

Experimentelle Untersuchung der Strömung und Vermischung in einem Drallbrennermodell

Vom Fachbereich Maschinenbau
an der Technischen Universität Darmstadt

zur

Erlangung des Grades eines Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)

genehmigte

Dissertation

vorgelegt von

Dipl.-Ing. Roland Palm

aus Bad Nauheim

Berichterstatter:	Prof. Dr.-Ing. C. Tropea
Mitberichterstatter:	Prof. Dr.-Ing. W. Schröder
	Priv.-Doz. Dr.-Ing. habil. S. Jakirlić
Tag der Einreichung:	24. Januar 2006
Tag der mündlichen Prüfung:	19. April 2006

Darmstadt 2006

D 17

Internetadressen:

Technische Universität Darmstadt: <http://www.tu-darmstadt.de>

Fachgebiet Strömungslehre & Aerodynamik: <http://www.sla.maschinenbau.tu-darmstadt.de>

Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit, abgesehen von den in ihr ausdrücklich genannten Hilfen, selbstständig verfasst habe. Ich habe bisher noch keinen Promotionsversuch unternommen.

Darmstadt, den 24.01.2006

Roland Palm

Forschungsberichte Strömungslehre und Aerodynamik

Roland Palm

**Experimentelle Untersuchung der Strömung und
Vermischung in einem Drallbrennermodell**

D 17 (Diss. TU Darmstadt)

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit am Fachgebiet für Strömungslehre und Aerodynamik der Technischen Universität Darmstadt. Sie wurde im Rahmen des Verbundvorhabens (V2) „Strömungen in der Energietechnik“ von dem Bundesministerium für Bildung und Forschung finanziell gefördert. Innerhalb dieses Verbundvorhabens, die als Schwerpunkt die Untersuchung von Strömungen mit starker Stromlinienkrümmung zur Aufgabe hatte, entstand das Teilprojekt „Experimentelle und numerische Untersuchung der Strömung und Vermischung in einem Drallbrennermodell“.

Mein Dank gilt Herrn Prof. Dr.-Ing. C. Tropea der mir als Leiter des Fachgebietes die Durchführung der Promotion ermöglichte und ihren Fortgang jederzeit mit großem Interesse verfolgte. Herrn Prof. Dr.-Ing. W. Schröder von der RWTH-Aachen und Herrn Priv.-Doz. Dr.-Ing. habil. S. Jakirlić danke ich für die Übernahme des Koreferates.

Herr S. Jakirlić unterstützte die Arbeit durch die numerischen Berechnungen und trug zu den Veröffentlichungen der Ergebnisse bei.

Für die stete Unterstützung meiner Vorhaben danke ich dem Leiter des Windkanals Herrn Dr.-Ing. K. Hufnagel.

Weiterhin bedanke ich mich bei Herrn Dr.-Ing. N. Semidetnov, Herrn Dr.-Ing. N. Damaschke und Herrn Dr.-Ing. H. Nobach für ihre Diskussionsbereitschaft und die wertvollen Hinweise bezüglich des komplexen und aufwändigen Messvorhabens.

Auch bedanke ich mich bei Frau I. Kaufhold, Herrn R. Berntheisel (Fachgebiet EKT) und Herrn W. Nolde (Fachgebiet GLR) für die Fertigung des Drallbrennermodells und somit den Grundstein für die experimentelle Arbeit legten.

Meinen Dank gilt meinen Kollegen Herrn M. Quade, Y. Tao, S. Eder, M. Gnirß, S. K. Garimella und M. Weismüller für die Unterstützung diverser Aufgaben.

Ferner möchte ich mich bei meinen Studienarbeitern und Diplomanden bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Weiterhin bedanke ich mich bei allen Mitarbeitern des Fachgebietes von SLA und EKT, die durch ihre aktive Beteiligung zum Gelingen des Gesamtvorhabens Drallbrennermodell beigetragen haben.

Darmstadt, im Mai 2006

Roland Palm

Übersicht

Die experimentelle Arbeit beschäftigte sich mit der Aerodynamik und Vermischung innerhalb eines Flammrohres vom Typ „Tuboannular Combustion Chamber“. Solch eine Strömung ist hochgradig turbulent und durch den Drall mit stark gekrümmten Stromlinien versehen. Diese Strömung lässt sich analytisch nicht mehr beschreiben. Statt kostspielige und aufwendige Experimente durchzuführen, ist es wirtschaftlicher, moderne Strömungssimulationsverfahren einzusetzen, um Strömungsphänomene innerhalb der Brennkammer zu simulieren. Zur Beschreibung der Strömung verwenden Numeriker Turbulenzmodelle, für deren Verifizierung und Validierung experimentelle Daten erforderlich sind. Die Verifikationsexperimente können an wesentlich einfacheren Modellen erfolgen und sind somit trotz der notwendigen Experimente wirtschaftlicher, gegenüber einer vollständigen experimentellen Vermessung.

Zur Bestimmung dieser essentiellen Daten wurde ein Drallbrennermodell aufgebaut. Mit diesen wurden unter betriebsnahen Bedingungen (Reynoldszahlen, Erweiterungsverhältnis und Flammrohrabmessungen) isotherme Strömungsuntersuchungen im Flammrohr simuliert. Zur Erfassung der Strömungsgrößen kamen diverse Lasermessverfahren zum Einsatz. Der Vorteil der eingesetzten Messverfahren lag in der berührungslosen und somit störungsfreien Erfassung der relevanten Größen. Die Laser-Doppler-Technik (LDA) zeichnet sich durch eine hohe zeitliche Auflösung aus und wurde zu Messungen der Randbedingungen eingesetzt. Ausstehende Fragen bezüglich Geschwindigkeitsgradienten und deren Vorzeichen konnten beantwortet werden. Weitere dimensionslose Kenngrößen, wie die norm. turbulente kinetische Energie k/U_b^2 und die experimentelle Drallintensität S , lassen die Charakterisierung der Strömung im Einlass zu.

Die eingesetzte Partikel-Image-Velocimetry (PIV) ermöglichte die Erfassung der Entstehungsdynamik von Rezirkulationszonen. Die Entstehung der Rezirkulationszone kann in fünf Schritte unterteilt werden, wobei sich drei verschiedene Wirbelstrukturen herauskristallisiert haben. Der konzentrische Ringwirbel zwischen Hauptstrom und Koaxialstrom, der tordierte Ringwirbel zwischen Hauptstrom und Koaxialstrom und die klassische Rezirkulationszone in der Mitte des Flammrohres. Die Konzentrationsmessungen innerhalb des Flammrohres wurden auf der Basis des quantitativen Laserlichtschnittverfahrens (QLS) durchgeführt. Das Verfahren beruht auf der Streuung von Licht an kleinen Partikeln, die einem der beiden Luftströme zugesetzt werden. Es wurde vorausgesetzt, dass das gestreute Licht proportional zur Massenstromkonzentration ist. Das Verfahren basiert auf der Mie-Streuung und wird in Längenmaßen aufgelöst, die mit der Streulichtkonzentration zusammenhängen. Für die Bildverarbeitung wurde eine Software entwickelt, die störende Einflussgrößen bei voller Bildauflösung korrigiert. Zur Klassifizierung der untersuchten Betriebsparameter wurde eine neue Definition der mittleren Konzentration und der Unvermischtheit eingeführt, die erstmals eine lokale Beschreibung der Konzentrationsverteilung in Bezug auf eine globale mittlere Konzentration zulässt. Die ermittelte Datenbasis diente der Beschreibung von Vermischungsvorgängen und wurde in dieser Form bisher noch nicht erstellt. Die erzielten wissenschaftlichen Ergebnisse sind sowohl für Turbulenzforscher als auch für Brennkammerhersteller und für Messtechniker von großem Interesse. Die Ergebnisse dienen u. a. der Erhöhung des Ausbrandgrades und somit der Reduzierung von Emissionen.

meinen Eltern

Margot Palm, geb. Kraft
Karlheinz Palm

Inhaltsverzeichnis

Seite

Inhaltsverzeichnis	i
Formelzeichen und Symbole	v
1 Einleitung	1
1.1 Ziele der Arbeit.....	2
1.2 Motivation der Arbeit.....	2
2 Stand der Forschung	5
2.1 Physik und Beschreibung von Drallströmungen.....	5
2.1.1 Statistische Turbulenzmodellierung.....	6
2.1.1.1 Reynolds-Spannungs-Modell.....	7
2.1.1.2 Randbedingungen für turbulente Strömungen	8
2.2 Dimensionslose Kennzahlen.....	9
2.2.1 Reynoldszahl	9
2.2.2 Drallzahl	9
2.2.3 Erweiterungsverhältnis.....	10
2.2.4 Volumenstromverhältnis	10
2.3 Strukturelle Beschreibung der Drallströmungen	11
2.3.1 Theorie der Drallströmungen	11
2.3.2 Vortex Breakdown	13
2.4 Ausgewählte Experimente für die Turbulenzmodellierung	15
2.5 Mathematische Generierung von Einlassdaten.....	16
2.6 Physikalische Beschreibung der Vermischung	17
3 Drallbrennermodell	19
3.1 Auslegungskriterien des Drallbrennermodells.....	19
3.1.1 Abmaße des Drallbrennermodells.....	20
3.1.2 Betriebsparameter des Drallbrennermodells	21
3.2 Modularer Aufbau des Drallbrennermodells.....	22
3.2.1 Vorkammer.....	22
3.2.2 Einlaufsektion.....	23
3.2.3 Flammrohr	25
3.2.3.1 Werkstoffwahl.....	26
3.2.3.2 Optische Zugänge.....	26
3.2.4 Maßnahmen zur Reflexionsverminderung.....	27
3.2.5 Charakteristik des Drallgenerators	27
3.2.6 Einlaufdüse.....	29
3.2.7 Radialgebläse	30
3.2.8 Volumenstrommessung.....	31
3.2.9 Maßnahmen zur Schwingungsverminderung.....	36

4	Bestimmung der Einlaufbedingungen mittels der Laser-Doppler-Technik (LDA).	37
4.1	Messprinzip der Laser-Doppler-Technik	37
4.2	Anforderungen an die Laser-Doppler-Technik	38
4.2.1	Bragg-Zelle	38
4.2.2	Messvolumengeometrie	38
4.2.3	Partikelcharakteristik	40
4.2.4	Optimierung der Streuintensität	41
4.2.5	Optischer Zugang an gekrümmten Oberflächen	41
4.3	Verwendete Messtechnik und Durchführung	42
4.4	Ausgewählte Messebenen	44
4.5	Überprüfung der Rohdaten	45
4.5.1	Doppelsignale	45
4.5.2	Mechanische Schwingungen	45
4.6	Datenverarbeitung	46
4.7	Ergebnisse und Diskussion der LDA-Messungen	50
4.7.1	Ergebnisse im Hauptrohr	50
4.7.2	Ergebnisse im Koaxialrohr	52
4.7.3	Reynoldssche-Spannungen	58
4.7.4	Turbulente kinetische Energie	64
4.7.5	Massenstrom	66
4.7.6	Experimentelle Drallintensität	69
4.8	Zusammenfassung der LDA-Ergebnisse	71
5	Strömungsfeldmessung im Flammrohr mittels der Particle-Image-Velocimetry (PIV)	77
5.1	Messprinzip der PIV-Messtechnik	77
5.2	Verwendete Messtechnik und Durchführung	77
5.2.1	Ausgewählte Messebene	77
5.2.2	Nd:Yag-Laser	78
5.2.3	Digitalkamera und Messoptik	79
5.2.4	Signalprozessoren und Datenaufzeichnung	80
5.2.5	Laserlichtschnitt	80
5.2.6	Kalibrierung	81
5.2.7	„Out of axis“-Verfahren	82
5.2.8	Partikelcharakteristik	83
5.2.9	Durchführung der Datenverarbeitung „Post Processing“	83
5.2.9.1	Adaptive Korrelation	83
5.2.9.2	Dewarping und Resampling	84
5.2.9.3	Ermittlung der statistischen Daten	84
5.2.9.4	Statistische Stabilität	85
5.2.9.5	Reduzierung von „Out of Plane Loss“	87
5.3	Ergebnisse und Diskussion der PIV-Messungen	88
5.3.1	Geschwindigkeitsfelder/ -profile	89
5.3.1.1	Einfluss der Drallintensität	90
5.3.1.2	Einfluss des Volumenstromverhältnisses	93
5.3.2	Reynoldssche Spannungen	99
5.3.2.1	Einfluss der Drallintensität	100

5.3.2.2	Einfluss des Volumenstromverhältnisses.....	103
5.3.3	Stromlinienverläufe.....	106
5.4	<i>Zusammenfassung der PIV-Ergebnisse.....</i>	<i>108</i>
6	Messung des Vermischungsgrades mittels quantitativen Lichtschnittverfahrens (QLS).....	111
6.1	<i>QLS-Verfahren versus LIF-Verfahren.....</i>	<i>111</i>
6.2	<i>Physikalische Aspekte des QLS-Verfahrens.....</i>	<i>112</i>
6.2.1	Betrachtung eines einzelnen Stoffstroms.....	112
6.2.2	Relative Streulichtintensität.....	113
6.2.3	Elektromagnetische Streuung an Partikeln (Lorenz-Mie-Theorie).....	114
6.2.4	Einfluss der Streurichtung.....	114
6.2.5	Feldabhängige Strahlschwächung durch Extinktion.....	115
6.2.6	Korrektur der Extinktion mittels Leuchtkurven-Verfahren.....	117
6.2.7	Vielfachstreuung.....	118
6.2.7.1	Aktive Vielfachstreuung.....	118
6.2.7.2	Passive Vielfachstreuung.....	118
6.2.7.3	Abgrenzung zur Einfachstreuung.....	119
6.3	<i>Verwendete Messtechnik.....</i>	<i>119</i>
6.4	<i>Bildbearbeitung.....</i>	<i>122</i>
6.4.1	Korrektur der Messwertbilder.....	122
6.4.1.1	Streifenkalibrierung.....	123
6.4.1.2	Ermittlung des Winkeleinflusses.....	128
6.4.1.3	Korrektur der Laserleistungsdivergenz.....	131
6.4.2	Zeitlich aufgelöste Messung.....	133
6.4.3	Mittlung und Normierung der Messwertbilder.....	133
6.4.4	Bestimmung der Unvermischtheit „Unmixedness“.....	134
6.5	<i>Ergebnisse und Diskussion der QLS-Messungen.....</i>	<i>136</i>
6.5.1	Zeitlich gemittelte Konzentrationsfelder.....	136
6.5.2	Root Mean Square (RMS) der Konzentrationsfelder.....	141
6.5.3	Unvermischtheit „Unmixedness“.....	145
6.6	<i>Zusammenfassung der Messfehler.....</i>	<i>147</i>
6.7	<i>Zusammenfassung der QLS-Ergebnisse.....</i>	<i>148</i>
7	Zusammenfassung.....	151
7.1	<i>Forschungsergebnisse.....</i>	<i>151</i>
7.2	<i>Ausblick.....</i>	<i>152</i>
Anhang.....	153	
Verzeichnisse.....	157	
<i>Literatur.....</i>	<i>157</i>	
<i>Abbildungen.....</i>	<i>161</i>	
<i>Tabellen.....</i>	<i>168</i>	
Lebenslauf.....	169	

Formelzeichen und Symbole

Eine Mehrfachfachverwendung von Formelzeichen und Symbolen wurde bewusst gewählt, um den Bezug zur verwendeten Literatur herzustellen.

