

KfK 3468
Januar 1983

**Untersuchung von
Nichtgleichgewichtseffekten in
verdünnten Strömungen binärer
Gasgemische hoher relativer
Massendifferenz mit einem
CO₂-Laser am Beispiel einer
Gegenstrahl-Düsenströmung**

H. Breton, G. Krieg
Institut für Kernverfahrenstechnik

Kernforschungszentrum Karlsruhe

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE
Institut für Kernverfahrenstechnik

KfK 3468

Untersuchung von Nichtgleichgewichtseffekten in verdünnten Strömungen
binärer Gasgemische hoher relativer Massendifferenz mit einem
CO₂-Laser am Beispiel einer Gegenstrahl-Düsenströmung

H. Breton^{*)}, G. Krieg

*) von der Fakultät für Maschinenbau der Universität Karlsruhe (T.H.)
genehmigte Dissertation

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

Als Manuskript vervielfältigt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
ISSN 0303-4003

Zusammenfassung:

Im Rahmen von Grundlagenuntersuchungen über die Strömungs- und Transportvorgänge in Trenndüsen zur Anreicherung des Uranisotops ^{235}U wurden in einem schlitzförmigen Gegenstrahl-Düsenystem Absorptionsmessungen mit einem abstimmbaren CO_2 -Laser an einem Modellgasgemisch aus Perfluor-methylcyclohexan (C_7F_{14}) und Helium durchgeführt. Durch Ausnutzung der $10,25\ \mu\text{m}$ -Absorptionsbande des C_7F_{14} konnte der zweidimensionale Verlauf der Partialdichte in der Düsenströmung bestimmt werden. Da innerhalb der $10,25\ \mu\text{m}$ -Absorptionsbande die Absorptionskoeffizienten für verschiedene Laserfrequenzen unterschiedliche Temperaturabhängigkeiten aufweisen, konnten durch Absorptionsmessungen mit mindestens zwei Laserlinien Aussagen über die thermische Besetzungsdichteverteilung in der Bande gewonnen und ihr Verlauf in der Strömung qualitativ erfaßt werden. Durch Vergleich mit statischen Kalibriermessungen konnte hieraus zusätzlich der Verlauf der dieser Absorptionsbande zuzuordnenden Temperatur (C_7F_{14} -Bandentemperatur) bestimmt werden.

Die Ergebnisse der Dichtemessungen lassen in Übereinstimmung mit früher durchgeführten Molekularsondenmessungen auf Störungen im Gleichgewicht der Translationsbewegungen der Gemischkomponenten schließen. Hiernach wird die schwere Komponente im Expansionsbereich der Düsenströmung langsamer beschleunigt und im Kompressionsbereich langsamer abgebremst als das leichte Zusatzgas.

Aus den Messungen der C_7F_{14} -Bandentemperatur in der Strömung kann auf ausgeprägte Störungen in der Energieverteilung zwischen der Translationsbewegung und den inneren Freiheitsgraden dieser Komponente geschlossen werden. Diese hier festgestellten Nichtgleichgewichtseffekte der Energieverteilung auf die verschiedenen Freiheitsgrade werden insbesondere durch die Abnahme der $10,25\ \mu\text{m}$ -Bandentemperatur im Bereich des Anstieges der C_7F_{14} -Partialdichte, d. h. im Staubereich der Gegenstrahlen, sichtbar und treten unabhängig von der Anwesenheit eines leichten Zusatzgases auch in der Strömung von reinem C_7F_{14} auf.

Investigation by Means of a CO₂ Laser of Non-equilibrium Effects in Flows of Rarefied Binary Gas Mixtures with High Relative Differences in Mass by the Example of an Opposed-jet Nozzle Flow

Summary

Within the framework of basic research on the flow and transport processes in separation nozzles for enrichment of the U-235 uranium isotope absorption measurements were performed with a tunable CO₂-laser in a slit-shaped opposed-jet nozzle system operated with a model gas mixture consisting of per-fluoromethyl cyclohexane (C₇F₁₄) and helium. By utilization of the 10.25 μm absorption band of C₇F₁₄ it was possible to determine the two-dimensional distribution of the partial density in the nozzle flow. Since within the 10.25 μm absorption band the absorption coefficients exhibit different temperature dependencies for different laser frequencies, absorption measurements with at least two laser lines allowed to obtain information about the thermal distribution of population densities within the band and to record in qualitative terms its distribution in the flow. By comparison with static calibration measurements it was possible to determine in addition the distribution of the temperature to be attributed to this absorption band (C₇F₁₄ band temperature).

The results of the density measurements suggest to conclude that, in conformity with earlier measurements made with free molecular probes, disturbances occur in the equilibrium of the translational motions of the mixture components. Accordingly, the heavy component is accelerated at a slower rate in the expansion zone of nozzle flow and in the compression zone it is decelerated less quickly than the light auxiliary gas.

From the measurements of the C₇F₁₄ band temperature in the flow it can be concluded that there are pronounced disturbances in the distributions of energy between the translational motion and the internal degrees of freedom of this component. These non-equilibrium effects of the energy of the internal degrees of freedom detected here get manifest above all by the reduction of the 10.25 μm band temperature in the zone of C₇F₁₄ partial density rise, i. e. in the zone of stagnation of the opposed-jets and they appear also in the flow of pure C₇F₁₄, independent of the presence of a light auxiliary gas.

| <u>Inhaltsverzeichnis</u> | <u>Seite</u> |
|--|--------------|
| 1. Einleitung | 3 |
| 2. Grundlagen des Meßverfahrens | 9 |
| 2.1 Meßprinzip | 9 |
| 2.2 Relaxationsvorgänge bei schnellen Zustandsänderungen | 13 |
| 3. Meßapparatur | 15 |
| 3.1 Strömungsapparatur | 15 |
| 3.2 CO ₂ -Laserstrahlapparatur | 18 |
| 3.2.1 Optischer Versuchsaufbau | 18 |
| 3.2.2 Meßwerterfassung | 21 |
| 3.3 Kalibrierung | 23 |
| 3.3.1 Kalibrierapparatur | 23 |
| 3.3.2 Kalibriermessungen | 25 |
| 4. Experimentelle Ergebnisse | 28 |
| 4.1 Einfluß der Betriebsbedingungen auf den Verlauf der C ₇ F ₁₄ -Partialdichte | 30 |
| 4.2 Geschwindigkeitsschlupf zwischen leichter und schwerer Gemischkomponente in der Düsenmündung | 40 |
| 4.3 Verlauf der durch Absorptionsmessungen in der 10,25 µm-Bande bestimmten C ₇ F ₁₄ -Temperatur | 42 |
| 4.3.1 Messungen in der Gemischströmung | 42 |
| 4.3.1.1 Expansion aus der Düsenmündung | 44 |
| 4.3.1.2 Staubereich der Gegenstrahlen | 48 |
| 4.3.2 Messungen in reinem C ₇ F ₁₄ | 50 |
| 4.4 Meßgenauigkeit | 54 |
| 5. Diskussion der Ergebnisse | 57 |
| Literaturverzeichnis | 64 |

1. Einleitung

Im Zusammenhang mit der Entwicklung des Trenndüsenverfahrens /1,2,3/, bei dem die Massenabhängigkeit der Zentrifugalkräfte in einer gekrümmten Strömung aus UF_6 und einem leichten Zusatzgas zur Uranisotopentrennung genutzt wird, werden im Kernforschungszentrum Karlsruhe seit längerer Zeit Grundlagenuntersuchungen an Gasgemischströmungen durchgeführt /4-8/. Die für diese Strömungen typischen Knudsen-Zahlen sind durch die verfahrenstechnisch optimalen Betriebsbedingungen des Trenndüsenverfahrens vorgegeben und liegen im Bereich von 10^{-1} bis 10^{-2} . Aufgrund der schnellen Zustandsänderungen im Strömungsfeld und der relativ hohen Knudsen-Zahlen kommt es hierbei zu starken Störungen des lokalen thermodynamischen Gleichgewichts /4,8/. Die hieraus resultierenden Nichtgleichgewichtseffekte, die sich mit den derzeit verfügbaren theoretischen Methoden nur unvollständig erfassen lassen, wurden bisher insbesondere mit Hilfe der Molekularsondentechnik untersucht, wobei anstelle der korrosiven UF_6/He - bzw. UF_6/H_2 -Gemische des Trenndüsenverfahrens chemisch nicht aggressive Gemische aus He und SF_6 bzw. C_7F_{14} benutzt wurden /6,7/. Mit dieser Methode können u.a. die lokalen Werte für die Geschwindigkeitsverhältnisse¹⁾ und Stromdichten der Gemischkomponenten bestimmt und Aussagen bezüglich der molekularen Geschwindigkeitsverteilung gewonnen werden.

Ein typischer, mit Molekularsondenmessungen nachweisbarer Nichtgleichgewichtseffekt besteht z. B. darin, daß sich die Geschwindigkeitsverhältnisse der Gemischkomponenten in stark beschleunigten bzw. verzögerten Strömungsbereichen nicht wie die Wurzeln aus den Molekulargewichten verhalten, was auf lokale Geschwindigkeits- und Temperaturunterschiede zwischen den Ge-

1) Das partielle Geschwindigkeitsverhältnis S_i der Gemischkomponente i ist definiert als das Verhältnis von Strömungsgeschwindigkeit v_i zu wahrscheinlichster thermischer Geschwindigkeit im Schwerpunktsystem der Strömung $c_{wi} = (2kT_i/m_i)^{1/2}$:

$$S_i = v_i/c_{wi}$$

mischkomponenten hindeutet /9/. Weiterhin ist den Molekularsondenmessungen zu entnehmen, daß die molekulare Geschwindigkeitsverteilung der einzelnen Gemischkomponenten in weiten Bereichen der Trenndüsenströmung stark gestört ist; sie läßt sich hier auch nicht näherungsweise durch eine Maxwell-Verteilung, sondern nur noch durch eine lokale Überlagerung zweier Maxwell-Verteilungen mit unterschiedlichen Strömungsgeschwindigkeiten und Temperaturen darstellen /4,10/. Besonders ausgeprägt sind solche Nichtgleichgewichtseffekte in sogenannten Gegenstrahl-Trenndüsen /11,12/, bei denen die für die Isotopenmischung erforderliche Stromlinienkrümmung durch die gegenseitige Umlenkung von zwei frontal aufeinander zulaufenden Gasstrahlen erzeugt wird (Abb. 1). Bei den für die Isotopenmischung optimalen Knudsen-Zahlen kommt es im Bereich der Stauzone zu einer teilweisen Durchdringung der gegeneinander gerichteten Gasstrahlen /10/. Außerdem kann man eine stärkere Aufheizung des Gases im Staubereich nicht ausschließen, da hier die schwere Gemischkomponente, die bei der Expansion mit dem leichten Zusatzgas auf ein Mehrfaches ihrer thermischen Geschwindigkeit beschleunigt wird, konzentriert und innerhalb relativ weniger freier Weglängen stark abgebremst wird.

Die Molekularsondenmessungen liefern allerdings nur ein unvollständiges Bild der durch schnelle Zustandsänderungen verursachten Nichtgleichgewichtseffekte, da mit dieser Meßmethode nur solche Vorgänge erfaßt werden können, die sich direkt auf die Translationsbewegung der Moleküle auswirken. Aussagen bezüglich des Verhaltens der inneren Freiheitsgrade, deren Besetzung - wie z. B. bei der oben erwähnten schnellen Abbremsung im Staubereich - ebenfalls durch starke Nichtgleichgewichtseffekte geprägt sein kann, sind hingegen nicht möglich. Da die Wechselwirkung der inneren Freiheitsgrade mit der Translationsbewegung der Moleküle sich sowohl auf das Verhalten der Strömung als auch der Diffusionsprozesse auswirkt, sind Untersuchungen dieser Phänomene für das Trenndüsenverfahren von grundlegendem Interesse. Im Institut für Kernverfahrenstechnik wurde deshalb zur Ergänzung der Molekularsondenmethode ein weiteres Meßverfahren entwickelt, das auf der selektiven Absorption von Laserstrahlung durch die schwere Gemischkomponente beruht /13,14,15/. Hierbei wird das zweidimensionale Strömungsfeld des

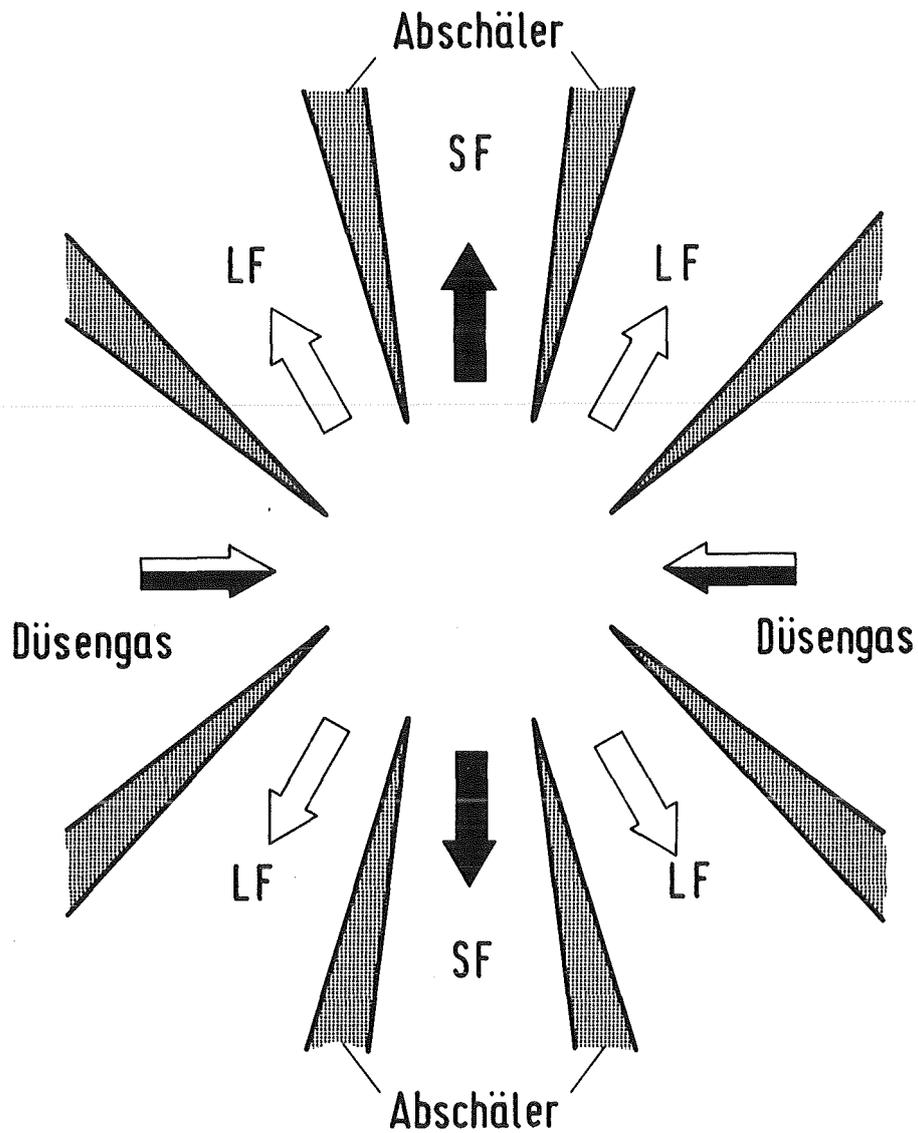


Abb. 1: Schnitt durch ein schlitzförmiges Trenndüsensystem mit gasdynamischer Strahlumlenkung (LF = leichte Fraktion, mit Zusatzgas angereichert, SF = schwere Fraktion, mit der schweren Gemischkomponente angereichert).

Gemisches senkrecht zur Strömungsrichtung von der Strahlung eines abstimmbaren CO_2 -Lasers durchsetzt, in dessen Emissionsbereich die als Modellgase für UF_6 verwendeten, infrarotaktiven Verbindungen SF_6 und C_7F_{14} (Perfluormethylcyclohexan) starke Absorptionsbanden aufweisen. Da sich nicht nur die Höhe, sondern auch die Temperaturabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten stark ändert, wenn die Laserstrahlung auf unterschiedliche Bereiche der Absorptionsbande abgestimmt wird, können durch Absorptionsmessungen mit mehreren diskreten Laserlinien Aussagen über die lokale Dichte und die Temperatur der schweren Gemischkomponente gewonnen werden²⁾. Bei der Interpretation der Meßergebnisse ist zu berücksichtigen, daß mit dem CO_2 -Laser nur ein schmaler Ausschnitt aus dem Rotations-Schwingungsspektrum im Wellenlängenbereich um $10 \mu\text{m}$ diskontinuierlich durch einzelne Laserlinien erfaßt werden kann. Die so ermittelten Temperatur-Meßwerte können deshalb bei einer stark vom thermischen Gleichgewicht abweichenden Besetzung der Rotations-Schwingungs-Niveaus grundsätzlich nur dem der Messung zugänglichen Spektralbereich bzw. den entsprechenden Übergängen zugeordnet werden.

Ziel der vorliegenden Arbeit war es, aus Absorptionsmessungen in dem durch den CO_2 -Laser vorgegebenen Spektralbereich Aufschlüsse über mögliche Störungen des lokalen thermischen Gleichgewichts zwischen der Translationsbewegung und den inneren Freiheitsgraden der Moleküle der schweren Gemischkomponente zu gewinnen. Außerdem sollte durch die Messung der Partialdichte des C_7F_{14} der Einfluß lokaler Geschwindigkeitsunterschiede der Gemischkomponenten auf die bei Molekularsondenmessungen beobachteten Unterschiede in den Geschwindigkeitsverhältnissen von leichter und schwerer Gemischkomponente abgeschätzt werden.

2) Mit ähnlichen Meßanordnungen werden neuerdings auch Temperatur- und Konzentrationsmessungen an Flammen durchgeführt, wobei z. B. die Absorption des OH-Radikals ausgenutzt und als Strahlungsquelle ein abstimmbarer Farbstoff-Laser eingesetzt wird (vgl. z. B. /16/). Da hierbei die Gasdichten um zwei bis drei Größenordnungen höher sind als bei Trenndüsenanordnungen mit vergleichbar großen Abmessungen, die Absorption im nahen UV und nicht im fernen IR erfolgt und der Farbstoff-Laser im Gegensatz zum CO_2 -Laser kontinuierlich über ein breites Frequenzband abgestimmt werden kann, sind die meßtechnischen Randbedingungen bei Flammen i. a. deutlich günstiger als bei Trenndüsenströmungen.

Zur Klärung dieses Sachverhaltes wurden Absorptionsmessungen in typischen Strömungsfeldern von schlitzförmigen Gegenstrahl-Trenndüsen durchgeführt. Die hierbei verwendete Meßanordnung war eine Weiterentwicklung der in einer früheren Arbeit /13,17/ beschriebenen Apparatur, mit welcher erstmals Laserabsorptionsmessungen an He/SF₆-Gemischen in Gegenstrahlströmungen zur Bestimmung des qualitativen Partialdichteverlaufs der schweren Gemischkomponente durchgeführt worden waren.

Für die in der vorliegenden Arbeit beschriebenen Versuche wurden anstelle der He/SF₆-Gemische He/C₇F₁₄-Gemische verwendet, da sich C₇F₁₄ wegen seines zu UF₆ annähernd gleichen Molekulargewichtes besser zur Simulation der Gemischströmung in der Trenndüse eignet als das vergleichsweise leichte SF₆. Außerdem wurden Vergleichsmessungen mit reinem C₇F₁₄ und Ar/C₇F₁₄-Gemischen durchgeführt. Die Knudsen-Zahl der Strömung lag im Bereich von 10⁻².

Da die C₇F₁₄-Absorptionskoeffizienten im Emissionsbereich des CO₂-Lasers - abhängig von der eingestellten Laserlinie - um 1-2 Größenordnungen kleiner sind als die Absorptionskoeffizienten des SF₆, mußten für die vorgesehenen quantitativen Dichte- und Temperaturmessungen am Modellgas C₇F₁₄ die Nachweisgrenze und die Stabilität der Meßanordnung entsprechend erhöht werden. Die hierfür erforderlichen Verbesserungen wurden durch Verwendung eines hochstabilen abstimmbaren CO₂-Lasers als Strahlungsquelle und von gekühlten Halbleiterdetektoren erreicht sowie insbesondere durch die Entwicklung eines analogen Integrations- und Referenzverfahrens für die elektronische Signalverarbeitung.

Aus den Messungen geht hervor, daß die Dichte des C₇F₁₄ erwartungsgemäß in den Düsen und unmittelbar nach dem Austritt des Gases aus den Düsenmündungen in Strömungsrichtung abnimmt, um dann im Staubereich wieder anzusteigen. Bei reinem C₇F₁₄ ist die Dichte auf der Staulinie aufgrund dissipativer Verluste geringfügig niedriger als die Ausgangsdichte; bei He/C₇F₁₄-Gemischen steigt die Partialdichte des C₇F₁₄ auf der Staulinie beträchtlich über die Partialdichte im Ausgangszustand an, was auf die

Beschleunigung des C_7F_{14} durch das Zusatzgas und die nachfolgende Konzentrierung und Abbremsung im Staubereich zurückzuführen ist. Bei jeweils gleicher Reynolds-Zahl der Strömung und jeweils gleichen Expansionsverhältnissen ist die Abnahme der C_7F_{14} -Dichte in den Düsen bei Verwendung eines He/C_7F_{14} -Gemisches deutlich schwächer als bei reinem C_7F_{14} , was als Folge eines Geschwindigkeitsschlupfes zwischen den Gemischkomponenten zu interpretieren ist. Im Gegensatz zum Partialdichteverlauf erreicht die der Rotations-Schwingungsbande bei $10,25 \mu m$ zuzuordnende Temperatur ihren höchsten Wert nicht auf der Staulinie, sondern steigt bereits an den beiden Rändern der Stauzone steil an, wobei die Ausgangstemperatur deutlich überschritten wird. Trotz der weiteren Dichtezunahme nimmt die Temperatur dann wieder auf Werte ab, die beim He/C_7F_{14} -Gemisch merklich unter der Ausgangstemperatur liegen. Man kann hieraus schließen, daß an den Rändern der Stauzone die Besetzungsdichte der durch die CO_2 -Laserabsorptionsmessung erfaßten C_7F_{14} -Rotations-Schwingungsniveaus stark von der Boltzmannverteilung im thermischen Gleichgewicht abweicht, d. h. daß bestimmte Rotations-Schwingungsübergänge durch Stöße bevorzugt angeregt werden. Außerdem deutet die deutlich unterhalb der Ausgangsruhetemperatur liegende Bandentemperatur auf der Staulinie darauf hin, daß das Gemisch in der Stauzone nicht vollständig abgebremst und thermalisiert wird. Dies steht im Einklang zu der bei Molekularsondenmessungen beobachteten gegenseitigen Durchdringung insbesondere der schweren Gemischkomponente der Düsenstrahlen /10/.

2. Grundlagen des Meßverfahrens

2.1 Meßprinzip

Das für die vorliegende Arbeit angewandte Meßverfahren zur Bestimmung der zweidimensionalen Partialdichte- und Temperaturverteilung der schweren Komponente eines binären Gasgemisches in einer Gegenstrahlströmung beruht auf der selektiven Absorption der Infrarotstrahlung eines abstimmbaren CO₂-Lasers.

Die bei Molekülen mit elektrischem Dipolmoment bei Einstrahlung von Licht im Infrarotbereich durch Übergänge zwischen den Energieniveaus des Rotations-Schwingungs-Spektrums hervorgerufene Schwächung der eingestrahnten Lichtintensität I wird in Abhängigkeit von der Moleküldichte n und der optischen Weglänge l im Gas wie folgt beschrieben:

$$dI = \alpha_{\nu} \cdot I \cdot n \cdot dl \quad (1)$$

wobei α_{ν} den zur eingestrahnten Frequenz ν gehörigen Absorptionskoeffizienten darstellt.

Für den Fall, daß der Absorptionskoeffizient α_{ν} als unabhängig vom Strahlungsfeld angenommen werden kann (Kleinsignalabsorption), ist α_{ν} längs des optischen Weges konstant und die Integration von Gleichung (1) führt unter der Anfangsbedingung $I(l=0) = I_0$ auf das Beersche Gesetz für lineare Absorption:

$$I = I_0 e^{-\alpha_{\nu} \cdot l \cdot n} \quad (2)$$

Der (Kleinsignal-) Absorptionskoeffizient α_{ν} hängt außer von der eingestrahnten Frequenz ν im allgemeinen auch von der Temperatur der absorbierenden Komponente und ihrem Partialdruck (Eigendruckverbreiterung) sowie von den Partialdrücken der übrigen Komponenten des Gasgemisches (Fremdgasdruckverbreiterung) ab (vgl. z. B. /18/).

Da in einer Gasgemischströmung diese Größen räumlich variieren, muß für eine quantitative Auswertung der Absorptionsmessungen der Zusammenhang

$$\alpha_{\nu} = \alpha(\nu, T, P_i, P_k, \dots)$$

bekannt sein.

Da sich der Einfluß der Temperatur sowie der Partialdrücke auf den Absorptionskoeffizienten α bei verschiedenen eingestrahnten Frequenzen ν unterschiedlich auswirkt, ist es prinzipiell möglich, durch Messungen mit einer ausreichenden Anzahl entsprechend ausgewählter Laserlinien diese Zustandsgrößen in der Strömung quantitativ zu bestimmen.

Wie in Kap. 3.3.2 gezeigt wird, können bei den für die Untersuchung der Gegenstrahlströmung interessierenden Betriebsbedingungen Druckverbreiterungseffekte in He/C₇F₁₄-Gemischen vernachlässigt werden. Dadurch ist es möglich, die unterschiedlichen Temperaturabhängigkeiten der Absorptionskoeffizienten α_{ν} bei vertretbarem meßtechnischen Aufwand zur Bestimmung der C₇F₁₄-Temperatur auszunutzen.

