

Konstruktion eines Brennkammer-Prüfstandes und Messungen unter mittlerem Druck

DIPLOMARBEIT

von

ANDREAS LANG

eingereicht am Institut für

THERMISCHE TURBOMASCHINEN UND MASCHINENDYNAMIK DER
TECHNISCHEN UNIVERSITÄT GRAZ

Vorstand:

UNIV.-PROF. DR.-ING FRANZ HEITMEIR

Betreuer:

DIPL.-ING. DR. TECHN. FABRICE GIULIANI

Graz, im März 2007

Erklärung

Hiermit erkläre ich an Eides statt, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig verfasst, andere als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel nicht benutzt und die aus anderen Quellen entnommenen Stellen als solche gekennzeichnet habe.

Graz, am 6. März 2007

Andreas Lang

Vorwort

Diese Diplomarbeit wurde am Institut für Thermische Turbomaschinen und Maschinendynamik der Technischen Universität Graz verfasst und ist Teil des EU - Forschungsprogramms NEWAC (New Aero Engine Core Concepts).

Ich möchte folgenden Personen danken, ohne die diese Diplomarbeit nicht entstanden wäre:

Herrn Univ.Prof. Dr. Franz Heitmeir, der mir diese Arbeit am Institut ermöglicht hat.

Herrn Dr. Fabrice Giuliani für die sehr intensive Betreuung, die Einbindung in seine wissenschaftliche Arbeit und die außerordentlich gute Zusammenarbeit über die Dauer der gesamten Diplomarbeit.

Herrn Univ.Prof. Dr. Jakob Woisetschläger und Herrn Dr. Emil Göttlich für ihre Unterstützung im Aufbau und Einsatz des PIV-Systems.

Herrn Thomas Leitgeb, der mir durch seine Diplomarbeit die Messdatenerfassung erleichtert und bei den Versuchen geholfen hat.

Weiterer Dank gebührt auch Herrn Andreas Frühauf von der HTL BULME Graz Gösting für die Unterstützung bei der Fertigung der Drallerzeuger und allen Mitarbeitern am Institut, die mir immer mit Rat und Tat zur Seite standen.

Abschließend möchte ich noch meinen Eltern, die mir das Studium ermöglicht und mich während meiner gesamte Studienzeit unterstützt haben, danken.

Graz, am 06.03.2007

Andreas Lang

Kurzfassung

Diese Diplomarbeit ist Teil des EU - Forschungsprogramms NEWAC (New Aero Engine Core Concepts), das die Stabilität der Verbrennung von Niedrigemissionsbrennern in Gasturbinen untersucht. Die Aufgabe dieser Arbeit ist es nun, einen Brennkammerprüfstand für mittlere Drücke zu konstruieren. Dabei soll als Brennkammer ein so genannter „Dump Combustor“ zum Einsatz kommen. Dieser soll mit Erdgas betrieben werden, das vorgemischt der Verbrennung zugeführt wird. Der Fokus der Untersuchungen des Testbrenners liegt auf der Primärzone. Mit der Hilfe optischer Messtechnik soll das Strömungsfeld von axialen Drallerzeugern untersucht und mit konventioneller Messtechnik verschiedene Betriebspunkte des Testbrenners unter mittlerem Druck ermittelt werden. Um dies zu erreichen werden zuerst die grundlegenden Methoden der Flammrohrauslegung und die zum Einsatz kommende Messtechnik besprochen. Anschließend erfolgt die Konstruktion des Testbrenners und der Drallerzeuger. Danach werden die Ergebnisse der phasen aufgelösten stereoskopischen Particle Image Velocimetry zur Beschreibung der Drallerzeuger erläutert. Dabei liegt besonderes Augenmerk auf der gepulsten 3D- Strömung der Axialdrallerzeuger, dessen Drallparameter und der Wirbelstärke des Strömungsfeldes. Aus den Messergebnissen der Druck- und Temperaturmessung werden charakteristische Betriebspunkte ermittelt. Abschließend wird noch ein kurzer Ausblick auf weiterführende Projekte am Institut für Thermische Turbomaschinen und Maschinendynamik zu diesem Thema gegeben.

Abstract

This Diploma Thesis is part of the EU research program NEWAC (New Aero Engine Core Concepts). The ambition of this program is to investigate combustion driven oscillations. So that the first incentive of this work is to design a combustion chamber test rig with a „dump combustor“ concept. Methane is to be used as a fuel for natural gas replacement. The methane will be premixed with air before combustion. The second incentive is to perform measurements with optical methods to investigate the flowfield of the swirl-stabilised flame and to investigate operating points under intermediate pressure of the test burner with the help of conventional measurement techniques. To achieve these objectives, this report is organised as follows. The method of liner design and cooling is firstly described. Secondly the specific measurement techniques are described. Thirdly follows the engineering of the test burner and the axial swirlers. Afterwards the results of the phase triggered stereoscopic particle image velocimetry to describe the pulsed axial swirler flowfield are discussed. Special attention is paid to the 3-dimensional velocity of the flow, to the swirlnumber and to the vorticity of the flowfield. Characteristic operating points are determined out of the pressure and temperature measurements. To conclude this work a short outlook to this topic is given on continuative projects at the Institute for Thermal Turbomachinery and Machine Dynamics.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Motivation für die Arbeit und Zielsetzung	1
1.2	Aufgabenstellung und Vorgehensweise	2
1.3	Verbrennungsinstabilität	2
2	Grundlagen der Brennkammerauslegung	3
2.1	Auslegung eines Flammrohres ohne Kühlung	3
2.1.1	Allgemeines	3
2.1.2	Auslegungsgrößen aufgrund des Kreisprozesses	4
2.1.3	Der Ausbrenngrad	8
2.1.4	Primärzone	14
2.1.5	Zwischenzone	27
2.1.6	Mischzone	29
2.2	Kühlung eines Flammrohres	33
2.2.1	Berechnung der adiabaten Flammentemperatur	34
2.2.2	Wärmebilanz am Flammrohr (adiabate Flammentemperatur)	35
2.2.3	Wärmeverlust über die Brennkammer	43
2.2.4	Verbrennungstemperatur mit Wärmeverlusten	43
2.2.5	Wärmebilanz am Flammrohr (mit Wärmeverlusten)	44
2.2.6	Notwendige Kühlluftmenge	44
2.3	Der Axialdrallerzeuger	46
3	Grundlagen der Druck- und Temperaturmessung	49
3.1	Druckmessungen	49
3.1.1	Statischer Wanddruck	49
3.1.2	Totaldruck	51
3.1.3	Dynamischer Druck	53
3.2	Temperaturmessungen	54
3.2.1	Gastemperatur	54
3.2.2	Oberflächentemperaturen	55
4	Lasermesstechnik	57
4.1	3D Particle Image Velocimetry	57
4.1.1	Das PIV-System der TU-Graz	59
4.1.2	Kalibrierung	60
4.1.3	Messung	61

4.1.4	Auswertung	63
4.1.5	Fehlerabschätzung	65
4.2	Andere Messmethoden	66
5	Konstruktion der Brennkammer	67
5.1	Konstruktionsprinzip	67
5.2	Sekundärluftleitung	68
5.3	Drallerzeuger (Swirler)	69
5.4	Druckmantel	71
5.5	Flammrohr	74
5.5.1	Unterschiede des Testbrenner-Flammrohres zu üblichen Flammrohren	74
5.5.2	Auslegung des Testbrenner-Flammrohres	75
5.6	Drossel	83
6	Auswertung der Messergebnisse	85
6.1	Auswertung der PIV-Messung	85
6.1.1	Versuchsaufbau und Einstellungen des PIV-Systems	85
6.1.2	Bilden der Vektoren (FlowManager-Software)	86
6.1.3	Fehlerabschätzung	87
6.1.4	Strömungsgeschwindigkeit	88
6.1.5	Swirlnumber	96
6.1.6	Vorticity	100
6.1.7	Axialer Massenstrom	105
6.2	Bestimmung von Betriebspunkten	108
6.2.1	Betriebspunkt 1 bis 3	112
6.2.2	Betriebspunkt 4	113
6.2.3	Betriebspunkt 5	114
7	Zusammenfassung und Ausblick	116
A	Größe der Öffnungen im Prallblech	118
B	Größe und Anzahl der Primärluftlöcher	121
C	Auslegung der Drossel	123
D	Drallerzeuger mit 45° Drallwinkel	124
E	Versuchsfahrt 23.02.2007	130
F	Fotos des Brennkammerprüfstandes	133
G	ECM Paper	137
H	DVD	144
	Symbolverzeichnis	146
	Literaturverzeichnis	153

Abbildungsverzeichnis

2.1	Zonen in einer Brennkammer	4
2.2	Realer Brayton-Cycle	5
2.3	Thermodynamisches Modell der Brennkammer (vereinfacht)	7
2.4	Ausbreitung der Flammenfront in der Brennkammer	10
2.5	Abhängigkeit des Ausbrenngrades vom θ -Parameter	13
2.6	Aufteilung der Massenströme in der Primärzone	16
2.7	Austrittsfläche des Drallrings	16
2.8	Wirkungsgrade von Kegelstumpfdiffusoren	19
2.9	Luftdurchsatz durch die Primärluftlöcher	20
2.10	Flächenkontraktionskoeffizient	21
2.11	Auslegungsbereich von Brennkammern	24
2.12	Eindringtiefe eines Luftstrahls	25
2.13	Massenströme in der Zwischenzone	27
2.14	Abhängigkeit des Mischluftverhältnisses	30
2.15	Mischluftbohrungen in Abhängigkeit vom Mischluftverhältnis	32
2.16	Verteilung der Mischluftbohrungen am Umfang des Flammrohres	33
2.17	Länge der Mischzone	33
2.18	Wärmebilanz an der Flammrohrwand	35
2.19	Emissionskoeffizient für CO_2	38
2.20	Emissionskoeffizient für H_2O	39
2.21	Korrekturfaktor für den Emissionskoeffizient von CO_2	40
2.22	Korrekturfaktor für den Emissionskoeffizient von H_2O	41
2.23	Korrekturfaktor für die spektrale Überlappung der Emissionsbande	42
2.24	Strömungsfeld in der Primärzone	46
2.25	Strömungsfeld eines Drallerzeugers	47
2.26	Strömungsfeld eines axialen Drallerzeugers	48
3.1	Druckentnahmebohrung	50
3.2	Messfehler bei schlechten Druckentnahmebohrungen	51
3.3	Einströmwinkel für Totaldrucksonden	53
3.4	Temperaturverlauf eines auf einer Oberfläche angebrachten Thermocouples	55
3.5	Platzierung von Thermoelementen an Oberflächen	56
4.1	Prinzip der Particle Image Velocimetry	58
4.2	Prinzip der 3D Particle Image Velocimetry	58
4.3	Scheimpflug-Bedingung	59

4.4	Kalibriertarget	60
4.5	Field of View	61
4.6	Auflösung eines Signals bei verschiedenen Samplingraten	63
5.1	Sekundärluftleitung	69
5.2	Schraubenlinie	70
5.3	Modelle von verschiedenen Drallerzeugern	71
5.4	Explosionszeichnung des Druckmantels	72
5.5	Position der Druck- und Temperaturmessstellen	74
5.6	benötigte Luftmengen des Testbrenners	78
5.7	Wärmebilanz der adiabaten Brennkammer	78
5.8	Wärmebilanz der verlustbehafteten Brennkammer	79
5.9	Rechenverlauf der Wärmebilanz	80
5.10	Primärluftbelochung in Abhängigkeit vom Gesamtluftmassenstrom	83
5.11	Testbrennerflamrohr	83
5.12	Größe des engsten Querschnittes der Drossel	84
6.1	Position des Lichtschnittes	85
6.2	Messpunkte der phasenaufgelösten PIV-Messung	86
6.3	Fehlerbereich der mittleren Geschwindigkeit	88
6.4	Mittlere Strömungsgeschwindigkeit in axialer Richtung (30°)	89
6.5	Kegelwinkel des Drallerzeugers mit 30° Drallwinkel	90
6.6	Mittlere Strömungsgeschwindigkeit in axialer Richtung (45°)	91
6.7	Kegelwinkel des Drallerzeugers mit 45° Drallwinkel	92
6.8	Mittlere Strömungsgeschwindigkeit in axialer Richtung (30° - Flamme)	93
6.9	Kegelwinkel des Drallerzeugers mit 30° Drallwinkel - Flamme	94
6.10	Mittlere Strömungsgeschwindigkeit in axialer Richtung (45° - Flamme)	95
6.11	Kegelwinkel des Drallerzeugers mit 45° Drallwinkel - Flamme	96
6.12	Komponenten-Matrix für die Berechnung der Swirlnumber	97
6.13	Swirlnumber des Drallerzeugers mit 30° Drallwinkel	98
6.14	Swirlnumber des Drallerzeugers mit 30° Drallwinkel - Flamme	99
6.15	Vergleich der mittleren Swirlnumber beider Drallerzeuger - ohne Flamme	100
6.16	Vorticity nach Lambda2 Kriterium (30° Drallwinkel)	101
6.17	Axialer Massenstrom des HBK30nf (Phase1)	102
6.18	Vorticity nach Lambda2 Kriterium (30° Drallwinkel - Flamme)	103
6.19	Seedingverteilung - Drallerzeuger mit 30°	104
6.20	Seedingverteilung - Drallerzeuger mit 45°	105
6.21	Verlauf des axialen Massenstroms beim Drallerzeuger mit 30° Drallwinkel	107
6.22	Verlauf des axialen Massenstroms beim Drallerzeuger mit 45° Drallwinkel	108
6.23	Druckverlauf - Austritt aus der Brennkammer	110
6.24	Temperatur - Austritt aus der Brennkammer	111
6.25	Verlauf des Methanmassenstroms	112
6.26	Spezifische Wärmekapazität mit GASEQ	114
6.27	Aufnahmen der Versuchsfahrt	115
D.1	Swirlnumber des Drallerzeugers mit 45° Drallwinkel	125
D.2	Swirlnumber des Drallerzeugers mit 45° Drallwinkel - Flamme	126

D.3	Vorticity nach Lambda2 Kriterium (45° Drallwinkel)	127
D.4	Axialer Massenstrom des HBK45nf (Phase1)	128
D.5	Vorticity nach Lambda2 Kriterium (45° Drallwinkel - Flamme)	129
E.1	Daten aller Drucksensoren	130
E.2	Daten aller Temperatursensoren	131
E.3	Daten der Massenströme	132
F.1	Vollständig instrumentierter Prüfstand	133
F.2	Kühlflutleitungen	134
F.3	Drossel	134
F.4	Flammrohr	135
F.5	ONERA Sirene	135
F.6	Drallerzeuger	136

Tabellenverzeichnis

2.1	Gleichungen zur Bestimmung des Ausbrenngrades	14
2.2	Gesichtspunkte zur Wahl des Luftverhältnisses λ_{pr} in der Primärzone	15
2.3	Typische Werte aus der Praxis für die erste Auslegung	24
5.1	Abmessungen der Brennkammer	68
5.2	Venturieffekt der Drallerzeuger	71
5.3	Nötige Kühlluftmenge	77
5.4	Größe der Öffnungen im Prallblech	81
5.5	Primärbelochung	82
6.1	Timedelay für die phasen aufgelöste Messung	86
6.2	Zu erreichender Brennkammerdruck für die Versuchsfahrten	109
6.3	Zeitliche Zuordnung der Betriebspunkte	109
6.4	Wichtige Parameter der Betriebspunkte 1 bis 3	113

Kapitel 1

Einleitung

In der vorliegenden Arbeit wird die Auslegung und Konstruktion einer Gasturbinenbrennkammer beschrieben, mit der instationäre Verbrennungsvorgänge unter mittlerem Druck untersucht werden sollen.

Für die Charakterisierung des Betriebspunktes der Brennkammer wie auch der Einströmdüse kommt optische und auch konventionelle Messtechnik zum Einsatz.

Diese Diplomarbeit wurde parallel mit jener von Herrn Thomas Leitgeb erstellt, der sich mit der Steuerung und Messdatenerfassung des Prüfstand befass hat.

1.1 Motivation für die Arbeit und Zielsetzung

Der Aufbau eines neuen Brennkammerprüfstandes im Rahmen des EU-Projektes NEWAC (New Aeroengine Core Concepts) wurde 2005 in Angriff genommen. Im Rahmen dieses Projektes werden verbrennungsinduzierte Brennkammerschwingungen (CDO - Combustion Driven Oscillations) untersucht.

Diese Schwingungen treten vor allem bei modernen Gasturbinen mit LPP - Modulen (Lean Prevaporized Premixed - Modulen), die heutige Anforderungen der Gesetzgeber und auch der Wirtschaft, nach möglichst hoher Effizienz und niedrigen Schadstoffemissionen, erfüllen, auf. Treten nun Brennkammerschwingungen in einem solchen System auf, so kann es zu einer Instabilität, die die Flamme auslöschen oder im schlimmsten Fall zum Rückschlag der Flamme in das LPP-Modul führen und dieses zerstören kann, in der Verbrennung kommen.

Ziel ist es daher, das Auftreten von Brennkammerschwingungen so früh wie möglich zu erkennen und entsprechende Gegenmaßnahmen einzuleiten.

Die ersten Arbeiten für den Aufbau dieses neuen Prüfstandes wurden bereits von Bernhard Wagner durchgeführt, der in seiner Diplomarbeit [21] den Einsatz von optischen Messmethoden zur Detektion von Verbrennungsinstabilitäten untersucht hat.

Die nun vorliegende Arbeit ist die logische Weiterentwicklung des von Herrn Wagner gebauten Prüfstandes und hat als Zielsetzung, eine Brennkammer für mittlere Drücke zu konstruieren und anschließend die Verbrennung zu beherrschen. Dies soll bedeuten, dass die Brennkammer bei einem Druck von bis zu $2bar_{abs}$ mit einer Leistung von etwa $30kW$ betrieben werden soll. Dies ist der erste Prüfstand dieser Art am Institut für Thermische Turbomaschinen und Maschinendynamik an der TU Graz. Im weiteren Verlauf des Forschungsprogramms NEWAC

soll dieser Prüfstand zu einem späteren Zeitpunkt nochmals erweitert werden.

1.2 Aufgabenstellung und Vorgehensweise

Die erste Aufgabe der Diplomarbeit bestand in einer Literaturstudie zum Thema Auslegung von Flammrohren für Brennkammern. Da die erste Dimensionierung dieses Bauteiles zuerst ohne Berücksichtigung von Kühlluft erfolgt, sollte in einem zweiten Schritt die Methode der Wandkühlung des Flammrohres in Erfahrung gebracht werden.

Der nächste Themenbereich war die Messtechnik. Hier sollte das nötige Wissen zum richtigen Einsatz von Druck und Temperaturmessung und das Prinzip der 3-dimensionalen Particle Image Velocimetry erarbeitet werden.

Nachdem das nötige Hintergrundwissen erarbeitet worden war, erfolgte die Konstruktion der Brennkammer und der Axialdrallerzeuger.

Nach der Fertigung aller Komponenten wurden erste Vorversuche über die Zündeigenschaften des Testbrenners durchgeführt.

Die Untersuchung der Drallerzeuger mittels stereoskopischer Particle Image Velocimetry begann nach erfolgreichem Abschluss der Vorversuche. Aus diesen Untersuchungen kristallisierte sich ein Drallerzeuger mit besonders guten Eigenschaften in Bezug auf Zündfähigkeit und Flammenstabilität heraus. Dieser wurde dann für die anschließenden Versuche zur Bestimmung von Betriebspunkten der Brennkammer verwendet.

1.3 Verbrennungsinstabilität

Jeder Brennraum besteht aus zwei dynamischen Systemen:

1. Die Brennkammer selbst und die Dynamik der Verbrennungsgase
2. Der Verbrennungsprozess

Wie in jedem resonanten System beeinflussen sich diese beiden Systeme, was wiederum zu verbrennungsinduzierten Schwingungen (CDO's) führt.

CDO's sind ein physikalisch-chemisches Phänomen, das durch ein fluktuierendes Entwickeln oder plötzliches Auftreten von verbundenen thermodynamischen Größen (Schalldruck, Schallgeschwindigkeit, instationäre Wärmefreisetzung) in der Brennkammer auftritt. Interagiert nun zum Beispiel die Bauteilakustik mit der Verbrennung, so kommt es zur Thermoakustik. Werden diese Störungen auch noch mit der Strömung transportiert, dann kommt es zum „aero-acoustic-combustion coupling“ bzw. den CDO's.

Ausgelöst oder verstärkt werden sie vorallem durch kleine Störungen der oben genannten thermodynamischen Effekte, die wiederum große Störungen des Betriebspunkts bewirken. [6]

Die Verbrennungsinstabilitäten werden im Versuchsaufbau durch eine Sirene erzeugt. Durch sie werden Druckschwankungen, die mit dem Versuchsbrenner interagieren und dadurch CDO's auslösen, in das System eingebracht. Es wird also künstlich eine instationäre (kohärente, pulsierte) Verbrennung simuliert. Durch die Länge der Zufuhrleitung bildet sich eine „Viertelwelle“ (siehe hierzu auch [7]), die in Resonanz mit dem System kommt, aus. Beim Versuchsbrenner kommt es bei einer Frequenz von 33Hz zur Resonanz.

Kapitel 2

Grundlagen der Brennkammerauslegung

Dieses Kapitel befasst sich mit der Auslegung eines Flammrohres, bzw. dessen Kühlung, womit die Methode der ersten Auslegung eines Flammrohres beschrieben wird. In Anlehnung an diese Kriterien erfolgt dann auch die Konstruktion des Testbrenners.

Als nächstes werden die Eigenschaften von Axialdrallerzeugern beschrieben, die auch im Testbrenner zum Einsatz kommen.

Die praktische Anwendung der Grundlagen erfolgt in Kapitel 5.5.

2.1 Auslegung eines Flammrohres ohne Kühlung

2.1.1 Allgemeines

Die Brennkammer stellt einen Teil des „Gesamtkonzepts“ Gasturbine dar. Durch sie soll die benötigte Temperaturerhöhung der verdichteten Luft durch Verbrennung von Kraftstoff mit Luft erfolgen, um die heißen Abgase in der Turbine zu entspannen und dadurch ein Drehmoment an der Nutzleistungsturbine oder Schub zu erzeugen.

Dabei findet die Verbrennung innerhalb der Gasturbinenbrennkammer üblicherweise in 3 Zonen statt.

- Primärzone (*Primary Zone*)
- Zwischenzone (*Intermediate Zone*)
- Mischzone (*Dilution Zone*)

Die Hauptaufgabe der **Primärzone** besteht darin, eine stabile Flamme zu bilden. Somit ist ein niedriges λ von Vorteil ($\lambda \sim 1$). Dadurch wird eine fette Flamme, die stabil brennt, gebildet.

Weiters muss ausreichend Zeit, Temperatur und Turbulenz für eine vollständige Verbrennung in der Primärzone zur Verfügung stehen.

Um all dies zu erreichen, besitzen alle Arten von Brennkammertypen eine Gemeinsamkeit. Nämlich die Ausbildung eines toroiden Rückstroms, der einen Teil der heißen Abgase rezirkulieren lässt um eine kontinuierliche Zündung des frischen Kraftstoff-Luft-Gemisches zu gewährleisten. Für die Ausbildung solcher Rezirkulationszonen werden Drallerzeuger (Swirler)

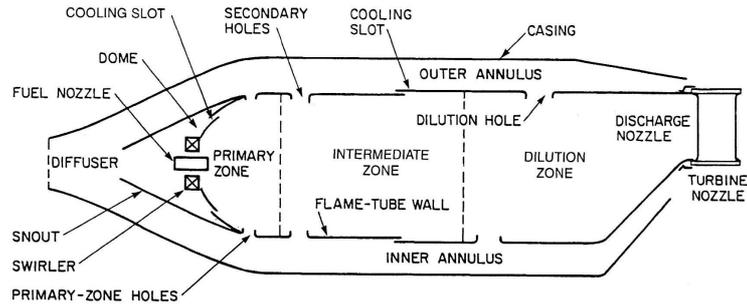


Abbildung 2.1: Zonen in einer Brennkammer; Quelle: [14]

und am Ende der Primärzone gebohrte Primärluftlöcher, durch die ein Teil der Sekundärluft strömt, verwendet. [14]

Die **Zwischenzone** ist ein Bereich der Brennkammer, in der weitere Sekundärluft zugeführt wird, um die heißen Abgase abzukühlen. Dadurch wird die Dissoziation von CO und H_2 verhindert. Sonst würden die heißen Gase sofort in die Mischzone gelangen und dort durch die große Menge an zugeführter Sekundärluft stark abgekühlt werden, wodurch die Verbrennung „einfrieren“ würde. Dies hätte höhere Emissionen und einen niedrigeren Ausbrenngrad zur Folge. [14]

Außerdem wird durch die weitere Zugabe an Sekundärluft eine magere Verbrennung bewirkt und dadurch der Kraftstoffverbrauch gesenkt.

Die Aufgabe der **Mischzone** besteht darin, die Temperaturverteilung beim Austritt zu bestimmen. Sie soll dafür sorgen, dass sich eine gleichmäßige radiale Temperaturverteilung der Abgase beim Austritt der Brennkammer einstellt. Eine gleichmäßige Temperaturverteilung ist für die nachfolgende Turbinenstufe erforderlich, da sonst Temperaturgradienten, die eine große Belastung für die erste Statorreihe darstellen, auftreten. [14]

2.1.2 Auslegungsgrößen aufgrund des Kreisprozesses

Es ergeben sich aufgrund des Kreisprozesses der Gasturbine Zustandsgrößen für die Brennkammer, die durch den Austrittszustand der verdichteten Luft aus dem Verdichter und der maximal zulässigen Werkstofftemperatur der ersten Statorreihe nach der Brennkammer gegeben sind. Mit Hilfe dieser Zustandsgrößen führt man die Auslegung der Brennkammer durch. Diese Aussagen sollen nun anhand eines kurzen **Beispiels** für ein **Flugtriebwerk** verdeutlicht werden.

Gegeben sind die Bedingungen für den stationären Reiseflug (p_0, t_0, w_0, c_p) , die Einzelwirkungsgrade der Triebwerkskomponenten $(\eta_{iV}, \eta_{iT}, \eta_m)$ und das Verdichterdruckverhältnis $\Pi = \frac{p_2}{p_1}$, wie auch die gewünschte Temperatur (T_3) am Brennkammeraustritt, die Querschnittsfläche des Verdichters (f_0) , sowie der verwendete Kraftstoff (H_u, L_{min}) .

Den Kreisprozess für eine Gasturbine stellt der sogenannte „Brayton“-Prozess dar, welcher im Ts-Diagramm folgende Gestalt hat.

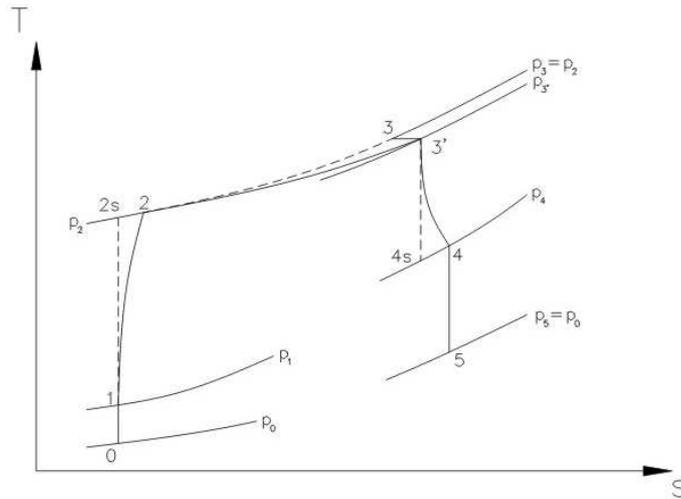


Abbildung 2.2: Realer Brayton-Cycle

Der Bereich von (0) nach (1) entspricht dem **Einlaufbereich des Triebwerks**. Im Flug kommt es hier vor dem Verdichter zum Aufstau der Luft, die mit der Fluggeschwindigkeit w_0 ins Triebwerk eintritt. Der Massenstrom an angesaugter Luft ergibt sich somit zu:

$$\dot{m}_0 = f_0 \cdot w_0 \cdot \rho_0 = \frac{f_0 \cdot w_0}{v_0}$$

Das spezifische Volumen der Luft erhält man mittels der idealen Gasgleichung:

$$p_0 \cdot v_0 = R \cdot T_0 \Rightarrow v_0 = \frac{R \cdot T_0}{p_0}$$

Somit kann man für den Massenstrom, der durch das Triebwerk geht, schreiben:

$$\dot{m}_0 = \frac{f_0 \cdot w_0 \cdot p_0}{R \cdot T_0} \quad (2.1)$$

Wird nun die Zapf- und Kühlluft, die üblicherweise nach dem Verdichter anderen Aggregaten (Klimaanlage, ...) bzw. der Kühlung von Bauteilen zugeführt wird, vernachlässigt, so ist dies jene Luftmenge, die in die Brennkammer gelangt und dort mit dem Kraftstoff verbrannt wird. Durch den Aufstauereffekt kommt es zu einer Enthalpie-Erhöhung vor dem Verdichter. Für die Energiebilanz von 0 nach 1 gilt:

$$h_1 - h_0 = \frac{w_0^2}{2} \quad (2.2)$$

Setzt man konstante spezifische Wärmen voraus ($c_p = const$) kann man die Energiegleichung auch etwas anders formulieren:

$$c_p \cdot (T_1 - T_0) = \frac{w_0^2}{2} \Rightarrow T_1 = \frac{w_0^2}{2 \cdot c_p} + T_0 \quad (2.3)$$

Man hat also nun die Temperatur errechnet, mit der die Luft in den Verdichter strömt. Es fehlt also zur vollständigen Bestimmung des Zustandes (1) noch der Druck p_1 .

Für die isentrope Verdichtung gilt:

$$\left(\frac{p_1}{p_0}\right) = \left(\frac{T_1}{T_0}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \Rightarrow p_1 = p_0 \cdot \left(\frac{T_1}{T_0}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \quad (2.4)$$

Der Isentropenexponent κ ergibt sich aus der Gaskonstanten R und der spezifischen Wärmekapazität c_p .

$$\kappa = \frac{c_p}{c_p - R}$$

Im Ts-Diagramm entspricht die Zustandsänderung von (1) nach (2) dem **Verdichter**. Durch das gegebene Druckverhältnis im Verdichter kann p_2 sofort errechnet werden.

$$\Pi = \frac{p_2}{p_1} \Rightarrow p_2 = \Pi \cdot p_1 \quad (2.5)$$

Mittels der Beziehung für die isentrope Verdichtung lässt sich die isentrope Verdichteraustrittstemperatur T_{2s} berechnen:

$$\left(\frac{p_2}{p_1}\right) = \left(\frac{T_{2s}}{T_1}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \Rightarrow T_{2s} = T_1 \cdot \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \quad (2.6)$$

Da die Verdichtung jedoch nicht isentrop erfolgt, sondern innere Verluste bei der Verdichtung auftreten, muss die tatsächliche Verdichteraustrittstemperatur T_2 über den Wirkungsgrad ermittelt werden.

$$\eta_{iV} = \frac{\text{Nutzen}}{\text{Aufwand}} = \frac{h_{2s} - h_1}{h_2 - h_1} = \frac{c_p \cdot (T_{2s} - T_1)}{c_p \cdot (T_2 - T_1)} \Rightarrow T_2 = T_1 + \frac{T_{2s} - T_1}{\eta_{iV}} \quad (2.7)$$

Der Massenstrom m_0 , der auf p_2 verdichtet worden ist, tritt nun mit der Temperatur T_2 in die Brennkammer ein. Anschließend erfolgt die Verbrennung und damit die notwendige Temperaturerhöhung in der **Brennkammer**. Die Temperatur T_3 , die beim Austritt der Brennkammer erreicht werden soll, wird durch die thermische Belastung der nachfolgenden Statorreihe begrenzt.

Im Ts-Diagramm entspricht die Temperaturerhöhung der Zustandsänderung von (2) nach (3) und wird als Energiezufuhr dargestellt. Die Verbrennung wird hierbei jedoch nicht über die Reaktionskomponenten gerechnet, sondern mittels der Energiebilanz modelliert. Dabei gilt, dass die zugeführte Energie durch den Brennstoff gleich der Energiedifferenz zwischen Eintritt in und Austritt aus der Brennkammer ist (adiabate Brennkammer - adiabate Verbrennung). Als weitere Vereinfachung gilt, dass keine Massenzunahme durch den Brennstoff eintritt und das Brennstoff-Luft-Gemisch bereits vorgemischt wird. Somit ist der Massenstrom durch die Brennkammer konstant. Was jedoch berücksichtigt wird, ist der Druckverlust in der Brennkammer. Somit entspricht die Temperaturerhöhung nicht der Zustandsänderung nach (3), sondern nach (3'). Die Temperatur $T_{3'}$ entspricht jedoch weiterhin der Temperatur T_3 .

$$\dot{Q} = \dot{m}_{br} \cdot H_u = \dot{m}_0 \cdot (h_{3'} - h_2) \quad (2.8)$$

Aus Gleichung 2.8 lassen sich nun die benötigte Brennstoffmenge für die Verbrennung, das Luftverhältnis λ und das „Air to Fuel Ratio“ (AFR) errechnen.

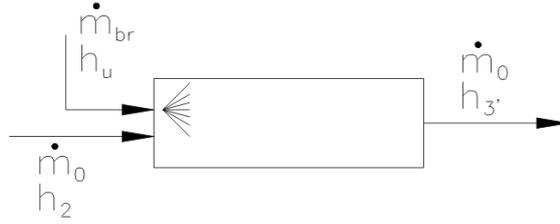


Abbildung 2.3: Thermodynamisches Modell der Brennkammer (vereinfacht)

$$\dot{m}_{br} = \dot{m}_0 \cdot \frac{h_{3'} - h_2}{H_u} \quad (2.9)$$

$$\frac{\dot{m}_0}{\dot{m}_{br}} = \lambda \cdot L_{min} \Rightarrow \lambda = \frac{\dot{m}_0}{\dot{m}_{br} \cdot L_{min}} \quad (2.10)$$

$$AFR = \frac{\dot{m}_0}{\dot{m}_{br}} \quad (2.11)$$

Alle wichtigen Daten für die weitere Auslegung der Brennkammer sind nun bekannt. Der Vollständigkeit halber wird der Kreisprozess jedoch zu Ende gerechnet.

Nach der Temperaturerhöhung in der Brennkammer erfolgt die Entspannung der Abgase in der **Turbine**. Dabei muss nur soviel Leistung erbracht werden, damit der Verdichter (unter Vernachlässigung sonstiger anzutreibender Aggregate) angetrieben wird. Die restliche, im Abgas enthaltene Energie wird beim „Turbofan“ und „Turbojet“ als Schub genutzt, beim „Turboprop“ einer Nutzleistungsturbine zugeführt, die den Propeller antreibt. Somit gilt für die Turbine unter Berücksichtigung des mechanischen Wirkungsgrades:

$$P_V = P_T \cdot \eta_{mech} \quad (2.12)$$

Mit dieser Beziehung lässt sich nun die Temperatur der Turbine beim Austritt errechnen:

$$\dot{m}_V \cdot c_p \cdot (T_2 - T_1) = \dot{m}_T \cdot c_p \cdot (T_{3'} - T_4) \cdot \eta_{mech}$$

Da die Massenzunahme in der Brennkammer vernachlässigt worden ist, entspricht der Massenstrom durch die Turbine jenem, der durch den Verdichter gegangen ist. T_4 entspricht also:

$$T_4 = \frac{T_2 - T_1}{\eta_{mech}} \quad (2.13)$$

Den Druck beim Austritt aus der Turbine erhält man wieder durch die isentrope Entspannung und den Wirkungsgrad der Turbine:

$$\eta_{iT} = \frac{h_{3'} - h_4}{h_{3'} - h_{4s}} \Rightarrow T_{4s} = T_{3'} - \frac{T_{3'} - T_4}{\eta_{iT}} \quad (2.14)$$

$$\left(\frac{p_{3'}}{p_4}\right) = \left(\frac{T_{3'}}{T_{4s}}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \Rightarrow p_4 = p_{3'} \cdot \left(\frac{T_{4s}}{T_{3'}}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \quad (2.15)$$

Der Zustand nach der Turbine ist somit auch vollständig bestimmt.

Um mit dem Flugtriebwerk Schub zu erzeugen, ist die Austrittsgeschwindigkeit der Abgase von Bedeutung. Diese ergeben sich durch den gleichen Ansatz wie beim Eintritt in das Flugtriebwerk. Der Abschnitt des Kreisprozesses von (4) nach (5), die **Düse**, ergibt:

$$\left(\frac{p_4}{p_5}\right) = \left(\frac{T_4}{T_5}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \Rightarrow T_5 = T_4 \cdot \left(\frac{p_4}{p_5}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \quad \text{mit } p_5 = p_0 \quad (2.16)$$

$$h_4 - h_5 = \frac{w_5^2}{2} \Rightarrow w_5 = \sqrt{2 \cdot (h_4 - h_5)} = \sqrt{2 \cdot c_p \cdot (T_4 - T_5)} \quad (2.17)$$

Der Wirkungsgrad des Triebwerks setzt sich aus zwei Teilwirkungsgraden zusammen. Und zwar aus dem thermischen und dem Vortriebswirkungsgrad.

$$\eta = \eta_{th} \cdot \eta_v \quad (2.18)$$

Die Definition des thermischen Wirkungsgrades beinhaltet die Nutzleistung des Triebwerkes in Relation zur eingebrachten Energie. Der Vortriebswirkungsgrad ist das Verhältnis der Schubleistung zur Nutzleistung. Dadurch erhält man für den Gesamtwirkungsgrad:

$$\begin{aligned} \eta &= \frac{P_N}{\dot{m}_{br} \cdot H_u} \cdot \frac{P_F}{P_N} \\ \eta &= \frac{w_0 \cdot \dot{m}_0 \cdot (w_5 - w_0)}{\dot{m}_{br} \cdot H_u} \\ \eta &= \frac{w_0^2 \cdot \left(\frac{w_5}{w_0} - 1\right)}{\frac{\dot{m}_{br}}{\dot{m}_0} \cdot H_u} \end{aligned} \quad (2.19)$$

Damit ist der Wirkungsgrad eines Triebwerks von der Fluggeschwindigkeit, vom Geschwindigkeitsverhältnis zwischen Austritt und Eintritt, wie auch vom Brennstoffverhältnis und dem Brennstoff selbst abhängig.

2.1.3 Der Ausbrenngrad

Der Ausbrenngrad gibt die Vollständigkeit des Ausbrands in der Brennkammer an, das bedeutet, wie vollständig die Verbrennung erfolgt. Man kann ihn also auch als Wirkungsgrad der Brennkammer bezeichnen. Um eine stabile Verbrennung zu erhalten, muss der Ausbrenngrad je nach Bauart der Brennkammer zwischen 70 - 100% und 80 - 100% liegen. [19] Ideal wäre ein Ausbrenngrad von $\eta_A > 99\%$, da ein niedriger Ausbrenngrad gleichbedeutend mit Verschwendung an Kraftstoff und auch einem hohen Ausstoß an Emissionen vor allem durch unverbrannte Kohlenwasserstoffe und Kohlenmonoxid ist. Dies ist auch ein Grund warum Regulierungsbehörden heute einen Wirkungsgrad von über 99% fordern. [14]

Es gibt Problemstellungen, bei denen der Ausbrenngrad eine wichtige Größe darstellt. So zum Beispiel bei der Neuauslegung von Brennkammern, bei der Übertragung von Versuchsdaten einer Brennkammer auf neue Betriebsbedingungen, bei der Vorhersage des Ausbrenngrades bei ähnlichen vergrößerten neuen Brennkammern und bei dem Vergleich von Versuchsdaten verschiedener Brennkammern, die bei unterschiedlichen Betriebsbedingungen ermittelt wurden.

Für diese Aufgabenstellungen wäre also eine rechnerische Ermittlung des Ausbrenngrades wünschenswert. Die Problematik hierbei ist jedoch, dass für die Berechnung jene Variablen (Druck, Temperatur, Luftdurchsatz, Luftverhältnis), von denen der Ausbrenngrad abhängt, sowie die Abmessungen der Brennkammer bekannt sein müssen.

Neben den genannten Variablen sind für die theoretische Ermittlung des Ausbrenngrades aber noch weitere Einflussfaktoren, mit zum Teil sehr komplexen Zusammenhängen zu berücksichtigen. [19]

- Brennstoffaufbereitung (Zerstäubung, Verdampfung)
- turbulente Mischung des Brennstoffes mit der Luft und den Abgasen
- chemische Reaktion
- Wärmetransport durch Konvektion und Strahlung

Ein Modell zur Beschreibung des Ausbrenngrades geht davon aus, dass der Ausbrenngrad eine Funktion der Zeit, mit der der Kraftstoff verbrannt ist, ist. Diese Zeit wiederum setzt sich dabei aus der Dauer, die benötigt wird um den Kraftstoff zu verdampfen, zu mischen und der chemischen Reaktion, zusammen. [14]

$$\eta_c = f_{(\text{airflowrate})}^{-1} \cdot \left(\frac{1}{\text{Verdampfungsrate}} + \frac{1}{\text{Mischungsrate}} + \frac{1}{\text{Reaktionsrate}} \right)^{-1} \quad (2.20)$$

Es gibt also verschiedene Vorgänge bei der Verbrennung, die den Ausbrenngrad beeinflussen. Meist jedoch dominiert einer dieser Vorgänge und trägt maßgeblich zur Höhe des Ausbrenngrades bei.

Daher werden folgende Methoden zur Berechnung des Ausbrenngrades verwendet [14]:

- Reaction-Controlled Systems - Die freiwerdende Wärme der Verbrennung ist nur durch die chemische Reaktion limitiert.
- Mixing-Controlled Systems - Geht davon aus, dass die Verdampfung und die chemische Reaktion unendlich schnell sind.
- Evaporation-Controlled Systems - Hier wird davon ausgegangen, dass die Mischung und die chemische Reaktion schnell genug ablaufen, sodass die Verdampfung die maßgebliche Rolle spielt.
- Reaction- and Evaporation- Controlled Systems - Bei nicht leicht flüchtigen Brennstoffen, die bei niedrigen Drücken verbrannt werden, wird die freisetzbare Wärme durch die chemische Reaktion und die Verdampfung begrenzt.

Das Hauptaugenmerk liegt im weiteren auf den **Reaction-Controlled Systems**. Die Nachfolgenden Überlegungen entstammen dem Umdruck zur Vorlesung „Gasturbinen - Brennkammern für Triebwerksbauer“ der FH Aachen. [19]

Der Ausbrenngrad nach der Methode der Reaction-Controlled Systems wird auf folgende Weise definiert:

$$\eta_A = \frac{\text{freiwerdende Verbrennungswärme}}{\text{zugeführte chemische Verbrennungswärme}} = f_{(p,T,\dot{m}_l,\lambda,\text{Geometrie der Brennkammer})} \quad (2.21)$$

Für die schnelle überschlägige Brennkammerauslegung gibt es, aus der Frühzeit der Entwicklung von Brennkammern für Gasturbinen, stark vereinfachte, halb empirische Auslegungsverfahren, die nach der Methode der Reaction-Controlled Systems verfahren.

- Theorie der Brenngeschwindigkeit
- Theorie des homogenen Reaktors

Theorie der Brenngeschwindigkeit

Für die Durchführung der Ermittlung des Ausbrenngrades nach der Theorie der Brenngeschwindigkeit werden die drei folgenden Annahmen getroffen:

1. Der Brennstoff ist vor der Verbrennung vollständig mit der Luft gemischt.
2. Die Verdampfungszeit ist vernachlässigbar klein. Versuche von Burgoyne und Cohen zeigten, dass diese Vereinfachung keinen schwerwiegenden Fehler ergibt, da die Brenngeschwindigkeit des Aerosols, bei Brennstofftropfen mit einem Durchmesser von $1/100\text{mm}$, mit der Brenngeschwindigkeit eines Brennstoffdampf-Luft-Gemisches übereinstimmt.
3. Einmal entzündeter Brennstoff brennt auch vollständig aus. Bei einer unvollständigen Verbrennung strömen Teile des Gemisches durch die Brennzone, ohne dass eine turbulente Flammenfront in sie eindringt.

Stellt man nun eine Energiebilanz für die Brennkammer auf und berücksichtigt die unter (3) getroffene Annahme, erhält man für $\eta_A = 1$

$$\dot{m}_{br} \cdot H_u = \dot{m} \cdot c_p \cdot \Delta T \quad (2.22)$$

und für $\eta_A < 1$

$$\dot{m}_{br,v} \cdot H_u = \dot{m}' \cdot c_p \cdot \Delta T \quad (2.23)$$

Die chemische Verbrennungswärme entspricht in beiden Gleichungen der freiwerdenden Wärme.

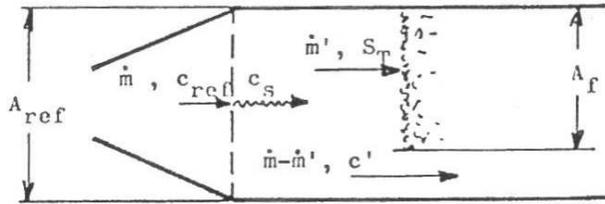


Abbildung 2.4: Ausbreitung der Flammenfront in der Brennkammer; Quelle: [19]

Aus Gleichung 2.22 und 2.23 folgt somit für den Ausbrenngrad

$$\eta_A = \frac{\dot{m}_{br,v} \cdot H_u}{\dot{m}_{br} \cdot H_u} = \frac{\dot{m}' \cdot c_p \cdot \Delta T}{\dot{m} \cdot c_p \cdot \Delta T} = \frac{\dot{m}'}{\dot{m}} \quad (2.24)$$

Durch den Massenerhaltungssatz lassen sich \dot{m} und \dot{m}' ausdrücken.

$$\begin{aligned} \dot{m} &= \rho \cdot A_f \cdot s_T \\ \dot{m}' &= \rho \cdot A_{ref} \cdot c_{ref} \\ \Rightarrow \eta_A &= \frac{\rho \cdot A_f \cdot s_T}{\rho \cdot A_{ref} \cdot c_{ref}} = \frac{A_f}{A_{ref}} \cdot \frac{s_T}{c_{ref}} \end{aligned}$$

Geht man nun auch davon aus, dass die wirkende Flammenoberfläche A_f über die gesamte Fläche des Referenzquerschnittes reicht, also $A_f \sim A_{ref}$ ist, so wird

$$\eta_A = \frac{s_T}{c_{ref}} \quad (2.25)$$

Laut G. Damköhler kann man für die turbulente Flammgeschwindigkeit auch schreiben

$$s_T = s_L \cdot Re^a$$

Die charakteristischen Größen der Reynolds Zahl Re in der Primärzone sind c_s und d_{fr} , wodurch sich die Re-Zahl zu

$$Re = \frac{c_s \cdot d_{fr} \cdot \rho}{\eta}$$

ergibt.

Die Re-Zahl kann man durch Einsetzen von anderen Ausdrücken entsprechend umformen.

$$\begin{aligned} p_{oref} &= p_{ofr} + \frac{\rho}{2} \cdot c_s^2 \Rightarrow \underbrace{p_{oref} - p_{ofr}}_{\Delta p_{ofr}} = \frac{\rho}{2} \cdot c_s^2 \\ q_{ref} &= \frac{\rho}{2} \cdot c_{ref}^2 \\ \Rightarrow \frac{\Delta p_{ofr}}{q_{ref}} &= \frac{\frac{\rho}{2} \cdot c_s^2}{\frac{\rho}{2} \cdot c_{ref}^2} \Rightarrow c_s = c_{ref} \cdot \sqrt{\frac{\Delta p_{ofr}}{q_{ref}}} \\ \Rightarrow Re &= \frac{c_{ref} \cdot d_{fr} \cdot \rho}{\eta} \cdot \sqrt{\frac{\Delta p_{ofr}}{q_{ref}}} \\ \Rightarrow s_T &= s_L \cdot \left[\frac{c_{ref} \cdot d_{fr} \cdot \rho}{\eta} \right]^a \cdot \left[\frac{\Delta p_{ofr}}{q_{ref}} \right]^{0,5 \cdot a} \end{aligned}$$

Für die turbulente Flammgeschwindigkeit ergibt sich somit der obige Ausdruck, wobei für einzelne Parameter folgende Abhängigkeiten bestehen.

$$\begin{aligned} s_L &= f_{(T,p)} \\ \eta &= f_{(T)} \\ \rho &= \frac{p}{R \cdot T} = f_{(T,p)} \end{aligned}$$

Die Temperaturabhängigkeit von s_L ergibt sich je nach Brennstoffart, wodurch zunächst die Temperatur, für die weitere Herleitung von η_A , als konstant angenommen wird.

Es gilt für s_L nach Hirschfelder und Curtis

$$s_L \sim p^{\frac{n-2}{2}}$$

Nimmt man nun für die Reaktionsordnung näherungsweise $n = 2$ an, so hängt s_L nicht mehr vom Druck ab ($s_L = f_{(T)}$). Da auch $\eta = f_{(T)}$ ist, ist nur mehr die Dichte druckabhängig. Somit erhält man für den Ausbrenngrad

$$\begin{aligned} \eta_A &\sim \frac{s_T}{c_{ref}} \cdot \left(\frac{c_{ref} \cdot d_{fr} \cdot \rho(p)}{\eta(T)} \right)^a \cdot \left(\frac{\Delta p_{ofr}}{q_{ref}} \right)^{0,5 \cdot a} \\ \eta_A &\sim c_{ref}^{-(1-a)} \cdot (d_{fr} \cdot p_2)^a \cdot \left(\frac{\Delta p_{ofr}}{q_{ref}} \right)^{0,5 \cdot a} \\ \eta_A &= f \left[\frac{(d_{fr} \cdot p_2)^{\frac{a}{1-a}}}{c_{ref}} \left(\frac{\Delta p_{ofr}}{q_{ref}} \right)^{\frac{0,5 \cdot a}{1-a}} \right] \quad \text{für } T = const. \end{aligned}$$

Mit $T = const.$ gilt für die Geschwindigkeit

$$c_{ref} = \frac{\dot{m}_l}{\rho \cdot A_{ref}} \sim \frac{\dot{m}_l}{p_2 \cdot A_{ref}} \quad (2.26)$$

Außerdem kann noch gesagt werden, dass der Flammrohrdurchmesser etwa dem Referenzdurchmesser entspricht ($d_{fr} \sim d_{ref}$).

Weiters kann man für $\frac{a}{a-1} = \omega$ setzen, und erhält dadurch

$$\eta_A = f \left[\frac{p_2 \cdot A_{ref} \cdot (d_{ref} \cdot p_2)^\omega}{\dot{m}_l} \left(\frac{\Delta p_{ofr}}{q_{ref}} \right)^{0,5 \cdot \omega} \right] \quad (2.27)$$

Diese Beziehung wurde durch Lefebvre und Halls bei Versuchen mit verschiedenen Brennkammertypen untersucht. Dabei ergaben sich für $a = 0,43$ bzw. $\omega = 0,75$ sehr gute Übereinstimmungen.

$$\eta_A = f \left[\frac{p_2^{1,75} \cdot A_{ref} \cdot d_{ref}^{0,75}}{\dot{m}_l} \left(\frac{\Delta p_{ofr}}{q_{ref}} \right)^{0,375} \right] \quad \text{für } T = const. \quad (2.28)$$

Von Damköhler und Delbourg wurde experimentell mit turbulenten Flammen völlig unabhängig von Lefebvre und Halls nachfolgende Beziehung gefunden.

$$\eta_A = f \left[\frac{p_2^{1,75} \cdot A_{ref} \cdot d_{ref}^{0,75} \cdot e^{\frac{T_2}{b}}}{\dot{m}_l} \left(\frac{\Delta p_{ofr}}{q_{ref}} \right)^{0,4} \right] \quad (2.29)$$

In dieser Gleichung variiert T_2 nur sehr wenig. Daher ist die Wahl des Faktors b nicht kritisch. Setzt man für $b = 300K$ ein, kann man die Meßwerte am besten reproduzieren.

Erreicht man in der Primärzone der Brennkammer eine gute Durchwirbelung, so wird durch Versuche bestätigt, dass $\frac{\Delta p_{ofr}}{q_{ref}}$ den Ausbrenngrad kaum beeinflusst. Man verwendet in der Praxis daher meist folgende Beziehung für den Ausbrenngrad.

$$\eta_A = f \left[\underbrace{\frac{p_2^{1,75} \cdot A_{ref} \cdot d_{ref}^{0,75} \cdot e^{\frac{T_2}{b}}}{\dot{m}_l}}_{\theta\text{-Parameter}} \right] \quad (2.30)$$

Der θ -Parameter enthält nun alle wichtigen Größen für die Bestimmung des Ausbrenngrades. Und zwar den Betriebszustand (p_2 , T_2 und \dot{m}_l) sowie die Geometrie (A_{ref} und d_{ref}).

Der homogene Reaktor

Bei diesem Modell stellt man sich vor, dass alle Vorgänge in der Brennkammer (Verwirbelung, Mischung, turbulente Flammenfront) gleichzeitig ablaufen.

Man nimmt dabei an, dass die Mischung unendlich schnell verläuft. So wird alles gut durchwirbelt und vermischt, wodurch man von einem homogenen Reaktor sprechen kann. Wie aus der Chemie bekannt, gibt es für den Ablauf von chemischen Reaktionen eine benötigte Reaktionszeit t_R .

$$t_R = e^{\frac{E}{R \cdot T}} \cdot \frac{\left(\frac{T}{p} \right)^\nu}{\psi_{br}^\mu - \psi_{O_2}^{\nu-\mu}} \quad (2.31)$$

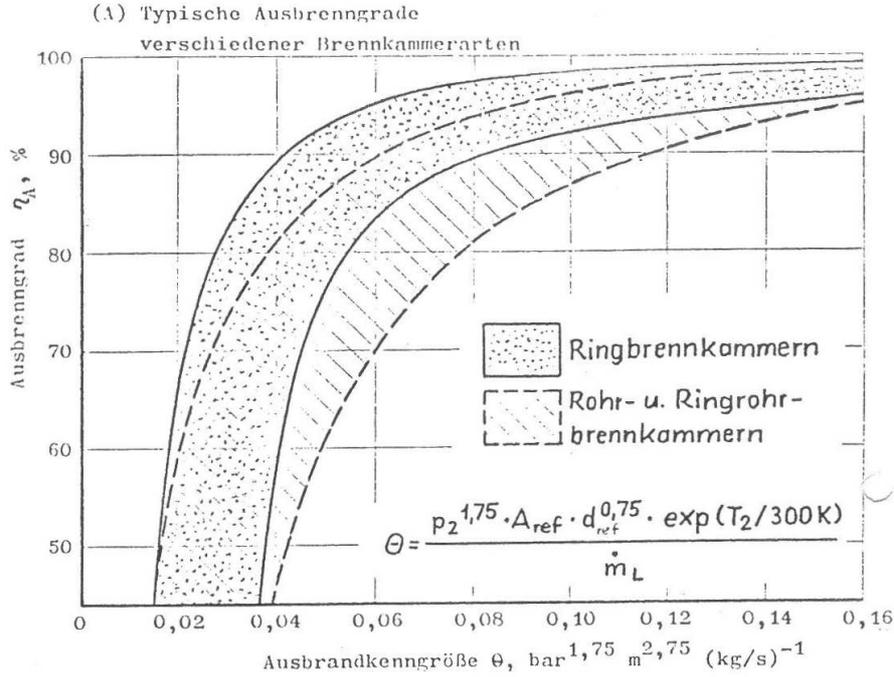


Abbildung 2.5: Abhängigkeit des Ausbreitungsgrades vom θ -Parameter; Quelle: [19]

Während die Reaktion in der Zeit t_R abläuft, wird der Anteil $m_{br,v}$ des Brennstoffes m_{br} verbrannt.

Die verfügbare Aufenthaltszeit t ergibt sich aus dem Massenstrom.

$$\frac{dm}{dt} = \dot{m} \Rightarrow \dot{m} = \frac{m}{t} \Rightarrow t = \frac{m}{\dot{m}} = \frac{V \cdot \rho}{\dot{m}} = \frac{V \cdot p}{\dot{m} \cdot R \cdot T} \approx \frac{V \cdot p}{\dot{m}_l \cdot R \cdot T} \quad (2.32)$$

Soll nun eine Verbrennung im homogenen Reaktor stattfinden, so muss die Aufenthaltszeit der Reaktionszeit entsprechen.

$$t = t_R$$

Setzt man nun die Gleichungen 2.31 und 2.32 gleich und berücksichtigt die Definitionen von $\eta_A = \frac{m_{br,v}}{m_{br}}$ und $\lambda = f\left(\frac{\dot{m}_l}{m_{br}}\right)$, erhält man für den Ausbreitungsgrad

$$\eta_A = f \left[\lambda, \frac{V \cdot p_2^{1,75} \cdot e^{\frac{T_2}{b}}}{\dot{m}_l} \right] \quad (2.33)$$

Der Ausdruck in der eckigen Klammer sieht dem θ -Parameter ähnlich. Der Temperatureinfluss $e^{\frac{T_2}{b}}$ wurde aus den obigen Überlegungen für Gleichung 2.29 übernommen.

Der Vollständigkeit halber sind die Gleichungen zur Bestimmung des Ausbreitungsgrades in Tabelle 2.1 nochmals zusammengefasst.

Tabelle 2.1: Gleichungen zur Bestimmung des Ausbrenngrades

Methode	Bestimmungsgleichung
Reaction-Controlled	$\eta_\theta = f \left[\frac{p_2^{1,75} \cdot A_{ref} \cdot d_{ref}^{0,75} \cdot e^{\frac{T_2}{b}}}{\dot{m}_l} \right]$
Mixing-Controlled	$\eta_m = f \left[\frac{p_3 \cdot A_{ref}}{\dot{m}_l \cdot T_3^{0,5}} \cdot \left(\frac{\Delta p_{ofr}}{q_{ref}} \right)^{0,5} \right]$
Evaporation-Controlled	$\eta_e = \frac{\eta_{eff} \cdot \rho_g \cdot V_c}{f_c \cdot \dot{m}_l \cdot D_0^2}$
Reaction- and Evaporation-Controlled	$\eta_c = \eta_e \times \eta_\theta$

2.1.4 Primärzone

Die Betrachtungen zur Auslegung der Massenströme und Belochung erfolgen zunächst ohne Berücksichtigung jeglicher Kühlluft. Die Vorgehensweise und Methoden entstammen wieder dem Umdruck zur Vorlesung „Gasturbinen - Brennkammern für Triebwerksbauer“ der FH Aachen. [19].

Massenströme

Das Luftverhältnis λ wurde für die gesamte Brennkammer bereits durch den Kreisprozess angegeben. Für die primäre Verbrennungszone lässt sich aber ein eigenes Luftverhältnis auf gleiche Weise definieren.

$$\lambda_{pr} = \frac{\dot{m}_{pr}}{\dot{m}_{br} \cdot L_{min}} \quad (2.34)$$

Aus dem Luftverhältnis über die gesamte Brennkammer und jenem in der Primärzone lässt sich ein Primärluftverhältnis μ_{pr} bilden.

$$\mu_{pr} = \frac{\lambda_{pr}}{\lambda} = \frac{\dot{m}_{pr}}{\dot{m}_l} \quad (2.35)$$

λ_{pr} kann dabei in gewissen Grenzen frei gewählt werden. Vor- und Nachteile für verschiedene Werte von λ_{pr} sind in Tabelle 2.2 aufgelistet.

Tabelle 2.2: Gesichtspunkte zur Wahl des Luftverhältnisses λ_{pr} in der Primärzone; Quelle: [19]

Luftverhältnis	Vorteile	Nachteile
$\lambda_{pr} > 1$ mager	(1) Klare, nicht leuchtende Flamme, keine Koksablagerung, kein Rauch. (2) Niedrige Flammentemperatur, daher geringer Wärmeübergang an die Wände. (3) Gute Temperaturverteilung am Brennkammeraustritt.	(1) Hohe Rezirkulationsgeschwindigkeit = schlechte Stabilität und Zündeigenschaften.
$\lambda_{pr} = 1$ stöchiometrisch	(1) Max. Wärmezufuhr je Volumeneinheit. (2) Höherer Ausbrandgrad. (3) Saubere Verbrennung mit wenig oder keiner Koksablagerung, kein Rauch.	(1) Hohe Flammentemperatur = hoher Wärmeübergang an die Flammrohrwandung. (2) Hohe Flammentemperatur ergibt starke NO-Bildung.
$\lambda_{pr} < 1$ fett	(1) Niedrige Rezirkulationsgeschwindigkeit ergibt gute Stabilität und leichte Zündung. (2) Meistens schlechte Temperaturverteilung am Austritt. (3) Hohe Flammrohrtemperatur durch Strahlung.	(1) Unsaubere, leuchtende Flamme: Koksablagerung und Rauch im Abgas.