Abkürzungen (lateinische Buchstaben):

AKF	Autokorrelationsfunktion
AT	Arrival Time (Ankunftszeit)
CCD	Charge Coupled Device (ladungsgekoppeltes Halbleiterbauelement)
EXT	Extinktion
F	Flammrohr
HS	Hauptstrom
KKF	Kreuzkorrelationsfunktion
KS	Koaxialstrom
LDA	Laser-Doppler-Technik
MSa	Mehrfachstreuung aktiv
MSp	Mehrfachstreuung passiv
MTF	Modulationstransferfunktion
Norm.	normiert
Nd	Neodymium
PIV	Particle-Image-Velocimetry
QLS	Quantitatives-Laserlichtschnitt-Verfahren
RANS	Reynolds-Averaged-Navier-Stokes-Gleichungen
RSM	Reynoldssches Spannungsmodell
RMS	Root Mean Square
SNR	Signal-Rausch-Verhältnis
TT	Transit Time (Transitzeit)
UV	Ultraviolett
YAG	Yttrium-Aluminium-Granat

Symbole (lateinische Buchstaben)

a	[-]	Steigung
a_0, b_0, c_0	[mm]	Messvolumengröße
A	[mm ²]	Fläche
b	[-]	Ordinatenabschnitt
B	[mm]	Höhe der Kanäle in axialer Richtung
c_m	[-]	Massenstromkonzentration
c_N	[-]	lokale Teilchendichte
c_{sca}	[-]	Optische wirksame Querschnittsfläche „effektiver Streuquerschnitt“
C	[-]	Konzentrationsverteilung

C_{ij}	[-]	Konvektiver Transport
$Cov\{U, V\}$	[-]	Kovarianz
d_L	[mm]	Durchmesser des Laserstrahls
d_p	[μm]	Partikeldurchmesser
dP_L	[mJ]	Intensitätsverlust in Ausbreitungsrichtung des Strahls
D	[mm]	Durchmesser
D	[-]	Dunkelbildanteil
D_{ij}^v	[-]	Molekulare Diffusion
D_{ij}^t	[-]	Turbulente Diffusion
\dot{D}	[Nm]	Tangentialer-Impulsstrom
E	[-]	Aufweitungsfaktor
EV	[-]	Erweiterungsverhältnis zwischen Flammrohr und Brenneraustritt
f	[-]	Fiktiver Druckgradient
f	[mm]	Brennweite der Linse
f_s	[1/s]	Shiftfrequenz
G	[-]	Produktionsrate
d_h	[mm]	Hydraulischer Durchmesser
I	[mJ]	Intensität
I_L	[mJ/cm ²]	Energieflussdichte
$I_{L,MV}$	[mJ]	Leistung am Ende des Messvolumens
$I_{L,0}$	[mJ]	Leistung am Anfang des Messvolumens
\dot{I}	[N]	Axialimpulsstrom
k	[N]	Volumenkraft
k	[m ² /s ²]	Turbulente kinetische Energie
K_K	[-]	Korrelationskoeffizient
l	[mm]	Länge
L_Z	[mm]	Gegenstandsweite
m	[kg]	Masse
\dot{m}	[kg/s]	Massenstrom
n	[-]	Anzahl der Mole in der Allgemeinen Gaskonstante
n	[-]	Anzahl der Blockpaare
n	[-]	Anzahl der Laserimpulse
n	[-]	Komplexer Brechungsindex
N_f	[-]	Anzahl der Interferenzstreifen im Messvolumen
N_p	[-]	Anzahl der Streupartikel eines Durchmesserbereichs
p	[Pa]	Druck
\bar{p}	[Pa]	mittlerer Druck
P_{ij}	[-]	Produktion
P_L	[mJ]	Laserleistung
P_{sca}	[mJ]	Gestreute Lichtleistung eines Einzelpartikels
q_n	[-]	Partikeldichte
q_{sca}	[-]	Streuungseffizienz
r	[mm]	Radiale Koordinate
r_F	[mm]	Innenradius des Flammrohres
r_i	[mm]	Innerer Radius des Brenneraustritts

r_k	[mm]	Innenradius des Einlaufrohres des Koaxialstroms
P	[-]	Partikelverteilung
R	[-]	Reflexionsanteil
Re	[-]	Reynoldszahl
R	[mm]	Radius
R_0	[mm]	Äußerer Radius des Brenneraustritts
RF	[%]	Relative Luftfeuchtigkeit
S	[-]	Drallintensität
S	[-]	Streuungsfunktion
t	[s]	Zeit
T	[K]	absolute Temperatur
u', v', w'	[m/s]	Schwankungsgeschwindigkeiten
$\overline{u'_i u'_i}$	[m ² /s ²]	Hauptdiagonalelemente des Reynoldsschen Spannungstensors (Kartesische Indexnotation)
$\overline{u'^2}, \overline{v'^2}, \overline{w'^2}$	[m ² /s ²]	Hauptdiagonalelemente des Reynoldsschen Spannungstensors (Symbolische Schreibweise)
$\overline{u'_i u'_j}$	[m ² /s ²]	Nicht Hauptdiagonalelemente des Reynoldsschen Spannungstensors (Kartesische Indexnotation)
$\overline{u'v'}, \overline{u'w'}, \overline{v'w'}$	[m ² /s ²]	Nicht Hauptdiagonalelemente des Reynoldsschen Spannungstensors (Symbolische Schreibweise)
U, V, W	[m/s]	Über den Querschnitt gemittelte Geschwindigkeiten
$\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$	[m/s]	Zeitlich gemittelte Geschwindigkeit
V	[m ³]	Volumen
V	[-]	Messwertbild
\dot{V}	[m ³ /s]	Volumenstrom
w	[-]	Streuungswinkel/ Einfluss
X, Y, Z	[mm]	Kartesische Koordinate

Symbole (griechische Buchstaben)

β	[°]	Winkel zwischen den „tangentialen“ Kanälen und der radialen Richtung
δ	[°]	Diffusoröffnungswinkel
δ_f	[μ m]	Interferenzstreifenabstand
ΔI_L	[-]	Leistungsverlust
Δx_{MV}	[-]	Gegenstandsgröße
ε_{ij}	[-]	Dissipation
φ	[°]	Polarisationswinkel
ϕ	[-]	Allgemeine Variable
ϕ_{ij}	[-]	Druck-Scher-Korrelation
λ	[nm]	Wellenlänge des Lichts
ξ	[°]	Verstellwinkel des Blocksystems

ξ	[-]	Extinktion
η	[kg/(ms)]	Dynamische Viskosität
μ	[-]	Mittelwert
ν	[m ² /s]	Kinematische Viskosität
ν	[-]	Nabenverhältnis
ν	[1/s]	Ortsfrequenz
Π_{ij}	[-]	Geschwindigkeits-Druckgradienten-Tensor
Θ	[°]	Schnittwinkel der Laserstrahlen
ρ	[kg/m ³]	Luftdichte
σ^2	[-]	Varianz
σ	[-]	Standardabweichung
τ	[-]	Transmission
τ	[s]	Verweilzeit eines Partikels im Messvolumen
τ_B	[ms]	Belichtungszeit

Indizes (lateinische Buchstaben)

abs	absorbiert
b	Bezugsgröße
B	Belichtung
d	Dampf
E	Empfangslinse
F	Flammrohr
h	Hydraulischer Durchmesser
HS	Hauptstrom
i, j	Laufvariable
K	Koeffizient
KS	Koaxialstrom
L	Laserstrahl
m	gemessen
max	maximal
MTF	Modulationstransferfunktion
MV	Messvolumen
N	Normbedingungen
P	Partikel
sca	scattered (gestreut)
S	Sendelinse
t	tatsächliche Bedingungen
tr	trocken
x _M	Mie-Parameter
wo	vor der Linse

Indizes (griechische Buchstaben)

θ	in tangentialer Richtung
\tilde{h}_S	Streuwinkel

1 Einleitung

Im Maschinenbau sowie in der Verfahrenstechnik gewinnen drallbehaftete Strömungen zunehmend an Bedeutung, da die Eigenschaften dieser Strömungen auf vielfältige Weise genutzt werden können. So wird zum Beispiel die Ausbildung von Rezirkulationszonen (Vortex Breakdown) verdrallter Freistrahlen genutzt, um den Treibstoff fein und weiträumig zu verteilen und eine Flammstabilisation in Brennkammern zu erreichen. Das primäre Ziel ist dabei die Erhöhung des Ausbrandgrades und somit die Reduzierung der zu erwartenden Emissionen. Ferner werden stark verdrallte Strömungen in Zyklonen genutzt, um Gase von Partikeln zu reinigen.

Verdrallte Strömungen sind turbulent und besitzen aufgrund des Dralls stark gekrümmte Stromlinien. Strömungen mit solch komplexen Strukturen lassen sich analytisch nicht beschreiben. Um Strömungsphänomene innerhalb der Brennkammer wirtschaftlich zu untersuchen, ist der Einsatz moderner Strömungssimulationsverfahren eine Alternative zu kostspieligen und aufwendigen Experimenten. Hierzu werden numerische Berechnungsverfahren benötigt. Zur Beschreibung der kleinskaligen Strukturen der Strömung werden Turbulenzmodelle eingesetzt für deren Verifizierung und Validierung experimentelle Daten erforderlich sind. Hierbei sind charakteristische Strömungsgrößen wie Geschwindigkeitsfelder bzw. Geschwindigkeitsprofile, Reynolds gemittelte turbulente Größen und der Vermischungsgrad von großem Interesse. Die vorliegende Arbeit ist im Bereich der Grundlagenforschung eingeordnet und liefert einen Beitrag zur Theorie und zum Verständnis der Vermischungsvorgänge im Flammrohr von Brennkammern. Zur Bestimmung dieser für die Numerik essentiellen Randbedingungen und zur Validierung wurde ein Drallbrennermodell aufgebaut mit dem unter realitätsnahen Bedingungen isotherme Strömungsuntersuchungen im Flammrohr experimentell reproduziert werden können. Zur Erfassung der Strömungsgrößen kamen optische Lasermessverfahren zum Einsatz. Der Vorteil aller eingesetzter Messverfahren liegt in der berührungslosen und somit störungsfreien Erfassung der relevanten Größen. Die Innovationen liegen in der Kombination heute schon eingesetzter sowie weiterentwickelten Messverfahren. Dabei wurden die Vorzüge verschiedener Messverfahren kombiniert. Die Laser-Doppler-Anemometrie (LDA) zeichnet sich durch eine hohe zeitliche Auflösung der punktuellen Messung aus. Die Particle-Image-Velocimetry (PIV) lässt eine Aussage über die zweidimensionale Struktur der Strömung zu. Die Konzentrationsmessung auf der Basis des quantitativen Laserlichtschnittverfahrens (QLS) gibt Auskunft über den Vermischungsgrad innerhalb des Flammrohres, wie in *Voigt* (1999) beschrieben.

1.1 Ziele der Arbeit

Die Arbeit war in das Schwerpunktsprogramm "Turbulente Strömungen in der Energietechnik" als ein Teilprojekt V2 des Verbundvorhabens (BMBF-Projekt) integriert, das die Untersuchungen der Strömungen mit starker Stromlinienkrümmung in den Vordergrund stellte. Die Entwicklung der Technologie Verbrennung erfordert ein hohes Maß an Interdisziplinarität experimenteller und numerischer Methoden. Die vorliegende Arbeit stellt die Ermittlung einer umfangreichen und zuverlässigen Datenbasis für die Verifizierung und Validierung der weiter unten beschriebenen Berechnungsmethoden in den Vordergrund. Detaillierte Informationen über Randbedingungen bzw. Einlassdaten bei definierten vorgegebenen Parametern lassen die Physik der Strömung besser verstehen. Die experimentelle Erfassung der Physik der Strömung und Vermischung in einem „Flammrohr“ (Brennkammeraerodynamik) unter realitätsnahen Bedingungen (typische Reynoldszahlen, Drallintensitäten, Expansionsverhältnis und Brennkammerabmessungen) stellten die Hauptziele dieser Untersuchungen dar. Aus diesem Grund wurde am Fachgebiet Strömungslehre und Aerodynamik der Technischen Universität Darmstadt ein Prüfstand aufgebaut, mit dem die realitätsnahen Betriebsparameter eingestellt werden können.

Die Arbeitsziele sind:

- Aufbau des Drallbrennermodells und Installation der Laser Messtechnik
- Messung der Einlaufbedingungen mit der LDA-Messtechnik
- Messung der Geschwindigkeitsfelder und turbulenten Größen im „Flammrohr“ mit der PIV-Messtechnik
- Ermittlung der Vermischung von Koaxialstrom (Oxidator) und Hauptstrom (Brennstoff) (wie, QLS)
- Untersuchung des Vermischungsgrades
- Weiterentwicklung optischer Messverfahren zur Konzentrationsmessungen auf der Basis der Mie-Streuung (QLS-Verfahren)
- Generierung eines Softwarepakets für die Bildverarbeitung

1.2 Motivation der Arbeit

Die Motivation der vorliegenden Arbeit ergibt sich in der experimentellen Erfassung von komplexen Strömungen, wie Sie in zahlreichen Technischen Anwendungen vorkommen. Probleme treten insbesondere in folgenden Situationen auf:

- Strömungen mit Ablösung
- Auftriebsgetriebene Strömungen
- Strömungen mit starker Stromlinienkrümmung
- Strömungen über gekrümmte Oberflächen
- Rotierende Strömungen

- Strömungen mit plötzlicher Änderung der mittleren Dehnungsrate (Scherschichten)
- Verifikationsexperimente können an wesentlich einfacheren Modellen erfolgen
- Einfachere Modelle sind wirtschaftlicher, gegenüber einer vollständigen experimentellen Vermessung
- Reduzierung von Emissionen durch optimale Vermischung der Edukte innerhalb der Brennkammer

Das Lösen der Navier-Stokesschen-Gleichungen ist schwierig bzw. unmöglich, da die direkte numerische Simulation mit der heutigen Computertechnologie ein unlösbares Zeitproblem darstellt. Die schlechte Relation zwischen - Aufwand, Zeit und Nutzen - erfordert andere Lösungswege. Die Auswege liegen in der optischen Lasermesstechnik und in andere numerische Modelle.

2 Stand der Forschung

2.1 Physik und Beschreibung von Drallströmungen

Drallströmungen werden in der Natur in Form von Tornados beobachtet und sind in technischen Anwendungen weit verbreitet:

- im Flammrohr von Flugtriebwerken
- in Wärmetauschern
- in Sprühtrocknern
- beim Klassieren von Partikeln in Zyklonen
- bei Verbrennungsanlagen (Drallbrenner)
- in Verbrennungsmotoren (einlassinduzierte Drallströmung in Dieselmotoren)
- in Turbomaschinen und Transportsystemen (Pipelines).

Dreh- oder Drallströmungen finden beim Mischungsprozess unterschiedlicher Gasströme Anwendung. Die Beschleunigung des Mischungsvorganges wird durch eine Überlagerung der zusätzlichen Umfangsgeschwindigkeitskomponenten erzielt, indem diese den mittleren Geschwindigkeitsgradienten und die damit verbundene Turbulenzproduktion erhöht. Die Steigerung der Mischungsintensität kann bei größerem Drall durch die Ausbildung einer inneren Rezirkulationszone erreicht werden, durch die wiederum die Geschwindigkeitsgradienten und somit die Turbulenzproduktion erhöht wird.