Hierbei erfolgt die selektive Bestimmung der lokalen Partialdichte n und der Temperatur T des C₇F₁₄ in der Gemischströmung gemäß dem aus Gleichung (2) folgenden Gleichungssystem für die Extinktionen E_{ν} :

$$E_{\nu} = -\ln \frac{I_{\nu}}{I_{\nu_0}} = \alpha_{\nu}(T) \cdot n \cdot l \quad (3)$$

d. h. jeweils aus dem Verhältnis der geschwächten Laserintensität I_{ν} und der ungeschwächten Intensität I_{ν_0} durch Einstrahlung von mindestens zwei Laserfrequenzen ν mit Absorptionskoeffizienten α_{ν} unterschiedlicher Temperaturabhängigkeit bei sonst identischen Versuchsbedingungen /16/.

In Abb. 2.1 ist das C_7F_{14} -Absorptionsspektrum im Wellenlängenbereich zwischen $7 \mu\text{m}$ und $18 \mu\text{m}$ dargestellt. Neben der starken Rotations-Schwingungsbande zwischen $\lambda = 7,4 \mu\text{m}$ und $\lambda = 9 \mu\text{m}$ erkennt man eine weitere ausgeprägte Absorptionsbande bei $\lambda = 10,25 \mu\text{m}$. Diese Rotations-Schwingungsbande liegt im Wellenlängenbereich des R-Zweiges des $00^0_1 \rightarrow 10^0_0$ Schwingungsüberganges des CO_2 -Moleküls und kann daher für Absorptionsmessungen mit einem abstimmbaren CO_2 -Laser verwendet werden.

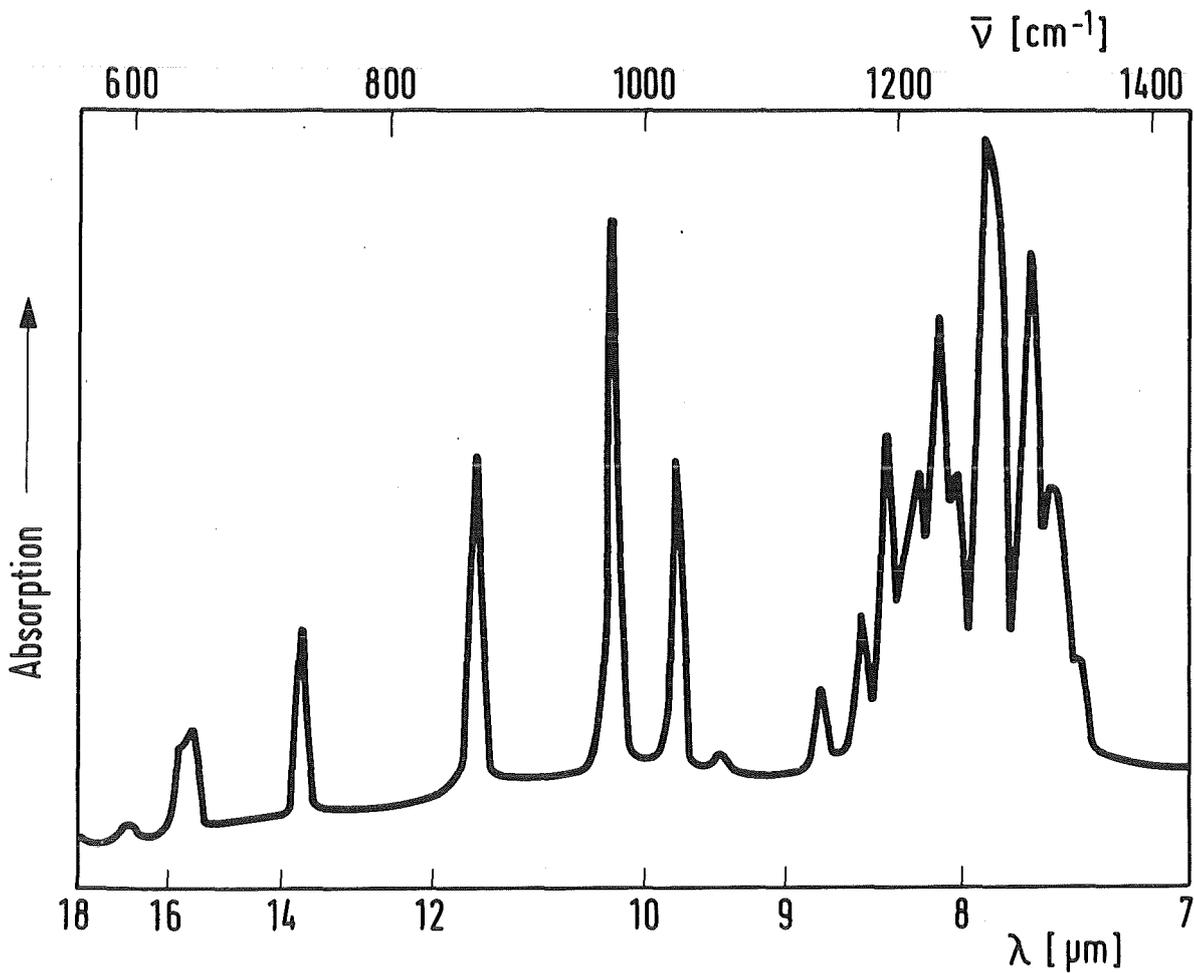


Abb. 2.1: Absorptionsspektrum von Perfluormethylcyclohexan (C_7F_{14}) im Wellenlängenbereich zwischen $7 \mu\text{m}$ und $18 \mu\text{m}$.

Abb. 2.2 zeigt in einer Darstellung mit gespreizter Wellenlängenskala die C_7F_{14} -Rotations-Schwingungsbande bei $10,25 \mu\text{m}$. Das Auflösungsvermögen des eingesetzten Gitterspektrometers betrug $0,35 \text{ cm}^{-1}$. Zusätzlich ist in Abb. 2.2 die Lage der CO_2 -Laseremissionslinien R(20), R(16) und R(12) eingezeichnet, mit welchen die in dieser Arbeit dargestellten Absorptionsmessungen durchgeführt wurden. Die relativen Unterschiede der mit den schmalbandigen Laserlinien gemessenen Absorptionskoeffizienten entsprechen annähernd den mit dem Gitterspektrometer ermittelten Werten, was auf eine quasi - kontinuierliche Struktur dieser Rotations-Schwingungsbande hinweist.

Bei komplizierten Molekülen wie C_7F_{14} läßt sich eine theoretische Bestimmung der Absorptionskoeffizienten α_ν praktisch nicht durchführen, da hier eine Vielzahl miteinander wechselwirkender Übergänge angeregt ist. Die Be-

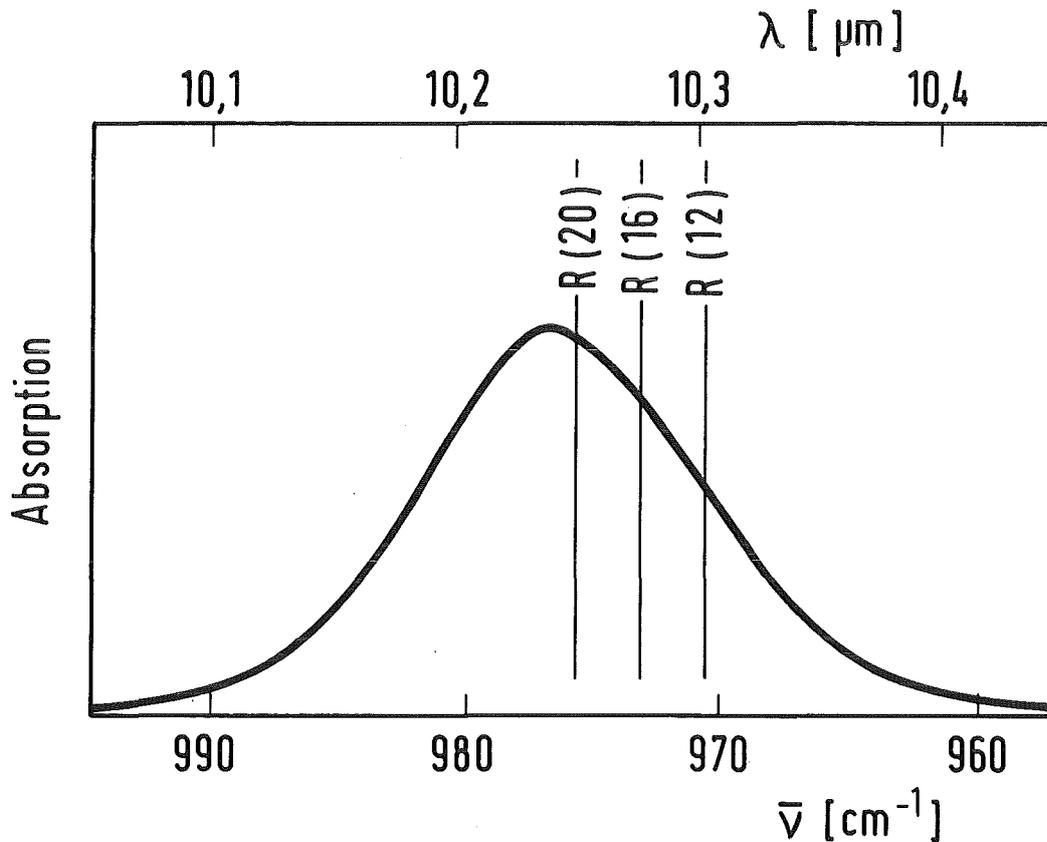


Abb. 2.2: Lage der Laseremissionslinien R(20), R(16) und R(12) in der C_7F_{14} -Absorptionsbande bei $10,25 \mu\text{m}$. Die Absorptionsbande wurde mit einem Gitterspektrometer mit einer Auflösung von $0,35 \text{ cm}^{-1}$ aufgenommen.

stimmung der C_7F_{14} -Absorptionskoeffizienten α_ν für verschiedene Laser-Emissionsfrequenzen ν mußte daher experimentell an einer Kalibrierapparatur erfolgen, mit welcher insbesondere die Temperaturabhängigkeiten der einzelnen Absorptionskoeffizienten in statischen Kalibrierversuchen erfaßt und geeignete Laserlinien zur Messung der C_7F_{14} -Temperatur in der Düsenströmung ausgewählt werden konnten. Darüber hinaus mußte durch die Kalibriermessungen zunächst geklärt werden, inwieweit in dem interessierenden Druck- und Konzentrationsbereich Druckverbreiterungseffekte auftreten.

2.2 Relaxationsvorgänge bei schnellen Zustandsänderungen

Bei starken Zustandsänderungen innerhalb weniger freier Weglängen ist die Zahl der Stöße zwischen den Molekülen zu gering, um einen vollständigen Energieaustausch zwischen der Translationsbewegung und den inneren Freiheitsgraden der Moleküle zu gewährleisten, so daß es zu Unterschieden in der Translationstemperatur und der Rotations- bzw. Schwingungstemperatur der Gasmoleküle kommen kann.

So beobachtet man bei der Expansion von Düsengasstrahlen ein Einfrieren der inneren Freiheitsgrade, wenn die für den Strömungsvorgang charakteristische Knudsen-Zahl beispielsweise Werte von $Kn = 10^{-3}$ übersteigt (vgl. z. B. /19/,/20/). Der Begriff "Einfrieren" kennzeichnet hier den Sachverhalt, daß kein Austausch mehr zwischen der thermischen Energie der Translationsbewegung der Moleküle und der in den inneren Freiheitsgraden gespeicherten Energie erfolgt.

Da die Wirkungsquerschnitte für den Energieaustausch zwischen Translation und Rotation um etwa eine, für den Energieaustausch zwischen Translation und Schwingung um etwa zwei bis vier Größenordnungen kleiner sind als die entsprechenden Wirkungsquerschnitte für den Austausch von Translationsenergie zwischen den Molekülen, kommt es bei der Expansion eines Gasstrahls zunächst zum Einfrieren der Schwingungstemperatur. Im weiteren Verlauf der Expansion wird ein gleiches Verhalten auch für die Rotationstemperatur festgestellt, worauf sich dann sogar noch Unterschiede in der thermischen

Energie der Translationsbewegung senkrecht bzw. parallel zur Strömungsrichtung ausbilden können. In analoger Weise kommt es zu einer Verzögerung im Anstieg der Energie der inneren Freiheitsgrade bei Kompressionsvorgängen in Verdichtungsstößen. Bei einer detaillierteren Betrachtung solcher Zustandsänderungen, die üblicherweise verkürzt als "schnelle" Zustandsänderungen bezeichnet werden, ist weiter zu berücksichtigen, daß die Wirkungsquerschnitte für die Anregung der verschiedenen Grund- und Kombinationsschwingungen sich beträchtlich unterscheiden können.

Aus Modelluntersuchungen am Gegenstrahlssystem ist bekannt, daß die "schnelle" Expansion des Gasgemisches aus den Düsen sowie die Kompression im Staubereich der Gegenstrahlen bereits zu Nichtgleichgewichtseffekten der Translationsbewegung führt und die lokale Geschwindigkeitsverteilung der Moleküle stark von einer Maxwellverteilung abweicht [4], [10], [21]. Man muß deshalb davon ausgehen, daß hier auch in verstärktem Maße Störungen des Gleichgewichtes zwischen der thermischen Energie der Translationsbewegung und der in den inneren Freiheitsgraden gespeicherten Energie der Moleküle vorliegen, so daß die für thermodynamisches Gleichgewicht gültigen Relationen, z. B. zwischen der Dichte und der Energie der inneren Freiheitsgrade in der Strömung nicht länger erfüllt sein müssen.

Die in der vorliegenden Arbeit durch Vergleich mit den im thermischen Gleichgewicht ermittelten Kalibrierdaten bestimmten Meßdaten für die Energie der inneren Freiheitsgrade des C_7F_{14} können also einerseits wegen der Kompliziertheit des Moleküls und andererseits wegen der zu erwartenden Nichtgleichgewichtseffekte zwischen der Energie der inneren Freiheitsgrade und der Translationsenergie weder der Rotations- noch der Schwingungstemperatur eindeutig zugeordnet werden. Sie werden deshalb in dieser Arbeit allgemein als Bandentemperatur bezeichnet. Aus den Abweichungen zwischen dem Verlauf der gemessenen Bandentemperatur und dem Verlauf der Translationstemperatur der schweren Gemischkomponente erhält man einen Hinweis auf die Größe des Nichtgleichgewichtseffektes, d. h. ein Maß für die Abweichung der Besetzungsdichten der vom Laser erfaßten Rotations-Schwingungsniveaus vom thermodynamischen Gleichgewicht. Zusammen mit der Messung des Dichteprofiles kann man daher mit den Messungen der Bandentemperatur grundsätzlich Aufschlüsse über die Struktur der in der Gegenstrahlströmung auftretenden Nichtgleichgewichtseffekte ge-

winnen. Hierbei ist es demnach nicht notwendig, sämtliche Banden des Rotations-Schwingungsspektrums zu erfassen. Man kann vielmehr davon ausgehen, daß sich die obengenannten Relaxationsphänomene auch dann nachweisen lassen, wenn man nur einen kleinen Teil des Spektrums erfaßt, wie er z. B. durch den Abstimmungsbereich des CO₂-Lasers vorgegeben ist.

3. Meßapparatur

3.1 Strömungsapparatur

Die der vorliegenden Arbeit zugrundeliegenden Untersuchungen der Strömung eines Gegenstrahl-Düsensystems wurden an einer im Institut für Kernverfahrenstechnik installierten Roots-Gebläseanlage /22/ durchgeführt. Abb. 3.1 zeigt das Fließschema der Strömungsapparatur. Das Verfahrensgasgemisch strömt aus dem Gasvorratsbehälter (1) über ein Sperrventil (2) in das Düsensystem (3), welches in die Vakuumkammer (4) eingebaut ist. Der Düsenvordruck p_0 wird über ein motorisch betriebenes Stellventil (5) eingeregelt. Der Absaugdruck p_A wird über einen handbetätigten Schieber (6) eingestellt. Anschließend wird das Verfahrensgas über einen Pufferbehälter (7) von der Roots-Gebläseanlage (8) angesaugt und wieder auf den Druck im Vorratsbehälter (1) verdichtet. Die Roots-Gebläseanlage (8) besitzt ein Saugvermögen von 100.000 m³/h bei Ansaugdrücken zwischen 0,01 und 0,7 mbar. Sie besteht aus zwei gleichen, parallel geschalteten Pumpsträngen, die in jeweils sechs Stufen das Verfahrensgas bis auf Atmosphärendruck verdichten können. Um ein Eindringen von Öldämpfen in die Schöpfräume der Rootspumpen zu verhindern, werden die Getrieberäume durch Drehschieberpumpen evakuiert. Die Überwachung des Einlaßdruckes p_0 und des Absaugdruckes p_A erfolgt über Präzisionsmanometer (9) (MKS Baratron, Typ BHS 310, Meßbereich bis 13 mbar). Die Vakuumkammer mit dem eingebauten Düsensystem kann über einen Turbomolekularpumpstand (10) evakuiert werden.

Abb. 3.2 zeigt einen Querschnitt des für die Strömungsuntersuchungen mit der CO₂-Laserstrahlapparatur verwendeten Düsensystems mit gegenseitiger Umlenkung zweier bandförmiger Gasstrahlen. Es stellt eine ähnliche Ver-

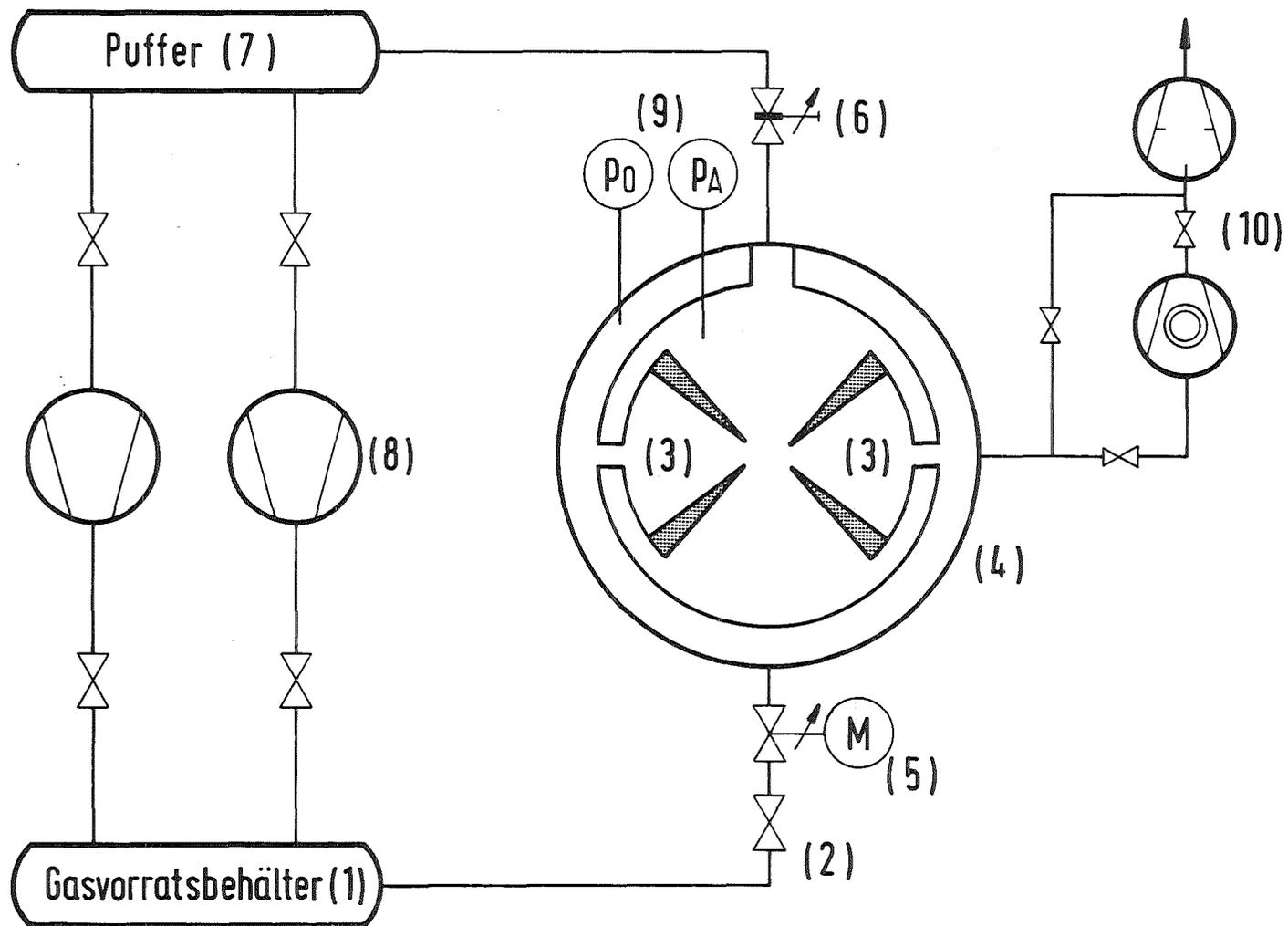


Abb. 3.1: Fließschema der Strömungsapparatur.

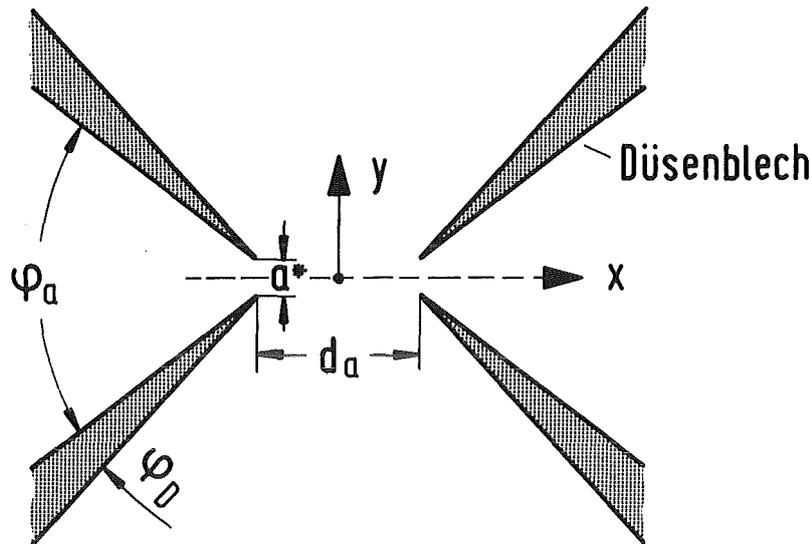


Abb. 3.2: Schnitt durch das für die Strömungsuntersuchungen verwendete Düsensystem. Die Abmessungen sind in Tabelle 1 aufgeführt.

größerung der Düsen eines Gegenstrahlrennelementes dar, mit welchem bei Trennversuchen mit UF_6/H_2 -Gemischen besonders günstige Eigenschaften für die Uranisotopen-Entmischung erzielt wurden /23/.

Die Abmessungen des Systems wurden so gewählt (Tabelle 1), daß das mit der CO_2 -Laserstrahlapparatur erreichbare räumliche Auflösungsvermögen etwa 1/10 der engsten Düsenweite a^* entspricht. Die Schlitzlänge des Systems beträgt $l = 25$ cm. Das Verhältnis von Schlitzlänge zu engster Düsenweite ist mit $l/a^* = 33$ ausreichend groß, um den Einfluß der Wandreibung an den stirnseitigen Dichtflächen des Düsensystems vernachlässigen zu können. Der für die Gemischtrennung eines Gegenstrahlensystems mit den hier verwendeten Abmessungen günstige Betriebsdruck liegt bei Verwendung eines Verfahrensgasgemisches mit 4 Mol-% C_7F_{14} in He zwischen $p_0 = 0,5$ und $p_0 = 1$ mbar.

| | | |
|-------------------|---------------|------------|
| Engste Düsenweite | a^* : | 7,5 mm |
| Düsenabstand | d_a : | 18,3 mm |
| Düsenzulaufwinkel | φ_a : | 75° |
| Düsenkeilwinkel | φ_D : | 10° |
| Schlitzlänge | l : | 250 mm |

Tabelle 1: Abmessungen des für die Lasermessungen verwendeten Düsensystems.

Um die Strömungsuntersuchungen mit der CO_2 -Laserstrahlapparatur, welche sich überwiegend auf den Bereich zwischen den Düsenmündungen erstrecken, an einer im Vergleich zum Gegenstrahltrennelement einfacheren physikalischen Anordnung durchführen zu können, wurde auf den Einbau der Abschäler verzichtet. Um die bei Laserabsorptionsmessungen in der Nähe der Düsenbleche durch streifenden Lichteinfall auftretenden Reflexionen des Laserstrahles weitgehend zu vermeiden, wurden die Düsenbleche mit Folie aus Samtvelours bezogen. Die hierdurch verursachte Wandrauigkeit des Systems ist bei der niedrigen Reynolds-Zahl der Strömung klein gegenüber den charakteristischen Abmessungen des Düsensystems und kann daher vernachlässigt werden. An den Stirnseiten ist das Düsensystem mit für Infrarotstrahlung transparenten Germanium-Fenstern (\varnothing 100 mm) nach außen abgedichtet.

3.2 CO_2 -Laserstrahlapparatur

3.2.1 Optischer Versuchsaufbau

Abb. 3.3 zeigt schematisiert den optischen Aufbau und den Strahlengang der Meßeinrichtung /17/ zur Bestimmung der lokalen C_7F_{14} -Partialdichte und der lokalen C_7F_{14} -Bandentemperatur in der zweidimensionalen Düsenströmung durch Absorptionsmessungen mit einem CO_2 -Laserstrahl, welcher das Düsensystem parallel zu den Schneiden der Düsenbleche durchstrahlt.

