

TECHNISCHE UNIVERSITÄT MÜNCHEN
Lehrstuhl für Turbomaschinen und Flugantriebe

Untersuchungen zu dem Betriebsverhalten und den
Betriebsgrenzen einer mehrstufigen Scramjet
Brennkammer

Michael J. S. Gurtner

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Maschinenwesen der Technischen
Universität München zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktor-Ingenieurs

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender: Univ.-Prof. Dr.-Ing. Mirko Hornung
Prüfer der Dissertation: 1. Univ.-Prof. Dr.-Ing. Oskar J. Haidn
2. Hon.-Prof. Dr.-Ing. Rainer Walther,
Universität Stuttgart

Die Dissertation wurde am 19.01.2017 bei der Technischen Universität München
eingereicht und durch die Fakultät für Maschinenwesen am 24.05.2017 angenommen.

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl für Flugantriebe der Technischen Universität München und wurde von der Deutschen Forschungsgemeinschaft im Rahmen des Graduiertenkollegs GRK 1095/2 „Aero-thermodynamische Auslegung eines Scramjet - Antriebssystems für zukünftige Raumtransportsysteme“ finanziert. Mein erster Dank gilt daher Herrn Professor Dr.-Ing. Hans-Peter Kau für das entgegengebrachte Vertrauen und die Möglichkeit an diesem Graduiertenkolleg teilzunehmen.

Meinem Doktorvater Herrn Professor Dr.-Ing. Oskar Haidn danke ich für die Übernahme der wissenschaftlichen Betreuung dieser Arbeit und insbesondere für die Unterstützung auch in schwierigen Zeiten. Bei Herrn Professor Dr.-Ing. Rainer Walther möchte ich mich herzlich für die Unterstützung während des Graduiertenkollegs GRK 1095 sowie für die Übernahme des Koreferats bedanken. Für die Übernahme des Prüfungsvorsitzes danke ich Herrn Professor Dr.-Ing. Mirko Hornung.

Ein besonderer Dank gilt meinen ehemaligen Kollegen am Lehrstuhl für Flugantriebe für die freundschaftliche und kollegiale Zusammenarbeit, insbesondere möchte ich mich bei Dr. Wolfgang Erhard, Professor Dr.-Ing. Andreas Hupfer, Roland Grubert, Bernhard Ritter und Angelika Heininger bedanken. Die Zeit am Lehrstuhl wird mir immer in guter Erinnerung bleiben. Für die vielen fachübergreifenden Diskussionen, die konstruktive Kritik und Unterstützung möchte ich mich darüber hinaus bei Konrad Makowka, Sebastian Eberhardt, Stefan Weihard, Andreas Feierabend und Sebastian Lang bedanken. Für die vielen Stunden am Prüfstand sowie die seelische und moralische Unterstützung möchte ich mich noch speziell bei Daniel Paukner bedanken, ohne dessen Hilfe wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen.

Abschließend bedanke ich mich von ganzem Herzen bei meiner Familie. Durch die langjährige Unterstützung meiner Eltern und meiner Geschwister wurde mir diese Arbeit sowie mein Studium erst ermöglicht.

Mein größter Dank gilt meiner Freundin Jana Grieser, ohne dich und deine unermüdliche Unterstützung, Motivation und Geduld wäre diese Arbeit nie zustande gekommen.

Zusammenfassung/Abstract

Staustrahlantriebe stellen für zukünftige Hyperschallfluggeräte und Raumtransportsysteme ein vielversprechendes Antriebskonzept dar. Weltweit wird daher in unterschiedlichen Programmen die Erforschung und Entwicklung von Scramjets vorangetrieben. In Deutschland wurde in den letzten Jahren im Graduiertenkolleg GRK 1095: „Aero-Thermodynamische Auslegung eines SCRamjet-Antriebssystems für zukünftige Raumtransportsysteme“ durch experimentelle und numerische Forschungsarbeiten die Grundlagen für einen Scramjet Demonstrator entwickelt. Im Rahmen dieses Forschungsprogramms beschäftigt sich die vorliegende Arbeit mit der experimentellen Untersuchung einer Scramjet Brennkammer und der eindimensionalen Modellierung einer reagierenden Überschallströmung. Im Fokus der Untersuchungen stand dabei die Charakterisierung des Betriebsverhaltens sowie die Detektion bestehender Betriebsgrenzen der Überschallbrennkammer. Zur eindimensionalen Betrachtung wurde eine stromlinienbasierte Modellierungsmethode entwickelt und validiert. Durch diese ingenieurmäßige Betrachtungsweise einer reagierenden Überschallströmung konnte eine neue Betriebsgrenze formuliert und im Experiment nachgewiesen werden.

Ramjets provide a promising propulsion concept for future hypersonic vehicles and space transportation systems. Therefore the research and development of a scramjet is promoted in many different programs worldwide. In recent years, the experimental and numerical research conducted within the german research training group GRK 1095: „Aero-Thermodynamic Design of a Scramjet Propulsion System for Future Space Transportation Systems“ created the basis for a scramjet demonstrator. As part of this research program the present thesis deals with the experimental investigation of a scramjet combustion chamber and the one-dimensional modelling of a reactive supersonic flow. The experimental investigations are focused on the characterization of the performance and operating limits of the supersonic combustion chamber. For one-dimensional considerations an analytical method based on streamlines has been developed and validated. Due to the engineering-based consideration of a reacting supersonic flow, a new operating limit could be formulated and proven in the experiment.

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	x
Abbildungsverzeichnis	xvii
Tabellenverzeichnis	xix
Nomenklatur	xxi
1. Einleitung	1
1.1 Technologischer Hintergrund	1
1.2 Überblick Scramjet Forschung	3
1.3 Motivation und Zielsetzung	7
1.4 Aufbau der Arbeit	9
2. Grundlagen	11
2.1 Mischung in Überschallströmungen	11
2.1.1 Injektionsstrategien in Überschallströmungen	16
2.1.2 Folgen der Injektionsstrategien	18
2.2 Verbrennungsreaktion in Überschallströmungen	19
2.2.1 Treibstoff für Scramjet-Antriebe	19
2.2.2 Zündung und Reaktion von Wasserstoff	19
2.3 Eindimensionale Modellierung einer Überschallströmung	23
2.3.1 Grundannahmen der 1D Modellierung	24
2.3.2 Beschreibendes Gleichungssystem	26
2.3.3 Einsatzgebiete von 1D Modellierungen	29

3. Betriebsgrenzen eines Scramjets	31
3.1 Thermisches Sperren	32
3.2 Grenzschichtablösung	33
3.3 Untersuchungen zur Transition einer Überschallströmung	37
3.3.1 Bemerkungen zur Transition	42
4. Infrastruktur am LFA	45
4.1 Prüfstand	45
4.2 Überschallbrennkammer	48
4.2.1 Injektionskonzept	49
4.3 Brennkammerkühlung	52
4.4 Messtechnik	52
4.4.1 Druckmessung	53
4.4.2 Massen- und Volumenstrommessung	54
4.4.3 Temperaturmessung	55
4.4.4 Optische Messverfahren	55
4.5 Betrieb der Anlage	59
5. Betriebsverhalten ohne Reaktion	61
5.1 Referenzzustand	61
5.1.1 Vergleich mit 3D-CFD Simulation	62
5.1.2 Beurteilung Referenzzustand	67
5.2 Hauptinjektion ohne Reaktion	67
6. Betriebsverhalten bei einstufiger Brennstoffzufuhr	71
6.1 Pilotverbrennung	71
6.2 Betriebsverhalten bei der Zentralinjektion	74
6.2.1 Entwicklung der Wanddruckverteilung	75
6.2.2 Entwicklung der Reaktionszone	77
6.2.3 Entwicklung des Stoßsystems	79
6.2.4 Kombination Stoßsystem und Reaktionszone	81

6.2.5	Zusammenfassung des Strömungszustands	82
6.3	Compound Flow Modell	83
6.3.1	CFM der LFA Brennkammer	85
6.4	Validierungsfall I: 1D-CFM - 3D-CFD Simulation	90
6.4.1	Vergleich Druckverlauf	90
6.4.2	Vergleich Stoßsystem 3D-CFD - Experiment	91
6.4.3	Vergleich 3D-CFD - 1D-CFM	94
6.5	Detektion der Betriebsgrenze	99
6.5.1	Änderung des Wanddruckverlaufs	99
6.5.2	Änderung der Reaktionszone	103
6.5.3	Änderung des Stoßsystems	105
6.5.4	Kombination Stoßsystem und Reaktionszone	107
6.6	Ursachen der Zustandsänderung	108
6.6.1	Grenzschichtablösung	108
6.6.2	Thermisches Sperren	110
6.6.3	CFM „Compound Choking“	111
6.7	Validierungsfall II: HYShot II	117
6.8	Diskussion von 1D Ansätzen	123
6.9	Hauptinjektion mit Stickstoffzusatz	124
6.9.1	Stickstoffzusatz vor Zustandsänderung	127
6.9.2	Stickstoffzusatz nach Zustandsänderung	131
7.	Betriebsverhalten bei zweistufiger Brennstoffzufuhr	135
7.1	Entwicklung der Wanddruckverteilung	135
7.1.1	Zustandsänderung bei zweistufigem Brennkammerbetrieb . . .	138
8.	Zusammenfassung und Ausblick	145
	Literaturverzeichnis	151
	Anhang	165
A.	Äquivalenzverhältnis	167

B. Überschallverbrennungsprüfstand LFA	169
B.1 Übersicht Prüfstand	169
B.2 Druckmesspositionen Überschallbrennkammer	170
B.3 Übersicht Messtechnik	171
C. Hystereseverhalten bei einstufigem Brennkammerbetrieb	175
D. HyShot II Brennkammer	177
D.1 Geometrie	177
D.2 Abschätzung der Reaktionszone	178

Abbildungsverzeichnis

1.1	Schematischer Aufbau des internen Strömungskanals eines (a) Ramjets und (b) (Dual Mode) Scramjets, modifiziert nach [88, S. 31]	2
2.1	Schematische Darstellung der Ausbildung einer Scher- und Mischungsschicht, modifiziert nach [50, S.286ff]	12
2.2	Dreidimensionale Skizze eines Jet in Supersonic Crossflow mit entstehenden Stoßstrukturen und Wirbelsystemen, modifiziert nach [46]	15
2.3	Zentralinjektor [115] und Wandinjektor [49] mit geometrischen Maßnahmen zur aktiven Wirbelproduktion	17
2.4	Zündverzugs- und Reaktionszeit in Abhängigkeit der Temperatur für $p = 0.2bar, p = 1bar, p = 2bar$, nach [102]	21
2.5	Herzkurve eines Verdichtungsstoßes (Vorstoßmachzahl $Ma_1 = 2$) und isentrope Kompression bei identischer Umlenkung, modifiziert nach [4, S. 29]	25
3.1	Schlierenaufnahme eines (a) gestarteten und (b) nicht gestarteten Einlaufs (sog. Inlet Unstart) [118, S. 224]	31
3.2	Schematische Darstellung der Rayleigh Kurve im h-s Diagramm . .	32
3.3	Schematische Darstellung einer beginnenden Grenzschichtablösung, modifiziert nach [4]	34
3.4	Stoß-Grenzschicht-Interaktion ohne und mit Ablösung der Grenzschicht, modifiziert nach [4]	35
3.5	Übergang einer senkrechten SWBLI zu einem Shocktrain [78]	36
3.6	Schematische Skizze eines Shocktrains mit Mischungszone (sog. Pseudo-Stoßsystem) [43]	37
4.1	Schematische Darstellung des Überschallverbrennungsprüfstands am LFA	45
4.2	Schnittdarstellung der Brennkammerkonfiguration am LFA mit Brennstoffinjektoren, Maße in mm	48

4.3	Zentralinjektor mit Versorgungsleitungen für die Brennstoffinjektion (Pilot und Main) und Pilot Luft	50
4.4	Schematische Darstellung des Messtisches mit optischer Messtechnik	56
4.5	Schematischer Aufbau der Schlierenoptik	56
5.1	Experimentell ermittelte Wanddruckverteilungen des Referenzzustandes mit gemessener Standardabweichung ($\pm 2\sigma$)	61
5.2	Numerischer Wanddruckverlauf (3D) [37] und experimenteller Verlauf (Exp.) im Referenzfall, mit Kennzeichnung der Verdichtungsstöße (VS) und Expansionsfächer (EX)	63
5.3	(a) Numerische Schlieren [37] und (b) experimentell ermittelte Schlierenaufnahme des Referenzzustandes	64
5.4	Statischer Wanddruckverlauf und massengemittelte Machzahlverteilung im Referenzfall für numerischer 3D Simulation [37] und 1D Modellierung	65
5.5	Vergleich der Wärmestromdichte aus experimentellen Ergebnissen (Exp.) und 1D Modellierung (1D) für den Referenzfall	67
5.6	Druckverteilung für den Referenzfall (fuel off) und die Injektion von Stickstoff (N_2 Inj.) über den Zentralinjektor (ISM)	69
5.7	Schlierenaufnahme des (a) Referenzfalls und (b) bei Injektion von Stickstoff über den Zentralinjektor	70
6.1	Farbkodierte ICCD Aufnahme der Pilotverbrennung mit schematischer Darstellung der Brennkammergeometrie	71
6.2	Experimentell erfasste Druckverteilung bei Pilotverbrennung (Pilot) und im Referenzfall (fuel off), mit Kennzeichnung des dargestellten Bereichs der Schlierenaufnahme in Abbildung 6.3 (rote Markierung)	72
6.3	Schlierenaufnahmen des (a) Referenzfalls und (b) bei Pilotverbrennung, mit schematischer Darstellung des Stoßsystems	73
6.4	Schematische Darstellung des Injektornachlaufs bei Pilotverbrennung	74
6.5	Dreidimensionale Darstellung der gemessenen Druckverteilung bei Steigerung des Äquivalenzverhältnisses ($\Phi = 0.02 \dots \Phi = 0.1$) entlang der Brennkammer	75
6.6	(a) Entwicklung der Druckverteilung bei Steigerung des Äquivalenzverhältnisses ($\Phi = 0.02 \dots \Phi = 0.1$) entlang der Brennkammer sowie gemessener Wanddruckverlauf für die Betriebspunkte (b) $\Phi = 0.04$ und $\Phi = 0.05$ sowie (c) $\Phi = 0.07$ und $\Phi = 0.09$	76

6.7	Kombinierte ICCD Einzelaufnahmen der Reaktionszone für (a) $\Phi = 0.04$, (b) $\Phi = 0.05$, (c) $\Phi = 0.07$ sowie (d) $\Phi = 0.09$, mit detektierter lateraler Ausdehnung der Reaktionszone (weiße Linie)	78
6.8	Detektierte laterale Ausdehnung der Reaktionszone	79
6.9	Schlierenaufnahmen der Betriebspunkte (a) $\Phi = 0.04$, (b) $\Phi = 0.05$, (c) $\Phi = 0.07$ sowie (d) $\Phi = 0.09$, mit schematischem Stoßsystem (schwarze Linie) und visuell erkennbarer Heißgaszone (grüne Linie) .	80
6.10	Überlagerung des schematischen Stoßsystems mit der ICCD Aufnahme für den Betriebspunkt $\Phi = 0.09$	82
6.11	Schematische Darstellung des Compound Flow Modells in einem Kanal konstanten Querschnitts, Stromröhre Φ mit Wärmezufuhr, Stromröhre \mathcal{O} adiabat	83
6.12	CFM Druckverlauf für die Vorgabe des statischen Drucks (CFM-Druck) und der Flächenänderung (CFM-ICCD) bei dem Betriebspunkt $\Phi = 0.05$, mit Darstellung des Referenzfalls (fuel off)	87
6.13	Laterale Ausdehnung der reagierenden Stromröhre Φ für Vorgabe des statischen Drucks (CFM-Druck) und bei Vorgabe der Querschnittsänderung (CFM-ICCD)	87
6.14	(a) ICCD Aufnahme der Reaktionszone sowie Verlauf der Wärmezufuhr in der CFM bei (b) Vorgabe der Reaktionszonen (CFM-ICCD) bzw. (c) Vorgabe des statischen Druckverlaufs (CFM-Druck) für den Betriebspunkt $\Phi = 0.05$, mit schematischer Darstellung des Stoßsystems	89
6.15	Druckverteilung des Betriebspunktes $\Phi = 0.05$ von numerischer 3D-CFD Simulation (3D-CFD), 1D-CFM Modellierung (CFM-ICCD) und Experiment (Exp.)	91
6.16	(a) Experimentelles Schlierenbild und (b) tiefengemittelte numerische Schlieren [14], mit überlagertem exp. Stoßsystem	92
6.17	Numerische Schlieren mit Überlagerung der lokalen Machzahlen zwischen 0 (blau) und 1 (rot)	93
6.18	Machzahlverlauf entlang der Brennkammer für (a) tiefengemittelte 3D-CFD Simulation [14] und (b) 1D-CFM Ansatz für den Betriebspunkt $\Phi = 0.05$	94
6.19	Machzahlverlauf in Querrichtung bei 1D-CFM (1D) und tiefengemittelten 3D-CFD Simulation (3D) für die Ebenen (a) S70, S100; (b) S140, S180; (c) S240, S300; (d) S380, S449 aus Abb. 6.18	95
6.20	Verlauf der lokalen konvektiven Machzahl in der 1D-CFM Berechnung entlang der Brennkammer für den Betriebspunkt $\Phi = 0.05$. .	96

6.21	Druckverlauf entlang der Brennkammer bei (a) tiefengemittelter 3D-CFD Simulation [14] und (b) 1D-CFM Ansatz für den Betriebspunkt $\Phi = 0.05$	97
6.22	Druckverlauf in Querrichtung bei 1D-CFM (1D) und tiefengemittelt 3D-CFD Simulation (3D) für die Ebenen (a) S70, S100; (b) S140, S180; (c) S240, S300; (d) S380, S449 aus Abb. 6.21	98
6.23	Dreidimensionale Darstellung der gemessenen Druckverteilung bei Steigerung des Äquivalenzverhältnisses ($\Phi = 0.08 \dots \Phi = 0.11$) entlang der Brennkammer	99
6.24	(a) Entwicklung der Druckverteilung bei Steigerung des Äquivalenzverhältnisses ($\Phi = 0.08 \dots \Phi = 0.11$) entlang der Brennkammer sowie (b) gemessener Wanddruckverlauf für die Betriebspunkte $\Phi = 0.09$ und $\Phi = 0.11$	100
6.25	Verlauf des normierten Drucks p_{CC5} über dem Äquivalenzverhältnis Φ bei fünf Versuchsreihen (Exp.1-Exp.5)	101
6.26	Zeitlicher Verlauf der Wanddruckmessstellen $p_{CC4} - p_{CC8}$ sowie des Brennstoffinjektionsdrucks p_{ISM} während einer Zustandsänderung .	102
6.27	ICCD Aufnahmen für den Betriebspunkt (a) $\Phi = 0.09$ und (b) $\Phi = 0.11$ mit detektierter lateraler Ausdehnung der Reaktionszone (weiße Linie)	103
6.28	Experimentell detektierte laterale Ausdehnungen der Reaktionszone vor ($\Phi = 0.09$) und nach ($\Phi = 0.11$) Zustandsänderung	104
6.29	Schlierenaufnahmen für die Betriebspunkte (a) $\Phi = 0.09$ und (b) $\Phi = 0.11$, mit schematischem Stoßsystem	105
6.30	Ausschnitt der erfassten Wanddruckverteilung vor ($\Phi = 0.09$) und nach ($\Phi = 0.11$) Zustandsänderung, mit Kennzeichnung der Druckmessstellen $p_{CC3} - p_{CC13}$	106
6.31	Kombination der schematischen Schlieren mit der ICCD Aufnahme der Reaktionszone für den Betriebspunkt $\Phi = 0.11$	107
6.32	Beurteilung einer möglichen Grenzschichtablösung anhand der Kriterien nach Korgeki und Kutschenreuter, bei unterschiedlichen Äquivalenzverhältnissen	109
6.33	Druck- und Machzahlverlauf einer klassischen 1D Modellierung des Betriebspunkts $\Phi = 0.09$, mit Darstellung des Referenzfalls (fuel off)	110
6.34	Schematische Skizze zweier Stromröhren im 1D-CFM Ansatz im Kanal konstanten Querschnitts	111
6.35	Grafische Darstellung des Compound Flow Parameters β in Abhängigkeit des Machzahlverhältnisses Ma_2/Ma_1 , bei identischen Stromröhrenquerschnitten $A_1 = A_2$ sowie Isentropenexponenten $\kappa_1 = \kappa_2$.	112

- 6.36 1D-CFM Druckverlauf bei Vorgabe des statischen Drucks (CFM-Druck) und der Flächenänderung (CFM-ICCD) für den Betriebspunkt $\Phi = 0.09$, mit Darstellung des Referenzfalls (fuel off) 115
- 6.37 1D-CFM des Betriebspunkts $\Phi = 0.09$ für die inverse Modellierung der Wärmezufuhr anhand des statischen Drucks (CFM-Druck) sowie der detektierten Querschnittsänderung der Reaktionszone (CFM-ICCD) 116
- 6.38 Druckverlauf der 1D-CFM (CFM) und 1D Modellierung (1D) bei Vorgabe des statischen Drucks für den Betriebspunkt $\Phi = 0.38$ (Exp.) sowie Druckverlauf der 1D Modellierung (1D) im Referenzzustand (fuel off) der HyShot II Brennkammer 119
- 6.39 (a) Machzahlverlauf entlang der Brennkammer und (b) Compound Flow Parameter über dem Machzahlverhältnis Ma_2/Ma_1 für den Betriebspunkt $\Phi = 0.38$ der HyShot II Überschallbrennkammer . . . 120
- 6.40 Druckverteilungen vor ($\Phi = 0.38$) und nach abgelaufener Zustandsänderung ($\Phi = 0.39$) in der HyShot II Überschallbrennkammer [66] 122
- 6.41 (a) Weg-Zeit Diagramm der Störung bei dem Betriebspunkt $\Phi = 0.38$ der HyShot II Überschallbrennkammer und (b) theoretische Ausbreitungsgeschwindigkeit v_{st} einer schwachen Druckstörung in der 1D-CFM 123
- 6.42 Relative Steigerung des Impulsverhältnisses eines JISC durch Beimischung von Stickstoff bei konstantem Wasserstoffmassenstrom . . 126
- 6.43 Wanddruckverteilung bei reiner Wasserstoffinjektion und bei Stickstoffzusatz für die Betriebspunkte (a) $\Phi = 0.04$ und (b) $\Phi = 0.09$. . 127
- 6.44 Schlierenaufnahmen für die Betriebspunkte (a) $\Phi = 0.04$ und (b) $\Phi = 0.04$, $Y_{N_2} = 0.87$ sowie (c) $\Phi = 0.09$ und (d) $\Phi = 0.09$, $Y_{N_2} = 0,72$, mit schematischem Stoßsystem 129
- 6.45 ICCD Aufnahmen bei reiner Wasserstoffinjektion sowie bei Stickstoffzusatz für die Betriebspunkte (a) $\Phi = 0.04$ und (b) $\Phi = 0.09$. 130
- 6.46 Verdichtungsstoßstrukturen innerhalb der Reaktionszone bei normaler Aufnahme des Betriebspunkts ohne $\Phi = 0.04$ (oben) und mit Stickstoffzusatz $Y_{N_2} = 0.87$ (unten) 131
- 6.47 Statische Druckverteilung ohne $\Phi = 0.11$ und mit Stickstoffinjektion $\Phi = 0.08$, $Y_{N_2} = 0.75$ nach Zustandsänderung sowie vor Zustandsänderung $\Phi = 0.09$ 132
- 6.48 ICCD Aufnahme der Reaktionszone nach Zustandsänderung mit Stickstoffzusatz für den Betriebspunkt $\Phi = 0.08$ $Y_{N_2} = 0.75$ 132

6.49	Vergleich der ICCD Aufnahmen (a) vor ($\Phi = 0.09$), (b) nach ($\Phi = 0.11$) und (c) nach Zustandsänderung mit Stickstoffzusatz ($\Phi = 0.08$, $Y_2 = 0.75$)	133
7.1	Dreidimensionale Darstellung der Entwicklung des normierten Wanddrucks bei Steigerung des Äquivalenzverhältnisses ($\Phi_{IW1} = 0.02\dots 0.18$) der Wandinjektion unter konstantem Äquivalenzverhältnis $\Phi_{ISM} = 0.11$ der Hauptinjektion	136
7.2	Konturdiagramm des normierten Wanddrucks bei zweistufiger Brennstoffzufuhr und Steigerung des Äquivalenzverhältnisses ($\Phi_{IW1} = 0.02\dots 0.18$) der Wandinjektion unter konstantem Äquivalenzverhältnis $\Phi_{ISM} = 0.11$ der Hauptinjektion	136
7.3	Gemessene Druckverteilung bei einstufigem Betriebspunkt $\Phi_{ISM} = 0.11$ und zweistufigem Betrieb $\Phi_{ISM} = 0.11$, $\Phi_{IW1} = 0.08$ entlang der Brennkammer	137
7.4	Verlauf der gemessenen Wanddrücke p_{CC4} , p_{CC11} , p_{CC42} über dem Äquivalenzverhältnis der zweiten Injektionsstelle Φ_{IW1} für zwei Versuchsreihen (Exp.1, Exp.2)	138
7.5	Gemessene Druckverteilung bei zweistufigem Betrieb für $\Phi_{ISM} = 0.11$, $\Phi_{IW1} = 0.10$ und $\Phi_{ISM} = 0.11$, $\Phi_{IW1} \approx 0.11$ entlang der Brennkammer	139
7.6	Aufnahmen der Reaktionszone (a) vor und (b) nach Zustandsänderung bei zweistufigem Betrieb, mit Markierung der Injektionspositionen	140
7.7	Gemessene Druckverteilung bei zweistufigem Betrieb für $\Phi_{ISM} = 0.11$, $\Phi_{IW1} = 0.18$ und $\Phi_{ISM} = 0.11$, $\Phi_{IW1} = 0.11$ entlang der Brennkammer	141
7.8	(a) ICCD Aufnahme und (b) normale Aufnahme bei zweistufigem Brennkammerbetrieb $\Phi_{ISM} = 0.11$, $\Phi_{IW1} = 0.18$	142
7.9	Gemessene Wanddruckverteilungen bei zweistufigem Brennkammerbetrieb für $\Phi_{ISM} = 0.11$, $\Phi_{IW1} = 0.18$	143
7.10	Schadensbild zweier Zentralinjektoren nach Abbrand	143
7.11	Aufnahme der Überschallbrennkammer während des Abbrands eines Zentralinjektors	144
B.1	Übersicht des Überschallverbrennungsprüfstands am LFA mit Überschallbrennkammer $\textcircled{1}$, Lavaldüse $\textcircled{2}$, Druckluftversorgung $\textcircled{3}$, Katalysator $\textcircled{4}$, positionierbarer Messtisch $\textcircled{5}$, Schlierenkamera $\textcircled{6}$, Schlierenkante $\textcircled{7}$, Schlierenlinse $\textcircled{8}$, Lichtquelle $\textcircled{9}$, ICCD-Kamera $\textcircled{10}$, Zündlaser $\textcircled{11}$, Zündoptik $\textcircled{12}$, Wasserreservoir $\textcircled{13}$, Wärmetauscher $\textcircled{14}$. . .	169

B.2	Druckmessstellen in der Überschallbrennkammer, Maße in mm . . .	170
C.1	Hystereseverhalten der Überschallbrennkammer bei einstufigem Betrieb	175
D.1	Schematische Darstellung der Geometrie der HyShot II Überschallbrennkammer im HEG in Göttingen, modifiziert nach [66]	177
D.2	ICCD Aufnahme und Schlierenaufnahme des Betriebspunktes $\Phi = 0.38$ der HyShot II Überschallbrennkammer mit Abschätzung der lateralen Ausdehnung der Reaktionszone bei Reaktionsbeginn anhand der visuell erkennbaren Eindringtiefe des injizierten Wasserstoffs, modifiziert nach [65]	178

Tabellenverzeichnis

4.1	Übersicht der Eintrittsbedingungen in die Lavaldüse [38]	47
4.2	Übersicht der Durchflussmengen der einzelnen Kühlkreisläufe (CCh.) an Brennkammer Ober- und Unterseite für maximalen Durchfluss	52
5.1	Übersicht der Eintritts- und Randbedingungen der Überschallbrenn- kammer mit mittlerer Abweichung	62
6.1	Übersicht der experimentell ermittelten kritischen Äquivalenzver- hältnisse für unterschiedliche Zentralinjektoren (V1-V3)	101
6.2	Eintritts- und Randbedingungen der HyShot II Überschallbrenn- kammer Konfiguration im HEG [48, 65, 66]	118
7.1	Übersicht der experimentell ermittelten kritischen Äquivalenzver- hältnisse bei $\Phi_{IW1\ Grenz}$ bei zweistufigem Betrieb für eine Zustands- änderung	139
B.1	Übersicht der eingesetzten Kameras am LFA Überschallverbren- nungsprüfstand	172
B.2	Übersicht der eingesetzten Messtechnik am LFA Überschallverbren- nungsprüfstand	173

Nomenklatur

Abkürzungen

CC	Combustion Chamber
CFD	Computational Fluid Dynamics
CFM	Compound Flow Modellierung
DFG	Deutschen Forschungsgemeinschaft
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
FBI	Fin Body Interaktion
GASL	General Applied Science Laboratories
GRK	Graduiertenkolleg
HEG	Hochenthalpiekanal-Göttingen
HIFiRE	Hypersonic International Flight Research Experimentation
HRE	Hypersonic Research Engine
HSTDV	Hypersonic Technology Demonstrator Vehicle
HyCAUSE	Hypersonic Collaborative Australia/United States Experiment
ICCD	Intensified Charge Coupled Device
ISM	Zentralinjektionsposition
ITAM	Institute of Theoretical and Applied Mechanics
IW	Wandinjektionsposition
JAXA	Japan Aerospace Exploration Agency
JISC	Jet in Supersonic Crossflow
LAPCAT	Long-Term Advanced Propulsion Concepts and Technologies
LES	Large Eddy Simulation
LFA	Lehrstuhl für Flugantriebe
NASA	National Aeronautics and Space Administration
NASP	National Aerospace Plane
NUDT	National University of Defense Technology
PIBAL	Aerodynamics Laboratory of the Polytechnic Institute of Brooklyn
PLIF	Planare Laserinduzierte Fluoreszenz
RANS	Reynolds Averaged Navier Stokes Equations
RJTF	Ramjet Engine Test Facility
RTM	Reference Temperatur Method
SCRAM	Supersonic Combustion Ramjet Missile
Scramjet	Supersonic Combustion Ramjet

SWBLI	Shock Wave Boundary Layer Interaction
TD	Lehrstuhl für Thermodynamik
TUM	Technische Universität München

Lateinische Symbole

A	Fläche	$[m^2]$
c	Schallgeschwindigkeit	$[m/s]$
c_f	Reibungsbeiwert	$[-]$
c_p	Wärmekapazität	$[J/(kgK)]$
d	Durchmesser	$[m]$
h	Enthalpie	$[J/(kgK)]$
J	Impulsverhältnis	$[-]$
\dot{m}	Massenstrom	$[kg/s]$
M	Molare Masse	$[g/mol]$
Ma	Machzahl	$[-]$
p	Druck	$[bar]$
\dot{q}	Wärmestromdichte	$[W/m^2]$
q	Wärmezufuhr	$[J/kg]$
r	Geschwindigkeitsverhältnis	$[-]$
Re	Reynoldszahl	$[-]$
s	Dichteverhältnis	$[-]$
s	Reynolds Analogie Faktor	$[-]$
s	Entropie	$[J/(kgK)]$
St	Stanton Zahl	$[-]$
t	Zeit	$[s]$
T	Temperatur	$[K]$
u	Strömungsgeschwindigkeit	$[m/s]$
x	Länge	$[m]$
Y	Massenanteil	$[-]$
z	Eindringtiefe	$[m]$

Griechische Symbole

β	Compound Flow Parameter	$[-]$
δ	Dicke	$[m]$
ϑ	Umlenkwinkel	$[^\circ]$
κ	Isentropenexponent	$[-]$
ρ	Dichte	$[kg/m^3]$
Φ	Äquivalenzverhältnis	$[-]$

Indizes

1	Bereich/Position 1
2	Bereich/Position 2
3	Bereich/Position 3
4	Bereich/Position 4
∞	Umgebungszustand
air	Luft
c	konvektiv
CC 1-48	Druckmessstelle 1-48
cross	Querströmung
Grenz	kritischer Zustand
h	Hydraulischer Durchmesser
H_2	Wasserstoff
i	Bereich i
ig	Zündverzug
inj	Injektion
ink	inkompressibel
ISM	Zentralinjektion
IW	Wandinjektion
jet	Injektionsstrahl
k	kompressibel
LNEx	Lavaldüse Austritt
LNTh	Lavaldüse Engstquerschnitt
Main	Brennstoffzufuhr
N_2	Stickstoff
o	Oberseite
O_2	Sauerstoff
reac	Reaktion
s	Ablösung
st	Druckstörung
t	Totalzustände
u	Unterseite
W	Wand

1. Einleitung

1.1 Technologischer Hintergrund

Über- und Hyperschallflugzeuge sorgen seit Jahrzehnten für Faszination, die Vorstellung weite Strecken mit extrem hoher Geschwindigkeit zu überwinden, klingt verlockend und weltweit gibt es das Bestreben dieses Ziel mit Staustrahlantrieben zu erreichen. Staustrahlantriebe bilden unter den bestehenden Antriebskonzepten eine eigene Klasse. Im Gegensatz zu Raketenantrieben gehören sie den luftatmenden Triebwerkstypen an, grenzen sich aber durch fehlende rotierende Komponenten von Turbotriebwerken ab.

Die, für einen effizienten thermodynamischen Kreisprozess, notwendige Druckerhöhung gewinnen Staustrahlantriebe ausschließlich aus dem aerodynamischen Aufstau der Luft. Im Gegensatz zu konventionellen Turbotriebwerken, die vor allem mittels Turboverdichter eine Druckerhöhung generieren, kann bei Staustrahlantrieben daher auf rotierende Turbokomponenten verzichtet werden. Allerdings mit den Folgen einer erforderlichen Mindestfluggeschwindigkeit und somit einer fehlenden Eigenstartfähigkeit. Ab einer Fluggeschwindigkeit, die ungefähr der dreifachen Schallgeschwindigkeit entspricht, reicht der aerodynamische Aufstau der Luft zur benötigten Druckerhöhung aus und Staustrahlantriebe werden funktionsfähig. Der Arbeitsbereich eines konventionellen Turbostrahltriebwerks endet bereits deutlich vor solch einer Fluggeschwindigkeit. Verbunden mit dem aerodynamischen Aufstau der Luft entsteht vor Verdichtereintritt eine signifikante Temperaturerhöhung und limitiert, wegen materialbedingter maximal möglicher Turbineneintrittstemperatur, die zuführbare Energie in der Brennkammer. Um mit einem luftatmenden Antriebskonzept dennoch in ein derart hohen Flugmachzahlbereich vordringen zu können, wird der Übergang zu einem Staustrahltriebwerk unerlässlich [12, S.57]. Die Abwesenheit von rotierenden Turbokomponenten innerhalb des Strömungskanals eines Staustrahltriebwerks lässt neben höheren Prozesstemperaturen zusätzlich höhere interne Strömungsgeschwindigkeiten zu und ermöglicht es Staustrahltriebwerken in hohe Flugmachzahlbereiche vordringen zu können. Abbildung 1.1 stellt schematisch die zwei klassischen Konzepte der Staustrahltriebwerke dar. Grundsätzlich bildet bei allen Staustrahltriebwerken ein speziell geformter Strömungskanal, bestehend aus Einlauf, Brennkammer und Schubdüse das Gesamttriebwerk. Die ersichtlichen Unterschiede im geometrischen Verlauf der zwei Konzepte ist der unterschiedlichen internen Prozessführung geschuldet. Der Ramjet (vgl. Abb. 1.1 (a)) verzögert und komprimiert im Einlauf den gefangenen Luftstrom über Verdichtungsstoßsysteme mit abschließendem senkrechtem Stoß auf Unterschall. Die Wärmefreisetzung in

der Brennkammer findet in einer Unterschallverbrennung statt und die konvergent-divergente Schubdüse beschleunigt das Heißgas erneut in Überschall und liefert den Bruttoschub. Der Flugmachzahlbereich eines Ramjets erstreckt sich von ca. Mach drei bis Mach sechs. Die Limitierung der Flugeschwindigkeit folgt einerseits aus überhand nehmenden Totaldruckverlusten infolge des senkrechten Stoßes im Einlauf und zusätzlich aus einer Erhöhung der statischen Temperatur am Brennkammereintritt [51, S. 99]. Analog zur maximalen Turbineneintrittstemperatur eines Turbostrahltriebwerks kann für einen Ramjet eine, allerdings thermodynamische, maximale Brennkammereintrittstemperatur formuliert werden. Bei Temperaturen um 2500 K beginnt die thermische Dissoziation von Sauerstoff und reduziert, zusätzlich zum Totaldruckverlust, die Effizienz des thermodynamischen Kreisprozesses. Mit dieser Temperaturlimitierung kann eine maximal Flugmachzahl für Ramjets von etwa Mach sechs errechnet werden [50, S. 157].

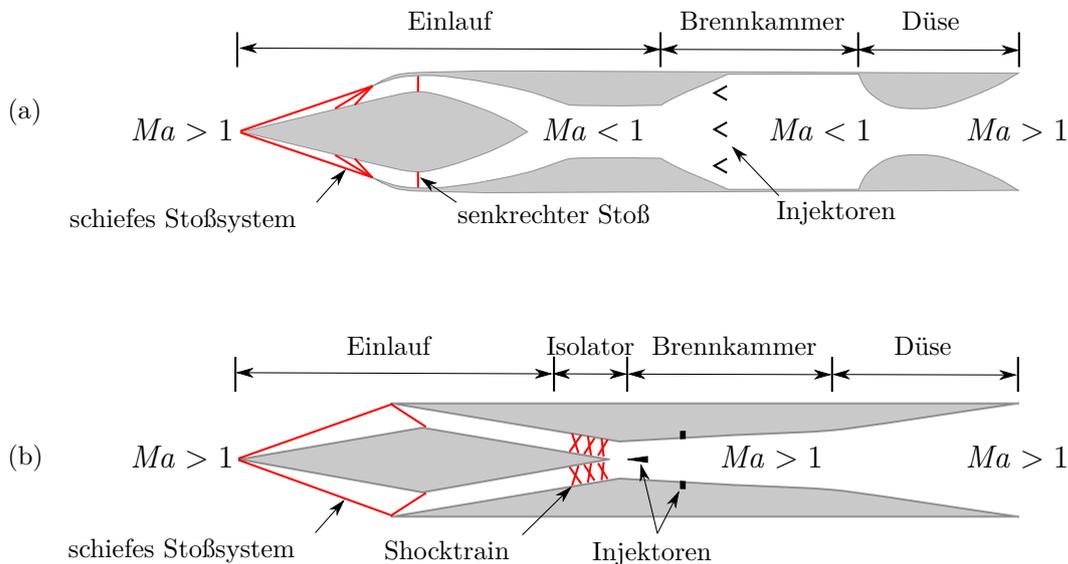


Abb. 1.1: Schematischer Aufbau des internen Strömungskanals eines (a) Ramjets und (b) (Dual Mode) Scramjets, modifiziert nach [88, S. 31]

Bei weiterer Steigerung der Flugmachzahl folgt zwangsläufig die Forderung nach einer Brennkammereintrittsmachzahl im Überschall. In diesem Supersonic Combustion Ramjet (Scramjet), schematisch dargestellt im unteren Teil der Abbildung 1.1, verbleibt die Strömung innerhalb des Gesamttriebwerks im Überschall. Die Verdichtung der gefangenen Luftströmung erfolgt im Einlauf ebenfalls über schräge Verdichtungsstöße, allerdings ohne abschließenden senkrechten Stoß. Die Wärmezufuhr in der Brennkammer findet entsprechend im Überschall statt und die anschließend rein divergente Schubdüse beschleunigt die Überschallströmung und liefert den Bruttoschub. Der Strömungskanal eines Scramjets weist im Bereich zwischen Einlauf und Brennkammer häufig eine weitere Komponente auf. Dieser sogenannte Isolator dient zur Entkoppelung der Überschallbrennkammer vom Einlauf. Operiert ein Scramjet im niedrigen Flugmachzahlbereich oder entsteht durch eine intensive Wärmezufuhr

in der Überschallbrennkammer ein hoher Gegenruck kann sich ein Stoßsystem (sog. Shocktrain, vgl. Abb. 1.1 (b)) bilden. Im Idealfall kompensiert der Isolator diese Störung und kann theoretisch die Strömung, ohne geometrischen Engstquerschnitt, bis in Unterschall verzögern. Dieses von *Curran* und *Stull* entwickelte Konzept wird als Dual Mode Scramjet bezeichnet und ermöglicht theoretisch eine stetige Transition zwischen Scramjet- und Ramjetmodus [19, S. 569ff.]. In der Realität werden allerdings häufig im Transitionsbereich oder bei intensiver Wärmezufuhr innerhalb der Überschallbrennkammer schlagartige Änderungen im Strömungszustand beobachtet, die gravierende Auswirkungen auf das Gesamtsystem haben und zum Verlust des Flugobjekts führen können.

1.2 Überblick Scramjet Forschung

Staustrahlantriebe werden bereits seit Mitte des letzten Jahrhunderts weltweit in zahlreichen Forschungsprogrammen untersucht. Die Komplexität und die unterschiedlichsten Herausforderungen eines luftatmenden Hyperschallflugzeuges sind dabei enorm. Bis heute konnte nur in wenigen Fällen die Funktionsfähigkeit eines Staustrahlantriebs mit Überschallverbrennung im realen Flugfall nachgewiesen werden. Der Großteil der bisherigen und momentanen Forschungsarbeiten beschäftigt sich daher mit analytischen Betrachtungen, numerischen Simulationen und experimentellen Untersuchungen an bodengebunden Prüfständen. Eine umfangreiche Übersicht unterschiedlichster Forschungsarbeiten und gewonnener Erkenntnisse im Bereich der Staustrahlantriebe gibt u.a. *Murthy* [88], *Heiser* [50], *Curran* [18], *Fry* [36] und *Segal* [116]. In den nachfolgenden Abschnitten wird eine kurze Zusammenfassung der durchgeführten und aktuellen Forschungsaktivitäten auf dem Gebiet der Überschallantriebe gegeben.

Forschungsaktivität in den USA

Mit über fünf Jahrzehnten kontinuierlicher Entwicklung und Erforschung von luftatmenden Über- und Hyperschallantrieben weisen die USA weltweit eine der längsten Traditionen und das größte Know How im Bereich der Staustrahlantriebe auf. Mit den Pionierarbeiten Mitte des 20. Jahrhunderts von *Billig* und *Dugger* [9] im Bereich der Scramjet-Antriebe und mit den Forschungsarbeiten von *Ferri* [26] am Aerodynamics Laboratory of the Polytechnic Institute of Brooklyn (PIBAL) bzw. der Gründung des General Applied Science Laboratories (GASL) wurde in den USA die Basis für die bis heute andauernde Forschungstätigkeit geschaffen.

In den USA gab es bereits zahlreiche Forschungsprogramme auf dem Gebiet der Scramjet-Antriebe wie beispielsweise das Hypersonic Research Engine (HRE) Programm [3], der Supersonic Combustion Ramjet Missile (SCRAM) [10], dem National Aerospace Plane (NASP) Programm [106] und den heutzutage bekanntesten Flugversuchen im Hyper-X Programm der NASA.

Das Hyper-X Programm wurde initiiert um die technische Realisierbarkeit des NASP Programms nachzuweisen. Das erste unbemannte Experimentalflugzeug X-43 besaß als Antrieb einen voll integrierten Scramjet-Antrieb und war für den Einsatz zwischen Mach 7-10 konzipiert. Die X-43 wurde an der Spitze einer modifizierten Pegasus Rakete von einer Boeing B-52 aus der Luft abgefeuert, anschließend separiert um einen eigenständigen aerodynamisch getragenen Horizontalflug durchzuführen. Die Brennzeit des wasserstoffbetriebenen Scramjet war für wenige Sekunden geplant und nach dem Flug ein kontrollierter Absturz im Meer vorgesehen [106]. Insgesamt wurden drei Flugversuche des wasserstoffbetriebenen Scramjet-Antriebs durchgeführt. Der Erstflug der X-43 fand am 2. Juni 2001 statt und war ein Fehlschlag. Im März bzw. November 2004 wurde der zweite bzw. dritte Flugversuch der X-43 durchgeführt. Beide Flugversuche verliefen äußerst erfolgreich. Im zweiten Flugversuch konnte Mach 6.8 erreicht und für einige Sekunden Nettoschub vom Scramjet produziert werden. Im dritten Flugversuch wurde die X-43 auf eine Rekordmachzahl von 9.68 beschleunigt und konnte diese Geschwindigkeit ebenfalls für einige Sekunden halten. Eine enorme Datenmenge des Scramjet-Antriebs unter Mach 10 Bedingungen konnte gewonnen und zur Validierung experimenteller und numerischer Untersuchungen genutzt werden [79].

Nach Ende des X-43 Programms wurden die amerikanischen Anstrengungen im Bereich der Hyperschallantriebe mit der X-51 fortgesetzt. Ähnlich wie die X-43 besaß die X-51 einen voll integrierten Scramjet-Antrieb und führte einen eigenständigen aerodynamischen Flug durch. Gravierendster Unterschied bestand im verwendeten Brennstoff zur Kühlung und Verbrennung. Nach Zündung des X-51 Scramjets mittels Ethylen wurde auf kohlenwasserstoffhaltiges Spezialkerosin JP-7 der SR71 umgestellt. Ziel des X-51 Programms war es einerseits Vergleichsdaten für bodengebundene Experimente zu erhalten und andererseits die Demonstration zur möglichen Nutzung von kohlenwasserstoffbasierten Brennstoffen in einem Hyperschallflugvehikel. Die X-51 wurde ebenfalls von einer Boeing B-52 aus der Luft abgefeuert, mittels Boosterrakete auf die geforderte Höhe und Geschwindigkeit beschleunigt und separiert. Anschließend führte das Vehikel einen eigenständigen aerodynamischen Flug mit Scramjet-Antrieb durch [106]. Vier X-51 Erprobungsflugzeuge wurden gebaut und geflogen, jedoch nur zwei Flüge waren erfolgreich. Im Mai 2010 fand der Erstflug statt und operierte ca. 140 s lang im Scramjetbetrieb bei Mach 5. Allerdings kam es während des Flugversuchs zum Ausfall der Telemetrie und der Versuch wurde, durch gezielte Sprengung des Flugobjekts, abgebrochen [89]. Die beiden weiteren Versuche waren, aufgrund von Inlet Unstart (vgl. Kapitel 3) und wegen Schwierigkeiten mit der Boosterrakete, Fehlschläge. Der vierte Flug am 1. Mai 2013 war ein voller Erfolg, die X-51 flog über 230 Meilen innerhalb von sechs Minuten mit einer maximalen Machzahl von 5.1 [110].

Aufgrund der militärischen Ausrichtung dieser Projekte steht der Großteil der gewonnenen Daten unter Verschluss und detaillierte Beschreibungen zu den Experimenten stehen der Öffentlichkeit nicht zur Verfügung.

Forschungsaktivität in Australien

Neben den USA ist heutzutage Australien die aktivste Nation im Bereich der Scramjet Forschung. Die intensive Entwicklung und Erforschung von Hyperschallantrieben beginnt in Australien Anfang der Siebziger Jahre an den kolbengetriebenen Stoßwellenkanälen T3 (Australian National University) und T4 (Universität of Queensland) [19, S.2]. Um die experimentellen Daten aus den durchgeführten bodengebundenen Experimenten mit Flugversuchsdaten zu vergleichen und numerische Methoden zu validieren wurden in Australien mehrere Programme initiiert. Im Vergleich zu dem finanziellen Rahmen der amerikanischen Flugversuchsprogramme, zielen die australischen Flugversuche auf möglichst einfache und daher kostengünstige Erprobungsflüge unter Zuhilfenahme von Höhenforschungsraketen (sog. sounding rockets) ab. Die Flugversuche verlaufen innerhalb einer parabolischen Flugbahn ohne eigenständig getragenen aerodynamischen Horizontalflug. Der Prüfling wird auf die Spitze der Höhenforschungsrakete montiert und in der Regel vom australischen Raketenstartplatz Woomera aus abgefeuert. Nach Erreichen der Gipfelhöhe (ca. 330 km) werden Flugbahnkorrekturen durchgeführt und der Wiedereintritt eingeleitet. Die Raketenoberstufe und der Testträger blieben bei den bisherigen Versuchen aus aerodynamischen Stabilitätsgründen während des gesamten Versuches miteinander verbunden. Nach Wiedereintritt in die Atmosphäre und in einer Höhe von ca. 35-25 km erreicht das Flugexperiment ca. Mach 7.5 und Experimente können für einige Sekunden durchgeführt werden [99, 100, 116].

In zahlreichen Flugexperimenten im Rahmen der nationalen und internationalen Programme HyShot, Hypersonic Collaborative Australia/United States Experiment (HyCAUSE) und Hypersonic International Flight Research Experimentation (HIFiRE) wurden unterschiedlichste Experimente durchgeführt. Neben reinen Injektionsexperimenten und Untersuchungen zu Injektionskonzepten innerhalb der Überschallbrennkammer wurden ebenfalls Experimente mit ablaufender Verbrennung sowie Experimente zum Einlaufdesign vorgenommen [57, 121, 137]. Einige der durchgeführten Flugexperimente waren allerdings entweder nur Teil- oder gar Misserfolge. Die Gründe waren unterschiedlicher Natur, teilweise versagte die Höhenforschungsrakete, das Wiedereintrittsmanöver misslang oder der Einlauf des Scramjet startete nicht oder nur zeitweise [137]. Die erfolgreichen Flugversuche hingegen lieferten einen großen Beitrag zum tiefergehenden Verständnis auf dem Gebiet der Scramjet-Antriebe. Einer dieser erfolgreichen Flugversuche war das HyShot II Experiment. Während dieses Experiments konnten gleichzeitig Messdaten zur Überschallverbrennung sowie reiner Brennstoffinjektion in der Überschallbrennkammer erfasst werden [121]. Dieses Flugexperiment bildet daher u.a. die Basis von aktuellen numerischen und experimentellen Untersuchungen zur Überschallverbrennung am DLR Hochenthalpie Stoßkanal in Göttingen [63, 65, 66].

Das neuste australische Forschungsprojekt ScramSpace startete am 18. September 2013 von dem Andoya Raketenstartplatz in Norwegen und war ein Fehlschlag. Im Mai 2016 hingegen wurde im Rahmen des HIFire Programms das Flugexperiment HIFire 5b erfolgreich durchgeführt. Näher Details stehen derzeit allerdings noch

nicht zu Verfügung. Weitere Flüge sind im HIFire Programms in naher Zukunft geplant, unter anderem auch Experimente mit eigenständig aerodynamischem Horizontalflug des Scramjets¹.

Weitere aktuelle Forschungsaktivitäten

In Japan wird an der Japan Aerospace Exploration Agency (JAXA) intensiv auf dem Gebiet der Scramjet-Antriebe geforscht. Die JAXA verfügt dabei über einen Hochenthalpie Stoßkanal und kontinuierlich betriebene Überschallprüfstände bspw. der Ramjet Engine Test Facility (RJTF) in Chitose. Insbesondere die Brennstoffvermischung und Überschallverbrennung bei Verwendung spezieller Injektoren (sog. Hypermixer) und die Transition werden experimentell wie numerisch untersucht [19, S.159ff.], [53, 60, 85, 128, 129].

China führte 2014 und 2015 mit dem sog. WU-14² offenbar vier Flugversuche eines unbemannten Hyperschall Gleitvehikels durch und zeigt damit aktuelles Interesse an Hyperschallfluggeräten. Im Bereich der Überschallantriebe werden in China an unterschiedlichsten Forschungseinrichtungen, wie beispielsweise der National University of Defense Technology (NUDT), numerische und experimentelle Untersuchungen an Scramjet-Antrieben durchgeführt [140, 147].

In Russland hat die Scramjetforschung, ähnlich wie in den USA, eine lange Tradition. Bereits in den fünfziger Jahren begann in Russland die Erforschung von Staustrahlantrieben an unterschiedlichen Einrichtungen [19, S. 223ff.]. In Kooperation mit den USA wurde bereits 1991 der erste Dual Mode Scramjet, bezeichnet als KHOLOD, im raketengestützten Flug erfolgreich getestet [111], weitere internationale Kooperationen folgten u.a. auch mit Deutschland [138]. Heutzutage bestehen etliche internationale Kooperationen, in denen experimentelle Untersuchungen an russischen Versuchsanlagen durchgeführt werden. Unter anderem auch eine aktuelle deutsche Zusammenarbeit mit dem Institute of Theoretical and Applied Mechanics (ITAM) [41].

Neben diesen Forschungsaktivitäten werden weltweit weitere Programme im Bereich der Hyperschallflugzeuge betrieben, beispielsweise in Brasilien mit der 14-X [103] oder in Indien mit dem Hypersonic Technology Demonstrator Vehicle (HSTDV) [107].

In Europa wird vor allem in Frankreich und Deutschland seit längerer Zeit und in unterschiedlichsten Projekten an Überschallantrieben geforscht. Eine detaillierte Zusammenstellung und eine Übersicht gewonnener Erkenntnisse ist bei *Curran et al.* [19, S. 43 ff.] und *Jacob et al.* [58] zu finden. Ein aktuelles europäisches Projekt beschäftigt sich unter anderem mit der Entwicklung eines Überschall-Passagierjets, dem sog. Long-Term Advanced Propulsion Concepts and Technologies (LAPCAT) [48].

¹ <http://hypersonics.mechmining.uq.edu.au/hyshot> abgerufen am 01.09.2016

² <http://aviationweek.com/awin/us-navy-sees-chinese-hgv-part-wider-threat> abgerufen am 15.08.2016

Graduiertenkolleg GRK 1095 1/2

Eines der aktuellsten Programme in Deutschland wurde 2005 initiiert und endete nach neun Jahren Anfang 2014. In diesem, von der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) finanzierten, Graduiertenkolleg 1095: „Aero-Thermodynamische Auslegung eines SCRamjet-Antriebssystems für zukünftige Raumtransportsysteme“ wurde in einem deutschlandweit vernetzten Projekt an der Universität Stuttgart, der RWTH Aachen, der TU München sowie dem DLR in Köln unterschiedlichste numerische wie experimentelle Forschungsarbeiten auf dem Gebiet der Staustrahlantriebe durchgeführt. Ziel des Projekts war es die Grundlagen für einen flugfähigen Scramjet-Demonstrator bei einer Flugmachzahl von $Ma_\infty = 8$ in 30 km Flughöhe zu schaffen. Der geplante Demonstrator besteht dabei aus einem kompletten Scramjet-Antrieb (vgl. Abb. 1.1) mit Einlauf, Überschallbrennkammer und Schubdüse. Grundlegende Fragestellungen auf den Gebieten der Gas- und Thermodynamik, der Materialkunde sowie gesamtheitliche Systembetrachtungen wurden innerhalb des Projekts bearbeitet. Erkenntnisse und Ergebnisse der ersten Projektphase sind zusammengefasst unter anderem in [143] zu finden.