Die rein aerodynamischen Vorgänge führen zu einer verschleißarmen Stabilisierung der Flamme. Hohe Reaktionsdichte, d. h. hohe Last- und Luftzahlbereiche führen zu einer guten Flammenstabilität und zum schnellen Ausbrandgrad. Hierfür bildet die hinreichend genaue Modellierung des isothermen Strömungs- und Mischungsfeldes eine wichtige Grundlage. Im Hinblick auf die Vielfalt der auftretenden Strömungs- und Turbulenzphänomene sind rotierende und drallbehaftete Strömungen von besonderer wissenschaftlicher Relevanz. Die grundlegenden Einflüsse der Rotation bzw. des Dralls auf die Turbulenz wurden anhand der experimentellen und numerischen Untersuchungen homogener Strömungen festgestellt (z.B. *Wigeland* und *Nagib* 1978, *Bardina et al.* 1985, *Jacquin et al.* 1990). Die Struktur der strahlförmigen Brennkammereinströmung wurde isoliert in Form eines freien, verdrallten Strahls experimentell und numerisch untersucht von *Ribeiro und Whitelaw* (1980), *Farokhi et al.* (1989), *Fu et al.* (1988) und *Landenfeld et al.* (1997). Der infolge der Krümmung und Verzweigung der langen Rohrleitungen entstandene Drall wurde in Arbeiten von *Kitoh* (1991) und *Parchen* und *Steenbergen* (1998) experimentell und numerisch ermittelt. Von besonderem Interesse sind die Strömungen in den Drallbrennern. Die für die Entwicklung und Validierung von numerischen Berechnungsverfahren am häufigsten herangezogenen Arbeiten in diesem Bereich sind die experimentellen Untersuchungen von *Roback und Johnson* (1983), *So et al.* (1984) und *Nejad et al.* (1989). Während *Roback und Johnson* (1983) und *So et al.* (1984) die Geometrie des sog. Single Tuboannular Combustor untersuchten, bei der die verdrallte Einströmung der Sekundärluft durch ein ringförmiges Rohr erfolgte, behandelten

Nejad et al. (1989) eine in eine plötzliche Rohrerweiterung expandierte Drallströmung. Die betrachteten Drallintensitäten ($S = 0, 4 \dots 2, 24$) und Erweiterungsverhältnisse ($EV = 0, 0 \dots 2, 0$) erlaubten nicht die Durchführung einer systematischen Analyse und eines direkten Vergleiches der gewonnenen Ergebnisse. Dabei wurden die Messungen aller drei Geschwindigkeitskomponenten sowie aller sechs Reynoldsspannungskomponenten innerhalb der Brennkammer durchgeführt. Dieses wurde nicht im Eintrittsrohr gemessen, was die Vorgabe der Geschwindigkeitsprofile und insbesondere turbulenter Größen im Rahmen jeder numerischen Simulation erheblich erschwert. Dieses kann zu unzuverlässigen Ergebnissen führen. Ergänzend zu den Strömungs- und turbulenten Größen wurde die Vermischung zweier Strahlen behandelt. Dabei wurden Laser-Induzierte-Fluoreszenz (LIF) von *Roback* und *Johnson* (1983) sowie Hitzdraht-Konzentrationsproben von *So et al.* (1984) eingesetzt, um den Vermischungsgrad und die Schwankungskomponenten der Konzentration (ferner Skalarflüsse) zu bestimmen.

2.1.1 Statistische Turbulenzmodellierung

Technisch interessierende Strömungen sind in den meisten Fällen turbulent. Sie sind dadurch gekennzeichnet, dass sie zusätzlich zu der Hauptströmungsbewegung unregelmäßige hochfrequente, räumliche und zeitliche Schwankungen der Strömungsgrößen haben. Auch wenn die Hauptströmungsbewegung stationär und gegebenenfalls auch zweidimensional ist, so ist die wahre turbulente Strömung von stochastischem Charakter, instationär, dreidimensional, wirbelbehaftet und dissipativ. Die turbulente Strömung beeinflusst maßgebend die charakteristischen Strömungsphänomene in Brennkammern.

Sie tritt auf in Form von:

- Ablösungen bzw. Separationen
- Rotierenden bzw. verdrallten Strömungen
- Rezirkulationszonen
- Scherströmungen

Ihre numerische Behandlung findet sich u.a. im Lehrbuch Numerik im Maschinenbau von *Schäfer* (1998). Soll eine turbulente Strömung numerisch beschrieben werden, so muss die räumliche, wie auch die zeitliche Diskretisierung des Rechenverfahrens fein genug sein um die turbulenten Schwankungen vollständig aufzulösen. Je größer die Reynoldszahl der betrachteten Strömung ist, umso kleiner werden die turbulenten Wirbel und ihre „Lebensdauer“ sinkt. Daraus folgt, dass bei großen Reynoldszahlen besonders feine Auflösungen des Rechengebietes notwendig werden und die Zeitschritte der instationären Rechnung immer kleiner werden müssen. Der numerische Aufwand und die benötigte Rechenkapazität steigen so stark an, dass auch bei heutigen Superrechnern schnell die Leistungsgrenzen erreicht werden und technisch interessante Strömungen nicht mit der sogenannten Direkten Numerischen Simulation (DNS) beschrieben werden können. Neben der DNS gibt es zwei weitere Möglichkeiten turbulente Strömungen numerisch zu berechnen. Die erste, die Grobstruktursimulation (Large Eddy Simulation, LES), löst das Problem, indem mit Hilfe eines Filters zwischen großen und kleinen Strukturen der turbulenten Bewegungen unterschieden wird. Die großen Strukturen (Large Eddys) werden direkt und vollständig mit

dem Gitter und den Zeitschritten erfasst. Kleinere Strukturen werden modelliert und nicht direkt berechnet.

Diese Arbeit liefert die experimentelle Daten, welche einer statistische Beschreibung der Strömungsphysik genügen. Hierbei wird die Annahme getroffen, dass die turbulenten Bewegungen sich statistisch beschreiben lassen. Das Ergebnis eines Mittelungsprozesses ist eine mittlere Strömungsgeschwindigkeit, der eine statistische Geschwindigkeitsschwankung überlagert ist. Aus diesem Ansatz resultieren die sogenannten RANS-Gleichungen (Reynolds-Averaged-Navier-Stokes-Gleichungen).

2.1.1.1 Reynolds-Spannungs-Modell

Die Idee der statistischen Turbulenzmodellierung ist, dass die wahre zeitabhängige Geschwindigkeit sich aus einem konstanten Mittelwert und einer hochfrequenten Schwankung zusammensetzt. Der Mittelwert kann entweder statistisch stationär oder statistisch instationär sein (Abbildung 2.1), Schäfer (1998).

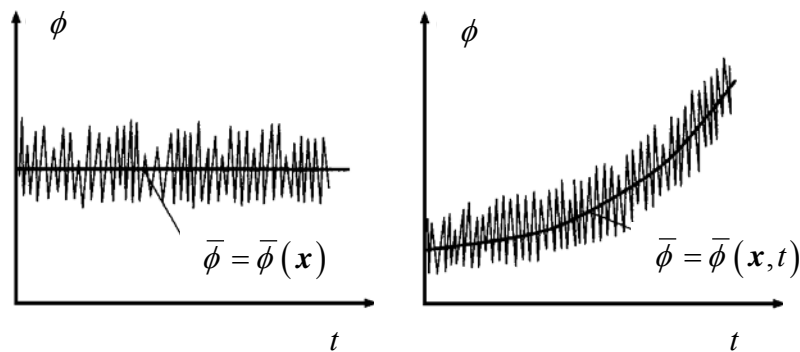


Abbildung 2.1: Statistisch stationär (links) und statistisch instationär (rechts)

Im statistisch stationären Fall folgt für die allgemeine Variable ϕ

$$\phi(\mathbf{x}, t) = \bar{\phi}(\mathbf{x}) + \phi'(\mathbf{x}, t) \quad (2.1)$$

Der Mittelwert wird definiert mit

$$\bar{\phi}(\mathbf{x}) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} \phi(\mathbf{x}, t) dt \quad (2.2)$$

Um mit Hilfe dieses Ansatzes gemittelte Transportgleichungen zu erhalten, werden alle auf diese Weise gemittelten Größen in die entsprechende Transportgleichung eingesetzt.

Die anschließende zeitliche Mittlung und eine Umstellung mit Hilfe der aus der Kontinuitätsgleichung folgenden Beziehung

$$\frac{\partial}{\partial x_j}(u'_i u'_j) = u'_j \frac{\partial}{\partial x_j}(u'_i) \quad (2.3)$$

führt auf die Reynoldsschen-Gleichungen:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial(\rho \bar{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\rho \bar{u}_i \bar{u}_j + \rho \overline{u'_i u'_j} - \mu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] + \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} = \rho f_i \quad (2.5)$$

Durch den Mittlungsprozess treten in den Gleichungen neben den mittleren Strömungsgrößen neue unbekannte Terme $\rho \overline{u'_i u'_j}$ auf. Durch die Umformung der Gleichung (2.5) und die Vernachlässigung der Volumenkraft f_i ergibt sich Gleichung (2.7). Auf der linken Seite steht der Impuls des Fluides und auf der rechten Seite die ihn ändernden Kräfte.

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.6)$$

$$\frac{D(\rho \bar{u}_i)}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \bar{p} \delta_{ij} + \rho \overline{u'_i u'_j} \right] \quad (2.7)$$

Aus dieser Betrachtung wird die naheliegende Interpretation der Terme $\rho \overline{u'_i u'_j}$ als Spannungen deutlich. Die Terme $\rho \overline{u'_i u'_j}$ werden als Reynoldssche-Spannungen oder turbulente Scheinspannungen bezeichnet. Sie stellen gemittelte Impulsflüsse pro Flächeneinheit dar und rufen an den jeweiligen Flächen eine Kraft hervor. Der Reynoldssche-Spannungstensor ist symmetrisch, weshalb zu den bisherigen Unbekannten des Gleichungssystems weitere sechs statt neun Unbekannte hinzukommen.

2.1.1.2 Randbedingungen für turbulente Strömungen

Das beschriebene RANS Modell soll das Verständnis für das experimentelle Vorhaben verdeutlichen und die Notwendigkeit von Messdaten zur Verifizierung und Validierung statistischer Turbulenzmodelle aufzeigen. Geeignete Messverfahren basierend auf der Lasermesstechnik kamen zum Einsatz, um die Strömung berührungslos und somit störungsfrei zu erfassen. Die Verwendung „Evidenter Randbedingungen“ ist ein wichtiger Gesichtspunkt bei der Benutzung statistischer Turbulenzmodelle zur Berechnung turbulenter Strömungen. Hierzu werden zur Vorhersage der Strömung innerhalb des Flammrohres

sämtliche statistischen Größen vor dem Flammrohrboden aber auch innerhalb des Flammrohres benötigt.

2.2 Dimensionslose Kennzahlen

Die Charakteristik von drallbehafteten Strömungen lässt sich durch dimensionslose Kennzahlen beschreiben.

2.2.1 Reynoldszahl

Einer der wichtigsten dimensionslosen Größen ist die Reynoldszahl, die das Verhältnis der Trägheitskräften zu den Zähigkeitskräften wiedergibt. In die Reynoldszahl für Drallströmungen gehen eine Geschwindigkeit, die Zähigkeit und eine charakteristische Länge ein. Für die Geschwindigkeit wird die mittlere Axialgeschwindigkeit der drallbehafteten Strömung \bar{u} gewählt. Als Längenmaß wird üblicherweise der Rohr- oder der Düsendurchmesser d gewählt. Die Dichte ρ und schließlich die dynamische Viskosität η des Fluides vervollständigen die Reynoldszahl. Mit der Definition der kinematischen Viskosität:

$\nu = \frac{\eta}{\rho}$ ergibt sich für einen Kreisquerschnitt:

$$Re = \frac{\rho \bar{u} d}{\eta} = \frac{\bar{u} d}{\nu} \quad (2.8)$$

Für Rohre mit nicht kreisförmigem Querschnitt führt man im Vergleich mit dem Druckverlust des Kreisrohres den äquivalenten oder hydraulischen Durchmesser d_h ein:

$$d_h = \frac{4A}{s} \quad (2.9)$$

wobei A die Querschnittsfläche und s die benetzte Umfangslänge des Querschnitts ist. Für den Kreisquerschnitt ist $d_h = d_a$, für den Ringquerschnitt mit den Außenradius r_a und den Innenradius r_i bzw. den Außendurchmesser d_a und den Innendurchmesser d_i gilt:

$$d_h = \frac{4\pi(r_a^2 - r_i^2)}{2\pi(r_a - r_i)} = d_a - d_i \quad (2.10)$$

2.2.2 Drallzahl

Das Maß für die quantitative Beschreibung der Drallintensität ist die Drallzahl S . Um die Intensität des Dralls einordnen zu können bilden *Beer* und *Chigier* (1972) bei ihrer Methode das Verhältnis des tangentialen Impulsstromes

$$\dot{D} = 2\pi \int_{R_i}^{R_a} \rho \bar{u} \bar{w} r^2 dr \quad (2.11)$$

zum Axialimpulsstrom

$$\dot{I} = 2\pi \int_{R_i}^{R_a} \rho \bar{u}^2 r dr \quad (2.12)$$

Um ein dimensionsloses Verhältnis zu erhalten, muss der Axialimpulsstrom noch mit einer charakteristischen Länge multipliziert werden. Dafür wird der Radius R des Koaxialrohres gewählt. Für die dimensionslose Größe S ergibt sich:

$$S = \frac{\dot{D}}{R \dot{I}} = \frac{\int_{R_i}^{R_a} \rho \bar{u} \bar{w} r^2 dr}{R \int_{R_i}^{R_a} \rho \bar{u}^2 r dr} \quad (2.13)$$

2.2.3 Erweiterungsverhältnis

Das Erweiterungsverhältnis gibt das Verhältnis des Rohrdurchmessers des Flammrohres D_F zum Durchmesser des Koaxialstromes D_{KS} an und ist bei Betrachtung verdrahter Strömungen nach plötzlichen Querschnittserweiterungen anzugeben.

$$EV = \frac{D_F}{D_{KS}} \quad (2.14)$$

2.2.4 Volumenstromverhältnis

Das Volumenstromverhältnis V gibt im Falle zweier koaxial verlaufender Ströme in der Einlassdüse das Verhältnis der beiden Volumenströme an:

$$V = \frac{\dot{V}_{KS}}{\dot{V}_{HS}} \quad (2.15)$$

Mit diesen vier dimensionslosen Parametern lassen sich die in dieser Arbeit betrachteten Strömungen im Drallbrennermodell hinreichend genau charakterisieren. Nachdem die Kenngrößen zur Charakterisierung der Strömung bekannt sind, wird im Folgenden eine typische Drallbrennerströmung und ihr Zustandekommen genauer betrachtet. Das Hauptinteresse der hier betrachteten Strömungen gilt dem Phänomen, das in der Literatur als Vortex Breakdown bezeichnet wird.

2.3 Strukturelle Beschreibung der Drallströmungen

2.3.1 Theorie der Drallströmungen

Die numerische Beschreibung drallbehafteter Strömungen sind besonders anspruchsvoll. Die Schwierigkeit besteht in der Komplexität der Hauptströmung, die die Annahme zur Herleitung der meisten Turbulenzmodelle, das Vorhandensein einer einzelnen dominanten Scherrate, widerlegt. Eine typische drallbehaftete Rohrströmung zeigt Abbildung 2.2.

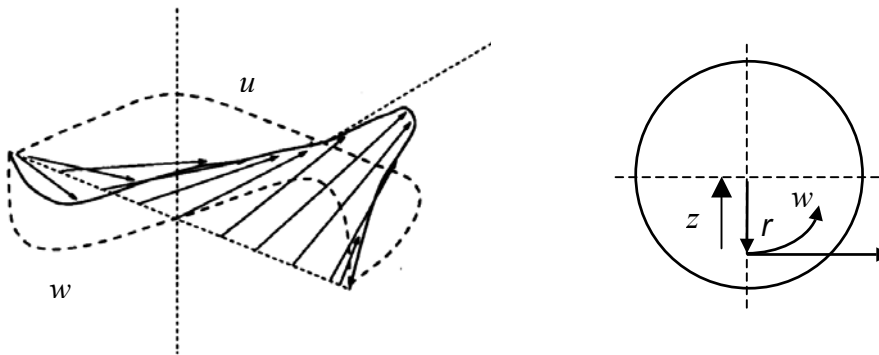


Abbildung 2.2: Drallbehaftete Rohrströmung, *Steenbergen* (1995)

Darin ist u die Axialgeschwindigkeit und w die Umfangsgeschwindigkeit. Aus dieser Darstellung wird deutlich, dass die verdrehte Strömung aus einzelnen Komponenten besteht, die schon bei separatem Auftreten physikalisch komplex sind. Die Hauptschwierigkeit besteht im Auftreten mehrerer Scherungen. In Drallströmungen treten folgende Scherspannungen auf:

$$S_{xr} = \frac{\partial U}{\partial r} \quad (2.16)$$

$$S_{\phi r} = \frac{\partial W}{\partial r} - \frac{W}{r} \quad (2.17)$$

Einfache Turbulenzmodelle sind lediglich auf das Auftreten der Scherung S_{xr} abgestimmt. Drallbehaftete Strömungen können allgemein in achsensymmetrische und in nicht achsensymmetrische Strömungen unterteilt werden. Asymmetrien können verschiedene Ursachen haben. Der Drall kann durch eine nicht achsensymmetrische Geometrie erzeugt werden. Aber auch bei symmetrischer Geometrie können instationäre Drallströmungen durch sogenannte Kerneffekte asymmetrisch werden und schließlich können Strömungen mit Rezirkulationszonen oder sogenannten „Vortex Breakdown“-Erscheinungen bei bestimmten Konfigurationen instationär und damit asymmetrisch werden.