Durch Umformen von Gleichung 2.35 erhält man die Primärluftmenge \dot{m}_{pr} .

$$\dot{m}_{pr} = \mu_{pr} \cdot \dot{m}_l \quad (2.36)$$

Diese Menge an Primärluft setzt sich aus 2 Anteilen zusammen. Ein Teil strömt durch die Primärluftlöcher, der andere wird durch den Dralling der Primärzone zugeführt. Geht man nun davon aus, dass der Druckabfall am Flammrohr groß genug ist, so kann man annehmen, dass 50% der durch die Primärbohrungen strömenden Luft rezirkuliert, und die anderen 50% direkt in die Zwischenzone strömen.

Für \dot{m}_{pr} gilt also

$$\dot{m}_{pr} = 0,5 \cdot \dot{m} + \dot{m}_z \quad (2.37)$$

Der Luftdurchsatz durch den Dralling \dot{m}_z ergibt sich zu

$$\dot{m}_z = i \cdot \rho \cdot A_z \cdot c_z \quad (2.38)$$

Für die Fläche A_z des Drallrings kann man näherungsweise eine Kreisringfläche, die um den Winkel α geneigt ist (siehe Abbildung 2.7), annehmen.

$$A_z = \frac{\pi}{4} \cdot (D^2 - d^2) \cdot \sin(\alpha) \quad (2.39)$$

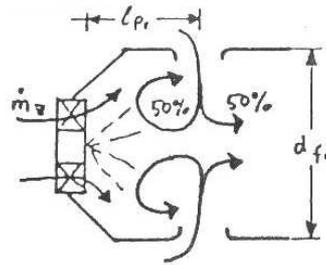


Abbildung 2.6: Aufteilung der Massenströme in der Primärzone; Quelle: [19]

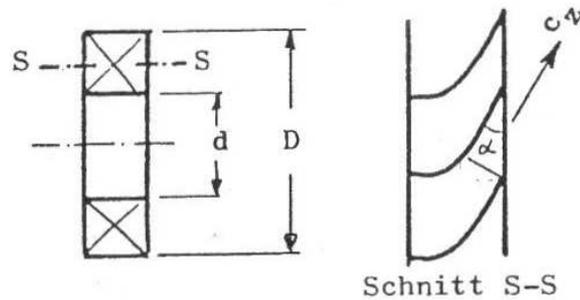


Abbildung 2.7: Austrittsfläche des Drallrings; Quelle: [19]

Der Gesamtdurchsatz \dot{m}_l lässt sich auf die gleiche Weise wie der Luftdurchsatz durch den Drallring definieren.

$$\dot{m}_l = \rho \cdot A_{ref} \cdot c_{ref} \tag{2.40}$$

Bildet man den Quotienten aus Gleichung 2.38 und 2.40, erhält man einen Ausdruck für das Zerstäuberluftverhältnis μ_z .

$$\mu_z = \frac{\dot{m}_z}{\dot{m}_l} = \frac{i \cdot \rho \cdot A_z \cdot c_z}{\rho \cdot A_{ref} \cdot c_{ref}}$$

Hierin sind die Dichten konstant.

$$\mu_z = \frac{i \cdot A_z \cdot c_z}{A_{ref} \cdot c_{ref}} \tag{2.41}$$

Auf einen anderen Ausdruck für $\frac{c_z}{c_{ref}}$ kommt man durch folgende Überlegungen. Da der Drallring einen Widerstand im Strömungskanal darstellt, liegt vor diesem ein Stauegebiet. Dort herrscht näherungsweise der Staudruck p_{oa} und die Geschwindigkeit kann mit Null angenommen werden.

$$\begin{aligned}
 \Delta p_z &= p_{oa} - p_{pr} \\
 \text{mit } \Delta p_{o(2-a)} &= p_{o2} - p_{oa} \\
 \text{und } p_{opr} &= p_{pr} + q_{pr} \\
 \Delta p_z &= (p_{o2} - \Delta p_{o(2-a)}) - (p_{opr} - q_{pr}) \\
 \text{mit } p_{opr} &= p_{o3} \\
 \Delta p_z &= \Delta p_{o(2-3)} - \Delta p_{o(2-a)} + q_{pr} \\
 \text{nach Division durch } q_{ref} \\
 \frac{\Delta p_z}{q_{ref}} &= \frac{\Delta p_{o(2-3)}}{q_{ref}} - \frac{\Delta p_{o(2-a)}}{q_2} \cdot \frac{q_2}{q_{ref}} + \frac{q_{pr}}{q_{ref}} \tag{2.42}
 \end{aligned}$$

Mittels der Kontinuitätsgleichung $c_2 \cdot A_2 = c_{ref} \cdot A_{ref}$ lässt sich ein Ausdruck für $\frac{q_2}{q_{ref}}$ finden.

$$\begin{aligned}
 \frac{\frac{\rho}{2} \cdot c_2^2}{\frac{\rho}{2} \cdot c_{ref}^2} &= \left(\frac{A_{ref}}{A_2} \right)^2 \\
 \frac{q_2}{q_{ref}} &= \left(\underbrace{\frac{A_{ref}}{A_2}}_r \right)^2 = r^2 \tag{2.43}
 \end{aligned}$$

Für $\frac{q_{pr}}{q_{ref}}$ kann man auch schreiben

$$\begin{aligned}
 \dot{m}_l = \frac{m_{pr}}{\mu_{pr}} &\Rightarrow \rho_{ref} \cdot A_{ref} \cdot c_{ref} = \rho_{pr} \cdot A_{fr} \cdot c_{pr} \cdot \frac{1}{\mu_{pr}} \\
 \text{Diese Gleichung lässt sich auf 2 Arten umformen} \\
 (1) \quad \underbrace{\rho_{ref} \cdot c_{ref}^2}_{2 \cdot q_{ref}} \cdot \frac{A_{ref}}{c_{ref}} &= \underbrace{\rho_{pr} \cdot c_{pr}^2}_{2 \cdot q_{pr}} \cdot \frac{A_{fr}}{c_{pr}} \cdot \frac{1}{\mu_{pr}} \\
 q_{ref} &= q_{pr} \cdot \frac{1}{\mu_{pr}} \cdot \frac{A_{fr}}{A_{ref}} \cdot \frac{c_{ref}}{c_{pr}} \\
 (2) \quad \frac{c_{ref}}{c_{pr}} &= \frac{1}{\mu_{pr}} \cdot \frac{\rho_{pr}}{\rho_{ref}} \cdot \frac{A_{fr}}{A_{ref}}
 \end{aligned}$$

Mit der idealen Gasgleichung $p_{ref} \cdot v_{ref} = R \cdot T_{ref}$, $p_{pr} \cdot v_{pr} = R \cdot T_{pr}$ und der Annahme, dass die Drücke annähernd gleich sind, kann man schreiben

$$\begin{aligned}
 \frac{p \cdot v_{ref}}{p \cdot v_{pr}} &= \frac{R \cdot T_{ref}}{R \cdot T_{pr}} \Rightarrow \frac{\rho_{pr}}{\rho_{ref}} = \frac{T_2}{T_{pr}} \\
 \Rightarrow \frac{c_{ref}}{c_{pr}} &= \frac{1}{\mu_{pr}} \cdot \frac{T_2}{T_{pr}} \cdot \frac{A_{fr}}{A_{ref}}
 \end{aligned}$$

Durch das Zusammenführen der beiden Ansätze erhält man somit

$$q_{ref} = q_{pr} \cdot \frac{1}{\mu_{pr}^2} \cdot \left(\underbrace{\frac{A_{fr}}{A_{ref}}}_k \right)^2 \cdot \frac{T_2}{T_{pr}} = q_{pr} \cdot \frac{k^2}{\mu_{pr}^2} \cdot \frac{T_2}{T_{pr}} \tag{2.44}$$

Der Ausdruck $\frac{\Delta p_{o(2-a)}}{q_2}$ ergibt sich aus der Art des verwendeten Diffusors für die Zufuhr der verdichteten Luft zur Brennkammer. Beim Kurzdifusor ist dies

$$\frac{\Delta p_{o(2-a)}}{q_2} = (1 - \eta_{Diff}) \cdot \left[1 - \left(\frac{A_2}{A_{ref}} \right)^2 \right] = (1 - \eta_{Diff}) \cdot \left[1 - \frac{1}{r^2} \right] \quad (2.45)$$

Setzt man nun die Gleichungen 2.43 bis 2.45 in 2.42 ein, erhält man

$$\frac{\Delta p_z}{q_{ref}} = \frac{\Delta p_{o(2-3)}}{q_{ref}} - (1 - \eta_{Diff}) \cdot (r^2 - 1) + \frac{\mu_{pr}^2}{k^2} \cdot \frac{T_{pr}}{T_2} \quad (2.46)$$

Die dynamischen Drücke sind nach Bernoulli definiert.

$$\frac{\Delta p_z}{q_{ref}} = \frac{\frac{\rho}{2} \cdot c_z^2}{\frac{\rho}{2} \cdot c_{ref}^2} = \left(\frac{c_z}{c_{ref}} \right)^2 \quad (2.47)$$

Jetzt lässt sich das Luftverhältnis des Drallrings neu anschreiben. Gleichung 2.48 wird also zu

$$\mu_z = i \cdot \frac{A_z}{A_{ref}} \cdot \sqrt{\frac{\Delta p_z}{q_{ref}}} \\ \mu_z = i \cdot \frac{A_z}{A_{ref}} \cdot \sqrt{\frac{\Delta p_{o(2-3)}}{q_{ref}} - (1 - \eta_{Diff}) \cdot (r^2 - 1) + \frac{\mu_{pr}^2}{k^2} \cdot \frac{T_{pr}}{T_2}} \quad (2.48)$$

Mit diesem Luftverhältnis kann man jetzt die Luftmenge, die durch den Drallerzeuger in die Primärzone strömt, ermitteln.

$$\dot{m}_z = \mu_z \cdot \dot{m}_l \quad (2.49)$$

In Gleichung 2.48 fehlt noch der Diffusorwirkungsgrad.

Der **Diffusor** ist das Übergangsstück zwischen Verdichteraustritt und Brennkammereintritt. Dabei kommt es beim Durchströmen des Diffusors zu einem Druckverlust. Der Wirkungsgrad des Diffusors stellt ein Maß für diesen Druckverlust dar. Um nun den Wirkungsgrad zu bestimmen, wird nachfolgendes Diagramm (Abbildung 2.8) verwendet.

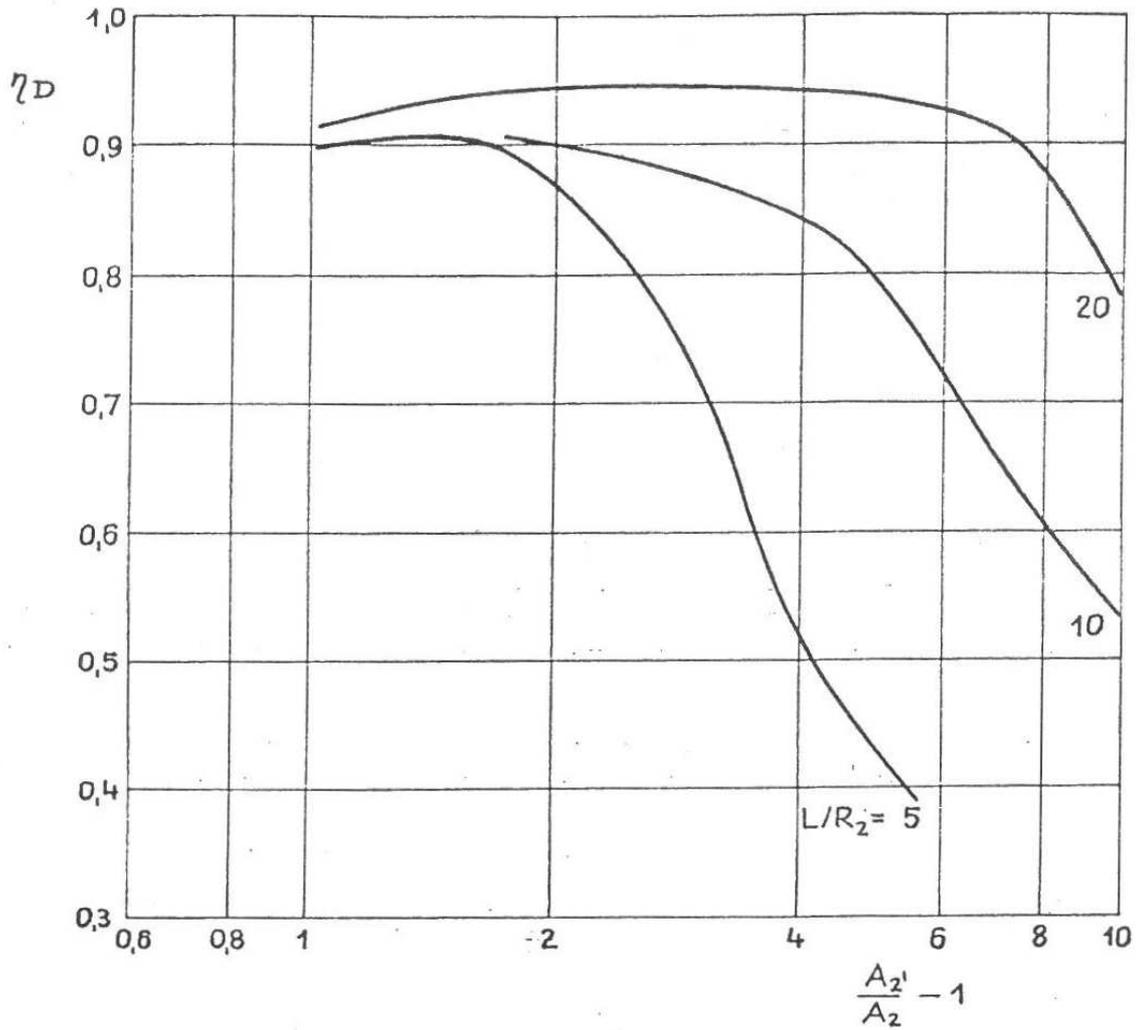


Abbildung 2.8: Wirkungsgrade von Kegelstumpfdiffusoren (empirisch); Quelle: [19]

Dabei ergibt sich der Druckverlust aus der Geometrie, also Durchmesser und Länge des Diffusors.

$$\left(\eta_{Diff} = f\left(\frac{A_{2'}}{A_2} - 1, \frac{L}{R_2}\right) \right) \quad (2.50)$$

Das Flächenverhältnis $\frac{A_{2'}}{A_2} - 1$ ist bereits durch die Abmessungen von Verdichter-Austritt A_2 und Brennkammer-Eintritt $A_{2'}$ gegeben. Die Länge des Diffusors ergibt sich aus der Wahl der Parameterlinie $\frac{L}{R_2}^{-1}$. Für die Auslegung wird ein Kegelstumpfdiffusor gewählt, da er gegenüber dem aerodynamischen Diffusor eine kürzere Baulänge hat.

¹ $R_2 = \frac{d_2}{2}$

Größe der Primärluftlöcher

Durch die Primärluftlöcher muss soviel Masse strömen, dass genug Luft zur Verbrennung vorhanden ist. Wie bereits erwähnt, werden von diesem Massenstrom 50% in der Primärzone rezirkulieren, während die anderen 50% in die Zwischenzone gelangen. Zusätzlich zur Luft aus den Primärluftlöchern strömt noch jene aus dem Dralling.

Formt man nun Gleichung 2.37 um, erhält man die erforderliche Masse durch die Primärluftlöcher.

$$\dot{m} = 2 \cdot (\dot{m}_{pr} - \dot{m}_z) \tag{2.51}$$

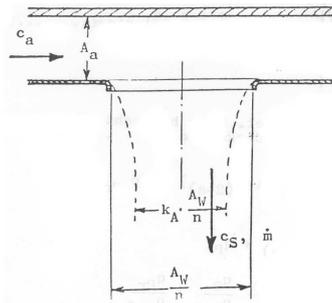


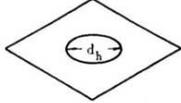
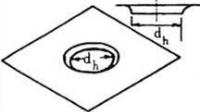
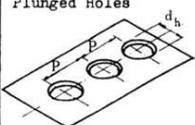
Abbildung 2.9: Luftdurchsatz durch die Primärluftlöcher; Quelle: [19]

Die Massenbilanz durch die Luftlöcher für die Primärzone ergibt also

$$\dot{m} = 2 \cdot (\dot{m}_{pr} - \dot{m}_z) = \rho \cdot k_A \cdot A_w \cdot c_s \tag{2.52}$$

Der Flächenkontraktionskoeffizient k_A gibt dabei an, wie gut der Sekundärluftstrom umlenkt und durch die Primärluftlöcher strömt. Typische Mittelwerte bei Ringrohr-Brennkammern sind für versenkte Löcher $k_A \sim 0,6 - 0,7$ und $k_A \sim 0,35$ für ebene Löcher.

In der Literatur sind die experimentell ermittelten Kontraktionskoeffizienten für verschiedenste Locharten und Durchmesser zu finden [17]. Auszugsweise sind in Abbildung 2.10 für drei Locharten die Kontraktionskoeffizienten dargestellt.

Hole Type and Description	Hole Dimensions	Maximum Discharge Coefficient		Discharge Coefficient		Initial Jet Angle	
		$C_{d,max}$	$\frac{P_{an} - P_{ft}}{q_{an}}$	Figure No.	Curve No.	Figure No.	Curve No.
Flush Round Holes 	d_h						
	0.25 in	0.60	20	15	1	-	-
	0.75 in	0.57	20	15	2	31	2
	1.50 in	0.58	20	15	3	-	-
Plunged Holes 	d_h						
	1.828 in	0.80	15	16	4	31	4
	1.286 in	0.74	15	16	5	-	-
Row of Three Plunged Holes 	d_h P						
	1.25 in 2.86 in	0.7	15	16	6	31	6

Corrected Discharge Coefficient C'_d

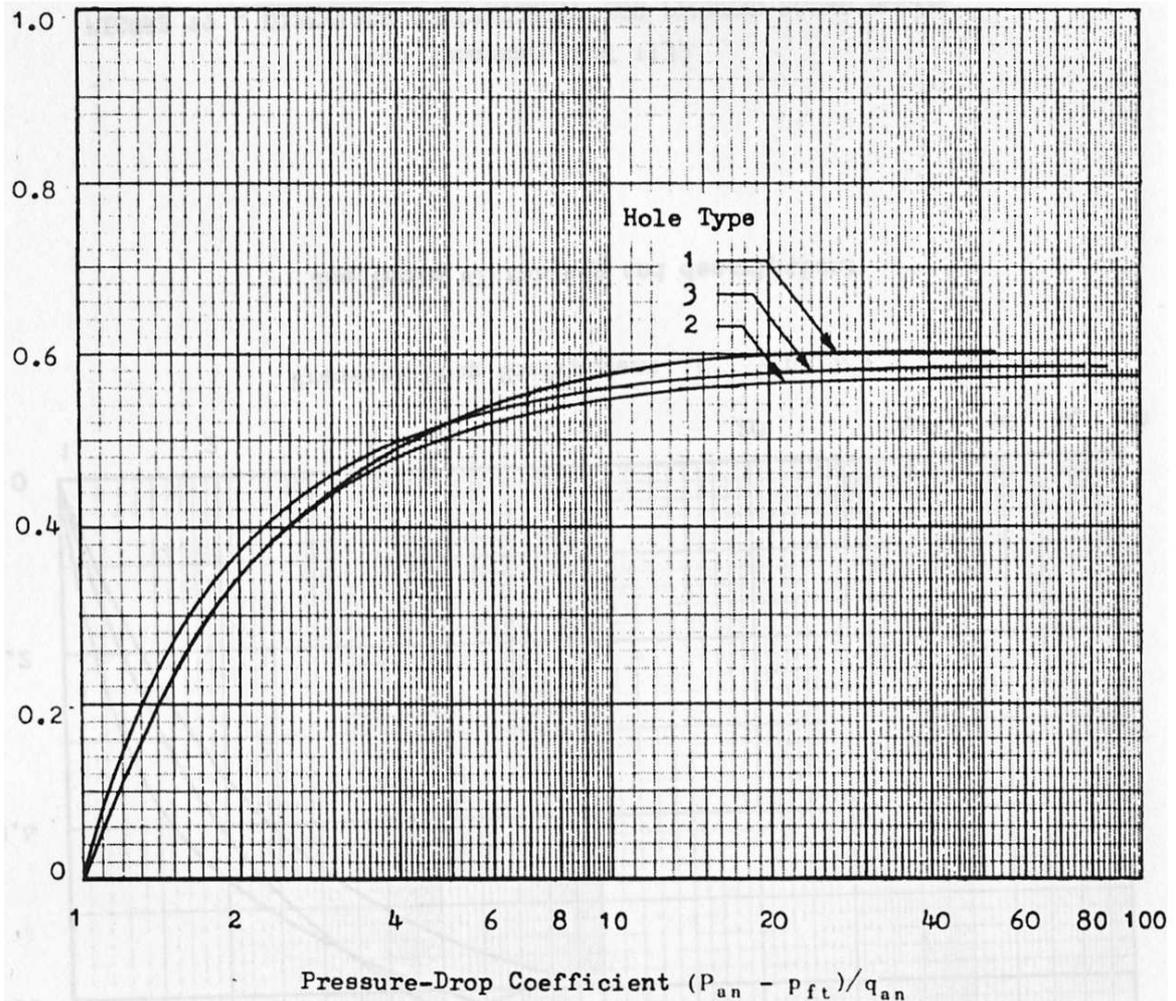


Abbildung 2.10: Flächenkontraktionskoeffizient (oben: Tabellarische Übersicht für ebene und versenkte Löcher, unten: Zur Tabelle gehörendes Diagramm des Flächenkontraktionskoeffizienten in Abhängigkeit vom Druckverlust); Quelle: [17]

Außerhalb des Flammrohres strömt vor den Luftlöchern der Massenstrom $\dot{m}_a = \dot{m}_l - \dot{m}_z$.

$$\dot{m}_l - \dot{m}_z = \rho \cdot A_a \cdot c_a \quad (2.53)$$

Der Energiesatz nach Bernoulli ergibt von einem Punkt vor den Luftlöchern bis in die Löcher

$$\Delta p_{fr} = p_a - p_s = \frac{\rho}{2} \cdot (c_s^2 - c_a^2) = \underbrace{\frac{\rho}{2} \cdot c_a}_{q_a} \cdot \left[\left(\frac{c_s}{c_a} \right)^2 - 1 \right] \quad (2.54)$$

Aus dem Massenerhaltungssatz der Gleichungen 2.52 und 2.53 bekommt man die Geschwindigkeiten für die obige Energiebilanz.

$$\begin{aligned} 2 \cdot (\dot{m}_{pr} - \dot{m}_z) &= \rho \cdot k_A \cdot A_w \cdot c_s \Rightarrow c_s = \frac{2 \cdot (\dot{m}_{pr} - \dot{m}_z)}{\rho \cdot k_A \cdot A_w} \\ \dot{m}_l - \dot{m}_z &= \rho \cdot A_a \cdot c_a \Rightarrow c_a = \frac{\dot{m}_l - \dot{m}_z}{\rho \cdot A_a} \\ \frac{c_s}{c_a} &= \frac{\frac{2 \cdot (\dot{m}_{pr} - \dot{m}_z)}{\rho \cdot k_A \cdot A_w}}{\frac{\dot{m}_l - \dot{m}_z}{\rho \cdot A_a}} = \frac{2 \cdot (\dot{m}_{pr} - \dot{m}_z) \cdot A_a}{(\dot{m}_l - \dot{m}_z) \cdot k_A \cdot A_w} = \frac{2 \cdot (\dot{m}_{pr} - \dot{m}_z) \cdot A_a}{\dot{m}_l \cdot \left(1 - \frac{\dot{m}_z}{\dot{m}_l}\right) \cdot k_A \cdot A_w} \\ \frac{c_s}{c_a} &= \frac{2 \cdot (\mu_{pr} - \mu_z)}{1 - \mu_z} \cdot \frac{A_a}{k_A \cdot A_w} \end{aligned}$$

Aus Gleichung 2.54 wird damit

$$\frac{\Delta p_{fr}}{q_a} = \left[\frac{2 \cdot (\mu_{pr} - \mu_z)}{1 - \mu_z} \cdot \frac{A_a}{k_A \cdot A_w} \right]^2 - 1 \quad (2.55)$$

Unter der Annahme, dass die gesamte kinetische Energie des Luftstrahles verloren geht, erhält man den Gesamtdruckverlust über das Flammrohr.

$$\Delta p_{ofr} = \Delta p_{fr} + \frac{\rho}{2} \cdot c_s^2 = \Delta p_{fr} + \underbrace{\frac{\rho}{2} \cdot c_a^2}_{q_a} \cdot \left[\frac{2 \cdot (\mu_{pr} - \mu_z)}{1 - \mu_z} \cdot \frac{A_a}{k_A \cdot A_w} \right]^2 \quad (2.56)$$

Dividiert man diesen Ausdruck nun durch q_a , erhält man

$$\frac{\Delta p_{ofr}}{q_a} = \frac{\Delta p_{fr}}{q_a} + \left[\frac{2 \cdot (\mu_{pr} - \mu_z)}{1 - \mu_z} \cdot \frac{A_a}{k_A \cdot A_w} \right]^2 = 2 \cdot \left[\frac{2 \cdot (\mu_{pr} - \mu_z)}{1 - \mu_z} \cdot \frac{A_a}{k_A \cdot A_w} \right]^2 - 1 \quad (2.57)$$

Formt man Gleichung 2.59 auf A_w um, erhält man die benötigte Fläche für die Summe aller Primärluftlöcher.

$$A_w = A_a \cdot \left[\frac{k_A \cdot (1 - \mu_z)}{2 \cdot (\mu_{pr} - \mu_z)} \cdot \sqrt{\frac{1}{2} \cdot \left(\frac{\Delta p_{ofr}}{q_a} + 1 \right)} \right]^{-1} \quad (2.58)$$

Hierin lässt sich $\frac{\Delta p_{ofr}}{q_a}$ auch noch anders anschreiben.

$$\frac{\Delta p_{ofr}}{q_a} = \frac{\Delta p_{ofr}}{q_{ref}} \cdot \frac{q_{ref}}{q_a}$$

Der dynamische Druck q_{ref} , der im Referenzquerschnitt anliegt, und der dynamische Druck q_a , im Querschnitt vor den Primärluftlöchern, können mit dem Massenerhaltungssatz angeschlossen werden.

$$\begin{aligned}\dot{m}_l &= c_{ref} \cdot A_{ref} \cdot \rho \Rightarrow c_{ref} = \frac{\dot{m}_l}{\rho \cdot A_{ref}} \\ \dot{m}_a &= \dot{m}_l - \dot{m}_z = \rho \cdot A_a \cdot c_a \Rightarrow c_a = \frac{\dot{m}_l - \dot{m}_z}{\rho \cdot A_a} \\ \frac{c_{ref}}{c_a} &= \frac{\frac{\dot{m}_l}{\rho \cdot A_{ref}}}{\frac{\dot{m}_l - \dot{m}_z}{\rho \cdot A_a}} = \frac{\dot{m}_l}{\dot{m}_l - \dot{m}_z} \cdot \frac{A_a}{A_{ref}} = \frac{1}{1 - \mu_z} \cdot \frac{A_a}{A_{ref}} \\ \frac{q_{ref}}{q_a} &= \left[\frac{1}{1 - \mu_z} \cdot \frac{A_a}{A_{ref}} \right]^2\end{aligned}$$

Ferner kann für die Fläche geschrieben werden

$$A_a = A_{ref} - A_{fr} \Rightarrow \frac{A_a}{A_{ref}} = \frac{A_{ref} - A_{fr}}{A_{ref}} = 1 - \frac{A_{fr}}{A_{ref}} = 1 - k$$

Daraus folgt für $\frac{q_{ref}}{q_a}$

$$\frac{q_{ref}}{q_a} = \frac{(1 - k)^2}{(1 - \mu_z)^2}$$

Woraus wiederum für $\frac{\Delta p_{ofr}}{q_a}$ folgt

$$\frac{\Delta p_{ofr}}{q_a} = \frac{\Delta p_{ofr}}{q_{ref}} \cdot \frac{(1 - k)^2}{(1 - \mu_z)^2} \quad (2.59)$$

Der Druckabfall über das Flammrohr Δp_{ofr} entspricht dem Gesamtdruckabfall der Brennkammer $\Delta p_{o(2-3)}$ abzüglich des Druckverlustes $\Delta p_{o(2-a)}$ vom Eintritt in die Brennkammer bis vor die Luftlöcher.

$$\Delta p_{ofr} = \Delta p_{o(2-3)} - \Delta p_{o(2-a)} \Rightarrow \frac{\Delta p_{ofr}}{q_{ref}} = \frac{\Delta p_{o(2-3)}}{q_{ref}} - \frac{\Delta p_{o(2-a)}}{q_{ref}}$$

In obiger Gleichung entspricht $\frac{\Delta p_{o(2-3)}}{q_{ref}}$ einem Auslegungswert. Für den Druckabfall der Gesamtbrennkammer schreibt man.

$$\underbrace{\frac{\Delta p_{o(2-3)}}{p_2}}_a = \underbrace{\frac{\Delta p_{o(2-3)}}{q_{ref}}}_b \cdot \frac{R_l}{2} \cdot \left[\underbrace{\frac{\dot{m}_l \cdot \sqrt{T_2}}{A_{ref} \cdot p_2}}_c \right]^2 \quad (2.60)$$

(a) ist der relative Gesamtdruckverlust der Brennkammer. Übliche Werte sind 4% (Atlantikflug) bis 10% (Hubtriebwerk).

(b) kann als Druckverlustbeiwert der Brennkammer bezeichnet werden und ist ein fester Wert für eine gegebene Konfiguration.

(c) wird Durchsatzfaktor genannt und entspricht dem reduzierten Massenstrom, bezogen auf die Fläche des Referenzquerschnitts.

Für (a), (b) und (c) gibt es aus der Praxis für die erste Auslegung typische Werte.

Tabelle 2.3: Typische Werte aus der Praxis für die erste Auslegung; Quelle: [19]

	a	b	c
Brennkammertyp	$\frac{\Delta p_{o(2-3)}}{p_2}$	$\frac{\Delta p_{o(2-3)}}{q_{ref}}$	$\frac{\dot{m}_1 \cdot \sqrt{T_2}}{A_{ref} \cdot p_2}$ $\left[\frac{(kg/s) \cdot \sqrt{K}}{m^2 \cdot bar} \right]$
Rohr-BK	0,07	37	360
Ringrohr-BK	0,06	25	410
Ring-BK	0,07	18	520

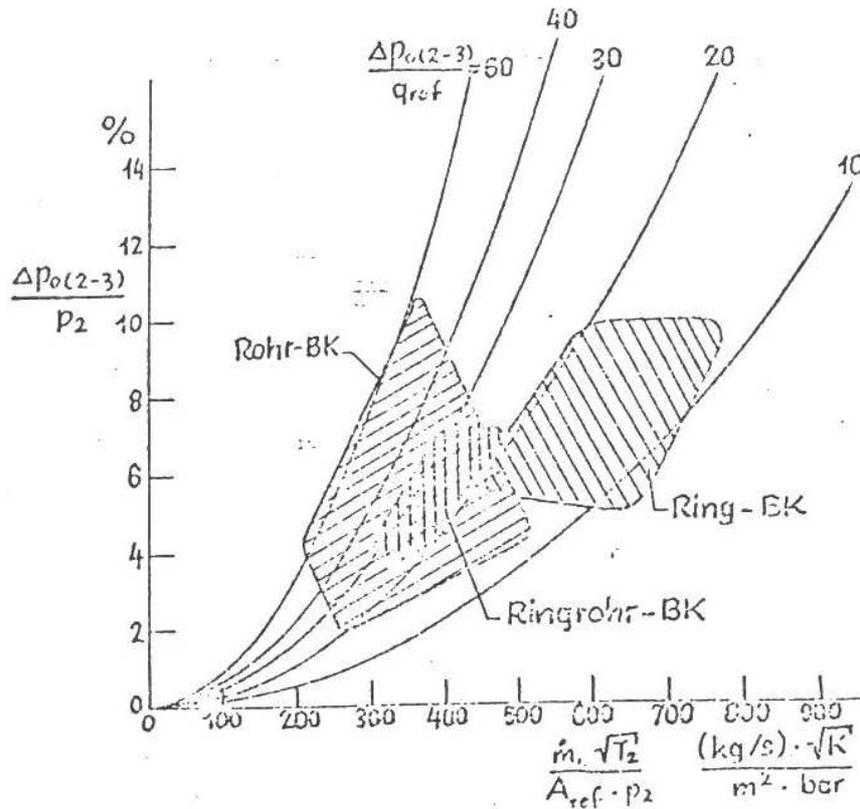


Abbildung 2.11: Auslegungsbereich von Brennkammern; Quelle: [19]

Man wählt also für $\frac{\Delta p_{o(2-3)}}{q_{ref}}$ je nach Bauform der Brennkammer den entsprechenden Wert. Für die Berechnung von $\frac{\Delta p_{ofr}}{q_{ref}}$ fehlt nun noch $\frac{\Delta p_{o(2-a)}}{q_{ref}}$, das in gleicher Weise wie unter Gleichung 2.42 bestimmt wird. Man kann also schreiben

$$\frac{\Delta p_{o(2-a)}}{q_{ref}} = (1 - \eta_{Diff}) \cdot (r^2 - 1)$$

Setzt man dies alles in Gleichung 2.59 ein, erhält man

$$\frac{\Delta p_{ofr}}{q_{ref}} = \left[\frac{\Delta p_{o(2-3)}}{q_{ref}} - (1 - \eta_{Diff}) \cdot (r^2 - 1) \right] \cdot \frac{(1 - k)^2}{(1 - \mu_z)^2} \tag{2.61}$$

Man hat jetzt also eine Gleichung für A_w , in der alle Größen bekannt sind.

$$A_w = A_a \cdot \left[\frac{k_A \cdot (1 - \mu_z)}{2 \cdot (\mu_{pr} - \mu_z)} \cdot \sqrt{\frac{1}{2} \cdot \left\{ \left[\frac{\Delta p_{o(2-3)}}{q_{ref}} - (1 - \eta_{Diff}) \cdot (r^2 - 1) \right] \cdot \frac{(1 - k)^2}{(1 - \mu_z)^2} + 1 \right\}} \right]^{-1} \quad (2.62)$$

Bisher wurde also die benötigte Fläche bestimmt, damit die erforderliche Luftmenge für die Verbrennung in die Primärzone eindringen kann.

Jetzt gilt es zu entscheiden, ob die Luft durch wenige große oder viele kleine Löcher einströmen soll.

Für eine gute Durchmischung in der Primärzone ist es erforderlich, dass die Luftstrahlen tief genug ins Flammrohr eindringen und aufeinander treffen. Hierfür gilt nachfolgende Beziehung.

$$\frac{y_{max}}{d} \approx 3 \dots 4 \cdot \sqrt{\frac{\rho_s \cdot c_s^2}{\rho_i \cdot c_i^2}} \quad (2.63)$$

Wobei man üblicherweise für $y_{max} \approx (1,5 \dots 2,5) \cdot d_{fr}$ wählt.

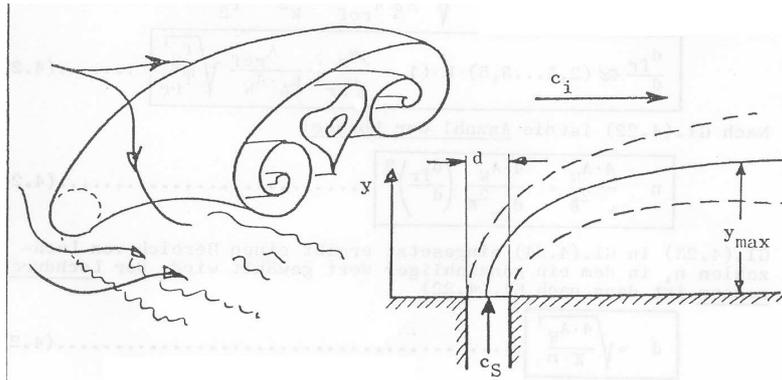


Abbildung 2.12: Eindringtiefe eines Luftstrahls; Quelle: [19]

Somit gelangt man zu 2 Beziehungen:

1. Die Gesamtfläche an Primärluftlöchern muss auf n Bohrungen mit dem Durchmesser d aufgeteilt werden. $A_w = n \cdot \frac{d^2 \cdot \pi}{4}$
2. Aus Gleichung 2.63 für die erforderliche Eindringtiefe des Luftstrahls wird mit der üblichen Annahme: $\frac{d_{fr}}{d} = (1,2 \dots 2,7) \cdot \sqrt{\frac{q_s}{q_{pr}}}$

Aus der ersten Bedingung bekommt man durch Umformen die Anzahl der Luftlöcher für einen gegebenen Durchmesser. Erweitert man jedoch die Gleichung mit einem Nullterm, kann man schreiben

$$A_w = n \cdot \frac{d^2 \cdot \pi}{4} \Rightarrow n = \frac{4 \cdot A_w}{d^2 \cdot \pi} = \frac{4 \cdot A_w}{d^2 \cdot \pi} \cdot \frac{d_{fr}^2}{d_{fr}^2} = \frac{4 \cdot A_w}{d_{fr}^2 \cdot \pi} \cdot \left(\frac{d_{fr}}{d} \right)^2 = \frac{4 \cdot A_w}{d_{fr}^2 \cdot \pi} \cdot \left[(1,2 \dots 2,7) \cdot \sqrt{\frac{q_s}{q_{pr}}} \right]^2$$

Die Anzahl der Löcher hängt also auch von den dynamischen Drücken in den Löchern und der Primärzone ab.

q_s wurde bereits bestimmt.

$$q_s = \frac{\rho}{2} \cdot c_s^2 = \frac{2}{\rho} \cdot \left[\frac{\dot{m}_{pr} - \dot{m}_z}{k_A \cdot A_w} \right]^2$$

q_{pr} errechnet man sich wieder aus der Massenbilanz.

$$\dot{m}_l = \frac{\dot{m}_{pr}}{\mu_{pr}} \Rightarrow \rho_2 \cdot c_2 \cdot A_2 = \frac{1}{\mu_{pr}} \cdot \rho_{pr} \cdot c_{pr} \cdot A_{fr}$$

Auch hier lässt sich die Gleichung wieder auf zwei Arten umformen.

$$(1) \quad \underbrace{\frac{\rho_2^2 \cdot c_2}{2 \cdot q_2} \cdot \frac{A_2}{c_2}} = \frac{1}{\mu_{pr}} \cdot \underbrace{\rho_{pr} \cdot c_{pr}^2}_{2 \cdot q_{pr}} \cdot \frac{A_{fr}}{c_{pr}}$$

$$q_2 = q_{pr} \cdot \frac{A_{fr}}{A_2} \cdot \frac{1}{\mu_{pr}} \cdot \frac{c_2}{c_{pr}}$$

$$(2) \quad \frac{c_2}{c_{pr}} = \frac{1}{\mu_{pr}} \cdot \frac{\rho_{pr}}{\rho_2} \cdot \frac{A_{fr}}{A_2}$$

Und man kann auch hier wieder annehmen, dass die Drücke annähernd gleich groß sind.

$$p_{pr} = p_2 \Rightarrow \frac{\rho_{pr}}{\rho_2} \approx \frac{T_2}{T_{pr}}$$

$$\Rightarrow \frac{c_2}{c_{pr}} = \frac{1}{\mu_{pr}} \cdot \frac{T_2}{T_{pr}} \cdot \frac{A_{fr}}{A_2}$$

Führt man nun beide Ansätze zusammen, folgt

$$q_2 = q_{pr} \cdot \left(\frac{A_{fr}}{A_2} \right)^2 \cdot \frac{1}{\mu_{pr}^2} \cdot \frac{T_2}{T_{pr}}$$

mit $\frac{A_{fr}}{A_2} = \frac{A_{fr}}{A_2} \cdot \frac{A_{ref}}{A_{ref}} = \frac{A_{fr}}{A_{ref}} \cdot \frac{A_{ref}}{A_2} = k \cdot r$

$$q_2 = q_{pr} \cdot \left(\frac{k \cdot r}{\mu_{pr}} \right)^2 \cdot \frac{T_2}{T_{pr}} \Rightarrow q_{pr} = q_2 \cdot \left(\frac{\mu_{pr}}{k \cdot r} \right)^2 \cdot \frac{T_{pr}}{T_2} = \frac{q_2}{q_{ref}} \cdot q_{ref} \cdot \left(\frac{\mu_{pr}}{k \cdot r} \right)^2 \cdot \frac{T_{pr}}{T_2}$$

$\frac{q_2}{q_{ref}}$ wurde bereits bestimmt und entspricht r^2 , q_{ref} selbst lässt sich mit Hilfe des Massenerhaltungssatzes errechnen.

$$q_{ref} = \frac{\rho}{2} \cdot \left(\frac{\dot{m}_l}{\rho \cdot A_{ref}} \right)^2 = \frac{1}{2} \cdot \frac{\dot{m}_l^2}{\rho \cdot A_{ref}^2}$$

Woraus für q_{pr} folgt

$$q_{pr} = \frac{\dot{m}_l^2}{2 \cdot \rho \cdot A_{ref}^2} \cdot \frac{\mu_{pr}^2}{k^2} \cdot \frac{T_{pr}}{T_2}$$

Damit kann man $\frac{d_{fr}}{d}$ ausdrücken als

$$\frac{d_{fr}}{d} \approx (1, 2 \dots 2, 7) \cdot \sqrt{\frac{\frac{2}{\rho} \cdot \left[\frac{\dot{m}_{pr} - \dot{m}_z}{k_A \cdot A_w} \right]^2}{\frac{\dot{m}_l^2}{2 \cdot \rho \cdot A_{ref}^2} \cdot \frac{\mu_{pr}^2}{k^2} \cdot \frac{T_{pr}}{T_2}}} = (2, 5 \dots 5, 5) \cdot k \cdot \left(1 - \frac{\mu_z}{\mu_{pr}} \right) \cdot \frac{A_{ref}}{k_A \cdot A_w} \cdot \sqrt{\frac{T_2}{T_{pr}}}$$

Somit entspricht die Anzahl der Löcher

$$n = \frac{4 \cdot A_w}{d_{fr}^2} \cdot \left[(2, 5 \dots 5, 5) \cdot k \cdot \left(1 - \frac{\mu_z}{\mu_{pr}} \right) \cdot \frac{A_{ref}}{k_A \cdot A_w} \cdot \sqrt{\frac{T_2}{T_{pr}}} \right]^2 \tag{2.64}$$

Für die Anzahl n an Löchern ist ein geradzahlgiger Wert zu wählen. Der Durchmesser ergibt sich somit aus der Gesamtfläche der Primärluftbohrungen zu

$$d = \sqrt{\frac{4 \cdot A_w}{n \cdot \pi}} \tag{2.65}$$

Länge der Primärzone

Um eine gute Rezirkulation in der Primärzone zu erreichen, sollte diese in etwa $0,5 \cdot d_{fr}$ lang sein (siehe Abbildung 2.6).

2.1.5 Zwischenzone

Massenströme

50% der Luft, die durch die Primärluftlöcher strömt, gelangt direkt in die Zwischenzone. Zu diesem Massenstrom kommt nun noch jener, der über die Zwischenluftlöcher zugeführt wird. Die Luftmenge, die in die Zwischenzone strömt, ergibt sich also zu:

$$\dot{m}_{zw} = 0,5 \cdot \dot{m} + \dot{m}' \tag{2.66}$$

Daher erhält man in der Zwischenzone ein Luftverhältnis von:

$$\lambda_{zw} = \frac{\dot{m}_{pr} + \dot{m}_{zw}}{L_{min} \cdot \dot{m}_{pr}} = \frac{\dot{m}_z + \dot{m} + \dot{m}'}{L_{min} \cdot \dot{m}_{pr}}$$

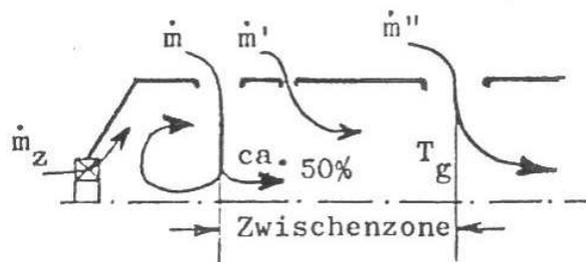


Abbildung 2.13: Massenströme in der Zwischenzone; Quelle: [19]

Das Luftverhältnis hängt von der Temperatur T_g beim Austritt der Zwischenzone ab. Diese Temperatur ist für die erste Auslegung zunächst frei wählbar.

Dabei ist darauf zu achten, dass ein zu hohes T_g eine unvollständige Rekombination der dissoziierten Abgase und starke NO-Bildung bedingt. Eine zu niedrige Temperatur führt jedoch zum Einfrieren der dissoziierten Anteile aus der Primärzone. Dadurch kommt es zu Wärmeverlusten aufgrund unvollständiger Verbrennung. Ebenfalls friert die CO - Oxidation ein.

Ein guter Kompromiss für die erste Annahme von T_g liegt zwischen $T_g = 1700 \dots 1800K$.

Man kann nun das λ_{zw} in Abhängigkeit von $\Delta T = T_g - T_2$ anhand eines Diagramms ermitteln.

Mit Hilfe von λ_{zw} kann man wiederum ein Luftverhältnis für die Zwischenzone definieren.

$$\frac{\lambda_{zw}}{\lambda} = \frac{\dot{m}_{pr} + \dot{m}_{zw}}{\dot{m}_l} = \mu_{pr} + \mu_{zw} \Rightarrow \mu_{zw} = \frac{\lambda_{zw}}{\lambda} - \mu_{pr} \quad (2.67)$$

Damit lässt sich nun die Menge an Luft, die in die Zwischenzone strömt, errechnen.

$$\dot{m}_{zw} = \mu_{zw} \cdot \dot{m}_l \quad (2.68)$$

Größe der Zwischenluftlöcher

Die Berechnung erfolgt analog zu den Primärluftlöchern, wodurch man zunächst die benötigte Gesamtfläche an Zwischenluftlöchern errechnet. Hierfür ist der Massenstrom an Luft durch die Zwischenluftlöcher \dot{m}' gegeben:

$$\dot{m}' = \dot{m}_{zw} - 0,5 \cdot \dot{m} = \dot{m}_{zw} - \dot{m}_{pr} + \dot{m}_z = \rho \cdot k'_A \cdot A'_w \cdot c'_s$$

Und vor den Zwischenluftlöchern strömt

$$\dot{m}'_a = \dot{m}_l - \dot{m}_z - \dot{m} = \dot{m}_l - \dot{m}_z - 2 \cdot (\dot{m}_{pr} - \dot{m}_z) = \dot{m}_l - 2 \cdot \dot{m}_{pr} + \dot{m}_z = \rho \cdot A_a \cdot c'_a$$

Daraus ergibt sich jetzt die Gesamtfläche der Luftlöcher.

$$A'_w = A_a \cdot \left[\frac{k'_A \cdot (1 - 2 \cdot \mu_{pr} + \mu_z)}{\mu_{zw} - \mu_{pr} + \mu_z} \right]^{-1} \cdot \left[\sqrt{\frac{1}{2} \cdot \left\{ \left[\frac{\Delta p_{o(2-3)}}{q_{ref}} - (1 - \eta_{Diff}) \cdot (r^2 - 1) \right] \cdot \left[\frac{(1-k)}{1 - 2 \cdot \mu_{pr} + \mu_z} \right]^2 + 1 \right\}} \right]^{-1}$$

Durchmesser und Anzahl der Bohrungen müssen auch wieder unter Berücksichtigung der Eindringtiefe der Strahlen ausgewählt werden.

Die Luftstrahlen der Primärluftlöcher dringen bis in achsnahere Bereiche des Flammrohres vor. Deshalb sollen die Luftstrahlen der Zwischenluftlöcher nicht so tief eindringen, sondern sich mit den heißen Abgasen der Primärzone weiter außen mischen.

Somit sind übliche Annahmen für die Eindringtiefe:

$$y_{max} = (0,2 \dots 0,25) \cdot d_{fr}$$

Auch für die Zwischenluftlöcher lässt sich ein Verhältnis von Flammrohrdurchmesser zu Bohrungsdurchmesser definieren.

$$\frac{d_{fr}}{d'} \approx (12 \dots 20) \cdot k \cdot \left(\frac{\mu_{zw}}{\mu_{pr}} + \frac{\mu_z}{\mu_{pr}} - 1 \right) \cdot \frac{A_{ref}}{k'_A \cdot A'_w} \cdot \sqrt{\frac{T_2}{T_{pr}}}$$

Für die Gesamtfläche an Bohrungen gilt die übliche Beziehung

$$A'_w = n' \cdot \frac{d'^2 \cdot \pi}{4}$$

woraus sich wieder die Anzahl an Bohrungen definieren lässt.

$$\begin{aligned} n' &= \frac{4 \cdot A'_w}{d'^2 \cdot \pi} = \frac{4 \cdot A'_w}{d_{fr}^2 \cdot \pi} \cdot \left(\frac{d_{fr}}{d'} \right)^2 \\ &= \frac{4 \cdot A'_w}{d_{fr}^2 \cdot \pi} \left[(12 \dots 20) \cdot k \cdot \left(\frac{\mu_{zw}}{\mu_{pr}} + \frac{\mu_z}{\mu_{pr}} - 1 \right) \cdot \frac{A_{ref}}{k'_A \cdot A'_w} \cdot \sqrt{\frac{T_2}{T_{pr}}} \right]^2 \end{aligned} \quad (2.69)$$

Auch hier ist die Anzahl der Bohrungen auf eine ganze Zahl zu runden. Somit kann der Durchmesser der Zwischenluftlöcher berechnet werden.

$$d' = \sqrt{\frac{4 \cdot A'_w}{n' \cdot \pi}} \quad (2.70)$$

Länge der Zwischenzone

Der übliche Auslegungsbereich liegt bei $l_{zw} \approx (0,65 \dots 1,25) \cdot d_{fr}$. Für niedrigen Kraftstoffverbrauch sollte $l_{zw} > 0,75 \cdot d_{fr}$ sein. Sollte eine kurze Bauweise, wie z. B. bei Hubtriebwerken nötig sein, gilt $l_{zw} \approx 0,4 \cdot d_{fr}$.

2.1.6 Mischzone

Massenströme

Die benötigte bzw. zur Verfügung stehende Luftmenge für die Mischzone wird ohne Berücksichtigung der Kühlluft ermittelt.

Daher ergibt sich für die durch die Mischluftlöcher in das Flammrohr eindringende Luftmenge:

$$\dot{m}'' = \dot{m}_l - (\dot{m} + \dot{m}' + \dot{m}_z) = \dot{m}_l - \dot{m}_{pr} - \dot{m}_{zw} \quad (2.71)$$

Auch hier wird das Luftverhältnis wie gewohnt ermittelt.

$$\mu_m = \frac{\dot{m}''}{\dot{m}_l}$$

Da sich die Luftverhältnisse alle auf den Gesamtmassenstrom an Luft für die Brennkammer beziehen, muss die Summe aller Luftverhältnisse der Zonen (Primär-, Zwischen-, Mischzone) 1 ergeben. Man kann das Mischluftverhältnis also auch so definieren:

$$\mu_m = 1 - \mu_{pr} - \mu_{zw} \quad (2.72)$$

Das Luftverhältnis durch den Dralling taucht hier nicht auf, da es bereits im Primärluftverhältnis enthalten ist (zur Erinnerung: $\dot{m}_{pr} = 0,5 \cdot \dot{m} + \dot{m}_z$).

Es gilt aber zusätzlich noch zu beachten, dass das Mischluftverhältnis von weiteren Parametern abhängt. Wie man anhand des nachfolgenden Diagramms (Abbildung 2.14) erkennen kann, hängt μ_m von der Eintrittstemperatur T_2 in die Brennkammer, von der Temperaturerhöhung $T_3 - T_2$, sowie vom Luft-Kraftstoff-Verhältnis $\frac{\dot{m}_L}{\dot{m}_{br}}$ und von der Austrittstemperatur T_g aus der Zwischenzone ab.

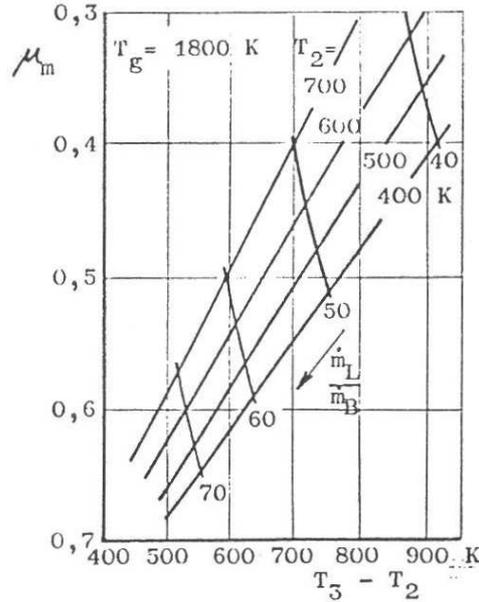


Abbildung 2.14: Abhängigkeit des Mischluftverhältnisses; Quelle: [19]

Größe der Mischluftlöcher

Es wird auch hier wieder das Berechnungsschema der Primärluftlöcher angewandt. Berücksichtigt man, wie eingangs des Kapitels 2.1.6 erwähnt, die Kühlluft nicht, so entspricht die durch die Mischluftlöcher strömende Luftmenge der Menge an Luft vor den Mischluftbohrungen.

$$\dot{m}'' = \dot{m}_a'' = \dot{m}_l - \dot{m}_{pr} - \dot{m}_{zw}$$

Daraus ergibt sich wie bei den anderen Bohrungen zuvor eine benötigte Gesamtfläche an Luftlöchern.

$$A_w'' = A_a \cdot \left[k_A'' \cdot \sqrt{\frac{1}{2} \cdot \left\{ \left[\frac{\Delta p_{o(2-3)}}{q_{ref}} - (1 - \eta_{Diff}) \cdot (r^2 - 1) \right] \cdot \left[\frac{(1 - k)^2}{\mu_m} + 1 \right] \right\}} \right]^{-1} \quad (2.73)$$

Die Anzahl und Größe der Mischluftbohrungen richtet sich im Gegensatz zu den anderen Bohrungen nicht nur nach der Eindringtiefe der Luftstrahlen, sondern auch nach der sogenannten Radialen Temperaturungleichförmigkeit (RTU) am Brennkammeraustritt.

$$RTU = \frac{T_{3max} - \bar{T}_3}{\bar{T}_3 - T_2} \quad (2.74)$$

\bar{T}_3 ist darin der Mittelwert der Temperatur am Brennkammeraustritt.

Anhand dieses Ausdrucks erkennt man also, dass ein großes RTU eine starke Ungleichförmigkeit ($T_{3max} - \bar{T}_3$ ist groß - Auftreten eines Hotspot's an einer Stelle der Statorreihe) der Temperaturverteilung am Austritt aus der Brennkammer bedeutet und ist daher unerwünscht. Für die Wahl von Größe und Anzahl der Mischluftlöcher gibt es nun zwei Grenzfälle, die sich auf das RTU auswirken.

1. Viele kleine Löcher: Im achsnahen Bereich ist die Durchdringung mit Mischluft gering, wodurch ein heißer Kern in der Mischzone verbleibt, der ein großes RTU bedingt.
2. Wenige große Löcher: Im Gegensatz zum vorherigen Grenzfall ist die Eindringtiefe nun zu groß, wodurch sich ein relativ kalter Kern in der Mischzone ergibt. Hier ist das RTU ebenfalls groß.

Ein gutes Verhältnis von n'' zu d'' liegt zwischen den beiden Grenzfällen, kann im allgemeinen aber nur experimentell ermittelt werden.

Bei Versuchen haben sich folgende Zusammenhänge für die optimale Temperaturverteilung ergeben.

$$\frac{d_{fr}}{n'' \cdot d_s} = f(\mu_m)$$

Dabei ist d_s der Durchmesser des Luftstrahls und folgt der Beziehung

$$d_s = \sqrt{k''_A} \cdot d''$$

Der Ausdruck $\frac{d_{fr}}{n'' \cdot d_s}$ lässt sich durch Erweitern des Zählers und Nenners mit π deutlicher interpretieren.

$$\frac{\pi \cdot d_{fr}}{n''} = \frac{\text{Länge des Bogens } B}{\text{Strahlumfang}}$$

Somit kann man sagen, dass laut Diagramm (Abbildung 2.17) kleine Lochabstände relativ zum Strahlumfang dann von Vorteil sind, wenn die Mischluftmenge groß ist.

Die gesamte Fläche der Löcher ergibt sich wie gehabt, wobei hier noch die Anzahl der Flammrohre berücksichtigt wird.

$$A''_w = i \cdot n'' \cdot \frac{d''^2 \cdot \pi}{4} = i \cdot n'' \cdot \frac{d_s^2 \cdot \pi}{4 \cdot k''_A}$$

$\frac{d_{fr}}{n'' \cdot d_s}$ ergibt umgeformt

$$d_{fr} = n'' \cdot d_s \cdot \left(\frac{d_{fr}}{n'' \cdot d_s} \right)$$

Setzt man dies in die obige Beziehung für n'' ein, erhält man eine Lochzahl je Flammrohr.

$$n'' = \frac{\pi}{4} \cdot \frac{i \cdot d_{fr}^2}{k''_A \cdot A''_w \cdot \left(\frac{d_{fr}}{n'' \cdot d_s} \right)^2} \tag{2.75}$$

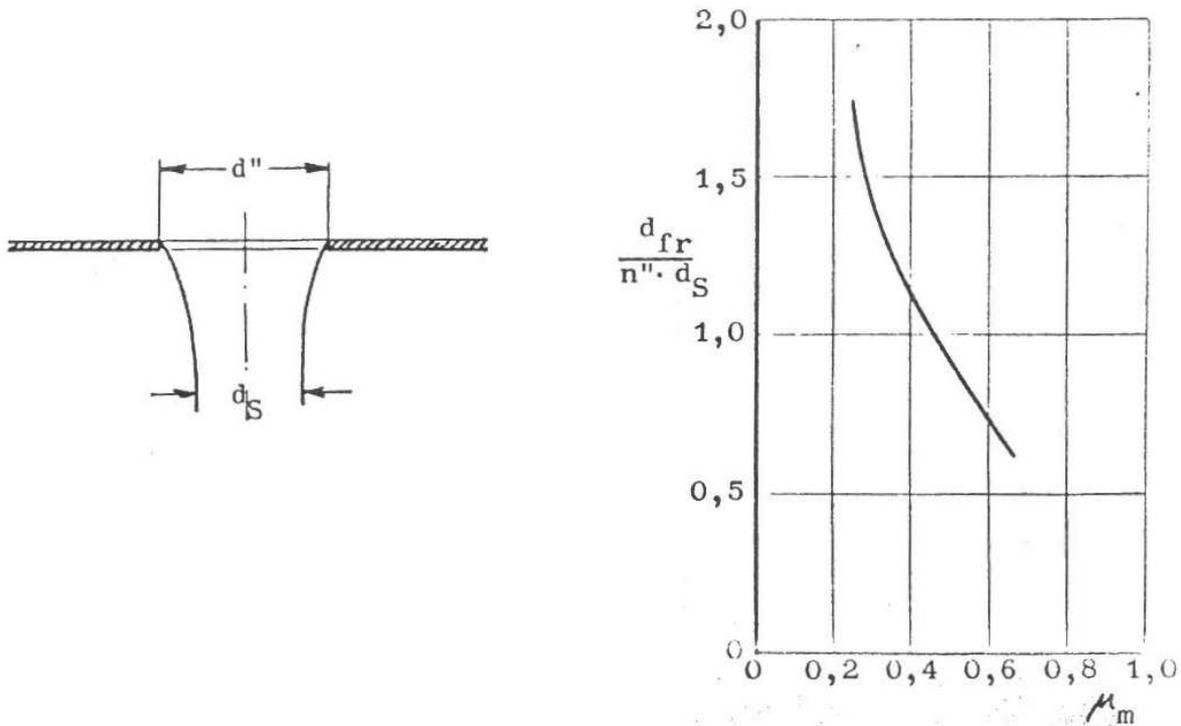


Abbildung 2.15: $\frac{d_{fr}}{n'' \cdot d_s} = f(\mu_m)$; Quelle: [19]

Und ebenso erhält man auf gewohnte Weise die Größe der Bohrungen.

$$d'' = \sqrt{\frac{4 \cdot A''_w}{\pi \cdot n'' \cdot i}} \tag{2.76}$$

Es kann nun vorkommen, dass die Lochzahl kleiner als 5 oder 6 ist. Dies tritt meist bei Brennkammern mit geringem Druckverlust ($\frac{\Delta p_{o(2-3)}}{q_{ref}}$ ist klein) und großer Temperaturerhöhung (kleines μ_m) auf. Dadurch hat man dann wenige Strahlen, die sich schlecht mischen. Ein Großteil der Heißgasmenge gelangt daher durch die Mischzone, ohne sich mit der Mischluft zu vermischen, was zu einer ungleichförmigen Temperaturverteilung am Austritt der Brennkammer führt.