Die vorliegende Arbeit entstand innerhalb dieses Graduiertenkollegs im Rahmen des Teilprojekts B8: „Vermeidung von thermischem Blockieren in Überschallbrennkammern durch sequenzielle Injektion“ am Lehrstuhl für Flugantriebe (LFA) an der TU München. In diesem Teilprojekt wurde experimentell die Überschallbrennkammer eines Scramjet-Antriebs untersucht.

1.3 Motivation und Zielsetzung

Der kurze Überblick bereits durchgeführter und momentaner Projekte, zeigt die Motivation und das Bestreben vieler Nationen die Technologie der Hyperschallflugzeuge und insbesondere der Scramjet-Antriebe voran zu treiben. Die wenigen erfolgreichen Flugexperimente und die zahlreichen Fehlschläge verdeutlichen allerdings auch die enorme Komplexität derartiger Hyperschallantriebe. Atmosphärische Flüge im Hyperschallregime sind bis heute, trotz jahrzehntelanger Forschung und Entwicklung der Scramjet-Antriebe, raketengestützten Fluggeräten vorbehalten. Eine der großen Herausforderungen im Bereich der Staustrahlantriebe ist die Überschallverbrennung und die mit der intensiven Wärmefreisetzung gekoppelten Phänomene innerhalb der Überschallbrennkammer.

Die hohen Strömungsgeschwindigkeiten und die geringe Verweilzeit der Treibstoffe innerhalb der Überschallbrennkammer führen immer zu Schwierigkeiten in der notwendigen Mischung von Brennstoff und Luft sowie zu Problemen in der Stabilisierung der Verbrennungsreaktion. Für ein flugfähiges System muss eine möglichst hohe und effiziente Brennstoffumwandlung innerhalb der Brennkammer erfolgen. Zu diesem Zweck wurden spezielle Injektionsstrategien (z.B. Hypermixer) entwickelt und werden in den meisten Überschallbrennkammern weltweit eingesetzt. In diesen Untersuchungen stehen daher in der Regel eine möglichst schnelle Mischung

und ein hoher Ausbrand im Vordergrund. Die speziellen Injektionskonzepte verbessern zwar nachweislich die Mischung und den Ausbrand, verursachen innerhalb der Brennkammer jedoch ein hochgradig dreidimensionales Strömungsfeld.

Verbunden mit der intensiven Wärmefreisetzung werden weltweit in verschiedenen Überschallbrennkammern zusätzlich jedoch schlagartige Änderungen im Strömungszustand beobachtet und erforscht. Am häufigsten wird dabei eine Änderung im Strömungszustand mit Rückwirkung bis in den Isolator bzw. der bereits erwähnte Dual Mode Betrieb im Transitionsbereich untersucht. In diesen Untersuchungen zeigt sich in der Regel bei Zustandsänderung innerhalb der Brennkammer eine schlagartig stromaufwandernde Anpassung im Wanddruck und der Reaktionszone mit Rückwirkung bis in den Isolator. Kann der Isolator die Störung nicht mehr kompensieren führt die Anpassung zum gefährlichen Inlet Unstart und schlussendlich zur drastischen Reduktion des Schubs. Die Kontrolle und die Vorhersagbarkeit des Betriebsverhaltens ist allerdings ebenfalls essentiell für ein funktionsfähiges Gesamtsystem. Schlagartige Änderungen des Schubs aufgrund von Strömungsphänomenen innerhalb der Brennkammer mit Rückwirkungen bis in den Triebwerkseinlauf sind unter allen Umständen zu vermeiden beziehungsweise immer unter Kontrolle zu halten. Die Ursache dieser Änderung im Betriebsverhalten muss entsprechend identifiziert werden und durch Kriterien vorhersagbar sein. Die, durch die eingesetzten Injektionskonzepte, jedoch häufig hochgradig dreidimensionalen Strömungsfelder innerhalb der Überschallbrennkammern erschweren eine experimentelle Untersuchung und analytische Betrachtung der Änderungen im Strömungszustand jedoch ungemein. Aufwendige und zeitintensive dreidimensionale CFD Simulationen der Überschallverbrennung werden zur Beschreibung des Strömungszustandes notwendig. Die erhaltenen detaillierten Informationen sind von gekoppelter Natur und eine Interpretation der Ergebnisse entsprechend schwierig. Daher erfolgt in der Regel die Beschreibung des Betriebsverhaltens bzw. die Beurteilung einer bevorstehenden Zustandsänderung der Überschallströmung anhand klassischer rein eindimensionaler Modellvorstellungen. Sehr wenige Untersuchungen beschäftigen sich allerdings mit geometrisch einfach gehaltenen Überschallbrennkammern mit einem entsprechend einfachen internen Strömungsfeld und der kritischen Auseinandersetzung mit den Annahmen und Folgen einer klassischen eindimensionalen Modellierung einer reagierenden Überschallströmung.

Neueste Untersuchungen am DLR in Göttingen an der geometrisch einfach gehaltenen Überschallbrennkammer des HyShot II Flugexperiments zeigen, vor klassischem Verhalten der Brennkammer bei Transition mit Brennkammer-Einlauf-Interaktion, eine Anpassung innerhalb der Überschallbrennkammer selbst. In dieser Brennkammer läuft, nach Überschreiten eines kritischen Äquivalenzverhältnisses, eine Zustandsänderung ab. Diese Änderung im Strömungszustand wandert in der Brennkammer stromauf und stabilisiert sich anschließend innerhalb der Brennkammer erneut ohne eine Rückwirkung bis in den Isolator zu erzeugen. Klassische Kriterien zur Beurteilung der Ursache und zur Beschreibung der Zustandsänderung liefern keine befriedigenden Ergebnisse. Die instationären Untersuchungen und die kurze Versuchszeit von wenigen Millisekunden liefern Vermutungen zur eigentlichen Ursache, allerdings

keine formale Beschreibung und Erklärung der Zustandsänderung [65].

Experimentelle Untersuchungen von *Fuhrmann* [37] an der geometrisch einfach gehaltenen mehrstufigen Überschallbrennkammer des LFA zeigen ebenfalls schlagartige Zustandsänderung innerhalb der Brennkammer. Eine unterschiedliche Problemstellung und Schwierigkeiten in der Reproduzierbarkeit von Versuchsbedingungen verhinderten jedoch in diesen Untersuchungen die genauere Betrachtung und Beschreibung der ablaufenden Phänomene. Die Ursachen der beobachtbaren Zustandsänderung innerhalb dieser Brennkammer wurden bis dato daher nicht näher betrachtet und sind entsprechend unbekannt. Um die Strömungszustände und kritische Äquivalenzverhältnisse innerhalb der untersuchten Überschallbrennkammer am LFA zu charakterisieren und zu identifizieren, ergeben sich daher folgende Zielsetzungen:

1. Zunächst soll ein reproduzierbares Betriebsverhalten der bestehenden Brennkammer gewährleistet und über Vermessung zahlreicher stationärer Betriebspunkte erfasst werden. Durch den Einsatz und die Kombination von optischen Messmethoden und gewonnenen Druckinformationen soll eine Charakterisierung und Diskussion des Betriebsverhaltens bei ein- und zweistufigem Brennkammerbetrieb vorgenommen werden. Kritische Betriebszustände sollen identifiziert und näher untersucht werden. Anschließend sollen diese Grenzfälle mit bestehenden klassischen Kriterien zur Beurteilung und Vorhersage einer möglichen Zustandsänderung verglichen und diskutiert werden.
2. Die zweite Zielsetzung betrifft die klassische eindimensionale Modellierungsmethode einer reagierenden Überschallströmung. Aus der gewonnenen Datenbasis und den Erkenntnissen soll eine kritische Diskussion der getroffenen Annahmen und Voraussetzungen in einer klassischen eindimensionalen Modellierung erfolgen. Darüber hinaus soll eine stromlinienbasierte Modellierung einer reagierenden Überschallströmung implementiert, an Referenzfällen validiert und hinsichtlich möglicher Betriebsgrenzen untersucht werden.

1.4 Aufbau der Arbeit

Einen Überblick der Herausforderungen in einer Überschallbrennkammer gibt das folgende Kapitel 2. Insbesondere die Grundlagen der kompressiblen Scherschicht und der senkrechten Treibstoffinjektion in eine Überschallströmung (sog. Jet in Supersonic Crossflow (JISC)) zur Mischung von Luft und Brennstoff werden näher betrachtet. Die entstehenden Schwierigkeiten einer ausreichenden Mischung von Brennstoff und Luft innerhalb einer Überschallströmung sowie entwickelte Injektionsstrategien zur effizienten Mischung werden vorgestellt und diskutiert. Darüber hinaus wird zusätzlich auf die Verbrennungsreaktion sowie auf eingesetzte Strategien zur Stabilisierung der Verbrennung innerhalb der Überschallbrennkammer eingegangen. Abschließend werden die getroffenen Grundannahmen und das zugrundeliegende Gleichungssystem der klassischen 1D Modellierung vorgestellt.

Basierend auf der eindimensionalen Modellierung sowie den Grundlagen der Mischung und Reaktion werden im Anschluss die aus der Literatur bekannten Limitierungen einer Überschallverbrennung in Kapitel 3 dargestellt. Zusätzlich werden die Erkenntnisse von bereits durchgeführten Untersuchungen bei Zustandsänderung einer reagierenden Überschallströmung zusammengefasst.

In Kapitel 4 wird anschließend die vorhandene Infrastruktur im Bereich der Überschallverbrennungsforschung am Lehrstuhl für Flugantriebe der Technischen Universität München vorgestellt. Die untersuchte Überschallbrennkammer, das Injektionskonzept sowie die eingesetzte Messtechnik werden näher betrachtet und erläutert.

Die nachfolgenden Kapitel beinhalten die Vorstellung und Diskussion der durchgeführten Untersuchungen. Zu Beginn wird in Kapitel 5 der Referenzfall der nicht reagierenden Heißgasströmung in der Überschallbrennkammer diskutiert sowie die Auswirkungen der Injektion ohne ablaufende Reaktion dargestellt. Die Anwendbarkeit einer 1D Modellierung wird für diesen Zustand nachgewiesen und das entstehende Strömungsfeld mittels der Ergebnisse einer numerischen 3D-CFD Simulation von *Fuhrmann* [37] und experimenteller Schlierenaufnahmen vorgestellt.

Im Anschluss findet in Kapitel 6 die Charakterisierung des Betriebsverhaltens bei ablaufender Reaktion statt. Hierfür wird der Brennstoffmassenstrom in unterschiedlichen Experimenten schrittweise gesteigert und ein reproduzierbares Kennfeld der Brennkammer erstellt. Die Ergebnisse der optischen und konventionellen Messtechniken werden für ausgewählte Punkte vorgestellt, verglichen und diskutiert. Basierend auf diesen Erkenntnissen wird die Anwendbarkeit einer klassischen eindimensionalen Modellierung bei ablaufender Reaktion diskutiert und eine weitere 1D Modellvorstellung nach dem Compound Flow Ansatz eingeführt. Die Annahmen dieser Modellvorstellung werden diskutiert und die Modellierung durch den Vergleich mit einer, am Lehrstuhl für Thermodynamik durchgeführten, hybriden 3D RANS-LES CFD Simulation eines Betriebspunkts der Überschallbrennkammer validiert [14]. Der detektierte kritische Betriebspunkt der Überschallbrennkammer wird im Anschluss separat betrachtet und mit den klassischen Kriterien für eine Zustandsänderung verglichen. Auf Basis des implementierten Compound Flow Modells wird eine analytische Beschreibung der Limitierungen einer Überschallverbrennung durchgeführt und ein Kriterium zur Beurteilung des Strömungszustands formuliert und auf die reale Situation angewendet. Im zweiten Teil der experimentellen Untersuchungen wird in Kapitel 7 die zweistufige Brennstoffzufuhr betrachtet und ebenfalls hinsichtlich kritischer Äquivalenzverhältnisse untersucht und diskutiert.

Abschließend werden in Kapitel 8 die, aus den durchgeführten Untersuchungen und Berechnungen, gewonnenen Erkenntnisse zusammengefasst und ein Ausblick für mögliche Untersuchungen der aufgeworfenen Fragestellungen gegeben.

2. Grundlagen

Die mittlere Aufenthaltszeit der Treibstoffe innerhalb einer Scramjet Brennkammer liegt in der Größenordnung von wenigen Millisekunden. Nur dieser kurze Zeitraum steht dem System für die Brennstoffinjektion, eine ausreichende Brennstoffvermischung mit dem Oxidator und der Energiefreisetzung zur Verfügung. Alle Prozesse müssen daher so schnell wie möglich vonstattengehen. Ziel eines flugfähigen Brennkammerdesigns ist immer eine geringstmögliche Brennkammerlänge zu erzielen, um Gewicht, interne Reibungsverluste sowie zu kühlende Oberflächen zu minimieren. Zusätzlich ist für den Flugfall immer der maximal mögliche Schub anzustreben und somit sind alle Verlustquellen so gering wie möglich zu halten. Diese Zielstellung steht naturgemäß im Fokus der meisten Forschungs- und Entwicklungsarbeiten weltweit.

2.1 Mischung in Überschallströmungen

Die Anforderung an ein Injektionssystem ist einerseits eine möglichst große Eindringtiefe des Brennstoffs in die Luftströmung zu erreichen und für eine gute makroskopische Vermischung mit dem Oxidator zu sorgen. Andererseits muss für eine mögliche Reaktion die Mischung von Luft und Brennstoff auch auf molekularer Ebene gewährleistet sein. Im Idealfall sollte die Brennstoffinjektion in sehr kurzer Distanz zu einer homogen über den Gesamtquerschnitt verteilten Brennstoff-Luft-Mischung auf molekularer Ebene führen, die anschließend innerhalb des Brennkammervolumens vollständig reagieren kann. Um dieses Ziel zu erreichen wurden unterschiedliche Injektionsstrategien entwickelt, die auf zwei verschiedenen Mischungsmechanismen in Überschallströmungen basieren.

Mischung durch Scherschichten

Eine Injektionsstrategie von Brennstoff in eine Überschallströmung stellt die parallele Brennstoffinjektion über bspw. einen Zentralkörper dar. Vereinfacht betrachtet ergibt sich innerhalb der Brennkammer eine geschichtete Strömung zwischen Luft und Brennstoff. Neben den Unterschieden in der stofflichen Zusammensetzung herrschen zu Beginn im Allgemeinen auch unterschiedliche Strömungszustände in den jeweiligen Zonen. Gradienten in der Stoffverteilung führen zur Diffusion, unterschiedliche Strömungszustände hingegen zur Scherung. Hauptverantwortlich für die

Vermischung von parallelen Brennstoff- und Luftstrahlen in einer Überschallströmung ist allerdings nur letzter Effekt. Eine hinreichende Mischung zweier paralleler Strömungen nur aufgrund von Diffusion zu erzeugen ist in Überschallströmungen in keiner vertretbaren Länge zu realisieren [50, S.286ff]. Die Scherung zwischen beiden Gebieten aufgrund der unterschiedlichen Strömungszustände hingegen bildet ein sogenannte Scher- und Mischungsschicht aus und ist der Hauptgrund für die anschließende makroskopische und mikroskopische Vermischung der beiden Gase. Abbildung 2.1 stellt schematisch die Ausbildung einer Scher- und Mischungsschicht von Brennstoff und Luft dar. Innerhalb der Scherschichtdicke δ findet durch lateralen Transport sowohl Impuls- als auch Energieaustausch statt. Die Mischungsschicht ist durch den Stoffaustausch definiert, wobei die laterale Ausdehnung der Mischungsschicht δ_m über die Linie mit 1% Molanteil der jeweiligen Spezies in der anderen Zone definiert ist [50, S.286ff]. Herrscht zwischen beiden Zonen eine hinreichend große Geschwindigkeitsdifferenz bilden sich an der Trennfläche turbulente Wirbelstrukturen (sog. Kelvin Helmholtz Instabilität) aus. Die erzeugten Wirbelstrukturen vergrößern die Kontaktfläche zwischen den Zonen und führen anschließend zur Mischung auf molekularer Ebene.

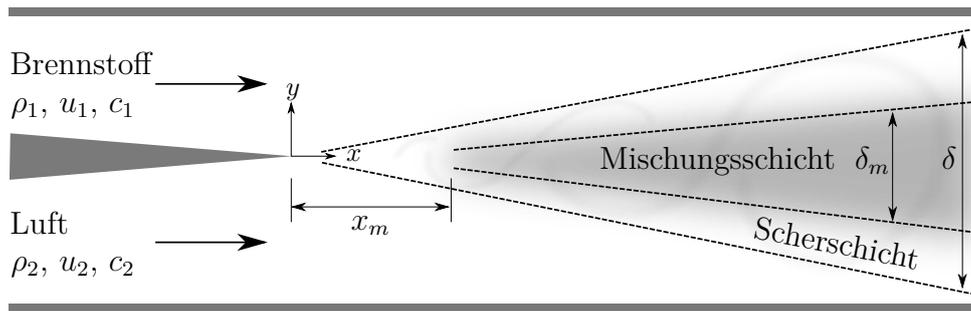


Abb. 2.1: Schematische Darstellung der Ausbildung einer Scher- und Mischungsschicht, modifiziert nach [50, S.286ff]

Die Wachstumsrate der Scher- und Mischungsschicht ist maßgeblich von Kompressibilitätseffekten bestimmt. Für eine inkompressible Scherschicht gibt *Papamoschou* eine vereinfachte Abschätzung der Wachstumsrate an [95]:

$$\delta'_{ink} = \left(\frac{\delta}{x} \right)_{ink} = C_{\delta_{ink}} \frac{(1-r)(1+\sqrt{s})}{1+r\sqrt{s}} \quad (2.1)$$

Wobei $r = \frac{u_1}{u_2}$ das anfängliche Geschwindigkeitsverhältnis, $s = \frac{\rho_1}{\rho_2}$ das Dichteverhältnis und $C_{\delta_{ink}}$ eine empirische Konstante mit Werten zwischen 0.25 und 0.45 darstellt. Die Wachstumsrate in kompressiblen Scherschichten wird ins Verhältnis zum inkompressiblen Wachstum gesetzt und beispielsweise von *Dimotakis* mit folgender vereinfachter empirisch ermittelten Korrekturfunktion angegeben [50, S.286ff]:

$$\frac{\delta'_k}{\delta'_{ink}} = 0.2 + 0.8e^{-3Ma_c^2} \quad (2.2)$$

In der Korrekturfunktion 2.2 ist die von *Roshko* und *Papamoschou* formulierte konvektive Machzahl Ma_c enthalten. Anhand dieser charakteristischen Größe kann der Einfluss der Kompressibilität auf das Scherschichtwachstum durch das Verhältnis der Differenzen der Strömungsgeschwindigkeiten $u_{1/2}$ und der Schallgeschwindigkeiten $c_{1/2}$ beurteilt werden. Unter den Voraussetzungen eines identischen statischen Drucks über die Scherschicht sowie identischen Isentropenexponenten wird die konvektive Machzahl zu [96]:

$$Ma_c = \frac{u_1 - u_2}{c_1 + c_2} \quad (2.3)$$

Der Einfluss von Kompressibilitätseffekten (bzw. der konvektiven Machzahl) auf das Scherschichtwachstum wird durch das exponentielle Verhalten der Korrekturfunktion 2.2 verdeutlicht. Bereits ab einer konvektiven Machzahl von 0.2 stellt sich eine drastische Reduktion des Scherschichtwachstums ein, ab konvektiven Machzahlen von 0.8 strebt das Wachstum gegen einen Grenzwert und beträgt nur noch 20 – 30% vom inkompressiblen Fall [90]. Das Wachstum der Mischungsschicht und damit die Mischung auf molekularer Ebene entspricht nicht dem Scherschichtwachstum. Zu Beginn der Scherschicht bilden sich erste großskalige Wirbelsysteme und eine Mischung auf molekularer Ebene bleibt zunächst aus. Erst ab einer gewissen Lauflänge x_m der Scherschicht (vgl. Abb. 2.1) stellt sich eine signifikante Mischung auf molekularer Ebene ein. Im weiteren Verlauf verhalten sich Scher- und Mischungsschicht analog und das Wachstum der Mischungsschicht beträgt ungefähr 50% des Scherschichtwachstums [50, S.286ff].

In einer realen Scramjet Brennkammer ist die Scherschicht zusätzlich von weiteren Faktoren beeinflusst. Neben Verdichtungsstoßsystemen beeinflusst zusätzlich die Verbrennungsreaktion die Scherschicht. Von einer detaillierten Diskussion der entstehenden Effekte wird im Folgenden abgesehen und auf weiterführende Literatur sei verwiesen [50, S. 265ff], [88, 90, 145]. Im Allgemeinen können jedoch die nachfolgenden Tendenzen festgehalten werden. Eine parallele Brennstoffzufuhr in eine Überschallströmung über einen Zentralinjektor geht immer mit Verdichtungsstößen einher. Diese Stöße durchqueren früher oder später die Scherschicht und interagieren mit dieser. Kreuzen schräge Verdichtungsstöße Zonen veränderlicher Dichte entsteht ein barokliner Wirbel, da Dichte- und Druckgradient nicht parallel zueinander ausgerichtet sein können. *Nuding* untersucht beispielsweise in [90] experimentell den Einfluss unterschiedlicher Stoßstärken auf eine kompressible nichtreagierende Scherschicht. Zusammenfassend kann bei Interaktion eines Stoßes mit einer Scherschicht eine lokal verbesserte Mischung und eine Erhöhung der lokalen Scherschichtdicke beobachtet werden. Nach der Interaktion findet im weiteren Verlauf jedoch ein normales Scher- und Mischungsschichtwachstum statt. Der Einfluss einer ablaufenden Reaktion auf das Verhalten einer Scherschicht ist deutlich komplexer. Neben der Änderung der stofflichen Zusammensetzung beeinflusst zusätzlich die Wärmefreisetzung die Scherschicht. Unterschiedliche experimentelle und numerische Untersuchungen zu reagierenden Scherschichten beschreiben ähnliche Beobachtungen und

weisen identischen Trend auf [80, 88, 145]. Die Wärmezufuhr in einer Scherschicht erschwert den Austausch von Masse zwischen den Schichten und reduziert das Wachstum der Scher- und Mischungsschicht deutlich.

Zusammenfassend können somit folgende Tendenzen bei paralleler Brennstoffzufuhr festgehalten werden:

1. Das zu erwartende Scher- und Mischungsschichtwachstum bei paralleler Brennstoffzufuhr in eine Überschallströmung hängt stark von der konvektiven Machzahl ab und für eine schnelle Mischung auf molekulare Ebene sind niedrige konvektive Machzahlen erforderlich.
2. Verdichtungsstöße nehmen positiven Einfluss auf das Wachstum, eine ablaufende Reaktion hingegen reduziert das Wachstum der Scher- und Mischungsschicht deutlich.

Mischung durch Jet in Supersonic Crossflow

Die zweite Strategie zur Mischung von Luft und Brennstoff verfolgt die Idee beide Strahlen mit maximalen Geschwindigkeitsunterschieden zuzuführen. Das einfachste Konzept Brennstoff unter dieser Randbedingung in eine Überschallströmung zu injizieren, ist die senkrecht zur Strömung orientierte Brennstoffinjektion (Jet in Supersonic Crossflow (JISC)) über eine Bohrung. Das Verhalten und die einhergehenden Strömungsphänomene eines Jets in Supersonic Crossflow werden seit längerem experimentell und numerisch in unterschiedlichsten Varianten untersucht. Eine Übersicht zu durchgeführten Forschungsarbeiten zu JISC liefert u.a. *Segal* [116, S. 139 ff.].

Ein JISC führt vor allem in direkter Umgebung der Injektion zu einer komplexen Strömungsstruktur. Abbildung 2.2 zeigt eine schematische Darstellung der sich ausbildenden Stoßstrukturen und der entstehenden Wirbelsysteme. Vereinfacht betrachtet stellt der Jet für die Querströmung eine Art solider Körper dar, welcher die Strömung umlenkt und dreidimensionale Stoßstrukturen im Strömungskanal entstehen lässt. Die Umlenkung der Querströmung ist dabei derart groß, dass vor der Injektion ein senkrechter Stoß mit Ablösung der stromaufliegenden Grenzschicht entsteht. Direkt hinter der Injektion verursacht die Umströmung der stumpfen Hinterkante des fiktiven Körpers ein Nachlaufgebiet mit Rezirkulationszone.

Die Trajektorie der Injektion selbst wird unter anderem vom Impuls der Querströmung bestimmt. Diese lenkt den Injektionsstrahl in Strömungsrichtung ab und die Injektion bildet eine Art querangeströmter gebogener Zylinder aus. Die Umströmung dieser Struktur durch die Querströmung induziert innerhalb des Injektionsstrahls selbst ein gegenläufiges Wirbelpaar. In der Regel wird der Jet stark unterexpandiert betrieben und gleichzeitig zur Umlenkung findet innerhalb des Jets die Anpassung auf den lokal herrschenden statischen Umgebungsdruck über Stoßstrukturen und Machscheiben statt. Die seitliche Umströmung der Injektion führt in der Querströmung zu einem zweiten gegenläufigen Wirbelpaar (sog. Hufeisenwirbel). Stromab der

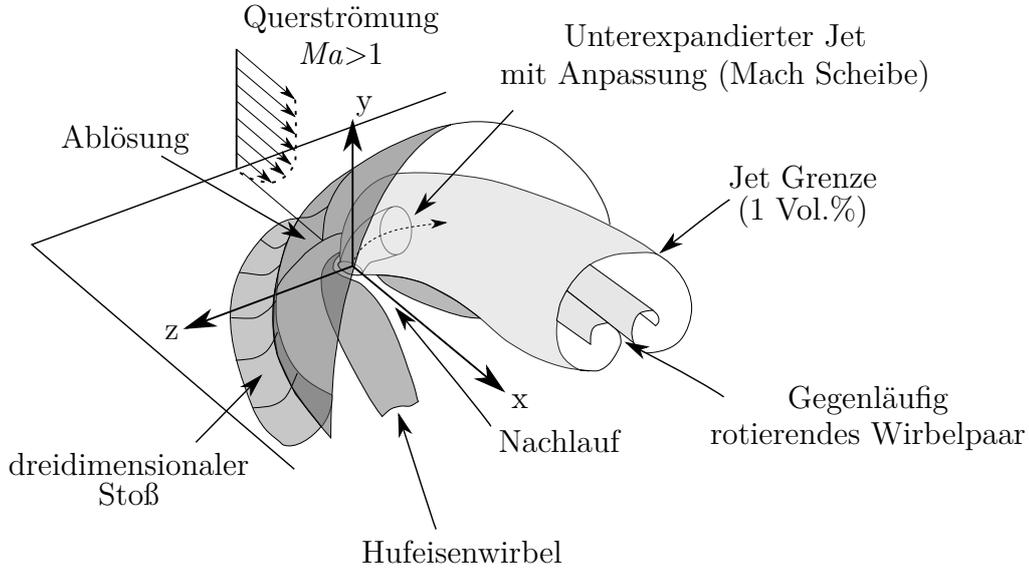


Abb. 2.2: Dreidimensionale Skizze eines Jet in Supersonic Crossflow mit entstehenden Stoßstrukturen und Wirbelsystemen, modifiziert nach [46]

Injektionsstelle entwickelt sich ähnlich zu der parallelen Brennstoffzufuhr eine kompressible Scherschicht zwischen der Querströmung und dem umgelenkten Jet [116]. Die entstehenden Strömungsstrukturen und großskaligen Wirbelsysteme zwischen Jet und Querströmung verursachen in unmittelbarer Umgebung der Injektion eine intensive makroskopische Vermischung. Eine Mischung auf molekularer Ebene hingegen dauert wie im Fall der parallelen Injektion länger und findet in der Scherschicht stromab der Injektion im Bereich kleinskaliger Wirbel statt [50].

In der Literatur existieren eine Vielzahl unterschiedlicher empirisch und analytisch entwickelter Korrelationen um die Eindringtiefe eines Jets in Supersonic Crossflows eindimensional zu beschreiben. Eine häufig benutzte Korrelation zur Beschreibung der erreichten Eindringtiefe z stammt unter anderem von *Povinelli* [104]:

$$\frac{z}{d_{inj}} = 1.92 J^{0.35} \left(\frac{Ma_{cross}}{Ma_{jet}} \right)^{0.094} \left(\frac{x}{d_{inj}} + 0.5 \right)^{0.277} \quad (2.4)$$

Die Eindringtiefe z markiert dabei die Linie in der Querströmung an der 1 Vol.% des Injektionsgases vorliegt. Die Korrelation 2.4 verdeutlicht die einzelnen Einflussfaktoren auf die Trajektorie des Injektionsstrahls. Neben dem Machzahlverhältnis zwischen Haupt- (*cross*) und Querströmung (*jet*) am Eintritt nimmt das Impulsverhältnis J zwischen beiden Strömungen großen Einfluss. Wobei das Impulsverhältnis J den Impuls des Jets zum Impuls der Querströmung in Relation setzt:

$$J = \frac{(\rho u^2)_{jet}}{(\rho u^2)_{cross}} \quad (2.5)$$

Wird eine rein zylindrische Bohrung als Injektion verwendet kann unter der Annahme kritischer Zustände am Austritt der Bohrung das Impulsverhältnis des Jet

in Abhängigkeit des injizierten Massenstroms \dot{m}_{jet} , der Bohrungsquerschnittsfläche A_{jet} und der Schallgeschwindigkeit c_{jet} formuliert werden:

$$J = \frac{\left(\frac{\dot{m}}{A}c\right)_{jet}}{(\rho u^2)_{cross}} \quad (2.6)$$

Die Auswirkung einer Steigerung des Injektionsmassenstroms durch eine zylindrische Injektionsbohrung bei identischen Randbedingungen auf die Eindringtiefe z kann so verdeutlicht werden. Bis auf das Impulsverhältnis blieben alle Größen in der Korrelation 2.4 konstant und die lokale Eindringtiefe ist durch Vorgabe des Injektionsmassenstroms bestimmt. Eine Verdoppelung des Injektionsmassenstroms führt demnach zur Verdoppelung des Impulsverhältnisses und zu einer lokalen Steigerung der Eindringtiefe um nur ca. 30%.

Zusammenfassend können für einen JISC und die Vermischung von injiziertem Brennstoff mit dem Oxidator somit folgende Tendenzen festgehalten werden:

1. Ein JISC führt in unmittelbarer Umgebung der Injektion zu einer intensiven makroskopischen Vermischung sowie zu starken Interaktionen mit der Querströmung. Die entstehenden Verdichtungsstöße erzeugen Verluste innerhalb der Strömung, welche naturgemäß vor allem im hohen Machzahlbereich signifikant werden können.
2. Stromab der Injektion bildet sich eine Scherschicht und das weitere Verhalten des JISC ist ähnlich zum dem einer reinen Scherschicht und eine Mischung auf molekularer Ebene findet in diesem Bereich statt.

2.1.1 Injektionsstrategien in Überschallströmungen

Vor diesem Hintergrund wird deutlich, dass eine homogen über den Gesamtquerschnitt verteilte Brennstoff-Luft-Mischung in einer Überschallbrennkammer unabhängig von der jeweiligen Injektionsstrategie schwer zu realisieren ist. Durch spezielle Wahl und Konzeption der Injektoren wird jedoch häufig versucht eine homogene Vermischung über den Gesamtquerschnitt der Brennkammer zu erreichen. Injektionskonzepte werden seit langem experimentell wie numerisch untersucht und eine Vielzahl an unterschiedlichen Injektoren wurde entwickelt. Eine Übersicht verschiedener Brennstoffinjektoren und -strategien liefert u.a. *Lee* [67], *Segal* [116] und *Seiner* [117]. Nachfolgend werden zwei gängige Strategien und Konzepte zur Brennstoffinjektion und Forcierung der Mischung vorgestellt.

Geometrische Maßnahmen

Eine Mischung von Brennstoff und Oxidator auf molekularer Ebene wird, wie bereits dargestellt, durch die von der Injektion verursachten Wirbelsysteme gewährleistet.

Häufig wird daher durch geometrische Maßnahmen am Injektor selbst eine aktive Wirbelproduktion erzwungen (sog. „vortex enhanced mixing“). Abbildung 2.3 zeigt exemplarisch zwei entsprechende Injektionskonzepte mit geometrischen Maßnahmen zur Bildung von Wirbelsystemen.

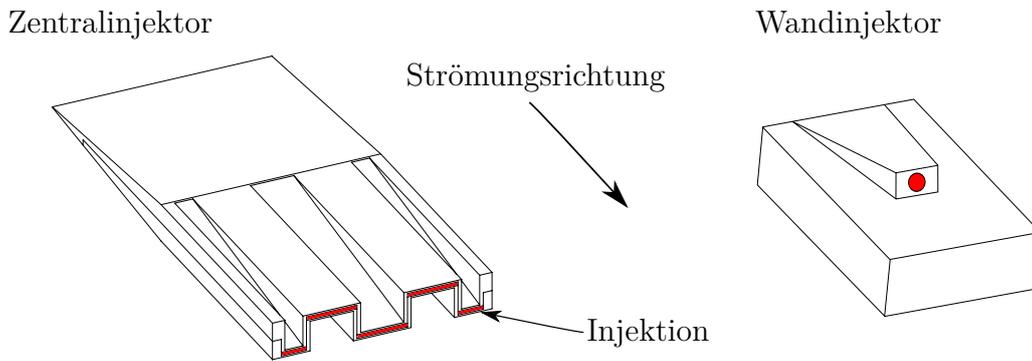


Abb. 2.3: Zentralinjektor [115] und Wandinjektor [49] mit geometrischen Maßnahmen zur aktiven Wirbelproduktion

Im linken Teil der Abbildung ist ein sogenannter „Hypermixer“ Zentralinjektor dargestellt. Dieser Zentralinjektor ist mit einer speziell geformten alternierenden Rampe an der Injektorhinterkante ausgestattet. Bereits bei reiner Umströmung der Hinterkante werden so gegenläufige Wirbelpaare in der Hauptströmung induziert. Über Schlitze an der Hinterkante findet die parallele Brennstoffzufuhr statt. Stromab der Injektion entsteht somit eine Scherschicht zwischen Luft und Brennstoff die zusätzlich von den induzierten Wirbelsystemen überlagert wird. Numerische und experimentelle Untersuchungen belegen die verbesserte Mischung und den verbesserten Ausbrand gegenüber einer reinen parallelen Brennstoffzufuhr [15, 40, 128].

Im rechten Teil der Abbildung ist identische Strategie für einen Wandinjektor dargestellt. Anstelle einer rein senkrecht zur Luftströmung orientierten Injektion wird in dieser Injektorkonfiguration die Einblasung über eine Rampe realisiert. Im dargestellten Fall ist die Rampe gefeilt und besitzt eine schräge Hinterkante. Die Brennstoffinjektion findet an der Hinterkante unter dem entsprechenden Winkel statt. Identisch zum Hypermixer entstehen durch die geometrische Form Wirbelsysteme im Nachlauf des Injektors und die Vermischung zwischen Brennstoff und Luft begünstigen sowie zur Erhöhung der Eindringtiefe führen können [49].

Neben den dargestellten Strategien bestehen weitere Möglichkeiten der aktiven Wirbelproduktion und Verbesserung der Mischung. *Fuller* untersucht im Vergleich zum JISC beispielsweise die Möglichkeiten die Vermischung über aerodynamische Rampen zu verbessern [39]. Diese aerodynamischen Rampen werden dabei durch ein Array von Injektionsbohrungen erreicht. *Grünig* hingegen untersucht experimentell die Injektion und Verbrennung über Pylone [47]. Darüber hinaus finden sich ebenso Forschungsarbeiten zur gepulsten Brennstoffinjektion [105] oder die Brennstoffzufuhr aus speziell geformten Injektionsöffnungen [131].

Gestufte Injektion

Geometrische Maßnahmen zur Erhöhung der Vermischung von Luft und Brennstoff sind zwar nachweislich geeignet, führen allerdings nur in einem bestimmten Maß zu einer Verbesserung der Mischung. Für größere Brennkammerquerschnitte reicht die Verbesserung der Eindringtiefe und Vermischung durch geometrisch erzeugte Wirbelproduktion alleine nicht aus. Eine rein wandbasierte Injektion würde die Kanalmitte bzw. eine Brennstoffzufuhr nur über einen Zentralkörper die wandnahen Bereiche nicht erreichen können. Daher wird in nahezu allen Brennkammern mit größeren Querschnitten eine gestufte Injektion verwendet. Über einen Zentralkörper wird die Brennkammermitte und über stromab liegende Wandinjektoren die Randbereiche der Brennkammer mit Brennstoff versorgt. Als einzelne Injektoren werden dabei häufig wiederum die beschriebenen Konzepte der Zentral- und Wandinjektoren eingesetzt [115, 129].

2.1.2 Folgen der Injektionsstrategien

Die Injektion von Brennstoff und die Mischung mit dem Oxidator stellt in einer Überschallbrennkammer eine der großen Herausforderungen dar. Das Hauptproblem der Brennstoffeinbringung und -mischung in Überschallströmungen ist dabei die geringe Neigung zur lateralen Vermischung. Die Injektoren müssen unter diesen Randbedingungen unterschiedliche und teilweise nicht konforme Anforderungen erfüllen. So soll ein Injektor möglichst schnell mischen, dabei allerdings die geringstmöglichen Verluste erzeugen. In den letzten Jahren wurden große Anstrengungen unternommen diesen Anforderungen gerecht zu werden und eine möglichst homogene Mischung mit geringen Verlusten zu erzeugen, was für ein flugfähiges System auch erforderlich ist. Nachteil dieser Injektionsstrategien ist allerdings das entstehende hoch komplizierte interne Strömungsfeld innerhalb der Überschallbrennkammer. Die aktive Bildung von Wirbelsystemen durch geometrische Maßnahmen ist mit einem stark dreidimensionalen Strömungsfeld verbunden. Für eine analytische Beschreibung und experimentelle Untersuchung einer reagierenden Überschallströmung ist ein dreidimensionales Strömungsfeld von deutlichem Nachteil. Aufwendige 3D-CFD Simulationen werden notwendig, um die Strömung erfassen und auftretende Phänomene beurteilen zu können. Einfache Modellierungsmethoden (vgl. Kapitel 2.3) hingegen, die eine analytische Beschreibungen der Strömung ermöglichen, sind unter diesen Randbedingungen nur eingeschränkt anwendbar und das Ergebnis einer Mittelung von stark dreidimensionalen Strömungsgrößen über den Gesamtquerschnitt ist durchaus fragwürdig [65]. Sehr wenige Untersuchungen von Überschallbrennkammer mit einfachen Injektionsstrategien stehen entsprechend zur Verfügung und der überwiegende Anteil setzt spezielle Injektoren mit der Folge eines hochgradig dreidimensionalen Strömungsfeldes ein.

2.2 Verbrennungsreaktion in Überschallströmungen

Die Reaktion in einer Überschallströmung stellt durch die kurzen Verweilzeiten die zweite Herausforderung innerhalb der Überschallbrennkammer dar. Analog zur Mischung muss die Verbrennungsreaktion sehr schnell und in möglichst kurzer Distanz erfolgen. Die Strömungszustände innerhalb eines Scramjet-Antriebs gewährleisten die hierfür notwendigen Voraussetzungen allerdings nicht per se und spezielle Strategien sind notwendig.

2.2.1 Treibstoff für Scramjet-Antriebe

Die Anforderungen an den Brennstoff in einem Scramjet sind vielfältig. Neben den bereits erwähnten Anforderungen einer schnellen Vermischung und Reaktion, muss in einem fliegenden System beispielsweise zum einen die Kühlung der Struktur durch den Brennstoff realisiert werden, zum anderen muss der Brennstoff für einen geringen Bauraum des Gesamtsystems eine möglichst hohe volumenbezogene Energiedichte aufweisen. In Realität können diese Anforderungen von einem einzigen Treibstoff nicht erfüllt werden und die Verwendung eines Treibstoffes stellt immer einen Kompromiss dar. [18, S. 757ff.]. Als Brennstoff für einen Scramjet-Antrieb kommen neben gasförmigen auch flüssige Treibstoffe (z.B. JP-7 in der X-51) in Frage. Flüssige Treibstoffe haben klare Vorteile in der Lagerung und in der erreichbaren Energiedichte, sind aber wesentlich komplexer in den ablaufenden Prozessen bei Reaktion [139]. Als gasförmiger Brennstoff kommt neben Kohlenwasserstoffbasierten Treibstoffen (z.B. Methan) vor allem Wasserstoff in Frage. Methan besitzt im Vergleich zu Wasserstoff klare Vorteile in der volumenspezifischen Energiedichte, Nachteile allerdings in Bezug auf eine geringere Reaktionsgeschwindigkeit und einen wesentlich komplizierteren Reaktionsmechanismus.

Hinsichtlich experimenteller und numerischer Untersuchungen einer Überschallbrennkammer wird die geringe Energiedichte von Wasserstoff durch den relativ einfachen Reaktionsmechanismus und die hohe Reaktionsgeschwindigkeit kompensiert. Darüber hinaus steht bei bodengebunden experimentellen Untersuchungen die Thematik der Kühlung des Gesamtsystems durch den Brennstoff sowie die Problematik der Lagerung häufig im Hintergrund. In numerischen Simulationen und Experimenten sind dies immense Vorteile und der überwiegende Anteil bodengebundener Überschallexperimente verwendet daher gasförmigen Wasserstoff bei Umgebungstemperatur als Brennstoff [116, S. 201], [16].

2.2.2 Zündung und Reaktion von Wasserstoff

Die Wasserstoffverbrennung ist von mehreren Faktoren gleichzeitig beeinflusst, die in einer Überschallbrennkammer lokal starken Variationen unterliegen sind. Von ei-

ner detaillierten Diskussion der Verbrennungsvorgänge wird an dieser Stelle abgesehen und auf Fachliteratur im Bereich der Verbrennung sei verwiesen [141]. Bei detaillierter Betrachtung der Verbrennungsabläufe müssen die Elementarreaktionen der Reaktion berücksichtigt werden. Häufig findet in Überschallbrennkammern das vollständige oder reduzierte Reaktionsschema nach Jachimowski, mit insgesamt 32 Elementarreaktionen Anwendung, eine detaillierte (numerische) Beschreibung der chemischen Reaktion in einer Überschallströmung ist entsprechend aufwendig und extrem rechenintensiv [42, 115].

Um eine Verbrennung innerhalb der Brennkammer zu ermöglichen und zu stabilisieren, müssen jedoch grundlegende Voraussetzungen erfüllt sein. Für eine Reaktion muss eine hinreichende Mischung zwischen Oxidator und Brennstoff auf molekularer Ebene gewährleistet sein (vgl. Kapitel 2.1). Nach ausreichender Mischung kann unter gewissen Randbedingungen eine Reaktion initiiert werden. Der statische Druck, die statische Temperatur und das Äquivalenzverhältnis der Mischung müssen zwischen gewissen Grenzen liegen und die Verweilzeit der Mischung bei diesen Bedingungen hinreichend groß sein [56]. Unter der Annahme, dass die Mischung und Reaktion voneinander entkoppelt verläuft, kann die zeitliche Dauer der chemischen Reaktion durch die Zündverzugszeit (Induktionszeit) und die Reaktionszeit beschrieben werden.

Der Zündverzug ist häufig definiert als die Zeit, die die Mischung benötigt, um 5% der gesamten Temperaturerhöhung der vollständigen Reaktion zu erreichen. Die Zündverzugszeit t_{ig} (vgl. Gl. 2.7) einer Wasserstoff-Luft-Verbrennung hängt nach Korrelation von *Pergament* für ein Äquivalenzverhältnis zwischen 0.4 – 2 hauptsächlich von der statischen Temperatur und vom statischen Druck der Mischung ab. Der Gültigkeitsbereich von Gl. 2.7 erstreckt sich dabei für Temperaturen $T > 1000$ Kelvin und über einen Druckbereich von $p = 0.2 - 2$ bar [102]:

$$t_{ig} = \frac{8 \cdot 10^{-9} e^{9600/T}}{p} \quad (2.7)$$

Die Reaktionszeit t_{reac} hingegen ist als die Zeit definiert, die die Mischung benötigt, um 95% der gesamten Temperaturerhöhung der vollständigen Reaktion zu erreichen [102]. Nach *Pergament* gilt für die Reaktionszeit bei Äquivalenzverhältnissen zwischen 0.8 – 1.2 folgende Korrelation [102]:

$$t_{reac} = \frac{1.05 \cdot 10^{-4} e^{-1.12T/1000}}{p^{1.7}} \quad (2.8)$$

Die gesamte Reaktionsdauer setzt sich entsprechend aus der Summe der Zündverzugszeit und Reaktionszeit zusammen. Abbildung 2.4 stellt den Verlauf der Zündverzugszeit und der Reaktionszeit in Abhängigkeit der Gemischtemperatur für unterschiedliche Drücke dar. Die Zündverzugszeit weist im Gegensatz zur Reaktionszeit eine deutlichere Abhängigkeit von der Temperatur auf. Durch Molekülkollision muss zuerst die notwendige Aktivierungsenergie überwunden werden, um die Startreaktionen einzuleiten. Für ein stöchiometrisches Wasserstoff-Luft-Gemisch gilt eine

statische Temperatur von ungefähr 800 K (bei ca. 1 bar Druck) als Grenze zur Selbstzündung. Unterhalb dieser Temperatur kann die Aktivierungsenergie durch Kollision nicht überwunden und damit keine ausreichende Anzahl freier Radikale für eine Zündung gebildet werden. Kettenabbruchreaktionen dominieren und die Zündverzugszeit strebt gegen unendlich. Der dominierende Effekt auf die gesamte Reaktionsdauer ist entsprechend die Bildung von Radikalen und somit die Zündverzugszeit. Sind freie Radikale und Atome in der Mischung vorhanden finden mehr

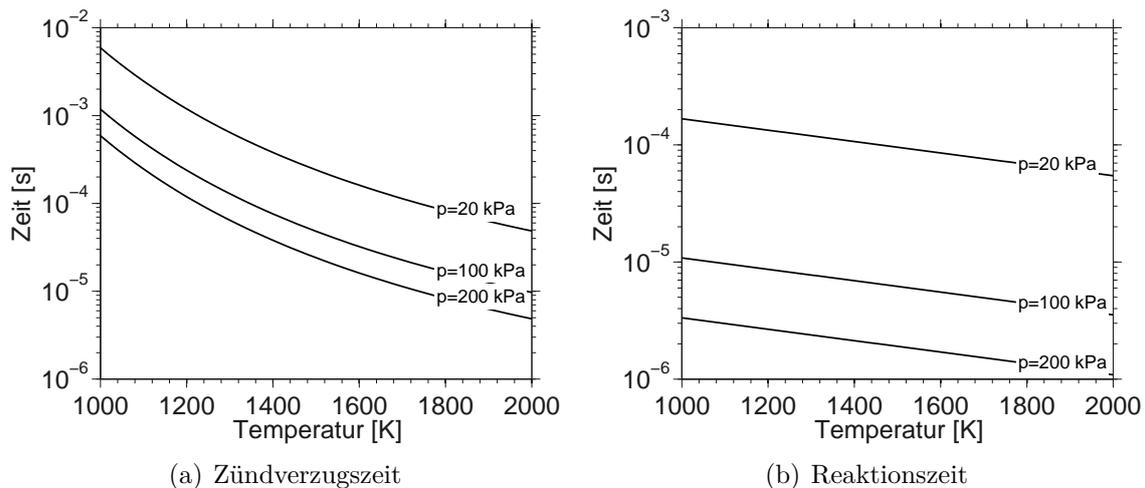


Abb. 2.4: Zündverzugs- und Reaktionszeit in Abhängigkeit der Temperatur für $p = 0.2\text{bar}$, $p = 1\text{bar}$, $p = 2\text{bar}$, nach [102]

Kettenverzweigungs- und Kettenfortpflanzungsreaktionen als Kettenabbruchreaktionen statt und die Temperatur der Mischung verliert an Bedeutung. Der Einfluss der Temperatur auf die Reaktionszeit ist entsprechend gering. Für steigenden Druck hingegen sinken Zündverzugszeit und Reaktionszeit ab, da eine Molekülkollision innerhalb des dichteren Gases wahrscheinlicher wird [142, S. 144]. Diese Druckabhängigkeit kann in einer stoßbehafteten Überschallströmung lokal Einfluss auf die Reaktion nehmen. Durchquert ein Verdichtungsstoß ein zündfähiges Gemisch erhöhen sich über den Stoß Druck und Temperatur der Mischung und je nach Stoßstärke kann eine chemische Reaktion einsetzen (sog. stoßinduzierte Verbrennung). Häufig spielt diese Druckabhängigkeit der Reaktion aber eine untergeordnete Rolle, da die zu erwartenden Druckerhöhungen bzw. Stoßstärken innerhalb einer Überschallbrennkammer moderat ausfallen.

Die Herausforderung hinsichtlich der Reaktion in einer Überschallbrennkammer ergibt sich aus der Kombination der notwendigen Reaktionsdauer bei den herrschenden Bedingungen und der Verweilzeit innerhalb der Brennkammer. Als Kennzahl und zur Beschreibung dieser Problematik wird in der Regel die Damköhler Zahl herangezogen. Diese Kennzahl beschreibt das Verhältnis der strömungsmechanischen Verweilzeit zur chemischen Reaktionsdauer [116, S. 128-130]. Bei Betrachtung des unteren Betriebsbereichs eines Scramjet Antriebs ($Ma_\infty \approx 4 - 5$) ergeben sich dementsprechend die größten Probleme. Die Verweilzeit der Treibstoffe innerhalb der Brenn-

kammer verbleibt für den gesamten Betriebsbereich in ähnlichen Größenordnungen, wohingegen die Zündverzugs- bzw. Reaktionszeit aufgrund der Temperaturunterschiede um einige Größenordnungen unterschiedlich sein kann. In diesem Machzahlbereich kann eine Zündung und eine möglichst vollständig abgelaufene Reaktion innerhalb der Brennkammer nicht zwangsläufig sichergestellt werden.

Stabilisierung der Verbrennung

Der untere Betriebsbereich fordert daher spezielle Strategien um eine stabile Verbrennung und hinreichende Reaktionsrate innerhalb der Brennkammer zu gewährleisten. Die genauen Vorgänge und Mechanismen die eine Stabilisierung der Überschallverbrennung ermöglichen sind bis heute nicht im Detail verstanden und Gegenstand von derzeitigen Forschungsarbeiten [6, 40]. Nachfolgend werden einige erfolgreich angewendete Strategien zur Flammenstabilisierung in Überschallbrennkammern vorgestellt und kurz diskutiert.

Die einfachste Strategie bildet die Brennstoffzufuhr naturgemäß selbst. Bei senkrechter Wandeinblasung bilden sich Rezirkulationsgebiete aus (vgl. Abb. 2.2). In diesen Bereichen können sich Brennstoff und Luft miteinander mischen, eine höhere statische Temperatur herrscht und die Verweilzeit der Mischung ist aufgrund der Rezirkulationsgebiete bzw. der niedrigen Geschwindigkeiten hoch. In diesen Gebieten kann eine Flammenankerung bzw. die Induktionsphase erfolgen.

Neben den natürlichen Rezirkulationsgebieten einer Injektion, werden in Überschallbrennkammern häufig geometrische Maßnahmen getroffen um diese Gebiete aktiv auszubilden. Ein klassisches Beispiel sind sprunghafte Kanalerweiterungen (sog. backward facing steps) die, durch die Umströmung der Stufe, zur Ausbildung eines Rezirkulationsgebiets führen. Die Brennstoffinjektion kann vor oder an der Stufe erfolgen. Neben diesen stufenförmigen Querschnittserweiterungen kommen ebenfalls offen oder geschlossene Kavitäten zur Stabilisierung der Verbrennung in Frage [7, 45]. Eine weitere Strategie zur Stabilisierung der Verbrennung bildet das sog. radical farming. Dieses Konzept wurde von *Odam* untersucht und findet vor allem in australischen Forschungsprogrammen Anwendung [93]. Bei dem radical farming ist die Brennstoffzufuhr in den Einlauf des Staustrahlantriebes verlagert und die Injektion findet auf den Rampen des Einlaufs statt. Vorteil dieser Injektionsvariante ist die verlängerte Aufenthaltsdauer des Brennstoffs innerhalb der Strömung. Der eingebrachte Brennstoff wird mit Sauerstoff vermischt und durch die Verdichtungsstoßsysteme innerhalb des Einlaufs findet bereits die Induktionsphase der Verbrennungsreaktion statt. Bei Eintritt in die Brennkammer liegt somit eine mit freien Atomen und Radikalen versehene Brennstoff-Luft-Mischung vor, die entsprechend schnell reagieren kann [93].

Eine ähnliche Strategie verfolgt die Behandlung des Injektionsgases. Im Gegensatz zum radical farming wird allerdings nicht der Injektionsort stromauf verlagert, sondern der injizierte Brennstoff direkt behandelt, wobei die Grundidee dabei immer ähnlich ist. Der injizierte Brennstoff soll bereits freie Atome und Radikale (geringe Konzentrationen im ppm Bereich) vor Eintritt in die Brennkammer enthalten damit

nach Injektion und Mischung mit Luft direkt Kettenverzweigungs- und Kettenfortpflanzungsreaktionen stattfinden können. Eine Reduktion der Reaktionsdauer des Brennstoff-Luft-Gemischs ist die Folge. Die angewendeten Maßnahmen reichen dabei von Nebenstrominjektoren [113] bis zur katalytischen Vorbehandlung des Brennstoffs. Wobei Untersuchungen zur katalytischen Vorbehandlung von Wasserstoff und der Reduktion der Selbstzündtemperatur derzeit ebenfalls am LFA durchgeführt werden [97, 98].

Eine weitere Möglichkeit der direkten Brennstoffbehandlung zur Stabilisierung der Verbrennung wird durch Brennstoff-Additive erreicht. Ein Beispiel für solche Additive ist der Zusatz von hoch reaktivem und hypergolem Monosilan (SiH_4). Untersuchungen zeigen, dass der Einsatz von Monosilan eine Reduktion der Zündverzugszeit sowie der Selbstzündtemperatur in Überschallbrennkammern zur Folge hat [87, 120]. So wurde beispielsweise bei dem Flugversuch der X-43A Monosilan als Zündhilfe erfolgreich eingesetzt [134].