Die Instationaritäten der Strömungen in Drallbrennern sind in der Regel sehr hochfrequent und können daher nicht vollständig mit Turbulenzmodellen erfasst werden die auf der Reynoldsschen-Mittelung beruhen. Weiterhin sind Instationaritäten nur bei dreidimensionalen Rechnungen zu erwarten. Diese instationär zu rechnen, überschreitet die verfügbaren

Rechenkapazitäten bzw. die zur Verfügung stehende Zeit. Durch Instationaritäten im Koaxialstrom sind Asymmetrien der Strömung innerhalb des Koaxialstroms zu erwarten. Die vollständigen Reynoldsschen-Gleichungen in Zylinderkoordinaten lauten unter Annahme der Achsensymmetrie.

In axialer Richtung

$$\frac{\partial}{\partial x} u^2 + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (ruv) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} \right) - \left(\frac{\partial}{\partial x} \overline{u'u'} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \overline{u'v'} \right) \quad (2.18)$$

In radialer Richtung

$$\frac{\partial}{\partial x} (uv) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rv^2) - \frac{w^2}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} + \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial r^2} + \frac{\partial v}{\partial r} \frac{1}{r} \right) - \left(\frac{\partial}{\partial x} \overline{u'v'} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \overline{rv'v'} - \frac{\overline{w'w'}}{r} \right) \quad (2.19)$$

In Umfangsrichtung

$$\frac{\partial}{\partial x} (uw) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 vw) = \mu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^3 \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{w}{r} \right) \right) \right) - \left(\frac{\partial}{\partial x} \overline{u'w'} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2 \overline{v'w'} \right) \quad (2.20)$$

Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial rv}{\partial r} = 0 \quad (2.21)$$

Wenn vollausbildete Drallströmungen in einem zylindrischen Rohr betrachtet werden, lassen sich die Gleichungen stark vereinfachen. Die Vereinfachungen ergeben sich aus folgenden Annahmen:

- vollständig ausgebildete Strömung, wodurch Ableitungen in x-Richtung entfallen
- die radiale Strömungsgeschwindigkeit ist Null
- rotationssymmetrische Strömung, wodurch Ableitungen in Umfangsrichtung entfallen.

Lediglich der Druckgradient in x-Richtung bleibt als antreibende Kraft der Strömung erhalten. Daraus ergeben sich die folgenden Gleichungen:

In axialer Richtung

$$\frac{1}{r} \mu \frac{\partial^2}{\partial r^2} (ru) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (-\rho r \overline{u'v'}) + f_x = 0 \quad (2.22)$$

In radialer Richtung

$$\frac{w^2}{r} + \frac{w'^2}{r} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} rv'^2 \quad (2.23)$$

In Umfangsrichtung

$$\frac{1}{r} \mu \frac{\partial^2}{\partial r^2} (rw) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (-\rho r \overline{v'w'}) - \rho \frac{\overline{v'w'}}{r} + f_\theta = 0 \quad (2.24)$$

2.3.2 Vortex Breakdown

Um die Vermischungsvorgänge innerhalb des Flammrohres zu verstehen, werden Kenntnisse über die Ausbildung der Rezirkulationszone, die als Vortex Breakdown bezeichnet wird, vorausgesetzt. Obwohl diese Erscheinung seit einigen Jahrzehnten Thema vieler theoretischer Untersuchungen ist, gibt es bis heute keine umfassende Theorie zu ihrer Beschreibung. Eine Rezension über das Thema Vortex Breakdown der letzten 45 Jahre geben *Lucca-Negro* und *Doherty* (2001) wieder. In dieser Veröffentlichung wurden sechs verschiedene Typen des Aufplatzens von Wirbeln bzw. Blasen vorgestellt. Der für die Verbrennung wichtigste Typ, der für eine plötzliche Querschnittserweiterung auftretende Fall wurde untersucht. Durch den Drall entsteht im Einlassrohr ein radialer Druckgradient. Die ihn verursachenden Fliehkräfte im zirkulierenden Fluid erzwingen beim plötzlichen Fehlen der äußeren Wand, also nach einer plötzlichen Querschnittserweiterung oder dem Austreten eines Freistrahles, eine Divergenz des Strahles. Die Divergenz des Strahles bewirkt stromabwärts eine Abnahme der Axialgeschwindigkeit und damit einen positiven Druckgradienten. Gleichzeitig bewirkt die Divergenz des verdrallten Strahles, in Bezug auf die Erhaltung des Drehimpulses, stromabwärts eine Abnahme der Umfangsgeschwindigkeit. Diese wiederum verringert in Strömungsrichtung gesehen den radialen Druckgradienten gemäß Gleichung (2.24), wodurch der positive Druckgradient entlang der Achse verstärkt wird und damit auch die Divergenz der Stromlinien vergrößert. Dieser, sich selbst verstärkende Wirkungskreis, kann bei ausreichender Ausprägung einen freien Staupunkt auf der Achse nahe der Düse erzeugen, wenn der positive axiale Druckgradient gerade den dynamischen Axialimpuls kompensiert. Das Ablösegebiet schließt sich und die Strömung wird instabil und turbulent.

Abbildung 2.3 zeigt die schematische Darstellung der Strömungsvorgänge im Drallbrennermodell. Dem inneren Strom wird eine verdrallte Strömung aufgeprägt. Unmittelbar am Düsenaustritt der verdrallten Strömung des Ringspaltens bildet sich eine Scherschicht aus. Diese stellt den Übergangsbereich zwischen der äußeren stromabwärts fließenden Strömung und der inneren stromaufwärts fließenden Strömung dar. Die Bildung der Rezirkulationszone entsteht, indem der Axialimpuls des inneren Stroms möglichst schnell abgebaut wird und sich somit ein freier Staupunkt auf der Symmetrieachse ausbilden kann. Es wird das Ergebnis des Experiments (zeitlich gemittelte Axialgeschwindigkeit, Konturplot) mit dem numerischen Ergebnis verglichen (Stromlinienverlauf). Bei der Betrachtung einer Momentaufnahme ist die Komplexität der Strömung weitaus größer. Die Strömung ist spiralförmig, mit einem um die Mittelachse oszillierenden Mittelpunkt. Die Erscheinungsformen, wie spiralförmige Formen und eine Doppelhelix wurden auch von *Faler* und *Leibovich* (1977) beobachtet.

Folgende gängige Theorien zur Erklärung des Phänomens Vortex Breakdown sind in der Literatur zu finden. *Hall* (1967) und *Grabowski* und *Berger* (1976) betrachten das

Wirbelaufplatzen als innere Strömungsablösung, *Ludwig* (1962) als Folge einer hydrodynamischen Instabilität gegenüber spiralförmigen Störungen. *Benjamin* (1962) macht eine Analogie zum hydraulischen Sprung in offenen Flachwassergerinnen als un stetigen Übergang zwischen einem superkritischen und einem konjugierten subkritischen Strömungszustand. Dabei besteht ein Impulsüberschuss der subkritischen Strömung, der beim verlustfreien Wirbelaufplatzen durch die Ausbildung stehender Trägheitswellen und bei einer starken Transition letztlich durch Turbulenzproduktion kompensiert wird. *Keller et al.* (1988) weisen ergänzend auch die Kombinationen der verlustfreien und dissipativen Transition nach. Im subkritischen Bereich können stehende Wellen, Strömungen stromaufwärts transportieren, während diese in der superkritischen Strömung stromab „weggeschwemmt“ werden. Nachteile dieses Erklärungsansatzes bestehen darin, dass damit weder das Auftreten noch der genaue Ort des Wirbelaufplatzens vorhergesagt werden können.

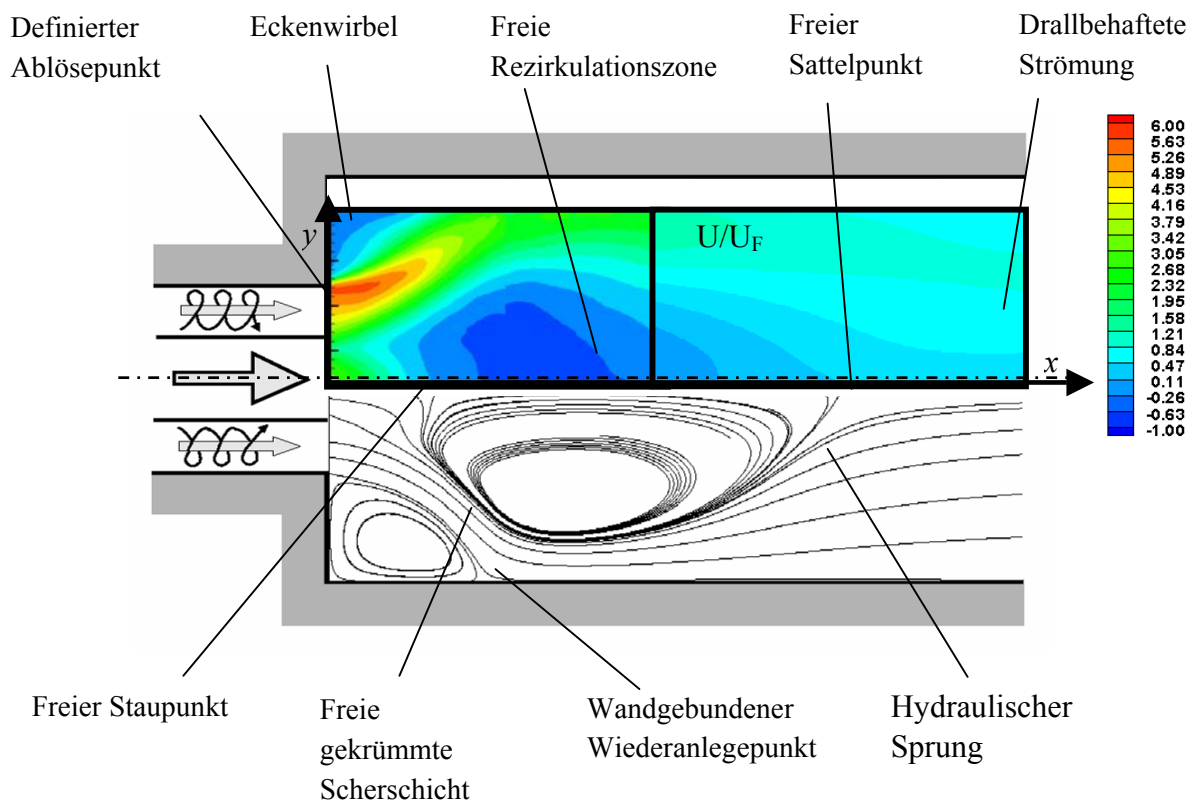


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung der Strömungsvorgänge im Drallbrennermodell

2.4 Ausgewählte Experimente für die Turbulenzmodellierung

Entscheidende Testfälle für die Entwicklung und Validierung von numerischen Berechnungsverfahren sind die experimentellen Untersuchungen von *Roback* und *Johnson* (1983), *So et al.* (1984) und *Nejad et al.* (1989). Das Experiment von *Roback* und *Johnson* (1983) wurde im Rahmen eines NASA-Programms durchgeführt. Das Prinzip beruht auf der Geometrie eines „Single Tuboannular Combustion Chamber“ (siehe Abbildung 2.4). Während *Roback* und *Johnson et al.* (1983), bei der die verdrehte Einströmung der Sekundärluft durch ein ringförmiges Rohr erfolgte, experimentell untersuchten, behandelten *Nejad et al.* (1989) eine in eine plötzliche Rohrerweiterung expandierte Drallströmung (siehe Abbildung 2.5). Dabei wurden die Messungen aller drei Geschwindigkeitskomponenten sowie aller sechs Reynoldsschen Spannungskomponenten innerhalb der Brennkammer durchgeführt. Im Fall von *So et al.* (1984) wurde die Einströmung ohne plötzliche Querschnittserweiterung in einem Rohr fortgeführt (Abbildung 2.6).

Roback & Johnson (1983):

- Drall, Vermischung
- $EV = 2,0$, $S = 0,41$, $Re = 4.75 \times 10^4$

Volumenstromverhältnis beträgt $\bar{V}_{KS} / \bar{V}_{HS} = 8,5$

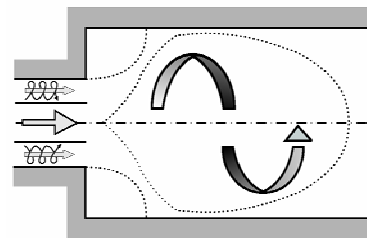


Abbildung 2.4: Versuchsbedingungen *Roback & Johnson* (1983), Quelle: *Jakirlić et al.* (2003)

Nejad et al. (1989):

- Drall
- $EV = 1,5$, $S = 0,3 \dots 0,5$, $Re = 1,24 \times 10^5$

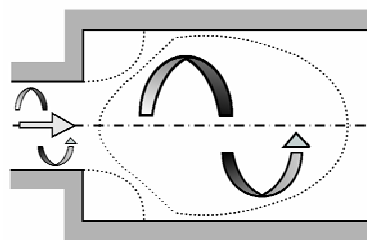


Abbildung 2.5: Versuchsbedingungen *Nejad et al.* (1989), Quelle: *Jakirlić et al.* (2003)

So et al. (1984):

- Drall, Vermischung
- $EV = 1,0$, $S = 2,24$, $Re = 8,3 \times 10^4$

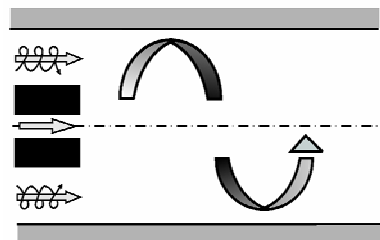


Abbildung 2.6: Versuchsbedingungen *So et al.* (1984), Quelle: *Jakirlić et al.* (2003)

Bei allen experimentellen Untersuchungen wurden die Einlassdaten im Eintrittsrohr nicht gemessen, was die Vorgabe der Geschwindigkeitsprofile und insbesondere turbulenter Größen im Rahmen jeder numerischen Simulation erheblich erschwert. Diese Randbedingungen sind für die numerischen Untersuchungen essentiell. Das Fehlen von Einlassdaten war u. a. ein Auslöser zur Erstellung einer Datenbasis, die zusätzlich die Geschwindigkeitsfelder und die Konzentrationsmessung im Flammrohr einschließt.

2.5 Mathematische Generierung von Einlassdaten

Wennerberg und *Obi* (1993) generierten die Einlassdaten, indem die Daten der ersten Messebene zurück extrapoliert und korrigiert wurden (Abbildung 2.7). Auf gleicher Weise wurden die Turbulenzgrößen in der Einlassebene bestimmt.

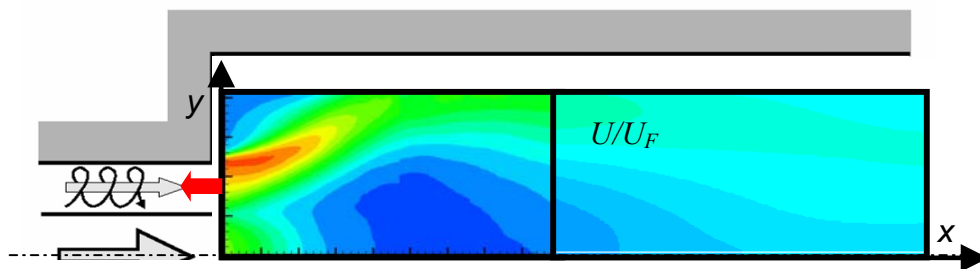


Abbildung 2.7: Extrapolierte und korrigierte Einlassdaten

Pierce und *Moin* (1998) gehen von einer verdrallten, vollentwickelten Rohrströmung aus. Für die Geschwindigkeitskomponenten gelten die Navier-Stokesschen Gleichungen. Die Drallintensität wird mit Hilfe eines fiktiven Druckgradienten in tangentialer Richtung eingestellt. Weiterhin wurde eine Korrektur in axialer Richtung erforderlich.