Dies sollte, wie eingangs schon erwähnt, vermieden werden. Man muss also $\frac{\Delta p_{o(2-3)}}{q_{ref}}$ erhöhen und die Auslegung der Brennkammer nochmals durchführen.

Länge der Mischzone

Bisher ist es noch nicht möglich, die minimale Länge der Mischzone für ein gefordertes RTU zu berechnen. Man ist daher auf Diagramme, die experimentell ermittelt wurden, angewiesen. Man kann aber sagen, dass ein großer Druckabfall grundsätzlich gut ist, da er die Mischung begünstigt, weil die kalte Luft die heißen Gase besser durchdringt und mehr Turbulenz erzeugt. Starke Turbulenzen aufgrund eines hohen Druckabfalls sind auch für die Primärzone von Vorteil, da sie Rußbildung vermeiden.

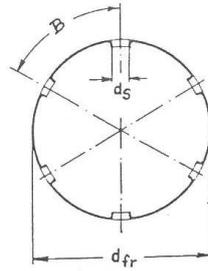


Abbildung 2.16: Verteilung der Mischluftbohrungen am Umfang des Flammrohres; Quelle: [19]

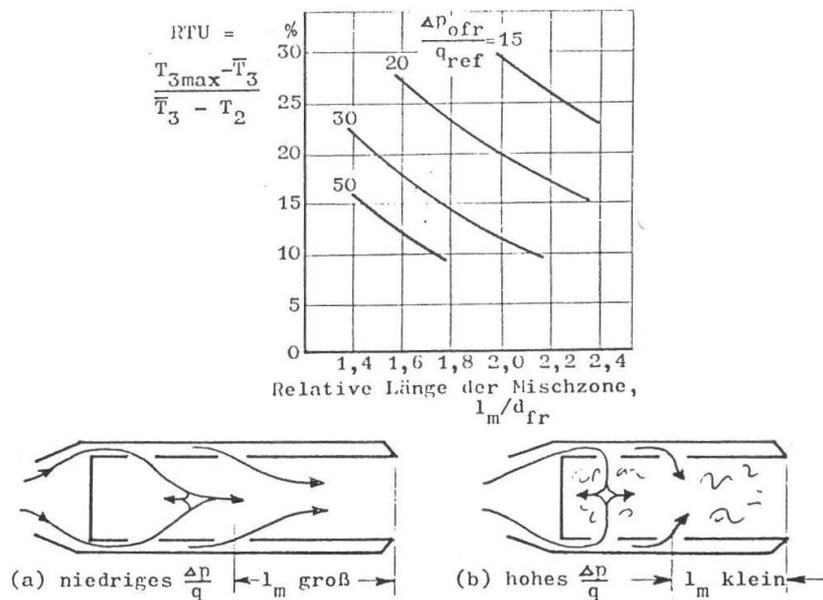


Abbildung 2.17: Länge der Mischzone; Quelle: [19]

2.2 Kühlung eines Flammrohres

Die Vorgehensweise zur Bestimmung der Kühlluftmenge entstammt dem Buch „The Design and Performance of Gas-Turbine Combustion Chambers“ [16].

Die Kühlung des Flammrohres erfolgt mit Sekundärluft. Dabei wird diese Luft über entsprechende Öffnungen im Flammrohr ins Innere geleitet. Dort bildet sich entlang der inneren Flammrohrwand ein Kühlfilm aus, um die Wärmeübertragung durch Konvektion zu vermindern.

Ein Maß, das die erforderliche Menge an Kühlluft bestimmt, ist dabei also die Temperatur der Flammrohrwand. Die Lebensdauer des Flammrohres hängt von den mechanischen und vor allem thermischen Belastungen, denen es ausgesetzt ist, ab. Bei zu hohen Temperaturen kommt es zu:

1. Einbeulen des Flammrohres. Dies beeinträchtigt die Kühlmechanismen, verstärkt die

Überhitzung und bewirkt eine Erhöhung der Radialen - Temperatur - Ungleichförmigkeit (RTU) am Austritt der Brennkammer.

2. Oxidation des Flammrohres. Dadurch wird die Festigkeit des Werkstoffs verringert.
3. Rissbildung bei Spannungsspitzen und Einbuchtungen. Im Extremfall brechen Teile der Flammrohrwand aus und gelangen in die Turbine.

Maßnahmen zur Reduzierung der Wandtemperatur sind Filmkühlung und vor allem auch die Reduzierung der Leuchtkraft der Flamme. Durch eine gute Mischung von Kraftstoff mit Luft reduziert sich die Leuchtkraft der Flamme (nicht-leuchtende Flamme).

Die Verwendung von Kühlluft hat aber nur dann Sinn, wenn die Wärmeübertragung durch Konvektion größer als die durch Strahlung ist. In den meisten Fällen kann aber davon ausgegangen werden, dass die Wärmeübertragung durch Konvektion überwiegt.

Um die benötigte Menge an Kühlluft zu ermitteln, geht man folgendermaßen vor:

1. Berechnen der adiabaten Flammentemperatur
2. Aufstellen der Wärmebilanz am Flammrohr mit der adiabaten Flammentemperatur
⇒ Ermitteln der maximalen Temperatur der Flammrohrwand (adiabat)
3. Wärmeverluste der Brennkammer bestimmen
4. Tatsächliche Flammentemperatur mit Wärmeverlusten bestimmen
5. Neue Wärmebilanz am Flammrohr aufstellen (mit Wärmeverlusten)
⇒ Ermitteln der maximalen Wandtemperatur am Flammrohr
6. Festlegen der notwendigen Kühlluftmenge zum Absenken der Wandtemperatur

2.2.1 Berechnung der adiabaten Flammentemperatur

Die adiabate Flammentemperatur wird als Ausgangsbasis zur Erstellung der Wärmebilanz an der Flammrohrwand verwendet.

Man erhält die adiabate Flammentemperatur durch folgende Annahmen:

1. vollständige, stöchiometrische Verbrennung des Kraftstoffs
2. ideal wärmegeämmte (adiabate) Brennkammer

Durch diese Annahmen entspricht die errechnete Temperatur der maximal erreichbaren Abgastemperatur.

Die Energiebilanz für eine adiabate Brennkammer lautet [22]:

$$\begin{aligned} \dot{Q}_{zu} &= \dot{Q}_{ab} \\ H_{zu,br} + H_{br} + H_l &= H_{Abg}. \end{aligned} \tag{2.77}$$

Die einzelnen Komponenten sind wie folgt definiert:

- $H_{zu,br} = \dot{m}_{br} \cdot H_u$ ist die Energiezufuhr durch den Brennstoff

- $H_{br} = \dot{m}_{br} \cdot c_{p,br}|_0^{t_{br}} \cdot t_{br}$ entspricht jener Energie, die aufgrund der Temperatur, mit der der Brennstoff zugeführt wird, in das System eingebracht wird.
- $H_l = \dot{m}_l \cdot c_{p,l}|_0^{t_l} \cdot t_l$ ist die aufgrund der Temperatur, mit der die Luft zugeführt wird, in das System eingebrachte Energie.
- $H_{Abg.} = \dot{m}_{Abg.} \cdot c_{p,Abg.}|_0^{t_v} \cdot t_v$ entspricht der Energie des Abgases bzw. der Brennerleistung im Fall der adiabaten Brennkammer (bei der nicht adiabaten Brennkammer entspricht die Brennerleistung der zugeführten Wärmemenge - $\dot{Q}_{zu} = \dot{Q}_{Brenner}$), wobei t_v die adiabate Flammentemperatur ist.

Anhand der Energiebilanz nach Gleichung 2.80 lässt sich t_v nicht explizit berechnen, da die spezifische Wärmekapazität des Abgases von der gesuchten Temperatur abhängt.

$$\dot{m}_{br} \cdot H_u + \dot{m}_{br} \cdot c_{p,br}|_0^{t_{br}} \cdot t_{br} + \dot{m}_l \cdot c_{p,l}|_0^{t_l} \cdot t_l = \dot{m}_{Abg.} \cdot c_{p,Abg.}|_0^{t_v} \cdot t_v \quad (2.78)$$

Eine einfache Möglichkeit aus Gleichung 2.78 doch eine Lösung zu erhalten, stellt die lineare Interpolation dar. Man nimmt einfach zwei Flammentemperaturen (t_{v1}, t_{v2}) an und errechnet sich daraus die Abgasenthalpien ($H_{Abg.1}, H_{Abg.2}$):

$$t_v = t_{v1} + \frac{(H_{zu,br} + H_{br} + H_l) - H_{Abg.1}}{H_{Abg.2} - H_{Abg.1}} \cdot (t_{v2} - t_{v1}) \quad (2.79)$$

2.2.2 Wärmebilanz am Flammrohr (adiabate Flammentemperatur)

Anhand der adiabaten Flammentemperatur t_v hat man nun einen Anhaltspunkt für die Wärmebilanz an der Flammrohrwand.

Hierfür wird eine vereinfachte Energiebilanz angesetzt.

Es gibt vier Komponenten für den Wärmetransport. Und zwar Strahlung und Konvektion aufgrund der Flamme innerhalb des Flammrohres, sowie Strahlung und Konvektion im Ringspalt zwischen Flammrohr und Druckmantel. Eine Kühlung des Flammrohres wird hier nicht berücksichtigt. Mit diesem Ansatz erhält man die maximal mögliche Temperatur der Flammrohrwand (adiabate Flammentemperatur, keine Kühlung).

Somit hat die Energiebilanz folgende Gestalt (R steht für Strahlung und C für Konvektion):

$$\underbrace{R_1 + C_1}_{\text{im Flammrohr}} = \underbrace{R_2 + C_2}_{\text{im Ringspalt}} \quad (2.80)$$

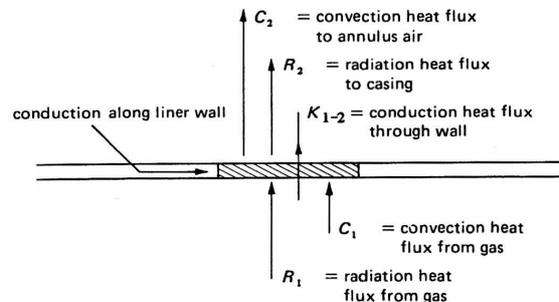


Abbildung 2.18: Wärmebilanz an der Flammrohrwand; Quelle: [14]

Wärmetransport durch Strahlung

Jeder Körper, dessen Oberfläche strahlungsundurchlässig ist, emittiert bei einer Temperatur $T \neq 0$ Energie in Form von Wärmestrahlung. Bei der Wärmestrahlung ist die Ausbreitung im Gegensatz zur Konvektion nicht an ein Trägermedium gebunden.

Durch Emission und Absorption von Oberflächen unterschiedlicher Temperatur findet zwischen diesen beiden Oberflächen ein Wärmeaustausch durch Strahlung statt.

Haben beide Körper die gleiche Temperatur, so ist der resultierende Wärmestrom, der über die Oberfläche ausgetauscht wird, Null.

Je nach Temperatur strahlt ein schwarzer Körper eine ganz charakteristische Wärmemenge (Strahlungsenergie) ab. Diese, als je Flächeneinheit abgegebene Strahlungsleistung, kann mittels der Gleichung von Stefan-Boltzmann berechnet werden [20].

$$E_s = \sigma \cdot T^4 \quad (2.81)$$

σ ist die Strahlungskonstante der schwarzen Oberfläche. Die Strahlungskonstante gibt jene Wärmeleistung an, die ein ideal schwarzer Körper (Absorptionsgrad = Emissionsgrad = 1) maximal an thermischer Leistung je Flächeneinheit abstrahlen kann.

$$\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{W/m}^2 \text{K}^4$$

Somit ist die maximal emittierbare Leistung des schwarzen Körpers mit der Fläche A

$$\dot{Q} = \sigma \cdot A \cdot T^4 \quad (2.82)$$

Für die **Strahlungswärme der Flamme** verwendet man die zuvor errechnete adiabate Flammentemperatur ($T_{ft} = t_v + 273$).

Wenn man die Flamme als grauen Strahler bei einer Temperatur von T_{ft} und das Flammrohr zuerst als schwarzen Körper mit der Wandtemperatur T_w annimmt, so stellt sich ein Netto-Wärmestrom R_1 ein.

$$R_1 = \sigma \cdot (\varepsilon_{ft} \cdot T_{ft}^4 - \alpha_{ft} \cdot T_w^4) \quad (2.83)$$

In obiger Gleichung entspricht ε_{ft} der emittierten Strahlungswärme der Flamme bei der Temperatur T_{ft} und α_{ft} der absorbierten Strahlungswärme der Flamme.

Nun ist es aber so, dass das Flammrohr kein schwarzer Körper ist und einen Absorptionsgrad $\alpha'_w \neq 1$ besitzt.

Ein Teil, der auf das Flammrohr treffenden Strahlung, α_w wird dort absorbiert. Der Rest $(1 - \alpha_w)$ wird reflektiert, geht durch die Flamme und trifft auf der gegenüberliegenden Seite wieder auf das Flammrohr. Daher wird der tatsächliche Absorptionsgrad α'_w zwischen 1 und α_w liegen. Empirisch wurde für α'_w daher

$$\alpha'_w = \frac{1 + \alpha_w}{2}$$

ermittelt. Damit wird aus Gleichung 2.83:

$$R_1 = \frac{1 + \alpha_w}{2} \cdot \sigma \cdot (\varepsilon_{ft} \cdot T_{ft}^4 - \alpha_{ft} \cdot T_w^4) \quad (2.84)$$

Um Gleichung 2.84 noch weiter zu vereinfachen wurde folgende empirische Formel eingeführt.

$$\frac{\alpha_{ft}}{\varepsilon_{ft}} = \left(\frac{T_t}{T_w} \right)^n$$

Für n findet man in der Literatur verschiedene Werte. Hier wird $n = 1,5$ für die weitere Berechnung festgelegt.

Man erhält also für die übertragene Wärme aufgrund der Strahlung der Flamme:

$$R_1 = \frac{1 + \alpha_w}{2} \cdot \sigma \cdot \varepsilon_{ft} \cdot T_{ft}^{1,5} \cdot \left[T_{ft}^{2,5} - T_w^{2,5} \right] \quad (2.85)$$

Der Emissionskoeffizient für Gemische aus Kohlendioxid und Wasser wurde entsprechend empirisch ermittelt. Die Vorgehensweise, die die beste Annäherung an den Emissionskoeffizienten einer nicht leuchtenden Flamme ist, wird hier kurz erläutert.

1. Berechnen der Partialdrücke von Kohlendioxid p_{CO_2} und Wasserdampf p_{H_2O} der Abgase.
2. Berechnen der **mean beam path length**. Dies ist der Radius, der einer Gashalbkugel, die Strahlung auf eine kleine Flächeneinheit im Zentrum ihrer Grundfläche ausstrahlt, entspricht.
 - Bei kleinen Zylindern ($d_{fr} \sim l_{fr}$) $\Rightarrow l_b = 0,6 \cdot d_{fr}$
 - Für unendlich lange Zylinder $\Rightarrow l_b = 0,95 \cdot d_{fr}$
 - Bei aktuellen Flammrohren $\Rightarrow l_b \sim k \cdot \frac{\text{Volumen}}{\text{Fläche}}$ mit $k = 3,6$

Danach werden die Produkte $p_{CO_2} \cdot l_b$ und $p_{H_2O} \cdot l_b$ gebildet

3. Die Emissionskoeffizienten für CO_2 und H_2O sind aus Abbildung 2.19, bzw. 2.20 zu entnehmen. Dabei ist darauf zu achten, dass die Werte der Koeffizienten für $p = 1 \text{ atm}$ gelten.
4. Korrekturfaktoren C_{CO_2} und C_{H_2O} für die herrschenden Partialdrücke aus den Abbildungen 2.21 und 2.22 zur Korrektur der Emissionskoeffizienten bestimmen.
5. Die Korrektur $\Delta\varepsilon$ für die „Spektral“-Überlappung der Emissionsbande aus Abbildung 2.23 ermitteln.
6. Nun lässt sich die Emission der nicht leuchtenden Flamme bestimmen:

$$\varepsilon_{ft} = \varepsilon_{CO_2} \cdot C_{CO_2} + \varepsilon_{H_2O} \cdot C_{H_2O} - \Delta\varepsilon$$

Für Drücke bis 5 bar , Temperaturen unter 1400°C und ein Luftverhältnis niedriger als stöchiometrisch, kann auch folgende Näherungsformel für nicht leuchtende Flammen bei reinen Kraftstoffen verwendet werden.

$$\varepsilon_{ft} = 1 - e^{\left[-3,9 \cdot 10^4 \cdot p_2 \cdot \left(\frac{l_b}{Z_x} \right)^{0,5} \cdot T_{ft}^{-1,5} \right]}$$

Z_x ist dabei das Air-to-Fuel-Ratio an der Stelle x . Zur Ermittlung der maximalen Wandtemperatur ist für $Z_x = 17,13$ zu setzen (stöchiometrische Verbrennung mit Methan).

für den Absorptionskoeffizienten der Wand kann man laut dem Kirchoff'schen Gesetz schreiben, dass bei einer gegebenen Temperatur $\alpha_w = \varepsilon_w$ ist.

Werden bei der Verbrennung jedoch Rußpartikel gebildet, so glühen diese auf und emittieren

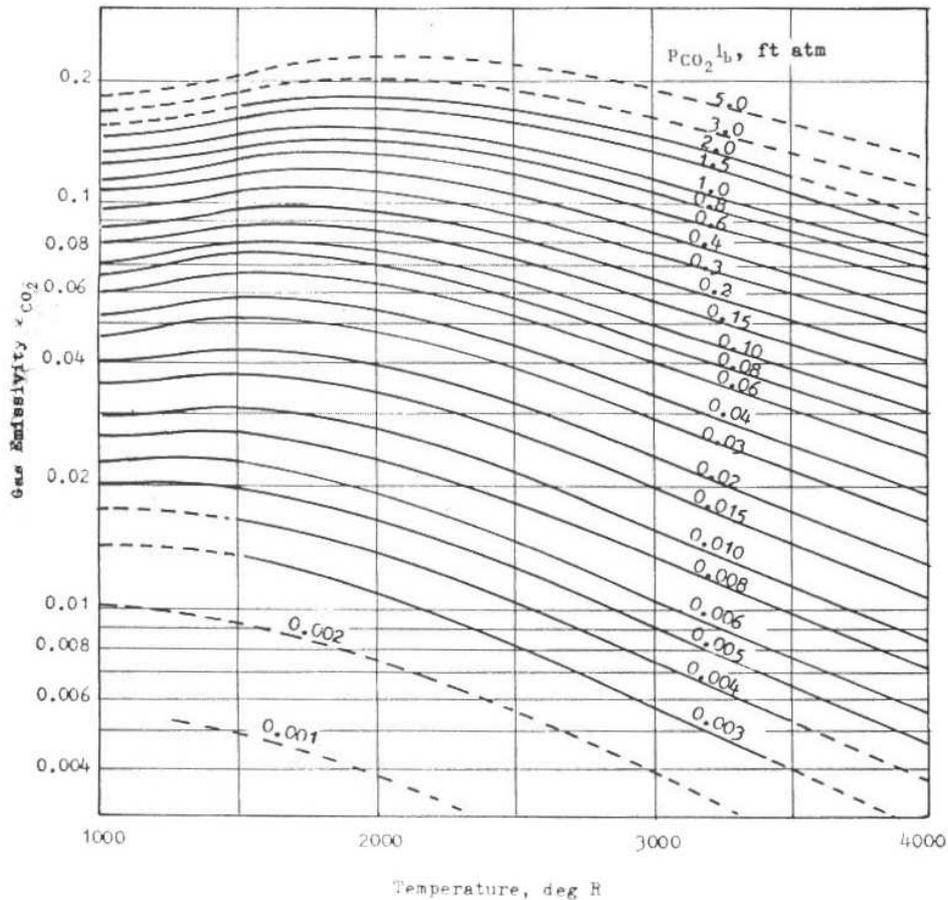


Chart gives emissivity at static pressure of 1 atm, although p_{CO_2} is actual partial pressure
See Figure 164 for correction to other static pressures

Abbildung 2.19: Emissionskoeffizient für CO_2 ; Quelle: [16]

Strahlung. Der Emissionskoeffizient der Flamme muss dann um den Faktor L (*Luminosity Factor*) erweitert werden. [14]

$$\varepsilon_{ft} = 1 - e^{\left[-290 \cdot p_2 \cdot L \cdot \left(\frac{l_b}{z_x}\right)^{0,5} \cdot T_{ft}^{-1,5}\right]}$$

(p_2 in kPa)

Der *Luminosity Factor* L wurde schon mehrfach modifiziert. Die Modifikation der ursprünglichen Formel von Lefebvre und Herbert gibt dabei an

$$L = 3 \cdot \left(\frac{C}{H} - 5,2\right)^{0,75}$$

Für $\frac{C}{H}$ ist dabei das Massenverhältnis an Kohlenstoff und Wasserstoff des Kraftstoffes einzusetzen.

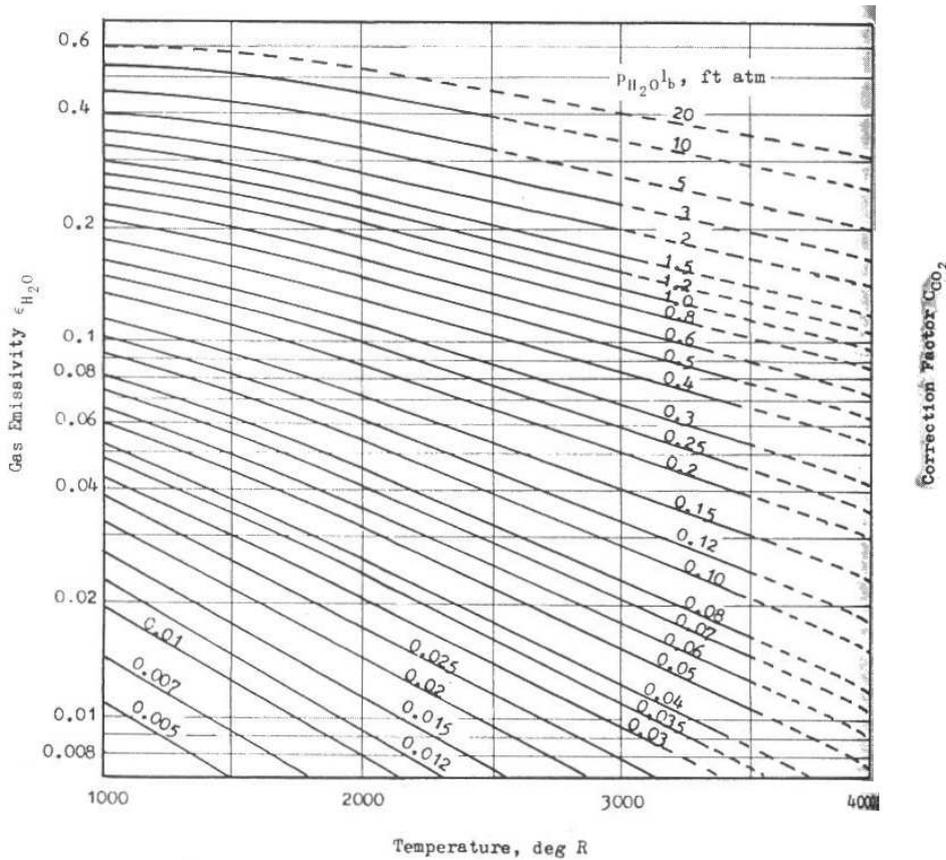


Abbildung 2.20: Emissionskoeffizient für H_2O ; Quelle: [16]

Zur Bestimmung der **Strahlung im Ringspalt** [20] greift man auf Formeln für den Strahlungsaustausch zweier ineinander geschobener konzentrischer Rohre zurück. Es gilt aufgrund der allgemeinen Überlegungen zur Strahlung für zwei schwarze Oberflächen, die parallel zueinander ausgerichtet und von gleicher Größe sind, dass ein Wärmefluss durch Strahlung entsteht, der sich wie folgt mathematisch formulieren lässt.

$$\dot{Q}_{12} = \sigma \cdot A \cdot (T_1^4 - T_2^4) \tag{2.86}$$

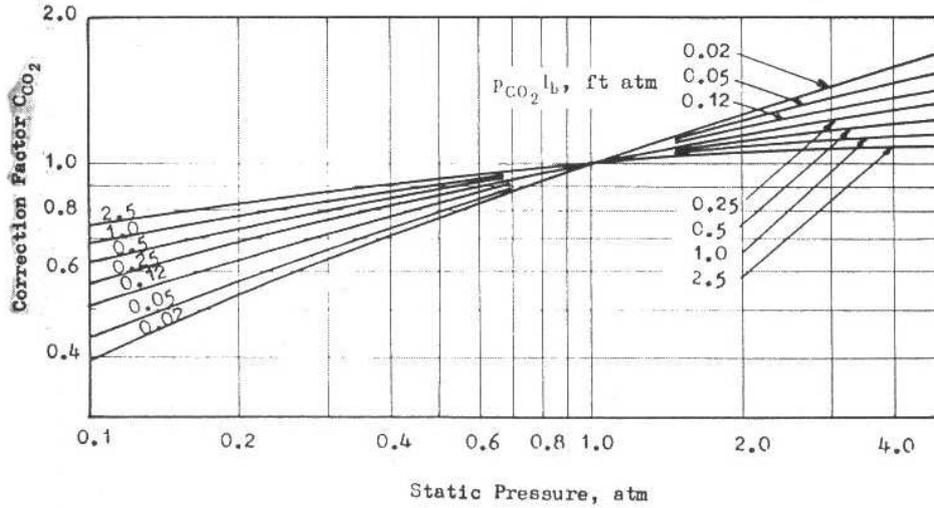
Um Gleichung 2.86 anwenden zu können, müssen die Abmessungen der Fläche um einiges größer sein als der Abstand zwischen den Flächen. Außerdem ist Gleichung 2.86 nur für schwarze Körper gültig. Für graue Strahler mit den Emissionsverhältnissen ε_1 und ε_2 ergibt sich aufgrund der zu beachtenden Reflexion eine etwas andere Gleichung.

$$\dot{Q}_{12} = C_{12} \cdot A \cdot (T_1^4 - T_2^4) \tag{2.87}$$

Der Faktor C_{12} wird als Strahlungsaustauschzahl bezeichnet. Allgemein gilt:

$$C_{12} = \frac{\sigma}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2} - 1}$$

Für den Strahlungsaustausch zwischen zwei ineinander geschobenen Rohrleitungen (Flamm-


 Abbildung 2.21: Korrekturfaktor für den Emissionskoeffizient von CO_2 ; Quelle: [16]

rohr innerhalb des Druckmantels), die beide graue Strahler sind, erhält man als Strahlungsaustauschzahl

$$C_{12} = \frac{\sigma}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{A_1}{A_2} \cdot \left(\frac{1}{\varepsilon_2} - 1\right)} \quad (2.88)$$

Setzt man die Beziehung für C_{12} aus Gleichung 2.88 in die Berechnung des Wärmeflusses zwischen zwei Oberflächen nach Gleichung 2.87 ein, erhält man:

$$\dot{Q}_{12} = \frac{\sigma}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2} - 1} A \cdot (T_1^4 - T_2^4)$$

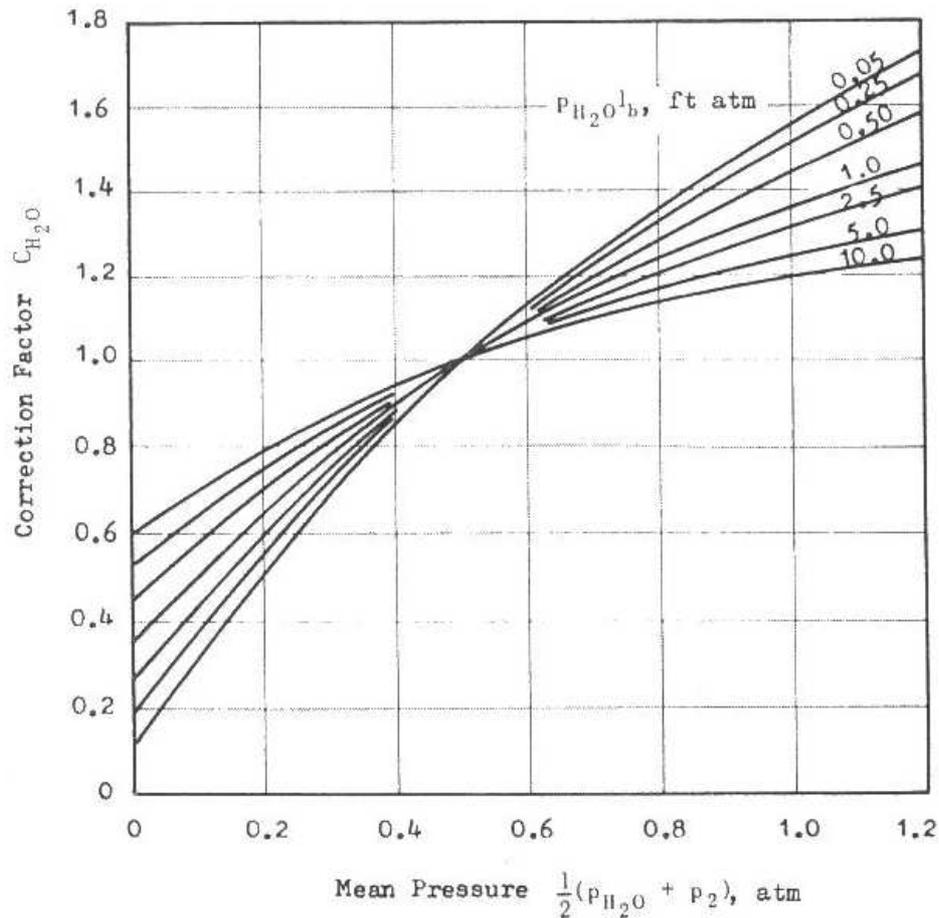
Stellt man obige Gleichung ein wenig um und verwendet die Nomenklatur der Brennkammer, erhält man nun die Strahlungswärme im Ringspalt der Brennkammer. Da hier die übertragene Wärmeleistung pro Flächeneinheit angesetzt wird, entfällt die Fläche A in der nachfolgenden Gleichung.

$$R_2 = \sigma \left[\frac{\varepsilon_w \cdot \varepsilon_c}{\varepsilon_c + \varepsilon_w \cdot (1 - \varepsilon_c) \cdot \frac{A_w}{A_c}} \right] \cdot (T_w^4 - T_c^4)$$

Zwischen den beiden Schalen strömt die Sekundärluft. Diese besitzt einen Absorptionskoeffizienten α_{an} , nimmt somit einen Teil der abgestrahlten Wärme auf und verringert dadurch die eingestrahlte Wärmeleistung auf den Druckmantel. Um diesen Effekt zu berücksichtigen, wird obige Gleichung nun erweitert.

$$R_2 = \sigma \left[\frac{\varepsilon_w \cdot \varepsilon_c}{\varepsilon_c + \varepsilon_w \cdot (1 - \varepsilon_c) \cdot \frac{A_w}{A_c}} \right] \cdot (T_w^4 - T_c^4) \cdot (1 - \alpha_{an}) \quad (2.89)$$

Da die Luft im Ringspalt jedoch für die Strahlung nahezu transparent ist, kann der Ausdruck $(1 - \alpha_{an}) = 1$ gesetzt werden.


 Abbildung 2.22: Korrekturfaktor für den Emissionskoeffizient von H_2O ; Quelle: [16]

Wärmeübergang durch Konvektion

In der Literatur findet man verschiedene Ansätze zur Beschreibung des Wärmeübergangs durch **Konvektion zwischen Flamme und Flammrohrwand**. Keine dieser Ansätze beschreibt das Problem jedoch exakt. Hier wird nun eine Formel verwendet, die für voll entwickelte Strömung im Flammrohr und ohne Kühlung der Flammrohrwand mittels Filmkühlung gilt.

Mit der Beziehung für die Nusselt-Zahl erhält man die übertragene Wärmemenge durch Konvektion im Flammrohr C_1 .

$$\begin{aligned}
 Nu &= \frac{\alpha_{ft} \cdot D'_{ft}}{\lambda_{ft}} = 0,023 \cdot Re^{0,8} \cdot Pr^{0,4} \\
 \Rightarrow C_1 &= \underbrace{0,023 \cdot \frac{\lambda_{ft}}{D'_{ft}}}_{\alpha_{ft}} \cdot Re^{0,8} \cdot Pr^{0,4} \cdot (T_{ft} - T_w)
 \end{aligned} \tag{2.90}$$

Die dimensionslosen Kenngrößen Re und Pr sind wie üblich zu definieren.

Bei der Reynolds-Zahl Re ist für die charakteristische Länge der hydraulische Durchmesser

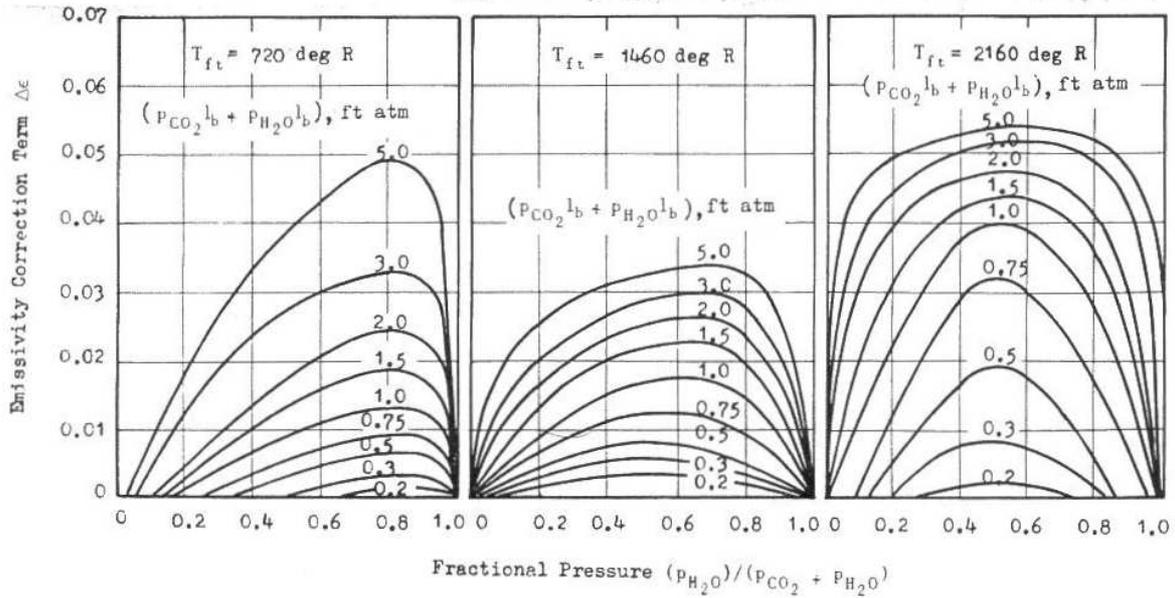


Abbildung 2.23: Korrekturfaktor für die spektrale Überlappung der Emissionsbande; Quelle: [16]

des Flammrohres einzusetzen.

$$Re = \frac{c \cdot D'_{ft}}{\nu}$$

Für die Strömung im Flammrohr und später auch im Ringspalt gilt, dass sie bei $Re < 2.300$ üblich als laminar angesehen wird. Darüber kann sie als turbulent bezeichnet werden. Dass die Strömung mit Sicherheit als turbulent angenommen werden kann, liegt erst bei $Re > 10^4$ vor.

Die Prandtl-Zahl Pr (Verhältnis der Diffusivitäten für Impuls und Enthalpie) errechnet sich aus der kinematischen Zähigkeit ν und der Temperaturleitfähigkeit a .

$$Pr = \frac{\nu}{a}; a = \frac{\lambda}{\rho \cdot c_p}$$

Im allgemeinen sind für die Berechnung die Stoffwerte des Mediums bei mittlerer Fluidtemperatur $T_{an} = \frac{T_{an,ein} + T_{an,aus}}{2}$ einzusetzen.

Bei der **Konvektion im Ringspalt zwischen Flammrohr und Druckmantel** [8] besteht das gleiche Problem wie bei der Konvektion im Flammrohr. Keine der Ansätze beschreibt auch hier das Problem exakt. Es wird nun folgende Gleichung verwendet.

$$C_2 = 0,02 \cdot \frac{\lambda_{an}}{D'_{an}} \cdot Re^{0,8} \cdot Pr^{0,33} \cdot \left(\frac{D_{ref}}{D_{ft}}\right)^{0,5} \cdot (T_w - T_{an}) \quad (2.91)$$

Maximale Temperatur der Flammrohrwand

Setzt man alle Wärmetransporte zu Gleichung 2.80 zusammen, erhält man einen Ausdruck für die Wärmebilanz, in der alle Größen bis auf die gesuchte Wandtemperatur T_w bekannt sind.

$$\begin{aligned}
 R_1 + C_1 &= R_2 + C_2 \\
 \frac{1 + \alpha_w}{2} \cdot \sigma \cdot \varepsilon_{ft} \cdot T_{ft}^{1,5} \cdot [T_{ft}^{2,5} - T_w^{2,5}] + \\
 + 0,023 \cdot \frac{\lambda_{ft}}{D'_{ft}} \cdot Re^{0,8} \cdot Pr^{0,4} \cdot (T_{ft} - T_w) &= \sigma \left[\frac{\varepsilon_w \cdot \varepsilon_c}{\varepsilon_c + \varepsilon_w \cdot (1 - \varepsilon_c) \cdot \frac{A_w}{A_c}} \right] \cdot (T_w^4 - T_c^4) \cdot (1 - \alpha_{an}) + \\
 + 0,02 \cdot \frac{\lambda_{an}}{D'_{an}} \cdot Re^{0,8} \cdot Pr^{0,33} \cdot \left(\frac{D_{ref}}{D_{ft}} \right)^{0,5} \cdot (T_w - T_{an}) & \quad (2.92)
 \end{aligned}$$

Diese Gleichung ist nach T_w zu lösen.

2.2.3 Wärmeverlust über die Brennkammer

Als Verlust über die Brennkammerwände kann man jene Wärmemenge, die durch Strahlung und Konvektion an die Wände des Druckmantels gelangt und dort mittels Leitung an die äußere Oberfläche transportiert wird, wo sie dann durch Strahlung und Konvektion an die Umgebung abgegeben wird, bezeichnen

Die Strahlungswärme entspricht dem Netto-Wärmestrom R_2 aus Gleichung 2.89. Für die Konvektion gilt der gleiche Ansatz wie am Flammrohr.

$$\begin{aligned}
 \dot{Q}_{verl} &= R_2 + C_3 \\
 \dot{Q}_{verl} &= \sigma \left[\frac{\varepsilon_w \cdot \varepsilon_c}{\varepsilon_c + \varepsilon_w \cdot (1 - \varepsilon_c) \cdot \frac{A_w}{A_c}} \right] \cdot (T_w^4 - T_c^4) \cdot (1 - \alpha_{an}) \\
 + 0,02 \cdot \frac{\lambda_{an}}{D'_{an}} \cdot Re^{0,8} \cdot Pr^{0,33} \cdot \left(\frac{D_{ref}}{D_{ft}} \right)^{0,5} \cdot (T_{an} - T_c) & \quad (2.93)
 \end{aligned}$$

2.2.4 Verbrennungstemperatur mit Wärmeverlusten

Für die Energiebilanz der verlustbehafteten Brennkammer erhält man [22]:

$$\begin{aligned}
 \dot{Q}_{zu} &= \dot{Q}_{ab} \\
 H_{zu,br} + H_{br} + H_l &= H_{Abg.} + \dot{Q}_{verl} \quad (2.94)
 \end{aligned}$$

Durch die gleichen Überlegungen (lineare Interpolation) wie bei der Berechnung der adiabaten Flammentemperatur, kommt man zur Verbrennungstemperatur mit Wärmeverlusten.

$$t_v = t_{v1} + \frac{(H_{zu,br} + H_{br} + H_l - \dot{Q}_{verl}) - H_{Abg.1}}{H_{Abg.2} - H_{Abg.1}} \cdot (t_{v2} - t_{v1}) \quad (2.95)$$

Anhand dieser Verbrennungstemperatur lässt sich die maximale Wandtemperatur nun genauer bestimmen.

2.2.5 Wärmebilanz am Flammrohr (mit Wärmeverlusten)

Die Berechnung wird analog zum Abschnitt 2.2.2 durchgeführt. Für die Flammentemperatur wird allerdings jene verwendet, die unter Kapitel 2.2.4 berechnet wurde.

2.2.6 Notwendige Kühlluftmenge

Das Kühlsystem für das Flammrohr muss so ausgelegt werden, dass es über einen weiten Betriebsbereich gut funktioniert. Wichtig ist dabei, dass akzeptable Wandtemperaturen mit möglichst wenig Kühlluft erreicht werden. Wird zu viel Kühlluft verwendet, so steht ein geringerer Massenstrom für die Mischzone zur Verfügung und wirkt sich ungünstig auf die Temperaturverteilung am Austritt sowie den Wirkungsgrad der Brennkammer aus. Verwendet man hingegen zu wenig Kühlluft, sinkt die Lebensdauer des Flammrohres.

Um ein effektives Kühlsystem auszulegen, muss man daher nach der Berechnung der ungekühlten Wandtemperatur zuerst einen Massenstrom für die Kühlluft festlegen und sich überlegen, wie man diesen ins Flammrohr einbringt. Dann wird die Temperatur der gekühlten Flammrohrwand berechnet und gegebenenfalls der Rechenvorgang nochmals wiederholt.

Kühlfilmwirkungsgrad

Zuerst wird der Wirkungsgrad eines Kühlfilms an einer adiabaten Wand betrachtet. Allgemein kann man daher sagen:

$$\tau = \frac{T_{ft} - T_{ad}}{T_{ft} - T_{cf}} \quad (2.96)$$

Spalding hat für den Filmkühlwirkungsgrad bei einer Eintrittsgeschwindigkeit der Kühlluft \bar{U}_{cf} , die geringer als die Strömungsgeschwindigkeit im Flammrohr (U_{ft}) ist, definiert:

$$\tau = 3,09 \cdot \left[\left(\frac{U_{ft}}{\bar{U}_{cf}} \cdot \frac{x}{y_{cf}} \right) \cdot Re_{cf}^{-0,25} \right]^{-0,8}$$

Bei einer mittleren Eintrittsgeschwindigkeit der Kühlluft \bar{U}_{cf} , größer als die Strömungsgeschwindigkeit im Flammrohr (U_{ft}), hat er jedoch festgestellt, dass sich der Kühlfilm eher wie ein Strahl und nicht wie eine Grenzschicht verhält. Daher hat er folgende Theorie für den Kühlfilmwirkungsgrad aufgestellt.

$$\tau = 1,7 \cdot \left[\left(1 - \frac{U_{ft}}{\bar{U}_{cf}} \right) \cdot \frac{\rho_{ft}}{\rho_{cf}} \cdot \frac{x}{y_{cf}} \right]^{-0,5}$$

Generell wurde daher folgendes für den Kühlfilmwirkungsgrad angegeben.

$$\tau = \begin{cases} 1 & \text{für } X < 7,0 \\ \frac{7,0}{X} & \text{für } X \geq 7,0 \end{cases} \quad (2.97)$$

mit X gleich

$$X = 0,91 \cdot \left(\frac{U_{ft}}{\bar{U}_{cf}} \cdot \frac{x}{y_{cf}} \right) \cdot Re_{cf}^{-0,2} + 1,41 \cdot \left[\frac{x}{y_{cf}} \cdot \left(1 - \frac{U_{ft}}{\bar{U}_{cf}} \right) \right]^{0,5} \quad (2.98)$$

Die Strömungsgeschwindigkeit \bar{U}_{cf} des Kühlluftfilms ist eine Funktion der Kühlluftöffnung, dargestellt durch den Parameter c_d .

$$\begin{aligned}
 p_{an} + q_{an} &= p_{ft} + \rho \cdot \frac{\bar{U}_{cf}^2}{2} + \Delta p_{verl} \\
 \underbrace{p_{an} - p_{ft} - \Delta p_{verl}}_{\Delta p} + q_{an} &= \rho \cdot \frac{\bar{U}_{cf}^2}{2} \\
 q_{an} \cdot \underbrace{\left(1 + \frac{\Delta p}{q_{an}}\right)}_{c_d} &= \rho \cdot \frac{\bar{U}_{cf}^2}{2} \\
 \bar{U}_{cf} &= \sqrt{\frac{2}{\rho} \cdot c_d \cdot q_{an}} \quad (2.99)
 \end{aligned}$$

Der Ausdruck $\left(1 + \frac{\Delta p}{q_{an}}\right)$ muss durch Messungen der Druckdifferenz $\Delta p = p_{an} - p_{ft} - \Delta p_{verl}$ experimentell ermittelt werden. Hat man dies getan, so findet man in der Literatur einige Diagramme für den c_d -Parameter, in Abhängigkeit von der Lochform. All diese Diagramme sind empirisch ermittelt worden.

Die Eindringtiefe des Kühlluftstrahles y_{cf} lässt sich auch aus Diagrammen, die in der Literatur zu finden sind, ermitteln. Diese Diagramme zeigen die Abhängigkeit der Eindringtiefe vom Ausdruck $\left(1 + \frac{\Delta p}{q_{an}}\right)$ für verschiedene Lochformen.

Temperatur des Kühlfilms

Aus der Geschwindigkeit des Kühlluftfilms und der zuvor gewählten Masse an Kühlluft lässt sich nun die Fläche ermitteln, durch die die Luft durch das Flammrohr strömt.

$$A_{cf} = \frac{\dot{m}_{cf}}{\rho \cdot \bar{U}_{cf}} \quad (2.100)$$

Bayley hat gezeigt, dass der Kühlluftfilm beim Eintritt in das Flammrohr sofort die Temperatur T_{cf} , die durch folgende Beziehung gegeben ist, annimmt.

$$\begin{aligned}
 T_{cf} &= \frac{1}{n+1} \cdot (T_{an} + n \cdot T_{ft}) \quad (2.101) \\
 \text{mit } n &= \frac{\pi \cdot D_{ft}}{A_{cf}}
 \end{aligned}$$

Wärmebilanz am Flammrohr mit Kühlluft

In Experimenten mit Filmkühlung wurde bewiesen, dass bei tangentialer Anströmung von ebenen Platten die Temperatur des Kühlfilms bei nicht adiabaten (elektrisch beheizten) Platten der Temperatur der selben Platte bei adiabatem Zustand -nicht beheizt- entspricht.

Aus Gleichung 2.96 lässt sich mit Hilfe des errechneten Filmkühlwirkungsgrades aus Gleichung 2.97 und der Temperatur des Kühlfilms T_{cf} , die adiabate Wandtemperatur T_{ad} errechnen.

$$T_{ad} = T_{ft} - \tau \cdot (T_{ft} - T_{cf}) \quad (2.102)$$

Man kann daher für die Konvektion C_1 im Flammrohr mit Filmkühlung schreiben:

$$C_{1c} = \frac{\lambda_{cf}}{D'_{ft}} \cdot 0,023 \cdot Re^{0,8} \cdot Pr^{0,4} \cdot (T_{ad} - T_w) \quad (2.103)$$

Setzt man diese Beziehung für den Wärmetransport durch Konvektion im Flammrohr mit den übrigen, unveränderten Wärmetransporten in Gleichung 2.80 ein, erhält man eine Gleichung für T_w , die es zu lösen gilt.

$$\begin{aligned} R_1 + C_{1c} &= R_2 + C_2 \\ \frac{1 + \alpha_w}{2} \cdot \sigma \cdot \varepsilon_{ft} \cdot T_{ft}^{1,5} \cdot [T_{ft}^{2,5} - T_w^{2,5}] + \\ + 0,023 \cdot \frac{\lambda_{cf}}{D'_{ft}} \cdot Re^{0,8} \cdot Pr^{0,4} \cdot (T_{ad} - T_w) &= \sigma \left[\frac{\varepsilon_w \cdot \varepsilon_c}{\varepsilon_c + \varepsilon_w \cdot (1 - \varepsilon_c) \cdot \frac{A_w}{A_c}} \right] \cdot (T_w^4 - T_c^4) + \\ &+ 0,02 \cdot \frac{\lambda_{an}}{D'_{an}} \cdot Re^{0,8} \cdot Pr^{0,33} \cdot \left(\frac{D_{ref}}{D_{ft}} \right)^{0,5} \cdot (T_w - T_{an}) \end{aligned} \quad (2.104)$$

Sollte die Wandtemperatur noch immer zu hoch sein, muss entweder der Massenstrom an Kühlluft erhöht oder die Art der Kühlluftbohrungen geändert werden.

2.3 Der Axialdrallerzeuger

Durch den Drallerzeuger wird die Flamme aufgefächert. Dabei bildet sich eine Rezirkulationszone aus, die die Flamme stabilisiert. Zusätzlich steigert der Drallerzeuger die Turbulenz der Strömung und ermöglicht dadurch eine gleichmäßigere Verbrennung.

Üblicherweise wird die Rezirkulationszone zusätzlich noch durch die Primärluftbelochung gestärkt und stabilisiert. Beide Konstruktionselemente sind so aufeinander abgestimmt, dass sie sich gegenseitig unterstützen und eine Primärzone ausbilden, die einen weiten Betriebsbereich und gute Zündeigenschaften hat. [14]

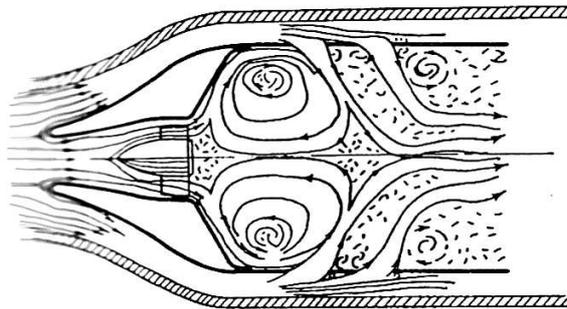


Abbildung 2.24: Strömungsfeld in der Primärzone; Quelle: [14]

Eine schematische Darstellung der Rezirkulationszone ist in Abbildung 2.25 zu sehen. Sie befindet sich innerhalb der Kurve $OACB$. Bei B befindet sich ein Staupunkt und entlang der

gestrichelten Linie AB ist die Axialgeschwindigkeit Null. [14] Die Abbildung bezieht sich aber nur auf den Drallerzeuger. Der Einfluss der Sekundärbelochung wird nicht berücksichtigt.

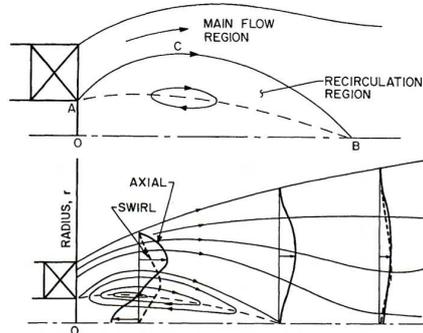


Abbildung 2.25: Strömungsfeld eines Drallerzeugers; Quelle: [14]

Parameter, die die Größe der Rezirkulationszone beeinflussen, sind dabei:

- Art der Swirler-Schaufel (ebene oder gekrümmte Schaufeln)
- Schaufelwinkel
- Seitenverhältnis der Schaufel
- Abstand/Tiefen-Verhältnis der Schaufel (Anzahl an Schaufeln)

Grundsätzlich unterscheidet man Axial- und Radialdrallerzeuger. Der Vorteil von radialen Drallerzeugern gegenüber axialen, bei gleichem Schaufelwinkel, liegt in einer höheren Swirlnumber. Jedoch ist der Druckverlust wesentlich höher. Somit kann man den axialen Drallerzeuger als akustisch transparent bezeichnen.

Dies hat den Vorteil, dass man bei Versuchen sehr leicht Brennkammerinstabilitäten mittels einer Sirene in der Zuluftleitung simulieren kann, da sich diese durch den Drallerzeuger hindurch weiter fortpflanzen.

Des weiteren ist die Herstellung von Axialdrallerzeugern wesentlich einfacher als die von radialen.

Die Swirlnumber, definiert von Beer und Chigier, ist ein gutes Maß um die Rotation des Strömungsfeldes zu beschreiben. Sie gibt das Verhältnis zwischen tangentialem und axialen Massenstrom eines Strömungsfeldes an. [13] Durch diese Rotation entsteht die Rezirkulationszone wie sie in Abbildung 2.26 dargestellt ist.

$$S = \frac{2 \cdot \int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{D_{sw}}{2}} W \cdot r^2 \cdot \rho \cdot U dr d\theta}{D_{sw} \cdot \left(\int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{D_{sw}}{2}} \rho \cdot U^2 dr d\theta + \int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{D_{sw}}{2}} r \cdot p dr \right)} \quad (2.105)$$

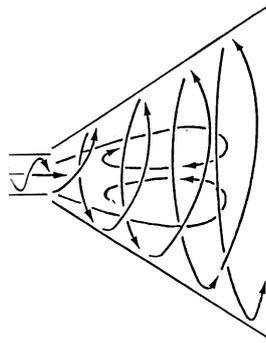


Abbildung 2.26: Strömungsfeld eines axialen Drallerzeugers; Quelle: [14]

Kapitel 3

Grundlagen der Druck- und Temperaturmessung

Dieses Kapitel behandelt die notwendigen Kenntnisse über die Prinzipien der Druck- und Temperaturmessung. Durch sie sollen jene Grundlagen, die benötigt werden, um Messungen zur Bestimmung der Betriebspunkte an der Brennkammer durchführen zu können, vermittelt werden. Als Literatur wurde „Measurement Techniques in Fluid Dynamics“ verwendet. [2] Es wird dabei nur auf die Erfordernisse der Druck- bzw. Temperaturmessstellen eingegangen. Die danach weiter erforderlichen Maßnahmen zur Erfassung der Messwerte bzw. deren weiterführende Aufbereitung wird in der Diplomarbeit von Thomas Leitgeb [15] beschrieben.

3.1 Druckmessungen

3.1.1 Statischer Wanddruck

Um den statischen Druck eines Fluids zu messen, verwendet man am häufigsten eine Bohrung an der Oberfläche eines Körpers. Dieser kann die Wand eines Rohres oder auch ein im Fluid eingetauchter Körper sein.

Die besten Ergebnisse zur Messung des Wanddruckes erreicht man mit einer scharfkantigen Bohrung, die normal auf die Wand, die wiederum parallel zur Strömung gerichtet ist, steht. Für die Größe der Bohrung gilt, dass sie bei Durchmessern unter $0,5\text{mm}$ ein langes Antwortzeitverhalten aufweisen und leicht verstopfen. Ebenfalls wirken sich Grate und Schmutzablagerungen am Rand der Bohrung negativ aus. Sind die Bohrungen jedoch zu groß, so sind sie nicht mehr genau, da sie das Strömungsfeld stören.

Grundsätzlich gilt für die Länge der Druckentnahmebohrung, dass sie zweimal größer als der Durchmesser der Bohrung sein soll. Danach kann eine beliebige Erweiterung des Durchmessers erfolgen, um Leitungen oder Schläuche an der Wand, die dann mit dem Druckaufnahmegerät verbunden werden, zu befestigen.

Für eine gute Mittelung des statischen Druckes über den Querschnitt der Messebene empfiehlt es sich, vier Entnahmestellen vorzusehen und diese durch eine Ringleitung miteinander zu verbinden.

Eine Druckmessstelle sollte daher, wie in Abbildung 3.1 dargestellt, aussehen.

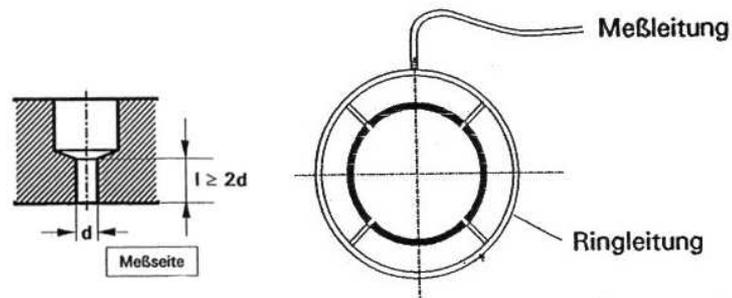


Abbildung 3.1: Druckentnahmebohrung; Quelle: [18]

Werden die oben genannten Kriterien nicht beachtet, so resultieren daraus Messfehler. Die Auswirkungen von nicht optimal hergestellten Druckentnahmebohrungen auf den Messfehler sind in Abbildung 3.2 dargestellt.

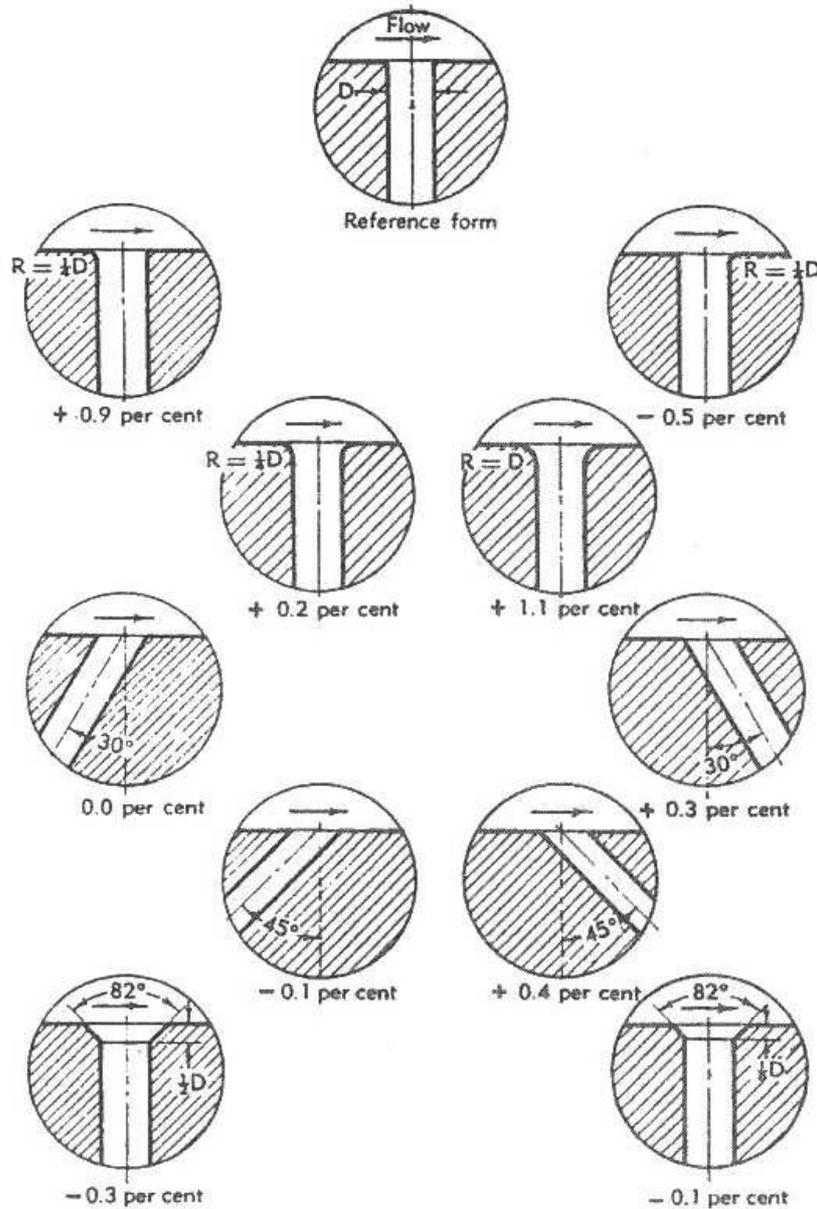


Abbildung 3.2: Messfehler bei schlechten Druckentnahmebohrungen; Quelle: [2]

3.1.2 Totaldruck

Die Messung des Totaldruckes ist Voraussetzung zur Bestimmung der Geschwindigkeit eines Strömungsfeldes und um Druckverluste ermitteln zu können.