Neben diesen Maßnahmen existieren Strategien zur Zündung und Stabilisierung der Verbrennung unter Zuhilfenahme externer Energiezufuhr. Eine verwendete Maßnahme stellte die Zündung mittels elektrischer Plasmaquellen dar. Die externe Energiezufuhr hat dabei unterschiedliche Auswirkungen auf das zu zündende Gemisch. Die örtlich stark begrenzte hohe Energiezufuhr führt lokal durch Aufheizung zu Störungen in der Strömung und somit zur besseren Vermischung sowie durch Ionisation und Dissoziation zur Bildung von freien Radikalen [114, 122]. Die externen Zündquellen werden in der Regel in Kombination mit geometrischen Maßnahmen zur Flammenstabilisierung eingesetzt [112]. Je nach Anwendung kann eine dauerhafte externe Energiezufuhr (z. B. oszillierendes Plasma) oder nur für die Zündung eine einmalige Energiezufuhr (z. B. einmaliger Laserbeschuss) erfolgen.

Die am LFA betriebene Überschallbrennkammer ist mit einem ähnlichen System zur Zündung und Stabilisierung der Verbrennung ausgestattet. Zur Zündung und Stabilisierung der Verbrennung wird in der Überschallbrennkammer eine Pilotflamme betrieben. Hierfür wird in den Nachlauf eines Zentralinjektors Wasserstoff und Luft eingebracht und über einmaligen Laserbeschuss gezündet. Die Flamme ankert im Rezirkulationsgebiet des Injektors und ist selbsterhaltend. Die Pilotflamme führt neben der Erhöhung der statischen Temperatur im Nachlauf des Injektors, zur Bildung von freien Atomen und Radikalen und somit zur Stabilisierung der Verbrennung.

2.3 Eindimensionale Modellierung einer Überschallströmung

Innerhalb einer Überschallbrennkammer entstehen eine Vielzahl unterschiedlichster Strömungsphänomene und Prozesse. Neben den dargestellten Mischungs- und Reaktionsprozessen existieren beispielsweise zusätzlich Verdichtungsstoßsysteme mit komplizierten Stoß-Grenzschicht-Interaktionen. Die numerische Betrachtung aller dieser Phänomene ist selbst mit den heutigen Computerressourcen nur mit enormem

Aufwand möglich. Die Rechenzeit einer dreidimensionalen CFD Simulationen einer reagierenden Überschallströmung liegt je nach Umfang und Detaillierungsgrad in der Größenordnung von einigen Wochen bis teilweise sogar Monaten [84]. Die anschließende Interpretation der erhaltenen Ergebnisse stellt die nächste Herausforderung dar. Durch die Vielzahl unterschiedlichster Einflussfaktoren ist die Identifikation der hauptverantwortlichen Effekte für beobachtbare Phänomene häufig schwierig. Eindimensionale Modellierungen hingegen sind bezüglich der Rechenzeit von wenigen Minuten und vor allem der Möglichkeit analytischer Interpretation der Ergebnisse dreidimensionalen Simulationen vorzuziehen. Die 1D Modellierung ist jedoch immer mit bestimmten Approximationen und Vereinfachungen verknüpft und diese Annahmen müssen in Realität zutreffen. In der Literatur finden sich eine Reihe von bereits implementierten Programmen zur 1D Modellierung einer Überschallströmung [11, 23, 115]. Unter anderem wurde auch am LFA eine 1D Modellierung zur Auslegung und zum Betriebsverhalten eines Scramjet-Antriebs von *Fuhrmann* in Matlab implementiert [38]. Alle 1D Modellierungen besitzen dabei eine identische Basis und gehen von nachfolgenden Annahmen aus.

2.3.1 Grundannahmen der 1D Modellierung

In einer Überschallbrennkammer entstehen entweder durch den Querschnittsverlauf der Brennkammer selbst oder durch Injektionskonzepte zweidimensionale Expansionsfächer und Verdichtungsstöße. Eine Expansion ist ein isentroper Strömungsvorgang und somit eindimensional gut beschreibbar, ein Verdichtungsstoß hingegen ist immer ein verlustbehafteter Vorgang. Diesen Verlusten kann in einer eindimensionalen Modellierung nicht Rechnung getragen werden und müssen durch die Annahme einer isentropen Kompression approximiert werden. Die Ungenauigkeit nimmt dabei mit zunehmendem Umlenkwinkel und steigender Machzahl der Strömung zu. Abbildung 2.5 zeigt zur Verdeutlichung die Zustände einer stoßbehafteten Strömung in der sogenannten Hodographen Ebene. In dieser Darstellung wird die auf den Vorstoßzustand (1) normierte Druckerhöhung $\frac{p_2}{p_1}$ über dem jeweiligen Umlenkwinkel ϑ der Strömung durch einen Verdichtungsstoß bei konstanter Vorstoßmachzahl abgebildet. Der Verlauf der Druckerhöhung in Abbildung 2.5 ist durch die typischen Stoßzustände gekennzeichnet [4]. Geringe Strömungsumlenkung führen zu einem moderaten Druckanstieg und einer Nachstoßmachzahl Ma_2 im Überschall. Mit zunehmendem Umlenkwinkel steigt die Druckerhöhung und die Nachstoßmachzahl sinkt bis zum Erreichen des maximal möglichen Umlenkwinkels ab. Bei weiterer Erhöhung des Umlenkwinkels löst in Realität der Stoß ab und ein senkrechter Stoß bildet sich aus. Der anschließende Bereich in der Herzkurve ist der schiefen Stoßlösung mit einer Nachstoßmachzahl im Unterschall zuzuordnen.

Zusätzlich ist in das Diagramm die isentropen Polare (isentropie Kompression) bei identischer Ausgangsmachzahl mit eingezeichnet. Für den dargestellten Fall einer Vorstoßmachzahl von $Ma_1 = 2$ verlaufen beide Kurven bis ca. 20° Umlenkwinkel nahezu identisch. Die erzeugten Strömungsverluste von Verdichtungsstößen sind in diesem Bereich entsprechend gering und durch eine isentrope Kompression gut zu

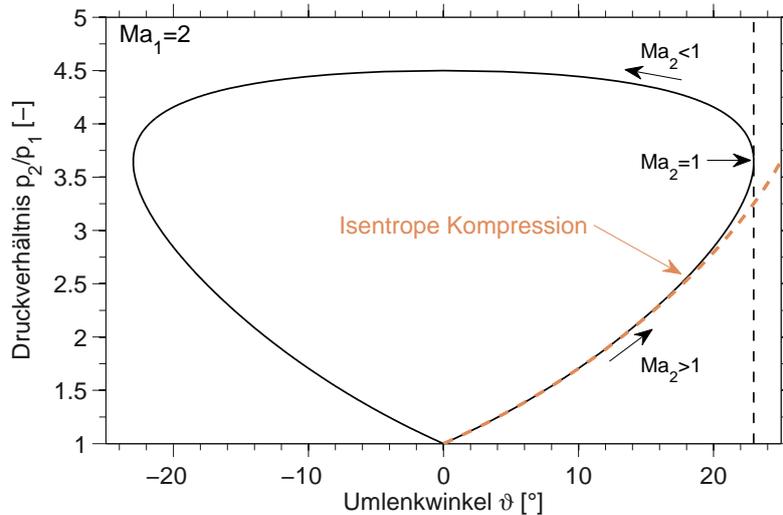


Abb. 2.5: Herzkurve eines Verdichtungsstoßes (Vorstoßmachzahl $Ma_1 = 2$) und isentrope Kompression bei identischer Umlenkung, modifiziert nach [4, S. 29]

approximieren. Bei steigender Machzahl und steigenden Umlenkswinkeln nehmen die Verluste zu und die Unterschiede zur isentropen Kompression werden wesentlich deutlicher [4, S. 29]. Für eine 1D Modellierung bedeutet diese Entwicklung, dass für ein hohes Machzahlniveau und große Umlenkungen ein deutlicher Unterschied existiert und die Modellierung nur noch eingeschränkt anwendbar ist. Für die typischen moderaten Machzahlen ($Ma \approx 2 - 3$) und Umlenkswinkel innerhalb einer Überschallbrennkammer ist eine eindimensionale Modellierung der Strömung hingegen durchaus gerechtfertigt und der resultierende Modellierungsfehler durch Stoßverluste entsprechend gering.

Die zweite Annahme einer eindimensionalen Modellierung ist prinzipiell selbst erklärend und gerät daher häufig in Vergessenheit. In einer 1D Modellierung wird der gesamte Strömungskanal als ein einziger Stromfaden betrachtet, alle Strömungsgrößen über den Querschnitt gemittelt und der Strömungskanal auf eine einzige Stromlinie reduziert [149]. In Strömungsquerrichtung dürfen somit per Definition keine großen Gradienten oder Unterschiede existieren. Dementsprechend findet beispielsweise unabhängig von der Art der Verbrennungsmodellierung ebenfalls die Wärmezufuhr immer homogen über den gesamten Kanalquerschnitt statt und die inhomogene Brennstoffverteilung aufgrund der Injektion (vgl. Kapitel 2.1) innerhalb des Kanalquerschnitts kann nicht berücksichtigt werden. Identische Aussage gilt auch für Injektoren die zur besseren Mischung dreidimensionale Strömungsfelder erzeugen. Die großen Geschwindigkeitskomponenten in Strömungsquerrichtung stehen grundsätzlich nicht im Einklang mit den Randbedingungen einer eindimensionalen Modellierung. In Kapitel 6.3 wird näher auf diese Vereinfachung und die Folgen für eine klassische eindimensionale Modellierung eingegangen.

2.3.2 Beschreibendes Gleichungssystem

Bei Betrachtung einer eindimensionalen, stationären Strömung mit Wärmezufuhr im Kanal veränderlichen Querschnitts kann nach *Shapiro* durch Umformulierung der Kontinuitäts-, Impuls-, und Energieerhaltung ein System gekoppelter Differentialgleichungen formuliert werden [119]. Am Beispiel der Differentialgleichung der Machzahlverteilung werden im Folgenden die einzelnen Einflusskoeffizienten des Gleichungssystems vorgestellt. Eine detaillierte Herleitung der Gleichungen ist in [119] zu finden sowie weiterführende Beschreibungen zu den Einflusskoeffizienten u.a. in [38] und [115].

$$\begin{aligned} \frac{1}{Ma} \frac{dMa}{dx} = \frac{1}{1 - Ma^2} \left[- \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} Ma^2 \right) \frac{1}{A} \frac{dA}{dx} + \left(\frac{1 + \kappa Ma^2}{2} \right) \frac{1}{c_p T} \frac{dq}{dx} + \right. \\ \left. + \left(\frac{\kappa Ma^2 (1 + \frac{\kappa - 1}{2} Ma^2)}{2} \right) 4 \frac{c_f}{D_h} + \right. \\ \left. + \left((1 + \kappa Ma^2) \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} Ma^2 \right) \right) \frac{1}{\dot{m}} \frac{d\dot{m}}{dx} + \right. \\ \left. - \left(\frac{1 + \kappa Ma^2}{2} \right) \frac{1}{M} \frac{dM}{dx} \right] \end{aligned} \quad (2.9)$$

In der gewählten Darstellung ist der gemeinsame Vorfaktor $\frac{1}{1 - Ma^2}$ aller Einflussfaktoren zu beachten. In der nachfolgenden Diskussion wird immer von einer Überschallströmung $Ma > 1$ ausgegangen und der Vorfaktor ist somit stets negativ.

Einfluss des Flächenverlaufs dA

Der Einfluss des Flächenverlaufs auf die Strömungsgrößen in Gl. 2.9 verdeutlicht das typische Verhalten jeder Überschallströmung im Kanal veränderlichen Querschnitts. Ein konvergierender Querschnitt führt zur Reduktion, ein divergierender hingegen zur Erhöhung der Machzahl. Dieses Verhalten ist Grund für das klassische Design einer Überschallbrennkammer mit divergierendem Querschnittsverlauf. Die reduzierten Einflüsse bspw. der Wärmezufuhr und der Reibung auf die Machzahl werden so teilweise kompensiert und das Erreichen der thermischen Sperrgrenze wird verzögert. Darüber hinaus wird der entstehende positive Druckgradient innerhalb der Brennkammer abgeschwächt und die Gefahr von Grenzschichtablösungen reduziert (vgl. Kapitel 3). Für die Modellierung einer bestehenden Brennkammer ist der Querschnittsverlauf bekannt und der Einflussfaktor kann bestimmt werden.

Einfluss der Wärmezu- und abfuhr dq

Wie bereits erwähnt, wird unabhängig von der Modellierungsart der ablaufenden Reaktion, die Wärmezu- und abfuhr immer homogen über den Gesamtquerschnitt ver-

teilt betrachtet. Bei konstantem Querschnittsverlauf und einer reibungsfreien Strömung nimmt die Wärmezufuhr einen reduzierenden Einfluss auf den Machzahlverlauf. Die Machzahl einer Überschallströmung wird in Richtung der Schallbedingung getrieben und führt schlussendlich zur thermischen Blockade des Systems (vgl. Kapitel 3). Der Verlauf und der Betrag der Wärmezufuhr dq ist zunächst unbekannt und muss immer über zusätzliche Terme modelliert werden. Für die Beschreibung der Wärmezufuhr existieren unterschiedliche Modellierungen, die sich hinsichtlich Komplexität und Betrachtungsweise deutlich unterscheiden. Eine Möglichkeit, die Wärmezufuhr innerhalb einer Überschallbrennkammer zu bestimmen, ergibt sich durch die Beschreibung der ablaufenden chemischen Reaktion. Die Modellierungsarten der Reaktion reichen dabei von einfachen Einschrittmechanismen [38] bis hin zur detaillierten Betrachtung der chemischen Reaktionskinetik mit den zugehörigen Elementarreaktionen [11, 132]. Zur korrekten Berechnung des Reaktionsablaufs müssen zusätzlich u.a. die Effekte der Brennstoffeinbringung durch Berücksichtigung der Mischungsweglängen und des Vermischungswirkungsgrad erfolgen. Eine weitere Möglichkeit, die Wärmezufuhr infolge der ablaufenden Reaktion zu betrachten, ergibt sich durch eine rein fiktive Wärmezufuhr über Wärmequellen ohne ablaufende Stoffumwandlung [34]. Diese Approximation stellt eine deutliche Vereinfachung der ablaufenden Reaktion dar, hat aber den Vorteil einer analytisch beschreibbaren Strömung zur Folge. So wird beispielsweise in der analytischen Beschreibung des thermischen Sperrens immer von dieser Vereinfachung Gebrauch gemacht. Nachteil dieser Modellierung ist der unbekannte und zu definierende Verlauf der Wärmezufuhr. Für die Nachrechnung von experimentellen Ergebnissen kann allerdings der Verlauf durch inverse Berechnung der lokalen Wärmezufuhr anhand von experimentellen Messergebnissen iterativ bestimmt werden.

Die Wärmeabfuhr erfolgt in Überschallbrennkammern hauptsächlich durch aktive Kühlung der Brennkammerwände. Für die Beschreibung und Modellierung des Wärmeflusses über die Brennkammerwände existieren in der Literatur zahlreiche Methoden. Auf eine detaillierte Diskussion der unterschiedlichen Methoden wird an dieser Stelle verzichtet und nur das verwendete Modell in der implementierten Modellierung beschrieben. Im Zusammenhang mit der untersuchten Überschallbrennkammer wurden mit der Bezugstemperaturmethode (Reference Temperatur Method (RTM)) sehr gute Ergebnisse erzielt [37, 38]. In dieser vereinfachten Approximation wird von einer überströmten ebenen Platte mit einer konstanten Wandtemperatur T_W ausgegangen. Durch Nutzung der Reynolds Analogie kann mit dem Reynolds Analogie Faktor s eine Beziehung zwischen kompressiblen Reibungsbeiwert c_f (vgl. Gl. 2.12) und der Stanton-Zahl St formuliert werden [2]:

$$St = \frac{c_f}{2s} \quad (2.10)$$

Über die lokale Stanton Zahl St kann im Fall der überströmten ebenen Platte die Wärmestromdichte q_W in Abhängigkeit der lokalen Strömungszustände bestimmt werden [2, S.286ff]:

$$St = \frac{q_W}{\rho_\infty u_\infty c_p (T_{t_\infty} - T_W)} \quad (2.11)$$

Aus gewonnenen Erfahrungswerten wird der Reynolds Analogie Faktor s in der untersuchten Brennkammer zu 0.9 gewählt [38, 133]. Die Modellierung der Wärmeabfuhr nach der Bezugstemperaturmethode liefert eine Abschätzung. Für eine detaillierte Betrachtung des entstehenden Wandwärmestroms sind aufwendige dreidimensionale Simulationen der Überschallströmung notwendig.

Einfluss der Reibung c_f

Die Modellierung der turbulenten, kompressiblen Überschallgrenzschicht und die resultierenden Totaldruckverluste sind in dem Gleichungssystem 2.9 indirekt über die Impulsbilanz enthalten. Der Einflussfaktor ist über den kompressiblen Reibungsbeiwert c_f bestimmt. In einer Überschallströmung hat die Reibung auf beispielsweise den Machzahlverlauf immer einen nicht zu vernachlässigenden reduzierenden Einfluss. Zur Bestimmung des Reibungsbeiwerts existieren unterschiedliche empirische Korrelationen. *Scheuermann* bspw. vergleicht unterschiedliche Methoden miteinander und zeigt, dass die unterschiedlichen Modelle zu sehr ähnlichen Strömungszuständen innerhalb der Überschallbrennkammer führen [115]. Die in der nachfolgenden Untersuchung eingesetzte Modellierung des Reibungsbeiwerts verwendet die bereits erwähnte Bezugstemperaturmethode (RTM). In dieser Formulierung wird der Reibungsbeiwert c_f für die turbulente inkompressible Überströmung einer ebenen Platte durch die Referenztemperaturmethode auf den kompressiblen Fall transformiert. Für den inkompressiblen Fall der ebenen Platte kann der Reibungsbeiwert mit Gl. 2.12 angegeben werden [146, S.430]:

$$c_f = \frac{0.0592}{Re^{0.2}} \quad (2.12)$$

Die Transformation auf den kompressiblen Fall wird durch die Berechnung der Reynoldszahl Re bei der Bezugstemperatur T^* vollzogen. Die Berechnung der Bezugstemperatur ergibt sich mit Gleichung 2.13 zu [146]:

$$\frac{T^*}{T_\infty} = 1 + 0.32Ma_\infty^2 + 0.58 \left(\frac{T_W}{T_\infty} - 1 \right) \quad (2.13)$$

Analog zur Modellierung der Wärmeabfuhr approximiert der lokale Reibbeiwert c_f den Reibungseinfluss in relativ guter Näherung. Eine detaillierte Betrachtung und Aussagen zum Grenzschichtverhalten (bspw. Grenzschichtablösungen) sind mit dieser Modellierung aber nicht möglich.

Einfluss der Massenzufuhr \dot{m} und der molaren Masse dM

Die beiden letzten Einflussfaktoren im Gleichungssystem 2.9 betreffen einerseits die Änderung des Massenstroms \dot{m} beispielsweise durch Injektion und andererseits die Änderung der mittleren molaren Massen M aufgrund der Änderungen der stofflichen Zusammensetzung. Der Einfluss auf den Strömungszustand durch Massenzufuhr ist

insbesondere für wasserstoffbetriebene Überschallbrennkammern gering. Bei stöchiometrischer Mischung beträgt der Wasserstoffmassenstrom nur ca. 2.9% des Gesamtmassenstroms. Darüber hinaus werden aufgrund gasdynamischer Limitierungen in der Regel bei Weitem keine stöchiometrischen Bedingungen erreicht und der Massenanteil Wasserstoff ist nochmals deutlich reduziert. Die Zufuhr von Masse ist jedoch aus einem weiteren Standpunkt von Interesse. Der Einfluss von Massenzufuhr auf eine Überschallströmung ist laut Gl. 2.9 äquivalent zur Wärmezufuhr. Diese Tatsache wird in experimentellen Untersuchungen genutzt, um den Einfluss der Wärmezufuhr in einer nicht reagierenden Strömung durch Injektion von Masse zu simulieren [22] (vgl. Kapitel 3). Die Änderung der mittleren molaren Masse geht mit der Brennstoffinjektion und der ablaufenden Stoffumwandlung einher. Die größten Unterschiede sind bei einer Wasserstoffverbrennung, aufgrund der deutlich unterschiedlichen molaren Massen ($M_{H_2} \approx 2$, $M_{Luft} \approx 29$), im Bereich der Injektion bzw. Mischung zu erwarten. Eine Abschätzung zum Einfluss der Änderung der stofflichen Zusammensetzung aufgrund der Injektion von Wasserstoff sowie einer ablaufenden Reaktion in der untersuchten Überschallbrennkammer kann durch die am LFA bereits bestehende 1D Modellierung einer Überschallverbrennung von Fuhrmann [37, 38] erfolgen. Die Änderung der mittleren Molaren Masse M , des Isentropenexponenten κ und der Wärmekapazität c_p im Fall einer ablaufenden Reaktion liegen demnach in einem Bereich von etwa 10-15%. Für eine ingenieurmäßige Betrachtung der untersuchten Überschallbrennkammer ist somit kein signifikanter Einfluss auf die Überschallströmung aufgrund der Änderung der stofflichen Zusammensetzung bzw. der Injektion zu erwarten.

2.3.3 Einsatzgebiete von 1D Modellierungen

Unter den beschriebenen Voraussetzungen eignen sich 1D Modellierungen zur Approximation einer reagierenden Überschallströmung und können das Verhalten der Strömungsgrößen innerhalb einer Überschallbrennkammer wiedergeben. Lokal begrenzte Phänomene wie bspw. Rezirkulationsgebiete oder Ablösungen können hingegen nicht modelliert werden und sind 3D Simulationen vorbehalten.

Die Einsatzgebiete von 1D Tools sind hingegen einerseits die Vorauslegung oder die Leistungsvorhersage des Gesamtantriebs [38]. Andererseits können mit einer 1D Modellierung gasdynamische Phänomene (z.B. thermisches Blockieren) aufgezeigt und formal beschrieben werden. Um derartige Betrachtungen durchführen zu können, ist es allerdings sinnvoll die Strömung so vereinfacht wie möglich zu beschreiben und nur wesentliche Haupteinflussfaktoren zu modellieren. In reagierenden Überschallströmungen ist insbesondere die Modellierung der Verbrennung anspruchsvoll und verkompliziert das zu lösende Gleichungssystem deutlich. Die einfachste Form eine reagierende Überschallströmung nachzubilden, ist die Modellierung eines kalorisch perfekten Gases in einer diabaten und reibungsbehafteten Überschallströmung mit fiktiver Wärmezufuhr über Wärmequellen. Die Änderung der stofflichen Zusammensetzung und der Massenzufuhr durch Injektion werden entsprechend vernachlässigt. Zu diesem Zweck wurde, durch Modifikation des bestehenden 1D Tools von *Fuhr-*

mann [38], in der vorliegenden Arbeit eine 1D Modellierung in Matlab implementiert (vgl. Kapitel 6.3).

3. Betriebsgrenzen eines Scramjets

Ein unter allen Umständen zu vermeidender Zustand im Flugfall eines Staustrahlantriebs ist die Blockade des Einlaufs (sog. Inlet Unstart). Bei diesem Strömungsphänomen formieren sich im Einlauf des Triebwerks ungewollte Stoßstrukturen und der Luftmassenstrom durch das Triebwerk wird deutlich reduziert. Abbildung 3.1 stellt durch eine Schlierenaufnahme den Unterschied zwischen einem gestartetem (vgl. Abb. 3.1(a)) und einem nicht gestartetem Einlauf (vgl. Abb. 3.1(b)) dar. Bei gestartetem Einlauf zeichnet sich die Strömung durch einen definierten Verdichtungsstoß aus. Der maximal mögliche Massenstrom wird durch den Einlauf gefangen und die erzeugten Einlaufverluste sind minimal. Bei Inlet Unstart dagegen formieren sich im Einlauf zusätzliche und teilweise senkrechte Stoßstrukturen. Der gefangene Luftmassenstrom des Einlaufs sinkt und hohe zusätzliche Einlaufverluste werden produziert.

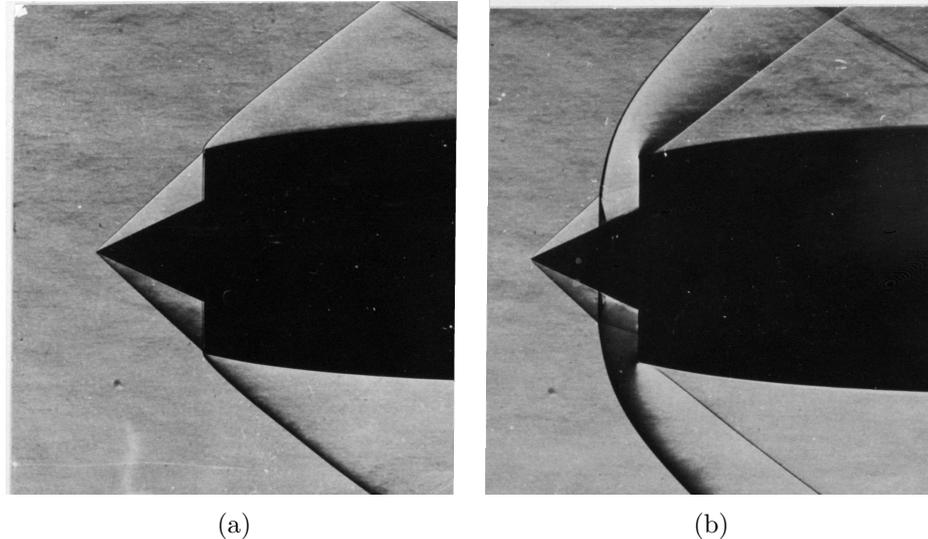


Abb. 3.1: Schlierenaufnahme eines (a) gestartetem und (b) nicht gestartetem Einlaufs (sog. Inlet Unstart) [118, S. 224]

Als Folge des Inlet Unstart setzt eine deutliche Reduktion des Schubes und zusätzlich eine deutliche Steigerung des Strömungswiderstandes des Einlaufs ein. Dementsprechend kommt es zum Versagen des Antriebs und ein Verlust des Gesamtsystems kann die Folge sein [50, S. 250] , [17, 91].

Grundsätzlich kann zwischen zwei Ursachen für eine Blockade des Einlaufs unter-

schieden werden. Zum einen können extern aufgeprägte Änderungen in der Zuströmung des Einlaufs, wie eine Änderung der Flugmachzahl oder des Anstellwinkels, zum Inlet Unstart führen. Zum anderen kann die Ursache in Störungen liegen die ihren Ursprung stromab des Einlaufs haben [17]. Diese Störungen sind mit der intensiven Wärmefreisetzung innerhalb der Überschallbrennkammer und einer daraus resultierenden Änderung des Strömungszustandes gekoppelt. Problematisch ist dabei die nicht stetige und plötzliche Änderung im Betriebsverhalten der Brennkammer und die schwierige Vorhersagbarkeit dieser Zustandsänderung [65]. In der Regel wird als Ursache für eine Zustandsänderung das thermische Sperren der Überschallbrennkammer oder eine Ablösung der Grenzschicht verantwortlich gemacht.

3.1 Thermisches Sperren

Das klassische Limit einer Überschallverbrennung folgt direkt aus der eindimensionalen Betrachtung einer Überschallströmung mit Wärmezufuhr (vgl. Kapitel 2.3). Wird eine eindimensionale reibungsfreie Strömung eines perfekten Gases im Kanal konstanten Querschnitts unter dem Einfluss von Wärmezufuhr betrachtet kann die sogenannte Rayleigh Kurve (vgl. Abbildung 3.2) hergeleitet werden [119].

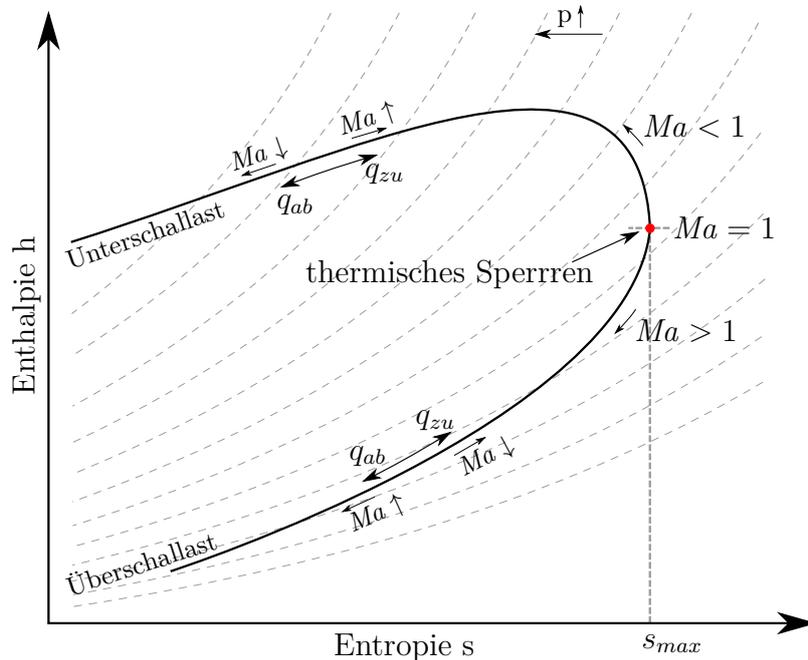


Abb. 3.2: Schematische Darstellung der Rayleigh Kurve im h-s Diagramm

Dargestellt im h-s Diagramm zeigt diese Kurve den Einfluss der Wärmezufuhr auf eine Strömung unter den genannten Randbedingungen. Der Kurvenverlauf ist unterteilt in einen Über- und eine Unterschalllast, wobei beide Kurven sich im Punkt

maximaler Entropie entsprechen. Im Fall einer Überschallströmung führt die Wärmezufuhr zur Reduktion der Machzahl und Steigerung des statischen Drucks. Der Punkt maximal möglicher Entropie korrespondiert mit dem Erreichen der Schallbedingung ($Ma = 1$). Weitere Wärmezufuhr müsste anschließend mit einer Verringerung der Entropie einhergehen und verletzt somit den zweiten Hauptsatz der Thermodynamik. Wird in dieser Modellvorstellung die Schallbedingung durch Wärmezufuhr erreicht spricht man von thermischen Blockieren bzw. thermischem Sperren des Systems. Eine weitere Wärmezufuhr ist unter gleichen Randbedingungen nicht möglich und eine Anpassung des Strömungszustands muss folgen. In der Modellvorstellung kann die Anpassung im Überschall durch einen instationären senkrechten Verdichtungsstoß stromauf der Wärmezufuhrzone erfolgen [119]. Thermisches Sperren stellt somit unter diesen Randbedingungen eine scharfe Grenze zwischen einer Unterschall- und Überschallströmung dar und ein stetiger Übergang ist nicht möglich. Bei eindimensionalen Modellierungen einer reagierenden Überschallströmung und anschließender Diskussion geraten allerdings häufig die Randbedingungen aus Kapitel 2.3 in Vergessenheit. Die auftretende Singularität in dem zugrundeliegenden Gleichungssystem bei Erreichen der Schallbedingung gilt nur bei Vorgabe des Querschnittsverlaufs (bspw. konstanter oder divergierender Brennkammerverlauf). Wird allerdings anstelle der Vorgabe eines Querschnittsverlaufs eine Konstant-Druck Verbrennung gefordert oder ein spezieller Querschnittsverlauf gewählt, existiert in der Modellvorstellung kein thermisches Sperren und ein singularitätenfreier Schalldurchgang der Überschallströmung mit Wärmezufuhr ist durchaus möglich (vgl. Kapitel 6.5) [50, 119].

Die thermische Sperrgrenze ist eine Modellvorstellung und die erforderlichen Randbedingungen sind in einer Überschallbrennkammer nicht zwangsläufig erfüllt. Als Indikator für eine bevorstehende Zustandsänderung eignet sich die thermische Sperrgrenze aber durchaus. Sinkt die Machzahl in der 1D Modellierung einer Überschallbrennkammer bis auf unmittelbare Umgebung der Schallbedingung ab, ist eine bevorstehende Zustandsänderung des Systems wahrscheinlich.

3.2 Grenzschichtablösung

Die Wärmezufuhr in einer realen Überschallbrennkammer ist immer mit einem positiven Druckgradienten in Strömungsrichtung verbunden. Diese Druckänderung beeinflusst maßgeblich das Verhalten wie auch die Dicke der Grenzschicht innerhalb der Brennkammer. Bei zu hohem Druckgradient kann im Extremfall die wandnahe Strömung nicht mehr der Hauptströmungsrichtung folgen, eine Rückströmung bildet sich aus und eine Grenzschichtablösung entsteht (vgl. Abb. 3.3). Die Dicke der Grenzschicht nimmt stark zu und eine Beeinflussung der Hauptströmung erfolgt. Analog zu der Betrachtung des JISC (vgl. Abb. 2.2) entsteht für die Hauptströmung ein fiktiver Körper der die Strömung umgelenkt und in einer Überschallströmung zusätzlich Verdichtungsstöße entstehen lässt [4].

Die Beurteilung einer möglichen Grenzschichtablösung bzw. eine analytische Be-

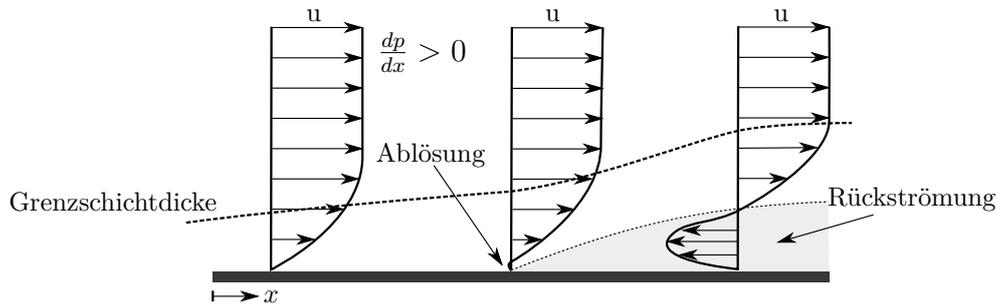


Abb. 3.3: Schematische Darstellung einer beginnenden Grenzschichtablösung, modifiziert nach [4]

schreibung der Grenzschicht in einer reagierenden Überschallströmung ist allerdings nicht ohne weiteres möglich. In einer Überschallbrennkammer ist aufgrund der hohen Reynoldszahl von einer turbulenten und kompressiblen Grenzschicht auszugehen, die unter dem Einfluss eines veränderlichen Drucks entlang des Strömungskanals steht. Eine analytische Beschreibung der Entwicklung einer solchen Grenzschicht sowie eine korrekte Vorhersage der Grenzschichtablösung ist nicht möglich [115]. Für die Beurteilung einer möglichen Grenzschichtablösung muss somit auf empirisch ermittelte Korrelationen zurückgegriffen werden. Ein häufig eingesetztes und validiertes Kriterium zur Beurteilung der Grenzschicht in einer Überschallströmung wurde von *Korkegi* entwickelt [59]:

$$\frac{p_s}{p} = 1 + 0.3Ma^2 \quad (3.1)$$

Identisch zur Druckerhöhung über einen Verdichtungsstoß liefert das Kriterium, durch den statischen Druck p und die Machzahl Ma vor der Ablösung, die Druckerhöhung $\frac{p_s}{p}$ ab der mit einer Grenzschichtablösung gerechnet werden muss. Das *Korkegi* Kriterium entstammt einer empirisch ermittelten Ausgleichskurve von unterschiedlichen experimentellen Untersuchungen, wobei das ursprüngliche Anwendungsgebiet Überschalleinlaufströmungen betrifft. Die Eignung für die Anwendung in Überschallbrennkammer konnte u.a. von *Dann* nachgewiesen werden [21]. Neben dem Kriterium nach *Korkegi* existieren weitere ähnliche Ablöse Kriterien, z.B. von *Love* [72] oder *Kutschenreuter* [19]:

$$\frac{p_s}{p} = 0.9018Ma^{-0.9898}2.074^{Ma} \quad (3.2)$$

Die Korrelationen zur Beurteilung einer möglichen Ablösung aufgrund zu hohen Gegendrucks sind reine Funktionen der Machzahl und des statischen Drucks, weitere Einflüsse wie Wandtemperaturen oder die Reynoldszahl werden hingegen als vernachlässigbar angesehen [116]. In einer realen Grenzschicht haben beide Faktoren einen Einfluss welche zusammenfassend laut *Babinsky* folgendermaßen formuliert werden können. Für eine ausgebildete turbulente Grenzschicht spielen Wandrei-

bungseinflüsse eine untergeordnete Rolle und die Widerstandsfähigkeit der Grenzschicht gegen Ablösung ist somit praktisch unabhängig von der Reynoldszahl. Die Wandtemperatur hingegen nimmt Einfluss auf die Ablöseigung. Während die Grenzschicht an einer gekühlten Wand eine höhere Widerstandsfähigkeit aufweist, neigt die Grenzschicht an einer heißen Wand eher zur Ablösung. Dieses Verhalten kann nach *Babinsky* auf zwei Effekte zurückgeführt werden. Nachdem das Geschwindigkeitsprofil innerhalb einer Grenzschicht als unabhängig von der Wandtemperatur angesehen werden kann, die Wandtemperatur jedoch den Temperaturverlauf und damit den Machzahlverlauf innerhalb der Grenzschicht bestimmt, ist bei einer gekühlten Wand die Schallgeschwindigkeit in Wandnähe reduziert und der Schalldurchgang innerhalb der Grenzschicht somit näher an die Wand verlagert. Zusätzlich ist die Dichte in Umgebung einer gekühlten Wand und damit der Impuls in Wandnähe erhöht, wobei gleichzeitig, aufgrund der geringeren Viskosität, die Wandschubspannung im Vergleich zur heißen Wand vermindert ist [4, S.30]. Die vorgestellten Kriterien eignen sich, trotz dieser vereinfachten Betrachtungsweise, zur Beurteilung der Ablöseigung einer Grenzschicht. Eine exaktere Bestimmung ist allerdings nur mit aufwendigen 3D-CFD Simulationen möglich.

Neben rein druckinduzierter Ablösung der Grenzschicht können ebenfalls Stoß-Grenzschicht-Interaktionen (sog. shock-wave/boundary-layer interaction (SWBLI)) zur Ablösung führen, wobei sich phänomenologisch beide Effekte entsprechen. Die Grenzschicht muss dem verbundenen Druckanstieg einer Stoßreflexion widerstehen können. Ist der Anstieg zu hoch löst die Grenzschicht ab. Abbildung 3.4 zeigt zwei mögliche SWBLI, wobei nur eine der Interaktionen zur Grenzschichtablösung führt.

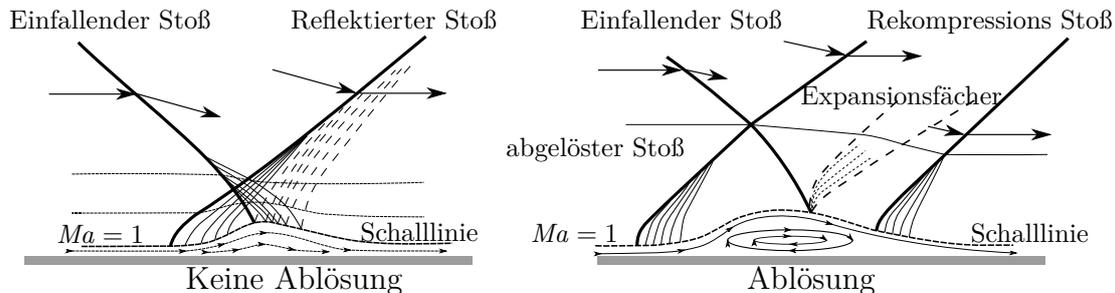


Abb. 3.4: Stoß-Grenzschicht-Interaktion ohne und mit Ablösung der Grenzschicht, modifiziert nach [4]

Kann die Druckerhöhung über den Stoß von der Grenzschicht verkraftet werden, findet keine Ablösung statt und man spricht von einer regulären Reflexion. In einer viskosen Strömung wandert die Druckerhöhung innerhalb der subsonischen Grenzschicht stromauf und dickt die Grenzschicht auf. Anstelle eines scharfen Druckanstiegs folgt innerhalb der Grenzschicht eine kontinuierliche Druckerhöhung. Von der Grenzschicht werden Kompressionswellen ausgesendet, die sich zum reflektierten Stoß vereinigen.

Die zweite dargestellte SWBLI ist eine irreguläre Reflexion und führt zur lokalen

Grenzschichtablösung. Die Grenzschicht dickt ebenfalls aufgrund der subsonischen Anteile auf, der Druckanstieg ist jedoch zu hoch und eine Rezirkulationszone entsteht. Stromauf der Ablösung kommt es durch die starke Umlenkung der Kernströmung zu einem abgelösten Stoß. Der Druckanstieg innerhalb der Grenzschicht über die SWBLI ist in drei Bereiche unterteilt. Vor der Ablösung findet ein erster Anstieg statt, im Bereich der Ablösung hingegen herrscht ein näherungsweise konstantes Druckniveau und ein typisches Druckplateau bildet sich aus. Stromab der Ablösung findet anschließend der restliche Druckanstieg statt. Der einfallende Stoß wird an der Ablöseblase aufgrund der Druckrandbedingung als Expansion reflektiert und stromab der Ablösung entsteht ein Rekompansionsstoß und die Grenzschicht liegt wieder an. Innerhalb der Kernströmung sind anstelle der zwei charakteristischen Stöße einer regulären Stoßreflexion, drei Stöße und ein Expansionsfächer zuerkennen [4]. Bei der irregulären SWBLI kann zusätzlich durch die Stoßkreuzung des einfallenden und abgelösten Stoßes eine Machscheibe entstehen und so ein lokales Unterschallgebiet verursachen [77].

Innerhalb eines begrenzten Strömungskanal können sich bei zu hohem Gegenruck unterschiedliche Stoß-Grenzschicht-Interaktionen ausbilden. *Matuso* teilt die möglichen Interaktionen abhängig von der herrschenden Machzahl in vier unterschiedliche Bereiche ein [78] (vgl. Abb. 3.5).

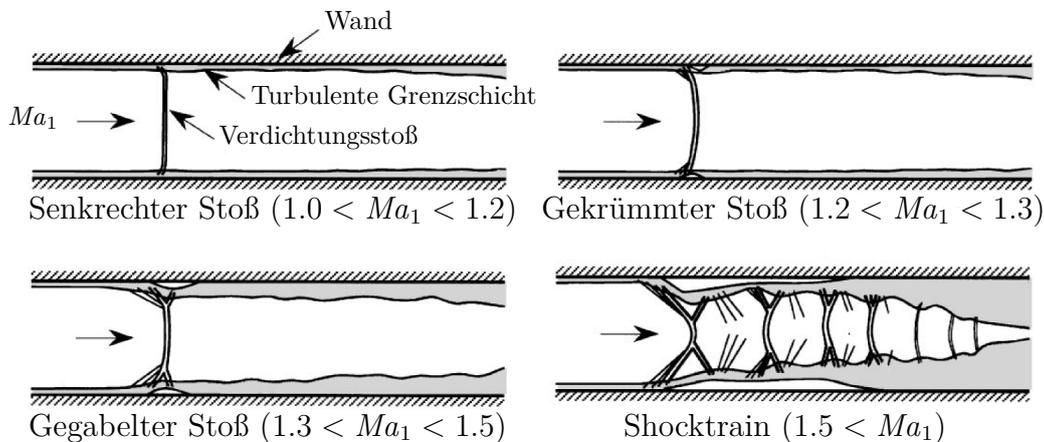


Abb. 3.5: Übergang einer senkrechten SWBLI zu einem Shocktrain [78]

Für geringe Machzahlen $1.0 < Ma_1 < 1.2$ findet die reguläre Stoßreflexion statt. Im Machzahlbereich $1.2 < Ma_1 < 1.3$ beginnt die Ablösung der Grenzschicht und im Bereich $1.3 < Ma_1 < 1.5$ bilden sich erste irreguläre Stoßreflexionen aus. Ab Machzahlen $1.5 < Ma_1$ kann sich anschließend der sogenannte Shocktrain bilden und führt zur großflächigen Ablösung der Grenzschicht. Shocktrains werden in unterschiedlichsten Anwendungen und Systemen beobachtet. *Giglmaier* untersucht beispielsweise Shocktrains im Zusammenhang mit der gasdynamisch induzierten Partikelproduktion [43]. In Scramjet-Antrieben werden Shocktrains hingegen in der Regel im Zusammenhang mit der Transition zwischen Ram- und Scramjet Modus beobachtet (vgl. Abb. 1.1). Die schematische Abbildung 3.6 stellt die Stoßstrukturen

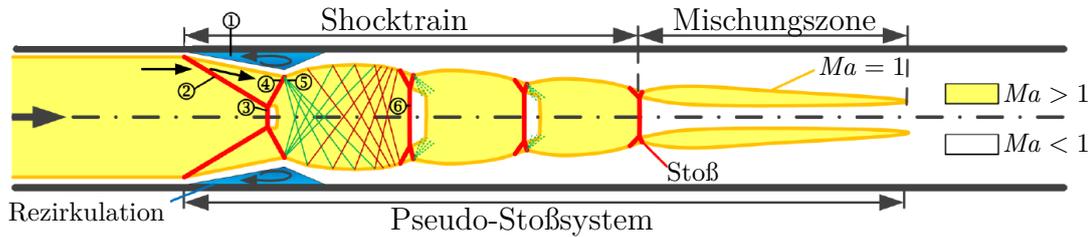


Abb. 3.6: Schematische Skizze eines Shocktrains mit Mischungszonen (sog. Pseudo-Stoßsystem) [43]

innerhalb eines Shocktrains detaillierter dar. Zu Beginn löst die Grenzschicht aufgrund zu hohen Gegendrucks (oder eines Stoßes) auf Kanalober- und Kanalunterseite ab, eine irreguläre SWBLI mit Grenzschichtablösung und abgelöstem Stoß ①/② entsteht. In Kanalmitte kreuzen sich beide abgelösten Stöße und eine Machreflexion ③, mit anschließendem lokalem Unterschallgebiet, folgt. Nach der Stoßgabelung wird der Verdichtungsstoß ④ an der Ablösung als Expansion ⑤ reflektiert und eine Umlenkung in Richtung der Kanalwände erfolgt. Die Expansion wiederum wird an der Schalllinie als Kompression reflektiert und eine aerodynamische Düse bildet sich im Kanal aus und beschleunigt die Strömung wieder komplett zurück in den Überschall. Die Kompressionswellen führen zum nächsten Stoß und der Vorgang wiederholt sich, ein Shocktrain entsteht. Der letzte dargestellte Teil bildet eine stoßfreie Mischungszone zwischen Unterschall- und Überschallgebieten (Mischungszone) und eine weitere, allerdings stoßfreie Druckerhöhung erfolgt. Beide Bereiche, Shocktrain und Mischungszone, werden zusammen als Pseudo-Stoßsystem bezeichnet [43].

Je nach Machzahlniveau und Druckerhöhung erfolgt innerhalb des Shocktrains die Ausbildung von Machscheiben und eine Reduktion der Machzahl bis in Unterschall (senkrechter Shocktrain) ist möglich. Beim schrägen Shocktrain hingegen erfolgen die Stoßdurchquerungen ohne Ausbildung einer Machscheibe und die Strömung verbleibt entsprechend im Überschall. Arbeitet ein Dual Mode Scramjet im Transitionsbereich im Scramjet Modus existieren keine Machscheiben innerhalb des Shocktrains und die Strömung verbleibt im Überschall. Im Ramjet Betrieb wird im Isolator über das dargestellte Pseudo-Stoßsystem bis in Unterschall verzögert [32].

3.3 Untersuchungen zur Transition einer Überschallströmung

Die gasdynamischen Vorgänge und die Auslöser der Transition einer reagierenden Überschallströmung sind bis heute nicht genau verstanden und werden weltweit im Rahmen unterschiedlicher Forschungsarbeiten numerisch wie experimentell beobachtet und untersucht. In nahezu allen Untersuchungen wird von der Transition der reagierenden Überschallströmung gesprochen, wenn sich im Isolator der Überschall-

brennkammer ein Shocktrain ausgebildet hat. Die Beurteilung der Existenz eines Shocktrains erfolgt entweder direkt durch Schlierenaufnahmen oder indirekt über die Messung und Interpretation des Wanddrucks. Findet ein Anstieg des Drucks stromauf der Brennstoffinjektion bzw. im Isolator der jeweiligen Konfiguration statt, wird von einem Shocktrain ausgegangen.

Die durchgeführten Untersuchungen zur Transition zeigen dabei immer einen ähnlichen Charakter. Bei Steigerung des Brennstoffmassenstroms oder Änderungen in der Zuströmung findet innerhalb der Brennkammer eine Zustandsänderung statt. Das interne Strömungsfeld und die Reaktionszone ändern sich, in Verbindung mit einer stromauflaufenden Anpassung der Überschallströmung, schlagartig. In der Regel führt die Anpassung zum Shocktrain im Isolator und wird daher häufig als precombustion Shocktrain bezeichnet. Wie bereits erwähnt, kann im Dual Mode Scramjet Konzept durch die Transition entweder der Scramjet Betrieb durch einen schrägen oder der Ramjet Modus durch einen senkrechten Shocktrain erreicht werden. Der Fokus vieler Untersuchungen liegt auf Untersuchungen zur Ausbildung und zum Verhalten des Shocktrains hinsichtlich eines möglichen Dual Mode Betriebs.

Die durchgeführten Untersuchungen lassen sich in zwei unterschiedliche Ansätze unterteilen. Der erste Ansatz verfolgt die Strategie die Transition einer reagierenden Überschallströmung in einer nichtreagierenden Strömung zu simulieren. Durch mechanische Androsselung des Kanals oder durch intensive Massenzufuhr in die Strömung wird versucht eine Ablösung der Grenzschicht zu erzeugen bzw. die Analogie zwischen Masse und Wärmezufuhr auszunutzen (vgl. Kapitel 2.3). Im zweiten Ansatz wird direkt durch intensive Wärmezufuhr die Transition einer reagierenden Überschallströmung erzeugt.

So untersuchen beispielsweise *Do et al.* die Vorgänge bei Inlet Unstart in einer Überschallströmung bei $Ma = 5$ durch massive Injektion von Luft in eine nichtreagierende Strömung [22]. *Wagner et al.* hingegen simulieren in Untersuchungen zu Isolatorströmungen durch Androsselung am Austritt eines Kanals mittels einer keilförmiger Drossel die Entstehung und Entwicklung eines Shocktrains [135, 136]. Das instationäre Verhalten eines kompletten Scramjet-Antriebs bei Simulation des verbrennungsinduzierten Gegendrucks durch Androsselung mittels einer Drosselklappe am Austritt der Brennkammer untersuchen *Rodi et al.* [109]. Neben diesen experimentellen Untersuchungen zu Shocktrains aufgrund von Drosselung oder Massenzufuhr finden sich ebenfalls numerische Untersuchungen ähnlicher Konfigurationen ohne ablaufende Verbrennung [123]. Vorteil der Untersuchungen zur Transition in einer nichtreagierenden Strömung ist die deutlich einfachere Umgebung und die Möglichkeit zum Einsatz unterschiedlichster Messtechniken. Allerdings kann durch eine mechanische Drosselung oder die Massenzufuhr nicht die adäquate Situation eines verbrennungsinduzierten Gegendrucks simuliert werden. *Laurence et al.* vergleichen beispielsweise analytisch die Unterschiede zwischen eines thermischen und geometrisch erzeugten Engstquerschnitts und können einen deutlichen Unterschied aufzeigen. Die Übertragbarkeit der Ergebnisse und Erkenntnisse einer erzwungenen Transition in einer nichtreagierenden Überschallströmung auf den Verbrennungsfall ist somit eher fraglich [65].

Eine der ersten experimentellen Untersuchungen zur Transition einer reagierenden Überschallströmung wurde von *Sullins* durchgeführt. In diesen Untersuchungen wurde die Beschleunigung eines Dual Mode Scramjet Konzepts von $Ma_\infty = 5.9$ auf $Ma_\infty = 6.2$ simuliert. Zu Beginn der Untersuchungen wurde zunächst ein (precombustion) Shocktrain beobachtet, der bei anschließender Beschleunigung verschwindet und der Übergang zum reinen Scramjet Betrieb folgt. Der Vorgang der Transition ist nach *Sullins* ein instationärer Prozess und die Position des Shocktrains hängt stark vom zugeführten Brennstoffmassenstrom ab [124].

O'Byrne et al. untersuchen experimentell ein Scramjet Modell im Freistrahlfeld bei unterschiedlichen Betriebspunkten. Neben Verbrennungsexperimenten werden zum Vergleich und zur Beurteilung der ablaufenden Phänomene zusätzlich Injektionsexperimente in eine inerte Stickstoffströmung durchgeführt. Aus Wanddruckmessungen und Schattenaufnahmen des Strömungsfelds erfolgen die Rückschlüsse auf die Strömungszustände innerhalb der Brennkammer. Bei Steigerung der Brennstoffzufuhr formieren sich im Verbrennungsfall Stoßstrukturen innerhalb der Brennkammer, die stromauf wandern und Rückwirkung bis in den Isolator haben. *O'Byrne et al.* vermuten, dass die Wärmefreisetzung die Stoßstrukturen stromauf treibt, da durch die intensive Wärmefreisetzung lokale Unterschallgebiete innerhalb der Brennkammer existieren [92].