Als Strahlungsquelle dient ein über ein Gitter im Wellenlängenbereich von 9,2 bis 10,8 μm abstimmbarer CO_2 -Laser mit piezoelektrischer Feinabstimmung und einer Dauerleistung von ca. 3 Watt/Linie (Edinburgh Instruments, Typ PL 2). Um Absorptionsmessungen an jedem Punkt des zweidimensionalen Strömungsfeldes durchführen zu können, kann der CO_2 -Laserstrahl über ein 3-Spiegelsystem in der Ebene senkrecht zur Ausbreitungsrichtung parallel verschoben werden. Hierzu wird der einfallende Laserstrahl von einem feststehenden Rundspiegel (\varnothing 25 mm) vertikal nach unten auf einen manuell in der Höhe verstellbaren zweiten Rundspiegel (\varnothing 25 mm) reflektiert, mit dem die Verschiebung des Laserstrahles in Y-Richtung erfolgt. Die Verschiebung des Strahles in X-Richtung erfolgt über einen Rechteckspiegel (45x145 mm^2),

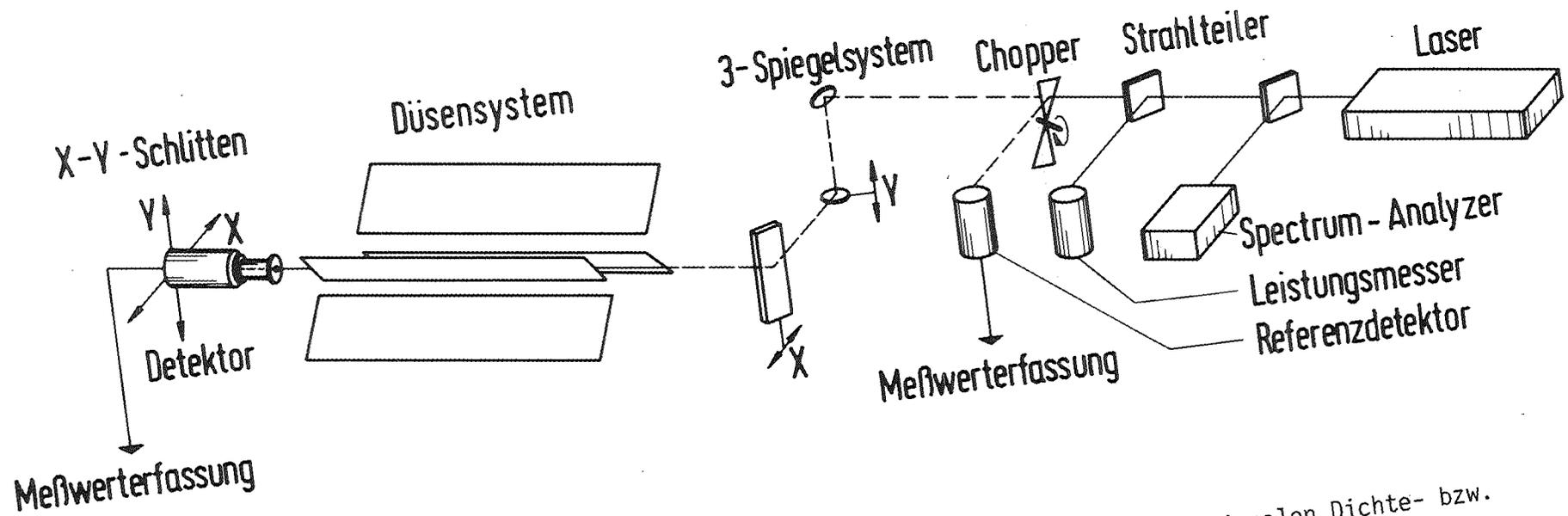


Abb. 3.3: Aufbau und Strahlengang der Meßeinrichtung zur Bestimmung der zweidimensionalen Dichte- bzw. Temperaturverteilung in einem Gegenstrahl-Düsenstrahl.

welcher mit einem Motorschlitten horizontal verschoben werden kann. Die Spiegelanordnung ermöglicht eine Parallelverschiebung des Laserstrahles innerhalb einer quadratischen Fläche von ca. 120 mm Kantenlänge. Um die Reflexionsverluste möglichst klein zu halten, sind die Spiegeloberflächen vergoldet. Die durch die absorbierende Gasströmung geschwächte Laserstrahlintensität wird an der dem Laser abgewandten Seite des Düsensystems von einem Detektor erfaßt, welcher über ein X-Y-Schlittensystem (Spindler & Hoyer, Typ UT.100.125 P/P) motorisch auf die Position des Laserstrahles ausgerichtet wird. Als Detektor wird ein bei $T = 77$ K betriebener HgCdTe-Detektor (IRA, Typ HCT 60) mit einer aktiven Fläche von $1,5 \times 1,5 \text{ mm}^2$ und einer Zeitkonstanten von 200 ns mit einem nachgeschalteten Gleichspannungs-Brückenvorverstärker (IRA, PPA-15-DC, Bandbreite 0-1 MHz) verwendet. Zur Verbesserung des räumlichen Auflösungsvermögens wird der effektive Öffnungswinkel des Detektors durch zwei im Abstand von 5 und 50 mm vor der aktiven Detektorfläche hintereinander angeordnete Lochblenden ($\varnothing 0,5 \text{ mm}$) eingengt. Das räumliche Auflösungsvermögen dieser Anordnung beträgt etwa 0,7 mm, entsprechend etwa $1/10$ der engsten Düsenweite a^* . Zur Verbesserung des Signal-/Rauschverhältnisses wird der Laserstrahl vor dem Positionierungssystem von einer rotierenden kreisförmigen Scheibe mit zwei gegenüberliegenden 90° Kreisausschnitten chopped. Driften der Laserleistung werden durch Verhältnisbildung des Meßsignals mit einem Referenzsignal kompensiert, wobei letzteres durch periodische Ablenkung des von der verspiegelten Chopperscheibe unterbrochenen Laserstrahles auf einen Referenzdetektor (Typ und Vorverstärker wie bei Meßdetektor) erzeugt wird. Zur Kontrolle der Ausgangsleistung mit einem Laser-Leistungsmesser (Scientech, Typ 36001) und der eingestellten Emissionslinie mit einem Spektralanalysator (Opt. Engineering, Typ 16 A) wird unmittelbar nach Austritt aus dem Laserkopf jeweils ein Teil des Laserstrahles über zwei hintereinander angeordnete Strahlteiler ausgekoppelt.

3.2.2 Meßwerterfassung

Die auf Meß- und Referenzdetektor auftreffenden Laserstrahlintensitäten werden über die nachgeschalteten Vorverstärker als gegeneinander um π phasenverschobene Rechteckspannungsimpulse der Meßwerterfassung zugeführt. Zusätzlich erzeugt der Chopper über Lichtschranken Triggerimpulse, welche Meß- und Referenzsignal identifizieren und den zeitlichen Verlauf der Signalverarbeitung steuern.

Abb. 3.4 zeigt das Prinzipschaltbild der Meßwerterfassung mit den wichtigsten elektronischen Komponenten sowie den zeitlichen Verlauf und die Zuordnung der Meß- und Triggerimpulse. In dem Zeitraum, in welchem der Chopper den Laserstrahl für die Absorptionsmessung in der Düsenströmung freigibt, wird die Zeitintegration des Detektorsignals über den Triggerimpuls gestartet. Hier erfolgt die Umwandlung des Detektorrechtecksignals in ein der Pulshöhe - und damit der Laserintensität - entsprechendes Gleichspannungssignal. Um Abweichungen vom Rechteckprofil an den Pulsflanken durch Beugung an den Kanten der Chopperscheibe sowie Jittereffekte des Choppermotors nicht mit in die Meßwerterfassung einzubeziehen, wird die Integrationszeit auf etwa 70 % der Pulsdauer beschränkt. Die Integration des Referenzsignals während der Unterbrechung und Ablenkung des Laserstrahles auf den Referenzdetektor erfolgt in gleicher Weise. Zur Dunkelstromkorrektur wird jeweils während der Dunkelphasen die Abweichung des Detektor-Vorverstärkersignals vom Nullpunkt integriert und vom vorausgehenden Integral des Detektorsignals subtrahiert.

Zur Kompensation von Driften der Laserleistung wird anschließend der Quotient aus den korrigierten Signalen des Meß- und Referenzzweiges gebildet, welcher zur Verbesserung des Signals-/Rauschverhältnisses über einen nachgeschalteten Integrationsverstärker mit wählbarer Zeitkonstante (1-1000 ms) integriert und von einem Digitalvoltmeter (4 1/2 Stellen) angezeigt wird.

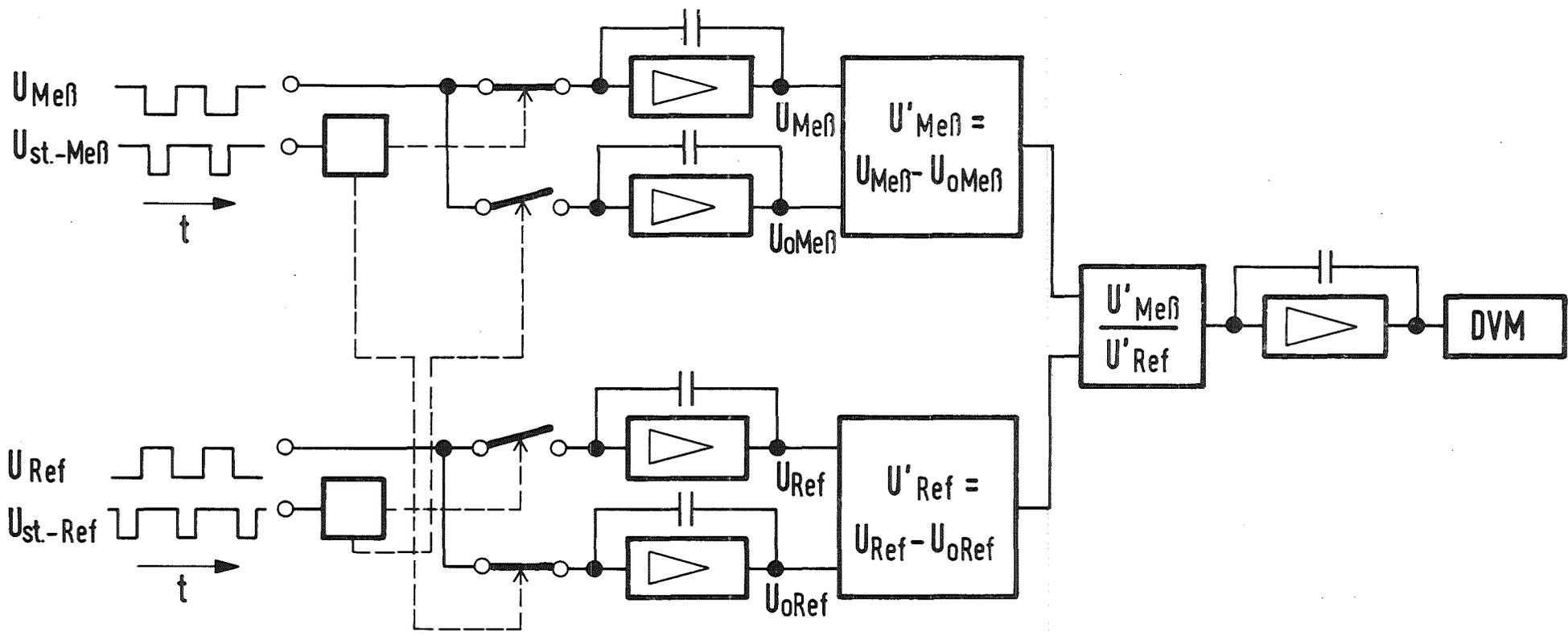


Abb. 3.4: Prinzipschaltbild der Meßwerterfassung mit zeitlichem Verlauf der Meß- und Steuersignale (negative Polarität). Die eingezeichneten Schalterstellungen gelten für die Erfassung des Meßdetektorsignals und der gleichzeitigen Erfassung der Nullpunktabweichung des Referenzdetektorsignals.

3.3 Kalibrierung

3.3.1 Kalibrierapparatur

Zur Untersuchung des Einflusses von Druck, Gemischkonzentration und Temperatur auf den C_7F_{14} -Absorptionskoeffizienten für verschiedene Emissionslinien des CO_2 -Lasers wurden Absorptionsmessungen unter statischen Bedingungen an einer Küvette variabler Temperatur durchgeführt.

Abb. 3.5 zeigt schematisch den Strahlengang und den Aufbau der Kalibrierapparatur. Der Strahlengang der Kalibrierapparatur entspricht bis auf das in diesem Falle nicht benötigte Strahlverschiebungssystem dem Strahlengang der Meßapparatur für die Strömungsuntersuchungen (vgl. Kap. 3.2.1). Die Verarbeitung der Detektorsignale erfolgt wie in Kap. 3.2.2 beschrieben.

Das zu analysierende Gasgemisch befindet sich in einer zylinderförmigen Edelstahlküvette (Innendurchmesser 35 mm), in welche zur Erzeugung einer gleichförmigen Temperaturverteilung ein Kupferrohr mit einer Wandstärke von 7 mm eingepaßt ist. An den Stirnseiten der Küvette sind Fenster aus ZnSe (\varnothing 18 mm), welche eine Antireflexbeschichtung für die CO_2 -Laserstrahlung aufweisen, angeflanscht. Die optische Weglänge in der Küvette beträgt 205 mm, ihr Volumen ca. 65 cm^3 . Zur Temperaturvariation des Gasgemisches im Bereich zwischen $T = 240$ und $T = 450$ K wird die Küvette über einen außen auf dem Zylindermantel aufbrachten Heizleiter elektrisch aufgeheizt bzw. über eine parallel dazu aufgelötete Kupferschlange mit flüssigem Kältemittel (Isopropanol) gekühlt. Die Überwachung der Temperaturverteilung im Gas erfolgt über zwei NiCr-Ni-Thermoelemente im ersten und letzten Drittel der Küvette. Um bei niedrigen Temperaturen ein Beschlagen der Fenster zu vermeiden, ist die Küvette in einem Isoliervakuumbehälter aufgehängt, welcher ebenfalls mit ZnSe-Fenstern versehen ist. Über drei in der Höhe verstellbare Halterungen wird die Küvettenachse auf den Laserstrahl ausgerichtet. Zur Konzentrations- und Druckvariation werden die Gemischkomponenten C_7F_{14} und He aus getrennten Behältern in die Küvette nacheinander eingelassen. Zur Kontrolle der Gasdrücke dient ein Präzisionsmanometer (MKS-Baratron, Typ BHS 310, Meßbereich bis 13 mbar). Um das unbeheizte Küvettenvolumen so klein wie möglich zu halten und damit Temperaturgra-

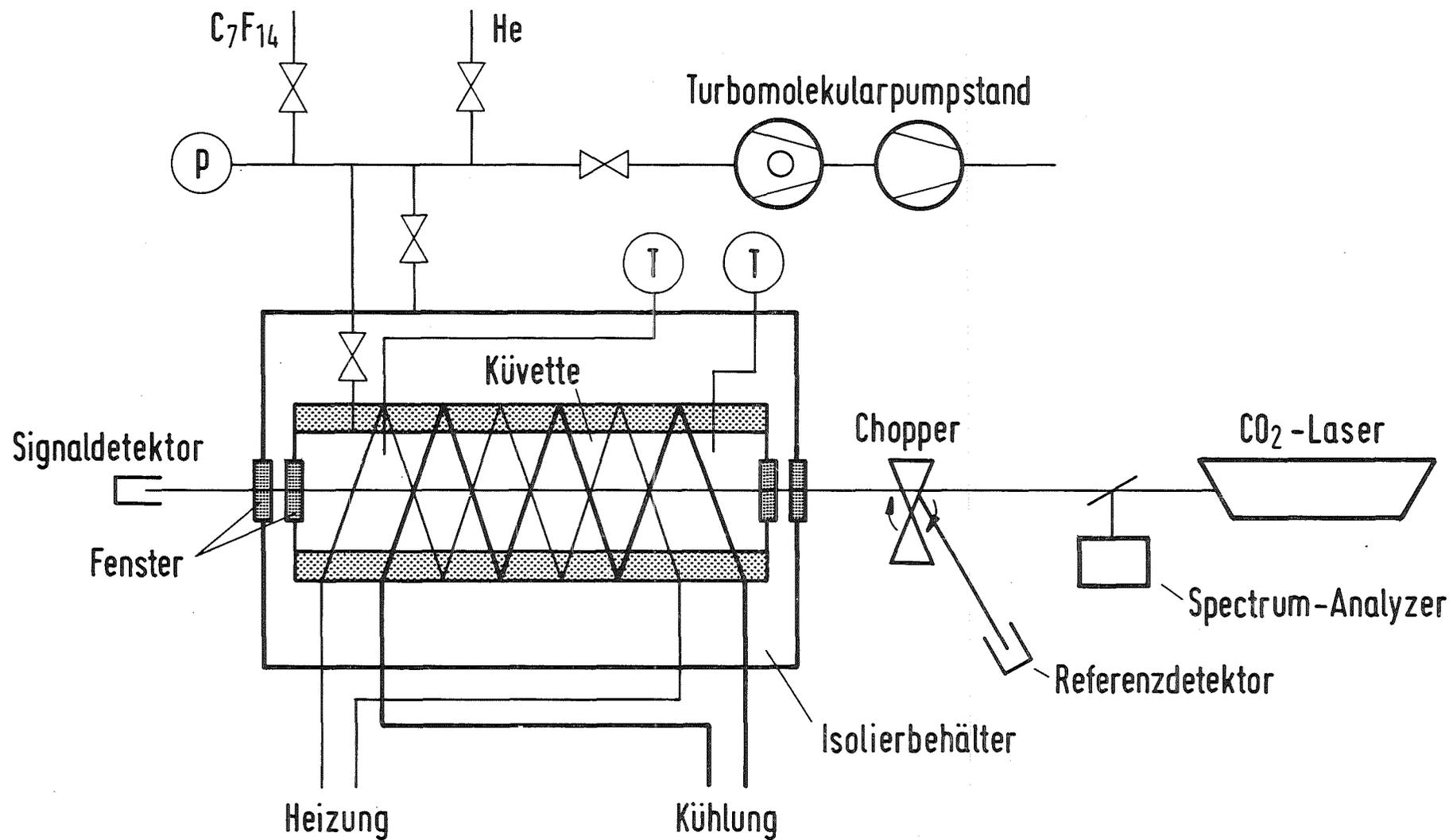


Abb. 3.5: Schematische Darstellung des Aufbaus und Strahlenganges der Kalibrierapparatur.

dienten im Gas zu vermeiden, befindet sich ein Absperrventil unmittelbar am Küvettenmantel im Isoliervakuum. Küvette und Isolierbehälter werden über einen Turbomolekularpumpstand evakuiert.

Die Temperaturabhängigkeit des zu der Laserfrequenz ν gehörenden C_7F_{14} -Absorptionskoeffizienten $\alpha_\nu(T)$ wird aus dem Verlauf der Laserstrahlintensitäten $I(T)$ bei mit absorbierendem Gas gefüllter Küvette sowie $I_0(T)$ bei mit nichtabsorbierendem Gas gleichen Druckes gefüllter Küvette durch Variation der Küvettentemperatur aus der Extinktion E gemäß Gleichung (3) bestimmt. Die Messung des Temperatureinflusses auf die ungeschwächte Laserstrahlintensität $I_0(T)$ ist erforderlich, um die bei der Variation der Küvettentemperatur, z. B. durch mechanische Verspannungen, auftretenden Änderungen der optischen Transmission der Fensteranordnung zu berücksichtigen. Um in der Küvette annähernd die gleiche Temperaturverteilung wie bei der Bestimmung von $I(T)$ zu erhalten, wird die Küvette mit nichtabsorbierendem Gas entsprechenden Druckes geflutet.

3.3.2 Kalibriermessungen

Zur Bestimmung der lokalen Partialdichte der schweren Gemischkomponente in einer Gasströmung wurde durch statische Absorptionsmessungen in C_7F_{14}/He -Gemischen der Einfluß von Gasdruck und Gemischkonzentration auf die C_7F_{14} -Absorptionskoeffizienten für verschiedene Emissionslinien des CO_2 -Lasers untersucht. Zur Bestimmung der lokalen C_7F_{14} -Bandentemperatur in der Düsenströmung wurde zusätzlich die Temperaturabhängigkeit der C_7F_{14} -Absorptionskoeffizienten in statischen Kalibriermessungen erfaßt.

Abb. 3.6 zeigt die Ergebnisse der Messungen zum Einfluß des Zusatzgasdruckes auf die C_7F_{14} -Absorptionskoeffizienten für die CO_2 -Laseremissionslinien R(20) ($\lambda = 10,25 \mu m$), R(16) ($\lambda = 10,27 \mu m$) und R(12) ($\lambda = 10,30 \mu m$) bei konstantem C_7F_{14} -Partialdruck. In dem gewählten Druckbereich ($0,1 \text{ mbar} < p_{ges} < 10 \text{ mbar}$ bei $p(C_7F_{14}) = 0,1 \text{ mbar}$) ist eine Abhängigkeit der C_7F_{14} -Absorptionskoeffizienten vom Zusatzgasdruck im Rahmen der Meßgenauigkeit nicht feststellbar.

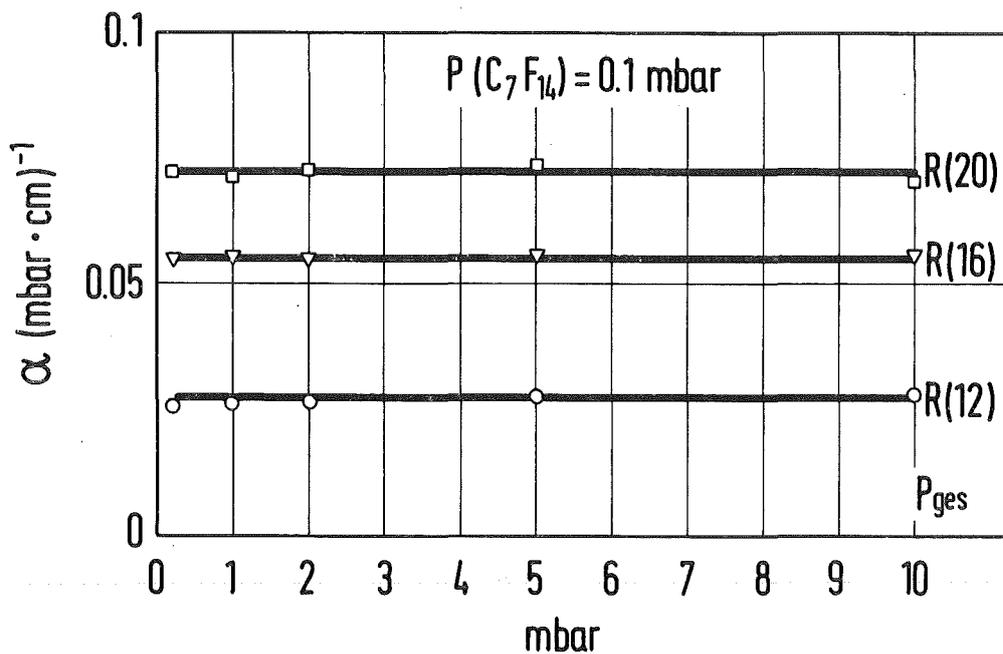


Abb. 3.6: Abhängigkeit der C_7F_{14} -Absorptionskoeffizienten α vom Zusatzgasdruck bei konstantem C_7F_{14} -Partialdruck für die Laserlinien R(12), R(16) und R(20) ($T = 293$ K).

Abb. 3.7 zeigt den Einfluß des Gesamtdruckes auf die C_7F_{14} -Absorptionskoeffizienten der Linien R(20), R(16) und R(12) bei konstanter Gemischkonzentration $N = 5$ Mol-% C_7F_{14} in He, d. h. bei konstantem Partialdruckverhältnis

$$N = p_{C_7F_{14}} / (p_{C_7F_{14}} + p_{He})$$

und Variation des Gesamtdruckes zwischen $p = 0,2$ und $p = 14$ mbar. Auch hier wird im Rahmen der Meßgenauigkeit keine Druckabhängigkeit der Absorptionskoeffizienten festgestellt.

Abb. 3.8 gibt die Temperaturabhängigkeiten der C_7F_{14} -Absorptionskoeffizienten für die Laserlinien R(20), R(16) und R(12) im Temperaturbereich von 243 K bis 453 K wieder. Der Einfluß der Gastemperatur auf die Absorptionskoeffizienten wurde durch statische Kalibriermessungen in der Kalibrierkuvette bei verschiedenen Gasdrücken und verschiedenen

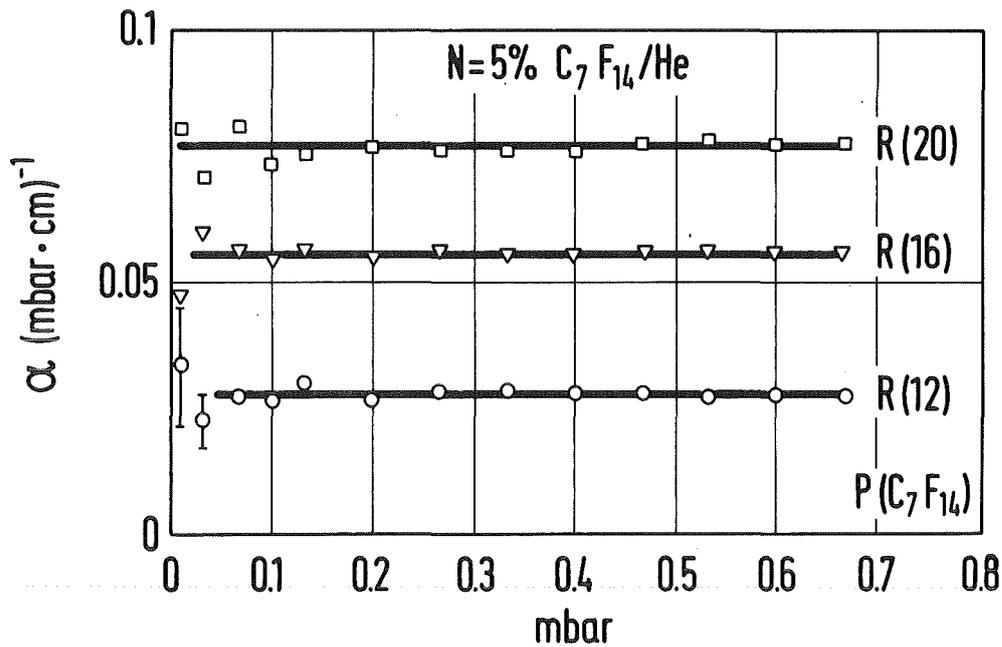


Abb. 3.7: Abhängigkeit der C_7F_{14} -Absorptionskoeffizienten α vom C_7F_{14} -Partialdruck bei konstanter Gemischkonzentration ($N \approx 5$ Mol-% C_7F_{14} in He) für die Laserlinien R(12), R(16) und R(20) ($T = 293$ K).

