschiebbar sind.

Das Versuchsgas wird über ein Dosierventil 18 in den Pufferbehälter 16 eingelassen. Nach Durchströmen des



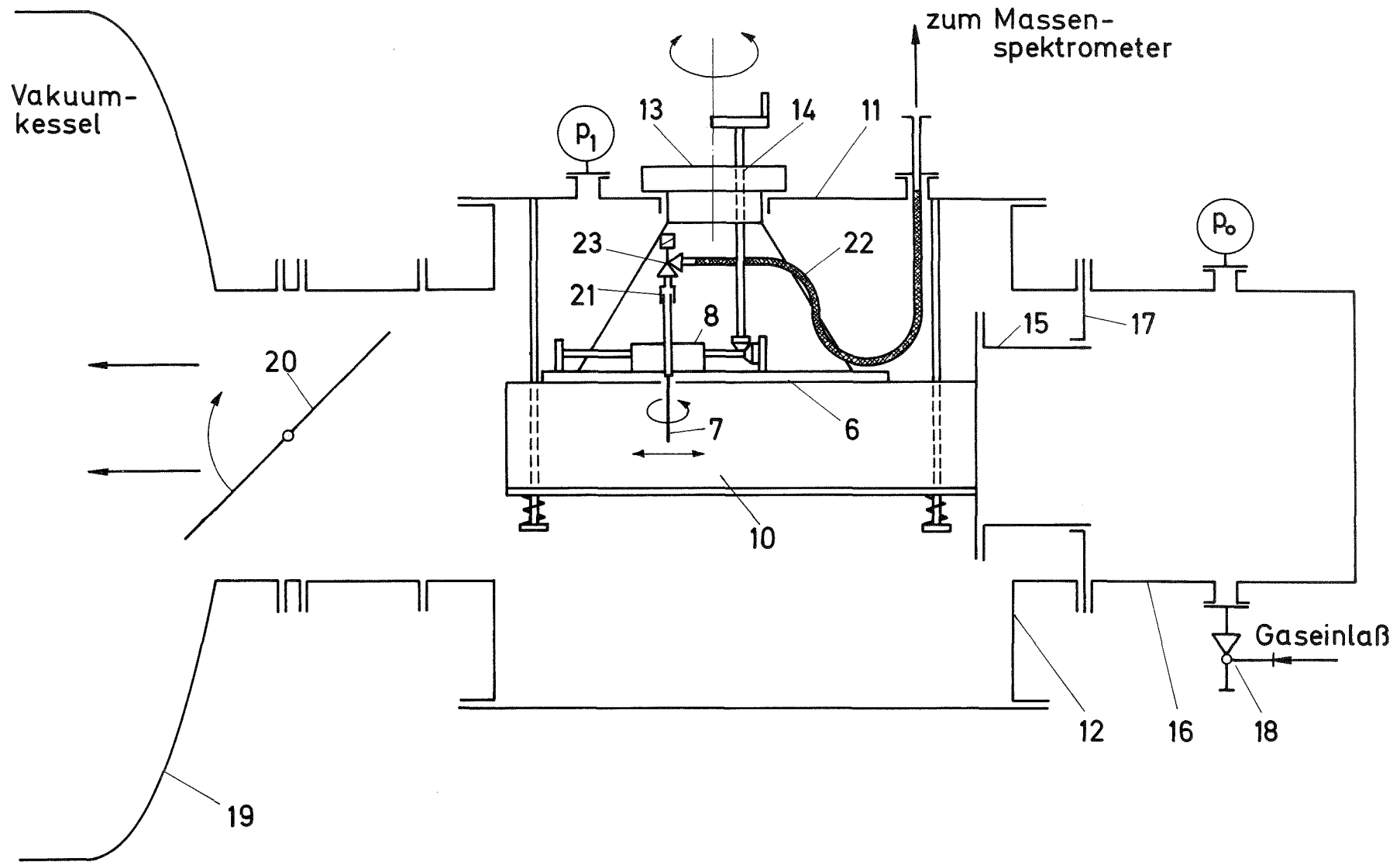


Abb. 4 Schema der Versuchsanordnung zur Untersuchung der Strömung in der Trenndüse mit molekular angeströmten Drucksonden. Erläuterung der Zahlen im Text

Trennelementes werden leichte und schwere Fraktion bei gleichem Druck  $p_1$  in den Kessel 19 der Roots-Pumpenanlage abgesaugt. Der Einlaßdruck  $p_0$  wird mit dem Dosierventil 18 eingeregelt, während der Kammerdruck  $p_1$  durch ein zwischen Kammer und Kessel befindliches Klappventil 20 eingestellt wird. Zur Druckmessung werden Membranmikromanometer benutzt<sup>4)</sup>.

#### 2.4 Sonde und Massenspektrometer

Die Sonde wurde aus einem V2A-Röhrchen mit 0.4 mm Außendurchmesser und 0.2 mm Innendurchmesser nach dem in [8] angegebenen Verfahren hergestellt. Sie besitzt eine Öffnung mit einem Durchmesser von etwa 0.04 mm und ist über eine Drehdurchführung 21 und eine biegsame Verbindungsleitung 22 an das Massenspektrometer angeschlossen (vgl. Abb. 4). Unmittelbar über der Drehdurchführung ist ein Magnetventil 23 angebracht, so daß die Verbindungsleitung zum Massenspektrometer auch beim Belüften der Versuchskammer evakuiert bleiben kann.

Es wurde ein magnetisches Klein-Massenspektrometer mit  $180^\circ$  Umlenkung verwendet, das mit vier verschiebbaren Auffängern ausgestattet ist; damit können bis zu vier Komponenten eines Gasgemischs gleichzeitig nachgewiesen werden<sup>5)</sup>.

Vor und nach jeder Meßreihe wurden Kontrollmessungen durchgeführt<sup>6)</sup>. Dabei wurde der Ionenstrom in Abhängig-

---

4) Baratron-Membranmikromanometer Typ 77 der Fa. MKS Instruments Inc., Burlington, Mass. USA .

5) Massenspektrometer Typ GD 150/4 der Fa. Varian MAT, Bremen .

6) Diese Messungen werden auch zur Bestimmung der Absolutwerte der Teilchenstromdichten benötigt (vgl. Abschnitt 3.1).

keit vom Druck des ruhenden Gases in der Versuchskammer aufgenommen. Abb. 5 zeigt das Ergebnis solcher Messungen an den reinen Gasen He, Ar und SF<sub>6</sub>. Man erkennt, daß die Ionenstromanzeige für  $p \lesssim 1$  Torr proportional zum Gasdruck in der Versuchskammer ist. Das zeigt, daß in diesem Druckbereich zwischen der Sondenöffnung und der Ionenquelle des Massenspektrometers tatsächlich molekulare Strömungsbedingungen vorliegen. Dies geht auch daraus hervor, daß sich bei Messungen an He/SF<sub>6</sub>-Gemischen mit den an den reinen Gasen bestimmten Eichfaktoren innerhalb einer Fehlergrenze von  $\pm 0.2$  Mol-% die gleiche Zusammensetzung ergab wie mit einem großen Analyse-Massenspektrometer.

Die Einstellzeit der Meßanordnung, d.h. die Zeit, die bis zur Ausbildung einer stationären Strömung durch das Massenspektrometer verstreicht, ist von den Strömungsleitwerten des Sondenröhrchens und der Verbindungsleitung zum Massenspektrometer, dem Volumen dieser Leitungen sowie von der Gasart abhängig. Sie beträgt beispielsweise für eine Druckänderung in der Versuchskammer von  $10^{-4}$  auf  $10^{-1}$  Torr oder umgekehrt für Helium etwa 10 sec. Für schwerere Gase steigt sie mit der Wurzel aus dem Molekulargewicht an. Die Einstellzeit liegt damit in der gleichen Größenanordnung wie bei der früher verwendeten Sondenmeßanordnung mit abgeschlossener Druckmeßzelle [8].

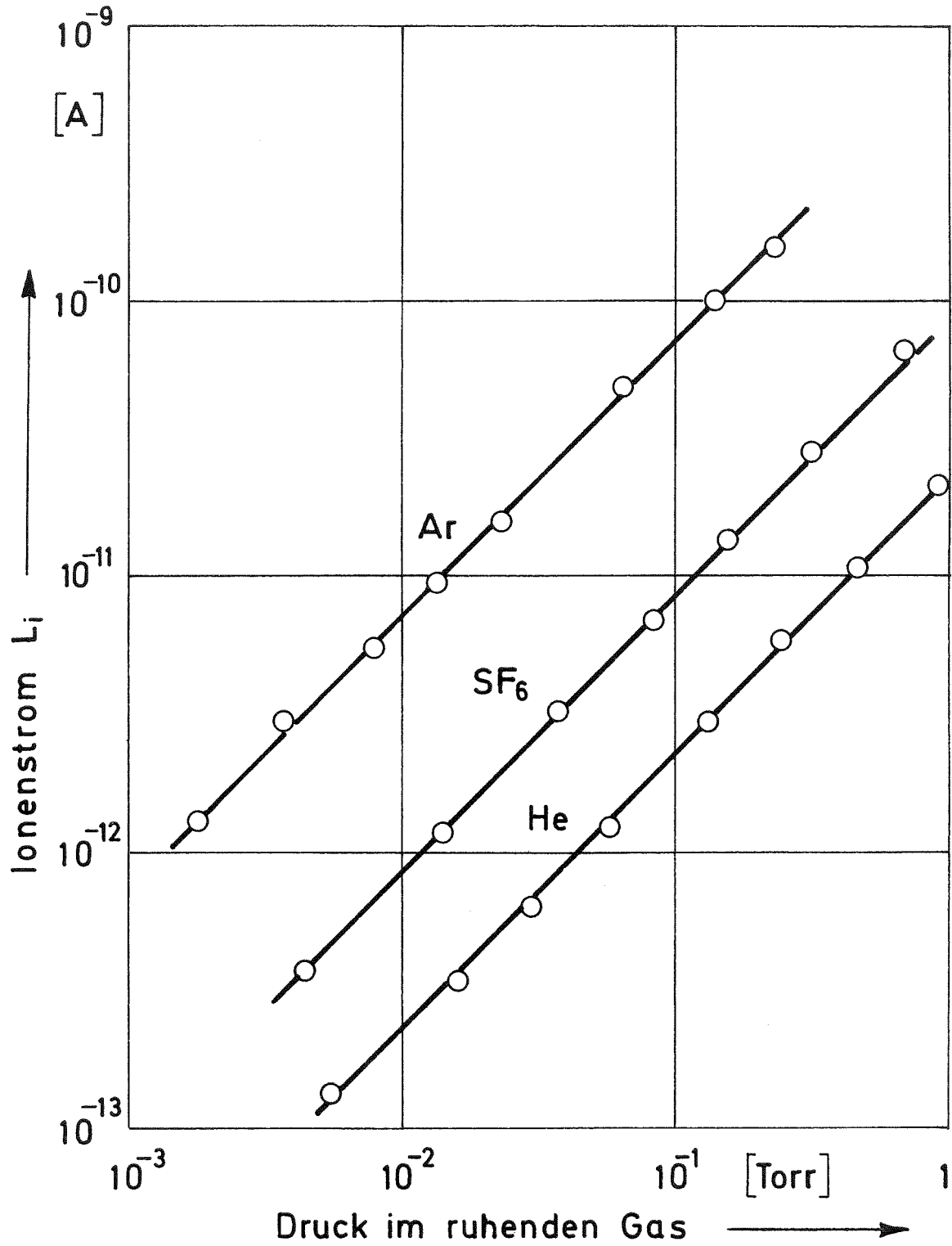


Abb. 5 Eichung der Drucksonde mit Massenspektrometer; Ionenstrom  $I_i$  der Gase He, Ar und  $SF_6$  in Abhängigkeit vom Druck in der Versuchskammer

3. Theoretische Grundlagen des Meßverfahrens und Auswertung typischer Messungen

3.1 Geschwindigkeitsverhältnisse und Stromdichten in Strömungsgebieten, in denen angenähert thermisches Gleichgewicht vorliegt

Um einen quantitativen Zusammenhang zwischen der Winkelabhängigkeit des Teilchenstroms in die Sonde und dem Geschwindigkeitsverhältnis angeben zu können, müssen bestimmte Annahmen über die am Ort der Sonde vorliegende Geschwindigkeitsverteilung und die Form der Sondenöffnung gemacht werden. Wir gehen zunächst davon aus, daß als lokale Geschwindigkeitsverteilung jeder Komponente des Gemischs eine Maxwell-Verteilung vorliegt und daß die Sondenöffnung die Gestalt einer idealen Lochblende aufweist. Nach Patterson [7] gilt dann bei molekularer Anströmung der Sonde für den in die Sonde einfallenden Teilchenstrom einer Komponente  $i$  des Gasgemischs:

$$I_{i\infty} = \frac{F \cdot n_i \cdot c_{wi}}{2\sqrt{\pi}} \cdot f(S_i \cdot \cos \alpha) \quad (1)$$

mit

$$f(S \cdot \cos \alpha) = \exp(-S^2 \cdot \cos^2 \alpha) + \sqrt{\pi} S \cdot \cos \alpha \cdot [1 + \operatorname{erf}(S \cdot \cos \alpha)]$$

Dabei bedeuten  $n_i$  die Teilchendichte,  $c_{wi}$  die wahrscheinlichste Geschwindigkeit im Schwerpunktssystem und  $S_i$  das Geschwindigkeitsverhältnis der Komponente  $i$ ;  $F$  ist die Fläche der Sondenöffnung,  $\alpha$  der Winkel zwischen der örtlichen Strömungsrichtung und der Flächennormalen der Sondenöffnung. Der Index  $\infty$  bezeichnet den Fall der idealen Lochblende.

Bei den bisher verwendeten Sonden konnte die Sondenöffnung wegen des kleinen Durchmessers nicht in Form

einer idealen Lochblende hergestellt werden. Der Einfluß der endlichen Tiefe der Sondenöffnung wurde von Hughes für den Fall theoretisch untersucht, daß die Öffnung die Form eines zylindrischen Kanals besitzt [10]. Unter der Annahme, daß die Moleküle an der Innenwand des Kanals diffus reflektiert werden, erhielt Hughes für den Teilchenstrom in die Sonde folgende Beziehung:

$$I_i = \frac{F \cdot n_i \cdot c_{wi}}{2\sqrt{\pi}} \cdot R(S_i, D, \alpha) \cdot W(D) \quad (2)$$

Dabei tritt als zusätzlicher Parameter D das Verhältnis von Durchmesser zu Länge des Öffnungskanals auf. W(D) ist der Clausing-Faktor des Kanals [11]<sup>7)</sup>. Die zum Einstrom in die Sonde proportionale Funktion R ist in komplizierter Weise vom Geschwindigkeitsverhältnis S, dem Öffnungsparameter D und dem Drehwinkel  $\alpha$  der Sonde abhängig. Für jeweils fest vorgegebene Werte von S und D durchläuft R ein Maximum, wenn die Sondenöffnung der Strömung entgegen gerichtet ist, und ein Minimum, wenn die Sondenöffnung stromabwärts zeigt. Der Unterschied dieser beiden Extremwerte ist umso größer, je höher S und je kleiner D sind [10], [8].