Man erhält den Total- oder Staudruck durch isentrope Verzögerung der Strömung bis zum Stillstand. Dazu verwendet man ein sogenanntes Pitotrohr.

Die Qualität der Messung hängt von vielen Faktoren ab:

- Anströmwinkel der Probe (Abhängig von der Form der Nase des Pitotrohres und der Mach-Zahl; siehe Abbildung 3.3)

- Reynolds-Zahl (Bei zu kleinen Re-Zahlen steigt der Messfehler - entweder ist die Strömungsgeschwindigkeit zu niedrig, oder die Probe zu klein; Grenzschicht - Messung)
- Mach-Zahl (Im Bereich von $Ma < 1$ ist der Einfluss auf den Druck recht gering)
- Geschwindigkeitsgradient
- Nähe der die Strömung umgebenden Wände (Einfluss der Grenzschicht)
- Unstetigkeiten der Strömung (Turbulenz - die Richtung der Strömung relativ zur Probe oder der Anteil an turbulenter Geschwindigkeit ändert sich und damit auch der daraus resultierende Druck)
- Geometrie der Probe (Um den Einfluss der Halterung für die Probe auf die Messung so gering wie möglich zu halten, sollte die Länge des Einlaufrohres zwei bis drei mal größer als der Durchmesser der Halterung sein)

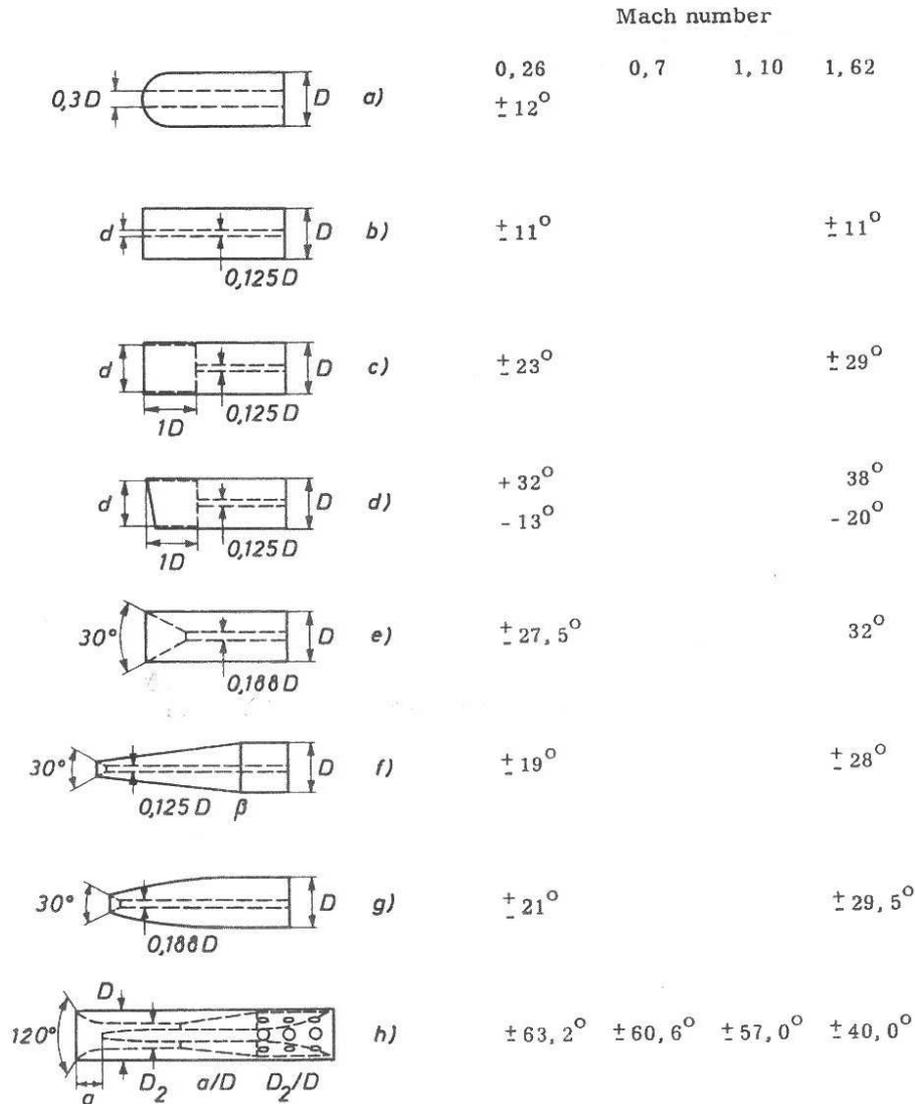


Abbildung 3.3: Einströmwinkel für Totaldrucksonden; Quelle: [2]

3.1.3 Dynamischer Druck

Hat man den Totaldruck (mittels Pitotrohr) und den statischen Druck (über Wanddruckmessung) ermittelt, so kann man sich den dynamischen Druck und damit auch die Geschwindigkeit des Strömungsfeldes errechnen.

$$p_{tot} = p_{stat} + p_{dyn}$$

$$p_{dyn} = \rho \cdot \frac{u^2}{2} = p_{tot} - p_{stat} \Rightarrow u = \sqrt{\frac{2 \cdot (p_{tot} - p_{stat})}{\rho}} \quad (3.1)$$

3.2 Temperaturmessungen

Im technischen Bereich werden für die Messung von Temperaturen meistens Thermocouples verwendet, da sie klein, billig und sehr genau sind.

Nachfolgend wird nun die Messung von Gas- und Oberflächentemperaturen mit Hilfe von Thermocouples kurz erläutert.

3.2.1 Gastemperatur

Misst man mit einem Thermocouple in einem Gas die Temperatur, so misst man eigentlich die Temperatur des Thermocouples und nicht die des Gases. Die Differenz der beiden Temperaturen wird als Fehler bezeichnet, ergibt sich aber aufgrund der Wärmebilanz des Couples. Die nachfolgenden Effekte spielen dabei eine Rolle:

- Wärmetransport durch Strahlung
- Wärmetransport durch Leitung
- Wärmetransport durch Konvektion
- Umwandlung von kinetischer in thermische Energie innerhalb der Grenzschicht um das Thermocouple

Zu berücksichtigen ist auch die Ansprechzeit des Elementes bei Schwankungen der Temperatur. Durch seine thermische Kapazität hinkt das Couple also immer der aktuellen Temperatur hinterher, was sich ebenfalls in einem Fehler bemerkbar macht (Response-Rate Error).

Grundsätzlich gilt, dass es durch die fünf nachfolgenden Faktoren schwerer ist, in Gasen als in Flüssigkeiten oder Festkörpern Temperaturen zu messen.

- Schwacher Wärmeübergang durch Konvektion zwischen dem strömenden Gas und dem Thermocouple
- Guter Wärmetransport durch Strahlung und Leitung zwischen Thermoelement und der Umgebung
- Lage des Couples in der Gasströmung (vorallem bei der Messung von mittleren Temperaturen)
- schnelle Temperaturänderungen
- Weite Bandbreite an Kombinationen zwischen Strömung und Temperatur, die miteinander gekoppelt sind

Grundsätzlich gibt es nun zwei Ansätze um diesen Problemen entgegenzuwirken. Man könnte ein Thermoelement konzipieren, das für die spezielle Anwendung einen möglichst niedrigen Messfehler aufweist. Oder man nimmt ein Standardelement und führt nach der Messung Korrekturen an den Messergebnissen durch. Der Fehler entspricht dabei der Differenz zwischen der Totaltemperatur des Gases T_T und der gemessenen Temperatur T_J .

- Fehler durch die Strömungsgeschwindigkeit: $E_U = T_T - T_J = (1 - \alpha) \cdot \frac{u^2}{2 \cdot c_p}$

- Fehler durch Strahlung: $E_R = T_T - T_J = \frac{F \cdot \sigma \cdot A_R \cdot \varepsilon \cdot (T_J^4 - T_W^4)}{\alpha_c \cdot A_c}$
- Fehler durch Leitung: $E_C = T_T - T_J = \frac{T_T - T_M}{\cosh l \cdot \left(\frac{4 \cdot \alpha_c}{D_k}\right)^{\frac{1}{2}}}$
- Fehler durch Schwankungen der Temperatur: $E_T = T_T - T_J = \tau \cdot \frac{dT_J}{dt}$ mit $\tau = \frac{\rho \cdot C_p \cdot D}{4 \cdot \alpha_c}$

Man sieht also, dass alle diese Fehler entweder vom Recoveryfaktor α oder der Wärmeübergangszahl α_c abhängen.

Der Recoveryfaktor ist dabei wie folgt definiert:

$$\alpha = \frac{T_J - T_S}{T_T - T_S} \tag{3.2}$$

Für Drähte normal zur Strömung ist $\alpha = 0,68 \pm 0,07$ üblich. Bei Drähten parallel zur Strömung $\alpha = 0,86 \pm 0,09$.

Die Wärmeübergangszahl wird mittels der Nusselt-Zahl wiedergegeben:

$$Nu = \frac{\alpha_c \cdot D}{\lambda}$$

Drähte normal zur Strömung: $Nu = (0,440 \pm 0,060) \cdot Re^{0,5}$

Drähte parallel zur Strömung: $Nu = (0,085 \pm 0,009) \cdot Re^{0,674}$

3.2.2 Oberflächentemperaturen

Um die Temperatur einer Oberfläche zu messen, platziert man das Thermoelement direkt auf der entsprechenden Oberfläche. Ist dabei die Oberfläche nicht im thermischen Gleichgewicht mit der Umgebung, so resultiert daraus ein Messfehler. Das Couple wirkt dann als Kühlrippe und transportiert Wärme vom Körper in das strömende Medium (siehe Abbildung 3.4).

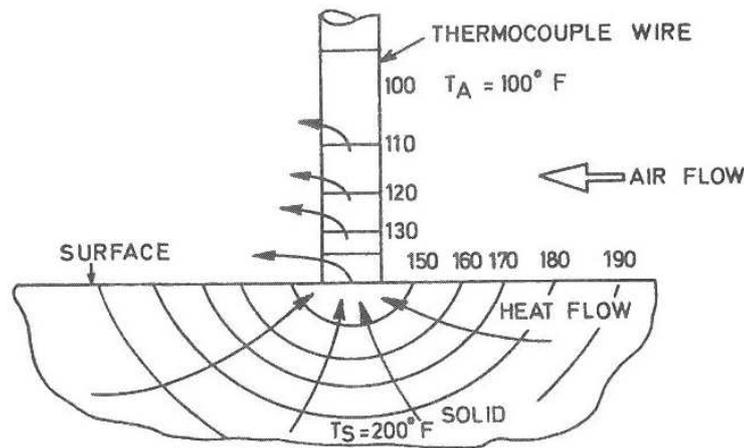


Abbildung 3.4: Temperaturverlauf eines auf eine Oberfläche angebrachten Thermocouples; Quelle: [2]

Um diesen Fehler zu minimieren sollte das Thermocouple so angebracht werden, dass bei der Messung ein möglichst geringer Fehler auftritt und nicht nach der Messung Fehlerkorrekturen vorgenommen werden müssen. Daher sollte der Durchmesser der Elemente möglichst klein

sein, einen geringen Wärmeleitungskoeffizienten aufweisen und gut vom strömenden Medium isoliert sein. Einen weiteren Einfluss auf den Fehler hat die Platzierung des Thermocouples auf der Oberfläche. Drei Möglichkeiten der Platzierung sind in Abbildung 3.5 dargestellt. In Möglichkeit I wurden die beiden Drähte zusammengeschweißt und dann mittels Punktschweißung an der Oberfläche fixiert. Bei Konfiguration II wurden die beiden Drähte übereinander gelegt und dann zusammen auf die Oberfläche gepunktet. Die beste Art, ein Thermocouple anzubringen, zeigt Möglichkeit III. Die beiden Drähte werden separat auf die Oberfläche geschweißt. Der thermoelektrische Kreis wird durch den Körper selbst geschlossen.

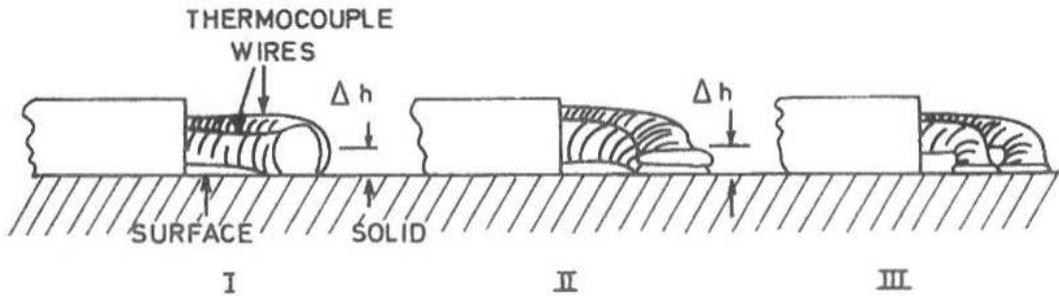


Abbildung 3.5: Platzierung von Thermoelementen an Oberflächen; Quelle: [2]

Kapitel 4

Lasermesstechnik

Besonderes Augenmerk liegt auf der Methode der 3D - Particle Image Velocimetry. Mit dieser Methode wurden Messungen an den aktuellen Drallerzeugern durchgeführt, weshalb es auch sehr ausführlich beschrieben wird. Es sollen aber auch noch andere Messtechniken, die am ersten Testbrenner durchgeführt wurden, erwähnt werden.

4.1 3D Particle Image Velocimetry

Im Gegensatz zur LDV (Laser Doppler Velocimetry) können mittels Particle Image Velocimetry (PIV) die Geschwindigkeiten innerhalb eines ganzen Strömungsfeldes und nicht nur in einem Punkt untersucht werden.

Mit einem konventionellen PIV-System mit nur einer Kamera kann nur die Projektion der Geschwindigkeiten in die Lichtschnittebene ermittelt werden. Die Out of Plane Komponente geht verloren. Um auch diese Komponente zu erhalten, verwendet man die stereoskopische Particle Image Velocimetry, kurz 3D-PIV.

Um eine 3D-PIV Messung durchzuführen benötigt, man einen gepulsten Laser mit Aufweiteoptik zur Bildung eines ebenen Lichtschnittes; Tracerpartikel, die der Strömung möglichst genau folgen sollen und mit deren Hilfe die Strömungsgeschwindigkeit errechnet wird; zwei digitale Kameras zur Aufnahme der Bilder des Lichtschnittes; und eine Software zur Auswertung der Bilder.

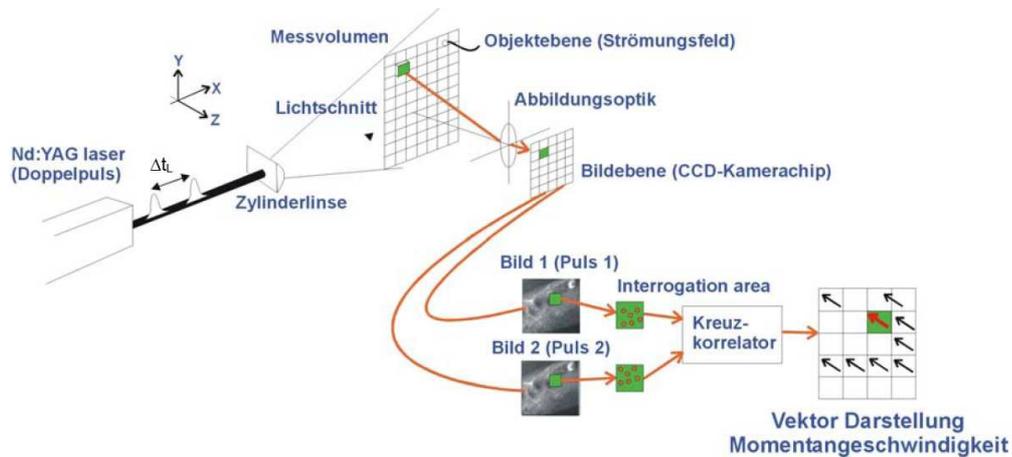


Abbildung 4.1: Prinzip der Particle Image Velocimetry; Quelle: [9]

Das Prinzip der 3-dimensionalen Particle Image Velocimetry entspricht dem menschlichen Sehen. Durch die Aufnahme von zwei Bildern unter verschiedenen Blickwinkeln und dem Vergleich dieser Bilder besteht die Möglichkeit, diese räumlich zu interpretieren. Man erhält also neben der In Plane Komponenten auch die Out of Plane Komponente und kann somit die Geschwindigkeiten des Strömungsfeldes dreidimensional aufnehmen (siehe Abbildung 4.2). Um diese Komponenten zu erhalten, werden in die Strömung Tracerpartikel gegeben, die im Lichtschnitt des gepulsten Lasers aufblitzen. Dieses Aufblitzen der Teilchen wird von zwei Kameras aufgenommen. Jede Kamera speichert dabei das Aufblitzen in zwei getrennten Bildern ab.

Die wahre (räumliche) Verschiebung eines Teilchens ($\Delta X, \Delta Y, \Delta Z$) wird dabei aus einem Paar ebenen Verschiebungen ($\Delta x, \Delta y$), die sich aus den Doppelbildern einer Kamera ergeben, errechnet. Um die räumliche Verschiebung aber berechnen zu können, benötigt man sogenannte Kalibrierpolynome. [4]

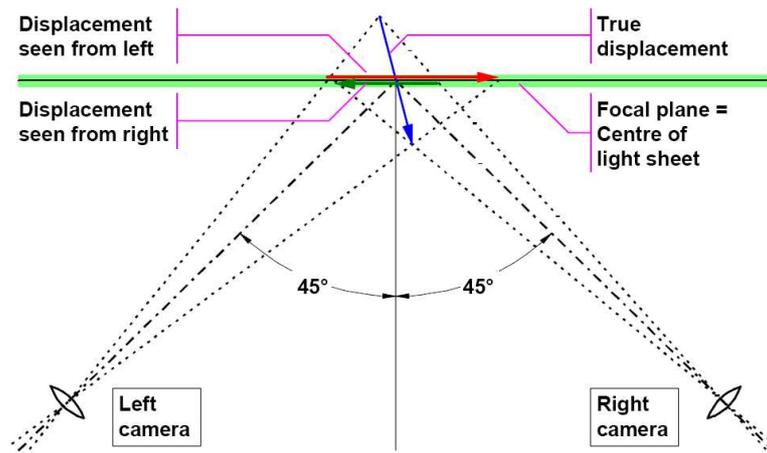


Abbildung 4.2: Prinzip der 3D Particle Image Velocimetry; Quelle: [4]

Bei der Ausrichtung der Kameras ist auf die Scheimpflug-Bedingung zu achten. Diese besagt, dass sich die Ebene des Lichtschnittes, der Linse und des CCD-Chips der Kamera in

einem Punkt schneiden müssen, damit der gesamte Bildausschnitt scharf dargestellt wird. Andernfalls würden der linke und/oder rechte Bildrand unscharf dargestellt werden und dadurch einerseits die Berechnung der Kalibrierpolynome erschweren und andererseits beim Auswerten die Ermittlung der Vektoren beeinträchtigen. [4]

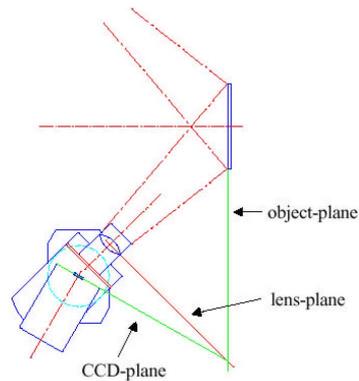


Abbildung 4.3: Scheimpflug-Bedingung; Quelle: [4]

4.1.1 Das PIV-System der TU-Graz

Laser

„Als Lichtquelle dient ein gepulster Nd:YAG Laser (New Wave GEMINI, Sunnyvale, California) im Double-Cavity-Aufbau. Dieser ermöglicht Lichtpulse mit einer Maximalenergie von 120 mJ/Puls und einer Pulsdauer zwischen 3 und 5 ns. Dieses die Frequenz verdoppelnde Double-Cavity-Lasersystem emittiert Lichtpulse mit einer maximalen Wiederholungsrate von 15 Hz bei einer Wellenlänge von 532 nm (grünes Licht). Durch die Verwendung zweier getrennter Laser-Resonatoren (double-cavity) kann die Zeit zwischen den beiden Laserpulsen vom Benutzer in Abhängigkeit von der auftretenden Strömungsgeschwindigkeit beliebig angepasst und optimiert werden. (Im Grunde genommen pulsen zwei Laser, daher ist der Pulsabstand bis null reduzierbar.)“ [9]

Kameras

Die Bilder werden mit DANTEC 80C60 HiSense Kameras aufgenommen.

„Beide Kameras sind auf so genannten „Scheimpflug - Mounts“ aufgebaut. Durch Kippung der Bildebene (CCD plane) konnte erreicht werden, dass die Scheimpflug-Bedingung erfüllt ist, die ein optimales Fokussieren des gesamten Blickfeldes der Kamera ermöglicht. Die Kameras sind mit F-Mount-Adaptern sowie AF Micro-NIKKOR 60/2.8 Objektiven ausgestattet. Wie bereits erwähnt, werden die beiden Teilchenbilder in zwei getrennten Einzelaufnahmen (frames) abgespeichert. Zu diesem Zweck betreibt man die Kameras im „Double - Frame-Mode“ mit einem minimalen Zeitabstand von $0.2\mu s$. Der Kamerasensor ist ein so genannter „Progressive-Scan-Interline CCD-Chip“ mit einer Größe von 1280 (horizontal) x 1024 (vertikal) Pixel (Pixelteilung $6.7\mu s$). Die Kameras besitzen einen Dynamikbereich von 12 bit.“ [9]

PIV Prozessor

„Die Datenerfassung sowie die Synchronisation von Laser und Kameras werden grundsätzlich von einem eigenen Prozessor gesteuert. Dieser PIV-Prozessor (DANTEC FlowMap 1500) besteht aus einer Korrelationseinheit, einem Input-Buffer und einer Synchronisationseinheit, die ein entsprechendes Synchronisationssignal für Lasersystem und Kameras generiert.“ [9]

PIV Prozessor und Messrechner (Microsoft Windows XP Professional SP2, DANTEC FlowManager 4.60.28) sind über eine 100MBit Leitung miteinander verbunden (TCP/IP Protokoll).

Zu beachten ist, dass in der FlowManager Software die Devicelibrary auf Version 3.50 (Dateiname: DevLib_v350.fdl vom 02.11.2000) zu ändern ist, da die DANTEC 80C60 HiSense Kameras in der aktuelle Devicelibrary nicht mehr geführt werden.

Seeding

Als Seeding wird *Di-Ethyl-Hexyl-Sebacat* [11] (DEHS) verwendet. Es wird durch einen Aerosolgenerator [10] dem Luftmassenstrom beigemischt. Die dabei entstehende Größe der Tropfen erreicht im Mittel etwa $0,3\mu m$. Durch Agglomeration der Teilchen im Zuluftschlauch liegt die tatsächliche Teilchengröße aber im Bereich von $0,7 - 1\mu m$.

4.1.2 Kalibrierung

Um die Kalibrierpolynome zu erhalten, verwendet man ein Kalibriertarget. Auf dem Target sind schwarze Punkte auf weißem Grund aufgedruckt, die als Referenz für die Kameras dienen. Ein großer Punkt in der Mitte des Targets stellt den Nullpunkt dar, und die vier ihn umgebenden kleineren Punkte das Koordinatensystem. Die restlichen Punkte in konstantem Abstand zueinander, definieren die Größe des betrachteten Bildausschnittes. Sie entsprechen also den wahren Koordinaten (X, Y, Z) . [4]

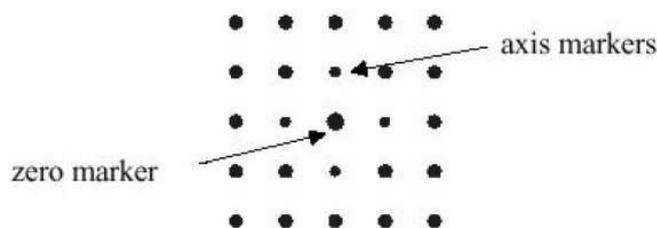


Abbildung 4.4: Kalibriertarget; Quelle: [4]

Für die Out of Plane Komponente ist es wichtig, dass die Aufnahmen das Target in verschiedenen Positionen des Lichtschnittes gemacht werden. Die Anzahl der Aufnahmen richtet sich dabei nach der Art des Kalibrierpolynoms. Je höher die Ordnung des Polynoms desto mehr Aufnahmen sind erforderlich.

Auch von Bedeutung ist der Ausschnitt der Messebene, den jede der beiden Kameras sieht. Denn nur aus dem gemeinsam gesehenen Bereich, dem Field of View, können Kalibrierpolynome für die 3-dimensionale Auswertung errechnet werden.

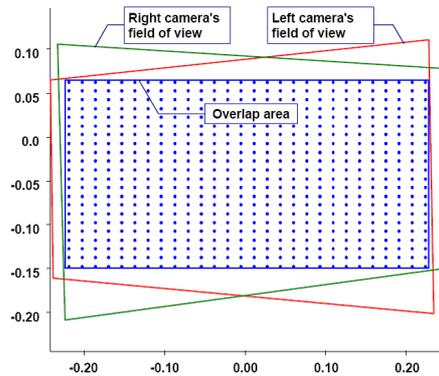


Abbildung 4.5: Field of View; Quelle: [4]

Nachdem die Aufnahmen des Targets gemacht wurden, können für die zwei Kameras die Kalibrierpolynome errechnet werden. Dabei entsteht für jede Kamera ein eigenes Kalibrierpolynom. Diese dienen dann als Referenz bei der Auswertung der Messbilder.

Sind die Kameras relativ weit vom Target entfernt, kann es vorkommen, dass die Software Probleme mit dem Berechnen der Polynome hat. Meist wird dabei der Nullpunkt, bzw. das Koordinatensystem des Targets nicht gefunden. Dieses Problem lässt sich jedoch entweder durch Ändern der Standardeinstellungen des „Image Model Fit“ oder mit der in der Software implementierten Methode des „Image Model Fit - extended“ beheben. Beim „Image Model Fit - extended“ lässt sich der Nullpunkt des Targets manuell wählen und die Berechnung der Kalibrierpolynome erfolgt dann wieder automatisch.

4.1.3 Messung

Vor der eigentlichen Messung ist es sinnvoll, ein paar Doppelbilder ohne Seeding aufzunehmen, um im Postprocessing den „Hintergrund“ des Bildes von der eigentlichen Aufnahme abzuziehen. Dadurch wird der Kontrast der Aufnahme erhöht und störende Hintergrundeffekte (Reflexionen, ...) herausgefiltert.

Eine sehr wichtige Einstellung für die Messung einer 3D-Strömung ist der Abstand zwischen den zwei Lichtpulsen (*Time between bursts*). Ist dieser nämlich zu groß, so kann es zu einem *loss of pairs* kommen, wenn sich Teilchen schnell durch den Lichtschnitt bewegen. Im ersten Doppelbild würde das Teilchen auftauchen, im zweiten aber nicht mehr, da es sich zu schnell out of plane bewegt hätte und dadurch nicht mehr detektiert worden wäre. Durch die nachfolgende einfache Beziehung lässt sich das erforderliche Zeitfenster für die zwei Lichtblitze festlegen.

$$t = \frac{s}{v} = \frac{\text{Lichtschnittbreite}}{\text{Teilchengeschwindigkeit}} \quad (4.1)$$

Man muss sich also über die zu erwartenden Geschwindigkeiten in der Strömung im klaren sein oder gegebenenfalls ein paar Testläufe durchführen, um die Geschwindigkeiten grob abzuschätzen.

Ein weiterer wichtiger Punkt ist, ob man phasenaufgelöst misst oder nicht. Hierfür unterscheidet man die beiden Einstellungen des Lasers in

- fixed time intervall
- external triggered

Fixed Time Intervall

Bei dieser Einstellung blitzt der Laser mit einer konstanten Frequenz von $8Hz$. Durch diese Methode lassen sich sehr gut natürliche Erscheinungen der Strömung ermitteln. Für eine gute Auswertbarkeit der Daten haben sich 600 - 700 Doppelbilder als gut herausgestellt.

External Triggered

Diese Methode dient dem phasenaufgelösten Messen. Die Idee dahinter ist, dass man mittels eines Referenzsignals den gesamten Zyklus einer Pulsation beschreiben kann. Der Impuls zum Auslösen des Lichtblitzes wird dem PIV-Rechner dabei durch ein Signal von einer externen Quelle geliefert. Die Form des Signals muss dabei eine steile Flanke aufweisen (Rechteckwelle).

Eine wichtige Einstellung des Lasers, um phasenaufgelöst messen zu können, ist die Option *window triggered*. Der Laser wartet für das Auslösen der Doppelblitze immer so lange, bis vom Triggersignal eine neue Flanke kommt. Die zwei Lichtblitze erfolgen also immer nur innerhalb eines „Zeitfensters“ (*Window*). Vergisst man diese Option zu aktivieren, so wartet der Laser nur einmal auf das Triggersignal und pulst dann mit den vorgegeben $8Hz$ des Lasers, wodurch man keine phasenaufgelöste Messung mehr erhält.

Mit dem *Time delay* des Lasers lassen sich die verschiedenen „Stützstellen“ der Phase, an denen dann jeweils eine Serie von Bildern aufgenommen wird, einstellen.

Zur Anzahl der Stützstellen bzw. der Samplingrate des Signals gelangt man über das *Nyquist-Shanon Theorem*. [6]

Ein gegebenes Signal $S(t)$ mit einer Frequenz f wird gesamplet.

$$S(t) = A \cdot \sin(2 \cdot \pi \cdot f \cdot t) \quad (4.2)$$

Die Periodendauer τ des Signals ergibt sich aus der Frequenz

$$\tau = \frac{1}{f} = t_{max}$$

Diese Periode soll nun N Stützstellen aufweisen. Damit erhält man die Samplingfrequenz.

$$f_{sample} = \frac{N}{t_{max}} \quad (4.3)$$

Diese Frequenz entspricht einem Zeitschritt von

$$dt = \frac{1}{f_{sample}} \quad (4.4)$$

Der Time delay geht also von 0 bis $t_{max} - dt$ in Zeitschritten von dt .

Von der Samplingfrequenz bzw. Samplingrate hängt aber nicht nur die Auflösung des Signals

ab, sondern auch die Menge an zu speichernden Daten. Pro Sample haben sich 200 Aufnahmen¹ als ausreichend für die Erstellung der Vector Maps herausgestellt. Dies bedeutet also, dass bei 6 Samples à 200 Aufnahmen (2 Bilder je Kamera entspricht insgesamt 800 Einzelbilder je Sample) insgesamt 4.800 Bilder gemacht werden. Aufgrund der Auflösung und der Tatsache, dass die Bilder unkomprimiert gespeichert werden, hat jedes Bild eine Größe von etwa $2,5MB$. Dies führt dazu, dass man für eine Messreihe mit den oben genannten Einstellungen in etwa $12GB$ an Speicherplatz benötigt! Die Datenmenge erhöht sich mit den Auswerteschritten nochmals und kann dabei bis auf das 4-fache anwachsen.

Erhöht man nun z.B. die Auflösung auf 24 Samples, so benötigt man schon den 4-fachen Speicherplatz. Und natürlich erhöht sich damit auch der Zeitaufwand der Messung.

Abbildung 4.6 zeigt den Unterschied in der Auflösung des Signals bei 6 Samples ($f_{sample} = 150Hz$) und bei 24 Samples ($f_{sample} = 600Hz$) auf.

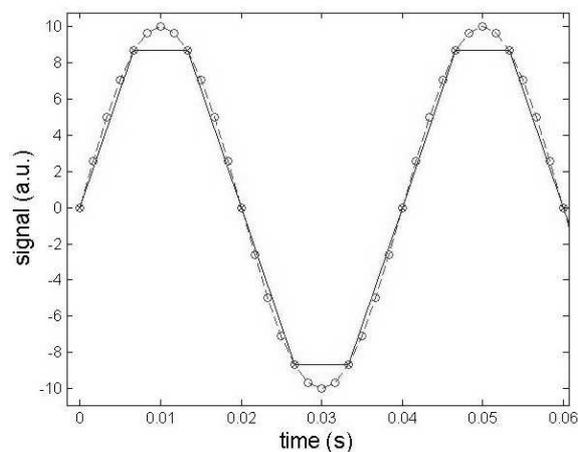


Abbildung 4.6: Auflösung eines Signals bei verschiedenen Samplingraten

Es ist zu erkennen, dass bei $600Hz$ eine deutlich bessere Auflösung des Signals erreicht wird. Es ist also ein Kompromiss zwischen der Genauigkeit der Messung und dem dafür notwendigen Aufwand an Messzeit und Datenmenge zu finden.

4.1.4 Auswertung [3]

Die Auswertung der PIV-Messung lässt sich in 3 Teile gliedern:

1. Pre - Processing
2. Processing
3. Post - Processing

Pre - Processing

In diesem vorbereitenden Schritt, wird mit Hilfe einer **Image Arithmetic** pixel-weise das Hintergrundbild, also eine Aufnahme ohne Seeding, von allen Doppelbildern abgezogen. Dadurch wird wie bereits erwähnt das Bild kontrastreicher und störende Reflexionen können

¹Um den Fehlerbereich so gering wie möglich zu halten sind mehr Aufnahmen zu empfehlen.

gemindert werden.

Dieser Vorgang ist zwar sehr rechenintensiv, ist aber auf jeden Fall zu empfehlen, da dadurch die Qualität der Bilder für die spätere Berechnung der Vektoren deutlich erhöht wird.

Um Bereiche, die nicht von Interesse sind, auszublenden oder Gebiete mit sehr starken Reflexionen noch weiter zu behandeln, gibt es die Möglichkeit der **Masking Image Map**. Durch diesen Vorgang können Teile des Bildes mit schwarz oder weiß ausgefüllt oder durch einen Mittelwert der Bildpunkte ersetzt werden.

Dieser Vorgang kann vor allem an Bereichen mit sehr starken und störenden Reflexionen sinnvoll eingesetzt werden.

Processing

Der erste Schritt im Verarbeiten der „Messbilder“ ist das Erstellen von Vektoren aus den einzelnen aufgezeichneten Teilchen. Mit der **Adaptive Correlation** lassen sich die Geschwindigkeitsvektoren sehr gut berechnen.

Hierfür wird mit einer „Interogation Area“ (IA) der Größe N mal der Größe der gewünschten IA gestartet. Bei $N = 3$ und einer gewünschten Größe der IA von 32×32 Pixel wäre die initialisierende IA 128×128 Pixel groß.

Die mittleren Ergebnisse der initialisierenden IA sind die Ausgangsinformationen für die nächste IA, die kleiner als die vorherige ist. Dieser Vorgang wiederholt sich bis die endgültige (gewünschte) Größe der IA erreicht ist.

Es wird also zuerst ein relativ großer Bereich des Bildes untersucht und dann Schritt für Schritt verfeinert. Dadurch steigt die Qualität der Auswertung, benötigt aber mehr Rechenzeit.

Zusätzlich zur Berechnung der Geschwindigkeitsvektoren können noch Validierungsoptionen zugeschaltet werden, um weniger „*bad vectors*“ zu generieren.

- Die *Peak Validation* untersucht das Histogramm der Bildpunkte und überprüft damit die Übereinstimmung der Korrelationspunkte.
- Mit der *Local Neighborhood Validation* werden Vektoren mit jenen in einer benachbarten IA verglichen. Sollte der Vektor nicht zur Umgebung passen wird er durch einen Vektor, der innerhalb der Nachbarumgebung interpoliert wurde, ersetzt.

Um das *loss of vectors* zu minimieren wird meist mit einem IA-Overlap von 25% gearbeitet. Dadurch werden Pixel, die am Rand der IA liegen auch noch validiert.

Bei der Überlappung unterscheidet man die *Central Difference* - und die *Forward Difference* - Methode. Die beiden Methoden unterscheiden sich in der Vektorberechnung, wobei die Erstere die genauere der beiden Berechnungsverfahren ist.

Die **Range Validation** ist der zweite Schritt der Datenverarbeitung. Das Minimum und Maximum der Geschwindigkeiten wird hierbei festgelegt. Nur Vektoren, deren Geschwindigkeit in diesen Grenzen liegt, sind gültig. Dadurch können Vektoren, die unrealistisch große Geschwindigkeiten aufweisen, gefiltert werden.

Mit dem bisher beschriebenen Vorgehen hat man nun 2D-Vector Maps vorliegen. Um 3D-Vector Maps zu erhalten, benötigt man das **3D Vector Processing**. Die mit dem *Image Model Fit* erstellten Kalibrierpolynome für die Kameras A und B sind nun für diesen Vorgang notwendig. Anhand dieser Kalibrierpolynome wird die *Out of Plane* Komponente der 2D Vektoren errechnet. Aus jeweils einem A und B 2D-Vector Map wird ein 3D-Vector Map. Die Software ermittelt dabei selbständig das *Field of View* und berechnet innerhalb dessen Grenzen die 3D-Vektoren. Es ist deshalb wichtig, dass die Kameras schon vor der Kalibrierung so eingestellt worden sind, dass sich ihr Sichtbereich möglichst überlappt, damit auch das ganze Bild vollständig 3dimensional ausgewertet werden kann.

Neben den 3D-Vector Maps lässt sich aus den 2D-Vector Maps auch die **Vorticity** ermitteln. Diese zeigt Wirbel im Strömungsfeld an.

Post - Processing

Den abschließenden Vorgang der Auswertung stellt das Post - Processing dar. Durch eine **Vector Statistic** werden die mittlere Geschwindigkeit der Vektoren (In Komponenten U , V , W), die Standardabweichung der mittleren Geschwindigkeiten und der Correlation Coefficient für jede Position ermittelt.

Die Vektorstatistik kann theoretisch nach jedem der vorher genannten Schritte erfolgen. Um jedoch den Fehler so gering wie möglich zu halten, sollte die Statistik erst am Ende durchgeführt werden.

Der Fehler der Auswertung durch die Statistik wird zusätzlich noch von der Wahl der Vektoren, die bei der Statistik berücksichtigt werden sollen, beeinflusst.

- Alle Vektoren
- Alle gültigen Vektoren, inkl. der substituierten
- Alle gültigen Vektoren, aber keine substituierten Vektoren (Das Ergebnis entspricht am besten der Realität)

4.1.5 Fehlerabschätzung

Der In Plane Fehler ergibt sich durch die statistische Mittelung der einzelnen PIV-Aufnahmen. Man hat eine Anzahl n an unabhängigen normalverteilten Messwerten, aus denen eine mittlere Geschwindigkeit in alle drei Richtungen gebildet wird. Geht man nun von einem Konfidenzintervall der Größe von 95% (daraus folgt $\alpha = 0,5$) aus, so liegt der errechnete Mittelwert in einem Fehlerbereich von [9]:

$$\pm \frac{t_{n-1;1-\alpha/2} \cdot \sigma}{\sqrt{n}} \quad (4.5)$$

Die Genauigkeit von stereoskopischen PIV - Systemen wurde von Lawson und Wu untersucht. Dabei haben sie ein geometrisches Fehlermodell erarbeitet, das das Verhältnis von Out of Plane Fehler zu In Plane Fehler bildet. [9]

$$S = \frac{1}{\tan \frac{\alpha}{2}} \quad (4.6)$$

Dabei ist α der Winkel zwischen den beiden Kameras.

Bei $\alpha = 45^\circ$ ergibt sich ein Fehlerverhältnis von $S = 2,41$. Der Out of Plane Fehler ist also 2,41 mal größer als der In Plane Fehler.

4.2 Andere Messmethoden

Am ersten Versuchsbrenner wurden die Schlierenvisualisierung und die Laservibrometrie eingesetzt.

Mit der Schlierenvisualisierung lassen sich Flammenwirbelstrukturen und auch Druckwellen, die durch die Wechselwirkung zwischen gepulster Brennstoffzufuhr und Brennraumgeometrie entstehen, visualisieren.

Die Laservibrometrie wird zur Untersuchung von Wirbelstrukturen eingesetzt.

Eine genaue Beschreibung der beiden genannten Methoden ist in der Diplomarbeit von Bernhard Wagner [21] gegeben. Eine Vergleich der oben genannten Messmethoden mit der stereoskopischen PIV ist dem Artikel „Using Dual Laser Vibrometry to monitor the stability of gas turbine combustion“ [7], der sich im Anhang befindet, zu entnehmen.

Kapitel 5

Konstruktion der Brennkammer

5.1 Konstruktionsprinzip

Die Brennkammer wurde unter dem Konzept der **vorgemischten Verbrennung** ausgelegt. Dabei wird der Kraftstoff in der Hauptluftleitung über ein Einströmröhrchen eingebracht. Somit hat der Brennstoff, für diese Test-Brennkammer handelt es sich dabei um Methan (CH_4), genügend Zeit sich homogen in der Hauptluft zu verteilen. Mit dem vorgemischten Brennstoff-Luft-Gemisch erreicht man eine gleichmäßige Verbrennung in der Primärzone. Als Brennermodul wird ein einfacher, axialer Drallerzeuger verwendet.

Um die Regelung zu vereinfachen, wird Luft für die weitere Verbrennung bzw. Kühlung getrennt über eine Sekundärluftleitung in die Brennkammer geleitet. Somit lassen sich die Massenströme für Haupt- und Sekundärluft leicht getrennt voneinander einstellen. Die Regelbarkeit der Brennkammer wird dadurch deutlich erhöht.

Es soll nur die primäre Verbrennungszone untersucht werden. Da dies auch mit optischer Messtechnik geschieht, dürfen keine störenden Öffnungen (Bohrungen) im Flammrohr vorhanden sein. Daher werden Sekundärluftlöcher erst am Ende des Flammrohres angebracht, wodurch sich nur eine relativ große Primärzone ausbildet. Zwischen- und Mischzone treten praktisch nicht auf.

Somit entspricht der Typ der Brennkammer einer konventionellen Bauart. Es gibt keine Stufung der Verbrennung.

Um die Fertigung zu vereinfachen, wurde die Brennkammer nicht rund sondern quadratisch gestaltet. Ein weiterer Vorteil des rechteckigen Querschnittes stellt der einfachere optische Zugang ins Innere der Brennkammer dar, da es zu keinen optischen Verzerrungen aufgrund von gekrümmten Flächen kommt. Diese Zugänge lassen sich auch mit sogenannten Dummies, die gleichzeitig als Träger für Druck- und Temperatursensoren dienen, verschließen.

Die allgemeinen Abmessungen der Brennkammer sind in Anlehnung an die Diplomarbeit von Bernhard Wagner [21] gewählt, der den ersten Testbrenner konstruiert hat.

Daraus ergeben sich folgende Abmessungen für den Druckmantel und das Flammrohr:

Tabelle 5.1: Abmessungen der Brennkammer

	Druckmantel	Flammrohr
Länge	200mm	200mm
Querschnitt	120x120mm	94,6x94,6mm

Die 3D Modelle und Zeichnungsableitungen (ProEngineer Wildfire 3) befinden sich auf der beiliegenden DVD¹.

Werkstoffe und Fertigung

Als Werkstoff für den Druckmantel, das Flammrohr und die Drallerzeuger kam normaler Baustahl zum Einsatz. Aus Gründen der niedrigeren Materialkosten und der einfacheren und dadurch günstigeren Fertigung entschieden wir uns zugunsten dieses Werkstoffes.

Der Druckmantel wurde am Institut für Fertigungstechnik auf einer CNC-Fräsmaschine gefertigt, das Flammrohr am Institut für Thermische Turbomaschinen und Maschinendynamik auf konventionellen Fräsmaschinen.

Der optische Zugang des Liners besteht aus feuerfestem Robax-Glas, das Temperaturen bis 700°C stand hält. Die Scheiben im Druckmantel bestehen aus Standard-Quarz-Glas.

Die Fertigung der beiden Drallerzeuger erfolgte an der Höhere Technischen Bundes- Lehr- und Versuchsanstalt Graz-Göding. Zuerst wurde ein Drallerzeuger mit 45° Drallwinkel gefertigt. Nachdem dieser erfolgreich getestet wurde, wurde noch einer mit 30° Drallwinkel hergestellt. Da der letztgenannte sehr gute Ergebnisse im Bereich der Flammenstabilität aufwies, wurde der Drallerzeuger mit 60° Drallwinkel nicht mehr benötigt.

5.2 Sekundärluftleitung

Wie bereits erwähnt, wird die Sekundärluft über eine separate Leitung in die Brennkammer geführt, um die Regelung zu vereinfachen.

Die gesamte Sekundärluft strömt über ein Regelventil in die Sekundärluftleitung. Am Ende dieser Rohrstrecke erfolgt die Aufteilung in zwei Luftströme für die linke und die rechte Seite der Brennkammer. Danach teilen sich die zwei Luftströme nochmals in je zwei weitere auf und treten über vier Bohrungen in die Brennkammer ein. Die Luft wird dadurch gleichmäßig in der Brennkammer verteilt.

¹DVD:\Konstruktion\...

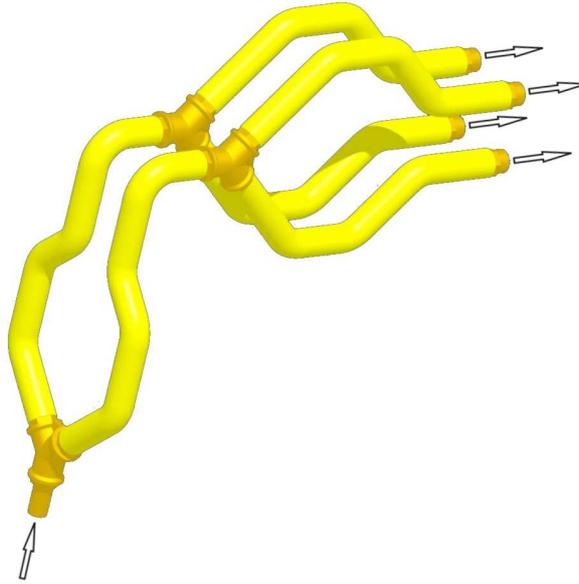


Abbildung 5.1: Sekundärluftleitung

5.3 Drallerzeuger (Swirler)

Da die Dralldüse einen sehr großen Einfluss auf die Stabilität der Flamme hat, sollten mehrere Drallerzuger mit unterschiedlichen Drallwinkeln konstruiert werden. Da der Axialdrallerzeuger für die Experimente vorteilhaft (akustisch transparent) und ausserdem einfach zu fertigen ist, soll dieser Typ zum Einsatz kommen.

Konstruktion mittels ProEngineer

Der Drallerzeuger hat 3 Strömungskanäle, die mittels der Beziehung für die Schraubenlinie um die Achse des Zentralkörpers gewickelt sind.

Die Modellierung erfolgte im ProEngineer. Nachdem der Grundkörper erstellt worden war erfolgte die Erzeugung der Kanäle mit dem Feature *Helical Sweep - Protrusion*. Durch diese Option wird eine Skizze entlang einer Schraubenlinie verschoben. Dabei wird jedoch nicht ein Kanal, sondern der Zwischenraum zweier Kanäle modelliert. Folgende Einstellungen wurden dabei gewählt:

1. Eine konstante Ganghöhe (*constant Pitch*).
2. Die Drehrichtung des Drallerzeugers ist nach rechts (*Right Handed*).
3. Das zu verschiebende Profil steht normal zur Trajektorie (*Normal to Trajektorie*).

Das *Sweep Profile*, die Bezugslinie der Schraubenlinie, liegt in einer Ebene, die die Achse schneidet. Normalerweise sind beim *Helical Sweep* die Drehachse und die Bezugslinie nicht deckungsgleich, was aber beim Drallerzeuger der Fall ist. Im ProEngineer kann man dies nur durch einen Trick ermöglichen. Man gibt als Abstand zwischen Drehachse und Bezugslinie einen Wert, der viel kleiner als die Fertigungstoleranz ist (z. B. $0,0001\text{mm}$), ein. Die Höhe bzw. Länge des Sweep entspricht der Länge der Kanäle. Beim vorliegenden Drallerzeuger

sind dies 40mm .

Der *Pitch*, also die Ganghöhe, hängt vom Steigungswinkel des Drallerzeugers ab. Um die Modellierung des Drallerzeugers so flexibel wie möglich zu gestalten, wurde hier die Gleichung 5.1 eingegeben, die den Zusammenhang zwischen Ganghöhe und Steigungswinkel darstellt.

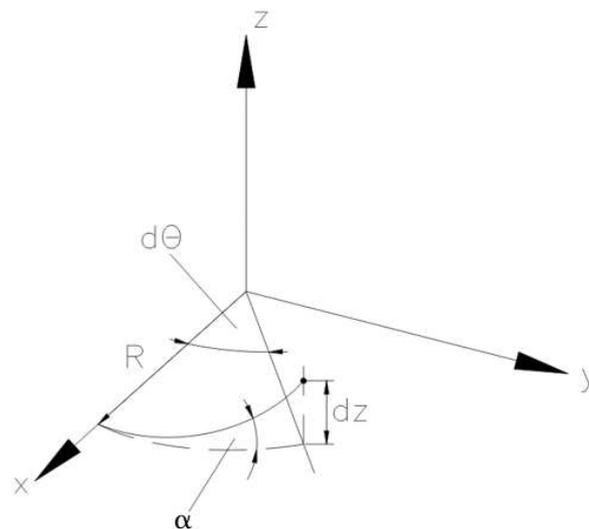


Abbildung 5.2: Schraubenlinie

Für kleine Winkeländerungen $d\theta$ wird das Bogenstück $R \cdot d\theta$ zu einer Geraden und man kann folgende Beziehung anschreiben:

$$\begin{aligned} \tan(\alpha) &= \frac{dz}{R \cdot d\theta} \\ \int_0^p dz &= \int_0^{2\pi} \tan(\alpha) \cdot R \cdot d\theta \\ p &= 2 \cdot \pi \cdot R \cdot \tan(\alpha) \end{aligned} \quad (5.1)$$

Der letzte Schritt stellt die Erstellung der zu erzeugenden Skizze (*Sketch*) dar. Dieses Profil entspricht der Stirnfläche eines Zwischenraums zwischen zwei Strömungskanälen. Die genaue Form dieses Querschnittes kann nur sehr schwer festgelegt werden, da je nach Art der Fertigung (Kugelfräser, Scheibenfräser) andere Schnittformen entstehen. Beim vorliegenden Drallerzeuger wurde auf den bereits bestehenden Swirler von Herrn Bernhard Wagner aufgebaut und die Geometrie entsprechend angepasst.

Zum Abschluss wird die erzeugte Schraube dreimal um je 120° gedreht und dadurch die endgültige Form erzeugt.

Um ein Rückschlagen der Flamme zu verhindern, wurde der vordere Teil des Drallerzeugers kegelig abgedreht. Dadurch entsteht ein Venturi-Effekt.

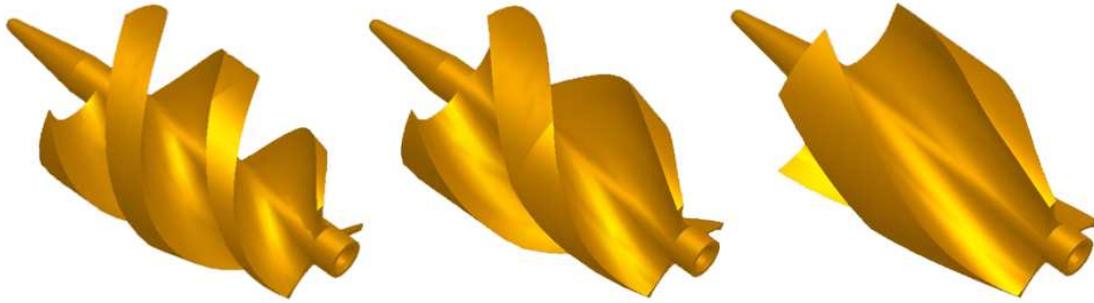


Abbildung 5.3: Modelle von verschiedenen Drallerzeugern; links: $\alpha = 30^\circ$, mitte: $\alpha = 45^\circ$, rechts: $\alpha = 60^\circ$

Die Kontinuitätsbedingung ergibt für ein Rohr ohne Quellen oder Senken mit unterschiedlichen Durchmessern:

$$\dot{m} = const. = \rho_1 \cdot v_1 \cdot A_1 = \rho_2 \cdot v_2 \cdot A_2 \tag{5.2}$$

Für inkompressible Medien, bzw. kompressible Medien mit $Ma < 0,3$, können die Dichten gleich gesetzt werden ($\rho_1 = \rho_2$). Aus Gleichung 5.2 wird dann:

$$\begin{aligned} v_1 \cdot A_1 &= v_2 \cdot A_2 \\ \frac{A_1}{A_2} &= \frac{v_2}{v_1} \end{aligned} \tag{5.3}$$

Durch die somit erhöhte Austrittsgeschwindigkeit wird ein Zurückbrennen in die Hauptluftleitung verhindert. Das gewählte Flächenverhältnis ist Tabelle 5.2 zu entnehmen.

Tabelle 5.2: Venturieffekt der Drallerzeuger

	45° Drallwinkel	30° Drallwinkel
A_{ein}/A_{aus}	2,3	3

5.4 Druckmantel

Wie bereits erwähnt, wurde die Brennkammer mit einem rechteckigen Querschnitt konstruiert, um die Fertigung und die optischen Messungen zu erleichtern.

Die 6 Wände des Druckmantels bestehen aus Stahlplatten, die ineinander gesteckt und dann miteinander verschraubt werden. Dadurch entsteht eine Schale, die dem Innendruck der Brennkammer standhält. Die Bauteile weisen eine Dicke von $20mm$ auf, da nur Material in dieser Dimension am Institut vorhanden war. Da die Belastungen des Druckmantels mit $2bar$ Überdruck und etwa $500^\circ C$ recht gering sind ist der Druckmantel mit Sicherheit überdimensioniert.

An die Wand (Teil 1), am Eintritt der Brennkammer, wurde das Rohr für die Zufuhr des Brennstoff-Luft-Gemisches angeschweißt, um eine dichte Verbindung herzustellen. Ebenso befinden sich die 4 Öffnungen für die Zufuhr an Sekundärluft in diesem Bauteil.

Am Austritt der Brennkammer (Teil 2) befindet sich eine Öffnung, an der die Drossel angeschraubt wird.

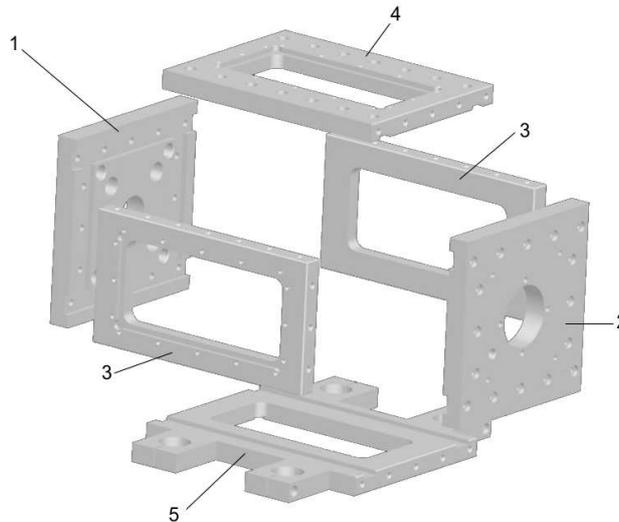


Abbildung 5.4: Explosionszeichnung des Druckmantels

Die Seitenwände (Teile 3, 4, 5) haben große Öffnungen für den optischen Zugang vorgesehen. In diese Vertiefungen können Glasscheiben eingesetzt werden, damit selbst bei Überdruck noch die Verbrennung mit Kameras beobachtet werden kann.

Wie schon beim Kapitel Konstruktionsprinzip angeführt, können die optischen Zugänge mit Dummies, die wiederum mit Druck und Temperatursensoren ausgestattet sind, verschlossen werden.

Zündkerze

Die Zündung des Testbrenners erfolgt über eine Zündkerze, die in einen der Dummies geschraubt wird und bis ins Flammrohr reicht.

Die günstigste Position, um die Zündkerze zu platzieren, ist dort, wo die Flamme auf die Flammrohrwand trifft. An dieser Stelle kann die Zündkerze bündig mit der Linerwand abschließen und wird so vor Überhitzung durch die heiße Flamme geschützt.

Um den Auftreffpunkt der Flamme zu bestimmen, wurden erste Versuche ohne Instrumentierung und mit Hilfe eines optischen Zuganges gemacht. Dadurch konnte die Flamme gut beobachtet und so der Auftreffpunkt leicht ermittelt werden.

Druck- und Temperaturmessstellen

Die Anordnung der Druck- und Temperaturmessstellen erfolgte so, dass sie möglichst an einem der leicht austauschbaren Dummies angebracht wurden. Somit ist die größtmögliche Flexibilität gegeben, falls Positionen der Entnahmestellen verändert werden müssen. Leider war dies aber nicht für alle Messstellen möglich. Die Druckentnahmebohrungen 3 und 8, sowie die Bohrung für das Thermoelement 3 mussten aus Platzgründen direkt in den Druckmantel gebohrt werden.

Insgesamt gibt es 8 Druckmessstellen und 8 Punkte an denen Temperaturen gemessen werden.

Druckmessstellen:

1. Hauptluftleitung (Totaldruck)
2. Sekundärluftleitung (Totaldruck)
3. 4 Entnahmestellen in der Kopfplatte des Druckmantels, die durch eine Ringleitung, zur Mittelung des Druckes in der „Vorkammer“, miteinander verbunden sind (Wanddruck)
4. Eintritt in den Ringspalt (Wanddruck am Druckmantel)
5. Austritt aus dem Ringspalt (Wanddruck am Druckmantel)
6. Eintritt in das Flammrohr (Wanddruck an der Flammrohrwand)
7. Austritt aus dem Flammrohr (Wanddruck an der Flammrohrwand)
8. Austritt aus der Brennkammer - in der Nähe der Drossel (Wanddruck)

Temperaturmessstellen:

1. Hauptluftleitung (Gastemperatur)
2. Sekundärluftleitung (Gastemperatur)
3. „Vorkammer“ (Gastemperatur)
4. Austritt aus dem Drallerzeuger - Eintritt in das Flammrohr (Gastemperatur)
5. Dem Ringspalt zugewandte Seite der Linerwand (Wandtemperatur)
6. Dem Ringspalt zugewandte Seite des Druckmantels (Wandtemperatur)
7. Brennkammeraustritt - nahe der Drossel (Gastemperatur)
8. Verschiebbarer Kegel der Drossel (Wandtemperatur)

Die Druckentnahmebohrungen sind durch Stahlröhrchen bzw. Druckluftschläuche mit den Drucksensoren (SAMSOMATIC T-6051) verbunden. Das dort erzeugte Messsignal gelangt in einen Simatic - Schrank der Firma Siemens.

Auch die Thermocouples des Typs N sind mittels Ausgleichsleitungen an die Simatic angeschlossen.

Die Aufzeichnung der Messwerte erfolgt durch ein Lab-View Programm von Thomas Leitgeb, das er im Rahmen seiner Diplomarbeit [15] erstellt hat.

Optische Zugänge

Für die PIV-Messung sind zwei optische Zugänge erforderlich. Der Lichtschnitt des Lasers wird durch den Boden der Brennkammer geführt. Die linke Seite der Brennkammer enthält den zweiten optischen Zugang, durch den die Bilder aufgenommen werden.

