

Untersuchung der Sekundärlufteinblasung in eine drallbehaftete Gasturbinen-Brennkammerströmung

Vom Fachbereich Maschinenbau
an der Technischen Universität Darmstadt

zur

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

genehmigte

Dissertation

vorgelegt von

Dipl.-Ing. Bernd Krautkremer

aus Boppard

Berichterstatter:	Prof. D.K. Hennecke, Ph.D.
Mitberichterstatter:	Prof. Dr.-Ing. J. Janicka
Tag der Einreichung	04. November 2002
Tag der mündlichen Prüfung:	08. Januar 2003

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Fachgebiet Gasturbinen und Flugantriebe der Technischen Universität Darmstadt. Die ersten drei Jahre, in denen Prüfstand und Messtechnik aufgebaut wurden und die wesentlichen Messphasen stattfanden, wurden im Rahmen des Forschungsprogramms KEROMIX vom BMWi finanziert. Die restliche Zeit, in der noch weitere, tiefergehende Messungen durchgeführt und die Arbeit abgeschlossen wurde, konnten dankenswerter Weise von der Fritz und Margot Faudi Stiftung gefördert werden.

Dem Leiter des Fachgebietes, Herrn Prof. D.K. Hennecke Ph.D., bin ich für seine Ratschläge, seine Unterstützung und sein stets offenes Ohr sehr dankbar.

Herrn Prof. Dr.-Ing. J. Janicka danke ich für die Übernahme des Korreferats und für seine hilfreichen Hinweise und Anregungen.

Meinen Kollegen und Mitarbeitern des Fachgebietes und der im Rahmen des Forschungsvorhabens teilnehmenden Institute danke ich für ihre Hilfe und Unterstützung bei meiner Tätigkeit. Besonderer Dank gebührt dabei Herrn Dr.-Ing. M. Blomeyer für seine fachlich äußerst wertvolle Zusammenarbeit und sein freundschaftliches Interesse, mit dem er die Arbeit auch nach seiner Tätigkeit am Fachgebiet noch mit verfolgt hat. Für die stete Gesprächsbereitschaft in wissenschaftlichen Fragen und seine konstruktiven Anregungen bin ich Herrn Dr.-Ing. K. Wörrlein zu Dank verpflichtet. Weiterer Dank gilt dem Leiter der Werkstatt des Fachgebietes Herrn Nolde mit seinen Mitarbeitern, ohne deren Einsatz und Mitdenken der Aufbau der umfangreichen Mess- und Versuchseinrichtungen nicht möglich gewesen wäre.

Ein herzlicher Dank sei auch den zahlreichen Studenten ausgesprochen, die im Rahmen von Studien- und Diplomarbeiten an dieser Arbeit mitgewirkt haben. Hier ist besonders Herr R. Johannes zu erwähnen, dessen umfangreiche Programmierarbeit der Mess- und Automatisierungstechnik die Fülle der Messungen möglich gemacht hat.

Nicht zuletzt möchte ich meiner Partnerin danken, die mir mit ihrer verständnisvollen und hilfsbereiten Art die Anfertigung dieser Arbeit erheblich erleichtert hat.

Meinen Eltern, in Gedenken an meinen Großvater.

Curriculum Vitae

Bernd Krautkremer

Geboren am 24.03. 1967 in Boppard

Schulische Ausbildung:

1974-1977 Grundschule Halsenbach

1977-1986 Staatliches Gymnasium Koblenz auf der Karthause,

Abschluss: Allgemeine Hochschulreife

Akademische Ausbildung:

1989-1995 Studium des allgemeinen Maschinenbaus an der TU-Darmstadt

Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Fachgebiet Gasturbinen und Flugantriebe
der TU- Darmstadt.

Arbeitsgebiet: Aerothermodynamik von Gasturbinenbrennkammern

Beruflicher Werdegang:

1986-1988 Berufsausbildung zum Maschinenschlosser

1988-1989 Wehrdienst

2001-2002 Projektleiter: Energetische Biomassenutzung am ISET e.V., Standort Hanau

Seit 11.2003 Leitung des ISET e.V. Standortes Hanau

Inhaltsverzeichnis

1	EINLEITUNG	1
1.1	Schadstoffe der Luftfahrt	1
1.2	Schadstoffbildungsmechanismen	3
1.2.1	Kohlendioxid CO_2	4
1.2.2	Kohlenmonoxid CO	4
1.2.3	Kohlenstoff C (Ruß)	4
1.2.4	Unverbrannte Kohlenwasserstoffe H_xC_y (auch UHC)	5
1.2.5	Stickoxide NO_x	5
1.3	Der Verbrennungsvorgang in einer Gasturbinenbrennkammer.....	7
1.4	Konzepte zur Schadstoffverminderung	11
1.5	Die Magerverbrennung.....	12
1.6	Die Fett-Mager-Verbrennung	13
2	PROBLEMSTELLUNG	15
2.1	Sekundärlufteinblasung in eine komplexe Querströmung.....	15
2.2	Stand der Forschung.....	17
2.3	Ziel der Arbeit	22
2.4	Modellbildung	23
2.4.1	Bilanzierung	24
2.4.2	Bilanzgleichungen der turbulenten Strömung.....	26
2.5	Ähnlichkeitskenngrößen	28
2.5.1	Geometrische Ähnlichkeit.....	28
2.5.2	Kinematische Ähnlichkeit	29
2.5.3	Dynamische Ähnlichkeit	29
2.6	Die Quantifizierung der Mischung	31
3	DER EXPERIMENTELLE AUFBAU	36
3.1	Das Mischkammermodul mit Luftversorgung.....	36
3.1.1	Das verwendete Koordinatensystem	37
3.2	Die Luftver- und -entsorgung.....	38

3.3	Die Drallerzeuger	40
3.4	Der Drallmessprüfstand	43
3.4.1	Notwendigkeit der Bestimmung der Drallzahl.....	44
3.5	Messtechniken.....	46
3.5.1	Die Wärme-Stoff-Analogie, WSA	46
3.5.2	Temperaturmesssonde zur WSA.....	47
3.5.3	Totaldrucksonde	49
3.6	Messfehler	50
3.6.1	Fehler bei der Temperaturmessung	50
3.6.2	Fehler bei der Druckmessung.....	50
3.6.3	Fehler bei der Bestimmung des Massenstromes	51
3.6.4	Fehler bei der Berechnung des Impulsstromdichteverhältnisses	51
3.6.5	Fehler bei der Bestimmung der dimensionslosen Temperatur und der normierten Standardabweichung	51
4	DIE QLS-MESSTECHNIK.....	53
4.1	Motivation und Lösungsmöglichkeiten	53
4.2	Messprinzip und Messgröße.....	54
4.2.1	Mischung allgemein	55
4.2.2	Streulichtintensität.....	57
4.3	Übertragungsverhalten des Messsignals	59
4.3.1	Einfluss des Streuquerschnittes.....	59
4.3.2	Einfluss der Streurichtung.....	60
4.3.3	Einfluss der Polarisierung.....	61
4.3.4	Einfluss der Extinktion.....	61
4.3.5	Einfluss der Mehrfachstreuung	62
4.4	Applikation am Mischkammerprüfstand	64
4.4.1	Erzeugung des Lichtschnittes.....	65
4.4.2	Einflüsse auf die Beleuchtung.....	66
4.4.3	Einflüsse der Aufnahmesituation	68
4.4.4	Einflüsse der Dotierung.....	68
4.5	Zusammenfassung der QLS-Technik.....	68
5	UNTERSUCHUNGEN DER EINZELNEN DRALLERZEUGER.....	70
5.1	Bestimmung der Drallzahl.....	70
5.2	Visualisierung der freien Ausblasung	71
5.3	Totaldruckverteilung einer einzelnen eingeschlossenen Drallströmung.....	75

5.3.1	Totaldruckverteilung, Einzeldrallerzeuger Typ A	76
5.3.2	Totaldruckverteilung, Einzeldrallerzeuger Typ B.....	77
6	WECHSELWIRKUNG EINGESCHLOSSENER DRALLSTRÖMUNGEN.....	79
6.1	Messung der Totaldruckverteilung	79
6.1.1	Drallerzeuger Typ A, wandabgehoben.....	80
6.1.2	Drallerzeuger Typ B, wandanliegend.....	81
6.2	Messung der Wanddruckverteilung	84
6.3	Diskussion der bisherigen Ergebnisse	86
7	EINZELSTRAHL IN KOMPLEXER DRALLSTRÖMUNG.....	88
7.1	Untersuchungen mit dem Drallerzeuger Typ A.....	88
7.2	Untersuchungen mit dem Drallerzeuger Typ B	90
7.2.1	Betrachtung der Strahltrajektorie	90
8	STRAHLREIHENEINBLASUNG IN EINE KOMPLEXE DRALLSTRÖMUNG 93	
8.1	Bezug zum Realfall.....	93
8.2	Untersuchtes Parameterfeld.....	94
8.3	Ergebnisse der Standardbelochungen.....	95
8.4	Modifikation der Belochung.....	100
8.5	Instationäre Vorgänge	102
9	ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK.....	104
9.1	Zusammenfassung.....	104
9.2	Ausblick.....	108
10	LITERATURVERZEICHNIS	110

Nomenklatur

a) Formelgrößen, lateinische Buchstaben

Symbol	Einheit	Erläuterung
A	m^2	Fläche
\dot{D}	Nm	Drehimpulsstrom
D	$\frac{m^2}{s}$	Diffusionskoeffizient
\dot{I}	N	Impulsstrom
J		Impulsstromdichteverhältnis $\frac{\rho_j v_j^2}{\rho_\infty v_\infty^2}$
N		Anzahl der Messpunkte in einer Ebene
R	m	Radius
R	$\frac{J}{kgK}$	Individuelle Gaskonstante
S_N		Drallzahl $\frac{\dot{D}}{\dot{I}R_0}$
T	K	Temperatur
a	$\frac{m^2}{s}$	Temperaturleitfähigkeit
c_D		Durchflusskoeffizient
c_p	$\frac{J}{kgK}$	Spezifische Wärme (p=const)

c_α	$\frac{kg}{m^3}, \frac{mol}{m^3}$	Konzentration der Spezies α
d	m	Durchmesser
e	$\frac{J}{kg}$	spezifische Gesamtenergie
f	m	Primärzonenlänge
f	$\frac{N}{m^3}$	Volumenkräfte
g		Gewichtungsfaktor
h	$\frac{J}{kg}$	spezifische Enthalpie
k	$\frac{J}{kg}$	Turbulenzenergie
\dot{m}	$\frac{kg}{s}$	Massenstrom
p	$\frac{N}{m^2}$	Druck
\dot{q}	$\frac{W}{m^2}$	Wärmestromdichte
r	m	Radius, radiale Koordinate
s	m	Lochabstand
t	s	Zeit
t	m	Brenner- bzw. Drallerzeugerabstand
u	$\frac{J}{kg}$	spezifische innere Energie
u	$\frac{m}{s}$	Axiale Geschwindigkeit

v	$\frac{m}{s}$	laterale Geschwindigkeitskomponente, Geschwindigkeit allgemein
w	$\frac{m}{s}$	vertikale Geschwindigkeitskomponente
x	m	axiale Koordinate
y	m	laterale Koordinate
z	m	vertikale Koordinate

Formelgrößen, griechische Buchstaben

Σ		integrale Standardabweichung
Θ		dimensionslose Temperatur
Φ		Äquivalenzverhältnis
α	rad	Strömungswinkel
δ_{ij}		Kronecker-Delta
ε	$\frac{m^2}{s^3}$	turbulente Dissipation
γ		dimensionslose Konzentration
λ	$\frac{W}{mK}$	Wärmeleitfähigkeit
μ	$\frac{kg}{ms}$	dynamische Viskosität
ν	$\frac{m^2}{s}$	kinematische Viskosität

ρ	$\frac{kg}{m^3}$	Dichte
σ	$\frac{mol}{m^3 s}$	Stoffproduktion
σ		Standardabweichung
τ	$\frac{N}{m^2}$	Schubspannung

Indizes

L	Lichtschnitt, Licht
∞	Hauptstrom
adb	adiabater Wert
eff	effektiver Wert
Gemisch	Gemisch
i	lokaler Wert
i	in Richtung i
i	Zählindex
j	Nebenstrom
j	in Richtung j
mi	Einzelmasse
0	Ausgang, Beginn
p	Partikel

streu Streulicht

hochgestellte Symbole

' turbulente Schwankungsgröße

— zeitlicher Mittelwert

^ dimensionslose Größe

Kennzahlen

$Le = \frac{Sc}{Pr}$ Lewis-Zahl

$Pr = \frac{\nu}{a}$ Prandtl-Zahl

$Re = \frac{vh}{\nu}$ Reynolds-Zahl

$Sc = \frac{\nu}{D}$ Schmidt-Zahl

1 Einleitung

Die vorliegende Arbeit soll dem Brennkammerkonstrukteur weitere Einblicke in die Mischungsvorgänge, wie sie in modernen Gasturbinenringbrennkammern stattfinden, geben, um ihn so in die Lage zu versetzen, die immer strenger werdenden Anforderungen hinsichtlich des Schadstoffausstoßes und der Wirtschaftlichkeit erfüllen zu können. Eine weitere Verschärfung dieser Problematik erfolgte auch durch die ständig steigenden Rohölpreise verbunden mit einem härter werdenden Wettbewerb unter den Fluggesellschaften. Die Senkung des Brennstoffverbrauchs ist, aufgrund des großen Anteils an den Gesamtkosten einer Fluggesellschaft, eine schon aus rein ökonomischen Gesichtspunkten zwingende Notwendigkeit. Spricht man jedoch über die Verringerung von Schadstoffen, die von Flugzeugen emittiert werden, so ist hier die Gesetzgebung die hauptsächliche Triebfeder. Die Grundlage gesetzlicher Forderungen sind einerseits wissenschaftliche Erkenntnisse über die Wirkmechanismen von Schadstoffen, aber auch die Frage der Akzeptanz seitens der Gesellschaft, da die Erkenntnislage hinsichtlich der Auswirkungen anthropogener Stoffe in der Atmosphäre bei weitem noch nicht gesichert ist. Ausgehend vom derzeitigen Wissensstand soll zunächst eine Aufzählung der wichtigsten Schadstoffe erfolgen. Danach soll deren Entstehung und die daraus resultierenden Konsequenzen für den Verbrennungsprozess erörtert werden. Aus den Anforderungen für die verschiedenen Verbrennungskonzepte können dann wiederum Strategien für die Sekundärlufteinblasung abgeleitet werden.

1.1 Schadstoffe der Luftfahrt

Bei der Beurteilung, ob ein von Menschen in die Umwelt entlassener Stoff als Schadstoff aufgefasst werden muss, ist eine sehr detaillierte Kenntnis zahlreicher physikalischer und chemischer Prozesse nötig. So ist der Verbrennungsrückstand Wasser in Bodennähe in der Regel kein Schadstoff, wird er jedoch in großer Höhe (>10.000m) bzw. oberhalb der Tropopause eingebracht, so kann er aufgrund seiner strahlungsbeeinflussenden Wirkung durchaus schädigend wirken. Für die Beurteilung der Wirkung eines Stoffes ist neben den physikalisch und chemisch relevanten Bedingungen des Eintragungsortes auch die Verweilzeit von großem Einfluss. Stoffe, die im Wettergeschehen unterhalb der Tropopause eingebracht werden, haben dort Verweilzeiten im Bereich von Stunden bis Tagen. Werden jedoch oberhalb der Tropopause Fremdstoffe eingebracht, so können sie dort Monate bis Jahre verweilen und aktiv sein. Die nachfolgende Grafik zeigt die unterschiedlichen Prozesse, die in verschiedenen Höhen ablaufen. Der gefärbte Bereich zeigt mit rot die maximale Quellstärke der Stickoxide an. Deutlich zeichnet sich

dabei der nordatlantische Flugkorridor ab, der im Bereich der Tropopause zu liegen kommt und daher je nach momentaner Lage unterschiedliche Reaktionen hervorruft.

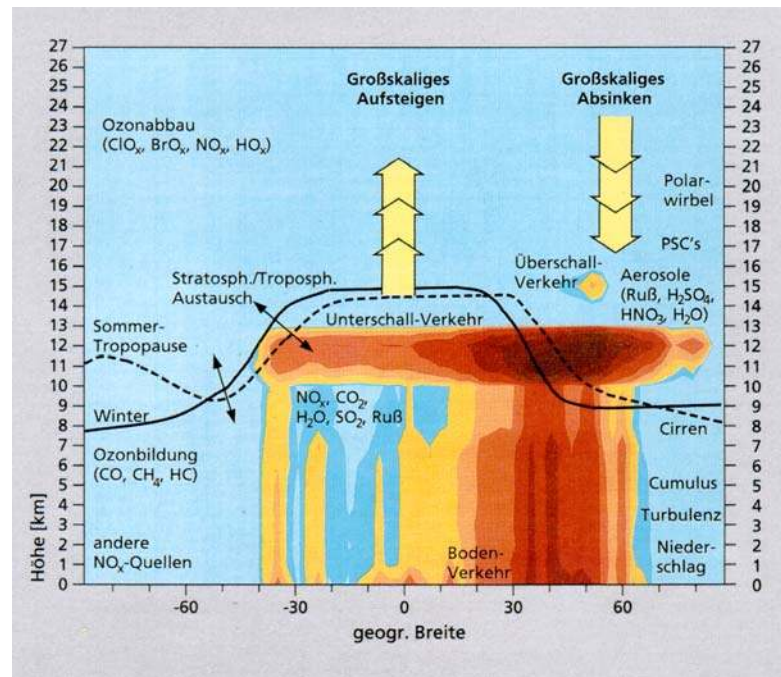


Bild 1.1 Quellenverteilung der Stickoxide aus dem Luftverkehr [57]

Interessant zu sehen ist die in dieser Graphik wiedergegebene Erkenntnis, dass Stickoxide sowohl Ozon abbauende als auch aufbauende Wirkung haben können. Nach [57] ist eine Veränderung der Ozonkonzentration in der oberen Troposphäre aufgrund des Luftverkehrs messtechnisch nicht nachweisbar. Da viele Prozesse in der Atmosphäre noch nicht hinreichend verstanden sind bzw. noch nicht erfasst wurden, konnte eine abschließende Bewertung des Einflusses durch den Luftverkehr noch nicht erfolgen. Es wird jedoch als sinnvoll erachtet, den anthropogenen Einfluss grundsätzlich so gering wie möglich zu halten. Die wesentlichen, nach heutigem Erkenntnisstand als schädlich anzusehenden Stoffe sind in Tabelle 1.1 aufgeführt. Aus ihr ist zu ersehen, dass die Bildung einiger dieser Schadstoffe durch Maßnahmen in der Brennkammer zu beeinflussen sind. Da es sich bei der Bildung von Schadstoffen um sehr komplexe und gekoppelte Mechanismen handelt, sollen zunächst einige grundlegende Bedingungen für ihre Bildung besprochen werden. Aus diesen lassen sich dann mögliche Ansätze zur Schadstoffreduktion ableiten, die die Basis für schadstoffarme Verbrennungskonzepte liefern.

Schadstoff	Durch Maßnahmen in der Brennkammer beeinflussbar
CO ₂	Nein
CO	Ja
C	Ja
H ₂ O	Nein
H _x C _y	Ja
SO ₂	Nein
NO _x	Ja

Tabelle 1.1: Schadstoffe der Luftfahrt

1.2 Schadstoffbildungsmechanismen

Nach [39] lässt sich die in Bild 1.2 dargestellte prinzipielle Emissionscharakteristik von Gasturbinen feststellen.

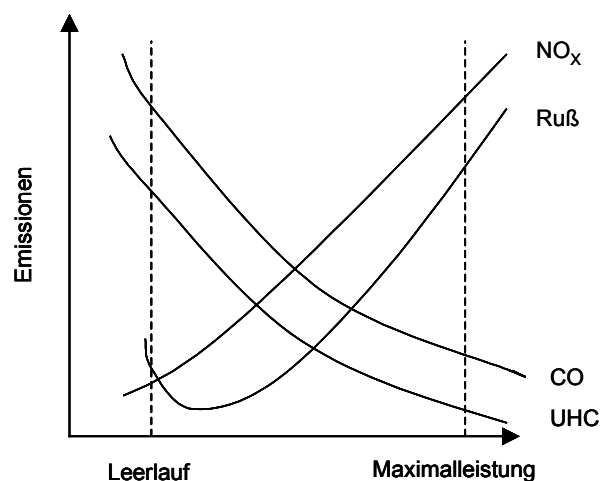


Bild 1.2 Emissionscharakteristik von Gasturbinen [39]

Da es sich bei der Leistungsregelung einer Gasturbine um eine Qualitätsregelung handelt, ist diese Darstellung äquivalent zu einer Auftragung über dem Brennstoff-Luftverhältnis. Dabei entspricht der Leerlauf einem sehr mageren und Maximalleistung einem fetten Verhältnis. Durch das gegensätzliche Verhalten der Gruppen Ruß und NO_x sowie CO und UHC wird deutlich, dass alle Lösungen zur Optimierung des Schadstoffausstoßes immer einen Kompromiss darstellen. Haupteinflussfaktor ist hierbei die sich mit der Leistung ändernde Temperatur. Diese nimmt mit steigender Leistung zu, da der Luft eine immer größer werdende Brennstoffmenge zugeführt wird. Begrenzt wird der Betriebsbereich durch die magere Erlöschgrenze und den Bereich starker Rauchbildung.

1.2.1 Kohlendioxid CO₂

Kohlendioxid ist ein unvermeidbares Reaktionsendprodukt, das bei der Verbrennung kohlenstoffhaltiger Brennstoffe gebildet wird. Da es ein Treibhausgas ist, wird eine Verminderung des CO₂-Ausstoßes angestrebt. Dies ist durch eine Verbesserung des Wirkungsgrades des Gesamtsystems zu erreichen. Als brennkammerrelevante Maßnahme ist hier die Verminderung des Druckverlustes mittels einer optimierten Brennkammeraerodynamik zu nennen. Da der Brennkammerdruckverlust jedoch die treibende Druckdifferenz für die Mischungsvorgänge liefert, besteht hier ein Zielkonflikt. Als eine der wichtigsten Maßnahme ist daher dafür zu sorgen, dass bei einem niedrigen Gesamtdruckverlust der Anteil des Flammrohrdruckverlustes dominiert und die Diffusorverluste minimiert werden.

1.2.2 Kohlenmonoxid CO

Kohlenmonoxid entsteht bei brennstoffreicher Verbrennung aufgrund des Fehlens des zur vollständigen Oxidation nötigen Sauerstoffs. Da das Gesamt-Brennstoff-Luft-Verhältnis jedoch schon wegen der maximal zulässigen Turbineneintrittstemperatur sehr mager ist, ($\Phi=0,3-0,1$), entsteht es hauptsächlich dadurch, dass in brennstoffreichen Zonen gebildetes CO zu schnell abgekühlt wird und nicht mehr ausreagieren kann. Diesen Vorgang nennt man auch Quenching. Bei leicht magerer Primärzone entstehen auch nennenswerte CO-Emissionen, da aufgrund der dann sehr hohen Verbrennungstemperaturen CO₂ teilweise dissoziiert. In beiden Fällen ergeben sich meist höhere Emissionen als es einer Gleichgewichtsrechnung entsprechen würde, weil die aufgetretenen Ungleichgewichtszustände durch eine zu schnelle Verdünnung eingefroren werden. Förderlich für eine CO-Bildung sind eine schlechte Kraftstoffaufbereitung, schnelle Abkühlung durch starke Sekundärluftzumischung, aber auch stark gekühlte Brennkammerwände. Der CO-Ausstoß ist daher durch eine Optimierung der Sekundärluftzufuhr beeinflussbar. Die Zumischung darf zu keinem starken Quenching führen und bereits magere Zonen dürfen nicht durch Sekundärluft weiter abgemagert werden.

1.2.3 Kohlenstoff C (Ruß)

Kohlenstoff ist der Hauptbestandteil vom Ruß (ca. 96%). Die Rußbildung ist der bisher am wenigsten verstandene Schadstoffmechanismus. Neben der Brennstoffzusammensetzung (hoher Kohlenstoffanteil, Schwefelrückstände) haben folgende brennkammerrelevante Faktoren einen Einfluss auf die Rußbildung: Druck, Temperatur, Luftverhältnis

und Brennstoffaufbereitung. Bei der Rußbildung geht man davon aus, dass Kohlenstoff-skelette eines Kohlenwasserstoffmoleküls bedingt durch Crackvorgänge, die bei hohen Drücken und Temperaturen stattfinden und wasserstoffreichere Fraktionen abtrennen, zuletzt verbrennen. Ist dies wegen bereits zu niedriger Temperaturen und Sauerstoffmangel nicht mehr möglich, agglomerieren diese Skelette und bilden kleine Rußpartikeln, die mit Verbrennungsprodukten von Schwefel, sowie mit Wasser und unverbrannten Kohlenwasserstoffen durchsetzt sind. Gesteigerte Verdichterförderhöhen begünstigen durch die hohen Brennkammereintrittsdrücke und -temperaturen einerseits die Rußbildung, fördern jedoch andererseits durch gestiegene Brennkammeraustrittstemperaturen den Rußabbrand nach der Primärzone. Da wie schon erwähnt die Crackvorgänge des Kraftstoffes hohe Temperaturen und Drücke erfordern, ist die zur Flammenstabilisierung notwendige Rezirkulationszone unbedingt so auszulegen, dass heiße Abgase nicht in die Bereiche vordringen, in denen noch große Mengen flüssigen Kraftstoffes vorliegen. Insbesondere kann es bei Luftdrallzerstäubern dazu kommen, dass die Rezirkulationszone bis in den Brennermund reicht, und so die Crackvorgänge bereits auf dem Filmleger beginnen können. Die Sekundärluftzumischung muss so erfolgen, dass noch nach der Primärzone vorhandene Rußpartikeln bei ausreichend hohen Temperaturen ausreagieren können.

1.2.4 Unverbrannte Kohlenwasserstoffe H_xC_y (auch UHC)

Unverbrannte Kohlenwasserstoffe entstehen, wie der Name schon sagt, durch eine unvollständige Verbrennung. Die Bildungsvorgänge sind nahezu identisch mit denen des CO. Daher folgen beide Emissionen auch einer ähnlichen Charakteristik über den Regelbereich eines Triebwerkes. Auch hier ist die Sekundärluftzuführung so zu gestalten, dass Quenching unterbunden wird.

1.2.5 Stickoxide NO_x

Beider Bildung von Stickoxiden muss man zwischen drei verschiedenen Mechanismen unterscheiden. Bei zwei dieser Mechanismen werden die Stickoxide aus dem Luftstickstoff gebildet (thermisches NO_x und prompt NO_x). Das sogenannte Brennstoff NO_x wird, wie der Name schon sagt aus dem eventuell im Brennstoff enthaltenen Stickstoff gebildet.

Thermisches NO_x

Der nach Y.A. Zeldovich benannte Mechanismus beschreibt die Bildung von NO_x aus molekularem Sauerstoff und Stickstoff in zwei Reaktionsschritten.



Dieser Mechanismus wurde durch Fenimore um eine weitere Reaktion erweitert, die besonders unter Brennstoffreichen Bedingungen eine Rolle spielt:

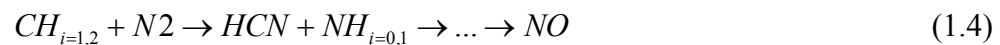


Da sowohl die Aufspaltung des Stickstoff als auch des Sauerstoffmoleküls hohe Aktivierungsenergien benötigen, die nur durch hohe Temperaturen zur Verfügung gestellt werden können, bezeichnet man diese Mechanismen auch als thermisch. Die nötigen Temperaturen liegen bei $T > 1800\text{K}$. Aufgrund der hohen Spitzentemperaturen in Brennkammern moderner Triebwerke von $T > 2000\text{K}$ ist dieser Mechanismus von besonderer Bedeutung.

Die Betrachtung der Reaktionsgeschwindigkeiten dieser Prozesse ergibt einen linearen Zusammenhang der thermischen Bildung von NO zu den Konzentrationen von molekularem Stickstoff und atomarem Sauerstoff, wohingegen die Abhängigkeit von der Temperatur exponentiell ist. Daher ergeben sich die Ansätze zur Minimierung der Stickoxidbildung über die Konzentration und über die Temperatur.

Prompt NO_x

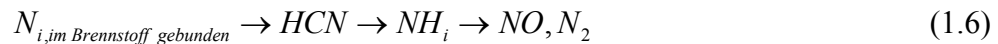
Der Name prompt NO_x leitet sich aus der Tatsache ab, dass dieser Bildungsmechanismus aufgrund seiner geringen Aktivierungsenergie sehr schnell abläuft (wenige Millisekunden).



Die für diese Reaktion erforderlichen Kohlenwasserstoff-Radikale finden sich bei technischen Verbrennungsprozessen unter brennstoffreichen Bedingungen in der Hauptreaktionszone von Kohlenwasserstoffflammen.

Brennstoff NO_x

Unter Brennstoff NO_x versteht man Stickoxide, zu deren Bildung der im Brennstoff enthaltene Stickstoff beigetragen hat. Nach Fenimore ergibt sich folgender Reaktionspfad:



Dieser Bildungsweg ist durch Primärmaßnahmen kaum zu beeinflussen. Da die in der Luftfahrt verwendeten Brennstoffe nur unwesentliche Mengen an Stickstoff enthalten, spielen die so entstehenden Stickoxide hier nur eine untergeordnete Rolle. Im Bereich der stationären Gasturbinen kommen jedoch auch Brennstoffe mit nennenswertem Stickstoffanteil zum Einsatz. Hier können jedoch zur anschließenden Reduktion Sekundärmaßnahmen angewendet werden.

Stickoxid abbauende Prozesse

Da chemische Reaktionen umkehrbar sind und diese Prozesse unter technisch relevanten Bedingungen auch ablaufen können, ist es möglich neben der Unterdrückung der Bildung auch durch den Abbau die Stickoxid Bilanz zu verbessern. Hierbei wird bereits gebildetes NO_x bei einer Reaktion mit CH_i -Radikalen abgebaut. Ausschlaggebend ist das Verhältnis zwischen den Konzentrationen von NO , O - OH - und H -Radikalen. So wird bei hohen NO -Konzentrationen eine Rückführung von NO zu HCN ermöglicht. Es gilt der folgende Reaktionspfad:



Dieser Prozess kann sich beispielsweise bei der Rezirkulation NO -haltiger Rauchgase in die brennstoffreiche Primärzone der Brennkammer abspielen.

Weiterführende Informationen zu dieser Thematik finden sich in [39], [32] und [19].

1.3 Der Verbrennungsvorgang in einer Gasturbinenbrennkammer.

Der Vergleichsprozess für die Energieumwandlung in einer Gasturbine ist der offene Joule-Prozess. Nach einer adiabat reibungsbehafteten Kompression im Verdichter (1-2) erfolgt eine isobare innere Wärmezufuhr durch die Verbrennung von Kraftstoff in der Brennkammer (2-4). Anschließend wird das Medium in der Turbine adiabat reibungsbehaftet entspannt. Die Turbine treibt den Verdichter an. Die im Medium verbleibende Restenthalpie kann genutzt werden. Bild 1.3 zeigt den Schnitt durch eine moderne Flugasturbine und verdeutlicht die Kontrollebenen.

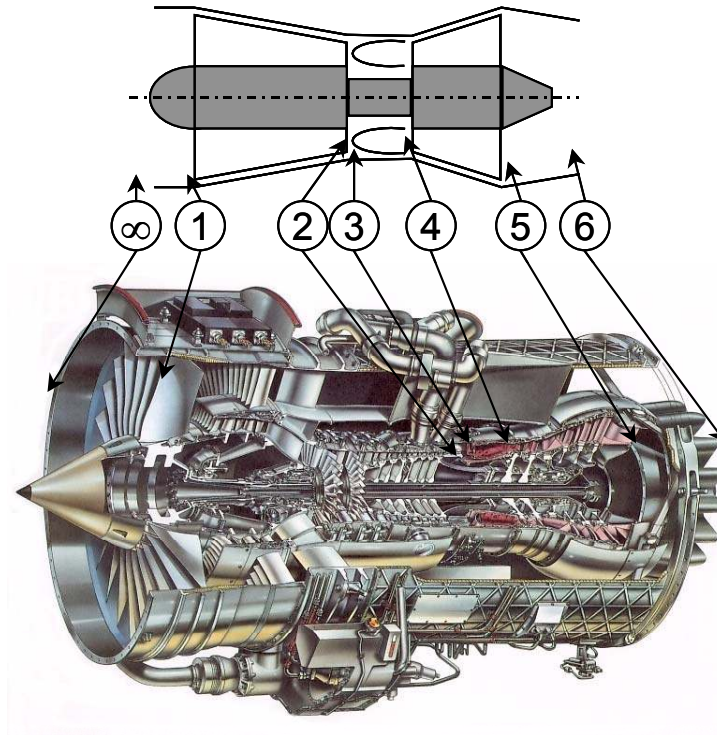


Bild 1.3 Schnitt durch eine Fluggasturbine mit Kontrollebenen [24]

Eine sehr Praktische Darstellung des Prozesses erhält man bei der Auftragung im h - s -Diagramm (Bild 1.4). Die dort angegebenen Zustandsänderungen zeigen jedoch lediglich die globalen Veränderungen von einer Kontrollebene zur nächsten an. So ist als obere Prozesstemperatur die Turbineneintrittstemperatur angegeben, welche aus Materialfestigkeitsgründen nicht überschritten werden darf. Sie liegt bei heute ausgeführten Triebwerken bei ca. 1800K. In der Brennkammer treten jedoch deutlich höhere lokale Temperaturen auf. Bei Brennkammereintrittstemperaturen von ca. 800K werden Verbrennungstemperaturen um 2500K erreicht.

Nach Passieren des isenthalpen Einlaufs wird die Luft verdichtet. Die Wärmezufuhr in der Brennkammer erfolgt von Punkt 3 zu Punkt 4. Es handelt sich idealisiert um eine isobare Wärmezufuhr. In der Realität ergibt sich jedoch ein Totaldruckverlust von einigen Prozent, der sich aus dem thermodynamischen Druckverlust durch Wärmezufuhr und den Strömungsverlusten (Reibung) der Brennkammereinbauten ergibt. Dieser Druckverlust vermindert die dem Kreisprozess entnehmbare Arbeit und muss daher minimiert werden. Andererseits stellt das entstehende Druckgefälle die Triebfeder für die Durchströmung der Brennkammer dar.

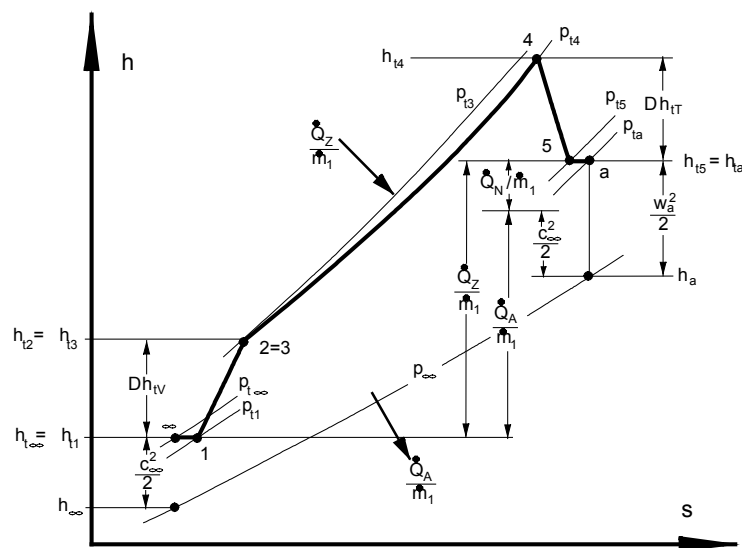


Bild 1.4 Kreisprozess eines einfachen Strahltriebwerks im Flug [24]

Bild 1.5 zeigt den Schnitt einer konventionellen Brennkammer. Der dem Verdichter folgende Diffusor verringert die Strömungsgeschwindigkeit etwas. Eine weitere Verringerung der Strömungsgeschwindigkeit erfolgt durch den Carnot-Stoß am Austritt des Diffusors. Sie ist jedoch noch zu hoch, um eine Verbrennung zu ermöglichen. Daher bedient man sich eines Flammrohres, in dem die Bedingungen für eine stabile Verbrennung geschaffen werden können.

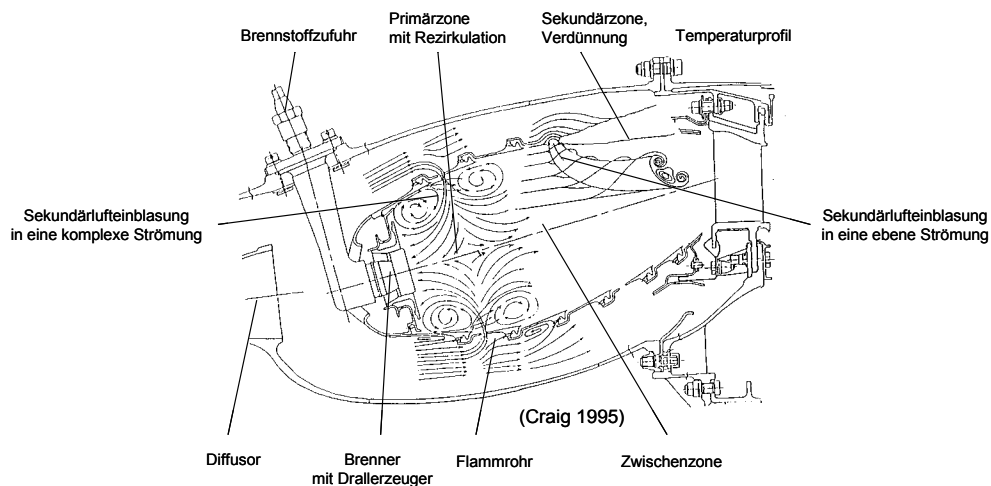


Bild 1.5 Schnitt durch eine Ringbrennkammer

Die Luft tritt zunächst durch den Brenner, der heute typischerweise als Luftdrallzerstäuber ausgeführt ist. Dieser sorgt mittels mindestens zweier konzentrischer Drallströmungen für eine weitestgehend lastunabhängige Zerstäubung und auch für eine Rest-

drallströmung, die durch die Bildung einer Rezirkulationszone die Flamme am Brennermund verankert und stabilisiert. Der Hauptteil der Verbrennung erfolgt in der Primärzone. Sie wird durch eine erste Reihe Sekundärluftbohrungen abgeschlossen, durch die weitere Luft zugeführt wird. In der sich anschließenden Zwischenzone erfolgen noch Nachreaktionen. Je nach angewendetem Verbrennungskonzept muss dafür gesorgt werden, dass Sekundärluft in die Primärzone befördert wird (Mager-Verbrennung), oder dass dies ausgeschlossen ist (Fett-Mager-Verbrennung). In der sich anschließenden Verdünnungszone ist die Verbrennung beendet. Es erfolgt jedoch eine weitere Luftzugabe, mittels derer die mittlere Temperatur gesenkt und die Strömung homogenisiert wird. Das Temperaturprofil der Strömung wird an die Erfordernisse der ersten Turbinenstufe angepasst. Angestrebt wird dabei eine homogene laterale Verteilung, sowie in radialer Richtung eine Verteilung, die im Rotor Schaufelschnitte gleicher Lebensdauer ermöglicht.

Die konsequente Verfolgung des Zieles der Minimierung des spezifischen Brennstoffbedarfs während der letzten zwei Jahrzehnte hat dazu geführt, dass der gleichzeitig überproportional angestiegene Luftverkehr mit einem nur moderaten Anstieg des Brennstoffverbrauchs einherging. Erreicht wurden diese Ziele durch eine Fülle von Maßnahmen im technischen aber auch logistischem Bereich. Zu den technischen Maßnahmen gehören neben konsequenten Verbesserungen der Tragflächen und der Zelle hauptsächlich Verbesserungen am Triebwerk. Bei den triebwerkseitigen Verbesserungen betrifft besonders die Steigerung des thermischen Wirkungsgrades, durch die Anhebung des Verdichterdruckverhältnisses und der Turbineneintrittstemperatur, die Vorgänge in der Brennkammer. Mit steigender Verdichterförderhöhe steigt gleichzeitig die Brennkammereintrittstemperatur. Dieser Umstand führt zunächst zu einer Senkung einiger Schadstoffe wie CO, Ruß und unverbrannten Kohlenwasserstoffen. Leider steigt jedoch gleichzeitig der Ausstoß an Stickoxiden (NO_x). Dieser Umstand führt zu einem Zielkonflikt, der einer sorgfältigen Optimierung bedarf.

In den letzten Jahren sind, ausgehend von der Vermutung, dass Stickoxide, die in großer Höhe ausgebracht werden, einen Beitrag zur Zerstörung der Ozonschicht leisten, enorme Anstrengungen unternommen worden, um die Stickoxidemissionen von Flugtriebwerken zu verringern. Hierzu wurden neue Verbrennungskonzepte entwickelt, die nur mit erhöhtem Aufwand zu beherrschen sind.