Mitani et al. und *Kouchi et al.* führen zahlreiche experimentelle und numerische Untersuchungen zur Überschallverbrennung und zur Zustandsänderung einer reagierenden Überschallströmung durch [60, 61, 81–83]. Ein vollständiger Scramjet-Antrieb mit Einlauf, Isolator, Brennkammer und Schubdüse wird hierfür im Freistrahlfeld getestet. In den durchgeführten Untersuchungen stellen *Mitani et al.* in Abhängigkeit des injizierten Brennstoffmassenstroms zwei unterschiedliche Verbrennungsmodi (weak combustion mode und intensiv/strong combustion mode) fest. Ab bestimmten Äquivalenzverhältnissen findet innerhalb der Brennkammer eine Anpassung statt, die stromauf bis in den Einlauf rückwirkt und ein precombustion Shocktrain verursacht. Numerische Untersuchungen der Konfiguration hinsichtlich der Mechanismen zur Flammenankerung und der Reaktion lassen *Mitani et al.* zum Schluss kommen, dass im Fall der schwachen Verbrennungsform die Verbrennung reaktionslimitiert ist und stromab des Injektors an der Brennkammerwand hinter einem Verdichtungsstoß stabilisiert wird. In der starken Verbrennungsform ist die Reaktion hingegen mischungslimitiert und stromauf der Injektion an einer Kanalerweiterung verankert. Die Stromaufwirkung ist laut *Mitani et al.* mit einer druckinduzierten Grenzschichtablösung verbunden [82, 83]. Die Mechanismen, die zur Zustandsänderung innerhalb der Brennkammer führen, sind allerdings laut *Kouchi et al.* nicht vollständig verstanden und wurden mit unterschiedlichen Ursachen in Verbindung gebracht. Unter anderem wurde als Auslöser der Transition eine, von der Injektion ausgehende, Ablösung betrachtet. Im Fall der schwachen Verbrennungsform führt ein gesteigerter Injektionsmassenstrom zu größeren Ablösungen an der Wand, erhöht die Aufenthaltsdauer des Gemischs an dieser Stelle und ermöglicht eine Selbstzündung in direkter Umgebung der Injektion. Diese verursacht die stromaufwandernde Zustandsänderung und der Umschlag des Verbrennungsmodus ist die Folge. Allerdings

konnte in weiteren Untersuchungen auch eine Abhängigkeit der Verbrennungsmodi vom geometrischen Brennkammerverlauf stromab der Injektionsstelle festgestellt werden. Mögliche Ablösungen aufgrund der Injektion erklären somit die Zustandsänderung nicht vollständig [60]. Numerische Untersuchungen von *Mitani* und *Kouchi* zur starken Verbrennungsform zeigen, dass die Reaktion in der Umgebung der Injektion sowohl in Überschall- als auch in lokalen Unterschallzonen stattfindet. Im Gegensatz zu den meisten Autoren nennen sie diesen Zustand Dual Mode und stellen fest, dass in der untersuchten Konfiguration gleichzeitig eine Überschall- und Unterschallverbrennung im selben Kanal abläuft. Laut *Mitani* und *Kouchi* wird durch die intensive und örtlich begrenzte Wärmezufuhr die lokale Schallgeschwindigkeit erhöht, somit die lokale Machzahl bis in Unterschall reduziert und das lokale Unterschallgebiet anschließend durch Expansion erneut in Überschall beschleunigt [84]. *Kouchi et al.* führen ebenfalls eine numerische Untersuchung identischer Konfiguration durch, allerdings mit einer anderen Zielstellung. Experimentelle Schubmessungen zeigen bei starker Verbrennungsform eine deutliche Schubsteigerung. Ziel in den numerischen Untersuchungen ist es daher die Transition bereits bei der schwachen Verbrennungsform durch zusätzliche Zündquellen zu verursachen. *Kouchi et al.* können die Zustandsänderung in den Simulationen wiedergeben und auch im Fall der schwachen Verbrennungsform durch zusätzliche Zündquellen verursachen. Als Ursache der Transition und der Stromaufwirkung wird eine Grenzschichtablösung aufgrund des verbrennungsinduzierten Gegendrucks vermutet [60].

Sunami et al. untersuchen an einem Komponentenprüfstand experimentell und numerisch die Zustandsänderung innerhalb einer Überschallbrennkammer [126, 127]. Als Injektionskonzept wird unter anderem auch ein Zentralinjektor im Hypermixer Prinzip verwendet. In den Untersuchungen kann eine stromaufwandernde Flamme in Verbindung mit einer schlagartigen Zustandsänderung innerhalb der Überschallbrennkammer beobachtet werden. Ab bestimmten Äquivalenzverhältnissen findet schlagartig eine stromauflaufende Anpassung innerhalb der Brennkammer statt, die sich am Injektor erneut stabilisiert und eine geringe Druckänderung stromauf der Injektionsstelle verursacht. Die berechneten Ausbreitungsgeschwindigkeiten der Flammenfront weisen laut *Sunami et al.* eine gewisse Ähnlichkeit mit der theoretischen Chapman-Jouguet-Detonationsgeschwindigkeit auf und sie folgern als Ursache der Zustandsänderung daher eine Detonation innerhalb der Überschallbrennkammer.

Scheuermann untersucht in einem Komponentenprüfstand eine Überschallbrennkammer im Dual Mode Betrieb. Die Brennstoffinjektion erfolgt ebenfalls mittels Hypermixer und ist ähnlich zu den Untersuchungen von *Sunami et al.*. Auch in diesen experimentellen Untersuchungen kann bei Überschreiten eines bestimmten Äquivalenzverhältnisses eine schlagartige Änderung der Verbrennungsform beobachtet werden. Für geringe Äquivalenzverhältnisse findet laut *Scheuermann* eine schwache Verbrennung in Umgebung des Brennkammeraustritts statt. Bei Überschreiten eines kritischen Äquivalenzverhältnisses läuft ebenfalls eine stromaufwandernde Zustandsänderung innerhalb der Überschallbrennkammer ab. Untersuchungen von *Scheuermann* widerlegen allerdings die Theorie von *Sunami et al.* einer möglichen Detonation innerhalb der Überschallbrennkammer. Laut *Scheuermann* kommt neben einer

sog. stoßfreien Überschallverbrennung auch eine stromaufwandernde Verbrennung innerhalb der Grenzschicht als treibender Mechanismus in Frage [115].

Fotia und *Driscoll* beschreiben ebenfalls in mehreren Untersuchungen an einem Komponentenprüfstand die Transition und Zustandsänderung innerhalb einer Überschallbrennkammer [30,31,33,34]. Im Fokus der Untersuchungen steht vor allem das Dual Mode Konzept und der Übergang zwischen Ram- und Scramjet Betrieb sowie die Ursachen und Folgen einer Isolator-Brennkammer-Interaktion durch einen Shocktrain. Unter anderem werden die Auswirkungen der Brennstoffinjektion auf die Stabilität des entstehenden Shocktrains und die Auswirkung der zusätzlichen Blockade durch die Injektion genauer untersucht und beschrieben [33]. Eine Transition der Überschallströmung kann in diesen Untersuchungen sowohl mit Änderung des Äquivalenzverhältnisses wie auch durch eine Änderung der Wandtemperatur bewerkstelligt werden. Zusätzlich zu den experimentellen Untersuchungen vergleichen sie die Betriebspunkte kurz vor Transition mit der thermischen Sperrgrenze. Laut *Fotia* und *Driscoll* wird in dieser analytischen 1D Betrachtung die thermische Sperrgrenze jedoch bei Weitem nicht erreicht und der Betriebsbereich der Brennkammer in der 1D Modellierung deutlich überschätzt. Die Transition bzw. Zustandsänderung ist nach *Fotia* und *Driscoll* abhängig von der Brennkammergeometrie und dem abgeführten Wärmestrom über die Brennkammerwände [34]. In den aktuellsten Untersuchungen zeigt *Fotia* unter anderem, dass nach Transition die Flammenankerung innerhalb der Brennkammer und der Zustand der Grenzschicht in Umgebung der Injektion verändert ist. Darüber hinaus kommt es unter gewissen Umständen bei passiver Aufheizung der Wand zu Instabilitäten während der Transition und mehrere Transitionsvorgänge hintereinander sind die Folge [30].

Aktuelle experimentelle und numerische Untersuchungen eines kompletten Staustrahlantriebs im Hochenthalpie Kanal Göttingen (HEG) von *Laurence et al.* und *Larsson et al.* zeigen ebenfalls ähnliches Verhalten [63, 65, 66]. Die durchgeführten Untersuchungen dienen zur Erforschung der HyShot II Scramjet Konfiguration und entsprechen den Zuständen während des erfolgreichen HyShot II Flugversuchs. Während der Kurzzeitversuche werden Highspeed Schlierenaufnahmen, Highspeed Chemilumineszenzaufnahmen und Druck- und Temperaturmessungen an der Wand vorgenommen. Im Unterschied zum bis dato beschriebenen Verhalten der Strömung bei Transition mit Ausbildung eines (precombustion) Shocktrains im Isolator kann in diesen Untersuchungen erstmalig eine Anpassung innerhalb der Brennkammer beobachtet werden. Bei Überschreiten eines bestimmten Äquivalenzverhältnisses formieren sich innerhalb der Brennkammer Stoßstrukturen (ähnlich zu einem Shocktrain) die, in Verbindung mit einer intensiveren Reaktionsrate, stromauf wandern, sich allerdings innerhalb der Brennkammer stabilisieren und keine Rückwirkung bis in den Isolator verursachen. Laut *Laurence et al.* ist der neue Zustand stabil. Bei Experimenten mit weiterer Erhöhung des Äquivalenzverhältnisses laufen identische Mechanismen ab, allerdings wandert die Zustandsänderung in Abhängigkeit des Brennstoffmassenstroms weiter stromauf. Eine klassische Transition mit Isolator-Brennkammer-Interaktion und precombustion Shocktrain findet erst bei weiterer deutlicher Steigerung des Äquivalenzverhältnisses statt.

Als Ursache der Transition untersuchen *Laurence et al.* neben einer möglichen Grenzschichtablösung auch die thermische Sperrgrenze. Allerdings können beide Limitierungen aufgrund der Messdaten nicht bestätigt werden. Zusätzlich ist in den Schlierenaufnahmen vor der Transition keine Ablösung der Grenzschicht zu erkennen. Die numerische Untersuchung der Konfiguration führen *Laurence et al.* auf die Idee des lokalen thermischen Sperrens (sog. „local thermal choking“). Laut numerischem Ergebnis findet die Wärmezufuhr in einer lokal begrenzten Zone in der Scherschicht zwischen der Luftströmung und injiziertem Brennstoff statt. Innerhalb dieser Stromröhre mit intensiver Wärmezufuhr kommt es zum thermischen Sperren und die Zustandsänderung der Überschallströmung folgt. *Laurence et al.* vergleichen aufgrund dieser Idee die Annahmen der eindimensionalen Modellierung mit der gegebenen reagierenden Überschallströmung. Die Annahme von konstanten Strömungsgrößen in Brennkammerquerrichtung und einer homogen über den Querschnitt verteilten Wärmezufuhr ist laut *Laurence et al.* keinesfalls zutreffend. Die Wärmezufuhr innerhalb der gedachten Stromröhre ist lokal begrenzt und kann von einer klassischen eindimensionalen Modellierung nicht wiedergegeben werden. Eine analytische Beschreibung der herrschenden Situation liefern *Laurence et al.* allerdings nicht. *Larsson et al.* untersuchen identische Konfiguration hingegen numerisch mittels LES (Large Eddy Simulation), im Fokus der Untersuchungen steht hauptsächlich die Validierung des numerischen Ansatzes und die Frage ob die numerische Simulation die Zustandsänderung innerhalb der Brennkammer reproduzieren kann [63].

3.3.1 Bemerkungen zur Transition

Der Überblick zu den durchgeführten Untersuchungen zur Transition innerhalb einer Überschallbrennkammer verdeutlicht, dass offensichtlich in unterschiedlichsten Überschallbrennkammern weltweit grundsätzlich sehr ähnliche Phänomene zu beobachten sind, obwohl die Betriebsbedingungen und eingesetzten Überschallbrennkammern sich zum Teil erheblich unterscheiden. Laut den durchgeführten Untersuchungen sind für die Zustandsänderung einer reagierenden Überschallströmung verschiedene Mechanismen, wie die Ablösung der Grenzschicht, das thermische Sperren oder auch die Kühlung der Brennkammer, verantwortlich. In den meisten Untersuchungen steht darüber hinaus der Shocktrain und die Änderung des Betriebsmodus hinsichtlich eines Dual Mode Konzepts im Vordergrund.

Die größte Problematik in experimentellen Untersuchungen eines Scramjet-Antriebs ergibt sich aus den erforderlichen Randbedingungen zur Selbstzündung der Treibstoffe. Die hohen statischen Temperaturen und das erforderliche Druckniveau sind technisch nur für sehr kurze Zeiten zu realisieren. In den meisten Versuchsanlagen können zwar realitätsnahe Flugzustände simuliert werden, allerdings häufig nur für wenige Millisekunden bis maximal einige Sekunden. Eine Vermessung der Brennkammer ist daher nur für sehr wenige Betriebspunkte möglich und eine kontinuierliche und stationäre Untersuchung ist ausgeschlossen. Für Transitionsuntersuchungen und die Detektion der Grenzen der Überschallbrennkammer muss häufig eine

Änderung der Randbedingungen während der Versuchszeit vorgenommen werden. Sind die Versuchszeiten extrem kurz, muss die Änderung der Eintrittsbedingungen ebenfalls schnell erfolgen und die Transition verläuft unter kontinuierlich veränderten Randbedingungen. Eine weitere Problematik ergibt sich durch die Anforderung einer möglichst hohen Effizienz der Überschallbrennkammer. Wie in Kapitel 2.1 diskutiert und in dem vorherigen Abschnitt gezeigt, werden Injektionsstrategien verwendet, welche ein hochgradig dreidimensionales Strömungsfeld erzeugen. Experimentelle Untersuchungen unter diesen Randbedingungen und die Identifikation von ausschlaggebenden Phänomenen sind entsprechend schwierig.

Aufgrund dieser Problematiken stehen sehr wenige Untersuchungen mit längerem stationären Brennkammerbetrieb und geometrisch einfach gehaltenen Injektionsstrategien zur Verfügung. Derartige Untersuchungen ermöglichen jedoch, über die Vermessung zahlreicher Betriebspunkte, eine experimentelle Bestimmung und Analyse der Betriebscharakteristik sowie der Betriebsgrenzen.

4. Infrastruktur am LFA

4.1 Prüfstand

Der am Lehrstuhl für Flugantriebe betriebene Überschallverbrennungsprüfstand ist schematisch in Abbildung 4.1 dargestellt. Die Überschallbrennkammer wird kontinuierlich betrieben und durch eine gebäudeseitige Druckluftversorgung über Schraubenkompressoren mit einem Druck von max. 13 bar versorgt. Aufgrund des maximal zulässigen Betriebsdrucks des Lufterhitzers wird der Vordruck allerdings über ein Regelventil auf 10 bar geregelt. Der Luftmassenstrom durch die Gesamtanlage wird durch den gesperrten Engstquerschnitt der Lavaldüse festgelegt und der sich einstellende Massenstrom über ein Vortex-Durchflussmessgerät bestimmt.

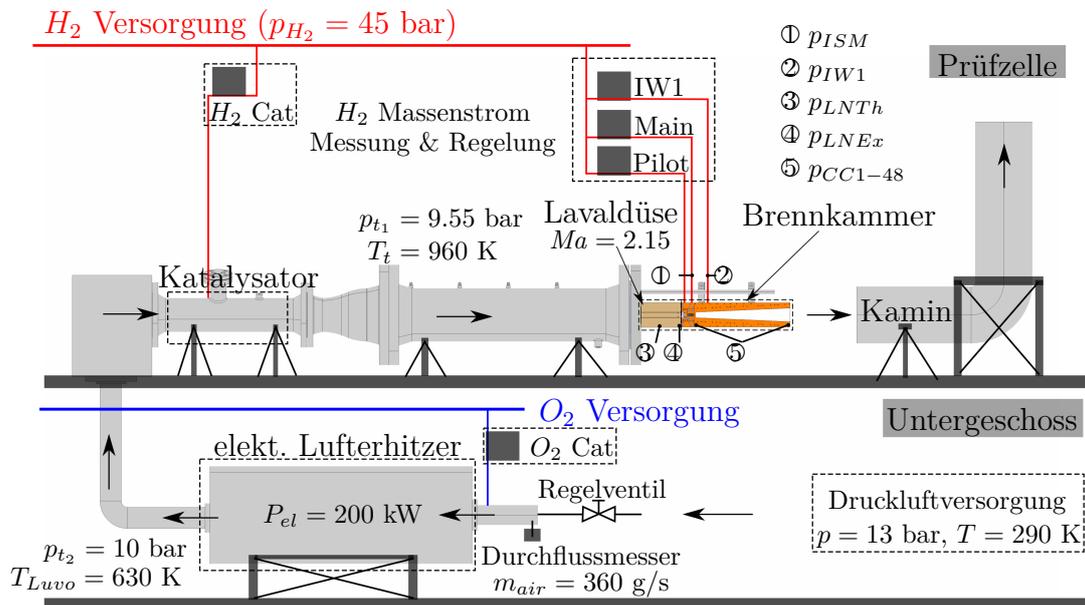


Abb. 4.1: Schematische Darstellung des Überschallverbrennungsprüfstands am LFA

Die notwendige Erhitzung des Luftmassenstroms wird über zwei separate Stufen bewerkstelligt. Als erste Heizstufe wird die Luft in einem dreistufigen elektrischen Lufterhitzer auf ca. 630 K aufgeheizt. Die zweite Stufe bildet eine katalytische Umsetzung von Wasserstoff und Sauerstoff mittels Platin-Palladium Katalysator. Diese

zweite Heizstufe heizt die Luft auf die Endtemperatur von ca. 960 K auf. Weiterführende Informationen und Details zum internen Aufbau des Katalysators sowie die Integration in den bestehenden Aufbau wurden von *Rocci et. al* zusammengefasst [108]. Im Vergleich zu einer rein elektrischen Aufheizung birgt die zweistufige Aufheizung aufgrund der niedrigeren thermischen Belastung des Lufterhitzers sowie der robusten und geringen Fehleranfälligkeit der katalytischen Brennstoffumsetzung, neben dem Vorteil eines geringen Wartungsbedarfs, vor allem eine hohe Zuverlässigkeit und Belastbarkeit der gesamten Heizstufe. Die geringe thermische Belastung der einzelnen Komponenten ermöglicht somit eine lange und kontinuierliche Betriebsdauer der Überschallbrennkammer. Nachteil der katalytischen Lufterhitzung ist jedoch die Veränderung der stofflichen Zusammensetzung der Luft. Die Auswirkung dieser sogenannten „vitiated air“ auf eine Überschallverbrennung wurde bereits mehrfach untersucht und die Auswirkung der verunreinigten Luft kann zusammenfassend in zwei Aspekte unterteilt werden [83, 101, 144].

Einerseits erfolgt durch die Vorverbrennung eine Änderung der Gaszusammensetzung und folglich eine Veränderung der thermodynamischen Stoffeigenschaften. Andererseits beeinflussen die zusätzlich entstehenden Produkte der Vorreaktion (bspw. H_2O) die nachfolgende Verbrennungsreaktion. Ein erhöhter Wasseranteil in der Luft wirkt sich beispielsweise auf die Zündverzugszeiten und die Reaktionsgeschwindigkeit aus. Wasser dient unter anderem in der Wasserstoffreaktion als Stoßpartner und kann entsprechend zum Kettenabbruch führen. *Wenyan et al.* untersuchen die Auswirkung von unterschiedlichen stofflichen Verunreinigungen der Luft (Wasserstoff und Kohlenwasserstoff basierte Vorverbrennung) sowie unterschiedliche Massenanteile der jeweiligen Spezies auf eine Überschallverbrennung. Für geringe Volumenanteile von Wasser (7, 5%) ist die Beeinflussung der Überschallverbrennung laut diesen Untersuchungen vernachlässigbar. Mit zunehmendem Wasseranteil in der Luft treten merkliche Auswirkungen auf und die verunreinigte Luft beeinflusst die ablaufende Reaktion [144]. Deutliche Effekte auf die ablaufende Überschallverbrennung sind daher bei reiner Vorverbrennung und großen Enthalpieerhöhungen der Luft zu erwarten. In der untersuchten Überschallbrennkammer ist die Verunreinigung der Luft mit ca. 5% Volumenanteil Wasser [38] nach der katalytischen Umsetzung relativ moderat und die Auswirkungen auf die Überschallverbrennung können somit in den nachfolgenden Betrachtungen meist vernachlässigt werden. Für einen quantitativen Vergleich zwischen unterschiedlich betriebenen Überschallbrennkammern bzw. eine direkte Übertragung der Versuchsergebnisse auf den Flugfall müssen die Effekte der verunreinigten Luft allerdings berücksichtigt werden.

Neben dem erhöhten Wassermassenanteil reduziert die katalytische Vorverbrennung auch den Sauerstoffmassenanteil in der Verbrennungsluft. Der Massenanteil von Sauerstoff ist von größerer Bedeutung für die nachfolgende Überschallverbrennung und sollte in der Überschallbrennkammer dem Massenanteil von Luft entsprechen. Um den Sauerstoffanteil von Luft wiederherzustellen wird der konsumierte Sauerstoff ausgeglichen. Vor Eintritt in den Lufterhitzer (vgl. Abb. 4.1) wird hierfür zusätzlicher Sauerstoff über eine Massenstromregelung in die Druckluftzufuhr injiziert. Der zusätzliche Sauerstoffmassenstrom wird dabei so bemessen, dass am Brennkammer-

eintritt der Sauerstoffmassenanteil von Luft wieder erreicht wird, der Stickstoffanteil der Verbrennungsluft hingegen bleibt leicht reduziert. Tabelle 4.1 fasst die herrschenden Bedingungen nach der katalytischen Vorverbrennung zusammen.

Nach Erhitzung tritt die Luft in die Lavaldüse ein und wird bis auf eine Austrittsmachzahl von $Ma \approx 2.15$ beschleunigt. Die Lavaldüse besitzt einen rechteckigen Engstquerschnitt von 12 mm x 27 mm (Höhe x Tiefe) und wird ungekühlt betrieben. Nähere Details und weitere Abmessungen der Düse sind in [38] zusammengefasst. An den Austritt der Lavaldüse ist direkt die Überschallbrennkammer angeflanscht. Zusätzlich zur Druckluftversorgung des Prüfstands ist in Abbildung 4.1 schematisch die Wasserstoffversorgung des Prüfstands mit eingezeichnet. Die Versorgung der jeweiligen Brennstoffinjektionsstellen mit Wasserstoff wird über ein Flaschenbündel (200 bar) realisiert und ist auf einen maximalen Injektionsdruck von 45 bar begrenzt. Die Brennstoffversorgung stellt den limitierenden Faktor bei den Betriebszeiten des Überschallverbrennungsprüfstands dar. Je nach Injektionsmassenstrom sind Versuchszeiten zwischen 30-60 min zu erreichen, wobei im Mittel eine Brenndauer von ca. 45 min erreicht wird.

Tab. 4.1: Übersicht der Eintrittsbedingungen in die Lavaldüse [38]

Massenstrom [g/s]	Druck [bar]	Temperatur [K]	Y_{H_2O}	Y_{O_2}	Y_{N_2}
360	9.55	955	3.07	23.1	72.6

Die Eintrittsbedingungen in die Überschallbrennkammer am Prüfstand korrespondieren je nach Flughöhe und erreichtem Einlaufwirkungsgrad zu einem Flugzustand eines realen Scramjet-Antriebs. Der simulierbare Flugbereich am Prüfstand wurde von *Fuhrmann* über die Standardatmosphäre und für unterschiedliche Annahmen des Einlaufwirkungsgrades bestimmt [38]. Die simulierten Flugbedingungen des kontinuierlich betriebenen Komponenten-Prüfstandes entsprechen demnach bei einer Flughöhe zwischen 16000-24000 m einer Flugmachzahl von ca. $Ma_\infty = 4.2$ und liegen somit im Transitionsbereich zwischen Ram- und Scramjet. Bezogen auf den realen Flugfall wird am Prüfstand ein Überschallantrieb simuliert und untersucht, wobei das Triebwerk im reinen Überschall durchströmt werden soll und keine Anpassungen durch einen Shocktrain im Isolator der Überschallbrennkammer stattfindet. In diesem Betriebspunkt kann anschließend durch die Erhöhung der Brennstoffzufuhr ein möglicher Beschleunigungsvorgang bei konstant gehaltenen Flugbedingungen untersucht werden. Von besonderem Interesse sind dabei die Auswirkungen und gasdynamischen Phänomene innerhalb der Überschallbrennkammer und das Betriebsverhalten der Brennkammer bei schrittweiser Steigerung der Brennstoffzufuhr.

4.2 Überschallbrennkammer

Die untersuchte Brennkammerkonfiguration ist in Abbildung 4.2 als Schnittdarstellung abgebildet. Die Brennkammer wird in der Darstellung von links nach rechts durchströmt und direkt vor Brennkammereintritt ist die Lavaldüse (nicht dargestellt) angeflanscht. Die Gesamtlänge der Brennkammer beträgt 449 mm. Der Eintrittsquerschnitt der Brennkammer ist 25 mm x 27 mm (Höhe x Tiefe) und verläuft bis 89 mm stromab des Eintritts mit konstantem Querschnitt. Nach 89 mm beginnt auf Brennkammer Ober- und Unterseite der Querschnittsverlauf symmetrisch mit jeweils 2.5° zu divergieren. Diese Divergenz wirkt der (verbrennungsinduzierten) Reduktion der Machzahl entgegen und entspricht dem bereits erwähnten klassischen Design einer Überschallbrennkammer (vgl. Kapitel 2.3).

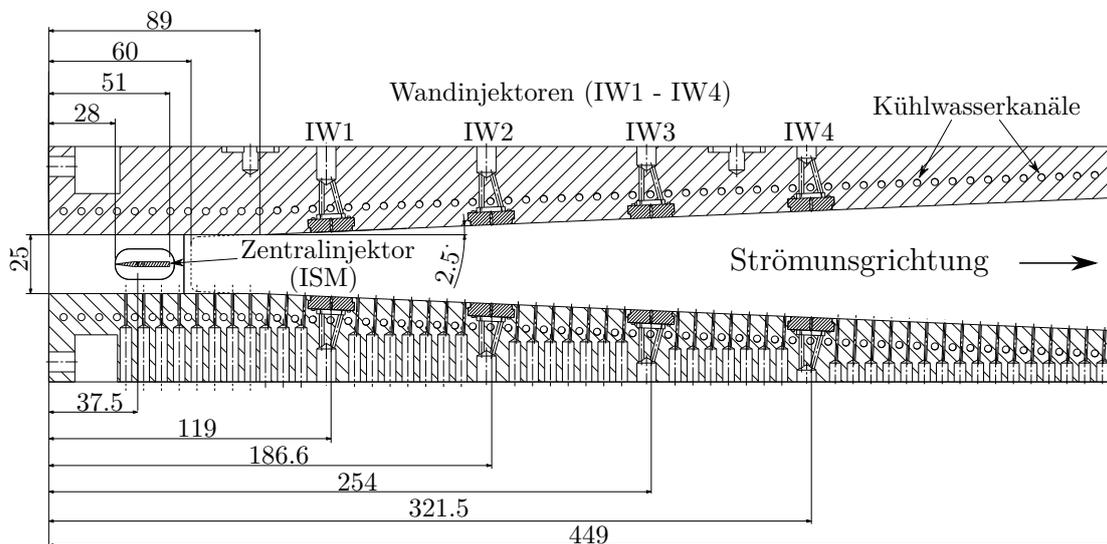


Abb. 4.2: Schnittdarstellung der Brennkammerkonfiguration am LFA mit Brennstoffinjektoren, Maße in mm

An der unteren Brennkammerwand sind kurz nach Brennkammereintritt bis zum Austritt die Druckmessbohrungen zu erkennen. In Summe stehen innerhalb der Brennkammer 48 Druckmessstellen zur Verfügung, die genaue Positionierung der einzelnen Messstellen sind in Anhang B.2 dargestellt. Bis 60 mm stromab des Brennkammereintritts ist die Überschallbrennkammer optisch unzugänglich, da die Brennkammerseitenwände in diesem Bereich die Aufnahme für den Zentralinjektor darstellen. Ab 60 mm bis zum Brennkammeraustritt (449 mm) bestehen die Seitenwände aus Quarzglasern (SQ2) und über 85% des internen Strömungsfeldes sind optisch zugänglich.

Aufgrund des kontinuierlichen Betriebs der Brennkammer und den langen Versuchsdauern von bis zu 60 min muss die Brennkammer gekühlt werden. Um eine möglichst effektive Kühlung zu realisieren ist die Brennkammer komplett aus Kupfer gefertigt. Die Überschallbrennkammer ist wassergekühlt und mit insgesamt 118 Kühlwasserkanälen in der Brennkammer Ober- und Unterseite ausgestattet, die zu 17 separat

betriebenen Kühlschleifen zusammengefasst sind.

Die Brennstoffzufuhr kann innerhalb der Überschallbrennkammer über mehrere Injektionspositionen erfolgen. Wie bereits in Kapitel 2.1 diskutiert, muss für größere Brennkammerquerschnitte eine geeignete Injektionsstrategie gewählt werden. Die Brennstoffversorgung des gesamten Strömungskanals über nur eine Injektionsposition ist technisch nicht zu realisieren und eine gestufte Brennstoffinjektion wird verwendet. Als erste Stufe wird Brennstoff über den mittig im Strömungskanal platzierten Zentralinjektor in die Kernströmung eingebracht. Die wandnahen Strömungsbereiche, die nicht von der Zentralinjektion erreicht werden können, werden anschließend über Wandinjektoren mit Brennstoff versorgt. Der Zentralinjektor beginnt 28 mm nach Brennkammereintritt und erstreckt sich über eine Länge von 23 mm. Als erste Injektionsstufe findet nach 37.5 mm die Brennstoffinjektion über den Zentralinjektor (ISM) auf Ober- und Unterseite des Injektors statt. Der Brennkammerbereich vor der Injektionsstelle (ISM) bildet entsprechend den Isolator der untersuchten Überschallbrennkammer. Stromab des Zentralinjektors befinden sich jeweils gepaart auf Ober- und Unterseite der Brennkammer die Wandinjektoren und bilden die weiteren Injektionsstufen. Die Überschallbrennkammer besitzt vier unterschiedliche Wandinjektionspositionen (IW1, $x = 119$ mm; IW2, $x = 186.6$ mm; IW3, $x = 254$ mm; IW4, $x = 321.5$ mm), die unabhängig voneinander betrieben werden können. Nähere Details zum Zentralinjektor und den Wandinjektoren sind in den nachfolgenden Abschnitten beschrieben. In den nachfolgenden experimentellen Untersuchungen wird der einstufige bzw. der zweistufige Brennkammerbetrieb mit einer Brennstoffzufuhr rein über den Zentralinjektor (ISM) bzw. der zusätzlichen Injektion über die erste Wandinjektionsposition (IW1) betrachtet.

Ziel des Brennkammerdesigns ist eine möglichst zweidimensionale Überschallströmung zu erreichen. Wie in den Kapiteln 2 und 3 diskutiert, ist für eine Untersuchung und analytische Beschreibung gasdynamischer Phänomene innerhalb der Überschallströmung ein möglichst einfaches Design anzustreben. Eine Maximierung der Brennkammereffizienz bzw. der Mischung steht somit nicht im Fokus der durchgeführten Untersuchungen.

4.2.1 Injektionskonzept

Zentralinjektor

Der eingesetzte Zentralinjektor ist Abbildung 4.3 dargestellt. Diese Injektorversion stammt aus früheren Untersuchungen und ist Resultat einer Optimierung der Geometrie von *Fuhrmann* [38]. Die Optimierung wurden hinsichtlich unterschiedlich ausgeprägter Injektorhinterkanten und deren Einfluss auf die Stabilisierung der Verbrennung durchgeführt, wobei sich die dargestellte Version mit gerader Hinterkante als geeignetste Variante erwiesen hat. Aufgrund der hohen thermischen Belastung besteht der Injektor aus einer hochwarmfesten Nickelbasislegierung (1.4958) und kann Temperaturen bis zu ca. 1200 K standhalten. Die Heißgas überströmte Injek-

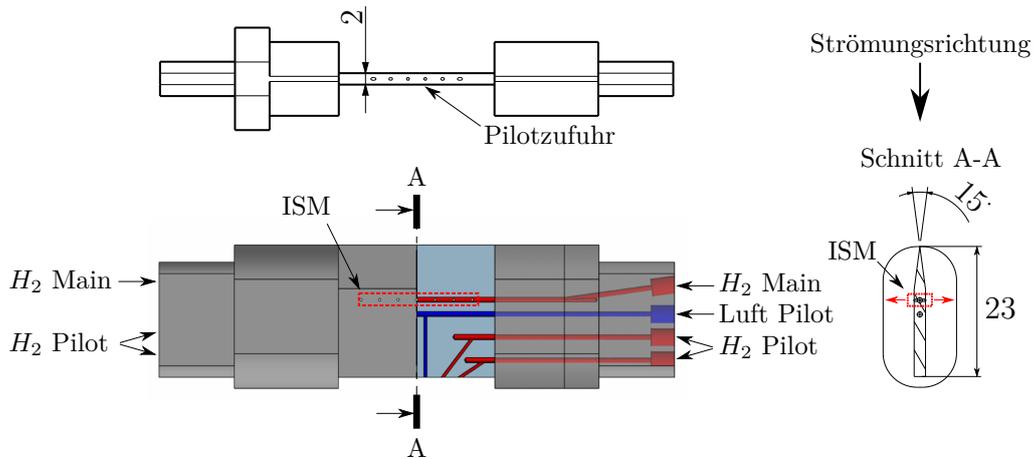


Abb. 4.3: Zentralinjektor mit Versorgungsleitungen für die Brennstoffinjektion (Pilot und Main) und Pilot Luft

toroberfläche weist ein Doppelkeilprofil mit einer Dicke von 2 mm auf und entspricht damit, im Verhältnis zum Gesamtkanalquerschnitt, einer Versperrung von lediglich 8%. Das zusätzliche Material neben der eigentlichen Injektoroberfläche dient zur Befestigung und Zentrierung des Injektors in den Brennkammerseitenwänden. Der Injektor erstreckt sich über die gesamte Kanaltiefe und besitzt eine Länge von 23 mm. Der spitz zulaufende Winkel der Injektorvorderkante beträgt jeweils 7.5° auf Ober- auf Unterseite und verursacht eine relativ moderate Umlenkung der Hauptströmung. Wie in Kapitel 2.3 beschrieben, sind die zu erwartenden Verluste aufgrund der entstehenden Verdichtungsstöße somit gering und eine eindimensionale Modellierung der Brennkammer sollte die mittleren Strömungszustände in sehr guter Näherung wiedergeben.

Innerhalb der Brennkammer erfüllt der Injektor zwei unterschiedliche Funktionen. Als primäre Funktion stellt der Zentralinjektor die erste Injektionsstufe von Brennstoff innerhalb der Überschallbrennkammer dar. Hierfür sind im horizontalen Teil des Injektors jeweils auf Ober- und Unterseite sieben Injektionsbohrungen mit je 0.4 mm Durchmesser gleichverteilt angebracht. Die Brennstoffzufuhr (H_2 Main) wird über die in Abbildung 4.3 ersichtlichen Zuleitungen auf beiden Injektorseiten gewährleistet und die Brennstoffinjektion (ISM) erfolgt als senkrechte Einblasung in die Querströmung. Im Vergleich zu den vorgestellten Injektions- und Mischungsstrategien in Kapitel 2.1 stellt der Zentralinjektor damit eine Kombination der Mischungsstrategien durch einen JISC und einer Scherschicht dar. In direkter Umgebung der Injektionsbohrungen bilden sich die Strömungsstrukturen eines JISC und nach Überströmung des Zentralinjektors bildet sich im Nachlauf des Injektors eine Scherschicht zwischen Querströmung und eingebrachtem Brennstoff aus.

Die zweite Funktion des Injektors dient zur Stabilisierung der Hauptverbrennung. Die in Tabelle 4.1 zusammengefassten Eintrittsbedingungen ergeben innerhalb der Brennkammer bei einer Eintrittsmachzahl von $Ma = 2.15$ im Bereich des Zentralinjektors eine mittlere statische Temperatur von ca. 550 K. Wie in Kapitel 2.2 darge-

stellt, liegen die Zündgrenzen für ein Wasserstoff-Luft-Gemisch bei den vorliegenden Bedingungen mit ca. 800K deutlich oberhalb dieses mittleren Temperaturniveaus. Eine Selbstzündung des eingebrachten Wasserstoffs und eine Stabilisierung der Verbrennung kann somit nicht gewährleistet werden. Um dennoch eine Verbrennung innerhalb der Überschallbrennkammer zu stabilisieren wird im Nachlauf des Injektors eine Pilotverbrennung betrieben. Hierfür wird an der Zentralinjektorhinterkante Pilotwasserstoff (H_2 Pilot) und Pilotluft (Pilot Luft) über separate Bohrungen zugeführt. Die Injektionsbohrungen des Pilotwasserstoffs weisen für eine bessere Vermischung mit der Pilotluft einen Winkel auf. Nähere Beschreibungen und numerische wie experimentelle Untersuchungen zu unterschiedlichen Pilotinjektionen wurden von *Fuhrmann* durchgeführt [38]. Die Zündung der Pilotflamme muss im Experiment durch eine externe Energiezufuhr bewerkstelligt werden. Hierfür wird ein gepulster Laserstrahl auf die Injektorhinterkante fokussiert und durch den Laserbeschuss die Zündung eingeleitet. Anschließend brennt die Pilotflamme, ohne weitere Energiezufuhr, stabil.

Klarer Vorteil des verwendeten Zentralinjektors ist, in Kombination mit der einfach gehaltenen Brennkammergeometrie, die Minimierung großskaliger dreidimensionaler Strömungsstrukturen innerhalb der Brennkammer. Das Strömungsfeld hat somit einen überwiegend zweidimensionalen Charakter und auftretende Strömungsphänomene innerhalb der Brennkammer können entsprechend einfacher analysiert und nachvollzogen werden. Nachteil des verwendeten Injektors ist hinsichtlich möglicher Verlustquellen die senkrechte Brennstoffzufuhr auf Ober- und Unterseite des Zentralinjektors. Eine parallele Brennstoffzufuhr ist jedoch bauartbedingt und durch die notwendige Pilotverbrennung in der untersuchten Brennkammer konstruktiv nicht möglich.

Wandinjektoren

Die austauschbaren Einsätze der Wandinjektoren (IW1 - IW4) sind in Abbildung 4.2 ersichtlich. Die Wandinjektoren bestehen in der untersuchten Brennkammerkonfiguration aus jeweils einer einzelnen, senkrecht zur Brennkammeroberfläche orientierten, Bohrung mit 1 mm Durchmesser. Die eingesetzten Wandinjektoren in den durchgeführten Untersuchungen sind ebenfalls reine Jets in Supersonic Crossflow. Identische Argumentation wie beim Zentralinjektor gilt in gleichem Maße für die Wandinjektoren. Komplexere geometrische Strukturen verbessern die Vermischung von Brennstoff und Oxidator und Erhöhen den Verbrennungswirkungsgrad, führen allerdings unweigerlich zu deutlich komplizierteren Strömungsfeldern innerhalb der Brennkammer. Grundlegende Effekte innerhalb der Brennkammer können somit nur schwer untersucht und identifiziert werden.

4.3 Brennkammerkühlung

Die Kühlung der Brennkammer besteht aus insgesamt 17 Kühlkreisläufen, wobei sich der erste, komplett um die gesamte Kammer umlaufende Kühlkreislauf (CCh.1), am Brennkammereintritt befindet und im anschließenden Verlauf sich jeweils an Ober- und Unterseite acht, zueinander symmetrisch angeordnete, Kreisläufe (CCh.2-9 o/u) befinden. Um den lokal abgeführten Wärmestrom pro Kühlkreislauf zu erfassen, musste der bestehende Kühlkreislauf modifiziert werden. Ein neuer, in sich geschlossener Primärkühlkreislauf mit Wärmetauscher, Wasserreservoir, Kühlwasserdurchflussmessung und -regelung sowie einer eigenen Wasserpumpe wurde aufgebaut. Alle Kühlkreislaufaustritte der Brennkammer sind mit Thermoelementen (Typ K) ausgestattet und der Kühlwassermassenstrom der einzelnen Kühlkreisläufe wurde über eine Durchflussmessung bestimmt. Aufgrund der verbauten Dichtungen und, um zu hohe thermische Belastungen der Kupferwände zu vermeiden wird eine maximale Austrittstemperatur von ca. 340 K definiert. Tabelle 4.2 fasst den Durchfluss der einzelnen Kühlschleifen für maximalen Kühlwasserdurchfluss zusammen.

Tab. 4.2: Übersicht der Durchflussmengen der einzelnen Kühlkreisläufe (CCh.) an Brennkammer Ober- und Unterseite für maximalen Durchfluss

Kühlkreislauf CCh.	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Oberseite [ml/s]	22.0	17.6	15.8	15.7	15.8	15.7	15.6	15.5	17.4
Unterseite [ml/s]		17.7	15.9	15.6	15.9	15.7	15.6	15.6	17.3

4.4 Messtechnik

Die Vermessung der physikalischen Strömungsgrößen innerhalb einer reagierenden Überschallströmung ist einigen Restriktionen unterworfen und die direkte Bestimmung der meisten Strömungsgrößen eine große Herausforderung.

Invasive Messmethoden (z. B. Pitot-Messung) führen durch Verdichtungsstöße und Expansionen zu Störungen in der Strömung und die eingesetzten Messsonden sind hohen Belastungen ausgesetzt. Insbesondere in einer Überschallbrennkammer sind die thermischen Belastungen auf invasive Messsonden extrem und nur mit aufwendigen Kühlkonzepten der Sonden zu realisieren. Versagt das Kühlkonzept bzw. wurden die thermischen Belastungen geringer eingeschätzt als in Realität vorhanden, ist die Zerstörung der gesamten Sonde meist die direkte Folge [37].

Nichtinvasive Messmethoden sind diesen thermischen Belastungen nicht ausgesetzt, führen zu keiner Beeinflussung der Strömung und sind somit in einer reagierenden Überschallströmung den invasiven Methoden vorzuziehen. Eine quantitative Bestimmung der physikalischen Strömungsgrößen ist allerdings nur mit komplexen Lasermessmethoden zu erzielen. Größter Nachteil dieser Messtechniken ist jedoch, dass

diese Methoden einen sehr hohen Aufwand bedingen und ein sinnvoller Einsatz nur auf vereinzelt Messpunkten beschränkt ist. Ist jedoch das gesamte Systemverhalten noch nicht exakt bestimmt und beispielsweise kritische Betriebspunkte noch unbekannt, sind andere optische Methoden den Lasermessverfahren vorzuziehen. In der vorliegenden Arbeit liegt der Fokus auf der Untersuchung und Charakterisierung des gesamten Betriebsverhaltens und der Bestimmung kritischer Betriebspunkte. Auf den Einsatz von Lasermessmethoden wird daher verzichtet und auf weniger komplexe optische Messmethoden zurückgegriffen. Ein derartiges optisches Messverfahren ist bspw. die Schlierentechnik. Diese Messmethode zeichnet sich durch eine einfache Handhabung aus und liefert gleichzeitig eine gute qualitative Beschreibung der Strömungszustände innerhalb einer reagierenden Überschallströmung. Nachteil solcher Verfahren ist jedoch deren integrierender Charakter. Informationen über Änderungen in Tiefenrichtung können weder aufgelöst noch bestimmt werden und das Messergebnis ist eine tiefengemittelte Information über den betrachteten Querschnitt. Problematisch ist diese Eigenschaft vor allem für stark dreidimensional behaftete Strömungen. Zweidimensionale Strömungen lassen sich mit diesen Messverfahren hingegen gut untersuchen und analysieren.

Wie bereits diskutiert, ist der interne Aufbau des Strömungskanals der betrachteten Brennkammer auf eine zweidimensionale Strömung ausgerichtet und somit prädestiniert für den Einsatz solcher optischen Messverfahren. Durch eine geeignete Interpretation der erhaltenen Messergebnisse kann darüber hinaus ein Rückschluss auf beispielsweise die lokale Machzahl erfolgen. Im Fokus der Untersuchung liegt entsprechend nicht die quantitative Bestimmung der physikalischen Strömungsgrößen, sondern die Untersuchung und Beschreibung gasdynamischer Vorgänge und ablaufender Strömungsphänomene innerhalb der Überschallbrennkammer. Nachfolgend werden die eingesetzten Messmethoden und die zugehörigen Sensoren kurz diskutiert, eine Auflistung der verwendeten Geräte und Sensoren findet sich im Anhang in Tabelle B.1 und B.2.

4.4.1 Druckmessung

Wanddruckmessung

Standardmäßig wird bei der Erforschung und Entwicklung von Überschallbrennkammern der Druck entlang der Brennkammerwand erfasst. Über die Druckinformation bzw. den Verlauf können Aussagen über den Strömungszustand getroffen werden. In der untersuchten Überschallbrennkammer sind hierfür an der unteren Brennkammerwand 48 senkrecht zur Strömung orientierte Druckmessbohrungen ($p_{CC1} - p_{CC48}$) mit je 1 mm Durchmesser angebracht. Mit einem mittleren Abstand von ca. 8-10 mm zwischen den einzelnen Messpositionen wird eine sehr gute räumliche Auflösung innerhalb der gesamten Brennkammer erzielt (vgl. Abb. B.2). Zusätzlich befinden sich im Engstquerschnitt (p_{LNTh}) und am Austritt (p_{LNEx}) der Lavaldüse Druckmessstellen (vgl. Abb. 4.1). Alle Messstellen sind über längere Schläuche mit den Druckaufnehmern verbunden. Mögliche Druckschwankungen bei einem stationären

Betriebspunkt werden daher durch Kompressibilitätseffekte innerhalb der Schlauchleitungen stark abgeschwächt und eine Art gemittelter Druck wird von den Druckaufnehmern am Ende der Leitung erfasst. Eine instationäre Vermessung des Wanddrucks ist mit der eingesetzten Messtechnik nicht möglich und nicht vorgesehen. Die Bestimmung des herrschenden Wanddrucks für einen stationären Betriebspunkt der Überschallbrennkammer wird über eine längere Betriebsdauer durch Mittelung der Einzelmessungen gewährleistet. Die Druckaufnehmer werden hierfür mit einer Abtastrate von 10 Hz von der Messwerterfassung ausgelesen.

Messung Versorgungsdruck

Jede Versorgungsleitung der Brennstoffinjektionen (Haupt- (ISM) und Wandinjektion (IW1)) innerhalb der Brennkammer ist neben der Massenstrommessung zusätzlich mit einem Druckaufnehmer ausgestattet (vgl. Abb. 4.1). Diese Druckmessung dient einerseits Sicherheitsaspekten um eventuell auftretende Leckagen innerhalb der Zuleitungen schnell detektieren zu können, andererseits kann über die Druckinformation eine Aussage über einen stationären Betriebspunkt erfolgen. Bei konstantem Injektionsdruck kann von konstanten Injektionsbedingungen ausgegangen werden. Wie in Abbildung 4.1 dargestellt, wird zusätzlich der Totaldruck der Luftversorgung direkt vor der Lavalldüse (p_{t_1}) und an weiteren Stellen in der Versorgungsleitung gemessen.

4.4.2 Massen- und Volumenstrommessung

Die Erfassung und Regelung der Massenströme der Pilotinjektion und der katalytischen Vorverbrennung werden über digitale thermische Massedurchflussmesser realisiert. Die Messung der Brennstoffinjektion innerhalb der Brennkammer (ISM, IW) erfolgt hingegen direkt über Coriolis Massendurchflusssensoren. Die konstante Brennstoffzufuhr wird bei diesen Injektionsstellen über separat angesteuerte Ventile gewährleistet. Der Luftvolumenstrom durch die Gesamtanlage wird hingegen über eine Wirbeldurchflussmessung in der Versorgungsleitung bestimmt.

Zusätzlich zu den Gasmassenströmen wird der Kühlwassermassenstrom der Brennkammerkühlung während der Experimente gemessen und überwacht. Hierfür wird über einen Turbinendurchflussmessgeber der Gesamtwassermassenstrom der Kühlung bestimmt. Darüber hinaus wird zusätzlich über einen zweiten Turbinendurchflussmessgeber der Wassermassenstrom einer einzelnen Kühl Schleife überwacht und gemessen. Die Messung des Kühlwassermassenstroms während der Experimente dient vor allem sicherheitstechnischen Aspekten, um bei Ausfall oder Leckage eine Notabschaltung der Anlage durchführen zu können. Zusätzlich dienen die Durchflussmesser der Kontrolle des Massenstroms während Versuchen mit Variation des Kühlwassermassenstroms. Der Gesamtkühlkreislauf ist hierzu ebenfalls mit einem Regelventil ausgestattet.

4.4.3 Temperaturmessung

Alle Temperaturmessstellen im Überschallverbrennungsprüfstand sind mit NiCr-Ni Thermoelementen ausgestattet. Die Heißgastemperatur der Luftversorgung wird nach Austritt aus dem Lufterhitzer (T_{Luvo}) und kurz vor Lavaldüsen Eintritt (T_t) gemessen. Die Temperatur am Eintritt der Lavaldüse stellt die erreichte Totaltemperatur der Vorheizung dar und dient in Nachrechnungen als Referenzzustand. Neben der Lufttemperatur werden zusätzlich die Temperaturen der Brennkammerwasserkühlung bestimmt. Die Messung der Kühlwassereintrittstemperatur (T_{CWI}) erfolgt an einer Stelle, da alle Kühlschleifen innerhalb der Brennkammer aus einem gemeinsamen Reservoir heraus versorgt werden. Die Wasseraustrittstemperaturen (T_{CW1} , $T_{CW20/u}$, ..., $T_{CW90/u}$) der 17 Kühlschleifen werden hingegen jeweils separat vermessen. Zusätzlich wird eine globale Austrittstemperatur (T_{CWO}) im Sammelreservoir der Kühlwasseraustritte zu Überwachungs- und Vergleichszwecken bestimmt. Über die vermessenen Wassermassenströme der einzelnen Kühlschleifen und der sich einstellenden Temperaturdifferenzen kann, unter den Annahmen einer konstanten Wärmekapazität und Dichte von Wasser, der über die einzelne Kühlschleife gemittelte abgeführte Wärmestrom errechnet werden. Zusätzlich dienen die Wasseraustrittstemperaturen der Prüfstandsüberwachung. Überschreitet eine Austrittstemperatur die maximale Austrittstemperatur von 340 K wird eine Warnmeldung ausgegeben und die thermische Belastung der Brennkammer muss entsprechend reduziert werden. Die Temperatursensoren werden über ein Thermoelement-Eingangsmodul direkt von der Datenerfassungssoftware ausgelesen.

Alle weiteren analogen Messdaten werden über eine Multifunktions-Datenerfassungskarte erfasst und gemessen. Über ein LabVIEW Programm werden die Messdaten anschließend verarbeitet und gespeichert. Dieses Programm dient zusätzlich zur Regelung und Steuerung der Brennstoff- und Kühlwassermassenströme sowie der Prüfstandsüberwachung. Überschreiten Messwerte vordefinierte Grenzwerte wird automatisch eine Notabschaltung der Versuchsanlage eingeleitet.

4.4.4 Optische Messverfahren

Als optische Messverfahren werden neben normalen Fotografie- und Videoaufnahmen der Verbrennung, die Schlierentechnik eingesetzt sowie intensiviert Aufnahmen (ICCD) der Chemilumineszenz erfasst. In Abbildung 4.4 ist der schematische Aufbau der eingesetzten optischen Messtechnik skizziert. Eine Übersicht der gesamten Prüfszelle inklusive der optischen Aufbauten ist im Anhang in Abbildung B.1 ersichtlich. Die gesamte optische Messtechnik ist auf einem positionierbaren Messtisch montiert und kann während der Versuche relativ zur Überschallbrennkammer verfahren werden. Die Positionierung ermöglicht es den limitierten Messbereich der Schlierentechnik und der intensivierten Aufnahmen zu kompensieren und bei stationärem Betrieb der Überschallbrennkammer Aufnahmen der gesamten Brennkammerströmung zu erfassen. Die erfassten Einzelaufnahmen werden im Anschluss zu einer Gesamtaufnahme kombiniert.

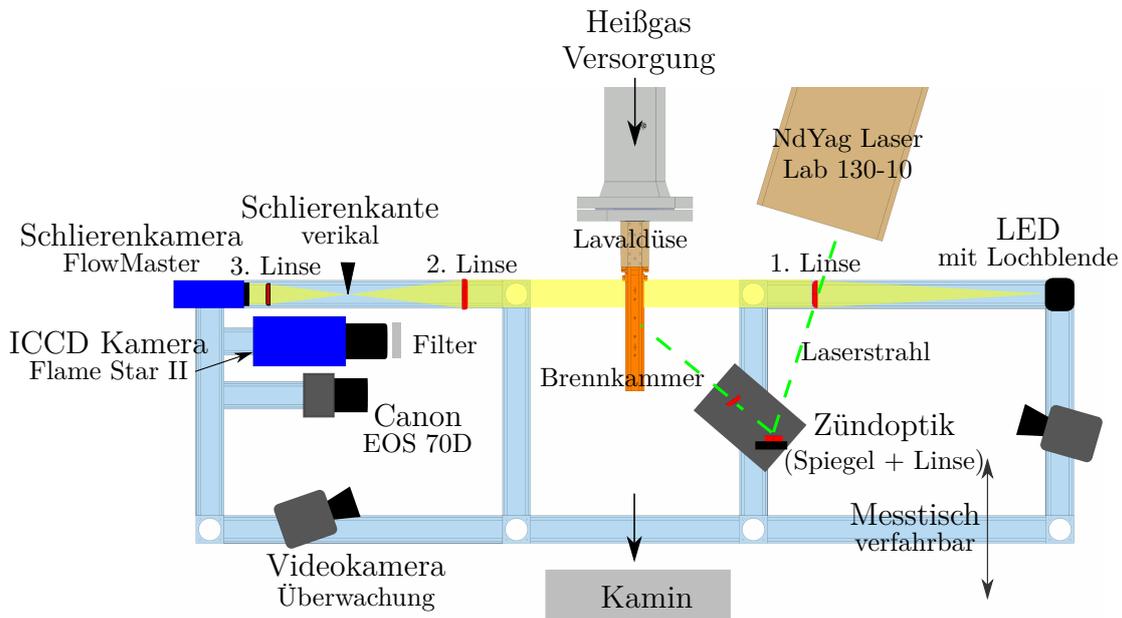


Abb. 4.4: Schematische Darstellung des Messtisches mit optischer Messtechnik

Schlierentechnik

Das eingesetzte Messprinzip der Schlierentechnik ist schematisch in Abbildung 4.5 dargestellt. Die Schlierentechnik visualisiert Dichtegradienten in kompressiblen Medien durch Ausnutzung des linearen Zusammenhangs zwischen Brechungsindex n und Dichte ρ eines Gases [94].