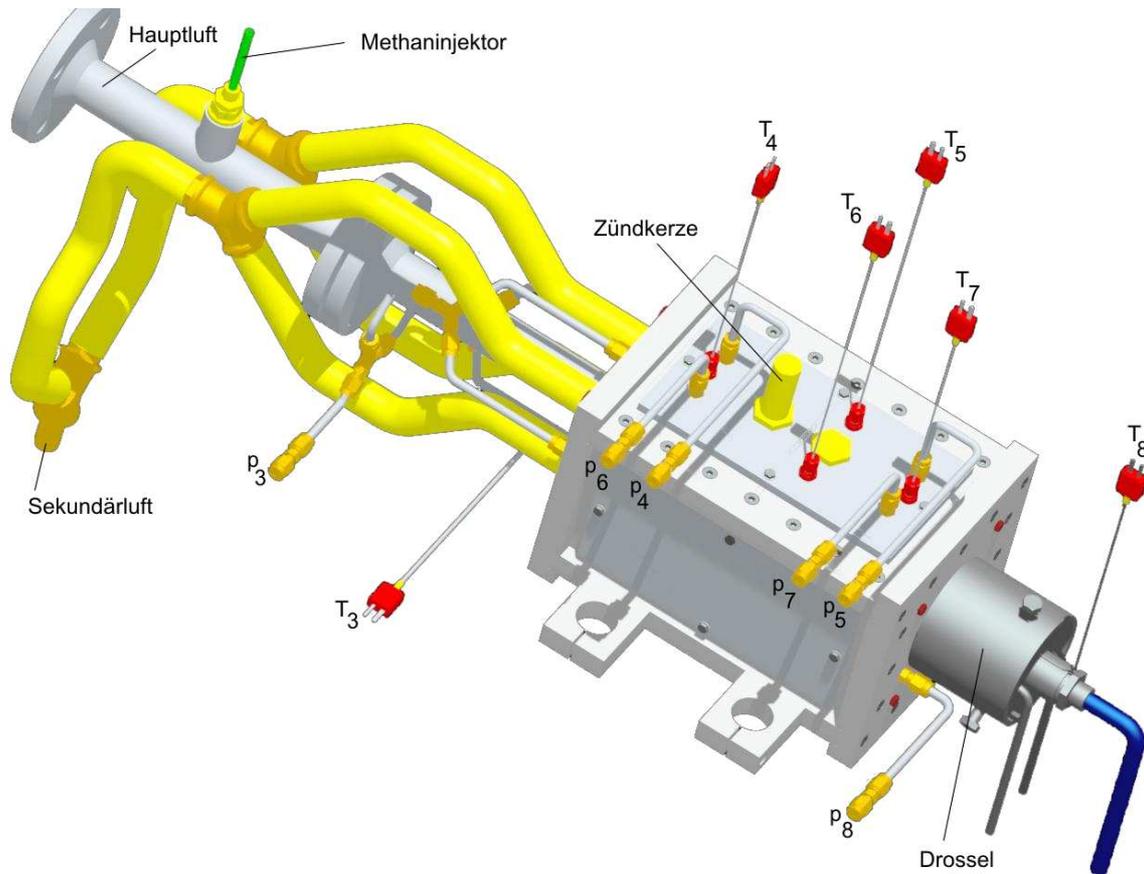


Abbildung 5.5: Position der Druck- und Temperaturmessstellen

5.5 Flammrohr

5.5.1 Unterschiede des Testbrenner-Flammrohres zu üblichen Flammrohren

Um die Fertigung zu vereinfachen, besteht das Flammrohr nicht aus einem runden Blech, sondern aus rechteckigen Platten, die ineinander gesteckt werden. Somit ergeben sich andere Strömungsbedingungen als bei den üblichen Brennkammern. Um dies zu korrigieren, wird mit hydraulischen Durchmessern gerechnet.

$$d_h = \frac{4 \cdot \text{Fläche}}{\text{Umfang}} \quad (5.4)$$

Wie am Anfang des Kapitels schon erwähnt, soll nur die Primärzone untersucht werden. Daher beschränkt sich die Auslegung auch auf diesen Teil der Brennkammer. Die Bohrungen, für die Zufuhr an Sekundärluft für die Verbrennung, bzw. die Zumischung der Kühlluft, befinden sich am Ende des Flammrohres. Dadurch bildet sich nur eine einzige große Primärzone. Durch diese Konstruktion überschreitet die Länge der Primärzone die üblichen Werte von $l_{pr} = 0,5 \cdot d_{fr}$ deutlich. Man kann daher nicht mehr davon ausgehen, dass 50% der Luft,

die über die Primärluftlöcher in das Flammrohr strömen, dort auch rezirkulieren, und die anderen 50% in die Zwischenzone strömen, bzw. im vorliegenden Fall über die Drossel aus der Brennkammer gelangen. Aus diesem Grund wird die Auslegung des Flammrohres mit variabler Rezirkulation zwischen den beiden Extremen.

- 50% Rezirkulation an Sekundärluft in der Primärzone
- Keine Rezirkulation der Sekundärluft in der Primärzone

durchgeführt. Im weiteren Verlauf können aufgrund der Konfiguration die Begriffe Kühlluft und Sekundärluft nicht mehr eindeutig getrennt werden, da nur eine Lochreihe vorhanden ist, durch die diese Luftmengen in den Liner strömen können. Die beiden Begriffe können also synonym verwendet werden, weshalb im weiteren Verlauf nur noch der Begriff Sekundärluft herangezogen wird.

Im Gegensatz zu üblichen Brennkammer strömt die Sekundärluft nicht zusammen mit der Hauptluft über einen zentralen Diffusor in die Brennkammer und teilt sich dort in zwei Massenströme auf sondern über 4 separate Einströmöffnungen. Die so zugeführte Luft gelangt dann in eine Art Vorkammer, wo sie über Öffnungen im Prallblech auf die vier Wände des Flammrohres aufgeteilt wird. In diesem Zusammenhang werden nachfolgend die Luftverhältnisse aus Kapitel 2.1 neu definiert. Die Luftverhältnisse werden nicht mehr auf den Gesamtluftmassenstrom, sondern auf den Sekundärluftmassenstrom bezogen.

Da auch optische Messtechnik zum Einsatz kommt, bestehen Teile des Liners aus feuerfestem Glas. Um den optischen Zugang nicht zu stören, kommen nun aber keine Kühlluftbohrungen in diesem Bereich in Frage. Die Kühlung des Flammrohres erfolgt also mangels von Bohrungen von der Außenseite her. Da das Glas und auch die Bleche der Liner-Wand jedoch recht dünn sind, kann man davon ausgehen, dass auch eine Kühlung der Flammrohrwand von der Außenseite her Sinn macht.

5.5.2 Auslegung des Testbrenner-Flammrohres

Für das Flammrohr sind zu bestimmen²:

- Hauptluftmenge
- Sekundärluftmenge
- Größe der Öffnungen im Prallblech
- Größe und Anzahl der Sekundärluft-Bohrungen am Ende der Primärzone

²Ein Excel-Sheet zur Berechnung ist auf der beiliegenden DVD zu finden (DVD:\Berechnung\Testbrenner.xls)

Haupt- und Sekundärluftmenge

Dem Testbrenner ist kein Verdichter vorgeschaltet. Somit richten sich die Haupt- und Sekundärluftmenge rein nach den Bedingungen zur Erzeugung einer stabilen Flamme und der effektiven Kühlung der Flammrohrwand.

Um ein leicht zu zündendes Gemisch zu erhalten, wird für die Primärzone ein Luftverhältnis von $\lambda_{pr} = 1$ festgelegt. Weiters soll die Brennkammer eine Leistung von $P = 30kW$ erbringen.

Aus diesen zwei Bedingungen lässt sich nun mittels der Gleichungen 2.8 (Energiebilanz der Brennkammer) und 2.34 (Luftverhältnis in der Primärzone) die benötigte Primärluftmenge ermitteln.

Die Menge an Hauptluft \dot{m}_H richtet sich nun danach, ob eine Rezirkulation in der Primärzone stattfindet oder nicht. Laut Gleichung 2.37 gilt ja:

$$\dot{m}_{pr} = 0,5 \cdot \dot{m} + \dot{m}_z$$

Im vorliegenden Fall würde dies bedeuten:

$$\dot{m}_{pr} = x \cdot \dot{m}_S + \dot{m}_H \quad (5.5)$$

Wobei x die Menge an rezirkulierender Sekundärluft angibt (mit $x = 0 \dots x = 0,5$).

Die Menge an Sekundärluft \dot{m}_S richtet sich danach, wie gut sich die Flammrohrwand und die Glasscheiben im Druckmantel mit diesem Luftmassenstrom kühlen lassen.

Die Festlegung des Massenstroms an Sekundärluft erfolgt wie unter Kapitel 2.2 beschrieben. Die Berechnung wurde mit Hilfe von Excel durchgeführt. Die Kurve mit der Bezeichnung Zielwert stellt die Gleichung 2.92 dar. Dort wo die Kurve die Abszisse schneidet ist die Gleichung zu Null erfüllt und somit die Temperatur der Flammrohrwand ermittelt.

Die Ergebnisse der Auslegung mit den entsprechenden Parametern sind in der nachfolgenden Tabelle und einigen Diagrammen wiedergegeben.

Tabelle 5.3: Nötige Kühlluftmenge

Luftmengen					
zu erreichende Brennerleistung		Q	30.000 W		
gewünschtes Luftverhältnis (Primärz.)		lambda_pr	1 L/L_min		
unterer Heizwert von Methan		H_u	5,E+07 J/(kgK)		
Mindestluftmenge für die Verbrennung		L_min	17,13 kg_Luft/kg_Brennstoff		
erforderliche Brennstoffmenge		m_br	6,E-04 kg/s	0,600 g/s	
Luftmenge für die Primärzone		m_pr	1,E-02 kg/s	10,278 g/s	
gewählte Sekundärluftmenge		m_S	2,E-02 kg/s	20,000 g/s	
Anteil an Sekundärluft in der Primärzone x	Hauptluftmenge		Gesamtluftmenge		Luftverhältnis über die gesamte Brennkammer L/L_min
	kg/s	g/s	kg/s	g/s	
0,00	1,03E-02	10,278	3,03E-02	30,278	2,946
0,05	9,28E-03	9,278	2,93E-02	29,278	2,849
0,10	8,28E-03	8,278	2,83E-02	28,278	2,751
0,15	7,28E-03	7,278	2,73E-02	27,278	2,654
0,20	6,28E-03	6,278	2,63E-02	26,278	2,557
0,25	5,28E-03	5,278	2,53E-02	25,278	2,459
0,30	4,28E-03	4,278	2,43E-02	24,278	2,362
0,35	3,28E-03	3,278	2,33E-02	23,278	2,265
0,40	2,28E-03	2,278	2,23E-02	22,278	2,168
0,45	1,28E-03	1,278	2,13E-02	21,278	2,070
0,50	2,78E-04	0,278	2,03E-02	20,278	1,973

Je stärker die Rezirkulation ausgebildet ist, desto weniger Hauptluft wird benötigt, damit in der Primärzone eine stöchiometrische Verbrennung stattfindet. Jedoch ist aufgrund der Erfahrungen durch die Vorversuche nicht zu erwarten, dass eine Flamme, die nicht anfällig gegen Störungen ist, mit weniger als 2g/s gebildet werden kann. Dies wird also dazu führen, dass entweder die Rezirkulation schwach ausgeprägt sein wird oder wahrscheinlicher, dass eine überstöchiometrische Verbrennung stattfinden wird.

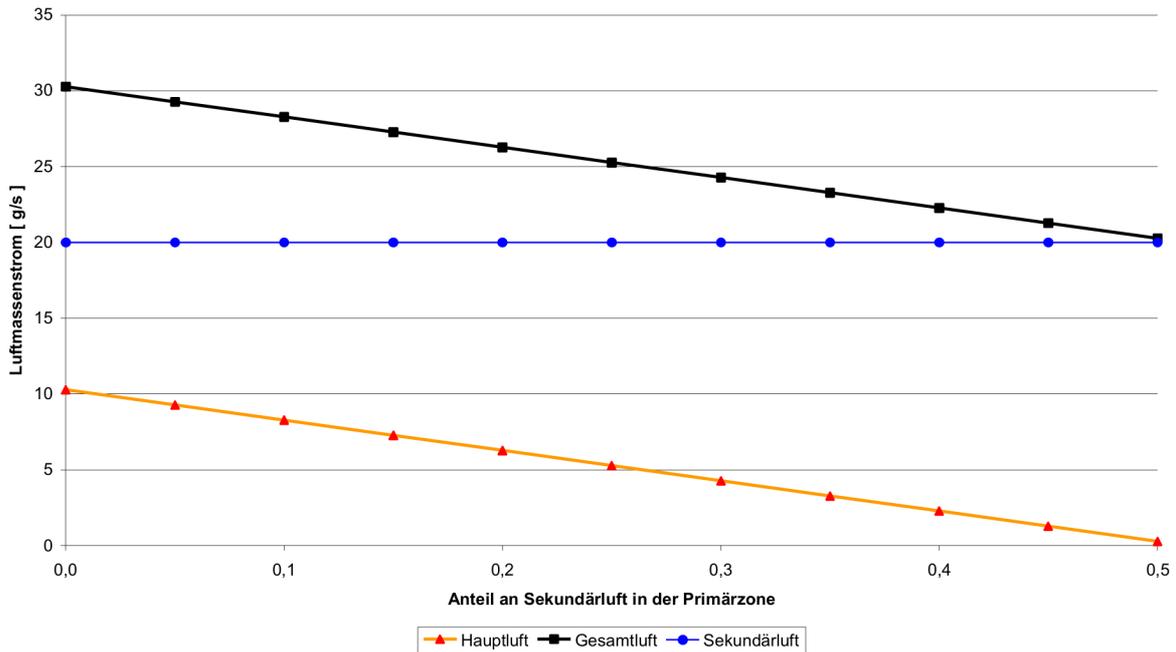


Abbildung 5.6: benötigte Luftmengen des Testbrenners

Zu Abbildung 5.6 ist zu sagen, dass für die Sekundärluft zunächst der gleicher Massenstrom wie jener an Hauptluft gewählt und dann sukzessive bis auf 20g/s erhöht wurde. Eine weitere Erhöhung hat keinen Sinn, da der Anteil an Strahlungswärme im Flammrohr dominiert (siehe Abbildung 5.8). Somit lässt sich die Wärme also nicht durch erzwungene Konvektion mittels Kühlluft abführen.

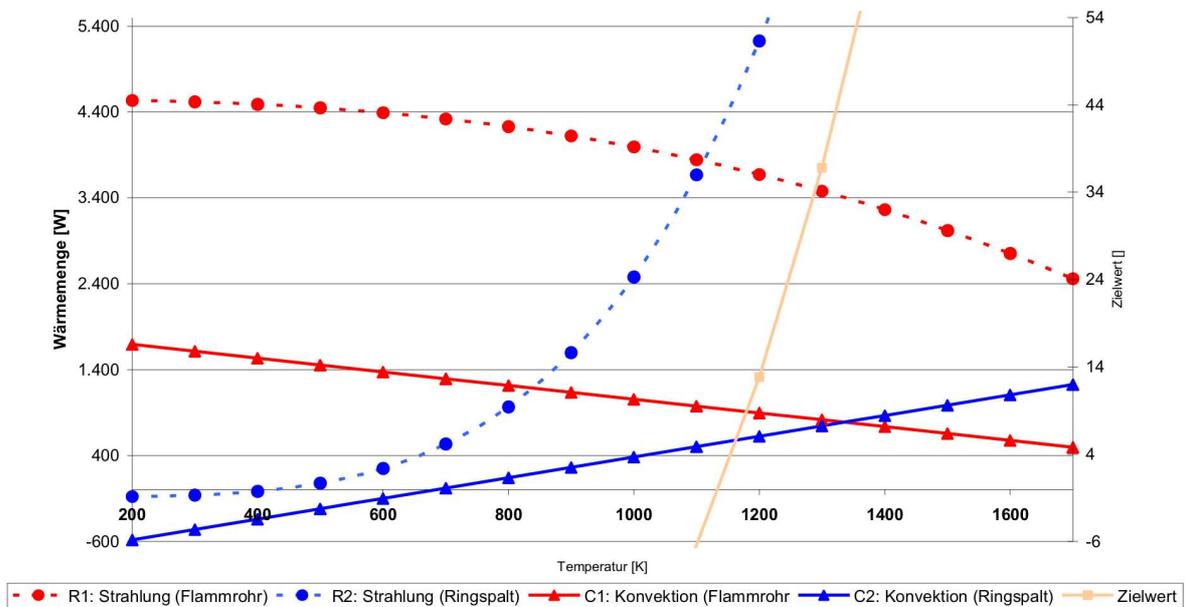


Abbildung 5.7: Wärmebilanz der adiabaten Brennkammer

Abbildung 5.7 zeigt die Wärmebilanz für die adiabate Brennkammer. Diese diente zusammen mit der adiabaten Flammentemperatur (2.048°C) als Ausgangsbasis für die Ermittlung der Wärmeverluste, um mit deren Hilfe die Wärmebilanz der verlustbehafteten Brennkammer aufzustellen.

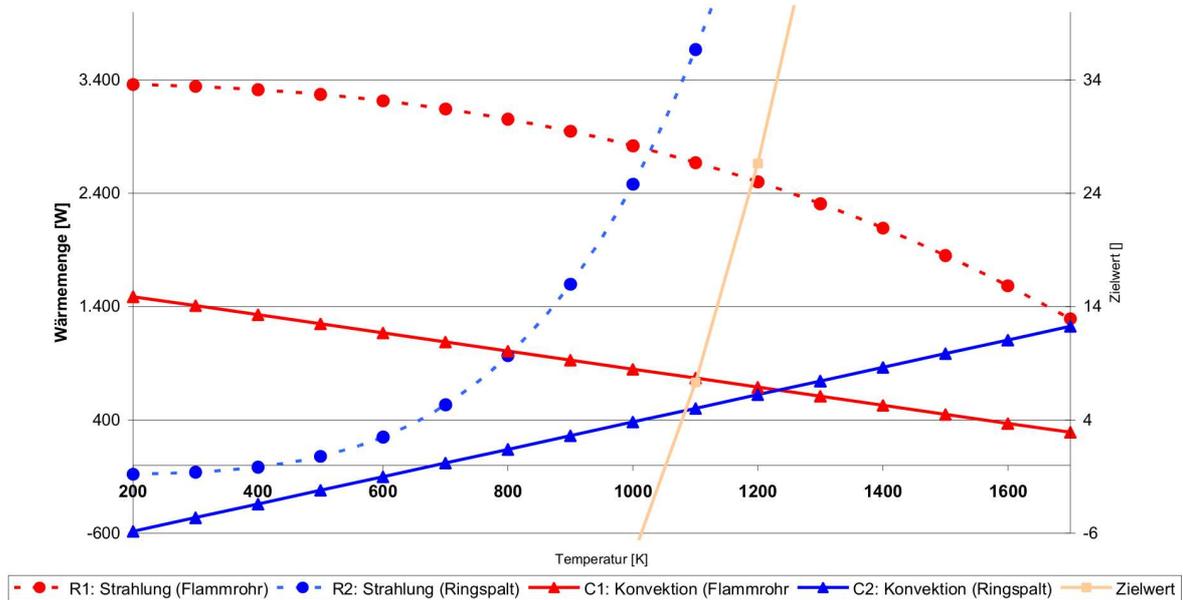


Abbildung 5.8: Wärmebilanz der verlustbehafteten Brennkammer

Die obige Abbildung stellt das Ergebnis der Wärmebilanz nach dem letzten iterativen Schritt dar. Daraus ergibt sich, dass mit einer Sekundärluftmenge von 20g/s die Temperatur der Flammrohrwand etwa 780°C beträgt. Dies ist relativ hoch, lässt sich aber aufgrund der niedrigen Luftmassenströme, die bei diesem Testbrenner verwendet werden, leider nicht vermeiden.

Der Wärmeverlust über die Brennkammerwände wird in etwa $4,2\text{kW}$ (14% der Gesamtleistung) betragen.

Der Rechenverlauf ist in Abbildung 5.9 dargestellt.

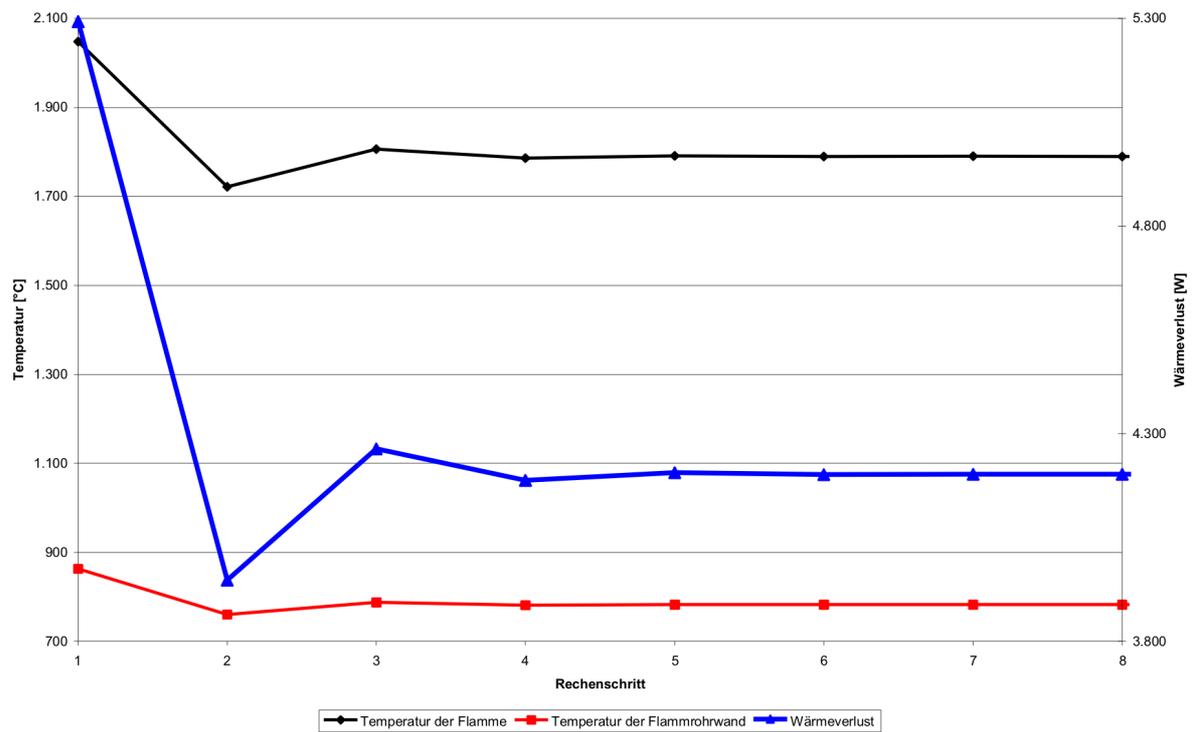


Abbildung 5.9: Rechenverlauf der Wärmebilanz

In wie weit die getroffenen Annahmen der Wirklichkeit entsprechen wird die Auswertung der Versuche zeigen. Eine große Unsicherheit bei der Berechnung stellen vor allem die Annahmen über Emissionskoeffizienten des Werkstoffes und die anzunehmenden Eigenschaften der Luft dar.

Größe der Öffnung im Prallblech

Die Beschreibung des Berechnungsvorganges befindet sich im Anhang A.

Für die gewählten Auslegungsparameter erhält man die nachfolgenden Ergebnisse, die in Tabelle 5.4 angeführt sind.

Tabelle 5.4: Größe der Öffnungen im Prallblech

Öffnungen im Prallblech						
Eingangsdaten (teilweise geschätzt)						
q_ref/q_a	f ²		0,169			
Delta p_o(2-3)/p_2	Delta p_o(2-3)/p2		0,07		7 %	
Gaskonstante der Luft	R_L		287 J/(kgK)			
Temperatur am Brennkammer-Eintritt	T_2		293 K		20 °C	
Druck am Brennkammer-Eintritt	p_2		220.000 N/m ²		2,2 bar	
Druck im Ringspalt	p_a		210.000 N/m ²			
Wirkungsgrad des Diffusors	eta_d		0,9		1,250	
Austrittsdurchmesser der Diffusoren	d_2'		0,018 m		18 mm	
Austrittsfläche der Diffusoren (4Stück)	A_2'		2,54E-04 m ²			
Eintrittsdurchmesser der Diffusoren	d_2		1,20E-02 m		12 mm	
Eintrittsfläche der Diffusoren	A_2		1,13E-04 m ²			
(A_ref/A_2) ²	r ²		529			
Fläche des Ringspaltes	A_a		4,28E-03 m ²			
Flächenkontraktionskoeffizient	k		0,8			
Länge eines Prallblechschlitzes	l_schl		0,07 m		70 mm	
Druckverlustbeiwert des Schlitzes	cd		0,9			
Ergebnisse						
Gesamtluftmenge		Delta p_o(2-3)/q_ref	Delta p_ofr/q_ref	rho_pb*c_pb	A_pb	b_schl
kg/s	g/s	-	-	kg/(m ² s)	m ²	mm
3,03E-02	30,278	9.510	9.457,387	197,038	1,27E-04	1,81
2,93E-02	29,278	10.171	10.118,127	203,809	1,23E-04	1,75
2,83E-02	28,278	10.903	10.850,197	211,057	1,18E-04	1,69
2,73E-02	27,278	11.717	11.664,246	218,836	1,14E-04	1,63
2,63E-02	26,278	12.626	12.572,987	227,205	1,10E-04	1,57
2,53E-02	25,278	13.644	13.591,699	236,234	1,06E-04	1,51
2,43E-02	24,278	14.792	14.738,867	246,005	1,02E-04	1,45
2,33E-02	23,278	16.090	16.037,032	256,615	9,74E-05	1,39
2,23E-02	22,278	17.567	17.513,908	268,175	9,32E-05	1,33
2,13E-02	21,278	19.257	19.203,866	280,819	8,90E-05	1,27
2,03E-02	20,278	21.203	21.149,960	294,709	8,48E-05	1,21

Die Größe der Öffnungen im Prallblech ist vom Druckverlust über das Flammrohr abhängig. Dabei begünstigt ein großer Druckverlust das Durchströmen durch die Öffnung. Es gilt also, je höher der Druckverlust ist, desto engere Schlitzte können angewendet werden. Da der Druckverlust jedoch zu Beginn schwer abgeschätzt werden kann, werden große Öffnungen vorgesehen.

Größe und Anzahl der Primärluftlöcher

Der Berechnungsvorgang und die Abweichungen von der „Standardauslegung“ sind Anhang B zu entnehmen. Die Ergebnisse für den Testbrenner sind in der untenstehenden Tabelle festgehalten.

Tabelle 5.5: Primärbelochung

Größe und Anzahl der Primärluftlöcher					
Eingangsdaten					
Fläche des Ringspalts	A_a	4,28E-03 m ²			
Kontraktionskoeffizient	k_A	1			
Dichte im Ringspalt	rho_a	0,775 kg/m ³			
q_ref/q_a	f ²	0,169			
Primärluftverhältnis	mu_pr	1,946			
A_fr/A_ref	k	0,676			
dyn. Druck im Referenzquerschnitt	q_pr	1,57E+02 N/m ²			
Ergebnisse					
Delta p_ofr/q_ref -	A''_w m ²	q_s N/m ²	d_fr/d -	n #	d mm
9.457,387	1,51E-04	1,13E+04	1,65E+01	6	5,66
10.118,127	1,46E-04	1,21E+04	1,71E+01	6	5,57
10.850,197	1,41E-04	1,29E+04	1,77E+01	6	5,47
11.664,246	1,36E-04	1,39E+04	1,84E+01	7	4,98
12.572,987	1,31E-04	1,50E+04	1,91E+01	7	4,88
13.591,699	1,26E-04	1,62E+04	1,98E+01	7	4,79
14.738,867	1,21E-04	1,76E+04	2,07E+01	7	4,69
16.037,032	1,16E-04	1,91E+04	2,15E+01	8	4,30
17.513,908	1,11E-04	2,09E+04	2,25E+01	8	4,21
19.203,866	1,06E-04	2,29E+04	2,36E+01	8	4,11
21.149,960	1,01E-04	2,52E+04	2,47E+01	9	3,78

Ist der Druckabfall am Flammrohr groß, so werden viele kleine Primärluftlöcher benötigt. Ist er jedoch klein, so verhält es sich umgekehrt. Hier gilt es also, einen Kompromiss zu finden. Dabei ist zu berücksichtigen, dass das Flammrohr rechteckig ist. Um eine gleichmäßige Temperaturverteilung am Austritt der Brennkammer zu erhalten, ist daher eine gerade Anzahl an Primärluftlöchern, die dann auf die einzelnen Wände aufgeteilt werden, von Vorteil. Es bieten sich daher 8 Löcher mit einem Durchmesser von 4,3mm an.

Man legt also die Öffnungen im Prallblech und die Primärluftlöcher des Flammrohres für einen Betriebspunkt aus und muss dann in der „Off Design“ Phase überprüfen, ob sie für den gesamten Betriebsbereich günstig ausgelegt wurden. Bei Bedarf sind diese dann zu ändern.

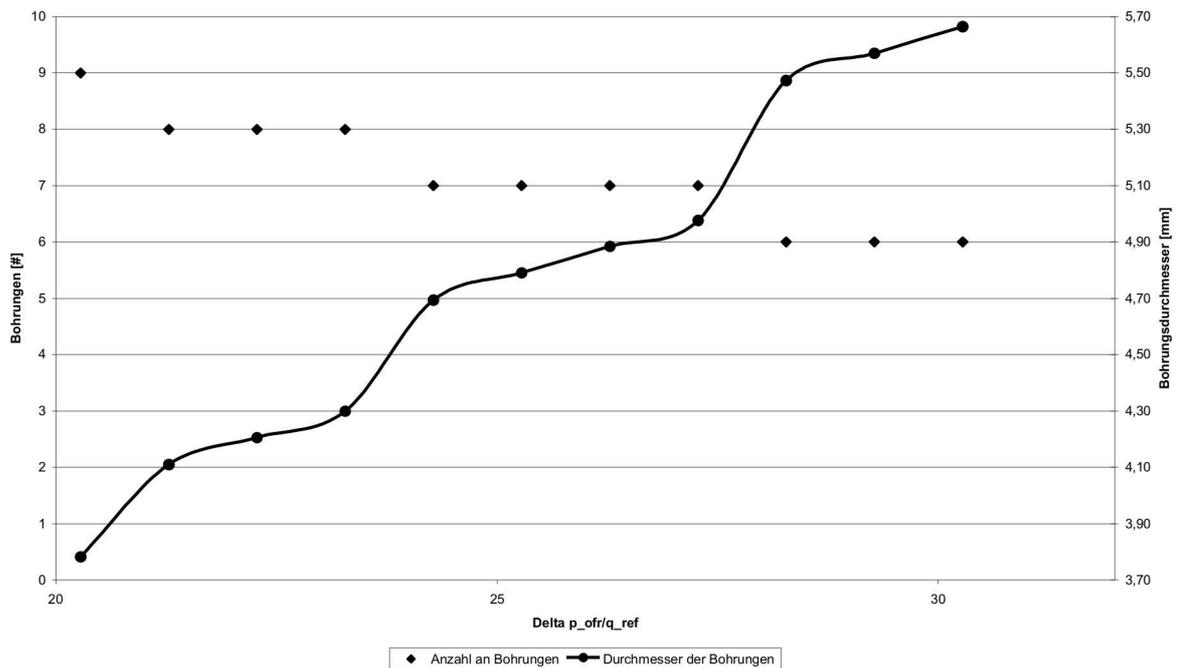


Abbildung 5.10: Primärluftbelochung in Abhängigkeit vom Gesamtluftmassenstrom

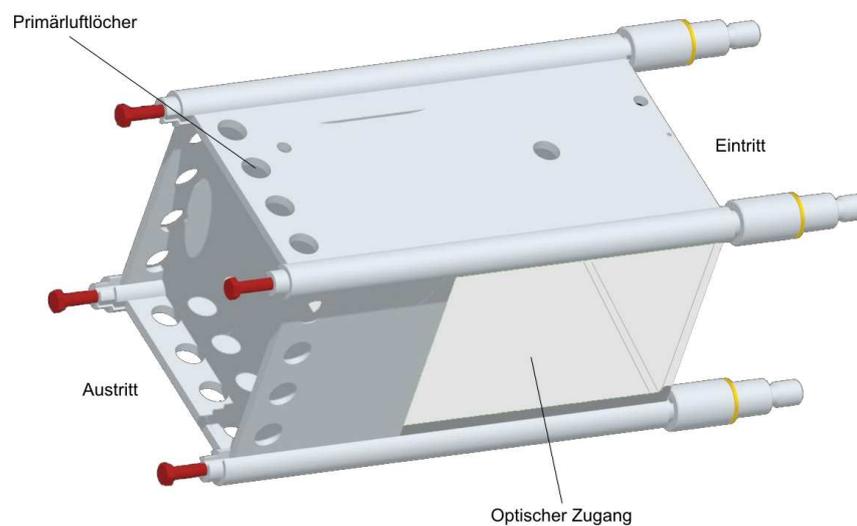


Abbildung 5.11: Testbrennerflammrohr (Entspricht nicht der Auslegung)

5.6 Drossel

Mit der Drossel am Austritt der Brennkammer wird der kritische bzw. maximale Massenstrom, der durch die Brennkammer fließen kann, festgelegt.

Der kritische Massenstrom hängt vom Zustand (Druck, Temperatur) des durch die Drossel strömenden Mediums und dem Querschnitt der Drossel ab. [5] Durch die Drossel lässt sich

also der Betriebspunkt der Brennkammer einstellen. Da jedoch mehrere Betriebspunkte angefahren werden, soll der Querschnitt der Drossel variabel gestaltet werden. Der Auslegungspunkt für die Konstruktion soll jedoch bei 2bar liegen. Damit ist also der minimale Querschnitt der Drossel gegeben.

Der Rechengvorgang wird in Anhang C beschrieben³. Die Ergebnisse der Berechnung des kritischen Drosseldurchmessers sind in der nachfolgender Abbildung dargestellt.

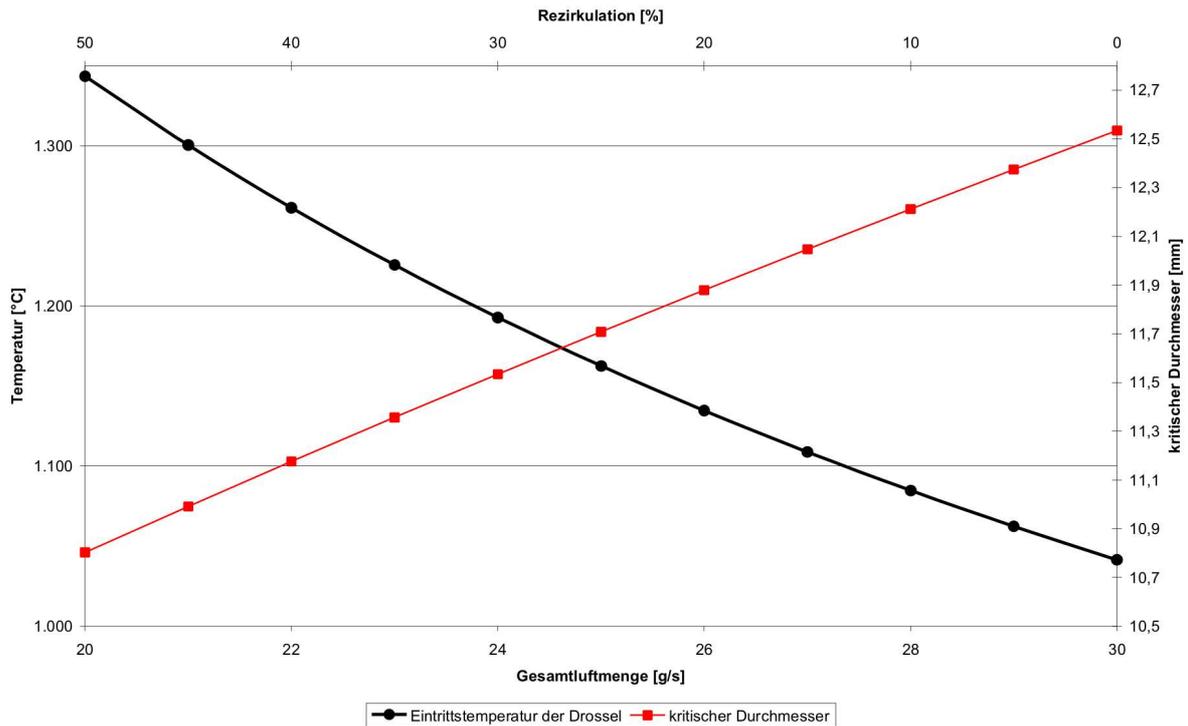


Abbildung 5.12: Größe des engsten Querschnittes der Drossel

Da die Brennkammer für mehrere Betriebspunkte (Drücke) ausgelegt werden soll, wird die größte Öffnung, also ein Durchmesser von $12,5\text{mm}$ gewählt. Um den Querschnitt verändern zu können, wird ein beweglicher Kegel, zentrisch zur Drossel, positioniert. Außerdem kann die Haupt- und Sekundärluft getrennt voneinander eingestellt werden. Dadurch erhöht sich die Regelbarkeit nochmals.

³Ein Berechnungstool befindet sich auf der beiliegenden DVD (DVD:\Berechnung\Testbrenner.xls)

Kapitel 6

Auswertung der Messergebnisse

6.1 Auswertung der PIV-Messung

Mittels der stereoskopischen Particle Image Velocimetry wurden die Strömungseigenschaften der Drallerzeuger mit 30° und 45° Drallwinkel unter atmosphärischen Bedingungen untersucht. Das System wurde mit Hilfe einer Sirene gepulst. Eine genaue Beschreibung der Sirene ist in der Diplomarbeit von Bernhard Wagner [21] gegeben.

Der Luftmassenstrom betrug $2g/s$.

6.1.1 Versuchsaufbau und Einstellungen des PIV-Systems

Der Lichtschnitt, mit einer Breite von etwa $3mm$, wurde in die xy -Ebene gelegt. Das Field of View maß durch den Kameraaufbau rund $80x90mm$. Beide Kameras wurden im gleichen Abstand zur Lichtschnittebene aufgestellt. Kamera 1 blickte im rechten Winkel auf das Target. Zwischen den beiden Kameras lag ein Winkel von etwa 42° .

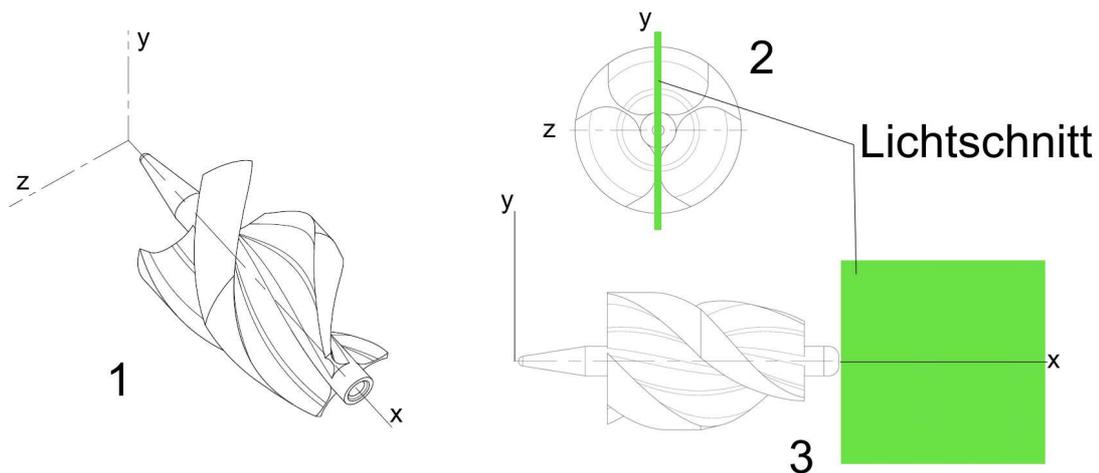


Abbildung 6.1: Position des Lichtschnittes (1: Koordinatensystem; 2: Ansicht von vorne; 3: Ansicht von der Seite)

Um Strukturen durch die Pulsation mit 33Hz (Resonanz des Systems) besser erkennen zu können, wurde die Messung phasenaufgelöst mit 4 Stützstellen durchgeführt. Somit lässt sich der gesamte Zyklus einer Pulsation durch vier aufeinanderfolgende Teilbereiche beschreiben.

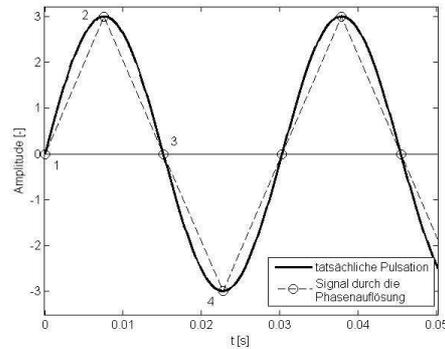


Abbildung 6.2: Messpunkte der phasenaufgelösten PIV-Messung

Eine Frequenz von 33Hz entspricht einer Periodendauer von $0,0303\text{s}$, woraus sich durch die 4 Stützstellen ein Triggerdelay von $0,0076\text{s}$ ergibt. Je Drallerzeuger sind daher 4 Serien an Bildern, mit einem Timedelay nach Tabelle 6.1, aufgenommen worden.

Tabelle 6.1: Timedelay für die phasenaufgelöste Messung

Phase 1	$0\mu\text{s}$
Phase 2	$7.575\mu\text{s}$
Phase 3	$15.152\mu\text{s}$
Phase 4	$22.727\mu\text{s}$

Je Serie sind etwa 200 Aufnahmen gemacht worden. Die genaue Anzahl lässt sich in der Online Control des PIV-Systems schwer einstellen, da die Anzahl an Bursts und die Anzahl an Records, bei einer phasenaufgelösten Messung aufgrund des Triggerdelays, nicht immer übereinstimmen. Worauf dies zurückzuführen ist, ist bisher noch unklar.

Es wurden PIV-Aufnahmen mit und ohne Flamme erstellt. Aufgrund des Seeding (DEHS), das ab 252°C zu verdampfen beginnt, sind die Aufnahmen mit Flamme nur eingeschränkt mit den Bildern ohne Flamme zu vergleichen. Das Strömungsfeld kann durch ein solches Seeding nicht vollständig abgebildet werden, es sind nur die Konturen der Flamme sichtbar. Aus Mangel an einem geeigneten Seedinggenerator wurden trotzdem Versuche mit Flamme durchgeführt.

Auch sind für die Kameras entsprechende Farbfilter vorzusehen, um das Leuchten der Flamme zu filtern, da es sonst zu fehlerhaften Bildinformationen und Überbelichtung am CCD-Chip der Kameras kommt.

6.1.2 Bilden der Vektoren (FlowManager-Software)

Die Berechnung der Vektoren, wie auch die Validierung dieser Vektoren erfolgte ausschließlich mit der Software FlowManager (Version 4.60.28). Folgende Einstellungen wurden gewählt.

- Image Processing: Bei jedem Drallerzeuger wurden Aufnahmen ohne Seeding gemacht. Ein Doppelbild wurde ausgewählt und von allen Aufnahmen abgezogen.
- Adaptive Correlation: Final Interrogation Area: 32x32; Number of Refinementsteps: 2; Overlap 50% (horizontal und vertikal); Interrogation Area Offset: Forward Difference; Peak Validation: Minimum peak hight relative to peak 2 = 1,2
- Range Validation: $0m/s < \text{length} < 10m/s$
- 3D Vector Processing: Mit den Standardeinstellungen wurden 3D-Image-Plots erstellt.
- Link to Matlab: Um eine weitere Auswertung der Vektorfelder vorzunehmen, wurden die Datasets nach Matlab exportiert (2D wie auch 3D Vektorplots)

Die aus der FlowManager Software exportierten Daten, sowie die ausgewerteten Daten und die dazu benötigten Auswertetools für Matlab sind auf der DVD¹ zu finden.

Vorbemerkung zur Analyse der Messergebnisse

Zu beachten ist, dass die Aufnahmen unter atmosphärischen Bedingungen gemacht wurden und die Dralldüse nicht symmetrisch ist.

Auch sei nochmals erwähnt, dass bei den Aufnahmen mit Flamme kein geeignetes Seeding verwendet wurde. Es wird jedoch die „Einhüllende“ der Flamme recht gut abgebildet.

Ebenfalls noch von Bedeutung ist, dass die Sirene nicht konstant mit 33Hz pulsen konnte, sondern mit einer Abweichung von etwa $\pm 5\%$. Daher kommt es zu leichten Verschiebungen in der Phasenauflösung.

6.1.3 Fehlerabschätzung

Die Abschätzung des Messfehlers bei den Geschwindigkeitsvektoren erfolgte analog zu den in Abschnitt 4.1.5 beschriebenen Verfahren.

Für die In Plane Komponenten ergibt sich ein Fehlerbereich für die mittlere Axialgeschwindigkeit u von $\pm 0,220m/s$ beim Drallerzeuger mit 30° Drallwinkel. Die In Plane Komponenten des Drallerzeuger mit 45° Drallwinkel wurde auf $\pm 0,216m/s$ genau bestimmt.

¹(DVD:\PIV\...)

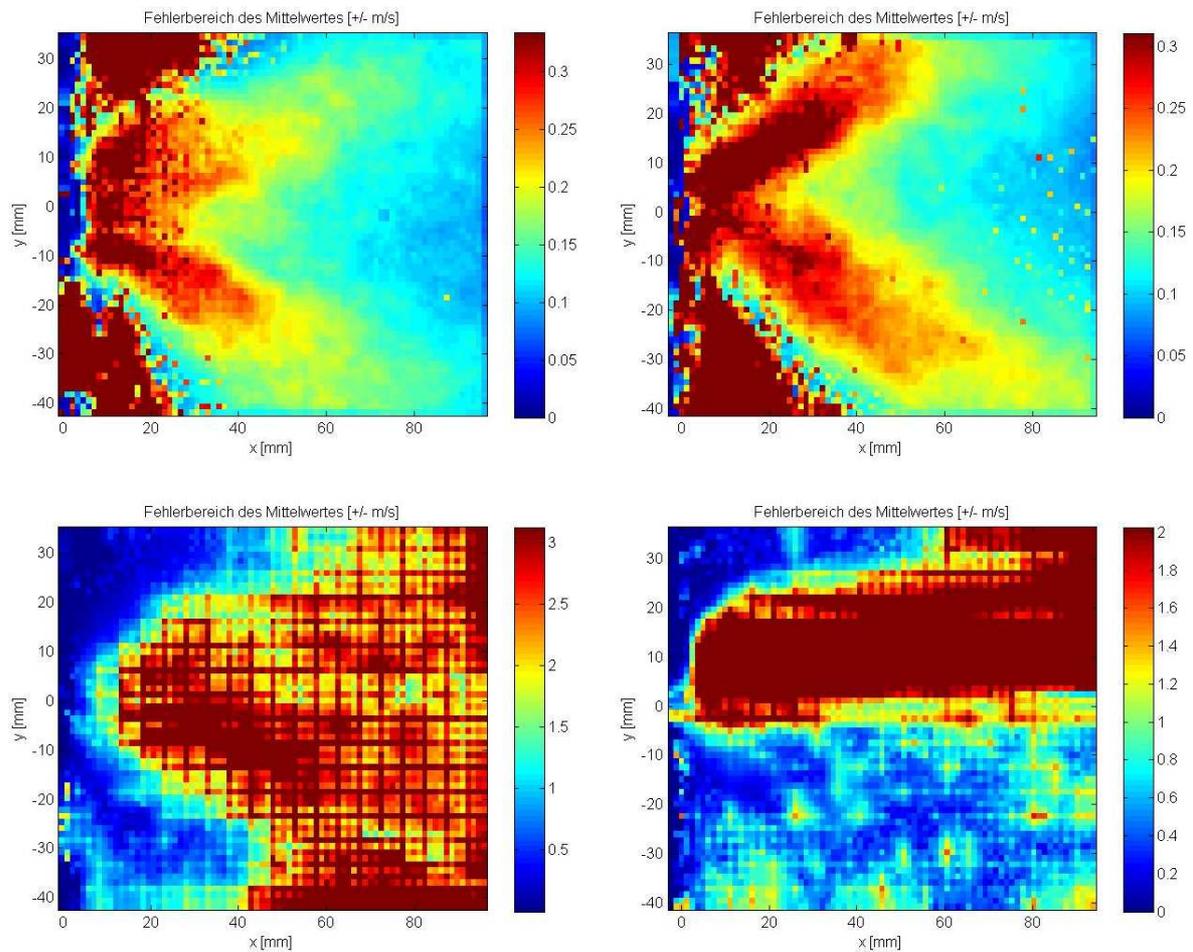


Abbildung 6.3: Fehlerbereich der mittleren Geschwindigkeit; links oben: 30° Drallwinkel - keine Flamme; rechts oben: 45° Drallwinkel - keine Flamme; links unten: 30° Drallwinkel - Flamme; rechts unten: 45° Drallwinkel - Flamme

Bei den Aufnahmen mit gezündeter Flamme ist der Fehlerbereich erheblich höher als bei den Aufnahmen ohne Flamme. So liegt dieser beim Drallerzeuger mit 45° bei $\pm 1,558 m/s$ und beim Swirler mit 30° Drallwinkel sogar bei $\pm 2,216 m/s$.

Der Winkel zwischen den beiden Kameras betrug rund 42°, weshalb sich für den Out of Plane Fehler ein Faktor von 2,61 ergibt. Dies bedeutet, dass die Out of Plane Komponente der Geschwindigkeit in einem 2,61-fach größeren Fehlerbereich liegt.

6.1.4 Strömungsgeschwindigkeit

Die folgenden Abbildungen enthalten die axiale Strömungsgeschwindigkeit. Die Aufnahmen 1 bis 4 der jeweiligen Serie wurden gepulst. Anschließend erfolgte ein Vergleich der gepulsten Aufnahmen mit einer ungepulsten.

Messungen ohne Flamme

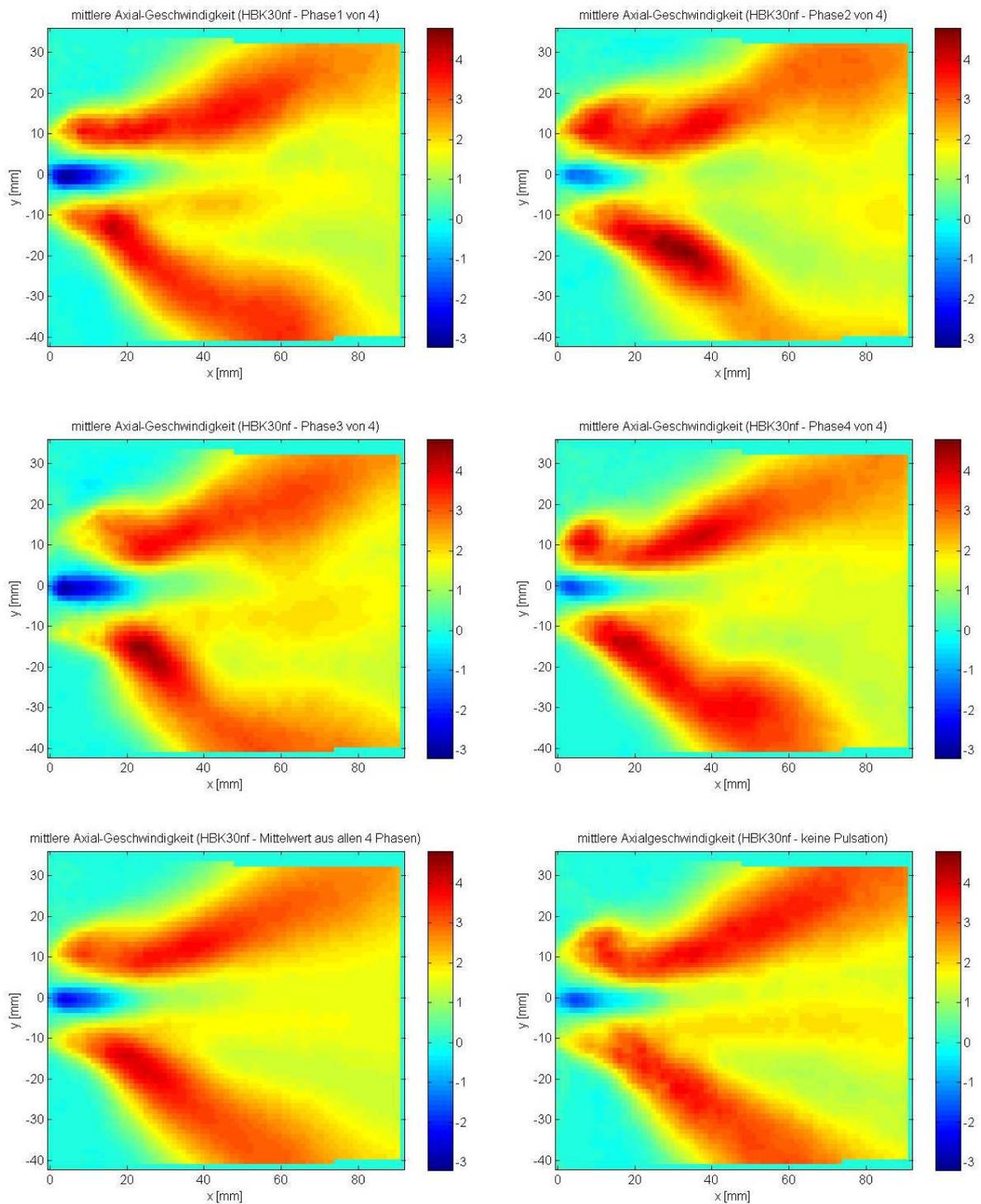


Abbildung 6.4: Mittlere Strömungsgeschwindigkeit [m/s] in axialer Richtung (Drallerzeuger mit 30° Drallwinkel)

Auf den Bildern sind jeweils im oberen Bereich ein Strahl und im unteren das Integral zweier Strahlen zu sehen. Diese Situation ergibt sich aufgrund der Lage des Lichtschnitts in Relation zur Lage des Drallerzeugers.

Durch die Lage der Strahlen zueinander lässt sich ein mittlerer Kegelwinkel von etwa 58° beim Bild mit dem Mittelwert aus den 4 Phasen ermitteln.

Der zeitliche Verlauf des Kegelwinkels ist in Abbildung 6.5 zu sehen. Bildet man hier den Mittelwert aus den 4 Phasen, so erreicht der mittlere Kegelwinkel einen Wert von $61,75^\circ$. Aufgrund der Ungenauigkeiten bei der Messung der Winkel ist die Differenz von 6% durchaus im tolerierbaren Bereich.

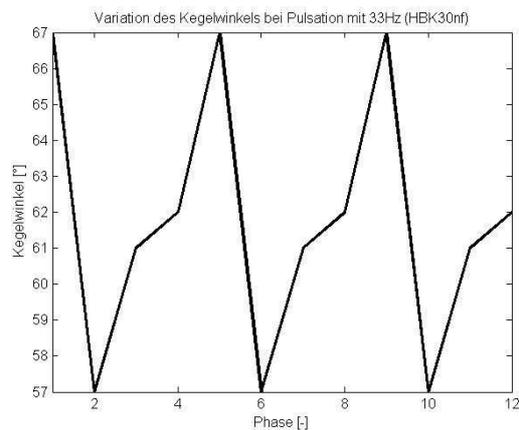


Abbildung 6.5: Kegelwinkel des Drallerzeugers mit 30° Drallwinkel; 12 Phasen entsprechen 3 Zyklen

Besonders gut zu erkennen ist die Pulsation des Massenstromes. Bei Phase 2 tritt die Störung aus dem Drallerzeuger aus und bewegt sich durch das Strömungsfeld. Dabei erreicht der Kegelwinkel bei Phase 5 (entspricht dem Beginn des Zyklus) sein Maximum, was bedeutet, dass zu diesem Zeitpunkt die Störung auch ihr Maximum erreicht.

In dieser Situation tritt eine maximale Axialgeschwindigkeit von etwa $4,7m/s$ auf. An der Spitze des Drallerzeugers befindet sich das zu erwartende Rückströmgebiet, das sich stabilisierend auf die Verbrennung auswirkt. Die Rückströmgeschwindigkeit erreicht dort einen Maximalwert von etwa $3,2m/s$.

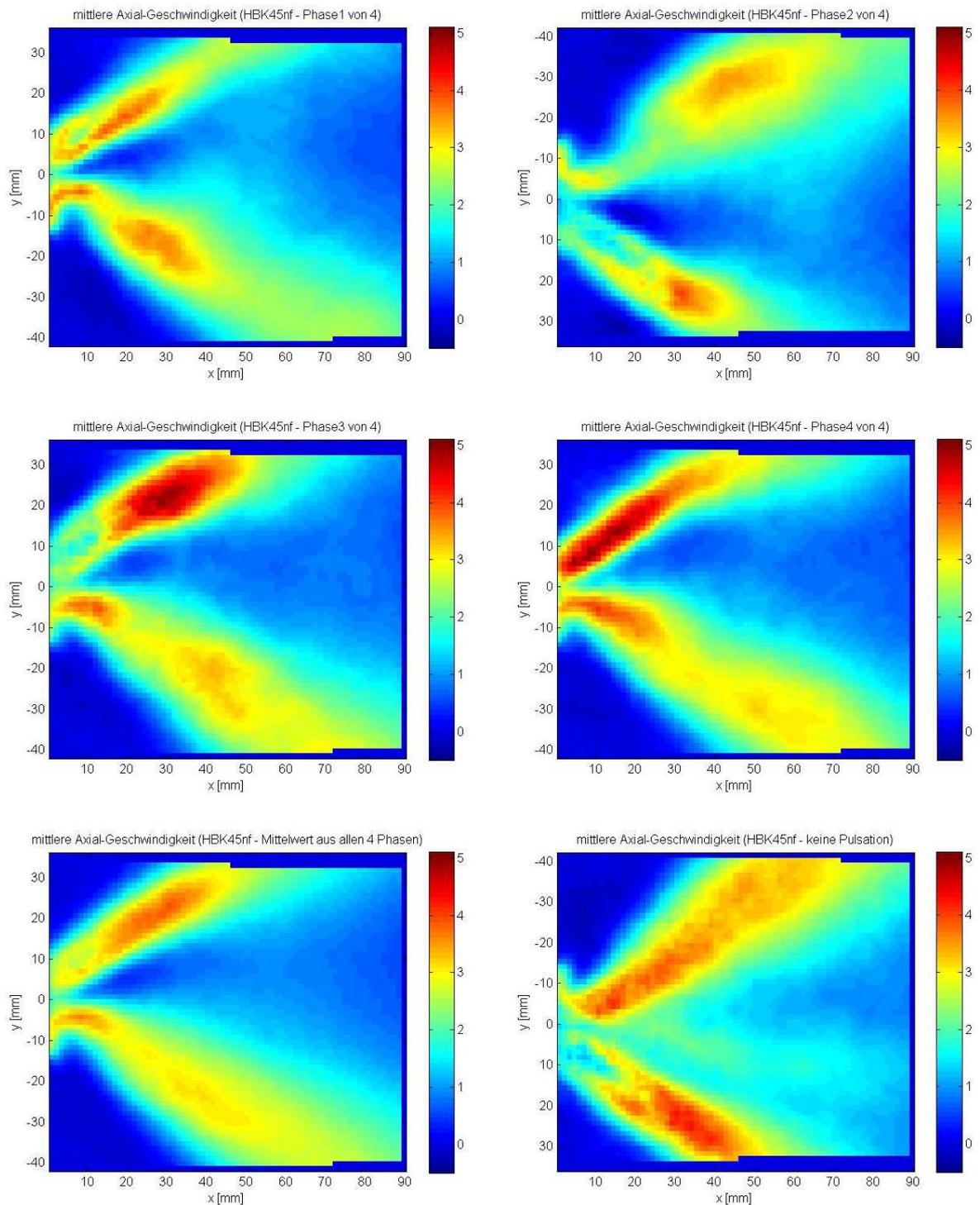


Abbildung 6.6: Mittlere Strömungsgeschwindigkeit [m/s] in axialer Richtung (Drallerzeuger mit 45° Drallwinkel)

Durch die Einbaulage sind auch hier wieder im unteren Bereich 2 Strahlen in der Abbildung überlagert. Der Kegelwinkel aus dem Bild mit dem Mittelwert der 4 Phasen beträgt etwa

67° , was gut mit den 66° Kegelwinkel als Mittelwert der Winkel der 4 Phasen übereinstimmt. Auch hier beginnt sich die Störung ab der zweiten Phase auszubreiten. Jedoch scheint eine weitere Störung überlagert zu sein, da der Kegelwinkel nicht stetig steigt, sondern bei der vierten Phase kurzzeitig wieder kleiner wird.