Nach neuesten Erkenntnissen erhöhen jedoch Stickoxide, die von Flugzeugen in die Atmosphäre abgegeben werden, in allen genutzten Höhenbereichen die Ozonkonzentration. Aufgrund anderer Emissionsquellen ist aber ein messtechnischer Nachweis der Gesamttendenz nicht zu erbringen. Betrachtet man jedoch die Wachstumsprognosen der Luftfahrt, die von einem Anstieg des Luftverkehrsaufkommens ausgehen, so scheint es opportun, den Stickoxidausstoß trotzdem so gering wie möglich zu halten.

1.4 Konzepte zur Schadstoffverminderung

Aus den grundlegenden Überlegungen zu den genannten Schadstoffbildungsmechanismen lassen sich zahlreiche Brennkammerkonzepte zur Schadstoffminderung ableiten. Da die Verbrennung in einer Gasturbinenbrennkammer wie alle technischen Prozesse zahlreichen Beschränkungen unterliegt, sind einige Konzepte nicht oder nur schwer realisierbar. Nachfolgende Graphik verdeutlicht die Problematik.

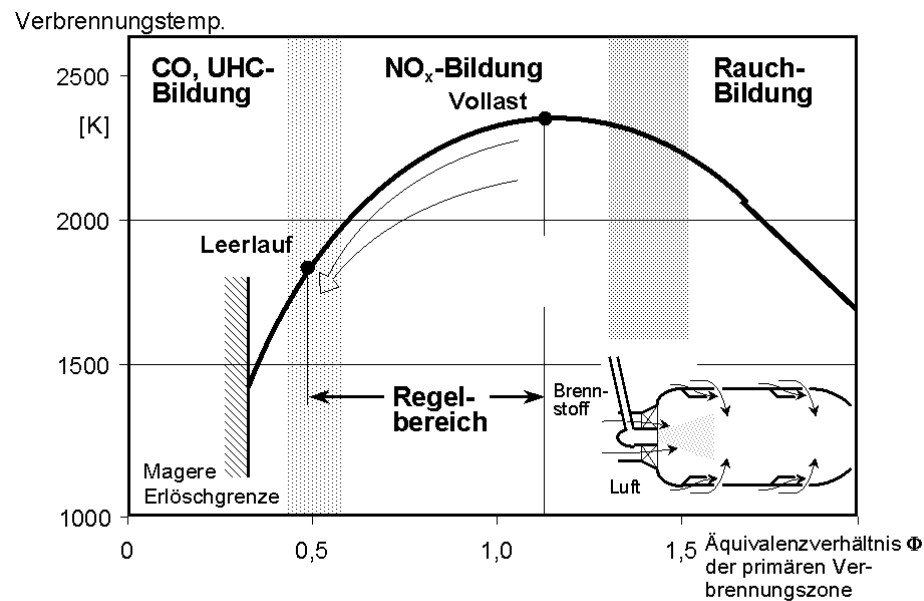


Bild 1.6 Schadstoffbildung in einer konventionellen Brennkammer [60]

Der geforderte Regelbereich einer Fluggasturbine ist sehr groß und wird von den Zonen starker Rauchbildung und der CO / UHC-Bildung eingeschlossen. Im Vollastbereich herrschen die höchsten Temperaturen, wodurch sich aufgrund der starken Temperaturabhängigkeit des NO_x-Bildungsmechanismus ein Stickoxidmaximum einstellt. Weniger Stickoxide werden gebildet, wenn im mageren Bereich aufgrund des Luftüberschusses die Verbrennungstemperatur niedriger ist, bzw. wenn im fetten Bereich wegen der höheren Affinität des Sauerstoffes zum Brennstoff die Stickoxidbildung unterbunden wird. Es lassen sich daher zwei unterschiedliche Konzepte zur Stickoxidreduzierung ableiten: die Magerverbrennung und die Fettverbrennung. Da man jedoch gezwungen ist, die Zonen starker Rauchbildung und der CO und UHC-Bildung zu meiden, ergibt sich zwangsläufig ein sehr schmaler Regelbereich, der den Anforderungen üblicher Flugaufgaben nicht gewachsen ist. Es ist daher nötig, die Verbrennungskonzepte so zu gestalten, dass die Schadstoffbildung reduziert und gleichzeitig ein ausreichender Regelbe-

reich gewährleistet ist. Nachfolgend sollen die oben genannten Konzepte kurz besprochen und die Konsequenzen für die Sekundärluftfeinblasung erörtert werden.

1.5 Die Magerverbrennung

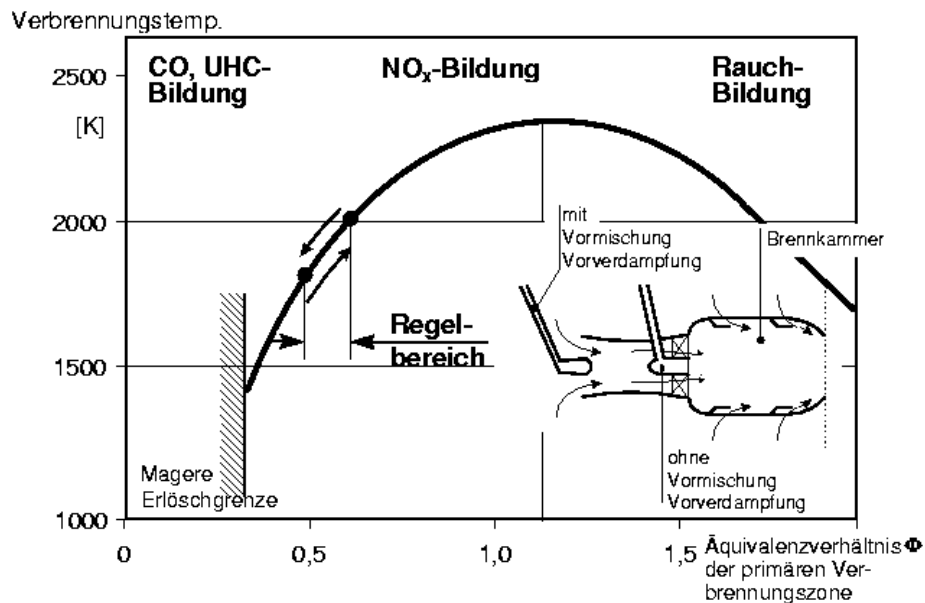


Bild 1.7 Konzept einer Mager-Brennkammer [60]

Eine Magerverbrennung im eigentlichen Sinne kann nur mittels einer Vormischflamme erfolgen. Diese Technologie wird jedoch zur Zeit wegen der Gefahr des Flammenrück-schlages noch nicht serienmäßig eingesetzt. In heute ausgeführte Magerbrennkammern erfolgt die Verbrennung mittels Diffusionsflammen. Der Begriff mager bezieht sich daher auf das globale Äquivalenzverhältnis. Lokal treten, wie es bei Diffusionsflammen naturgemäß sein muss, noch fette Zonen auf. Wie aus Bild 1.7 deutlich wird, ist der Regelbereich sehr schmal. Außerdem befindet man sich in diesem Modus nahe der mageren Erlöschgrenze. Um einen akzeptablen Regelbereich zu erhalten, werden Magerbrennkammern typischerweise mit einer Brennstoffstufung ausgeführt. Hierbei wird für den unteren Lastbereich lediglich eine Gruppe von sogenannten Pilotbrennern betrieben. Bei höherem Lastbedarf werden dann weitere Brenner ,die Hauptbrenner, zuge-schaltet. Da ein Brenner nicht mit der Last Null betrieben werden kann, gestaltet sich der Zu- und Abschaltprozess regelungstechnisch schwierig, zumal ein Erlöschen im mageren Bereich ausgeschlossen werden muss. Die Stufung kann radial, axial oder in Mischformen erfolgen. Die Sekundärluftzumischung ist schwieriger zu beherrschen als in konventionellen Brennkammern, da zu der komplizierten Strömungsführung durch

die versetzte Anordnung der Brenner auch noch in den Stufungsbereichen unterschiedliche Zustände herrschen. Oftmals gelingt es nicht, bei akzeptablem Druckverlust einen zur Einstellung des geforderten mageren Äquivalenzverhältnisses ausreichenden Luftmassenstrom durch die Brenner zu leiten. Dann muss die Sekundärlufteinblasung so gestaltet werden, dass die fehlende Luft entgegengesetzt der Hauptströmungsrichtung in die Primärzone gelangen kann. Dazu müssen die Sekundärluftstrahlen in die Rezirkulationszone der Drallströmung eindringen können. Weiterhin muss die Sekundärlufteinblasung so gestaltet werden, dass eine Abmagerung des Gemisches bis zur mageren Erlöschgrenze unter allen Betriebszuständen vermieden wird. Da magere Flammen stärker zur Instabilität neigen, muss die Sekundärlufteinblasung stationär gehalten werden, um Stabilitätsgefährdende Störungen zu vermeiden.

1.6 Die Fett-Mager-Verbrennung

Eine rein fette Verbrennung ist nicht sinnvoll, da bei ihr der eingesetzte Brennstoff nicht vollständig verbrannt werden würde. Des weiteren ist die Zugabe überstöchiometrischer Luft allein schon zur Einhaltung der maximal zulässigen Turbineneintrittstemperatur notwendig.

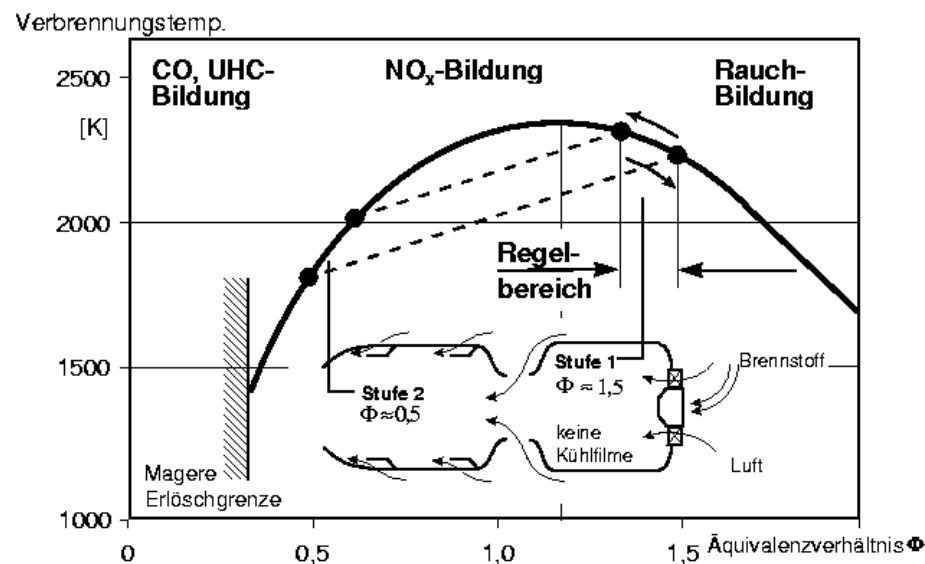


Bild 1.8 Konzept einer Fett-Mager-Brennkammer [60]

Der Weg von einem fetten Gemisch zu einem mageren führt jedoch zwangsläufig über den Bereich maximaler Stickoxidbildung (Bild 1.8). Da zur Oxidation des Stickstoffes

jedoch zunächst die sehr stabile N_2 -Bindung aufgebrochen werden muss, ist die Reaktionsgeschwindigkeit relativ langsam. Dadurch ist es möglich, den stöchiometrischen Bereich zu durchlaufen, ohne eine nennenswerte Stickoxidbildung hervorzurufen, wenn die Sekundärluftzumischung schnell genug und sehr homogen erfolgt. Eine Rückströmung von Sekundärluft in die Primärzone ist unbedingt zu vermeiden, da sonst bedingt durch die Ausbildung lokaler stöchiometrischer Zonen eine starke Stickoxidbildung erfolgen würde, die durch den nachfolgenden raschen Misch- und Abkühlprozess nicht mehr rückreagieren könnte. Ein wesentlicher Nachteil des Konzepts ist die Tatsache, dass die Reaktionsgeschwindigkeit der Stickoxidbildung mit wachsendem Druck und Temperatur steigt. Dann muss auch der Mischprozess entsprechend schneller ablaufen, um die Stickoxidbildung zuverlässig unterbinden zu können. Moderne Triebwerke mit hohen Verdichterförderhöhen erreichen jedoch Bedingungen in der Brennkammer, die einen hinreichend schnellen Mischprozess unmöglich machen. Dieses Konzept eignet sich daher besser für niedriger belastete Triebwerke.

Beide Verbrennungskonzepte sind also nur durchführbar, wenn die Sekundärluftzumischung über den gesamten Regelbereich in engen Grenzen beherrschbar ist. Schon leichte Abweichungen können zu einem Anstieg der Schadstoffemissionen oder schlimmer noch zu erheblichen Sicherheitsrisiken führen. Die komplexen Strömungsformen in modernen Ringbrennkammern überschreiten jedoch den Gültigkeitsbereich der bisher zur Auslegung verwendeten Korrelationen. Weiterhin ist es heute noch nicht möglich, hinreichend genaue numerische Simulationen dieser Probleme durchzuführen. Dies liegt teilweise am Zusammenspiel verschiedener Strömungsphänomene, die einige Modellannahmen verletzen. So ist es dringend erforderlich, unabhängig vom angestrebten Verbrennungskonzept, die grundlegenden Mechanismen der Sekundärlufteinblasung zu verstehen.

2 Problemstellung

Aufgabe des Brennkammerkonstruktors ist es, die aus den Schadstoffminderungskonzepten abgeleiteten Forderungen bezüglich der Temperatur- und Stoffverteilungen umzusetzen. Diese Aufgabe besteht darin, alle Öffnungen des Flammrohres, einschließlich des Brenners, so zu gestalten, dass bei allen Betriebspunkten des Triebwerkes die erforderliche Massenstromverteilung erreicht wird. Da die Brennkammerwandtemperaturen im Bereich von ca. 1200K liegen und lastabhängig stark variieren, verzichtet man jedoch bis heute aus Sicherheitsgründen auf jegliche Aktuatorik. Es gilt also, die Flammrohröffnungen hinsichtlich ihrer Lage und Form so anzuordnen, dass sich die geforderte Massenstromverteilung durch die aufprägten Randbedingungen einstellen.

2.1 Sekundärlufteinblasung in eine komplexe Querströmung

Wie schon aus Bild 1.5 deutlich wird, bilden die in das Flammrohr eintretenden Luftstrahlen zusammen mit der verdrehten Hauptströmung ein äußerst komplexes Strömungsfeld.

Aus zahlreichen Untersuchungen des Problems „Strahleinblasung in eine Querströmung“ („Jet in Crossflow“) [47] wurden Korrelationen abgeleitet, die das Strahleindringverhalten in eine ebene Querströmung recht gut beschreiben. Siehe auch Kapitel 2.2 Stand der Forschung.

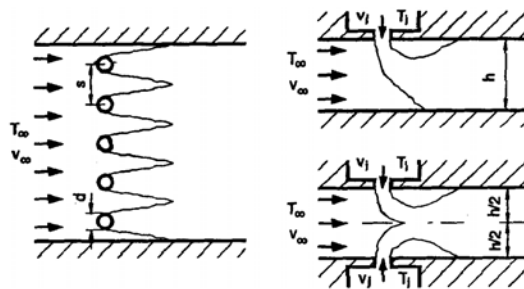


Bild 2.1 Strahlreiheneinblasung in eine ebene Querströmung [75]

Allen Experimenten zu diesem Thema ist gemein, dass durch die ebene Querströmung das Impulsverhältnis und damit das Eindringverhalten der Sekundärluftstrahlen durch globale Größen festgelegt und für alle Lochpositionen gleich ist. Blomeyer [6] konnte zeigen, dass unter der Voraussetzung einer relativ einfachen Drallströmung eine Anpassung der für die ebene Anströmung geltenden Korrelationen möglich ist. Dies gilt je-

doch nur unter der Voraussetzung einer Drallströmung, die sich so weit vergleichmäßig hat, dass sich eine lateral umlaufende Strömung gebildet hat, die einzelne Drallströmungen nicht mehr erkennen lässt. Dies kann, weiter als eine Brennkammerhöhe stromab der Brennebene, bei der Verwendung von Drallerzeugern mit großem Verhältnis von Austrittsdurchmesser d_{sw} zu Flammrohrhöhe h und einer Konfiguration mit gleichsinniger Drallrichtung aller Drallerzeuger zutreffen (Bild 2.2).

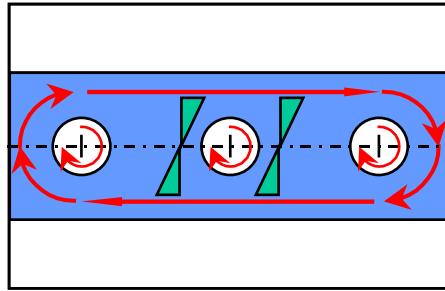


Bild 2.2 Globale Umlaufströmung in der Mischkammer

Unter den oben genannten Bedingungen erfährt der eindringende Sekundärluftstrahl eine schräge Anströmung mit einem zur Kanalmitte abnehmenden Geschwindigkeitsprofil in lateraler Richtung.

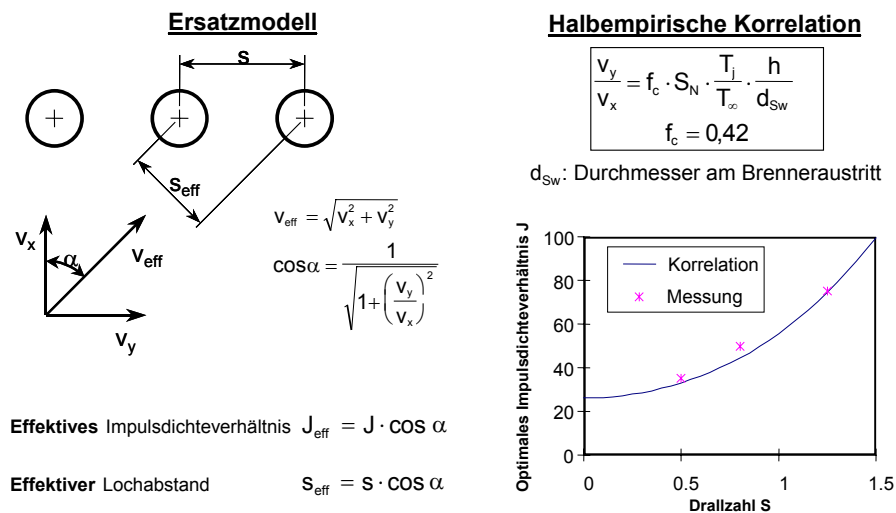


Bild 2.3 Anpassung der Korrelation für eine ebene Anströmung an den Fall einer einfachen Drallströmung [6]

Im Allgemeinen und besonders in der Primärzone ist dies jedoch nicht der Fall. Bedingt durch den Einsatz von Brennern, die eine wesentlich kompliziertere Drallströmung mit weit in die Brennkammer reichender Rezirkulationszone erzeugen oder deren Strömungsform wandanliegend ist, können die oben getroffenen Annahmen nicht geltend

gemacht werden. Im allgemeinen Fall wird das Eindringverhalten eines Sekundärluftstrahles durch ein Geschwindigkeitsfeld wechselnder Richtung und Größe bestimmt. Weiterhin bedingt der dreidimensionale Charakter einer komplexen Drallströmung eine Ortsabhängigkeit des Impulsverhältnisses.

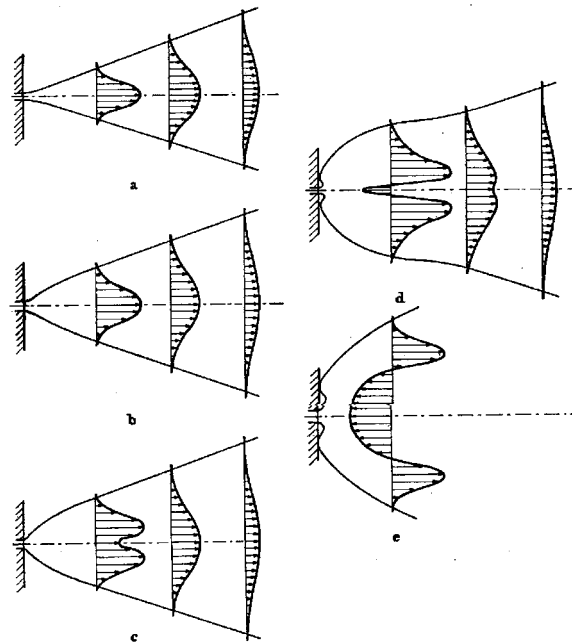


Bild 2.4 Verschiedene Drallströmungsformen, Verlauf der Axialgeschwindigkeit mit wachsender Drallstärke [20]

Bild 2.4 zeigt den Verlauf der Axialgeschwindigkeit verschiedener Drallströmungen. Hier wird deutlich, dass ein in eine solche Strömung eindringender Sekundärluftstrahl je nach Typ der Drallströmung und momentaner Eindringtiefe auch abrupten Richtungsänderungen unterworfen sein kann.

2.2 Stand der Forschung

Das Forschungsfeld der Strahleinblasung in eine Querströmung hat sich in der Literatur unter dem Begriff „Jet-In-Crossflow“ etabliert. Die Anwendung dieses Strömungsproblems erstreckt sich von der Ausbreitung von Rauchgasen aus Kaminen bis zur Filmkühlung von Turbinenschaufeln. Einen sehr umfangreichen Überblick über die gesamte Thematik findet man in [47]. Bedingt durch den großen Anwendungsbereich ergibt sich auch eine große Parameterbandbreite. Hiervon betroffen ist hauptsächlich das Impulsverhältnis J , das maßgeblich die Strahltrajektorie beeinflusst [35]. Im Bereich der Sekundärlufteinblasung in Gasturbinenbrennkammern wurden zahlreiche Forschungsarbeiten durchgeführt. Zunächst galt es, den Durchströmungsvorgang der Belochung in

der Brennkammerwand näher zu charakterisieren. Die hierbei interessierende Größe ist die effektive durchströmte Fläche bzw. der daraus abgeleitete Durchflusskoeffizient c_D , der sich aus dem Verhältnis aus effektiver und geometrischer Lochfläche ergibt. Die Untersuchungen wurden an Einzellöchern und Lochreihen durchgeführt. Es zeigte sich, dass der c_D -Faktor unter brennkammerrelevanten Bedingungen für das Einzelloch bei 0,61 und für die Lochreihe zwischen $0,64 \leq c_D \leq 0,68$ liegt [10]. Weitere Arbeiten konzentrierten sich auf die Untersuchung des Einflusses der Lochform. Mit Aufsätzen (Scoops) auf der Flammrohraußenwand konnte der Durchflusskoeffizient deutlich gesteigert werden. Eine Veränderung der Lochform beeinflusst den Durchflusskoeffizienten jedoch kaum [11]. Es folgten Untersuchungen mit außen und innen liegenden Aufsätzen. Dabei wurde der Verlauf der Strahltrajektorie in Abhängigkeit vom Geschwindigkeits- und Dichteverhältnis von Mischluft und Querströmung betrachtet [52]. Es konnte gezeigt werden, dass das Impulsdichteverhältnis der dominierende Einflussfaktor auf die Eindringtiefe des Sekundärluftstrahles und die Mischung ist. Das absolute Niveau des Impulses, der Turbulenz, sowie des Dichteverhältnisses spielt bei gleichbleibendem Impulsdichteverhältnis eine untergeordnete Rolle.

Einen wesentlichen Beitrag zu den Forschungen auf dem Gebiet „Jet-In-Crossflow“ hat die Forschergruppe um J.D. Holdeman vom *NASA Lewis Research Center* geleistet. Hier wurde eine sehr umfangreiche experimentelle Datenbasis geschaffen mit dem Ziel, Korrelationen für die Auslegung des Temperaturprofils der Verdünnungszone von Gasturbinenbrennkammern zu entwickeln. Da hier im realen Fall von einer annähernd ebenen Anströmung ausgegangen werden kann, wurden die meisten dieser Untersuchungen mit einer ebenen Hauptströmung durchgeführt. Holdeman untersuchte zunächst das Eindringverhalten eines Einzelstrahles in eine freie Querströmung [30]. In weiteren Experimenten wurde das Einblaseverhalten von Lochreihen in eine eingeschlossene Querströmung untersucht [25]. Eine konsequente Annäherung an den Realfall erfolgte durch die Untersuchung der Sekundärlufteinblasung in eine eingeschlossene Querströmung bei gegenüberliegenden Lochreihen. Hierzu existieren zahlreiche Arbeiten, die von verschiedenen Forschern, teilweise ausgehend von grundlegenden Experimenten wie der Einzelstrahleinblasung, erweitert wurden [35], [36], [29] und [74]. Die in den verschiedenen Arbeiten entwickelten Korrelationen unterscheiden sich zwar etwas, kommen jedoch alle zu dem Ergebnis, dass für einseitige bzw. auch die beidseitige Strahlreihen-einblasung bei fluchtender Anordnung der Löcher ein optimales Verhältnis von Lochabstand zu Kanalhöhe und Impulsdichteverhältnis gefunden werden kann.

Um einen stärkeren Praxisbezug zu erlangen, wurde Anfang der 80er Jahre das *NASA Dilution Jet Mixing Program* initiiert. In drei Phasen wurden zunächst bereits ermittelte grundlegende Effekte experimentell bestätigt [62]. Zusätzlich zur Variation des Dichte- und Impulsdichteverhältnisses wurde auch der Einfluss einer beschleunigten Querströmung durch Verjüngung der Verdünnungszone untersucht. In der zweiten Phase wurde die Einblasung bei gegenüberliegenden Strahlreihen betrachtet. Außerdem wurde in

dieser Phase eine Variation des Profils der Querströmung durchgeführt [65]. Schließlich wurden in der dritten Phase des Programms Experimente mit Langlöchern sowie mit zwei hintereinander liegenden Lochreihen unternommen [63]. Weitere Ausarbeitungen dieser Forschungen finden sich in [64] und [26].

Im Gegensatz zu den Untersuchungen im Rahmen des *NASA Dilution Jet Mixing Program*, die an rechtwinkligen Kanälen durchgeführt wurden, befasste sich die Gruppe um Carotte und Stevens [8], [66] und [67] mit Strömungs- und Temperaturfeldern in einer Ringbrennkammer. Hier lag der Schwerpunkt auf der detaillierten Beobachtung von asymmetrischen Phänomenen der Strahleinblasung. Diese führen in der Praxis zu lokalen, heißen Stellen, die zu einer thermischen Überbeanspruchung der Turbine führen können.

Gegen Ende der 80er Jahre wurde erneut in den USA ein Forschungsprogramm mit dem Namen: *High-Speed Civil Transport, HSCT* [59], [58] initiiert, das u.a. die Verringerung der Stickoxidemissionen zum Ziel hatte. Aufgrund des hohen Sicherheitsrisikos einer mager vorgemischten Verbrennung konzentrierten sich diese Untersuchungen meist auf die Fett-Mager-Verbrennung, die ein ähnlich hohes Stickoxid-Reduktionspotenzial erwarten ließ [69]. Diese Untersuchungen erfolgten meist an Modellen von Rohrbrennkammern. Hierbei kamen auch neuere Messtechniken zum Einsatz. Vranos et al. untersuchten den Mischungsvorgang mittels der Mie-Streuung in einem durch einen Laserstrahl gebildeten Lichtschnitt [73]. Wiederum wurden Impulsdichteverhältnis und Lochanordnungen sowie –formen variiert. Die Variation des Dichteverhältnisses zeigte hier eine Abnahme der Mischungsgüte bei steigendem Dichteverhältnis ($\frac{\rho_j}{\rho_\infty}$). Weitere Arbeiten mit ähnlichem Versuchsaufbau folgten [23], [38].

Ergebnis dieser Arbeiten waren Korrelationen zur Auslegung optimaler Mischungskonfigurationen, die mit dem von Holdeman in [31] gezeigten Ansatz übereinstimmten. Die Belochungen sollen bei der Fett-Mager-Verbrennung eine möglichst rasche Homogenisierung bewirken, damit beim Übergang von der fetten in die magere Zone keine Stickoxide gebildet werden können. In numerischen Studien [70] und [61] konnte gezeigt werden, dass die im kalten Experiment ermittelten optimalen Mischungen auch im reagierenden Fall zu den niedrigsten Stickoxidemissionen führten. Eine Zusammenfassung der Ergebnisse erfolgte in [28].

Da heute standardmäßig Ringbrennkammern eingesetzt werden, befasste sich die Gruppe um Holdeman auch mit der Sekundärlufteinblasung durch gegenüberliegende Lochreihen in einen Rechteckquerschnitt, als vereinfachtes abgewinkeltes Modell [46]. Es zeigte sich, dass durch das Versetzen der gegenüberliegenden Lochreihen zueinander bessere Mischungsergebnisse erzielt werden können, wenn durch einen genügend großen Lochabstand dafür gesorgt wird, dass die Sekundärluftstrahlen nicht aufeinander treffen, sondern über die Kanalmitte hinaus eindringen. Weiterhin wurde gezeigt, dass

die aus früheren Untersuchungen gewonnenen Korrelationen für die Bedingungen der Fett-Mager-Verbrennung angepasst werden müssen [44], [45]. Numerische Untersuchungen [2] zeigten, dass sogar eine bereichsweise Anpassung der Korrelation erforderlich ist. Dies macht deutlich, dass dem komplexen Mischungsvorgang kaum noch mit einer einfachen Korrelation Rechnung getragen werden kann. Eine Zusammenfassung der Ergebnisse erfolgte wiederum von Holdeman [27].

Da das Parameterfeld der Untersuchungen im Rahmen des HSCT-Programmes an den Anwendungsfall angepasst wurde, erfolgte eine Variation des Impulsdichteverhältnisses im Bereich $16 \leq J \leq 60$. Bei neueren Triebwerken liegt dieser Wert jedoch deutlich höher ($J \geq 100$). Für diesen Bereich existieren nur wenige Untersuchungen. Mit einer umfangreichen Parametervariation von Lochdurchmesser und -größe konnte Dörr zeigen, dass auch der Lochdurchmesser für die Festlegung optimaler Mischungskonfigurationen ausschlaggebend ist [15]. Daher wurde auf Basis seiner Messungen ein neuer Ansatz für die Korrelation zur Bestimmung der optimalen Mischung formuliert [14]. Es wurde gezeigt, dass ein Versetzen der gegenüberliegenden Lochreihen für die Mischung vorteilhaft ist. Mit einer solchen Anordnung ist es möglich, den für eine Fett-Mager-Verbrennung erforderlichen großen Sekundärluftmassenstrom bei gleichzeitig schneller und homogener Mischung einzubringen. Der dazu erforderliche Mindestlochabstand, der ein Aufeinandertreffen der eindringenden Sekundärluftstrahlen verhindert, wurde experimentell und theoretisch ermittelt [44], [12], [13].

Damit auch bei kleinerem zur Verfügung stehenden Flammrohrdruckverlust ein ausreichender Sekundärluftmassenstrom eingebracht werden kann, untersuchte Migueis [49] mit experimentellen und numerischen Methoden die Sekundärlufteinblasung mit zwei hintereinanderliegenden Strahlreihen. Der Versuchsaufbau entsprach dem von Dörr.

Im Falle der Fett-Mager Verbrennung, besonders wenn wie in [61] beschrieben eine zusätzliche Einschnürung der Hauptströmung erfolgt, ist zu erwarten, dass in der Einblaseebene die Hauptströmung so weit vergleichmäßigt ist, dass die Annahme einer ebenen Hauptströmung zutrifft. Dies ist im allgemeinen Fall jedoch nicht zu erwarten. Da heute typischerweise Drallströmungen zur Flammenstabilisierung zum Einsatz kommen, ist von einem sehr komplexen Strömungsfeld auszugehen, in das die Sekundärluft eindringt. Leider existieren nur sehr wenige Untersuchungen, bei denen eine profilierte Hauptströmung zur Anwendung kam. In [62], [65], [63] wurde der Querstrom vertikal profiliert. Dies entspricht noch nicht der Realität, gibt aber erste Hinweise auf die Veränderung der Strahltrajektorie beim Durchströmen von Gebieten unterschiedlicher Geschwindigkeiten. Untersuchungen mit einer drallbehafteten Hauptströmung beschränken sich fast ausnahmslos auf Rohrbrennkammern [17], [42], [16], [53], [41] und [1]. Bei diesen Arbeiten wurde jedoch lediglich das Eindringen eines Einzelstrahles untersucht. Das Mischungsverhalten in einer konventionellen Rohrbrennkammer war Gegenstand experimenteller und numerischer Arbeiten von Koutmos und

McGuirk [37]. Eine deutliche Annäherung an den realen Fall erfolgte in der Arbeit von Griebel [18]. Unter Anwendung der von Migueis [49] untersuchten Geometrie (rechtwinkliger Strömungskanal, zweireihige gegenüberliegende Lochreihen) wurden Experimente mit Verbrennung unter Atmosphärendruck durchgeführt und die Stickoxidemissionen ermittelt. Die Flammenstabilisierung erfolgte mittels Drallbrennern. Es wurde deutlich, dass die Ergebnisse der Mischungsoptimierung im Falle der unverdrallten Hauptströmung nicht ohne Weiteres übertragbar sind. Die Stickoxidemissionen waren sogar sehr hoch, da Sekundärluft in die Rezirkulationszone eindringen konnte und so das Fett-Mager-Konzept teilweise vereitelte. Abhilfe der Problematik konnte durch eine Vergrößerung der Zahl der Brenner geschaffen werden. Dies wurde jedoch mit einer Verkleinerung der Baugrößen gekoppelt, wodurch sich auch die Ausdehnung der Rezirkulationszone in Hauptströmungsrichtung verringerte. Es wird hier schon sehr deutlich, dass die Sekundärlufteinblasung in ein stark dreidimensionales Hauptströmungsfeld einer eingehenderen Untersuchung bedarf. Ein wesentliches Ergebnis dieser Arbeit war auch die Erkenntnis, dass die bestimmenden Charakteristika der Sekundärluftmischung wie Strahleindringtiefe und -winkel, die im isothermen Experiment ermittelt wurden, gut mit den im Verbrennungsfall gewonnenen Werten übereinstimmen. Eine Übertragung der isothermen Mischungsuntersuchungen ist daher also möglich.

In einer weiteren Arbeit von Liscinsky wurde die Strahleinblasung in eine drallbehaftete Hauptströmung in einem Rechteckkanal mit dem drallfreien Fall verglichen [43]. Leider untersuchte man hier lediglich die Auswirkungen auf die Mischung, die im drallbehafteten Fall deutlich verbessert wurde. Eine detailliertere Untersuchung der Einzelmechanismen blieb jedoch aus.

Blomeyer knüpfte an die Arbeiten von Dörr an. Er schloss die verbliebende Lücke der Korrelationen für den Fall der ebenen Hauptströmung bei versetzter Lochreihenordnung [4] und [5]. Im Rahmen weiterer Untersuchungen führte er detaillierte Messungen mit verdrallter Hauptströmung in der von Dörr verwendeten Mischkammer durch. Hierbei wurden variable Drallerzeuger des Typs *Movable Block* verwendet, wie sie von Leuckel in [40] beschrieben wurden. Er konnte zeigen, dass bei einer drallbehafteten Hauptströmung der Drall und nicht mehr das Impulsdichteverhältnis den dominierenden Transportmechanismus für den Stoffaustausch darstellt. Er stellte im Vergleich zur ebenen Hauptströmung eine Steigerung des Mischungsniveaus fest. Bei der von ihm verwendeten Konfiguration stellte sich eine umlaufende Lateralströmung ein, die zu einem zusätzlichen Impuls auf die eindringenden Sekundärluftstrahlen beiträgt. Daher werden diese zusätzlich in lateraler Richtung abgelenkt, wodurch die Eindringtiefe abnimmt. Mit dieser Modellannahme konnte die für den Fall der ebenen Hauptströmung entwickelte Korrelation angepasst werden. Weiterhin konnte er zeigen, dass durch ein lateral zur Drallachse versetztes Anordnen von gegenüberliegenden Sekundärluftbohrungen spiegelsinnige Konfigurationen erzeugt werden, die drallstärkend und -schwächend wirken. Im ersten Fall werden die Sekundärluftstrahlen vom Drallzentrum und damit der

der Rezirkulationszone weggelenkt, wohingegen sie im letzteren Fall direkt in die Rezirkulationszone eindringen. Dies würde wie schon von Griebel [18] gezeigt den Wirkmechanismus einer Fett-Mager-Verbrennung zerstören, für eine Magerverbrennung jedoch durchaus Vorteile bieten.

Die vorliegende Arbeit knüpft an diese Untersuchungen an, es soll jedoch versucht werden, die Probleme grundlegender zu betrachten, um die Einzelmechanismen, die dem komplexen Strömungsproblem zugrunde liegen, aufdecken zu können. Dabei soll die Betrachtungsweise unabhängig von speziellen Verbrennungskonzepten erfolgen.

2.3 Ziel der Arbeit

Wie in Kapitel 2.1 beschrieben ist das Problem der Sekundärlufteinblasung in eine Drallströmung komplex. Zur Realisierung neuer Verbrennungskonzepte, die der Schadstoffreduzierung dienen, ist eine perfekte Kontrolle der Brennkammeraerodynamik jedoch unumgänglich, da bereits geringe lokale Zustandsabweichungen inakzeptable Emissionssteigerungen zur Folge haben können. Bisherige Untersuchungen zu dieser Problematik sind entweder auf moderne Ringbrennkammern nicht übertragbar (ebene Querströmung, Rohrbrennkammer) oder weisen eine zu hohe Parameterzahl auf, so dass die grundlegenden Mechanismen nicht erkennbar sind und so eine Übertragung auf beliebige Verbrennungskonzepte nicht möglich ist.

Die vorliegende Arbeit hat daher das Ziel, die grundlegenden Mechanismen, die die Sekundärlufteinblasung in komplexe Drallströmungen bestimmen, herauszuarbeiten, um daraus Konstruktionskriterien zur Umsetzung schadstoffarmer Verbrennungskonzepte ableiten zu können. Weiterhin soll eine Datenbasis für Nachrechnungen zur Überprüfung numerischer Verfahren geschaffen werden.

Der experimentelle Teil der Arbeit gliedert sich im wesentlichen in vier Teile:

Untersuchung der einzelnen Drallströmung

Untersuchung der Wechselwirkung mehrerer eingeschlossener Drallströmungen

Untersuchung der Wechselwirkung eines einzelnen Sekundärluftstrahles mit einer komplexen Drallströmung

Untersuchung der Strahlreiheneinblasung in eine komplexe Drallströmung

2.4 Modellbildung

Zur Beschreibung der Mischungsvorgänge in einer Brennkammer, insbesondere mit dem Ziel, schadstoffreduzierende Maßnahmen zu ergreifen, könnte man annehmen, dass dies nur bei gleichzeitiger Verbrennung erfolgen kann. Da der Verbrennungsprozess in einer Gasturbine jedoch selbst schon ein äußerst komplexer Vorgang ist (Zwei-phasenströmung, Verdampfung, Zündung, Reaktion) und der experimentelle Aufwand beim Betrieb einer Mischkammer mit Verbrennung enorm hoch ist, wird versucht, die aerodynamischen Vorgänge von denen der Verbrennung zu trennen. Im Allgemeinen ist dies nicht ohne weiteres möglich, da die chemische Reaktion einen Quellterm in der Energiegleichung darstellt. Dies wirkt sich auch auf die aerodynamischen Vorgänge in Form einer Beschleunigung der Strömung aus (thermodynamischer Druckverlust). Bei der Betrachtung der Sekundärluftzumischung in einer Fett-Mager-Brennkammer kann jedoch, bedingt durch die rasche Zumischung, annähernd davon ausgegangen werden, dass in der Mischzone keine chemischen Reaktionen stattfinden. Wie schon erwähnt, wurde dies in der Arbeit von Griebel [18] gezeigt. Im Falle der Magerverbrennung kann diese Annahme jedoch nicht mehr gelten, besonders dann, wenn zur weiteren Abmagerung der Primärzone Sekundärluft in die Rezirkulationszone eingebracht wird. Zur Übertragung der Ergebnisse muss dann die durch die Wärmefreisetzung eintretende Beschleunigung zu berücksichtigen werden.

In der vorliegenden Arbeit galt es jedoch, grundlegende Effekte der Sekundärlufteinblasung in eine drallbehaftete Querströmung zu untersuchen. Die Durchführung dieser Experimente mit Verbrennung hätte durch die Fülle der zusätzlichen Parameter eine eindeutige Identifizierung der Abhängigkeiten erschwert. Aus diesem Grund wurden die Experimente unter isothermen Bedingungen durchgeführt.

Im Falle der Sekundärlufteinblasung in eine Querströmung mit chemischer Reaktion wird Luft mit heißen Verbrennungsgasen gemischt. Beide unterscheiden sich hinsichtlich ihrer Stoffwerte und Dichte. Die Unterschiede der Stoffwerte sind jedoch so gering, dass jeweils die Stoffwerte von Luft angenommen werden können und lokale Unterschiede somit nicht ins Gewicht fallen. Die Abbildung dieser Tatsachen wird im Modell mit der Verwendung eines binären Gemischs mit mittleren Gemischeigenschaften Rechnung getragen. Der Dichteunterschied findet keine Berücksichtigung, da sich wie bereits erwähnt in zahlreichen Untersuchungen gezeigt hat, dass bei richtiger Abbildung des Impulsstromdichteverhältnis weder das absolute Niveau noch das Verhältnis der Dichte eine entscheidende Rolle spielt. Unter diesen Voraussetzungen war es möglich, dass beide Teilströme aus Luft bestehen, die unter annähernd Umgebungsbedingungen miteinander gemischt werden.