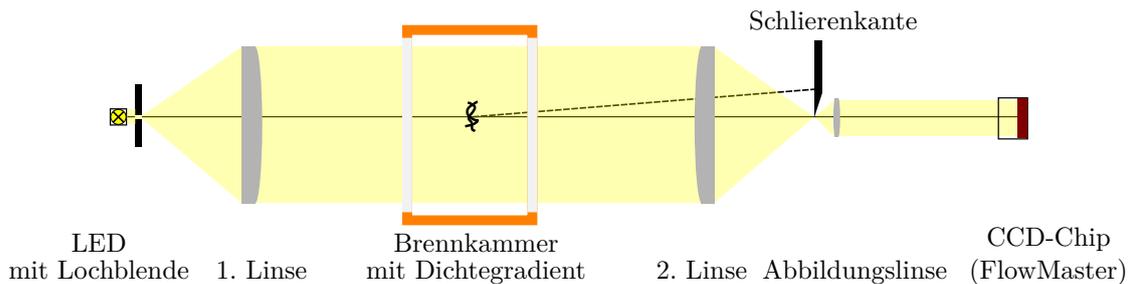


Abb. 4.5: Schematischer Aufbau der Schlierenoptik

Als Lichtquelle wird eine lichtstarke LED verwendet, die in Kombination mit einer Blende als Punktlichtquelle dient. Über die erste Linse wird ein paralleles Lichtbündel erzeugt welches anschließend durch die Brennkammer tritt. Treten Dichtegradienten innerhalb dieses Messvolumens auf, findet aufgrund des veränderten Brechungsindex eine Ablenkung statt. Anschließend wird durch die zweite optische Linse das Lichtbündel fokussiert. Im Fokuspunkt wird durch eine horizontal orientierte Schlierenkante der vorhandene Dichtegradient in Strömungsrichtung dar-

gestellt. Nach der Schlierenkante wird durch eine Abbildungslinse das Schlierenbild auf einem CCD Chip (FlowMaster) abgebildet. Der sichtbare Messbereich in Strömungsrichtung entspricht ca. 80 mm und eine Auflösung von ca. 16 Pixel/mm kann mit der eingesetzten Kamera erreicht werden. Die Visualisierung der Dichtegradierten in der untersuchten Überschallströmung dient in erster Linie der Visualisierung von Verdichtungsstoßsystemen sowie Expansionsfächern und somit einer qualitativen Beschreibung des internen Strömungsfeldes.

Eigenleuchten - Chemilumineszenz

Eigenleuchten oder Fluoreszenz eines Gases bezeichnet die Emission von Photonen beim Übergang eines Moleküls oder Atoms aus dem angeregten Zustand zurück in den Anfangszustand (bspw. den Grundzustand). Die Aussendung eines Photons folgt dabei aus dem Übergang eines Elektrons aus einem angeregten Energieniveau auf ein energetisch tiefer liegendes Niveau. Als Ursache für eine Anregung von Molekülen oder Atomen kommen unterschiedliche Mechanismen in Frage. Neben der Absorption von Photonen kann unter anderem die Kollision von Molekülen/Atomen oder eine chemische Reaktion zur Anregung führen. Die gezielte Anregung durch Absorption und anschließende Emission eines Photons wird beispielsweise bei der planaren laserinduzierten Fluoreszenz (PLIF) genutzt. Wird hingegen die spontane Emission angeregter Moleküle aufgrund einer chemischen Reaktion betrachtet, wird von Chemilumineszenz gesprochen. Die Chemilumineszenz einer ablaufenden Reaktion ist hauptsächlich von angeregten Radikalen/Zwischenprodukten (bspw. OH^* , CH^*) dominiert. Im Fall einer atmosphärischen Wasserstoff-Luft-Verbrennung dominiert das OH^* Radikal die Chemilumineszenz der Verbrennung [24].

Chemilumineszenz Untersuchungen sind in einer reagierenden Überschallströmung aufgrund der Eigenschaften der OH^* Radikale möglich. Einerseits gilt das OH^* Radikal als Maß für die Wärmefreisetzung innerhalb einer Flamme, andererseits liegt die Relaxationszeit eines OH^* Radikals in der Größenordnung von 10^{-7} - 10^{-8} s. Selbst bei hohen Strömungsgeschwindigkeiten entspricht somit die detektierte Radikal-Position dem Entstehungsort. Ein Problem bei OH^* Chemilumineszenz stellt allerdings u.a. die Überlagerung mit thermischer Fluoreszenz von OH^* bei höheren Temperaturen dar. Für Temperaturen unterhalb von 2500 K überwiegt allerdings die OH^* Chemilumineszenz [64]. Entsprechend kann durch Aufnahmen der Chemilumineszenz einer Überschallverbrennung eine Bestimmung der Reaktionszone und eine quantitative Aussage zur Reaktionsrate erfolgen. Für weiterführende Informationen im Bereich der Fluoreszenz von angeregten Molekülen bzw. Atomen sei auf [24, 64] verwiesen. Wobei eine detaillierte Untersuchung für den Spezialfall der OH^* Chemilumineszenz in turbulenten Flammen und Untersuchungen zum Zusammenhang zwischen OH^* Chemilumineszenz und Reaktionszone bzw. Reaktionsrate von *Lauer* durchgeführt wird [64].

Chemilumineszenzaufnahmen einer Flamme besitzen, analog zu Schlierenaufnahmen, immer einen integrierenden Charakter und in Tiefenrichtung des untersuchten Beobachtungsraums findet eine räumliche Integration der Emission statt. Eine Aus-

sage über den Verlauf und das Verhalten der chemischen Reaktion in Tiefenrichtung ist somit nicht möglich. Aufnahmen des Eigenleuchtens einer Flamme sind daher mit gewisser Vorsicht zu behandeln, da beispielsweise intensive Reaktionszonen in Wandnähe auch als Verbrennungszone in Kanalmitte interpretiert werden könnten. Zusätzlich zur räumlichen Integration wird das gesamte Emissionsspektrum der Verbrennung erfasst. Um den aufgezeichneten spektralen Bereich einzugrenzen und die Gefahr von Fehlinterpretation zu minimieren, wird daher bei Aufnahmen der Chemilumineszenz einer Wasserstoffverbrennung häufig eine Bandpassfilterung durch eine UG-11 und WG-305 Filterkombination vorgenommen [1, 130]. Wobei der WG-305 Filter zur Ausfilterung der Wellenlänge unterhalb von 305 nm und der UG-11 Filter zur Ausfilterung der sichtbaren Wellenlängen dient. In Kombination entsteht eine Bandpassfilterung von 245 - 410 nm, wobei im Wellenlängenbereich von 305 - 320 nm die Transmission über 50% liegt. Der verwendete Aufbau zur Messung der Chemilumineszenz ist in der schematischen Abbildung 4.4 des optischen Messtisches dargestellt. Um die Chemilumineszenz erfassen zu können wird eine intensivierte CCD (ICCD) Kamera (Flamestar II) verwendet. Als Objektiv wird ein spezielles, für Wellenlängen von 220-1100 nm geeignetes, Objektiv (UV-Nikkor 105) eingesetzt. Um keine optischen Verzerrungen in den Aufnahmen zu erhalten ist die Kamera senkrecht zu den Brennkammerglasscheiben ausgerichtet. Direkt vor der ICCD Kamera ist zur spektralen Filterung der Chemilumineszenz die Filterkombination aus dem UG-11 und WG-305 Filter montiert. Der sichtbare Messbereich innerhalb der Brennkammer entspricht in etwa 100 mm und somit einer Auflösung von ca. 6 Pixel/mm.

Die Chemilumineszenzaufnahmen der Überschallverbrennung dienen in den durchgeführten Untersuchungen der qualitativen Beschreibung der ablaufenden chemischen Reaktion. Neben der Bestimmung der lateralen Ausdehnung der Reaktionszone in Strömungsrichtung, kann zusätzlich anhand der ICCD Aufnahmen eine qualitative Beschreibung der Reaktionsrate erfolgen.

Durch die simultane Aufzeichnung der Schlierenaufnahmen und der Chemilumineszenzaufnahmen bei stationärem Brennkammerbetrieb kann durch Superposition der zueinander referenzierten Aufnahmen eine Analyse und Untersuchung der Wechselwirkung zwischen Verdichtungsstößen bzw. Expansionsfächern und der chemischen Reaktion erfolgen.

Photographien und Videoaufnahmen

Neben den Chemilumineszenz- und Schlierenaufnahmen werden zusätzlich normale Photographien der Überschallverbrennung mit einer handelsüblichen Spiegelreflexkamera aufgenommen. Die erhaltenen Aufnahmen liefern quantitative Eindrücke der Überschallverbrennung und visualisieren den Betriebszustand. Die Spiegelreflexkamera ist ebenfalls auf dem Messtisch montiert und senkrecht zur Brennkammer orientiert. Die Videoaufnahmen dienen in erster Linie der Prüfstandsüberwachung und zum Zweck der Visualisierung.

Zündeinrichtung

Zusätzlich zur optischen Messtechnik ist auf dem verfahrbaren Messtisch eine Zündeinrichtung montiert. Wie bereits in Abschnitt 4.2 diskutiert, ist die statische Temperatur innerhalb der Brennkammer für eine Selbstzündung nicht ausreichend und eine Pilotflamme muss durch externe Energiezufuhr gezündet werden. Die externe Energiezufuhr wird über einen gepulsten Feststofflaser realisiert. Über eine Spiegel-Linsen Kombination (Zündoptik) wird der Laserstrahl auf die Injektorhinterkante fokussiert. Um eine präzise Ausrichtung des Fokuspunktes an der Injektorhinterkante zu erreichen ist der Spiegel mit einem Piezomotor ausgestattet. Weitere Details und Informationen zur Zündoptik sind bei *Fuhrmann* zu finden [37].

4.5 Betrieb der Anlage

Vor dem eigentlichen Versuchsbeginn erfordert die thermische Trägheit des Lufterhitzers und der anschließenden Druckluftleitungen eine Vorwärmzeit von ca. 60 min der Gesamtanlage. Erst nach Erreichen der maximalen Temperatur des elektrischen Lufterhitzers kann die katalytische Vorverbrennung in Betrieb genommen werden. Die Brennkammerströmung entspricht zu diesem Zeitpunkt den Ausgangsbedingungen aller durchgeführten Experimente. Dieser Betriebspunkt stellt den Referenzzustand der Anlage dar und alle folgenden Experimente werden im Vergleich zu dieser Referenz betrachtet. Um ein Verbrennungsexperiment durchführen zu können, muss im Anschluss die Zündung der Pilotflamme durch Ausrichtung der Zündoptik und Laserbeschuss der Injektorhinterkante erfolgen. Nach Zündung der Pilotflamme ist keine weitere Energiezufuhr notwendig und optische Untersuchungen können durchgeführt werden. Für Verbrennungsversuche wird anschließend die Brennstoffzufuhr des Hauptinjektors geöffnet und über den Injektionsmassenstrom der jeweilige Betriebspunkt eingestellt. Nach Erreichen des thermischen Gleichgewichts können optische Untersuchungen des Betriebspunktes an unterschiedlichen Positionen durchgeführt werden. Die zeitliche Dauer der Vermessung eines Betriebspunktes variiert je nach durchgeführten Untersuchungen und liegt im Mittel bei mehreren Minuten. Anschließend werden weitere Betriebspunkte auf identische Weise untersucht. Die Gesamtbetriebsdauer der Überschallverbrennung ist durch die Brennstoffversorgung festgelegt und variiert, wobei eine mittlere Versuchszeit von ca. 45 min erreicht wird. Das Versuchsende ist mit Absinken des Brennstoffversorgungsdrucks erreicht und die Anlage wird kontrolliert heruntergefahren.

Während der gesamten Betriebszeit werden die Messdaten (Druck, Temperatur und Massenströme) erfasst, sowie sicherheitsrelevante Größen durch Grenzwerte überwacht. Über- oder unterschreitet eine Messgröße einen Grenzwert wird vollautomatisch die Brennstoffzufuhr der Injektionen und die katalytische Vorverbrennung gestoppt, sowie der Luftdurchsatz durch die Brennkammer reduziert.

Die Versuchsanlage am Lehrstuhl für Flugantriebe ist entsprechend für Dauerversuche ausgelegt und daher für Untersuchungen von stationären Betriebspunkten beson-

ders geeignet. Die experimentelle Betrachtung vieler Betriebspunkte ermöglicht es ein Kennfeld der Brennkammer zu erstellen und Untersuchungen zum charakteristischen Verhalten der Überschallbrennkammer durchzuführen. Durch den sehr langen Brennkammerbetrieb kann eine schrittweise Annäherung an Grenzbereiche erfolgen und Untersuchungen in unmittelbarer Umgebung dieser Betriebspunkte sind möglich. Darüber hinaus kann eine große Datenbasis zur Validierung von numerischen Ergebnissen geschaffen werden.

Die durchgeführten Experimente folgen dabei prinzipiell dem Ablauf eines Flugexperiments welches im reinen Scramjet Betrieb operieren soll. Nach Beschleunigung bspw. unter Zuhilfenahme eines Raketenantriebs auf die notwendige Startgeschwindigkeit muss vor Brennstoffinjektion und Zündung der Einlauf starten und eine ausgebildete Strömung innerhalb des Triebwerks vorliegen. Übertragen auf die Prüfstandsituation entspricht dieser Flugzustand dem Referenzzustand der reinen, nicht reagierenden, Heißgasströmung innerhalb der Überschallbrennkammer. Anschließend muss im Flugfall die Brennstoffzufuhr erfolgen, die Zündung (bei keiner Selbstzündung) eingeleitet und zur Schubproduktion eine Erhöhung des Brennstoffmassenstroms folgen. Am Prüfstand entspricht diese Flugphase der Zündung der Pilotflamme und der Steigerung der Brennstoffzufuhr über die Haupt- und Wandinjektion.

5. Betriebsverhalten ohne Reaktion

5.1 Referenzzustand

Da die Verbrennungsversuche bei identischen Eintrittsbedingungen durchgeführt werden, dienen die Ergebnisse der reinen Heißgasströmung (fuel off) als Referenz für alle nachfolgenden Versuche mit und ohne ablaufende Reaktion. Abbildung 5.1 zeigt drei experimentell ermittelte Druckverteilungen entlang der Brennkammer für die reine Heißgasströmung. In Tabelle 5.1 sind die Rand- und Eintrittsbedingungen zusammengefasst. Im Druckverlauf ist für jede Messstelle zusätzlich die im jeweiligen Experiment gemessene Standardabweichung ($\pm 2\sigma$) als Fehlerbalken mit dargestellt. Der grau markierte Bereich kennzeichnet den Bereich des Zentralinjektors und die vertikale Linie die beginnende Divergenz der Brennkammergeometrie. Identische Markierungen finden sich in allen folgenden Druckverläufen der untersuchten Brennkammer. Alle gemessenen Verläufe weisen neben einem identischen Druck am Brennkammereintritt ebenso eine identische Druckverteilung entlang der Brennkammer auf und nur lokal ergeben sich marginale Unterschiede. Die abgebildeten Referenzexperimente wurden mit drei baugleichen Zentralinjektoren (V1-V3)

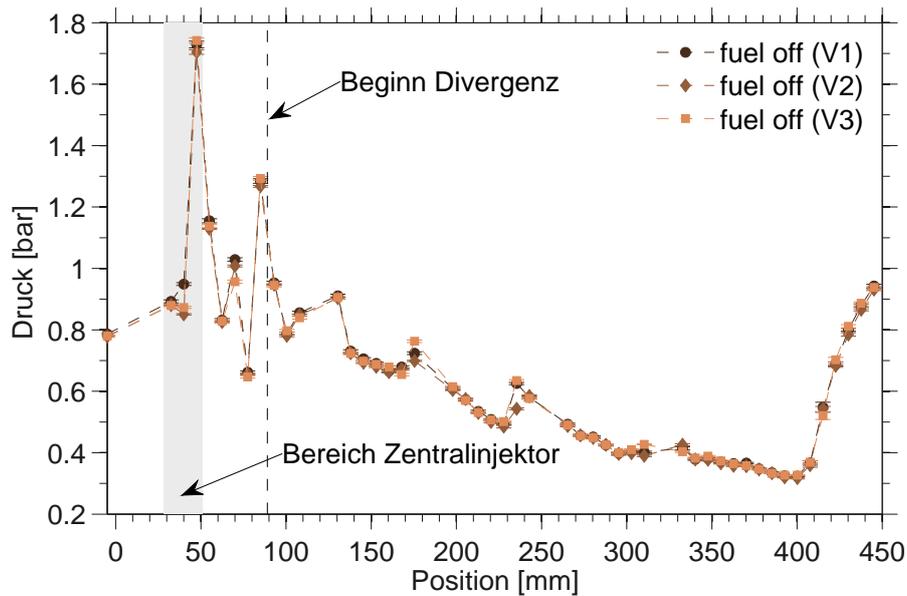


Abb. 5.1: Experimentell ermittelte Wanddruckverteilungen des Referenzzustandes mit gemessener Standardabweichung ($\pm 2\sigma$)

Tab. 5.1: Übersicht der Eintritts- und Randbedingungen der Überschallbrennkammer mit mittlerer Abweichung

T_{Luvo}	T_t	p_t	p_{LNEx}	Ma
K	K	bar	bar	[-]
620 ± 3.0	950 ± 5.0	9.55 ± 0.05	0.780 ± 0.005	2.15

durchgeführt. Aufgrund der identischen Drücke am Brennkammereintritt sind die marginalen Unterschiede daher in erster Linie auf die drei eingesetzten Zentralinjektoren zurückzuführen. Sehr wahrscheinlich sind geringe geometrische Abweichungen in den eingesetzten Zentralinjektoren aufgrund von Fertigungstoleranzen für diese Abweichung verantwortlich. Das lokale Verhalten der Wanddruckverteilung ist typisch für eine stoßbehaftete reine Überschallströmung. Neben lokal begrenzten Druckmaxima aufgrund von SWBLIs an den Brennkammerwänden sind Druckabsenkungen durch Expansionen zu erkennen. Der global absinkende Trend in den gemessenen Drücken gibt das typische Verhalten einer beschleunigten Überschallströmung wieder und liegt in der Divergenz der Brennkammer (ab $x = 89$ mm) begründet. Die erkennbaren Verdichtungsstöße werden durch die Umströmung des Zentralinjektors (markierter Bereich) verursacht. Stromab sind sowohl die Reflexionen wie auch die Abschwächung der Stöße aufgrund der Dissipation gut erkennbar. Vor Beginn des Zentralinjektors findet keine Erhöhung des gemessenen Drucks statt und die Durchströmung der Brennkammer erfolgt im reinen Überschall ohne Anzeichen eines Shocktrains im Isolator. Die Überschallbrennkammer arbeitet somit im Referenzzustand im reinen Scramjet Betrieb.

Im Bereich des Brennkammeraustritts (ab ca. $x = 400$ mm) entsteht durch den überexpandierten Betrieb eine Grenzschichtablösung. Bei Betrachtung des Verhältnisses zwischen gemessenem Wanddruck vor Ablösung ($p_{CC41} = p_s$) und Umgebungsdruck $\frac{p_s}{p_\infty} = 0.33 - 0.34$ liegt dieses Verhältnis im Bereich des Summerfield Kriteriums, das für Düsenströmungen eine Ablösung im Bereich von $\frac{p_s}{p_\infty} = 0.25 - 0.45$ vorher sagt [125]. Die Anpassung an den Umgebungsdruck erfolgt analog eines Shocktrains im Isolator und ist gut bekannt aus dem überexpandierten Betrieb von Raketenschubdüsen [35]. In der untersuchten Brennkammer spielt diese Anpassung eine untergeordnete Rolle und ist ein typisches Phänomen bodengebundener Prüfstände.

5.1.1 Vergleich mit 3D-CFD Simulation

Vergleich: Experiment und 3D-CFD Simulation

Abbildung 5.2 stellt den Vergleich zwischen experimentell erfasstem und numerisch berechnetem Wanddruckverlauf dar. Die 3D-CFD Berechnung wurde von *Fuhrmann* durchgeführt und Details zur Simulation sind in [37] zu finden. Der rot markierte Bereich kennzeichnet den sichtbaren Brennkammerausschnitt der in Abbildung 5.3

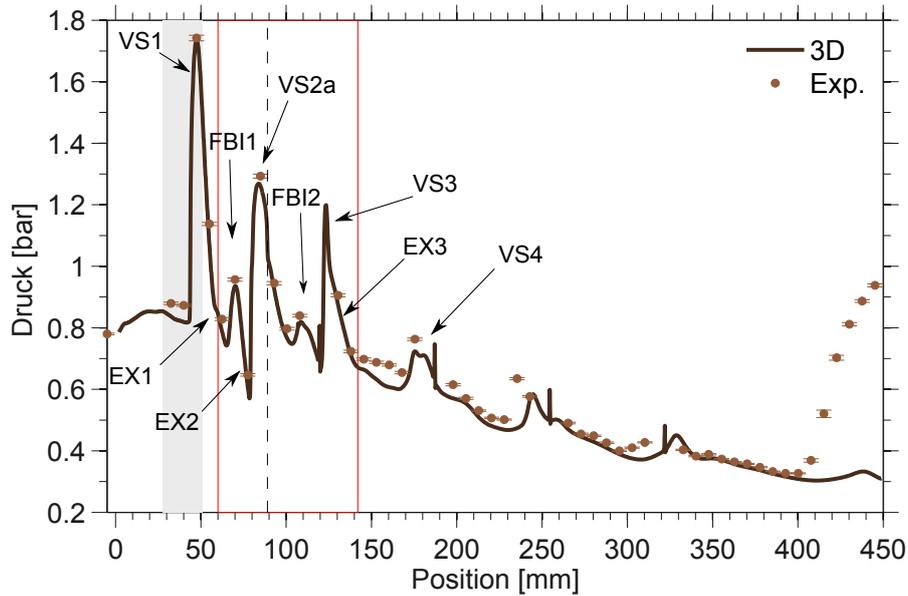


Abb. 5.2: Numerischer Wanddruckverlauf (3D) [37] und experimenteller Verlauf (Exp.) im Referenzfall, mit Kennzeichnung der Verdichtungsstöße (VS) und Expansionsfächer (EX)

dargestellten Schlierenaufnahmen. Die Bezeichnungen in Abbildung 5.2 an den jeweiligen Druckminima und -maxima kennzeichnen die einzelnen Verdichtungsstöße und Expansionen in den Schlierenaufnahmen des Referenzfalls (vgl. Abb. 5.3).

Die Druckverteilungen der numerischen Simulation und der experimentellen Verläufe stimmen in nahezu der gesamten Brennkammer gut überein. Die lokalen Druckminima und -maxima des experimentellen Verlaufs (Exp.) sind ebenfalls an identischen Positionen in der 3D-CFD Simulation (3D) wiederzufinden, die Anpassung an den Umgebungsdruck wurde in der numerischen Berechnung hingegen nicht berücksichtigt. Identische Übereinstimmung ergibt sich beim Vergleich der numerischen und experimentellen Schlierenaufnahmen in Abbildung 5.3. Zur besseren Orientierung wurden die Schlierenaufnahmen in eine Schnittdarstellung der Brennkammer integriert. Aufgrund der begrenzten optischen Zugänglichkeit der Brennkammer in direkter Umgebung des Zentralinjektors kann in diesem Bereich nur unter Zuhilfenahme der numerischen Schlieren und der Wanddruckverteilungen eine Aussage über den herrschenden Strömungszustand getroffen werden. Wie bereits durch die Druckverteilung vermutet, bestätigen die Schlierenaufnahmen, dass die Brennkammer im reinen Scramjet Modus arbeitet und keine Anpassung vor dem Zentralinjektor stattfindet. Eine detaillierte Betrachtung der Schlierenbilder und des Stoßsystems verdeutlicht den Zustand der Überschallströmung und erklärt den gemessenen Wanddruckverlauf. Der durch den Injektor erzeugte erste Verdichtungsstoß (VS1) trifft im Bereich der dritten Druckmessstelle (p_{CC3}) auf die Brennkammerwände auf und wird regulär (VS2) reflektiert. Die SWBLI verursacht den ersten Druckanstieg in diesem Bereich. Die Strömungsumlenkung auf der Injektoroberfläche und die nachfolgende Umströmung der Injektorhinterkante sind Grund für die beiden

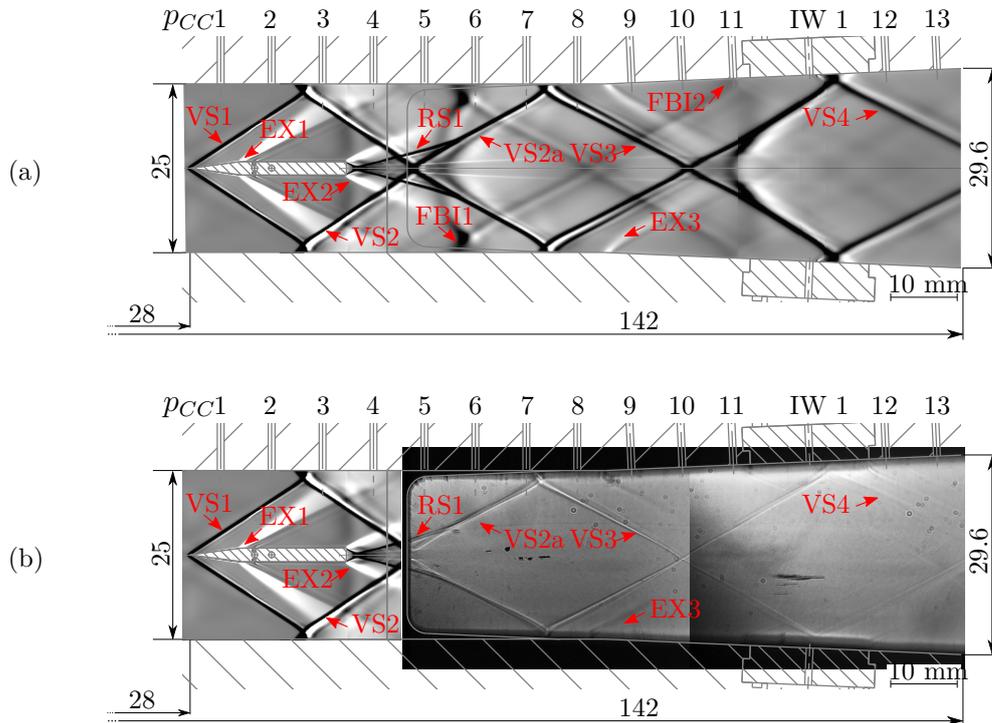


Abb. 5.3: (a) Numerische Schlieren [37] und (b) experimentell ermittelte Schlierenaufnahme des Referenzzustandes

Expansionen (EX1, EX2). Diese Expansionsfächer treffen im Bereich der vierten bzw. der siebten Druckmessstelle auf die Brennkammerwände und reduzieren den Wanddruck entsprechend. Die erneute Umlenkung der Strömung nach der Injektorhinterkante wird durch den Rekompaktionsstoß (RS1) realisiert. Die Stöße VS2 und RS1 verschneiden sich kurz stromab der Hinterkante und vereinigen sich sowohl im numerischen wie auch im experimentellen Schlierenbild zu einem einzigen Stoß (VS2a). Der resultierende Stoß (VS2a) tritt im experimentellen Schlierenbild deutlich hervor und wird stromab der siebten Druckmessstelle regulär reflektiert (VS3). Dieser Verdichtungsstoß wird auf dem Einsatz der ersten Wandinjektion (IW1), kurz hinter der Injektionsbohrung, erneut reflektiert (VS4). Die weiteren Stoßreflexionen sind in den Schlierenaufnahmen nicht ersichtlich, aber als diskrete Druckerhöhungen im Druckverlauf (vgl. Abb. 5.2) zu erkennen. Die beginnende Divergenz der Überschallbrennkammer verursacht die Expansion (EX3) und ist für den abfallenden Druckverlauf im hinteren Brennkammerbereich verantwortlich.

Im Bereich der sechsten Druckmessstelle (p_{CC6}) ist im Druckverlauf eine weitere, dem diskutierten Stoßsystem nicht zugehörige, Druckerhöhung zu erkennen. Im numerischen Schlierenbild zeichnet sich in diesem Bereich ebenfalls eine weitere Stoßstruktur (FBI1) ab. Bei genauerer Betrachtung der numerischen Simulation ergibt sich die rechtwinkelige Verbindung zwischen Zentralinjektor und Brennkammerwand als Ursprung dieser dreidimensionalen Stoßstrukturen. Die Eckenströmung in diesem

Bereich erzeugt die dreidimensionale Stoßstruktur und ist in Überschallbrennkammern mit Zentralinjektoren bekannt und wird als sogenannte Fin Body Interaktion (FBI) bezeichnet [71]. In Umgebung der zehnten Druckmessung (p_{CC10}) ist im Druckverlauf und in den numerische Schlieren die Reflexion dieser Stoßstrukturen (FBI2) ersichtlich. Im experimentellen Schlierenbild kann diese Stoßstruktur hingegen nicht eindeutig nachgewiesen werden. Laut Wanddruckverlauf und numerischer Berechnung dissipieren diese dreidimensionalen Stoßstrukturen stromab jedoch relativ schnell.

Zusammenfassend kann, trotz dreidimensionaler Effekte, die Strömung in guter Näherung als zweidimensional betrachtet werden. Nur das Gebiet direkt stromab des Zentralinjektors ist geprägt von dreidimensionalen Strömungsstrukturen und kann experimentell nicht im Detail erfasst werden. Eine detaillierte numerische Betrachtung dieses Gebiets und der Umströmung der Zentralinjektorhinterkante wurde von *Fuhrmann* durchgeführt [37].

Vergleich: 1D Modellierung und 3D Simulation

Das Ergebnis und den Vergleich zwischen numerischer 3D Simulation und 1D Modellierung des Referenzfalls zeigt Abbildung 5.4 anhand der Druck- und massengemittelten Machzahlverteilung. Die numerischen Berechnungen sind einerseits Ergebnisse der vorgestellten und in Matlab implementierten 1D Modellierungen aus Kapitel 2.3 und der 3D Simulation von *Fuhrmann* [37]. Der Druckverlauf der 1D Modellierung zeigt die zu erwartenden Abweichungen, da die lokal begrenzten Druckmaxima

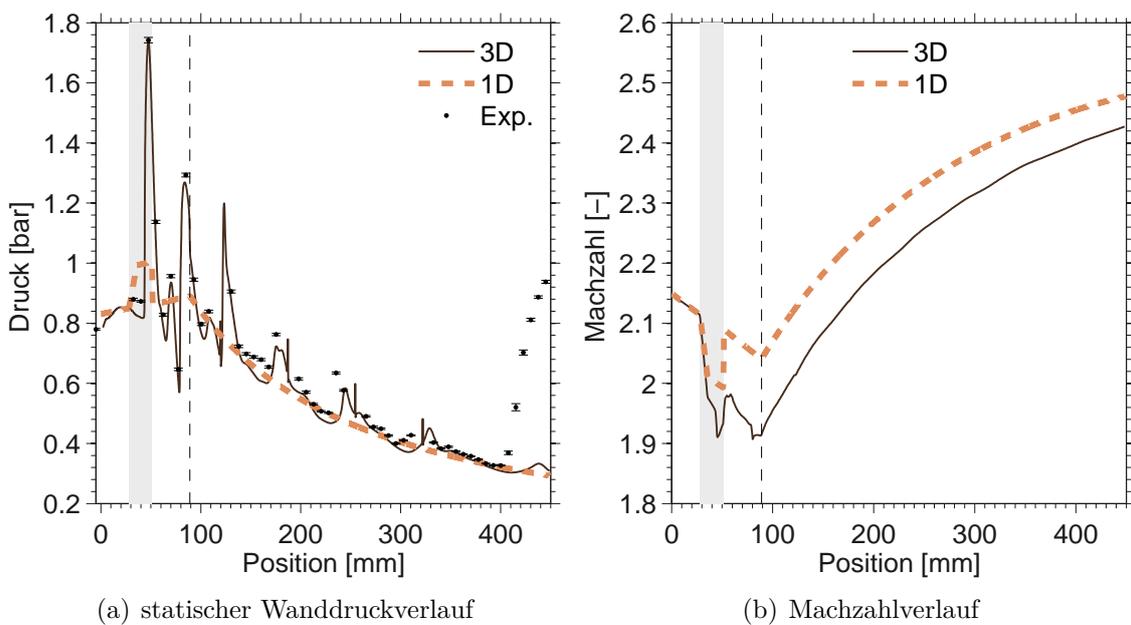


Abb. 5.4: Statischer Wanddruckverlauf und massengemittelte Machzahlverteilung im Referenzfall für numerischer 3D Simulation [37] und 1D Modellierung

aufgrund der SWBLIs innerhalb der Brennkammer nicht wiedergeben werden können. Das Niveau und Verhalten des gemessenen Wanddrucks wird hingegen sehr gut approximiert. Im Bereich des Zentralinjektors findet aufgrund der Versperrungswirkung eine Kompression und ab beginnender Divergenz des Brennkammerquerschnitts die Expansion statt. Das Druckniveau am Brennkammeraustritt stimmt mit dem Ergebnis der 3D Simulation nahezu überein.

Die Übereinstimmung im Druckverlauf wird durch den Vergleich der Machzahlen entlang der Brennkammer untermauert. Vor allem die Umströmung des Zentralinjektors verursacht den größten Unterschied und führt zu einem leicht unterschiedlichen Niveau stromab, wobei in der 1D Modellierung der Einfluss des Zentralinjektors unterschätzt wird. Bei prozentualer Betrachtung der Unterschiede ergibt sich in der Machzahl ein maximaler Unterschied von ca. 6% und entsprechend verläuft die Machzahl der 1D Modellierung im weiteren Brennkammerverlauf auf höherem Niveau. Stromab des Injektors verhalten sich beide Ergebnisse ähnlich und geben den Einfluss der Divergenz des Brennkammerquerschnitts korrekt wieder. Darüber hinaus nähern sich beide Machzahlverläufe mit zunehmender Lauflänge aneinander an.

Vergleich: 1D Modellierung und Experiment

Der Reibungseinfluss und der abgeführte Wandwärmestrom werden in der 1D Modellierung nach dem RTM Modell (vgl. Kapitel 2.3) approximiert. Abbildung 5.5 zeigt den Vergleich zwischen berechneter mittlerer Wärmestromdichte pro Kühlkanal aus experimentellen Ergebnissen des Referenzfalls und das Ergebnis der approximierten Wärmestromdichte aus der 1D Modellierung. Die Berechnung der Wärmestromdichte erfolgt einerseits unter den Voraussetzungen einer vernachlässigbaren Wärmequertleitung innerhalb der Brennkammer. Andererseits wird nur die Heißgas überströmte Kupferoberfläche der Brennkammer berücksichtigt, die ungekühlten Glasoberflächen werden als adiabat angenommen. Darüber hinaus wird in der Modellierung von einer konstanten Wandtemperatur von $340K$ ausgegangen [76].

Trotz der einfachen Approximation der Wärmeabfuhr in der 1D Modellierung stimmen beide Verläufe in guter Näherung überein. Aufgrund der eingesetzten Messtechnik können lokale Phänomene, wie beispielsweise die in der 1D Modellierung ersichtliche Variation der Wärmestromdichte in Umgebung des Zentralinjektors, experimentell nicht erfasst werden. Die zunehmende Reduktion der Wärmestromdichte im divergenten Brennkammersegment ist hingegen sowohl in der Modellierung wie auch in den experimentellen Daten ersichtlich. Die Modellierung bildet entsprechend sowohl das Niveau wie den Verlauf der experimentell ermittelten Wärmestromdichte entlang der Brennkammer gut ab, wobei das RTM Modell die lokale Wärmestromdichte leicht überschätzt.

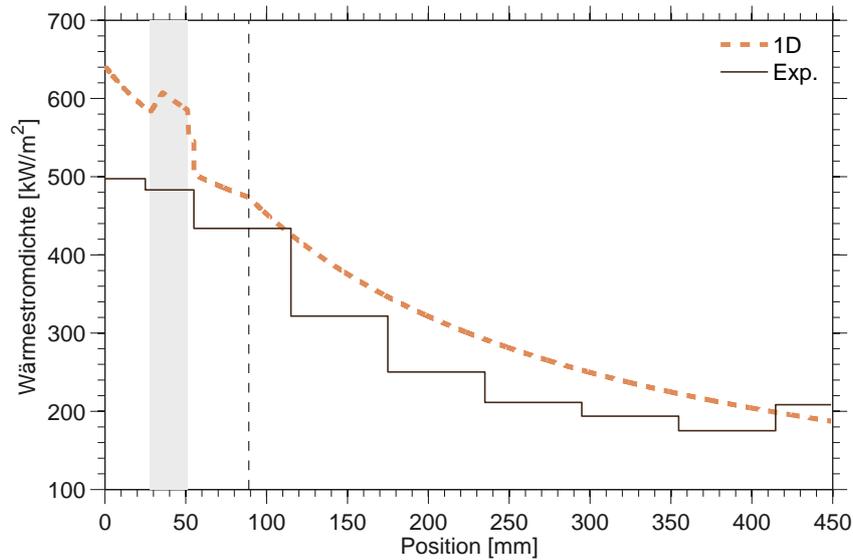


Abb. 5.5: Vergleich der Wärmestromdichte aus experimentellen Ergebnissen (Exp.) und 1D Modellierung (1D) für den Referenzfall

5.1.2 Beurteilung Referenzzustand

Zusammenfassend ergibt sich für die reine Heißgasströmung durch die experimentelle Untersuchung und die Modellierung des Zustandes ein sehr gut beschreibbarer und reproduzierbarer Referenzzustand.

Der gemessene Wanddruckverlauf und die Schlierenbilder stimmen gut überein und in Kombination kann der Strömungszustand innerhalb der Brennkammer experimentell erfasst werden. Mit Ausnahme der direkten Umgebung des Zentralinjektors dominiert innerhalb der Brennkammer eine zweidimensionale Überschallströmung und die Brennkammer operiert im reinen Scramjetmodus. Eine Grenzschichtablösung bzw. Anpassung innerhalb der Brennkammer oder im Isolator (bspw. durch einen Shocktrain) ist nicht zu erkennen.

Wie in Kapitel 2.3 diskutiert, kann die gute globale Übereinstimmung der 1D Modellierung auf das moderate Machzahlniveau und die geringen Strömungsumlenkungen zurückgeführt werden. Die mittlere Machzahl innerhalb der Brennkammer beträgt ca. $Ma = 2.2$ und die Strömungsumlenkung am Zentralinjektor 7.5° . Die Strömung im Referenzfall kann somit sehr gut durch einen eindimensionalen Modellierungsansatz approximiert und beschrieben werden.

5.2 Hauptinjektion ohne Reaktion

Im Gegensatz zu den in Kapitel 3 vorgestellten Untersuchungen, die eine Zustandsänderung der Überschallströmung durch Massenzufuhr simulieren, sollte die Injektion über den Zentralinjektor in den durchgeführten Untersuchungen im Idealfall

geringen Einfluss auf die Strömung nehmen und keinesfalls eine Transition der Überschallströmung bewirken. In Realität ist durch die entstehenden Stoßsysteme der Injektion und die Massenzufuhr eine Beeinflussung der Strömung unvermeidbar. Um die Auswirkungen der Injektion separiert von einer ablaufenden Reaktion beurteilen zu können, wurden reine Injektionsversuche über den Zentralinjektor durchgeführt. Aus Sicherheitsgründen wurde als Injektionsgas Stickstoff gewählt, um durch die lange Versuchsdauer und die hohen Injektionsmengen keine großen Mengen unverbrannten Wasserstoffs im Abgassystem anzureichern. Zusätzlich bietet sich Stickstoff als kostengünstige Alternative zu anderen nicht reaktiven Gasen wie bspw. Helium an. Hauptziel der Untersuchung ist die Beurteilung der Injektion hinsichtlich einer möglichen Blockade des Strömungskanals bzw. einer möglichen Transition. Die Vergleichbarkeit zur Injektion von Wasserstoff kann über das Impulsverhältnis hergestellt werden. Wird von identischen Bedingungen innerhalb der Brennkammer ($(\rho u^2)_{cross}$) ausgegangen und ein identisches Impulsverhältnis gefordert kann nach Gleichung 2.6 folgender Zusammenhang formuliert werden:

$$\frac{J_{H_2}}{J_{N_2}} = \frac{(\rho u^2)_{H_2}}{(\rho u^2)_{cross}} \frac{(\rho u^2)_{cross}}{(\rho u^2)_{N_2}} = \frac{\left(\frac{\dot{m}_{H_2}}{A_{inj}}\right) c_{H_2}}{\left(\frac{\dot{m}_{N_2}}{A_{inj}}\right) c_{N_2}} = 1 \quad (5.1)$$

Findet die Injektion mit ähnlichen Totaltemperaturen statt und unter der Vereinfachung identischer Isentropenexponenten von Stickstoff und Wasserstoff ($\kappa_{H_2} = \kappa_{N_2} \approx 1.4$) kann Gleichung 5.1 vereinfacht werden:

$$\dot{m}_{H_2} \approx \dot{m}_{N_2} \sqrt{\frac{M_{H_2}}{M_{N_2}}} \approx 0.27 \cdot \dot{m}_{N_2} \quad (5.2)$$

Der maximal mögliche Stickstoffmassenstrom beträgt in den durchgeführten Untersuchungen $\dot{m}_{N_2} = 6.15$ g/s und entspricht vom Impulsverhältnis somit $\dot{m}_{H_2} \approx 1.66$ g/s Wasserstoff. Bei Betrachtung der maximal injizierten Brennstoffmassenströme über den Zentralinjektor (ISM) in Kapitel 6.2, übertrifft das Impulsverhältnis der Stickstoffinjektion deutlich das der späteren Brennstoffzufuhr und die Auswirkungen der Injektion sind damit als maximal anzusehen.

Die Wanddruckverteilung des Referenzfalls (fuel off) und die Verteilung des maximalen Stickstoff Injektionsmassenstrom (N_2 Inj.) stellt Abbildung 5.6 gegenüber. Eine durch die Injektion verursachte Blockade des Strömungskanals bzw. Transition kann durch den Vergleich der beiden Verläufe direkt ausgeschlossen werden. Im vorderen Brennkammerbereich stromauf der Injektion ergeben sich keine Unterschiede und die Anströmung des Injektors ist unverändert. Im Bereich der ersten Stoßreflexion (VS1) und der anschließenden Expansion sind hingegen erste Differenzen im Druckniveau erkennbar. Eine Auswirkung der Injektion auf diese SWBLI ist zu erwarten und wurde in einer separaten Untersuchung numerisch wie experimentell betrachtet [75]. Die Injektion beeinflusst durch die entstehenden Stoßstrukturen und Expansionen die erste SWBLI und nimmt so u.a. Einfluss auf die Position der Reflexion. Deutlichere Auswirkungen der Injektion sind daher im Druckverlauf an

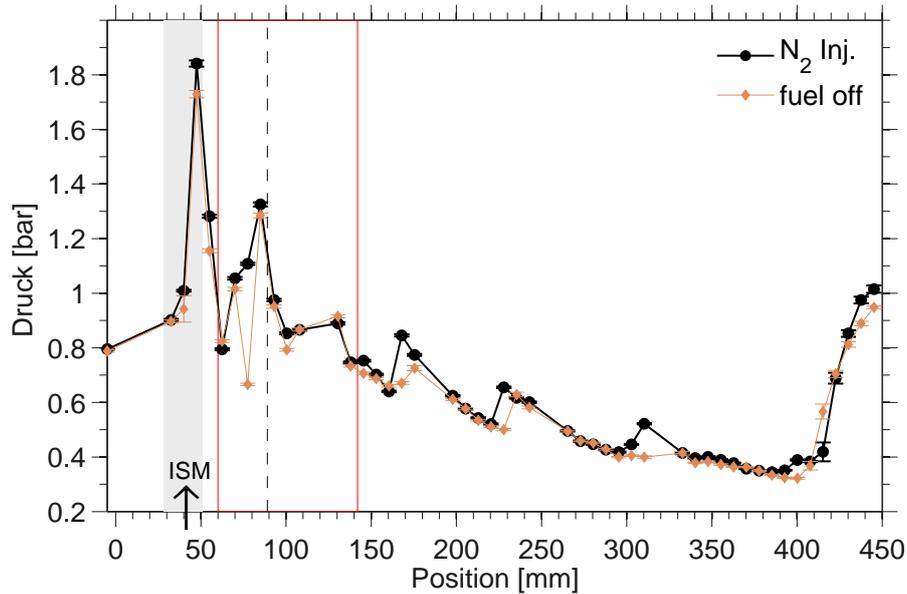


Abb. 5.6: Druckverteilung für den Referenzfall (fuel off) und die Injektion von Stickstoff (N_2 Inj.) über den Zentralinjektor (ISM)

den nachfolgenden Reflexionspositionen zu erkennen und das Stoßsystem scheint stromauf verschoben. Der Vergleich der Schlierenaufnahmen beider Zustände in Abbildung 5.7 bestätigt diese Vermutung. Die erkennbaren SWBLIs (markiert mit Pfeilen) im vorderen Bereich verlagern sich bei der Stickstoff Injektion leicht stromauf und entsprechend ändern sich die Reflexionspunkte im weiteren Brennkammerverlauf. Die Ursache liegt hauptsächlich in der nicht ersichtlichen ersten SWBLI und den entstehenden dreidimensionalen Stoßstrukturen und Expansionen durch die Injektion selbst. Neue von dem ursprünglichen Stoßsystem separierte Stoßstrukturen sind allerdings weder im Druckverlauf noch in den Schlierenaufnahmen eindeutig zu erkennen. Darüber hinaus ist in den Schlierenaufnahmen aufgrund der längeren Belichtungszeit sowie der horizontal orientierten Schlierenkante keine deutliche Scherschicht zwischen Injektions- und Heißgas ersichtlich. Bei genauerer Betrachtung der Stoßstruktur im Fall der Injektion von Stickstoff ist in Kanalmitte jedoch eine leichte Krümmung der Stöße zu erkennen. Neben der Änderung der stofflichen Zusammensetzung nimmt die Injektion ebenfalls Einfluss auf bspw. die Temperatur und damit die lokale Machzahl und den resultierenden Stoßwinkel. Aufgrund der höheren Schallgeschwindigkeiten von Wasserstoff ist im Fall einer späteren Brennstoffinjektion von einem gesteigerten Einfluss der Injektion auf den resultierenden Stoßwinkel in diesem Bereich auszugehen. Hinsichtlich einer Transition ist dieser Einfluss der Injektion auf das Strömungsfeld allerdings von sekundärer Natur.

Zusammenfassend kann die Auswirkung der Injektion bei den herrschenden Randbedingungen auf das Strömungsfeld der Brennkammer als sekundär betrachtet werden. Das Niveau und der Verlauf des gemessenen Drucks entlang der Brennkammer sowie die Schlierenaufnahmen sind dem Referenzfall sehr ähnlich. Die mit der Injektion verbundenen Verluste sind im Druckverlauf nicht zu erkennen und die Auswirkungen

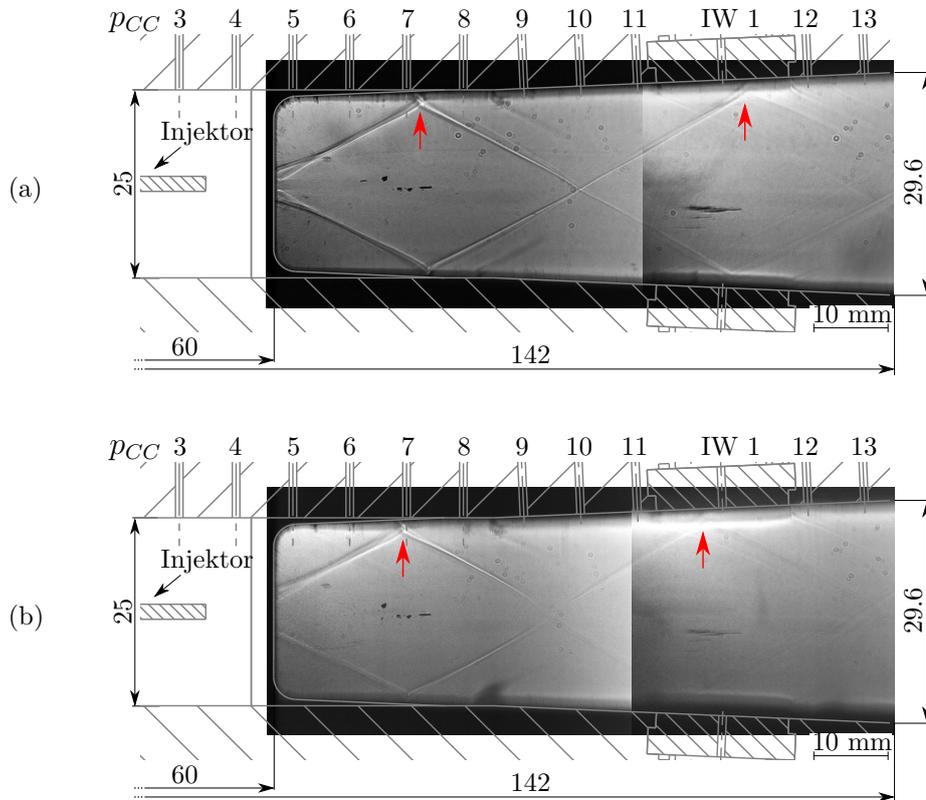


Abb. 5.7: Schlierenaufnahme des (a) Referenzfalls und (b) bei Injektion von Stickstoff über den Zentralinjektor

im Stoßsystem sind laut Schlierenaufnahmen moderat. Darüber hinaus ist weder eine Blockade des Strömungskanals noch eine beginnende Grenzschichtablösung innerhalb der Brennkammer zu beobachten. Eine Zustandsänderung in den anschließenden Verbrennungsversuchen ausschließlich aufgrund der Auswirkungen der Injektion ist somit sehr unwahrscheinlich.

6. Betriebsverhalten bei einstufiger Brennstoffzufuhr

6.1 Pilotverbrennung

Die moderaten statischen Temperaturen innerhalb der Brennkammer erfordern, wie in Kapitel 4 beschrieben, zur Zündung und Stabilisierung der Überschallverbrennung eine Pilotflamme. Hierfür wird über Bohrungen an der Injektorhinterkante Pilotluft und Pilotwasserstoff zugeführt (vgl. Abb. 4.3). Für eine erfolgreiche Zündung wird aus Erfahrungswerten $\dot{m}_{Pilot} = 90 \text{ mg/s}$ Wasserstoff über die Pilotbohrungen eingebracht und über den gesamten Brennkammerbetrieb konstant gehalten. Die Zündung erfolgt über die externe Energiezufuhr durch Laserbeschuss der Injektorhinterkante (vgl. Abb. 4.4). Nach erfolgreicher Zündung stabilisiert sich die Pilotflamme im Nachlaufgebiet des Injektors.

Die gefilterte ICCD-Aufnahme der Chemilumineszenz der Pilotflamme ist in Abbildung 6.1 dargestellt, wobei die detektierte Intensität durch die Falschfarbendarstellung visualisiert wird.

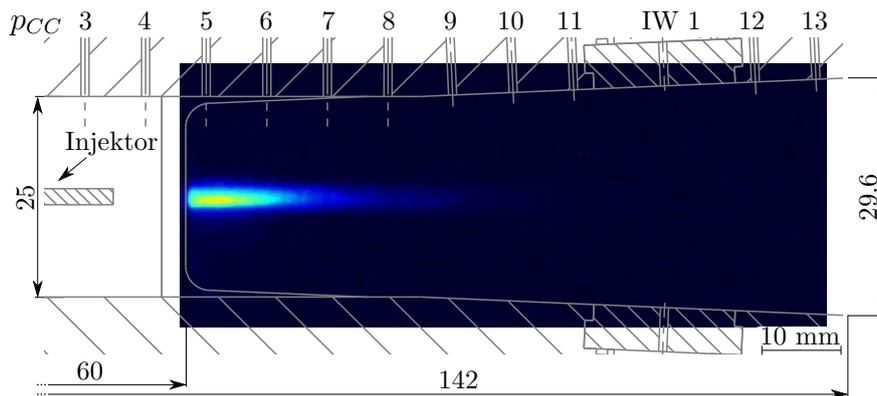


Abb. 6.1: Farbkodierte ICCD Aufnahme der Pilotverbrennung mit schematischer Darstellung der Brennkammergeometrie

Aufgrund der geringen Injektionsmengen ist die Ausdehnung der Flamme begrenzt und erstreckt sich über ca. 30 mm Länge. Der Einfluss der Pilotflamme auf das gesamte Strömungsfeld ist daher eher gering einzuschätzen.

In Abbildung 6.2 ist die erfasste Wanddruckverteilung bei Pilotverbrennung (Pilot) dem Druckverlauf im Referenzzustand (fuel off) gegenüber gestellt. Der Druckverlauf bei Pilotverbrennung entspricht im vorderen Brennkammerbereich bis zur Brennkammerposition $x \approx 60$ mm (p_{CC5}) den Erwartungen. Im Vergleich zur Referenz sind in diesem Bereich keine Unterschiede erkennbar und der Strömungszustand stromauf der Zentralinjektorhinterkante ist unverändert. Stromab der fünften Druckmessstelle ergibt sich hingegen ein merklicher Einfluss der Pilotverbrennung. Im Vergleich zum Referenzfall verschwindet im Druckverlauf die Expansion bei Umströmung der Injektorhinterkante (EX2, vgl. Abb. 5.2). Zusätzlich scheint das Stoßsystem im hinteren Brennkammerbereich, ähnliche zu den Experimenten mit Stickstoffinjektion, stromauf verschoben zu sein. Eine Erhöhung des Wanddrucks ist, aufgrund der geringen Injektionsmenge bei der Pilotverbrennung, hingegen nicht zu beobachten und das Druckniveau innerhalb der Brennkammer entspricht dem Referenzfall.