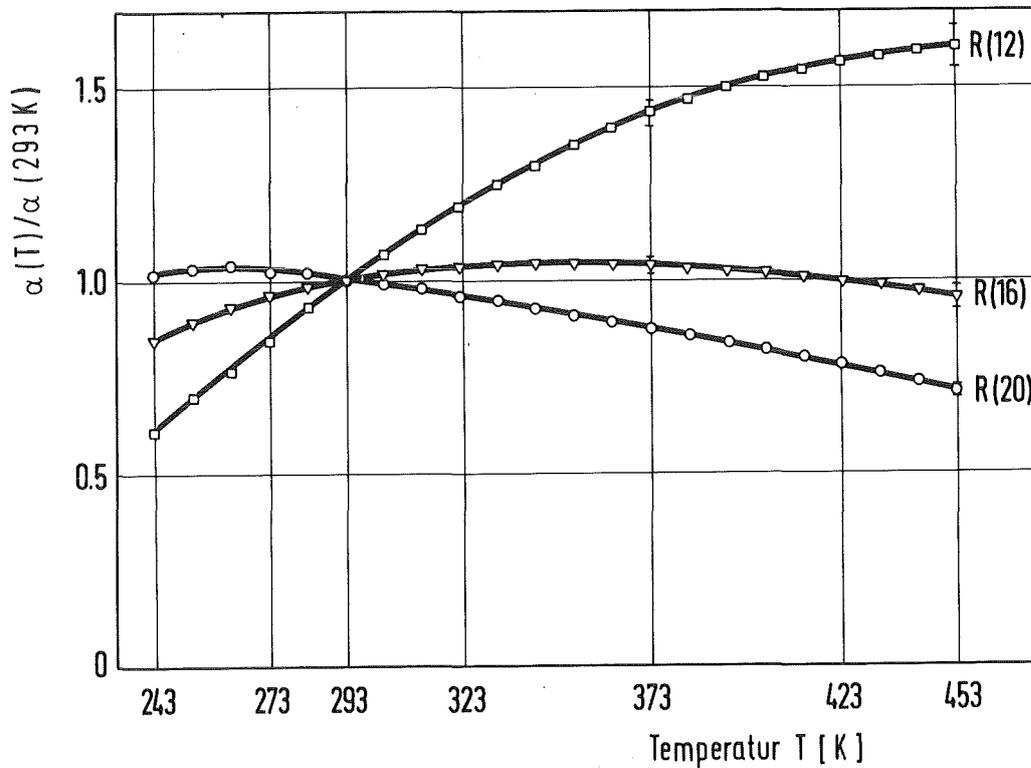


Abb. 3.8: Einfluß der Gastemperatur auf die C_7F_{14} -Absorptionskoeffizienten α für die Laserlinien R(12), R(16) und R(20) jeweils bezogen auf den bei $T = 293$ K gemessenen Wert.

Gemischkonzentrationen untersucht. Da im Rahmen der Meßgenauigkeit auch kein Einfluß des Gasdruckes bzw. der Gemischkonzentration auf die Temperaturabhängigkeiten der C_7F_{14} -Absorptionskoeffizienten festgestellt werden konnte, stellen die in Abb. 3.8 wiedergegebenen, jeweils auf den Wert bei $T = 293$ K normierten Meßkurven Mittelungen der bei den verschiedenen Drücken und Gemischzusammensetzungen gemessenen Temperaturabhängigkeiten dar.

Man erkennt, daß die C_7F_{14} -Absorptionskoeffizienten für die Laserlinien R(20) und R(12) in dem untersuchten Temperaturintervall relativ starke Temperaturabhängigkeiten aufweisen, wobei der zur Linie R(20) gehörige Absorptionskoeffizient ein Maximum bei $T = 260$ K zeigt und bei $T = 453$ K um ca. 30 % abgefallen ist. Der Absorptionskoeffizient der Laserlinie R(12) steigt mit zunehmender Temperatur monoton auf etwa das 2,5fache des bei $T = 243$ K gemessenen Wertes an. Für die Laserlinie R(16) zeigt der C_7F_{14} -Absorptionskoeffizient eine relativ geringe Temperaturabhängigkeit mit einem Maximum bei einer Gastemperatur von etwa $T = 360$ K.

4. Experimentelle Ergebnisse

In Anlehnung an die Ergebnisse früherer Trennversuche mit UF_6/H_2 -Gemischen an Gegenstrahltrennelementen /23/, /24/, wurden die Betriebsbedingungen der C_7F_{14}/He -Modellgasströmung im allgemeinen so gewählt, daß die Reynolds-Zahlen zwischen $Re = 100$ und $Re = 200$ und die Knudsen-Zahlen bei etwa $Kn = 10^{-2}$ lagen, was dem für die Uranisotopenentmischung charakteristischen Betriebsbereich des Gegenstrahltrennelementes entspricht. Die molare Zusammensetzung des Modellgasgemisches betrug entsprechend dem typischen UF_6 -Molenbruch im Verfahrensgas der Trenndüse 4 Mol-% C_7F_{14} in Helium.

Darüber hinaus wurden Vergleichsmessungen zur Bestimmung des Verlaufs der C_7F_{14} -Dichte und der C_7F_{14} -Bandentemperatur im Gegenstrahlssystem mit reinem C_7F_{14} sowie mit einem Gemisch von 4 Mol-% C_7F_{14} in Argon im gleichen Reynolds-Zahl-Bereich durchgeführt.

Abb. 4.1 zeigt einen Schnitt durch das schlitzförmige Düsensystem und die zur Darstellung der Meßergebnisse verwendeten Koordinaten.

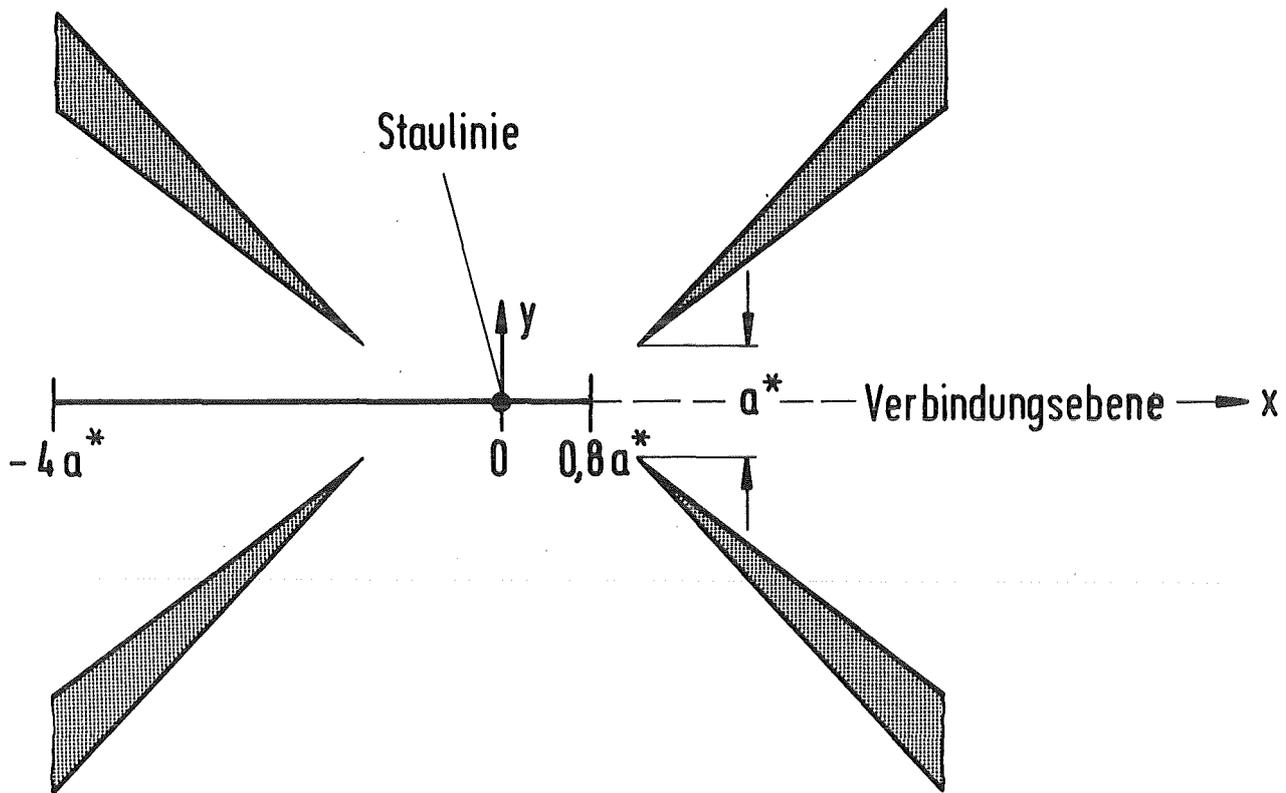


Abb. 4.1: Meßbereich in der Verbindungsebene des Düsensystems (Querschnitt).

Die durch $y = 0$ gekennzeichnete Symmetrieebene des Systems, die parallel zur mittleren Ausströmungsrichtung des Gases aus den Düsen verläuft, wird im folgenden als Verbindungsebene bezeichnet. Die Schnittlinie der Verbindungsebene mit der Symmetrieebene zwischen den Düsen des Systems ($x = 0$) wird als Staulinie bezeichnet.

Der Meßbereich in der Verbindungsebene überdeckt ausgehend von der Staulinie ($x = 0$) eine Strecke von 4 engsten Düsenweiten a^* in Richtung der einen Düse und von $0,8 a^*$ in Richtung der anderen Düse. Da das Strömungsfeld bei den hier vorliegenden Betriebsbedingungen annähernd symmetrisch³⁾

3) Bei hohen Reynolds-Zahlen treten bei Gemischen, deren Komponenten sich stark im Molekulargewicht unterscheiden, Umklappvorgänge im Strömungsfeld auf, so daß die Symmetrie des Systems nicht mehr erhalten bleibt. Diese für das Gegenstrahlssystem typischen Phänomene konnten erstmals mit der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Meßtechnik detailliert untersucht werden, worüber bereits an anderer Stelle /21/ berichtet wurde.

zur Ebene $x = 0$ ist, wird im folgenden nur der Dichte- bzw. Temperaturverlauf der schweren Komponente bei der Expansion des Gasgemisches aus einer der beiden Düsenmündungen vollständig dargestellt und diskutiert.

4.1 Einfluß der Betriebsbedingungen auf den Verlauf der C_7F_{14} -Partialdichte

In Abb. 4.2 ist der Verlauf der auf die Ausgangspartialdichte n_0 bezogenen C_7F_{14} -Partialdichte n in der Verbindungsebene ($y = 0$) des Düsensystems (vgl. Abb. 4.1) für die Expansionsverhältnisse $\pi = 1,5$ und $\pi = 3$ bei jeweils gleichem Einlaßdruck $p_0 = 1,33$ mbar und gleicher Gemischzusammensetzung von 4 Mol-% C_7F_{14} in He dargestellt. Beiden Dichteverläufen gemeinsam ist ein Abfall der C_7F_{14} -Partialdichte bei der Expansion des Gasgemisches aus der Düsenmündung und weiter stromabwärts ein Anstieg im Bereich der Staulinie auf Werte deutlich oberhalb der Ausgangspartialdichte n_0 . Stromaufwärts von der Düsenmündung bleibt die C_7F_{14} -Partialdichte bis zum Abstand von etwa $2 a^*$ von der durch $x = 0$ gekennzeichneten Staulinie nahezu konstant auf dem Wert der Ausgangspartialdichte n_0 , was aufgrund des großen Querschnittes der Strömung bzw. der entsprechend geringen Strömungsgeschwindigkeit unmittelbar verständlich ist.

Beim Vergleich der beiden Partialdichteverläufe wird deutlich, daß sich das Dichteminimum stromabwärts von der Düsenmündung mit zunehmendem Expansionsverhältnis zur Staulinie ($x = 0$) hin verlagert, wobei die Absolutwerte der C_7F_{14} -Partialdichte abnehmen. Gleichzeitig steigt die maximale Partialdichte bei $x = 0$ mit wachsendem Expansionsverhältnis stark an. Die schwere Komponente des Gemisches wird also auf engerem Raum konzentriert, was die bereits aus Sondenmessungen (vgl. z. B. /10/) bekannte Zunahme der Gemischtrennung mit dem Expansionsverhältnis widerspiegelt.

In Abb. 4.3 ist für die Einlaßdrücke $p_0 = 1,33$ mbar, $p_0 = 2,67$ mbar und $p_0 = 6,67$ mbar jeweils der Verlauf der relativen C_7F_{14} -Partialdichte n/n_0 in der Verbindungsebene des Düsensystems für das 4 %ige C_7F_{14} /He-Gemisch bei konstantem Expansionsverhältnis $\pi = 3$ dargestellt. Auch hier wird für alle Betriebsbedingungen der qualitativ gleiche Partialdichteverlauf wie

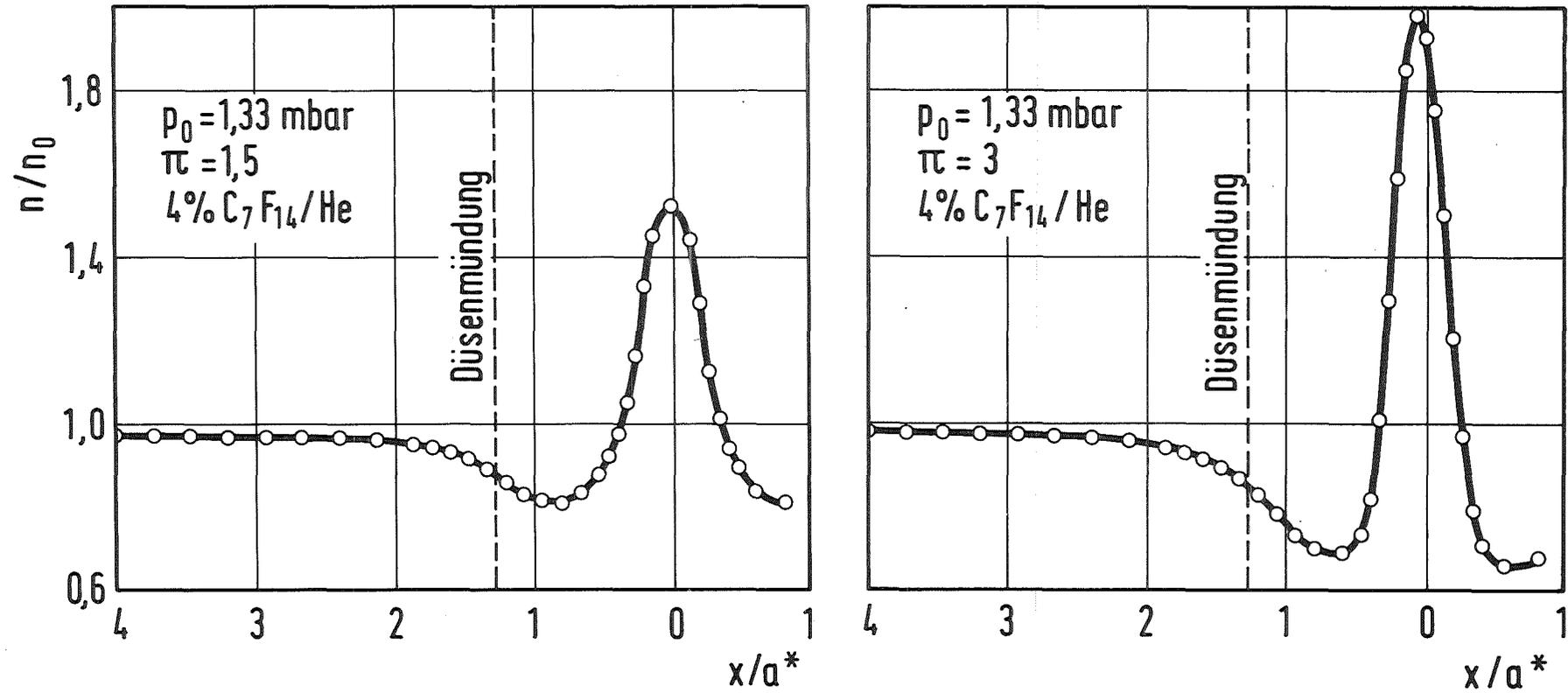


Abb. 4.2: Verlauf der auf die Ausgangsdichte n_0 bezogenen C_7F_{14} -Partialdichte n in der Verbindungsebene des Düsensystems bei konstantem Einlaßdruck $p_0 = 1,33 \text{ mbar}$ für die Expansionsverhältnisse $\pi = 1,5$ und $\pi = 3$ (Gemisch $N = 4 \text{ Mol-\% C}_7\text{F}_{14}$ in He).

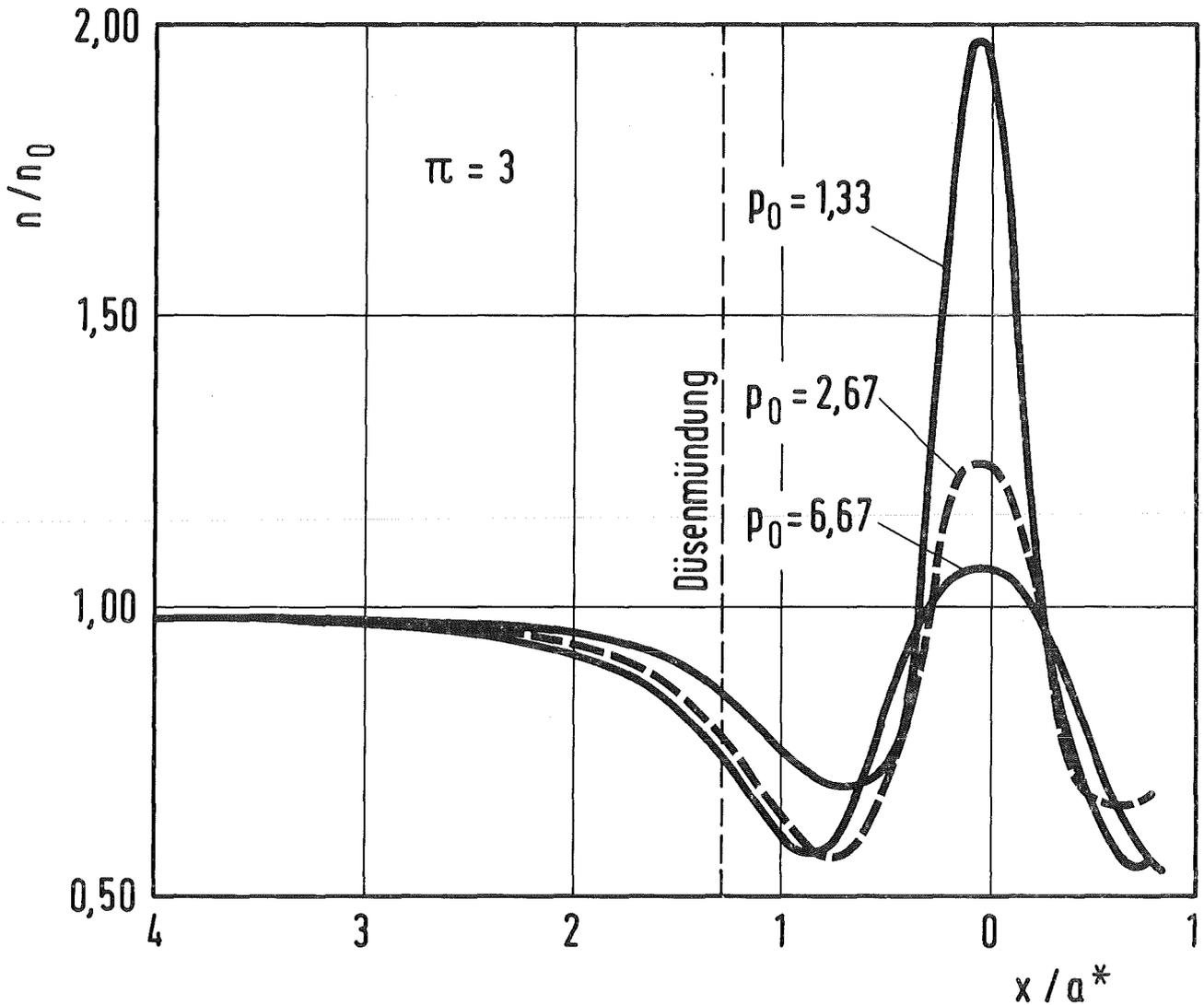


Abb. 4.3: Verlauf der auf die Ausgangsdichte n_0 bezogenen C_7F_{14} -Partialdichte n in der Verbindungsebene des Düsensystems bei konstantem Expansionsverhältnis $\pi = 3$ für die Einlaßdrücke $p_0 = 1,33$ mbar, $p_0 = 2,67$ mbar und $p_0 = 6,67$ mbar (Gemisch: $N = 4$ Mol-% C_7F_{14} in He). Meßpunkte sind aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht eingezeichnet.

in Abb. 4.2 festgestellt. Ein Vergleich der Meßkurven zeigt darüber hinaus, daß der Abfall der C_7F_{14} -Partialdichte bei der Expansion des Gasgemisches aus der Düsenmündung mit zunehmendem Einlaßdruck stärker wird und sich das Dichteminimum zur Düsenmündung hin verlagert. Das Dichtemaximum im Bereich der Staulinie ($x = 0$) nimmt mit zunehmendem Einlaßdruck von $n/n_0 = 1,95$ bei $p_0 = 1,33$ mbar auf $n/n_0 = 1,06$ bei $p_0 = 6,67$ mbar ab. Die Halbwertsbreite des Dichteprofiles nimmt von $0,4 a^*$ bei $p_0 = 1,33$ mbar auf $0,9 a^*$ bei $p_0 = 6,67$ mbar zu.

Der in den Abbildungen 4.2 und 4.3 erkennbare Einfluß von Einlaßdruck und Expansionsverhältnis auf die lokale C_7F_{14} -Partialdichte auf der Staulinie des Düsen-systems ($x = 0, y = 0$) wird in Abb. 4.4 verdeutlicht. Hier ist für die Einlaßdrücke $p_0 = 1,33$ mbar und $p_0 = 2,67$ mbar jeweils der Verlauf der C_7F_{14} -Partialdichte in Abhängigkeit vom angelegten Expansions-verhältnis wiedergegeben. Die Meßwerte sind wiederum auf die Ausgangspar-tialdichte n_0 bezogen. Die zu $p_0 = 1,33$ mbar gehörige Reynolds-Zahl be-trägt etwa $Re = 100$, was annähernd dem für die Gemischtrennung optimalen Wert entspricht, während bei $p_0 = 2,67$ mbar die Reynolds-Zahl mit $Re \approx 200$ bereits beträchtlich über diesem Optimalwert liegt.

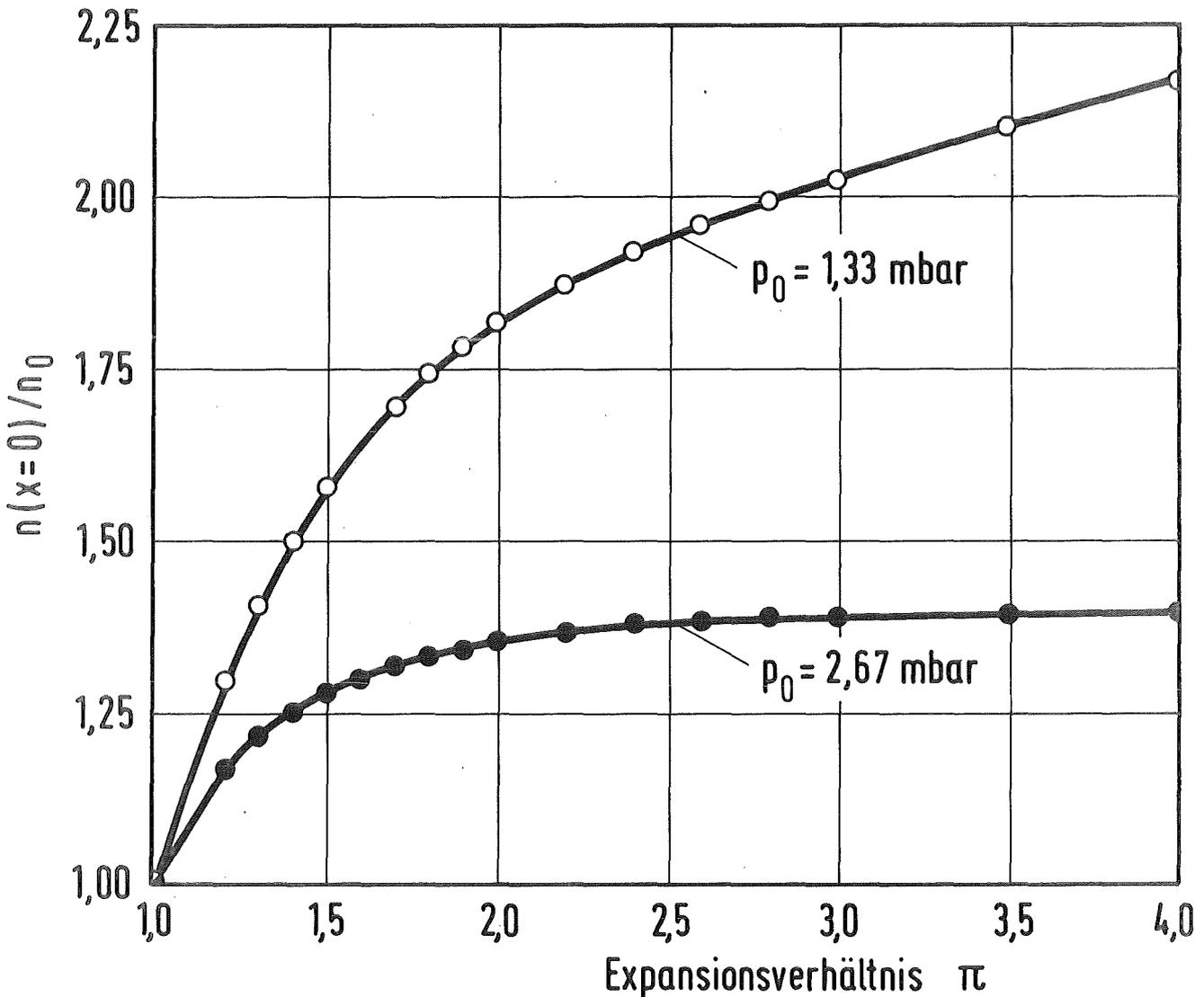


Abb. 4.4: Einfluß des Expansionsverhältnisses π auf die C_7F_{14} -Partialdichte n bezogen auf die Ausgangsdichte n_0 auf der Staulinie des Düsen-systems ($x = 0$) für die Einlaßdrücke $p_0 = 1,33$ mbar und $p_0 = 2,67$ mbar (Gemisch N = 4 Mol-% C_7F_{14} in He).