U-Geschwindigkeiten:

$$\frac{1}{r} \mu \frac{\partial^2 r U}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial(-\rho r \overline{uv})}{\partial r} + f_x = 0, \quad (2.1)$$

Fiktiver Druckgradient in axialer Richtung:

$$f_x = -\partial p / \partial x \quad (2.2)$$

W-Geschwindigkeiten:

$$\frac{1}{r}\mu\frac{\partial^2 rW}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial(-\rho r\overline{vw})}{\partial r} - \rho\frac{VW}{r} - \rho\frac{\overline{vw}}{r} + f_\theta = 0 \quad (2.3)$$

Fiktiver Druckgradienten in tangentialer Richtung:

$$f_\theta \propto \partial p / \partial \varphi \quad (2.4)$$

2.6 Physikalische Beschreibung der Vermischung

Die Vermischungsfähigkeiten der beiden Luftströme unter derartigen Strömungsbedingungen waren neben anderen Gegebenheiten von Interesse. Dabei zeigte sich die hervorragende Fähigkeit zur Vermischung zweier Stoffströme einer Brennkammerströmung mit Rezirkulation. Es wurde demonstriert, wie stark die Vermischung gegenüber Strömungen ohne Rezirkulationszone beschleunigt wird. *Holzäpfel* (1996) lieferte eine quantitative Bewertung des Beitrages, wonach die Reynoldsschen Schubspannungen durch drallinduzierte Strömungen um bis zu 800% erhöht wurden. Zur Bestimmung des Vermischungsgrades in einem realen Flammrohr reicht die Verweilzeit allein nicht aus. Das Auftreten von Vermischungseffekten auf molekularer Ebene und deren Ausmaß können zu einer Verringerung des Vermischungsgrades führen.

Das Homogenisieren mischbarer Fluide kann in Makro- und Mikromischen unterteilt werden. Das Mikromischen in der molekularen Größenordnung erfolgt durch Diffusion. Die Moleküle sind im Fluid frei beweglich und können sich mit anderen Molekülen mischen. Als Makromischen wird der konvektive Transport der eingebrachten Komponenten bezeichnet.

Als Erster hat *Danckwerts* (1958) ein Gütemaß für die Mikro- und Makromischung vorgeschlagen. Der von ihm definierte Längenmaßstab der Segregation (Makromischung) beschreibt die Abmessungen von Fluidelementen mit konstanter Konzentration c^i . Die Konzentrationsunterschiede zwischen den einzelnen Fluidelementen i werden mit der Intensität der Segregation (Mikromischung) beschrieben. Diese ist definiert als Quotient aus der Varianz $\sigma^2(t)$ der Konzentrationsverteilung $c(t)$ bezogen auf die Varianz σ_0^2 zum Anfangszeitpunkt.

$$I_S(t) = \frac{\sigma^2(t)}{\sigma_0^2} = \frac{\sum_i (c^i(t) - \bar{c})^2}{\sum_i (c_0^i - \bar{c})^2} \quad (2.5)$$

3 Drallbrennermodell

3.1 Auslegungskriterien des Drallbrennermodells

Zur experimentellen Untersuchung von instationärer und isothermer Strömung und Vermischung wurde ein realitätsnahes Drallbrennermodell (Abbildung 3.1) entsprechend eines Tuboannular Combustion Chamber Model aufgebaut, wie *Pons* (2005). Das Drallbrennermodell wurde so ausgelegt, dass alle in einem Flammrohr auftretenden Strömungen experimentell wiedergegeben werden können. Im Vordergrund stehen die Untersuchungen der Entstehung von Rezirkulationszonen bei sich ändernden Betriebsparametern. Weiterhin sollte die Wechselwirkung der beiden Teilströme innerhalb des Flammrohres erfasst und der Einfluss der Drallintensität auf den Vermischungsvorgang untersucht werden.

Der Versuchsstand besteht aus der Vorkammer, dem Abschnitt zur Messung der Einlaufbedingungen und dem Flammrohr. Weitere wichtige Komponenten sind die Luftversorgung mit den dazugehörigen Steuerungseinrichtungen, sowie die Volumenstrommessgeräte. Mittels zweier Radialgebläse können unabhängig voneinander definierte Volumenströme dem Koaxialstrom und dem Hauptstrom zugeführt werden (in Abbildung 3.1 nicht dargestellt). Die getrennte Luftversorgung durch die beiden Teilströme ist die Voraussetzung für die Anwendung des Laserlichtschnitt-Verfahrens, welches zur Messung der Vermischung eingesetzt wurde.

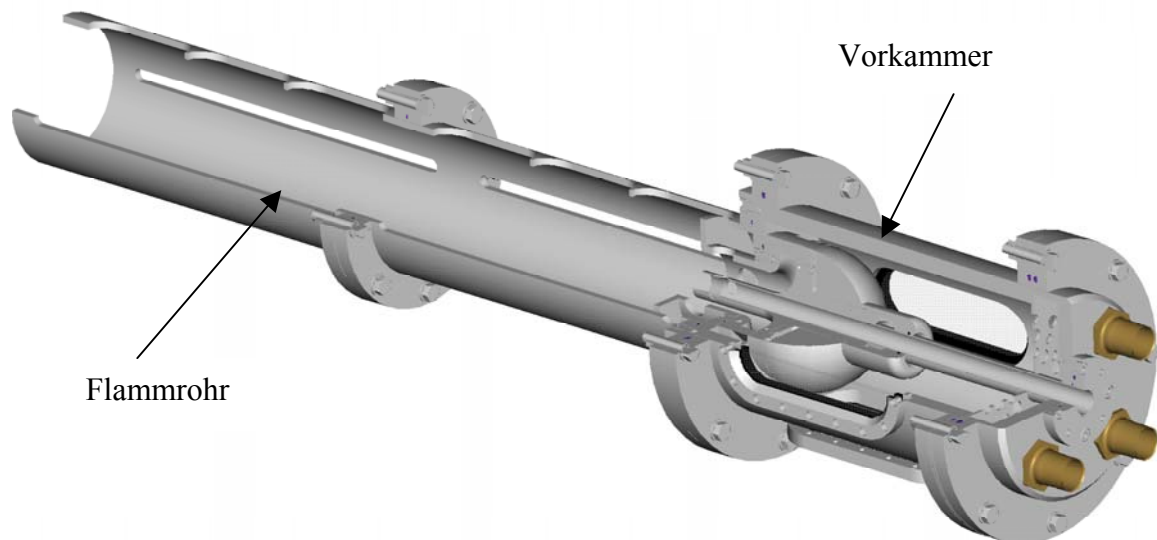


Abbildung 3.1: Drallbrennermodell

3.1.1 Abmaße des Drallbrennermodells

Zur Abbildung der Strömungsvorgänge innerhalb des Flammrohres wurden große Rohrquerschnitte vorgesehen. Diese fördern die Bildung von großen Wirbelstrukturen und erlauben somit eine gute Auflösung der sich einstellenden Strömung. Größere Querschnitte erhöhen jedoch den Messaufwand bezüglich der örtlichen Abtastung. Abbildung 3.2 und Tabelle 3.1 sind die Abmaße der gewählten Rohrquerschnitte, sowie die Länge der Rohre dargestellt bzw. aufgelistet, die sich zum einen aus den geforderten Parametern und zum anderen aus der zur Verfügung stehenden Förderleistung der Radialgebläse ergeben. Der Durchmesser des Koaxialstroms und des Zentralstroms kann nicht verändert werden. Das daraus resultierende Flächenverhältnis bzw. -belastung von Koaxialstrom zu Hauptstrom beträgt $6/1$. Das Erweiterungsverhältnis beträgt $EV = 2,0$.

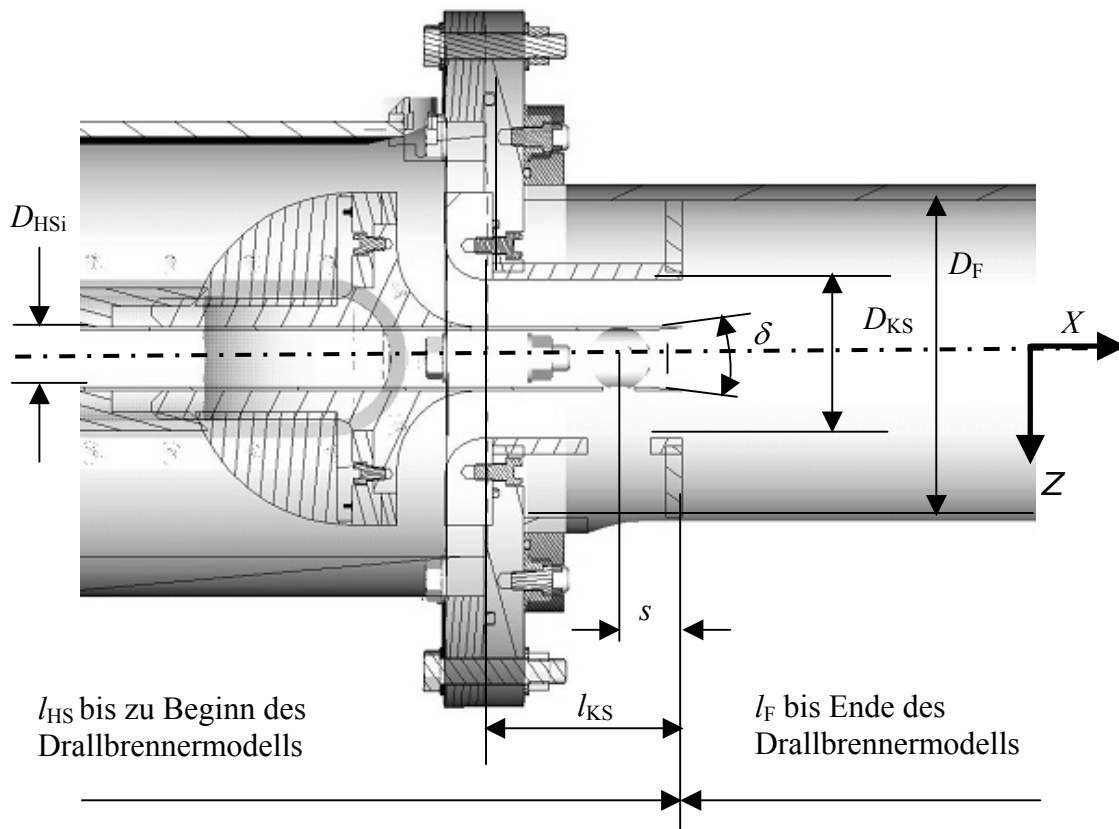


Abbildung 3.2: Abmaße des Drallbrennermodells

Tabelle 3.1 listet die Querschnitte in der Einlassregion auf.

Tabelle 3.1: Wahl der Rohrquerschnitte

Bezeichnung	Symbol	Wert
Innendurchmesser des Hauptstroms	D_{HSi}	36 mm
Außendurchmesser des Hauptstroms	D_{HSa}	40 mm
Länge des Hauptstroms	l_{HS}	720 mm
Innendurchmesser des Koaxialstroms	D_{KS}	100 mm
Länge des Koaxialstroms	l_{KS}	120 mm
Innendurchmesser des „Flammrohrs“	D_F	200 mm
Länge des „Flammrohrs“	l_F	1200 mm
Diffusoröffnungswinkel	δ	7,5°
Abstand vor dem Einlauf	s	40 mm

3.1.2 Betriebsparameter des Drallbrennermodells

Definition der Reynoldszahl im Hauptstrom

$$Re_{HSi} = \frac{\bar{u} D_{HSi}}{\nu} \quad (3.1)$$

Definition der Reynoldszahl im Koaxialstrom

$$Re_{KS} = \frac{\bar{u} (D_{KS} - D_{HSa})}{\nu} \quad (3.2)$$

Tabelle 3.2 listet die Betriebsparameter des Drallbrennermodells auf.

Tabelle 3.2: Betriebsparameter des Drallbrennermodells

Parameter	Bereich
Reynoldszahl (Hauptstrom)	$2,35 \times 10^4 \leq Re_{HS} \leq 1,02 \times 10^5$
Massenstrom (Hauptstrom)	$1,0 \times 10^{-2} \text{ kg s}^{-1} \leq \dot{m}_{HS} \leq 5,0 \times 10^{-2} \text{ kg s}^{-1}$
Reynoldszahl (Koaxialstrom)	$4,953 \times 10^4 \leq Re_{KS} \leq 1,255 \times 10^5$
Massenstrom (Koaxialstrom)	$0,1 \text{ kg s}^{-1} \leq \dot{m}_{KS} \leq 0,25 \text{ kg s}^{-1}$
Drallintensität (Koaxialstrom)	$S = 0,0$, $S = 0,7$ und $S = 1,2$
Erweiterungsverhältnis	$EV = 2,0$

Abbildung 3.3 zeigt das aufgebaute Drallbrennermodell.



Abbildung 3.3: Experimenteller Aufbau des Drallbrennermodells

3.2 Modularer Aufbau des Drallbrennermodells

3.2.1 Vorkammer

Die Vorkammer (Abbildung 3.4) dient zur Konditionierung der Strömung. Hierbei wird der Hauptstrom axial bis zur plötzlichen Querschnittserweiterung im Flammrohr fortgeführt. Der Koaxialstrom entsteht durch die Zusammenführung von vier Teilluftströmungen auf der Vorderseite der Vorkammer. Die Strömung erfährt hier eine Beruhigung. Nach dem Passieren des Turbulenzsiebs zur Vergleichmäßigung der Strömung wird diese mittels eines Anströmkörpers, der als Kalotte ausgebildet ist, beschleunigt und den Kanälen des Drallerzeugers zugeführt. Nach dem Drallgenerator wird die Strömung um 90° umgelenkt und dem Ringspalt zugeführt. Im Anschluss findet die Expansion der Strömung im Flammrohr statt.

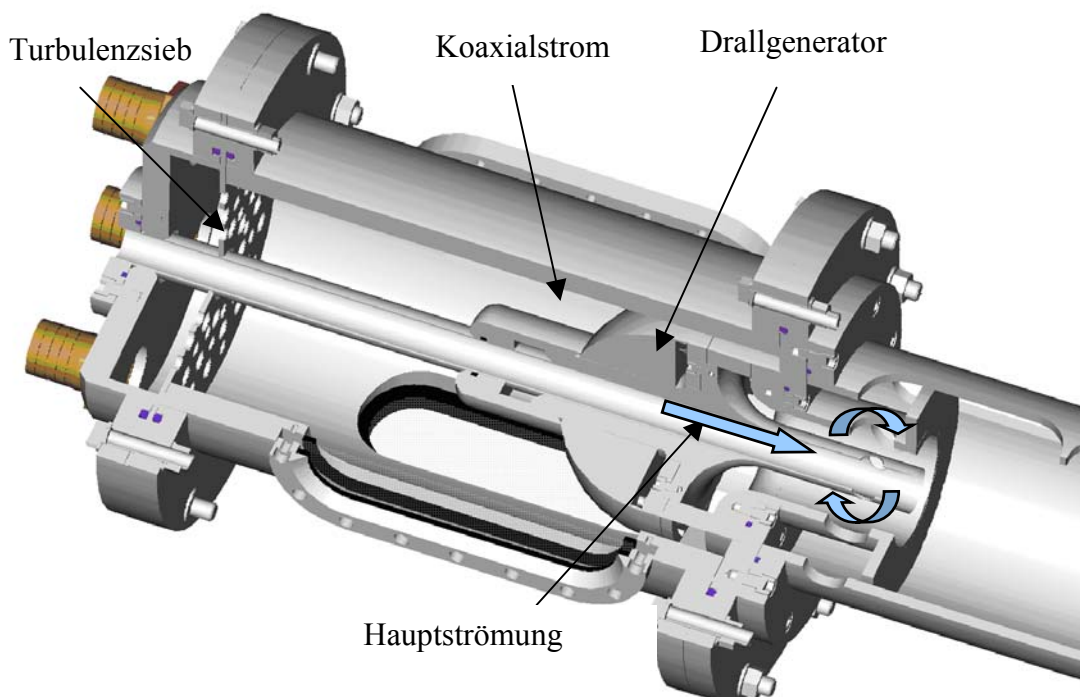


Abbildung 3.4: Vorkammer

3.2.2 Einlaufsektion

Im Allgemeinen werden die Einlaufbedingungen unmittelbar am Eintritt in das Flammrohr gemessen. In der bereits publizierten Literatur stellt dieses auch die erste Messebene dar. Selbst bei optimierter Einlaufgeometrie wurden die Einlaufbedingungen in Form von Ablösungen, Druckschwankungen durch die plötzliche Querschnittserweiterung (Carnotscher Stossverlust) oder durch das freie Rezirkulationsgebiet (Rückströmungen) beeinflusst. Diese Störungen lassen sich nur bedingt reproduzieren. Es empfiehlt sich somit, die Einlaufbedingungen weiter stromaufwärts zu messen. Hierzu wurde zwischen Drallerzeuger und Flammrohr ein entsprechend langer Ringspalt angebracht. Die Strömung innerhalb des Drallerzeugers ist mit kaum zu reproduzierenden Störungen beaufschlagt, so dass eine Messung innerhalb des Drallerzeugers nicht durchgeführt wurde. Um den Vermischungsgrad im Flammrohr berechnen zu können, wurden die Geschwindigkeitskomponenten und die turbulenten Größen, im Einlauf ermittelt.