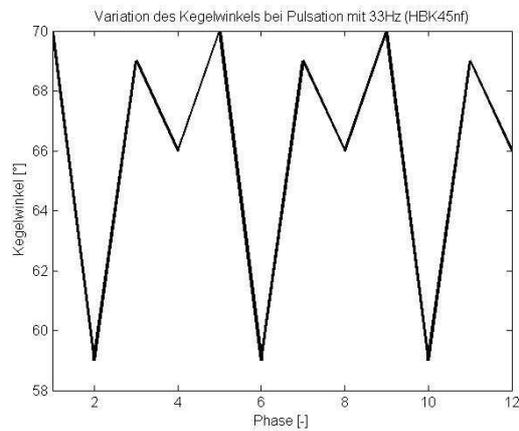


Abbildung 6.7: Kegelwinkel des Drallerzeugers mit 45° Drallwinkel; 12 Phasen entsprechen 3 Zyklen

Die Rezirkulationszone ist bei diesem Drallerzeuger nicht sehr stark ausgeprägt. Die Rückströmgeschwindigkeit beträgt nur etwa $0,3m/s$. Die größte axiale Geschwindigkeit erreicht rund $5,1m/s$.

Bei den Testläufen der Brennkammer waren die Stabilität und Zündeigenschaft des 45° Swirlers deutlich schlechter als die des 30° Swirlers. Dies ist anscheinend auf die recht schwache Rezirkulation zurückzuführen.

Messung mit Flamme

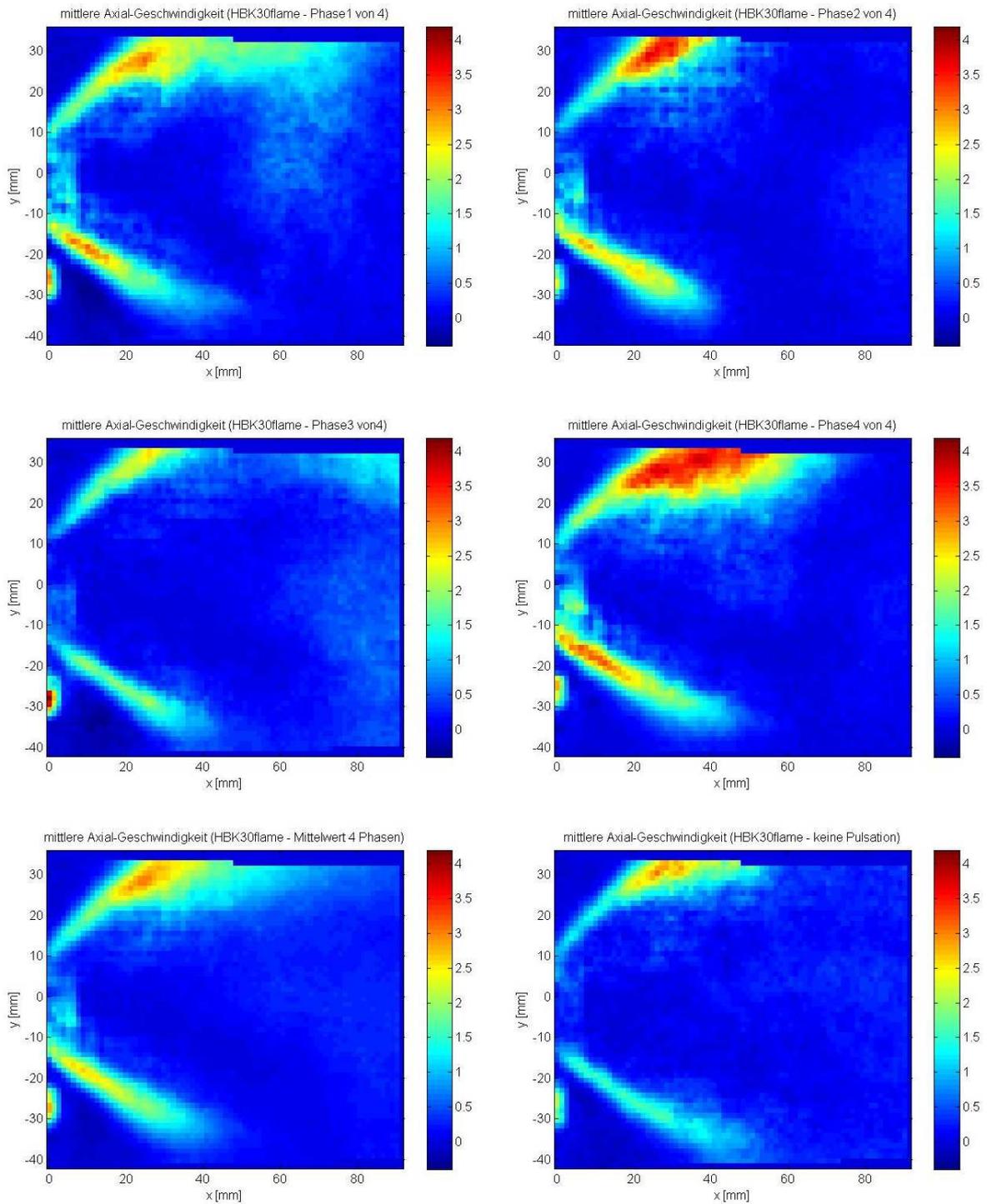


Abbildung 6.8: Mittlere Strömungsgeschwindigkeit [m/s] in axialer Richtung (Drallerzeuger mit 30° Drallwinkel - Flamme)

Auf den obigen Abbildungen ist nur der Umriss der Flamme zu erkennen, da das Seeding in der Flammenzone verbrannt ist. Da also ein großer Teil der Informationen nicht vorhanden ist, ist eine Rückströmung daher nicht mehr zu erkennen. Auch der Kegelwinkel lässt sich nur mehr schwer bestimmen, da ja die eigentlichen Strahlen nicht zu erkennen sind. Der Winkel zwischen den beiden Umrissen ist daher mit etwa 73° deutlich größer als der Winkel bei der Messung ohne Flamme. Der zeitliche Verlauf des Kegelwinkels ist in Abbildung 6.9 dargestellt.

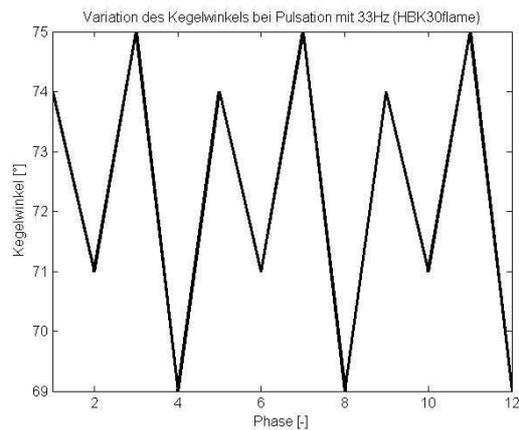


Abbildung 6.9: Kegelwinkel des Drallerzeugers mit 30° Drallwinkel - Flamme; 12 Phasen entsprechen 3 Zyklen

Auch hier und beim Drallerzeuger mit 45° (siehe Abbildung 6.11) scheint eine weitere Störung überlagert zu sein, was sich durch den nicht stetig steigenden Verlauf des Kegelwinkels innerhalb eines Zyklus bemerkbar macht.

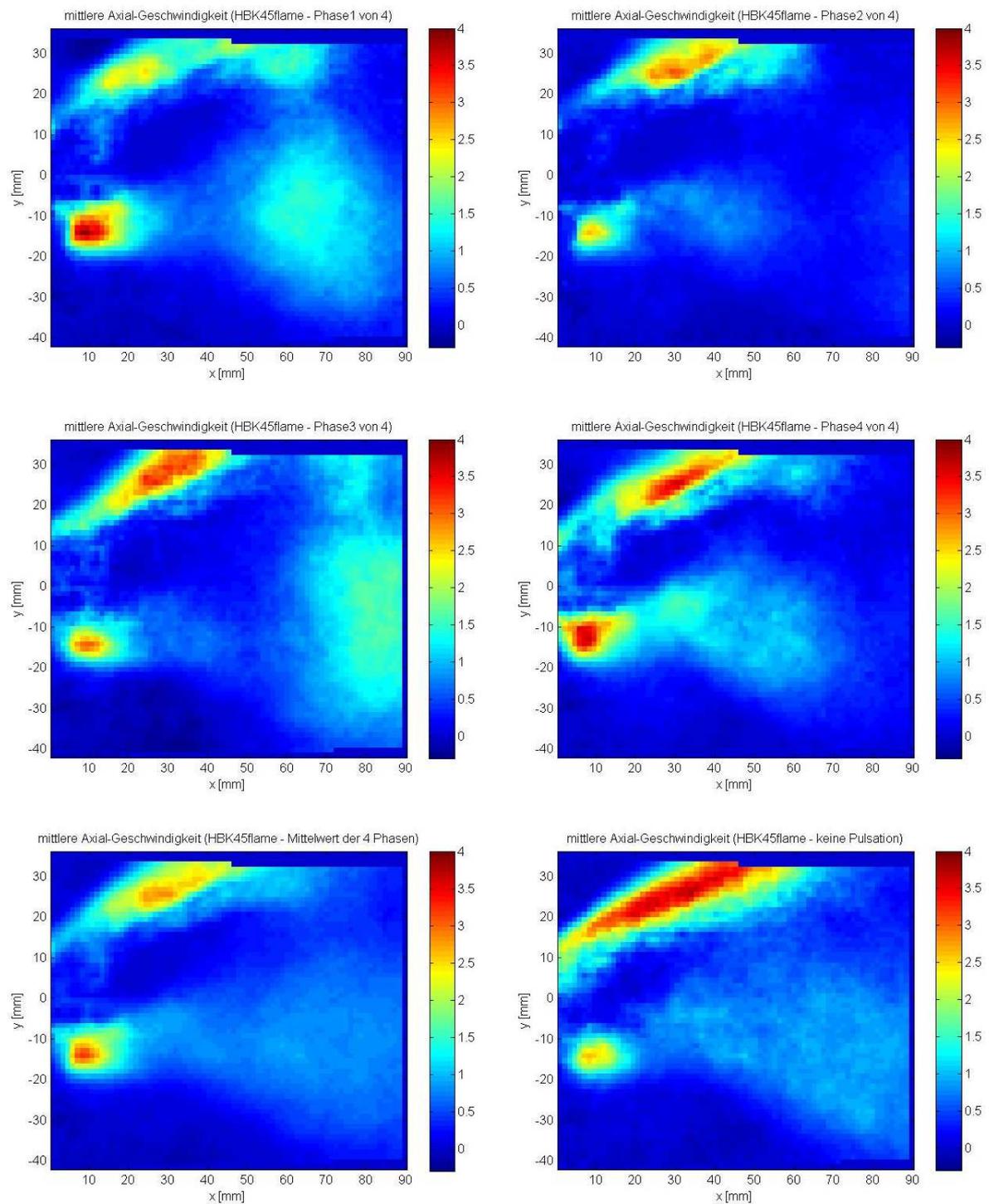


Abbildung 6.10: Mittlere Strömungsgeschwindigkeit [m/s] in axialer Richtung (Drallerzeuger mit 45° Drallwinkel - Flamme)

Auch hier gelten die gleichen Einschränkungen wie beim Drallerzeuger mit 30° und gezündeter Flamme. Auch hier ist der Kegelwinkel mit einem Mittelwert von etwa 71° größer als bei der Situation ohne Flamme.

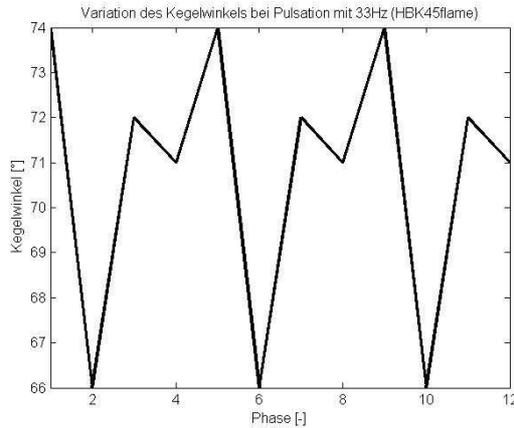


Abbildung 6.11: Kegelwinkel des Drallerzeigers mit 45° Drallwinkel - Flamme; 12 Phasen entsprechen 3 Zyklen

6.1.5 Swirlnumber

Basis für die Berechnung ist Gleichung 2.105. Diese vereinfacht sich durch folgende Rahmenbedingungen:

- atmosphärische Bedingungen: $\int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{D_{sw}}{2}} r \cdot p dr = 0$
- die Vektoren stammen aus einem ebenen Lichtschnitt: $\int_0^{2\pi} d\theta = 2 \cdot \pi$
- die Dichte ist konstant ($\rho = const$)

$$S = \frac{2 \cdot \int_0^{r_{max}} W \cdot U \cdot r^2 dr}{D_{sw} \cdot \int_0^r U^2 dr} \tag{6.1}$$

Die Komponenten $U_{(x,y)}$ und $V_{(x,y)}$ der Geschwindigkeitsvektoren, wie auch die dazugehörigen Koordinaten x und y werden aus den exportierten Datensetzen (3D Vektorfeld) der Flowmanager Software mittels eines eigens dafür geschriebenen Matlab-Programms extrahiert. Pro Geschwindigkeitskomponente erhält man durch die Einstellungen der *Adaptive Correlation* somit eine Matrix der Gestalt $63 \times 79 \times N$, wobei N die Anzahl der Vektorplots (Aufnahmen) ist.

Für die weitere Auswertung wird der Mittelwert der N Aufnahmen verwendet (63×79 Matrix der mittleren Geschwindigkeitskomponente für U und V).

Die Integration der Swirlnumber erfolgt von 0 bis r_{max} , wodurch nur der Teil der Geschwindigkeitsmatrizen betrachtet wird, deren y-Komponente größer als Null ist. Es wird also nur die obere Hälfte des Strömungsfeldes verwendet.

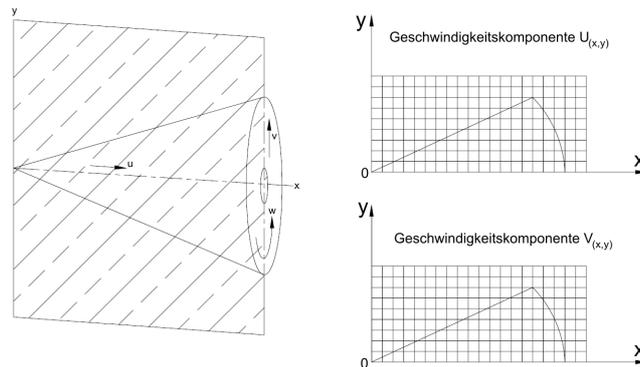


Abbildung 6.12: Komponenten-Matrix für die Berechnung der Swirlnumber (U: Axialgeschwindigkeit, V: Radialgeschwindigkeit, W: Tangentialgeschwindigkeit)

Aus der Integration der Gleichung 6.1 wird im Matlab eine Summe, weshalb die Swirlnumber mit folgender Formel berechnet wird.

$$S(x) = \frac{2 \cdot \sum_0^{y_{max}} W_{(x,y)} \cdot U_{(x,y)} \cdot y^2 \cdot \Delta y}{D_{sw} \cdot \sum_0^{y_{max}} U_{(x,y)}^2 \cdot y \cdot \Delta y} \quad (6.2)$$

Zu beachten ist, dass die Swirlnumber nur bis zu einer Länge von etwa doppeltem Swirler-Durchmesser Gültigkeit hat. Danach kann sie nicht mehr zuverlässig bestimmt werden. Dies bedeutet, dass beim Drallerzeuger mit einem Drallwinkel von 30° die Swirlnumber nur im Bereich von $x = 0 - 32,52mm$ gültig ist. Beim Drallerzeuger mit 45° von $x = 0 - 36mm$. Der Bereich, der über diese Grenze hinausreicht, hat deshalb keine Gültigkeit mehr, weil aus der Umgebung sehr viel Luft angesaugt wird und außerdem die kinetische Energie des Strahles stark abnimmt.

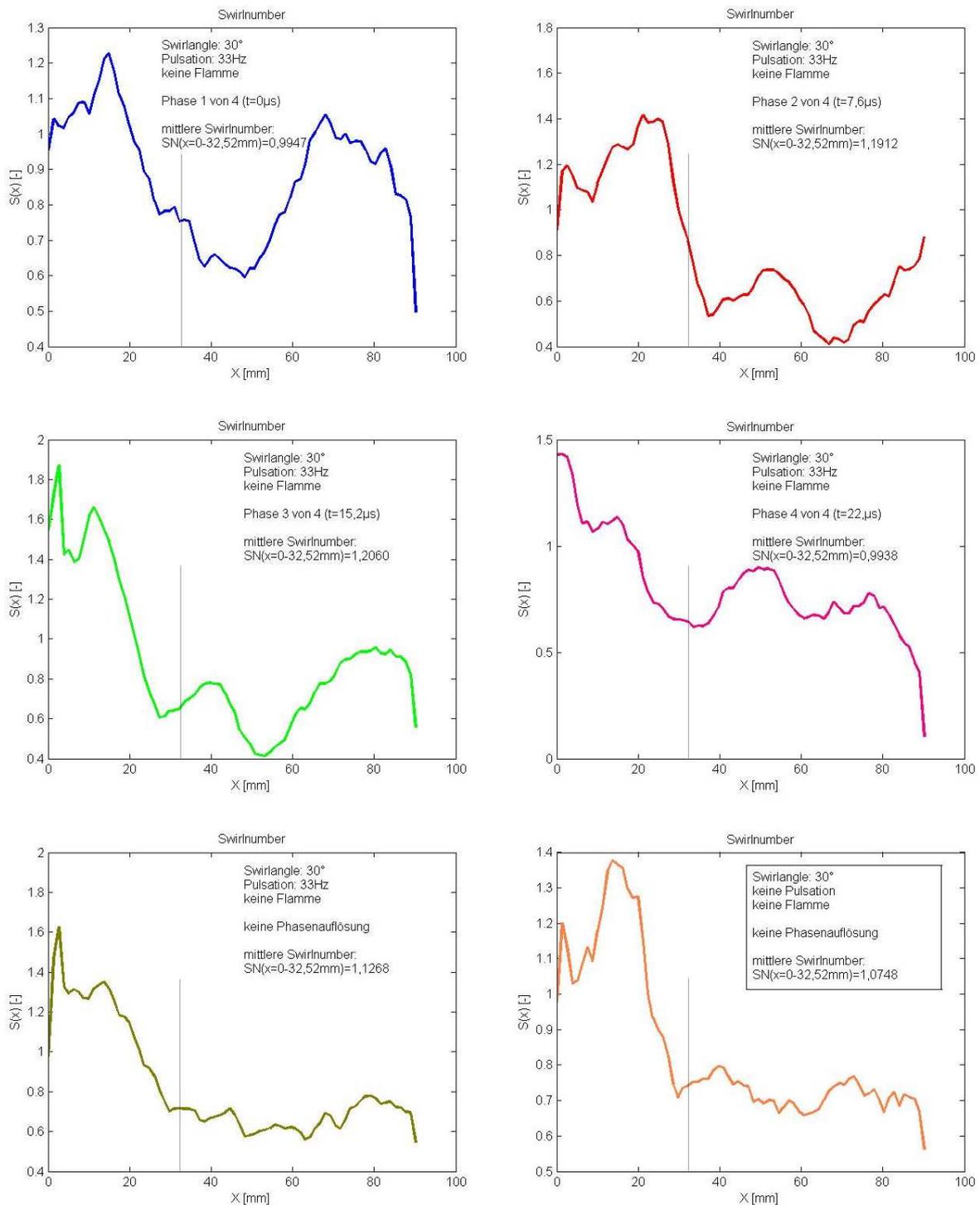


Abbildung 6.13: Swirlnumber des Drallerzeugers mit 30° Drallwinkel

Die Verläufe 1 bis 4 der obigen Abbildung lassen die Schwankung der Swirlnumber durch die pulsation erkennen. Dabei ändert sich einerseits die grÖÙe der Wirbelzahl und andererseits auch der Ort an dem das Maximum auftritt.

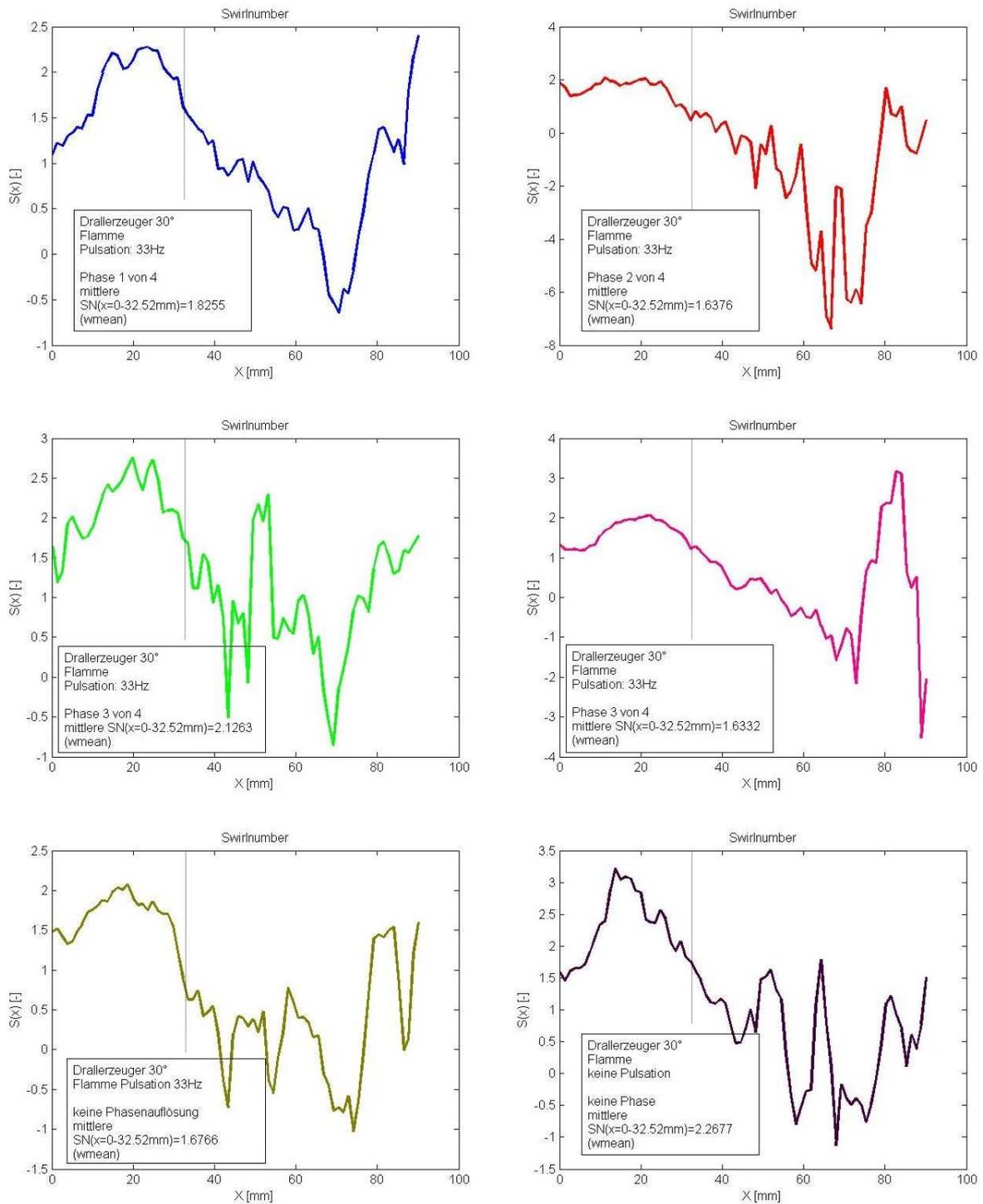


Abbildung 6.14: Swirlnumber des Drallerzeugers mit 30° Drallwinkel - Flamme

Bei gezündeter Flamme verbrennt das Seeding in der Kernzone des Strahles. Da also nur noch die Randzone detektiert werden kann erhält man eine größere Swirlnumber aufgrund der fehlenden Information über die Axialgeschwindigkeit in dieser Zone.

Die Abbildungen für den Drallerzeuger mit 45° sind in Anahng D zu finden.

Vergleich der mittleren Swirlnumber der Drallerzeuger

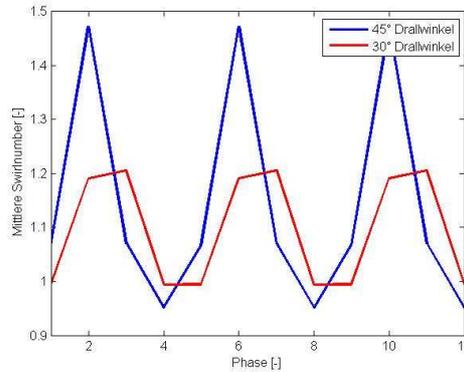


Abbildung 6.15: Vergleich der mittleren Swirlnumber beider Drallerzeuger - ohne Flamme

Für diesen Vergleich wurde der Mittelwert der Swirlnumber gebildet, der sich bis zum doppelten Durchmesser in axialer Richtung erstreckt. Danach wurden die Werte der vier Phasen für drei vollständige Zyklen aufgetragen. Die maximale Wirbelzahl wird beim Drallerzeuger mit 30° Drallwinkel in Phase drei erreicht. Bei 45° Drallwinkel schon in Phase zwei. Vergleicht man dies mit den Seedingbildern (Abbildung 6.19 und 6.20), so erkennt man einen Zusammenhang zwischen Seedingkonzentration und Axialgeschwindigkeit. Laut Abbildung 6.20 sollte aber das Maximum der Swirlnumber für den Drallerzeuger mit 45° auch in Phase drei auftreten. Hier scheint es also einen Versatz zu geben.

6.1.6 Vorticity

Zur Berechnung der Wirbelstärke wird das Λ_2 -Kriterium nach Jeong und Hussain [12] angewendet. Dieses hat gegenüber der Berechnung des Rotors den Vorteil, dass es von Scherschichten, die durch den Drallerzeuger gebildet werden, nicht beeinflusst wird. [5] Hierzu soll die Definition der Vorticity nach J. Anthoine [1] erwähnt werden, der sagt, dass ein kohärenter Wirbel ein Gebiet ist, wo die Strömung sich einheitlich um einen Punkt dreht und mit einer bestimmten Geschwindigkeit transportiert wird.

Es werden also wirklich nur Wirbelstrukturen erkannt und nicht Gebiete mit großen Geschwindigkeitsgradienten.

Ein hinreichendes Kriterium, um solche Wirbelstrukturen zu erkennen, stellt nun das Λ_2 -Kriterium dar, dessen negative Eigenwerte, den Wirbeln entsprechen.

$$\Lambda_2 = \frac{1}{2} \cdot \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 + 2 \cdot \frac{\partial u}{\partial z} \cdot \frac{\partial w}{\partial x} \right] \quad (6.3)$$

Um nun ein homogenes Wirbelfeld zu erhalten und nur die negativen Eigenwerte darzustellen, wird der Mergulien Operator angewendet.

$$Me = \sqrt{H \cdot (-\Lambda_2)} \quad (6.4)$$

Hierin steht H für die Heaviside-Funktion.

Messungen ohne Flamme

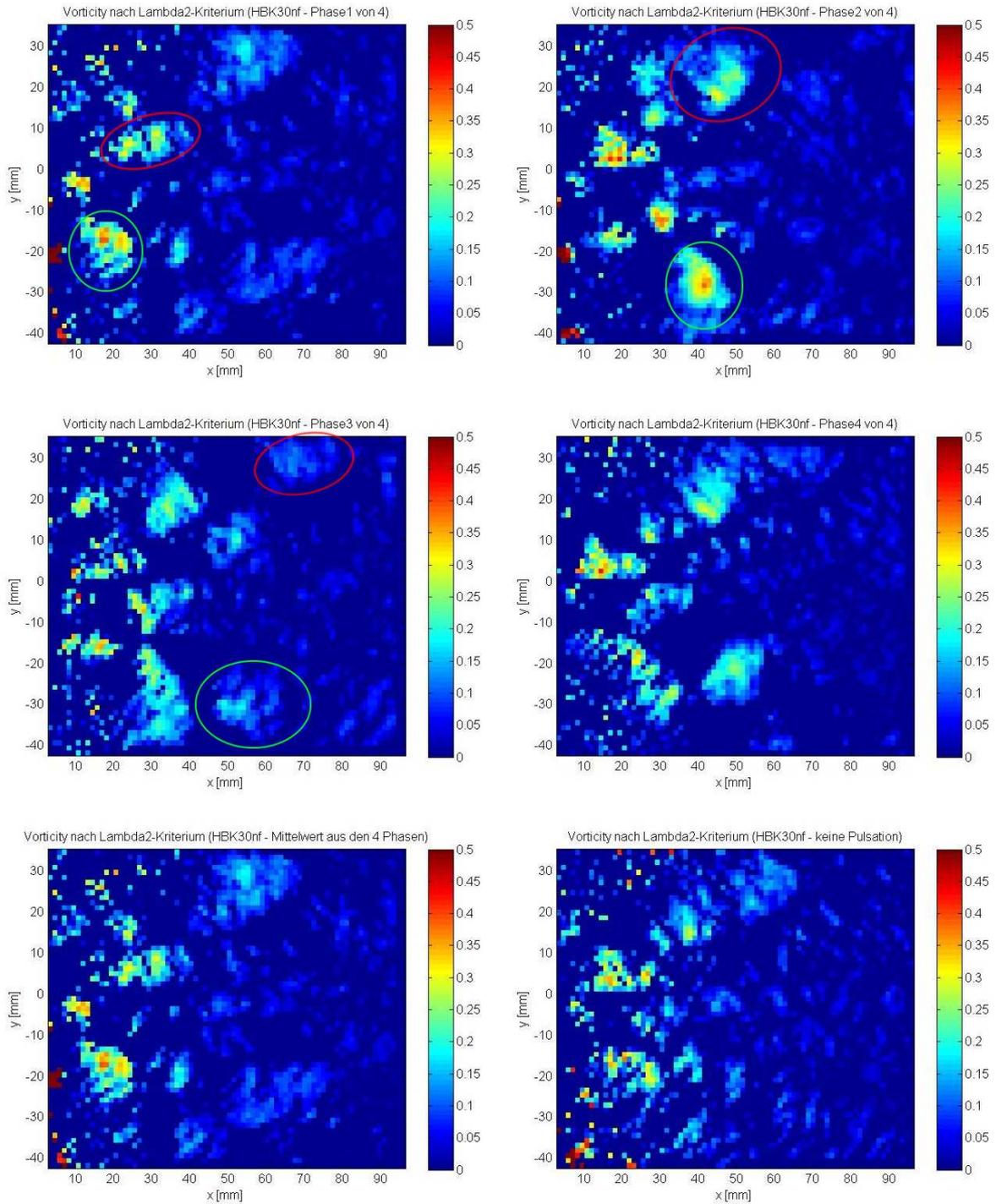


Abbildung 6.16: Vorticity nach Lambda2 Kriterium (30° Drallwinkel)

In obiger Abbildung lassen sich 2 Wirbel, je einer für den oberen (rot eingekreist) und einer für die beiden unteren Strahlen (grün eingekreist), sehr gut erkennen und auch über mehrere Phasen hinweg verfolgen. Aus ihrer Bewegung lässt sich die Geschwindigkeit, mit der die Wirbel transportiert werden, verfolgen. Diese Bewegung ist auch ein Maß dafür, mit welcher Geschwindigkeit sich eine Störung im Strahl ausbreitet.

Aus der Verfolgung der Wirbel über 3 Phasen (die Wirbel wandern nach der dritten Phase aus dem Bildbereich und sind daher am Bild der vierten Phase nicht mehr abgebildet) ergibt sich eine Geschwindigkeit von etwa $0,82\text{m/s}$.

Diese Geschwindigkeit soll nun auf eine Referenzgeschwindigkeit des Strahls bezogen werden. Hierfür wird die Geschwindigkeit in einem Bereich des Strömungsfeldes gewählt, in dem der Massenstrom über eine längere Wegstrecke hinweg konstant bleibt (siehe Abbildung 6.17). Daraus ergibt sich dann, dass die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Störung etwa 59% der Referenzgeschwindigkeit beträgt.

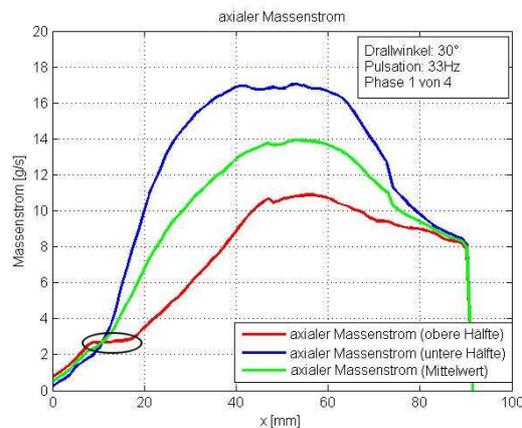


Abbildung 6.17: Axialer Massenstrom des HBK30nf (Phase1)

Die Strukturen lassen sich beim Drallerzeuger mit 45° sehr schwer verfolgen, da sie durch den steileren Kegelwinkel schneller aus dem Bild wandern. Trotzdem lässt sich eine Geschwindigkeit für die Störung mit etwa $0,7\text{m/s}$ finden. Dies entspricht etwa 44% der Referenzgeschwindigkeit.

Die Größenordnung der Geschwindigkeit stimmt gut mit der Aussage von Panda und McLaughlin überein, die festgestellt haben, dass sich Störungen in einem durch einen Drallerzeuger gebildeten Strömungsfeld in etwa mit der Hälfte der Strömungsgeschwindigkeit ausbreiten. [5]

Messungen mit Flamme

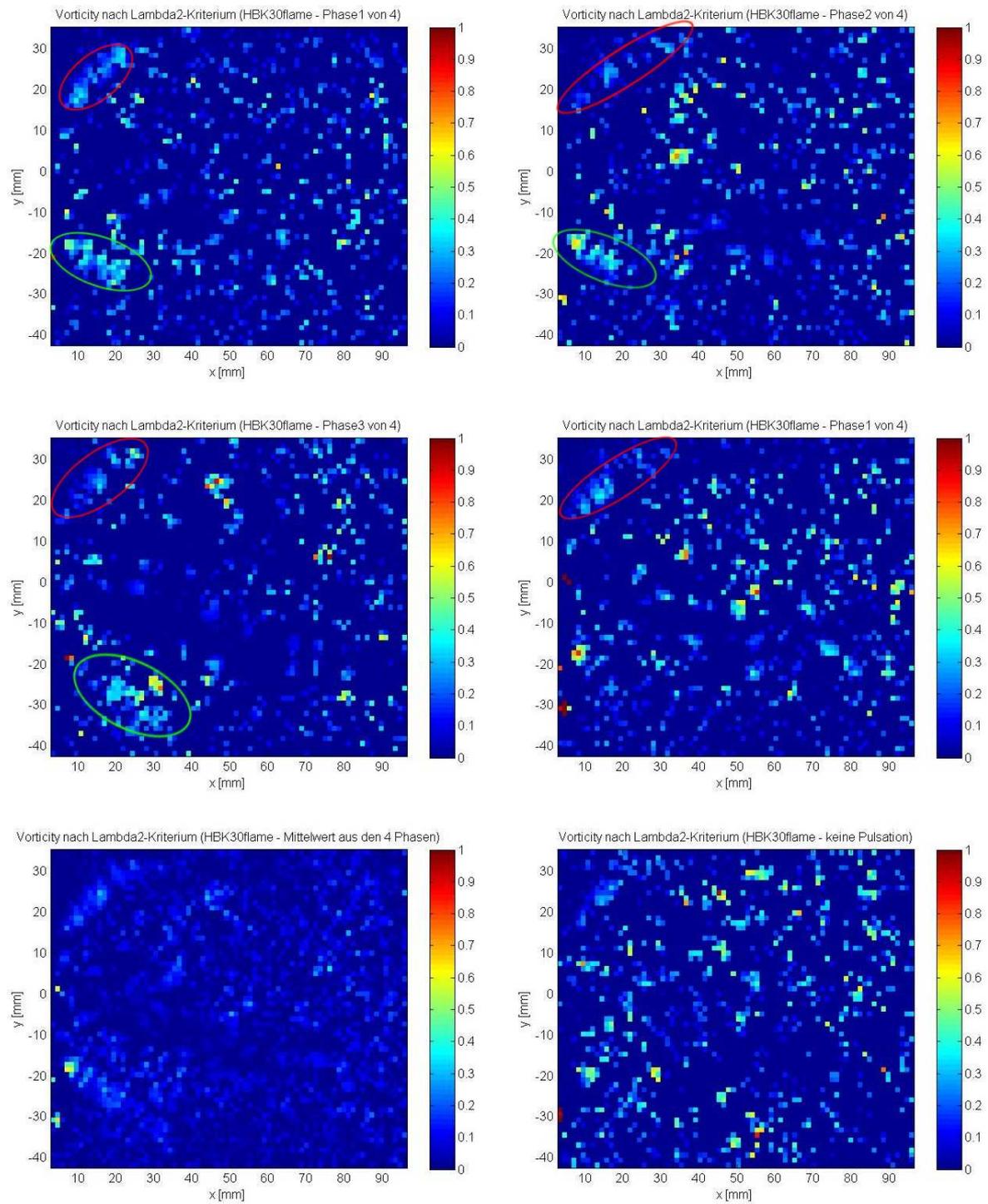


Abbildung 6.18: Vorticity nach Lambda2 Kriterium (30° Drallwinkel - Flamme)

Hier lassen sich keine einzelnen Wirbelstrukturen gut erkennen und verfolgen, da das Seeding verbrannt wird. Nur im Eintrittsbereich lassen sich zwei immer wiederkehrende Strukturen, die aber nicht verfolgbar sind, erkennen. Das selbe gilt für die Auswertung des Drallerzeugers mit 45° Drallwinkel (Abbildungen siehe Anhang D).

Eine qualitative Auswertung der Bilder mit Flamme lässt sich aber anhand der Seedingverteilung durchführen. Aus den rund 200 Einzelbildern je Phase kann man die maximale Seedingkonzentration feststellen. Dadurch kann man kleine „Wirbel“ sehen, wo die Flamme stark turbulent ist und dadurch das Seeding in der Randzone der Flamme verbrennt.

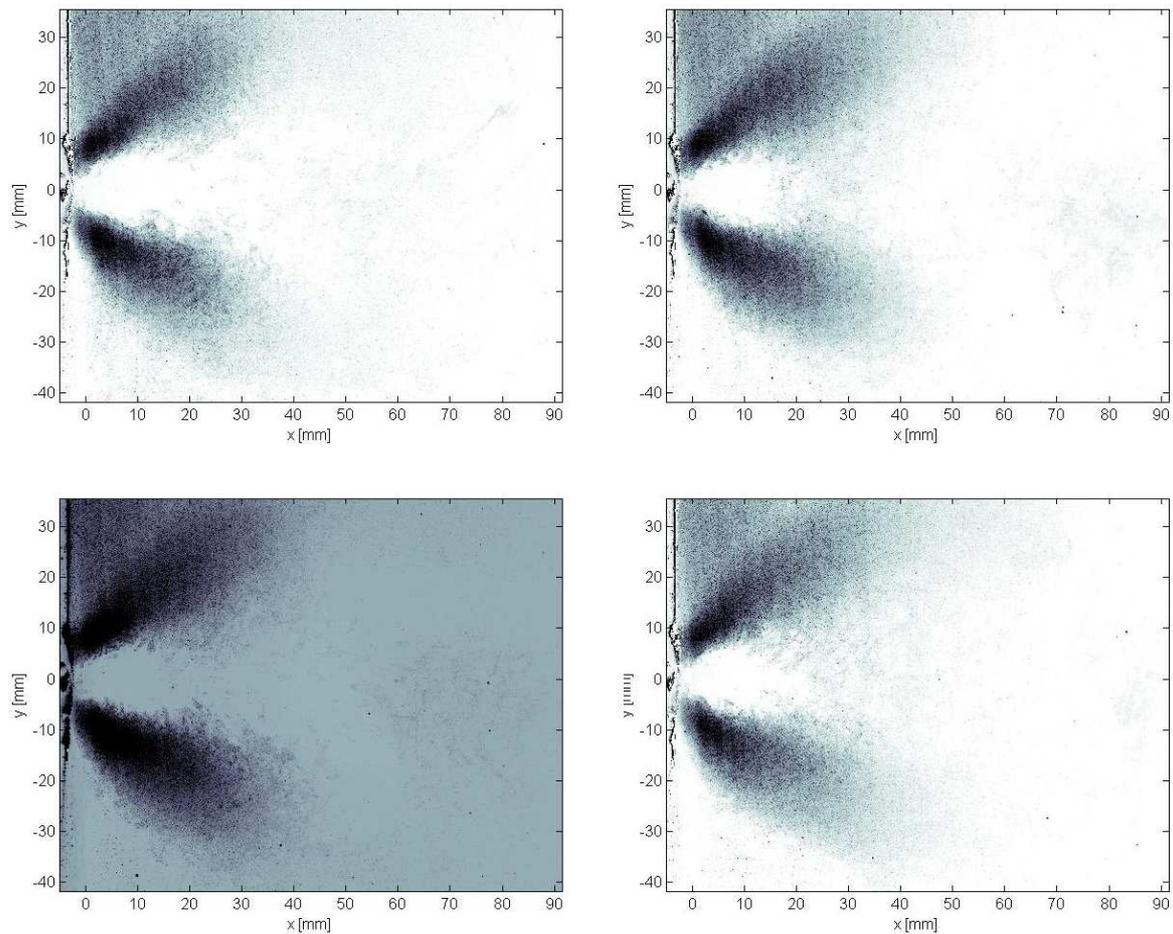


Abbildung 6.19: Seedingverteilung - Drallerzeuger mit 30° ; Von links oben nach rechts unten: Phase 1 bis 4

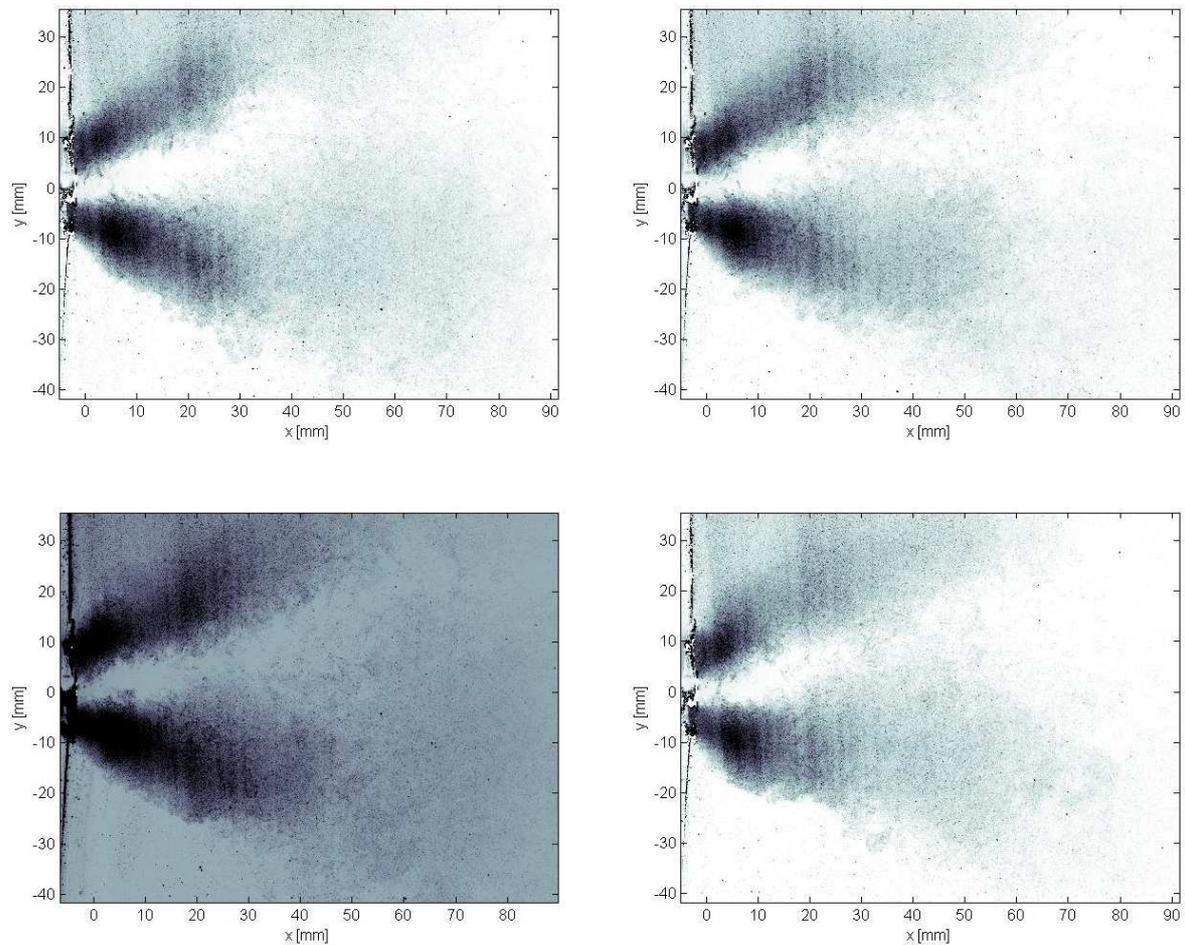


Abbildung 6.20: Seedingverteilung - Drallerzeuger mit 45° ; Von links oben nach rechts unten: Phase 1 bis 4

Eine bessere Visualisierung der Wirbelstärke wie auch der Seedingverteilung ist auf der beiliegenden DVD² durch Videos gegeben.

Gut zu erkennen ist aber auf jeden Fall, dass jeweils im dritten Bild eine starke Konzentration an Seeding auftritt. Dies ist darauf zurückzuführen, dass zu diesem Zeitpunkt die axiale Strömungsgeschwindigkeit am kleinsten ist. Dies lässt sich auch mit der Abbildung 6.15, für den Drallerzeuger mit 30° Drallwinkel, bestätigen. Die Swirlnumber erreicht bei Phase 3 ihr Maximum. Also muss zu diesem Zeitpunkt die Axialgeschwindigkeit am kleinsten sein. Für den Drallerzeuger mit 45° lässt sich diese Aussage anhand Abbildung 6.15 nicht so leicht bestätigen. Die maximale Swirlnumber wird nämlich schon bei Phase 2 erreicht.

6.1.7 Axialer Massenstrom

Mit Hilfe der axialen Geschwindigkeit lässt sich auch der axiale Massenstrom ermitteln. Es gilt die bekannte Beziehung:

²DVD:\Videos\...

$$\frac{d\dot{m}}{d\vec{A}} = \rho \cdot \vec{v}$$

Das Flächenelement $d\vec{A}$ entspricht dabei der Fläche eines Kreissegments.

$$A = r \cdot dr \cdot d\phi$$

Der detektierte Massenstrom ergibt sich daher zu:

$$\dot{m} = \int_0^{2\pi} \int_0^r U \cdot r dr d\phi \quad (6.5)$$

Aufgrund des ebenen Lichtschnitts gilt wieder, dass $\int_0^{2\pi} d\phi = 2 \cdot \pi$.

Im Matlab entspricht das Integral ebenfalls einer Summe. Die Berechnung wird hierbei für die obere und die untere Hälfte des Lichtschnittes durchgeführt und anschließend daraus ein Mittelwert berechnet.

$$\dot{m}_1 = 2 \cdot \pi \cdot \sum_0^{y_{max}} U \cdot y \Delta y \quad (6.6)$$

$$\dot{m}_2 = 2 \cdot \pi \cdot \sum_{y_{min}}^0 U \cdot y - \Delta y \quad (6.7)$$

$$\dot{m} = \frac{\dot{m}_1 + \dot{m}_2}{2} \quad (6.8)$$

Durch den Verlauf des Massenstroms lässt sich eine Störung, die sich mit der Strömung ausbreitet, ablesen. Dadurch kann die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Störung, die durch die Vorticity ermittelt wurde, überprüft werden.

Für diesen Vergleich wird aber vom Massenstrom der aktuellen Phase der Mittelwert des Massenstromes aller Phasen über die gesamte Länge des betrachteten Strömungsfeldes abgezogen. Dadurch lässt sich die Störung leichter verfolgen.

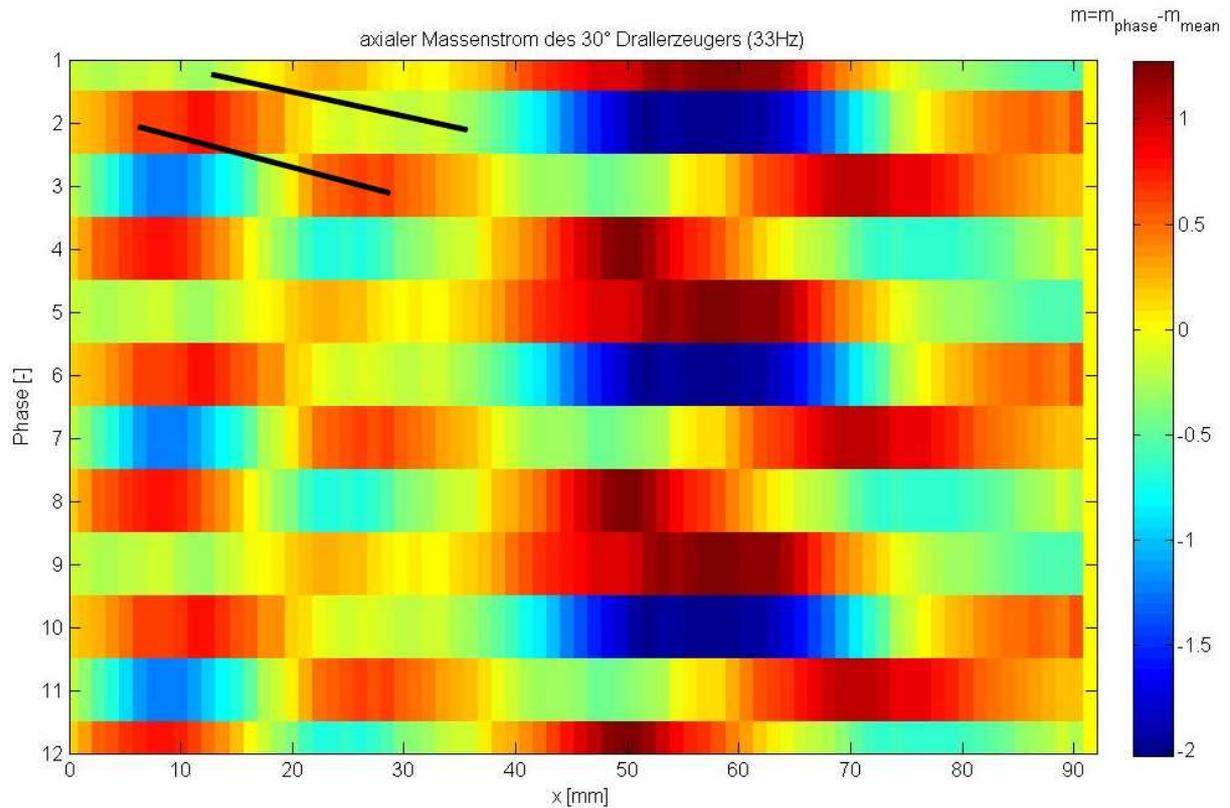


Abbildung 6.21: Verlauf des axialen Massenstroms beim Drallerzeuger mit 30° Drallwinkel

Vergleicht man auch hier wieder die Phasen 1 und 2 sowie 2 und 3, so erkennt man anhand von Abbildung 6.22, dass sich die Störung mit etwa $0.79m/s$ ausbreitet. Dies stimmt relativ gut mit der ermittelten Ausbreitungsgeschwindigkeit aus der Betrachtung der Wirbelstärke überein.

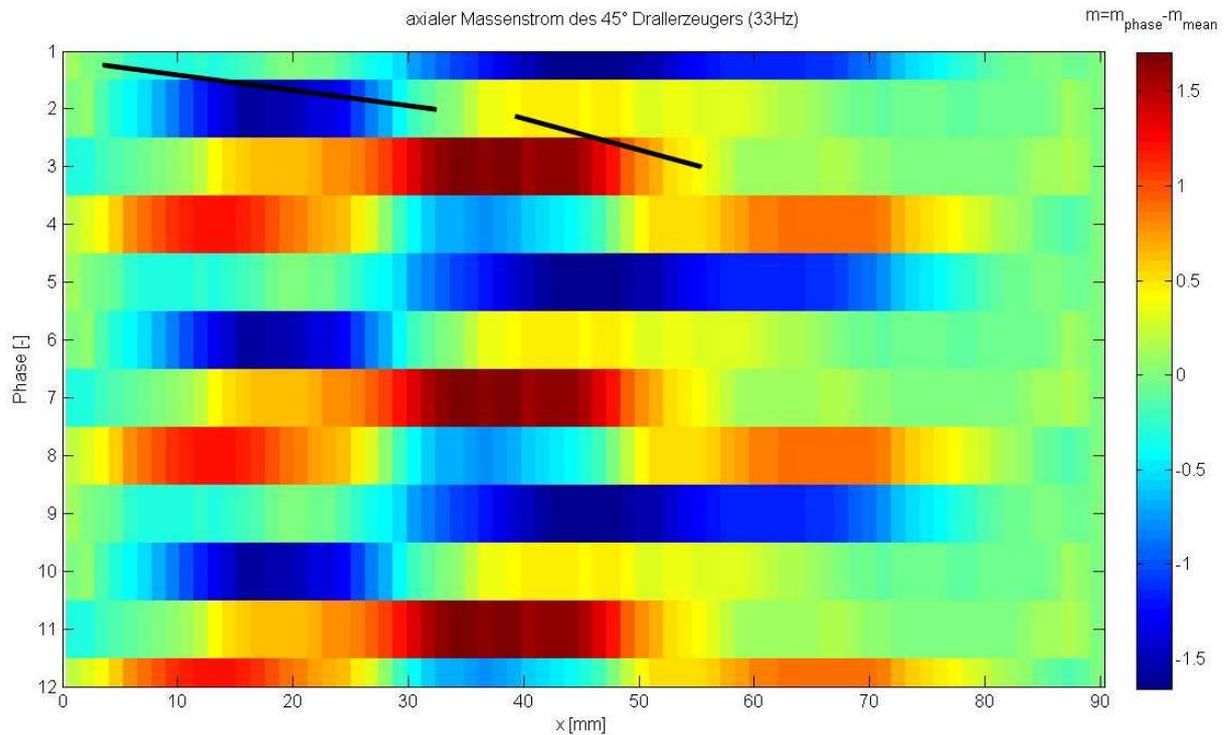


Abbildung 6.22: Verlauf des axialen Massenstroms beim Drallerzeuger mit 45° Drallwinkel

Beim Drallerzeuger mit 45° Drallwinkel gibt es eine Ausbreitungsgeschwindigkeit der Störung von etwa $3,7 \text{ m/s}$.

Eine Auswertung der Messdaten für die beiden Drallerzeuger bei gezündeter Flamme macht keinen Sinn, da durch das fehlende Seeding innerhalb der Flamme zu viele Informationen verloren gegangen sind.

6.2 Bestimmung von Betriebspunkten

Die Bestimmung des Betriebspunktes wurde mit dem Drallerzeuger mit 30° Drallwinkel durchgeführt, da dieser eine sehr stabile Flamme erzeugt. Die Messdaten wurden mit Labview (siehe [15]) erfasst. Ausgewertet wurde mit Matlab³.

Um mögliche Betriebspunkte zu ermitteln, wurden verschiedene Einstellungen an den Luftmassenströmen und dem Brennkammerdruck bei den Versuchsfahrten vorgenommen. Für diese Versuchsreihe wurden alle optischen Zugänge bis auf einen geschlossen. Ein Zugang wurde offen gelassen, damit man die Stabilität und Form der Flamme überprüfen kann (auf der beiliegenden DVD⁴ sind Videoaufnahmen der Versuchsfahrt zu finden). Durch die Tatsache, dass also ein Teil des Liners wie auch des Druckmantels aus Glas besteht, wird der obere Bereich an möglichen Betriebspunkten durch die Festigkeit der Gläser bei hohen Drücken und

³Die notwendigen Tools befinden sich auf der beiliegenden DVD (DVD:\Betriebspunkt\...)

⁴DVD:\Video\23022007.avi

hoher Temperatur beschränkt. Deshalb wurden die Versuchsfahrten in Etappen durchgeführt, um diese Grenze zu finden.

Aus den Vorversuchen heraus ergaben sich vier markante Bereiche, die sich als mögliche stabile Betriebspunkte definieren ließen. Zusätzlich wurde dann noch ein möglicher Betriebspunkt, der den maximalen Arbeitsbereich der Brennkammer bei gleichzeitiger Verwendung von optischen Zugängen darstellt (Bruch der Scheibe), angefahren.

Die drei Abbildungen E.1, E.2 und E.3, die sich im Anhang befinden, stellen die Aufzeichnung aller Messdaten bei der Versuchsfahrt vom 23.02.2007 dar. Der Versuch dauerte etwa 31 Minuten und es wurde versucht, 5 Betriebspunkte, die in Tabelle 6.2 aufgelistet sind, anzufahren. Als Kriterium, das für die Definition eines Betriebspunktes gelten sollte, wurde der Druck in der Brennkammer gewählt (Messstelle: Austritt aus der Brennkammer). Die benötigten Mengen an Methan, Haupt- und Kühlluft wurden so eingestellt, dass beim gewünschten Brennkammerdruck eine stabile Verbrennung gewährleistet ist.

Tabelle 6.2: Zu erreichender Brennkammerdruck für die Versuchsfahrten

Betriebspunkt	Druck in der Brennkammer
1	1,1bar _{abs}
2	1,2bar _{abs}
3	1,7bar _{abs}
4	1,8bar _{abs}
5	2,0bar _{abs}

Jeder Betriebspunkt wurde für etwa 2 Minuten gehalten, damit sich die Betriebsbedingungen stabilisieren konnten. In Tabelle 6.3 sind die Zeitabschnitte festgehalten, an denen die Betriebspunkte gehalten wurden.

Tabelle 6.3: Zeitliche Zuordnung der Betriebspunkte

Betriebspunkt	Zeitindex
1	Minute 09 bis 11
2	Minute 12 bis 14
3	Minute 22 bis 24
4	Minute 24,7 bis 26,7
5	Minute 27,2 bis 28,2

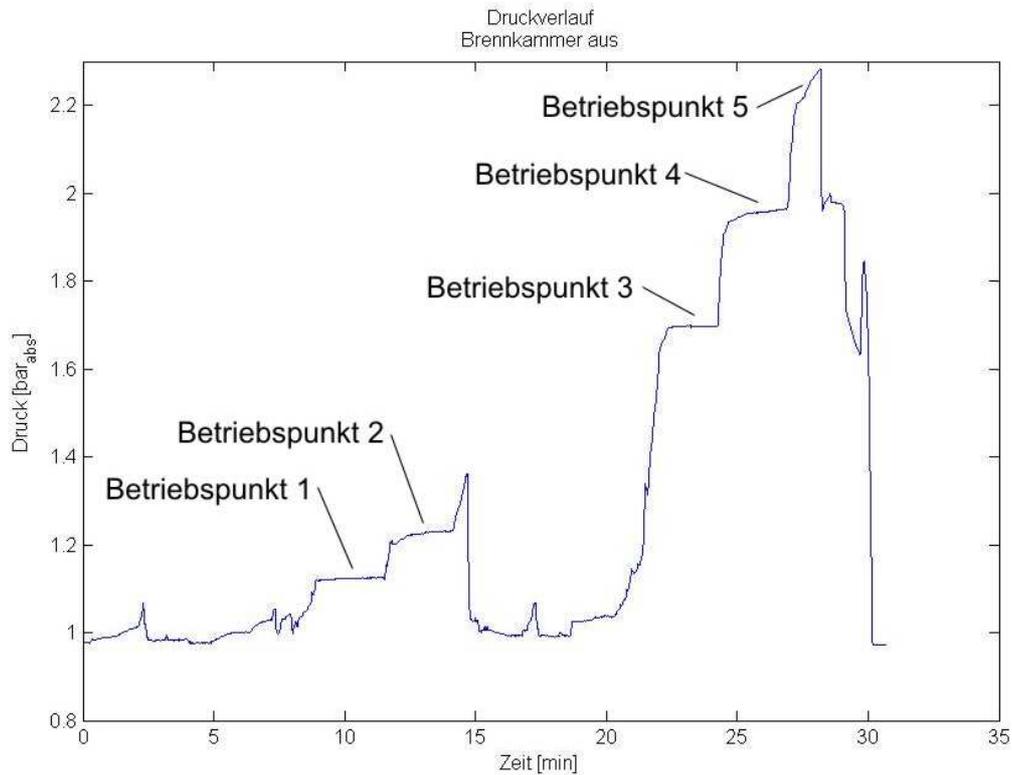


Abbildung 6.23: Druckverlauf - Austritt aus der Brennkammer

In Abbildung 6.23 erkennt man den Verlauf des Druckes in der Brennkammer über die gesamte Dauer des Versuches hinweg. Dabei ist festzuhalten, dass zu Beginn eine Aufwärmphase der Brennkammer stattgefunden hat. Der Start des eigentlichen Versuches erfolgte nach etwa 9 Minuten. Dabei wurden die geforderten Drücke in der Brennkammer nach Tabelle 6.2 angefahren. Die Druckerhöhung in der Brennkammer erfolgte durch die stetige Verengung des engsten Querschnitts der variablen Drossel mit einem Kegel. Gleichzeitig wurden die Massenströme an Methan sowie Haupt- und Kühlluft entsprechend angepasst, um eine stabile Flamme zu erhalten.