Zur Abbildung des zu untersuchenden Strömungsproblems ist es nötig, alle das System beschreibenden Parameter zu erfassen. Hierzu ist eine Bilanzierung des Kontrollvolu-

mens nötig. Im Allgemeinen ist es nicht möglich, alle Parameter im Modell und in der Realität gleich einzustellen. Somit ist es erforderlich, eine geometrische, kinematische und dynamische Ähnlichkeit herzustellen. Oft gelingt es auch nicht, alle Ähnlichkeitsparameter gleichzeitig einzuhalten. Dies erfordert eine sorgfältige Abschätzung der Dominanz der einzelnen Parameter. Unter diesen Voraussetzungen kann ein Modell gebildet werden, das das Problem wirklichkeitsgetreu abbilden kann.

2.4.1 Bilanzierung

Bei der Betrachtung eines Mischungsvorganges zweier Teilströme muss neben der Erhaltung von Masse, Impuls und Energie auch die Erhaltung der Teilmasse berücksichtigt werden. Kennt man die Anfangs- und Randbedingungen, so lässt sich das System vollständig beschreiben. Nachfolgende Graphik zeigt das Bilanzierungsmodell für die Mischung zweier Teilströme mit den für die Bestimmung der Anfangs- und Randbedingungen nötigen Größen.

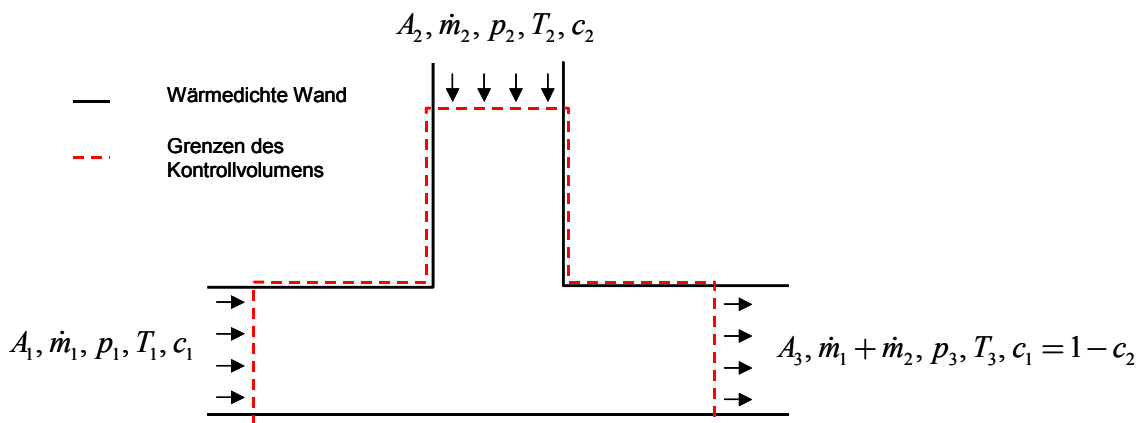


Bild 2.5 Bilanzierungsmodell mit messbaren Größen

Die Bilanzierung soll letztendlich Aufschluss über die zur vollständigen Beschreibung des zu untersuchenden Problems nötigen Größen dienen. Der besseren Übersicht halber werden die Bilanzgleichungen hier in differentieller Form aufgeführt.

Bilanz der Teilmasse der Spezies α

Die zeitliche Änderung der Spezies α lässt sich bestimmen durch die Summation ihres Flusses über die Kontrollflächen, ihrer Diffusion und ihrer Produktion (ihrem Verbrauch). Der letzte Term wird ohne Reaktion gleich Null und ist hier nur der Vollständigkeit halber erwähnt

$$\frac{\partial \rho c_\alpha}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho c_\alpha v_i) = \frac{\partial j_{i,\alpha}}{\partial x_i} + \cancel{\sigma_\alpha} \quad \alpha = 1, 2, \dots, N \quad (2.1)$$

Summiert man alle Komponenten, so erhält man die Bilanzgleichung der Gesamtmasse, kurz: Kontinuitätsgleichung. Dabei wurde berücksichtigt, dass gilt:

$$\sum_{\alpha=1}^N \sigma_{\alpha} = 0, \sum_{\alpha=1}^N j_{i,\alpha} = 0, \sum_{\alpha=1}^N \rho c_{\alpha} v_{i,\alpha} = \rho v_i \quad (2.2)$$

Kontinuitätsgleichung:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho v_i) = 0 \quad (2.3)$$

Impulserhaltung:

$$\frac{\partial \rho v_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho v_i v_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_i} + \sum_{\alpha=1}^N \rho c_{\alpha} f_{i,\alpha} \quad (2.4)$$

Energieerhaltung:

$$\frac{\partial \rho e}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho e v_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} (v_i (\tau_{ij} - p \delta_{ij})) + \frac{\partial \dot{q}'_i}{\partial x_i} + \sum_{\alpha=1}^N \rho c_{\alpha} f_{i,\alpha} v_{i,\alpha} \quad (2.5)$$

Die letzten Terme der Gleichungen (2.4) und (2.5) beinhalten die Volumenkräfte. Bei der Annahme der Schwerkraft als einzige Volumenkraft müsste im Realfall der Auftrieb durch die Dichteunterschiede zwischen Haupt- und Nebenstrom berücksichtigt werden. Der Anteil dieser Kraft ist jedoch meist so klein, dass sie vernachlässigt werden kann. Im isothermen Experiment verschwindet sie ganz. Der Energiestrom \dot{q}'_i berücksichtigt im allgemeinen Fall die von außen zu- oder abgeführte Wärmeenergie. Dabei kann der Transport durch Wärmeleitung aber auch diffusiv erfolgen. Ein Beitrag durch Strahlung soll nicht berücksichtigt werden.

Der Ausdruck e kann ersetzt werden durch:

$$e = h - \frac{p}{\rho} + \frac{1}{2} \rho v_i v_i \quad (2.6)$$

Mittels der konstitutiven Gleichungen, die die speziellen Materialeigenschaften des Fluids charakterisieren, erhält man weitere zur Lösung des Systems nötige Gleichungen. So gilt für den Spannungstensor τ_{ij} für Newtonische Fluide, wie es im vorliegenden Problem der Fall ist:

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) + \frac{2}{3} \mu \frac{\partial v_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \quad (2.7)$$

Dabei fällt der letzte Term aufgrund der vorausgesetzten Inkompressibilität des vorliegenden Problems wegen $\frac{\partial v_k}{\partial x_k} = 0$ weg.

Wie bereits erwähnt, soll von einem binären Gemisch mit mittleren Gemischeigenschaften ausgegangen werden. Dann ist $c_1 = 1 - c_2$.

Zur Beschreibung des Energie- und Stoffstromes durch Leitungs- und Diffusionseffekte werden die Ansätze von Fourier und Fick verwendet. So schreibt sich der Energiestrom:

$$\dot{q}'_i = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x_i} - \rho D (h_1 - h_2) \frac{\partial c_i}{\partial x_i} \quad (2.8)$$

Für die Diffusion gilt bei einem binären Gemisch:

$$j_{i,1} = -j_{i,2} = -\rho D \frac{\partial c_i}{\partial x_i} \quad (2.9)$$

Unter den in einer Brennkammer geltenden Bedingungen kann mit hinreichender Genauigkeit davon ausgegangen werden, dass es sich bei dem zu betrachtenden Fluid um ein kalorisch und thermisch ideales Gas handelt. Mittels der beiden thermodynamischen Zustandsgleichungen:

$$p = \rho R T \quad (2.10)$$

$$h = c_p T \quad (2.11)$$

wird das Gleichungssystem nun lösbar. Eine geschlossene, analytische Lösung ist hier leider nicht mehr möglich. Auch numerische Verfahren stoßen bei der Behandlung von Drallströmungen schnell an ihre Grenzen. Dies soll unter anderem im nächsten Abschnitt kurz angesprochen werden.

2.4.2 Bilanzgleichungen der turbulenten Strömung

Mit den im letzten Abschnitt aufgeführten Gleichungen lässt sich das System unter den genannten Einschränkungen prinzipiell beschreiben. Da wie in den meisten technischen

Systemen auch hier die Strömung turbulent ist, müssten auch noch kleinste turbulente Strukturen aufgelöst werden, um die verschiedenen Transportprozesse hinreichend genau erfassen zu können. Auf messtechnischem Wege gestaltet sich dies aufgrund mangelnder Zeit- und Ortsauflösung vieler Messverfahren schwierig. Auch numerische Verfahren stoßen wegen der dann erforderlichen extrem hohen Rechenzeiten an ihre Grenzen. Es ist daher nötig, geeignete Verfahren auszuwählen, die die Informationsmenge drastisch reduzieren, ohne den Informationsgehalt wesentlich zu verschlechtern. Ein hierbei üblicher Weg ist die Aufteilung der turbulenten Bewegungen in ihren zeitlichen Mittelwert und einen stochastischen Schwankungsanteil nach Reynolds. Die Erhaltungsgleichungen sind im Folgenden aufgeführt, auf eine Herleitung wird jedoch verzichtet [34]. Der Momentanwert einer Größe φ lässt sich unter der Voraussetzung, dass der zeitliche Mittelwert der Strömung stationär ist wie folgt schreiben:

$$\varphi_i(x_j, t) = \bar{\varphi}_i(x_j) + \varphi'_i(x_j, t) \quad \text{mit} \quad \bar{\varphi}_i(x_j) = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \varphi(x_j, \tau) d\tau \quad (2.12)$$

Dann lauten die Bilanzgleichungen mit der Voraussetzung einer inkompressiblen Strömung, sowie der Vernachlässigung von Arbeiten aus Druck- und Reibungskräften:

Spezies

$$\rho \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{c} \bar{v}_i) = - \frac{\partial}{\partial x_j} (j_i + \rho \overline{c'v'_i}) \quad (2.13)$$

Masse

$$\rho \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.14)$$

Impuls

$$\rho \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{v}_j \bar{v}_i) = - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\tau_{ij} - \rho \overline{v'_j v'_i}) \quad (2.15)$$

Energie

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\rho c_p \bar{T} \bar{v}_i) = - \frac{\partial}{\partial x_i} (\dot{q}'_i + \rho c_p \overline{T'v'_i}) \quad (2.16)$$

Durch die Mittelung tauchen neue, unbekannte Korrelationen auf:

$$\overline{\rho c' v'_i}, \quad -\overline{\rho v'_j v'_i} \text{ und } \overline{\rho c_p T' v'_i} \quad (2.17)$$

Zur Lösung des Gleichungssystems bedarf es weiterer Beziehungen. Für diese müssten zusätzliche Erhaltungsgleichungen hergeleitet werden, die wiederum nicht geschlossene Terme enthalten. Es ergibt sich daher eine unendliche Hierarchie von Differentialgleichungen. Zur Lösung dieser Problematik werden die unbekanntenen Terme mit unterschiedlichen Ansätzen modelliert [33] und [55]. Jede Modellierung dieser Ansätze beinhaltet vereinfachende Annahmen, die für das jeweils zu betrachtende Strömungsproblem geprüft werden müssen. So versagt das häufig verwendete $k-\varepsilon$ -Modell durch die Annahme einer isotropen Turbulenz bei der Berechnung von Strömung mit Drall, wo in der Regel starke Stromlinienkrümmungen, große Geschwindigkeitsgradienten und Ablösungen auftreten. Zur numerischen Lösung der hier behandelten Strömungsprobleme bedarf es daher neuer Modellierungsansätze. Neben den bei komplexeren Ansätzen auftretenden numerischen Problemen besteht je nach Ansatztyp zur Validierung der Ergebnisse der Bedarf nach wesentlich detaillierteren Messungen als dies bei einer rein experimentellen Betrachtungsweise der Fall wäre. So ist es oft erwünscht, neben den üblicherweise erfassten Mittelwerten auch die Schwankungswerte und Geschwindigkeitsmomente erster und höherer Ordnung zu kennen. Dies bedarf neben einer Messtechnik, die in der Lage ist, die gewünschten Informationen zu liefern, einer sorgfältigen Planung der Experimente unter Beteiligung von Experimentatoren und Numerikern.

2.5 Ähnlichkeitskenngrößen

Wie bereits erwähnt, ist zur korrekten Abbildung eines Strömungsproblems die Einhaltung der dominierenden Ähnlichkeitskenngrößen zu beachten. Abweichungen sind jedoch oft nicht zu vermeiden. In diesem Falle muss die Übertragbarkeit der Ergebnisse diskutiert werden.

2.5.1 Geometrische Ähnlichkeit

Die Abmessungen einer Brennkammer hängen von verschiedenen Parametern ab. Neben einem vollständigen Ausbrand sollen natürlich Zünd- und Beschleunigungsfähigkeit gegeben sein. Weiterhin darf die thermische Belastung der Wände die zulässigen Grenzen nicht überschreiten. Außerdem sind die Abmessungen auch abhängig vom verwendeten Verbrennungskonzept. Damit ergeben sich je nach Anforderungsprofil für das Gesamttriebwerk unterschiedliche Abmessungen. Da in der vorliegenden Arbeit die Interaktion der Sekundärluft mit der Drallströmung der Primärzone untersucht werden sollte, wurde mit $f/h=0,75$ und $s/t=1$ eine für konventionelle Brennkammern häufig

verwendete Abmessungsbeziehung zwischen Primärzonenlänge f , Flammrohrhöhe h und Brennerteilung t verwendet. Die Abmessungen der Drallerzeuger entsprachen Originalbrennern, die für Experimente mit Verbrennung im Rahmen des Forschungsprojektes KEROMIX verwendet wurden [54].

2.5.2 Kinematische Ähnlichkeit

Eine kinematische Ähnlichkeit, ausgedrückt durch die Gleichheit von Modell- und Realaufstromgeschwindigkeit, konnte bei diesen Versuchen nicht eingehalten werden. Die hierzu notwendigen Strömungsgeschwindigkeiten hätten zu große Massenströme erfordert. Wie sich noch zeigen wird, konnten instationäre Effekte der Sekundärlufteinblasung nachgewiesen werden. Eine direkte Übertragung der detektierten Frequenzen kann jedoch nur bei gleicher Strouhalzahl erfolgen. Dies ist bei der Interpretation mit zu berücksichtigen.

2.5.3 Dynamische Ähnlichkeit

Zur Einhaltung der dynamischen Ähnlichkeit sollten die Mach- bzw. Reynoldszahlen von Modell und Ausführung gleich sein. Da im Primärzonenbereich einer Brennkammer typischerweise Machzahlen um 0,1 herrschen und die Strömung damit als inkompressibel betrachtet werden kann, war die Mach'sche Ähnlichkeit wegen der sehr geringen Strömungsgeschwindigkeiten der Hauptströmung und maximalen Strahlmachezahlen um 0,1 nicht erforderlich. Schwieriger stellte sich die Situation für die Einhaltung einer brennkammertypischen Reynoldszahl von 100.000 (bezogen auf Kanalhöhe und Hauptstromgeschwindigkeit) dar. Die hierzu erforderlichen Strömungsgeschwindigkeiten konnten wegen der Verwendung von Originalbrennern als Drallerzeuger nicht eingehalten werden. Die im Experiment eingestellte Reynoldszahl betrug ca. 35.000. Eine Untersuchung des Einflusses der Reynoldszahl zeigte jedoch, dass ihre Variation in diesen Grenzen die Mischung kaum beeinflusst. Siehe hierzu das nachfolgende Bild 2.6.

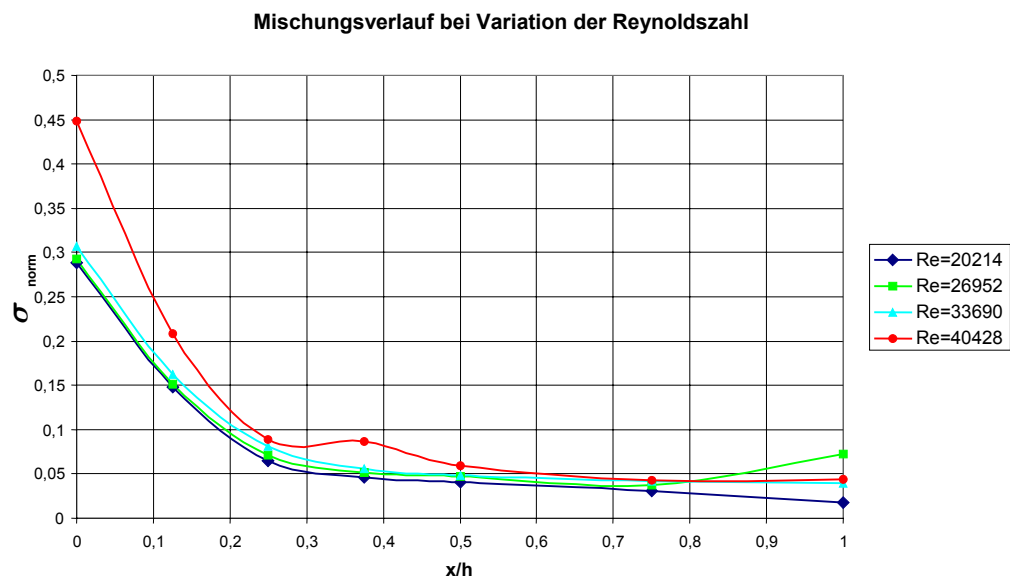


Bild 2.6 Einfluss der Reynoldszahl auf die Mischung

Diese Untersuchungen wurden mit dem Drallerzeuger vom Typ *Movable-Block* durchgeführt, wie sie bei Blomeyer [6] zur Anwendung kamen, da sie aufgrund ihrer größeren effektiven Fläche einen weiteren Bereich der Massenstromvariation zuließen. Die Ursache für die Invarianz des Mischungsverlaufes bezüglich der Reynoldszahl dürfte darin liegen, dass die Bildung der Reynoldszahl mit mittlerer Hauptstromgeschwindigkeit und Kanalhöhe für den Fall der ebenen Hauptströmung sicherlich richtig ist. Im Falle einer Drallströmung mit einer komplexen Geschwindigkeitsverteilung ist dies jedoch nicht angebracht, da es die lokalen Verhältnisse in der Mischzone nicht wiedergibt. Dies bedeutet jedoch, dass der turbulente Austausch durchaus ähnlich ist.

Ein weiterer sehr wichtiger Ähnlichkeitsparameter bei der Betrachtung der Sekundärluft einblasung ist das Impulsstromdichteverhältnis ($J = \frac{\rho_j v_j^2}{\rho_\infty v_\infty^2}$). Dies hat sich, wie bereits in Kapitel 2.2 besprochen wurde, in einer Vielzahl von Experimenten immer wieder bestätigt. Das Impulsstromverhältnis wurde in mehreren Stufen im Bereich $50 \leq J \leq 150$ variiert. Dies deckt sowohl die Erfordernisse einer konventionellen Ringbrennkammer ab, die mit niedrigen Impulsstromverhältnissen um 50 arbeitet, als auch den Bereich für die Fett-Mager-Verbrennung, die hohe Impulsstromverhältnisse bis 150 erfordert. Bei der Untersuchung von Drallströmungen ist weiterhin die Drallzahl zu beachten ($S_N = \frac{\dot{D}}{\dot{I}_{ges} \cdot R_0}$). Da diese weitestgehend unabhängig vom Massenstrom ist, wurde im Experiment auch die Drallzahl des realen Falles von 1 erreicht. Ab einer Drallzahl von ca. 0,6 ist der sogenannte *Vortex Breakdown Point* erreicht, ab dem sich eine rezir-

kulierende Strömung einstellt. Mit der Drallzahl von 1 wurde gewährleistet, dass dies immer der Fall ist. In Kapitel 3.4 wird noch näher auf die Drallzahl und ihre Bestimmung eingegangen.

2.6 Die Quantifizierung der Mischung

Zur Beschreibung von Mischungsvorgängen ist es nötig, den Mischungszustand quantifizieren zu können. Hierzu sind verschiedene Wege möglich, die sich verschiedener Kennwerte bedienen. Einige findet man in [15] und [9]. Es hat sich jedoch bei den mit der Mischung in Brennkammern befassten Forschergruppen zunehmend die Verwendung der normierten Standardabweichung durchgesetzt [73], [23], [46] und [9].

Da die quantitativen Mischungsuntersuchungen dieser Arbeit hauptsächlich unter Zuhilfenahme der Wärme-Stoff-Analogie mittels Temperaturmessungen durchgeführt wurden, soll die Quantifizierung der Mischung des Temperaturfeldes beschrieben werden. Sie ist im hier behandelten Falle jedoch äquivalent zur Beschreibung der Konzentration.

Vor der Mischung liegen die beiden zu mischenden Teilströme separiert vor und besitzen die dimensionslosen Temperaturen:

$$\Theta_j = 0, \Theta_\infty = 1 \quad (2.18)$$

Mit $\Theta_i = \frac{T_i - T_j}{T_\infty - T_j}$.

Nach der Einblasung der Sekundärluft in die Primärströmung mischen sich die beiden Teilströme in Abhängigkeit von der Konfiguration mehr oder weniger schnell. Wenn beide Teilströme vollständig vermischt sind, hat sich unter wärmedichten Bedingungen die adiabate Mischtemperatur eingestellt, die sich aus der Bilanz der Enthalpieströme ergibt:

$$c_p (\dot{m}_j + \dot{m}_\infty) \Theta_{adb} = c_p \dot{m}_j \Theta_j + c_p \dot{m}_\infty \Theta_\infty \quad (2.19)$$

Die Bedingung der adiabaten Mischkammer korrespondiert im Falle der Lichtschnitt-Messtechnik mit der Erhaltung der Partikelzahl. Es muss also sichergestellt sein, dass bei der Mischung keine Partikel durch Verdunstung oder Wandniederschlag verloren gehen.

Bezieht man hier die in (2.18) dargestellten Ausdrücke für die dimensionslosen Temperaturen von reinem Haupt- und Nebenstrom mit ein, so ergibt sich folgender Zusammenhang:

$$\Theta_{adb} = \frac{\dot{m}_{\infty}}{\dot{m}_j + \dot{m}_{\infty}} \quad (2.20)$$

Die adiabate Mischungstemperatur vereinfacht sich also zu einem reinen Massenstromverhältnis.

Zur Bewertung der Mischung vergleicht man nun die lokale dimensionslose Temperatur Θ_i mit Θ_{adb} . Praktisch erfolgt dies in verschiedenen Ebenen, die normal zur Hauptstromrichtung liegen. Da sich in der Realität jedoch Wärmeverluste über die Kanalwand ergeben (bei der Lichtschnitttechnik würde dies dem Verdampfen bzw. dem Auskondensieren von Nebelfluid an der Wand entsprechen), ist es notwendig, die Bilanzierung der adiabaten Mischtemperatur ebenenweise vorzunehmen. Es ergibt sich folgender Ausdruck für die dimensionslose Temperatur einer ebene j:

$$\Theta_{adb,j} = \frac{\sum_{i=1}^N \dot{m}_i \Theta_i}{\sum_{i=1}^N \dot{m}_i} = \sum_{i=1}^N \frac{\dot{m}_i}{\dot{m}_j + \dot{m}_{\infty}} \Theta_i \quad (2.21)$$

N steht hierbei für die Anzahl der Messpunkte in einer Ebene.

Zur Beschreibung der Mischung eignet sich, wie schon erwähnt, die Standardabweichung der Verteilung von der Mischtemperatur. Sie stellt streng genommen den Grad der Ungemischtheit dar. Sie ergibt sich zu:

$$\sigma_{adb} = \sqrt{\sum_{i=1}^N \frac{\dot{m}_i}{\dot{m}_j + \dot{m}_{\infty}} (\Theta_i - \Theta_{adb,j})^2} \quad (2.22)$$

Die Standardabweichung ist beschränkt auf die maximale mögliche Standardabweichung des betrachteten Systems. Diese ergibt sich für den vollkommen ungemischten Zustand, bei dem Haupt- und Nebenstromfluid separiert mit den Häufigkeiten g_j und g_{∞} vorliegen.

$$\Theta_{adb} = g_j \cdot \Theta_j + g_{\infty} \cdot \Theta_{\infty} \quad (2.23)$$

Unter der Berücksichtigung von (2.18) kann man diese Häufigkeiten auch so darstellen:

$$g_{\infty} = \Theta_{adb}, \quad g_j = 1 - \Theta_{adb} \quad (2.24)$$

Damit vereinfacht sich jedoch die maximal mögliche adiabate Standardabweichung zu:

$$\sigma_{\max,adb} = \sqrt{\Theta_{adb} \cdot (1 - \Theta_{adb})} \quad (2.25)$$

Dieser Ausdruck ist noch vom Massenstromverhältnis zwischen Haupt- und Nebenstrom abhängig. Möchte man jedoch verschiedene Konfigurationen vergleichen, die im allgemeinen Fall auch verschiedene Massenstromverhältnisse bewirken können, so muss die ebenenweise ermittelte Standardabweichung mittels der maximalen Standardabweichung normiert werden.

$$\sigma_{\text{norm},adb} = \frac{\sigma_{adb}}{\sigma_{\max,adb}} \quad (2.26)$$

Die normierte Standardabweichung nimmt Werte zwischen Null und Eins an. Nach dieser Definition entspricht der vollständig gemischte Fall dem Wert Null, der vollkommen ungemischte Fall dem Wert Eins.

Zu beachten ist jedoch, dass bei dieser Form der Definition der Ungemischtheit die lokalen Massenströme \dot{m}_i bekannt sein müssen. Auf (2.21) bezogen bedeutet dies, dass die dimensionslosen Temperaturen an einem Ort i in einer Messebene mit dem Massenstrom durch diese Ebene gewichtet werden muss. Daher ist zur Ermittlung der Ungemischtheit zusätzlich zur Temperaturverteilung auch die Kenntnis des Geschwindigkeitsfeldes nötig. Dies ist jedoch mit erheblichem Aufwand verbunden, da die hier zu betrachtende Strömung hoch turbulent und dreidimensional (und instationär) ist.

Es ist daher zweckmäßig, lediglich das Temperaturfeld zu betrachten. Bezieht man dann zusätzlich die Standardabweichung auf die mittlere Temperatur einer Messebene, ergibt sich folgender Ausdruck:

$$\Theta_m = \frac{\sum_{i=1}^N A_i \Theta_i}{\sum_{i=1}^N A_i} \quad (2.27)$$

Bei der Verwendung eines äquidistanten Messrasters mit gleichen Teilflächen A_i , vereinfacht sich (2.27) zu:

$$\Theta_m = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \Theta_i \quad (2.28)$$

Unter diesen Voraussetzungen stellen sich die mittels der Standardabweichung gewonnenen Ausdrücke wie folgt dar:

$$\sigma_m = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (\Theta_m - \Theta_i)^2} \quad (2.29)$$

$$\sigma_{\max} = \sqrt{\Theta_m \cdot (1 - \Theta_m)} \quad (2.30)$$

$$\sigma_{\text{norm}} = \frac{\sigma_m}{\sigma_{\max}} \quad (2.31)$$

Beim vorliegenden Problem der Sekundärlufteinblasung in eine drallbehaftete Strömung erfolgt die Abströmung der sich mischenden Fluide in Richtung der Hauptströmung. Das Geschwindigkeitsfeld homogenisiert sich, bis es schließlich annähernd ein Blockprofil gebildet hat. In diesem Fall ist jedoch die Geschwindigkeit in einer Ebene konstant. Daraus folgt auch ein konstanter Massenstrom. Somit werden die Ausdrücke (2.26) und (2.31) identisch. Jedoch ist in der Nähe der Einblaseebene sowie in der Primärzone diese Betrachtungsweise fehlerhaft. Auf diese Problematik wird jedoch noch eingegangen. Eine Quantifizierung des Fehlers erfolgt in [15] und [6].

Die normierte Standardabweichung bezieht sich jeweils auf eine Ebene normal zur Hauptströmungsrichtung. Betrachtet man ihren Verlauf von der Einblaseebene bis mehrere Kanalhöhen stromab, so fällt sie ausgehend von einem Wert kleiner eins asymptotisch auf Null. Das nachfolgende Bild zeigt exemplarisch einen solchen Verlauf.

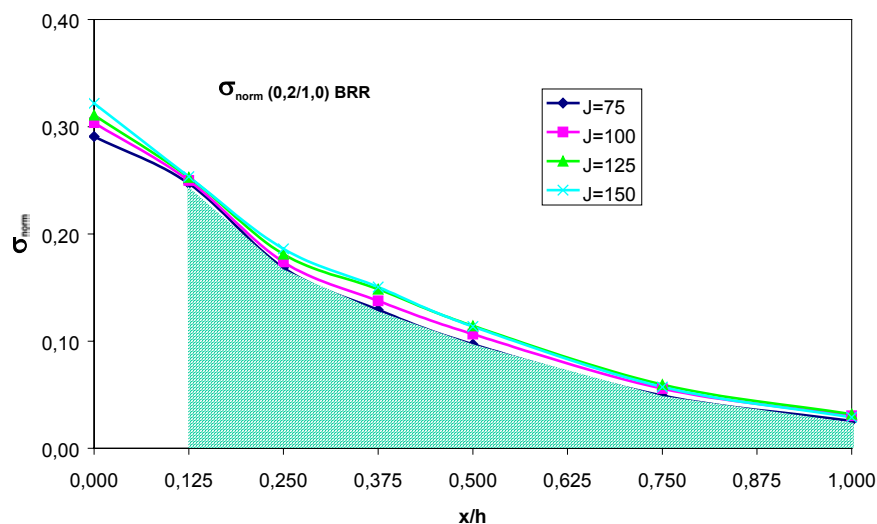


Bild 2.7 Typischer Verlauf der normierten Standardabweichung

Dieser Verlauf ist abhängig von der untersuchten Geometrievariante. Zur Charakterisierung einer zu betrachtenden Versuchskonfiguration muss daher eine diesen Verlauf be-

schreibende integrale Größe eingeführt werden. Es ist dies die integrale normierte Standardabweichung:

$$\sum_{norm} = \int_{0,125}^1 \sigma_{norm} d(x/h) \quad (2.32)$$

Die Integration wurde bei der Auswertung typischerweise erst ab der Ebene $x/h=0,125$ ausgeführt, da sich ab hier das Geschwindigkeitsfeld so weit vergleichmäßig hat, dass die oben gemachten Annahmen zutreffen und die Massenstromgewichtung unterbleiben kann.

3 Der experimentelle Aufbau

Der experimentelle Aufbau zur Abbildung der Sekundärlufteinblasung in eine drallbehaftete Hauptströmung gliedert sich in die Teile Mischkammermodul mit Luftversorgung, Drallerzeuger und Messtechnik. Alle Teile sollen in diesem Kapitel, soweit es für die durchgeführten Experimente von Relevanz ist, beschrieben werden.

3.1 Das Mischkammermodul mit Luftversorgung

Bild 1.5 zeigt schematisch die Vorgänge in einer modernen Gasturbinen- Ringbrennkammer. Zu sehen sind die unmittelbar dem Brenner nachfolgende Primär- oder Reaktionszone, die Zwischen- oder Nachreaktionszone sowie die Verdünnungszone. Die in dieser Arbeit behandelte Problematik berücksichtigt die Vorgänge in der Primärzone. Zur Untersuchung der Strahleinblasung in eine Querströmung bedarf es mindestens zweier getrennt regelbarer Kanäle. Betrachtet man die Verhältnisse in einer Ringbrennkammer, so sind die Verhältnisse mittels zweier Nebenkanäle und einem Hauptkanal zu realisieren. Idealerweise sollten die Experimente an einem torusförmigen Modell vorgenommen werden. Neben einer schwierigen Zugänglichkeit handelt man sich aber mit dem mittleren Durchmesser einen weiteren Versuchsparameter ein. In der vorliegenden Arbeiten wurden die Untersuchungen daher an einem abgewickelten Segment durchgeführt. Dieses bietet weiterhin den Vorteil, dass durch die einfache Bauweise ein problemloser Austausch der Zwischenwände zur Variation der Belochungsgeometrie möglich ist.

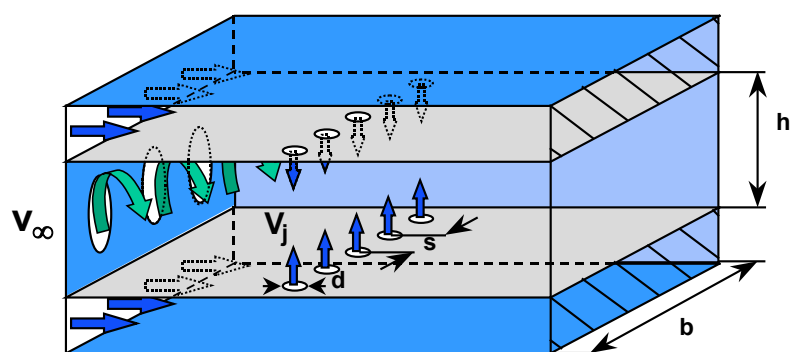


Bild 3.1 Das Mischkammermodul

Durch die Kreisgestalt einer Ringbrennkammer ergeben sich in lateraler Richtung in idealer Weise periodische Bedingungen. Dies kann an einem Segment naturgemäß nicht gelten. Um trotzdem annähernd periodische Bedingungen zumindest in einem be-

schränkten Messvolumen zu erreichen, beträgt daher die Mindestanzahl von Sekundärluftlöchern und Brennern drei. Zur besseren Unterdrückung von Randeffekten wäre eine höhere Anzahl zwar wünschenswert, doch ließ sich diese Forderung durch vorgegebene Anschlussmaße und Einhaltung der Forderung der Gleichheit von Brennerteilung t und Brennkammerhöhe h nicht realisieren. Nachfolgende Tabelle führt die wichtigsten Abmessungen des Mischkammermoduls auf.

Flammrohrhöhe h	100mm
Flammrohrbreite b	300mm
Brennerteilung t	100mm
Nebenkanalhöhe	60mm

Tabelle 2 Abmessungen des Mischkammermoduls

Die Lochbleche zur Simulation der Sekundärlufteinblasung sind leicht austauschbar und ermöglichen so eine Variation der Belochungsparameter.

3.1.1 Das verwendete Koordinatensystem

Für alle Untersuchungen wurde ein Koordinatensystem verwendet, das seinen Ursprung in der Einblaseebene hat.

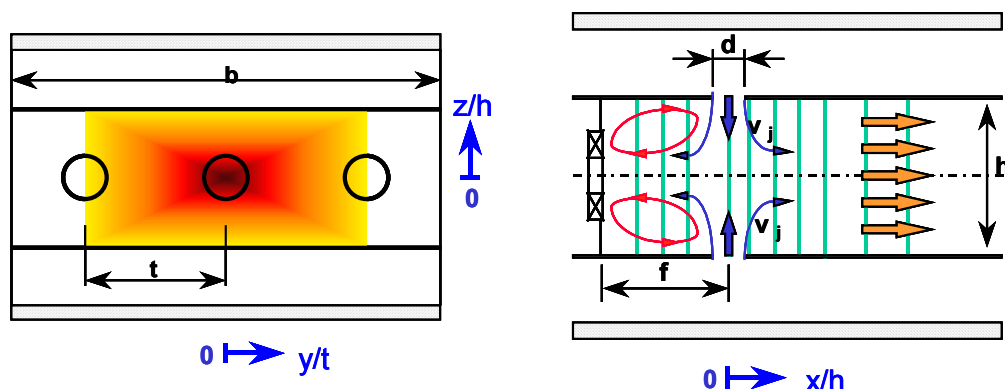


Bild 3.2 Koordinatensystem und Messbereich

Der im linken Bild orange unterlegte Bereich markiert den bei den Messungen betrachteten Bereich. Er endet in lateraler Richtung jeweils an der Achse der äußeren Drallerzeuger. So wurden Wandeffekte weitestgehend ausgeschlossen. Die grünen Linien im rechten Bild stellen symbolisch verschiedene Messebenen dar. Ihre Anzahl, Position und Abstand variieren jedoch von Fall zu Fall.

3.2 Die Luftver- und -entsorgung

Der Antrieb für das Eindringen der Sekundärluft in die Brennkammer ist, wie schon in Kapitel 2.4 erwähnt, in der Realität durch eine Druckdifferenz zwischen der Strömung um und innerhalb des Flammrohres gegeben. Die Druckdifferenz setzt sich aus einem thermodynamischen und einem aerodynamischen Anteil zusammen. Setzt man die Brennraumbelastung als Ergebnis eines Optimierungsprozesses als feste Größe voraus und berücksichtigt gleichzeitig die Forderung nach einem niedrigen Druckverlust um den Gesamtwirkungsgrad nicht zu verringern, so ist das Impulsverhältnis für eine gegebene Triebwerksauslegung eine fixe Größe. Für verschiedene Triebwerksaufgaben ergeben sich jedoch auch verschiedene Druckverluste und damit auch verschiedene Impulsverhältnisse. Somit ist es für eine sinnvolle Parameterstudie nötig, das Impulsverhältnis zu variieren. Bei Betrachtung einer isothermen Strömung ist dies unter Beibehaltung der zu untersuchenden Mischkammergeometrien nur durch das Aufprägen unterschiedlicher Druckniveaus in den Luftzuführungen für Haupt- und Nebenstrom möglich. Diese müssen daher getrennt steuerbar sein. Die nachfolgende Graphik zeigt den Gesamtaufbau des Mischkammerprüfstandes mit den zugehörigen Mess- und Steuereinheiten.

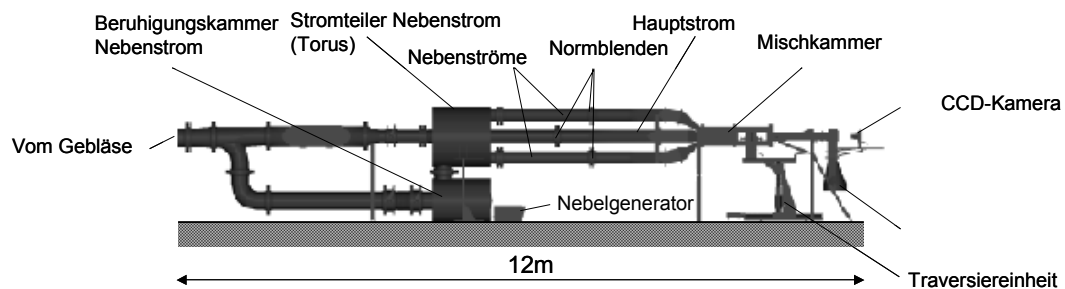


Bild 3.3 Der Mischkammerprüfstand

Die Luftversorgung kann wahlweise über die hauseigene Luftlieferanlage oder einen zum Prüfstand gehörenden Seitenkanalverdichter erfolgen. Letzterer wurde im Rahmen dieser Arbeit fast ausschließlich benutzt, da die zu realisierenden Massenströme und Druckverhältnisse den Betrieb der leistungsstärkeren Luftlieferanlage nicht erforderten. Die vom Verdichter kommende Luft hat eine Temperatur von ca. 370 K. Sie wird daher mittels eines vorgeschalteten Wärmetauschers auf ca. 300 K abgekühlt. Im Anschluss daran wird der Luftstrom in einen Haupt- und Nebenstrang geteilt. Der Hauptmassenstrom kann bei der Verwendung der Wärme-Stoff-Analogie für die Bestimmung der Mischung mittels eines elektrisch betriebenen und geregelten Heizers zur thermischen Markierung erwärmt werden. Mittels der folgenden Drosselklappe kann der Hauptmassenstrom ferngesteuert eingestellt werden. Der Strang des Hauptmassenstromes wird durch den torusförmigen Strömungsteiler des Nebenstromes hindurchgeführt. Es folgt eine Massenstrommessblende nach DIN 1952. Nach dem Passieren von Gleichrichtern

und einer Beruhigungskammer tritt die Hauptströmung durch die Drallerzeuger in die Mischkammer ein. Der Nebenstrom passiert ebenfalls eine fernsteuerbare Drosselklappe und tritt nach der vorderen Verzweigung in eine Beruhigungskammer ein. In diese Kammer wird auch der zur Dotierung verwendete Nebel eingebracht, wenn Untersuchungen mit der Lichtschnitttechnik erfolgen sollen. Dieser Ort, sehr weit stromauf der Mischkammer, bietet den Vorteil einer optimalen Verteilung des Nebels in der Strömung. Nach der Beruhigungskammer wird die Nebenstromluft durch einen torusförmigen Strömungsteiler geleitet. In seinem Inneren angebrachte Leitbleche sorgen für eine gleiche Aufteilung in die beiden Nebenströme. Es folgen wiederum Massenstrommessblenden nach DIN 1952. Anschließend durchlaufen die Strömungen noch Gleichrichter und Siebe, um dann in einer Düse mit einem hohen Kontraktionsverhältnis beschleunigt zu werden, bevor sie in das Mischkammermodul eintreten. So wird eine störungsfreie Anströmung der Lochbleche gewährleistet.

Im Anschluss an die Mischkammer wird nach der Strecke von ca. der zehnfachen Kanalhöhe die Strömung um 90° umgelenkt, um sie dann über einen Diffusor mit einem Expansionsverhältnis von 1,3 in einen großflächigen Abzugskamin zu entlassen.