Für beide Einlaßdrücke steigt die C_7F_{14} -Partialdichte auf der Staulinie mit zunehmendem Expansionsverhältnis an. Für den niedrigeren Einlaßdruck $p_0 = 1,33$ mbar steigt die lokale C_7F_{14} -Partialdichte bei Erhöhung des Expansionsverhältnisses auf $\pi = 4$ auf etwa das 2,2-fache der Ausgangspartialdichte n_0 an. Bei dem höheren Einlaßdruck $p_0 = 2,67$ mbar ist die Zunahme der lokalen C_7F_{14} -Partialdichte mit dem Expansionsverhältnis erwartungsgemäß schwächer. Darüber hinaus bleibt im Unterschied zum Dichteverlauf bei $p_0 = 1,33$ mbar die Dichte der schweren Gemischkomponente auf der Staulinie für den höheren Druck oberhalb von $\pi = 2,5$ nahezu konstant bei $n/n_0 = 1,4$.

Um weitere Aufschlüsse über den Einfluß des Zusatzgases auf den Verlauf der C_7F_{14} -Partialdichte in der Gegenstrahlströmung zu gewinnen, wurden neben den Messungen mit dem C_7F_{14}/He -Gemisch Versuche mit einem Gemisch aus 4 Mol-% C_7F_{14} in Ar sowie mit reinem C_7F_{14} durchgeführt. Wie bereits erwähnt, wurden als Grundlage für die Vergleichsmessungen die Einlaßdrücke so gewählt, daß für die einzelnen Düsenströmungen nahezu identische Reynolds-Zahlen von jeweils $Re = 200$ realisiert waren. Hierbei wurden die Reynolds-Zahlen bzw. die Einlaßdrücke jeweils aus dem kritischen Durchsatz für isentrope Expansion eines einheitlichen Gases berechnet, dessen Molekülmasse und Verhältnis der spezifischen Wärmen entsprechend den Mittelwerten der einzelnen Gasgemische vorgegeben wurden. Für die Vergleichsmessungen wurde darüber hinaus jeweils das gleiche Expansionsverhältnis von $\pi = 2$ eingestellt. In Tabelle 2 sind die wichtigsten Kenndaten der Verfahrensgasgemische aufgelistet.

In Abb. 4.5 ist ein Vergleich der C_7F_{14} -Dichteverläufe in der Verbindungsebene ($y = 0$) für die in Tabelle 2 aufgeführten Verfahrensgase dargestellt, welche wiederum gekennzeichnet sind durch eine Dichteabnahme bei der Expansion und durch Kompression des C_7F_{14} im Staubereich.

Für das reine Gas nimmt die C_7F_{14} -Dichte bei der Expansion aus der Düsenmündung entsprechend dem angelegten Expansionsverhältnis auf etwa 50 % der Ausgangsdichte n_0 ab. Bei den Gasgemischen ist die Abnahme der C_7F_{14} -Partialdichte deutlich geringer als beim reinen Gas. Die minimale Partialdichte liegt bei dem C_7F_{14}/Ar -Gemisch um ca. 30 % und beim C_7F_{14}/He -Gemisch um ca. 27 % unter der Ausgangspartialdichte n_0 .

| | 4 % C ₇ F ₁₄ /He | 4 % C ₇ F ₁₄ /Ar | 100 = C ₇ F ₁₄ |
|--|--|--|--------------------------------------|
| mittlere Molmasse M̄ (kg/kmol): | 17,84 | 52,4 | 350 |
| Relative Massendifferenz (M(C ₇ F ₁₄)-M (Zusatzgas))/M̄: | 19,4 | 5,9 | — |
| Verhältnis der spezifischen Wärmen*) κ = c _p /c _v (T = 293 K): | 1,39 | 1,39 | 1,035 |
| Einlaßdruck p ₀ bei jeweils gleicher Reynolds-Zahl Re = 200; p ₀ (mbar): | 2,67 | 1,85 | 0,45 |

Tabelle 2: Kenndaten der Verfahrensgase zur Untersuchung des Zusatzgaseinflusses in der Gegenstrahlströmung.

*) berechnet nach /25/.

Für die Strömung des reinen Gases bleibt die Dichte auf der Staulinie aufgrund der dissipativen Effekte im Strömungsfeld erwartungsgemäß unterhalb der Ausgangsdichte n_0 , während bei dem C₇F₁₄/He-Gemisch aufgrund der Beschleunigung durch das leichte Zusatzgas und der Gemischtrennung die C₇F₁₄-Partialdichte um ca. 33 % über die Ausgangspartialdichte n_0 ansteigt. Bei dem C₇F₁₄/Ar-Gemisch, bei welchem die Beschleunigung des C₇F₁₄ durch das Zusatzgas und die Gemischtrennung weniger stark ausgeprägt sind, wird der Ausgangswert n_0 nur geringfügig überschritten. Darüber hinaus wird bei kollektiver Expansion des C₇F₁₄ mit einem leichten Zusatzgas die schwere Gemischkomponente im Bereich der Staulinie auf engerem Raum komprimiert als im Fall des reinen Gases.

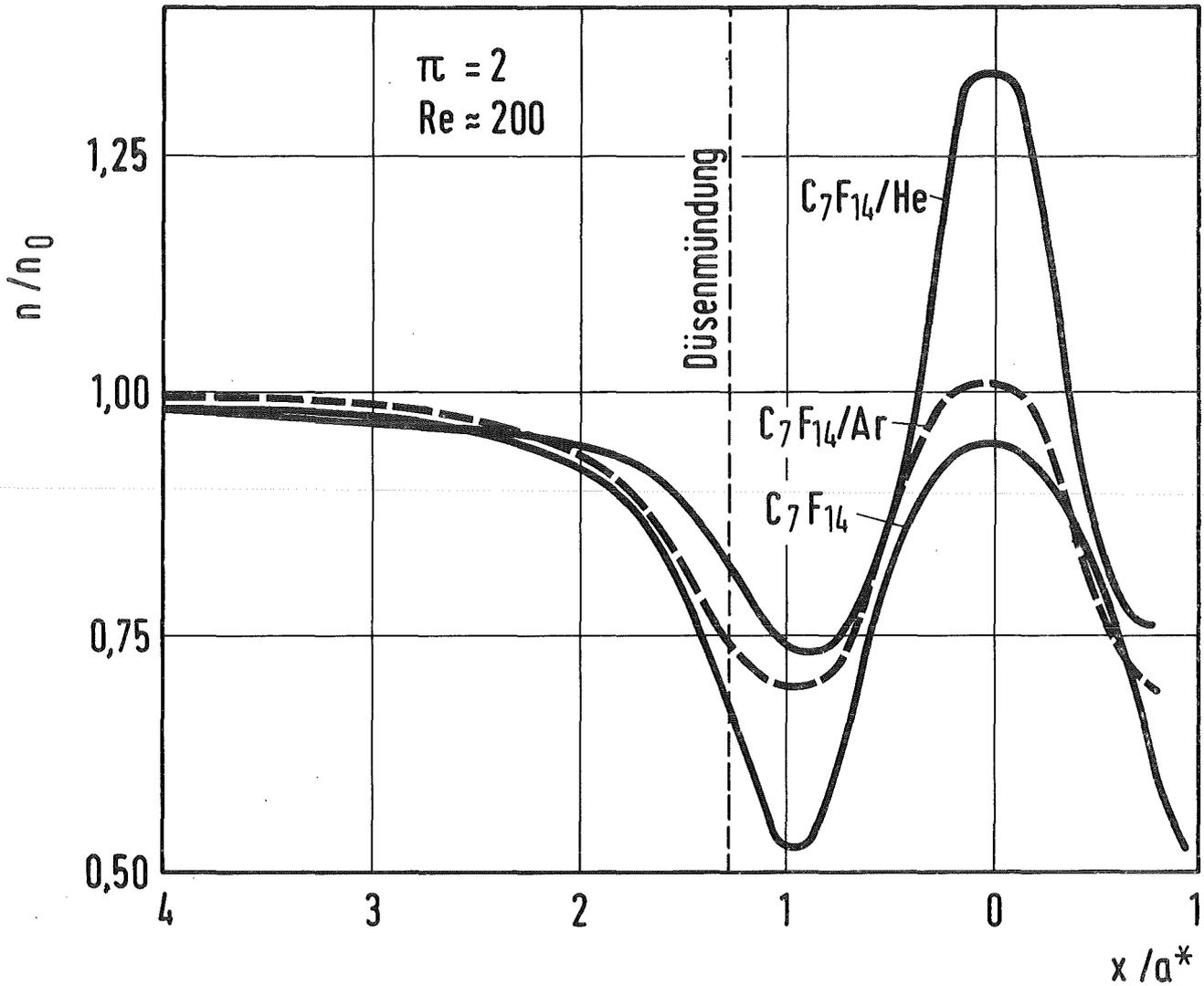


Abb. 4.5: Verlauf der auf die Ausgangsdichte n_0 bezogenen C_7F_{14} -Partialdichte n in der Verbindungsebene des Düsensystems bei konstanter Düsen-Reynolds-Zahl $Re \approx 200$ und konstantem Expansionsverhältnis $\pi = 2$ für unterschiedliche Verfahrensgase ($N = 4$ Mol-% C_7F_{14} in He, $N = 4$ Mol-% C_7F_{14} in Ar, $N = 100$ % C_7F_{14}).
Meßpunkte sind aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht eingezeichnet.

Weitere Aufschlüsse über den räumlichen Verlauf der Gemischtrennung lassen sich durch Vergleichsmessungen mit reinem C_7F_{14} einerseits und andererseits mit dem C_7F_{14}/He -Gemisch außerhalb der Verbindungsebene gewinnen.

Aus den in Abb. 4.6 gezeigten Messungen mit reinem C_7F_{14} geht hervor, daß die starke Dichteänderung in der Verbindungsebene in der hierzu um $y = 2,4 a^*$ parallel verschobenen Ebene in einen nahezu ausgeglichenen Dichteverlauf übergegangen ist. Die C_7F_{14} -Dichte ist hier praktisch gleich der mittleren Dichte des abgesaugten Gases n_a , was auf einen konstanten Druckverlauf in dieser Ebene hindeutet. Lediglich im Bereich um $x = 0$ ist eine geringfügig niedrigere Dichte festzustellen. Diese Dichteabnahme kann analog zu einem frei expandierenden Strahl auf eine geringe Überexpansion des vom Staubereich abströmenden Gases zurückgeführt werden.

Bei dem C_7F_{14}/He -Gemisch beobachtet man hingegen in der entsprechenden Ebene noch eine deutliche Partialdichteänderung, wie aus Abb. 4.7 hervorgeht. Die C_7F_{14} -Partialdichte liegt hier bei $x = 0$ deutlich über dem Mittelwert des abgesaugten Gases n_a , während beiderseits des Maximums die C_7F_{14} -Partialdichte deutlich unter n_a liegt.

Geht man davon aus, daß der in Abb. 4.6 gezeigte Dichteverlauf des reinen Gases qualitativ dem Druckverlauf bzw. dem Verlauf der Gesamtteilchendichte des Gemisches entspricht, so spiegelt sich in dem in Abb. 4.7 ersichtlichen Dichteverlauf für $y = 2,4 a^*$ die Trennung von schwerer Komponente und leichtem Zusatzgas wider. Lediglich an den Außenflächen der Düsenbleche bei etwa $x = 2,2 a^*$ entspricht die C_7F_{14} -Partialdichte annähernd der Absaugdichte n_a .

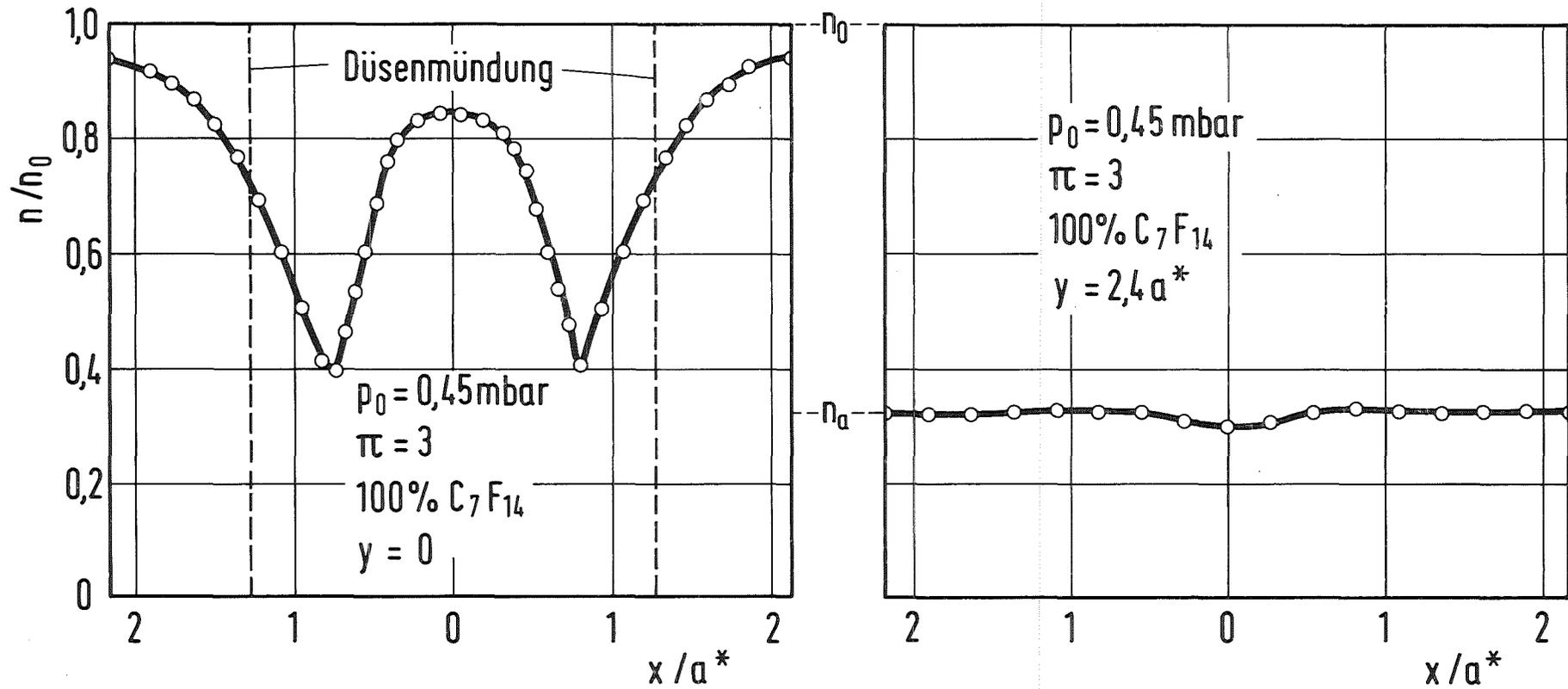


Abb. 4.6: Verlauf der auf die Ausgangsdichte n_0 bezogenen C_7F_{14} -Dichte n in der Verbindungsebene des Düsen-systems sowie in der dazu um $y = 2,4 a^*$ parallel verschobenen Ebene für das reine Gas ($p_0 = 0,45 \text{ mbar}$, $\pi = 3$).

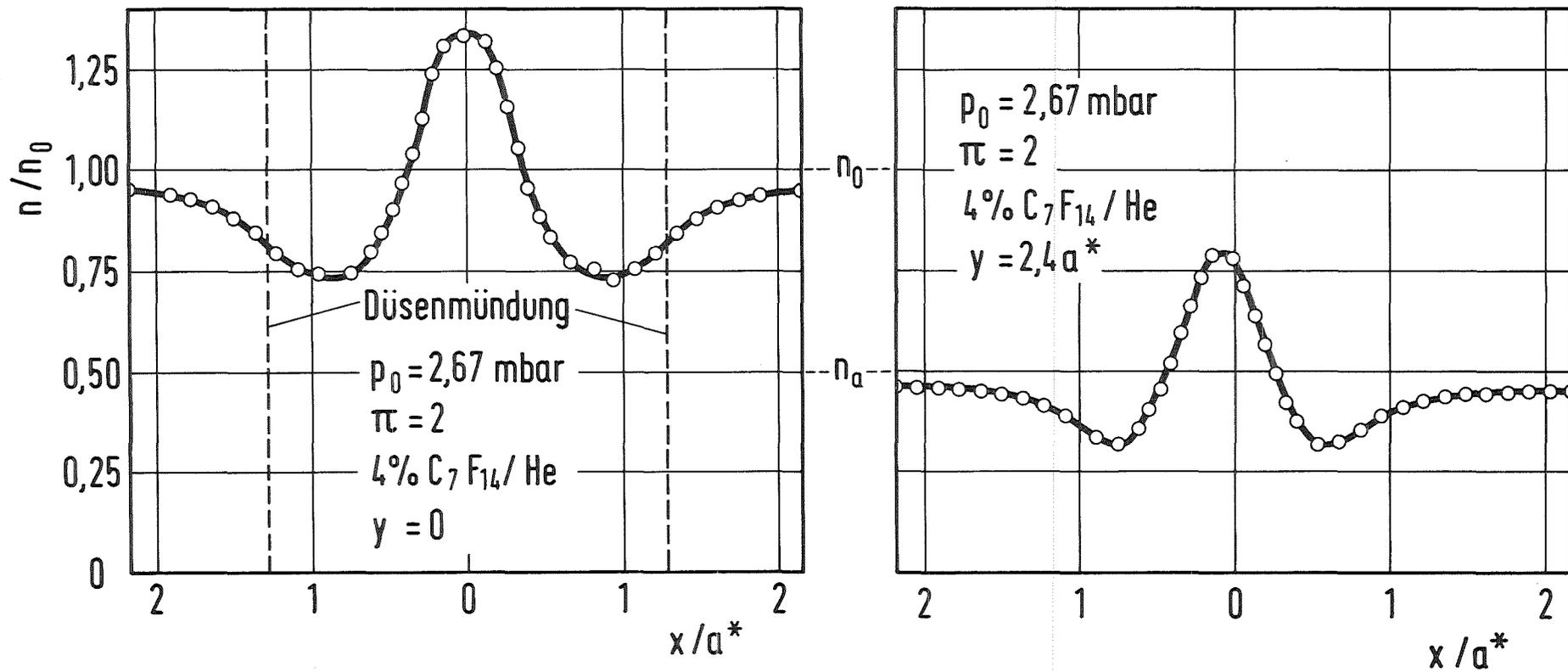


Abb. 4.7: Verlauf der auf die Ausgangsdichte n_0 bezogenen C_7F_{14} -Partialdichte n in der Verbindungsebene des Düsensystems sowie in der dazu um $y = 2,4 a^*$ parallel verschobenen Ebene bei konstantem Einlaßdruck $p_0 = 2,67 \text{ mbar}$ und konstantem Expansionsverhältnis $\pi = 2$ (Gemisch $N = 4 \text{ Mol-\% C}_7\text{F}_{14}$ in He).

4.2 Geschwindigkeitsschlupf zwischen leichter und schwerer Gemischkomponente in der Düsenmündung

Aus Messungen mit Molekularsonden kann man schließen, daß bei starken Beschleunigungsvorgängen in einer konvergenten Düse im für die Trenndüse charakteristischen Knudsen-Zahl-Bereich ein Geschwindigkeitsschlupf zwischen den Gemischkomponenten auftritt. Hierbei folgt die leichte Komponente dem angelegten Druckgefälle schneller als die schwere Komponente und besitzt demzufolge eine höhere Strömungsgeschwindigkeit.

Die Messungen mit Molekularsonden ergeben allerdings nur Aufschlüsse über die partiellen Geschwindigkeitsverhältnisse und Stromdichten der Gemischkomponenten. In diesem Zusammenhang wurde festgestellt, daß sich die Geschwindigkeitsverhältnisse S_l und S_s von leichter und schwerer Gemischkomponente nicht mehr wie die Wurzeln aus den Molekulargewichten m_l und m_s verhalten /9/. Zusätzliche Informationen über den Geschwindigkeitsschlupf können aus den im vorhergehenden Abschnitt dargestellten Messungen des C_7F_{14} -Partialdichteverlaufs gewonnen werden.

In dem Betriebsbereich, in welchem die Laserabsorptionsmessungen überwiegend durchgeführt wurden ($Re \approx 100-200$, überkritisches Expansionsverhältnis), liegt der Durchsatzfaktor für das C_7F_{14}/He -Gemisch im Bereich von $\Gamma = 1$ ⁴⁾ /26/. In Verbindung mit den Partialdichtemessungen kann man hieraus den Unterschied zwischen der isentropen Ausströmgeschwindigkeit des Gemisches und der hier vorliegenden Ausströmgeschwindigkeit der schweren Gemischkomponente angeben.

4) Der Durchsatzfaktor Γ einer Gasströmung ist definiert als Verhältnis des gemessenen zum isentropen Massendurchsatz. Für ein Gasgemisch wird der isentrope Massendurchsatz eines einheitlichen Gases, dessen Masse und Verhältnis der spezifischen Wärmen den Mittelwerten des Gasgemisches entsprechen, eingesetzt. Für die freie Expansion eines N_2 -Gasstrahles aus einer scharfkantigen Düsenmündung beträgt der überkritische Durchsatzfaktor etwa 0,9. Bei C_7F_{14}/He -Gemischen ist der Durchsatzfaktor Γ in dem für die Trenndüse typischen Reynolds-Zahl-Bereich um etwa 10-15 % höher als der eines einheitlichen Gases und steigt überdies auch oberhalb des kritischen Expansionsverhältnisses π^* noch deutlich an, was mit einer durch den Geschwindigkeitsschlupf bewirkten Erhöhung der effektiven Schallgeschwindigkeit des Gemisches erklärt werden kann /9/.

In Tabelle 3 sind für den interessierenden Betriebsbereich von $Re \approx 100-200$ der Gemischströmung die isentrope kritische Dichte n^*/n_0 , die gemessene C_7F_{14} -Partialdichte n/n_0 (C_7F_{14}), das Verhältnis der beiden Dichtewerte n/n_{is}^* sowie das hieraus berechnete Verhältnis der C_7F_{14} -Strömungsgeschwindigkeit zur isentropen kritischen Ausströmgeschwindigkeit v/v_{is}^* jeweils im engsten Düsenquerschnitt für einen Durchsatzfaktor $\Gamma = 1$ eingetragen. Man erkennt, daß mit zunehmender Reynolds-Zahl das Verhältnis n/n_{is}^* für das C_7F_{14} -Gemisch abnimmt, d. h. daß entsprechend die C_7F_{14} -Ausströmgeschwindigkeit zunimmt. Für den Fall $p_0 = 1,33$ mbar, $\pi = 3$ dürfte das im Vergleich zu $\pi = 2$ kleinere Verhältnis der Dichten n/n_{is}^* auf einer Zunahme des Durchsatzfaktors Γ mit dem Expansionsverhältnis beruhen. Bei dem C_7F_{14}/Ar -Gemisch ist in Übereinstimmung mit der Vorstellung, daß der Geschwindigkeitsschlupf mit zunehmender Masse des Zusatzgases abnimmt, das Verhältnis der Dichten n/n_{is}^* kleiner und das Verhältnis der Ausströmgeschwindigkeiten v/v_{is}^* liegt näher bei 1.

| Gemisch | 4 % C_7F_{14}/He | | | 4 % C_7F_{14}/Ar |
|-------------------------|--------------------|-----------|-----------|--------------------|
| | $\pi = 2$ | $\pi = 3$ | $\pi = 2$ | |
| p_0 (mbar) | 1,33 | 1,33 | 2,67 | 1,85 |
| π | 2 | 3 | 2 | 2 |
| n_{is}^*/n_0 | 0,633 | 0,633 | 0,633 | 0,633 |
| n/n_0 (C_7F_{14}) | 0,899 | 0,852 | 0,822 | 0,741 |
| n/n_{is}^* | 1,42 | 1,35 | 1,30 | 1,17 |
| v/v_{is}^* | 0,704 | 0,743 | 0,770 | 0,854 |

Tabelle 3: Vergleich der in der Düsenmündung gemessenen C_7F_{14} -Partialdichte mit der isentropen kritischen Dichte des Gemisches und Bestimmung des Verhältnisses von C_7F_{14} -Ausströmgeschwindigkeit zur isentropen kritischen Ausströmgeschwindigkeit des Gemisches für einen Durchsatzfaktor $\Gamma = 1$.

4.3 Verlauf der durch Absorptionsmessungen in der 10,25 μm -Bande bestimmten C_7F_{14} -Temperatur

4.3.1 Messungen in der Gemischströmung

In Abb. 4.8 ist für eine typische $\text{C}_7\text{F}_{14}/\text{He}$ -Gegenstrahlströmung jeweils der in der Verbindungsebene des Düsensystems gemessene, auf den im Düsenvorraum bestimmten Ruhewert bezogene Extinktionsverlauf für die Laserlinien R(20) und R(12) dargestellt. Aus dem Verhältnis der lokalen Extinktionswerte wird gemäß Gleichung (3) (Kap. 2.1) unter Verwendung der im thermischen Gleichgewicht ermittelten Kalibrierdaten (vgl. Abb. 3.8) die lokale C_7F_{14} -Bandentemperatur T_{Bande} für die 10,25 μm -Rotations-Schwingungsbande bestimmt. Zur Kontrolle der Meßergebnisse wurden darüber hinaus auch Extinktionsmessungen mit der Laserlinie R(16) (in Abb. 4.8 nicht eingezeichnet) durchgeführt, deren Verlauf jeweils qualitativ mit dem Extinktionsverlauf der Linie R(12) übereinstimmt und zu etwa gleichen Werten für die C_7F_{14} -Bandentemperatur führt.