Wenn in der Verbindungsleitung zwischen Sonde und Massenspektrometer molekulare Strömungsbedingungen vorliegen und wenn die elektrischen Potentialverhältnisse in der Ionenquelle des Massenspektrometers unabhängig vom Druck sind, wie dies mit den in Abb. 5 gezeigten Messungen nachgewiesen wurde, so ist der

---

7) Der Clausing-Faktor W(D) gibt die Wahrscheinlichkeit dafür an, daß ein am Anfang des Kanals eintretendes Molekül das Ende des Kanals erreicht. Bei der idealen Lochblende ist W(D) = 1.

Ionenstrom  $L_i$  der Komponente  $i$  direkt proportional zum Teilchenstrom dieser Komponente in die Sonde:

$$I_i = B_i \cdot L_i \quad (3)$$

Der Proportionalitätsfaktor  $B_i$  hängt von den Strömungsleitwerten des Sondenröhrchens und der Verbindungsleitung zwischen Sonde und Massenspektrometer, von den Eigenschaften der Ionenquelle und von der Gasart ab.

Mißt man am gleichen Ort den Ionenstrom für zwei verschiedene Drehwinkel  $\alpha_1$  und  $\alpha_2$ , so kann man nach der Beziehung

$$\frac{L_i(\alpha_1)}{L_i(\alpha_2)} = \frac{R(S_i, D, \alpha_1)}{R(S_i, D, \alpha_2)} \quad (4)$$

das lokale Geschwindigkeitsverhältnis  $S_i$  einer Gemischkomponente bestimmen, wenn der Öffnungsparameter  $D$  der Sonde bekannt ist.

Ist eine direkte Bestimmung von  $D$  durch Ausmessen der Sondenöffnung aufgrund der kleinen Dimensionen der Sonde schwierig, so können das Geschwindigkeitsverhältnis und der Öffnungsparameter durch Messung des Ionenstroms über einen größeren Bereich des Drehwinkels gemeinsam bestimmt werden [8]. Die in dieser Arbeit wiedergegebenen Messungen wurden mit Hilfe eines Computerprogrammes ausgewertet. Die Berechnung von  $S$  und  $D$  erfolgt hierbei mittels eines "least-square-fits" der Meßpunkte an den durch die Funktion  $R$  gegebenen theoretischen Zusammenhang<sup>8)</sup>. Bei der Auswertung sind die Winkelstellungen der Sonde immer auf die lokale

---

8) Die Rechnungen wurden an der IBM 360/65 des Kernforschungszentrums Karlsruhe durchgeführt.

Strömungsrichtung zu beziehen; im Fall des thermischen Gleichgewichtes ist daher dem Maximum des Ionenstromverlaufs der Drehwinkel  $\alpha = 0$  zuzuordnen.

Abb. 6 zeigt eine Reihe von Meßkurven, die im Trennelement an der Stelle  $\psi = 90^\circ$ ,  $R/R_0 = 0.75$  aufgenommen wurden (vgl. Abb. 3). Als Versuchsgase wurden reines Helium, ein He/Ar-Gemisch mit 12 Mol-% Ar und ein He/SF<sub>6</sub>-Gemisch mit 7.6 Mol-% SF<sub>6</sub> verwendet. Der Einlaßdruck betrug jeweils 0.4 Torr, das Expansionsverhältnis war 4.

Die durchgezogenen Kurven wurden nach Gl. (2) für die in der Abbildung angegebenen Geschwindigkeitsverhältnisse  $S_1$  für einen Öffnungsparameter  $D = 2.6$  berechnet. Die gute Übereinstimmung zwischen dem berechneten und dem gemessenen Ionenstromverlauf deutet darauf hin, daß die Voraussetzungen der Theorie, molekulare Anströmung, lokales thermisches Gleichgewicht und diffuse Reflexion in der Sondenöffnung offenbar weitgehend erfüllt sind<sup>9)</sup>.

Daß die Voraussetzung des lokalen thermischen Gleichgewichtes weitgehend erfüllt ist, wird auch dadurch unterstützt, daß sich bei den Gemischen die Geschwindigkeitsverhältnisse der Komponenten annähernd wie die Quadratwurzeln aus den Molekulargewichten verhalten:

Gemisch	$S_1$	$S_2$	$\frac{S_2}{S_1} \cdot \sqrt{\frac{m_1}{m_2}}$
He/Ar	0.50	1.61	1.02
He/SF <sub>6</sub>	0.37	2.36	1.05

Der Index 1 bezeichnet die leichte, der Index 2 die schwere Komponente.

9) Die mittlere freie Weglänge in der Strömung war bei diesen Messungen etwa 1.5 bis 2 mal so groß wie der Sondendurchmesser; vgl. die ausführlichere Diskussion des Einflusses der nicht molekularen Anströmung der Sonde in Abschnitt 3.4.



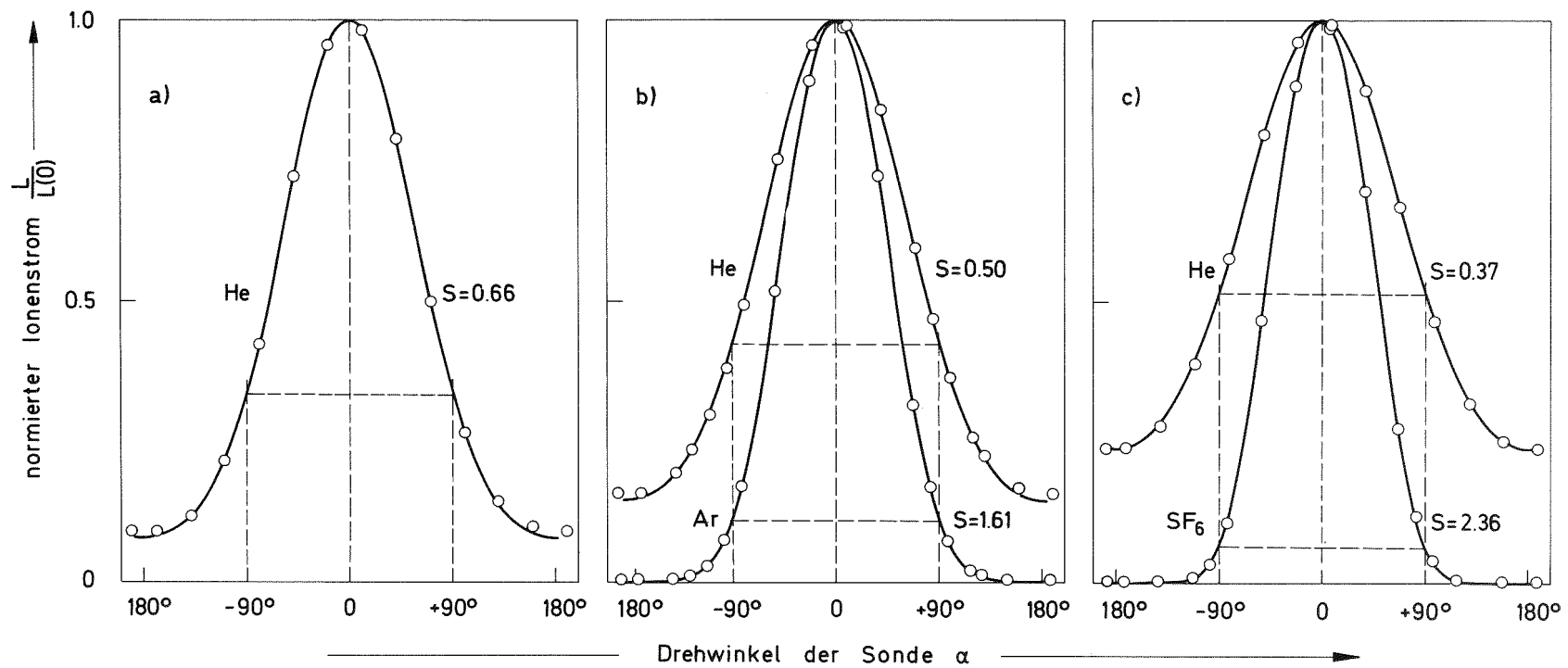


Abb. 6 Der Zusammenhang zwischen dem auf das Maximum normierten Ionenstrom  $L/L(0)$  und dem Drehwinkel der Sonde  $\alpha$  bei lokalem thermischen Gleichgewicht. Die durchgezogenen Kurven wurden nach Gl. (2) mit den angegebenen S-Werten für  $D = 2.6$  berechnet. a) reines He, b) He/Ar-Gemisch mit 12 Mol-% Ar, c) He/SF<sub>6</sub>-Gemisch mit 7.6 Mol-% SF<sub>6</sub>. Messungen beim Umlenkwinkel  $\varphi = 90^\circ$  und beim normierten Radius  $R/R_0 = 0.75$ ; Einlaßdruck  $p_0 = 0.4$  Torr, Expansionsverhältnis  $p_0/p_1 = 4$

Dieser Befund ist zwanglos so zu interpretieren, daß sich beide Gemischkomponenten auf gleicher Temperatur befinden und die gleiche Strömungsgeschwindigkeit besitzen.

Die lokale Teilchenstromdichte  $j_i$  einer Gemischkomponente ergibt sich aus dem Nettoteilchenstrom durch ein auf der Strömungsrichtung senkrecht stehendes Flächenelement. Diesem Nettoteilchenstrom entspricht die Differenz der Teilchenströme, die bei den Drehwinkeln  $\alpha = 0$  und  $\alpha = 180^\circ$  auf die Sondenöffnung auftreffen, bzw. in eine Sonde einströmen, deren Öffnung eine ideale Lochblende darstellt:

$$j_i = \frac{1}{F} \cdot \left[ I_{i\infty} (\alpha = 0) - I_{i\infty} (\alpha = 180^\circ) \right] \quad (5)$$

Besitzt die Öffnung der Sonde die Form eines kreiszylindrischen Kanals, so folgt hieraus mit den Gln. (1), (2) und (3):

$$j_i = \frac{B_i}{W(D) \cdot F} \cdot \left[ \left. \frac{L_i \cdot f(S_i, \alpha)}{R(S_i, D, \alpha)} \right|_{\alpha=0} - \left. \frac{L_i \cdot f(S_i, \alpha)}{R(S_i, D, \alpha)} \right|_{\alpha=180^\circ} \right] \quad (6)$$

Gleichung (6) gilt entsprechend den bei der Ableitung von Gl. (1) und (2) gemachten Voraussetzungen nur, wenn die Geschwindigkeitsverteilung der betrachteten Komponente als Maxwell-Verteilung dargestellt werden kann, während bei Gl. (5) hinsichtlich der Geschwindigkeitsverteilung keine einschränkenden Voraussetzungen gemacht werden.

Zur Bestimmung des Absolutwertes der Stromdichte müssen außer  $S_i$  und  $D$  die Fläche  $F$  der Sondenöffnung und der Proportionalitätsfaktor  $B_i$  bekannt sein. Zweckmäßigerweise ermittelt man den gesamten Eichfaktor

$A_i = B_i / (W(D) \cdot F)$  durch eine Eichmessung in ruhendem Gas bei bekannter Temperatur  $T$  und bekanntem Druck  $p$ , wie dies in Abb. 5 gezeigt wurde. In diesem Fall gilt für den Teilchenstrom in die Sonde Gl. (2) mit  $R = 1$ . Mit den bekannten gaskinetischen Beziehungen  $p = nkT$  und  $c_w = \sqrt{2kT/m}$  ( $k =$  Boltzmann-Konstante,  $m =$  Molekülmasse) erhält man:

$$A_i = \frac{B_i}{W(D) \cdot F} = \frac{P_i}{L_i \cdot \sqrt{2 \pi m_i \cdot kT}} \quad (7)$$

### 3.2 Geschwindigkeitsverhältnisse und Stromdichten in Strömungsgebieten, in denen Abweichungen vom thermischen Gleichgewicht vorliegen

In Strömungsgebieten mit starken Zustandsänderungen senkrecht zur Strömungsrichtung ist der Ionenstromverlauf nicht mehr symmetrisch zum Ionenstrommaximum. Abb. 7 zeigt typische Messungen, die im Trennelement an der Stelle  $\psi = 90^\circ$ ,  $R/R_0 = 0.95$ , d.h. nur 5 mm von der Umlenk wand entfernt, aufgenommen wurden. Diese Kurven sind flach in dem Winkelbereich, in dem die Sondenöffnung zur Umlenk wand, d.h. in ein Strömungsgebiet mit kleinerem Geschwindigkeitsverhältnis gerichtet ist, und steil in dem Bereich, in dem die Öffnung zur Strahlmitte, d.h. in ein Strömungsgebiet mit größerem Geschwindigkeitsverhältnis zeigt.