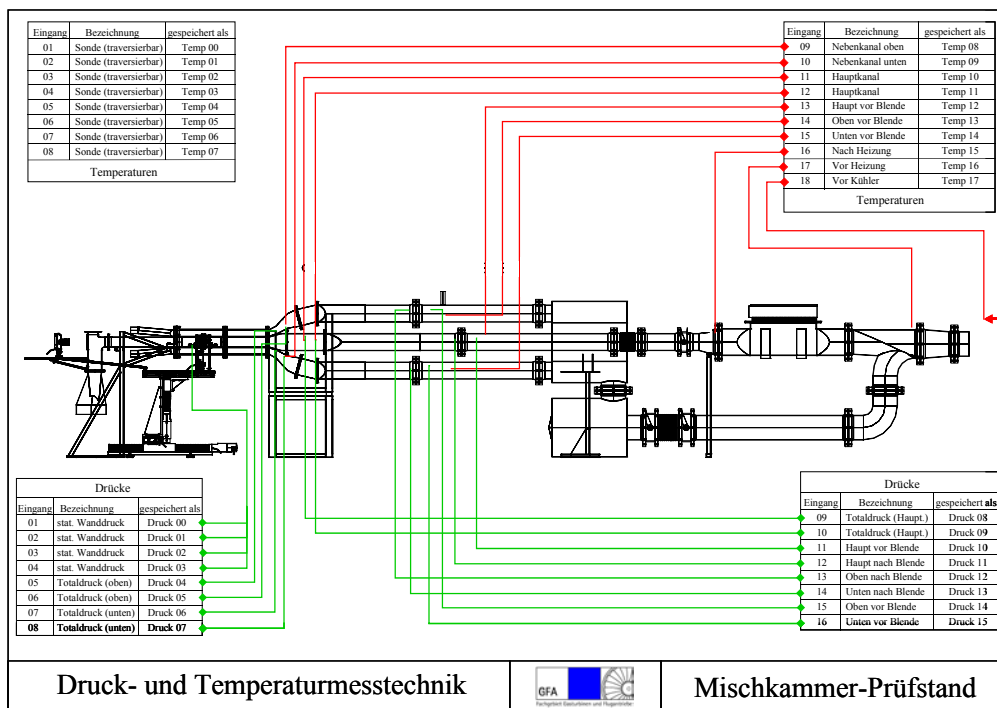


Bild 3.4 Am Prüfstand erfasste Drücke und Temperaturen

Die oben stehende Skizze soll einen Überblick über die zur Bestimmung der Zustandsgrößen erfassten Daten geben

3.3 Die Drallerzeuger

Wesentlich für den Ablauf des Mischungsvorganges der Sekundärluft mit der drallbehafteten Hauptströmung ist die Form der Drallströmung, welche hauptsächlich von der Art des verwendeten Drallerzeugers bestimmt wird. Es sind folgende Grundtypen zu erwähnen:

Typ A: Wandabgehobene Strömungsform

Typ B: Wandanliegende Strömungsform

Wie aus Bild 2.4 deutlich wird, unterscheiden sich Drallströmungen aber auch durch ihre Geschwindigkeitsverteilung. Im Rahmen dieser Arbeit wurden zur Erzeugung der Drallströmung verschiedene Drallerzeuger benutzt. Es handelte sich hierbei um originale Drallzerstäuberdüsen, wie sie in Flugtriebwerken zum Einsatz kommen. Aufgrund der Einbindung dieser Untersuchungen in das Verbundforschungsvorhaben KEROMIX, bei dem von anderen Forschungsgruppen auch Versuche mit Verbrennung und Hochdruck durchgeführt wurden, waren alle Drallerzeugerdüsen für den Einsatz unter diesen Bedingungen skaliert. Das führte zu den bereits erwähnten Beschränkungen des maximal möglichen Massendurchsatzes unter atmosphärischen Bedingungen.

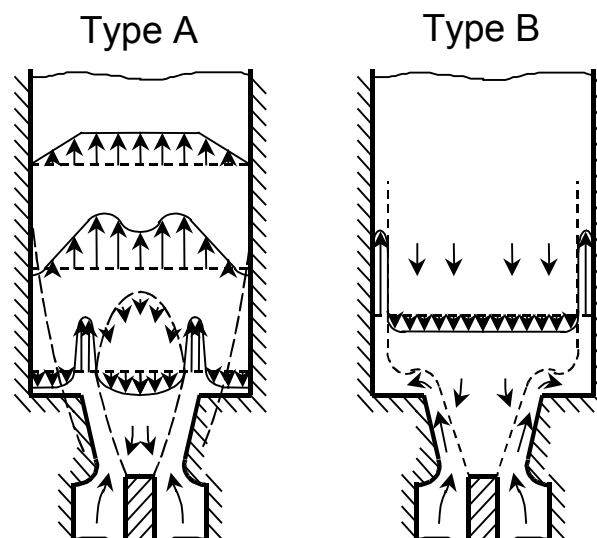


Bild 3.5 Strömungsformen rezirkulierender Drallströmungen

Da es für die Untersuchung grundlegender Mechanismen der Sekundärluftmischung von großem Interesse ist, die oben genannten unterschiedlichen Strömungsformen zu untersuchen, wurde eine Düse so modifiziert, dass sie bei annähernd unveränderter effektiver Fläche und gleicher Drallzahl eine wandabgehobene Strömungsform produziert. Zwei zur Verfügung stehende Düsenkonfigurationen, welche eine wandanliegende Strömung liefern, unterscheiden sich jedoch im Mechanismus der Drallerzeugung. Eine Düse erzeugt den Drall mittels angestellter Schaufeln, wogegen die Andere einen Drehimpuls durch tangential zur Austrittsöffnung verlaufender Zuströmkanäle erzeugt. Die resultierenden Strömungsformen wurden unter Einsatz der Laser-Lichtschnitt-Technik überprüft (Kapitel 5.2).



Bild 3.6 Drallerzeuger Typ B, Drallerzeugung mittels tangentialer Kanäle

Dieser Drallerzeuger bildet eine sehr flache, wandanliegende Strömungsform mit einer axialen Erstreckung unter 10mm. Die Rezirkulationszone reicht bis in den Drallerzeuger hinein. Ganz anders zeigt sich die modifizierte Version dieses Drallerzeugers. Wie die nachfolgende Zeichnung zeigt, wurde ein Ring auf den Austrittsradius aufgeklebt, so dass nun der Austritt mit einer 90° Kante begrenzt ist.

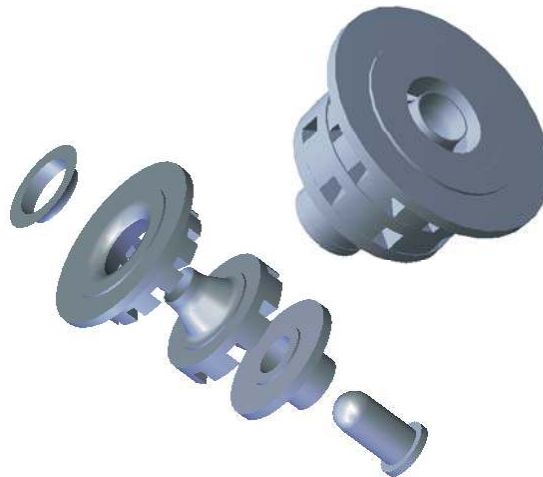


Bild 3.7 Drallerzeuger Typ A, Drallerzeugung mittels tangentialer Kanäle

Die resultierende Strömungsform präsentiert sich in der Visualisierung als wandabgehoben. Wie später noch gezeigt wird (Kapitel 5.1), weist dieser Drallerzeuger eine annähernd gleiche Drallzahl und effektive Fläche auf wie die Originalkonfiguration.

Eine weitere Düse, die den Drall mittels angestellter Schaufeln produzierte, liefert ebenfalls eine wandanliegende Strömung.

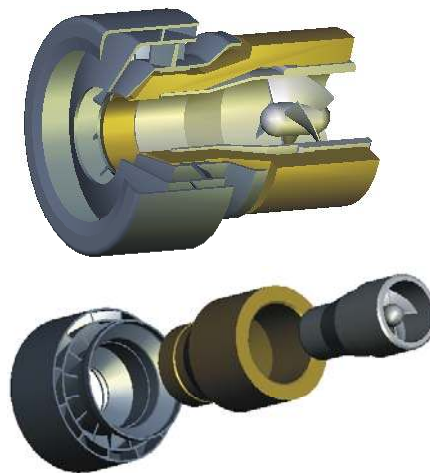


Bild 3.8 Drallerzeuger Typ B, Drallerzeugung mittels angestelltem Schaufelgitter

Die Grafik zeigt das Konstruktionsprinzip. Dabei ist die dreiflutige Ausführung deutlich zu erkennen. Diese Düse wurde jedoch nicht weiter verwendet, da eine Modifikation sehr schwierig ist.

3.4 Der Drallmessprüfstand

Zum Vergleich der Drallerzeuger wurden neben der Visualisierung die Drallzahl und die effektive Fläche herangezogen. In Analogie zur Durchströmung eines Loches bezeichnet der Begriff effektive Fläche die theoretische Fläche, die für den gemessenen Massenstrom beim zur Verfügung stehenden Druckgefälle nötig ist. Dies erfolgt unter der Annahme eines rechteckigen Geschwindigkeitsprofils ohne Drall. Diese theoretische Fläche verkleinert sich mit zunehmendem Drall und Strömungsverlusten. Sie ist ein Anhaltswert für die Abschätzung der Massenstromverteilungen bei der Brennkammervorauslegung. Die notwendigen Größen wurden mittels eines am Fachgebiet entwickelten Drallmessprüfstandes (Bild 3.9) durchgeführt, der entgegen üblicher Messgeräte eine Beeinflussung der Drallströmung weitestgehend ausschließt. Das Prinzip dieser Anlage sei im Folgenden dargestellt.

Bei konventionellen Drallmessgeräten erfolgt die Messung der Drallzahl mittels der Drehmomentmessung an einem Gleichrichter, der den Drehimpuls aus der Strömung nimmt. Dieser Gleichrichter hat wegen der starken Stromaufwirkung von Störungen der Drallströmung jedoch erheblichen Einfluss auf das Strömungsfeld. Beim Drallmessgerät des Fachgebietes erfolgt eine solche Störung nicht, da sich hier das Newtonsche Prinzip zu nutze gemacht wird und das Reaktionsmoment auf den Drallerzeuger als Messgröße herangezogen wird. Der Drallmessprüfstand kann sowohl im Saug- als auch im Blasbetrieb betrieben werden. Somit ist es möglich, eine Ausblasung in den halbunendlichen Raum bzw. in ein Rohr mit brennkammerrelevantem Durchmesser durchzuführen.

Eine eingehende Beschreibung des Funktionsprinzips findet sich in [6]. Der Prüfstand gestattet es, neben der Drallzahl auch gleichzeitig die effektive Fläche des Drallerzeugers zu bestimmen.

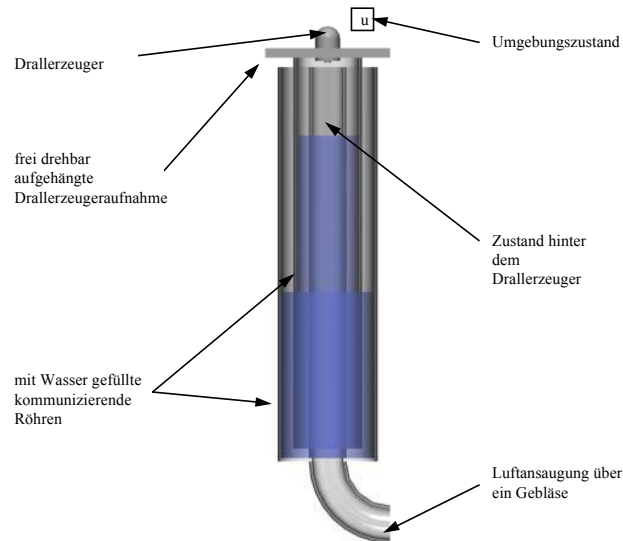


Bild 3.9 Funktionsprinzip des Drallmessprüfstandes

3.4.1 Notwendigkeit der Bestimmung der Drallzahl

In der Definition der Drallzahl:

$$S_N = \frac{\dot{D}}{\dot{i}_{ges} \cdot R_0} \quad (3.1)$$

tauchen lediglich Erhaltungsgrößen auf. Aus diesem Grund ist es naheliegend, die Drallzahl mittels bekannter Eintrittsgrößen und geometrischen Daten des Drallerzeugers zu bestimmen. Da die Drallströmungen jedoch unterschiedliche Charakteristiken aufweisen können und ihre Form auch von der Art ihrer Erzeugung abhängen, ist dies nicht immer leicht möglich. Auf diese Problematik soll kurz eingegangen werden. Weiterführende Literatur findet sich in [3], [68] und [21].

Drallströmungen weisen eine sie prägende Rotationskomponente auf. Mit wachsendem Drall gewinnt die Tangentialkomponente des Geschwindigkeitsfeldes zunehmend an Einfluss auf die statische Druckverteilung in der Strömung. Es stellt sich ein radiales Gleichgewicht zwischen den Flieh- und Druckkräften ein. In Zylinderkoordinaten:

$$\frac{w^2}{r} = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial r} \quad (3.2)$$

Der Druckgradient ist daher positiv und weist sein Druckminimum auf der Symmetrieachse auf. Steht die Drallströmung im Austausch mit einem drallfreien Fluid, so erweitert sich die Drallströmung auf ihrem Weg entlang ihrer Achse, da sie Umgebungsfluid aufnimmt. Aufgrund der Drehimpulserhaltung muss die Tangentialgeschwindigkeit dann jedoch abnehmen. Damit folgt ein positiver Druckgradient entlang der Achse. Ist dieser axiale Druckgradient bei einer hinreichenden Drallzahl größer als der Axialimpuls, so erfolgt eine Strömungsumkehr. Dieser Vorgang wird als *Vortex Breakdown* bezeichnet. In Bild 2.4 wird er bei zunehmendem Drall illustriert. Typischerweise kommt es ab Drallzahlen von 0,6 zur Strömungsumkehr.

Zur Beschreibung von Drallströmungen verwendet man häufig idealisierte Strömungsformen. Diese sind der Starrkörperwirbel mit:

$$w_{Stk}(r) = K \cdot r \quad (3.3)$$

Und der Potenzialwirbel mit:

$$w_{pot} = \frac{K}{r} \quad (3.4)$$

Letzterer kann wegen:

$$\lim_{r \rightarrow 0} w_{pot} = \infty \quad (3.5)$$

in einem viskosen Fluid nahe der Drallachse nicht realisiert werden. Da die Schubspannung proportional zum Geschwindigkeitsgradienten ist, bildet sich in Achsnähe ein Starrkörperwirbel aus. In größerer Entfernung von der Drehachse wird der Geschwindigkeitsgradient kleiner. Daher nimmt die Strömung dort die Gestalt eines Potenzialwirbels an. Diese Vorstellung wird vereinfacht durch den sogenannten Rankine Wirbel beschrieben. Er beschreibt mit einem unstetigen Übergang einen Potenzialwirbel im Außenbereich mit einem Starrkörperwirbel im achsnahen Bereich. Technisch bedeutender ist der sogenannte Burgers-/Oseen-Wirbel, der einen stetigen Übergang zwischen den beiden Wirbelformen aufweist. Technische Drallströmungen zeichnen sich durch eine Vielzahl möglicher Drallverteilungen aus. So hat auch die Erzeugung der Drallströmung einen Einfluss auf die Wirbelform. Drallerzeuger mit tangentialen Kanälen erzeugen Wirbelformen, die mehr dem Starrkörperwirbel ähneln. Mit angestellten Radialgittern ist es möglich, Wirbelformen mit stärkerer Potenzialwirbeleigenschaft zu erzeugen. Durch Querschnittsveränderungen der Drallströmung lässt sich die Wirbelform zusätzlich beeinflussen. Daher sind Ansätze zur Drallzahlbestimmung mittels Eingangsgrößen und Drallerzeugergeometrie oftmals nicht hinreichend genau [50].

Da die Drallzahl aus integralen Größen gebildet wird, ist es zu ihrer Bestimmung nötig, die Geschwindigkeits- und Druckverläufe zu kennen. Dies ist in der Regel jedoch nur schwer zu erreichen, da hierzu detaillierte Messungen des Geschwindigkeitsfeldes erforderlich wären. Aus diesem Grunde wurde in der vorliegenden Arbeit das oben beschriebene Drallmessgerät verwendet.

3.5 Messtechniken

Neben Standardmesstechniken, die der Erfassung von Zustandsgrößen der Strömung im Mischkammerprüfstand dienen wurden Messtechniken benötigt, die die Erfassung des Mischvorganges von Luft unter Umgebungsbedingungen ermöglichen. Hierzu kamen zwei Verfahren zum Einsatz. Verfahren eins bedient sich der Analogie zwischen Wärme und Stofftransport und wird daher im Folgenden mit WSA bezeichnet werden. Verfahren zwei ist ein optisches Lichtschnittverfahren, das die Konzentration von Tracerpartikeln erfassen kann. Es wird im Folgenden mit QLS für **Quantitative Lichtschnitt-Messung** abgekürzt. Da die Applikation dieser Messtechnik ein wesentlicher Bestandteil dieser Arbeit war, wird sie in einem separaten Kapitel besprochen.

3.5.1 Die Wärme-Stoff-Analogie, WSA

Für die quantitativen Mischungsuntersuchungen dieser Arbeit wurde aus Gründen der Vergleichbarkeit mit früheren Ergebnissen auf die Wärme-Stoff-Analogie zurückgegriffen. Die Grundlagen dieser Messtechnik sollen im Folgenden erläutert werden.

Basis dieser Messtechnik ist die Analogie der Differentialgleichungen für Wärme- und Stofftransport. Mit der dimensionslosen Koordinate

$$\hat{x}_i = \frac{x_i}{h} \quad (3.6)$$

sowie der dimensionslosen Geschwindigkeit

$$\hat{v}_i = \frac{\bar{v}_i}{v_\infty} \quad (3.7)$$

unter Einbeziehung einer dimensionslosen Konzentration,

$$\gamma = \frac{\bar{c} - c_j}{c_\infty - c_j} \quad (3.8)$$

die sich zwischen null und eins bewegt, kann man die Stofferhaltungsgleichung wie folgt schreiben:

$$\hat{v}_i \frac{\partial \gamma}{\partial \hat{x}_i} = -\frac{\partial}{\partial \hat{x}_i} \left(-\rho D \frac{\partial \gamma}{\partial \hat{x}_i} + \rho \overline{\gamma \hat{v}'_i} \right) \quad (3.9)$$

führt man analog hierzu eine dimensionslose Temperatur

$$\Theta = \frac{\bar{T} - T_j}{T_\infty - T_j} \quad (3.10)$$

ein, so lässt sich die Energieerhaltungsgleichung folgendermaßen schreiben:

$$\hat{v}_i \frac{\partial \Theta}{\partial \hat{x}_i} = -\frac{\partial}{\partial \hat{x}_i} \left(-\lambda \frac{\partial \Theta}{\partial \hat{x}_i} + \rho c_p \overline{\Theta' \hat{v}'_i} \right) \quad (3.11)$$

Trotz der analogen Erscheinungsform beider Gleichungen ergibt sich bei gleichen Rand- und Anfangsbedingungen die selbe Lösung nur, wenn zusätzlich gilt:

$$\text{Pr} = \text{Sc} \Rightarrow \text{Le} = \frac{\text{Pr}}{\text{Sc}} = 1 \quad (3.12)$$

Und

$$\text{Pr}_t = \text{Sc}_t \Rightarrow \text{Le} = \frac{\text{Pr}_t}{\text{Sc}_t} = 1 \quad (3.13)$$

Gleichung (3.12) ist nicht allgemeingültig, wird aber im Falle der Sekundärluftmischung erfüllt, da durch die starke Scherung der molekulare Austausch nur eine untergeordnete Rolle spielt. Auch bei der turbulenten Lewiszahl kann von der Richtigkeit der Gleichung ausgegangen werden.

Weitergehende Informationen zu dieser Problematik speziell bei der Anwendung am Mischkammermodul finden sich in [6].

3.5.2 Temperaturmesssonde zur WSA

Die Ermittlung der örtlichen Temperaturen erfolgte mit Thermoelementsonden. Da dieses Verfahren punktförmig arbeitet und eine Verweilzeit zum Abgleich von Gas- und Sondentemperatur erforderlich ist, handelt es sich um ein recht zeitintensives Verfahren, wenn es darum geht, ein Messvolumen mit hinreichender Auflösung zu messen. Zur

Beschleunigung des Verfahrens wurde eine Kammsonde mit 8 Thermoelementen entwickelt, deren Messspitzen zur Reduzierung der Verweilzeit sehr klein ausgeführt sind. Die Beharrungstemperatur wurde bei versuchstypischen Bedingungen in Zeiten schneller als 0,1s erreicht.



Bild 3.10 Kammsonde im Hauptkanal

Bild 3.10 zeigt die im Hauptkanal eingebaute Kammsonde. Die maximale Kanalversperrung durch die Sonde ist kleiner 10%. Die Messspitzen kragen ca. 75mm vom SONDENSCHAFT aus.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde zur berührungslosen Konzentrationsfeldmessung eine Lichtschnittmesstechnik verwendet. Diese Messtechnik, die im Gegensatz zu einigen geschwindigkeitsmessenden Lichtschnittverfahren wie z.B. der Particle-Image-Velocimetry (PIV) keine Geschwindigkeiten misst, sondern Konzentrationsfelder, ist ein eigenständiges Messverfahren. Zur Unterscheidung von reinen Visualisierungen, die ebenfalls oft im Lichtschnitt durchgeführt werden wird, in der Arbeit von Voigt [72], in der diese Messtechnik ausführlich besprochen wird, der Name QLS verwendet, der als „Quantitative Lichtschnittmesstechnik“ auf die quantitative Auswertung der Konzentrationsfelder hinweist. Da es sich hierbei um eine noch nicht etablierte Messtechnik handelt, deren Applikation an das zu untersuchende Mischkammermodell ein wesentlicher Bestandteil der vorliegenden Arbeit war, ist ihr ein eigenes Kapitel gewidmet.

3.5.3 Totaldrucksonde

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zur Untersuchung des Hauptströmungsfeldes Totaldruckmessungen durchgeführt. Da hierbei eine nicht nachführbare Totaldrucksonde verwendet wurde und im stark dreidimensionalen Geschwindigkeitsfeld der Drallströmungen somit eine Messbereichsüberschreitung unvermeidbar war, soll dies kurz diskutiert werden.

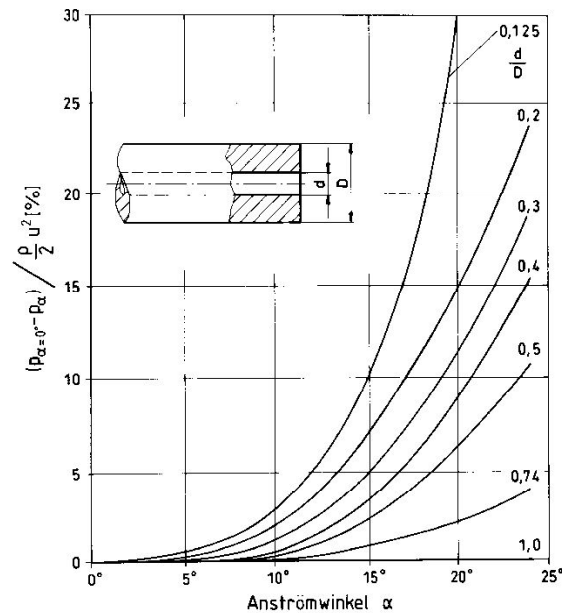


Bild 3.11 Winkelcharakteristik von Totaldrucksonden (nach Huston) [51]

Wie in Bild 3.11 deutlich wird, ergibt sich mit zunehmendem Anströmwinkel eine steigende Abweichung des gemessenen Druckes vom wahren Wert. Der Winkelbereich mit geringem Fehler ist hierbei für Sonden mit einem großen Verhältnis d/D weiter. Dies korrespondiert mit einer geringen Wandstärke der Sonde.

Die im Rahmen dieser Arbeit verwendete Sonde wies den Wert $d/D=0,95$ auf. Sie war dadurch in der Lage, in einem Winkelbereich der Anströmung von $\pm 40^\circ$ Druckmessungen mit Fehlern durch Fehlanströmung kleiner 5% zu liefern. Durch diesen Umstand geht jedoch die Richtungsinformation verloren.

Bei der Messung in rezirkulierenden Drallströmungen ist der überstrichene Winkelbereich jedoch 180° . Im Bereich der Anströmwinkel von ca. 45° - 135° sind die Resultate bedingt durch Ablösungen sehr stark fehlerbehaftet. Der Bereich $>135^\circ$ weist jedoch wieder recht vernünftige Resultate auf. Erschwerend kommt für diese Messungen hinzu, dass sich der Einfluss der Sonde als Störkörper in der Strömung mit steigendem Anströmwinkel natürlich auch vergrößert.

Trotz der genannten Schwierigkeiten ergaben die Totaldruckmessungen auf einfache Weise einen guten Eindruck von der sich ausbildenden Strömungsform. Diese Messungen können jedoch nicht quantitativ ausgewertet werden.

3.6 Messfehler

Die für die Mischungsuntersuchung verwendeten Messtechniken inklusive der zur Bestimmung der Betriebsparameter nötigen Instrumente beschränken sich auf die Erfassung von Temperaturen und Drücken. Hiervon ausgenommen ist die QLS-Technik, die jedoch erst in Kapitel 4 besprochen werden soll.

Die Fehlerfortpflanzung verketteter Größen wurde nach dem Gaußschen Fehlerfortpflanzungsgesetz ermittelt. Es werden für eine Größe Φ , die eine Funktion von Einzelgrößen Φ_i ist,

$$\Phi = f(\Phi_1, \Phi_2, \dots) \quad (3.14)$$

die Quadrate der Fehler der Einzelgrößen $\Delta\Phi_i$ addiert.

$$\Delta\Phi = \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial \Phi_1} \Delta\Phi_1\right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial \Phi_2} \Delta\Phi_2\right)^2 \dots} \quad (3.15)$$

3.6.1 Fehler bei der Temperaturmessung

Zur Temperaturmessung wurden Thermoelemente des Typs J und K verwendet. Die Erfassung der Temperaturen erfolgte mit einem 32 Kanal Temperaturscanner, der auch die nötige Referenzspannung lieferte. Die Genauigkeit der Temperaturmessung lag bei 0,5K. Hierzu kommt noch ein Erfassungsfehler am Thermoelement, der auf 0,1K abgeschätzt wurde. Hierin sind Wärmeleitungs-, Strahlungs- und Geschwindigkeitsfehler enthalten. Die erzielte Gesamtgenauigkeit lag somit bei 0,6K.

3.6.2 Fehler bei der Druckmessung

Die Druckmessung erfolgte mittels eines temperaturkompensierten 16 kanäligen Druckscanners, dessen Genauigkeit mit 0,1% des Messbereichs angegeben wurde. Bei der Druckmessung kommen jedoch immer noch Fehler durch Einbau- und Fertigungstoleranzen der Druckentnahmestellen hinzu. Diese wirken sich jedoch mit steigender Strömungsgeschwindigkeit stärker aus. Die Strömungsgeschwindigkeiten an den Druckentnahmestellen waren bedingt durch niedrige Massenströme und große Kanalabmessungen

gen recht gering. Der gesamte Druckmessfehler wurde daher mit 2% des Nennwertes angenommen.

3.6.3 Fehler bei der Bestimmung des Massenstromes

Die Ermittlung der Massenströme erfolgte mittels Massenstrommessstrecken nach DIN 1952. Diese gibt relative Unsicherheiten für verschiedene Randbedingungen an. Im vorliegenden Fall ergab sich eine relative Unsicherheit von 0,6% für den Durchflusskoeffizienten sowie 1% für die Expansionszahl. Zu diesen Unsicherheiten kommen dann die Messungenauigkeiten für Druck und Temperatur hinzu. Eine weitere in der Norm berücksichtigte Unsicherheit betrifft Maßabweichungen der Blendenmessstrecke. Da diese jedoch sehr genau vermessen werden konnte und eine Änderung z.B. durch Verschmutzung und Korrosion ausgeschlossen ist, konnte dieser Fehler vernachlässigt werden. Die relative Unsicherheit $\frac{\Delta \dot{m}}{\dot{m}}$ bei der Bestimmung des Massenstromes betrug insgesamt ca. 2,5%.

3.6.4 Fehler bei der Berechnung des Impulsstromdichteverhältnisses

Da das Impulsstromdichteverhältnis mittels zweier Geschwindigkeiten bestimmt wird, die ihrerseits auf unterschiedlichen Wegen erfasst werden, muss die Bestimmungsgleichung auf eine Form zurückgeführt werden, die die gemessenen Größen enthält. Daher ergibt sich die Gesamtunsicherheit aus der Unsicherheit der Hauptstromgeschwindigkeit mittels der Kontinuitätsgleichung und der Unsicherheit der Strahlgeschwindigkeit mittels der Bernoullischen Gleichung für inkompressible Fluide. Bei letzterer Unsicherheit geht jedoch das Verhältnis $\frac{p_j}{p_{t,j}}$ direkt ein. Dieses liegt im Falle eines niedrigen Impulsstromdichteverhältnisses nahe eins, wodurch die relative Unsicherheit des Impulsstromdichteverhältnisses $\frac{\Delta J}{J}$ ca. 20% für $J=5$ beträgt. Diese Unsicherheit reduziert sich jedoch rasch und liegt für $J=20$ bei nur noch 7%.

3.6.5 Fehler bei der Bestimmung der dimensionslosen Temperatur und der normierten Standardabweichung

Durch die Definition der dimensionslosen Temperatur als relative Größe entfällt der Bezug zu den Ausgangsgrößen. Mit der Definition der dimensionslosen Temperatur ergibt sich:

$$\Delta\Theta_i = \frac{1}{T_\infty - T_j} \sqrt{(\Delta T_i)^2 + \left(\frac{T_i - T_\infty}{T_\infty - T_j} \Delta T_j\right)^2 + \left(\frac{T_j - T_i}{T_\infty - T_j} \Delta T_\infty\right)^2} \quad (3.16)$$

Die maximale Temperaturabweichung ist für alle Thermoelemente gleich. Damit vereinfacht sich (3.16) zu:

$$\Delta\Theta_i = \frac{1}{T_\infty - T_j} \sqrt{2(\Theta_i^2 - \Theta_i + 1)} \leq 2,5\% \quad (3.17)$$

Die Normierte Standardabweichung die aus diesen Werten errechnet wird, hat die Unsicherheit:

$$\Delta\sigma_{norm} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\sigma_{norm}}{\Theta_m} \frac{\Delta T}{T_\infty - T_j} \sqrt{\left(\frac{\Theta_m}{1 - \Theta_m}\right)^2 - \frac{\Theta_m}{1 - \Theta_m} + 1} \quad (3.18)$$

Der Fehler der normierten Standardabweichung wird singular, wenn die mittlere Temperatur einer Ebene der Hauptstrom- bzw. Strahltemperatur entspricht. In diesem Falle würde jedoch jeweils reines Hauptstrom- oder Strahlfluid vorliegen, weswegen auch keine Mischung auswertbar ist. Im betrachteten Bereich von $0,2 \leq \Theta_m \leq 0,8$ liegt der Fehler bei 5%

4 Die QLS-Messtechnik

4.1 Motivation und Lösungsmöglichkeiten

Die im vorhergehenden Kapitel beschriebene Temperaturmesstechnik, die unter Ausnutzung der Analogie von Wärme- und Stofftransport die Konzentrationsfelder durch die Ermittlung von Temperaturfeldern erfasst, hat den wesentlichen Nachteil, dass zu ihrer Durchführung eine Sonde in den Strömungskanal gebracht werden muss. Dies ist sehr problematisch, weil es sich bei dem zu untersuchenden Problem um eine rezirkulierende Strömung handelt, bei der ein Stromaufeinfluss der Messsonde naturgemäß immer gegeben ist. Ein weiterer Nachteil des Messverfahrens ist ihr punktförmiger Charakter, der im Zusammenhang mit einer zum Temperaturabgleich nötigen Verweilzeit am Messort zu sehr langen Messzeiten für ein komplettes Volumen führt. Als Kompromiss ist es daher immer nötig, eine möglichst grobe Ortsauflösung zu wählen. Da, wie es sich in den späteren Messergebnissen auch deutlich zeigt, die Sekundärlufteinblasung in eine Drallströmung große Geschwindigkeitsgradienten aufweist, ist dies jedoch eine häufig nicht tolerierbare Einschränkung. Aus diesen Gründen ist es wünschenswert, ein Messverfahren einzusetzen, das neben der berührungslosen Messwerterfassung auch eine hohe Ortsauflösung aufweist. Dies können in der Regel nur optische Verfahren leisten.

Beim vorliegenden Problem der Mischung zweier Luftströme ist es nötig, zur Unterscheidung einen Teilstrom mit einem sogenannten Tracer zu markieren. Ein Tracer muss sich in seinen optischen Eigenschaften vom zu markierenden Medium unterscheiden. Oft wird hierzu der Effekt der Lichtstreuung ausgenutzt. Dies kann z.B. dadurch passieren, dass er einen anderen Brechungsindex als das zu untersuchende Medium besitzt. Es können jedoch auch Streuprozesse zur Anwendung kommen, die auf der elektromagnetischen Anregung ihrer Molekülstruktur beruhen. Weiterhin muss der Tracer der Strömung möglichst schlupffrei folgen, damit er auch das Verhalten des zu untersuchenden Fluids richtig abbildet. Ein häufig angewandtes laseroptisches Tracerverfahren zur Messung von Konzentrationen stellt das Verfahren der Laserinduzierten Fluoreszenz (LIF) dar. Den Vorteil eines meist gasförmigen Tracers, der der Strömung schlupffrei folgen kann, muss man sich mit einem sehr geringen Streuquerschnitt erkaufen, der an die Leistungsfähigkeit der Lichtquelle einerseits und an die Empfindlichkeit des Detektors andererseits hohe Ansprüche stellt. Hinzu kommen weitere Probleme dieses Verfahrens hinsichtlich der Linearität von Signal und Konzentration.

Einen guten Kompromiss zwischen Streuquerschnitt und Folgevermögen bei der Betrachtung von Gasströmungen erhält man bei der Verwendung von flüssigen oder festen

Partikeln in der Größe um $1\mu\text{m}$. Nachteilig bei diesem Verfahren ist der Umstand, dass es sich bei dem hier auftretenden Streuprozess, bei dem Wellenlänge des verwendeten Lichtes und Partikeldurchmesser des Tracers die gleiche Größenordnung haben, um die sogenannte Mie-Streuung handelt [48]. Dieser Streuprozess zeichnet sich durch eine Interaktion des partikelinternen elektromagnetischen Feldes mit dem gestreuten Licht aus. Hierdurch ergeben sich einige Einflüsse auf das Messergebnis, die bei der Messung und Auswertung berücksichtigt werden müssen. Eine sehr umfassende Darstellung über dieses Messverfahren findet sich in [72]. Um dem Leser eine vertiefendere Einarbeitung in diese Thematik mittels dieser Literatur zu ermöglichen, wurde die dort verwendete Nomenklatur weitestgehend übernommen. Im Folgenden soll das Prinzip des Verfahrens erläutert, Fehlerquellen aufgezeigt und die Grenzen des am Mischkammermodul applizierten Messaufbaus besprochen werden.

4.2 Messprinzip und Messgröße

Das QLS-Verfahren ermöglicht die Messung der Mischung zweier Teilströme mit den Massenanteilen g_j und g_∞ , von denen einer mit einem Tracer markiert ist (Bild 4.1). In Anlehnung an die Definitionen zur Quantifizierung der Mischung in Kapitel 2.6 wird eine dimensionslose Konzentration $\Phi = \frac{\varphi_i - \varphi_\infty}{\varphi_j - \varphi_\infty}$ eingeführt. Zur Unterscheidung der

QLS-Messungen mit denen, die mit der WSA-Technik durchgeführt wurden, aber auch aus Gründen einer besseren Dotierbarkeit des Nebenstromes, ergibt sich dann:

$$\Phi_j = 1, \quad \Phi_\infty = 0 \quad (4.1)$$

Der Mischungsvorgang führt zu einem Ausgleich der dimensionslosen Konzentrationen.

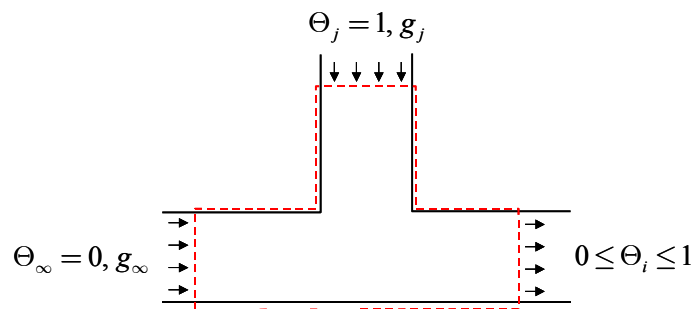


Bild 4.1 Schematischer Mischungsvorgang

Bei einer vollkommen homogenen Mischung, unter Vernachlässigung von Konzentrationsverlusten, die später noch erläutert werden sollen, ergibt sich eine dimensionslose Konzentration:

$$\Phi_{\text{hom}} = g_j \Phi_j + g_{\infty} \Phi_{\infty} \quad (4.2)$$

Zunächst soll der Prozess der Messwertgewinnung genauer betrachtet werden. Die nachfolgende Graphik verdeutlicht den Vorgang.

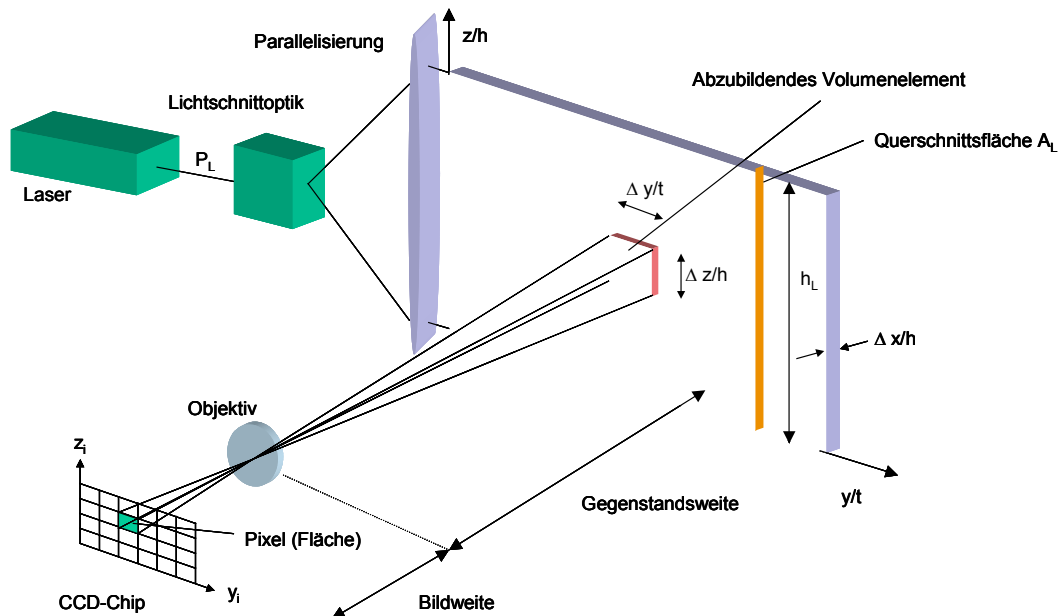


Bild 4.2 Vorgang der Messwertgewinnung beim QLS-Verfahren

Basis des Verfahrens ist die Ermittlung einer lokalen Massenstromkonzentration mittels der Messung der Streulichtintensität von im Lichtschnitt angeleuchteten Tracerteilchen. Dazu sind zunächst einige grundsätzliche Überlegungen über den Zusammenhang zwischen Messgröße und Messsignal anzustellen.

4.2.1 Mischung allgemein

Da das Messsignal aus der diskreten (pixelweise) gemessenen Streulichtintensität von Partikeln, die sich in einem Volumen der Ausdehnung $\frac{\Delta y}{t} \cdot \frac{\Delta z}{h} \cdot \frac{\Delta x}{h}$ befinden, ermittelt wird, muss zunächst der Zusammenhang zwischen Partikelanzahl und Konzentration des zu untersuchenden Mediums betrachtet werden.

In einem festen Volumen kann die Konzentration c_{mi} einer Masse m_i durch folgenden Ausdruck bestimmt werden:

$$c_{mi} = \frac{m_i}{m} \quad (4.3)$$

Wird eine Luftmasse m mit einer bestimmten Anzahl Partikel N_p dotiert, so lässt sich die Partikelkonzentration angeben als:

$$c_N = \frac{N_p}{m} \quad (4.3)$$

wegen:

$$m_i = \frac{p_i V}{R_i T_i} \quad (4.4)$$

ist die Anzahl der im konstanten Messvolumen vorhandenen Partikel abhängig von den lokalen Größen von Druck, Temperatur und der lokalen Gaskonstanten. Im vorliegenden Fall wird die isotherme Mischung von Luft in einer inkompressiblen Strömung mit Umgebungszustand untersucht. Daher sind p , R und T konstant. Bei Quellen- und Senkenfreiheit, die hier vorausgesetzt wird, bleibt diese Konzentration erhalten.