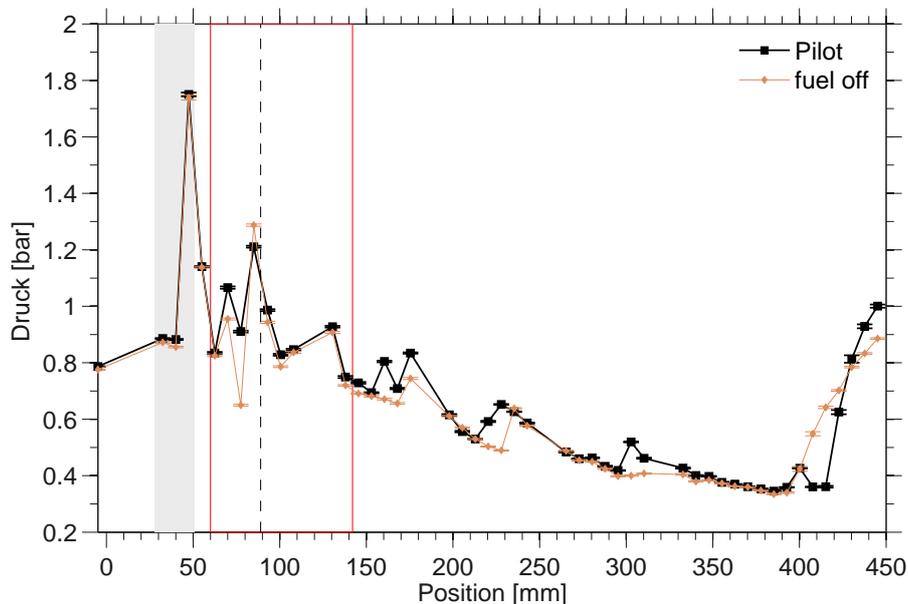


Abb. 6.2: Experimentell erfasste Druckverteilung bei Pilotverbrennung (Pilot) und im Referenzfall (fuel off), mit Kennzeichnung des dargestellten Bereichs der Schlierenaufnahme in Abbildung 6.3 (rote Markierung)

Um das Verdichtungsstoßsystem bei der Pilotverbrennung genauer charakterisieren zu können wurden zusätzlich Schlierenaufnahmen dieses Betriebspunktes erfasst. Abbildung 6.3 stellt die Schlierenaufnahmen der Pilotverbrennung und der Referenz gegenüber. Zur besseren visuellen Darstellung der Verdichtungsstöße wurde in der Schlierenaufnahme der Pilotverbrennung zusätzlich das erkennbare Stoßsystem im oberen Bereich der Aufnahme schematisch nachgezeichnet. Beim optischen Vergleich der beiden Schlierenaufnahmen fällt direkt die Veränderung der Stoßstruktur auf. Anstelle der vermuteten Stauchung des ursprünglichen Stoßsystems ist bei der Pilotverbrennung eine neue Stoßstruktur zu erkennen und der durch die Injektorvorderkante erzeugte Verdichtungsstoß ist nicht mehr eindeutig zu identi-

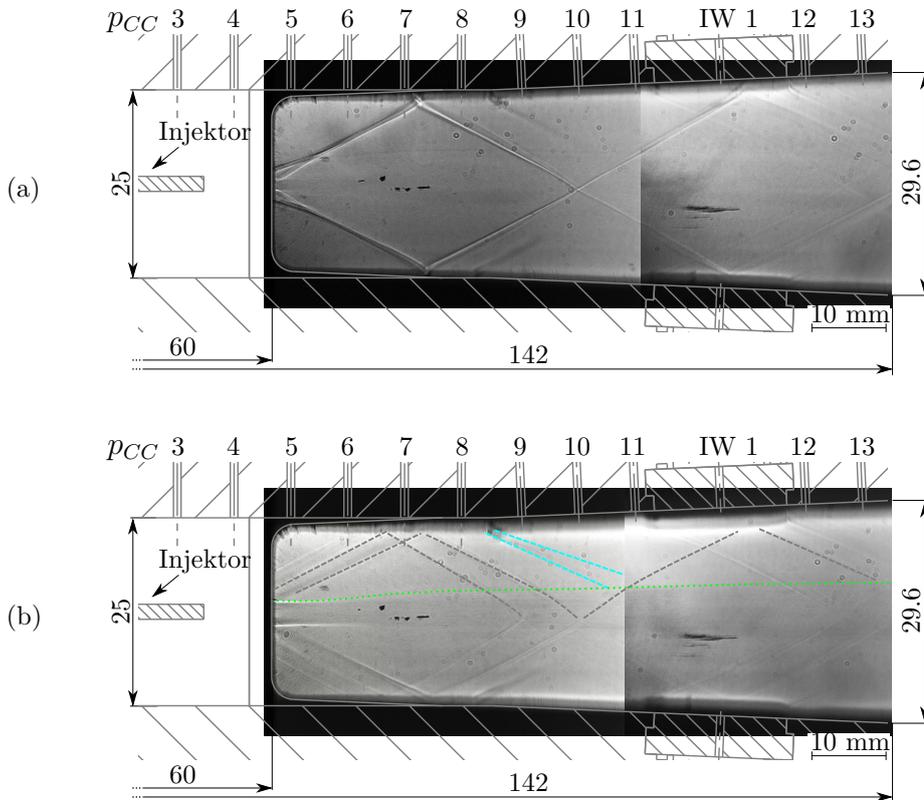


Abb. 6.3: Schlierenaufnahmen des (a) Referenzfalls und (b) bei Pilotverbrennung, mit schematischer Darstellung des Stoßsystems

fizieren. Stattdessen sind zwei nah aneinander liegende Stoßstrukturen ersichtlich. Die ersten Reflexionspunkte (in Umgebung von p_{CC7}) an der oberen und unteren Brennkammerwand liegen jedoch in unmittelbarer Nähe der ursprünglichen SWBLI des Referenzfalls und erzeugen daher einen ähnlichen Druckverlauf. Diese doppelte Stoßstruktur scheint im Großteil der Brennkammer erhalten zu bleiben und kann jedoch aufgrund der diskreten Druckmessstellen nicht immer im Wanddruckverlauf aufgelöst werden. Bei genauerer Betrachtung der Schlierenaufnahme der Pilotverbrennung ist neben den Verdichtungsstößen in der Kanalmitte die erzeugte Heißgaszone durch die Pilotflamme zu erkennen. In Abbildung 6.3(b) wurde in der oberen Brennkammerhälfte dieser visuell erkennbare Bereich durch die grün gepunktete Linie nachgezeichnet. Auf Höhe der neunten und zehnten Druckmessstelle ist in der Schlierenaufnahme die Interaktion der Verdichtungsstöße mit dieser Heißgaszone ersichtlich und die Stöße werden beim Durchqueren dieser Zone erwartungsgemäß zur Kanalmitte hin abgelenkt.

Die Ursache der entstehenden Stoßstruktur bei der Pilotverbrennung muss stromab der Injektorhinterkante liegen, da der Druckverlauf über dem Injektor im Vergleich zum Referenzzustand unverändert verläuft. Abbildung 6.4 zeigt eine schematische Darstellung einer möglichen Strömungssituation im Nachlauf des Injektors.

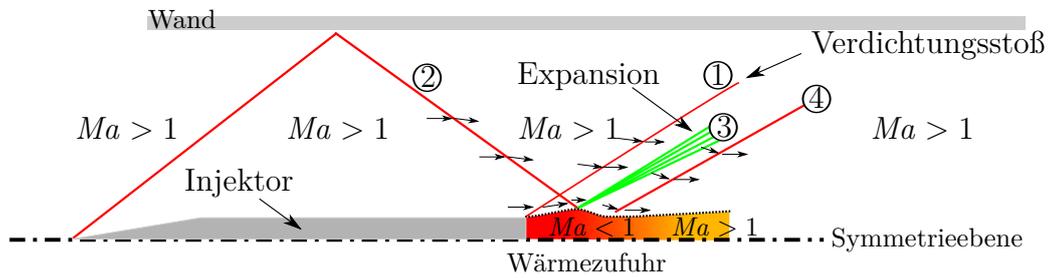


Abb. 6.4: Schematische Darstellung des Injektornachlaufs bei Pilotverbrennung

Aufgrund der intensiven Wärmezufuhr der Pilotflamme expandiert die Strömung direkt stromab der Hinterkante und die verbundene Strömungsumlenkung der Hauptströmung induziert den ersten Verdichtungsstoß ①. Die Wärmezufuhr in diesem Bereich ist derart intensiv, dass die Machzahl bis in Unterschall reduziert wird und der einfallende Stoß der Injektorvorderkante ② an der Schalllinie als Expansionsfächer ③ reflektiert wird. Der einfallende Verdichtungsstoß und die Expansion lenken die Strömung zur Kanalmitte hin ab und formen somit eine aerodynamische Düse, die das lokale Unterschallgebiet erneut in Überschall beschleunigt. Die anschließend notwendige Umlenkung der Strömung wird durch einen weiteren Stoß ④ stromab der Hinterkante bewerkstelligt. Die vereinfachte schematische Darstellung erzeugt das erkennbare Stoßmuster in der Schlierenaufnahme und die Stoßstruktur ähnelt sehr stark einer irregulären SWBLI bei Ablösung der Grenzschicht (siehe Abb. 3.4).

6.2 Betriebsverhalten bei der Zentralinjektion

Nach Zündung der Pilotflamme wird als erste Injektionsstufe (ISM) Wasserstoff über die jeweils sieben Bohrungen auf Ober- und Unterseite des Zentralinjektors zugeführt. Die einzelnen Brennstoffjets mischen sich und reagieren aufgrund der Pilotierung stromab der Zentralinjektorhinterkante. Die geregelte Brennstoffzufuhr und die lange Versuchsdauer der Anlage ermöglichen es, schrittweise verschiedene Äquivalenzverhältnisse einzustellen und über eine lange Dauer konstant zu halten. Während dieser einzelnen Betriebspunkte werden zeitlich versetzt Schlieren- und Chemilumineszenzaufnahmen der gesamten Brennkammer erfasst. Die stationäre Messung der Wanddruckverteilung wird über die gesamte Versuchsdauer aufgezeichnet. Um das Betriebsverhalten der Überschallbrennkammer bei der Zentralinjektion zu charakterisieren und die Entwicklung des internen Strömungsfelds bei Steigerung des Äquivalenzverhältnisses zu erfassen, wurde eine Vielzahl von Betriebspunkten angefahren und untersucht.

6.2.1 Entwicklung der Wanddruckverteilung

Abbildung 6.5 stellt als 3D Diagramm die Entwicklung der normierten Druckverteilung entlang der Brennkammerwand bei Steigerung des Äquivalenzverhältnisses bis $\Phi = 0.1$ dar. Die dreidimensionale Darstellung dient zur Verdeutlichung des

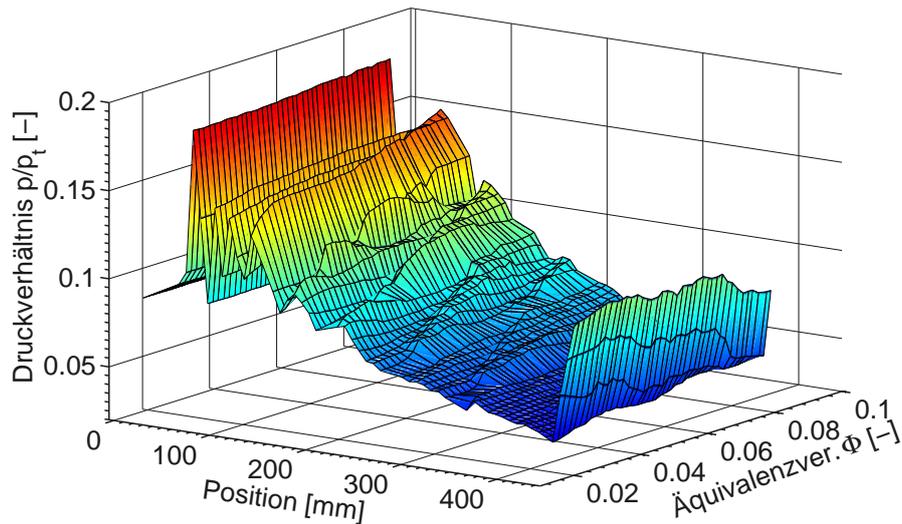


Abb. 6.5: Dreidimensionale Darstellung der gemessenen Druckverteilung bei Steigerung des Äquivalenzverhältnisses ($\Phi = 0.02 \dots \Phi = 0.1$) entlang der Brennkammer

Konturdiagramms in Abbildung 6.6(a). In diesem Konturplot ist die Draufsicht der dreidimensionalen Abbildung dargestellt und das Äquivalenzverhältnis über der Brennkammerposition aufgetragen. Der normierte Wanddruck wird durch die interpolierte Farbskala wiedergegeben. Das Äquivalenzverhältnis der Zentralinjektion wird im dargestellten Fall kontinuierlich gesteigert und an unterschiedlichen Betriebspunkten werden stationäre Messungen durchgeführt. Die gestrichelten schwarzen Linien in Abbildung 6.6(a) markieren exemplarisch vier stationären Einzelmessungen ($\Phi = 0.04$, $\Phi = 0.05$, $\Phi = 0.07$, $\Phi = 0.09$). Die zugehörigen gemittelten und normierten Druckverteilungen entlang der Brennkammer bei diesen Betriebspunkten sind in Abbildung 6.6(b) sowie Abbildung 6.6(c) dargestellt.

In diesem Betriebsbereich weisen der Druckverlauf im Isolator der Brennkammer und im Bereich des Zentralinjektors (bis p_{CC5} , $x \approx 62.5$ mm) keine messbaren Änderungen auf. Diese Unabhängigkeit ist vor allem im Konturdiagramm deutlich zu erkennen. Weder die Injektion noch die Wärmefreisetzung führen zu einer signifikanten Druckänderung. Die An- und Überströmung des Zentralinjektors ist im gesamten Äquivalenzbereich im Vergleich zur Referenz unverändert. Die Überschallbrennkammer operiert demnach im reinen Scramjet Modus und keine Anpassung der Strömung erfolgt im Isolator. Im mittleren Brennkammerbereich ($x \approx 80$ -250 mm) zeigt sich im Konturplot bzw. in den einzelnen Druckverteilungen die Abhängigkeit zwischen Äquivalenzverhältnis und Wanddruck hingegen deutlich. Die Erhöhung der

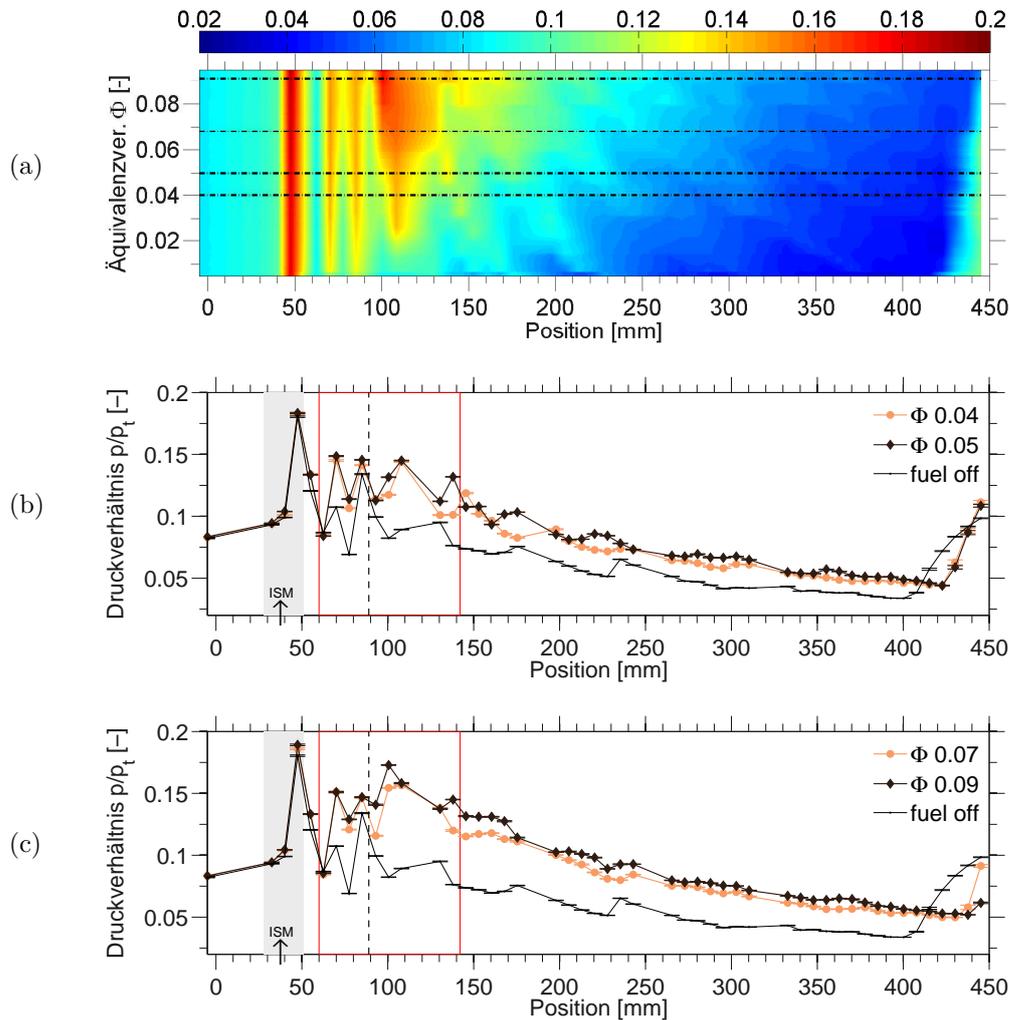


Abb. 6.6: (a) Entwicklung der Druckverteilung bei Steigerung des Äquivalenzverhältnisses ($\Phi = 0.02 \dots \Phi = 0.1$) entlang der Brennkammer sowie gemessener Wanddruckverlauf für die Betriebspunkte (b) $\Phi = 0.04$ und $\Phi = 0.05$ sowie (c) $\Phi = 0.07$ und $\Phi = 0.09$

Brennstoffzufuhr ist direkt mit einem zunächst ansteigenden Druck gekoppelt und die Wärmefreisetzung führt offenbar zur Stauchung des Stoßsystems. Im Konturplot ist dieser Trend des Stoßsystems durch die einzelnen Druckmaxima und deren Positionen gut ersichtlich. Bei Steigerung der Brennstoffzufuhr wandern die jeweiligen Maxima kontinuierlich in Richtung des Brennkammereintritts.

Darüber hinaus geben alle Druckverteilungen den typischen Verlauf einer Überschallströmung in einem Kanal veränderlichen Querschnitts unter dem Einfluss einer Wärmezufuhr wieder. Im Farbverlauf des Konturdiagramms ist dieses Verhalten gut erkennbar. Im Bereich zwischen 80-140 mm deuten sich die maximalen verbrennungsinduzierten Druckanstiege und damit die intensivste Wärmefreisetzung an. Ab ca. 120 mm ist in den Verteilungen ein absinkender Druck zu beobachten und im-

pliziert entsprechend eine Reduktion der Wärmezufuhr. Die Verläufe der separat dargestellten Druckverteilungen (vgl. Abb. 6.6(b) sowie Abb. 6.6(c)) bestätigen diese Vermutung zusätzlich. Im hinteren Brennkammerbereich verlaufen alle Kurven auf unterschiedlichen Niveaus allerdings annähernd parallel und keine weitere Wärmefreisetzung findet offensichtlich statt. Am Austritt der Brennkammer wandert die Grenzschichtablösung durch den erhöhten Druck innerhalb der Brennkammer weiter stromab und bei maximalem Äquivalenzverhältnis ($\Phi = 0.1$) ist die Ablösung nahezu komplett verschwunden.

6.2.2 Entwicklung der Reaktionszone

Die Entwicklung der Reaktionszone fasst Abbildung 6.7 durch die bildverstärkten und kombinierten Einzelaufnahmen der vier Betriebszustände ($\Phi = 0.04$, $\Phi = 0.05$, $\Phi = 0.07$, $\Phi = 0.09$) zusammen. Wie in Kapitel 4 dargestellt, kann anhand dieser ICCD Aufnahmen eine Abschätzung der Reaktionszone und eine quantitative Beschreibung der Reaktionsrate erfolgen. Die weiß gestrichelte Linie in den einzelnen Aufnahmen markiert die erfasste Reaktionszone anhand eines definierten Schwellwerts. Wobei der Schwellwert zur Detektion der Reaktionszone so gewählt wurde, dass bei rein visuellem Vergleich die Ausdehnung der Reaktionszonen korrekt wiedergegeben wird. Diese detektierten lateralen Ausdehnungen entlang des erkennbaren Brennkammerabschnitts sind in Abbildung 6.8 im Vergleich zum Querschnittsverlauf der Brennkammer erneut zusammengefasst. Die Reaktionszone ist dabei in allen dargestellten Betriebspunkten zur Symmetrieebene der Brennkammer nahezu perfekt symmetrisch und spricht für symmetrische Strömungsverhältnisse in Brennkammerquerrichtung. In Strömungsrichtung verlaufen die Reaktionszonen hingegen für alle Betriebszustände bis ca. 80 mm zunächst identisch und nehmen mit ca. vier bis fünf Millimeter Breite 15-20% des Gesamtquerschnitts ein. Die deutlich unterschiedlichen Impulsverhältnisse der dargestellten Betriebspunkte und damit unterschiedlichen analytischen Eindringtiefen (vgl. Gl. 2.4) des Wasserstoffs zeigen in diesem Bereich keinen messbaren Einfluss auf die Reaktionszonen. Bei Betrachtung des quantitativen Verlaufs der Reaktionsrate anhand der Intensitätsverteilungen in den ICCD Aufnahmen ergeben sich zusätzlich für alle Betriebszustände übereinstimmende Verteilungen in diesem Brennkammerabschnitt. Die Verbrennungsreaktion ist offenbar in diesem Betriebsbereich unabhängig vom Äquivalenzverhältnis. Grund hierfür kann ähnlich zu den Aussagen von *Mitani et al.* neben einer reaktionslimitierten Verbrennung [82] ebenso ein nicht analytisch beschreibbares Verhalten der Eindringtiefe bzw. Mischung des Wasserstoffs sein. Der exakte Grund ist durch die erfassten Messdaten allerdings nicht eindeutig belegbar. Die Druckinformationen und die Aufnahmen der Chemilumineszenz der Betriebspunkte stimmen in diesem Brennkammerabschnitt sehr gut überein. Die näherungsweise konstante Wärmefreisetzung führt zu ähnlicher Beeinflussung der Strömung und resultiert in identischen Druckerhöhungen. Stromab dieses Gebietes (vgl. Abb. 6.8, $x > 80$ mm) zeigt sich hingegen eindeutig eine Abhängigkeit vom eingebrachten Brennstoffmassenstrom. Die Steigerung der Brennstoffzufuhr bewirkt eine zunehmende Ausbreitung der Re-

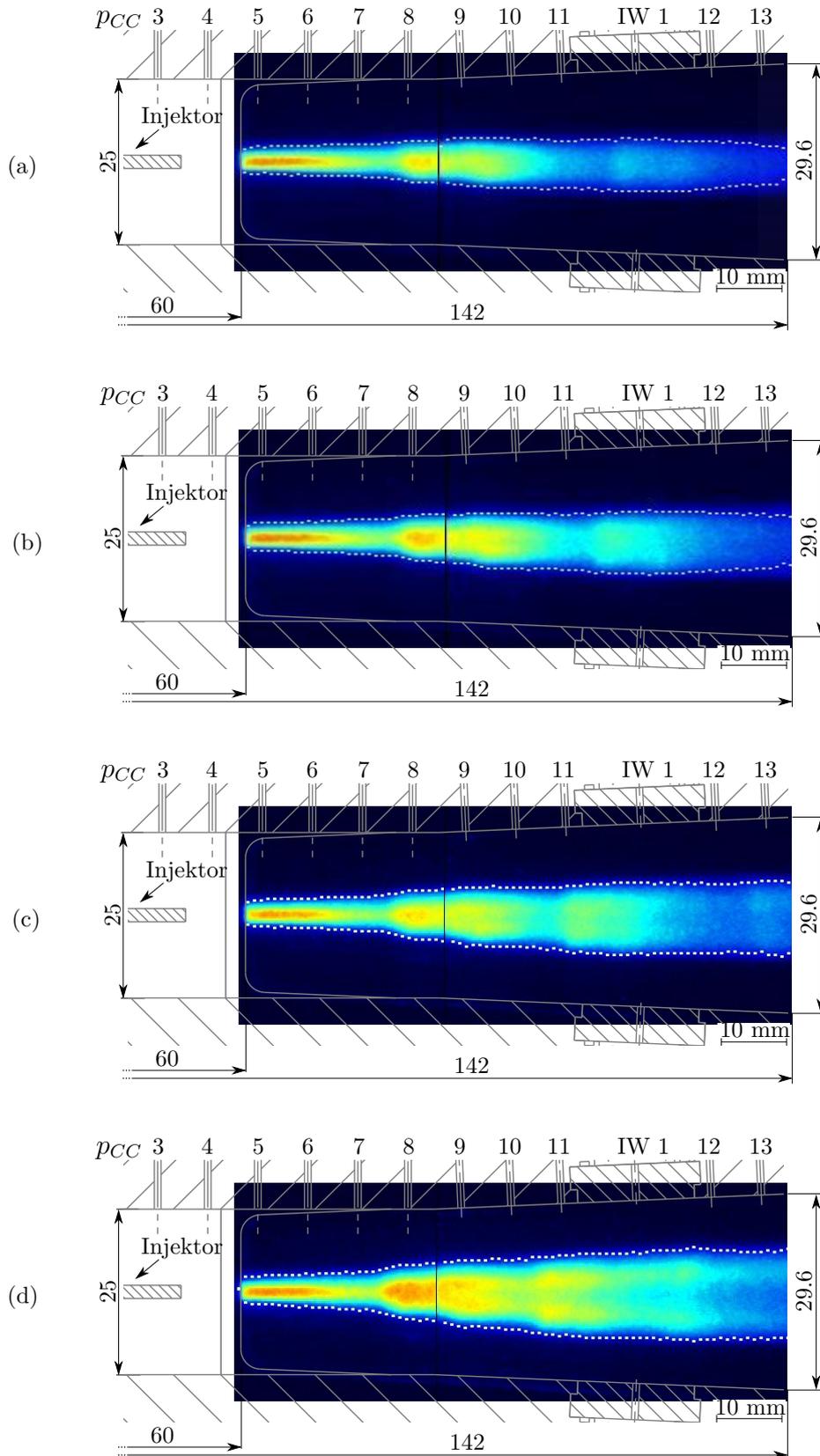


Abb. 6.7: Kombinierte ICCD Einzelaufnahmen der Reaktionszone für (a) $\Phi = 0.04$, (b) $\Phi = 0.05$, (c) $\Phi = 0.07$ sowie (d) $\Phi = 0.09$, mit detektierter lateraler Ausdehnung der Reaktionszone (weiße Linie)

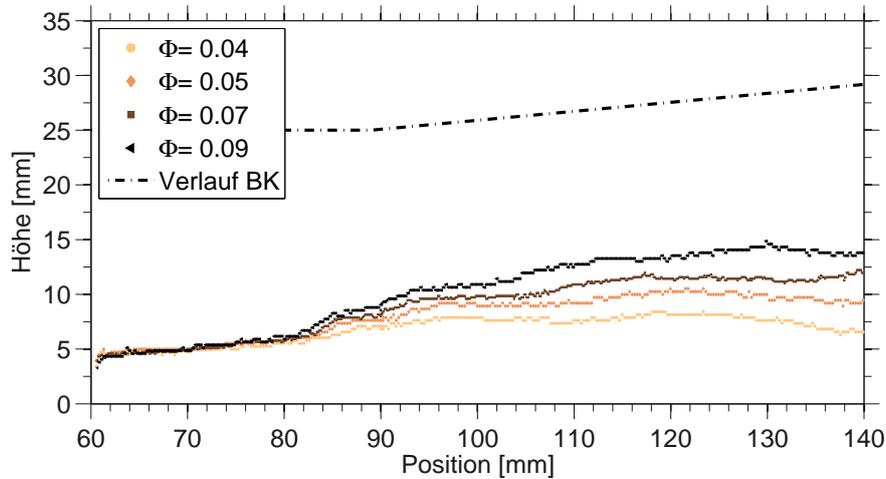


Abb. 6.8: Detektierte laterale Ausdehnung der Reaktionszone

aktionszone in Querrichtung. Beim maximal dargestellten Äquivalenzverhältnis von $\Phi = 0.09$ beansprucht die Reaktionszone am Ende des sichtbaren Bereichs ungefähr 50% des Gesamtquerschnitts. Darüber hinaus bestätigen die dargestellten Intensitätsverläufe die Vermutung einer reduzierten Wärmefreisetzung ab ca. 120 mm und maximale Intensitäten sind bis ungefähr zur zwölften Druckmessstelle (p_{CC12}) zu erkennen. Im hinteren Teil der Aufnahmen deuten die Intensitätsverläufe eine Abnahme der OH^* Radikalkonzentration an und bestätigen somit die Vermutung einer reduzierten Wärmefreisetzung aus den Druckinformationen.

Bei genauerer Betrachtung des Verlaufs der lateralen Ausdehnung der Reaktionszonen der jeweiligen Betriebspunkte ergibt sich eine Art stufenförmige Ausbreitung. In allen ICCD Aufnahmen ergeben sich an sehr ähnlichen Positionen charakteristische Aufweitungen der Reaktionszone und offenbar liegt immer ein ähnlicher Mechanismus zugrunde. Das Verhalten der Reaktionszone und die visuell erkennbare Reaktionsrate stimmen dabei gut überein. Die Bereiche mit hoher Reaktionsrate erfahren eine hohe laterale Ausdehnung, wohingegen Zonen mit geringer Reaktionsrate nur moderate Ausdehnung erfahren.

6.2.3 Entwicklung des Stoßsystems

Die zu den Betriebspunkten ($\Phi = 0.04$, $\Phi = 0.05$, $\Phi = 0.07$, $\Phi = 0.09$) zugehörigen Schlierenaufnahmen fasst Abbildung 6.9 zusammen. Um das Verdichtungsstoßsystem innerhalb der Brennkammer besser zu verdeutlichen wurde jeweils in der oberen Bildhälfte das erkennbare Stoßsystem schematisch nachgezeichnet. Zusätzlich ist in der Brennkammermitte die rein visuell erkennbare Heißgaszone eingezeichnet (gepunktete Linie). Für alle Betriebspunkte entsteht innerhalb der Brennkammer ein charakteristisches Strömungsfeld und zwei Zonen können unterschieden werden. Die Brennkammerbereiche oberhalb und unterhalb der erkennbaren Heißgaszone werden dominiert von einem Stoßsystem und befinden sich demnach eindeutig im Über-

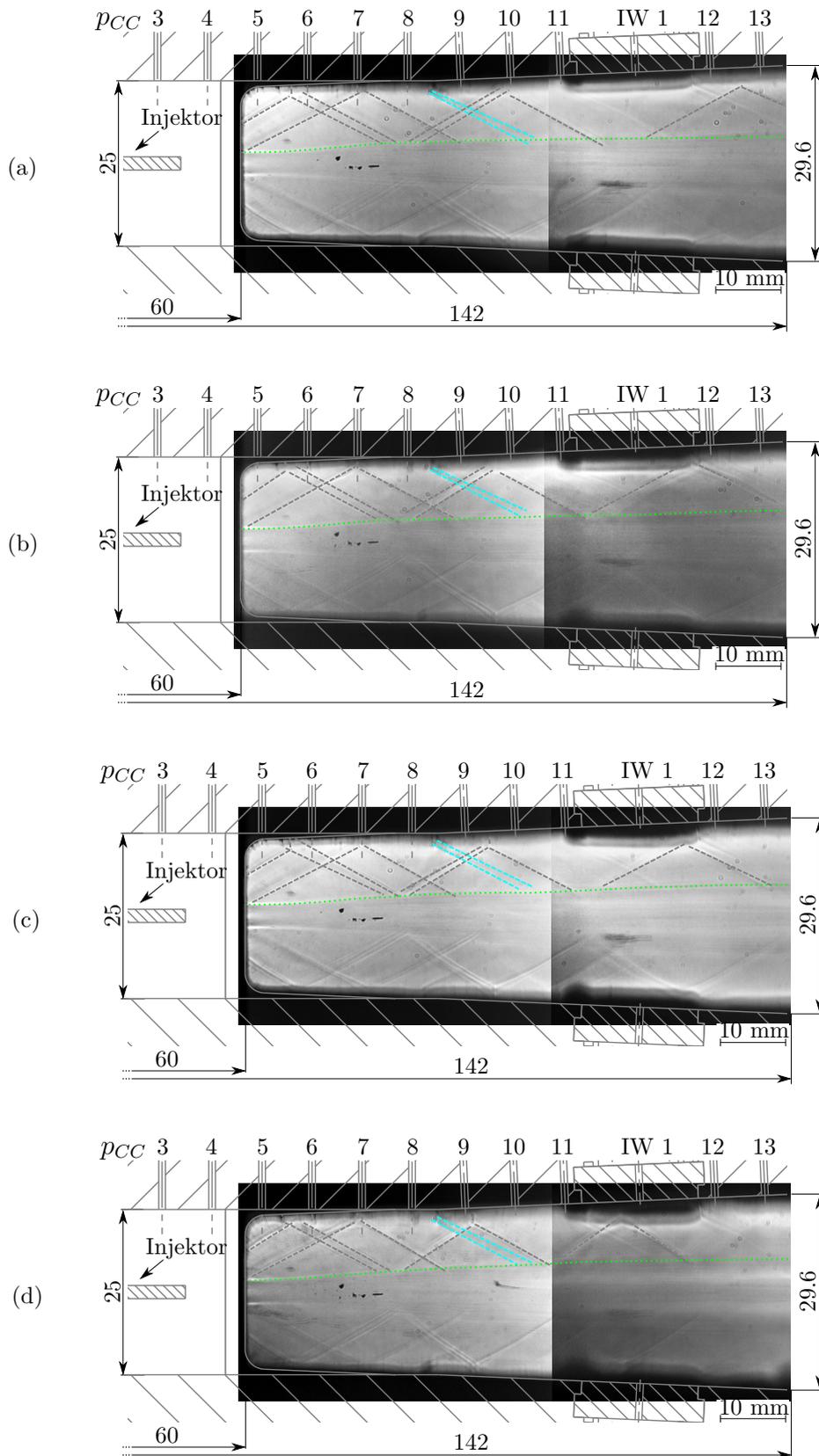


Abb. 6.9: Schlierenaufnahmen der Betriebspunkte (a) $\Phi = 0.04$, (b) $\Phi = 0.05$, (c) $\Phi = 0.07$ sowie (d) $\Phi = 0.09$, mit schematischem Stoßsystem (schwarze Linie) und visuell erkennbarer Heißgaszone (grüne Linie)

schall. Die erkennbaren Stoßstrukturen verlaufen in oberer und unterer Brennkammerhälfte symmetrisch und bestätigen die Vermutung symmetrischer Strömungszustände in Brennkammerquerrichtung (vgl. Abb. 6.7). Darüber hinaus ist in keinem Betriebspunkt eine eindeutige bzw. großflächige Ablösung der Grenzschicht zu erkennen und die Stoßreflexionen verlaufen überwiegend regulär. Die Heißgaszone selbst weist hingegen keine erkennbaren Stoßstrukturen oder Stoßdurchquerungen auf und lässt somit eine Unterschallzone vermuten. Die Verdichtungsstöße interagieren mit der Heißgaszone und werden offensichtlich an dieser reflektiert. Die Reflexionsbedingung an einer Unterschallzone fordert allerdings eine Expansion, welche in den Aufnahmen nicht eindeutig nachzuweisen ist.

Im vorderen Teil der Aufnahmen (bis p_{CC8}) ähnelt das Stoßsystem sehr stark dem der Pilotflamme. Der ursprüngliche einzelne Stoß der Zentralinjektorvorderkante ist nicht mehr zu identifizieren und stattdessen sind zwei einzelne Verdichtungsstöße erkennbar. Für alle Betriebspunkte ist das Stoßsystem in diesem Bereich nahezu identisch und stimmt mit den gewonnenen Informationen und Erkenntnissen aus den ICCD Aufnahmen und Druckverteilungen überein. Mit Steigerung des Brennstoffmassenstroms wandert die Stoßstruktur in diesem Bereich nur minimal stromauf (vgl. SWBLI bei p_{CC6} bzw. p_{CC7}) und ist nicht vom Äquivalenzverhältnis beeinflusst. Übereinstimmend zu den ICCD Aufnahmen und den Druckinformationen ergeben sich erst stromab der siebten Druckmessstelle deutliche Abhängigkeiten der Stoßstrukturen vom herrschenden Äquivalenzverhältnis. Die erkennbare Heißgaszone breitet sich mit Steigerung der Brennstoffzufuhr in Querrichtung aus und die Stoßinteraktionen mit der Heißgaszone wandern entsprechend stromauf. Das Stoßsystem wird gestaucht und belegt die ersichtliche Stromaufbewegung der lokalen Druckmaxima im Konturdiagramm (vgl. Abbildung 6.6(a)).

6.2.4 Kombination Stoßsystem und Reaktionszone

In Abbildung 6.10 ist für den Betriebspunkt $\Phi = 0.09$ exemplarisch die Überlagerung der ICCD Aufnahmen und des erfassten Schlierenbildes dargestellt. Im oberen Teil der Abbildung wurde hierfür das schematische Stoßsystem in die Chemilumineszenzaufnahme der Reaktionszone eingezeichnet.

Der Grund für die beschriebene stufenförmige laterale Ausdehnung der Reaktionszone und eine Kopplung zwischen der chemischen Reaktion und dem Stoßsystem ist deutlich zu erkennen. An den Interaktionspunkten zwischen Stoßsystem und Reaktionszone findet jeweils eine laterale Aufweitung der Reaktionszone statt. Zusätzlich zu dieser Aufweitung ist im Intensitätsverlauf stromab der Interaktionsstelle zunächst eine erhöhte und anschließend reduzierte Intensität der Chemilumineszenz zu erkennen. Der einfallende Verdichtungsstoß führt u.a. zur Erhöhung der statischen Temperatur sowie zur verbesserten Mischung und damit zu einer Steigerung der Reaktionsrate. Die gesteigerte Reaktionsrate führt zur Expansion und damit zur Aufweitung der Reaktionszone. Verbunden mit dieser Expansion sinkt u.a. die statische Temperatur und die Reaktionsrate wird entsprechend reduziert.

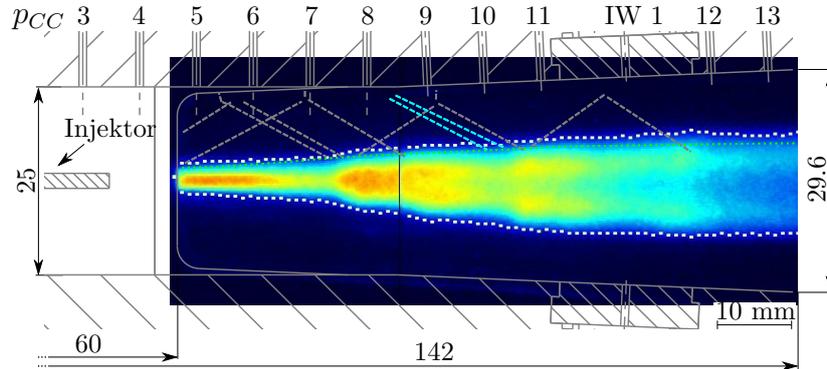


Abb. 6.10: Überlagerung des schematischen Stoßsystems mit der ICCD Aufnahme für den Betriebspunkt $\Phi = 0.09$

6.2.5 Zusammenfassung des Strömungszustands

Für diesen Äquivalenzbereich können das interne Strömungsfeld und das Betriebsverhalten der Brennkammer zusammenfassend folgendermaßen charakterisiert werden:

1. Innerhalb der Brennkammer bildet sich stromab des Injektors eine kompakte Reaktionszone aus, deren laterale Ausdehnung mit erhöhtem Brennstoffmassenstrom zunimmt. Die Injektionsstrategie über die senkrechten Bohrungen des Zentralinjektors führt, wie bereits in Kapitel 2.1 vermutet, nicht zu einer homogen über den Gesamtquerschnitt verteilten Wärmefreisetzung, sondern bildet in Kanalmitte eine begrenzte Reaktionszone aus.
2. Die Schlierenaufnahmen beweisen, dass sich die Strömung in Brennkammerbereichen außerhalb der Reaktionszone eindeutig im Überschall befindet, die Reaktionszone hingegen zeigt keine eindeutigen Anzeichen einer Überschallströmung.
3. Das Stoßsystem und die Verbrennungsreaktion verlaufen gekoppelt und innerhalb der Brennkammer liegt offenbar eine Mischung aus Über- und Unterschallströmung vor. Die Wanddruckverteilungen deuten allerdings durch definierte lokale Druckmaxima und einen absinkenden Druck im divergenten Brennkammerabschnitt eine pure Überschallströmung an.
4. In der Brennkammer findet bei Steigerung der Brennstoffzufuhr eine stetige Änderung des Druckverlaufs und des Stoßsystems sowie der Reaktionszone statt. Anzeichen einer Grenzschichtablösung oder einer bevorstehenden Transition der Überschallströmung im Isolator durch einen Shocktrain sind weder im Druckverlauf noch in den Schlierenaufnahmen zu erkennen.

6.3 Compound Flow Modell

Die Grundannahme einer homogen über den Gesamtquerschnitt verteilten Wärmezufuhr der klassischen 1D Modellierung in einer reagierenden Überschallströmung steht im Kontrast zu der beobachtbaren Situation. Die deutliche Stratifizierung innerhalb der Brennkammer führt zu einer Teilung der internen Brennkammerströmung in zumindest zwei Bereiche. Bei einer standardmäßigen Mittelung der Strömungsgrößen über den Gesamtquerschnitt wird dieser Zustand vollkommen ignoriert und stellt, wie auch *Laurence* erwähnt [65], eine gravierende Vereinfachung dar. Die erhaltenen Ergebnisse einer klassischen 1D Modellierung der Strömungszustände unter diesen Bedingungen sind somit eher fragwürdig.

Um diesen Bedingungen in einer 1D Modellierung dennoch gerecht werden zu können muss eine andere Annahme getroffen werden. *Bernstein* und *Hevenor* stellen bereits 1982 eine 1D Modellierung nach dem sog. „Compound Flow Modell“ (CFM) Ansatz vor [8]. Anstelle einer einzigen Stromlinie unterteilen sie, entsprechend einem stromlinienbasiertem Verfahren, den Strömungskanal in mehrere Stromlinien. Jede der einzelnen Stromröhren gehorcht dabei für sich dem eindimensionalen Gleichungssystem (vgl. Gl. 2.9). Übertragen auf die Situation in der untersuchten Brennkammer ergeben sich zwei Stromröhren, die innerhalb der Brennkammer koexistieren. Abbildung 6.11 veranschaulicht die Modellvorstellung des CFM Ansatzes schematisch. Innerhalb eines Kanals mit bestimmtem (hier konstantem) Gesamtquerschnitt befinden

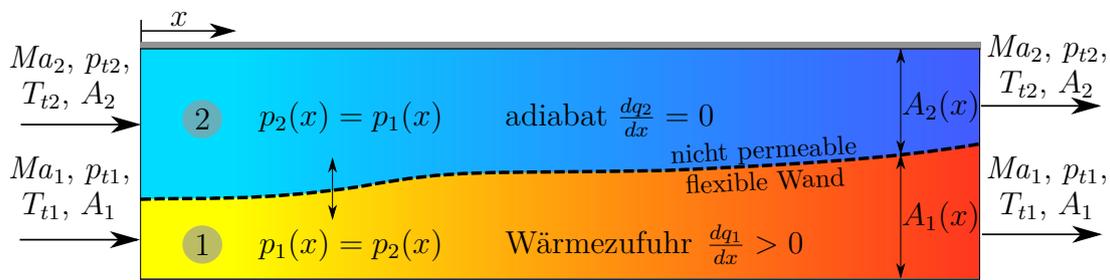


Abb. 6.11: Schematische Darstellung des Compound Flow Modells in einem Kanal konstanten Querschnitts, Stromröhre $\textcircled{1}$ mit Wärmezufuhr, Stromröhre $\textcircled{2}$ adiabatisch

den sich zwei voneinander separierte Stromröhren. In einer der beiden Stromröhren ($\textcircled{1}$) findet aufgrund einer ablaufenden Reaktion eine, homogen über den Teilquerschnitt verteilte, Wärmezufuhr statt. Beide Stromröhren gehorchen für sich jeweils dem eindimensionalen Gleichungssystem aus Kapitel 2.3. Die Grenze zwischen beiden Stromröhren wird als nicht permeable, adiabate, reibungsfreie und flexible Wand betrachtet, deren Verlauf nicht vorgegeben und zunächst unbekannt ist. Zwischen den Zonen findet kein Masse- und kein Energieaustausch statt, der Impulsaustausch hingegen ist in den Beschreibungen indirekt über den Querschnittsverlauf enthalten. Die Kopplung beider Zonen erfolgt über die Forderung eines konstanten statischen

Drucks in Brennkammerquerrichtung, welche die Bedingung eines identischen Druckgradienten in beiden Stromröhren in Strömungsrichtung impliziert. Wird eine reibungsfreie Compound Strömung im Kanal konstanten Querschnitts betrachtet, wobei in Stromröhre Φ Wärme homogen über den Teilquerschnitt zugeführt wird, kann entsprechend nachfolgender Zusammenhang formuliert werden [119]:

$$\frac{dp_1}{dx} = \frac{dp_2}{dx} \quad (6.1)$$

$$\left(\frac{\kappa Ma_1^2}{1 - Ma_1^2} \right) \frac{1}{A_1} \frac{dA_1}{dx} - \left(\frac{\kappa Ma_1^2}{1 - Ma_1^2} \right) \frac{1}{c_p T_1} \frac{dq}{dx} = \left(\frac{\kappa Ma_2^2}{1 - Ma_2^2} \right) \frac{1}{A_2} \frac{dA_2}{dx} \quad (6.2)$$

Zusätzlich müssen die geometrischen Randbedingungen erfüllt werden. Die Summe der Teilquerschnitte i muss dem Gesamtquerschnitt und die Flächenänderung des Gesamtkanals der Summe der Änderungen aller Teilquerschnitte i entsprechen [8]:

$$A_{ges} = \sum_{i=1}^n A_i \quad (6.3)$$

$$\frac{dA_{ges}}{dx} = \sum_{i=1}^n \frac{dA_i}{dx} \quad (6.4)$$

Für den vereinfachten Fall eines konstanten Gesamtquerschnitts müssen sich die Änderungen der Teilflächen entsprechend kompensieren ($dA = dA_1 = -dA_2$) und Gleichung 6.2 kann vereinfacht werden:

$$\frac{1}{c_p T_1} \frac{dq}{dx} = \left(\frac{1}{A_1} + \frac{\kappa Ma_2^2 (1 - Ma_1^2)}{\kappa Ma_1^2 (1 - Ma_2^2)} \frac{1}{A_2} \right) \frac{dA}{dx} \quad (6.5)$$

Bei bekannter oder inverser Bestimmung der Wärmezufuhr kann die lokale Änderung der Stromröhren iterativ berechnet und der Querschnittsverlauf der Stromröhren bestimmt werden. Das Ergebnis dieses CFM Ansatzes sind zwei separate Stromröhren, deren Querschnittsverlauf in Abhängigkeit der lokalen Wärmezufuhr und den jeweiligen Strömungsbedingungen bestimmt werden kann. Die Wärmezufuhr in Stromröhre Φ verursacht durch die verbundene Expansion eine laterale Ausdehnung des Querschnitts und die nichtreagierende Stromröhre \mathcal{Q} wird entsprechend komprimiert. Bereits *Ferri* erwähnt einen ähnlichen Umstand, allerdings ohne eine eindimensionale Beschreibung zu liefern [27]. Laut ihm bildet die Reaktionszone in einer Überschallverbrennung eine Art flexiblen Körper, der die umgebende Strömung umlenkt und komprimiert (sog. thermische Kompression).

Der Einsatz und die Verwendung des CFM Ansatzes beschränkt sich in der Literatur auf wenige Fälle. *Bernstein* und *Hevenor* beschreiben und untersuchen erstmalig den CFM Ansatz innerhalb einer Lavaldüsenströmung [8]. Sie untersuchen eine adiabate geschichtete Strömung innerhalb einer Lavaldüse und beschäftigen sich unter anderem mit dem thermischen Sperren des Systems. *Hoge* untersucht ebenfalls eine stratifizierte Strömung innerhalb einer Lavaldüse mittels CFM Ansatz und vergleicht die Modellierung mit experimentellen Ergebnissen [54]. *Stalker* erwähnt ein ähnliches

Modell, konzentriert sich allerdings auf Abschätzungen zur möglichen Schubentwicklung [88, S.237 ff.]. *Lewis* und *Lewis* und *Hastings* beschäftigen sich erstmalig mit dem CFM Ansatz in Überschallbrennkammern und wenden die Modellierungsmethode an [68, 69]. Allerdings treffen Sie aufgrund anderer Randbedingungen weitere Vereinfachungen. In den Untersuchungen steht die Auswirkung einer dicken Grenzschicht innerhalb der Brennkammer im Fokus, die großen Machzahlunterschiede führen zu einer Grenzwertbetrachtung. Im Ausblick seiner Forschungsarbeit zum Dual Mode Betrieb und der Transition der Betriebsmodi erwähnt *Dalle* das Compound Flow Modell als möglichen Ansatz, arbeitet allerdings nicht mit dieser Modellierungsmethode [20]. *Greitzer* erwähnt und beschreibt das Compound Flow Modell, wendet die Theorie selber aber nicht direkt an [44, S. 546ff.].

6.3.1 CFM der LFA Brennkammer

Um dem Strömungszustand innerhalb der Überschallbrennkammer bei eindimensionaler Approximation gerecht zu werden, wurde eine 1D Modellierung nach dem CFM Ansatz in Matlab implementiert. Die reagierende Überschallströmung innerhalb der Brennkammer wird hierfür in zwei Stromröhren unterteilt. Die erste Stromröhre (①) wird als reibungsfreie Überschallströmung eines perfekten Gases unter Einfluss von Wärmezufuhr und veränderlichem Querschnitt modelliert. Die Verbrennungsreaktion wird durch homogen über den Teilquerschnitt verteilte Wärmequellen approximiert und die Bestimmung des Verlaufs der Wärmezufuhr erfolgt invers anhand experimenteller Messwerte. Die zweite Stromröhre (②) wird als reibungsbehaftete Überschallströmung im Kanal veränderlichen Querschnitts unter dem Einfluss der Wärmeabfuhr über die gekühlten Brennkammerwände modelliert. Die sich ausbildende Scherschicht zwischen den Zonen wird vernachlässigt und der Einfluss zunächst als sekundär erachtet. Der CFM Ansatz wird in der implementierten Modellierung erst ab der Injektionsposition von Brennstoff angewendet. Der stromauf liegende nichtreagierende Abschnitt wird mittels der klassischen 1D Modellierung (vgl. Kapitel 5) beschrieben. Zu Beginn der CFM herrschen somit in beiden Stromröhren identische Bedingungen. Die Lösung der Differentialgleichungen erfolgt in Matlab durch eine Finite Differenzen Methode mit sehr kleiner Schrittweite.

Durch den CFM Ansatz kann die Bestimmung des Wärmezufuhrverlaufs anhand von zwei vollkommen voneinander unabhängiger experimenteller Datensätzen erfolgen. Zum einen kann die gemessene Druckverteilung zur inversen Bestimmung der Wärmefreisetzung herangezogen werden (im Folgenden als CFM-Druck bezeichnet). In der Modellierung wird hierfür lokal die Wärmezufuhr iterativ bestimmt, die zum Erreichen einer vorgegebenen Druckerhöhung erforderlich ist. Die Vorgabe des gemessenen Wanddrucks erfolgt dabei im Vergleich zum Referenzfall und der verbrennungsinduzierten Druckerhöhung. Diese inverse Bestimmung beinhaltet jedoch in Brennkammerbereichen die von Stoßsystemen beeinflusst sind eine gewisse Unsicherheit. Vor allem im vorderen Brennkammerbereich ist die Druckverteilung von Verdichtungsstößen beeinflusst (vgl. Abb. 6.9). Wird in der eindimensionalen Mo-

dellierung direkt der gemessene und linearisierte Verlauf der Wanddruckverteilung herangezogen, ergeben sich in der Modellierung nicht physikalische Vorgänge. Zur Modellierung wird daher eine mittlere Druckverteilung in diesen Bereichen vorgegeben und zur Berechnung herangezogen. Die zweite inverse Methode zur Bestimmung der lokalen Wärmezufuhr kann in dem CFM Ansatz anhand der ICCD Aufnahmen der Reaktionszone erfolgen (im Folgenden als CFM-ICCD bezeichnet). Die detektierte laterale Ausdehnung der Reaktionszone (vgl. Abb. 6.8) dient hierbei zur inversen Bestimmung der Wärmezufuhr. In der Modellierung wird lokal die benötigte Wärmezufuhr bestimmt, die die entsprechende Änderung in der Flächenverteilung erzeugt. Die statische Druckerhöhung ist damit reines Ergebnis der Änderung der Teilflächen.

Um die Wärmezufuhr zu limitieren ist im Modellierungsansatz zusätzlich die maximal mögliche Wärmefreisetzung durch die Berechnung eines Wasserstoffäquivalents begrenzt. Dieser äquivalente Wasserstoffmassenstrom wird in der Modellierung durch den unteren Brennwert von Wasserstoff ($H_{u,H_2} = 120 \text{ kJ/g}$) lokal bestimmt und mit den experimentellen Messergebnissen verglichen. Überschreitet der berechnete Wasserstoffmassenstrom den eingebrachten gemessenen Massenstrom erfolgt keine weitere Wärmezufuhr. Darüber hinaus wird in der Modellierung zusätzlich eine, aufgrund der inversen Berechnungsmethode mögliche aber nicht physikalische, negative Wärmezufuhr in der reagierenden Stromröhre abgefangen. Zusätzlich zum Verlauf des Gesamtquerschnitts, dem Verlauf der Wärmezufuhr sowie den Eintrittsbedingungen in die Überschallbrennkammer muss im CFM Ansatz die Definition der Flächenverteilung zu Beginn der Modellierung erfolgen. Diese Startverteilung legt den jeweiligen Massenstromanteil in den Stromröhren fest. Die Bestimmung der Querschnittsverhältnisse kann einerseits aus den bildverstärkten Aufnahmen erfolgen oder durch die Berechnung der erreichten analytischen Eindringtiefe der Injektion. Für die nachfolgenden Berechnungen wird das Ergebnis der ICCD Aufnahmen als Startwert genutzt.

Für den Betriebspunkt $\Phi = 0.05$ stellt Abbildung 6.12 das Ergebnis des CFM Ansatzes anhand der Druckverteilungen und Abbildung 6.13 anhand der berechneten Ausdehnung der reagierenden Stromröhre (Φ) dar. Die Eintrittsbedingungen der Modellierung entsprechen den Zuständen aus Tabelle 4.1 und damit dem mitdargestellten Referenzfall (fuel off). Unter Berücksichtigung der vollkommen unterschiedlichen Datenbasis zeigt die Druckverteilung (CFM-ICCD) bemerkenswerte Übereinstimmungen mit dem Ergebnis des vorgegebenen Druckverlaufs (CFM-Druck). Niveau und Verlauf der modellierten Verteilungen verhalten sich nahezu über die gesamte Brennkammer identisch. Ersichtliche Abweichungen ergeben sich unmittelbar stromab des Zentralinjektors ($x = 65-80 \text{ mm}$). Die auf den Druckmessungen basierte Verteilung (CFM-Druck) steigt in diesem Bereich steiler an und bedingt eine höhere Wärmezufuhr. Der flachere Verlauf des Wanddrucks bis zur Brennkammerposition $x = 80 \text{ mm}$ in der CFM-ICCD Berechnung ist durch die geringe Änderung der Reaktionszone in diesem Bereich zu erklären (vgl. Abb. 6.7). Der anschließende steile Anstieg und die lokalen Änderungen im Verlauf zwischen $x = 80-120 \text{ mm}$ gibt die laterale Ausdehnung der Reaktionszone im Experiment wieder (vgl. Abb. 6.8).