Bei unsymmetrischem Ionenstromverlauf stimmt die Winkelkoordinate des Ionenstrommaximums i.a. nicht mehr mit der Strömungsrichtung überein. Die lokale Strömungsrichtung läßt sich jedoch mit Hilfe der Bedingung ermitteln, daß senkrecht zu einer Stromlinie der Netto teilchenstrom verschwinden muß. Hieraus folgt, daß die Öffnung der Sonde gerade dann parallel zur Strömungsrichtung orientiert ist ( $\alpha = \pm 90^\circ$ ), wenn der Teilchenstrom in die Sonde und damit der Ionenstrom nach einer

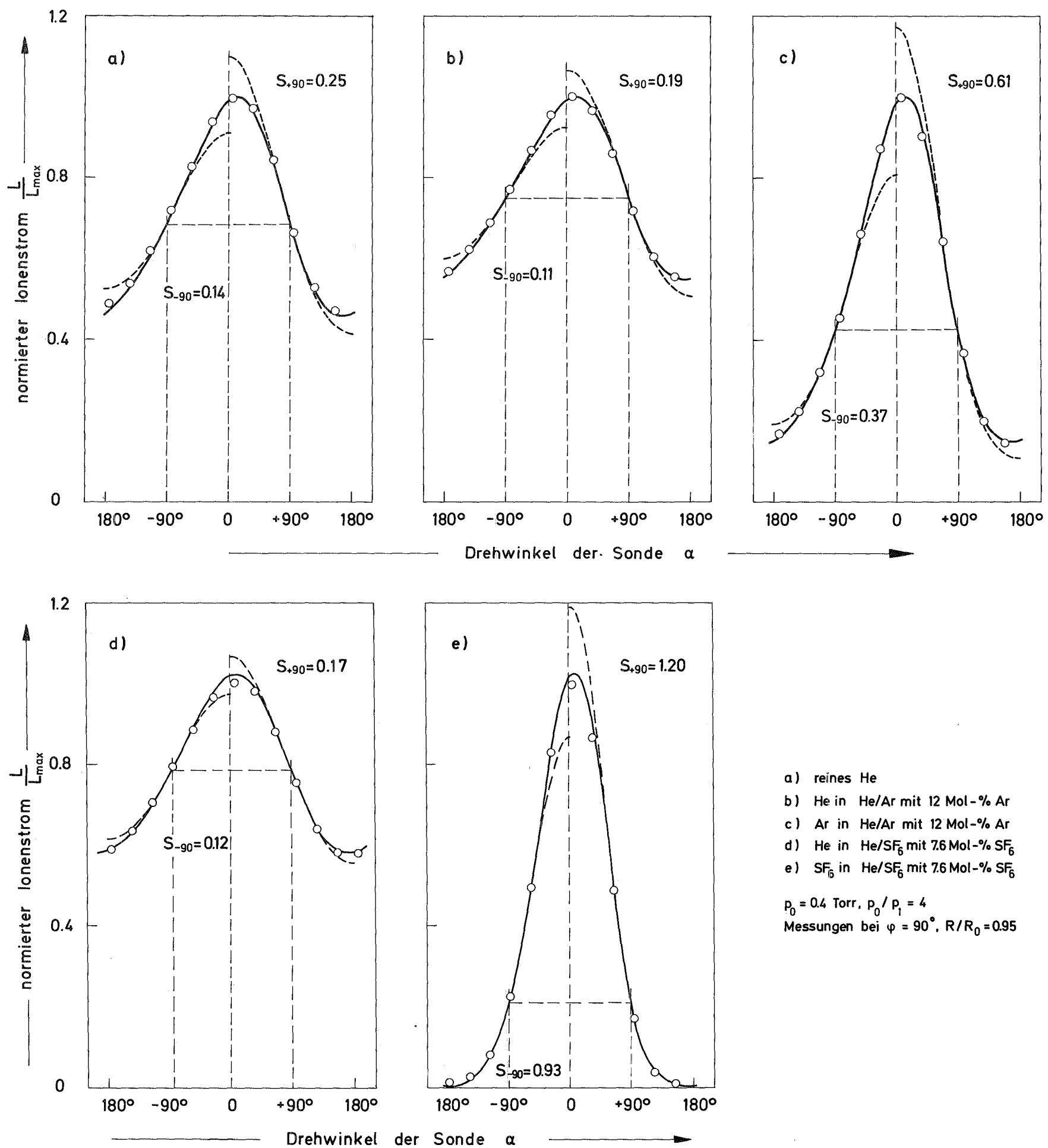


Abb. 7 Der Zusammenhang zwischen dem auf das Maximum normierten Ionenstrom  $L/L_{\max}$  und dem Drehwinkel der Sonde  $\alpha$  in Strömungsgebieten mit starken Gradienten<sup>max</sup> des Geschwindigkeitsverhältnisses senkrecht zur Strömungsrichtung. Die durchgezogenen Kurven wurden nach Gl. (8) für die angegebenen Geschwindigkeitsverhältnisse  $S_{+90}$  und  $S_{-90}$  und für  $D = 2.6$  berechnet; der den Geschwindigkeitsverhältnissen  $S_{+90}$  und  $S_{-90}$  entsprechende Ionenstromverlauf ist gestrichelt eingezeichnet.

Drehung um  $180^\circ$  wieder genau denselben Wert annimmt [8].

Eine unsymmetrische Form des in die Sonde einfallenden Teilchenstroms wurde bereits bei früheren Untersuchungen beobachtet, die in den Randzonen bzw. schiefen Verdichtungsstößen frei expandierender Stickstoffstrahlen durchgeführt wurden. Bei der Analyse dieser Messungen wurde gezeigt, daß auch bei unsymmetrischem Teilchenstromverlauf der lokale Strömungszustand durch geeignet gebildete Effektivwerte des Geschwindigkeitsverhältnisses beschrieben werden kann [8].

Diese Analyse wird im folgenden durch eine einfache, auf dem "two fluid model" der Dynamik verdünnter Gase basierende Beschreibung ersetzt<sup>10)</sup>. Dabei wird angenommen, daß die lokale Geschwindigkeitsverteilung als Überlagerung zweier Maxwell-Halbraumverteilungen mit unterschiedlichen S-Werten wiedergegeben werden kann. Die Geschwindigkeitsverhältnisse dieser Halbraumverteilungen, im folgenden mit  $S_{+90}$  und  $S_{-90}$  bezeichnet, werden aus der Steigung des Ionenstromverlaufs bei  $\alpha = +90^\circ$  und  $\alpha = -90^\circ$  bestimmt, weil bei diesen Winkelstellungen die in die Sonde einfallenden Teilchen nur aus dem einen bzw. anderen Halbraum stammen. Im übrigen Winkelbereich wird der Beitrag der beiden Verteilungen entsprechend dem Drehwinkel  $\alpha$  gewichtet:

$$\frac{L(\alpha)}{L(\alpha = 90^\circ)} = \frac{1 + \sin\alpha}{2} \cdot \frac{R(S_{+90}, D, \alpha)}{R(S_{+90}, D, \alpha = 90^\circ)} + \frac{1 - \sin\alpha}{2} \cdot \frac{R(S_{-90}, D, \alpha)}{R(S_{-90}, D, \alpha = 90^\circ)} \quad (8)$$

---

10) Nach diesem Modell wird beispielsweise die Verteilungsfunktion in einem senkrechten Verdichtungsstoß durch geeignete Überlagerung der Maxwell-Verteilungen weit stromaufwärts bzw. stromabwärts von der Stoßzone beschrieben [12].

Nach dieser Beziehung wurden die durchgezogenen Kurven in Abb. 7 berechnet; der den Geschwindigkeitsverhältnissen  $S_{+90}$  und  $S_{-90}$  entsprechende Ionenstromverlauf ist gestrichelt eingezeichnet. Beim reinen Helium und beim He/Ar-Gemisch stimmt die nach Gl. (8) berechnete Winkelabhängigkeit im gesamten Bereich des Drehwinkels gut mit den Meßpunkten überein; beim He/SF<sub>6</sub>-Gemisch treten etwas stärkere Abweichungen auf.

Der relative Unterschied von  $S_{+90}$  und  $S_{-90}$ , der in den Beispielen der Abb. 7 bis zu 80 % beträgt (vgl. Tabelle 1), kann als ein Maß für die Unsymmetrie der lokalen Geschwindigkeitsverteilung betrachtet werden. Zur pauschalen Beschreibung des lokalen Strömungszustandes wurde bei den unsymmetrischen Ionenstromverläufen der arithmetische Mittelwert von  $S_{+90}$  und  $S_{-90}$  verwendet. Dieser Mittelwert stimmt i.a. innerhalb von 5 % mit dem Geschwindigkeitsverhältnis  $S_{\perp}$  überein, das aus dem Verhältnis der Ionenströme bei  $\alpha = 0$  und  $\alpha = 90^{\circ}$  nach Gl. (4) bestimmt wird und das formal das Verhältnis der Teilchenströme in Strömungsrichtung und senkrecht dazu widerspiegelt (vgl. die beiden letzten Spalten in Tabelle 1).

Gas	$S_{+90}$	$S_{-90}$	$\frac{1}{2} \cdot (S_{+90} + S_{-90})$	$S_{\perp}$
He	0.25	0.14	0.19 <sub>5</sub>	0.19
He in He/Ar	0.19	0.11	0.15	0.15
Ar in He/Ar	0.61	0.37	0.49	0.50
He in He/SF <sub>6</sub>	0.17	0.12	0.14 <sub>5</sub>	0.13
SF <sub>6</sub> in He/SF <sub>6</sub>	0.93	1.20	1.06 <sub>5</sub>	1.04

Tabelle 1 Zur Analyse der in Abb. 7 dargestellten unsymmetrischen Ionenstromverläufe

Die Berechnung der lokalen Stromdichten erfolgte auch für die unsymmetrischen Ionenstromverläufe nach Gl. (6), wobei als effektives Geschwindigkeitsverhältnis der Mittelwert von  $S_{+90}$  und  $S_{-90}$  eingesetzt wurde.

Abweichungen vom thermischen Gleichgewicht können auch auftreten, obwohl die Ionenstromverläufe der Einzelkomponenten symmetrisch sind. Beispiele hierzu finden sich im Strömungsgebiet zwischen  $\varphi = 90^\circ$  und  $175^\circ$  auf den mittleren Stromlinien, auf denen keine stärkeren Gradienten senkrecht zur Strömungsrichtung vorliegen. Die Abweichung vom thermischen Gleichgewicht macht sich hier dadurch bemerkbar, daß sich die Geschwindigkeitsverhältnisse der Einzelkomponenten nicht wie die Quadratwurzeln aus den Molekulargewichten verhalten; Tabelle 2 zeigt einige typische Ergebnisse. Danach ist das Geschwindigkeitsverhältnis der schweren Komponente bis zu 16 % größer als der Wert, der sich bei thermischem Gleichgewicht ergeben würde. Der Effekt ist qualitativ damit zu erklären, daß in diesem Bereich die Strömung durch den Abschäler verzögert wird (vgl. 4.1), und daß die Verzögerung der schweren Komponente dabei langsamer erfolgt als die der leichten Komponente. Das bedeutet, daß die schwere Komponente zunächst eine höhere Strömungsgeschwindigkeit behält als die leichte Komponente. Bei dieser Erklärung bleibt aber offen, inwieweit der beobachtete Unterschied der S-Werte auch durch unterschiedliche Temperaturen der Gemischkomponenten hervorgerufen wird.

Gemisch	$\varphi$	R/R <sub>0</sub>	S <sub>1</sub>	S <sub>2</sub>	$\frac{S_2}{S_1} \cdot \sqrt{\frac{m_1}{m_2}}$
He/AR	150°	0.80	0.36	1.24	1.09
12 Mol-% Ar	175°	0.80	0.31	1.09	1.11
He/SF <sub>6</sub>	120°	0.85	0.31	2.18	1.16
7.6 Mol-% SF <sub>6</sub>	175°	0.85	0.25	1.63	1.08

Tabelle 2 Zur Analyse der Geschwindigkeitsverhältnisse der Einzelkomponenten in verzögerten Strömungsgebieten

### 3.3 Abschälverhältnisse und Gemischtrennfaktor

Im Trennelement wird der zugeführte Molstrom  $L_0$  eines Gemischs in die leichte Fraktion  $\vartheta L_0$  und die schwere Fraktion  $(1-\vartheta)L_0$  zerlegt. Die Größe  $\vartheta$  wird als Abschälverhältnis bezeichnet. Analog hierzu kann man für die einzelnen Komponenten des Gemischs partielle Abschälverhältnisse  $\vartheta_i$  definieren:

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

Die Entmischung der Hauptkomponenten, d.h. die Abtrennung des leichten Zusatzgases vom schweren Isotopengemisch, wird durch den sogenannten Gemischtrennfaktor  $A$  beschrieben. Er kann folgendermaßen aus den partiellen Abschälverhältnissen berechnet werden [1]:

$$A = \frac{\vartheta_1 \cdot (1 - \vartheta_2)}{\vartheta_2 \cdot (1 - \vartheta_1)} \quad (9)$$

Hierbei bezeichnet der Index 1 wieder die leichte und der Index 2 die schwere Komponente des Gemischs.  $A > 1$  entspricht einer Anreicherung der schweren Komponente in der äußeren Fraktion.

Die Abschälverhältnisse  $\vartheta_i$  lassen sich für jeden Ort im Trennelement angeben, wenn die Stromdichtefelder der Gemischkomponenten bekannt sind. Bezeichnet  $j_i(R)$  den Stromdichteverlauf der Komponente  $i$  in einem radialen Querschnitt des Trennelementes, so ergibt sich für das partielle Abschälverhältnis am Ort  $R'$  in diesem Querschnitt:

$$\vartheta_i(R') = \frac{\int_0^{R'} j_i^N(R) dR}{\int_0^R j_i^N(R) dR} \quad (10)$$



Dabei bezeichnet  $R = 0$  den inneren und  $R = R_0$  den äußeren Rand (Umlenk wand) der Strömung;  $j_i^N$  ist die Normalkomponente der Stromdichte auf der betrachteten Querschnittsfläche.

Wertet man die durch die Sondenmessungen ermittelten Stromdichtefelder in dieser Weise aus, so kann man nach Gl. (9) den zugehörigen Trennfaktor  $A$  berechnen und damit den räumlichen Verlauf der Entmischung angeben.

### 3.4 Mögliche Fehlerquellen bei der Durchführung und Auswertung der Sondenmessungen

Bei der Auswertung der Sondenmessungen wurde vorausgesetzt, daß die Sonde molekular angeströmt wird, d.h., daß die mittlere freie Weglänge in der Strömung groß gegen den Sondendurchmesser ist. Wegen des vorgegebenen Saugvermögens der Roots-Pumpenanlage ließ sich diese Bedingung jedoch nur begrenzt erfüllen (vgl. Abschnitt 2.2). In diesem Fall kann man erwarten, daß die ungeordnete Bewegung der auf die Sonde zuströmenden Teilchen durch Zusammenstöße mit den an der Sonde reflektierten Teilchen verstärkt wird. Das hat zur Folge, daß der Einstrom in die Sonde beim Drehwinkel  $\alpha = 0$  geringer und bei  $\alpha = 90^\circ$  und  $\alpha = 180^\circ$  größer als bei molekularer Anströmung sein wird. Eine Auswertung der Winkelabhängigkeit des Ionenstroms nach den oben angegebenen Beziehungen liefert dann zu niedrige Werte für die Geschwindigkeitsverhältnisse und Stromdichten.

Charakterisiert man die Strömungsverhältnisse bezüglich der Sonde durch die Knudsen-Zahl  $K_s$ , gebildet als Verhältnis von mittlerer freier Weglänge in der Strömung zum Sondendurchmesser, so ergeben sich für

$K_s$  bei den vorliegenden Messungen je nach Versuchsbedingung Werte zwischen 1 und  $6^{11}$ ).

Bei früheren, unveröffentlichten Untersuchungen, die mit verschieden dicken Sonden an Strömungen reiner Gase durchgeführt wurden, wurde festgestellt, daß bei Geschwindigkeitsverhältnissen  $S \lesssim 1$  und Sonden-Knudsen-Zahlen  $K_s > 2$  die oben angegebenen Beziehungen zur Auswertung der Sondenmessungen bereits anwendbar sind; Fehler, die auf einer nicht ausreichend molekularen Anströmung der Sonde beruhen, lagen dabei unter 5 %. Um nachzuprüfen, ob dieses Ergebnis auch auf strömende Gasgemische übertragen werden kann, wurden die in dieser Arbeit beschriebenen He/Ar-Messungen, die mit der Sonde von 0.4 mm Außendurchmesser durchgeführt wurden, durch Testmessungen mit Sonden von 0.9 und 1.55 mm Außendurchmesser ergänzt. Dabei ergab sich, daß die Geschwindigkeitsverhältnisse und Stromdichten in der Trenndüsenströmung mit den dickeren Sonden um höchstens 5 % zu niedrig bestimmt wurden, sofern die Sonden-Knudsen-Zahl  $K_s \gtrsim 1.5$  war.