Nun soll der allgemeine Fall der Mischung zweier unterschiedlicher Gasen mit unterschiedlichem Druck und Temperatur betrachtet werden. Nach der Mischung in dem zu betrachtenden konstanten Volumen V stellt sich eine Mischungstemperatur T_M ein. Der Druck p im Volumen ist die Summe der Partialdrücke. Ebenso besitzt das Gemisch eine mittlere Gaskonstante R_m . Die Masse des im Volumen enthaltenen Gases ist m . Die Konzentration $c_{m,i}$ des Gases i in dem so entstandenen Gemisch ist dann:

$$c_{m,i} = \frac{m_i}{m} = \frac{\frac{p_i}{R_i \cdot T_i}}{\frac{p_M}{R_M \cdot T_M}} \quad (4.5)$$

dies lässt sich vereinfachen zu:

$$c_{m,i} = \frac{p_i}{p_M} \cdot \frac{R_M}{R_i} \cdot \frac{T_M}{T_i} \quad (4.6)$$

Für die isotherme Mischung gleicher Gasarten ($R_1=R_2=R$) ist dann nach dem Dalton'schen Gesetz die Konzentration gleich dem Quotient aus Partialdruck und Mischdruck.

4.2.2 Streulichtintensität

Die gemessene Streulichtintensität ist proportional zur Anzahl der im Messvolumen vorhandenen Partikel.

$$I \propto N_p = c_N \cdot m = c_N \frac{pV}{RT} \quad (4.7)$$

Mischen sich im allgemeinen Fall verschiedene Gasströme im betrachteten Volumen V , die auch jeweils unterschiedliche Partikelkonzentrationen beinhalten, dann ergibt sich folgender Zusammenhang für die Intensität des Streulichtes:

$$I_{\text{Gemisch}} \propto N_{p,\text{Gemisch}} = c_{N,1} \frac{p_1 V}{R_1 T_M} + c_{N,2} \frac{p_2 V}{R_2 T_M} \quad (4.8)$$

Dabei wurde vorausgesetzt, dass sich die Temperaturen der Einzelgase auf die Mischtemperatur T_M vergleichmäßig haben.

Da die Proportionalitätskonstante für die Beziehung zwischen Intensität und Partikelzahl aufgrund des komplexen Übertragungsmechanismus jedoch nicht bekannt ist (und auch nicht bekannt sein muss), wird die örtliche Streulichtintensität auf die maximale Intensität I_0 des dotierten Teilstromes bezogen. Es gilt:

$$I_0 \propto c_{N,0} \frac{pV}{R_0 T_0} \quad (4.9)$$

Wobei der Partialdruck p_0 gleich dem Gesamtdruck p ist, da hier nur ein einzelnes Gas im Kontrollvolumen betrachtet werden soll.

Diese Intensität kann bei der Dotierung des Nebenstromes im Kern eines Strahles gemessen werden, wenn die Ausdehnung des Strahlkernes größer als das betrachtete Volumenelement ist. Bleiben alle Versuchsparameter während der Messung verschiedener Ebenen konstant, so kann diese Intensität auch für die Messung von Ebenen verwendet werden, in denen kein Strahlkern zu sehen ist. Bei Änderungen, besonders bei Schwankungen der Partikelfördermenge oder der Laserleistung gilt dies natürlich nicht. Dann muss die maximale Intensität durch eine zeitgleiche Messung mitbestimmt werden.

Die relative Streulichtintensität lautet daher:

$$\frac{I}{I_0} = \frac{p_0}{p} \cdot \frac{T_0}{T_M} + \frac{c_{N,1}}{c_{N,2}} \cdot \frac{p_1}{p} \cdot \frac{R_0}{R_1} \cdot \frac{T_0}{T_M} \quad (4.10)$$

Zusammenfassen und Beachten der Beziehung $p=p_0+p_1$ ergibt dann folgenden Ausdruck:

$$\frac{I}{I_0} = \frac{T_0}{T_M} \left[\frac{p_0}{p} + \frac{c_{N,1}}{c_{N,0}} \cdot \frac{R_0}{R_1} \left(1 - \frac{p_0}{p} \right) \right] \quad (4.11)$$

Dieser Ausdruck zeigt, dass im allgemeinen Fall aus der relativen Streulichtintensität noch nicht auf die Massenkonzentration c_m geschlossen werden kann. Betrachtet man nun den üblicherweise eingeschlagenen Weg der Dotierung nur eines Teilstromes ($c_{N,1}=0$), dann vereinfacht sich Gleichung (4.11) zu:

$$\frac{I}{I_0} = \frac{T_0}{T_M} \cdot \frac{p_0}{p} \quad (4.12)$$

Der Partialdruckanteil des dotierten Gases lässt sich unter Einbeziehung der Massenkonzentration jedoch auch schreiben als:

$$\frac{p_0}{p} = c_{m,0} \frac{R_0}{R_M} \cdot \frac{T_0}{T_M} \quad (4.13)$$

Damit wird die Beziehung zwischen relativer Streulichtintensität und Massenkonzentration hergestellt. Sie lautet:

$$\frac{I}{I_0} \Big|_{c_{N,1}=0} = \frac{R_0}{R_M} \cdot \left(\frac{T_0}{T_M} \right)^2 \cdot c_{m,0} \quad (4.14)$$

Die individuelle Gaskonstante ist zwar tabelliert, jedoch ist die Gaskonstante der Mischung wiederum abhängig von der Massenkonzentration. Zur Ermittlung des Temperaturverhältnisses ist zusätzlich die Messung der im betrachteten Volumen herrschenden Mischtemperatur nötig. Dies würde jedoch das Konzept der berührungslosen flächenhaften Messung zerstören. Somit ist der direkte Zusammenhang zwischen relativer Streulichtintensität und Massenkonzentration nur im Falle der isothermen Mischung gleicher Gase gegeben. Die Beziehung lautet dann:

$$\frac{I}{I_0} \Big|_{c_{N,1}=0}^{R_0=R_M} = c_{m,0} \quad (4.15)$$

4.3 Übertragungsverhalten des Messsignals

Da wie schon erwähnt, das Übertragungsverhalten des Messsignals sehr komplex ist, sollen die wesentlichen Effekte, die die Messung beeinflussen, kurz angesprochen werden. Es handelt sich hierbei um die Einflüsse von Streuquerschnitt, Richtung, Polarisation, Extinktion und Mehrfachstreuung.

4.3.1 Einfluss des Streuquerschnittes

Ausgehend von einem Laserstrahl der Leistung P_L wird von einer Lichtschnittoptik ein Lichtfächer der Dicke $\Delta x/h$ geformt. Dieser wird vor dem Eintritt in die Mischkammer parallelisiert und beleuchtet in dem Schnitt vorhandene Partikel mit der Energieflussdichte:

$$I_L = \frac{P_L}{A_L} \quad (4.16)$$

Die in einem Volumenelement, das auf einem Pixel des CCD-Chips abgebildet wird, enthaltenen Partikel der Anzahl N_p streuen einen Teil der einfallenden Leistung in den Raum:

$$P_{streu} = N_p \cdot c_{streu} \cdot I_L \quad (4.17)$$

Hierbei bezeichnet c_{streu} den effektiven Streuquerschnitt eines Partikels, der im Bereich der Mie-Streuung erheblichen Schwankungen unterworfen ist (Bild 4.3).

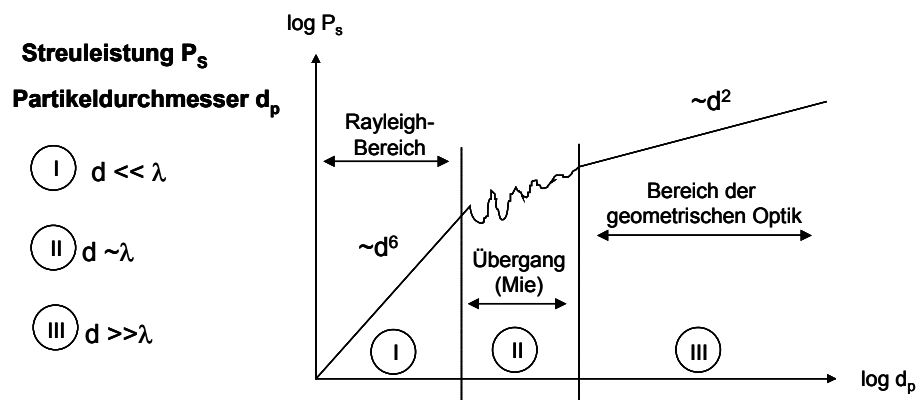


Bild 4.3 Abhängigkeit der Streuleistung vom Partikelquerschnitt

Um eine feste Beziehung zwischen eingestrahelter und abgegebener Lichtleistung zu erhalten, müssten die verwendeten Partikel monodispers, d.h. von einem konstanten

Durchmesser sein. Dies ist in der Regel nicht der Fall. Das hier verwendete Nebelfluid weist jedoch eine sehr geringe Streuung des Tröpfchendurchmessers auf. Der mittlere Tröpfchendurchmesser beträgt $1,04\mu\text{m}$ (Bild 4.4).

Da bei der QLS-Technik nicht einzelne Partikel abgebildet werden, sondern stets Partikelensembles, errechnet sich die gesamte Streulichtmenge aus der Summe der einzelnen streuenden Partikel. Dies setzt jedoch voraus, dass Effekte wie Abschattung oder ein Energieaustausch zwischen den Partikeln vernachlässigbar sind. Wenn die Größenverteilung über der Zeit konstant bleibt, dann kann man auch von einem konstanten mittleren effektiven Streuquerschnitt ausgehen.

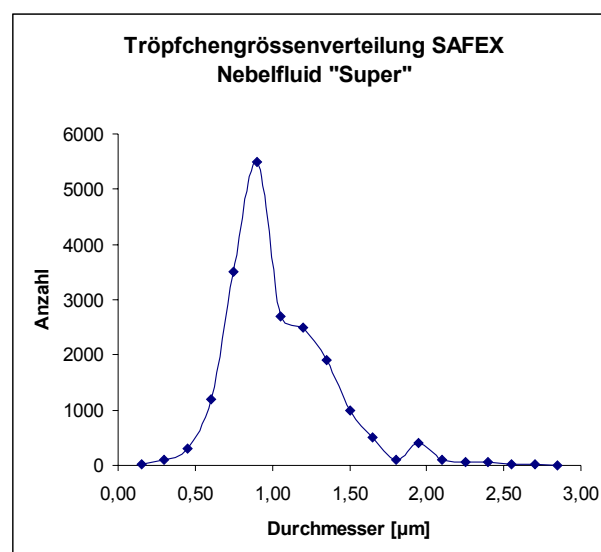


Bild 4.4 Tröpfchengrößenverteilung des verwendeten Nebelfluids

4.3.2 Einfluss der Streurichtung

Ein weiteres Problem der Mie-Streuung ist die Winkelabhängigkeit des Signals. Wie aus Bild 4.2 hervorgeht, wird durch den flächenhaften Aufbau des CCD-Sensors ein Volumenelement unter verschiedenen Beobachtungsrichtungen auf ein Sensorelement abgebildet. Da sich bei der Mie-Streuung verschiedene optische Übertragungsmechanismen überlagern, ist die Richtungscharakteristik der Streulichtabstrahlung äußerst komplex (Bild 4.5). Dies führt zu Messfehlern, wenn über einen zu großen Beobachtungswinkel gemessen wird. Zur Vermeidung dieser Problematik wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Teleobjektiv mit einem Öffnungswinkel von 2° verwendet.

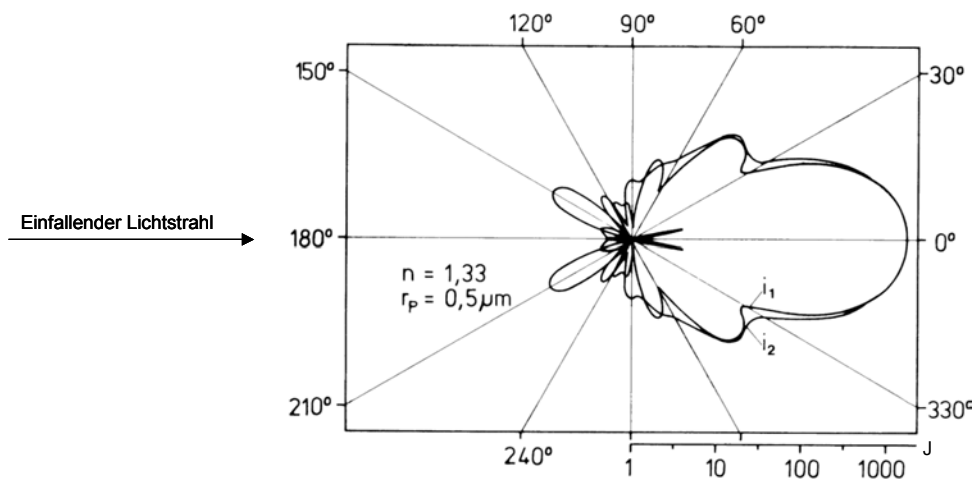


Bild 4.5 Polardiagramm der Intensitätsverteilung des Streulichts um einen Tropfen

4.3.3 Einfluss der Polarisation

Da es sich bei der Mie-Streuung auch um einen polarisationserhaltenden Prozess handelt, kommt eine weitere Abhängigkeit der Intensitätsverteilung vom Beobachtungswinkel hinzu.

Die Abstrahlungscharakteristik ändert sich jedoch stark mit dem Partikeldurchmesser. Im vorliegenden Fall, durch die Aufnahme eines Partikelensembles mit endlicher Durchmesserverteilung, wird daher eine mittlere Streulichtintensität erfasst. Weiterhin ist der betrachtete Raumwinkel durch die Verwendung eines Objektivs mit langer Brennweite gering. Beim am Mischkammerprüfstand eingesetzten Objektiv beträgt der doppelte Objektwinkel ca. 11° . Ein Einfluss der Polarisationsrichtung ist ebenfalls nicht zu erwarten, da wegen der Verwendung eines nicht polarisationserhaltenden Lichtwellenleiters zur Einkoppelung des Laserlichtes in die Lichtschnittoptik unpolarisiertes Licht in die Mischkammer eintritt.

4.3.4 Einfluss der Extinktion

Aus Gründen der Energieerhaltung nimmt die Leistung des beleuchtenden Laserstrahles beim Passieren eines partikelbeladenen Volumenelementes ab. Dabei wird dem Strahl sowohl durch Streuung als auch durch Absorption Energie entzogen. Bei der (erlaubten) Vernachlässigung der Absorption ergibt sich nach [72] der Intensitätsabfall zu:

$$dI_L(x) = -k' \cdot c_m(x) \cdot I_L(x) \cdot dx \quad (4.18)$$

Die Konstante k' fasst Größen zusammen, die auf dem Strahlweg konstant sind. Im Falle eines homogenen Gemisches ist Gleichung (4.18), die auch als Extinktionsgleichung bezeichnet wird, leicht integrierbar.

$$I_L(x) = I_{L,0} \cdot e^{-k' \cdot c_m \cdot x} \quad (4.19)$$

Dieser exponentielle Abfall der Intensität wird auch als Lambert Beer'sches Gesetz bezeichnet.

Im Allgemeinen ist die Partikelverteilung jedoch nicht homogen. Dann muss die Abschwächung iterativ berechnet werden. Die hierzu notwendige Vorgehensweise wird in [72] beschrieben.

4.3.5 Einfluss der Mehrfachstreuung

Die Annahme der linearen Beziehung zwischen Partikelkonzentration und Streulichtintensität setzt voraus, dass das von einem Partikel abgestrahlte Streulicht seinerseits keine Interaktion mit weiteren Partikeln aufweist. Diese Annahme kann im allgemeinen Fall nicht gelten.

Man unterscheidet zwischen der aktiven und der passiven Mehrfachstreuung.

Bei der aktiven Mehrfachstreuung handelt es sich um Streuprozesse, die durch das Streulicht der Primärstreuung verursacht werden. Wie aus Bild 4.5 ersichtlich wird, ist die polare Streucharakteristik stark winkelabhängig. Daher ist es möglich, dass Streulicht, welches in einer Richtung ausgesendet wird, die nicht von der Kamera detektiert wird, seinerseits wieder Partikel außerhalb des Lichtschnittes so stark anregt, dass die dann detektierbare Intensität in der Größenordnung der Primärstreuung liegt. Dies kann dazu führen, dass bei der Analyse eines homogenen Gemisches der laterale Intensitätsabfall nach dem Lambert Beer'schen Gesetz nicht mehr korrekt abgebildet wird und zunächst sogar ein Anstieg der Intensität erfolgt, was bei Vernachlässigung der Mehrfachstreueffekte aus Gründen der Energieerhaltung nicht erklärbar wäre. Das Problem der Mehrfachstreuung gewinnt mit steigender Partikelbeladung an Bedeutung. Ist die Partikelbeladung dergestalt, dass eine Extinktion auf der Länge des Strahlweges $<10\%$ ist, kann nach [71] davon ausgegangen werden, dass die Mehrfachstreueffekte vernachlässigbar sind. Da die Extinktion jedoch eine integrale Größe ist, kann die Mehrfachstreuung trotzdem lokal einen Einfluss haben. Eine genaue Analyse der Vorgänge findet sich in [72].

Die passive Mehrfachstreuung betrifft die Vorgänge auf dem Weg des Streulichts vom Lichtschnitt zur Kamera. Sie bewirkt zum einen, eine Abschwächung des Signals, zum anderen jedoch auch einen Kontrastverlust. Die Abschwächung kann mittels einer Ex-

tinktionsrechnung kompensiert werden. Im Falle des Mischkammermoduls, das in der vorliegenden Arbeit zur Anwendung kam, kann ein solcher Ansatz mittels des Lambert Beer'schen Gesetzes erfolgen, da man von hinten in den Mischkanal schaut. Das Streulicht wandert also auf der überwiegenden Strecke durch ein homogenes Gemisch. Der Kontrastverlust lässt sich vereinfacht mit der Vorstellung des Blickes durch Nebel veranschaulichen. Seine Korrektur gestaltet sich wesentlich schwieriger.

Für beide Mehrfachstreuereprobleme gilt, dass ihr Einfluss bei geringerer Partikelbeladung abnimmt. Es lässt sich daher ein Bereich der Partikelbeladung feststellen, in dem der Zusammenhang zwischen Teilchenzahl und Streulichtintensität wie gefordert linear ist.

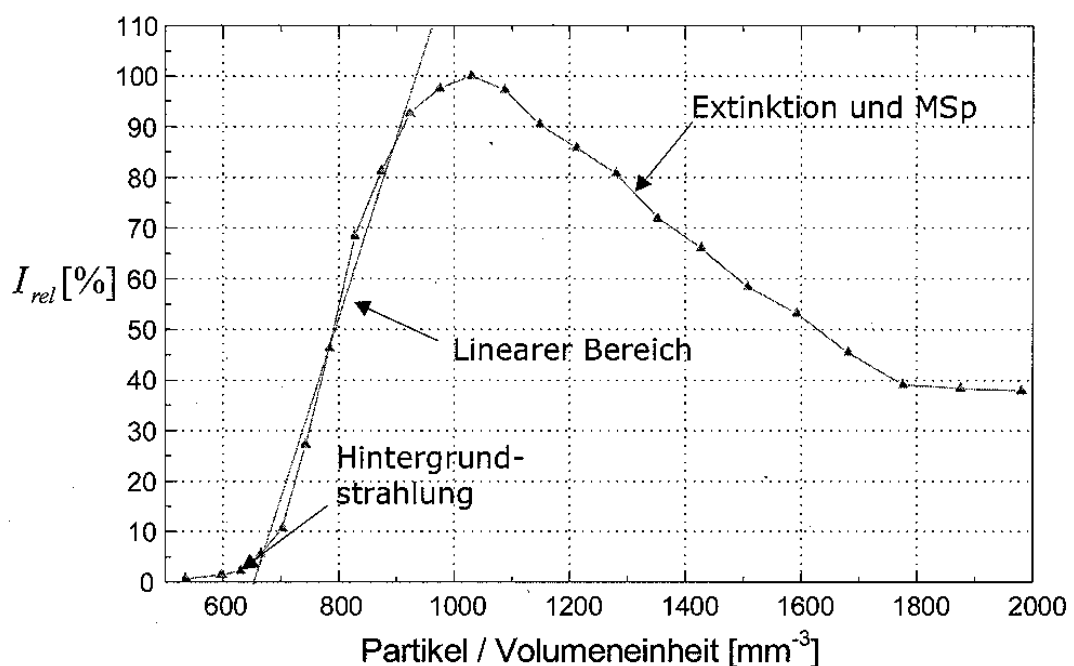


Bild 4.6 Linearitätsbereich des QLS-Verfahrens

Da die Übertragungsfunktion im starken Masse vom Partikeldurchmesser, bzw. von der Durchmesserverteilung abhängig ist, muss diese Untersuchung für die jeweilig verwendete Partikelsorte durchgeführt werden. Die Notwendigkeit der Bestimmung der Partikelgrößenverteilung macht dies jedoch sehr aufwendig, da hierzu ein Phasen-Doppler-Anemometer zum Einsatz kommen muss. Es zeigt sich im praktischen Betrieb jedoch, dass bei einer Einstellung der Partikelmenge, die bei der Betrachtung des Lichtschnittes mit dem Auge dazu führt, dass der Strömungskanal außerhalb des Lichtschnittes nebelfrei wirkt, die oben beschriebenen Effekte eine untergeordnete Rolle spielen. Bemerkenswert ist bei der Darstellung in Bild 4.6 auch, dass bei zu geringer Beladung die Hintergrundstrahlung dominant wird. Dieses Problem tauchte in der vorliegenden Ar-

beit in den vorderen Zonen der Primärzone verstärkt auf, da durch die Dotierung der Nebenströme hier nur sehr wenige Partikel vorhanden waren.

4.4 Applikation am Mischkammerprüfstand

Nach der Beschreibung der prinzipiellen Funktionsweise der Messtechnik und den prinzipbedingten Fehlerquellen soll nun die Applikation am Mischkammerprüfstand erläutert werden (Bilder 4.7 und 4.8).

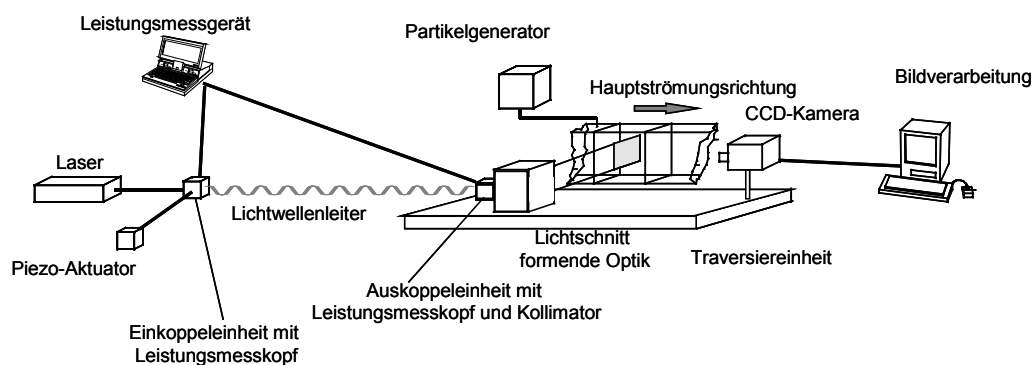


Bild 4.7 Prinzipskizze der QLS-Technik

Bei den Mischungsuntersuchungen am Mischkammermodul wurden der obere und untere Nebenstrom mit dem Nebel dotiert. Die Einbringung des Nebels erfolgt, wie aus Bild 3.3 ersichtlich wird, bereits sehr weit stromauf, so dass eine vollständige Homogenisierung des dotierten Luftmassenstromes gewährleistet ist. Der Mischvorgang kann nun in einem Lichtschnitt visualisiert werden. Hierzu wird ein Laserstrahl mittels einer Aufweichtechnik zu einem parallelen Lichtschnitt von 0,8mm Dicke und 100mm Höhe aufgeweitet. Es könnte auch eine andere Lichtquelle verwendet werden, jedoch eignet sich eine Laserlichtquelle aufgrund ihrer hohen Intensität und Parallelität in hervorragender Weise. Die Zuführung des Laserlichtes erfolgt mittels eines Lichtwellenleiters, um eine Dejustage durch den Traversiervorgang zu vermeiden. Zur Überwachung der Koppeleffizienz wird die Laserleistung vor und nach der Faser gemessen. Die Lichtschnittebene liegt normal zur Hauptströmungsrichtung. Ihre Höhe entspricht der Kanalhöhe h . Der so sichtbar gemachte Mischvorgang wird mittels einer CCD-Kamera aufgenommen, die sich am Ende des Mischkanals befindet. Vor der Kamera wird die Strömung um 90° nach unten umgelenkt. Dies erfolgt jedoch so weit stromab, dass eine Beeinflussung des zu untersuchenden Vorgangs ausbleibt. Die am Ende des Kanals angebrachte Scheibe, durch die die Beobachtung erfolgt, wird mittels eines Luftvorhangs vor der Verschmutzung durch Tracerteilchen geschützt. Die von der Kamera erfasste Ebene entspricht in ihrer Ausdehnung dem in Kapitel 3.1 erläuterten

Ebene entspricht in ihrer Ausdehnung dem in Kapitel 3.1 erläuterten Messbereich. Der gesamte Messaufbau kann parallel zur Hauptströmungsrichtung bewegt werden. Die CCD-Kamera wird mitbewegt, so dass die Gegenstandsweite stets gleich bleibt. Die Untersuchung des Mischungsvorganges erfolgt ebenenweise. Die aufgenommenen Bilder werden einer PC-gestützten Bildverarbeitung zugeführt und mit den mitprotokollierten Daten der Kanalzustände wie Massenströmen, Drücken und Temperaturen abgespeichert.

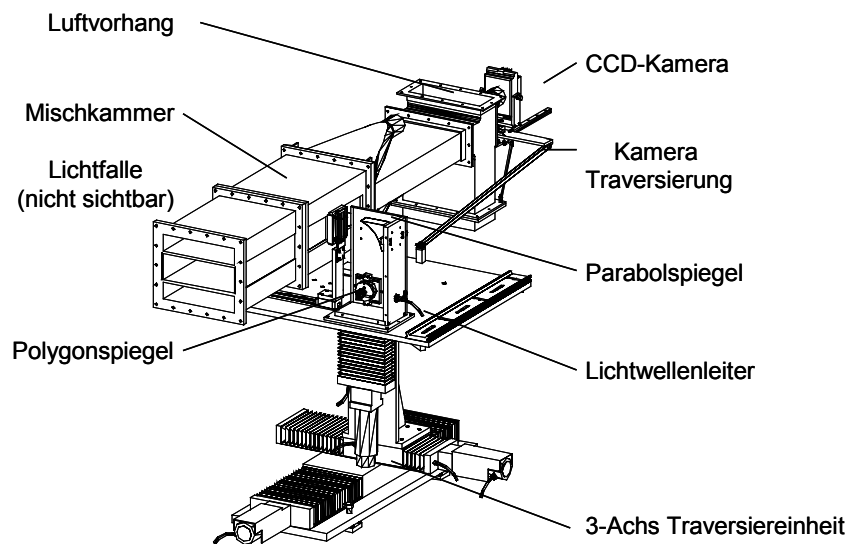


Bild 4.8 QLS-Applikation, Details

4.4.1 Erzeugung des Lichtschnittes

Zur Erzeugung eines Lichtschnittes stehen vielfältige Möglichkeiten zur Verfügung [56]. Da, wie noch erörtert werden wird, die Intensitätsverteilung im Lichtschnitt gleichmäßig sein soll, scheidet eine statische Aufweitung mittels Zylinderlinsen aus. Dem Vorschlag von [72] folgend, wurde zur Lichtschnittenerzeugung auf einen rotierenden Polygonspiegel (Scanner) mit 24 Facetten zurückgegriffen, der neben dem Vorteil einer gleichmäßigen Intensitätsverteilung auch die Möglichkeit eröffnet, Kurzzeitbelichtungen durchzuführen, um instationäre Effekte der Strömung untersuchen zu können. Die Umformung des resultierenden Fächers zu einem parallelen Lichtschnitt erfolgte mit einem Parabolspiegel (Bild 4.9).

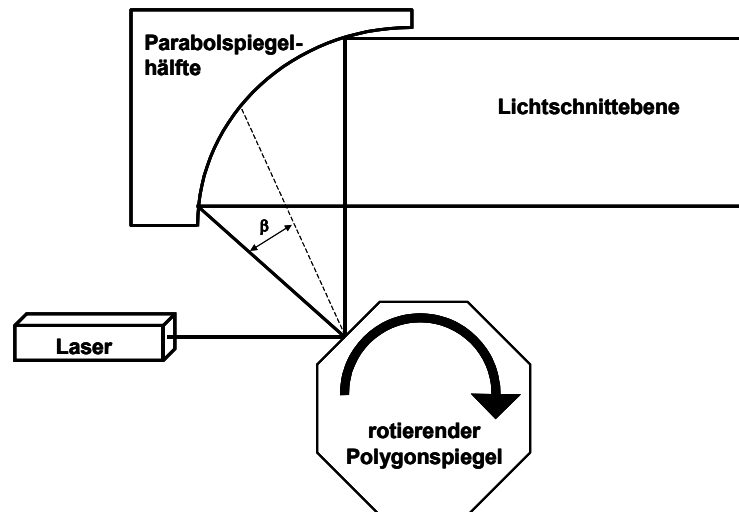


Bild 4.9 Erzeugung des Lichtschnittes

Da der Laserstrahl mittels eines Lichtwellenleiters in die Lichtschnittoptik eingekoppelt wurde, musste der Strahl noch in seinem Durchmesser verkleinert und parallelisiert werden. Dies erfolgte mit einer im Scanner integrierten Optik.

Wie im Kapitel 4.3 schon erläutert wurde, ist die Übertragungsfunktion der Streulichtintensität von einer Reihe von Parametern abhängig. Bedingt durch den Aufbau der Hardware und ihrer Applikation am Messobjekt ergeben sich weitere Einflussgrößen. Diese betreffen die Beleuchtungsseite von der Lichtquelle bis zum Lichtschnitt, aber auch die Aufnahmesituation. Von weiterem Einfluss ist die technische Umsetzung der Dotierung.

4.4.2 Einflüsse auf die Beleuchtung

Das QLS-Verfahren wertet Streulichtsignale von Partikeln aus, die proportional zur Partikelzahl sind. Betrachtet man eine Fläche, bzw. mittels mehrerer Flächen gar ein Volumen, so muss gewährleistet sein, dass die Randbedingungen für alle Volumenelemente gleich sind. Dies bedeutet für den Lichtschnitt, dass die Intensitätsverteilung im Schnitt homogen und konstant ist. Letztere Forderung ist durch eine Leistungsüberwachung leicht möglich, da die zeitliche Drift der Laserleistung sehr klein ist. Schwieriger zu realisieren ist eine homogene Intensitätsverteilung. Die Lichtschnitterzeugung mittels eines Polygonscanners liefert bei hinreichender Facettenzahl einen recht homogenen Intensitätsverlauf über dem Drehwinkel. Eine Ungleichverteilung ergibt sich jedoch durch die Abhängigkeit der Scangeschwindigkeit des Strahles vom Drehwinkel des Scanners. Da die von einem Detektor wahrgenommene Intensität abhängig von der Verweilzeit ist, ergibt sich folgende Beziehung:

$$I \propto \cos^2(\beta) \quad (4.20)$$

Für den gewählten Polygonspiegel ergibt sich daher bei mittiger Justierung ein maximaler Intensitätsabfall von 6,7%.

Leider stellte sich im Laufe der Untersuchungen heraus, dass die Kollimationsoptik eine nur unzureichende Justage ermöglichte. Dies führte zu Intensitätsunterschieden von bis zu 20%. Weiterhin wies der Lichtschnitt durch die mangelhafte Qualität der Fenster zum Kanal eine Streifigkeit auf. Da außerdem zum Zeitpunkt der Untersuchungen noch kein Algorithmus zur Extinktionskorrektur in der Bildverarbeitung implementiert war, wurden die aufgenommenen Intensitätsverteilungen mittels eines aus einer homogenen Partikelverteilung gewonnenen Korrekturbilds durchgeführt.

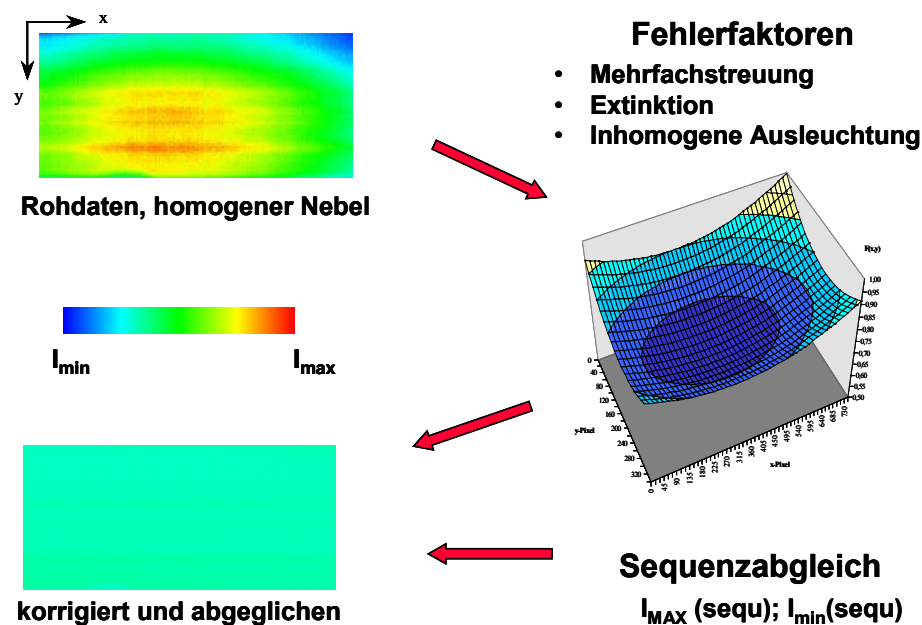


Bild 4.10 Fehlerkorrektur mit Sequenzabgleich

Mit dieser Korrektur können mehrere Fehlerfaktoren korrigiert werden. Es sei an dieser Stelle jedoch deutlich darauf hingewiesen, dass diese Art der Korrektur bei der Anwendung auf Bilder, die in Ebenen mit einer inhomogenen Konzentrationsverteilung gewonnen wurden, Fehler mit sich bringt, die auf den weiter oben beschriebenen Zusammenhängen der Extinktion und Mehrfachstreuung begründet sind. Jedoch ist mittels dieser Korrektur keine hinreichende Güte zur qualitativen Verwertung gegeben. Der in Bild 4.10 auch erwähnte Sequenzabgleich wird noch unter dem Punkt Dotierungseinfluss besprochen.

4.4.3 Einflüsse der Aufnahmesituation

Die Aufnahmesituation am Mischkammerprüfstand brachte durch die Anordnung der Kamera am Kanalende einige Nachteile mit sich, da bei dieser Konfiguration der Lichtschnitt seitlich eingebracht werden muss. Hier führen jedoch selbst kleinste Verschmutzungen der Scheiben zu einer Beeinträchtigung der Intensitätsverteilung im Schnitt. Da diese Verschmutzungen gerade in der Einblaseebene durch auskondensierende Tracerpartikel oft schon nach wenigen Sekunden auftraten, gestaltete sich die Messung schwierig. Ein umgekehrter Aufbau wäre in dieser Hinsicht besser, da weit stromab des zu beobachtenden Vorganges die Scheibe leicht mittels eines Luftvorhangs geschützt werden kann. Eine Verschmutzung der Scheibe vor der Kamera wiegt nicht so schwer, da sie bei entsprechender Einstellung außerhalb der Schärfentiefe liegt. Nachteilig bei dieser Anordnung ist jedoch die Tatsache, dass der Lichtschnitt dann nicht in einer Strahlfalle enden kann und so Wandreflektionen auftreten.

4.4.4 Einflüsse der Dotierung

Da die zu untersuchenden Ebenen zeitversetzt aufgenommen werden, kann der Mischungsverlauf nur im zeitlichen Mittel erfolgen. Dies setzt jedoch voraus, dass auch die Randbedingungen zeitlich konstant sind. Problematisch war in dieser Hinsicht die Dotierung der Strömung. Da bei den durchgeführten Experimenten relativ kleine Massenströme betrachtet wurden, musste der zur Dotierung eingesetzte Nebelgenerator mit einem sehr kleinen Ausstoß arbeiten. In diesem Modus neigte er jedoch zu Schwankungen der ausgestoßenen Nebelmenge. Hierdurch schwankt auch die Nullintensität I_0 , die im reinen Nebenstrom gemessen wird. Aus diesem Grunde erfolgte ein Sequenzabgleich, bei dem die Bildintensitäten auf eine gleiche mittlere Intensität umgerechnet wurden. Dies entspricht dann bei der Temperaturmesstechnik der adiabaten Mischtemperatur. Gleichzeitig werden mit dieser Methode auch Partikelverluste, die z. B. durch Kondensation entstehen, ausgeglichen.

4.5 Zusammenfassung der QLS-Technik

Die QLS Messtechnik in der Form, wie sie zum Zeitpunkt der in dieser Arbeit durchgeführten Messungen am Mischkammerprüfstand ausgeführt ist, befindet sich in einem Stadium, das eine detaillierte quantitative Mischungsuntersuchung noch nicht zulässt. Aus diesem Grunde wurden die quantitativen Mischungsuntersuchungen mittels der etablierten Wärme-Stoff-Analogie durchgeführt. Jedoch ist die QLS Messtechnik schon

hervorragend zur qualitativen Untersuchung der Sekundärlufteinblasung in eine drallbehaftete Querströmung geeignet. Durch ihre Möglichkeit, auch instationäre Vorgänge erfassen zu können, konnte mit ihrer Hilfe ein wesentlicher Aspekt der auftretenden Phänomenologie aufgeklärt werden. Die nötigen Verbesserungen, um auch quantitative Untersuchungen hoher Genauigkeit durchführen zu können, sind zum Zeitpunkt der Erstellung dieser Arbeit in Vorbereitung, bzw. schon ausgeführt.

Es bleibt jedoch anzumerken, dass zur Bestimmung der wahren Konzentrationsverteilung stets eine Massenstromgewichtung durchgeführt werden muss, wenn inhomogene Geschwindigkeitsverteilungen vorliegen. Dies ist im Falle rezirkulierender Drallströmungen naturgemäß der Fall. Zur Massenstromgewichtung ist neben der Konzentration die gleichzeitige Kenntnis des Geschwindigkeitsfeldes erforderlich. Zielführend könnten hier Kombinationen aus der **Particle-Image-Velocimetry (PIV)** oder dem Doppler-Global-Verfahren sein.

5 Untersuchungen der einzelnen Drallerzeuger

Zum besseren Verständnis der Vorgänge des komplexen Systems der Sekundärlufteinblasung in eine mehrfache Drallströmung ist es günstig, sich zunächst einen Einblick in das Verhalten der Einzelkomponenten zu verschaffen, um Wirkmechanismen zuordnen zu können. Eine einfache Superposition der Einzeleffekte zum Gesamtsystem ist jedoch nicht ohne Weiteres möglich. Trotzdem birgt die Analyse des Verhaltens der Einzelkomponente oftmals die entscheidenden Erkenntnisse zum Verständnis des komplexen Gesamtsystems. In der Arbeit von Blomeyer [6] wurden bereits einige Beobachtungen zum veränderten Strahleindringverhalten bei drallbehafteter Hauptströmung vorgestellt. Da hier jedoch nur die Drallzahl variiert wurde, nicht jedoch die Strömungsform (Typ A, B), empfiehlt er ebenfalls eine detailliertere Untersuchung verschieden ausgebildeter Hauptströmungen mit Drall.

In diesem und dem folgenden Kapitel sollen zunächst die Einflussgrößen auf die Hauptströmung untersucht werden. Hierbei erfolgte eine sukzessive Erweiterung der Komplexität des Strömungsproblems von der frei ausströmenden einzelnen Drallströmung über die eingeschlossene Drallströmung zur eingeschlossenen Mehrfachdrallströmung.

5.1 Bestimmung der Drallzahl

Wie schon in Kapitel 3.4.1 gezeigt werden konnte, stellt die Drallzahl eine wichtige Kenngröße zur Charakterisierung einer Drallströmung dar. Da ein Hauptziel dieser Arbeit darin besteht, den Einfluss verschiedener Drallströmungsformen auf die Sekundärlufteinblasung zu erfassen, ist es wichtig, dass die unterschiedlichen Drallerzeugertypen die gleiche Drallzahl aufweisen, um die Vergleichbarkeit gewährleisten zu können. Zu diesem Zweck wurden an dem in Kapitel 3.4 vorgestellten Drallmessprüfstand Untersuchungen durchgeführt. Die nachfolgende Tabelle zeigt die Ergebnisse.