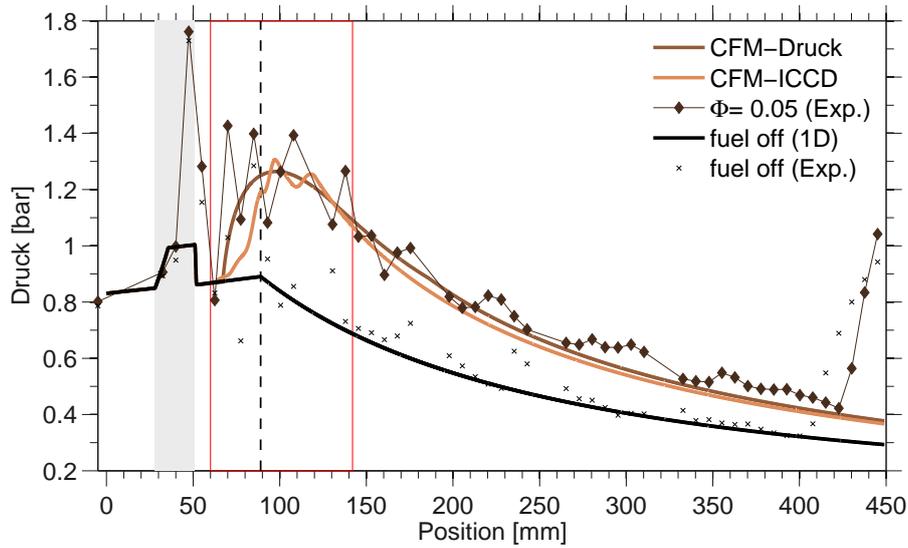


Abb. 6.12: CFM Druckverlauf für die Vorgabe des statischen Drucks (CFM-Druck) und der Flächenänderung (CFM-ICCD) bei dem Betriebspunkt $\Phi = 0.05$, mit Darstellung des Referenzfalls (fuel off)

Identische Ergebnisse liefert der Vergleich der berechneten Querschnittserweiterung der reagierenden Stromröhre in Abbildung 6.13. Bei beiden Modellierungen (CFM-Druck, CFM-ICCD) wird zu Beginn eine identische Querschnittsverteilung innerhalb der Brennkammer vorgegeben. Die anschließende Querschnittserweiterung bei

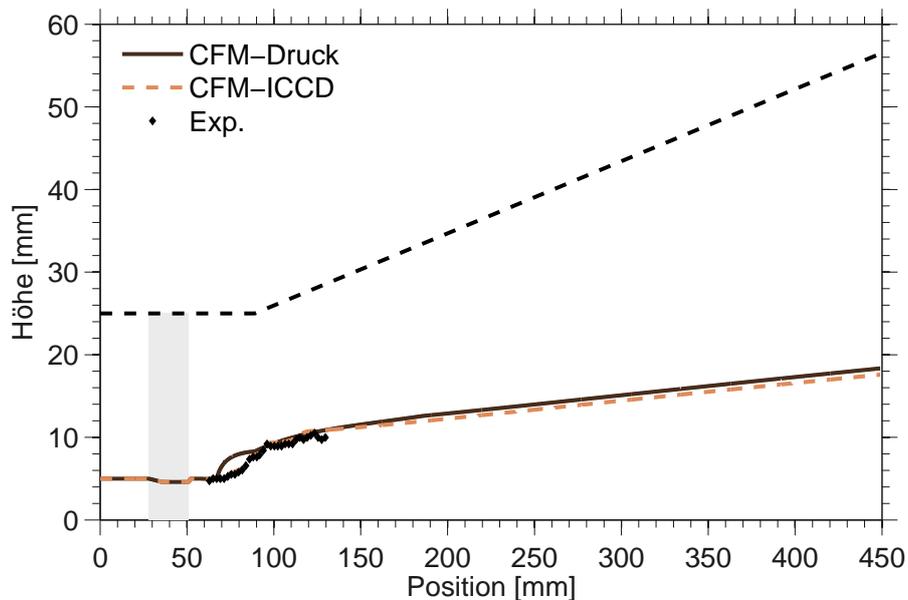


Abb. 6.13: Laterale Ausdehnung der reagierenden Stromröhre Φ für Vorgabe des statischen Drucks (CFM-Druck) und bei Vorgabe der Querschnittsänderung (CFM-ICCD)

Vorgabe des Druckverlaufs (CFM-Druck) resultiert aus der Kopplungsbedingung des statischen Drucks in Querrichtung (vgl. Gl.6.2). Analog der Druckverteilung ist zu Beginn der Wärmezufuhr eine Abweichung zwischen beiden Ergebnissen zu erkennen, im weiteren Brennkammerverlauf stimmen beide Verläufe jedoch sehr gut überein. Im Vergleich zur experimentell ermittelten Verteilung geben beide Ergebnisse den Verlauf und das Niveau des statischen Drucks sowie der detektierten Reaktionszone sehr gut wieder. Die deutlichsten Abweichungen sind, wie zu erwarten, in der Umgebung des Zentralinjektors zu beobachten. Bei Betrachtung des statischen Drucks im hinteren Brennkammerbereich kann das Druckniveau von beiden Modellierungen nicht erreicht werden und wird leicht unterschätzt.

Einen optischen Vergleich der invers modellierten Wärmezufuhrverläufe beider Methoden und der erfassten ICCD Aufnahmen der Reaktionszone des Betriebspunkts zeigt Abbildung 6.14. Für einen besseren optischen Vergleich sind die zwei Stromröhren der jeweiligen CFM Modellierung ineinander kombiniert dargestellt und eine identische Skalierung gewählt. Der Vergleich zwischen modellierter lokaler Wärmezufuhr und der ersichtlichen experimentellen Reaktionsrate anhand des Intensitätsverlaufs kann nur qualitativ erfolgen.

Bei der inversen Bestimmung der lokalen Wärmezufuhr durch die Druckvorgabe (CFM-Druck) ist die Wärmezufuhr bestimmt durch die Änderung des statischen Drucks. Im Bereich zwischen sechster (p_{CC6}) und siebter Druckmessstelle (p_{CC7}) ist in Abbildung 6.14(c) daher eine intensive Wärmezufuhr zu beobachten, die anschließend relativ schnell absinkt und bei beginnender Divergenz der Brennkammer erneut leicht ansteigt. Zur Reaktionsrate der ICCD Aufnahmen ergeben sich so deutliche Unterschiede. Die modellierte Wärmezufuhr (CFM-Druck) verläuft einerseits relativ homogen und kann die lokalen Änderungen innerhalb der experimentellen Ergebnisse nicht wiedergeben. Andererseits stimmt die örtliche Verteilung der Wärmezufuhr nicht mit den experimentellen Aufnahmen überein. Die modellierte Wärmezufuhr erfolgt hauptsächlich in einem lokal begrenzten Bereich, wohingegen die experimentelle Aufnahme eine deutliche Verteilung in Strömungsrichtung aufweist.

Bei Bestimmung der Wärmezufuhr anhand der Änderung der Reaktionszone (CFM-ICCD, vgl. Abb 6.14(b)) zeigt sich hingegen ein anderes Bild. Anstatt einer relativ homogen ablaufenden Energiezufuhr bilden sich, an den Positionen mit großer Änderung in der lateralen Ausdehnung der Reaktionszone, lokal Zonen intensiverer Wärmezufuhr. Die experimentelle ICCD Aufnahme weist, wie bereits im vorherigen Abschnitt diskutiert, ein ähnliches Verhalten auf. An den Interaktionsstellen zwischen Verdichtungsstößen und der Reaktionszone findet eine intensivere Wärmefreisetzung und damit verbundene Ausdehnung der Reaktionszone mit anschließender Reduktion der Reaktionsrate statt. Das CFM Ergebnis (CFM-ICCD) gibt dieses Verhalten prinzipiell wieder und sorgt indirekt für die Reproduktion der Kopplung zwischen Stoßsystem und Wärmefreisetzung (vgl Abb. 6.10). Beispielsweise findet im Bereich zwischen zehnter und elfter Druckmessstelle in der Modellierung keine Wärmezufuhr statt und auch im Experiment ist eine deutliche Reduktion der Chemilumineszenz in diesem Bereich ersichtlich. Bei Betrachtung des mitdargestellten schematischen Stoßsystems ist dieser Reaktionsbereich von der Interaktion mit dem

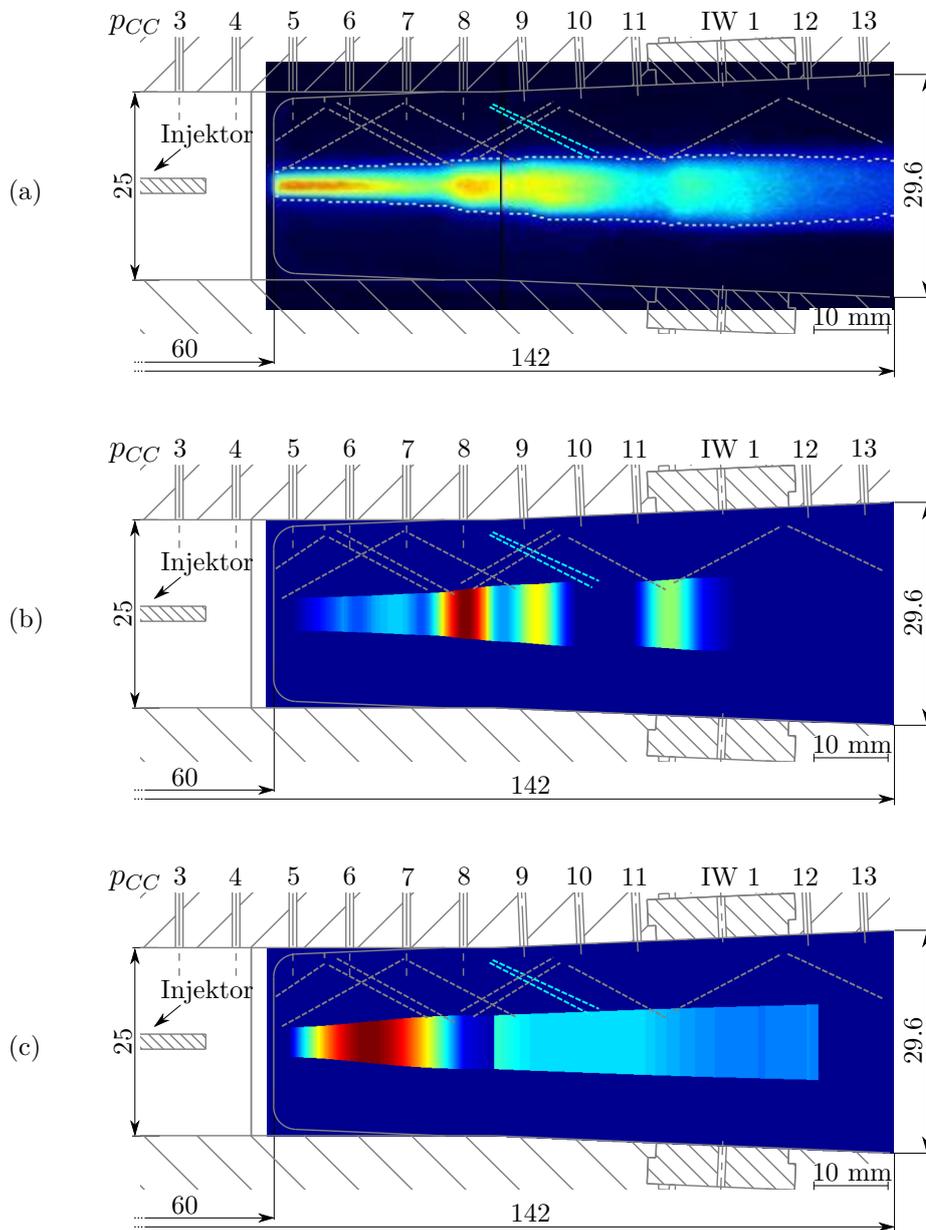


Abb. 6.14: (a) ICCD Aufnahme der Reaktionszone sowie Verlauf der Wärmezufuhr in der CFM bei (b) Vorgabe der Reaktionszonen (CFM-ICCD) bzw. (c) Vorgabe des statischen Druckverlaufs (CFM-Druck) für den Betriebspunkt $\Phi = 0.05$, mit schematischer Darstellung des Stoßsystems

Expansionsfächer der Brennkammer Divergenz gekennzeichnet und die verbundene Beschleunigung der Strömung verursacht offenbar eine Reduktion der Reaktionsrate. Stromab bildet sich im Experiment und der Modellierung eine Art separierte Reaktionszone aus, die laut experimenteller Ergebnisse erneut von einer Interaktion zwischen Verdichtungsstoß und Reaktionszone gekennzeichnet ist (vgl. Abb. 6.14(a)). Die Gesamtwärmezufuhr ist hingegen in beiden Nachrechnungen annähernd identisch und erklärt das ähnliche globale Verhalten beider Modellierungen dieses Betriebspunkts.

6.4 Validierungsfall I: 1D-CFM - 3D-CFD Simulation

Zur Validierung des CFM Ansatzes und zur Überprüfung der getroffenen Vereinfachungen und Annahmen steht eine 3D-CFD Simulation des Betriebspunktes $\Phi = 0.05$ zur Verfügung. In Kooperation mit dem Lehrstuhl für Thermodynamik an der Technischen Universität München wurde von *Chemnitz* eine numerische hybride RANS-LES Simulationen der Überschallbrennkammer durchgeführt. Details zum numerischen Verfahren und Informationen zur Simulation des Betriebspunktes sind in [14] sowie in [73, 74] zu finden. Durch Vergleich der experimentellen Ergebnisse und der 3D-CFD Simulation sowie der Resultate der 1D-CFM kann eine Beurteilung und Validierung des CFM Ansatzes erfolgen.

6.4.1 Vergleich Druckverlauf

Der experimentelle Druckverlauf und die Druckverteilung der 3D-CFD Simulation aus [14] sowie das Ergebnis der CFM-ICCD Berechnung sind hierfür in Abbildung 6.15 gegenübergestellt. Die Druckverteilung der 3D-CFD Simulation zeigt analog der experimentellen Verteilung den typischen Druckverlauf einer stoßbehafteten Überschallströmung. Das bereits diskutierte Stoßsystem wird laut Druckverlauf in der 3D-CFD Simulation korrekt wiedergegeben. Die lokalen Druckminima und -maxima des experimentellen Verlaufs sind in der numerischen Simulation an identischen Positionen wiederzufinden. Die Unterschiede in den erreichten Maximalwerten der einzelnen Peaks sind hauptsächlich auf Unterschiede in den Stoß-Grenzschicht-Interaktionen zurückzuführen und sind numerisch im Detail nur mit unverhältnismäßig hohem Aufwand zu erfassen [74].

Das Druckniveau im hinteren Brennkammerbereich wird bei der 3D-CFD Simulation leicht unterschätzt und im experimentellen Verlauf sind in diesem Bereich leichte Auswirkungen des Stoßsystems zu erkennen, die in der numerischen CFD Simulation nur schwach abgebildet werden. Das leicht unterschiedliche Druckniveau ist wahrscheinlich auf geringfügig unterschiedliche Verluste innerhalb der Brennkammer zurückzuführen. Die Ablösung am Brennkammeraustritt wird in der numerischen Simulation nicht berücksichtigt. Zusätzlich ist in Abbildung 6.15 der CFM

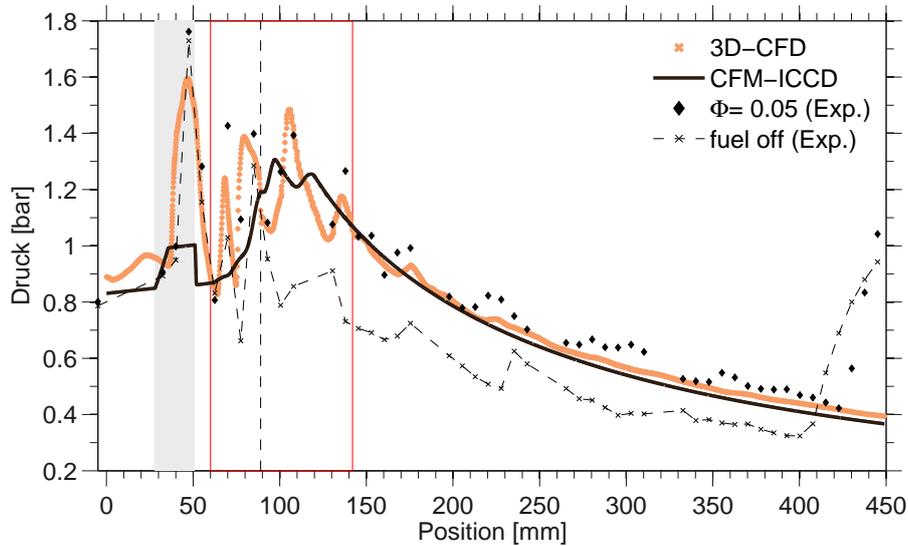


Abb. 6.15: Druckverteilung des Betriebspunktes $\Phi = 0.05$ von numerischer 3D-CFD Simulation (3D-CFD), 1D-CFM Modellierung (CFM-ICCD) und Experiment (Exp.)

Druckverlauf (CFM-ICCD) mit dargestellt und stimmt im Niveau und Verlauf mit der 3D-CFD Simulation nahezu überein.

6.4.2 Vergleich Stoßsystem 3D-CFD - Experiment

Um den Vergleich zwischen 1D-CFM und 3D-CFD Simulation durchführen zu können, wird zunächst die numerische Simulation mit vorhanden experimentellen Ergebnissen abgeglichen und diskutiert. Abbildung 6.16 vergleicht das numerisch berechnete und das experimentell erfasste Stoßsystem durch die Schlierenaufnahmen des Betriebspunktes. Um den Charakter der Schlierentechnik auch numerisch zu berücksichtigen wurde die numerische Lösung tiefengemittelt und zur Darstellung der Dichtegradient in Strömungsrichtung gewählt. Um beide Abbildungen einfacher miteinander vergleichen zu können wurde dem numerischen Schlierenbild zusätzlich in der oberen Hälfte die schematische Nachzeichnung des experimentell erfassten Stoßsystems überlagert. Die Vermutung eines identischen Stoßsystems bestätigt sich direkt im Schlierenbild. Numerisches und experimentelles Stoßsystem stimmen über nahezu den gesamten Brennkammerbereich überein. Im vorderen Brennkammerbereich (bis p_{CC10}) sind Position und Winkel der Verdichtungsstöße nahezu vollkommen identisch, erst stromab dieser Position ergeben sich leichte Unterschiede in den Stoßpositionen. Zusätzlich zeigt die numerische CFD Simulation selbige Interaktion zwischen Stoßsystem und Reaktionszone. Direkt stromab der Injektorhinterkante (p_{CC4}) ist die skizzierte und vermutete Strömungssituation bei Pilotverbrennung (vgl. Abb. 6.4) gut ersichtlich. Der einfallende Verdichtungsstoß der Injektorvorderkante wird als Expansion reflektiert und die doppelte Stoßstruktur entsteht inner-

Die Auswirkungen der Interaktion zwischen Stoß und Reaktionszone auf die Machzahlverteilung sind deutlich zu erkennen. Jeder einfallende Stoß verursacht lokal ein Gebiet intensiver Wärmezufuhr, damit höhere statische Temperaturen, entsprechend hohe Schallgeschwindigkeiten und folglich Machzahlen im Unterschall. Die intensive Wärmefreisetzung in diesem Gebiet verursacht eine anschließende Expansion der Heißgase, sinkende Temperaturen und somit eine reduzierte Reaktionsrate. Die expandierende Heißgaszone lenkt die umgebende Strömung um und erzeugt den reflektierten Verdichtungsstoß. Der einfallende Stoß wird an der Schalllinie als Expansion reflektiert und lenkt die Strömung zusätzlich zur Kanalmitte um. Analog zu einem Shocktrain (vgl. Abb. 3.6) bildet sich eine aerodynamische Düse und beschleunigt die Strömung erneut in Überschall.

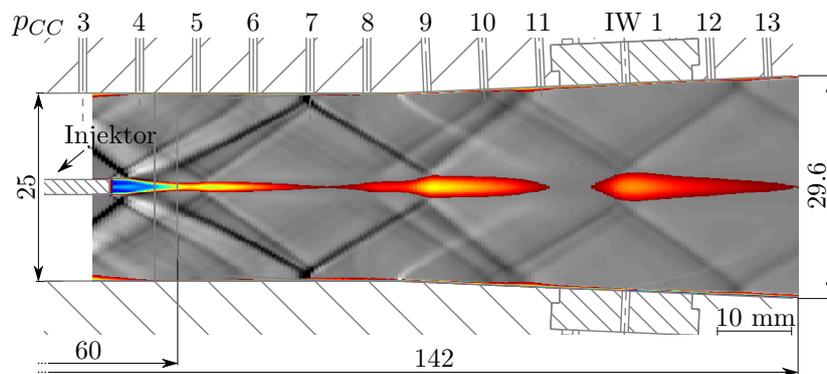


Abb. 6.17: Numerische Schlieren mit Überlagerung der lokalen Machzahlen zwischen 0 (blau) und 1 (rot)

In der Brennkammer existieren laut numerischer CFD Simulation mehrere solcher lokaler Unterschallblasen. Eine experimentelle Bestimmung und der Nachweis dieser Unterschallgebiete ist kaum möglich, das erfasste Verhalten des Reaktionsgebietes und der Verlauf der Wärmezufuhr deuten aber identisches Verhalten an und lassen den Rückschluss auf identische Phänomene im Experiment durchaus zu. Im statischen Wanddruck hingegen kann weder in den numerischen noch in den experimentellen Verläufen ein Indiz für diese lokalen Unterschallgebiete identifiziert werden und das Verhalten entspricht dem einer reinen Überschallströmung. Dieser Strömungszustand ist hinsichtlich einer klassischen eindimensionalen Modellierung bemerkenswert. Durch die Annahme der homogen über den Gesamtquerschnitt verteilten Wärmezufuhr und identischer Strömungsgrößen über den Querschnitt kann dieses lokale Verhalten unter keinen Umständen korrekt wiedergegeben werden. Die eindimensionale Modellierung nach dem CFM Ansatz allerdings ermöglicht, durch die zonale Betrachtung, offenbar eine formale Beschreibung dieser Situation.

6.4.3 Vergleich 3D-CFD - 1D-CFM

Machzahlverteilung

Den tiefengemittelten Verlauf der Machzahl entlang des Brennkammerquerschnitts der 3D-CFD Simulation von *Chemnitz* [14] und das Ergebnis der 1D-CFM (CFM-ICCD) zeigt Abbildung 6.18. Für den einfacheren optischen Vergleich wurden die

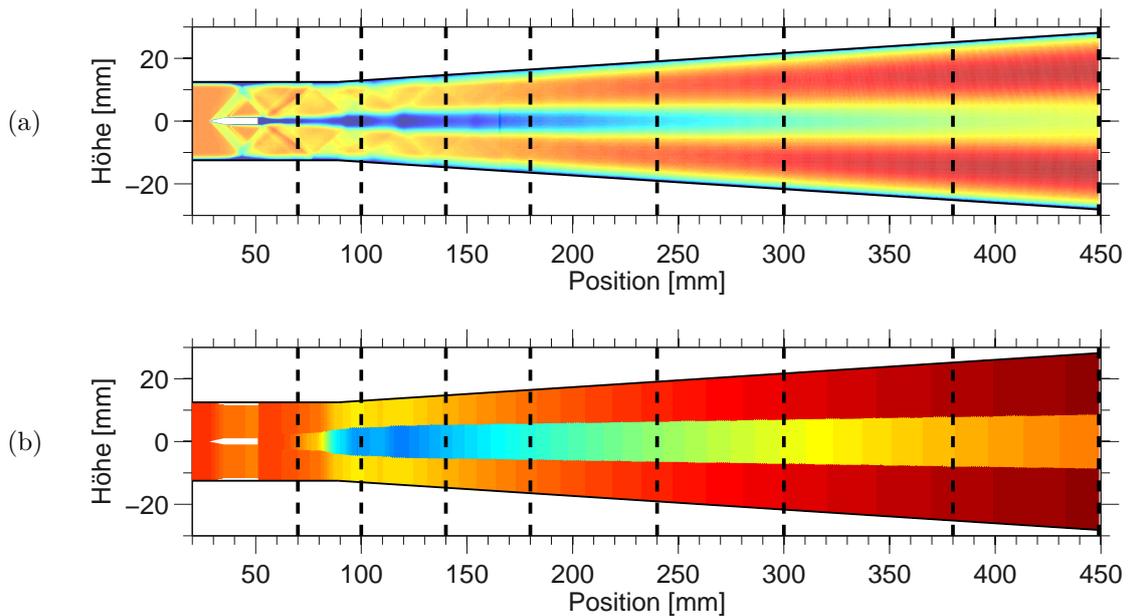


Abb. 6.18: Machzahlverlauf entlang der Brennkammer für (a) tiefengemittelte 3D-CFD Simulation [14] und (b) 1D-CFM Ansatz für den Betriebspunkt $\Phi = 0.05$

beiden Stromröhren der CFM ineinander kombiniert sowie eine identische Skalierung gewählt. Die schwarz gestrichelten Linien markieren einzelne Schnittebenen, die in Abbildung 6.19 dargestellt sind und nachfolgend separat diskutiert werden. Das Ergebnis der numerischen 3D-CFD Simulation (Abb. 6.18(a)) zeigt im Machzahlverlauf deutlich die Stratifizierung innerhalb der Brennkammer bei einstufigem Betrieb. Im vorderen Brennkammerteil ist das diskutierte Stoßsystem und in Brennkammermitte der Einfluss der ablaufenden Reaktion auf die Machzahlverteilung ersichtlich. In diesem Bereich ist die stufenförmige Erweiterung der Reaktionszone und die Bereiche intensiver Wärmezufuhr mit stark reduzierter Machzahl erkennbar. Nach der chemischen Reaktion läuft die rein gasdynamische Beschleunigung des Heißgases ab. Die Stratifizierung bleibt jedoch bis zum Brennkammeraustritt deutlich bestehen.

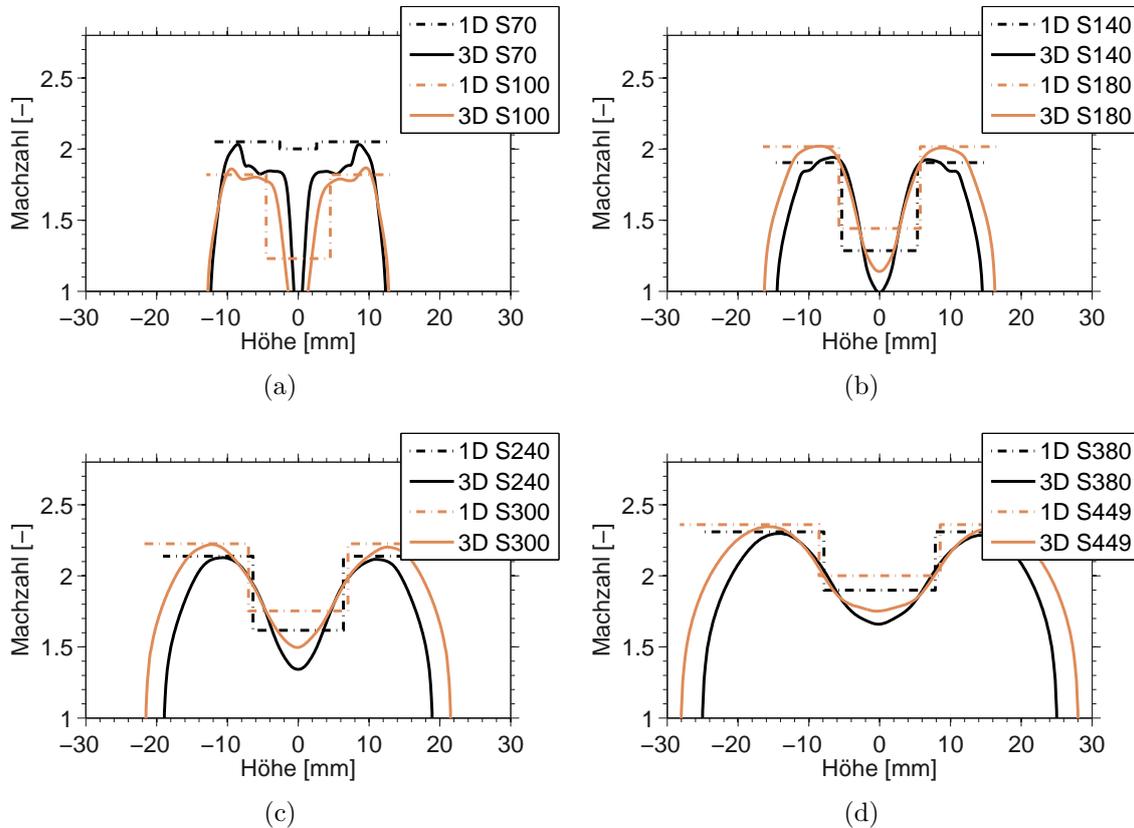


Abb. 6.19: Machzahlverlauf in Querrichtung bei 1D-CFM (1D) und tiefengemittelten 3D-CFD Simulation (3D) für die Ebenen (a) S70, S100; (b) S140, S180; (c) S240, S300; (d) S380, S449 aus Abb. 6.18

In Abbildung 6.18(b) ist die Machzahlverteilung der 1D-CFM dargestellt. Wie zu erwarten, ergeben sich in unmittelbarer Umgebung des Zentralinjektors die größten Unterschiede. Bemerkenswert ist dagegen die Übereinstimmung im weiteren Verlauf. Wie in der numerischen 3D-CFD Simulation, führt die zonale Wärmezufuhr in der Modellierung zur deutlichen Stratifizierung innerhalb der Brennkammer. Die Wärmezufuhr in Brennkammermitte führt zur erkennbaren lateralen Ausdehnung der Reaktionszone und der Reduktion der Machzahl in beiden Stromröhren. Nach der Wärmezufuhr erfolgt ebenfalls die rein gasdynamische Beschleunigung. Der Machzahlverlauf in Querrichtung ist in Abbildung 6.19 exemplarisch für die acht markierten Ebenen (S70, S100, S140, S180, S240, S300, S380, S449) dargestellt. Wie im Konturdiagramm ersichtlich ergibt sich, mit Ausnahme der ersten Ebene (S70), eine bemerkenswerte Übereinstimmung in der modellierten CFM (1D) und numerisch simulierten (3D) Machzahlverteilung in Brennkammerquer- und -längsrichtung. Der Abfall der numerischen (3D) Machzahlverteilung an den Rändern gibt die wandnahe Grenzschichtströmung wieder und kann definitionsgemäß in der 1D Modellierung nicht reproduziert werden. Im Niveau und der Verteilung stimmt das CFM Ergebnis jedoch grundsätzlich mit der numerischen Simulation in allen Ebenen überein.

Der reduzierende Einfluss der Wärmezufuhr auf die Machzahl, die Änderung der Flächenverhältnisse sowie die anschließende Beschleunigung wird korrekt wiedergegeben. Der Gradient in Querrichtung zwischen den Zonen wird in der numerischen Simulation (3D) mit zunehmender Lauflänge flacher, bleibt aber bis zum Austritt deutlich bestehen.

Die Auswirkungen der sich bildenden Scherschicht und eine Abschätzung zum Wachstum der Scherschicht kann durch die konvektive Machzahl (vgl. Kapitel 2.1) erfolgen. Abbildung 6.20 stellt die berechnete lokale konvektive Machzahl in der CFM Modellierung dar. In der CFM herrschen zu Beginn in beiden Stromröhren identische

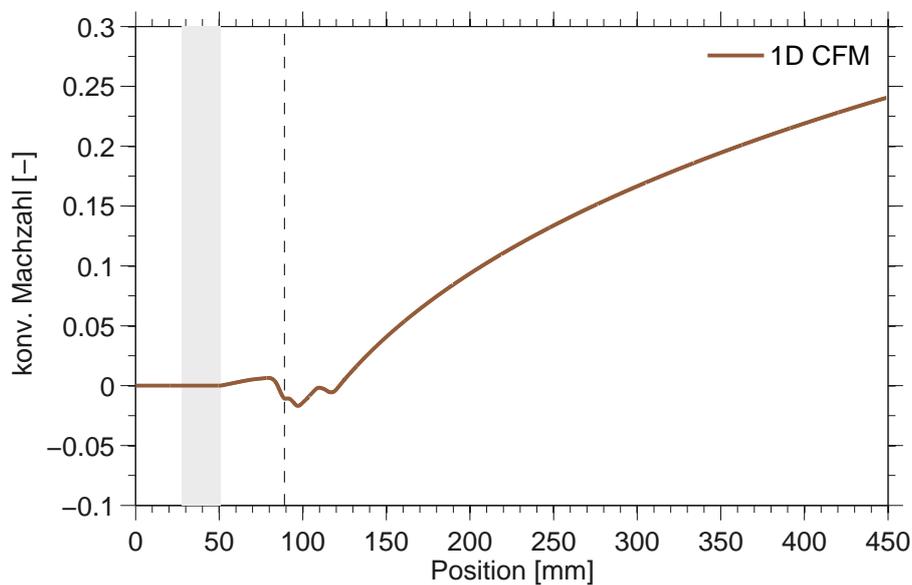


Abb. 6.20: Verlauf der lokalen konvektiven Machzahl in der 1D-CFM Berechnung entlang der Brennkammer für den Betriebspunkt $\Phi = 0.05$

Verhältnisse und die theoretische konvektive Machzahl ist Null. Im Bereich der Reaktionszone wird die konvektive Machzahl zunächst leicht negativ, da im Überschall die Wärmezufuhr die Strömungsgeschwindigkeit reduziert und die Schallgeschwindigkeit innerhalb der reagierenden Stromröhre erhöht. Anschließend folgt die gasdynamische Beschleunigung beider Stromröhren. Die reagierende Stromröhre erfährt eine deutlich höhere Steigerung der Strömungsgeschwindigkeit, die konvektive Machzahl ändert entsprechend das Vorzeichen und steigt kontinuierlich an. Die Wachstumsrate der Scher- und Mischungsschicht wird entlang der Brennkammer somit zunehmend unterdrückt und entsprechend gering ist die Neigung zur Vermischung. Die Approximation der reagierenden Überschallströmung durch zwei Stromröhren die durch eine nicht permeable und flexible Wand getrennt koexistieren, scheint im vorliegenden Fall gerechtfertigt und der Einfluss der Scherschicht auf das Strömungsfeld ist offensichtlich sekundärer Natur.

Statische Druckverteilung

Die Voraussetzung beim CFM Ansatz ist die Gültigkeit der Kopplungsbedingung des statischen Drucks in Querrichtung (vgl. Kapitel 6.3). Abbildung 6.21 stellt hierfür im oberen Teil den numerischen 3D-CFD Verlauf des tiefengemittelten statischen Drucks entlang der Brennkammer und im unteren Teil das entsprechende Ergebnis der 1D-CFM dar. Im Gegensatz zum Machzahlverlauf (vgl. Abb. 6.18) fällt in beiden Konturverläufen direkt die überwiegend homogene statische Druckverteilung in Brennkammerquerrichtung auf. Die tiefengemittelte Druckverteilung der 3D-CFD Simulation zeigt nur im vorderen stoßbehafteten Brennkammerbereich Unterschiede im statischen Druck in Querrichtung. Im übrigen Verlauf ist im Gegensatz zur Machzahlverteilung (vgl. Abb. 6.18) kein Gradient in Querrichtung zu erkennen. Die schwarz gestrichelten Linien markieren identische Ebenen (S70, S100, S140,

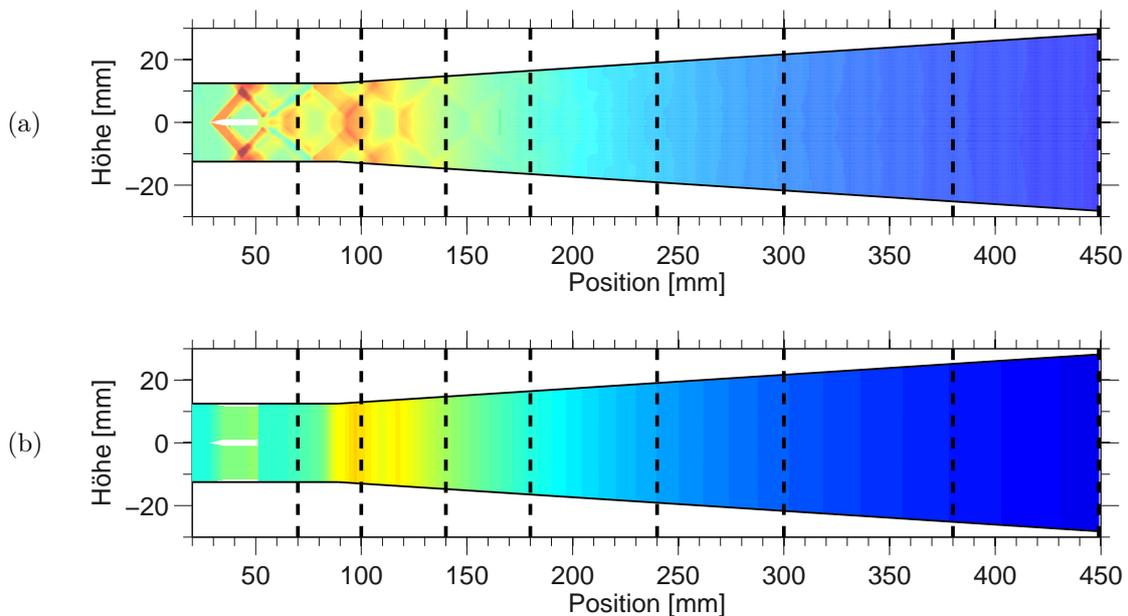


Abb. 6.21: Druckverlauf entlang der Brennkammer bei (a) tiefengemittelter 3D-CFD Simulation [14] und (b) 1D-CFM Ansatz für den Betriebspunkt $\Phi = 0.05$

S180, S240, S300, S380, S449) aus Abbildung 6.18 und die jeweiligen Verteilungen in Querrichtung sind in Abbildung 6.22 separat dargestellt. Die Druckverteilungen der 3D-CFD Simulation zeigt dabei hauptsächlich in den vorderen zwei Ebenen (S70, S100) eine Druckänderung in Querrichtung. Zwischen den Änderungen im statischen Druckverlauf bildet sich jedoch erneut ein konstantes Druckplateau aus. Die Änderung in Querrichtung ist somit hauptsächlich durch Verdichtungsstöße bedingt. In allen weiteren Ebenen stimmen Niveau und Verlauf des statischen Drucks sehr gut überein.

Laut Ergebnis der 3D-CFD Simulation ist die Annahme eines konstanten statischen

Drucks in Brennkammerquerrichtung gerechtfertigt und die Voraussetzung des 1D-CFM Ansatzes damit erfüllt.

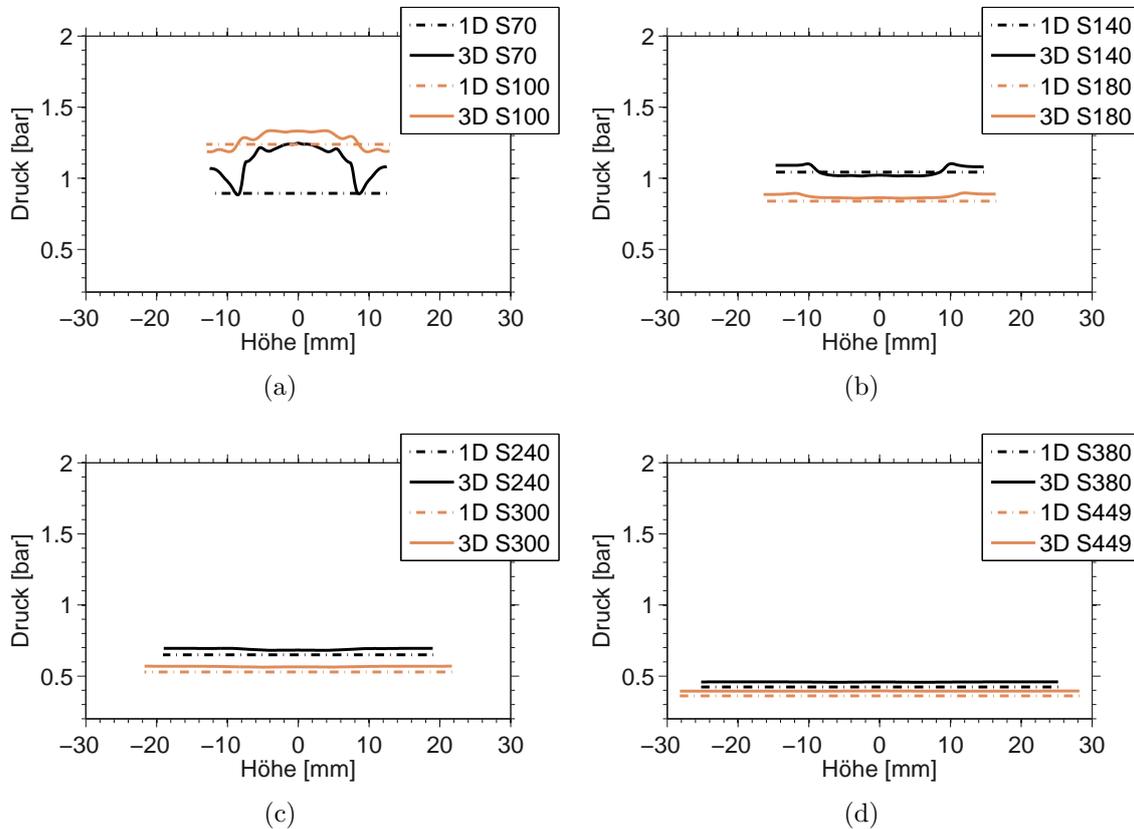


Abb. 6.22: Druckverlauf in Querrichtung bei 1D-CFM (1D) und tiefengemittelt 3D-CFD Simulation (3D) für die Ebenen (a) S70, S100; (b) S140, S180; (c) S240, S300; (d) S380, S449 aus Abb. 6.21

Beurteilung des CFM Ansatzes

Der implementierte CFM Ansatz der Überschallbrennkammer zeigt großes Potential das interne Strömungsfeld der untersuchten Brennkammer korrekt zu erfassen. Der Verlauf der Strömungsgrößen stimmt, wie im Fall der Machzahl- und Druckverteilung belegt, mit der gemittelten 3D-CFD Simulation gut überein. Zusätzlich kann die Voraussetzung der 1D-CFM eines hinreichend konstanten statischen Drucks in Brennkammerquerrichtung in der 3D-CFD Simulation nachgewiesen werden. In allen anderen Strömungsgrößen ist hingegen eine deutliche Stratifizierung in Querrichtung erkennbar.

6.5 Detektion der Betriebsgrenze

Um den kritischen Betriebszustand und das kritische Äquivalenzverhältnis für eine Zustandsänderung in der Überschallbrennkammer zu detektieren, wurde der Brennstoffmassenstrom der Hauptinjektion weiter gesteigert. Ziel dieser Untersuchungen ist die Beschreibung des charakteristischen Brennkammerverhaltens in Umgebung dieses Äquivalenzverhältnisses. Von besonderem Interesse ist dabei die Fragestellung ob eine der klassischen Limitierungen einer reagierenden Überschallströmung (thermisches Sperren, Grenzschichtablösung) aus Kapitel 3 als Ursache identifiziert werden kann und welche Auswirkungen die Zustandsänderung auf die Überschallbrennkammer hat. Extrapoliert man das bisherige aufgezeigte Verhalten der reagierenden Überschallströmung kann der Rückschluss einer deutlich steigerbaren Brennstoffzufuhr erfolgen. Die laterale Ausdehnung der Reaktionszone könnte zum Erreichen der thermischen Blockade oder zur Grenzschichtablösung führen. Anschließend müsste eine Anpassung der Strömung beispielsweise im Isolator durch einen Shocktrain ersichtlich werden.

6.5.1 Änderung des Wanddruckverlaufs

Als 3D Diagramm stellt Abbildung 6.23 zur Übersicht die Abhängigkeit zwischen dem Äquivalenzverhältnis ($\Phi = 0.08 \dots \Phi = 0.11$) und der Druckverteilung entlang der Brennkammer bei weiterer Steigerung der einstufigen Brennstoffzufuhr dar. Im zugehörigen Konturdiagramm in Abbildung 6.24 ist im Kontrast zur bisherigen homogenen Änderung der Druckverteilung bei Steigerung des Äquivalenzverhältnis-

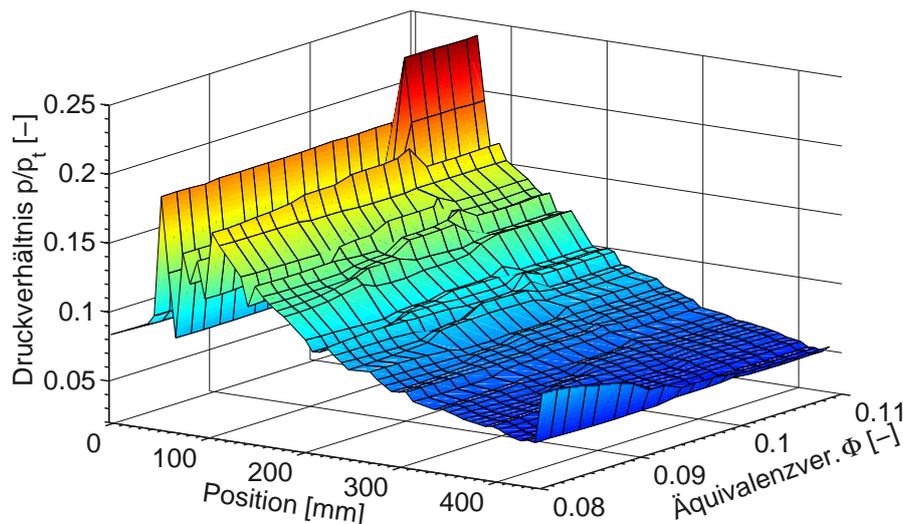


Abb. 6.23: Dreidimensionale Darstellung der gemessenen Druckverteilung bei Steigerung des Äquivalenzverhältnisses ($\Phi = 0.08 \dots \Phi = 0.11$) entlang der Brennkammer

ses eine Unstetigkeit bei $\Phi \approx 0.1$ zu erkennen. Die gestrichelten schwarzen Linien im Konturdiagramm markieren Messungen bei stationären Versuchsbedingungen ($\Phi = 0.09$, $\Phi = 0.11$). Die zugehörigen gemessenen Wanddruckverteilungen sind in Abbildung 6.24(b) dargestellt. Der Vergleich zwischen beiden Betriebspunkten verdeutlicht die Änderung in den Druckverteilungen und im Zustand der Überschallbrennkammer. Im Gegensatz zum bisherigen Verhalten ändert sich der Wand-

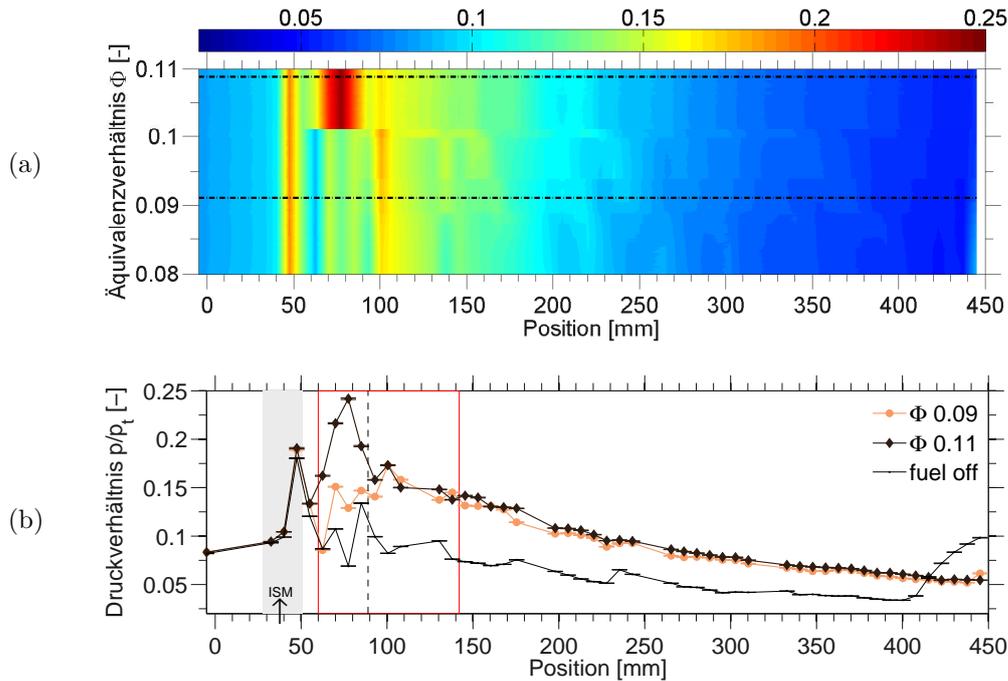


Abb. 6.24: (a) Entwicklung der Druckverteilung bei Steigerung des Äquivalenzverhältnisses ($\Phi = 0.08 \dots \Phi = 0.11$) entlang der Brennkammer sowie (b) gemessener Wanddruckverlauf für die Betriebspunkte $\Phi = 0.09$ und $\Phi = 0.11$

druck überwiegend im vorderen Brennkammerbereich (p_{CC5-8}), wobei sich die Verläufe stromab stark ähneln. Der Bereich stromauf der vierten Druckposition (p_{CC4}) bleibt hingegen erneut vollkommen unbeeinflusst und somit ebenfalls die Umströmung des gesamten Zentralinjektors und damit auch der Zustand im Isolator der Brennkammer. In der Überschallbrennkammer findet offensichtlich eine Zustandsänderung statt, die keine Rückwirkung bis in den Isolator aufweist, sich stromab des Zentralinjektors stabilisiert und zu einem neuen, messtechnisch stationären Strömungszustand führt. *Laurence et al.* und *O'Byrne* beobachten ein ähnliches Verhalten der Überschallverbrennung. Ab einem kritischen Äquivalenzverhältnis findet eine plötzliche Zustandsänderung statt, die sich stromauf bewegt und sich innerhalb der Brennkammer erneut stabilisiert [65, 92].

Das detektierte kritische Äquivalenzverhältnis für eine Zustandsänderung ist in Abbildung 6.25 für fünf unterschiedliche Versuchsreihen (Exp.1-Exp.5) zu erkennen. Der Verlauf stellt den normierten Druck der fünften Druckmessstelle (p_{CC5}) über

dem Äquivalenzverhältnis Φ dar, wobei stationäre Messpunkte in den jeweiligen Experimenten durch die Markierungen gekennzeichnet sind. Alle dargestellten Experimente wurden bei identischen Rand- und Eintrittsbedingungen durchgeführt, unterscheiden sich aber hinsichtlich der eingesetzten baugleichen Zentralinjektoren (V1, V2, V3). Wie bereits im Verhalten der Brennkammer nachgewiesen, zeigt sich für Äquivalenzverhältnisse unterhalb des kritischen Verhältnisses ein marginaler Einfluss auf diese Druckmessstelle. Die Steigerung der Brennstoffzufuhr führt in allen Versuchen zunächst zu einem geringfügig monotonen Anstieg des Drucks. Bei Über-

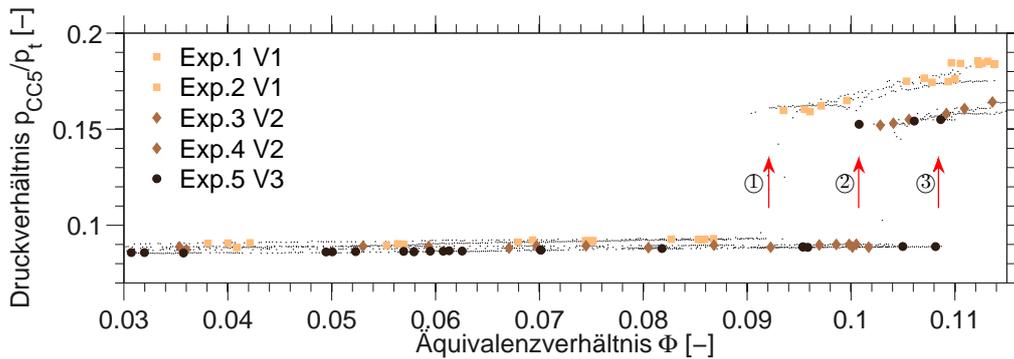


Abb. 6.25: Verlauf des normierten Drucks p_{CC5} über dem Äquivalenzverhältnis Φ bei fünf Versuchsreihen (Exp.1-Exp.5)

schreiten eines kritischen Äquivalenzverhältnisses findet jedoch eine sprunghafte Änderung auf ein neues Niveau statt. Die weitere Steigerung der Brennstoffzufuhr führt hingegen erneut zu einer monotonen Zunahme.

Drei unterschiedliche kritische Äquivalenzverhältnisse sind erkennbar und in Tabelle 6.1 zusammengefasst. Die Experimente Exp.1 & Exp.2 und Exp.3 & Exp.4, jeweils mit identischen Zentralinjektoren durchgeführt, verhalten sich hinsichtlich des kritischen Äquivalenzverhältnisses identisch. Zwischen den eingesetzten Injektorversionen ergeben sich jedoch erkennbare Abweichungen. Eine eindeutige Begründung für diese Unterschiede konnte, trotz identischen Aufbaus der Zentralkörper und ähnlicher Randbedingungen, experimentell nicht erfasst werden. Wahrscheinlich sind fertigungsbedingte Unterschiede zwischen den Injektoren für das unterschiedliche kritische Äquivalenzverhältnis und Druckniveau verantwortlich. Tabelle 6.1 stellt zusätzlich das Ergebnis einer optischen Vermessung der Injektionsbohrungen aller

Tab. 6.1: Übersicht der experimentell ermittelten kritischen Äquivalenzverhältnisse für unterschiedliche Zentralinjektoren (V1-V3)

Experiment	Exp.1	Exp.2	Exp.3	Exp.4	Exp.5
krit. Äquivalenzverhältnis Φ_{Grenz}	≈ 0.09	≈ 0.09	≈ 0.1	≈ 0.1	≈ 0.11
Zentralinjektorversion	V1	V1	V2	V2	V3
mittlere Injektionsbohrung \varnothing [mm]	0.507	0.507	0.495	0.495	0.520

Zentralinjektoren durch den mittleren Bohrungsdurchmesser dar. Fertigungsbedingte Unterschiede sind erkennbar, erklären das unterschiedliche kritische Verhältnis aber nicht vollständig. Der Ablauf der Zustandsänderung und das Verhalten der Brennkammer ist allerdings für alle Zentralinjektoren sehr ähnlich.