Hierzu ist zu erwähnen, dass während der Aufwärmphase und beim Hochfahren vom zweiten auf den dritten Betriebspunkt mehrmals ein „Flameout“ stattgefunden hat (Aufwärmphase: nach 2,5 und 4,3 Minuten; Hochfahren von Betriebspunkt 2 auf 3: Druckabfall nach etwa 15 Minuten).

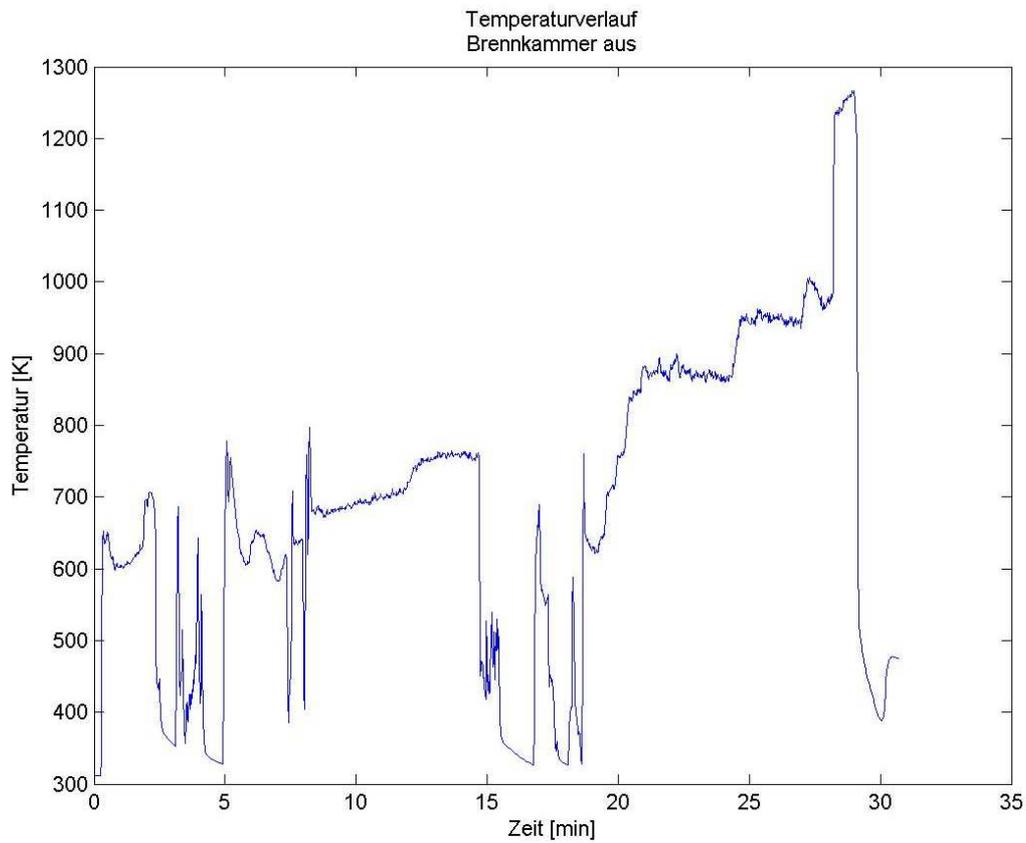


Abbildung 6.24: Temperatur - Austritt aus der Brennkammer

Gut zu erkennen ist, dass nach dem Zünden der Flamme eine kurzzeitige Temperaturspitze im Bereich des Austritts aus der Brennkammer auftritt. Danach sinkt die Temperatur um etwa 100K ab. Dies ist darauf zurückzuführen, dass durch den Funken der Zündkerze das Gemisch schlagartig verbrennt und eine Flammenfront durch die Brennkammer wandert.

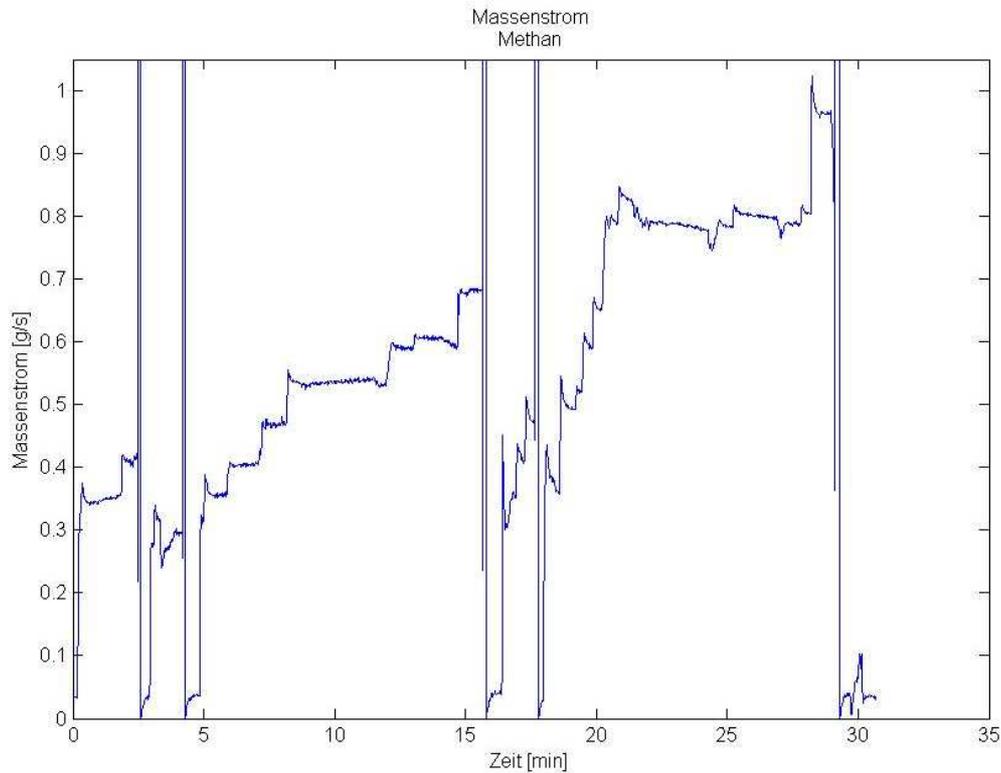


Abbildung 6.25: Verlauf des Methanmassenstroms

Anhand der Abbildung 6.25 kann man die schrittweise Anpassung des Methanmassenstromes zur Stabilisierung der Flamme sehen. Die Betriebspunkte 3 und 4 verbrauchen dabei annähernd die gleiche Masse an Methan damit eine stabile Verbrennung aufrecht erhalten wird. Die Peaks mit einem Massenstrom von weit mehr als 1g/s Methan kennzeichnen wieder die Flameoutphasen.

Die zu den Auswertungen gehörenden Abbildungen aller Messdaten sind Anhang E zu entnehmen. Weitere Kurven befinden sich auf der beiliegenden DVD⁵.

6.2.1 Betriebspunkt 1 bis 3

Die Betriebspunkte 1 bis 3 werden nur kurz erläutert, da genaueres Augenmerk auf dem vierten Betriebspunkt liegt, der den Bedingungen der Auslegung des Flammrohres am nächsten kommt.

Daher werden an dieser Stelle nur einige wichtige Parameter, die in Tabelle 6.4 zu finden sind, wiedergegeben. Die vollständigen Aufzeichnungen der Messwerte und die benötigten Programme zur Auswertung befinden sich auf der beiliegenden DVD⁵.

Die Drücke, die gefordert waren, wurden durchaus erreicht. Die Kühlluftmenge bleibt annähernd konstant, da die Temperatur der Flammrohrwand unter 400°C blieb und eine weitere Erhöhung des Massenstroms zu einer deutlichen Absenkung der Austrittstemperatur geführt hätte.

⁵DVD:\Betriebspunkt\...

Tabelle 6.4: Wichtige Parameter der Betriebspunkte 1 bis 3

Betriebspunkt	Druck	Methan	Hauptluft	Kühlluft	Austrittstemperatur
1	1,12bar _{abs}	0,5g/s	4,9g/s	28,8g/s	690K
2	1,22bar _{abs}	0,6g/s	6,9g/s	28,6g/s	751K
3	1,69bar _{abs}	0,8g/s	8,5g/s	29,3g/s	873K

Wie zu erwarten war, stieg der Bedarf an Methan und Hauptluft mit zunehmendem Druck in der Brennkammer. Ebenso stieg erwartungsgemäß die Temperatur am Austritt aus der Brennkammer.

6.2.2 Betriebspunkt 4

Wie bereits erwähnt, entspricht dieser Betriebspunkt in etwa dem Auslegungspunkt. Der Druck erreichte 1,95bar_{abs}. Die Menge an Methan liegt mit 0,8g/s jedoch um 0,2g/s über dem Auslegungswert. Daher ergibt sich zusammen mit den 8,8g/s Hauptluft und 28,4g/s Kühlluft eine Brennerleistung von etwa 40kW, also eine um 33% höhere Leistung. Daraus ergibt sich mit den Berechnungen, die in den Grundlagen erläutert wurden, ein Wärmeverlust von rund 5,1kW. Dies entspricht rund 13% der Brennerleistung.

Die Rezirkulation an Sekundärluft dürfte zwischen 15% und 20% betragen. Dieser Wert ergibt sich aus der gesamten Menge an Luft, wenn man davon ausgeht, dass in der Primärzone stöchiometrisch verbrannt wird. Das Gesamtluftverhältnis liegt bei 2,7. Das AFR beträgt 46,5kgLuft/kgBrennstoff.

Die Temperatur der Flammrohrwand liegt bei rund 680K. Sie ist damit also weitaus niedriger als in der Berechnung, die mit den Parametern der Messung⁶ eine Temperatur von etwa 1.060K ergeben würde. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die errechnete Temperatur für einen Bereich direkt in der Primärzone gilt. Das Thermocouple zur Messung der Linerwandtemperatur konnte aber nicht direkt an dieser Stelle platziert werden. Außerdem stellen die zur Verfügung gestellten Formeln nur Näherungen dar, weshalb besonders viel Erfahrung bei der richtigen Wahl der einzusetzenden Parameter nötig ist.

Die Temperatur am Austritt der Brennkammer liegt bei rund 950K. Auch hier ergeben sich wieder Abweichungen zur Auslegung, die eine Austrittstemperatur von etwa 1.200K angibt. Zur Bestimmung des Ausbrenngrades konnte keine der genannten Methoden, die in den Grundlagen beschrieben wurden, zur Anwendung kommen, da keine Datenblätter über vergleichbare Brennkammern zur Verfügung standen. Deshalb erfolgte die Bestimmung durch die folgende einfache Beziehung:

$$\eta = \frac{\dot{m} \cdot c_p \cdot (T_3 - T_2)}{\dot{m}_{br} \cdot H_u} \quad (6.9)$$

Die spezifische Wärmekapazität wurde mit dem Programm „GASEQ“⁷ bestimmt.

⁶Es wurde nochmals die Berechnung für die Parameter der Versuchsfahrt durchgeführt. Siehe Excel-Sheet DVD:\Berechnung\Testbrenner_Messdaten.xls

⁷<http://www.gaseq.co.uk/>

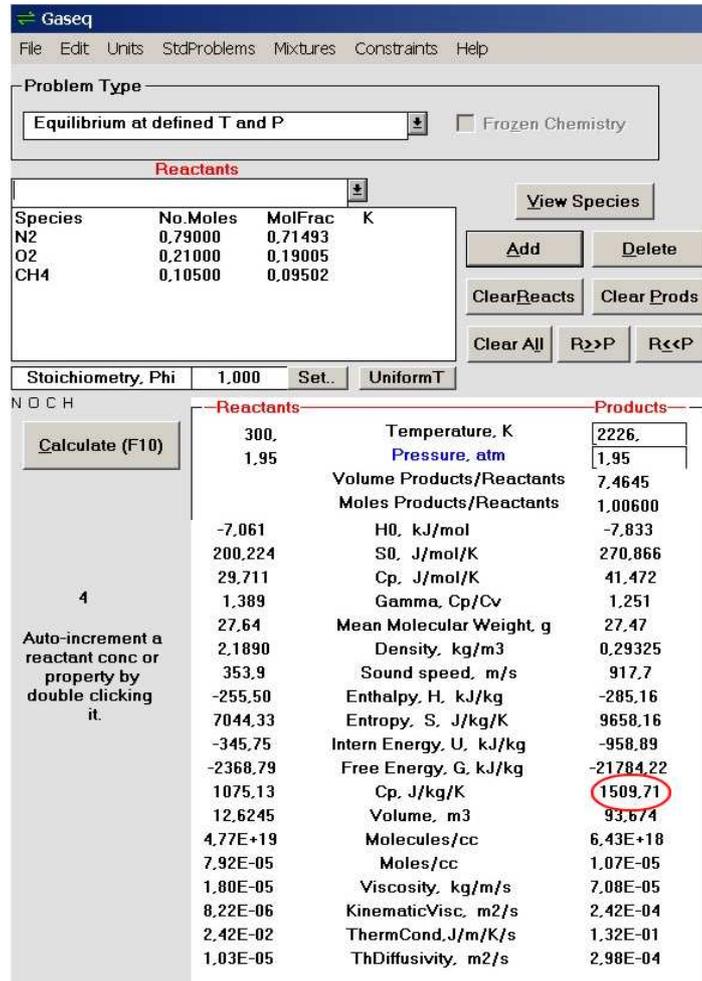


Abbildung 6.26: Spezifische Wärmekapazität mit GASEQ

Durch Anwendung der Gleichung 6.9 ergibt sich für den Betriebspunkt 4 ein Ausbrenngrad der Brennkammer von 94,4%.

6.2.3 Betriebspunkt 5

Die Belastungsgrenze der Gläser ist bei einem Druck von $2,2 \text{ bar}_{abs}$ in der Brennkammer gegeben. Bei der Versuchsfahrt brach das Glas des Druckmantels nach rund 45 Sekunden. Daher wurde der Versuch nach 1 Minute abgebrochen.

Auch hier wurde eine Methanmenge von $0,8 \text{ g/s}$ eingesetzt, um die Flamme stabil zu halten. Der Hauptluftmassenstrom betrug $8,2 \text{ g/s}$. Zur Kühlung wurden $28,3 \text{ g/s}$ Luft verwendet. Mit diesen Einstellungen wurde eine Austrittstemperatur von 980 K erreicht. Ausgewertet wurde aber nur 1 Minute der Versuchsfahrt bei diesem Punkt, da die Scheibe brach. Die Aufzeichnung umfasst aber die gesamten 2 Minuten, wobei eine maximale Austrittstemperatur von 1.267 K erfasst wurde. Diese Temperatur stimmt sehr gut mit jener der Auslegung überein. Die maximale Flammrohrwandtemperatur erreichte 470 K .

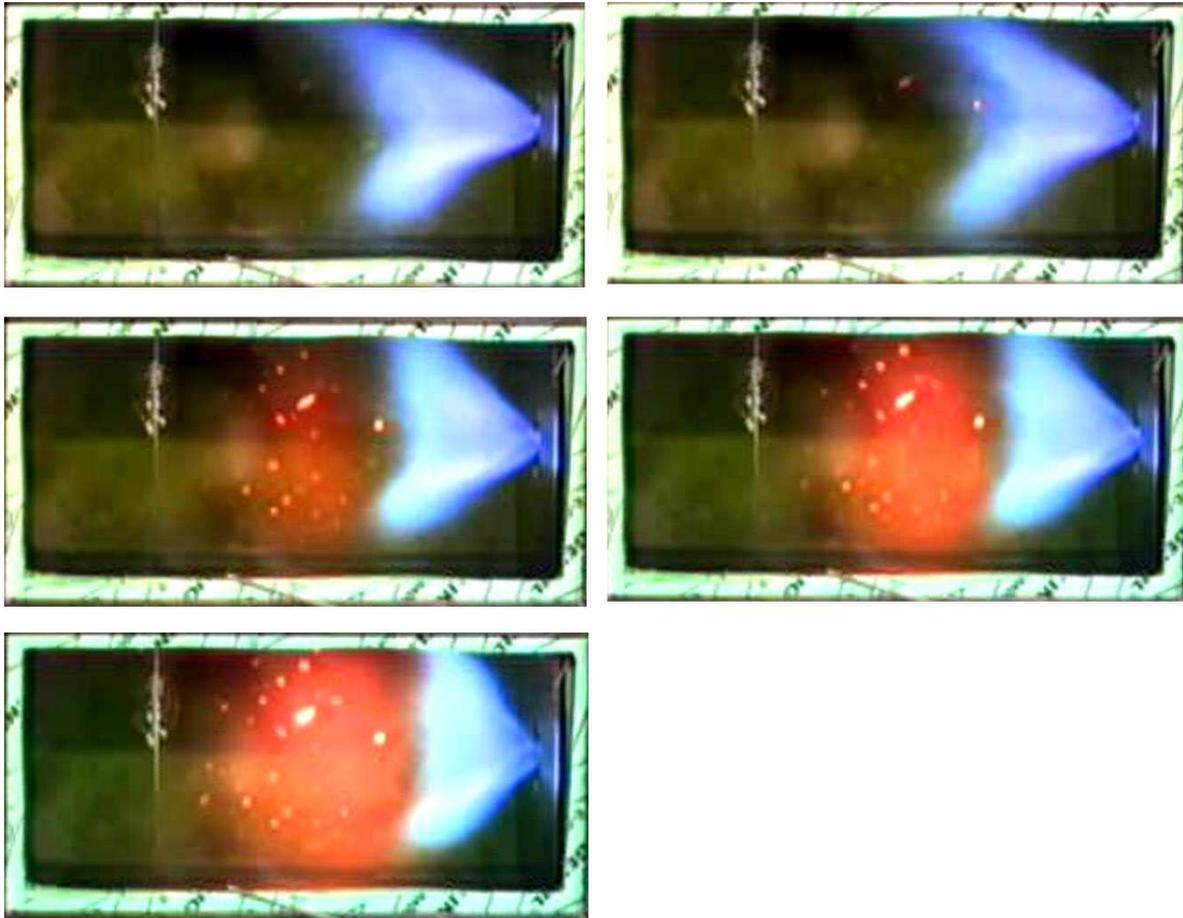


Abbildung 6.27: Aufnahmen der Versuchsfahrt; von links oben nach rechts unten: Betriebspunkte 1 bis 5

Die Aufnahmen der Versuchsfahrt lassen die Änderung des Flammenkegels bei verschiedenen Betriebsbedingungen erkennen. Je höher der Druck in der Brennkammer wird, desto mehr fächert die Flamme auf. Dadurch wird der Flammkegel kürzer und breiter. Die Stelle, an der die Flamme auf das Flammrohr trifft, wandert dabei Richtung Brennkammereintritt. Dies ist darauf zurückzuführen, dass der Druck in der Brennkammer steigt und somit die Flamme in ein dichteres Medium eindringen muss.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Ziel der Arbeit war es, einen Brennkammerprüfstand für mittlere Drücke aufzubauen. Dafür war zuerst die Bereitstellung der Grundlagen der Flammrohrauslegung notwendig. Dieser Teil wird auch Einzug in die Vorlesung „*Verbrennung in Gasturbinen*“ (VO 319.004) finden.

Die Brennkammer wurde anschließend als „Dump Combustor“ konstruiert und gefertigt. Gefordert war, einen Druck bis 2bar_{abs} und eine Leistung von 30kW zu erreichen. Gleichzeitig sollte dabei die Möglichkeit bestehen, mittels optischer Messtechnik die Strömungseigenschaften von Axialdrallerzeugern untersuchen zu können. Alle diese Ziele wurden erreicht.

Da die Brennstoffzufuhr vorgemischt erfolgte, waren Drallerzeuger mit verschiedenen Drallwinkeln zu konstruieren. Als sinnvoll erwiesen sich dabei die Drallwinkel 30° und 45° .

Die Untersuchung der Drallerzeuger wurde mittels stereoskopischer Particle Image Velocimetry durchgeführt. Hierfür wurde die Strömung durch eine Sirene gepulst, um dadurch instationäre Vorgänge zu simulieren. Die Messungen wurden phasenaufgelöst durchgeführt. Besonderes Augenmerk bei der Untersuchung der Drallerzeuger lag auf der Ermittlung der Drallparameter (Swirlnumber) und der Wirbelstärke des Strömungsfeldes. Die Charakterisierung wurde unter atmosphärischen Bedingungen durchgeführt.

Abschließend wurden verschiedene stabile Betriebspunkte des Testbrenners ermittelt. Die geforderten Arbeitsbedingungen konnten erreicht werden.

Der nächste Schritt wird die Untersuchung der Drallerzeuger unter mittlerem Druck sein, das heißt unter den ermittelten Betriebspunkten mit gezündeter Flamme. Hierfür ist aber ein geeignetes Seeding erforderlich (z.B. Titan-Dioxid). Ebenfalls ist es ein Ziel eine vollständig räumliche Visualisierung des Strömungsfeldes der Drallerzeuger zu generieren. Daher ist eine Traversierung des Lichtschnittarmes und der Kameras zu konstruieren, um die Messungen so genau wie möglich durchführen zu können.

Um die Auswertung der PIV-Messdaten weiter zu verbessern, ist es empfehlenswert in Zukunft die Phasenauflösung durch mehr Stützstellen zu verfeinern. Dadurch lässt sich das Strömungsfeld besser charakterisieren (Drallparameter, Wirbelstärke). Außerdem ist es anzuraten die Anzahl der Aufnahmen pro Phase zu erhöhen, um den Fehlerbereich der Messung so weit wie möglich einzuschränken.

Eine weitere Verbesserung der Genauigkeit der Versuche erbringt eine Aufrüstung der ONERA Sirene mit einem Schrittmotor. Dadurch könnte eine konstante Pulsfrequenz erzeugt werden, was die Qualität der phasenaufgelösten Messung deutlich erhöhte.

Ein weiteres großes Ziel ist die Steuerung des Prüfstandes von der Warte aus. Genaueres hierzu ist der Diplomarbeit [15] von Thomas Leitgeb zu entnehmen. Vom konstruktiven Standpunkt aus gesehen, ist hier die ferngesteuerte Änderung des Drosselquerschnittes zu erwähnen.

Auch soll die Brennkammer mit schnellen Drucksensoren, die von der Firma PIEZO-CRYST entwickelt wurden, bestückt werden.

Die Erfahrungen, die mit diesem Prüfstand gewonnen wurden, werden in das EU Forschungsprogramm NEWAC einfließen und beim Aufbau des nächsten Prüfstandes berücksichtigt werden.

Anhang A

Größe der Öffnungen im Prallblech

Hier erfolgt die Beschreibung des Berechnungsvorganges für die Öffnungen im Prallblech, die aus Gründen der besseren Lesbarkeit der Arbeit in den Anhang gegeben wurde. Die Vorgehensweise entspricht jener, die im Vorlesungsskriptum „Gasturbinen - Brennkammern für Triebwerksbauer“ [19] der FH Aachen für die Bestimmung der Kühlluftbohrungen der Linerwand vorgeschlagen wird. Da es sich beim auszulegenden Brenner nicht um eine konventionelle Brennkammer handelt, werden die Gleichungen entsprechend modifiziert.

Die Aufteilung der Sekundärluft auf die Liner-Wände erfolgt über vier rechteckige Ausnehmungen im Prallblech. Um dies zu berücksichtigen, wird auch nur ein Viertel der Brennkammer betrachtet. Daher sind für die Flächen und die auftretenden Massenströme jeweils nur ein Viertel der ursprünglichen Größen einzusetzen.

Der Massenerhaltungssatz liefert:

$$\dot{m}_S = k \cdot A_{pb} \cdot \rho_{pb} \cdot c_{pb} \Rightarrow A_{pb} = \frac{\dot{m}_S}{k \cdot \rho_{pb} \cdot c_{pb}} \quad (\text{A.1})$$

Der Flächenkontraktionskoeffizient k wird hier in Anlehnung an die Kontraktionskoeffizienten der Belochung an Primär- Zwischen- und Mischluftbohrungen gewählt. Dadurch soll festgehalten werden, dass durch die turbulente Strömung die Luftverteilung erschwert wird.

Um Gleichung A.1 lösen zu können, muss erst $\rho_{pb} \cdot c_{pb}$ gelöst werden.

Der Energiesatz nach Bernoulli für das Flammrohr im Bereich zwischen Prallblech (Index pb) und dem Zwischenraum von Flammrohr und Druckmantel (Index a) liefert hierzu:

$$\Delta p_{fr} = \frac{\rho}{2} \cdot (c_a^2 - c_{pb}^2) \quad (\text{A.2})$$

Geht man auch hier wieder davon aus, dass die kinetische Energie des Luftstrahles verloren geht und es darüber hinaus zu einem Druckverlust aufgrund der Geometrie der Brennkammer kommt, dann ergibt sich für den Gesamtdruckverlust folgender Ausdruck:

$$\Delta p_{ofr} = \Delta p_{fr} + \frac{\rho}{2} \cdot c_{pb}^2 + \Delta p_{verl} \quad (\text{A.3})$$

Für den Druckverlust gilt:

$$\Delta p_{verl} = c_d \cdot \frac{\rho}{2} \cdot c_{pb}^2$$

Wobei der Druckverlustbeiwert c_d in etwa dem Druckverlustbeiwert einer Blende entspricht. Durch einsetzen dieses Ausdrucks in obige Gleichung erhält man:

$$\begin{aligned}\Delta p_{ofr} &= \frac{\rho}{2} \cdot (c_a^2 - c_{pb}^2) + \frac{\rho}{2} \cdot c_{pb}^2 + c_d \cdot \frac{\rho}{2} \cdot c_{pb}^2 \\ \Delta p_{ofr} &= \underbrace{\frac{\rho}{2} \cdot c_a^2}_{q_a} \cdot \left[1 + c_d \cdot \left(\frac{c_{pb}}{c_a} \right)^2 \right] \\ \frac{\Delta p_{ofr}}{q_a} &= 1 + c_d \cdot \left(\frac{c_{pb}}{c_a} \right)^2\end{aligned}\quad (\text{A.4})$$

Auch gilt:

$$\frac{\Delta p_{ofr}}{q_a} = \frac{\Delta p_{ofr}}{q_{ref}} \cdot \frac{q_{ref}}{q_a} \quad \text{mit} \quad \frac{q_{ref}}{q_a} = \frac{c_{ref}^2}{c_a^2}$$

Die Geschwindigkeiten c_{ref} und c_a lassen sich durch die jeweiligen Kontinuitätsgleichungen ausdrücken.

$$\begin{aligned}c_{ref} &= \frac{\dot{m}_S}{\rho \cdot A_{ref}} \\ c_a &= \frac{\dot{m}_S}{\rho \cdot A_a}\end{aligned}$$

Somit ergibt sich $\frac{q_{ref}}{q_a}$ zu

$$\frac{q_{ref}}{q_a} = \left(\frac{A_a}{A_{ref}} \right) = f^2 \Rightarrow \frac{\Delta p_{ofr}}{q_a} = \frac{\Delta p_{ofr}}{q_{ref}} \cdot f^2$$

Setzt man dies in Gleichung A.4 ein und formt entsprechend um, erhält man einen Ausdruck für $\rho_{pb} \cdot c_{pb}$.

$$\rho_{pb} \cdot c_{pb} = \frac{\dot{m}_S}{A_a} \cdot \sqrt{\frac{1}{c_d} \left(\frac{\Delta p_{ofr}}{q_{ref}} \cdot f^2 - 1 \right)}\quad (\text{A.5})$$

Wobei für $\frac{\Delta p_{ofr}}{q_{ref}}$ gilt:

$$\frac{\Delta p_{ofr}}{q_{ref}} = \frac{\Delta p_{o(2-3)}}{q_{ref}} - \frac{\Delta p_{o(2-a)}}{q_{ref}}$$

$\frac{\Delta p_{o(2-3)}}{q_{ref}}$ ist, wie in Kapitel 2.1.4 beschrieben, der Druckverlustbeiwert der Brennkammer. Für $\frac{\Delta p_{o(2-a)}}{q_{ref}}$ gibt es Anhaltswerte aus der Praxis (siehe Tabelle 2.3). Für die vorliegende Konstruktion wird aber nicht auf diese Anhaltswerte zurückgegriffen, sondern ein eigener Wert, über die Druckverluste der Gesamtbrennkammer errechnet, da der Testbrenner nicht nach den üblichen Konstruktionsprinzipien entworfen wurde.

Nochmals zur Erinnerung die Beziehung für den Gesamtdruckverlust der Brennkammer aus Gleichung 2.60:

$$\frac{\Delta p_{o(2-3)}}{p_2} = \frac{\Delta p_{o(2-3)}}{q_{ref}} \cdot \frac{R_l}{2} \cdot \left[\frac{\dot{m}_l \cdot \sqrt{T_2}}{A_{ref} \cdot p_2} \right]^2$$

Formt man obige Gleichung entsprechend um, erhält man den Druckverlustbeiwert für die Brennkammer.

$$\frac{\Delta p_{o(2-3)}}{q_{ref}} = \frac{\Delta p_{o(2-3)}}{p_2} \cdot \frac{2}{R_l} \cdot \left[\frac{\dot{m}_l \cdot \sqrt{T_2}}{A_{ref} \cdot p_2} \right]^{-2} \quad (\text{A.6})$$

Wie man sieht, muss also der Druck am Eintritt in die Brennkammer p_2 und die dazugehörige Temperatur T_2 bekannt sein. Beide Werte müssen vorerst abgeschätzt werden.

Aus der Geometrie des Diffusors ergibt sich $\frac{\Delta p_{o(2-a)}}{q_2}$ und $\frac{q_2}{q_{ref}}$ kann mittels der Kontinuitätsbedingung umformuliert werden.

$$\begin{aligned} \frac{\Delta p_{o(2-a)}}{q_2} &= (1 - \eta_D) \cdot \left(1 - \frac{1}{r^2}\right) \\ c_2 \cdot A_2 &= c_{ref} \cdot A_{ref} \Rightarrow \frac{q_2}{q_{ref}} = \left(\frac{A_{ref}}{A_2}\right)^2 = r^2 \end{aligned}$$

Aus den 3 obigen Gleichungen lässt sich nun der Quotient $\frac{\Delta p_{ofr}}{q_{ref}}$ neu ausdrücken.

$$\frac{\Delta p_{ofr}}{q_{ref}} = \frac{\Delta p_{o(2-3)}}{q_{ref}} - (1 - \eta_D) \cdot (r^2 - 1) \quad (\text{A.7})$$

Dieses Ergebnis kann man nun in Gleichung A.5 einsetzen und $\rho_{pb} \cdot c_{pb}$ errechnen. Mittels Gleichung A.1 kommt man zur gesuchten Fläche für die Luftöffnung im Prallblech.

Anhang B

Größe und Anzahl der Primärluftlöcher

Die benötigte Gesamtfläche der Bohrungen entspricht vom Rechenschema her der Auslegung der Mischluftlöcher. Die Primärluftlöcher stellen ja die einzige Lochreihe im Flammrohr dar, wodurch der Massenstrom vor den Bohrungen gleich dem Massenstrom durch die Bohrungen entspricht.

Eine Abweichung von Gleichung 2.73 ergibt sich durch ein anderes $\frac{\Delta p_{ofr}}{q_a''}$. Aus Gleichung 2.73 wird daher mit $\frac{\Delta p_{ofr}}{q_a''} = \frac{\Delta p_{ofr}}{q_{ref}} \cdot f^2$:

$$A_w'' = A_a \cdot \left[k_A'' \cdot \sqrt{\frac{1}{2} \cdot \left\{ \left[\frac{\Delta p_{o(2-3)}}{q_{ref}} - (1 - \eta_{Diff}) \cdot (r^2 - 1) \right] \cdot f^2 + 1 \right\}} \right]^{-1} \quad (\text{B.1})$$

Für die Eindringtiefe des Luftstrahls werden die üblichen Parameter der Primärzone gewählt, woraus wie gehabt folgt:

$$\frac{d_{fr}}{d} = (1, 2 \dots 2, 7) \cdot \sqrt{\frac{q_s}{q_{pr}}}$$

Für die Berechnung von q_{pr} wird wie bei den Primärluftlöchern vorgegangen. Es muss aber die Tatsache berücksichtigt werden, dass Haupt- und Sekundärluft nicht über einen zentralen Diffusor zugeführt werden. Für diesen Rechenschritt wird das Primärluftverhältnis $\mu_{pr} = \frac{\dot{m}_l}{\dot{m}_{pr}}$ verwendet, was jedoch nicht der Konfiguration des Testbrenner entspricht. Es wird daher neu definiert.

$$\mu_{pr} = \frac{\dot{m}_S}{\dot{m}_{pr}} \quad (\text{B.2})$$

Dadurch erhält man den gleichen Ausdruck für q_{pr} , wie er in der Literatur angegeben ist, jedoch mit einem anderen Massenstrom.

$$q_{pr} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\dot{m}_S^2}{\rho \cdot A_{ref}^2} \cdot \frac{\mu_{pr}^2}{k^2} \cdot \frac{T_{pr}}{T_2}$$

Und für q_s ergibt sich aus dem Massenerhaltungssatz:

$$q_s = \frac{\rho}{2} \cdot \left[\frac{\dot{m}_S}{\rho \cdot A_w'' \cdot k_A''} \right]^2$$

Man erhält also für $\frac{d_{fr}}{d}$:

$$\frac{d_{fr}}{d} = (2,5 \dots 5,5) \cdot \frac{A_{ref} \cdot k}{\mu_{pr} \cdot A_w'' \cdot k_A''} \cdot \sqrt{\frac{T_2}{T_{pr}}} \quad (\text{B.3})$$

Anzahl und Durchmesser der Bohrungen ergeben sich dann wie unter Kapitel 2.1.4 beschrieben.

Anhang C

Auslegung der Drossel

Der kritische Massenstrom hängt vom Zustand (Druck, Temperatur) des durch die Drossel strömenden Mediums und dem Querschnitt der Drossel ab [5].

$$\dot{m}_{krit} = \frac{0,685}{\sqrt{R \cdot T_d}} \cdot p \cdot \frac{d_{krit}^2 \cdot \pi}{4} \quad (C.1)$$

Die Masse, die durch die Drossel strömen muss, entspricht der Gesamtluftmenge $\dot{m}_l = \dot{m}_H + \dot{m}_S$.

Die Temperatur am Eintritt der Drossel ergibt sich aus dem Mischungspunkt von Primär- und Sekundärluft.

$$\dot{m}_H \cdot c_{p,H}|_0^{t_{ft}} \cdot t_{ft} + \dot{m}_S \cdot c_{p,S}|_0^{t_S} \cdot t_S = (\dot{m}_H + \dot{m}_S) \cdot c_{p,d}|_0^{t_d} \cdot t_d$$

Um zu einem Ergebnis zu gelangen, wird zwischen zwei angenommenen Drossel-Temperaturen interpoliert.

$$t_d = t_{d1} + \frac{(\dot{m}_H \cdot c_{p,H}|_0^{t_{ft}} \cdot t_{ft} + \dot{m}_S \cdot c_{p,S}|_0^{t_S} \cdot t_S) - H_{d1}}{H_{d2} - H_{d1}} \cdot (t_{d2} - t_{d1}) \quad (C.2)$$

Um die Berechnung zu vereinfachen, wird mit der spezifischen Wärme von Luft für den Massenstrom durch die Drossel gerechnet:

$$\begin{aligned} H_{d1} &= (\dot{m}_H + \dot{m}_S) \cdot c_{p,Luft}|_0^{t_{d1}} \cdot t_{d1} \\ H_{d2} &= (\dot{m}_H + \dot{m}_S) \cdot c_{p,Luft}|_0^{t_{d2}} \cdot t_{d2} \end{aligned}$$

Die spezifische Wärmekapazität des Hauptluftmassenstromes wird mit Hilfe der Brennerleistung und der Flammentemperatur ermittelt:

$$\dot{Q} = \dot{m}_H \cdot c_{p,H}|_0^{t_{ft}} \cdot t_{ft} \Rightarrow c_{p,H}|_0^{t_{ft}} = \frac{\dot{Q}}{\dot{m}_H \cdot t_{ft}}$$

Alle Größen von Gleichung C.1 sind nun bekannt. Formt man die genannte Gleichung um, erhält man den kritischen Durchmesser der Drossel:

$$d_{krit} = \sqrt{\frac{4 \cdot \dot{m}_l \cdot \sqrt{R \cdot T_d}}{0,685 \cdot \pi \cdot p}} \quad (C.3)$$

Anhang D

Drallerzeuger mit 45° Drallwinkel

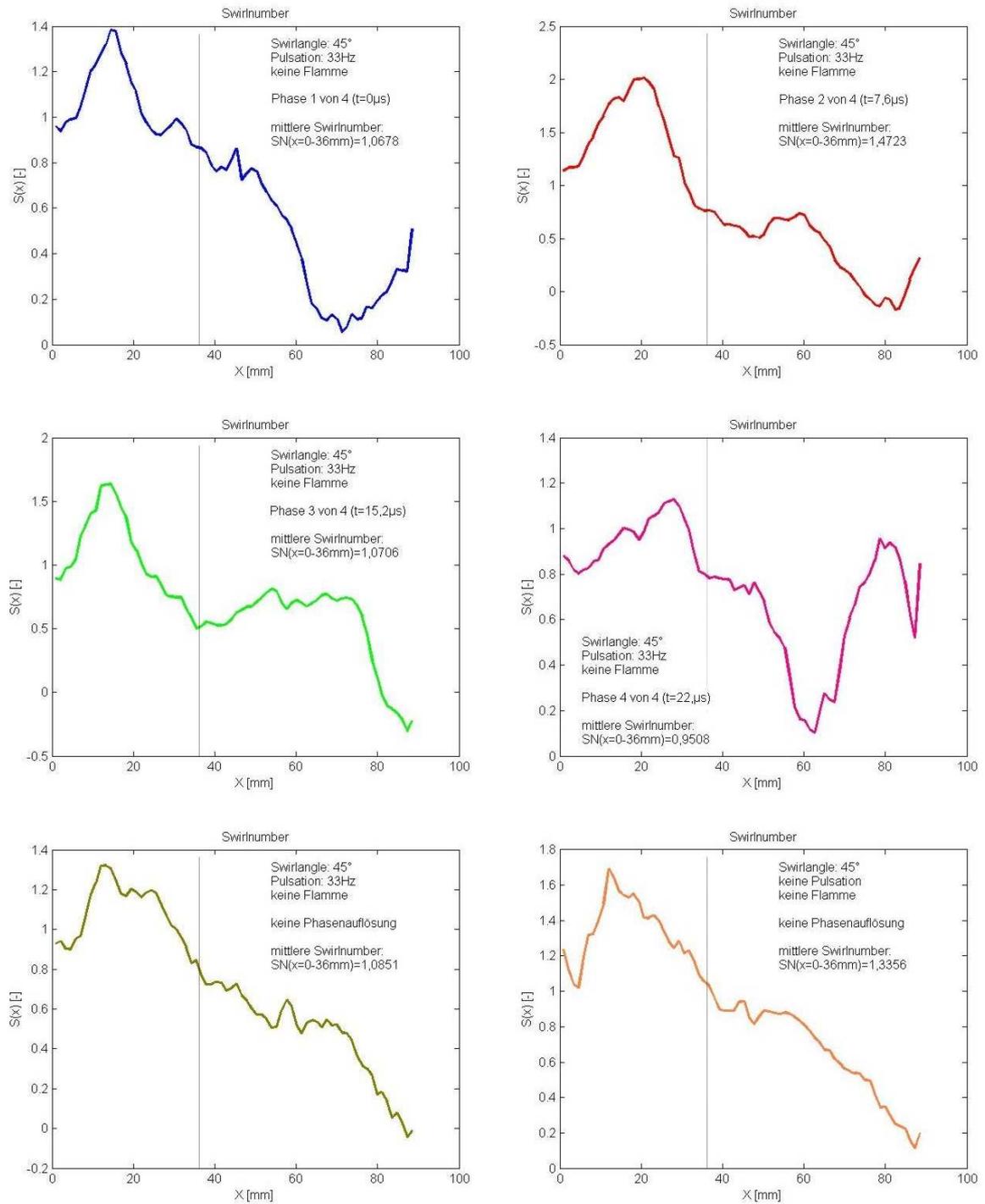


Abbildung D.1: Swirlnumber des Drallerzeugers mit 45° Drallwinkel

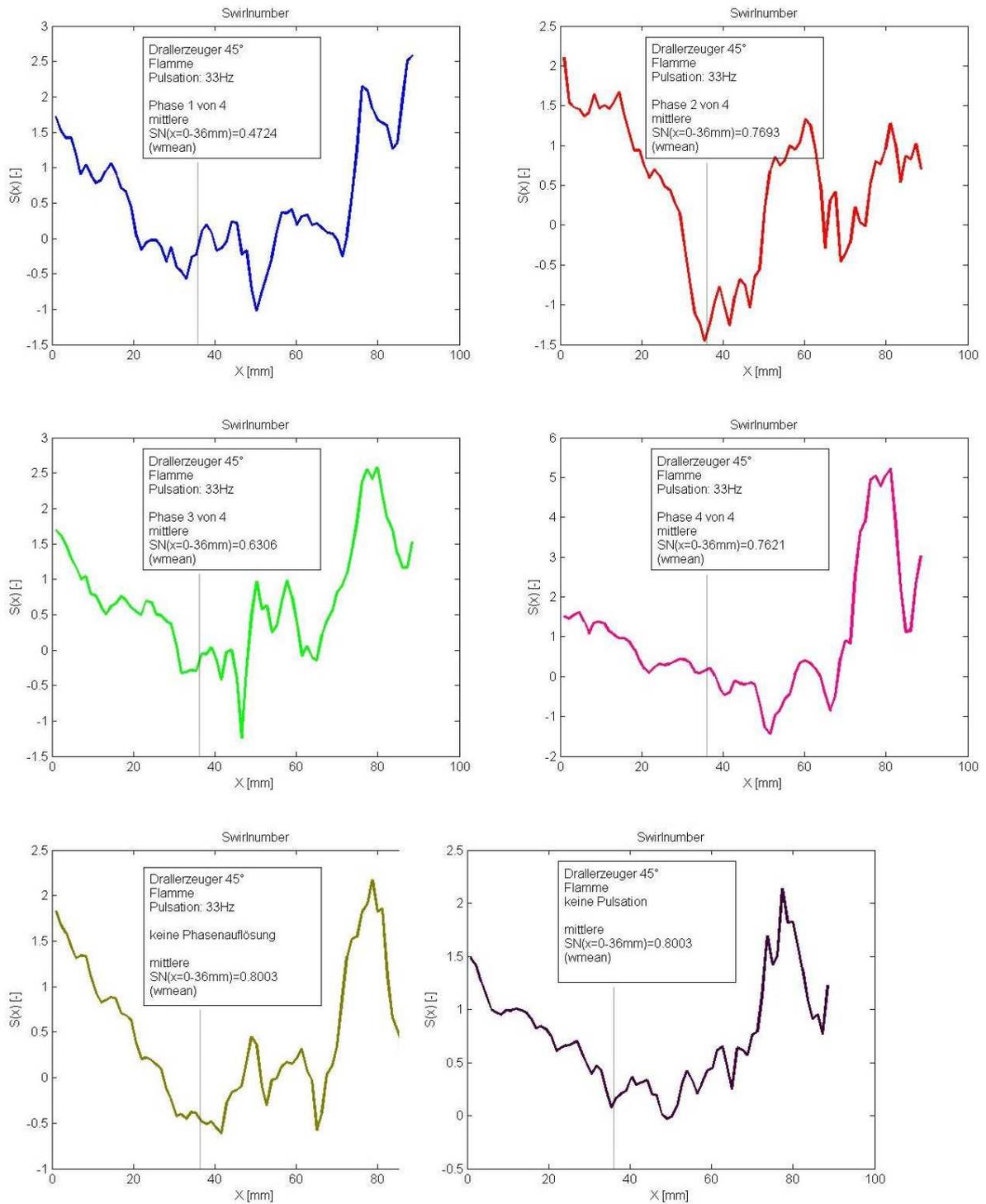


Abbildung D.2: Swirlnumber des Drallerzeugers mit 45° Drallwinkel - Flamme

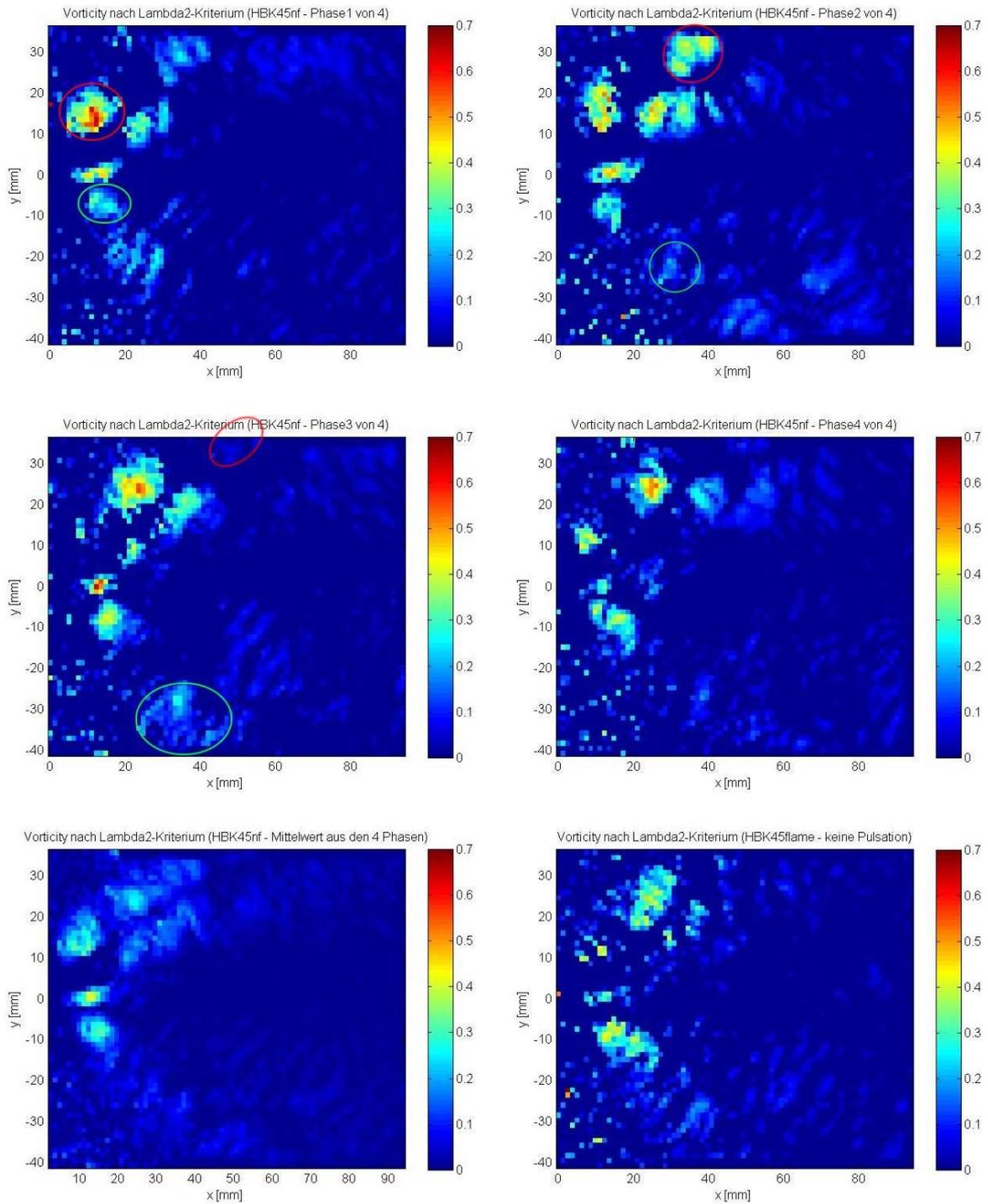


Abbildung D.3: Vorticity nach Lambda2 Kriterium (45° Drallwinkel)

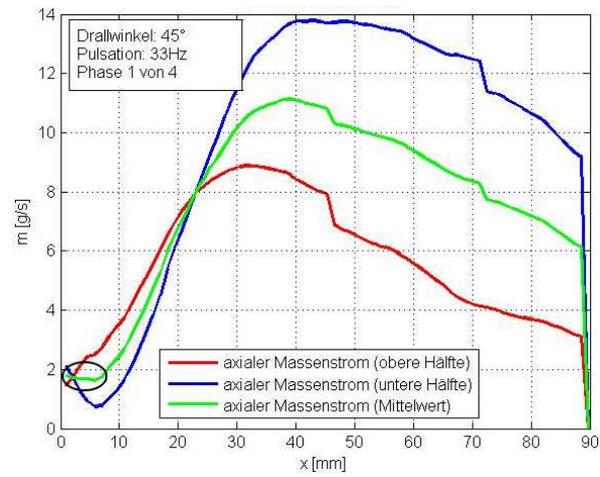


Abbildung D.4: Axialer Massenstrom des HBK45nf (Phase1)

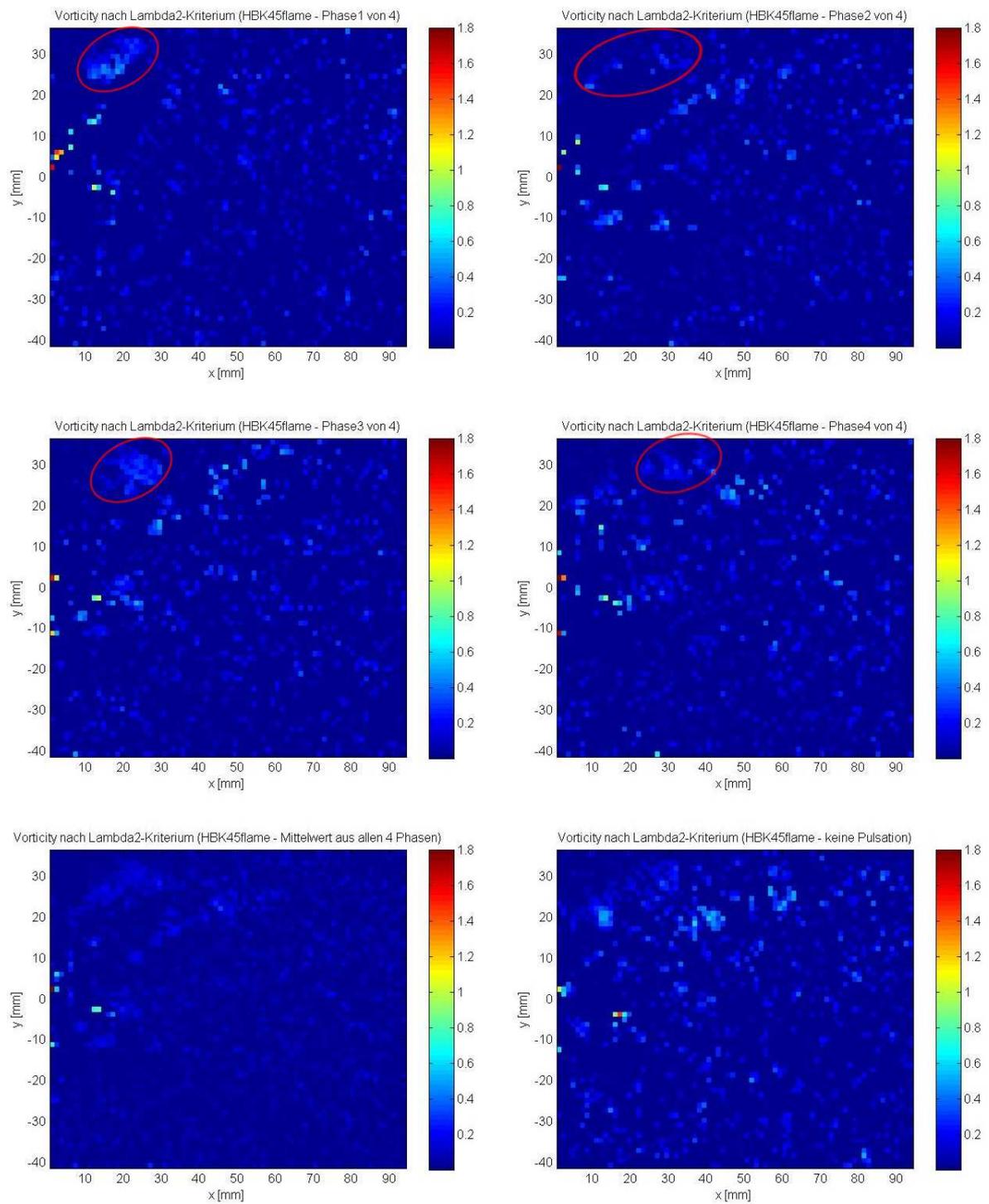


Abbildung D.5: Vorticity nach Lambda2 Kriterium (45° Drallwinkel - Flamme)