Konfiguration			
	Typ A	Typ B	Typ B
	tangentiale Kanäl	tangentiale Kanäl	Schaufelgitter
	wandabgehoben	wandanliegend	wandanliegend
char. Radius [m]	1,24E-02	1,24E-02	1,27E-02
Spannung [mV]	6,96E+02	7,86E+02	5,18E+02
Massenstrom [kg/s]	3,42E-02	3,59E-02	3,32E-02
mmH ₂ O oben	4,17E+02	3,67E+02	4,50E+02
mmH ₂ O unten	5,83E+02	5,35E+02	5,55E+02
Druckdifferenz [mmH ₂ O]	1,00E+03	9,02E+02	1,01E+03
Umgebungsdruck [Pa]	1,00E+05	1,00E+05	9,74E+04
Umgebungstemp. [K]	3,00E+02	3,00E+02	2,90E+02
Druckdifferenz [Pa]	9,81E+03	8,85E+03	9,86E+03
Kraft [N]	2,22E-01	2,51E-01	2,04E-01
Hebelarm [m]	1,25E-01	1,25E-01	1,26E-01
Drehmoment [Nm]	2,78E-02	3,14E-02	2,57E-02
Dichte [kg/m ³]	1,05E+00	1,06E+00	1,05E+00
Fläche [m ²]	4,83E-04	4,83E-04	5,07E-04
Drallzahl	9,69E-01	1,00E+00	9,77E-01
effektive Fläche [m ²]	2,39E-04	2,62E-04	2,31E-04
C _D -Wert	4,94E-01	5,43E-01	4,55E-01

Tabelle 3 Bestimmung von effektiver Fläche und Drallzahl

Die Drallzahlen unterscheiden sich lediglich um ca. 3%, der c_D -Faktor um ca. 10%. Die Drallzahl war bei allen drei Drallerzeugertypen in weiten Bereichen invariant gegenüber einer Veränderung des Massenstromes. Die Unterschiede des c_D -Faktors sind zum einen bauartbedingt, da sich die Reibungs- und Druckwiderstände bei den verschiedenen Drallerzeugern durch unterschiedliche Formen und benetzte Flächen der inneren Bauteile unterscheiden. Zum anderen zeigt sich im Vergleich der beiden Typen mit tangentialen Kanälen ein geringerer c_D -Faktor für die Variante mit wandabgehobener Strömungsform. Dieses Verhalten kann mit der starken „Stromaufsensitivität“ von Drallströmungen begründet werden, da die sich vor dem Brennermund ausbildende Strömungsform das Druckgefälle über den Drallerzeuger beeinflusst und damit den durchgesetzten Massenstrom ändert.

5.2 Visualisierung der freien Ausblasung

Zur Visualisierung der freien Ausblasung wurde ein Aufbau konzipiert, der im Folgenden kurz als Visualisierungstisch bezeichnet werden soll. Beim hier untersuchten Strömungsphänomen handelt es sich um die Ausblasung in den halbbunendlichen Raum un-

ter atmosphärischen Bedingungen. Hierzu wurden verschiedene Drallerzeuger mittels eines Flansches so an einem Tisch montiert, dass die Austrittskante des Drallerzeugers mit der Tischplatte fluchtete. Die Platte bildet so die Begrenzungsfläche des halbbunendlichen Raumes und verhindert ein Mitreißen von Umgebungsfluid aus Regionen hinter der Austrittsfläche (Bilder 5.1 und 5.2).

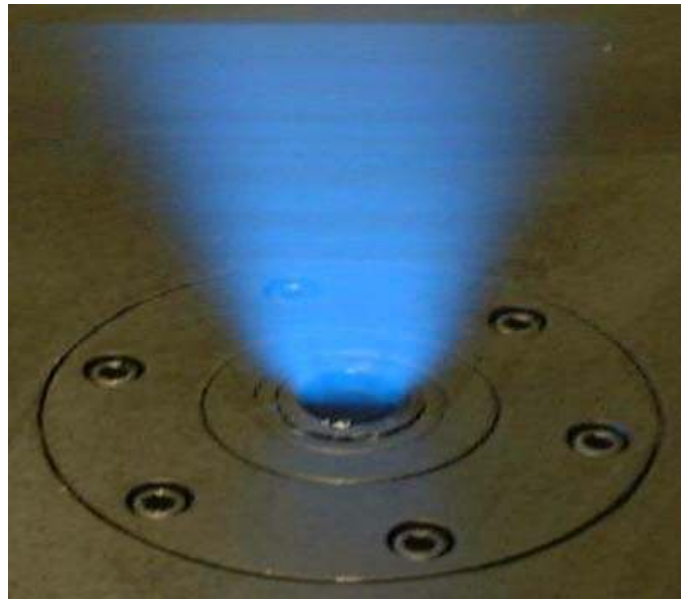


Bild 5.1 Fotografie eines Visualisierungsversuches

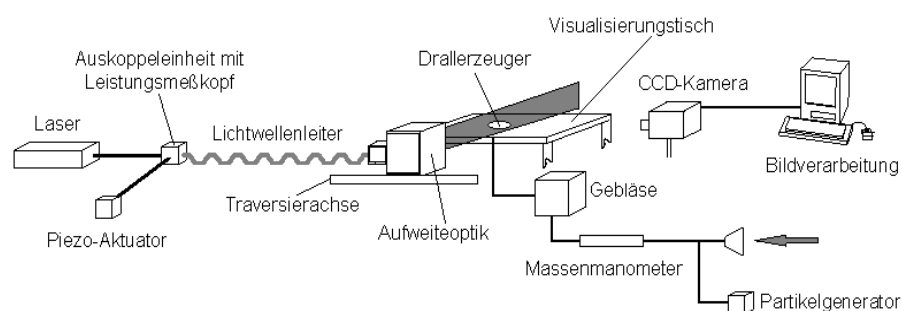


Bild 5.2 Schematischer Aufbau des Visualisierungstisches

Zur Visualisierung wurde der gesamte, den Drallerzeuger durchströmende Luftmassenstrom mit Nebel dotiert. Im Lichtschnitt kann nun der Mischvorgang der Drallströmung mit der undotierten Umgebungsluft beobachtet werden. Die Nebelzugabe erfolgt bereits im Ansaugtrakt eines Gebläses, so dass am Drallerzeugereintritt ein vollständig homo-

genes Gemisch vorliegt. Mittels einer Traversierachse kann der Lichtschnitt senkrecht zur Drallerzeugerachse verfahren werden. Damit ist es möglich, verschiedenen Schnittebenen zu visualisieren. Der den Drallerzeuger durchströmende Massenstrom ist steuerbar und kann mittels eines Schwebekörpermengenstrommessgerätes bestimmt werden. Bei diesen Untersuchungen handelt es sich um eine rein qualitative Methode. Es ist jedoch möglich, einige grundlegende Eigenschaften der Drallströmung zu erkennen. Es lassen sich folgende Eigenschaften beobachten:

- Typ der Drallströmung (A / B)
- Öffnungswinkel der Drallströmung
- Lage und Länge der Rezirkulationszone
- Störempfindlichkeit, Stabilität der Strömungsform

Die folgenden Bilder zeigen die Visualisierungen der drei verwendeten Drallerzeugertypen im Mittelschnitt:

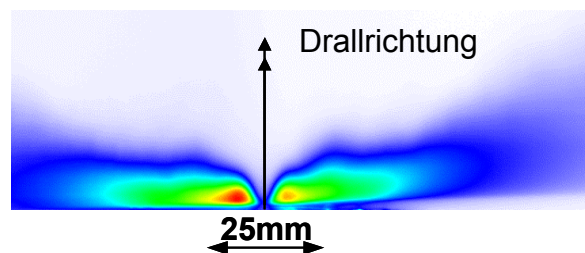


Bild 5.3 Visualisierung, Drallerzeuger Typ B, Schaufelgitter

Die hier sichtbar gemachte Drallströmung ist dem Typ B zuzuordnen. Nach dem Austritt aus dem Drallerzeuger erfolgt eine Umlenkung der Strömung um 90° , so dass der Öffnungswinkel 180° beträgt und die Strömung an der Wand anliegt. Die Rezirkulationszone reicht bis in den Brennermund hinein. Ihre Ausdehnung längs der Drallachse konnte durch Beobachten des Einsaugens von Nebel auf ca. 100mm abgeschätzt werden. Die Drallströmungsform zeigte sich unempfindlich gegen Störungen von außen (seitliche Anströmung von Umgebungsluft, Einbringen von Störkörpern) und von innen (Variation des Durchsatzes).

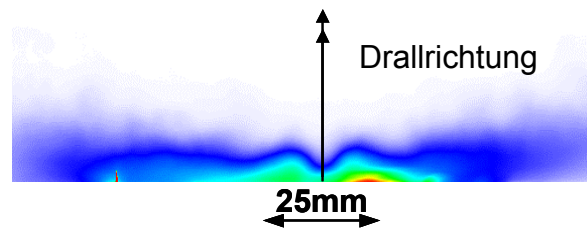


Bild 5.4 Visualisierung, Drallerzeuger Typ B, tangentielle Kanäle, gerundete Austrittskante

Auch diese Drallströmung weist nach Bild 5.4 einen Öffnungswinkel von 180° auf. Hier endet jedoch die Rezirkulationszone kurz vor dem Brennermund. Ihre axiale Erstreckung konnte ebenfalls auf ca. 100mm geschätzt werden. Sie zeigte sich genauso wie die vorher betrachtete Drallströmung unempfindlich gegenüber Störungen.

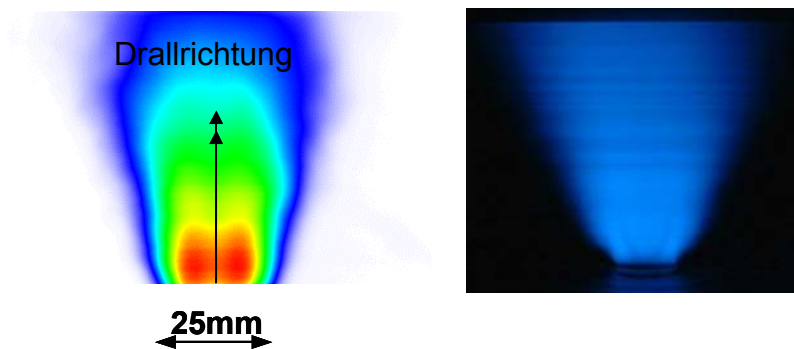


Bild 5.5 Visualisierung, Drallerzeuger Typ A, tangentielle Kanäle, scharfe Austrittskante

Die in Bild 5.5 gezeigte Drallströmung unterscheidet sich deutlich von den beiden vorherigen. Sie platzt nach Verlassen des Brennermundes nicht auf, sondern bildet einen Freistrahл mit einem Öffnungswinkel von ca. 40° (drallfreier Freistrahл ca. 17°). Der Vergleich der Falschfarbdarstellung des mit der CCD-Kamera aufgenommenen Bildes mit einer konventionellen Fotografie zeigt in eindrucksvoller Weise, die Mehrinformation durch die quantitative Auswertung der Intensitätsinformation des Bildmaterials. Mit der maximalen Intensität (rot) zeigt sich sehr deutlich der Schnitt durch die toroidale Rezirkulationszone.

Zum besseren Verständnis der vorliegenden Strömung soll die nachfolgende Darstellung dienen.

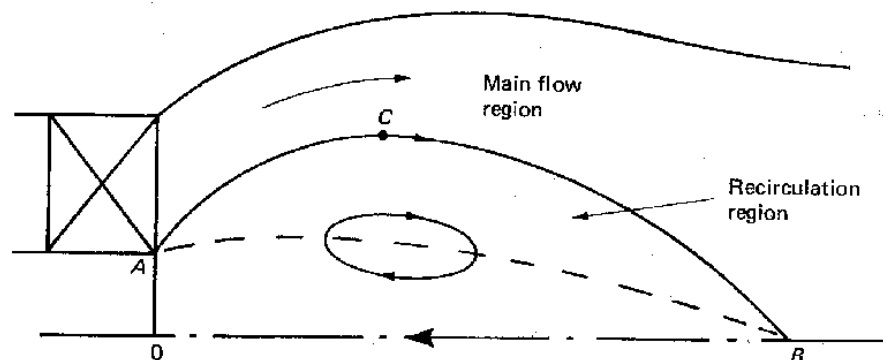


Bild 5.6 Rezirkulationszone in einer Drallströmung [39]

Hier wird deutlich, dass im Falle einer solchen Strömung das Abströmen in Hauptrichtung nur außen erfolgt. Im Inneren bildet sich durch den axialen Druckgradienten eine Rückströmung aus, die aufgrund der Scherung mit der Außenströmung einen toroidalen Wirbel bildet. Diese Rückströmzone stellt im Verbrennungsfall durch den Transport heißer Abgase in Richtung des zuströmenden Frischgases die Stabilität der Flamme sicher.

5.3 Totaldruckverteilung einer einzelnen eingeschlossenen Drallströmung

Die Untersuchungen der freien Ausblasung in den halbunendlichen Raum geben zwar einen ersten Eindruck über das zu erwartende Verhalten der Drallströmungen, sie können jedoch nicht die Verhältnisse in einem Flammrohr wiedergeben. Dort ist die Strömung eingeschlossen und ihr Verhalten wird bei einer Annäherung des Verhältnisses der charakteristischen Abmessungen von Drallströmung und einschließendem Behälter gegen eins zunehmend von der Wandung bestimmt werden. Dies erscheint besonders einleuchtend bei der Betrachtung der wandanliegenden Strömungen, die oben und unten sehr bald gegen das Flammrohr stoßen und in lateraler Richtung mit der benachbarten Drallströmung interagieren können. Aus diesen Gründen wurde im Mischkammermodul zunächst eine einzelne Drallströmung untersucht, die mittig im Brennerflansch angebracht war.

Zur Ermittlung der sich ausbildenden Strömungsform wurden Totaldruckmessungen mit einer in der Mischkammer traversierbaren Totaldrucksonde durchgeführt. Bei der Darstellung der Druckverteilungen in verschiedenen y/t , z/h -Ebenen ist die Blickrichtung immer gegen die Hauptströmungsrichtung (Bild 5.7).

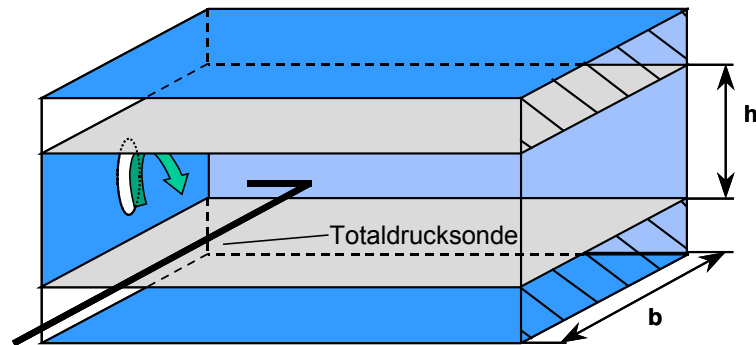
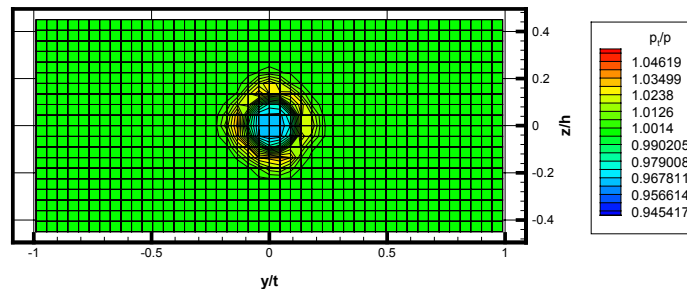
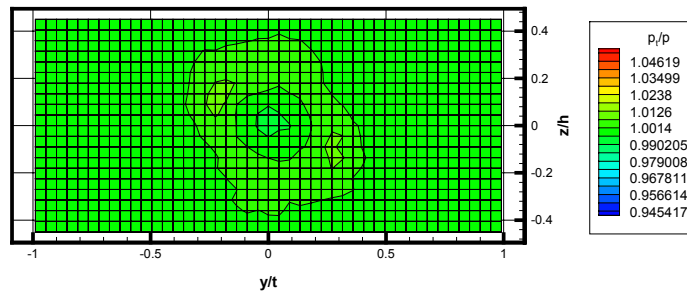


Bild 5.7 Schematischer Messaufbau zur Totaldruckmessung

5.3.1 Totaldruckverteilung, Einzeldrallerzeuger Typ A

Die Strömung durch den einzelnen Drallerzeuger (Bilder 5.8 und 5.9) zeigte aufgrund des kleinen Öffnungswinkels erwartungsgemäß im eingeschlossenen Fall kein grundsätzlich anderes Verhalten als im Falle der freien Ausblasung. Es bildet sich zunächst eine trichterförmige Vorwärtsströmung aus, in deren Zentrum die Rezirkulationszone liegt. Die Druckverteilung um diese Strömung ist äußerst homogen und entspricht dem statischen Druck im Kanalabschnitt mit ausgeglichenem Geschwindigkeitsprofil. In der Einblaseebene $x/h=0$ hat sich die Strömung so weit vergleichmäßigt, ohne vorher die Wand berührt zu haben, dass keine nennenswerte Interaktion mehr mit der Wand erfolgen kann. Das ausgeglichene Geschwindigkeitsprofil führt auch dazu, dass das Impulsverhältnis im Falle der Sekundärlufteinblasung überall gleich sein wird.

Bild 5.8 Totaldruckverteilung in der Ebene $x/h = -0,5$ Bild 5.9 Totaldruckverteilung in der Ebene $x/h = 0$

Da der Drallerzeugerabstand t gleich der Kanalhöhe h ist, ist auch eine starke Interaktion benachbarter Drallströmungen beim Einsatz mehrerer Drallerzeuger nicht zu erwarten.

5.3.2 Totaldruckverteilung, Einzeldrallerzeuger Typ B

Der Drallerzeuger vom Typ B zeigt erwartungsgemäß ein völlig anderes Verhalten (Bilder 5.10 und 5.11). Aufgrund der schon bei der freien Ausblasung beobachteten flachen Abströmung erfolgt eine starke Interaktion mit der oberen und unteren Wand. Der Abstand zu den Seitenwänden hingegen ist so groß, dass durch die schon vergleichmäßigte Strömung keine nennenswerte Interaktion erfolgt. Beim Betrieb mehrerer Drallerzeuger wird dies jedoch nicht so sein.

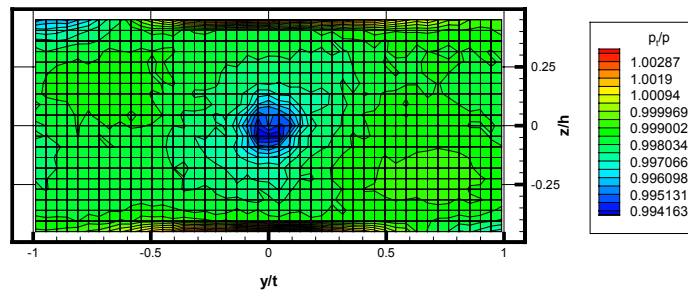


Bild 5.10 Totaldruckverteilung in der Ebene $x/h=-0,625$

Im Zentrum der Strömung ist wiederum eine deutliche Rezirkulationszone zu sehen. An der oberen und unteren Wand zeigen sich deutliche Totaldruckmaxima mit scharfen Gradienten. Der gesamte Strömungskanal weist eine inhomogene Totaldruckverteilung auf, deren Form auf ausgeprägte Eckenwirbel schließen lässt. Auch noch in der Einblaseebene $x/h=0$ sind Totaldruckmaxima an den oberen und unteren Wänden zu beobachten.

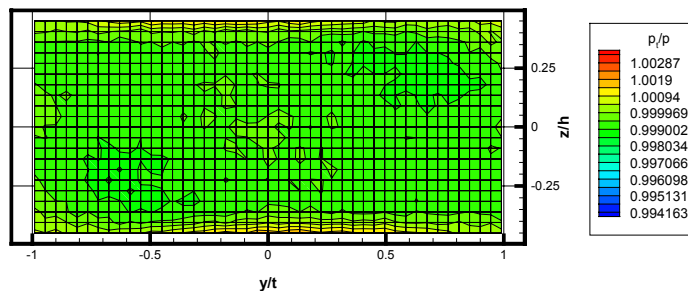


Bild 5.11 Totaldruckverteilung in der Ebene $x/h=0$

Jedoch haben sich die Zentren dieser Maxima an der Wand entlang gegenläufig bewegt. Diese Verdrehung entspricht dem Drehsinn der Drallströmung. Auch in dieser Ebene zeichnet sich die Totaldruckverteilung im gesamten Strömungskanal durch Inhomogenitäten aus. Im Falle der Sekundärlufteinblasung wird sich an verschiedenen Einblasepositionen also ein unterschiedliches Impulsverhältnis einstellen. Weiterhin ist zu vermuten, dass ein Sekundärluftstrahl, der das inhomogene Geschwindigkeitsfeld quert, eine wechselnde Umlenkung durch die Hauptströmung erfährt.

6 Wechselwirkung eingeschlossener Drallströmungen

Nach den Untersuchungen einer einzelnen eingeschlossenen Drallströmung erfolgte die Untersuchung der Wechselwirkung von mehreren eingeschlossenen Drallströmungen. Hierzu wurden in den Brennerflansch des Mischkammermoduls drei Drallerzeuger eingebaut. Die Untersuchungen erfolgten wiederum ohne Sekundärlufteinblasung, da lediglich das Verhalten der Hauptströmung betrachtet werden sollte. Bei diesen Untersuchungen lag das Hauptaugenmerk auf den Wechselwirkungen zwischen den Drallströmungen untereinander und mit der Wand. Des Weiteren galt es, mögliche Wechselwirkungspotenziale auf die Sekundärlufteinblasung einzugrenzen. Zu diesem Zweck wurde zunächst die Totaldruckverteilung in der Hauptströmung bei den drei verschiedenen Brennerkonfigurationen gemessen. Der experimentelle Aufbau und die Vorgehensweise entsprach bis auf die Anzahl der Drallerzeuger dem im vorhergehenden Kapitel beschriebenen. Anschließend wurde mittels einer Druckmessplatte, die 150 Wanddruckbohrungen aufwies, die Wanddruckverteilung auf der Wand zwischen Haupt- und Nebenstrom gemessen. Diese Druckmessplatte wurde an Stelle eines Lochbleches eingebaut, so dass die innere Geometrie des Hauptkanals identisch zu den restlichen Untersuchungen war.

6.1 Messung der Totaldruckverteilung

Die Messung der Totaldruckverteilung erfolgte wiederum in 8 Ebenen, die normal zur Hauptströmungsrichtung ausgerichtet waren. Die laterale Erstreckung der Messebenen reichte jeweils zur Mittelachse der beiden äußeren Drallerzeuger. Die vertikale Erstreckung reichte bis 90% der Kanalhöhe. Die relative Gitterweite w/h des Messrasters betrug 0,045. Eine Messung bis zur Wand war bedingt durch die Bauform der verwendeten Sonde nicht möglich. Lediglich beim Drallerzeuger Typ A wurde eine detailliertere Messung der Ebenen in der Nähe des mittleren Drallerzeugers vorgenommen, da es sonst nicht möglich gewesen wäre, die starken Druckgradienten, die bei dieser Strömungsform auftreten, aufzulösen. Hier betrug die relative Gitterweite des Messrasters 0,02.

6.1.1 Drallerzeuger Typ A, wandabgehoben

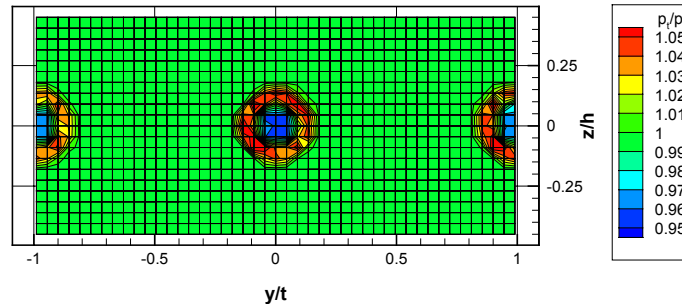


Bild 6.1 Totaldruckverteilung in der Ebene $x/h = -0,625$

Die Totaldruckverteilung dieser Ebene ist im Bereich zwischen den Drallströmungen nahezu homogen (Bild 6.1). Die Drallströmungen selbst sind durch sehr starke Gradienten geprägt und weisen im Zentrum eine deutliche Rückströmzone auf. Aufgrund der starken Gradienten wurde, wie schon erwähnt, eine weitere Messung mit verfeinertem Messraster, aber kleinerem Messbereich durchgeführt. Um die Datenmenge vertretbar halten zu können, wurde der Messbereich in den Zonen nah am Drallerzeuger auf $z, y / h = \pm 0,3$ und in weiter entfernten Zonen auf $z, y / h = \pm 0,4$ beschränkt.

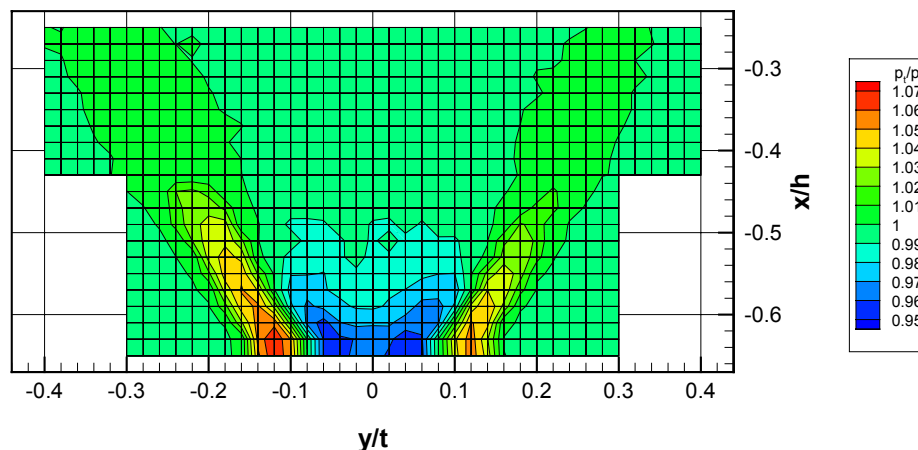


Bild 6.2 Schnittdarstellung der drallerzeugernahen Druckverteilung

In der Schnittdarstellung (Bild 6.2) kann man den schon bei der Visualisierung der freien Ausblasung erkennbaren Öffnungswinkel von 40° erkennen. Beim Vergleich mit Bild 5.5 ist zu beachten, dass die Zone größter Intensität mit dem Bereich der größten

Druckgradienten korreliert. Dies ist ein weiterer Hinweis für die Existenz einer toroidalen Rückströmzone. Bei dem festgestellten Öffnungswinkel würde eine Interaktion der Drallströmung mit der oberen und unteren Wand, sowie den benachbarten Drallströmungen ($t=h$), ab einer Position von $x/h = 0$ stattfinden. Bild 6.2 zeigt jedoch, dass die Totaldruckverteilung dann schon homogenisiert ist. Dies belegt auch das Bild der Totaldruckverteilung in der Ebene $x/h=0$ (Bild 6.3).

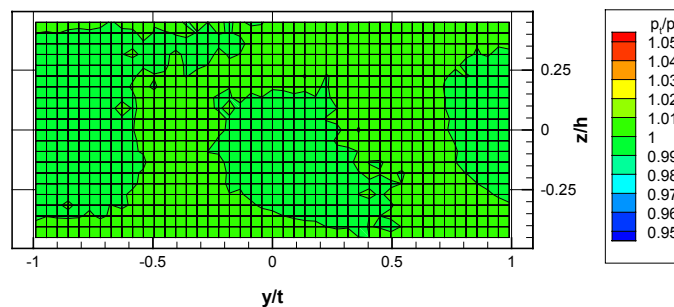


Bild 6.3 Totaldruckverteilung Ebene $x/h=0$

6.1.2 Drallerzeuger Typ B, wandanliegend

Aus den Untersuchungen der freien Ausblasung in den halbunendlichen Raum ließ sich schließen, dass bei den wandanliegenden Drallströmungen eine Interaktion sowohl zwischen Wandung, aber auch den einzelnen Drallerzeugern untereinander zu erwarten ist. Ersteres konnte mit den Ergebnissen der einzelnen eingeschlossenen Drallströmung schon bestätigt werden. Die nachfolgenden Darstellungen zeigen die bezogenen Totaldruckverteilungen für diesen Drallströmungstyp wiederum in Ebenen normal zur Hauptströmungsrichtung.

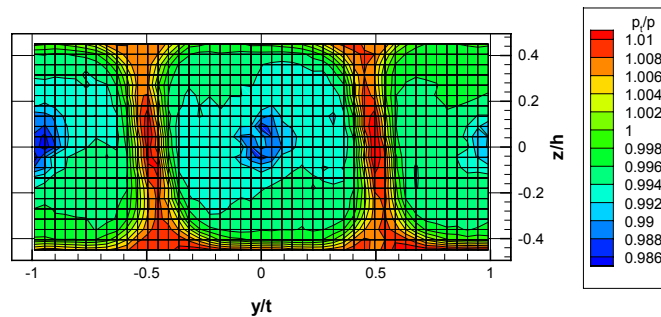


Bild 6.4 Totaldruckverteilung Ebene $x/h=-0,625$

Hier ist eine deutliche Interaktion zwischen den Drallströmungen untereinander und mit der Wand zu beobachten. Werte deutlich über null nimmt der bezogene Druck nur in einem rohrförmigen Bereich an, der einer Raute ähnelt. Es ist zu beachten, dass in vertikaler Richtung nicht bis zur Wand gemessen werden konnte. Im Inneren der Drallströmung befindet sich ein breites Gebiet mit Druckverhältnissen kleiner eins, das auf eine Rückströmzone schließen lässt, deren Gradienten sich zur Drallerzeugerachse hin trichterförmig zu bewegen. Eine Ebene weiter stromab hat sich die Rückströmzone sehr vergrößert. Die scharfen Gradienten in Richtung positiver Werte bleiben jedoch erhalten.

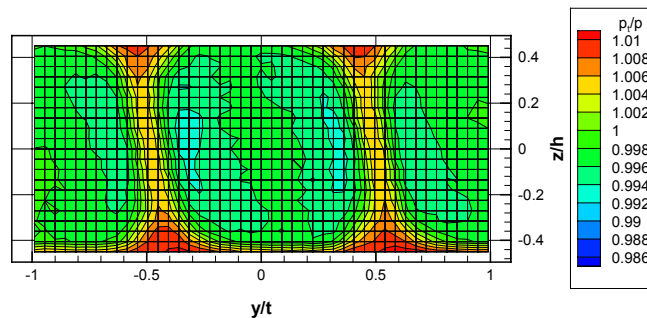


Bild 6.5 Totaldruckverteilung Ebene $x/h=-0,5$

Die hier ausgebildete Strömungsform zeigt sich äußerst stabil und ist auch in der Einblaseebene ($x/h=0$) noch nicht ganz abgeklungen. Es ist also zu erwarten, dass bei dieser Konfiguration das Eindringverhalten von Sekundärluftstrahlen beeinflusst werden wird.

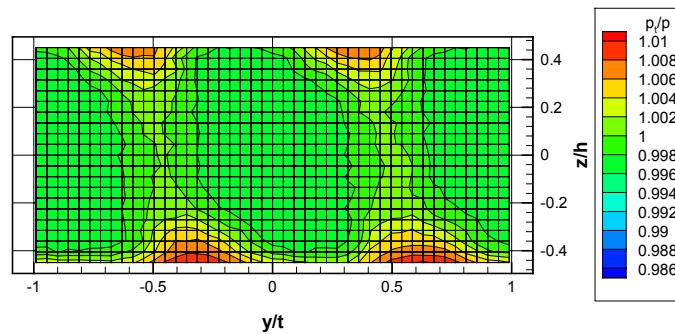


Bild 6.6 Totaldruckverteilung Ebene $x/h=0$

In dieser Ebene hat sich die rohrförmige Form der Strömung bereits aufgelöst, jedoch sind neben weiten recht homogenen Bereichen noch ausgeprägte lokale Maxima zu sehen. In Ebenen noch weiter stromab vergleichmäßigt sich dann die Druckverteilung und es stellen sich Zustände wie in einer ebenen Strömung ein. Die rautenförmige Gestalt der Zonen positiven Druckes setzen sich noch in der Verschiebung der Maxima fort. Zur Erklärung dieses Phänomens ist es hilfreich, alle gemessenen Ebenen in einer Darstellung zu betrachten.

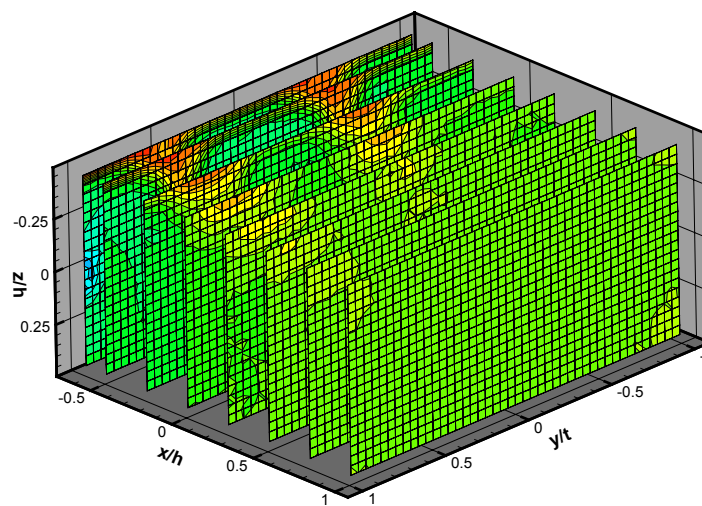


Bild 6.7 Darstellung der Totaldruckverteilung aller Ebenen

Deutlich ist der laterale Versatz der Druckmaxima von Ebene zu Ebene zu erkennen. Da dieser Versatz mit dem Drehsinn der Drallströmung erfolgt, kann hieraus auf eine im Kanal auftretende globale Umlaufströmung geschlossen werden. Der Winkel dieses Versatzes beträgt ca. 45° und korreliert daher sehr gut mit der Drallzahl 1.

6.2 Messung der Wanddruckverteilung

Zur Messung der Wanddruckverteilung wurde, wie bereits erwähnt, eine Platte mit 150 Wanddruckbohrungen in die Kanalwand eingesetzt. Die nachfolgende Skizze zeigt den Aufbau.

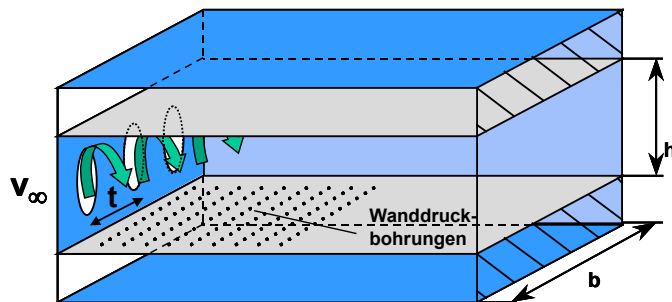


Bild 6.8 Aufbau zur Messung des Wanddruckes

Mit der Ermittlung der Druckverteilung an der Wand zwischen Haupt- und Nebenstrom, die ja in der Realität die Flammrohrwand darstellt, lassen sich Rückschlüsse auf das lokal zur Verfügung stehende Druckgefälle Δp ziehen. Aus der Beziehung:

$$J = \frac{\rho_j v_j^2}{\rho_\infty v_\infty^2} \quad (6.1)$$

und

$$v_j^2 = \frac{2\Delta p}{\rho} \quad (6.2)$$

ergibt sich der lineare Zusammenhang zwischen Druckgefälle und Impulsverhältnis. Die nachfolgenden Darstellungen zeigen die gemessenen Druckverteilungen für zwei Konfigurationen mit den Drallerzeugertypen A und B. Die Verteilung zeigt den dimensionslosen Druck p_i / p , der aus dem Quotienten zwischen dem lokalen Wanddruck an der Stelle i und dem globalen statischen Druck des Hauptstromes gebildet wird.

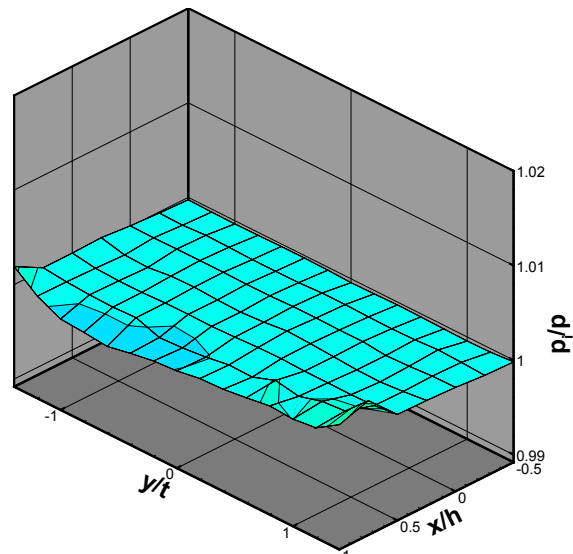


Bild 6.9 Wanddruckverteilung Drallerzeugertyp A

Wie schon aus den Messungen der Totaldruckverteilung im Hauptkanal postuliert wurde, ist bei Typ A (Bild 6.9) keine Interaktion der Drallströmung mit der Wand zu beobachten. Das zur Verfügung stehende Druckgefälle ist daher für alle Positionen von Sekundärluftlöchern nahezu gleich. Lokale Unterschiede des Strahleindringverhaltens sollten sich in diesem Fall also nicht beobachten lassen.

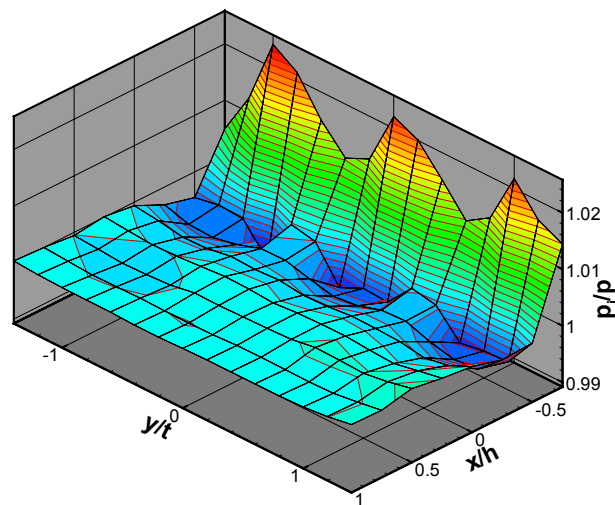


Bild 6.10 Wanddruckverteilung Drallerzeugertyp B

Ganz anders stellt sich die Situation jedoch für den Drallerzeuger Typ B dar. Hier zeigten sich schon die Totaldruckverteilungen im Wandbereich deutlich inhomogen. Dies äußert sich natürlich auch in der Wanddruckverteilung. Im vorderen Bereich sind deutliche Maxima zu erkennen. Diese sind strenggenommen jedoch keine statischen Drücke, da der Geschwindigkeitsvektor der Hauptströmung an dieser Stelle große Komponenten normal zur Wand besitzt. In Bereichen weiter stromab fällt der bezogene lokale Druck auf Werte unter eins. Hier würde also das lokale Impulsverhältnis höher sein, als im Falle der ebenen Anströmung. Im Bereich der Einblaseebene $x/h=0$ wechseln sich Bereiche größer und kleiner eins ab. Das Strahleindringverhalten sollte also abhängig von der lateralen Position der Bohrung unterschiedlich sein.

6.3 Diskussion der bisherigen Ergebnisse

Die in diesem Kapitel vorgestellten Untersuchungen des Totaldruckes und des Wanddruckes dürfen bei den Überlegungen zum Einfluss auf das Strahleindringverhalten nur gemeinsam betrachtet werden. Am Ort der Einblasung sind statischer Druck von Sekundär- und Hauptströmung gleich. Unterschiedliche Wanddrücke haben daher auch unterschiedliche dynamische Drücke an diesem Ort zur Folge, da der Totaldruck eine Erhaltungsgröße ist. Die Beziehung

$$J = \frac{\rho_j \cdot v_j^2}{\rho_\infty \cdot v_\infty^2} \quad (6.4)$$

lässt sich unter Berücksichtigung von $p_j = p_\infty$ am Ort der Einblasung auch schreiben:

$$J = \frac{p_{t,j} - p}{p_{t,\infty} - p} \quad (6.5)$$

Der Term im Nenner ist der dynamische Druck im Hauptkanal. An Orten mit verschwindender Strömungsgeschwindigkeit geht dieser gegen Null. Das Impulsverhältnis strebt dann gegen Unendlich. Da es sich bei den hier betrachteten Drallströmungen um rezirkulierende Strömungen handelt, tritt diese Situation im Stagnationspunkt auch auf. Dies bedeutet jedoch, dass das Impulsverhältnis in diesem Bereich extrem sensitiv gegenüber lokalen Druckunterschieden reagiert. Diese Tatsachen haben erhebliche Konsequenzen für das Mischungsverhalten. Das Impulsverhältnis bestimmt maßgeblich die Eindringtiefe eines Sekundärluftstrahles und damit auch die zur Mischung verfügbare Oberfläche. Eine starke Sensitivität des Impulsverhältnisses gegenüber lokalen Druckunterschieden wird sich daher auch massiv auf die lokale Mischungscharakteristik auswirken.