Die Reproduzierbarkeit der Sondenmessungen ist im wesentlichen von der genauen Justierung der Sonde im Trennelement, der Einstellung bzw. Eichung des Massenspektrometers, der Leckrate der Verbindungsleitung zwischen Sonde und Massenspektrometer sowie von der

---

11) Zur Berechnung der Knudsen-Zahl für ein binäres Gasgemisch wurde die mit den Molenbrüchen  $x_1, x_2$ , als Gewichtungsfaktoren gemittelte freie Weglänge eingesetzt:  $\Lambda = x_1 \cdot \Lambda_1 + x_2 \cdot \Lambda_2$ . Dabei wurden die freien Weglängen der einzelnen Komponenten,  $\Lambda_1$  und  $\Lambda_2$ , näherungsweise nach der für ein binäres Gemisch starrer Kugeln gültigen Beziehung ermittelt (vgl. z.B. [13]<sub>2</sub>). Die Wirkungsquerschnitte der reinen Komponenten,  $\pi\sigma_i$ , wurden aus Meßwerten für die Zähigkeit bei 300°K berechnet [14]:

	He	Ar	SF <sub>6</sub>	UF <sub>6</sub>
$\pi\sigma_i^2 [10^{-16} \text{cm}^2]$	14.7	41.3	115.2	161.0

genauen Einstellung der Drücke und Konzentrationen des Gasgemischs abhängig. Der Einfluß dieser möglichen Fehlerquellen konnte so klein gehalten werden, daß auch bei der Wiederholung von Meßreihen nach längeren Zeitabständen nur Abweichungen von höchstens 5 % in den Geschwindigkeitsverhältnissen und Stromdichten festgestellt wurden.

Bei der Bestimmung des Öffnungsparameters  $D$  der Sonde durch das Auswerteprogramm ergaben sich maximal Abweichungen von  $\pm 10$  %. Diese Unsicherheit in der Ermittlung von  $D$  verursacht für die in dieser Arbeit gezeigten Messungen im ungünstigsten Fall einen Fehler von 5 % bei der Auswertung der Geschwindigkeitsverhältnisse und Stromdichten.

Diese Ausführungen zeigen, daß die aus den Sondenmessungen ermittelten Absolutwerte der Geschwindigkeitsverhältnisse und Stromdichten auch unter ungünstigen Bedingungen höchstens einen Fehler von etwa 15 % aufweisen sollten. Darüberhinaus ist zu beachten, daß sich beispielsweise eine Änderung in der Einstellung des Massenspektrometers oder eine Verschiebung des Einlaßdrucks bzw. der Gemischkonzentration zwar direkt im Absolutwert der Stromdichten bemerkbar macht, daß aber der radiale Verlauf des Abschälverhältnisses und des Gemischtrennfaktors dadurch weniger beeinflußt wird. Auch eine zu niedrige Sonden-Knudsen-Zahl oder ein Fehler in der Bestimmung des Öffnungsparameters der Sonde wirkt sich in den Absolutwerten der Geschwindigkeitsverhältnisse und Stromdichten stärker als im Abschälverhältnis und im Trennfaktor aus; denn die Geschwindigkeitsverhältnisse und Stromdichten ändern sich dabei für beide Gemischpartner im gleichen Sinn.

#### 4. Versuchsergebnisse zum Strömungs- und Entmischungs- verlauf in der Trenndüse

Als Versuchsgase wurden ein He/Ar-Gemisch mit 12 Mol-% Ar und He/SF<sub>6</sub>-Gemische mit 5.6, 7.6 und 16.5 Mol-% SF<sub>6</sub> verwendet. Erste orientierende Messungen zum Strömungsverlauf wurden auch mit reinem Helium durchgeführt.

Der Einlaßdruck  $p_0$  wurde so gewählt, daß die mit der engsten Düsenweite und der mittleren freien Weglänge beim Einlaßdruck  $p_0$  gebildete Knudsen-Zahl in dem für das Trenndüsenverfahren interessanten Bereich  $1/50 > Kn > 1/150$  lag [1].

Die Messungen erfolgten in radialen Querschnitten des Trennelementes bei verschiedenen Umlenkwinkeln  $\varphi$ . Die Sondenöffnung befand sich in der Mitte zwischen oberer und unterer Begrenzung, der Abstand von der Drehscheibe betrug also 42 mm bei einer Schlitzlänge  $\ell = 84$  mm (vgl. Abb. 3).

Mit reinem Helium wurden weitere Messungen vorgenommen, bei denen der Abstand der Sondenöffnung von der Drehscheibe 20 bzw. 30 mm betrug. Die Geschwindigkeitsverhältnisse und Stromdichten stimmten dabei innerhalb von 5 % mit den Werten überein, die bei entsprechenden Messungen in der Mittelebene festgestellt wurden. Daraus kann man entnehmen, daß die Strömung in der Mittelebene des Trennelementes von den Grenzschichten, die sich in der oberen und unteren Begrenzung ausbilden, offenbar nicht merklich beeinflußt wird.

##### 4.1 Strömungsfeld und räumlicher Verlauf der Entmischung bei festen Betriebsbedingungen

Um das Strömungsfeld im Trennelement und den räumlichen Verlauf der Entmischung zu erfassen, wurden mit dem He/Ar-Gemisch mit 12 Mol-% Ar und dem He/SF<sub>6</sub>-Gemisch

mit 7.6 Mol-%  $\text{SF}_6$  Sondenmessungen in verschiedenen radialen Trennelementquerschnitten zwischen  $\varphi = 0^\circ$  und  $\varphi = 175^\circ$  durchgeführt. Der Einlaßdruck betrug 0.4 Torr und das Expansionsverhältnis war 4. Dem Einlaßdruck von 0.4 Torr entspricht beim He/Ar-Gemisch eine Knudsen-Zahl von 1/80, beim He/ $\text{SF}_6$ -Gemisch von 1/110.

#### 4.1.1 He/Ar-Gemisch

In Abb. 8a und 8b sind die Meßergebnisse für das He/Ar-Gemisch zusammengestellt. In den Diagrammen sind für neun radiale Querschnitte die Geschwindigkeitsverhältnisse und die auf das Maximum normierten Stromdichten der Gemischkomponenten, der Trennfaktor  $A$  und das Gesamtabschälverhältnis  $\mathfrak{S}$  über dem normierten Radius  $R/R_0$  aufgetragen. Bei unsymmetrischem Ionenstromverlauf wurde als effektives Geschwindigkeitsverhältnis der Mittelwert von  $S_{+90}$  und  $S_{-90}$  eingetragen (vgl. Abschnitt 3.2). Schraffiert eingezeichnet sind in den einzelnen Querschnitten die Strömungsbereiche, in denen unsymmetrische Ionenstromverläufe mit einem Verhältnis  $S_{+90}/S_{-90} \geq 1.2$  (rechte Seite) bzw.  $\leq 0.8$  (linke Seite) festgestellt wurden.

Im engsten Düsenquerschnitt ( $\varphi = 0^\circ$ ) besitzt das Strömungsprofil die für Einlaufströmungen typische Form: Die Geschwindigkeitsverhältnisse und Stromdichten ändern sich im mittleren Bereich dieses Querschnitts nur wenig und fallen zum Düsenblech und zur Umlenkwand hin steil ab.

Der Gemischtrennfaktor  $A$  ist in diesem Strömungsquerschnitt kleiner als 1, d.h. die schwere Komponente ist auf der Seite des Düsenblechs angereichert. Dies ist darauf zurückzuführen, daß den Stromlinien im Zulauf eine Krümmung aufgeprägt wird, die der gewünschten Krümmung im Trennelement selbst entgegengesetzt ist (vgl. Abb. 3).

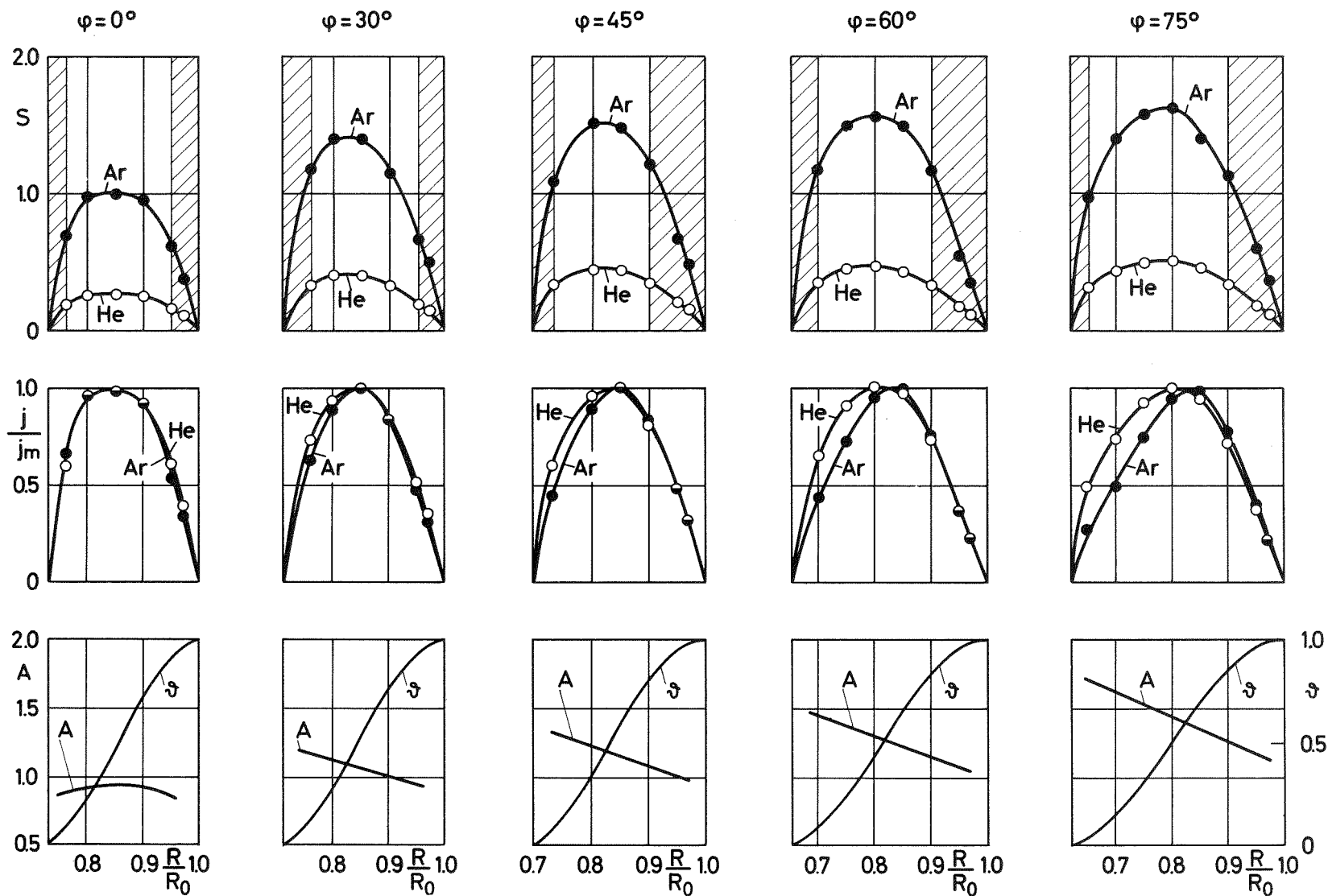


Abb. 8 Der radiale Verlauf der Geschwindigkeitsverhältnisse  $S$  und der auf das Maximum normierten Stromdichten  $j/j_m$  von He und Ar, des Gemischtrennfaktors  $A$  und des Gesamtabschälverhältnisses  $\vartheta$ . Schraffiert eingezeichnet sind die Bereiche, in denen unsymmetrische Ionenstromverläufe mit  $S_{90}/S_{-90} \geq 1.2$  (rechte Seite) bzw.  $\leq 0.8$  (linke Seite) festgestellt wurden. He/Ar-Gemisch mit 12 Mol-% Ar;  $p_0 = 0.4$  Torr,  $p_0/p_1 = 4$ .

Abb. 8a Für die Trennelementquerschnitte bei den Umlenkwinkeln  $\varphi = 0^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$  und  $75^\circ$

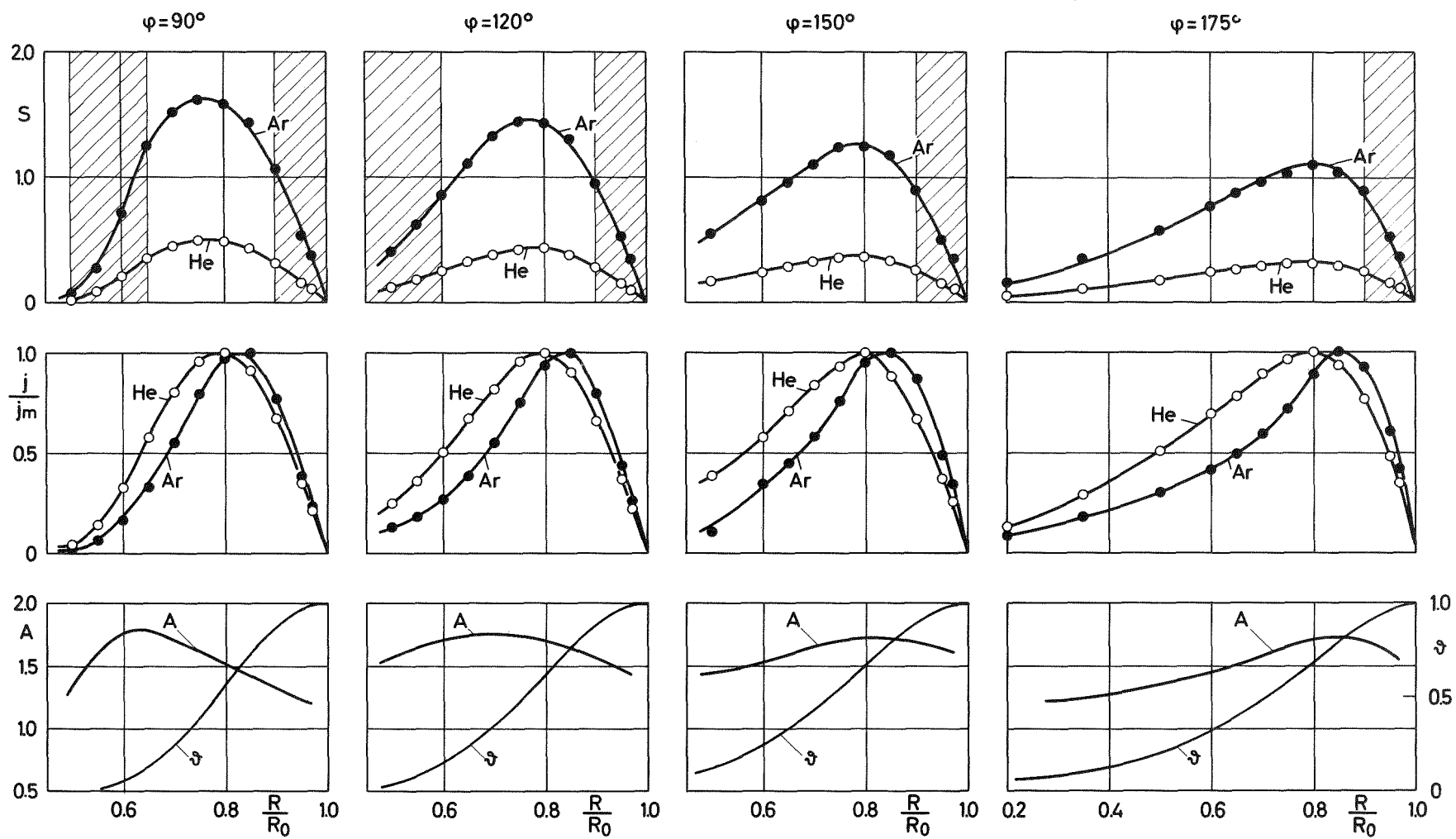


Abb. 8b Für die Trennelementquerschnitte bei den Umlenkwinkeln  $\varphi = 90^\circ$ ,  $120^\circ$ ,  $150^\circ$  und  $175^\circ$

Stromabwärts vom engsten Querschnitt steigen die maximalen Geschwindigkeitsverhältnisse infolge der weiteren Expansion bis zum Umlenkwinkel  $\varphi = 75^\circ$  um etwa 60 % an; man erhält dort als Maximalwerte für Argon  $S = 1.6$  und für Helium  $S = 0.5$ . Andererseits zeigt der radiale Verlauf der Geschwindigkeitsverhältnisse und Stromdichten, daß das Verhalten der Strömung wesentlich durch Reibungseinflüsse bestimmt wird.