Der Extinktionsverlauf für die Laserlinie R(20) zeigt einen Abfall bei der Expansion des Gasgemisches aus der Düsenmündung und eine kontinuierliche Zunahme im Staubereich der Strömung, was den z. B. nach Molekularsondenmessungen zu erwartenden Partialdichteverlauf der schweren Gemischkomponente widerspiegelt. Der Extinktionsverlauf für die Laserlinie R(12) (und entsprechend für die Laserlinie R(16)) zeigt dagegen ein relatives Minimum der Extinktion bei $x = 0$. Darüber hinaus sind der Abfall der Extinktion im Expansionsbereich und der Anstieg in der Flanke des Staubereiches jeweils stärker als für die Linie R(20). Entsprechend den Kalibriermessungen ist die lokale C_7F_{14} -Bandentemperatur kleiner als die Ausgangs-Ruhetemperatur T_0 , wenn der normierte Extinktionswert der Linie R(12) niedriger ist als der entsprechende Wert für die Linie R(20). In den folgenden Abbildungen werden jeweils die so ermittelten Verläufe der C_7F_{14} -Bandentemperatur dargestellt und beschrieben.

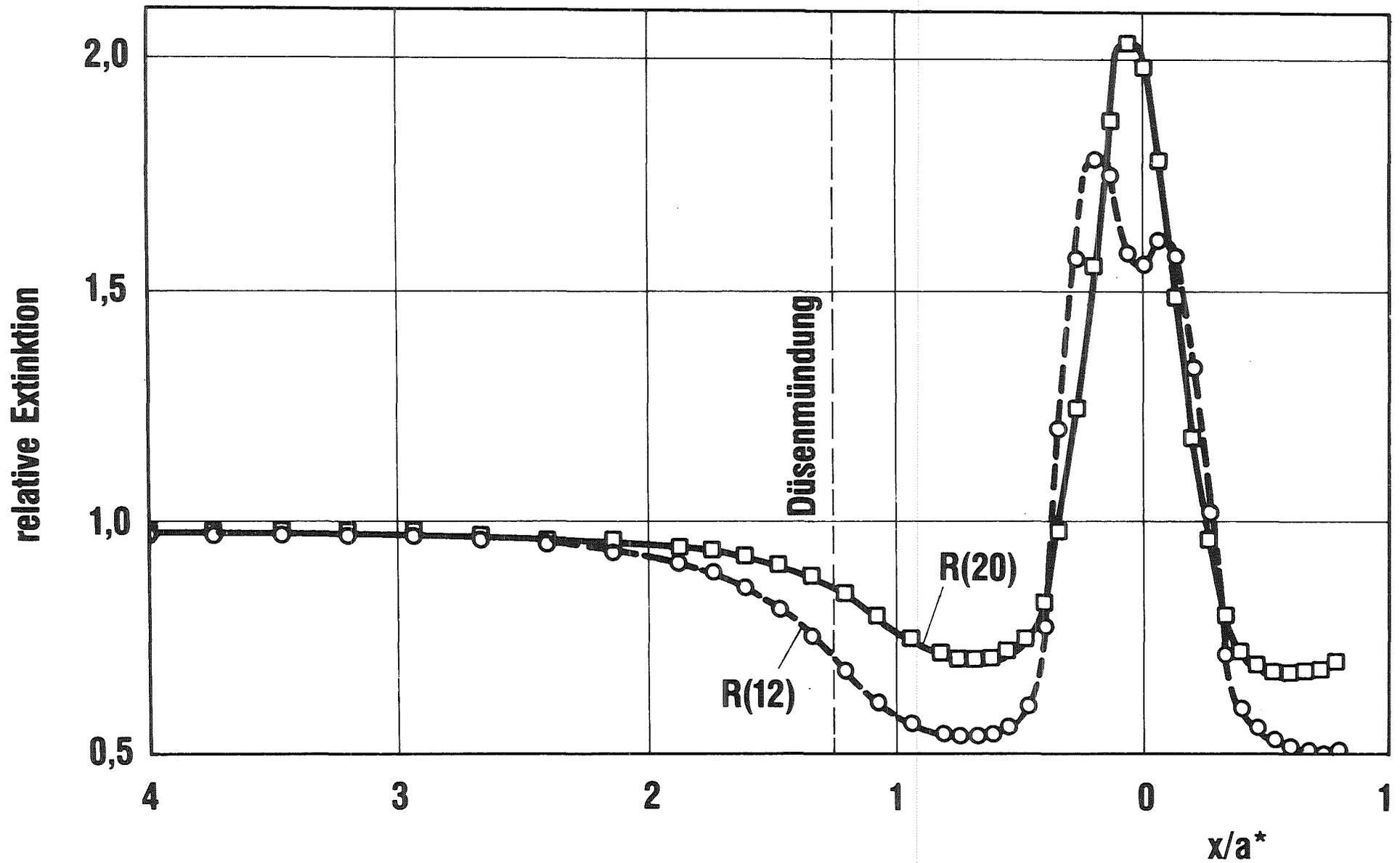


Abb. 4.8: Extinktionsverlauf in der Gemischströmung für die Laserlinien R(20) und R(2) in der Verbindungsebene des Düsensystems, jeweils bezogen auf den Ruhewert (4 % C_7F_{14}/He , $p_0 = 1,33$ mbar, $\pi = 3$).

In den Abbildungen 4.9 und 4.10 sind typische Messungen über den Verlauf der mit den Laserlinien R(12) und R(20) bestimmten C_7F_{14} -Bandentemperatur T_{Bande} in der Verbindungsebene des Düsensystems dargestellt. Hierbei werden jeweils den Temperaturprofilen im für die Gegenstrahl-Trenndüse charakteristischen Betriebsbereich (4 Mol-% C_7F_{14} in He, $Re \approx 100$ (Abb. 4.9) bzw. $Re \approx 200$ (Abb. 4.10)) Temperaturmessungen bei niedrigerer Knudsen-Zahl der Strömung (Abb. 4.9) bzw. bei kleinerem relativen Massenunterschied der Gemischkomponenten (Abb. 4.10) gegenübergestellt, welche weniger stark von Nichtgleichgewichtseffekten geprägt sein sollten.

Man erkennt zunächst, daß in allen Fällen die C_7F_{14} -Bandentemperatur erwartungsgemäß bei der Expansion der Düsengasstrahlen abnimmt. Im Gegensatz hierzu weicht der Temperaturverlauf im Staubereich von dem für eine Kontinuumströmung typischen Verlauf grundsätzlich ab. Man beobachtet zwar bei der Abbremsung und der damit verbundenen Dichteerhöhung des Gases zunächst eine Temperaturzunahme, bei weiterer Annäherung an die Staulinie nimmt jedoch die C_7F_{14} -Bandentemperatur wieder steil auf einen minimalen Wert bei $x = 0$ ab, obwohl die Dichte weiter ansteigt und auf der Staulinie ein Maximum erreicht (vgl. Abbildungen 4.2, 4.3 und 4.5).

Im folgenden werden der Temperaturverlauf bei der Expansion und der Temperaturverlauf bei der Kompression der Gasgemische getrennt abgehandelt.

4.3.1.1 Expansion aus der Düsenmündung

Vergleicht man die in den Abbildungen 4.9 und 4.10 dargestellten Temperaturverläufe bei der Expansion der Gasgemische aus der Düsenmündung, so wird deutlich, daß in allen Fällen eine nennenswerte Temperaturabnahme etwa bei $x = 2 a^*$ einsetzt, bei welcher der Strömungsquerschnitt etwa doppelt so groß ist wie der engste Düsenquerschnitt.⁵⁾ Nach der Expansion aus der Düsenmündung wird ein Temperaturminimum im Bereich von $x = 1 a^*$ festgestellt.

5) In einer reibungsfreien Kontinuumströmung würde hier eine Mach-Zahl von etwa $Ma = 0,3$ erreicht. Nach den bekannten Beziehungen der Gasdynamik sind die Abweichungen von der Ruhetemperatur für Mach-Zahlen unterhalb $Ma = 0,3$ kleiner als 2 %.

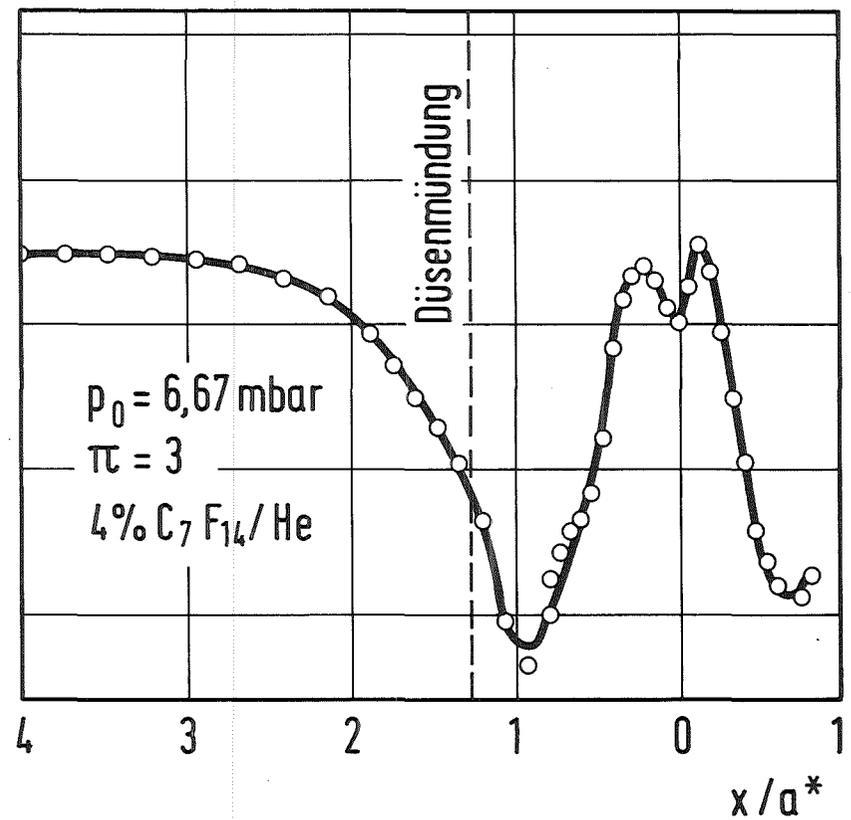
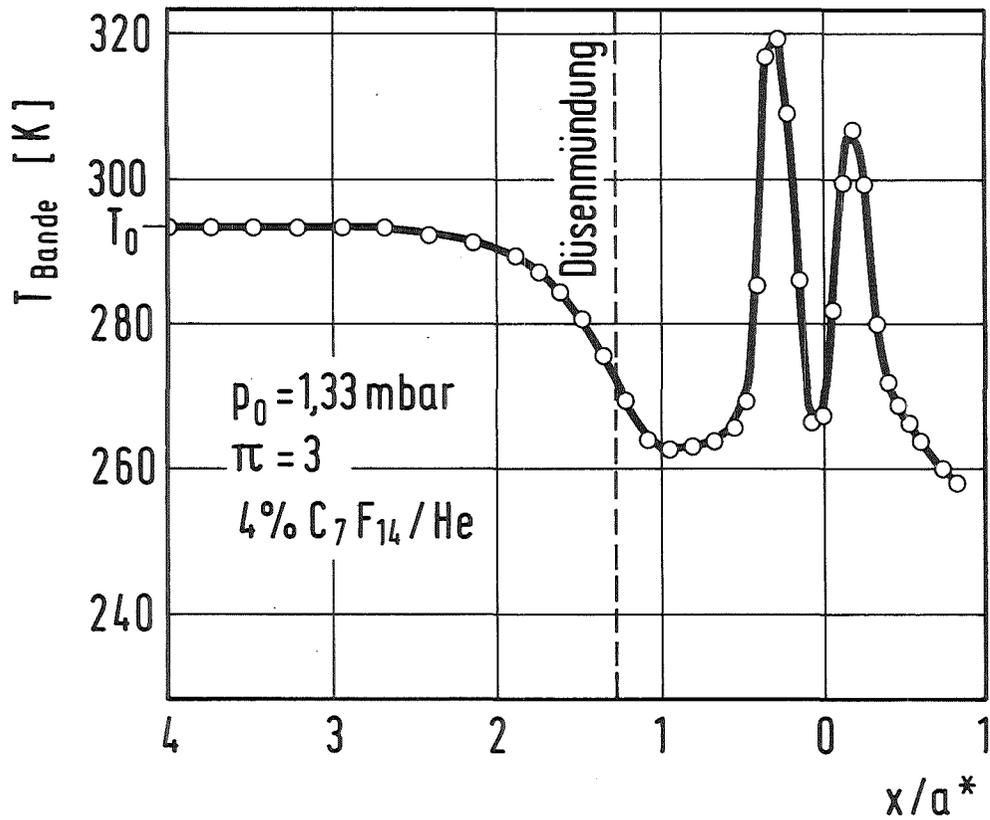


Abb. 4.9: Verlauf der C_7F_{14} -Bandentemperatur T_{Bande} in der Verbindungsebene des Düsensystems für die Einlaßdrücke $p_0 = 1,33$ mbar und $p_0 = 6,67$ mbar bei konstantem Expansionsverhältnis $\pi = 3$. (Gemisch $N = 4$ Mol-% C_7F_{14} in He).

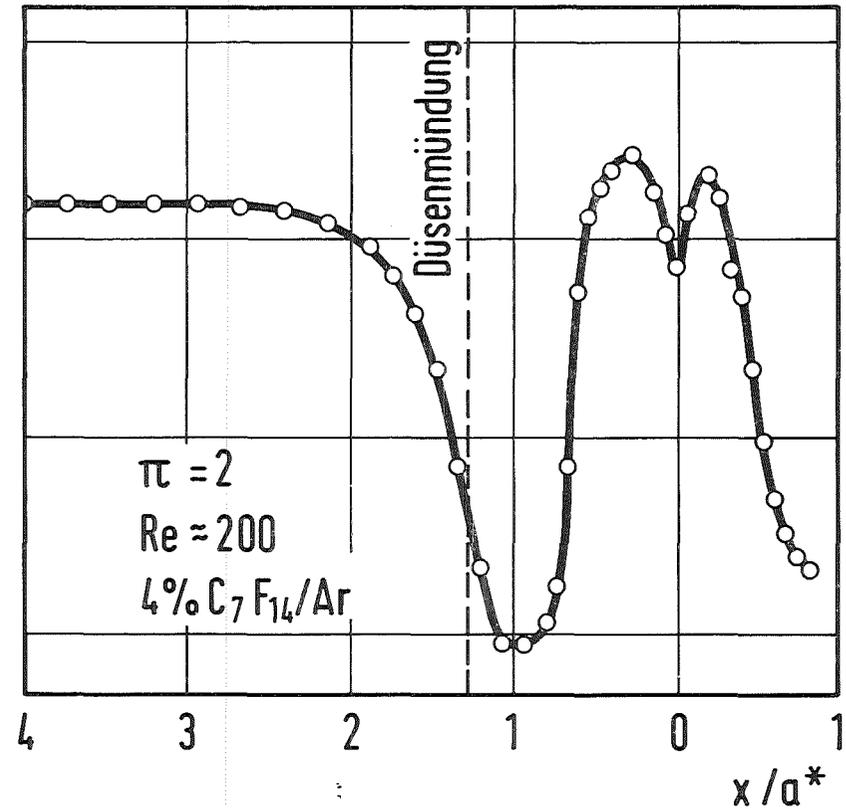
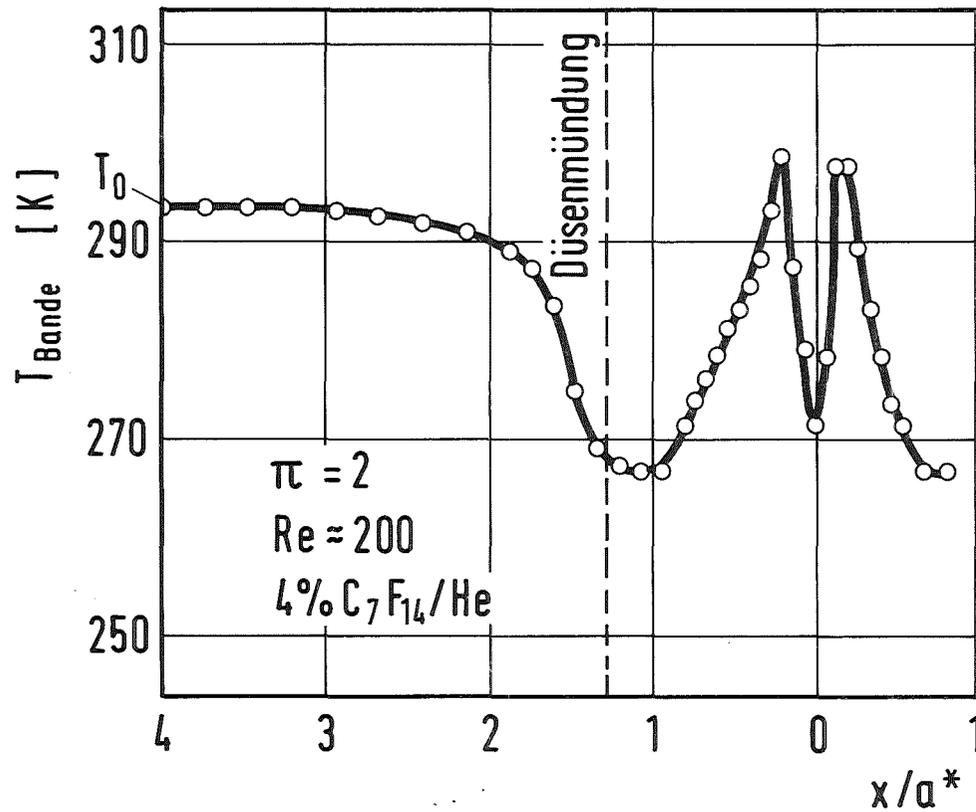


Abb. 4.10: Verlauf der C_7F_{14} -Bandentemperatur T_{Bande} in der Verbindungsebene des Düsensystems für die Gemische $N = 4$ Mol-% C_7F_{14} in He und $N = 4$ Mol-% C_7F_{14} in Ar bei konstanter Düsen-Reynoldszahl $Re = 200$ und konstantem Expansionsverhältnis.

Nimmt man zu Vergleichszwecken an, daß die Zustandsänderung des Gasgemisches bei der Expansion adiabat-isentrop wie bei einem einheitlichen Gas erfolgt, dessen Molekülmasse und spezifische Wärmen den Mittelwerten des Gemisches entsprechen, so wird in der Düsenmündung jeweils Mach-Zahl $Ma = 1$ erreicht, da das kritische Expansionsverhältnis $\pi^* = 1,9$ kleiner ist als die jeweils angelegten Expansionsverhältnisse. Die unter den obigen Annahmen berechnete kritische Dichte und kritische Temperatur des Gemisches betragen $n^* = 0,633 n_0$ und $T^* = 245$ K. Aus den Messungen folgt, daß im engsten Düsenquerschnitt die C_7F_{14} -Partialdichten und die C_7F_{14} -Bandentemperaturen bei allen untersuchten Betriebsbedingungen deutlich oberhalb dieser kritischen Größen liegen (vgl. Tab. 4).

| Gemisch | 4 % C_7F_{14}/He | | | | 4 % C_7F_{14}/Ar |
|---------------------------------|--------------------|-------|-------|-------|--------------------|
| p_0 (mbar) | 1,33 | 1,33 | 2,67 | 2,67 | 1,85 |
| π | 2 | 3 | 2 | 3 | 2 |
| n/n_0 (C_7F_{14}) | 0,899 | 0,852 | 0,822 | 0,742 | 0,741 |
| T_{Bande} (C_7F_{14}) (K) | 279 | 272 | 268 | 257 | 262 |
| T_{ad} (K) | 281 | 275 | 272 | 261 | 261 |
| T^* (K) | ————— 245 ————— | | | | 245 |
| n^*/n_0 | ————— 0,633 ————— | | | | 0,633 |

Tabelle 4: Vergleich der für die schwere Gemischkomponente in der Düsenmündung gemessenen Werte n/n_0 (C_7F_{14}) und $T_{Bande}(C_7F_{14})$ mit der adiabaten Gemischtemperatur T_{ad} , berechnet unter Annahme einer isentrop-adiabaten Expansion des Gemisches auf n/n_0 (C_7F_{14}), für die untersuchten Düsenströmungen.

Man erkennt weiterhin, daß mit zunehmender Reynolds-Zahl der Düsenströmung sowie bei Verringerung des Massenunterschiedes zwischen den Gemischkomponenten Dichte und Bandentemperatur des C_7F_{14} abnehmen, d. h. eine Annäherung an den Verlauf der Zustandsgrößen einer Kontinuumströmung zu beobachten ist.

Darüber hinaus ist in Tab. 4 jeweils die adiabate Temperatur T_{ad} eingetragen, welche aus der lokalen C_7F_{14} -Partialdichte mit den gleichen Beziehungen wie für die Berechnung der kritischen Größen bestimmt wurde. Man erkennt, daß die gemessenen C_7F_{14} -Bandentemperaturen T_{Bande} und die berechneten Temperaturen T_{ad} im Rahmen der Meßgenauigkeit übereinstimmen.

4.3.1.2 Staubereich der Gegenstrahlen

Wie einleitend erwähnt, weicht im Bereich der Kompression der Gemischströmung der gemessene Verlauf der C_7F_{14} -Bandentemperatur grundsätzlich vom Temperaturverlauf einer Kontinuumströmung ab. Obwohl bei der Abbremsung der expandierten Düsengasstrahlen kinetische Energie der Translationsbewegung in thermische Energie umgesetzt wird, beobachtet man unmittelbar im Staubereich eine starke Abnahme der aus den Absorptionsmessungen in der $10,25 \mu\text{m}$ -Bande bestimmten C_7F_{14} -Bandentemperatur.

Beim Vergleich der in den Abbildungen 4.9 und 4.10 dargestellten Temperaturprofile wird deutlich, daß insbesondere für das C_7F_{14}/He -Gemisch und für Düsen-Reynolds-Zahlen von $Re \approx 100$ (Abb. 4.9) und von $Re \approx 200$ (Abb. 4.10) nach einem Anstieg der C_7F_{14} -Bandentemperatur an den Flanken der Stauzone über die Ausgangs-Ruhetemperatur T_0 hinaus der sich stromabwärts anschließende Temperaturabfall im Minimum bei $x = 0$ Werte erreicht, welche in etwa den nach der Expansion aus der Düsenmündung bei $x = 1 \text{ a}^*$ gemessenen Temperaturen entsprechen.

Für die C_7F_{14}/He -Strömung mit dem hohen Einlaßdruck $p_0 = 6,67 \text{ mbar}$ und das C_7F_{14}/Ar -Gemisch ist die Temperaturabnahme bei $x = 0$ zwar noch erkennbar, jedoch deutlich weniger stark ausgeprägt. Ein Überschreiten der Ausgangs-Ruhetemperatur T_0 an den Flanken der Stauzone wird nicht mehr (Abb. 4.9) bzw. nur noch in geringem Maße (Abb. 4.10) festgestellt.