Anhang E

Versuchsfahrt 23.02.2007

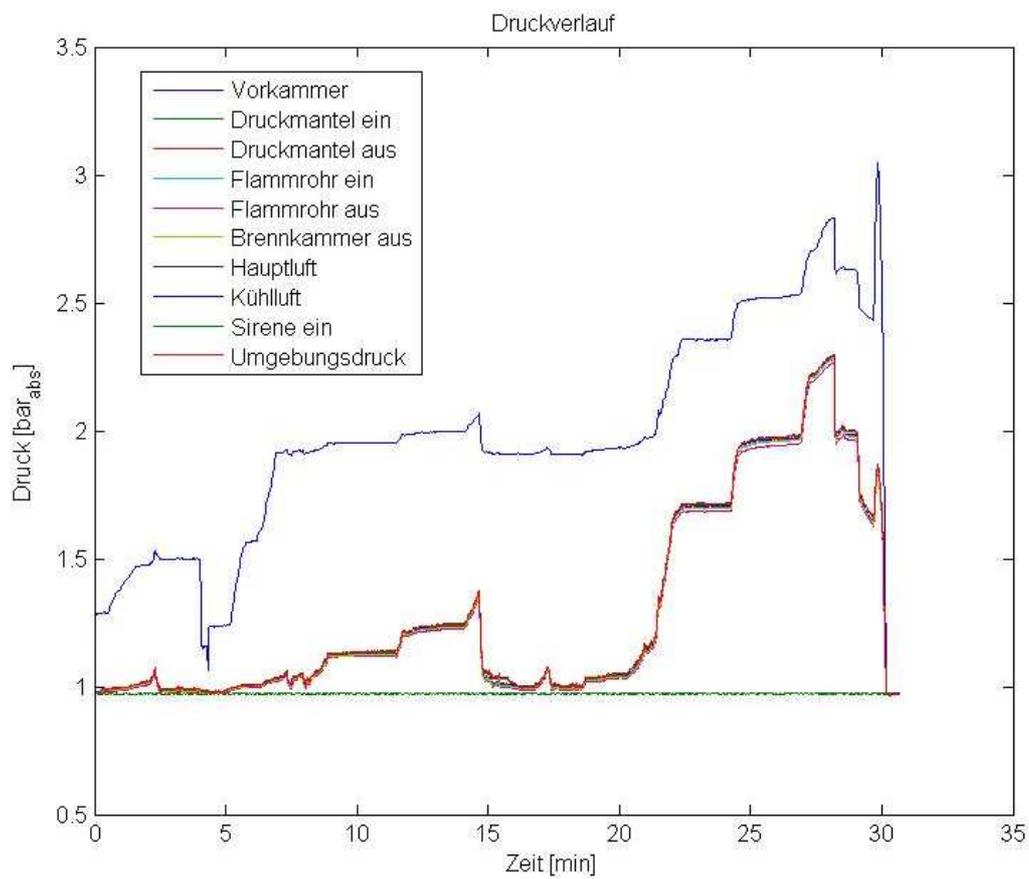


Abbildung E.1: Daten aller Drucksensoren

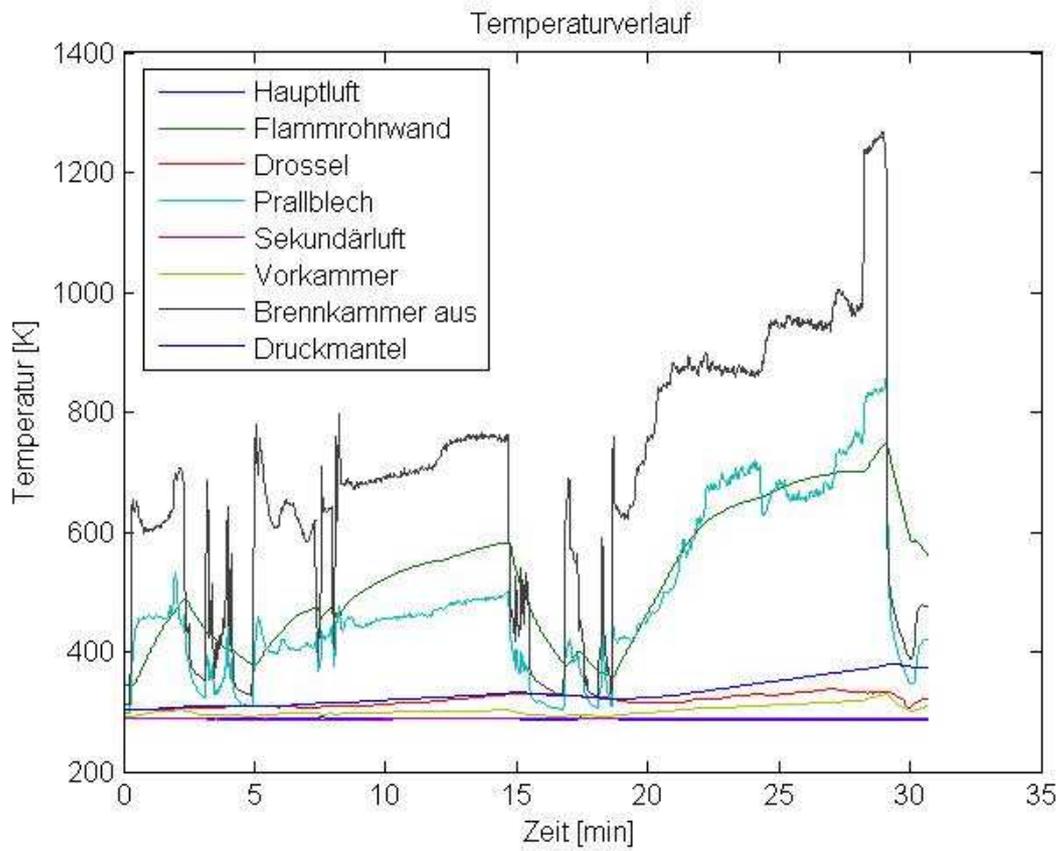


Abbildung E.2: Daten aller Temperatursensoren

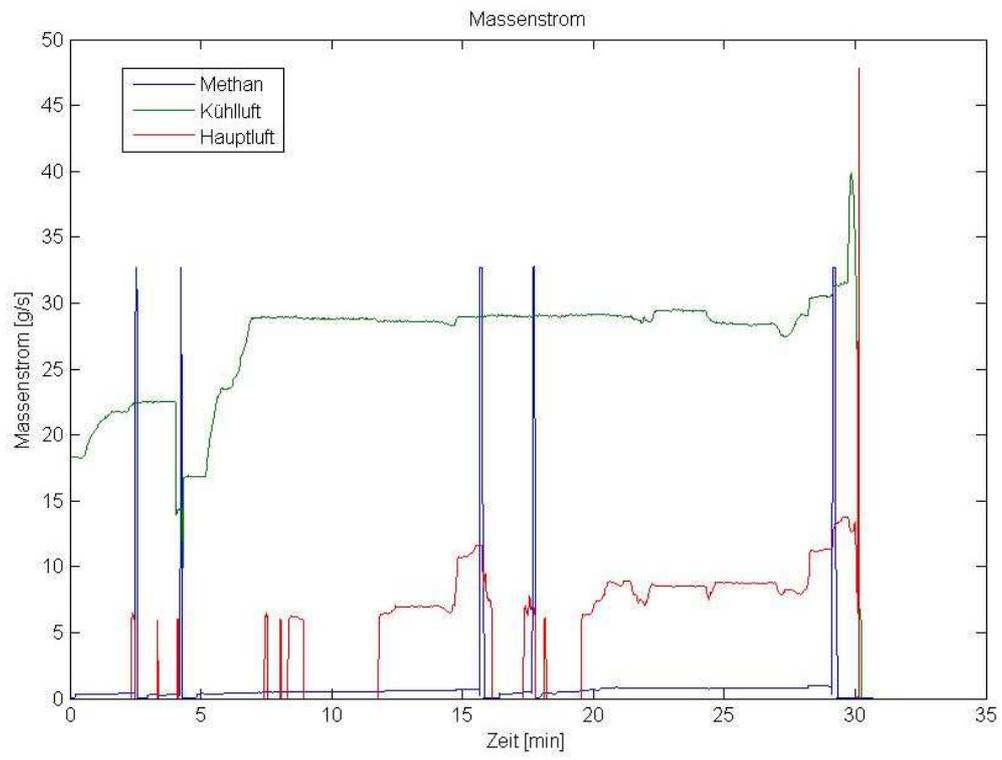


Abbildung E.3: Daten der Massenströme

Anhang F

Fotos des Brennkammerprüfstandes

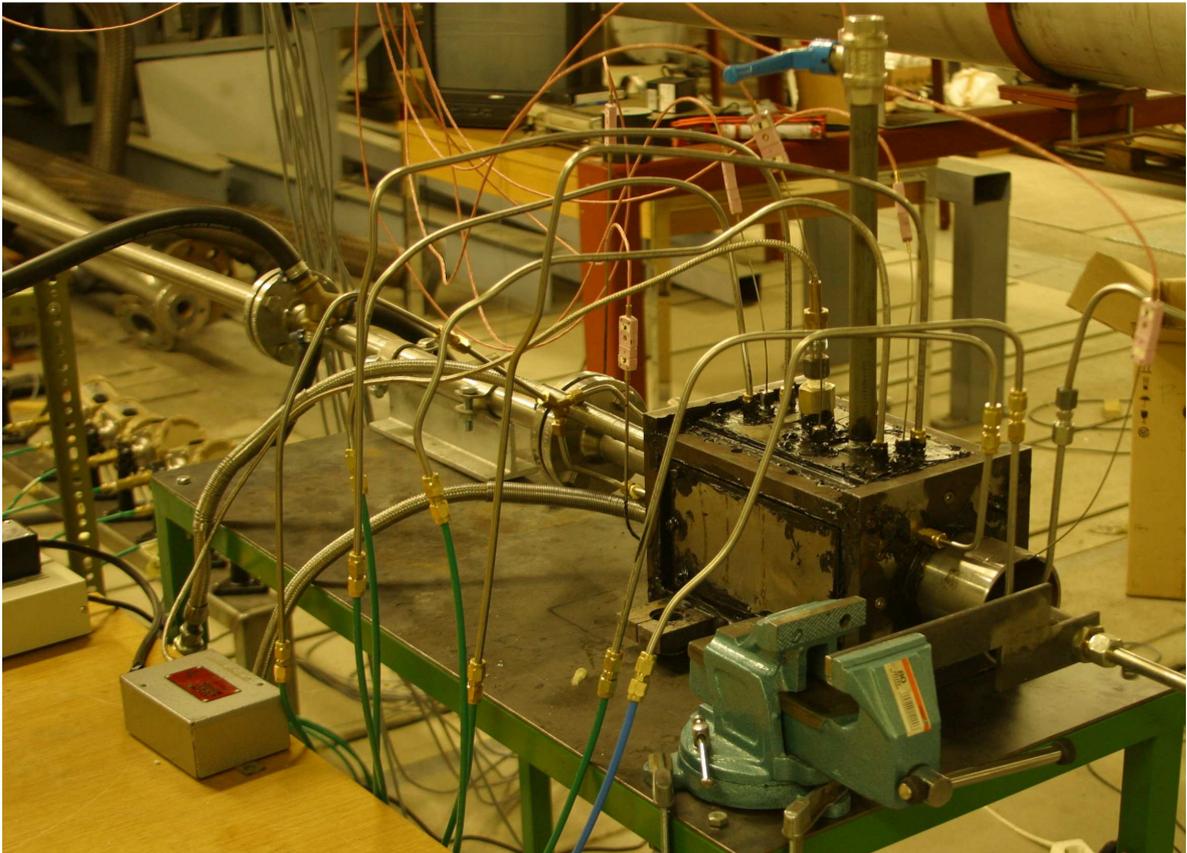


Abbildung F.1: Vollständig instrumentierter Prüfstand

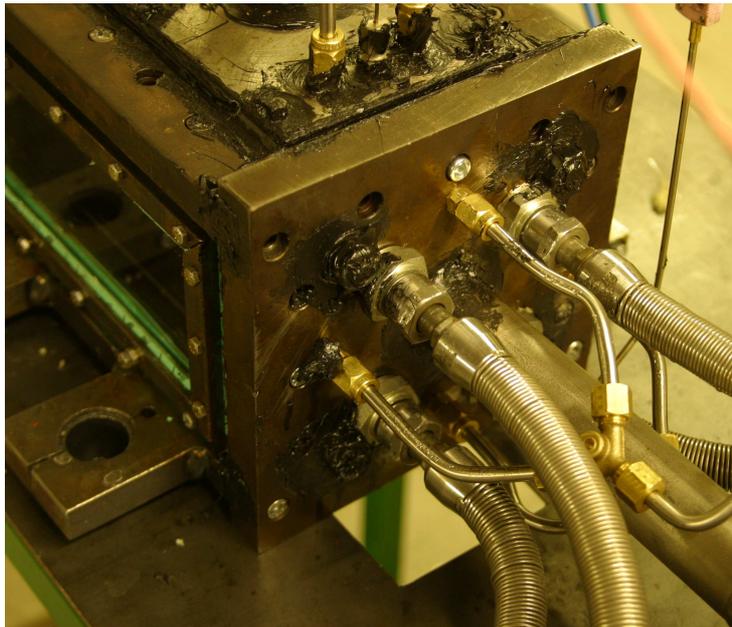


Abbildung F.2: Kühlluftleitungen

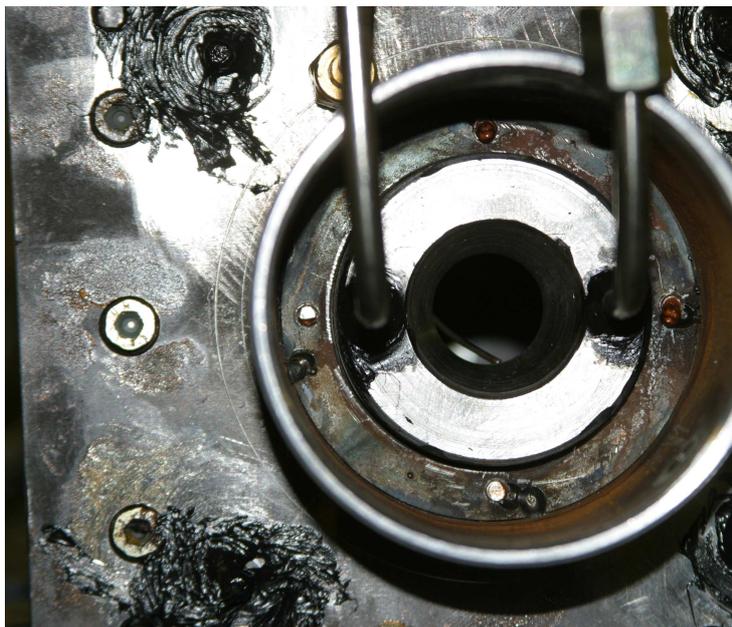


Abbildung F.3: Drossel

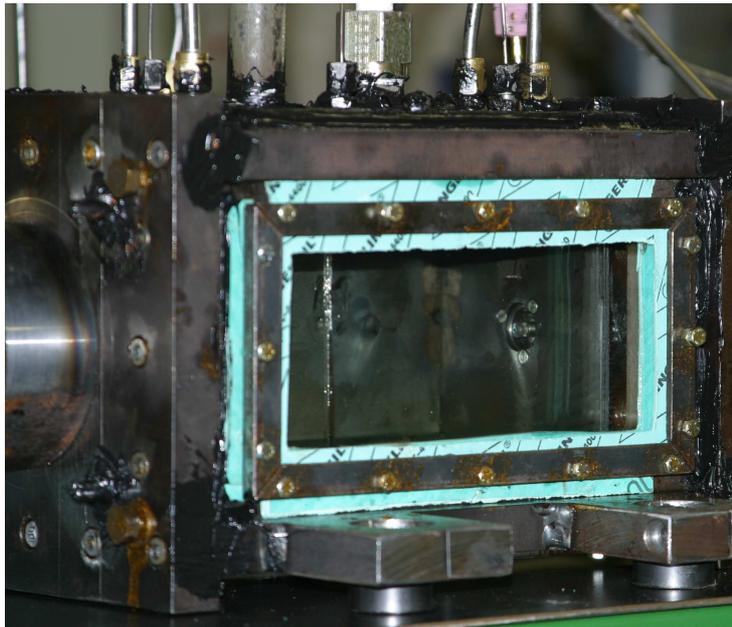


Abbildung F.4: Flammrohr

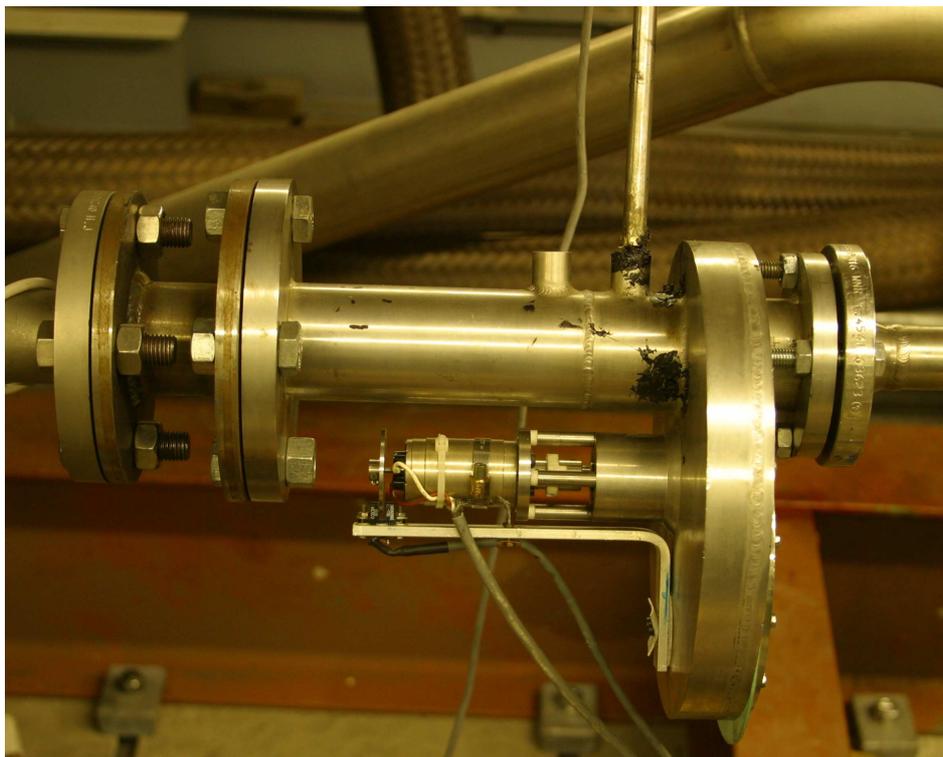


Abbildung F.5: ONERA Sirene



Abbildung F.6: oben: 45°Drallwinkel; unten: 30° Drallwinkel

Anhang G

ECM Paper

Using Dual Laser Vibrometry to monitor the stability of gas turbine combustion

Fabrice Giuliani^{a,*}, Andreas Lang^a, Thomas Leitgeb^a, Jakob Woisetschläger^a, Franz Heitmeir^a,

^a*Institute for Thermal Turbomachinery and Machine Dynamics, Graz University of Technology, Austria*

Abstract

Laser vibrometry (LV) is originally a laser-based measurement technique dedicated to the analysis of surface vibrations. This technique was adapted at TU Graz as a line-of-sight measurement technique for the observation of coherent vortices in a turbulent flow, and then lately as a technique for monitoring the stability of an air-methane flame using two instruments (Dual Laser Vibrometry - DLV). This paper reports on measurements realised on a resonant flame (premixed air-methane, quarter-wave resonator, amplification with a siren). A remarkable relation between the flame dynamics, and phase-defined DLV measurements can be observed. Signal processing will be shortly described. In order to support the observations, and correlate the results with data from other measurement techniques, high-speed schlieren visualisations and stereoscopic Particle-Image-Velocimetry (PIV) were used. The paper eventually addresses issues regarding quantification (from line-of-sight to local measurement, amplitude analysis of the density fluctuations ρ' and comparison with the local thermoacoustic couplings). One recommended application of DLV is its ability to perform precise and low-cost combustor benchmark stability tests (time-resolved measurement, broad frequency spectrum, no need for seeding, very high sensitivity, measurement possible over the whole combustion volume).

Introduction

The issue of the present work is the development of measurement techniques for detailed analysis of turbulent combustion, more specifically the analysis of coherent structures involving thermoacoustic couplings. The well-known industrial problem that lies behind is the bridle of performance for power and propulsion gas turbines due to the presence of combustion instabilities. These are detrimental - if not critical - for the system operability and integrity. The common research effort focuses on the development of control strategies and design guidelines towards a steady-at-once combustor, with extended working range in the lean combustion region for environmental issues.

Our motivation is to analyse local and temporal density fluctuations ρ' of the fresh mixture as well as of the burnt gases. This quantity is related to both pressure fluctuations p' and heat release fluctuations q' . As far as the Rayleigh criterion is concerned [1], a strong amplification of ρ' is also a potential marker for instability detection. In our experiment, a premixed methane-air burner is placed at the end of a quarter-wave resonator, so that the flame resonant modes are known. A siren can amplify these modes and enhance the jet dynamics. As a result, an instability of the type vortex-driven combustion (Yu et al. [2]) is reproduced.

The real-time analysis of ρ' is performed with help of a set of two laser vibrometers (Dual LV, see Giuliani et al. [3]). This is a new application of this instrument, usually dedicated to surface vibration analysis [4], that was also proved to detect coherent turbulence in a turbine flow [5,6]. Here, DLV is used to analyse the flame-vortex interaction in time and space. Observations are compared with high-speed schlieren visualisations, as well as with stereoscopic PIV measurements. We demonstrate that DLV provides valuable information on the flow dynamics out-

side and inside the flame, and offers the advantage of an easy set-up and simple use. The measurement is highly sensitive and non-intrusive. A line-of-sight measurement penetrates the flame core, which partly avoids side-effect disturbance (e.g. cooling jet noise perturbing fast pressure probe measurements on an industrial burner). This paper also discusses quantification issues of ρ' , and eventually state-of-the-art DLV is recommended as a burner test bench method for stability qualification.

Experimental set-up and operating conditions

The atmospheric single-burner sector that was fully engineered at TU Graz [3] allows the analysis of a premixed air-methane flame under controlled inlet pulsed flow conditions. All parameters of importance are reported in table 1.

Resonator and siren

The important components of the test rig are a siren provided by the ONERA [9,10] and used as a flow exciter (figure 1), a long pipe used as a resonator and the burner itself (figure 2, up). The supply pipe induces a quarter-wave resonance (closed-open resonator with a nozzle upstream and of an opened-end downstream) as well as higher-order harmonic fluctuations. The 3m length enhances the fundamental mode 25Hz and all of its odd multiples (75Hz, 125Hz, 175Hz...). The siren amplifies these significant resonant modes to achieve pressure fluctuations comparable with a real thermoacoustic coupling.

Premixed air-methane burner

Premixing takes place in the supply pipe. The injection module combines a Venturi nozzle with an axial swirler to accelerate the flow, keep the flame away from the front plate and prevent flash-back (figure 2, down). The flame is swirl-stabilised due to the swirler. We chose axial instead of radial swirler blades so that the injector remains as acoustically transparent as possible, at the cost of a relatively low swirl number.

* Corresponding author.

Email address: Fabrice.Giuliani@TUGraz.at (Fabrice Giuliani).

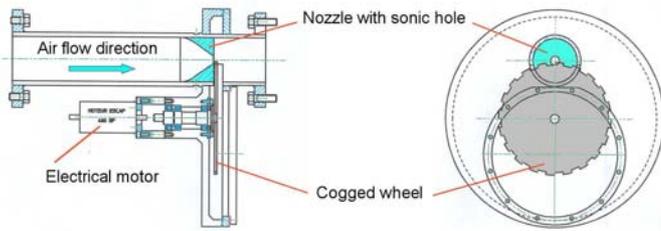


Fig. 1. ONERA siren, where a sonic jet sheared by a cogged wheel rotating at controlled velocity sets an air flow modulation at the desired frequency [9].

CONFIGURATION	
Resonator length	3m
Amplified modes	$25 + N \cdot 50$ Hz, $N = \{1, 2, 3, \dots\}$
Axial swirl angle	45°
Number of blades	3
Venturi ratio	2/5
Chamber dimensions	100*100*120mm

OPERATING CONDITIONS	
P and T_{inlet}	room conditions, 1 bar, 300K
Air feed	10 g/s
Methane feed	0.47 g/s
Equivalence ratio	$\Phi = 0.8$
Axial inlet velocity	$U_{mean} = 12.6$ m/s
Injector pressure loss	$\Delta P_{inj} = 240$ Pa
Swirl number [7]	0.8
Max. T_{wall}	950 K (uncooled)
Siren excitation range	110-120 dB SPL [8]
T_{out}	1300 K

Table 1
Configuration and operating conditions

Operating conditions

The operating conditions are reported in table 1. In this article we focus mainly on the free-jet configuration. The flame pattern in the near injection zone is visible in figure 3. In free-jet mode, the flame attaches to the tip of the injector (zone labelled I), where surrounding ambient air is aspirated and entrained. After that, the fresh injected mixture ignites and the flame expands along a cone-shaped flow surrounding the central recirculation zone generated by the swirler (zone labelled II, the cone mean solid angle is 30 degrees). The zone labelled III marks the internal recirculation breakdown zone, where the highly turbulent flame ends.

Measurement techniques

In order to demonstrate the ability of DLV to perform a refined analysis of the flame dynamics, supporting techniques such as fast schlieren visualisation and phase-averaged PIV were applied.

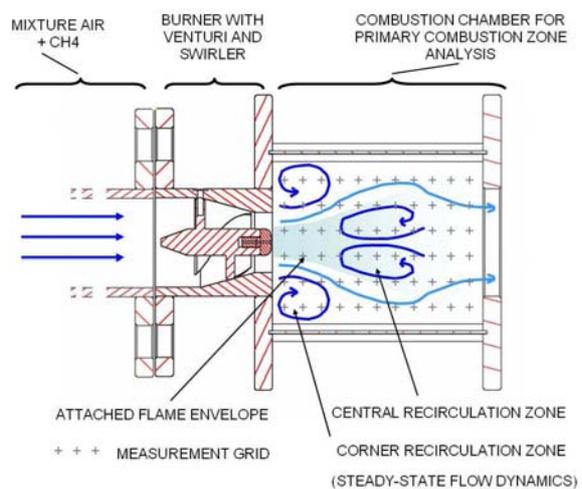
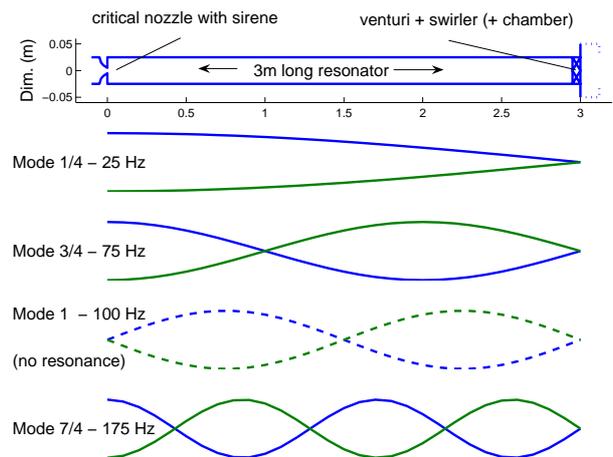


Fig. 2. Test rig. Up: amplified modes with the siren and quarter-wave resonator. Down: premixed air-methane burner detail with optional bluff-body combustion chamber.

DLV - Dual Laser Vibrometry

The principle of LV is shown in figure 4. A laser interference pattern between a reference beam and an object beam (reflecting on the studied surface) is analysed. If the surface moves, the path difference between the two beams changes and so the interference. In order to detect motion amplitudes greater than the laser wavelength, and to distinguish a forward from a rearward movement, a Bragg cell is used to slightly shift the reference beam wavelength (similar trick as the one used for LDV). Steady-state is then represented by a fixed frequency corresponding to the modulated interference. Any surface motion will provoke a Doppler effect (compressive or expansive) on this carrierwave. A frequency demodulation allows to derive the vibration frequency and the motion amplitude of the object surface.

Mayrhofer and Woisetschlager [5] used a variant of this technique for density fluctuation analysis of ambient air, keeping the geometrical path constant (the object surface is a mirror at rest) so that mainly density fluctuations alter the optical path, advancing (negative density gradient) or retreating (positive gradient) the phase front of light. As a result, LV can detect

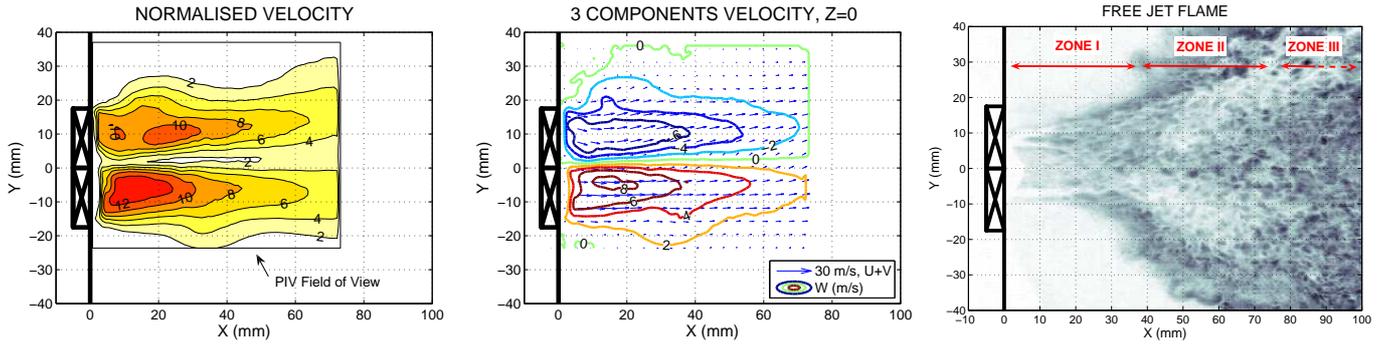


Fig. 3. Flame aspect in free jet mode. Left and middle: velocity flowfield of the injection (3-components PIV measurements at isothermal conditions). Right: schlieren image of the flame, and flame zone subdivision (compare figure 5).

the presence of passing-by coherent structures. The relationship between LV signal voltage u and density fluctuation ρ' is derived from [5,6] as follows:

$$u_f = \frac{G}{k} \int_Z \frac{\partial \rho'_f}{\partial t} dz \quad (1)$$

where G is the Gladstone-Dale factor, related to the refraction index of the medium, k is an instrument gain factor and Z the penetration length of the laser through the medium. Subscript f means phase-averaged at a fixed frequency, so that u_f and ρ'_f correspond to the narrowly band-passed signals of the time-signals $u(t)$ and $\rho'(t)$ at frequency f .

LV has the advantage of a higher sensitivity in comparison with other line-of-sight laser-based measurement techniques [11], plus the fact that the object beam laser passes twice through the measurement volume. We used two Polytech OVD 353 which are compact systems, user-friendly and fast to set-up. DLV requires one instrument as a fixed-point reference measurement, while the second one scans the measurement surface of interest (see figure 4 for DLV arrangement and figure 2, down for the specific measurement grid).

Schlieren and rapid camera

Schlieren imaging technique is commonly used for density gradient measurements, and vortex-driven combustion instabilities are often analysed by means of schlieren visualisation (e.g. [12]). A high-speed camera model Kodak MCA-SR was used, at a sampling rate of 1kHz with 0.5ms exposure time, short enough to freeze the flame patterns.

Samplings over one period of these visualisations are displayed in figure 7a.

PIV - Stereoscopic Particle Image Velocimetry

Particle-Image Velocimetry [13] measures the velocity flowfield in a plane illuminated by two consecutive laser flashes. Stereo PIV reconstitutes the 3D velocity components in the planar field of view. The PIV system consists of a Nd:YAG-Laser (532nm - green light, 120mJ/pulse, pulse duration 3-5ns, 15Hz) from New Wave GEMINI. The two cameras used are DANTEC 80C60 HiSense models (1280x1024 pixels, 12bit greyscale), driven by a PIV Processor model DANTEC FLOWMap 1500.

We processed the images with the DANTEC PIV-software FlowManager v4.60.28.

An Aerosol generated the DEHS tracer particles (Di-Ethyl-Hexyl-Sebacat, specific particle size 0.7-1 μ m) seeding the flow. We used it for isothermal jet characterisation (figure 3) and also for combustion analysis. Here the fact that the particles burn and therefore quickly disappear facilitates the recognition of the flame boundaries and surrounding coherent structures (figure 7b).

Special processing techniques

The phase-averaging technique used for time-triggered measurements such as PIV are described in [10]. The data processing used for DLV is described in [3]. The synchronisation signal is either the siren signal, or the fixed LV signal.

For the vortex analysis performed with PIV (figure 7c), the Λ_2 criterion from Jeong & Hussain [14] was used to sort the multiple shear layers out from the vorticity field.

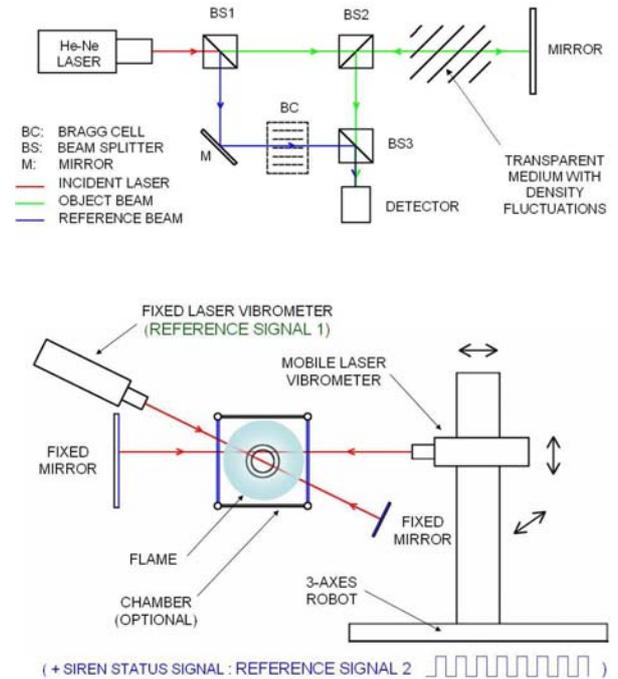


Fig. 4. Principle of laser vibrometry and DLV arrangement

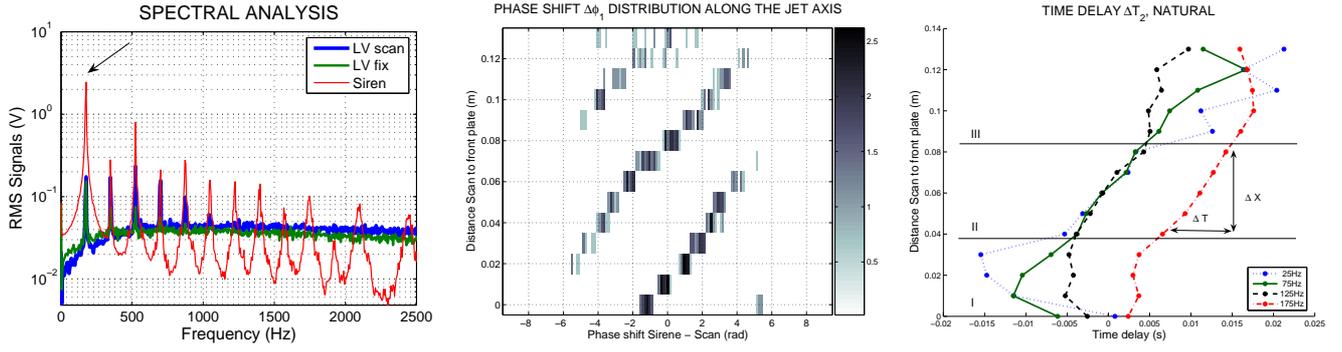


Fig. 5. Signal processing. Left: identification of the resonant mode and measurement of the phase shift between scanning LV and fixed one. Middle: coherence PDF, as a function of distance X. Right: determination of the advection velocity of the observed wave for the natural resonant modes (no siren). Note the corresponding flame zones from figure 3

The three essential steps of DLV processing are represented in figure 5 (see [3] for technical details). A spectral analysis performed on the time signal $u(t)$ shows a dominant resonant mode (175Hz, left). The phase-shift $\Delta\phi$ at frequency peak f between the scanning LV and the fixed one is measured N times. After that the coherence level between the two signals at a fixed point is reconstructed in the time-domain over a full pulsation period τ . The resulting coherence Probability Density Function (PDF) is traced as a function of the distance between the scanning LV and the injector (middle figure). Here we identify clearly a convective effect along the jet axis. The derivation of the advection velocity is based on the measurement of the PDF slope (figure 5 left).

The corresponding output voltage fluctuation $u_f(t)$ is then computed as the product of the coherence PDF times the scanning LV frequency peak intensity, and mapped (figure 6, left). The relative density fluctuation ρ'_f is numerically adapted from equation 1 as:

$$\rho'_{f LS}(t + d\tau) \simeq \rho'_{LS}(t) + \frac{k}{GZ} u_f(t + d\tau) d\tau \quad (2)$$

with end condition $\bar{\rho}'_{f LS} = 0$, where LS means integrated over the line-of-sight depth Z . We suppose the factor term k/GZ constant (the variation of G is neglected [15]). The resulting map is represented in figure 6, middle. Finally, due to the nearly axial symmetrical geometry of the jet, an Abel transform is possible in order to retrieve the local density fluctuation ρ' . Although the Abel inversion generates its major uncertainty on the centerline (this underlines the lack of axial symmetry of the jet), it also positions the observed structures more precisely at the jet periphery than the integral measurement does 6, right.

Results

The shape modulation of a flame governed by a vortex-driven-instability is reproduced with help of the ensemble siren+resonator pipe. The flame is attached forming a tube at the tip of the injector (figure 7a). After that, a mushroom-shaped circumferential instability appears around this tube, with the development of a Kelvin-Helmholtz instability matching in position the outer ring vortices, at the boundary of which

the flame front evolves. This structure is advected with the flow in the meantime as the flame roll-up closes, and so on. The siren excitation frequency drives the mixing layer instability.

The PIV seeding pictures from figure 7b correspond to the maximum intensity per pixel integrated over the whole 200 images necessary for a measurement. The central bright zone in the middle corresponds to the flame (no velocity measurements are valid there, while too little tracer made it through the flame). The shape of this flame envelope allows the synchronisation by pattern recognition with high-speed schlieren images.

Another interpretation of the PIV data lies in the superimposed velocity and vorticity measurements (Fig.7c) in the jet periphery. The velocity vectors placed along the flame expansion cone indicate a redundant bottleneck shape [9], at the shoulder of which a pair of clockwise (red colour on the vorticity maps, unit is 2π rad/s) and anticlockwise (blue) ring vortices are evolving - one down the flow inside the jet envelope and one up the flow outside of the jet. These vortices are generated at the front plate by the mass flow modulation, detach from the front plate and then are transported by the flow. The advection velocity of these structures is usually about half of the injection velocity [16]. Note also that on our configuration, these vortices work as quadrupole placed around the major flame instability.

Applying the process of figure 6, one derives essentially with DLV the dynamics of deformation of the flame front (Fig.7d). The description of the mushroom-like roll-up motion is remarkable, and observable within the depth of the flame where both schlieren and droplet-seeding-PIV are blind. ρ' is as expected essentially driven by the temporal flame front position.

Discussion

DLV allows the fast recognition of resonant modes in a turbulent flame (the calculation of signal coherence suffices for the identification and measurement of structure advection velocity, as previously shown in figure 5), as well as it determines the relative density fluctuation in line-of-sight (Abel transform allowed if the jet geometry permits it). This method is lightweight in terms of instrumentation and data volume, and relatively low-cost as well. It is non-intrusive, requires no seeding and is extremely sensitive. The line-of-sight measurement provides

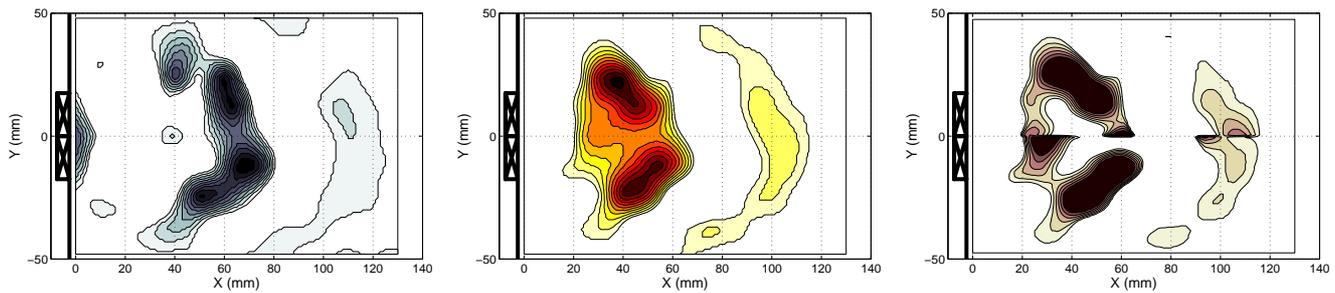


Fig. 6. DLV mapping process. Left: Map of the scanning LV filtered voltage $u_f(d\tau)$ at frequency $f = 175\text{Hz}$ and phase subperiod $d\tau$. Middle: map of the relative density fluctuation $\rho'_f LS(d\tau)$ (line-of-sight, computed with equation 2). Right: Abel transform of the latter to obtain a radial distribution of density fluctuation within the plane.

information on the very core of the flame, and not just a side information as any surface sensor would do. Therefore a single LV could be more efficient than for example a microphone to deliver a proper reference signal for time-triggered instruments. DLV provides information with a satisfactory signal-to-noise ratio from naturally resonant flame, according to tests performed without activating the siren (figure 5, right).

Current developments at TU Graz focus on the validation of this method on a similar combustor at intermediate pressure levels. In the near future, an industrial natural gas burner as well as a LPP module (premixed air-kerosene mixture) shall be tested with DLV. From the fundamental research point of view, realtime determination of the local Rayleigh criterion is also an important issue.

Conclusion

A validation experiment for a new turbulent combustion diagnostic technique was performed on a resonant air-methane premixed flame in order to establish the capacity of DLV to identify the main modes of resonant flame dynamics, and to analyse in time and space the density fluctuations ρ' . The potential and relative simplicity of this technique for flame coherent turbulence analysis are emphasised. State-of-the-art DLV is recommended as a test bench method at ambient conditions for stability qualification of natural gas burners.

Acknowledgements

The present work was supported by the European Commission as part of the Integrated Project "New Aeroengine Core Concepts" (NEWAC, AIP5-CT-2006-030876), which is gratefully acknowledged.

Thanks to Pierre Gajan and Alain Strzelecki from ONERA Centre de Toulouse (French Aerospace Lab), France, for lending us the siren. Common ONERA - TU Graz research activities are supported by the ÖAD (Austrian Academic Exchange Bureau, programme "Amadée 2006-2007" - project Nr. 4/2006) which is gratefully acknowledged.

Thanks to our partner PIEZOCRYST, Graz, Austria, for its high temperature resistant fast pressure transducer.

The authors acknowledge the help of Bernhard Wagner and Cornelia Santner for their participation to the experiments.

References

- [1] A. Putnam, W. Dennis, A study of burner oscillations of the organ-pipe type, *Trans. ASME* 75 (15).
- [2] K. H. Yu, A. Trouve, J. W. Daily, Low-frequency pressure oscillations in a model ramjet combustor, *J. of Fluid Mechanics* 232 (1991) 47–72.
- [3] F. Giuliani, B. Wagner, J. Woisetschläger, F. Heitmeir, Laser vibrometry for real-time combustion stability diagnostic, in: *Proc. of the ASME Turbo Expo 2006, Barcelona, Spain, 2006, GT2006-90413*.
- [4] A. Levin, New compact laser vibrometer for industrial and medical applications, in: *Third int. conf. on vibration measurements by laser techniques, Vol. SPIE Proc Series 3411, 1999, pp. 61–67*.
- [5] N. Mayrhofer, J. Woisetschläger, Frequency analysis of turbulent compressible flows by LV, *Experiments in Fluids* 31 (2001) 153–161.
- [6] B. Hampel, J. Woisetschläger, Frequency and space resolved measurement of local density fluctuations in air by laser vibrometry, *Measurement Science & Technology* (2006) 2835–2843.
- [7] J. Beér, N. Chigier, *Combustion Aerodynamics*, Applied Science publishers Ltd, 1972, pp. 100–146.
- [8] F. Giuliani, A. Schrickler, A. Lang, T. Leitgeb, F. Heitmeir, High-temperature resistant pressure transducer for monitoring of gas turbine combustion stability, in: *Proc. of the 18th ISABE conference, Beijing, China, 2007, accepted*.
- [9] F. Giuliani, P. Gajan, O. Diers, M. Ledoux, Influence of pulsed entries on a spray generated by an air-blast injection device - an experimental analysis on combustion instability processes in aeroengines, *Proceedings of the Combustion Institute* 29 (2003) 91–98.
- [10] F. Giuliani, O. Diers, P. Gajan, M. Ledoux, Characterization of an air-blast injection device with forced periodic entries, in: *Proceedings of the IUTAM Symposium on Turbulent Mixing and Combustion, Pollard and Candel (eds) Kluwer Academic Publ., 2002, pp. 327–336*.
- [11] F. Giuliani, C. Hassa, Analysis of air-blasted kerosene vapour concentration at realistic gas turbine conditions using laser infra-red absorption, in: *Proc. of the 3rd ECM, European Combustion Meeting, Chania, Greece, 2007*.
- [12] K. McManus, T. Poinsot, S. Candel, A review of active control of combustion instabilities, *Prog. Energy Combust. Sci.* 19 (1993) 1–29.
- [13] T. Arts, H. Boerrigter, M. Carbone, J. Charbonnier, G. Degrez, D. Olivari, M. Riethmuller, R. van den Braembussche, *Measurement techniques in fluid dynamics - an introduction, VKI LS 1994-01*.
- [14] J. Jeong, F. Hussain, On the identification of a vortex, *Journal of Fluid Mechanics* 285 (1995) 69–94.
- [15] W. J. Gardiner, Y. Hidaka, T. Tanzawa, Refractivity of combustion gases, *Combustion and Flame* 40 (1980) 213–219.
- [16] J. Panda, K. McLaughlin, Experiments on the instabilities in a free swirling jet, in: *28th Aerospace Sciences Meeting, 1990, AIAA 1990-0506*.

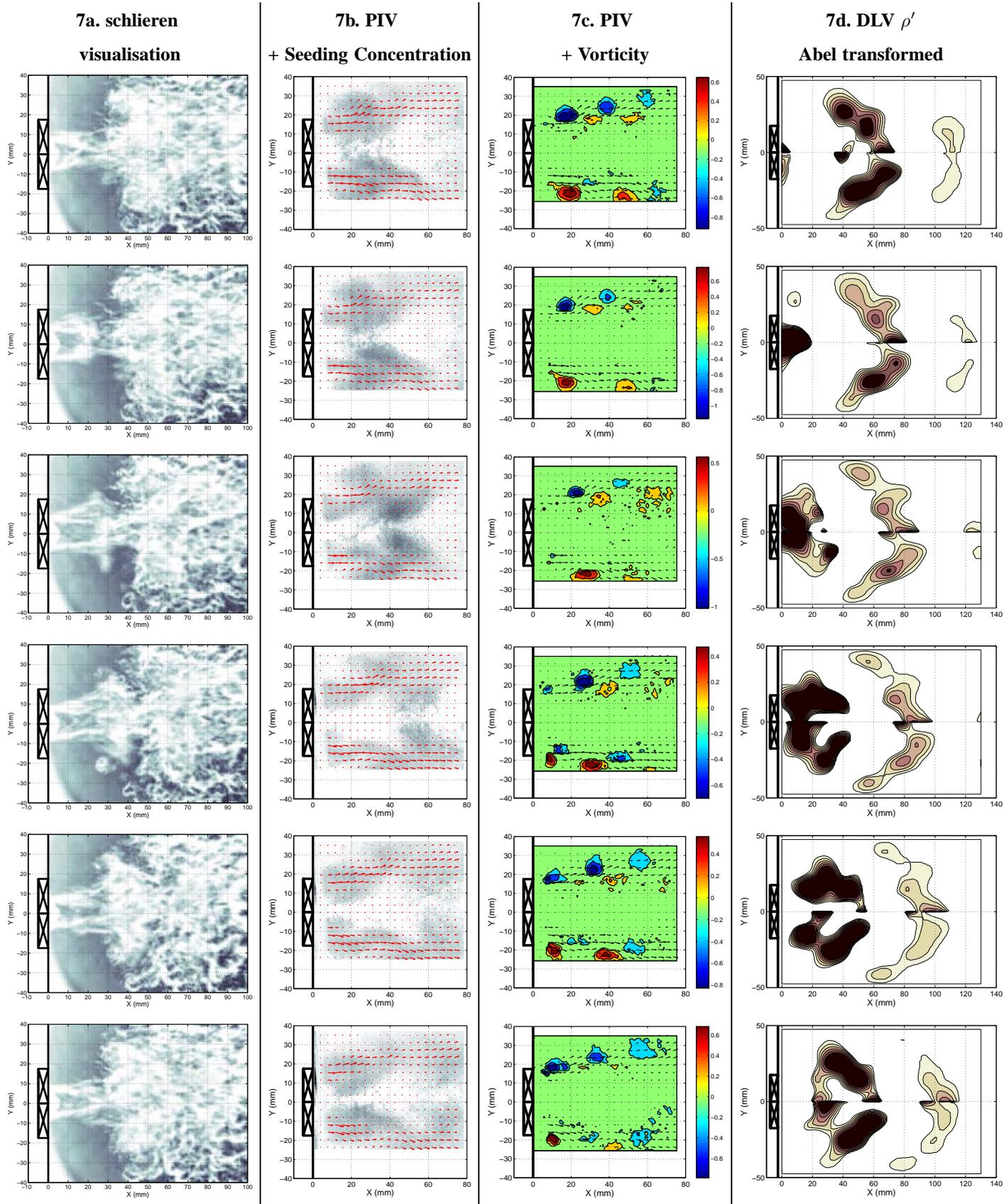


Fig. 7. Advected structures observed with PIV and schlieren technique. Pulsation 175 Hz. Six phase-locked subperiods from 0ms to $5\tau/6=4.75\text{ms}$ are displayed with incremental time step $\tau/6=0.95\text{ms}$ from top to bottom.

Anhang H

DVD

Auf der DVD, die dieser Arbeit beiliegt, befinden sich folgende Inhalte:

Berechnung

Beinhaltet die beiden Excel-Sheets

- Testbrenner.xls (Auslegung)
- Testbrenner_Messdaten.xls (Berechnung des Flammrohres mit den gemessenen Daten)

Betriebspunkt

Die Ordner „datalog...“ enthalten die ausgewerteten Daten von verschiedenen Versuchsfahrten. „logfile“ beinhaltet die Rohdaten der Versuche. Folgende zwei Matlabprogramme, die zur Auswertung der Messdaten dienen, sind enthalten:

- Auswertung.m (Auswertung der gesamten Aufzeichnung)
- Bereich.m (Wertet die Daten für bestimmte Zeitabschnitte aus - ist erst nach Ausführung von Auswertung.m zu verwenden)

Die Dateien „*.dat“ sind die Eingabedaten für die Auswertungen.

Diplomarbeit

Enthält die LaTeX Dateien, sowie eine PDF Datei der Diplomarbeit.

Fotos

Die Fotos, die im Anhang F abgebildet sind, sind im jpg-Format enthalten.

Konstruktion

Alle erstellten 3D-Modelle wie auch die Zeichnungsableitungen im ProEngineer Wildfire 3 Format sind hier gespeichert.

PIV

- hbk30flame (Daten der Messung und Auswertung des Drallerzeugers mit 30° Drallwinkel mit Flamme)
- hbk30nf (Daten der Messung und Auswertung des Drallerzeugers mit 30° Drallwinkel ohne Flamme)
- hbk45flame (Daten der Messung und Auswertung des Drallerzeugers mit 45° Drallwinkel mit Flamme)
- hbk45nf (Daten der Messung und Auswertung des Drallerzeugers mit 45° Drallwinkel ohne Flamme)

Folgende Auswertungsprogramme sind ebenfalls enthalten

- mergulator.m (Berechnung der Wirbelstärke)
- piv_2d_globale.m (2D Auswertung der Messdaten)
- piv_3d_globale.m (3D Auswertung der Messdaten)
- piv_3d_fehlerabsch (Fehlerabschätzung)
- piv_3d_swirlnumber (Ermittelt die Swirlnumber aus den 3D Vektoren)
- piv_3d_vmean (Berechnet die Geschwindigkeitsvektoren des Strömungsfeldes und stellt diese grafisch dar)
- seeding.m (Erstellt die Seedingkonzentration)

Videos

- PIV_DZ45wagner_front.avi (Visualisierung des Strömungsfeldes des Wagner-Brenners)
- seeding30flame.avi (Film der Abbildung 6.19)
- seeding45flame.avi (Film der Abbildung 6.20)
- 23022007.avi (Video der Versuchsfahrt vom 23.02.2007)
- 23022007_medium.avi (Geschnittene Version von „23022007.avi“; Zeigt nur die Betriebspunkte)
- 23022007_short.avi (Geschnittene Version von „23022007.avi“; Zeigt jeden Betriebspunkt für 10 Sekunden)
- 30flame_lambda.avi (Wirbelstärke des 30° Drallerzeugers mit Flamme)
- 30nf_lambda.avi (Wirbelstärke des 30° Drallerzeugers ohne Flamme)
- 45flame_lambda.avi (Wirbelstärke des 45° Drallerzeugers mit Flamme)
- 45nf_lambda.avi (Wirbelstärke des 45° Drallerzeugers ohne Flamme)

Symbolverzeichnis

Lateinische Buchstaben

\bar{T}	mittlere Temperatur	[K]
\bar{U}	mittlere Geschwindigkeit	[m/s]
Δp	Druckdifferenz	[N/m ²]
ΔT	Temperaturdifferenz	[K]
\dot{m}	Massenstrom, Masse durch die Primärluftlöcher	[kg/s]
\dot{m}'	Masse durch die Zwischenluftlöcher	[kg/s]
\dot{m}''	Masse durch die Mischluftlöcher	[kg/s]
\dot{Q}	Wärmestrom	[W]
A	Fläche	[m ²]
a	Temperaturleitfähigkeit	[m ² /s]
A''_w	Fläche der Mischluftlöcher	
A'_w	Fläche der Zwischenluftlöcher	
A_w	Fläche der Primärluftlöcher	
C	konvektive Wärme, Strahlungsaustauschzahl	[W/m ²], [W/(m ² k ⁴)]
c	Geschwindigkeit	[m/s]
c_d	Druckverlustbeiwert	
c_i	Geschwindigkeit der Hauptströmung (siehe Abbildung 2.12)	[m/s]
$c_{p,Abg.}$	spezifische Wärmekapazität des Abgases	[J/(kgK)]
$c_{p,br}$	spezifische Wärmekapazität des Brennstoffs	[J/(kgK)]
$c_{p,d}$	spezifische Wärmekapazität der Luft beim Austritt der Drossel	[J/(kgK)]
$c_{p,H}$	spezifische Wärmekapazität der Hauptluft	[J/(kgK)]
$c_{p,l}$	spezifische Wärmekapazität der Luft	[J/(kgK)]

$c_{p,S}$	spezifische Wärmekapazität der Sekundärluft	$[J/(kgK)]$
c_p	spezifische Wärmekapazität	$[J/(kgK)]$
d	Durchmesser	$[m]$
D_{sw}	Austrittsdurchmesser des Drallerzeugers	$[m]$
E_C	Fehler durch Leitung	$[\]$
E_R	Fehler durch Strahlung	$[\]$
E_s	Strahlungsleistung	$[W/m^2]$
E_T	Fehler durch die Schwankung der Temperatur	$[\]$
E_U	Fehler durch die Strömungsgeschwindigkeit	$[\]$
f	Querschnittfläche, Frequenz, Flächenkontraktionskoeffizient $\frac{A_a}{A_{ref}}$	$[m^2], [1/s], [\]$
$f^{(i)}$	Funktion des Parameters i	$[\]$
H	Heaviside-Funktion	$[\]$
h	Enthalpie	$[J/(kg)]$
H_u	unterer Heizwert	$[J/kg]$
i	Anzahl der Flammrohre	$[\]$
k	Flächenverhältnis $\frac{A_{fr}}{A_{ref}}$	$[\]$
k''_A	Flächenkontraktionskoeffizient für die Mischluftlöcher	$[\]$
k'_A	Flächenkontraktionskoeffizient für die Zwischenluftlöcher	$[\]$
k_A	Flächenkontraktionskoeffizient für die Primärluftlöcher	$[\]$
L	Länge des Diffusors	$[m]$
l_b	mean beam path length	$[m]$
L_{min}	Mindestluftmenge	$[kg_{Luft}]$
l_m	Länge der Mischzone	$[m]$
l_{pr}	Länge der Primärzone	$[m]$
l_{zw}	Länge der Zwischenzone	$[m]$
Me	Mergulien-Operator	$[s^{-1}]$
N	Anzahl Samples	$[\]$
n	Reaktionsordnung, Anzahl der Luftlöcher	$[\]$

n'	Anzahl der Zwischenluftlöcher	[]
n''	Anzahl der Mischluftlöcher	[]
Nu	Nusselt-Zahl	[]
P	Leistung	[W]
p	Druck, Steigung	[N/m ²], [m]
Pr	Prandtl-Zahl	[]
q	dynamischer Druck	[N/m ²]
R	Gaskonstante	[J/(kgK)]
R	Strahlungswärme	[W/m ²]
r	Flächenverhältnis $\frac{A_{ref}}{A_2}$	[]
Re	Reynolds-Zahl	[]
S	Out of Plane Fehler, Swirlnumber	[]
s	Entropie	[J/(kgK)]
s_L	laminare Flammengeschwindigkeit	[m/s]
s_T	turbulente Flammengeschwindigkeit	[m/s]
T	Temperatur	[K]
t	Temperatur, Zeit	[°C], [s]
T_J	Temperatur der Kontaktstelle	[K]
t_R	Reaktionszeit	[s]
T_T	Temperatur des Gases	[K]
U	Geschwindigkeit, Axialgeschwindigkeit	[m/s]
V	Radialgeschwindigkeit	[m/s]
V	Volumen	[m ³]
v	Geschwindigkeit	[m/s]
W	Tangentialgeschwindigkeit	[m/s]
w	Geschwindigkeit	[m/s]
y_{max}	maximale Eindringtiefe des Luftstrahls	[m]
Z_x	AFR an der Stelle x	[kgLuft/kgBrennstoff]

Abkürzungen

<i>AFR</i>	A ir to F uel R atio	$[kg_{Luft}/kg_{Brennstoff}]$
<i>CDO</i>	C ombustion D riven O scillation	
<i>LPP</i>	L ean to P revapouriced P remixed	
<i>LV</i>	L aser to V ibrometry	
<i>PIV</i>	P article to I mage V elocymetrie	
<i>RTU</i>	R adiale T emperatur U ngleichförmigkeit	

Griechische Symbole

α	Absorptionskoeffizient, Recovery-Faktor	$[-]$
α_c	Wärmeübertragungszahl	$[W/m^2K]$
η	Wirkungsgrad	$[-]$
η_{Θ}	Ausbrenngrad, Reaction-Controlled	$[-]$
η_c	Ausbrenngrad, Reaction- and Evaporation-Controlled	$[-]$
η_e	Ausbrenngrad, Evaporation-Controlled	$[-]$
η_m	Ausbrenngrad, Mixing-Controlled	$[-]$
κ	Isentropenexponent	$[-]$
λ	Luftverhältnis, Wärmeleitfähigkeit	$[-], [W/(mK)]$
Λ_2	Λ_2 -Kriterium	$[s^{-2}]$
μ	Luftverhältnis	$[-]$
ν	kinematische Zähigkeit	$[m^2/s]$
Π	Verdichterverhältnis	$[-]$
ρ	Dichte	$[kg/m^3]$
ρ_i	Dichte der Hauptströmung (siehe Abbildung 2.12)	$[kg/m^3]$
σ	Stefan-Bolzmann Konstante $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$	$[W/(m^2k^4)]$
τ	Kühlfilmwirkungsgrad, Periodendauer	$[], [s]$
Θ	Parameter für den Ausbrenngrad	$[m^{4,25}s^{1,25}/kg^{0,25}]$
ε	Emissionskoeffizient	$[-]$

ζ_D Diffusorwirkungsgrad []

Indizes

0 Umgebung
1 Verdichtereintritt, im Flammrohr
2 Verdichteraustritt, Diffusoreintritt, im Ringspalt
2' Diffusoraustritt
3 Brennkammereintritt
3' Brennkammeraustritt mit Druckverlust
3max maximal, Brennkammeraustritt
4 Turbinenaustritt
5 Schubdüsenaustritt
A Ausbrand
a Stelle a
ab abgeführt
Abg. Abgas
ad adiabat
an Anulus
an, aus Austritt, Anulus
an, ein Eintritt, Anulus
br Brennstoff
br, v verbrannter Brennstoff
C Verbrennung
c Casing
cf Coolingfilm
d Drossel
Diff Diffusor
dyn dynamisch
f Flamme

<i>fr</i>	Flammrohr
<i>ft</i>	Flametube
<i>g</i>	Austritt aus der Zwischenzone
<i>H</i>	Hauptluft
<i>h</i>	hydraulisch
<i>i</i>	isentrop
<i>krit</i>	kritisch
<i>l</i>	Luft
<i>m</i>	mechanisch, Mischzone
<i>o(2 – 3)</i>	gesamt, Diffusoreintritt bis Brennkammeraustritt
<i>o(2 – a)</i>	gesamt, von Diffusoreintritt bis <i>a</i>
<i>o2</i>	gesamt, Diffusoreintritt
<i>o3</i>	gesamt Brennkammeraustritt
<i>oa</i>	gesamt, Stelle <i>a</i>
<i>ofr</i>	gesamt, Flammrohr
<i>opr</i>	gesamt, Primärzone
<i>oref</i>	gesamt, Referenzquerschnitt
<i>pb</i>	Prallblech
<i>pr</i>	Primärzone
<i>ref</i>	Referenzquerschnitt
<i>S</i>	Sekundärluft
<i>s</i>	isentrop, Luftstrahl
<i>stat</i>	statisch
<i>T</i>	Turbine
<i>tot</i>	total
<i>V</i>	Verdichter
<i>v</i>	Verbrennung
<i>verl</i>	Verlust
<i>w</i>	Wall

z Drallring

zu zugeführt

zu, br Zugeführt, Brennstoff

zw Zwischenzone

Vektoren und Tensoren

\vec{A} Fläche [m^2]

\vec{v} Geschwindigkeit [m/s]

Literaturverzeichnis

- [1] ANTHOINE, J.: *Experimental and numerical study of aeroacoustic phenomena in large solid rocket boosters*. Ph.D. Thesis, Université Libre de Bruxelles, 2000.
- [2] ARTS ET AL.: *Measurement Techniques in Fluid Dynamics*. VKI, 1999.
- [3] DANTEC MEASUREMENT TECHNOLOGY A/S: *FlowManager 4.60 Online-Help*. Dantec, 2000.
- [4] DANTEC MEASUREMENT TECHNOLOGY A/S: *FlowMap 3D-PIV Installation & User's guide*. Dantec, 2000.
- [5] GIULIANI, F.: *Analysis on the behaviour of an aeroengine air-blast injection device with forced entries*. Dissertation, 2004.
- [6] GIULIANI, F.: *Gas Turbine Combustion*. Skriptum zur Vorlesung an der TU-Graz, 2006.
- [7] GIULIANI ET AL.: *Using Dual Laser Vibrometry to monitor the stability of gas turbine combustion*. Proceedings of the European Combustion Meeting 2007, 2007.
- [8] GNIELINSKI, V.: *Konvektion im Ringspalt*. VDI Wärmeatlas CD-Rom - 8. Auflage, 1997.
- [9] GÖTTLICH, E.: *Experimentelle Untersuchung von Kühlung und instationärer Strömung transsonischer Hochtemperaturgasturbinenstufen*. Dissertation, Technische Universität Graz, 2004.
- [10] INTERNETSEITE: *Homepage der Palas® GmbH*. <http://www.palas.de>, Jan. 2007.
- [11] INTERNETSEITE: *Homepage der Topas GmbH*. <http://www.topas.de>, Jan. 2007.
- [12] JINHEE JEONG, F. H.: *On the identification of a vortex*. Journal of Fluid Mechanics, 285:69–94, 1995.
- [13] LEFEBVRE, A. H.: *Gas Turbine Combustion - 1st Edition*. Taylor & Francis Groupe, 1998.
- [14] LEFEBVRE, A. H.: *Gas Turbine Combustion - 2nd Edition*. Taylor & Francis Groupe, 1999.
- [15] LEITGEB, T.: *Steuerung eines Brennkammerprüfstandes unter Einbeziehung des Lufterhitzers*. Diplomarbeit, Technische Universität Graz, 2007.

- [16] NORTHERN RESEARCH AND ENGINEERING CORPORATION: *The Design and Performance of Gas Turbine Combustion Chambers - Volume 1: Theory and Practice of Design*. Report No. 1082-1, 1964.
- [17] NORTHERN RESEARCH AND ENGINEERING CORPORATION: *The Design and Performance of Gas Turbine Combustion Chambers - Volume 2: Design Methods and Development Techniques*. Report No. 1082-2, 1964.
- [18] PIRKER ET AL.: *Energie- und Umwelttechnisches Mess- und Versuchswesen*. Skriptum zur Vorlesung an der TU-Graz, 2005.
- [19] SUTTROP, F.: *Gasturbinen - Brennkammern für Triebwerksbauer*. FH Aachen, -.
- [20] VORTMEYER, D.: *Strahlung technischer Oberflächen*. VDI Wärmeatlas CD-Rom - 8. Auflage, 1997.
- [21] WAGNER, B.: *Anpassung der Messmethoden an die stationäre und instationäre Verbrennung*. Diplomarbeit, Technische Universität Graz, 2005.
- [22] ZIMMER, A.: *Verbrennungslehre Formelsammlung*. FH Köln, S. 14–15, 2006.