Die Entmischung erfolgt zunächst bevorzugt auf der Seite des Düsenblechs, was deutlich aus der Verschiebung der partiellen Stromdichten abzulesen ist. In den Querschnitten zwischen  $\varphi = 30^\circ$  und  $75^\circ$  fällt der Trennfaktor linear mit dem Abstand vom Düsenblech. Der Absolutwert des Trennfaktors nimmt mit dem Umlenkwinkel zu und erreicht beispielsweise nach einer Umlenkung um  $75^\circ$  einen Wert  $A = 1.6$  bei  $R/R_0 = 0.7$  bzw.  $\vartheta = 0.15$ . Aus der Angabe der schraffierten Bereiche erkennt man, daß in unmittelbarer Nähe der Umlenkwand und des Düsenblechs ausgedehnte Strömungsbereiche mit merklichen Abweichungen vom lokalen thermischen Gleichgewicht vorliegen. Das Verhältnis  $S_{+90}/S_{-90}$ , das die Unsymmetrie der Ionenstromverläufe kennzeichnet, steigt besonders zur Umlenkwand hin stark an und erreicht dort Werte bis zu 2.0.

Im Trennelementbereich stromabwärts vom Umlenkwinkel  $\varphi = 80^\circ$  fehlt wegen der Halbzylinderform des Düsenblechs eine feste Begrenzung an der Innenseite der Strömung und es bildet sich hier eine Freistrahlgrenze aus. Abb. 8b zeigt, daß sich in diesem Bereich der Strömungsquerschnitt verbreitert und daß gleichzeitig die Geschwindigkeitsverhältnisse abnehmen. Beim Umlenkwinkel  $\varphi = 175^\circ$ , d.h. in einem unmittelbar vor der Abschälerschneide liegenden Querschnitt, sind die maximalen Geschwindigkeitsverhältnisse um etwa 30 % kleiner als die Werte, die sich bei  $\varphi = 75^\circ$  bzw.  $90^\circ$



ergaben. Diese Verkleinerung der S-Werte dürfte hauptsächlich durch die Stauwirkung des Abschälers verursacht werden; denn bei Messungen, bei denen der Abschäler aus dem Trennelement entfernt wurde, nahmen die Geschwindigkeitsverhältnisse von He und Ar bis  $\varphi = 175^\circ$  nur um etwa 10 % ab, während bei  $\varphi = 90^\circ$  praktisch die gleichen Werte wie mit Abschäler gefunden wurden.

Zwischen  $\varphi = 90^\circ$  und  $\varphi = 175^\circ$  ändert sich auch das ursprünglich annähernd parabelförmige Profil der Geschwindigkeitsverhältnisse: In den inneren Bereichen der Strömung, für  $R/R_0 < 0.75$ , beobachtet man einen flachen, fast linearen Anstieg von S mit dem Radius, während der steile Abfall zur Umlenkwand hin etwa erhalten bleibt. Offenbar nimmt am Strahlinnenrand der Einfluß der Reibung mit wachsendem Umlenkwinkel stärker zu als in den Strömungsgebieten nahe der Umlenkwand. Das dürfte z.T. auf die höhere Teilchendichte in der Nähe der Umlenkwand, z.T. aber auch auf die Anreicherung der Ar-Komponente zurückzuführen sein, die aufgrund der größeren Masse einen entsprechend größeren Impuls besitzt. Der Gemischtrennfaktor erreicht in allen Querschnitten zwischen  $\varphi = 90^\circ$  und  $\varphi = 175^\circ$  etwa den gleichen Maximalwert von  $A = 1.7-1.8$ . Mit zunehmendem Umlenkwinkel verlagert sich dieses Maximum zu größeren Radien  $R/R_0$  bzw. zu größeren Abschälverhältnissen  $\mathfrak{S}$ ; der Trennfaktor steigt also in der Nähe der Umlenkwand noch an, während er am Strahlinnenrand bereits wieder absinkt.

Auch in dem Winkelbereich zwischen  $\varphi = 90^\circ$  und  $175^\circ$  findet man nahe der Umlenkwand stark unsymmetrische Ionenstromverläufe. Dagegen werden die Abweichungen vom lokalen thermischen Gleichgewicht in den inneren Strahlbereichen geringer; beispielsweise wurden bei  $\varphi = 150^\circ$  und  $\varphi = 175^\circ$  unsymmetrische Ionenstromverläufe mit  $S_{+90}/S_{-90} \leq 0.8$  nicht mehr gefunden.

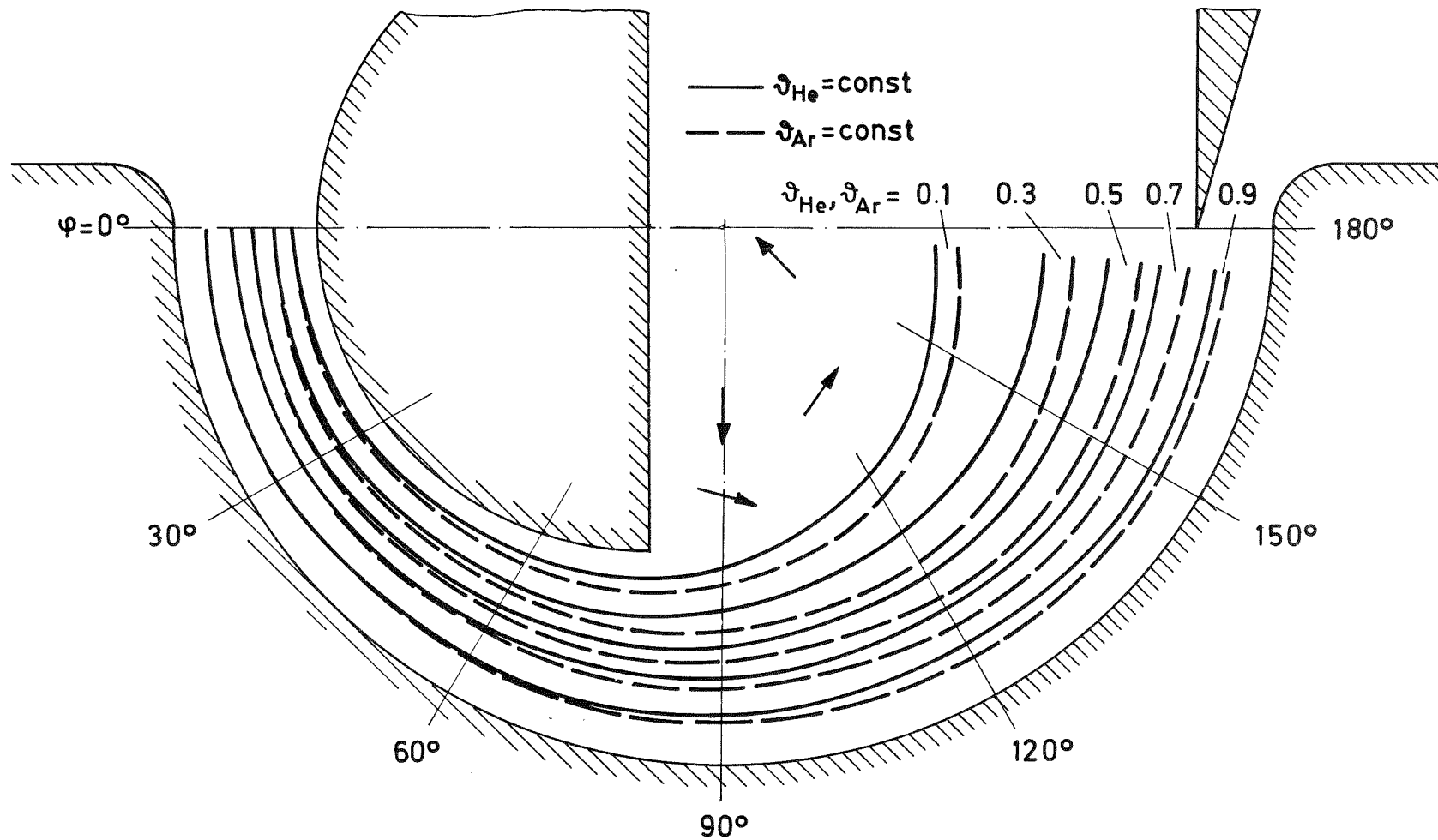


Abb. 9 Der Verlauf von Molstromlinien der Gemischkomponenten He und Ar im Trennelement. Die Pfeile geben die örtlichen Strömungsrichtungen an der Hinterkante des Düsenblechs an. He/Ar-Gemisch mit 12 Mol-% Ar; Einlaßdruck  $p_0 = 0.4$  Torr, Expansionsverhältnis  $p_0/p_1 = 4$

Um den räumlichen Verlauf der Strömung und Gemischtrennung im ganzen Strömungsfeld in übersichtlicher Form darzustellen, sind in Abb. 9 mehrere Molstromlinien der Gemischkomponenten in die Trennelementkontur eingezeichnet. Diese Molstromlinien wurden aus dem Verlauf der partiellen Stromdichten nach Gl. (10) als Linien für konstante Abschälverhältnisse  $\vartheta_{\text{He}}$  und  $\vartheta_{\text{Ar}}$  ermittelt.

Für Umlenkwinkel  $\varphi > 75^\circ$  verlaufen die äußeren Stromlinien annähernd konzentrisch zur Umlenk wand während die inneren Stromlinien entsprechend der Verbreiterung des Strömungsquerschnitts stärker von der Umlenk wand weg gekrümmt sind. Im Strömungsbereich an der Hinterkante des Düsenblechs sind die lokalen Strömungsrichtungen durch Pfeile angedeutet. Die Messungen zeigen, daß sich hier eine langsam zirkulierende Strömung ausbildet. Die Stromdichten sind in diesem Gebiet so niedrig, daß sie bei der Bestimmung des Trennfaktors in Abb. 8 a,b nicht berücksichtigt werden mußten. Möglicherweise trägt diese Zirkulationsströmung jedoch dazu bei, daß die Gemischtrennfaktoren für kleine Abschälverhältnisse wieder abfallen.

#### 4.1.2 He/SF<sub>6</sub>-Gemisch

In Abb. 10 sind für das He/SF<sub>6</sub>-Gemisch mit 7.6 Mol-% SF<sub>6</sub> die Meßergebnisse für die Trennelementquerschnitte bei  $\varphi = 90^\circ, 120^\circ, 150^\circ$  und  $175^\circ$  dargestellt.

Die Ergebnisse sind qualitativ ähnlich wie beim He/Ar-Gemisch. Jedoch sind die Geschwindigkeitsverhältnisse des SF<sub>6</sub> im Mittel um den Faktor 1.5 größer als beim Ar, dagegen sind die S-Werte des Heliums im Mittel um 15 % kleiner als im He/Ar-Gemisch. Das beruht im wesentlichen auf dem größeren Massenunterschied und der geringeren Strömungsgeschwindigkeit, die die Gemischkomponenten im He/SF<sub>6</sub>-Gemisch erreichen. Außerdem wirkt sich bei dem He/SF<sub>6</sub>-Gemisch aus, daß der Reibungseinfluß bei diesem Gemisch etwas geringer als beim untersuchten He/Ar-Gemisch ist.