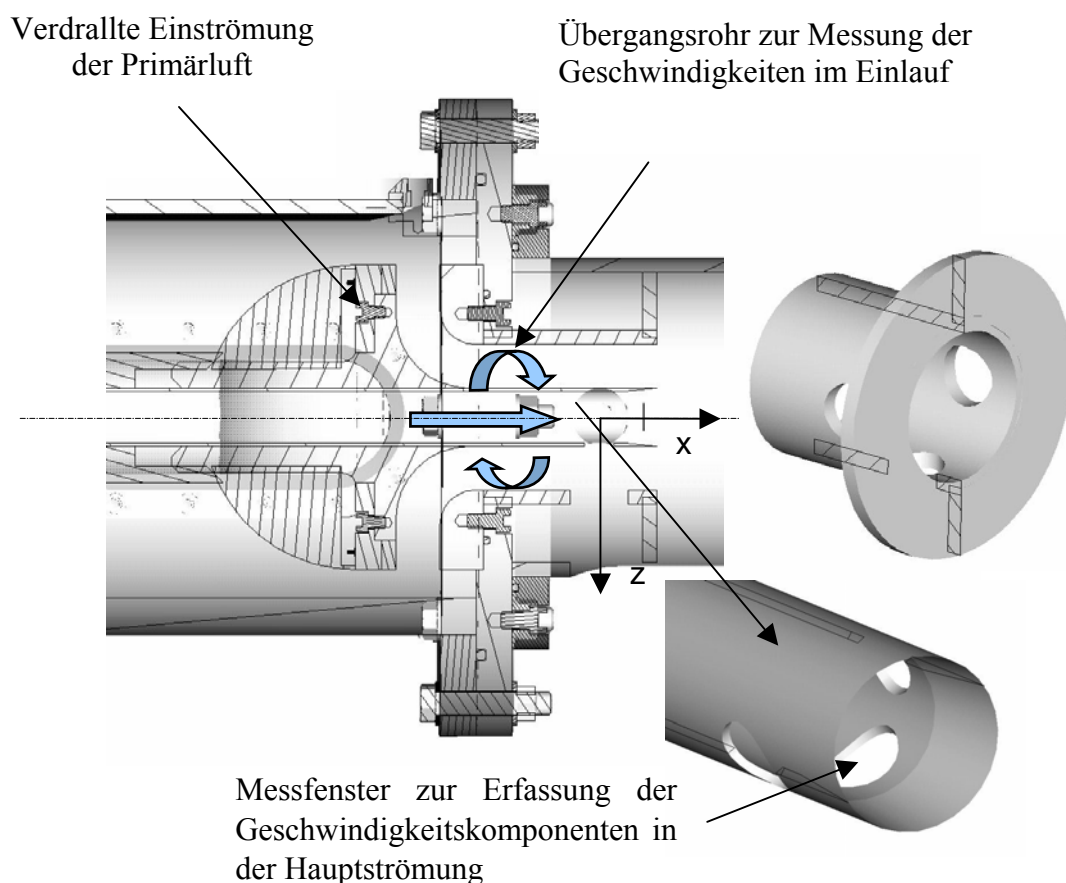


Abbildung 3.5: Messfenster zur Erfassung der Einlaufbedingungen

Für die Optimierung der Geometrie des Ringspaltens hinsichtlich Ringspaltbreite und Länge wurden numerische Simulationen durchgeführt, *Grundmann* (2003). Dabei wurde jeweils 1/8 der Vorkammer (Abbildung 3.6) der radialen bzw. radialen und tangentialen Kanäle des

Drallgenerators, des 90° Bogens und des verlängerten Ringspaltes generiert. Zur Berechnung wurde das Reynoldssche Spannungsmodell verwendet.

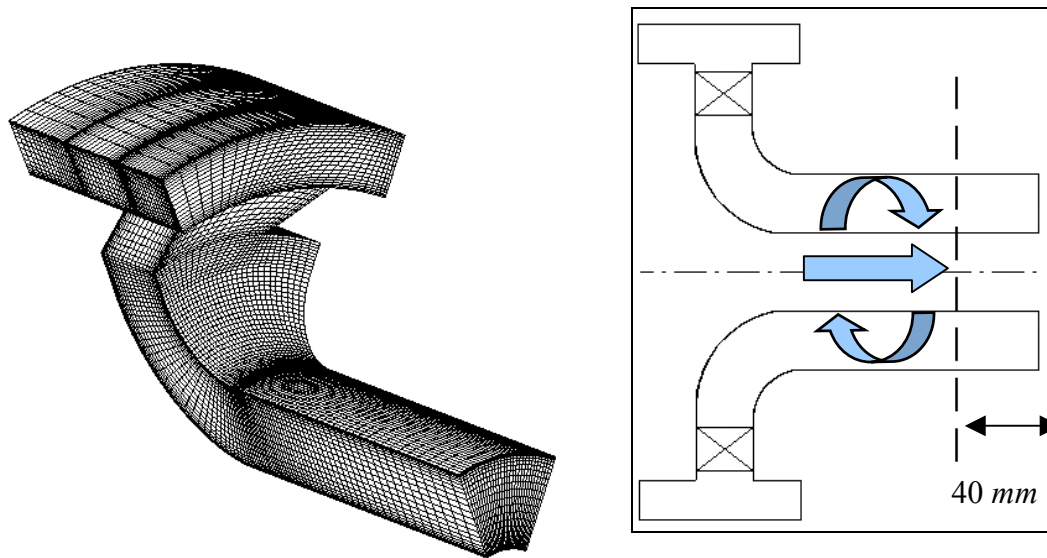


Abbildung 3.6: Netzgenerierung des Drallgenerators (links), Ebene zur Messung der Einlaufbedingungen (rechts)

Die Entwicklung der Strömung im Ringspalt wird in den Abbildungen 3.7 bis 3.9 gezeigt. Dargestellt ist die über den Umfang gemittelte Axialgeschwindigkeitskontur sowie Geschwindigkeitsprofile. Die Größe des Ringspaltes wurden so gewählt, dass aufgetretene Ablösungen im 90° Bogen keinen Einfluss auf die Einlaufbedingungen hatten. Die Länge des Ringspaltes beträgt 120 mm , wobei die Einlaufbedingungen 40 mm vor der plötzlichen Querschnittserweiterung gemessen wurden. Die Ergebnisse sind für die Drallzahlen $S = 0,0$ (Abbildung 3.7), $S = 0,6$ (Abbildung 3.8) und $S = 1,2$ (Abbildung 3.9) für $Re_{KS} = 1,255 \times 10^5$ dargestellt. Bei drallfreier Strömung (Abbildung 3.7) traten erhöhte Axialgeschwindigkeiten an dem Innenradius des Ringspaltes auf. Mit zunehmender Drallintensität (Abbildung 3.8 und Abbildung 3.9) trat die maximale Axialgeschwindigkeit an dem Außenradius des Ringspaltes auf. Die exakten Einlaufbedingungen wurden durch das Experiment bestimmt.

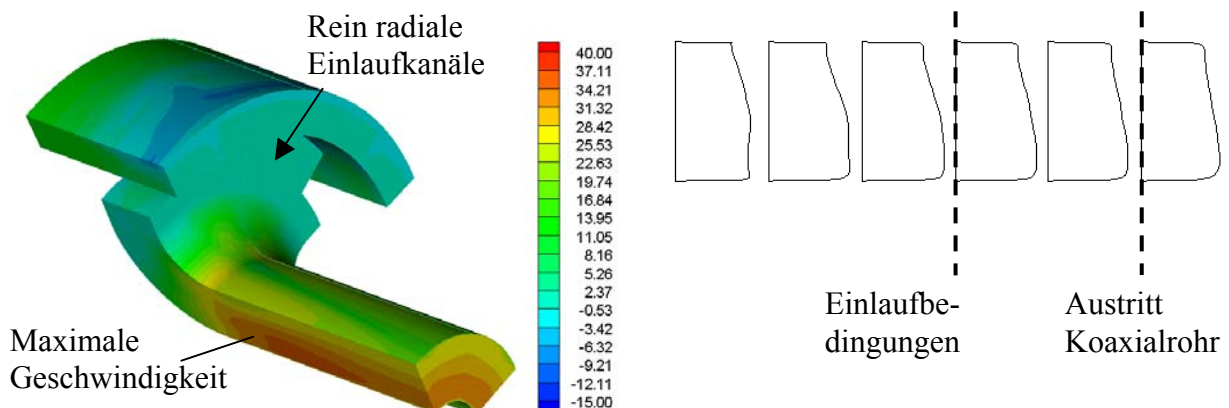


Abbildung 3.7: Axialgeschwindigkeit für $S = 0,0$ (links), Geschwindigkeitsprofile (rechts)

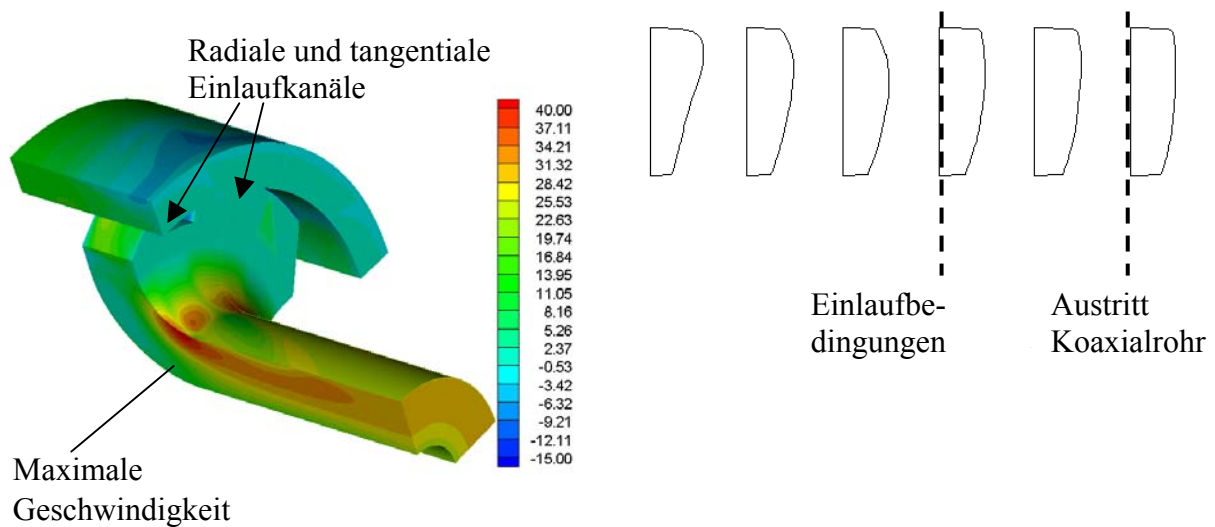


Abbildung 3.8: Axialgeschwindigkeit für $S = 0,6$ (links), Geschwindigkeitsprofile (rechts)

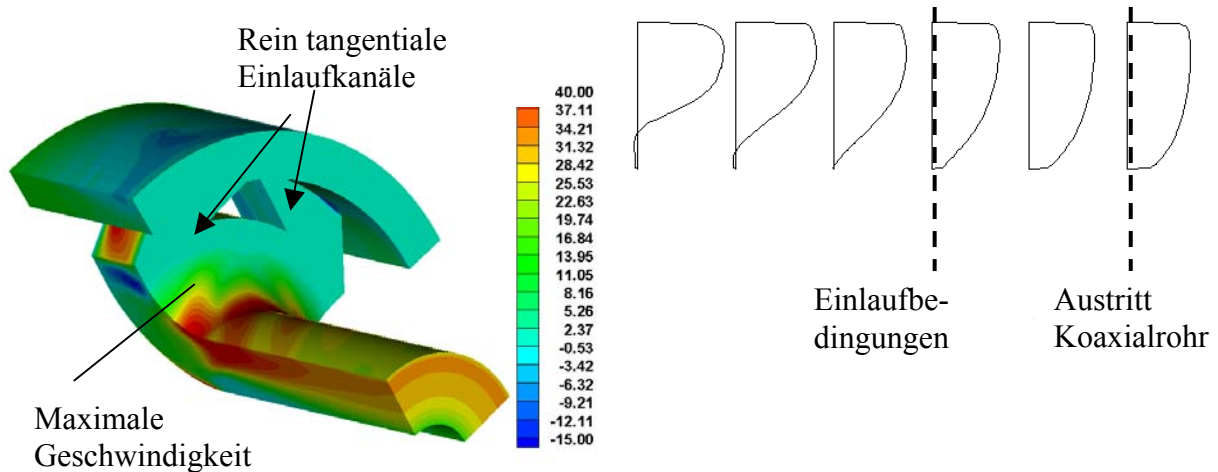


Abbildung 3.9: Axialgeschwindigkeit für $S = 1,2$ (links), Geschwindigkeitsprofile (rechts)

3.2.3 Flammrohr

Abbildung 3.10 zeigt die einzelnen Bauteile des Flammrohres sowie das Einlaufrohr mit aufgesetztem Flammrohrboden. Aus fertigungstechnischen Gründen besteht das Flammrohr aus jeweils zwei Bauteilen, die über Anschlussflansche miteinander verschraubt wurden. Beide, Flammrohr und Einlaufrohr, wurden von innen mit einer Plexiglasfolie der Dicke $0,5\text{ mm}$ ausgekleidet. Das Flammrohr wurde mit dem Gehäuse der Vorkammer verschraubt. Die gesamte Baugruppe befindet sich auf einem Unterbau. Die hölzernen Halterungen des Flammrohres können mit Schnellverschlüssen geöffnet werden, so kann das Flammrohr einfach verschoben werden, nachdem es vom Vorkammergehäuse losgeschraubt wurde. O-Ringe dichten das Flammrohr zum Vorkammergehäuse hin ab und verhindern das Ansaugen von Fremdluft. Während des Versuchs ist am Ende des Flammrohres ein flexibler

Abluftschlauch montiert durch den die mit Partikeln versetzte Luft aus dem Labor ins Freie geleitet wird.



Abbildung 3.10: Flammrohre aus Aluminium (links) pulverbeschichtete Flammrohre (rechts)

3.2.3.1 Werkstoffwahl

Zur Fertigung des Drallbrennermodells wurde anstelle von Plexiglas, das generell bevorzugt eingesetzt wird, Aluminium verwendet. Dieser Werkstoff erfüllte die hohen Anforderungen bezüglich der Fertigung und des Messbetriebs am Besten. Plexiglas neigt dazu schnell zu verkratzen, was sich als erhöhtes Rauschsignal auf den Kamerabildern wiederfindet und somit die Messergebnisse verfälscht. Ferner sind hohe Laserleistungen notwendig um die dickwandigen Plexiglasrohre zu durchdringen. Ein weiterer Vorteil des Aluminiums gegenüber Plexiglas ist das hohe spezifische Gewicht, welches zu besseren Dämpfungseigenschaften bezüglich Schwingungen führt.