In Abb. 4.11 ist der Verlauf der C_7F_{14} -Bandentemperatur in einer zur Verbindungsebene parallelen Ebene des Düsensystems bei $x = 2,4 \text{ a}^*$ dargestellt. Im Vergleich zum Temperaturverlauf in der Ebene $y = 0$ erkennt man hier insbesondere ein stark ausgeprägtes Minimum bei $x = 0$, während

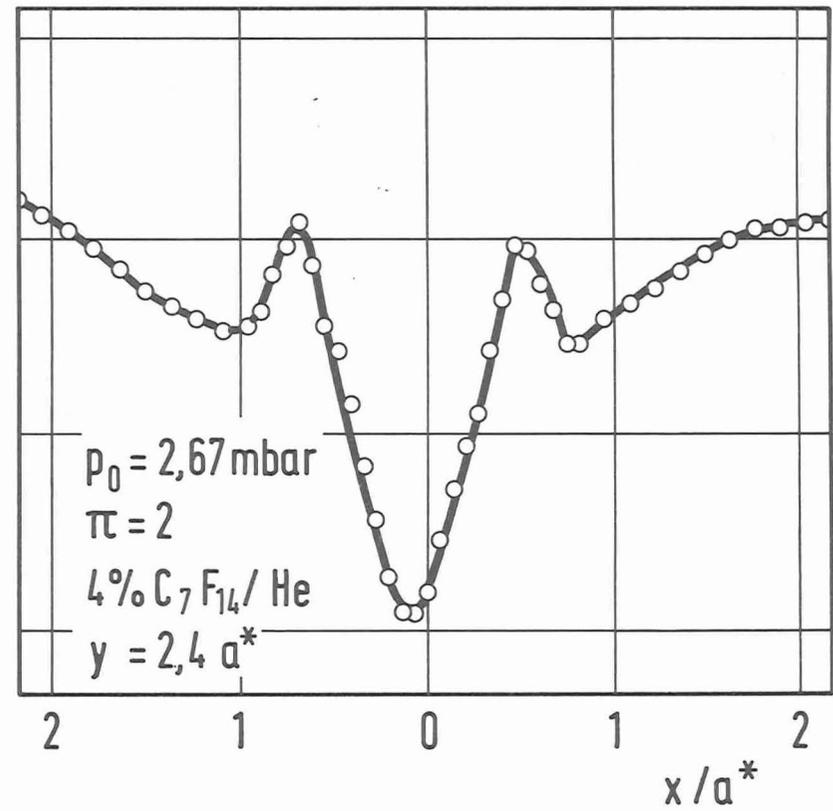
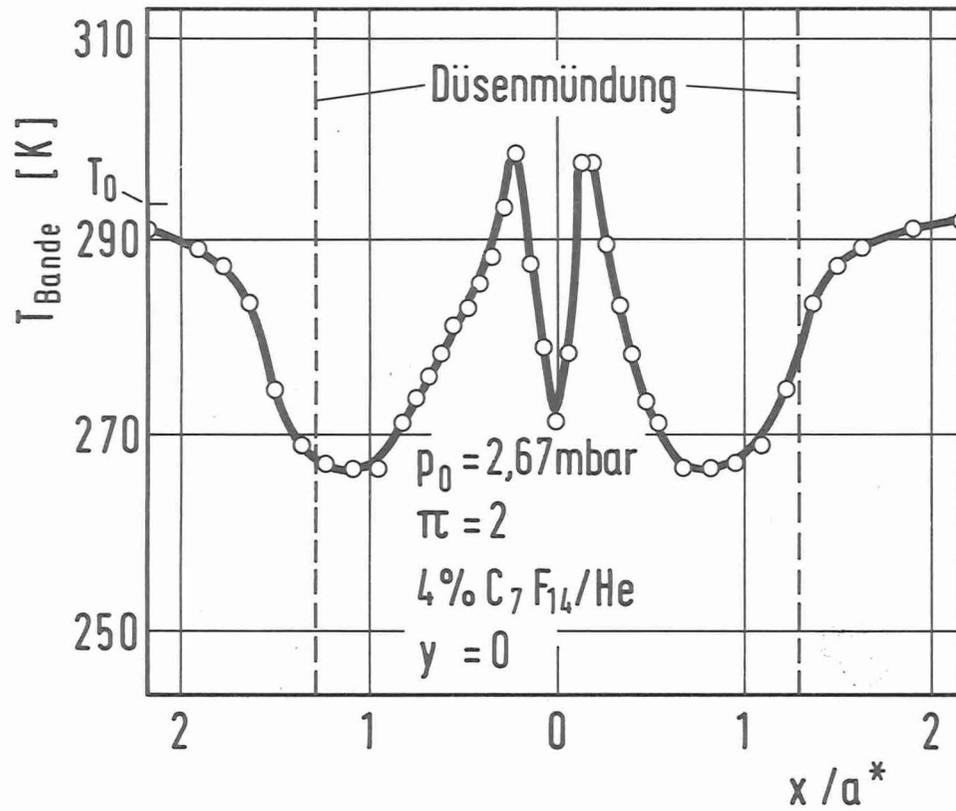


Abb. 4.11: Verlauf der C_7F_{14} -Bandentemperatur T_{Bande} in der Verbindungsebene des Düsensystems sowie in der dazu um $y = 2,4 a^*$ parallel verschobenen Ebene bei konstantem Einlaßdruck $p_0 = 2,67 \text{ mbar}$ und konstantem Expansionsverhältnis $\pi = 2$ (Gemisch $N = 4 \text{ Mol-\% C}_7\text{F}_{14}$ in He).

die Temperaturmaxima und -minima bei den höheren x -Werten nur noch relativ schwach ausgeprägt sind. Hieraus kann man unmittelbar entnehmen, daß das im Staubereich komprimierte Gas beim Abströmen quer zur Verbindungsebene eine Temperaturabnahme analog wie bei der Expansion aus der Düsenmündung erfährt. Die bei $x = 0$, $y = 2,4 a^*$ gemessene C_7F_{14} -Bandentemperatur ist mit $T_{\text{Bande}} = 252 \text{ K}$ etwas höher als die Temperatur $T_{\text{ad}} = 242 \text{ K}$, die sich bei einer adiabat-isentropen Expansion des Gemisches mit $\pi = 2$ ergeben würde.

Außerhalb des Raumes zwischen den Düsenmündungen, d. h. für $y > 0,5 a^*$, flachen die Temperaturminima bei $x \approx 1 a^*$ im Vergleich zu den bei $y = 0$ gemessenen Werten ab und nähern sich der Ausgangstemperatur T_0 . Dies ist in Einklang mit Ergebnissen von Molekularsondenmessungen, nach denen in diesem Bereich der Strömung nur relativ niedrige Mach-Zahlen vorliegen und nach denen hier auch keine schnellen Zustandsänderungen auftreten, so daß auch nicht mit wesentlichen Abweichungen von der Ruhetemperatur T_0 gerechnet werden muß.

Im Bereich der Außenflächen der Düsenbleche ($x \approx 2 a^*$) wird die Ausgangstemperatur T_0 wieder erreicht. Darüber hinaus vergrößert sich der räumliche Abstand zwischen den Maxima der Bandentemperatur mit zunehmender Distanz zur Verbindungsebene.

4.3.2 Messungen in reinem C_7F_{14}

Um weitere Aufschlüsse über das Verhalten der C_7F_{14} -Bandentemperatur in der Gegenstrahlströmung zu gewinnen und um insbesondere zu klären, ob die für die Gemischströmung im Bereich der Staulinie festgestellte Temperaturabsenkung im Zusammenhang mit der Verwendung eines leichten Zusatzgases steht, wurden ergänzende Messungen mit reinem C_7F_{14} durchgeführt.

In Abb. 4.12 sind für das reine Gas analog zu Abb. 4.8 die in der Verbindungsebene gemessenen Verläufe der jeweils auf den im Düsenvorraum bestimmten Ruhewert bezogenen Extinktionswerte für die Laserlinien

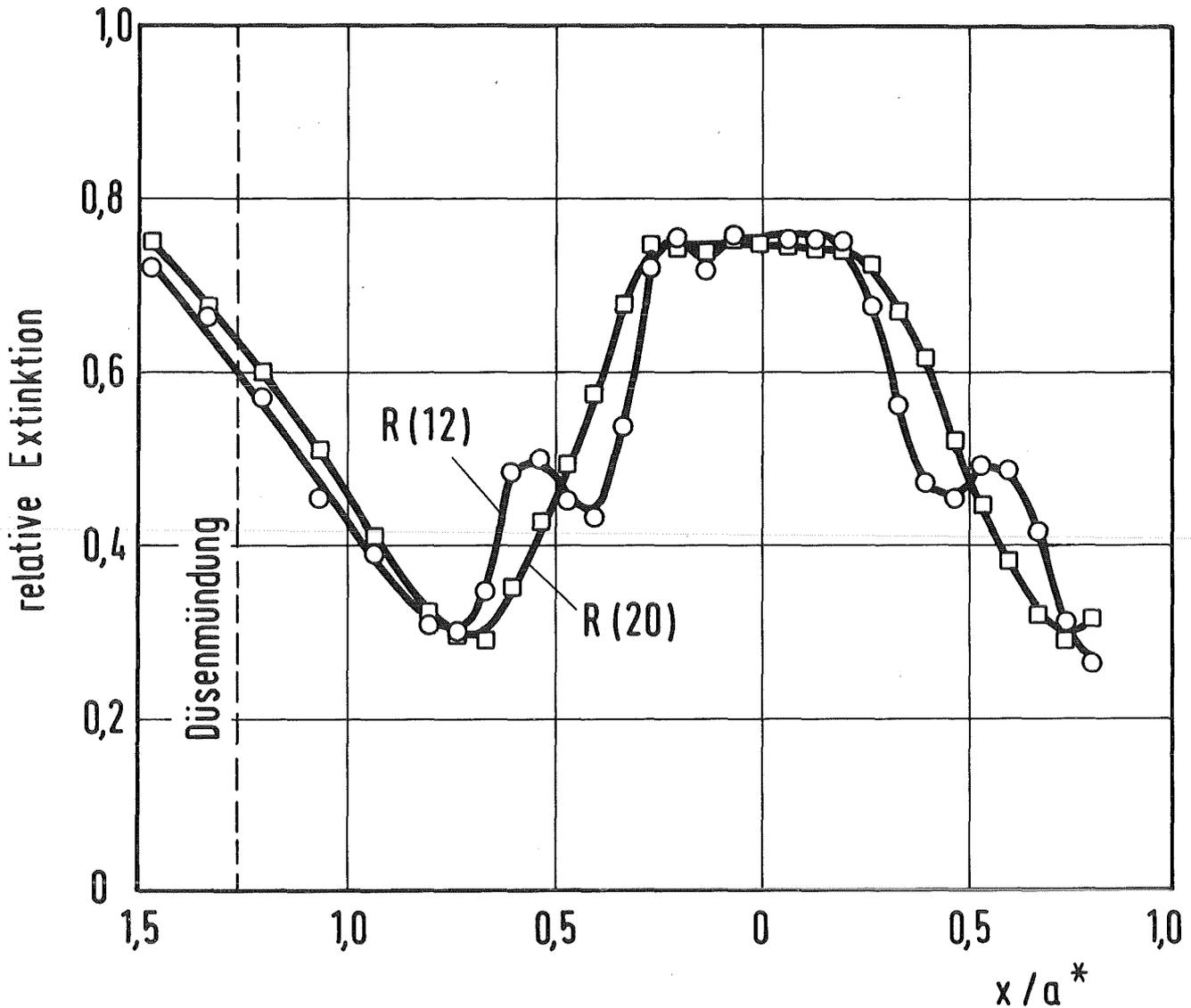


Abb. 4.12: Extinktionsverlauf in der Strömung des reinen Gases für die Laserlinien R(20) und R(12) in der Verbindungsebene des Düsen-systems, jeweils bezogen auf den Ruhewert ($p_0 = 0,45$ mbar, $\pi = 10$).

R(20) und R(12) dargestellt. Typisch ist wiederum, daß der mit der Laserlinie R(20) bestimmte Extinktionsverlauf eine monotone Ab- bzw. Zunahme im Expansionsbereich und dem sich anschließenden Staubereich zeigt, während für den Extinktionsverlauf der Linie R(12) Zwischenmaxima in den Flanken des Staubereiches zu beobachten sind. Ein qualitativ ähnliches Verhalten wie für die Linie R(12) zeigt der Extinktionsverlauf der Laserlinie R(16), der aus Gründen der besseren Übersicht nicht in Abb. 4.12 eingezeichnet ist.

Durch Vergleich mit den statischen Kalibriermessungen ergeben sich aus den lokalen Meßwerten der Extinktionsverhältnisse der Linien R(20) und R(12) bzw. R(20) und R(16) im Rahmen der Meßgenauigkeit jeweils übereinstimmende Werte für die C_7F_{14} -Bandentemperatur.

In Abb. 4.13 ist der Verlauf der C_7F_{14} -Bandentemperatur T_{Bande} in der Verbindungsebene des Düsensystems dargestellt. Einlaßdruck und Expansionsverhältnis waren mit $p_0 = 0,45$ mbar und $\pi = 2$ so gewählt, daß die Düsen-Reynolds-Zahl mit $Re \approx 200$ den Reynolds-Zahlen der in Abb. 4.10 dargestellten Gemischströmungen entspricht. Zum Vergleich der Meßwerte mit dem theoretischen Verlauf der Translationstemperatur wurde in Abb. 4.13 zusätzlich der Verlauf der adiabaten Temperatur T_{ad} eingetragen.

Letzterer wurde unter der Annahme berechnet, daß die Zustandsänderung des Gases in der Verbindungsebene adiabatisch-isentrop erfolgt. Den Rechnungen wurden die Meßwerte des C_7F_{14} -Dichteverlaufs (vgl. Abb. 4.5) zugrundegelegt. Hierbei nimmt die berechnete adiabate Temperatur T_{ad} entsprechend dem kleinen Verhältnis der spezifischen Wärmen des C_7F_{14} ($\kappa = 1,035$) bei der Expansion des Gases nur geringfügig um etwa 6 K ab und steigt im Staubereich der Strömung wieder nahezu auf die Ausgangstemperatur T_0 an. Die durch Laserabsorptionsmessungen bestimmte C_7F_{14} -Bandentemperatur T_{Bande} zeigt demgegenüber einen deutlich anderen Verlauf, insbesondere durch die im Minimum der berechneten adiabaten Temperatur auftretenden, sehr stark ausgeprägten Zwischenmaxima und stromabwärts folgenden Temperaturminima.

Bei der Expansion des Gases aus der Düsenmündung nimmt die Bandentemperatur des C_7F_{14} zunächst stärker ab als die berechnete adiabate Temperatur. Im Bereich des Dichte- und Translationstemperatur-Minimums bei etwa $x = 1 \text{ a}^*$ wird für T_{Bande} ein ausgeprägtes Zwischenmaximum festgestellt, welches die Ausgangstemperatur T_0 um etwa 10-15 K übersteigt. Das sich stromabwärts anschließende Temperaturminimum unterschreitet T_0 um etwa den gleichen Betrag. Im weiteren Verlauf der Verdichtung der Gegenstrahlströmung steigt die C_7F_{14} -Bandentemperatur wieder an und erreicht bei $x = 0$ ein relativ flaches Maximum. Die Werte für T_{Bande} liegen in diesem Bereich nur unwesentlich unterhalb der berechneten Temperatur T_{ad} .

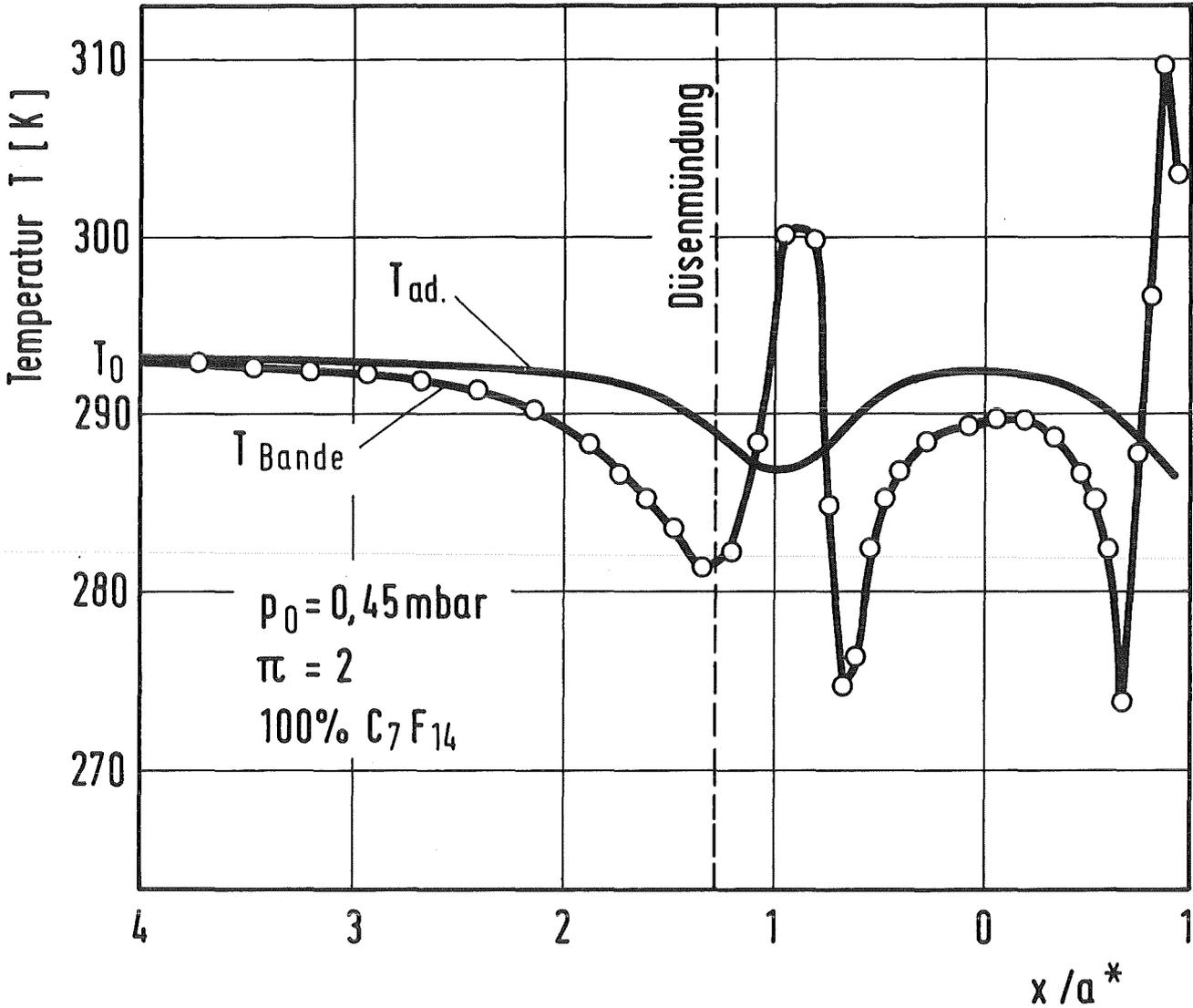


Abb. 4.13: Verlauf der C_7F_{14} -Bandentemperatur T_{Bande} in der Verbindungsebene des Düsen systems für das reine Gas im Vergleich zu der aus dem Dichteverlauf unter Annahme adiabatischer Expansion und Kompression berechneten Translationstemperatur T_{ad} ($p_0 = 0,45 \text{ mbar}$, $\pi = 2$).

Ein qualitativ ähnlicher Verlauf der C_7F_{14} -Bandentemperatur T_{Bande} in der Strömung des reinen Gases wird auch bei höheren Expansionsverhältnissen festgestellt (vgl. Abb. 4.12), wobei sich die Temperaturmaxima und -minima entsprechend der stärkeren räumlichen Kompression des Gases im Verdichtungs Bereich zur Staulinie hin verlagern. Hierbei ändern sich die Absolutwerte für die Temperaturen jedoch nur wenig mit dem Expansionsverhältnis.

Ähnlich wie für den Dichteverlauf des reinen Gases werden auch für den Verlauf der C_7F_{14} -Bandentemperatur außerhalb des Raumes zwischen den beiden Düsenmündungen keine steilen Gradienten festgestellt. Dies ist aus Abb. 4.14 ersichtlich, in welcher für die Strömung des reinen Gases der Verlauf der C_7F_{14} -Bandentemperatur in der Verbindungsebene sowie in der dazu um $2,4 a^*$ in y-Richtung parallel verschobenen Ebene für einen Einlaßdruck $p_0 = 0,45$ mbar und ein Expansionsverhältnis $\pi = 3$ dargestellt ist. Der Temperaturverlauf in der Verbindungsebene ist qualitativ gleich wie der in Abb. 4.13 gezeigte, jedoch sind bei dem höheren Expansionsverhältnis die Temperaturminima und -maxima etwas stärker ausgeprägt. Darüber hinaus liegen die Temperatur-Zwischenmaxima etwas dichter an der Staulinie ($x = 0$). In der Ebene, welche um $x = 2,4 a^*$ von der Verbindungsebene verschoben ist, ist der Verlauf der C_7F_{14} -Bandentemperatur nahezu ausgeglichen auf dem Wert der Ausgangsruhetemperatur T_0 .

Ein Temperaturminimum bei $x = 0$, wie es deutlich ausgeprägt für die Gemischströmung auftritt (vgl. Abb. 4.11) und welches auf die hohe Strömungsgeschwindigkeit infolge der Nachbeschleunigung des Gases von der Stauzone zurückgeführt werden kann, ist für das reine Gas nur ansatzweise erkennbar. Wegen des kleinen Verhältnisses der spezifischen Wärmen von $\kappa = 1,035$ ist eine derartige Temperaturabnahme sehr gering und im Rahmen der Meßgenauigkeit auch nicht mehr eindeutig nachweisbar.

4.4 Meßgenauigkeit

Die Fehler, mit denen die lokale Partialdichte der schweren Gemischkomponente $n(C_7F_{14})$ und ihre Bandentemperatur $T_{Bande}(C_7F_{14})$ in der Düsenströmung angegeben werden können, hängen im wesentlichen vom Signal-/Rauschverhältnis bei der Extinktionsmessung und von optischen Einflüssen wie Beugungs- und Reflexionseffekten ab.

Bestimmend für den statistischen Fehler der Extinktionsmessung ist die Höhe der Lichtabsorption im Verfahrensgas, welche durch den Absorptionskoeffizienten, die optische Weglänge und die C_7F_{14} -Partialdichte bestimmt

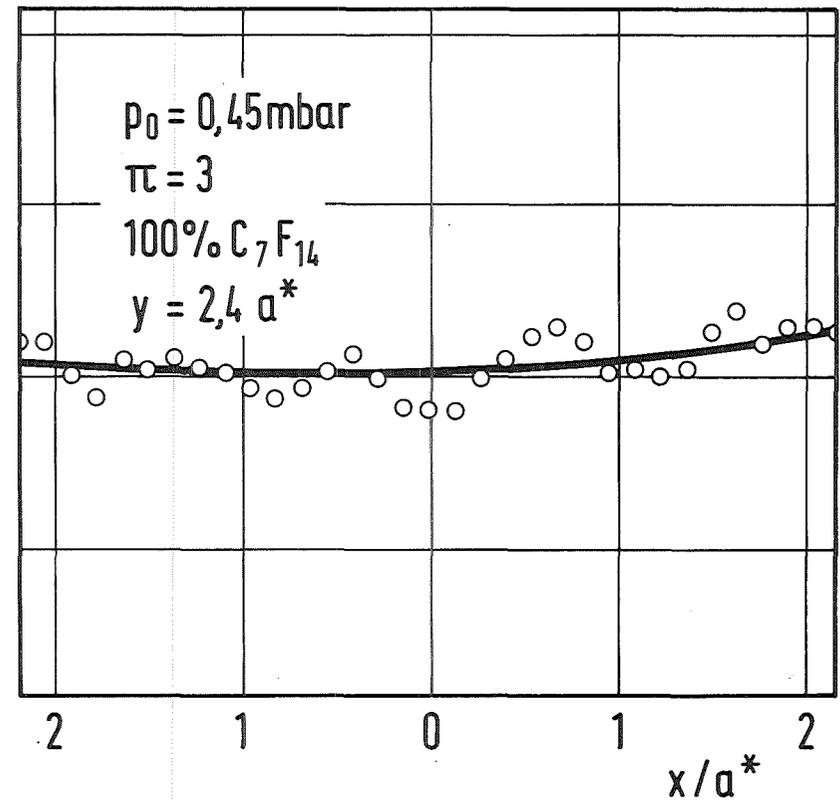
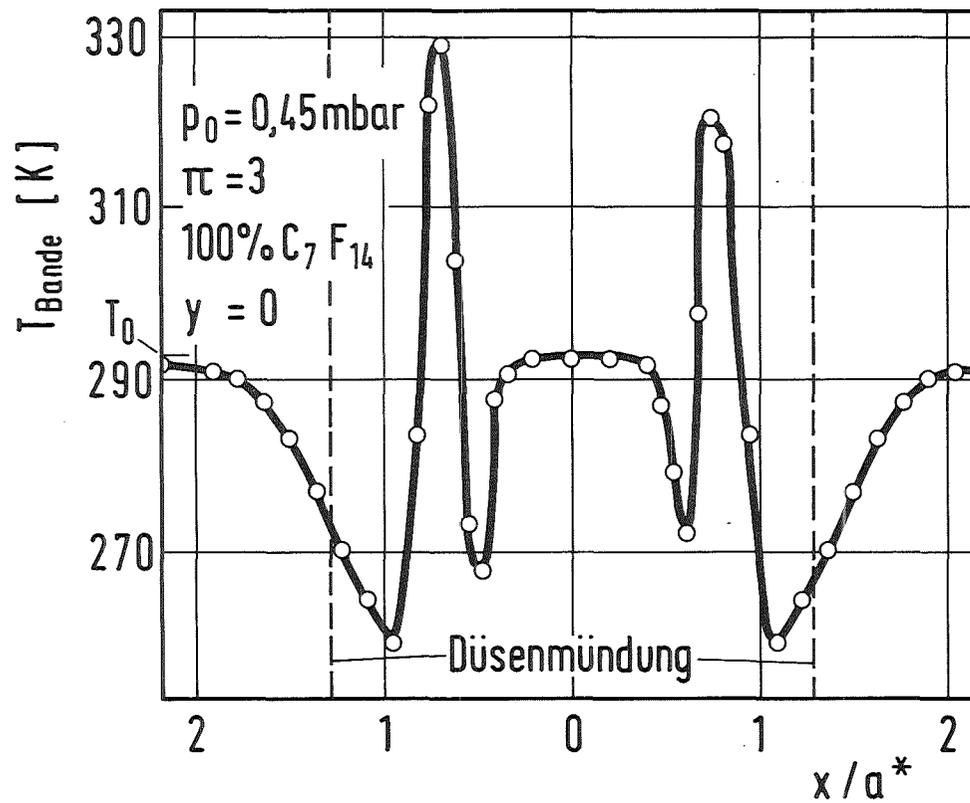


Abb. 4.14: Verlauf der C_7F_{14} -Bandentemperatur T_{Bande} in der Verbindungsebene des Düsensystems sowie in der dazu um $y = 2,4 a^*$ parallel verschobenen Ebene für die Strömung des reinen Gases ($p_0 = 0,45 \text{ mbar}$, $\pi = 3$).

wird. Für die verwendeten Laserlinien und den untersuchten Partialdichtebereich werden Absorptionen zwischen etwa 2 % und 25 % erreicht. Der relative Meßfehler für die Bestimmung der Laserintensität beträgt bei der hier verwendeten Meßanordnung 0,2 %. Hieraus folgt für den obengenannten Absorptionsbereich ein relativer Fehler der Extinktion $\Delta E/E$ im Bereich von 1 % bis 15 % für die Einzelmessung. Bei den in der vorliegenden Arbeit gezeigten Ergebnissen wurden die Messungen immer mehrfach wiederholt, so daß der statistische Fehler der lokalen Extinktionswerte auf 0,5 - 5 % reduziert wurde. Im Mittel betragen die Standardabweichungen für Absorptionsmessungen mit der Laserlinie R(12), welche unter den verwendeten Laserlinien den niedrigsten Absorptionskoeffizienten aufweist, etwa 4 % und für Messungen mit der Laserlinie R(20), welche den höchsten Absorptionskoeffizienten aufweist, etwa 1 %.