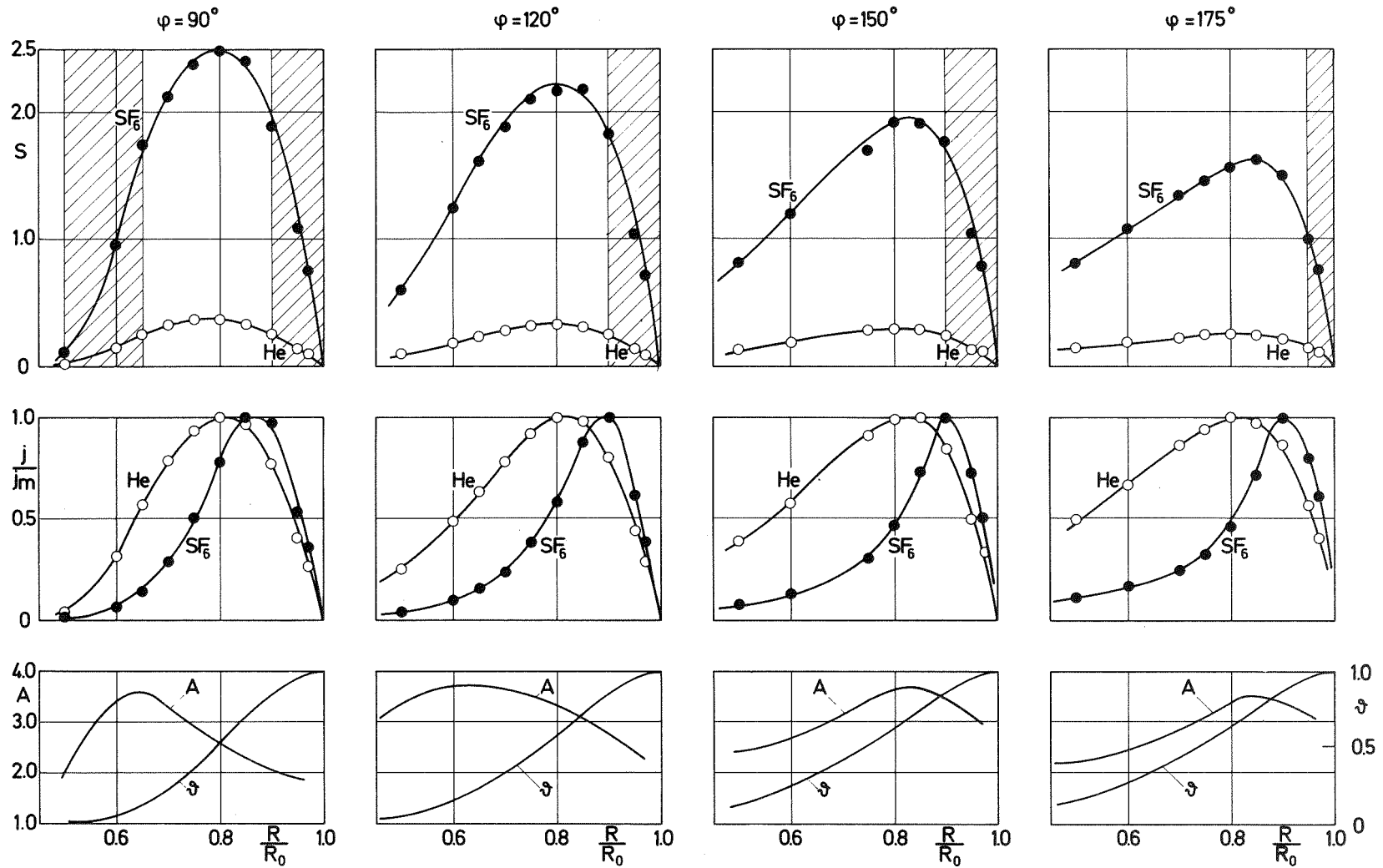


Abb. 10 Der radiale Verlauf der Geschwindigkeitsverhältnisse  $S$  und der auf das Maximum normierten Stromdichten  $j/j_m$  von He und  $SF_6$ , des Gemischstrennfaktors  $A$  und des Gesamtabschälverhältnisses  $\vartheta$  für die Trennelementquerschnitte bei  $\varphi = 90^\circ, 120^\circ, 150^\circ$  und  $175^\circ$ . Schraffiert eingezeichnet sind die Bereiche, in denen unsymmetrische Ionenstromverläufe mit  $S_{+90}/S_{-90} \geq 1.2$  (rechte Seite) bzw.  $\leq 0.8$  (linke Seite) festgestellt wurden. He/ $SF_6$ -Gemisch mit 7.6 Mol-%  $SF_6$ ;  $p_0 = 0.4$  Torr,  $p_0/p_1 = 4$

Wegen des größeren Massenunterschiedes ist die Entmischung von He und SF<sub>6</sub> wesentlich stärker, was besonders deutlich in dem größeren Unterschied der Stromdichteprofile zum Ausdruck kommt: Während man für die leichte He-Komponente fast den gleichen Stromdichteverlauf wie beim He/Ar-Gemisch beobachtet, ist die SF<sub>6</sub>-Komponente stärker als das Ar in den äußeren Strömungsbereichen konzentriert. Der Gemischtrennfaktor erreicht in allen untersuchten Querschnitten nahezu den gleichen Maximalwert  $A \approx 3.5 - 3.8$ ; wie beim He/Ar-Gemisch verschiebt sich die Lage dieses Maximums mit zunehmendem Umlenkwinkel vom Strahlinnenrand zur Umlenk wand hin.

Auch beim He/SF<sub>6</sub>-Gemisch nehmen die Geschwindigkeitsverhältnisse mit wachsendem Umlenkwinkel zwischen  $\varphi = 90^\circ$  und  $175^\circ$  um etwa 30 % ab. Wie beim He/Ar-Gemisch ergaben sich nahe der Umlenk wand stark unsymmetrische Ionenstromverläufe; dagegen wird die Unsymmetrie in den inneren Strahlbereichen schon vom Umlenkwinkel  $\varphi = 120^\circ$  an sehr gering.

Fast im gesamten untersuchten Strömungsgebiet ist das mit der Wurzel aus dem Massenverhältnis reduzierte Geschwindigkeitsverhältnis der schweren Komponente,  $S_{SF_6} \cdot \sqrt{m_{He}/m_{SF_6}}$ , größer als das Geschwindigkeitsverhältnis von Helium. Die Abweichungen betragen in den mittleren und inneren Strömungsbereichen ( $R/R_0 < 0.85$ ) bis zu 16 % und erreichen nahe der Umlenk wand Werte bis zu 25 %.

Im mittleren Strömungsbereich kann dieser Effekt, wie bereits in Abschnitt 3.2 erläutert wurde, durch die langsamere Verzögerung der SF<sub>6</sub>-Komponente bei der Abbremsung der Strömung durch den Abschäler erklärt werden. Im Strömungsbereich nahe der Umlenk wand ist außerdem zu berücksichtigen, daß infolge der Entmischung der beiden Komponenten die auf die Wand hin diffundierenden SF<sub>6</sub>-Moleküle in Gebiete gelangen, in denen die He-Komponente ein kleineres Geschwindigkeitsverhältnis besitzt, als es dem Wert  $S_{SF_6} \cdot \sqrt{m_{He}/m_{SF_6}}$  entspricht. Bei einer genaueren Diskussion ist aber auch

in Betracht zu ziehen, daß die mittlere thermische Energie bzw. die Temperatur der beiden Komponenten unterschiedliche Werte annehmen kann.

Ein ähnlicher Effekt wurde beim He/Ar-Gemisch im Winkelbereich zwischen  $\varphi = 90^\circ$  und  $175^\circ$  festgestellt. Jedoch waren die Abweichungen geringer, was mit der kleineren Massendifferenz und der geringeren Entmischung erklärt werden kann<sup>12)</sup>.

#### 4.2 Einfluß der Betriebsbedingungen auf die Strömung und Entmischung am Ende der Umlenkung

Wichtige Verfahrensparameter beim Trenndüsenverfahren sind Einlaßdruck, Expansionsverhältnis und Gemischzusammensetzung. Der qualitative Einfluß dieser Parameter auf den Strömungsverlauf wird im folgenden an Messungen diskutiert, die im Trennelement am Ende der Umlenkung bei  $\varphi = 175^\circ$  vorgenommen wurden.

##### 4.2.1 Einlaßdruck

Abb. 11 zeigt für das He/Ar-Gemisch mit 12 Mol-% Ar den radialen Verlauf der Geschwindigkeitsverhältnisse und Stromdichten der beiden Komponenten, des Gemischtrennfaktors und des Gesamtabschälverhältnisses für die Einlaßdrücke  $p_0 = 0.2$  Torr und  $0.8$  Torr bei einem

---

12) Die Messungen am He/Ar-Gemisch ergaben außerdem schon im Einlaufquerschnitt ( $\varphi = 0^\circ$ ) für  $S_{Ar} \sqrt{m_{He}/m_{Ar}}$  bis zu 20 % größere Werte als für  $S_{He}$ . Dieser Unterschied nimmt mit wachsendem Umlenkwinkel ab und verschwindet bei  $\varphi = 60^\circ$  und  $\varphi = 75^\circ$ . Es ist zur Zeit noch ungeklärt, ob dieser Effekt auf einem Meßfehler beruht oder ob er damit erklärt werden kann, daß im Einlauf die Ar-Komponente eine größere Strömungsgeschwindigkeit bzw. niedrigere Temperatur erreicht als die He-Komponente.

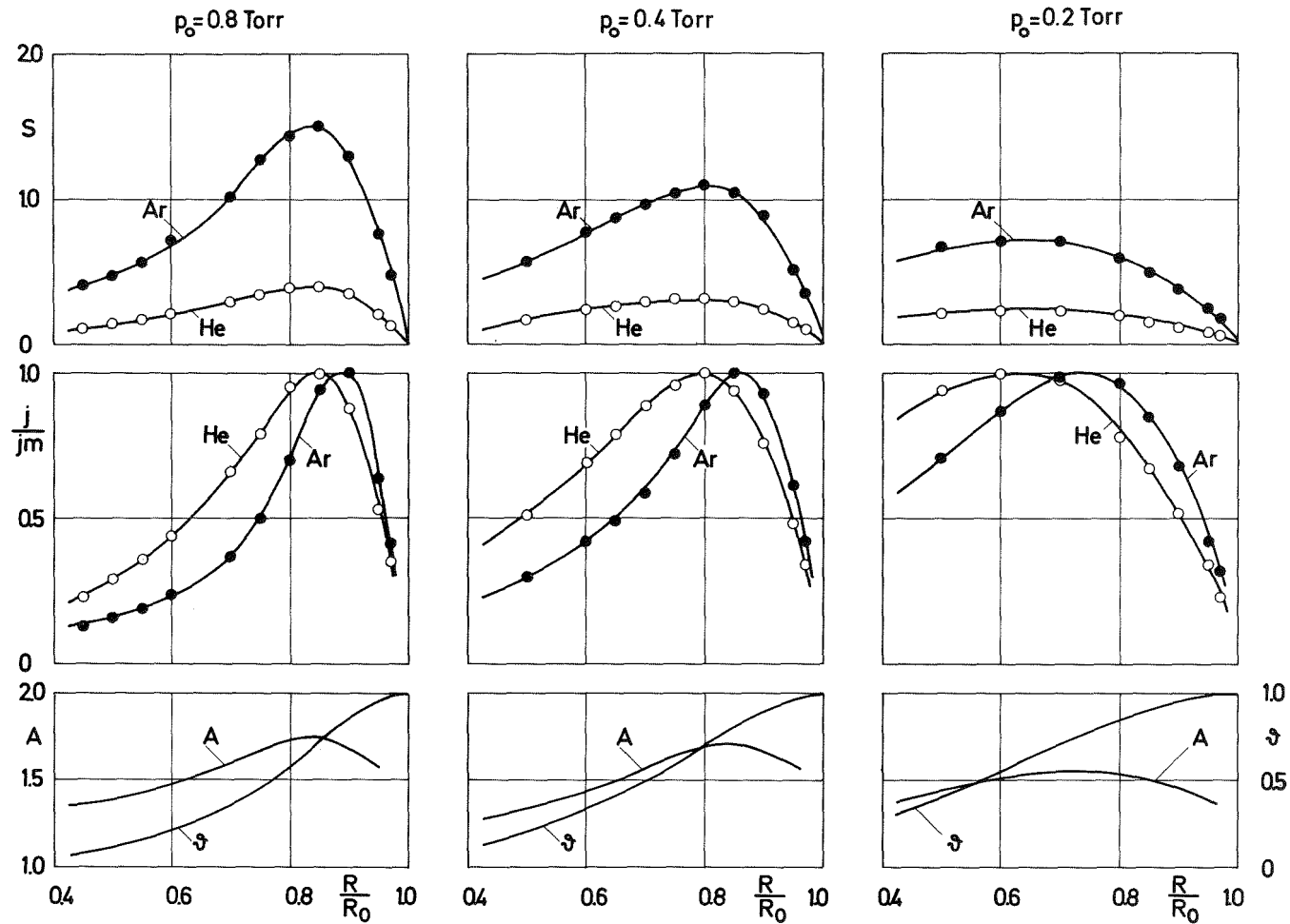


Abb. 11 Der radiale Verlauf der Geschwindigkeitsverhältnisse  $S$  und der auf das Maximum normierten Stromdichten  $j/j_m$  von He und Ar, des Gemischtrennfaktors  $A$  und des Gesamtabschälverhältnisses  $\vartheta$  bei den Einlaßdrücken  $p_0 = 0.2, 0.4$  und  $0.8$  Torr für den Trennelementquerschnitt bei  $\varphi = 175^\circ$ . He/Ar-Gemisch mit 12 Mol-% Ar;  $p_0/p_1 = 4$

Expansionsverhältnis  $p_0/p_1 = 4$ . Zum Vergleich sind die Ergebnisse für  $p_0 = 0.4$  Torr aus Abb. 8b ebenfalls eingetragen.

Im Vergleich zu den Ergebnissen bei  $p_0 = 0.4$  Torr ist der radiale Verlauf der Geschwindigkeitsverhältnisse bei  $p_0 = 0.2$  Torr flacher und bei  $p_0 = 0.8$  Torr steiler, was auf die Verminderung dissipativer Effekte bei zunehmendem Einlaßdruck bzw. zunehmender Reynolds-Zahl zurückzuführen ist. Bei einer Verdoppelung des Einlaßdruckes von 0.2 auf 0.4 bzw. 0.4 auf 0.8 Torr nehmen die Maximalwerte der Geschwindigkeitsverhältnisse jeweils um etwa 40 % zu; gleichzeitig verschiebt sich die Lage dieser Maximalwerte zur Umlenk wand hin. Aus dem radialen Verlauf der Stromdichten und des Abschälverhältnisses ist abzulesen, daß mit zunehmendem Einlaßdruck der Hauptteil der Strömung zur Umlenk wand hin verlagert wird.

Die aus Abb.11 zu entnehmende Abhängigkeit des Trennfaktors vom Einlaßdruck stimmt qualitativ mit früheren Trennversuchen an He/UF<sub>6</sub>-Gemischen überein, die bei konstanter Abschälerstellung und konstantem Expansionsverhältnis ein Maximum des Trennfaktors bei einer Knudsen-Zahl von  $\approx 1/125$  ergeben hatten [1]. Während der Trennfaktor für das He/Ar-Gemisch bei der festen Abschälerstellung  $f = 13.3 \text{ mm} \hat{=} R/R_0 = 0.87$  bei der Erhöhung des Einlaßdruckes von 0.2 Torr auf 0.4 Torr noch deutlich von 1.5 auf 1.7 ansteigt, erfolgt bei der weiteren Erhöhung auf  $p_0 = 0.8$  Torr nur noch eine geringfügige Steigerung auf  $A \approx 1.73$ . Das deutet darauf hin, daß das Maximum des Trennfaktors zwischen  $p_0 = 0.4$  und 0.8 Torr erreicht wird. Diesen Drücken entsprechen die Knudsen-Zahlen 1/80 und 1/160.



Weitere, hier nicht wiedergegebene Messungen, die bei Umlenk winkeln zwischen  $\psi = 90^\circ$  und  $175^\circ$  durchgeführt wurden, zeigten bei  $p_0 = 0.2$  Torr und  $p_0 = 0.8$  Torr qualitativ einen ähnlichen Verlauf der Geschwindigkeitsverhältnisse und des Trennfaktors wie bei  $p_0 = 0.4$  Torr.