3.2.3.2 Optische Zugänge

Für die Messung der Einlaufbedingungen kam die Laser-Doppler-Anemometrie zum Einsatz. Hierzu wurden kreisförmige Messfenster eingesetzt, so dass sowohl der Zentralstrom als auch der Ringspalt horizontal und vertikal vermessen werden konnten. Speziell bei der vertikalen Anordnung der Messsonde können durch eine Drehung des äußeren Rohres die Messfenster verstellt werden. So lässt sich der komplette Kreisring vermessen. Für die Vermischung bzw. für die Geschwindigkeitsfelder wurden Längsschnitte in Höhe der Mittelebene angebracht. Senkrecht dazu werden für die Kamera Langlöcher angebracht. Die Stege zwischen den einzelnen Fenstern stabilisieren im Messbetrieb die dünne Folie. Als optischer Zugang wurde eine $0,25\text{ mm}$ bzw. $0,5\text{ mm}$ dünne Polycarbonatfolie gewählt. Die geringe Dicke des Plexiglases hält den Einfluss der Krümmung bezüglich Verzerrungen von Kameraaufnahmen gering.

3.2.4 Maßnahmen zur Reflexionsverminderung

Bei der Untersuchung eingeschlossener Strömungen ist eine Reflexion bzw. eine Streuung des Laserlichts nicht zu vermeiden, sondern kann nur minimiert werden. Gerade bei der Verwendung von Aluminium und Plexiglas, die bei der Fertigung des Prüfstandes eingesetzt wurden, waren einige Anstrengungen zur Bewältigung dieses Problems notwendig. Alle Bauteile im Bereich der Messstrecke wurden schwarz matt pulverbeschichtet. Zusätzlich wurden reflektierende Bauteile mit einer schwarzen d-c-fix Folie beklebt.

3.2.5 Charakteristik des Drallgenerators

Zur Erzeugung der Drallströmung boten sich verschiedene Arten von Drallgeneratoren an, die auf drei Grundformen zurückgeführt werden können. Die einfachste Bauform ist dabei der Tangentialeinlauf. Er schied jedoch aufgrund der fehlenden Einstellmöglichkeit, der Drallintensität und von auftretenden Unsymmetrien der Strömung für den Aufbau des Versuchsstandes aus. In vielen industriellen Anwendungen werden Drallerzeuger mit Axialgitter genutzt. Sie zeichnen sich durch ihren einfachen Aufbau und ihre kompakte Bauform aus, wenn keine Einstellbarkeit der Drallzahl gefordert ist. Die Realisierung einer Einstellmöglichkeit der Drallzahl ist über eine Verstellung der Leitschaufeln möglich, aber technisch sehr aufwendig und teuer. Mit einer Einstellmöglichkeit der Drallzahl geht der Vorteil des einfachen Aufbaus verloren. Den Drallgenerator mit Radialgitter gibt es in verschiedenen Formen. Das Radialgitter kann dabei aus Leitschaufeln bestehen oder vom Typ „movable-block“ sein.

Grundformen von Drallgeneratoren:

Tangentialeinlauf:

- einfachster Aufbau
- keine Einstellmöglichkeiten der Drallzahl
- Unsymmetrien der Strömung

Axialgitter:

- einfacher Aufbau
- kompakt
- Verstellbarkeit der Drallintensität nur schwer zu realisieren

Radialgitter:

- einfache Einstellbarkeit der Drallzahl bei Ausführung als „movable-block“-Drallerzeuger
- kostengünstige Fertigung
- großer Raumbedarf

Im vorliegenden Versuchsaufbau wurde ein Drallerzeuger vom Typ „movable-block“ verwendet, da er eine einfache und stufenlose Einstellung der Drallstärke zulässt. Auch die

Möglichkeit einer einfachen und damit kostengünstigen Fertigung sprechen für den „movable-block“-Drallgenerator. Die aufgeführten Gründe führten dazu, dass sich die Konstruktionsvariante „movable blocks“ speziell im Bereich der Forschung durchgesetzt hat. Hierbei wird ein Innen- sowie ein Außenring mit dreieckförmigen Blöcken relativ zueinander verdreht und gibt somit tangentielle und radiale Kanäle frei. Mit Hilfe einer Nonius-Skala kann der Drallwinkel exakt eingestellt werden. Abbildung 3.11 zeigt, dass bei einer reinen radialen Einströmung kein Drall vorhanden ist und bei einer reinen tangentialen Einströmung der maximale Drall auftritt, nach *Leuckel* (1969).

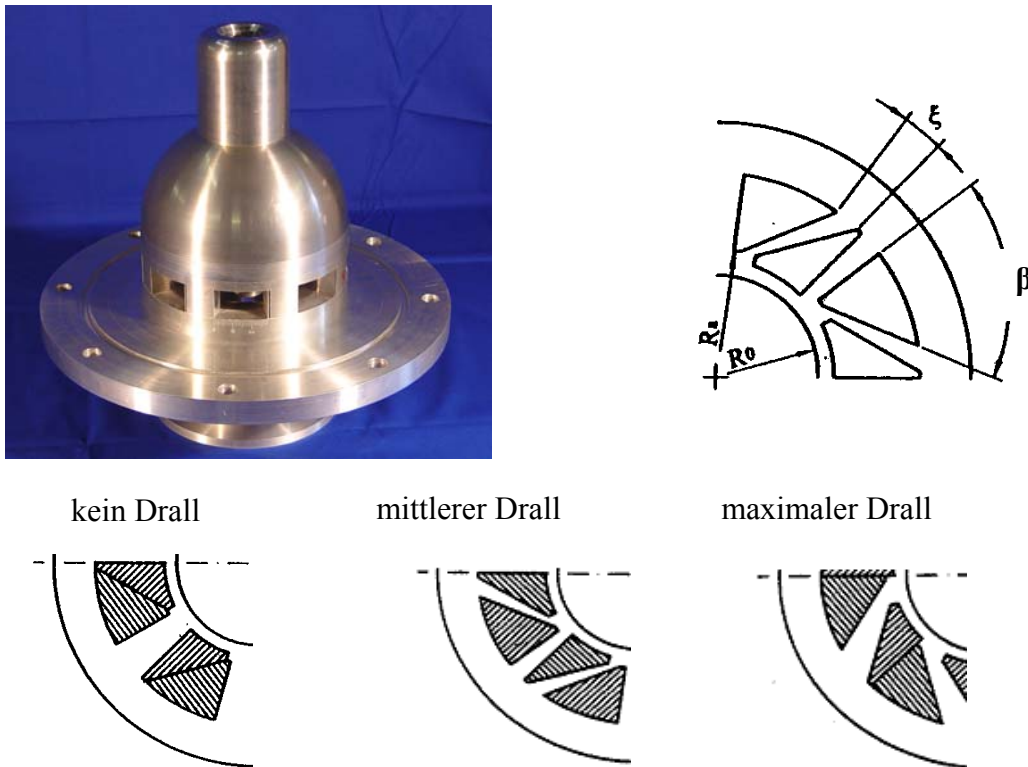


Abbildung 3.11: Drallgenerator auf der Basis „movable block“ und verwendete Stellungen der Blockpaare

Tabelle 3.3 listet die Abmaße des Drallgenerators auf

Tabelle 3.3: Abmaße des Drallgenerators

$n = 8,0$	Anzahl der Blockpaare
ξ	Verstellwinkel der Blöcke
$\xi_{\max} = 29,5^\circ$	maximaler Verstellwinkel
$R_a = 85 \text{ mm}$	Radius am Strömungsausstritt aus den Kanälen
$R_0 = 50 \text{ mm}$	Austrittsradius
$R_i = 20 \text{ mm}$	Nabenradius am Austritt
$\beta = 60^\circ$	Winkel zwischen den tangentialen und radialen Kanälen
$B = 30 \text{ mm}$	Höhe der Kanäle
$\nu = 0,4$	Nabenverhältnis

3.2.6 Einlaufdüse

Um den Einfluss des Düsennachlaufs auf die Strömung im Flammrohr so gering wie möglich zu halten wird auf der Innenseite des Hauptrohres eine Fase angebracht. Hierbei läuft die Wandstärke am Düsenende bis auf $0,0\text{ mm}$ aus. Der optimale Öffnungswinkel liegt laut *Spurk* (1996) in einem Bereich von $5^\circ < \delta < 10^\circ$. Es wurde ein Öffnungswinkel von $7,5^\circ$ gewählt. Mittels einer numerischen Simulation wurde der Winkel sukzessive verkleinert bis schließlich ein gerundeter Übergang, ohne Unstetigkeit und Strömungsabriss entsteht. Um alle Möglichkeiten der Verbesserung der Simulationsergebnisse auszuschöpfen wurde auch bei der Simulation des Drallbrennermodells ein Einfluss des Diffusoröffnungswinkels geprüft. Dazu wurden die Simulationsergebnisse mit dem Winkel der Originalgeometrie mit Ergebnissen einer Rechnung mit gerundetem Übergang verglichen. Während beim Originaldiffusor eine kurze Ablöseblase auftrat, entstand an der gerundeten Geometrie keine Ablösung (Abbildung 3.13). Beide numerisch untersuchten Geometrien zeigten annähernd identische Geschwindigkeitsprofile. Aus fertigungstechnischen Gründen wurde somit die vereinfachte Geometrie beibehalten.

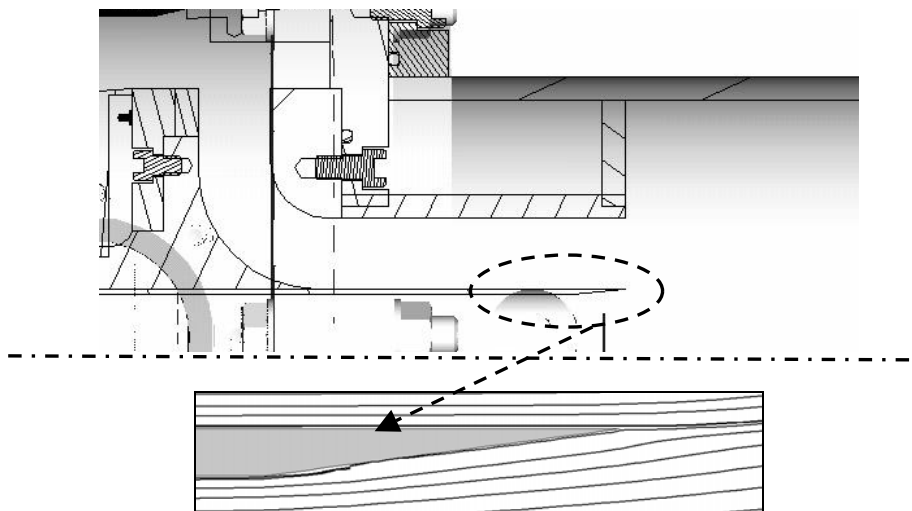


Abbildung 3.12: Stromlinien um den Originaldiffusor mit Abriss

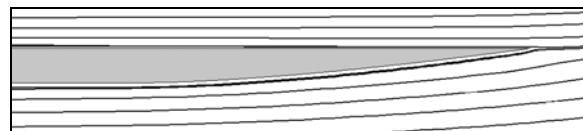


Abbildung 3.13: Stromlinien um den gerundeten Diffusor ohne Abriss

Nicht nur über die Geometrie der Düse, sondern auch über die gewählten Betriebsparameter kann es zu Ablösungen kommen. Im Experiment zeigte sich bei den Betriebsparametern $Re_{HS} = 2,350 \times 10^4$, $Re_{KS} = 5,365 \times 10^4$ ($S = 0,0$, $U_{KS}/U_b = 4,3$, $U_{HS}/U_b = 3,1$, $D_F/D_{KS} = 2,0$, $D_F/D_{HS} = 5,6$) ein nicht mehr vernachlässigbarer Düsennachlauf. Es

empfiehl sich somit die Einlaufbedingungen innerhalb des Ringspaltzes zu messen und nicht wie üblich unmittelbar am Flammrohreintritt. Bei einer sehr hohen Reynoldszahl im Hauptstrom im Vergleich zum Koaxialstrom $Re_{HS} = 1,020 \times 10^5$, $Re_{KS} = 5,365 \times 10^4$, ($S = 0,0$, $U_{KS}/U_b = 3,2$, $U_{HS}/U_b = 10,0$, $D_F/D_{KS} = 2,0$, $D_F/D_{HS} = 5,6$) verschwindet der Düsennachlauf (Abbildung 3.14).

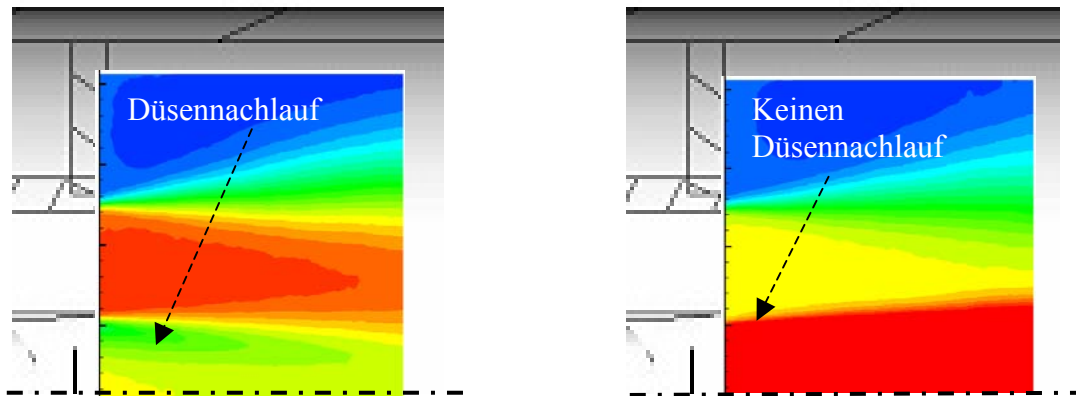


Abbildung 3.14: Düsennachlauf in Abhängigkeit von Betriebsparametern

3.2.7 Radialgebläse

Die voneinander unabhängige Einstellung des Koaxialstroms und des Hauptstroms wurden durch zwei einstufige Radialgebläse realisiert. Die Gebläse unterscheiden sich hinsichtlich der Größe ihrer Verdichter sowie der Antriebsleistung. Daraus resultieren unterschiedliche Förderleistungen. Abbildung 3.15 zeigt die Radialgebläse, die das Drallbrennermodell mit Luft versorgen. Das Gebläse zur Versorgung des Hauptstroms wird von einem nicht regelbaren Drehstrom-Asynchronmotor mit Käfigläufer angetrieben, der eine Nennleistung von $1,1 \text{ kW}$ besitzt. Das Gebläse erzeugt bei einer Drehzahl von $2,850 \times 10^3 \text{ U min}^{-1}$ einen maximalen Überdruck von ca. $0,25 \text{ bar}$ und hat ohne angeschlossene Bauteile eine Förderleistung von $440 \text{ m}^3 \text{ h}^{-1}$. Bei angeschlossenem Drallbrennermodell fällt die Förderleistung auf $220 \text{ m}^3 \text{ h}^{-1}$. Zur Erzielung des gewünschten Volumenstromverhältnisses wurde im Koaxialstrom ein deutlich größerer Luftmassenstrom eingestellt. Zusätzlich ist der Strömungswiderstand im Koaxialstrom deutlich höher als im Hauptstrom. Der höhere Strömungswiderstand hat folgende Ursachen:

- Aufteilung des Koaxialstromes in vier Massenströme
- Einleitung in die Vorkammer (Carnotschen Stossverlust 4-fach)
- Drallerzeuger
- Turbulenzsieb

Um den gewünschten Luftmassenstrom zu erhalten wurde für den Koaxialstrom ein größeres Gebläse mit einer höheren Förderleistung gewählt. Der Elektromotor zur Versorgung des Koaxialstromes ist ein Drehstrommotor mit regelbarer Drehzahl von

$1,25 \times 10^2 \dots 2,5 \times 10^3 \text{ U min}^{-1}$ bei einer Leistung von $0,5 \dots 10,0 \text{ kW}$. Der Verdichter lieferte dabei einen maximalen Überdruck von ca. $0,6 \text{ bar}$. Ohne angeschlossene Bauteile stellte sich ein Volumenstrom von ca. $2,2 \times 10^3 \text{ U min}^{-1}$ ein. Im Betrieb des Drallbrennermodells sank die Förderleistung durch die angeschlossenen Bauteile auf ca. $9,0 \times 10^2 \text{ U min}^{-1}$. Die Volumenströme müssen zur Einstellung der gewünschten Versuchsbedingungen regelbar bzw. steuerbar sein. Die technisch einfachste Lösung dafür ist der Einbau von Kugelhahn-Ventilen direkt am Ausgang der Gebläse. Durch das teilweise Schließen des Kugelhahns ergibt sich ein zusätzlicher Strömungswiderstand und damit ein Druckverlust hinter dem Kugelhahn. Aus der Druckdifferenz zwischen dem statischen Druck hinter dem Kugelhahn und dem Außendruck sowie dem geschwindigkeitsabhängigen Druckverlust in der Messanlage resultiert der sich einstellende Volumenstrom. Der Volumenstrom wird von einem Volumenstrom-Messgerät angezeigt. Im regelungstechnischen Sinn handelt es sich nicht um eine Regelung sondern um eine Steuerung. Für die Einstellung der gewünschten stationären Versuchsbedingungen ist die gewählte Steuerung ausreichend, da weder größere Schwankungen des Strömungswiderstandes in der Messstrecke noch Schwankungen in der Gebläseleistung zu erwarten waren. Daher waren auch keine größeren Volumenstromschwankungen zu erwarten. Die in den Versuchen nachgewiesene Reproduzierbarkeit der Ergebnisse bestätigte diese Annahme. Die Aufstellung der Gebläse erfolgte aus Platz- und Lärmgründen außerhalb des Messlabors innerhalb eines extra hierfür umgebauten Messcontainers (Abbildung 3.15 rechts).