7 Einzelstrahl in komplexer Drallströmung

Nachdem in Kapitel 6 ausführlich das Strömungsfeld der Hauptströmung untersucht und seine Auswirkung auf eine Sekundärlufteinblasung diskutiert wurde, gilt es nun, diese Annahmen im Experiment zu verifizieren.

Für diesen Zweck wurden Lochbleche mit nur einem Loch gefertigt, bei denen die laterale Lochposition mittels der Überlegungen zur Abhängigkeit des Impulsverhältnisses vom lokalen Druck festgelegt wurde. Es wurden Lochpositionen an Orten der Maxima und Minima des dynamischen Druckes der Hauptströmung gewählt. Dabei wurden die Druckverteilungen der reinen Hauptströmung aus Kapitel 6 ausgewertet. Der Messaufbau ist in Bild 7.1 dargestellt.

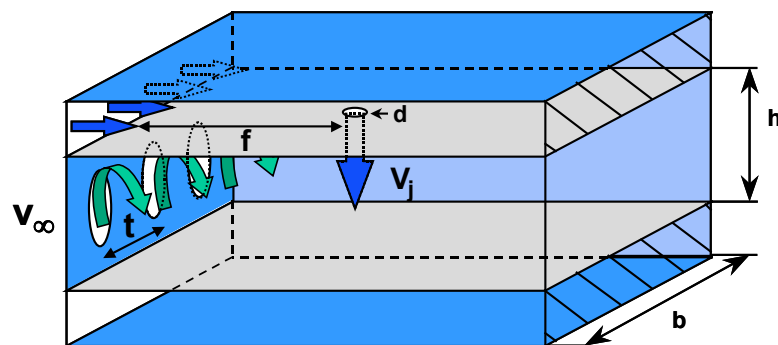


Bild 7.1 Messaufbau zur Einzelstrahleinblasung

Die Primärzonenlänge f/h betrug wie bei allen Untersuchungen 0,75. Zur Untersuchung des Strahleindringverhaltens wurde die QLS-Technik eingesetzt. Die Farbe Rot kennzeichnet reine Sekundärluft, Weiß steht für die reine Hauptströmung. Der Hauptmassenstrom wurde auf 0,15 kg/s eingestellt. Das Impulsverhältnis war bei allen Versuchen 100. Der dimensionslose Lochdurchmesser d/h wurde zu 0,1 gewählt.

7.1 Untersuchungen mit dem Drallerzeuger Typ A

Bei diesem Drallerzeugertyp zeigte sich die Totaldruckverteilung in der Einblaseebene schon sehr ausgeglichen, so dass keine großen Unterschiede im Strahleindringverhalten zu erwarten waren. Dies konnte durch die Untersuchung der Einzelstrahleinblasung bestätigt werden (Bild 7.2).

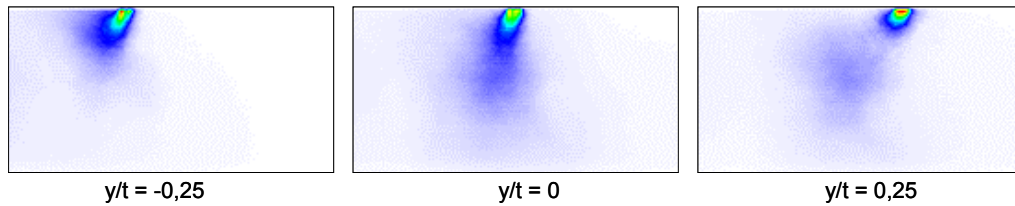


Bild 7.2 Lichtschnittaufnahme der Einblaseebene, Einzelstrahleinblasung, Drallerzeuger Typ A, $x/h=0$

Es zeigt sich bei allen Lochpositionen ein nahezu gleiches Eindringverhalten. Die Eindringtiefe variiert nicht sehr stark. Lediglich bei der Lochposition $y/t = 0,25$ dringt der Sekundärluftstrahl weniger weit ein. Auch die laterale Ablenkung unterscheidet sich an verschiedenen Lochpositionen kaum, ist aber überall deutlich festzustellen. Es wird jedoch deutlich, dass das Impulsstromdichteverhältnis am Einblaseort zwar das Potenzial der möglichen Eindringtiefe festlegt, die endgültige Eindringtiefe und der Verlauf der Strahltrajektorie jedoch noch vom durchlaufenen Geschwindigkeitsprofil abhängen. Besonders deutlich wird dies auch in Bild 7.3.

Bei dieser Strömungsform ist, wie auch die Druckmessungen zeigen, der Rückströmungseinfluss an der Einblasewand nicht mehr zu beobachten. Es ist daher von großem Interesse festzustellen, ob weiter im Inneren der Mischkammer doch noch eine Interaktion der Sekundärluft mit der Rezirkulationszone auftritt. Dazu wurden Ebenen in der Primärzone visualisiert.

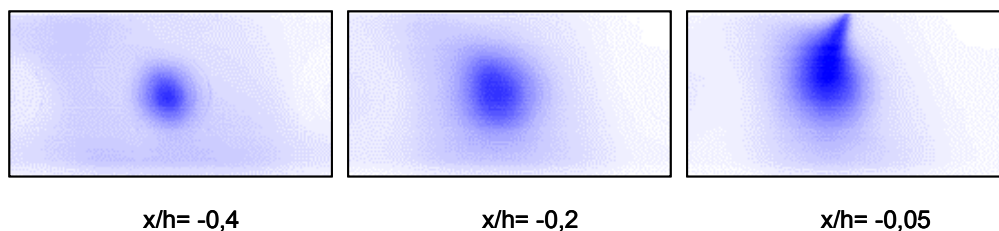


Bild 7.3 Lichtschnittaufnahme der Primärzone, Einzelstrahleinblasung bei $y/t=0$, Drallerzeuger Typ A

Es fällt auf, dass der Sekundärluftstrahl sehr schnell in die Rezirkulationszone eindringt und in einem trichterförmigen Gebiet dominiert, das sich mit dem mittels der Totaldruckmessungen erfassten Rückströmbereiche deckt.

7.2 Untersuchungen mit dem Drallerzeuger Typ B

Die Situation stellt sich bei Verwendung der Drallerzeuger vom Typ B vollkommen anders dar (Bild 7.4).

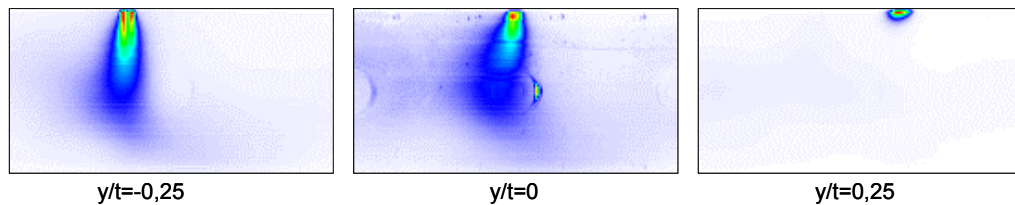


Bild 7.4 Lichtschnittaufnahme der Einblaseebene, Einzelstrahleinblasung, Drallerzeuger Typ B

Hier ist eine starke Abhängigkeit des Strahleindringverhaltens von der Lochposition feststellbar. Die Eindringtiefe variiert etwa um den Faktor 15. Eine laterale Abweichung ist bei den weit eindringenden Sekundärluftstrahlen kaum zu beobachten. Ihre Einblaseposition befindet sich an einem Totaldruckminimum der Hauptströmung. Der kaum eindringende Sekundärluftstrahl an der Position $y/t = 0,25$ hingegen befindet sich in einem Totaldruckmaximum. Die aus den Druckmessungen gefolgerten Vermutungen hinsichtlich des Eindringverhaltens haben sich damit voll bestätigt.

Bedingt durch die stark inhomogene Totaldruckverteilung ist zu vermuten, dass auch der weitere Weg des Sekundärluftstrahles durch die Hauptströmung abhängig vom Einblaseort unterschiedlich ausfallen wird. Aus diesem Grunde wurden die Strahltrajektorien näher untersucht.

7.2.1 Betrachtung der Strahltrajektorie

In [39] findet man für die Strahleinblasung in eine ebene Querströmung die Beziehung zwischen maximaler Strahleindringtiefe und Impulsverhältnis. Dabei wird die maximale Eindringtiefe als die Tiefe bezeichnet, bei der sich die Strahltrajektorie asymptotisch der Hauptströmung nähert. Sie lautet:

$$y_{\max} = d_j \cdot 1,15 \cdot \sqrt{J}$$

Diese Beziehung gilt für einen Winkel zwischen Haupt- und Sekundärströmung von 90° .

Durch Umformen erhält man:

$$J = \left(\frac{y_{\max}}{d_j \cdot 1,15} \right)^2$$

Hiermit könnte man auf das lokale Impulsverhältnis schließen. Die aus den ermittelten Eindringtiefen errechneten Impulsverhältnisse sind jedoch an allen Einblasepositionen wesentlich niedriger als das eingestellte Globalimpulsverhältnis von 100. Die bei der Aufstellung dieser Beziehung vorausgesetzte Randbedingung der ebenen Querströmung trifft hier jedoch nicht zu. Der Verlauf der Strahltrajektorie ist wesentlich komplizierter als in diesem Fall. Einen Eindruck vom Verlauf der Strahltrajektorie kann man durch die Betrachtung vieler aufeinanderfolgender Schnitte normal zur Hauptströmung erhalten. Bedingt durch die schnelle Mischung in der stark turbulenten Drallströmung verschwimmt die Strahlkontur jedoch sehr schnell, und der gesamte Verlauf kann daher in größerer Entfernung von der Einblaseebene nicht mehr exakt bestimmt werden. Eine ungefähre Vorstellung ergibt sich jedoch bei der Betrachtung eines Schnittes in der Primärzone.

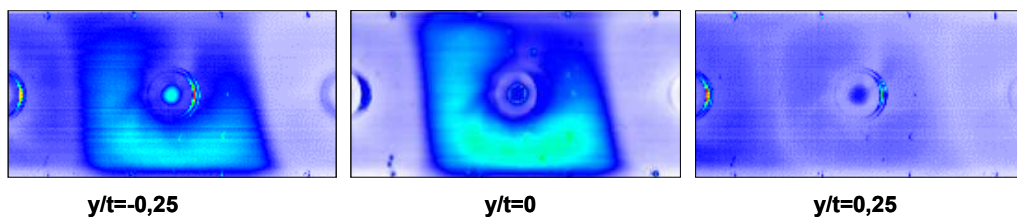


Bild 7.5 Visualisierung der Sekundärluftkonzentration in der Primärzone ($x/h = -0,65$) bei verschiedenen Einblasepositionen

Bei $x/h = -0,65$ (Bild 7.5) zeigt sich eine L-förmige Verteilung von Sekundärluft um die Achse des mittleren Drallerzeugers. Es wird deutlich, dass die Strahltrajektorie einer wendelförmigen Bahn folgt, die entgegen der Hauptströmungsrichtung um die Drallachse herum verläuft. Bei der Einblaseposition $y/t = 0,25$, die sich in einem Totaldruckmaximum befindet, wird fast keine Sekundärluft in die Primärzone eingesaugt. Die Lochposition beeinflusst also nicht nur die Eindringtiefe des Sekundärluftstrahles sondern auch seinen weiteren Weg durch die Hauptströmung. Dieser Effekt wird auch schon in Ebenen näher an der Einblaseebene deutlich (Bild 7.6, $x/h = -0,2$).

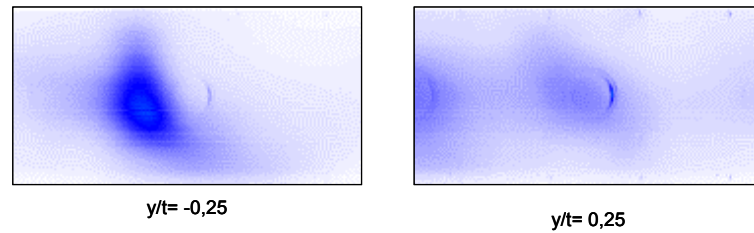


Bild 7.6 Visualisierung der Sekundärluftkonzentration in der Primärzone ($x/h = -0,2$) bei verschiedenen Einblasepositionen

Selbst hier in unmittelbarer Nähe der Einblaseebene (Abstand = $2d$) ist bei einer Lochposition im Totaldruckmaximum kein Rückströmen von Sekundärluft zu verzeichnen.

Bei den Einblasepositionen, in denen Sekundärluft in die Primärzone eindringt, ist bemerkenswert, dass offensichtlich kein Austausch der angesaugten Sekundärluft mit den benachbarten Drallströmungen erfolgt, obwohl bedingt durch den gleichen Drehsinn der Drallerzeuger zwischen den Strömungen eine starke Scherung stattfindet. Dieses Phänomen kann jedoch mit der in Kapitel 6 gezeigten Totaldruckverteilung erklärt werden. Zwischen den einzelnen Drallströmungen befindet sich jeweils eine Zone hohen Totaldruckes. Hier strömt die Luft mit hoher Geschwindigkeit in Hauptströmungsrichtung. Im Inneren der Drallströmung herrscht eine relativ gleichmäßige, geringe Strömungsgeschwindigkeit entgegengesetzt der Hauptströmungsrichtung. Fluid, welches vom Inneren der Drallströmung an den äußeren Rand fließt, wird von der schnellen Vorwärtsströmung erfasst und rasch in Hauptströmungsrichtung abtransportiert. Eine Querbewegung wird somit verhindert.

8 Strahlreiheneinblasung in eine komplexe Drallströmung

8.1 Bezug zum Realfall

Die in diesem Kapitel untersuchte Strahlreiheneinblasung stellt den in einer realen Brennkammer umgesetzten Anwendungsfall des Problems der Strahleinblasung in eine Querströmung dar. Wie Bild 8.1 verdeutlicht, stellt sich der Realfall wesentlich komplizierter dar, als das untersuchte Modell. Die Unterschiede seien an dieser Stelle noch einmal kurz aufgeführt.

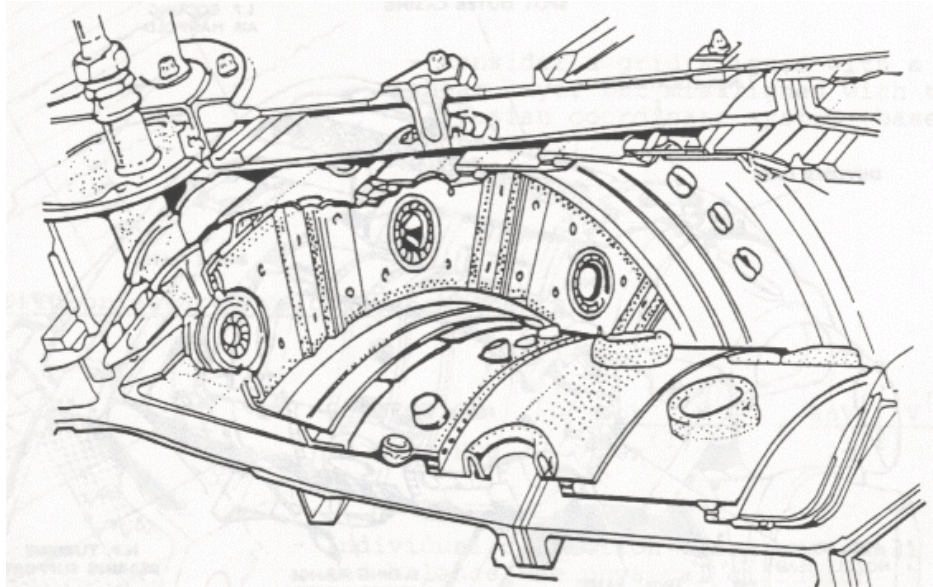


Bild 8.1 Blick in eine Ringbrennkammer

Der die Primärzone abschließenden ersten Sekundärlufteinblasung folgen weitere Öffnungen, durch die Sekundärluft zur weiteren Verdünnung und Einstellung des Temperaturprofils eingebracht wird. Weiterhin wird durch Film- und Effusionskühlungen Kühlluft in die Brennkammer eingebracht. Um jedoch eine klare Trennung der Parameter erreichen zu können, wurden zur Modellbildung die in Kapitel 2.4 besprochenen Vereinfachungen am Modell vorgenommen. Zur Simulation der ersten Strahlreihe wurde eine Primärzonenlänge von $f/h=0,75$ eingestellt, wie es im realen Fall üblich ist. Aus Periodizitätsgründen erfolgt die Lochteilung s/t in Bruchteilen der Brennerteilung t . Diese entspricht üblicherweise und so auch im Modell der Kanalhöhe h . Anders als im dargestellten Fall wurden jedoch nur Belochungen mit gleicher Teilung innerhalb einer

Konfigurationen untersucht. Die Strahleinblasung im Modell erfolgte durch kreisrunde Bohrungen in der 2mm dicken Wand. Die Strömung wurde nicht durch rohrförmige Einsätze geführt.

8.2 Untersuchtes Parameterfeld

Die quantitativen Mischungsuntersuchungen, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden, erfolgten hauptsächlich mittels der Wärme-Stoff-Analogie. Da die Wärme-Stoff-Analogie ein etabliertes Verfahren zur quantitativen Bestimmung von Mischungsverläufen darstellt, wurde beim Einsatz dieser Messtechnik ein Parameterfeld gewählt, das auch einen Vergleich mit Ergebnissen aus früheren Untersuchungen, insbesondere aus denen mit ebener Hauptströmung zulässt. Die quantitative Verwertbarkeit der Untersuchungen mittels der QLS-Technik war zum Zeitpunkt der Hauptversuchsphase noch nicht zufriedenstellend. Bedingt durch den störenden Einfluss der Messsonden auf die Strömung sind Messungen in der Primärzone nur unter Vorbehalt zu verwenden. Die mit dieser Technik durchgeführten Messungen dienen daher dem unmittelbaren Vergleich des Mischungsverhaltens stromab der Einblaseebene der beiden Drallerzeugertypen. Die nachfolgende Skizze soll die Parametervariation verdeutlichen.

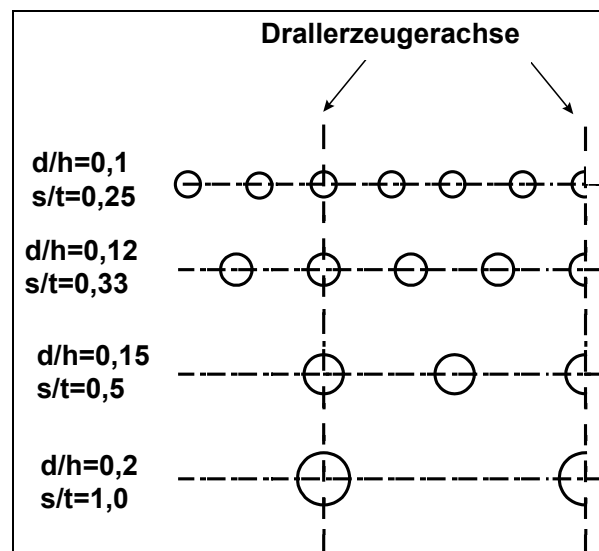


Bild 8.2 Parameterfeld der Belochungsgeometrien

Die Wahl der Belochungen ist so gewählt, dass für alle Konfigurationen eine weitgehende Flächengleichheit gewährt ist. So werden bei gleichen Impulsverhältnissen auch annähernd gleiche Massenstromverhältnisse eingehalten. Alle Belochungskonfigurationen wurden in Kombination mit beiden Drallerzeugertypen vermessen. Es wurden je-

weils die Impulsverhältnisse $J = 75, 100, 125$ und 150 eingestellt. Bei jeder Konfiguration wurden die Ebenen $x/h = 0 / 0,125 / 0,25 / 0,375 / 0,5 / 0,75 / 1,0$ vermessen. Die laterale Ausrichtung der Belochungen erfolgte stets so, dass das mittlere Loch mit der Achse des mittleren Drallerzeugers fluchtete, d.h. $y/t = 0$.

8.3 Ergebnisse der Standardbelochungen

Zur Beschreibung der Mischungsgüte der Gesamtkonfiguration eignet sich wie schon erwähnt die integrale normierte Standardabweichung am besten. Die nachfolgenden Bilder zeigen die mit beiden Drallerzeugerkonfigurationen ermittelten Ergebnisse. Es wird jeweils der Verlauf der integralen normierten Standardabweichung über dem Impulsverhältnis aufgetragen. Scharparameter ist die Belochungsgeometrie $d/h / s/t$.

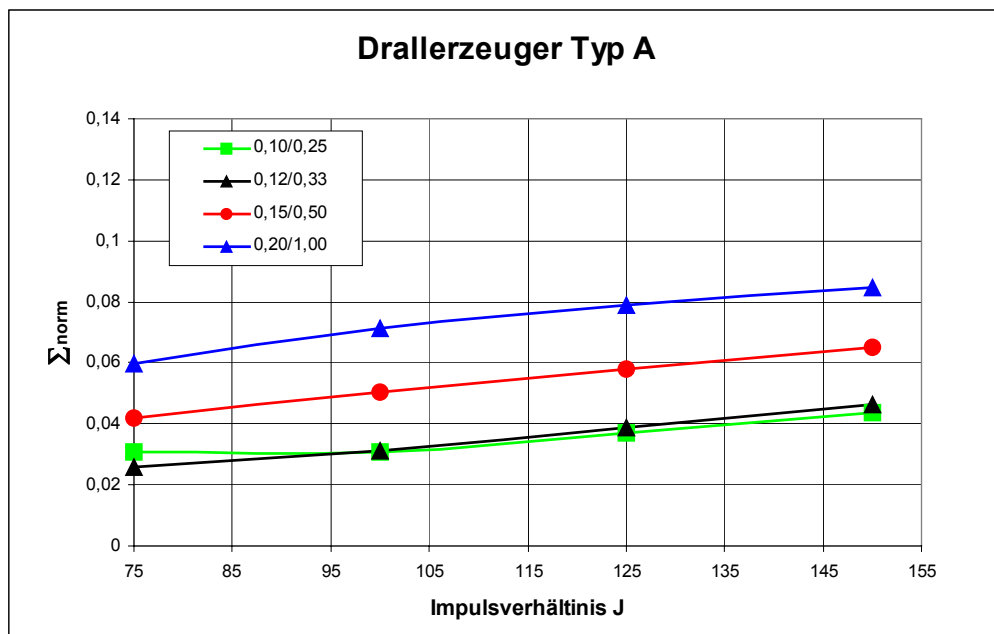


Bild 8.3 Integrale normierte Standardabweichung, Drallerzeuger Typ A mit der Belochungsgeometrie als Scharparameter

Beim Drallerzeugertyp A (Bild 8.3) zeigt sich eine deutliche Verschlechterung der Mischungsgüte mit steigendem globalem Impulsverhältnis. Weiterhin ist eine Verschlechterung der Mischungsgüte mit zunehmendem Lochdurchmesser zu verzeichnen. Um dieses Verhalten besser erklären zu können, ist es notwendig, den Verlauf des Mischprozesses in verschiedenen Ebenen zu betrachten. Dargestellt werden im Folgenden die dimensionslosen Temperaturverteilungen, die gemäß der Analogie der Konzentrations-

verteilung entsprechen. Zur besseren Unterscheidbarkeit dieser Ergebnisse von denen, die mittels der QLS-Technik erzielt wurden, ist die Farbkodierung verändert und die Zuordnung invers. Die dimensionslose Temperatur Θ nimmt den Wert 0 bei reinem Nebenstromfluid an und wird 1 bei reiner Hauptströmung.

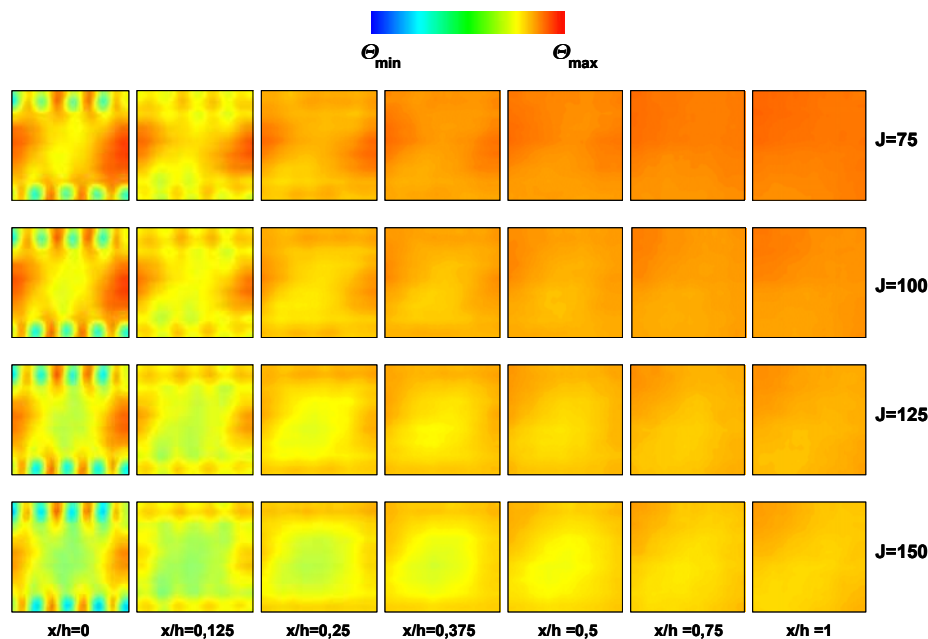


Bild 8.4 Dimensionslose Temperaturverteilungen, Konfiguration: Drallerzeuger Typ A, Belochung $d/h=0,1$; $s/t=0,25$

Wie schon bei der Auswertung der Totaldruckmessungen postuliert und mittels der Einzelstrahleinblasung visualisiert wurde, ist das Eindringverhalten zunächst nahezu unabhängig von der lateralen Position. Es zeigt sich jedoch mit zunehmendem Impulsverhältnis die deutliche Tendenz der achsnahen Sekundärluftstrahlen zum Eindringen in die Rezirkulationszone. Mit zunehmendem globalen Impulsverhältnis dringen die Sekundärluftstrahlen erwartungsgemäß tiefer in die Mischkammer ein. Dabei gelangen jedoch immer mehr Strahlen in den Bereich des Rezirkulationsgebietes. Die Bereiche zwischen den Rezirkulationsgebieten erhalten wesentlich weniger Sekundärluft. Da, wie schon beschrieben, durch die scharfen Geschwindigkeitsgradienten zwischen vor- und zurückströmendem Fluid ein lateraler Austausch erschwert wird, ist diese Zone noch in Ebenen weit stromab deutlich zu erkennen, die Mischung daher schlechter. Eine Verbesserung der Mischungsgüte mit abnehmendem Lochdurchmesser wird damit auch sofort erklärbar, da ein Sekundärluftstrahl geringeren Durchmessers bei gleichem Impulsverhältnis nicht so weit eindringen kann. Außerdem ergibt sich bei gleichem Flächenverhältnis der Belochungen eine bessere laterale Homogenisierung, da die Lochzahl mit sinkendem Durchmesser steigt.

Bei der Betrachtung der Ergebnisse des Drallerzeugers vom Typ B (Bild 8.5) sind ähnliche Überlegungen anzustellen. Es zeigt sich, wie schon durch die Erkenntnisse aus Druck- und Einzelstrahlmessungen anzunehmen war, ein stark unterschiedliches Eindringverhalten der Sekundärluftstrahlen an verschiedenen lateralen Positionen.

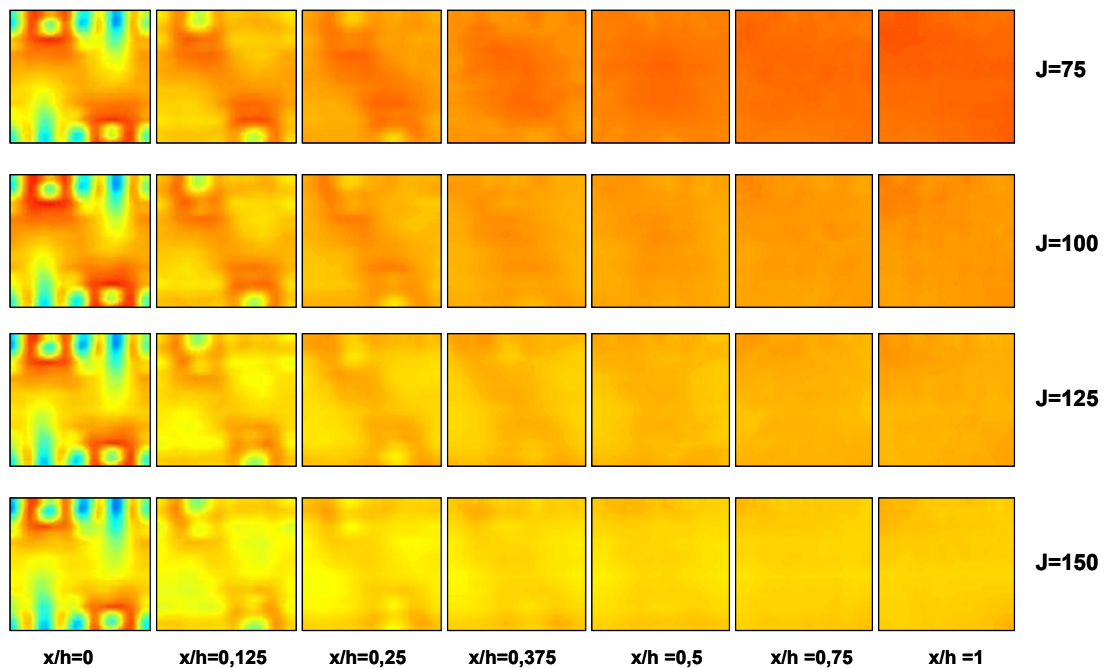


Bild 8.5 Dimensionslose Temperaturverteilungen, Konfiguration: Drallerzeuger Typ B, Belochung $d/h=0,12$; $s/t=0,33$

Besonders deutlich wird dies bei dieser Konfiguration, da bei allen Belochungskonfigurationen das mittlere Loch mit der Achse des mittleren Drallerzeugers fluchtete und hier die Löcher gerade an Positionen stark unterschiedlicher Druckverhältnisse liegen. Das globale Impulsverhältnis beeinflusst zwar die mittlere Eindringtiefe ein wenig, jedoch nicht so deutlich wie im Fall des Drallerzeugertyps A. Das lokale Impulsverhältnis variiert hier durch die Koinzidenz von Stagnationspunkt und Strahleinblasung so stark, dass der globale Effekt eine untergeordnete Rolle spielt. Daher scheint das globale Impulsverhältnis auch die Homogenisierung kaum zu verändern. Ein ähnlicher Effekt der langsamen Ausmischung von Sekundärluft, die in die Rückströmzone gelangen konnte, wie es beim Drallerzeuger Typ A der Fall war, wurde hier nicht beobachtet, da die Rezirkulationszone wesentlich breiter ist und große Geschwindigkeitsgradienten schneller abgebaut wurden. Betrachtet man gleichzeitig die dazugehörigen integralen Mischungsverläufe, so kann man deutliche Unterschiede zum Drallerzeugertyp A finden (Bild 8.6).

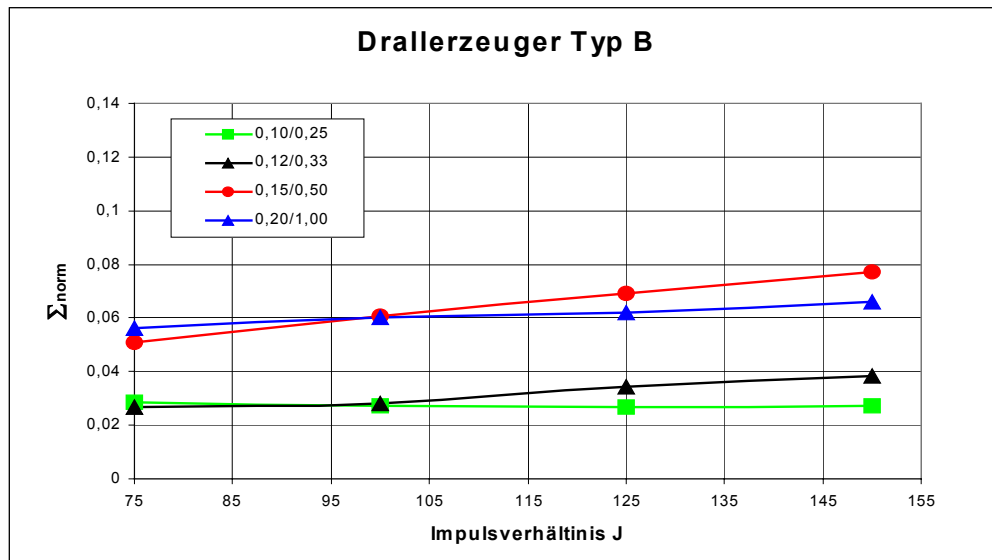


Bild 8.6 Integrale normierte Standardabweichung, Drallerzeuger Typ B

Die schon an den dimensionslosen Temperaturverteilungen sichtbare schwache Abhängigkeit der Mischungsgüte vom Impulsverhältnis bestätigt sich hier. Die Steigung bei den Konfigurationen 0,1/0,25 und 0,12/0,33 ist nahezu Null. Eine eindeutige Unterscheidung einer Abhängigkeit vom Lochdurchmesser ist hier nicht möglich. Auffällig ist jedoch die Tatsache, dass sich zwei Gruppen finden, die sich deutlich unterscheiden. Aufgrund des stark unterschiedlichen Eindringverhaltens an verschiedenen lateralen Positionen liegt die Vermutung nahe, dass hier weniger der Lochdurchmesser, sondern eher die relative Lage des Loches zur Drallströmungsachse eine entscheidende Rolle spielt. Zum Verständnis des Zusammenhanges zwischen dem Strahleindringverhalten und der Mischungsgüte ist es auch notwendig, den Verlauf der Mischungsgüte über die Kanallänge x/h zu betrachten (Bild 8.7). Im Gegensatz zur integralen Form der Standardabweichung ist hier die Entwicklung der Homogenisierung abzulesen. Es zeigen sich deutliche Unterschiede bezüglich der Geschwindigkeit, mit der die Homogenisierung erfolgt. Bei der Version Drallerzeuger Typ B mit der Belochung $d/h=0,1$; $s/t=0,25$ erfolgt eine äußerst rasche Homogenisierung. Eine normierte Standardabweichung von 0,05 ist schon nach $x/h=0,25$ erreicht. Dieser Wert wird bei der Version Drallerzeuger Typ A mit der Belochung $d/h=0,2$; $s/t=1,0$ für alle Impulsverhältnisse erst nach $x/h=0,75$ erreicht (Bild 8.8). Die Asymptote an $\sigma_{\text{norm}}=0$ erfolgt bei allen Konfigurationen etwa mit Erreichen von $x/h=1,0$. Eine im Vergleich zur ebenen Hauptströmung gute Homogenisierung ist bei drallbehafteter Hauptströmung also immer gegeben. Jedoch ist die Geschwindigkeit der Ausmischung durch eine geschickte Wahl der Belochungsparameter beeinflussbar.

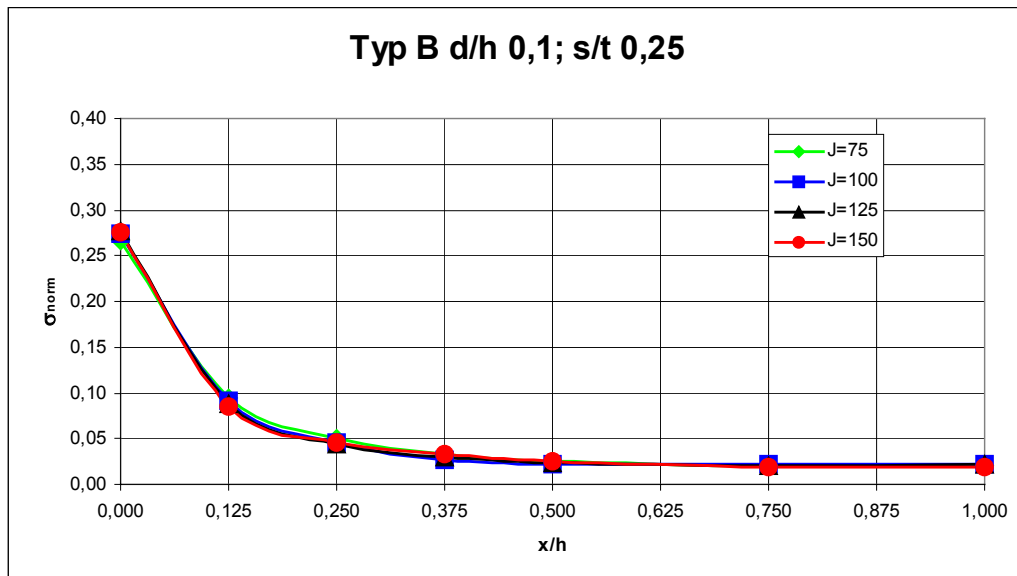


Bild 8.7 Verlauf der normierten Standardabweichung, schnelle Homogenisierung

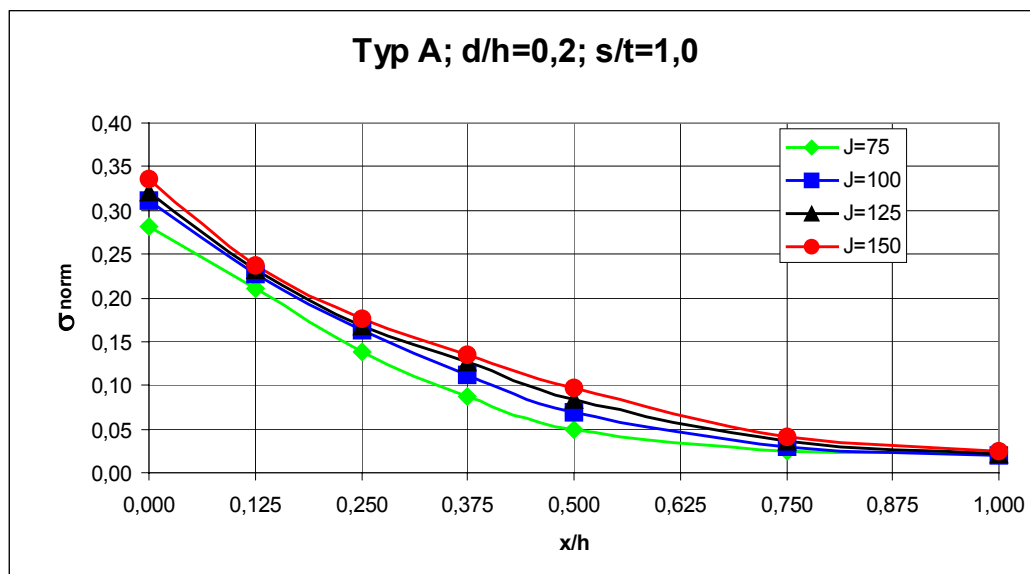


Bild 8.8 Verlauf der normierten Standardabweichung, langsame Homogenisierung

Generell zeigten jedoch alle Konfigurationen eine bessere und schnellere Homogenisierung, wenn die Sekundärluftstrahlen nicht zu weit in die Hauptströmung eindringen. Dies steht jedoch im Gegensatz zu den Erfahrungen, die bei der Strahlreiheneinblasung in eine ebene Hauptströmung gewonnen wurden. Hier gewährt eine große Eindringtiefe durch die vergrößerte Austauschfläche eine bessere Homogenisierung. Da im vorlie-

genden Fall jedoch ein sehr inhomogenes Geschwindigkeitsfeld vorliegt, ist die zur Verfügung gestellte Austauschfläche kein hinreichendes Kriterium. Hier muss außerdem das verfügbare Scherpotential in Betracht gezogen werden. So mischt ein Sekundärluftstrahl der weit in eine Zone relativ homogener Geschwindigkeitsverteilung eindringt wesentlich schlechter aus, als ein Strahl der nur wenig eindringt, sich aber in einer Zone großer Geschwindigkeitsgradienten befindet. Dies soll im Folgenden gezeigt werden.

8.4 Modifikation der Belochung

Da, wie schon erwähnt, eine Trennung der Einflussfaktoren Lochgröße und Lochposition wegen der Flächengleichheit und Zentrierung des Lochbildes an der Achse des mittleren Drallerzeugers nicht möglich ist, wurden zwei zusätzliche Belochungskonfigurationen entworfen (Bild 8.9). Sie wurden mit den Drallerzeugern vom Typ B untersucht. Die Lochpositionen wurden so gewählt, dass bei der Konfiguration $d/h=0,15$; $s/t=0,5$ die Ausblasung in den Totaldruckmaxima, bei der Konfiguration $d/h=0,2$; $s/t=1,0$ jedoch in den Totaldruckminima lagen.