#### 4.2.2 Expansionsverhältnis

Abb. 12 zeigt auf der rechten Seite die Meßergebnisse für das He/Ar-Gemisch bei 0.4 Torr Einlaßdruck und einem Expansionsverhältnis von 6.7. Zum Vergleich sind in der linken Bildhälfte noch einmal die entsprechenden Ergebnisse für das Expansionsverhältnis 4 aufgetragen.

Bei dieser Erhöhung des Expansionsverhältnisses steigen die Geschwindigkeitsverhältnisse beider Komponenten in den inneren Strahlbereichen um etwa 30 %, im Maximum und in der Nähe der Umlenk wand um 10-15 % an.

In qualitativer Übereinstimmung mit früheren Messungen an He/UF<sub>6</sub>-Gemischen bewirkt die Erhöhung des Expansionsverhältnisses auch eine Zunahme des Gemischtrennfaktors: Bei  $p_0/p_1 = 6.7$  erhält man einen maximalen Trennfaktor  $A = 2.0$ , während bei  $p_0/p_1 = 4$  ein maximaler Trennfaktor  $A = 1.75$  festgestellt wurde.

#### 4.2.3 Gemischkonzentration

Die hauptsächliche Wirkung des leichten Zusatzgases bei der Trennung der Uranisotope nach dem Trenndüsenverfahren ist die Beschleunigung der UF<sub>6</sub>-Moleküle auf höhere Geschwindigkeiten als bei der Expansion des reinen UF<sub>6</sub> erreichbar wären. Da bei einer Erhöhung des Molenbruchs der schweren Komponente die bei vorgegebenem Expansions-

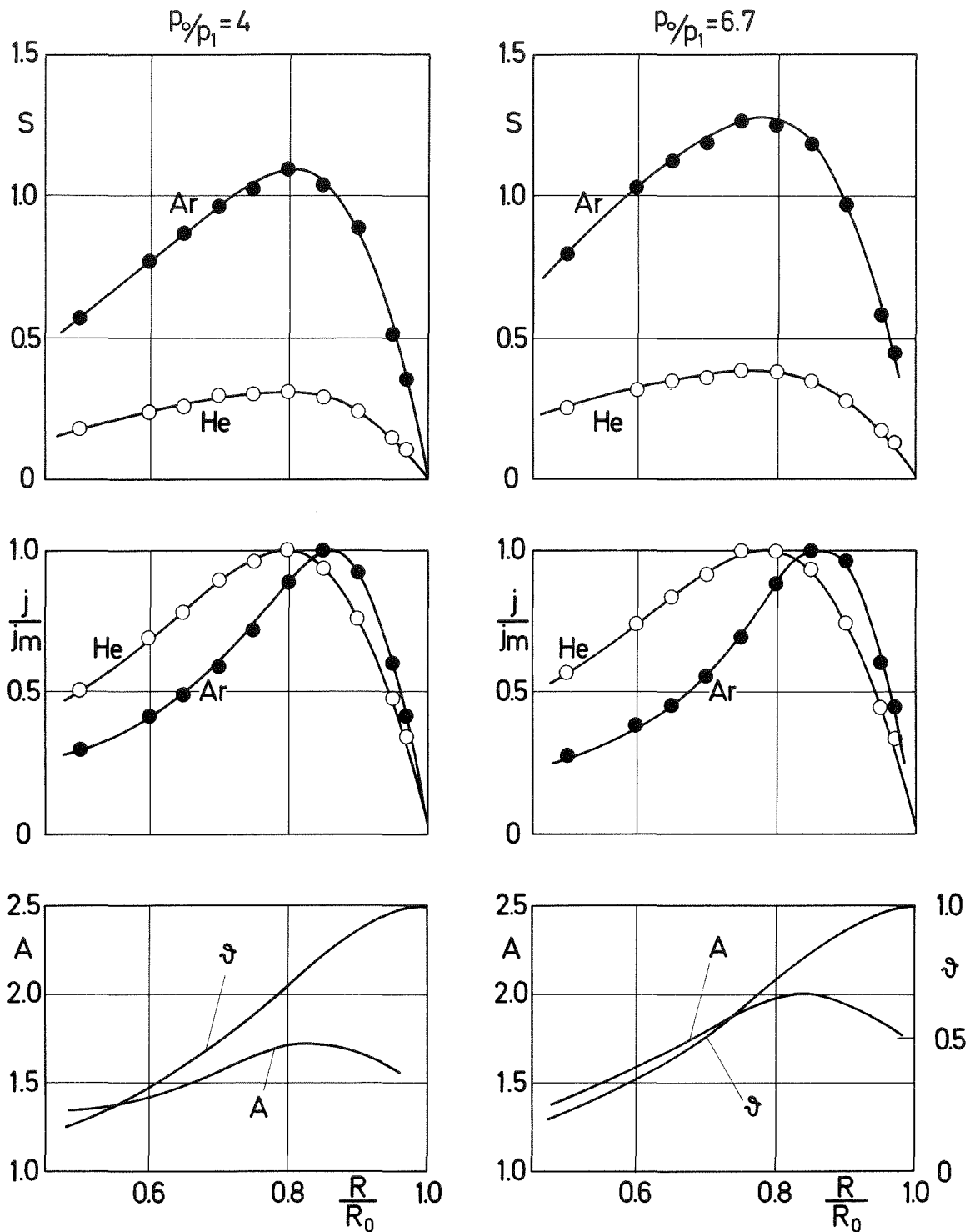


Abb. 12 Der radiale Verlauf der Geschwindigkeitsverhältnisse  $S$  und der auf das Maximum normierten Stromdichten  $j/j_m$  von He und Ar, des Gemischtrennfaktors  $A$  und des Gesamtabschälverhältnisses bei den Expansionsverhältnissen  $p_0/p_1 = 4$  und  $6.7$  für den Trennelementquerschnitt bei  $\varphi = 175^\circ$ . He/Ar-Gemisch mit 12 Mol-% Ar;  $p_0 = 0.4$  Torr

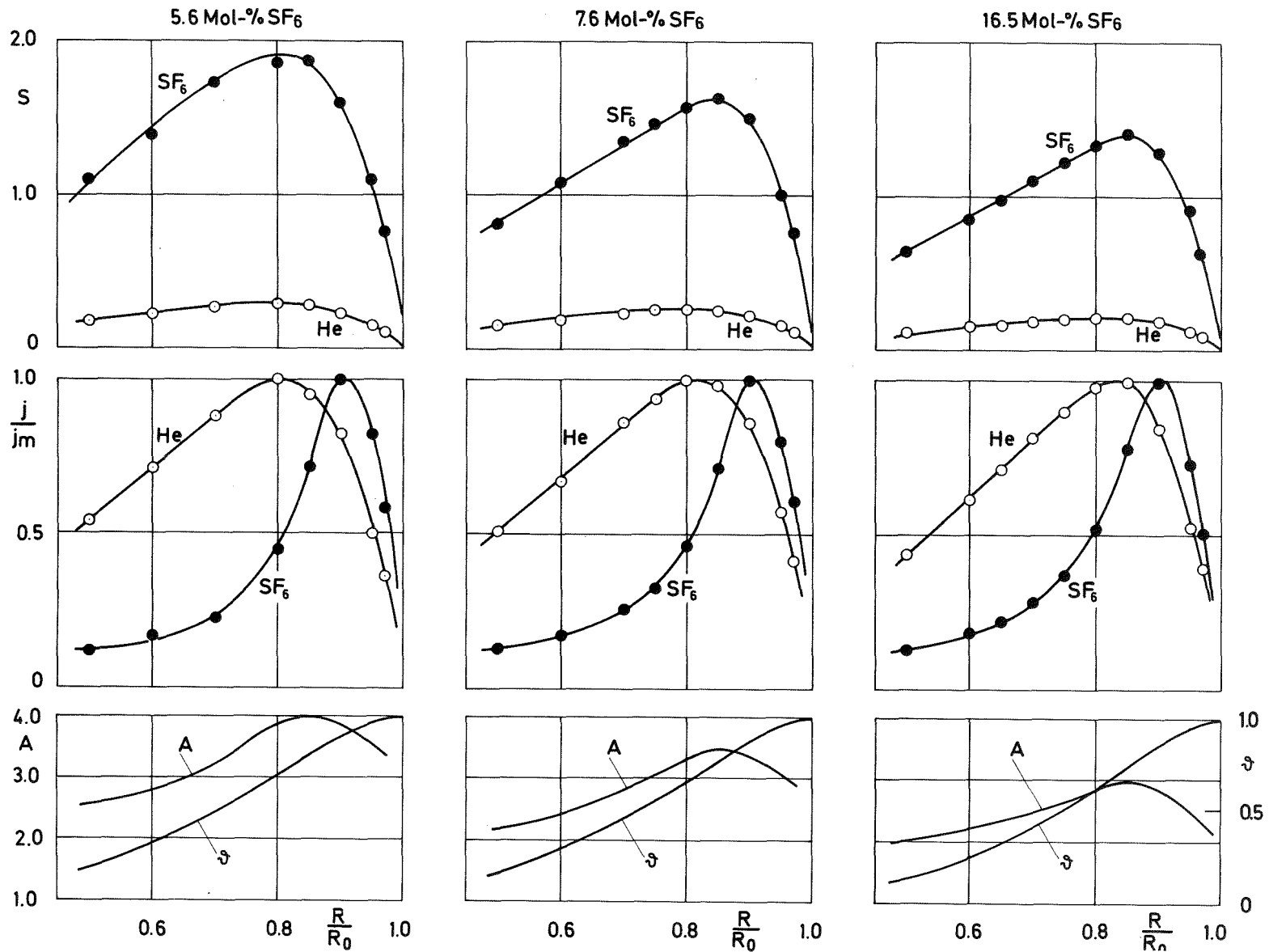


Abb. 13 Der radiale Verlauf der Geschwindigkeitsverhältnisse  $S$  und der auf das Maximum normierten Stromdichten  $j/j_m$  von He und SF<sub>6</sub>, des Gemischtrennfaktors  $A$  und des Gesamtabschälverhältnisses  $\beta$  im Trennelementquerschnitt bei  $\varphi = 175^\circ$  für He/SF<sub>6</sub>-Gemische mit 5.6, 7.6 und 16.5 Mol-% SF<sub>6</sub>. Einlaßdruck  $p_0 = 0.4$  Torr, Expansionsverhältnis  $p_0/p_1 = 4$

verhältnis erzielbare Strömungsgeschwindigkeit abnimmt, war zu erwarten, daß die Geschwindigkeitsverhältnisse dabei kleiner werden.

Dies wird durch die in Abb. 13 dargestellten Meßergebnisse bestätigt, die an He/SF<sub>6</sub>-Gemischen mit 5.6 und 16.5 Mol-% SF<sub>6</sub> bei einem Einlaßdruck von 0.4 Torr und einem Expansionsverhältnis von 4 durchgeführt wurden. Während in dem Gemisch mit 5.6 Mol-% SF<sub>6</sub> ein maximales Geschwindigkeitsverhältnis der SF<sub>6</sub>-Komponente von 1.9 erreicht wird, beträgt dieser Wert für das Gemisch mit 16.5 Mol-% SF<sub>6</sub> nur 1.4. Im übrigen bleibt bei der Änderung des SF<sub>6</sub>-Molenbruchs der radiale Verlauf der Geschwindigkeitsverhältnisse qualitativ erhalten und das Stromdichteprofil der SF<sub>6</sub>-Komponente praktisch unverändert.

Der Gemischtrennfaktor wird mit zunehmender SF<sub>6</sub>-Konzentration geringer. Dieser Effekt, der von Trennversuchen an He/UF<sub>6</sub>-Gemischen her bekannt ist, ist im wesentlichen damit zu erklären, daß die für die Druckdiffusion maßgebliche relative Massendifferenz mit steigender Konzentration der schweren Komponente kleiner wird.

#### 4.3 Diskussion der Versuchsergebnisse

Um die Konsistenz der Messungen zu überprüfen, wurden aus den Stromdichteprofilen für den Querschnitt bei  $\varphi = 175^\circ$  die Gesamtströme der leichten und schweren Komponenten ermittelt. Die sich daraus ergebende Zusammensetzung des Gemischs stimmt innerhalb einer Fehlergrenze von 1 Mol-% mit den massenspektrometrisch bestimmten Konzentrationen der Ausgangsgemische überein.

Zur pauschalen Beschreibung des Strömungszustandes interessiert die Mach-Zahl des Gemischs:

$$M = \frac{w}{\sqrt{\kappa kT/\bar{m}}} \quad (11)$$

Hierin bedeutet  $\bar{m} = x_1 \cdot m_1 + x_2 \cdot m_2$  die mit den Molenbrüchen gemittelte Molekülmasse.

Wenn örtlich thermisches Gleichgewicht vorliegt, läßt sich die Mach-Zahl aus den Geschwindigkeitsverhältnissen beider Komponenten bestimmen:

$$M = S_i \sqrt{\frac{2 \bar{m}}{\kappa m_i}}, \quad i = 1, 2 \quad ; \quad (12)$$

dabei können die örtlichen Molenbrüche aus den Stromdichten berechnet werden:

$$x_i = \frac{j_i}{\sum_K j_K}, \quad i, K = 1, 2 \quad . \quad (13)$$

Abb. 14 zeigt die so bestimmten Mach-Zahlen für das untersuchte He/Ar-Gemisch und das He/SF<sub>6</sub>-Gemisch mit 7.6 Mol-% SF<sub>6</sub> für einige Strahlquerschnitte. In den Strömungsbereichen, in denen die S-Werte der Einzelkomponenten sich nicht wie die Quadratwurzeln aus den Molekulargewichten verhalten, wurden die Mittelwerte der mit S<sub>1</sub> und S<sub>2</sub> berechneten Mach-Zahlen eingetragen; bei unsymmetrischem Ionenstromverlauf wurde die Mach-Zahl mit dem effektiven Geschwindigkeitsverhältnis  $(S_{+90} + S_{-90})/2$  gebildet<sup>13)</sup>.

---

13) Beim He/SF<sub>6</sub>-Gemisch wurde der Adiabatenexponent  $\kappa$  für die jeweilige lokale Zusammensetzung und für eine Temperatur T = 300°K eingesetzt.