Abbildung 3.15: Radialgebläse (links), Messcontainer (rechts)

3.2.8 Volumenstrommessung

Die quantitative Erfassung des Volumenstroms erfolgte mit Hilfe von Oszillations-Durchflussmessern vom Typ DOG-1/3 der Firma Kobold Messring GmbH. Abbildung 3.16 zeigt das Messprinzip der verwendeten Messzelle. Die Messzelle hat keine beweglichen Teile und arbeitet berührungslos. Damit ist die Messzelle in hohem Maße ausfallsicher, wartungsarm und unempfindlich gegen Verschmutzung. Das Gas durchströmt ein Rohr, dessen Querschnitt durch eine Blende verengt wird. Durch den Staudruck entsteht an der Blende ein Überdruck. Somit fließt ein Teil des Volumenstromes durch einen Bypasskanal. Das Verhältnis des Volumenstromes durch die Blende zum Volumenstrom durch den Bypass ist innerhalb des angegebenen Messbereiches konstant. Damit ist der Volumenstrom im Bypass ein Maß für den gesamten Volumenstrom. Durch den Volumenstrom im Bypass wird

in der Messzelle eine Gassäule in Schwingung versetzt. Die Frequenz dieser Schwingung ist linear abhängig von der Strömungsgeschwindigkeit und damit dem Volumenstrom im Bypass proportional. Durch eine Messung der Schwingfrequenz im Bypass kann der Volumenstrom bestimmt werden. Die Auswertung des Messsignals erfolgt im Signalumformer. Der Volumenstrom wurde auf einem LCD-Display abgelesen. Zur Erzielung genauer Messergebnisse empfiehlt der Hersteller eine horizontal ausgerichtete Einlaufstrecke, deren Länge dem zehnfachen des Rohrdurchmessers entspricht. Zusätzlich fordert der Hersteller eine Auslaufstrecke mit einer Länge entsprechend dem fünffachen des Rohrdurchmessers.

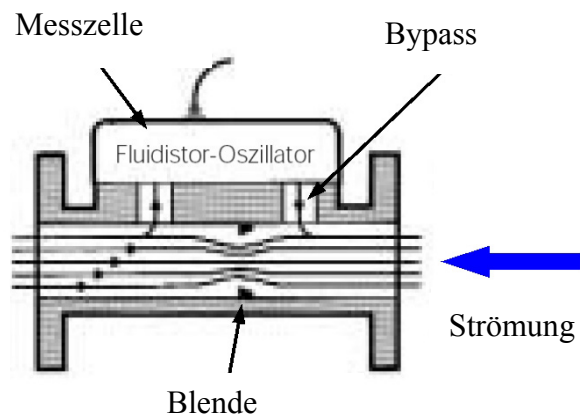


Abbildung 3.16: Oszillations-Durchflussmesser/-zähler vom Typ DOG-1/3 der Firma Kobold Messring GmbH

Tabelle 3.4 zeigt die vom Hersteller empfohlenen sowie die im Versuchsstand realisierten Ein- und Ausläuflängen für die beiden verwendeten Messzellen der Volumenstrommessung. Die Herstellerempfehlungen sind mit den im Versuchsstand realisierten Ein- und Ausläuflängen deutlich übertroffen.

Tabelle 3.4: Ein- und Ausläuflängen für die Messzellen der Volumenstrommessung

	Durchmesser der Ein- und Auslaufrohre [mm]	geforderte Rohrlängen des Herstellers [mm]		Rohrlängen des Versuchsstandes [mm]	
		Einlauf	Auslauf	Einlauf	Auslauf
Hauptstrom	$1,0 \times 10^2$	$1,0 \times 10^3$	$5,0 \times 10^2$	$1,58 \times 10^3$	$1,1 \times 10^3$
Koaxialstrom	$1,5 \times 10^2$	$1,5 \times 10^3$	$7,5 \times 10^2$	$2,60 \times 10^3$	$1,1 \times 10^3$

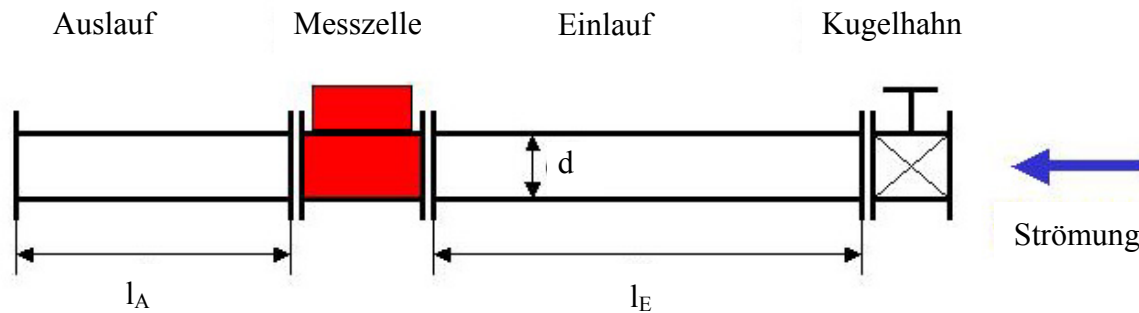


Abbildung 3.17: Ein- und Auslauf für die Volumenstrom-Messzelle

Die Berechnung der Massenströme erfolgte wie bei ihrer Bestimmung zur Einstellung der Versuchsbedingungen. Für jeden Versuch wurden die Umgebungsbedingungen aufgezeichnet. Der gemessene Volumenstrom wurde unter Berücksichtigung der Umgebungsbedingungen in einen Normvolumenstrom umgerechnet. Dieser Normvolumenstrom wurde wiederum mit der Normdichte multipliziert, was als Ergebnis den Massenstrom lieferte. Für die Durchführung des Versuches sind verschiedene Massenströme einzustellen. Die Massenströme konnten mit der vorhandenen Messtechnik nicht direkt gemessen werden. Aus dem mit Hilfe des Volumenstrommessgerätes gemessenen Volumenstrom \dot{V} wurde bei bekannter Dichte ρ der Massenstrom \dot{m} berechnet.

$$\dot{m} = \dot{V} \rho \quad (3.3)$$

Die Dichte der Luft ist jedoch nicht konstant, sondern abhängig von Luftdruck, Temperatur und Feuchtigkeit. Tabelle 3.5 zeigt die in der DIN 1343 als Normbedingungen definierten Zustandsgrößen der Luft. Bei diesen Bedingungen hat die Luft ihre Normdichte, oder ein Kubikmeter Luft entspricht genau einem Normkubikmeter.

Tabelle 3.5: Normbedingungen nach DIN 1343

Luftdruck	p_N	1,01325 bar
Temperatur	T_N	273,15 K
Feuchtigkeitsgehalt	RF	0 %
Luftdichte	ρ_N	1,29 kg m ⁻³

Die tatsächlichen Umgebungsbedingungen wichen teilweise erheblich von den Normbedingungen ab. Diese Abweichungen mussten daher mit einbezogen werden. Für die Einstellung des Massenstromes wurde folgendes Verfahren gewählt: Zuerst wurde der gewünschte Massenstrom mit Hilfe der normierten Luftdichte in einen benötigten Normvolumenstrom berechnet. Danach wurde der Normvolumenstrom in einen tatsächlichen Volumenstrom umgerechnet, der dann mit Hilfe der Volumenstrommessgeräte eingestellt wurde. Der Normvolumenstrom \dot{V}_N ergibt sich aus dem Massenstrom \dot{m} und der Luftdichte unter Normbedingungen ρ_N .

$$\dot{V}_N = \frac{\dot{m}}{\rho_N} \quad (3.4)$$

Jedes eindeutig definierte Luftvolumen, wie z.B. das Luftvolumen unter Normbedingungen, lässt sich mit Hilfe der allgemeinen Gasgleichung in ein Luftvolumen mit anderen Zustandsgrößen umrechnen. Also auch in das Luftvolumen bei den aktuell herrschenden Umgebungsbedingungen. Die allgemeine Gaskonstante für ideale Gase lautet:

$$pV = nRT \quad (3.5)$$

Gleichung (3.5) lässt sich unter Annahme eines Moles n und einer im Betriebsbereich der Messanlage unveränderlichen Gaskonstante R vereinfachen, wobei R für ein Mol eines idealen Gases im Normzustand steht.

$$\frac{pV}{T} = \text{const.} \quad (3.6)$$

Nach dieser Umstellung sind nur noch die veränderlichen Zustandsgrößen trockener Luft, d.h. der Luftdruck p , die Temperatur T sowie das Luftvolumen V in der Gleichung vorhanden. Zur Bestimmung des tatsächlichen Luftvolumens aus dem Normvolumen und den Zustandsgrößen der Luft wird die Gleichung (3.6) umgestellt.

$$V_T = V_N \frac{p_N T_T}{p_T T_N} \quad (3.7)$$

Die allgemeine Gasgleichung idealer Gase kann aber nicht ohne weitere Modifikationen angewandt werden, da es sich bei Luft, wegen des Wasserdampf-Anteiles nicht um ein ideales Gas handelt. Der Partialdruck des Wasserdampfes $p_{\text{H}_2\text{O-Dampf}}$ ist vom tatsächlichen, atmosphärischen Druck der feuchten Luft p_f zu subtrahieren, damit ergibt sich der Partialdruck der trockenen Luft p_{tr} .

$$p_{tr} = p_f - \left(p_{\text{H}_2\text{O-Dampf}} \frac{RF}{100} \right) \quad (3.8)$$

Der temperaturabhängige Partialdruck des Wasserdampfes muss mit der relativen Luftfeuchtigkeit RF multipliziert werden. Der Dampfdruck verschiedener Flüssigkeiten lässt sich nach der Formel von *Antoine* bestimmen.

$$\ln p_{\text{H}_2\text{O-Dampf}} = A - \frac{B}{C + T} \quad (3.9)$$

Dabei sind A , B und C die stoffabhängigen Konstanten, T die Temperatur und $p_{\text{H}_2\text{O-Dampf}}$ der Dampfdruck der betreffenden Flüssigkeit. Gleichung (3.9) lässt sich wie folgt umschreiben:

$$p_{\text{H}_2\text{O-Dampf}} = e^{\frac{A-B}{C+T}} \quad (3.10)$$

Für Wasser und eine in K eingesetzte Temperatur T lauten die in Gleichung (3.9) bzw. (3.10) einzusetzenden Konstanten:

$$A = 11,77$$

$$B = 3,881 \times 10^3$$

$$C = 2,3 \times 10^2$$

Einsetzen der Gleichung (3.6) sowie (3.8) und der Konstanten A, B und C in die Gleichung (3.5) ergeben die Umrechnungsformel für das tatsächliche Volumen bei einem gegebenen Normvolumen und gegebenen Umgebungsbedingungen.

$$V_T = V_N \frac{p_N T_T}{\left(p_f - e^{\frac{A-B}{C+T}} \frac{RF}{100} \right) T_N} \quad (3.11)$$

Bei Annahme zeitlich konstanter Umgebungsbedingungen lassen sich die Volumenströme leicht durch die Ableitung der Gleichung (3.11) nach d/dt errechnen.

$$\dot{V}_T = \dot{V}_N \frac{p_N T_T}{\left(p_f - e^{\frac{A-B}{C+T}} \frac{RF}{100} \right) T_N} \quad (3.12)$$

Um den von dem gewünschten Massenstrom und den Umgebungsbedingungen abhängigen tatsächlichen Volumenstrom zu erhalten, wird noch Gleichung (3.4) in Gleichung (3.12) eingesetzt.

$$\dot{V}_T = \frac{\dot{m}}{\rho_N} \frac{p_N T_T}{\left(p_f - e^{\frac{A-B}{C+T}} \frac{RF}{100} \right) T_N} \quad (3.13)$$

Die Berechnung der Gleichung (3.13) wurde mit Hilfe einer Excel-Tabelle durchgeführt. Dies ermöglichte eine schnelle Berechnung der einzustellenden Volumenströme während des Messbetriebes. Während der Versuche wurden in regelmäßigen Zeitabständen der Luftdruck, die -temperatur sowie die -feuchtigkeit gemessen. Daraus wurde die Dichte der Luft bestimmt und die benötigten Massenströme in tatsächliche Volumenströme umgerechnet. Diese wurden mit Hilfe der Volumenstrommessgeräte eingestellt.

3.2.9 Maßnahmen zur Schwingungsverminderung

Im Betriebszustand entstanden durch Unwuchten der Verdichter sowie der Elektromotoren der Gebläse mechanische Schwingungen. Diese mechanischen Schwingungen wurden durch starr mit dem Gebläse verbundene Bauteile übertragen. Dies war unbedingt zu vermeiden, da Schwingungen der Messstrecke relativ zur Messanlage zu einer Bewegung des Messvolumens und damit zu Messfehlern führen konnten. Zahlreiche Abhilfemaßnahmen wurden angewendet, um den Einfluss von mechanischen Schwingungen zu vermeiden. Die Gebläse wurden auf Feder-Dämpferelemente gestellt. Eine massive Bauweise des Drallbrennermodells aus dickwandigem Aluminiumrohr sowie die Lagerung auf Stützen aus Schichtholz, die mit Moosgummi versehen sind, trugen zur Reduzierung der Schwingungen bei. Versteifungen zwischen Messstrecke und Messsonde, die jeweils mit der Vorkammer sowie der Auflageplatte für die Traversierung verschraubt wurden, verringern die relativen Schwingungen zueinander. Die Luft des Koaxialstromes wurde zwischen Luftversorgung und Messstrecke durch elastische Spiralschläuche geleitet. Eine mechanische Entkoppelung wurde mit dieser Anordnung erreicht. Ein Gummi-Kompensator vom Typ 31400S-A zwischen der Luftversorgung des Hauptstromes und der Messstrecke bildete die mechanische Entkopplung der Messstrecke vom Hauptstromgebläse. Durch die beschriebenen Maßnahmen wurde die Messung nicht mehr durch mechanische Schwingungen beeinflusst.