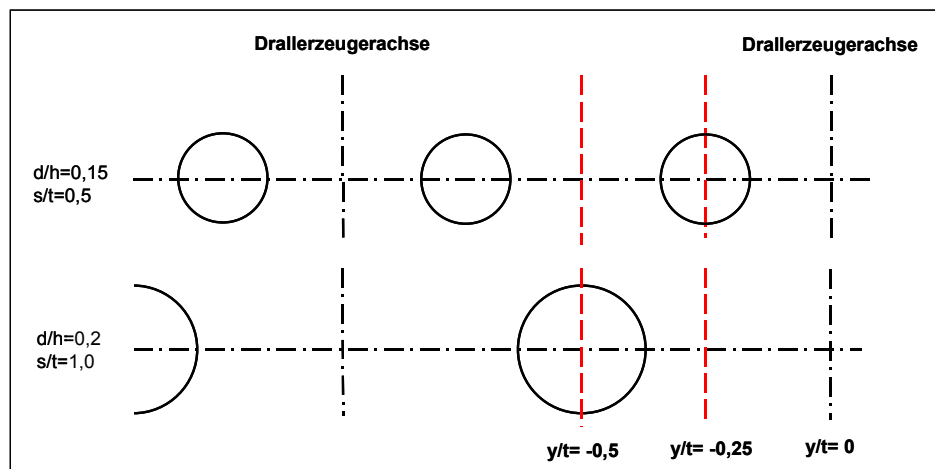


Bild 8.9 Versetzte Belochungen zur Veränderung der Mischungsgüte

Im Vergleich zur Originalkonfiguration sollte sich nach den oben erwähnten Beobachtungen bei der Ausblasung im Druckmaximum eine bessere und im Druckminimum eine schlechtere Homogenisierung einstellen.

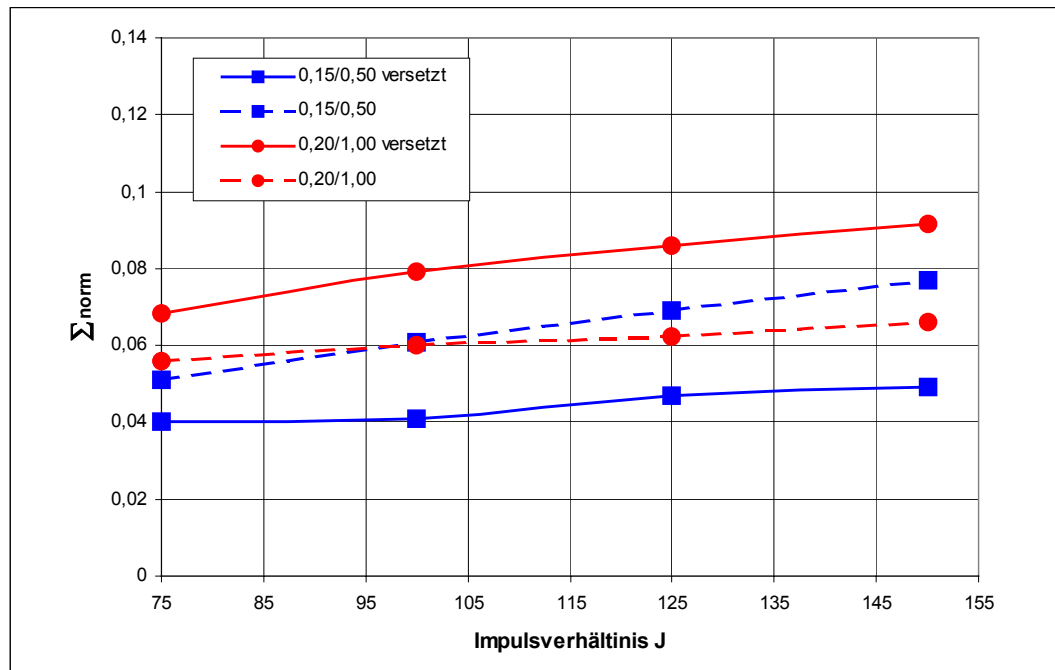


Bild 8.10 Einfluss der lateralen Lochposition auf die Mischungsgüte

Die an diese Belochungen gestellten Erwartungen konnten voll bestätigt werden (Bild 8.10). Durch das Einbringen der Sekundärluftstrahlen in die Totaldruckmaxima konnte eine wesentlich bessere Homogenisierung erzielt werden. Die beiden versetzten Konfigurationen unterscheiden sich in Abhängigkeit vom Impulsverhältnis bis zum Faktor 2. Die schnell homogenisierende Version zeichnet sich auch dadurch aus, dass weniger Sekundärluft in die Rezirkulationszone gelangt. Dies kann bei der Verwendung für ein Magerverbrennungskonzept jedoch dazu führen, dass eine hinreichende Abmagerung der Primärzone nicht mehr gewährleistet ist, da je nach verwendetem Brennertyp noch ca. 30% des in der Primärzone benötigten Luftmassenstromes sekundärluftseitig eingebracht werden muss. Dies würde dann trotz schnellerer Homogenisierung zu einer Erhöhung der Stickoxidproduktion führen. Für eine Fett-Mager-Verbrennung ist eine Konfiguration, bei der die Sekundärlufteinblasung noch im Einflussbereich der Rezirkulationszone liegt, vollkommen ungeeignet. Diese Problematik wurde von [18] bei Experimenten mit Verbrennung in einer ähnlichen Kammer deutlich aufgezeigt.

8.5 Instationäre Vorgänge

Die vorangegangenen Untersuchungen haben gezeigt, dass bei der Sekundärlufteinblausung im Bereich der Stagnationszone von Drallströmungen beträchtliche Variationen des lokalen Impulsstromdichteverhältnisses auftreten können, die das stationäre Mischungsverhalten deutlich beeinflussen. Da, wie in Kapitel 6.3 gezeigt wurde, das Impulsstromdichteverhältnis bei verschwindendem dynamischen Druck der Hauptströmung gegen Unendlich strebt, ist jedoch zu erwarten, dass bereits geringe Störungen zu einer instationären Variation führen können. Dies würde zu zeitlichen Schwankungen der lokalen Eindringtiefe und damit auch zu Schwankungen der Mischungsgüte führen. Ein solcher Vorgang ist besonders für Magerverbrennungskonzepte sehr kritisch, da sie nahe der Erlöschgrenze betrieben werden. Des Weiteren können unter diesen Umständen lokale und temporäre Temperaturspitzen auftreten, die trotz einer guten stationären Mischungsgüte zu einer vermehrten Stickoxidbildung führen.

Da das Lichtschnittverfahren die gesamte Messebene zu einem Zeitpunkt erfasst, bietet es die Möglichkeit, auch instationäre Vorgänge zu untersuchen. Hierbei gelten jedoch gewisse Einschränkungen, die zunächst erörtert werden sollen.

Zur Erfassung instationärer Strömungsvorgänge ist es nötig, dem zu untersuchenden Strömungsphänomen angepasste Zeitmaßstäbe diskretisieren zu können. Eine sehr einfache Abschätzung des Zeitmaßstabes zur Eingrenzung der notwendigen Belichtungszeit bietet die Relation zwischen maximaler Ortsauflösung des bildgebenden Verfahrens und den auftretenden Geschwindigkeiten. Im Fall der Untersuchungen im Rahmen dieses Projektes beträgt die Ortsauflösung 0,2mm/Pixel und die maximale Strömungsgeschwindigkeit ca. 120m/s (Strahlggeschwindigkeit bei maximalem Impulsverhältnis). Bei Belichtungszeiten unter $1,6 \times 10^{-6}$ Sekunden verlässt ein zu betrachtendes Teilchen nicht den Bereich eines Pixels. Die verwendete Kamera ist jedoch lediglich in der Lage, Belichtungszeiten größer $1,0 \times 10^{-2}$ Sekunden zu realisieren. Hinzu kommt die Tatsache, dass zur Realisierung extrem kurzer Belichtungszeiten auch eine ausreichende Beleuchtungsintensität und/oder eine Bildverstärkung erforderlich ist. Ein weiteres Problem bei der Erfassung instationärer Vorgänge ist die Notwendigkeit einer exakten Triggerung, will man periodische Vorgänge identifizieren.

Obwohl die am Mischkammerprüfstand installierte Messtechnik diesen Forderungen nicht entspricht, konnten trotzdem zahlreiche instationäre Vorgänge identifiziert werden, die mit niedrigerer Geschwindigkeit ablaufen. Von besonderem Interesse war dabei die starke Bewegung der Strahltrajektorien sowie das instationäre Rezirkulationsverhalten der einzelnen Drallerzeugerdüsen. Stellvertretend für diese Beobachtungen soll an dieser Stelle die Bewegung der Strahltrajektorien diskutiert werden.

Bild 8.11 zeigt mehrere Aufnahmen der Einblaseebene mit einer Belichtungszeit von ca. 10ms.

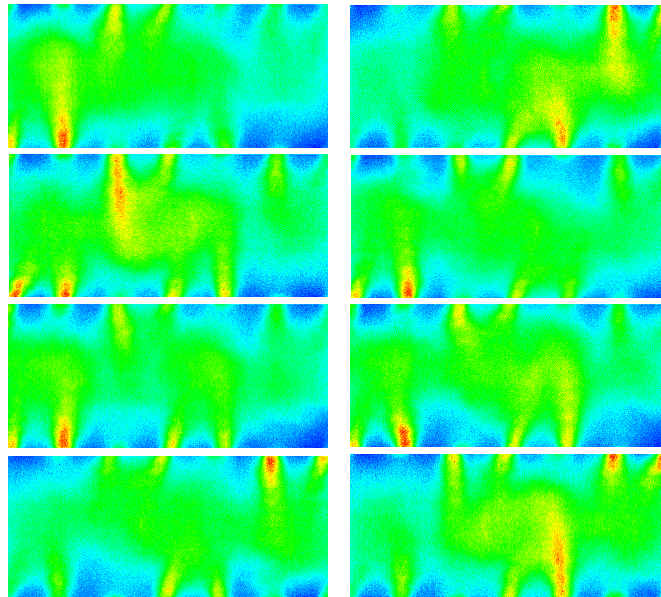


Bild 8.11 Instationäre Vorgänge in der Einblaseebene

Sehr deutlich wird hier die stets unterschiedliche Lage der Strahltrajektorien. Interessant zu sehen ist auch, dass zwar die Dominanz bestimmter Einblasepositionen ähnlich wie bei den zeitgemittelten Aufnahmen erscheint, es jedoch immer wieder dazu kommt, dass auch an anderen Positionen zeitweise ein tieferes Eindringen der Sekundärluft zu beobachten ist. Dies deutet auf eine Bewegung der gesamten Struktur der Drallströmung hin.

Auch Voigt [72] beschrieb die instationären Vorgänge, die mittels der QLS-Technik beobachtet wurden. Er vermutete, dass die Anregung der instationären Mischung durch Instabilitäten der Drallströmung erfolgen.

Bemerkenswert ist die Tatsache, dass Videoaufnahmen der isothermen Sekundärluftmischung, wie sie an der Mischkammer durchgeführt wurden, kaum von Aufnahmen zu unterscheiden sind, die bei Betrieb einer gefeuerten Kammer im Rahmen des KERO-MIX Projektes mit den selben Drallerzeugern vom DLR in Köln durchgeführt wurden [7]. Dies legt die Vermutung nahe, dass die aerodynamischen Instabilitäten einen wesentlichen Teil zu Verbrennungsinstabilitäten beitragen.

9 Zusammenfassung und Ausblick

9.1 Zusammenfassung

Die wachsenden Anforderungen an Flugtriebwerke hinsichtlich Effizienz und Schadstoffausstoß erfordern eine detaillierte Beherrschung des Verbrennungsvorganges in der Brennkammer. Unabhängig vom eingesetzten Verbrennungskonzept gilt es, Temperaturen und Stoffkonzentrationen in engen Grenzen einstellen zu können. Dies geschieht mittels der Mischung von Primärzonengas mit Sekundärluft. Durch den aus Sicherheitsgründen notwendigen Verzicht auf bewegliche Bauteile, muss die Einstellung der geforderten Verteilungen ausschließlich durch das aerodynamische Design der Brennkammer und ihrer Komponenten erfolgen.

Eine wesentliche Voraussetzung zur Lösung dieser Aufgabe ist das Verständnis des Verhaltens, der in das Flammrohr eindringenden Sekundärluftstrahlen. Zu dieser Thematik existieren zahlreiche Untersuchungen, die jedoch hauptsächlich die Mischung mit einer ebenen Hauptströmung zum Inhalt haben. Diese Experimente sind auch Basis der semiempirischen Korrelationen, die typischerweise zur Vorauslegung von Brennkammern herangezogen werden. Da in der Primärzone zur Flammenstabilisierung jedoch typischerweise Drallströmungen zum Einsatz kommen, verlieren diese Korrelationen ihre Gültigkeit und das mischungsbestimmende Strahleindringverhalten kann nicht mehr korrekt ausgelegt werden.

Aus diesem Anlass wurden in dieser Arbeit die grundlegenden Charakteristika der Sekundärlufteinblasung in diese komplexe Strömung untersucht. Hierzu wurde eine mehrstufige Experimentfolge ausgeführt, bei der die Komplexität des zu untersuchenden Strömungsphänomens sukzessive gesteigert wurde. Mittels der aus der Modellierung des Prozesses gewonnenen, systembeschreibenden Parameter wurde ein Prüfstand entworfen, der es ermöglicht, die Mischungsprozesse unter Einhaltung der Ähnlichkeitskennzahlen bei Umgebungsbedingungen zu untersuchen. Es wurde mittels eines zwischen zwei Nebenstromkanälen befindlichen Hauptstromkanals die Abwicklung eines Ringbrennkammersegmentes nachgebildet. Über verstellbare Drosselklappen konnten die Reynoldszahl des Hauptstroms und das Impulsverhältnis variiert werden. Neben Standardmessmethoden kamen Messtechniken zur Konzentrationsfeldmessung zum Einsatz, wobei eine Laser-Lichtschnittmesstechnik für die Belange am Mischkammerprüfstand appliziert wurde und dort erstmalig zum Einsatz kam. Zur Nachbildung einer brennkammertypischen Drallströmung wurden jeweils drei gleiche Drallerzeuger in den Hauptstromkanal eingebaut. Es wurden zwei verschiedene Drallerzeugertypen verwendet, die eine wandabgehobene und eine wandanliegende Drallströmung erzeugten. Die

zum Vergleich von Drallströmungen verwendete Drallzahl wurde mittels der Erfassung des Reaktionsmomentes auf den Drallerzeuger ermittelt. Dies ermöglichte Messungen ohne Rückkopplung auf die Strömung.

Die Untersuchungen gliederten sich in die Bereiche:

Einzeldrallströmung im halbumendlichen Raum

Einzeldrallströmung eingeschlossen

Mehrfachdrallströmung eingeschlossen

Einzelstrahleinblasung in eine eingeschlossene Mehrfachdrallströmung

Strahlreiheneinblasung in eine eingeschlossene Mehrfachdrallströmung

Bei der Betrachtung der Einzeldrallströmung im halbumendlichen Raum konnte die sich ausbildende Strömungsform (wandanliegend, Öffnungswinkel 180° / wandabgehoben, Öffnungswinkel 40°) durch eine Strömungsvisualisierung im Lichtschnitt verifiziert werden. Innere und äußere Störungen führten zu keiner Veränderung der Strömungsform. Die Länge der Rezirkulationszone konnte für beide Typen auf ca. 100mm abgeschätzt werden. Trotz gleicher Drallzahl und gleichem Druckverlust (gleicher effektiver Fläche) wurden die unterschiedlichen Drallströmungsformen lediglich durch die Modifikation der Austrittsgeometrie gebildet.

In der nächsten Phase erfolgte eine Messung der Totaldruckverteilung einzelner, zentrisch an der Eintrittsebene des Hauptkanals platzierter Drallerzeuger. Hier zeigte sich, dass auch im eingeschlossenen Fall die Strömungsform (wandanliegend / -abgehoben) so ausgebildet wird, wie sie sich zuvor bei der Visualisierung im halbumendlichen Raum gezeigt hatte. Weiterhin wurde im Falle der wandanliegenden Drallströmung eine deutliche Interaktion mit den oberen und unteren Kanalwänden sichtbar. Dies führt zu einer Deformation der Strömung mit einer starken Umlenkung. Die so umgelenkte, sehr dünne Strömungszone folgt der Wandung und weist einen starken Geschwindigkeitsgradienten zu der im Inneren des Kanals liegenden Hauptströmung auf. In lateraler Richtung erfolgt keine Interaktion mit der Wand, da diese zu weit entfernt ist.

Die nachfolgende Betrachtung der mehrfachen eingeschlossenen Drallströmung bestätigte die vorherigen Ergebnisse. Während bei der wandabgehobenen Strömungsform weder eine Interaktion zwischen Wand und Drallströmung noch zwischen den Drallströmungen untereinander erfolgte, bildete sich bei der wandanliegenden Drallströmung

eine rautenförmige Totaldruckverteilung aus, die durch den Wandkontakt und die Interaktion der benachbarten Drallströmungen bestimmt war. In dieser Phase wurden zusätzlich Messungen der Wanddruckverteilung ausgeführt. Im Falle der wandabgehobenen Strömung zeigte sich eine homogene Verteilung, mit einem Druckniveau, das dem statischen Druck im ausgemischten Zustand am Kanalende entsprach. Im Gegensatz dazu schwankte im Falle der wandanliegenden Drallströmung der Wanddruck in seiner örtlichen Verteilung mit dem Abstand der Drallerzeuger periodisch und wies starke Gradienten auf.

Da die mögliche Eindringtiefe eines Sekundärluftstrahles in eine Querströmung stark vom Impulsstromdichteverhältnis abhängig ist, ist die Betrachtung dieser Größe von besonderer Bedeutung. An Orten mit gegen null gehender Hauptströmungsgeschwindigkeit strebt das Impulsstromdichteverhältnis gegen Unendlich. Im Falle der wandabgehobenen Drallströmung ist das Impulsstromdichteverhältnis aufgrund der homogenen Druckverteilung an verschiedenen Positionen nahezu gleich. Wegen der inhomogenen Druckverteilung der wandanliegenden Drallströmung und der Tatsache, dass der Stagnationspunkt der Drallströmung bei der untersuchten Konfiguration in der Einblaseebene zu liegen kommt, ließ sich hier eine starke Variation des Impulsstromdichteverhältnisses feststellen.

Mittels der Visualisierung der Einzelstrahleinblasung in der nächsten Phase konnten die Auswirkungen dieser Umstände genauer untersucht werden. Es zeigte sich eine nahezu gleichmäßige Eindringtiefe der Sekundärluftstrahlen im Falle der wandabgehobenen Drallströmung. Bei der wandanliegenden Drallströmung wurde jedoch eine starke örtliche Variation der Eindringtiefe deutlich. Durch die Variation des Impulsstromdichteverhältnisses im Stagnationspunkt der Drallströmung zeigte sich hier zudem eine Variation der Eindringtiefe über der Zeit. Dies führt zu instationären Schwankungen der lokalen Konzentration. Es konnte weiterhin festgestellt werden, dass durch das lokale Impulsstromdichteverhältnis zwar das Potenzial der Strahleindringtiefe festgelegt wird, die letztendlich erreichte Tiefe und Richtung der Trajektorie hängt dann jedoch vom im weiteren Wege des Strahls durchlaufenen Geschwindigkeitsfeld ab. Dies führt dazu, dass durch die Wahl der Einblaseposition auch die Massenstromverteilung zwischen Primär- und Sekundärzone beeinflusst werden kann.

Im letzten Schritt der Strahlreiheneinblasung in eine eingeschlossene Mehrfachdrallströmung wurde die Auswirkung auf das Mischverhalten untersucht. Es zeigte sich auch hier ein unterschiedliches Verhalten bei verschiedenen Drallströmungsformen. Bei der Verwendung des Drallerzeugers mit wandabgehobener Strömungsform wurde eine Verschlechterung der Mischung mit zunehmenden Impulsstromdichteverhältnis beobachtet. Mit zunehmenden Impulsstromdichteverhältnis dringt vermehrt Sekundärluft in die Re-

zirkulationszone ein und verbleibt dann noch weit stromab im Zentrum des Wirbels. Wegen der annähernd gleichen Eindringtiefe der Sekundärluftstrahlen an verschiedenen Einblasepositionen verschlechtert sich die Mischung auch mit zunehmendem Lochdurchmesser, da mit wachsendem Durchmesser die Eindringtiefe gleichfalls wächst.

Eine andere Situation ergibt sich bei der Verwendung der Drallerzeuger mit wandanliegender Strömung. Auch hier ist eine Verschlechterung der Mischungsgüte beim vermehrten Eindringen von Sekundärluft in die Rezirkulationszone zu beobachten. Da hier jedoch die Eindringtiefe der Sekundärluftstrahlen stark von der Einblaseposition abhängt, ist die Abhängigkeit der Mischungsgüte vom Impulsstromdichteverhältnis (Verschlechterung mit steigendem J) nur bei Belochungskonfigurationen gegeben, die Einblasepositionen überwiegend in Bereichen von Totaldruckminima der Hauptströmung aufweisen. Zur Auflösung dieser Abhängigkeit wurden Belochungskonfigurationen erstellt, die Einblaseposition ausschließlich in Totaldruckmaxima oder ausschließlich in Totaldruckminima aufwies. Es zeigte sich bei der Sekundärlufteinblasung in den Totaldruckmaxima eine Verbesserung der Mischung um bis zu 50% bezogen auf die Ausgangskonfiguration. Für die Einblasung in den Totaldruckminima erfolgte hingegen eine Verschlechterung um bis zu 50% bezogen auf die Ausgangskonfiguration.

Bedingt durch die starke Veränderlichkeit des Impulsstromdichteverhältnisses im Bereich eines Stagnationspunktes der Hauptströmung wurde auch im Falle der Strahlreiheinblasung neben der lokalen Variation der Eindringtiefe auch eine zeitliche Variation beobachtet. Dies führte zu starken zeitlichen Schwankungen der lokalen Konzentrationen und der Mischungsgüte. Bei einer Überprüfung des Eindringverhaltens mittels der QLS-Technik im Falle der ebenen Hauptströmung konnten keine zeitlichen Schwankungen beobachtet werden. So wurde die Kausalität zur Drallströmung nachgewiesen und akustische Rückkopplungen mit der Eigenfrequenz des Kanals konnten ausgeschlossen werden. Diese Variationen können im Falle einer Verbrennung auch die Wärmefreisetzung beeinflussen und so Brennkammerschwingungen auslösen.

9.2 Ausblick

Durch die Untersuchungen, die im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführt wurden, konnte gezeigt werden, dass herkömmliche, auf den Fall ebener Hauptströmungen basierende Korrelationen für die Auslegung moderner Ringbrennkammern mit Drallbrennern nur noch bedingt geeignet sind. Durch die Beschränkung auf die zwei grundlegenden Drallströmungsformen (wandanliegend und wandabgehoben) mit gleicher Drallzahl war jedoch noch keine Basis für die Entwicklung passender Korrelationen gegeben. Es muss aber die Frage gestellt werden, ob die Suche nach weiteren Korrelationen überhaupt zielführend ist, da der messtechnische Aufwand aufgrund der gewachsenen Zahl der zu variierenden Parameter um ein vielfaches höher als im ebenen Fall ist. Hierbei ist auch die Schwierigkeit zu beachten, den Zielparame-ter, die Mischungsgüte, überhaupt zu erfassen. Auch mit einer deutlichen Verbesserung der QLS-Technik, die zu einer korrekten Messung der örtlichen Konzentrationsverteilungen in einer Messebene führen würde, ist es zunächst nicht möglich, die räumliche Verteilung zu erfassen, da hierzu noch eine Massenstromgewichtung nötig ist, die einer simultanen Messung der Geschwindigkeit normal zur Messebene bedarf.

Die Brennkammervorauslegung bezüglich der Sekundärluftbelochung sollte daher in zwei Schritten erfolgen. Im ersten Schritt sollte eine Berechnung bzw. Abschätzung der Drallströmungsform im interessierenden Flammrohr erfolgen. Hieraus können lokale Druckverhältnisse abgeschätzt werden, aus denen die zu erwartenden lokalen Impulsstromdichteverhältnisse abgeleitet werden können. Im zweiten Schritt kann dann auf dieser Basis eine Belochungsauslegung mit den bewährten Korrelationen erfolgen. Nicht berücksichtigt bleibt hierbei jedoch der Einfluss auf die Mischung durch dann folgende Entwicklung der Strahltrajektorie. Hierzu müssen weitere Untersuchungen am Einzelstrahl durchgeführt werden, die Auskunft darüber geben könnten, wie die Mischung des Strahles beim Durchwandern komplexer Geschwindigkeitsfelder erfolgt. Auch hier ist sicherlich die messtechnische Erfassung des Geschwindigkeitsfeldes vonnöten, da die lokalen Scherraten von entscheidendem Einfluss sein dürften. Wünschenswert wäre hierzu ein Messverfahren, das die simultane, mindestens zweidimensionale Messung von Geschwindigkeit und Konzentration erlaubt. Sehr erfolgversprechend erscheinen hier die Entwicklungen rund um das „Doppler-Global-Verfahren“, das am DLR in Köln entwickelt wurde.

Eines der eindrucksvollsten Ergebnisse der vorliegenden Arbeit war die Beobachtung der instationären Vorgänge der Mischung bei drallbehafteter Hauptströmung. Videoaufzeichnungen der Mischung im Lichtschnitt sind kaum von Aufnahmen in einer Versuchsbrennkammer mit Verbrennung zu unterscheiden, obwohl es sich bei diesen Expe-

rimenten um rein aerodynamische Versuche unter Normalbedingungen und ohne Verbrennung handelte. Die so entstehenden zeitlichen Konzentrationsschwankungen können, wie bereits erwähnt, Brennkammerschwingungen anfachen. Eine Untersuchung dieser Phänomene ist heute von besonderer Bedeutung, da die Gefahr der Brennkammerschwingungen bei modernen Brennkammern mit Magerverbrennung besonders hoch ist. Eingehende Untersuchungen dieser Strömungsvorgänge, die zu einem tieferen Verständnis der Ursachen dieser Schwankungen führen würden, könnten dazu beitragen, ein Entstehen dieser Schwankungen zu verhindern. So könnte mittels einer stabilen Brennkammeraerodynamik die Gefahr sicherheitskritischer Brennkammerschwingungen deutlich gemindert werden.

10 Literaturverzeichnis

- [1] **Ahmed, S. A. und R. C. So:** Characteristics of Air Jets Discharging Normally into a Swirling Crossflow. *AIAA Journal*, 25(3), 1987.
- [2] **Bain, D. B., C. E. Smith und J. D. Holdeman:** Mixing Analysis of Axially Opposed Rows of Jets Injected Into Confined Crossflow. *Journal of Propulsion and Power*, 11(5): 885-893, 1995.
- [3] **Beer, J. M. und N. A. Chigier:** *Combustion Aerodynamics*. Applied Science Publishers LTD, 1972.
- [4] **Blomeyer, M., B. Krautkremer und D. K. Hennecke:** Optimum Mixing for a Two-Sided Injection from Opposing Rows of Staggered Jets into a Confined Crossflow. *ASME TURBO EXPO '96, ASME 96-GT-453*, Birmingham, UK, 1996.
- [5] **Blomeyer, M., B. Krautkremer, D. K. Hennecke und T. Dörr:** Optimization of the Mixing Process in the Quenching Zone of an RQL-Combustor. 13th International Symposium on Air Breathing Engines (ISABE), ISABE 97-7208, Chattanooga, Tennessee, USA, 1997.
- [6] **Blomeyer, M.:** Entwicklung von Auslegungskriterien für die Mischzone einer luftgestuften Gasturbinen-Ringbrennkammer. Dissertation, TU Darmstadt, 1999.
- [7] **BMWi:** Stabile schadstoffarme Magerverbrennung KEROMIX, Arbeitspaket Druckeinfluß auf die magere Stabilitätsgrenze. Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V., Institut für Antriebstechnik, Köln, 1999.
- [8] **Carotte, J. F. und S. J. Stevens:** *The Influence of Dilution Hole Geometry on Jet Mixing*. Gas Turbine Conference, ASME 89-GT-292, 1989.
- [9] **Danckwertz, P. V.:** The Definition and Measurement of Some Characteristics of Mixtures. *Applied Scientific Research*, 3: 279-296, 1952.
- [10] **Dittrich, R. T. und C. C. Graves:** Discharge Coefficient for Combustor-Liner Air-Entry Holes I - Circular Holes. NASA TN 3663, 1956.

-
- [11] **Dittrich, R. T.:** Discharge Coefficient for Combustor-Liner Air-Entry Holes II - Flush Rectangular Holes, Step Louvers, and Scoops. NASA TN 3924, 1958.
- [12] **Dörr, T. und D. K. Hennecke:** The Mixing Process in the Quenching Zone of the Rich-Lean-Combustion Concept. AGARD-PEP 81st Symposium on 'Fuels and Combustion Technology for Advanced Aircraft Engines', Fiuggi, 1993.
- [13] **Dörr, T., M. Blomeyer und D. K. Hennecke:** Experimental Investigation of Optimum Jet Mixing Configuration for RQL-Combustion. 12th International Symposium on Air Breathing Engines (ISABE), ISABE 95-7044, Melbourne, 1995.
- [14] **Dörr, T., M. Blomeyer und D. K. Hennecke:** Optimization of Multiple Jets Mixing with a Confined Crossflow. ASME TURBO EXPO '95, ASME 95-GT-313, Houston, 1995.
- [15] **Dörr, T.:** Ein Beitrag zur Reduzierung des Stickoxydausstosses von Gasturbinenbrennkammern - Die Optimierung des Mischungsprozesses der Fett-Mager-Stufenverbrennung. Dissertation, TU Darmstadt, 1995.
- [16] **Ferrel, G. B., K. Aoki und D. G. Lilley:** Flow Visualization of Lateral Jet Injection into Swirling Crossflow. 23rd Aerospace Sciences Meeting, AIAA 85-0095, Reno, Nevada, 1985.
- [17] **Ferrel, G. B., M. T. Abujelala, A. A. Busnaina und D. G. Lille:** Lateral Jet Injection into Typical Combustor Flowfields. 22nd Aerospace Sciences Meeting, AIAA 84-0374, Reno, Nevada, 1984.
- [18] **Griebel, P.:** Untersuchung zur schadstoffarmen, atmosphärischen Verbrennung in einem Fett-Mager-Brennkammersektor für Flugtriebwerke. Dissertation, DLR Forschungsbericht 97-48, 1997.
- [19] **Günther, R.:** *Verbrennung und Feuerungen*, Springer-Verlag, 1974.
- [20] **Günther, R.:** *Verbrennung und Feuerungen*, Springer-Verlag, 1984.
- [21] **Gupta, A. K., D. G. Lilley und N. Syred:** Swirl Flows. Abacus Press, Turnbridge Wells, England, 1984.

-
- [22] **Hatch, M. S., W. A. Sowa, G. S. Samuelsen und J. D. Holdeman:** Geometry and Flow Influences on Jet Mixing in a Cylindrical Duct. *Journal of Propulsion and Power*, 11(3): 393-402, 1995.
- [23] **Hatch, M. S., W. A. Sowa, G. S. Samuelsen und J. D. Holdeman:** Jet Mixing Into a Heated Cross Flow in a Cylindrical Duct: Influence of Geometry and Flow Variations. 30th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, AIAA 92-0773, Reno, 1992.
- [24] **Hennecke, D. K., Wörrlein K.:** Umdruck Flugantriebe und Gasturbinen, Fachgebiet Gasturbinen und Flugantriebe, 1999.
- [25] **Holdeman, J. D. und R. E. Walker:** Mixing of a Row of Jets with a Confined Crossflow. *AIAA Journal*, 15(2): 243-256, 1977.
- [26] **Holdeman, J. D. und R. Srinivasan:** Perspectives on Dilution Jet Mixing. 22nd Joint Propulsion Conference, AIAA 86-1611, Huntsville, Alabama, 1986.
- [27] **Holdeman, J. D., D. S. Liscinsky und D. B. Bain:** Mixing of Multiple Jets with a Confined Crossflow, Part II - Opposed Rows of Orifices in Rectangular Ducts. 42nd Gas Turbine and Aeroengine Congress, ASME 97-GT-439, 1997.
- [28] **Holdeman, J. D., D. S. Liscinsky, V. L. Oechsle, G. S. Samuelsen und C. E. Smith:** Mixing of Multiple Jets With a Confined Subsonic Crossflow in a Cylindrical Duct. 41st Gas Turbine and Aeroengines Congress, ASME 96-GT-482, Birmingham, UK, 1996.
- [29] **Holdeman, J. D., R. Srinivasan und A. Berenfeld:** Experiments in Dilution Jet Mixing. AIAA/SAE/ASME 19th Joint Propulsion Conference, AIAA 83-1201, 1983.
- [30] **Holdeman, J. D.:** Correlation for Temperature Profiles in the Plane of Symmetry Downstream of a Jet Injected Normal to a Crossflow. NASA TN D-6966, 1972.
- [31] **Holdeman, J. D.:** Mixing of Multiple Jets with a Confined Subsonic Crossflow. *Prog. Energy Combustion Science*, 19: 31-70, 1993.
- [32] **Janicka J.:** Skriptum zur Vorlesung Verbrennungstechnik I,II, Fachgebiet Energie- und Kraftwerkstechnik TU Darmstadt, Darmstadt, 1992.

-
- [33] **Janicka, J.:** Folienkopien zur Vorlesung Turbulenz, Fachgebiet Energie- und Kraftwerkstechnik TU Darmstadt, Darmstadt, 1998.
- [34] **Jischa, M.:** Konvektiver Impuls-, Wärme- und Stoffaustausch, Vieweg, 1982.
- [35] **Kamotani, Y. und I. Greber:** Experiments on a Turbulent Jet in a Cross Flow. NASA CR-72893, 1971.
- [36] **Kamotani, Y. und I. Greber:** Experiments on Confined Turbulent Jets in Cross-flow. NASA CR-2392 , 1974.
- [37] **Koutmos, P. und J. J. McGuirk:** Investigation of Swirler/Dilution Jet Flow Split on Primary Zone Flow Patterns in a Water Can-Type Combustor. ASME Gas Turbine Conference and Exhibit, ASME 85-GT-180, Houston, 1985.
- [38] **Kroll, J. T., W. A. Sowa, G. S. Samuelson und J. D. Holdeman:** Optimization of Circular Orifice Jets Mixing Into a Heated Cross Flow in a Cylindrical Duct. 31st Aerospace Sciences Meeting, AIAA 93-0249, Reno, 1993.
- [39] **Lefebvre, A. W.:** Gas Turbine Combustion, McGraw-Hill, New York, 1983.
- [40] **Leuckel, W.:** Swirl Intensities, Swirl Types and Energy Losses of Different Swirl Generating Devices. International Flame Research Foundation IFRF, Ijmuiden, 1967.
- [41] **Lilley, D. G.:** Lateral Jet Injection into Swirling Combustion Flowfields. 24th Joint Propulsion Conference, AIAA 88-3183, Boston, 1988.
- [42] **Lilley, D. G.:** Swirling Flows in Typical Combustor Geometries. 23rd Aerospace Sciences Meeting, AIAA 85-0184, 1985.
- [43] **Liscinsky, D. S., B. True und J. D. Holdeman:** Effects of Inlet Flow Conditions on Crossflow Jet Mixing. 32nd Joint Propulsion Conference, AIAA 96-2881, Lake Buena Vista, 1996.
- [44] **Liscinsky, D. S., B. True und J. D. Holdeman:** Experimental Investigation of Crossflow Jet Mixing in a Rectangular Duct. 29th Joint Propulsion Conference, AIAA 93-2037, Monterey, 1993.

-
- [45] **Liscinsky, D. S., B. True und J. D. Holdeman:** Mixing Characteristics of Directly Opposed Rows of Jets Injected Normal to a Crossflow in a Rectangular Duct. 32nd Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, AIAA 94-0217, Reno, 1994.
- [46] **Liscinsky, D. S., B. True, A. Vranos und J. D. Holdeman:** Experimental Study of Cross-Stream Mixing in a Rectangular Duct. 28th Joint Propulsion Conference, AIAA 92-3090, Nashville, 1992.
- [47] **Margason, R. J.:** Fifty Years of Jet in Cross Flow. Computational and Experimental Assessment of Jets in Cross Flow, AGARD-CP-534, S. 1-41, 1993.
- [48] **Mie, G.:** Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen. Ann. Physik, 25: 377-445, 1908.
- [49] **Migueis, C. E.:** Untersuchung zur Optimierung der Mischzone einer fett-mager gestuften Ringbrennkammer. Dissertation, DLR Forschungsbericht 96-33, 1996.
- [50] **Mundus, B.:** Über den Einfluß der Drallerzeugerkonstruktion auf das Strömungs- und Reaktionsfeld turbulenter Diffusionsflammen. Dissertation, Universität Bochum, 1990.
- [51] **Nitsche, W.:** Strömungsmesstechnik, Springer-Verlag, Berlin, 1993.
- [52] **Norgren, C. T. und F. M. Humenik:** Dilution-Jet Mixing Study for Gas Turbine Combustors. NASA TN D-4695, 1968.
- [53] **Ong, L. H., C. B. McMurry und D. G. Lilley:** Hot-Wire Measurements of a Single Lateral Jet Injected into Swirling Crossflow. 24th Aerospace Sciences Meeting, AIAA 86-0055, Reno, Nevada, 1986.
- [54] **Pak, H., Hassel E. und Weyer H. B.:** Stabile schadstoffarme Magerverbrennung im nationalen Luftfahrtforschungsprogramm (KEROMIX). DGLR Jahrbuch, DGLR-JT98-024, 1998.
- [55] **Piquet, J.:** Turbulent Flows, Models and Physics, Springer Verlag, Berlin, 1999.
- [56] **Ruck, B.:** Laserlichtschnittverfahren und digitale Bildverarbeitung in der Strömungsmesstechnik. Technisches Messen, Oldenbourg Verlag, 60(3), 1993.

-
- [57] **Schumann, U.:** Effects of Aircraft Emissions on Ozone, Cirrus Clouds and Global Climate. *Air & Space Europe*, 2 (3): 29-34, 2000.
- [58] **Shaw, R. J., S. Gilkey, R. Hines:** Engine Technology Challenges for a 21st Century High Speed Civil Transport. *IGTI, Global Gas Turbine News*, (1): 14-16, 1994.
- [59] **Shaw, R. J.:** Propulsion Challenges for A21st Century Economically Viable. In: 10th International Symposium on Air Breathing Engines (ISABE), S. 93-103, 1991.
- [60] **Simon, B.:** Entwicklung neuer Brennkammerkonzepte für schadstoffarme Flugzeugantriebe. *MTU Focus*, (2): 10-17, 1990.
- [61] **Smith, C. E., M. V. Talpallikar, J. D. Holdeman:** A CFD Study of Jet Mixing in Reduced Flow Areas for Lower Combustor Emissions. 27th Joint Propulsion Conference, Sacramento, 1991.
- [62] **Srinivasan, R., A. Berenfeld, H. C. Mongia:** Dilution Jet Mixing Program Phase I Report. NASA CR-168031, 1982.
- [63] **Srinivasan, R., C. White:** Dilution Jet Mixing Program Phase III Report. NASA CR-174884, 1985.
- [64] **Srinivasan, R., C. White:** Dilution Jet Mixing Program Supplementary Report. NASA CR-175043, 1986.
- [65] **Srinivasan, R., E. Coleman, K. Johnson:** Dilution Jet Mixing Program Phase II Report. NASA CR-174624, 1984.
- [66] **Stevens, J. F., S. J. Carotte:** Experimental Studies of Combustor Dilution Zone Aerodynamics, Part I: Mean Flowfields. *AIAA, Journal of Propulsion and Power*, 6(3): 297-304, 1990.
- [67] **Stevens, J. F., S. J. Carotte:** Experimental Studies of Combustor Dilution Zone Aerodynamics, Part II: Jet Development. *AIAA, Journal of Propulsion and Power*, 6(4): 504-511, 1990.
- [68] **Syred, N., J. M. Beer:** Combustion in Swirling Flows: A Review. *Combustion and Flame*, 23: 143-201, 1974.

-
- [69] **Tacina, R. R.:** Low NO_x Potential of Gas Turbine Engines. 28th Aerospace Sciences Meeting, AIAA 90-0550, Reno, 1990.
- [70] **Talpallikar, M. V., C. E. Smith, M. C. Lai und J. D. Holdeman:** CFD Analysis of Jet Mixing in Low NO_x Flametube Combustors. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power Transactions of the ASME, 114: 416-424, 1992.
- [71] **Van de Hulst, H. C.:** Light Scattering by Small Particles, John Wiley & Sons, 1957.
- [72] **Voigt, P.:** Entwicklung und Einsatz eines Laserlichtschnittverfahrens zur quantitativen Konzentrationsmessung bei Mischungsprozessen, Dissertation Ruhr-Universität Bochum. Institut für Antriebstechnik DLR, Köln, 1999.
- [73] **Vranos, A., D. S. Liscinsky, B. True und J. D. Holdeman:** Experimental Study of Cross-Stream Mixing in a Cylindrical Duct. 27th Joint Propulsion Conference, AIAA 91-2459, Sacramento, 1991.
- [74] **Walker, R. E. und D. L. Kors:** Multiple Jet Study - Final Report. NASA CR-121217, 1973.
- [75] **Wittig, S. L. K., B. E. Noll und O. M. F. Elbahar:** Temperature Profile Development in Turbulent Mixing of Coolant Jets With a Confined Hot Crossflow. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 106(1): 193-197, 1984.