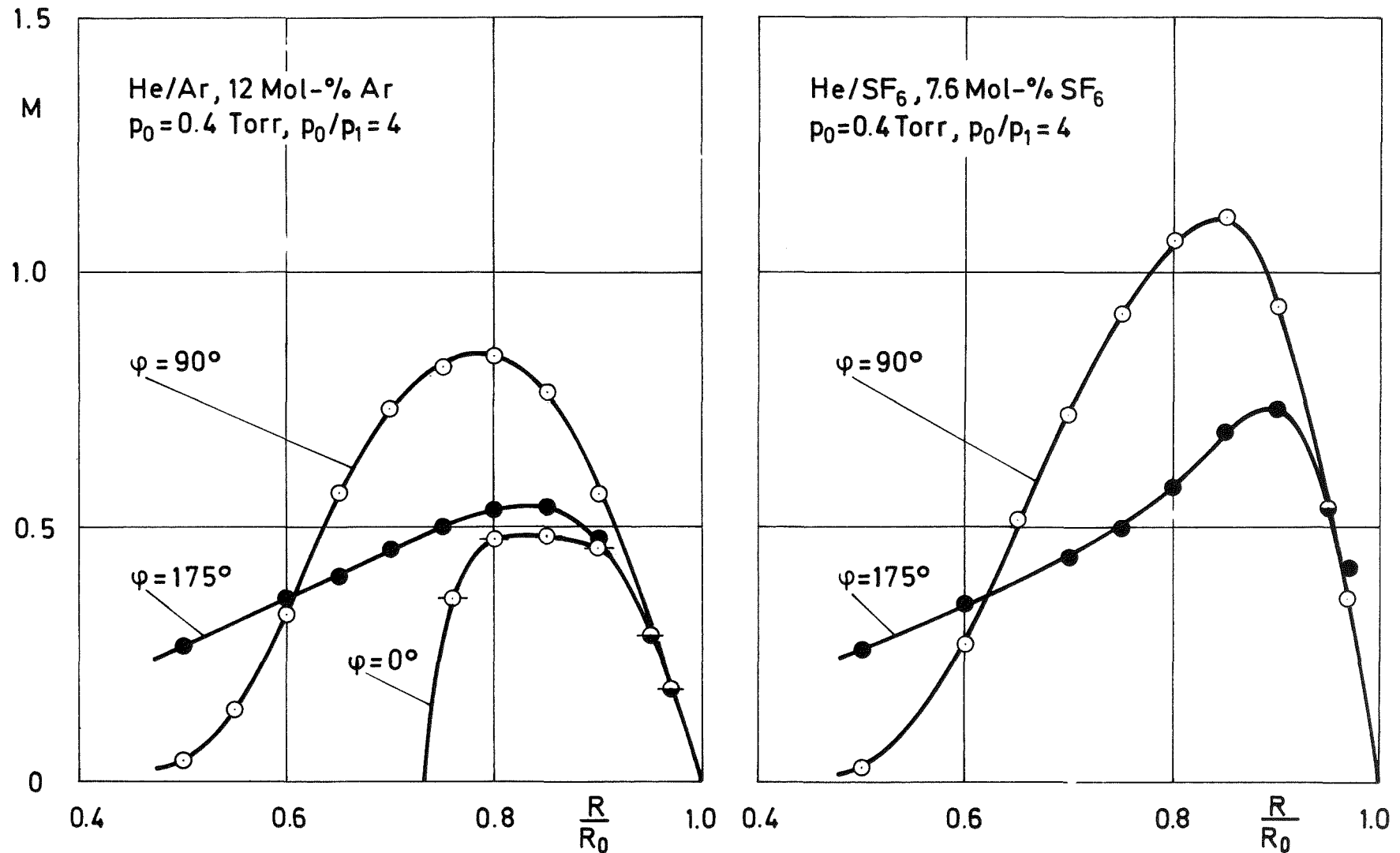


Abb. 14 Der radiale Verlauf der nach Gl. (12) aus den Geschwindigkeitsverhältnissen der Einzelkomponenten berechneten Mach-Zahl  $M$  für die Trennelementquerschnitte bei den Umlenkwinkeln  $\varphi = 0^\circ$ ,  $90^\circ$  und  $175^\circ$

An dem Ergebnis für das He/Ar-Gemisch fällt auf, daß im Einlaufquerschnitt ( $\varphi = 0^\circ$ ) in der Strahlmitte nur eine Mach-Zahl von etwa 0.5 erreicht wird. Die maximale Mach-Zahl steigt nach einer Umlenkung von  $90^\circ$  auf  $\approx 0.85$  an und fällt bis  $\varphi = 175^\circ$  wieder auf  $\approx 0.55$  ab. Demnach liegt im gesamten Strömungsfeld eine Unterschallströmung vor, wodurch die Stauwirkung des Abschälers verständlich wird. Weiterhin sieht man, daß sich das Mach-Zahl-Profil in der Nähe der Umlenkwand im gesamten Bereich des Umlenkwinkels praktisch nicht verändert.

Beim He/SF<sub>6</sub>-Gemisch wird nach einer Umlenkung von  $90^\circ$  in einem kleinen mittleren Strahlbereich die Schallgeschwindigkeit überschritten. Jedoch wird auch hier die Strömung bis  $\varphi = 175^\circ$  wieder auf Unterschallgeschwindigkeit verzögert<sup>14)</sup>.

Die Tatsache, daß bei dem He/SF<sub>6</sub>-Gemisch bei gleichem Einlaßdruck eine größere Mach-Zahl erreicht wird, dürfte hauptsächlich darauf zurückzuführen sein, daß bei diesem Gemisch die Reynolds-Zahl um etwa 30 % höher ist als beim He/Ar-Gemisch. Daneben ist aber auch zu berücksichtigen, daß vor allem in der Nähe der Umlenkwand die Anreicherung der schweren Komponente beim He/SF<sub>6</sub>-Gemisch eine stärkere Herabsetzung der örtlichen Schallgeschwindigkeit bewirkt.

Da bei der Verwendung von He/UF<sub>6</sub>- bzw. H<sub>2</sub>/UF<sub>6</sub>-Gemischen bei gleichem Druck die Re-Zahl noch größer ist

---

14) Die mit den Sondenmessungen festgestellten Strömungsprofile und die Höhe der Mach-Zahlen weichen erheblich von den Ergebnissen ab, die in einer früheren Untersuchung mit Hilfe von Schlierenaufnahmen bei mindestens 10mal größeren Reynolds-Zahlen ermittelt wurden [15]. Bei dieser Untersuchung wurde gezeigt, daß sich bei Re-Zahlen  $> 1000$  in der Trenndüse angenähert ein Überschall-Potentialwirbel ausbildet.

und eine stärkere Gemischtrennung als in einem He/SF<sub>6</sub>-Gemisch gleicher Zusammensetzung auftritt, sind für die Gemische mit UF<sub>6</sub> unter sonst gleichen Bedingungen noch etwas höhere maximale Mach-Zahlen zu erwarten. Außerdem ist damit zu rechnen, daß wegen des größeren Massenunterschiedes bei diesen Gemischen noch stärkere Abweichungen vom lokalen thermischen Gleichgewicht auftreten.

Um diese Effekte quantitativ zu erfassen, sollen entsprechende Messungen im Trennelement an He/C<sub>7</sub>F<sub>14</sub>- und H<sub>2</sub>/C<sub>7</sub>F<sub>14</sub>-Gemischen durchgeführt werden, bei denen nahezu die gleichen Massenunterschiede zwischen leichter und schwerer Komponente vorliegen wie bei den beim Trenndüsenverfahren verwendeten He/UF<sub>6</sub>- bzw. H<sub>2</sub>/UF<sub>6</sub>-Gemischen.

## 5. Zusammenfassung

Für Grundlagenuntersuchungen zum Trenndüsenverfahren wurde eine Meßmethode entwickelt, mit der Strömungs- und Diffusionsvorgänge in Gasgemischen niedriger Dichte lokal erfaßt werden können. Dabei wird die Öffnung einer molekular angeströmten Drucksonde, die aus einem dünnen Röhrchen mit einer seitlichen Anbohrung besteht und direkt an ein Massenspektrometer angeschlossen ist, unter verschiedenen Winkeln zur Strömungsrichtung orientiert. Aus der Winkelabhängigkeit der Ionenströme können für die einzelnen Komponenten des Gasgemischs die Strömungsrichtung, die Stromdichte und das Geschwindigkeitsverhältnis, d.h. das Verhältnis von Strömungsgeschwindigkeit zu wahrscheinlichster Geschwindigkeit im Schwerpunktsystem ermittelt werden.

Die Messungen erfolgten mit einer Sonde von 0.4 mm Außendurchmesser in einem um den Faktor 1000 vergrößer-



ten Modell des Trennelementes, in dem die Gasströmung in einer gekrümmten, schlitzförmigen Düse expandiert und durch eine zylindrische Wand mit einem Radius von 100 mm um  $180^\circ$  umgelenkt wird. Anstelle der beim Trenndüsenverfahren benutzten He/UF<sub>6</sub> bzw. H<sub>2</sub>/UF<sub>6</sub>-Gemische wurden He/Ar- und He/SF<sub>6</sub>-Gemische verwendet, um die beim Arbeiten mit UF<sub>6</sub> auftretenden Korrosionsprobleme zu vermeiden. Entsprechend den wirtschaftlichen Optimalbedingungen des Trenndüsenverfahrens wurden die Drücke so gewählt, daß die Knudsen-Zahl, d.h. das Verhältnis von mittlerer freier Weglänge zur Strahlbreite, zwischen 1/50 und 1/150 lag.

Die Sondenmessungen zeigen, daß die Strömung in der Trenndüse unter diesen Bedingungen wesentlich durch Reibungseinflüsse bestimmt wird. Am Ausgang der gekrümmten Düse, d.h. bei einem Umlenkwinkel von  $\approx 80^\circ$ , betragen die maximalen Geschwindigkeitsverhältnisse in der Strahlmitte bei einem He/Ar-Gemisch mit 12 Mol-% Ar 0.50 für He und 1.61 für Ar, bei einem He/SF<sub>6</sub>-Gemisch mit 7.6 Mol-% SF<sub>6</sub> 0.37 für He und 2.48 für SF<sub>6</sub>. Diesen Strömungszuständen entsprechen pauschal Mach-Zahlen von  $\approx 0.85$  beim He/Ar-Gemisch und  $\approx 1.1$  beim He/SF<sub>6</sub>-Gemisch. Bei der weiteren Umlenkung nehmen die Geschwindigkeitsverhältnisse der einzelnen Komponenten bzw. die Mach-Zahlen um etwa 30 % ab, was im wesentlichen auf die Stauwirkung des zur Strahlaufteilung benutzten Abschälers zurückzuführen ist.

Die Messungen zeigen weiter, daß in ausgedehnten Bereichen merkliche Abweichungen vom lokalen thermischen Gleichgewicht auftreten. In Strömungsgebieten, in denen starke Gradienten der Geschwindigkeitsverhältnisse senkrecht zur Strömungsrichtung vorliegen, wie z.B. in der Nähe der Umlenkwand, läßt sich der gemessene unsymmetrische Ionenstromverlauf durch die Über-

lagerung zweier Maxwell-Halbraumverteilungen interpretieren. In den Strömungsgebieten, in denen die Strömung verzögert wird, deuten die Ergebnisse darauf hin, daß ein Geschwindigkeitsschlupf zwischen schwerer und leichter Komponente besteht.

Durch Integration der radialen Stromdichteverteilungen der einzelnen Komponenten läßt sich für jeden Punkt im Strömungsfeld die Aufteilung der Gesamtströmung und der einzelnen Komponenten auf die innere und äußere Fraktion ermitteln und daraus der die Entmischung von He und Ar bzw. He und SF<sub>6</sub> beschreibende Trennfaktor berechnen. Der Trennfaktor wächst nur bis zum Umlenkwinkel  $\varphi = 120^\circ$  stärker an; bei der weiteren Umlenkung ändert sich sein Maximalwert nur noch geringfügig, wobei sich die radiale Lage des Maximums zur Umlenkwand hin verschiebt.

Die Untersuchung der Trenndüsenströmung wird durch Messungen ergänzt, bei denen der Einlaßdruck, das Expansionsverhältnis und der Molenbruch der schweren Komponente variiert wurden. Im untersuchten Knudsen-Zahl-Bereich bewirkt eine Verdopplung des Einlaßdruckes eine Erhöhung der maximalen Geschwindigkeitsverhältnisse bzw. Mach-Zahlen um etwa 40 %. Im übrigen bestätigen diese Versuche bezüglich der Entmischung die Ergebnisse, die früher bei Trennversuchen an He/UF<sub>6</sub>-Gemischen festgestellt wurden.

6. Literaturverzeichnis

1. E.W. Becker  
K. Bier  
W. Bier  
R. Schütte  
D. Seidel  
Separation of the Isotopes of Uranium by the Separation Nozzle Process, Angew. Chemie, Intern. Edition in English, 6, 507 (1967).  
Diese Arbeit enthält eine Zusammenstellung der früheren Veröffentlichungen über das Trenndüsenverfahren
2. E.W. Becker  
G. Frey  
R. Schütte  
D. Seidel  
Entmischung der Uranisotope in einer zehnstufigen Trenndüsen-Versuchsanlage, atomwirtschaft 13, 359 (1968)
3. E.W. Becker  
W. Bier  
R. Schütte  
Principles and Economic Aspects of the Separation Nozzle Process; Symp. on the Problems Bearing on the Isotope Separation of Uranium, Turino, October 1/2, 1968; KFK-Bericht 853
4. E.W. Becker  
W. Bier  
G. Frey  
R. Schütte  
Trenndüsen-Demonstrationsanlage für die Urananreicherung, atomwirtschaft/atomtechnik 14, 249 (1969)
5. E.W. Becker  
The Separation Nozzle Process for Uranium Enrichment; Atomenergien haar toepassingen, 11, 272 (1969)
6. G. Eisenbeiß  
Die Wirkung des leichten Zusatzgases bei der Uranisotopentrennung nach dem Trenndüsenverfahren,  
Dissertation, Karlsruhe, 1971
7. G.N. Patterson  
Theory of Free-Molecule, Orifice-Type Pressure Probes in Isentropic and Non-Isentropic Flows, UTIA Report Nr. 41 (1956)
8. K. Bier  
W. Ehrfeld  
Zur Untersuchung von Strömungen verdünnter Gase mit Miniatur-Drucksonden, Z. Angewandte Physik 28, 70 (1969);  
vgl. auch KFK-Bericht 842

9. K. Bier  
H. Brandtstädter  
W. Ehrfeld      Miniatur-Drucksonden zur Untersuchung  
von Strömungs- und Diffusionsvorgängen  
in verdünnten Gasgemischen, Z. Ange-  
wandte Physik 29, 205 (1970)
10. P.C. Hughes      Theory for the Free-Molecular Impact  
Probe at an Arbitrary Angle of Attack,  
UTIAS Report No. 103 (1965)
11. P. Clausing      Über die Strömung sehr verdünnter Gase  
durch Röhren beliebiger Länge, Ann.  
Physik, 5. Folge, 12, 961 (1932)
12. H.M. Mott-Smith      The Solution of the Boltzmann Equation  
for a Shock Wave, Physical Review 82.  
885 (1951)
13. S. Chapman  
T.G. Cowling      The Mathematical Theory of Non-Uniform  
Gases, Cambridge University Press,  
London 1970
14. R.A. Svehla      Estimated Viscosities and Thermal  
Conductivities, NASA Technical Report  
R-132 (1962)
15. C. Schlegel      Schlierenoptische Untersuchungen von  
umgelenkten Überschallstrahlen, Diplom-  
arbeit, Institut für Kernverfahrens-  
technik der Universität und des Kern-  
forschungszentrums Karlsruhe, 1964