Neben den statistischen Meßunsicherheiten wirken sich insbesondere solche optischen Effekte negativ auf die erreichbare Meßgenauigkeit aus, welche die Parallelität der Durchstrahlung des Düsensystems stören oder die Intensitätsverteilung der Laserstrahlung verändern. Hierzu zählen Reflexionen, welche durch streifenden Lichteinfall an den Düsenblechen erzeugt werden, sowie insbesondere Streu- und Beugungseffekte an Kratzern auf den Fensteroberflächen. Durch Null-Messungen läßt sich der Einfluß dieser Effekte nicht vollständig eliminieren, da beim Einlassen des Verfahrensgases bzw. den damit verbundenen Druckänderungen die mechanischen Verformungen der Fenster nicht vollständig vernachlässigt werden können. Darüber hinaus können die mechanischen und optischen Eigenschaften der Fensteranordnung durch Temperaturänderungen beeinflußt werden, welche durch das bei der Expansion abgekühlte Gas erzeugt werden. Aus den zahlreichen Messungen, die mit unterschiedlichen Anordnungen der optischen Komponenten bei jeweils identischen Bedingungen für die Strömung durchgeführt wurden, kann man folgern, daß der systematische Fehler mit etwa $\Delta E/E = 2 \%$ für Messungen mit der Laserlinie R(20) und mit etwa $\Delta E/E = 5 \%$ für Messungen mit der Laserlinie R(12) in die Bestimmung der Extinktion E eingeht.

Insgesamt resultiert aus den statistischen und systematischen Fehlern der Extinktionsmessungen mit den Laserlinien R(20) und R(12) für das Verhältnis der Extinktionen $E(R(20))/E(R(12))$ zur Bestimmung der C_7F_{14} -Bandentemperatur ein mittlerer relativer Fehler von etwa 10 %, welcher in Verbindung mit dem statistischen Fehler der Eichmessungen zu einer Unsicherheit in der Bestimmung der lokalen C_7F_{14} -Bandentemperatur von etwa ± 10 K führt. Die Bestimmung der lokalen C_7F_{14} -Partialdichte aus der mit der Laserlinie R(20) gemessenen Extinktion und der Temperaturabhängigkeit des zugehörigen Absorptionskoeffizienten ist mit einem mittleren Fehler von etwa 5 % behaftet. In Strömungsbereichen, in welchen keine starken Temperatur- bzw. Dichtegradienten auftreten, sind die Meßfehler um etwa den Faktor 2 reduziert.

5. Diskussion der Ergebnisse

Bei der Simulation von Trenndüsenströmungen mit Modellgasgemischen können mit der in der vorliegenden Arbeit entwickelten Meßanordnung die Dichte und bei langsamen Zustandsänderungen auch die Temperatur der schweren Gemischkomponente im Strömungsfeld quantitativ bestimmt werden, während bei schnellen Zustandsänderungen Nichtgleichgewichtseffekte in der Besetzung der inneren Freiheitsgrade nachweisbar sind.

Aus den Messungen des Dichteverlaufs in einem Gegenstrahl-System geht hervor, daß bei der schnellen Beschleunigung eines C_7F_{14}/He -Gemisches in den stark konvergenten Düsen die Partialdichte der schweren Gemischkomponente wesentlich schwächer abnimmt als die Dichte bei reinem C_7F_{14} , wenn man gleiche Reynolds-Zahlen zugrundelegt. Die C_7F_{14} -Partialdichte im engsten Düsenquerschnitt liegt bei schwach überkritischem Expansionsverhältnis und bei $Re \approx 200$ nur um weniger als 20 % unter der Ausgangspartialdichte, während bei reinem C_7F_{14} bei entsprechenden Betriebsbedingungen eine Dichteabnahme um mehr als 30 % beobachtet wird (vgl. Abb. 4.5). Dieses unterschiedliche Verhalten kann nicht mit dem Unterschied im Verhältnis der spezifischen Wärmen begründet werden, der nur zu einer geringfügig schwächeren Abnahme der C_7F_{14} -Partialdichte im Ge-

misch führen sollte. Man muß vielmehr davon ausgehen, daß zwischen den Gemischkomponenten ein massiver Geschwindigkeitsschlupf vorliegt, der auch bereits früher /9/ zur Erklärung der bei Molekularsondenmessungen beobachteten Unterschiede in den Geschwindigkeitsverhältnissen der Gemischkomponenten herangezogen wurde. Diese Interpretation wird weiter dadurch unterstützt, daß die Dichte des reinen Gases im engsten Düsenquerschnitt innerhalb der Meßgenauigkeit konstant bleibt, wenn das Expansionsverhältnis weit über das kritische Expansionsverhältnis hinaus ansteigt (vgl. Abb. 4.12). Im Gegensatz hierzu nimmt die Partialdichte des C_7F_{14} im engsten Düsenquerschnitt auch oberhalb des kritischen Expansionsverhältnisses noch deutlich mit zunehmendem Expansionsverhältnis ab (vgl. z. B. Tab. 3). Dies weist darauf hin, daß die schwere Gemischkomponente auch bei überkritischem Expansionsverhältnis stromaufwärts vom engsten Düsenquerschnitt noch eine weitere Beschleunigung erfährt, da das leichte Zusatzgas aufgrund seiner schwachen Kopplung mit der schweren Gemischkomponente bei starker Druckabsenkung eine Geschwindigkeit annehmen kann, die über der isentropen Schallgeschwindigkeit des Gemisches liegt.

Im Gegensatz zu den Molekularsondenmessungen, die lediglich Aussagen über das Verhältnis von Strömungsgeschwindigkeit zu thermischer Geschwindigkeit zulassen, ermöglicht die Dichtemessung in Verbindung mit einer Messung des Gesamtdurchsatzes durch die Düse eine Bestimmung der absoluten mittleren Ausströmgeschwindigkeit der schweren Gemischkomponente aus der Düse. Da in dem oben erwähnten Beispiel ein Durchsatzfaktor von 1 für das Gemisch zugrundegelegt werden kann, folgt, daß die Ausströmgeschwindigkeit des C_7F_{14} um mehr als 20 % unter der kritischen Geschwindigkeit des Gemisches liegt, während das leichte Zusatzgas eine über der kritischen Geschwindigkeit liegende Ausströmgeschwindigkeit haben muß.

Der bei einer schnellen Expansion festgestellte Geschwindigkeitsschlupf erweist sich als typischer Nichtgleichgewichtseffekt, wie er bei hohen Knudsen-Zahlen in der Strömung eines Gasgemisches auftreten kann, deren Komponenten sich stark im Molekulargewicht unterscheiden. Entsprechend

nähert sich der C_7F_{14} -Partialdichteverlauf dem isentropen Dichteverlauf an, wenn die Reynolds-Zahl der C_7F_{14}/He -Gemischströmung erhöht wird (vgl. Abb. 4.3). In ähnlicher Weise führt eine Erhöhung der Masse des Zusatzgases zu einer stärkeren Dichteabnahme, was wiederum so interpretiert werden muß, daß bei einer Verringerung des relativen Massenunterschiedes zwischen den Gemischkomponenten der Geschwindigkeitsschlupf zwischen schwerer Komponente und Zusatzgas geringer wird.

Die unterschiedlichen Einflüsse der Reynolds-Zahl, des Expansionsverhältnisses und der relativen Massendifferenz zwischen den Gemischkomponenten auf die Gemischtrennung werden qualitativ aus dem Verlauf der C_7F_{14} -Partialdichte im Staubereich der Gegenstrahlströmung verdeutlicht. Hierbei zeigt sich insbesondere, daß die Partialdichte des C_7F_{14} auf der Staulinie bei niedrigen Reynolds-Zahlen ($Re \approx 100$) bis zu Expansionsverhältnissen $\pi > 4$ noch deutlich ansteigt, während bei einer Verdoppelung der Reynolds-Zahl keine merkliche Dichteänderung oberhalb von $\pi = 2,5$ auf der Staulinie zu beobachten ist (vgl. Abb. 4.4).

Gleichzeitig stellt man fest, daß die Zunahme der Partialdichte auf der Staulinie oberhalb von $\pi = 1,5$ bei $Re \approx 100$ mehr als doppelt so groß ist wie bei $Re \approx 200$. Dieses Ergebnis ist insofern überraschend, als bei einer Halbierung der Reynolds-Zahl das Verhältnis von dem entmischenden Diffusionsstrom zu dem konvektiven Massenstrom höchstens um den Faktor 2 ansteigen sollte, wenn man voraussetzt, daß trotz der Absenkung der Reynolds-Zahl und der entsprechenden Zunahme der Reibungseinflüsse der Mach-Zahl-Verlauf in der Strömung erhalten bleibt.

Da mit abnehmender Reynolds-Zahl der Geschwindigkeitsschlupf zwischen den Gemischkomponenten ansteigt, liegt es nahe, die starke Zunahme der Entmischung beim Übergang von $Re \approx 200$ auf $Re \approx 100$ einer Zunahme des Geschwindigkeitsschlupfes im Staubereich, d. h. einer schnelleren Abbremsung der leichten und einer entsprechend verzögerten Abbremsung der schweren Gemischkomponente, zuzuschreiben.

Bei der Interpretation der Temperaturmessungen ist, wie bereits mehrfach betont, zu berücksichtigen, daß die angegebenen Zahlenwerte nur aus dem Absorptionsverhalten der bei $10,25 \mu\text{m}$ liegenden C_7F_{14} -Rotations-Schwingungsbande auf der Basis der statischen Kalibriermessungen ermittelt wurden. Bei schnellen Zustandsänderungen stimmen diese Werte nicht nur nicht mit der Translationstemperatur überein, sondern sie können auch stark von der mittleren Rotations- bzw. Schwingungstemperatur des C_7F_{14} abweichen, da die verschiedenen Übergänge im Rotations-Schwingungsspektrum grundsätzlich unterschiedliche Relaxationszeiten aufweisen. Die Bedeutung dieser Zahlenwerte besteht für die vorliegende Arbeit insbesondere darin, daß sie in Verbindung mit zusätzlichen Informationen über die Strömung, wie z. B. der Dichte, zur Indikation von Nichtgleichgewichtseffekten bezüglich der inneren Freiheitsgrade und der Translation geeignet sind.⁶⁾ Die Abweichungen zwischen den Meßwerten der Bandentemperatur und der für eine isentrope Zustandsänderung berechneten Temperatur können in diesem Sinne als Maß für die Störung des thermodynamischen Gleichgewichts betrachtet werden.

Bereits bei der Expansion des reinen Gases zeigt sich, daß die Meßwerte für die C_7F_{14} -Bandentemperatur in den Düsen deutlich unterhalb der Temperatur liegen, die sich bei isentroper Zustandsänderung ergeben würde (vgl. Abb. 4.13). Dieses Verhalten der $10,25 \mu\text{m}$ -Temperatur unterscheidet sich qualitativ von dem bekannten Verhalten der mittleren Rotations- bzw. Schwingungstemperatur, welche bei einer schnellen Expansion immer oberhalb der isentropen Temperatur verläuft, während die der Translationsbewegung zuzuordnende Temperatur unter die isentrope Temperatur absinken kann /28/.

Die vergleichsweise starke Abnahme der gemessenen C_7F_{14} -Bandentemperatur könnte hiernach damit interpretiert werden, daß die Besetzung der zur $10,25 \mu\text{m}$ -Bande gehörigen Niveaus der verstärkten Abnahme der Translationstemperatur relativ schnell nachfolgt, während die Besetzung der

6) Ein in ähnlicher Weise eingeschränkter Temperaturbegriff wird z. B. auch im Zusammenhang mit der Theorie des gasdynamischen Lasers verwendet, wobei aus der Besetzungsdichte eines Zustandes unter Zugrundelegung einer Boltzmann-Verteilung formal ein Temperaturwert berechnet wird /27/.

übrigen Zustände noch einem höheren Mittelwert der Rotations-Schwingungs-temperatur entsprechen muß, wie es nach der oben genannten Vorstellung über das Einfrieren der inneren Freiheitsgrade bei einer schnellen Expansion zu erwarten ist.

Bei der Expansion des C_7F_{14}/He - bzw. C_7F_{14}/Ar -Gemisches in dem für das Trenndüsenverfahren typischen Knudsen-Zahl-Bereich ist die Abnahme der C_7F_{14} -Bandentemperatur deutlich schwächer als die Abnahme der isentropen Temperatur, wobei die Unterschiede zwischen der C_7F_{14} -Bandentemperatur und der isentropen Temperatur mit abnehmender Reynolds-Zahl bzw. zunehmender relativer Massendifferenz zwischen den Gemischkomponenten ansteigen. Wie aus Tabelle 4 hervorgeht, ist die Änderung der Bandentemperatur im engsten Düsenquerschnitt direkt mit der Änderung der C_7F_{14} -Partialdichte korreliert. Man kann hieraus jedoch nicht unmittelbar folgern, daß der Unterschied zwischen der isentropen und der Bandentemperatur einem zum Geschwindigkeitsschlupf analogen Unterschied zwischen den thermischen Energien der Translationsbewegung der Gemischkomponenten entspricht, wenn auch nach den Messungen im reinen Gas die $10,25 \mu m$ -Temperatur der Translationstemperatur relativ schnell zu folgen scheint.

Der sowohl in der Strömung des reinen Gases als auch in der Gemischströmung an den Flanken der Stauzone beobachtete Verlauf der C_7F_{14} -Bandentemperatur, d. h. der zunächst steile Anstieg über die Ausgangs-Ruhetemperatur T_0 hinaus, welchem sich ein nahezu gleich starker Temperaturabfall anschließt, ergibt sich formal aus dem Extinktionsverlauf der Laserlinie R(12) bzw. der Laserlinie R(16) (vgl. Abbildungen 4.8 und 4.12). Während der Extinktionsverlauf der Laserlinie R(20) dem Dichteverlauf entspricht und einen kontinuierlichen Anstieg im Staubereich aufweist, steigt die normierte Extinktion für die Linie R(12) (bzw. R(16)) an den Flanken der Stauzone zunächst über die entsprechenden Werte der Linie R(20) an und fällt danach trotz weiterer Dichtezunahme wieder ab.

Die in der Gegenstrahlströmung für C_7F_{14} festgestellte Abnahme der $10,25 \mu m$ -Bandentemperatur bei gleichzeitiger Dichtezunahme ist aller Wahrscheinlichkeit nach nicht auf eine Beeinflussung des optischen Strahlenganges aufgrund von Dichtegradienten bzw. Gradienten des

Brechungsindex zurückzuführen. Man müßte in diesem Fall annehmen, daß hierbei lediglich der Strahlengang der Laserlinien R(12) bzw. R(16) beeinflusst wird. Außerdem müßten in diesem Fall die in der Stauzone beobachteten Effekte zumindest in der Strömung des reinen C_7F_{14} auch bei der Expansion aus den Düsen auftreten, da hier die Dichtegradienten bei der Expansion und bei der Kompression nahezu gleich groß sind. Darüber hinaus müßten bei einer Erhöhung der C_7F_{14} -Dichte Effekte, welche auf Gradienten im Brechungsindex beruhen, stärker ausgeprägt sein. Tatsächlich beobachtet man jedoch bei Erhöhung der Reynolds-Zahl der Gemischströmung eine zunehmende Angleichung des Verlaufs der C_7F_{14} -Bandentemperatur an den Temperaturverlauf, der im isentropen Fall bei einem reinen Gas entsprechend der Dichteänderung zu erwarten wäre. Gleichermaßen ist die Ausbildung der Temperatur-Maxima nicht auf eine oszillierende Verlagerung der Stauzone zurückzuführen, wie durch Messungen mit den schnell ansprechenden IR-Detektoren überprüft wurde.

Es ist daher anzunehmen, daß der gemessene Verlauf der C_7F_{14} -Bandentemperatur in der Stauzone auf eine vom thermodynamischen Gleichgewicht abweichende Besetzungsdichte bestimmter Rotations-Schwingungszustände des C_7F_{14} bei einer schnellen Kompression zurückzuführen ist. Entsprechende Effekte wurden u. a. auch bei Grundlagenuntersuchungen im Zusammenhang mit gasdynamischen Lasern beobachtet. Beispielsweise wird in Verdichtungsstößen bei einem $CO_2/N_2/He$ -Gemisch die symmetrische Schwingung des CO_2 -Moleküls schneller angeregt als die antisymmetrische /29/, /30/.

Die Unterschiede im Verlauf der C_7F_{14} -Bandentemperatur der Gemischströmung und der des reinen Gases in der unmittelbaren Umgebung der Staulinie dürften im Rahmen der obigen Vorstellungen insbesondere auf die unterschiedliche Ausdehnung der Stauzonen zurückzuführen sein (vgl. Abbildungen 4.5, 4.9 und 4.13). Für das reine Gas erfolgt die Kompression des C_7F_{14} auf einer vergleichsweise größeren Wegstrecke, so daß eine weitgehende Thermalisierung der Strömung möglich ist, welche sich in unmittelbarer Umgebung der Staulinie in einem mit dem Dichteanstieg gekoppelten Temperaturanstieg äußert. In der Gemischströmung kann sich

dieser Verlauf aufgrund der wesentlich kleineren Ausdehnung der Stauzone nicht mehr ausbilden, so daß nur noch der schnelle Temperaturanstieg am Rand der Stauzone sowie der sich anschließende Temperaturabfall aufgelöst werden können.

Entsprechende Nichtgleichgewichtseffekte der inneren Energiezustände wie bei C_7F_{14} dürften in qualitativ ähnlicher Form auch bei anderen vielatomigen Molekülen auftreten. Es ist insbesondere zu erwarten, daß in mit UF_6 /Zusatzgasgemischen betriebenen Trenndüsen ähnliche Effekte vorliegen, da UF_6 ebenfalls eine relativ hohe Anzahl innerer Freiheitsgrade mit niedrigen Anregungsenergien aufweist. Auch hier ist es möglich, daß bei schnellen Zustandsänderungen in der Düsenströmung bestimmte Rotations-Schwingungszustände des UF_6 schneller als die übrigen den Änderungen der Translationsenergie nachfolgen, was sich unmittelbar auf den Ablauf des Wärme- und Stofftransportes und damit auf die Isotopenentmischung auswirken kann.

Die in der vorliegenden Arbeit durchgeführten Untersuchungen dürften nicht nur für das Trenndüsenverfahren von Interesse sein, sondern allgemein für Strömungs- und Transportvorgänge in Gasgemischen, deren Komponenten sich stark im Molekulargewicht unterscheiden. Ein besonders typisches Beispiel aus diesem Bereich ist die photoselektive Trennung der Uranisotope durch Laserstrahlung, bei der die störende spektrale Überlappung der Absorptionsbanden von $U^{238}F_6$ und $U^{235}F_6$ durch Abkühlung des UF_6 bei der Expansion mit einem nichtkondensierbaren Hilfgas beseitigt werden soll /31/. Man muß davon ausgehen, daß der durch die Photonenabsorption induzierte Reaktionsablauf bei der mit der schnellen Zustandsänderung verbundenen Nichtgleichgewichtsbesetzung der Zustände von dem Reaktionsablauf abweichen kann, wie er bei einer Gleichgewichtsbesetzung entsprechend der Boltzmannverteilung zu erwarten wäre.

Literaturverzeichnis

- /1/ E.W. Becker, W. Bier, W. Ehrfeld, K. Schubert, R. Schütte, D. Seidel:
Physics and Technology of Separation Nozzle Process.
Nuclear Energy Maturity, Proc. Eur. Nucl. Conf., Paris 1975,
Vol. 12, 44-52, Pergamon Press, Oxford and New York (1976).
- /2/ E.W. Becker, K. Bier, W. Bier, R. Schütte, D. Seidel:
Separation of the Isotopes of Uranium by the Separation Nozzle
Process.
Angew. Chem. Internat. Edit. 6, 507-518 (1967).
- /3/ E.W. Becker:
Separation Nozzle.
Top. Appl. Phys. 35, 245-268 (1979).
- /4/ E.W. Becker, P. Bley, U. Ehrfeld, W. Ehrfeld:
Rarefied Gas Dynamics of the Separation Nozzle - An Aerodynamic
Device for Large-Scale Enrichment of Uranium.
Proc. 10th Int. Symp. Rarefied Gas Dynamics, J.L. Potter ed.,
Vol. 1, 3-16, American Institute of Aeronautics and Astronautics,
New York (1977).
- /5/ E.W. Becker, W. Bier, W. Ehrfeld, G. Eisenbeiß:
Die physikalischen Grundlagen der Uran-235-Anreicherung nach dem
Trenndüsenverfahren. - Die Wirkung des leichten Zusatzgases.
Z. Naturforsch. 26, 1377-1384 (1971).
- /6/ K. Bier, H. Brandtstädter, U. Ehrfeld, W. Ehrfeld:
Untersuchung des Strömungsverlaufs von He/Ar- und He/SF₆-Gemischen
in der Trenndüse mit molekular angeströmten Drucksonden.
KfK-Bericht 1440, Karlsruhe (1971)
- /7/ U. Ehrfeld, W. Ehrfeld:
Untersuchungen zum Einfluß von Wärmetransportvorgängen auf den
Strömungsverlauf und die Entmischung in der Trenndüse mit molekular
angeströmten Druck- und Temperatursonden.
KfK-Bericht 1634, Karlsruhe (1972).
- /8/ W. Ehrfeld:
Springer Tracts in Modern Physics (im Druck).
- /9/ P. Bley, U. Ehrfeld, W. Ehrfeld:
Enhancement of Nozzle Discharge Coefficients in Rarefied Flows of
Disparate Mass Mixtures.
Proc. 11th Int. Symp. Rarefied Gas Dynamics, R. Campargue ed.,
Vol. 1, 241-252, Commissariat à l'Energie Atomique, Paris (1979).

- /10/ P. Bley, W. Ehrfeld:
Molecular Dynamics of Disparate Mass Mixtures in Opposed Jets.
Proc. 12th Int. Symp. Rarefied Gas Dynamics, S.S. Fisher ed., 577-589,
American Institute of Aeronautics and Astronautics, New York (1981).
- /11/ W. Ehrfeld, U. Knapp:
Experimentelle Untersuchung der Uranisotopentrennung in einem
Trenndüsensystem mit gegenseitiger Umlenkung von zwei frontal
aufeinander gerichteten Gasstrahlen.
KfK-Bericht 2138, Karlsruhe (1975).
- /12/ E.W. Becker, P. Bley, U. Ehrfeld, W. Ehrfeld, U. Knapp, G. Krieg:
Separation Nozzle Systems with Dynamic Flow Deflection.
Proc. 11th Int. Symp. Rarefied Gas Dynamics, R. Campargue ed.,
Vol. 1, 587-600, Commissariat à l'Energie Atomique, (1979).
- /13/ E. Biermann, W. Ehrfeld, G. Krieg:
Messung der räumlichen Dichteverteilung einer Komponente eines
strömenden Gasgemisches mit einem CO₂-Laser.
Verhandlungen DPG(6) 11, 679 (1976).
- /14/ H. Breton, W. Ehrfeld, G. Krieg:
Selective Measurements of Density and Rotational Temperature in
Gaseous Mixtures Using a Tunable CO₂-Laser.
Proc. 11th Int. Symp. Rarefied Gas Dynamics, R. Campargue ed.,
Vol. 1, 545-552, Commissariat à l'Energie Atomique, Paris (1979).
- /15/ H. Breton, W. Ehrfeld, G. Krieg:
Laser Diagnostics of Opposed He/C₇F₁₄ Jets.
Proc. 12th Int. Symp. Rarefied Gas Dynamics, S.S. Fisher ed., 590-597,
American Institute of Aeronautics and Astronautics, New York (1981).
- /16/ K. Luck:
Hochauflösende Laserabsorptionsspektroskopie zur Temperatur- und
Konzentrationsbestimmung in laminaren Flammen.
Dissertation T.H. Aachen (1977).
- /17/ E. Biermann, W. Ehrfeld, G. Krieg:
Private Mitteilung (1976)
- /18/ W. Demtröder:
Grundlagen und Techniken der Laserspektroskopie.
Springer Verlag Berlin, Heidelberg, New York (1977)
- /19/ S. Yamazaki, M. Taki, Y. Fujitani:
Rotational and Vibrational Relaxation in Freejet Expansions of CO₂
at Stagnation Temperatures Ranging from 300 K to 1300 K.
Proc. 12th Int. Symp. Rarefied Gas Dynamics, S.S. Fisher ed., 802-811,
American Institute of Aeronautics and Astronautics, New York (1981).

- /20/ K. Koura:
Rotational Distributions of N_2 in Free Jet and Shock Wave.
Proc. 11th Int. Symp. Rarefied Gas Dynamics, R. Campargue ed.,
Vol. II, 833-842, Commissariat à l'Energie Atomique, Paris (1979).
- /21/ W. Ehrfeld:
Die physikalischen Grundlagen des Trenndüsenverfahrens zur Anreicherung von Uran-235.
Habilitationsschrift, Universität Karlsruhe (1981).
- /22/ U. Ehrfeld, W. Ehrfeld, E. Schmid:
Untersuchungen mit molekular angeströmten Sonden zum räumlichen Verlauf der Isotopenentmischung in der Trenndüse bei Rückstau der schweren Fraktion.
KfK-Bericht 2724, Karlsruhe (1978).
- /23/ P. Bley:
Private Mitteilung (1977).
- /24/ U. Knapp, W. Ehrfeld:
Experimentelle Untersuchung der Uranisotopen-Trennung in einem Trenndüsen-system mit gegenseitiger Umlenkung von zwei frontal aufeinander gerichteten Gasstrahlen.
KfK-Bericht 2138, Karlsruhe (1975).
- /25/ VDI-Wärmeatlas, VDI-Verlag, Düsseldorf 1974.
- /26/ U. Ehrfeld:
Persönliche Mitteilung.
- /27/ D.J. Bender, M. Mitchner, C.H. Kruger:
Measurement of vibrational population distributions in a supersonic expansion of carbon monoxide.
Phys. Fluids 21 (7), July 1978.
- /28/ P.P. Wegener:
Molecular Beams and Low Density Gasdynamics, Marcel Dekker (1974).
- /29/ S.A. Losev:
Gasdynamic Laser
Springer Series in Chemical Physics Vol. 12, Springer Verlag Berlin, Heidelberg, New York (1981).
- /30/ J.D. Anderson, M.T. Madden:
Population Inversions behind Normal Shock Waves.
AIAA Journal Vol. 9, No. 8, 1630-1632 (1971).
- /31/ C.P. Robinson, R.J. Jensen:
Top. Appl. Phys. 35, 269-290 (1979).