Zur Verdeutlichung der Anpassung im Strömungszustand stellt Abbildung 6.26 den aufgezeichneten zeitlichen Verlauf von fünf Druckmessstellen sowie vom Versorgungsdruck der Brennstoffinjektion des Zentralinjektors (p_{ISM}) dar. Die Abbildung zeigt, dass vor und nach Änderung ($t \approx 4\text{-}5.5\text{ s}$) messtechnisch stationäre Zustände in der Brennkammer vorliegen. Aufgrund der eingesetzten Messtechnik kann über den

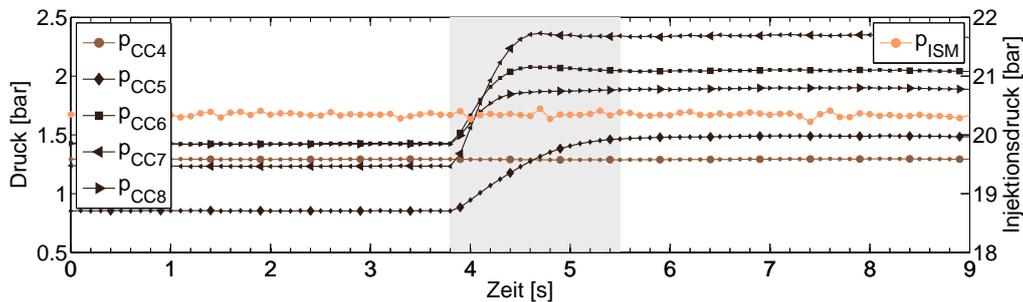


Abb. 6.26: Zeitlicher Verlauf der Wanddruckmessstellen p_{CC4} - p_{CC8} sowie des Brennstoffinjektionsdrucks p_{ISM} während einer Zustandsänderung

zeitlichen Verlauf und die Dauer der Zustandsänderung selbst keine Aussage getroffen werden. Durch visuelle Untersuchungen von Videoaufnahmen kann die zeitliche Dauer der Zustandsänderung jedoch zu ca. 300 ms abgeschätzt werden. Die Verläufe der Wanddruckverteilungen vor Änderung ($t < 4$ s) und nach abgelaufener Änderung ($t > 5.5$ s) belegen den jeweiligen stationären Zustand der Überschallströmung. Die vierte Druckmessstelle p_{CC4} bleibt darüber hinaus von der ablaufenden Änderung unbeeinflusst und verdeutlicht die lokal begrenzte Stromaufwirkung der Zustandsänderung innerhalb der Überschallbrennkammer. Zusätzlich ist der Injektionsdruck p_{ISM} der Brennstoffinjektion über den gesamten Bereich konstant und kann nicht als Ursache für die Änderung identifiziert werden. Der Zustand der Brennkammer ist bei Erreichen des kritischen Äquivalenzverhältnisses offenbar instabil und die Ursache für die Zustandsänderung kann u.a. eine minimale Schwankung in den Eintrittsbedingungen sein. Die Änderung des Strömungszustands verläuft in allen durchgeführten Experimenten reproduzierbar und unter sehr ähnlichen Bedingungen. Offensichtlich ist die Änderung eine Systemeigenschaft und charakteristisch für die untersuchte Überschallbrennkammer.

Im Gegensatz zu den meisten Untersuchungen, die nach abgelaufener Zustandsänderung die Brennstoffzufuhr kontinuierlich weiter steigern, wurden zusätzlich Versuche durchgeführt, bei denen nach Änderung und Stabilisierung des Strömungszustands die Brennstoffzufuhr erneut reduziert wurde. Im Anhang C sind die Ergebnisse dieser Untersuchungen zusammengefasst und kurz diskutiert. Die gemessenen Druckverteilungen deuten dabei auf eine Hysterese in der Überschallbrennkammer hin. Für eine

flugfähige Konfiguration stellen Hysteresen, vor allem bei Transition der Betriebsmodi, eine kritische Problematik dar und müssen für einen sicheren Betrieb bekannt sein [13]. In den durchgeführten Untersuchungen spielt das Hystereseverhalten hingegen eine untergeordnete Rolle und wird nicht weiter betrachtet.

6.5.2 Änderung der Reaktionszone

Der gemessene Druckverlauf weist bereits auf eine geänderte Reaktionszone hin und wird in Abbildung 6.27 durch die zwei ICCD Aufnahmen vor ($\Phi = 0.09$) und nach ($\Phi = 0.11$) Zustandsänderung bestätigt. Übereinstimmend zum Verhalten

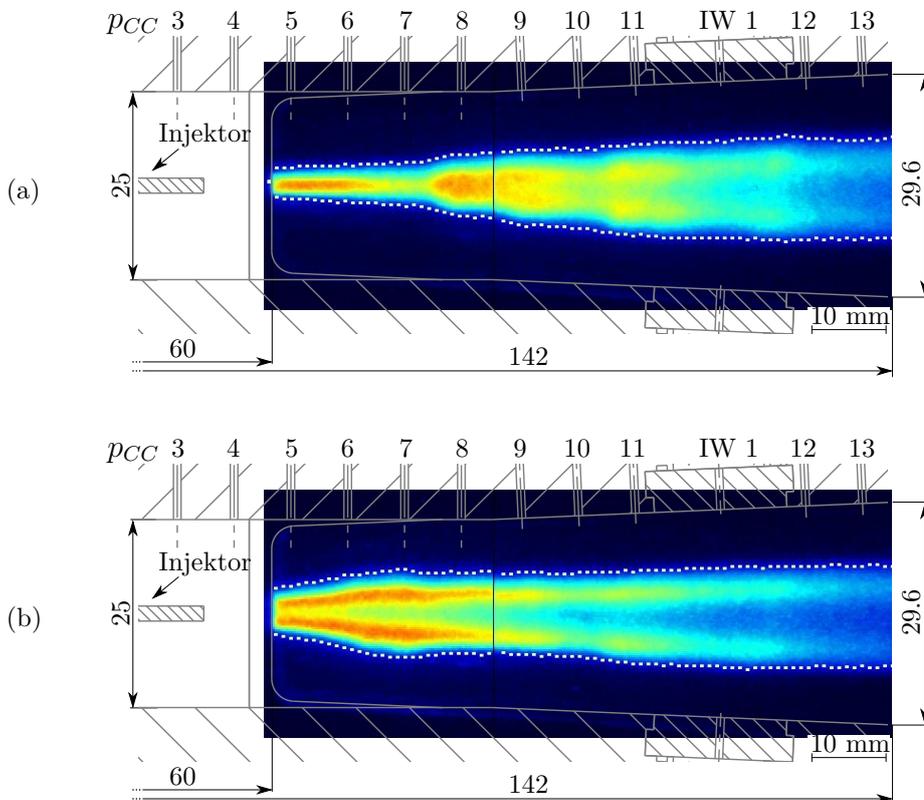


Abb. 6.27: ICCD Aufnahmen für den Betriebspunkt (a) $\Phi = 0.09$ und (b) $\Phi = 0.11$ mit detektierter lateraler Ausdehnung der Reaktionszone (weiße Linie)

der Druckverteilung ergibt sich in den ICCD Aufnahmen die größte Änderung im vorderen Brennkammerbereich. Zwischen der fünften und neunten Druckmessstelle ist eine vollständig geänderte Reaktionszone zu erkennen. Abbildung 6.28 stellt die detektierte laterale Ausdehnung der Reaktionszone beider Zustände entlang des sichtbaren Bereichs gegenüber und bestätigt die visuell erkennbaren Unterschiede. Zwischen 60 mm und ca. 90 mm verlaufen beide Reaktionszonen vollkommen unterschiedlich. Die bisherige moderate Zunahme der Reaktionszone bis ca. 80 mm ist

nach Änderung von einer deutlichen Ausbreitung der Reaktionszone gekennzeichnet. Bei ca. 80 mm entspricht die laterale Ausdehnung der Reaktionszone nach Änderung mit ca. 12 mm ungefähr dem Doppelten der Ausdehnung vor Änderung (ca. 6 mm). Nach abgelaufener Zustandsänderung schnürt sich die Reaktionszone stromab von

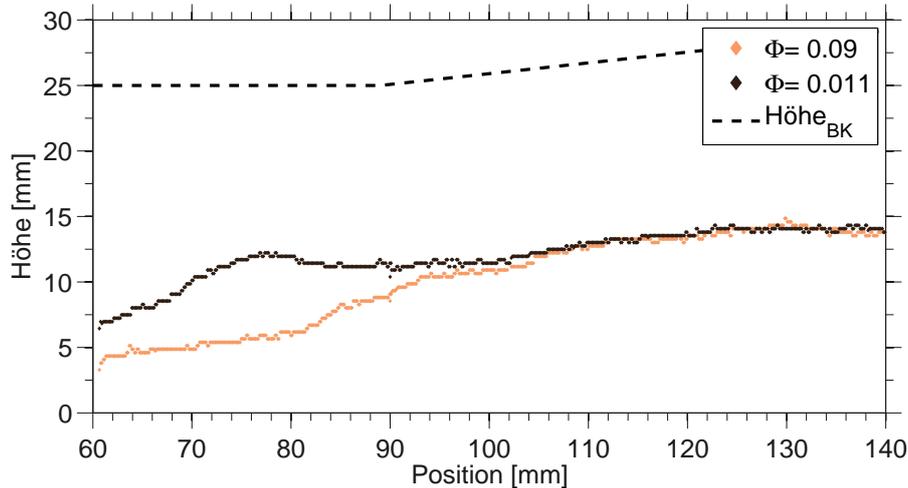


Abb. 6.28: Experimentell detektierte laterale Ausdehnungen der Reaktionszone vor ($\Phi = 0.09$) und nach ($\Phi = 0.11$) Zustandsänderung

ca. 80 mm leicht ein, wohingegen die laterale Ausdehnung der Reaktionszone vor Änderung in diesem Bereich aufgrund der aufgezeigten Interaktionen stufenförmig zu wachsen beginnt. Beide Reaktionszonen weisen nach ca. 100 mm eine ähnliche Ausdehnung auf und verlaufen anschließend nahezu identisch. Die charakteristische stufenförmige Aufweitung der Reaktionszone vor Änderung kann nicht mehr in selbiger Form beobachtet werden und deutet, wie der Druckverlauf, auf ein geändertes Stoßsystem und eine veränderte Interaktion mit der Reaktionszone hin.

Die Änderung in der lateralen Ausdehnung der Reaktionszone geht mit einer visuell ersichtlichen Änderung der Reaktionsrate einher. Die Reaktionszone kurz stromab des Injektors war vor Zustandsänderung gekennzeichnet durch eine moderate und unabhängig vom Äquivalenzverhältnis verlaufende Reaktionsrate. Nach Zustandsänderung ist hingegen in der ICCD Aufnahme die höchste Intensität in diesem Bereich zu erkennen. *Mitani et al.* beschreiben in [82] ein ähnliches Verhalten der chemischen Reaktion. Vor Änderung bestimmt laut ihnen hauptsächlich die chemische Reaktionsrate und nach Änderung der Mischungsprozess den Reaktionsablauf. Eine detailliertere Betrachtung und Beschreibung des Verbrennungsprozesses der untersuchten Konfiguration ist allerdings nur mit numerischen 3D-CFD Simulationen möglich. Entsprechend kann mit den zur Verfügung stehenden Informationen keine detaillierte Aussage über die Änderung im Verbrennungsprozess getroffen werden. Eine visuell erkennbare Gemeinsamkeit in den Intensitätsverteilungen beider ICCD Aufnahmen ergibt sich im Bereich der zehnten Druckmessstelle. In beiden Aufnahmen ist in diesem Bereich eine Reduktion der Chemilumineszenz ersichtlich. Ursache könnte, wie bereits im vorherigen Abschnitt aufgezeigt, die Interaktion des

anderen experimentellen Untersuchungen beobachtet [115]. Daher ist zur besseren Veranschaulichung in Abbildung 6.30 der gemittelte Druckverlauf beider Betriebspunkte entlang des sichtbaren Brennkammerausschnitts dargestellt. Die Nummerierung (3 – 13) innerhalb des Druckverlaufs gibt die jeweilige Wanddruckmessstelle (p_{CC3-13}) der Brennkammer wieder. Trotz der geringeren Bildqualität sind in der

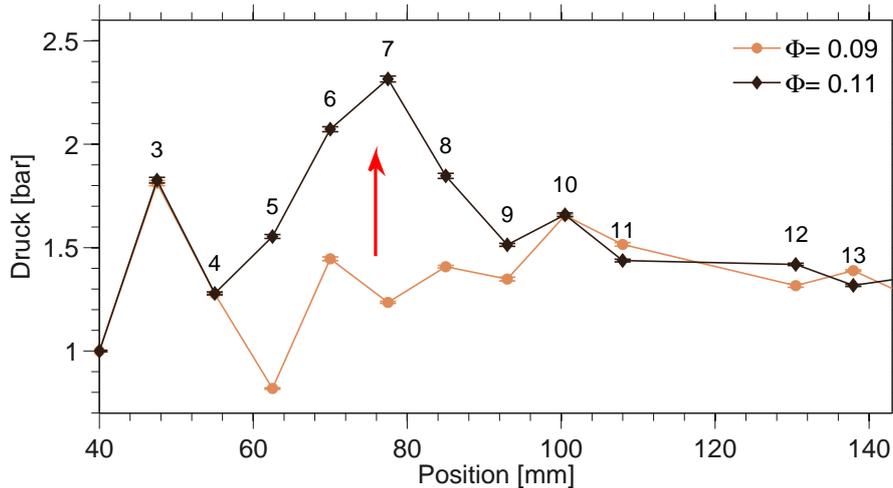


Abb. 6.30: Ausschnitt der erfassten Wanddruckverteilung vor ($\Phi = 0.09$) und nach ($\Phi = 0.11$) Zustandsänderung, mit Kennzeichnung der Druckmessstellen $p_{CC3} - p_{CC13}$

Schlierenaufnahme nach Zustandsänderung deutliche Stoßstrukturen ersichtlich und in der oberen Brennkammerhälfte schematisch nachgezeichnet. Identisch zu den Beobachtungen der ICCD Aufnahmen (vgl. Abb. 6.27(b)) ist im Brennkammerbereich zwischen fünfter und neunter Druckmessstelle eine deutliche Änderung im Stoßsystem zu erkennen. Stromab sind aufgrund der geringen Bildqualität keine weiteren Stoßstrukturen eindeutig zu identifizieren. Dieses Stoßsystem beweist, dass die Strömung trotz Änderung nicht im gesamten Querschnitt in Unterschall fällt sondern zumindest außerhalb der Reaktionszone im Überschall verbleibt. Die Druckänderung in diesem Bereich (vgl. Abb. 6.30) passt mit dem veränderten Stoßsystem zusammen. In dem optisch nicht zugänglichen Brennkammerabschnitt (p_{CC3-4}) sind die gemessenen Drücke in beiden Betriebspunkten identisch und es kann von gleichem Strömungszustand ausgegangen werden. Die Zustandsänderung wirkt sich erst ab der fünften Druckmessstelle aus und stimmt bei visuellem Vergleich mit dem Stoßsystem nach Zustandsänderung überein. Die Steigerung des Drucks in diesem Bereich (p_{CC4-7}) wird durch das ersichtliche Stoßsystem erzeugt und ist somit nicht auf eine Grenzschichtablösung zurückzuführen. Im Schlierenbild sind in Umgebung der fünften und sechsten Druckmessstelle lokal begrenzte SWBLIs an der Brennkammerwand zu erkennen und belegen eine anliegende und nicht großflächig abgelöste Grenzschicht. Nach der siebten Druckmessstelle p_{CC7} sinkt der Wanddruckverlauf kontinuierlich ab und spricht für eine beschleunigte Überschallströmung bzw. eine Expansion in diesem Bereich. In der Schlierenaufnahme ist allerdings kein ein-

deutiger Expansionsfächer zu erkennen. Neben dem Anzeichen einer beschleunigten Strömung im Druckverlauf ergibt sich im Schlierenbild zusätzlich an der Stelle der beginnenden Divergenz der Brennkammer (ab $x = 89$ mm) eindeutig ein Expansionsfächer.

6.5.4 Kombination Stoßsystem und Reaktionszone

Zur Verdeutlichung des Strömungszustandes nach Änderung ist in Abbildung 6.31 das schematische Schlierenbild mit der ICCD Aufnahme kombiniert. Das Stoßsystem und die räumliche Ausdehnung der Reaktionszone stimmen dabei gut überein. An den ersichtlichen Interaktionsstellen mit der Reaktionszone verschwinden die Stöße und durchqueren die Reaktionszone offenbar nicht. Eine Aussage ob die Verbrennung im Über- oder Unterschall verläuft ist anhand der Informationen erneut nicht möglich. Vermutlich verläuft die Reaktion, aufgrund der großen Wärmezufuhr, allerdings mehr im Unter- als im Überschall.

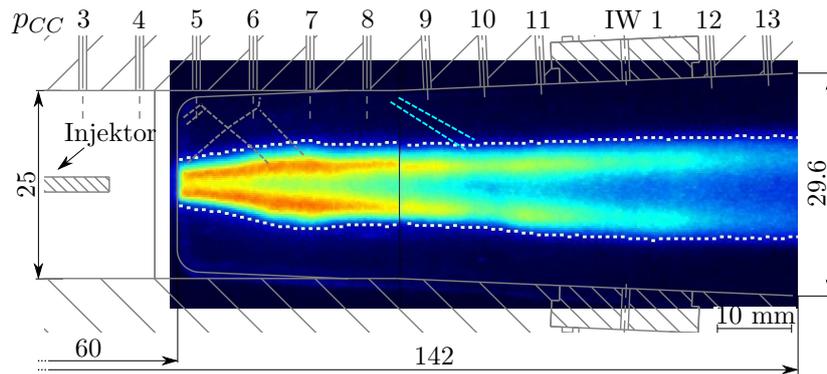


Abb. 6.31: Kombination der schematischen Schlieren mit der ICCD Aufnahme der Reaktionszone für den Betriebspunkt $\Phi = 0.11$

Im Gegensatz zu den bisherigen Beobachtungen führt die Interaktion der Verdichtungsstöße mit der Reaktionszone jedoch nicht zu einer visuell erkennbaren Änderung der Reaktionsrate. Zusätzlich bleibt die stufenförmige Erweiterung der Reaktionszone und der damit verbundene reflektierte Verdichtungsstoß scheinbar aus. Ganz im Gegenteil kann eher eine Reduktion der lateralen Ausdehnung der Reaktionszone beobachtet werden und auf Höhe der siebten Druckmessstelle wird die Reaktionszone, wie in Abbildung 6.28 und Abb. 6.31 erkennbar, sogar eingeschnürt. Bei Betrachtung der Reaktionszone und der umgebenden nicht reagierenden Strömung als eigenständige Stromröhren im Sinne des CFM Ansatzes, müsste diese Querschnittsänderung und Umlenkung der äußeren Stromröhre mit einer Expansion verbunden sein, was dem Verhalten des Wanddruckverlaufs (vgl. Abb. 6.30) in diesem Bereich ($x \approx 80 - 100$ mm) entspricht. Befindet sich die reagierende Stromröhre zusätzlich im Unterschall, verursacht einerseits die Flächenreduktion und andererseits die Wärmezufuhr eine Erhöhung der Machzahl. Eine aerodynamische Düse

könnte sich im Kanal formen und eine Rückbeschleunigung der reagierenden Unterschallströmung in Überschall wäre durchaus vorstellbar. Zusätzlich sinkt nach Einschnürung der Reaktionszone laut Intensitätsverlauf die Reaktionsrate deutlich ab und an der Interaktionsstelle des Expansionsfächers (EX3) mit der Reaktionszone ist erneut eine verringerte Reaktionsrate ersichtlich. Dieses Verhalten spricht für eine deutliche Beschleunigung der Strömung, eine Aussage über die lokale Machzahl ist mit den vorhandenen Messdaten aber nicht möglich.

Interessant ist in diesem Zusammenhang das Verhalten der Reaktionszone die, trotz intensiver Reaktionsrate, eingeschnürt wird. Der Verlauf der lateralen Ausdehnung der Reaktionszone wird offenbar nicht, wie in den bisherigen Beobachtungen, von der Wärmezufuhr sondern scheinbar von der komprimierten, nichtreagierenden Überschallströmung in den äußeren Brennkammerbereichen bestimmt. In Kapitel 6.9 wird in experimentellen Untersuchungen erneut ein ähnlicher Strömungszustand beobachtet und diskutiert.

6.6 Ursachen der Zustandsänderung

Die Auswirkung der Zustandsänderung auf das Strömungsfeld konnte in den experimentellen Untersuchungen der Überschallbrennkammer und der Diskussion aufgezeigt werden, die Ursache für die Zustandsänderung ist hingegen ungeklärt. Wie in Kapitel 3 dargestellt, wird in der Regel entweder die thermische Sperrgrenze, eine Grenzschichtablösung oder die Zufuhr von Masse als Ursache der Zustandsänderung angesehen. Die Brennstoffinjektion kann als Ursache jedoch nahezu ausgeschlossen werden. Einerseits findet die Zustandsänderung auch unter identischen Injektionsbedingungen (vgl. Abb. 6.26) statt, andererseits zeigen die Untersuchungen des Referenzfalls in Kapitel 5.2 nur minimale Auswirkungen der Injektion auf das Strömungsfeld. Nachfolgend wird daher der Zustand der Überschallströmung hinsichtlich einer möglichen Grenzschichtablösung sowie dem Einsetzen von thermischem Sperren beurteilt und diskutiert.

6.6.1 Grenzschichtablösung

Die Beurteilung einer möglichen Ablösung bzw. die Ablöseneigung der Grenzschicht innerhalb der Überschallströmung erfolgt anhand der Kriterien nach Korgeki [59] und Kutschenreuter [19] (vgl. Kapitel 3). Abbildung 6.32 stellt über das Äquivalenzverhältnis das Druckverhältnis p_x/p_i von drei unterschiedlichen Druckmessstellen ($p_x = p_{CC3}, p_{CC9}, p_{CC10}$) zum Brennkammereintrittsdruck ($p_i = p_{CC1}$) dar. Die drei Druckmessstellen wurden so gewählt, dass die maximalen Drücke innerhalb der Brennkammer wiedergegeben werden. Die Druckmessstelle p_{CC3} gibt den Druckanstieg der SWBLI der Zentralinjektorvorderkante wieder, die Druckmessstellen p_{CC9} und p_{CC10} hingegen die maximal gemessenen verbrennungsinduzierten Druckanstiege. Die kritischen Druckverhältnisse für eine mögliche Grenzschichtablösung nach

Kutschenreuter und Korgeki sind durch die horizontalen Linien in Abbildung 6.32 gekennzeichnet. Die vertikal gestrichelte Linie markiert das detektierte kritische Äquivalenzverhältnis und damit den Punkt der Zustandsänderung innerhalb der Brennkammer.

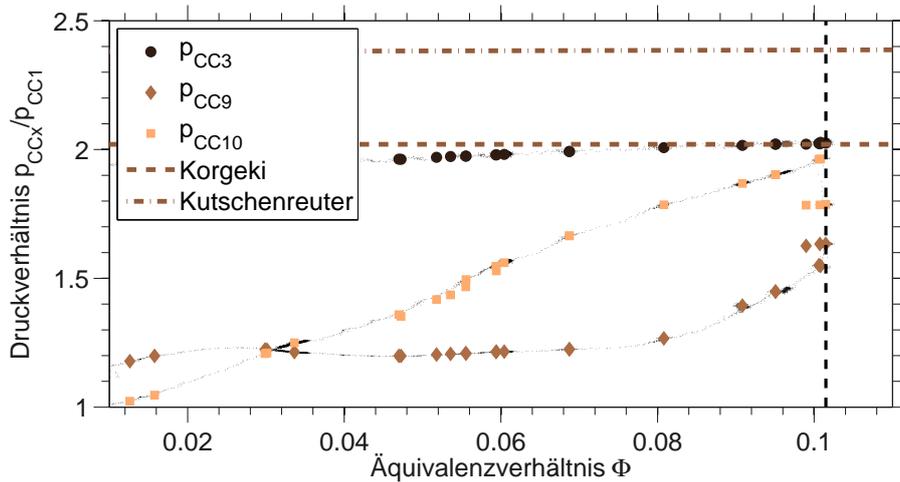


Abb. 6.32: Beurteilung einer möglichen Grenzschichtablösung anhand der Kriterien nach Korgeki und Kutschenreuter, bei unterschiedlichen Äquivalenzverhältnissen

Das kritische Druckverhältnis nach Kutschenreuter liegt mit ca. 2,4 deutlich oberhalb der im Experiment erreichten Druckverhältnisse und die Ablöseigung der Grenzschicht ist laut diesem Kriterium entsprechend gering. Das Korgeki Kriterium hingegen liegt mit einem kritischen Verhältnis von ca. 2 in unmittelbarer Umgebung der experimentell erreichten Druckverhältnisse und eine mögliche Ablösung der Grenzschicht ist wahrscheinlicher. Allerdings erreicht das gemessene Druckverhältnis am Zentralinjektor (p_{CC3}) als erstes diese Kriterium. Dementsprechend müsste, laut Korgeki Kriterium, eine Ablösung zuerst im Bereich des Zentralinjektors eintreten. Im Experiment hingegen kann eine solche Ablösung nicht beobachtet werden und dieser Bereich bleibt, wie bereits dargestellt und in Abb. 6.26 erkennbar, über alle bisher untersuchten Betriebszustände der Brennkammer nahezu unbeeinflusst.

Zusammenfassend kann anhand beider Kriterien eine Grenzschichtablösung als Ursache der Zustandsänderung nicht kategorisch ausgeschlossen werden. Das Strömungsverhalten der Überschallbrennkammer zeigt allerdings eine andere Tendenz. Die typischen Anzeichen einer Grenzschichtablösung mit ausgebildetem Druckplateau können experimentell nicht nachgewiesen werden und der laut Korgeki Kriterium detektierte kritischste Brennkammerbereich ist erwiesenermaßen nicht von einer Ablösung betroffen. Darüber hinaus können in den experimentellen Schlieraufnahmen weder vor noch nach Zustandsänderung eindeutige Anzeichen einer deutlichen Grenzschichtablösung innerhalb der Brennkammer beobachtet werden und die erkennbaren SWBLIs sind regulär und lokal begrenzt. Eine Grenzschicht-

ablösung als Ursache der Zustandsänderung der Überschallströmung ist daher eher unwahrscheinlich.

6.6.2 Thermisches Sperren

Die Beurteilung des thermischen Sperrens erfolgt an dem stationären Betriebspunkt ($\Phi = 0.09$) der Brennkammer kurz vor Zustandsänderung. Ist thermisches Sperren für die Änderung verantwortlich, müsste in einer klassischen 1D Modellierung des Betriebspunktes eine Machzahl in direkter Umgebung der Schallbedingung vorliegen. Zur Beurteilung wird daher, anhand des experimentellen Druckverlaufs, eine inverse rein eindimensionale Modellierung des letzten stationären Betriebspunktes vor Zustandsänderung ($\Phi = 0.09$) vorgenommen. Abbildung 6.33 zeigt neben dem experimentell gemessenen Druckverlauf, den zur klassischen 1D Modellierung nachgerechneten mittleren Druckverlauf und die Machzahlverteilung entlang der Überschallbrennkammer. Mit einer minimalen Machzahl von ca. $Ma \approx 1.4$ im Brennkam-

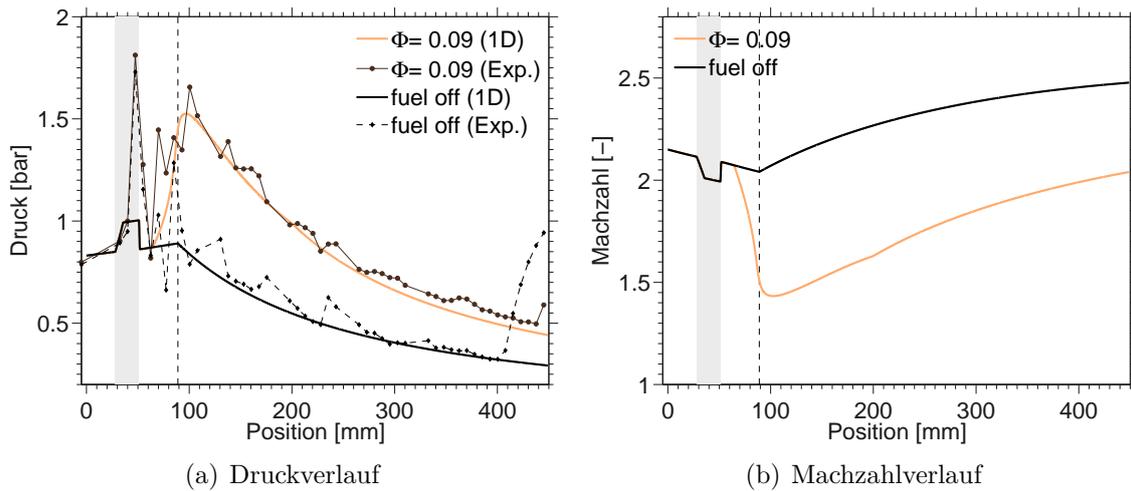


Abb. 6.33: Druck- und Machzahlverlauf einer klassischen 1D Modellierung des Betriebspunktes $\Phi = 0.09$, mit Darstellung des Referenzfalls (fuel off)

merbereich des maximalen Wanddrucks ($x \approx 120$ mm) ist die thermische Sperrgrenze noch deutlich entfernt. Laut eindimensionaler Modellierung könnte demnach eine weitere deutliche Steigerung der Wärmezufuhr in die Überschallströmung erfolgen, was im Kontrast zur Realität steht. Die getroffenen Vereinfachungen und Approximationen innerhalb der Modellierung können für einen derart großen Unterschied allerdings nicht verantwortlich sein. Die klassische thermische Sperrgrenze ist demnach bei Weitem nicht erreicht und kann als Ursache der Zustandsänderung nahezu ausgeschlossen werden. Eine ähnliche Situation ergibt sich in den experimentellen Untersuchungen und Beobachtungen von *Laurence et al.* [65]. Auch hier kann weder eine Grenzschichtablösung noch die klassische thermische Sperrgrenze als eindeutige Ursache für die ablaufende Zustandsänderung identifiziert werden.

6.6.3 CFM „Compound Choking“

Die Beurteilung des klassischen thermischen Sperrens durch eine reine 1D Modellierung setzt immer eine homogen über den Gesamtquerschnitt verteilte Wärmezufuhr voraus. Die experimentellen Erkenntnisse und die 1D Modellierung nach dem CFM Ansatz zeigen, dass diese Annahme (in der untersuchten Brennkammer) nicht zutreffend und demnach eine Beurteilung durch eine klassische 1D Modellierung unzureichend ist. Im 1D-CFM Ansatz wird, wie bereits in Kapitel 6.3 diskutiert, anstatt der homogen über den Gesamtquerschnitt verteilten Wärmezufuhr nur über einen Teilquerschnitt Wärme zugeführt. Der gravierende Unterschied ist, dass die lokalen Querschnittsverhältnisse über die Kopplungsbedingung eines konstanten statischen Drucks in Brennkammerquerrichtung bestimmt und nicht als Randbedingung vorgegeben werden. Abbildung 6.34 verdeutlicht erneut schematisch die herrschende Strömungssituation anhand zweier Stromröhren, die innerhalb eines konstanten Querschnitts koexistieren.

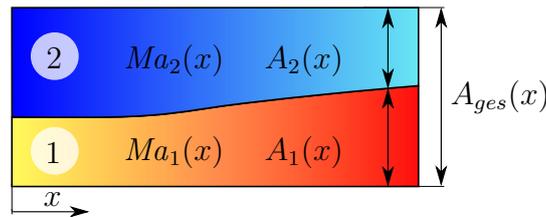


Abb. 6.34: Schematische Skizze zweier Stromröhren im 1D-CFM Ansatz im Kanal konstanten Querschnitts

In der dargestellten Situation wird in der Stromröhre $\textcircled{1}$ Wärme homogen über den Querschnitt verteilt zugeführt und die adiabate Stromröhre $\textcircled{2}$ entsprechend komprimiert. Beide Stromröhren werden reibungsfrei und als perfektes Gas betrachtet. Zusätzlich ist der Gesamtquerschnitt A_{ges} konstant. Gleichung 6.6 zeigt erneut die Kopplungsbedingung aufgrund des lokal konstanten Drucks in Querrichtung innerhalb der Compound Flow Modellierung:

$$\frac{1}{c_p T_1} \frac{dq}{dx} = \frac{dA}{dx} \left[\frac{1}{A_1} + a \frac{1}{A_2} \right], \quad \text{mit } a = \frac{\kappa Ma_2^2 (1 - Ma_1^2)}{\kappa Ma_1^2 (1 - Ma_2^2)} \quad (6.6)$$

Im Fall der Zufuhr von Wärme ($\frac{dq}{dx} > 0$) muss demnach gelten:

$$\frac{dA}{dx} > 0 \Rightarrow a > -\frac{A_2}{A_1}$$

$$\frac{dA}{dx} < 0 \Rightarrow a < -\frac{A_2}{A_1}$$

Nimmt a hingegen den Wert $-\frac{A_1}{A_2}$ an, ist die Bedingung ($\frac{dq}{dx} > 0$) nicht erfüllt. Eine Singularität im Gleichungssystem entsteht und die Kopplungsbedingung kann

nicht aufrechterhalten werden. Für die Änderung der Querschnitte $\frac{dA}{dx}$ bedeutet dieser Zusammenhang, dass es keinen stetigen Übergang zwischen divergierendem und konvergierendem Querschnittsverlauf geben kann. Nach Umformung kann somit folgender Zusammenhang formuliert werden:

$$\frac{A_1}{\kappa} \left[\frac{1}{Ma_1^2} - 1 \right] + \frac{A_2}{\kappa} \left[\frac{1}{Ma_2^2} - 1 \right] \begin{cases} > 0, \text{damit } \frac{dA}{dx} < 0 \\ = 0, \text{ Singularität} \\ < 0, \text{damit } \frac{dA}{dx} > 0 \end{cases} \quad (6.7)$$

Diese Formulierung entspricht dem von *Bernstein* definierten Compound Flow Parameter β , wobei n die Anzahl der verwendeten Stromröhren repräsentiert [8]:

$$\beta = \sum_{i=1}^n \frac{A_i}{\kappa_i} \left[\frac{1}{Ma_i^2} - 1 \right] \quad (6.8)$$

Abbildung 6.35 stellt grafisch den Compound Parameter β in Abhängigkeit des Machzahlverhältnisses Ma_2/Ma_1 bei einem Flächenverhältnis von $A_1/A_2 = 1$ sowie konstanten Isentropenexponenten ($\kappa_1 = \kappa_2 = 1.4$) dar. Zusätzlich wurden in die Abbildung die Isomachlinien und die Schalllinien beider Stromröhren mit eingezeichnet.

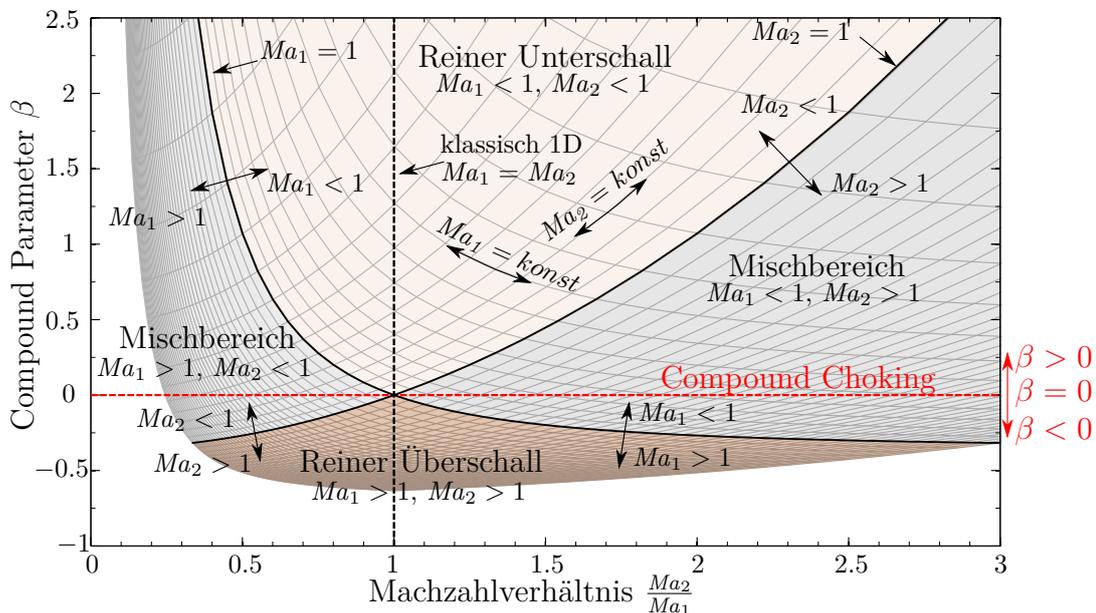


Abb. 6.35: Grafische Darstellung des Compound Flow Parameters β in Abhängigkeit des Machzahlverhältnisses Ma_2/Ma_1 , bei identischen Stromröhrenquerschnitten $A_1 = A_2$ sowie Isentropenexponenten $\kappa_1 = \kappa_2$

Der Zustand der Strömung innerhalb des Gesamtquerschnitts kann in drei unterschiedliche Bereiche eingeteilt werden. Der erste Bereich ist der „reine Unterschall“ ($Ma_1 < 1, Ma_2 < 1$) und die Strömungen in beiden Teilquerschnitten befindet sich

ausschließlich im Unterschall. Den zweiten Bereich bildet der „reine Überschall“ ($Ma_1 > 1, Ma_2 > 1$) und die Strömung in beiden Stromröhren erfolgt im Überschall. Der dritte Bereich ist der „Mischbereich“ und eine der beiden Stromröhren befindet sich im Überschall, die zweite Stromröhre hingegen im Unterschall. Im Fall der Wärmezufuhr in Zone Φ kann nur in dieser Stromröhre eine Unterschallströmung vorliegen (vgl. Gl. 6.6). In der untersuchten Überschallbrennkammer ist der reine Überschall und der Mischbereich von Interesse, der reine Unterschall wird nicht näher untersucht. Bei Betrachtung des Strömungszustands aus Abbildung 6.34 hinsichtlich identischer Machzahlverhältnisse ($Ma_1 = Ma_2$) in beiden Stromröhren, entspricht das dargestellte Verhalten der rein eindimensionalen Betrachtung und der CFM Ansatz geht in die klassische 1D Modellvorstellung über. In diesem Zustand existiert nur ein reiner Über- oder reiner Unterschall und ein Mischbereich ist logischerweise unmöglich. Im reinen Unterschall ($Ma_1 = Ma_2 < 1$) ist $\beta > 0$, im reinen Überschall hingegen gilt $\beta < 0$. Wird die Schallbedingung ($Ma_1 = Ma_2 = 1$) erreicht ist der Zustand des klassischen thermischen Blockierens erreicht und der Compound Flow Parameter β wird zu Null. Die CFM Modellvorstellung beinhaltet entsprechend als Sonderfall die klassische eindimensionale Modellierung. In der zonalen Betrachtungsweise der Strömung weitet sich dieser einzelne Punkt des thermischen Sperrens jedoch zu einer Linie aus (vgl. Abb. 6.35, Compound Choking). Entsprechend können, analog zur klassischen eindimensionalen Betrachtungsweise, für den CFM Ansatz drei unterschiedliche Zustände definiert werden [8] [44]:

- $\beta > 0$
(analog $Ma < 1$ in klassischer 1D Betrachtung)
Für Machzahlverhältnisse mit $\beta > 0$ liegt eine „Compound Unterschallströmung“ vor, ohne dass beide Zonen gleichzeitig im Unterschall liegen müssen
- $\beta = 0$
(analog $Ma = 1$ in klassischer 1D Betrachtung)
Für Machzahlverhältnisse mit $\beta = 0$ liegt „Compound Choking“ vor, ohne dass in einer der Zonen die Schallgrenze erreicht werden muss.
- $\beta < 0$
(analog $Ma > 1$ in klassischer 1D Betrachtung)
Für Machzahlverhältnisse mit $\beta < 0$ liegt eine „Compound Überschallströmung“ vor, ohne dass beide Zonen gleichzeitig im Überschall liegen müssen

Die thermische Sperrgrenze verläuft im Mischbereich und teilt diesen in zwei Gebiete auf. Abhängig vom Compound Flow Parameter liegt in der CFM Modellvorstellung im globalen Strömungsverhalten eine Unter- oder Überschallströmung vor. Wird der Compound Flow Parameter zu Null tritt thermisches Sperren ein und die Kopplungsbedingung (vgl. Gl.6.6) kann nicht aufrechterhalten werden. *Bernstein* bezeichnet diesen Zustand als „Compound Choking“ [8]. Analog zum klassischen Zustand bei $Ma = 1$ muss in diesem Zustand eine Anpassung der Strömung erfolgen. Wobei sich im Mischbereich eine der Stromröhren im Unterschall befindet und Störungen

daher problemlos stromauf wandern können. Der Zustand bei Compound Choking ist bis heute wissenschaftlich kaum untersucht und nur wenige Forschungsarbeiten sind auf diesem Gebiet bekannt. Die wenigen Arbeiten behandeln dabei meistens geschichtete nicht reagierende Strömungen in divergenten Düsen [8, 25, 62, 70] bzw. Ejektoren [29, 54]. Die Anwendung dieser Theorie in einer Überschallbrennkammer ist, wie erwähnt, nur im Fall von *Lewis* und *Hastings* bekannt [69].

Interessanterweise beschreibt diese Modellvorstellung die Strömungssituation innerhalb der untersuchten Überschallbrennkammer bereits relativ gut. Laut der gewonnenen Erkenntnisse bildet sich innerhalb der untersuchten Brennkammer ein lokales Unterschallgebiet, das neben einer Überschallströmung koexistiert und zunächst keine Anpassung der Strömung verursacht.

Charakterisierung des experimentellen Zustands

Um den Strömungszustand mittels des CFM Ansatzes zu charakterisieren wird im Folgenden erneut der messtechnisch letzte stabile Betriebspunkt ($\Phi = 0.09$) vor Zustandsänderung innerhalb der Brennkammer betrachtet. Die Modellierung der Strömung erfolgt anhand der zwei bereits vorgestellten unterschiedlichen Methoden. Neben dem statischen Druckverlauf (CFM-Druck) wird zusätzlich die detektierte Änderung der lateralen Ausdehnung der Reaktionszone (CFM-ICCD) (vgl. Abb. 6.33) zur inversen Bestimmung der Wärmezufuhr herangezogen. Der vorgegebene statische Druckverlauf zur inversen Bestimmung der Wärmezufuhr entspricht dabei dem Druckverlauf der klassischen 1D Modellierung in Abb. 6.33, die Änderung der Ausdehnung der Reaktionszone hingegen Abb. 6.8. Die benötigte Startverteilung der Stromröhrenquerschnitte wird erneut aus der detektierten lateralen Ausdehnung der Reaktionszone entnommen.

Abbildung 6.36 stellt das Ergebnis beider Modellierungen in Form des Druckverlaufs entlang der Brennkammer dar. Beide Verteilungen (CFM-Druck/ICCD) stimmen bis ungefähr 100 mm stromab des Brennkammereintritts erneut gut überein. Die resultierende Druckerhöhung auf Grund der Vorgabe der Ausdehnung der Reaktionszone (CFM-ICCD) entspricht in guter Näherung der vorgegebenen Druckerhöhung (CFM-Druck) und dem experimentellen Verlauf. Im Brennkammerbereich stromab von ca. 100 mm verlaufen beide Kurven hingegen vollkommen unterschiedlich. Die Berechnungsmethode anhand der lateralen Ausdehnung der Reaktionszone (CFM-ICCD) versagt und der berechnete Druckverlauf stimmt nicht mit dem experimentellen Verlauf überein. Den Grund für diesen gravierenden Unterschied liefert Abbildung 6.37. Neben dem Verlauf der Machzahlen in den jeweiligen Stromröhren ($\textcircled{1}/\textcircled{2}$) über die Brennkammerlänge im linken Teil, ist im rechten Teil der Abbildung zusätzlich das Ergebnis des Compound Parameters β über dem Machzahlverhältnis Ma_2/Ma_1 dargestellt. Zum Vergleich ist darüber hinaus in beiden Verläufen das Resultat der klassischen 1D Modellierung (vgl. Abb. 6.33) des Betriebspunkts mit dargestellt. Die inverse Modellierung des Betriebspunkts anhand der ICCD Aufnahme (CFM-ICCD) durchschreitet bei einem Machzahlverhältnis von ca. 2 an der Brennkammerposition $x \approx 100$ mm die thermische Sperrgrenze ($\beta = 0$). Im imple-

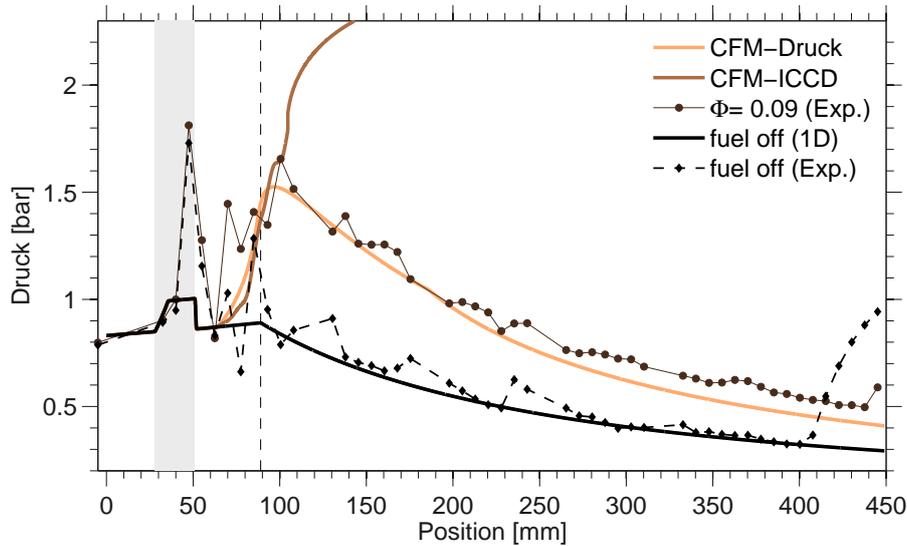
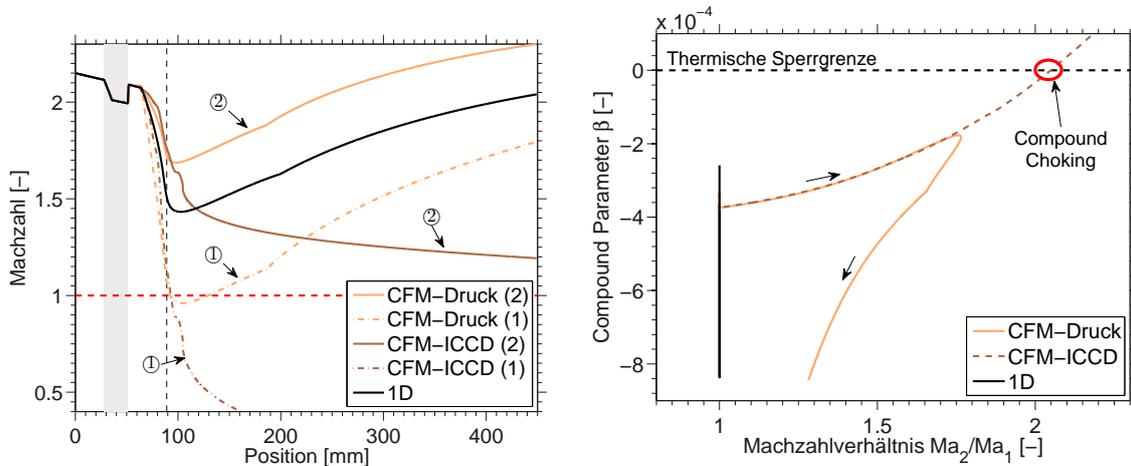


Abb. 6.36: 1D-CFM Druckverlauf bei Vorgabe des statischen Drucks (CFM-Druck) und der Flächenänderung (CFM-ICCD) für den Betriebspunkt $\Phi = 0.09$, mit Darstellung des Referenzfalls (fuel off)

mentierten CFM Ansatz wird die entstehende Singularität absichtlich nicht abgefangen und das System verhält sich nach Überschreiten von $\beta = 0$ komplett geändert. Stromab dieser Position kann in der Modellierung entsprechend kein physikalischer Strömungsvorgang wiedergegeben werden. Im Fall der inversen Modellierung des Betriebspunkts anhand der Vorgabe des statischen Druckverlaufs (CFM-Druck) findet hingegen, wie bei der klassischen 1D Modellierung (1D), kein Durchschreiten der thermischen Sperrgrenze statt. In Abbildung 6.37 markieren die eingezeichneten Pfeile die Entwicklung von β entlang der Brennkammer. Zu Beginn herrschen in beiden Stromröhren identische Machzahlen und das Verhältnis (Ma_2/Ma_1) liegt, wie bei klassischer 1D Modellierung, bei Eins. Im weiteren Verlauf wird in der Stromröhre mit Wärmezufuhr (\oplus) die Machzahl deutlich reduziert und das Verhältnis steigt in beiden Nachrechnungen (CFM-Druck/ICCD) entsprechend an. Sowohl in der Machzahlverteilung wie auch im Verlauf des Compound Parameters verhalten sich beide inversen Berechnungsmethoden (CFM-Druck/ICCD) bis 100 mm stromab des Brennkammereintritts nahezu identisch. Bei inverser Modellierung des Betriebspunkts anhand der Vorgabe des statischen Druckverlaufs (CFM-Druck) erreicht der Compound Parameter allerdings sein Maximum bei ca. 100 mm und im weiteren Verlauf dominiert die gasdynamische Beschleunigung aufgrund der divergenten Brennkammergeometrie das Verhalten. Das Machzahlverhältnis nimmt ab und der Abstand zur thermischen Sperrgrenze wird vergrößert. Im Fall der CFM Modellierung anhand der lateralen Ausdehnung der Reaktionszone (CFM-ICCD) findet hingegen eine geringfügige weitere Wärmezufuhr statt und der Compound Flow Parameter steigt kontinuierlich bis zum Durchschreiten der Sperrgrenze an. Die marginalen Unterschiede im Machzahlverlauf verdeutlichen wie nahe beide Modellierungsmethoden beieinanderliegen. Auch die inverse Modellierung CFM-Druck



(a) Machzahlverlauf entlang der Brennkammer in den 1D-CFM Stromröhren ① bzw. ② sowie für 1D Modellierung

(b) Compound Flow Parameter β über dem Machzahlverhältnis Ma_2/Ma_1 für 1D-CFM und 1D Modellierung

Abb. 6.37: 1D-CFM des Betriebspunkts $\Phi = 0.09$ für die inverse Modellierung der Wärmezufuhr anhand des statischen Drucks (CFM-Druck) sowie der detektierten Querschnittsänderung der Reaktionszone (CFM-ICCD)

verläuft daher ebenfalls sehr nahe an der thermischen Sperrgrenze. Eine weitere geringe Wärmezufuhr bzw. eine geringe Änderung in der Vorgabe des statischen Drucks würde das Machzahlverhältnis weiter steigern und die thermische Sperrgrenze würde ebenfalls erreicht werden.

Innerhalb der Brennkammer bildet sich laut CFM Modellierung aufgrund der intensiven Wärmefreisetzung ein lokales und räumlich begrenztes Unterschallgebiet (vgl. Abb. 6.37) und stellt den gravierendsten Unterschied zwischen der klassischen 1D und 1D-CFM Modellvorstellung dar. Typischerweise wird ein singularitätenfreier Schalldurchgang (von Über- zu Unterschall) aufgrund der klassischen eindimensionalen Modellvorstellung ausgeschlossen und eine Anpassung der Strömung gefordert. Diese Betrachtungsweise ist allerdings immer der Vorgabe eines bestimmten Querschnittsverlaufs als Randbedingung geschuldet. Wird der Querschnittsverlauf der betrachteten Stromröhre als Randbedingung vorgegeben und an der Stelle des Schalldurchgangs eine bestimmte Änderung der Geometrie gewählt, ist auch in der klassischen 1D Modellvorstellung ein singularitätenfreier Schalldurchgang durchaus möglich [27,28,119,150]. In Realität ist die Vorgabe eines solchen Querschnittsverlaufs in einer reagierenden Überschallströmung aufgrund der unbekanntenen Reaktionsrate jedoch technisch kaum zu realisieren. Im CFM Ansatz wird die Änderung der Stromröhrenquerschnitte je nach lokalem Strömungszustand über die Kopplungsbedingung berechnet und beim Schalldurchgang ergibt sich die geforderte Lösung für einen singularitätenfreien Durchgang automatisch. Die CFM Modellvorstellung kann in Analogie zu einer Konstant-Druck Verbrennung oder der sog. Crocco Beziehung betrachtet werden. Bei dieser theoretischen Betrachtung wird innerhalb der

Überschallbrennkammer ein konstanter Druck bzw. ein spezieller Druckverlauf als Randbedingung gefordert. Der notwendige Querschnittsverlauf um diese Randbedingung zu erfüllen ergibt sich als Resultat und ist zunächst nicht definiert. In derartig geformten Überschallbrennkammern ist ebenfalls eine singularitätenfreie Transition der Strömung vom Über- in Unterschall möglich [9, 28].

Eine weitere interessante Folge des CFM Ansatzes betrifft den Ablauf einer möglichen Zustandsänderung. Ein lokal begrenztes Unterschallgebiet innerhalb der Überschallbrennkammer lässt ohne Weiteres eine stromauflaufende Änderung zu. Die lokale Differenz zwischen Strömungs- und Schallgeschwindigkeit in der Unterschallzone quantifiziert eine theoretisch mögliche Ausbreitungsgeschwindigkeit v_{st} einer stromauf wandernden schwachen Druckstörung.

$$v_{st}(x) = u(x) - c(x) \quad (6.9)$$

Die Betrachtung und formale Beschreibung der Auswirkung der Zustandsänderung auf die Strömung selbst und die Modellierung der Strömung nach abgelaufener Zustandsänderung ist mit der stark vereinfachenden Modellierungsmethode nicht zu bewerkstelligen. In Realität (vgl. Kapitel 6.5) findet offenbar eine, zwischen Verbrennungsreaktion und Gasdynamik, gekoppelte Anpassung statt, die auf einen neuen und stabilen Strömungszustand führt. Die Änderung innerhalb des Systems und die veränderten Randbedingungen sind, ähnlich zur formalen Beschreibung des thermischen Sperrens in der klassischen 1D Modellierung, nicht mit einem derart vereinfachenden Ansatz zu beschreiben.

6.7 Validierungsfall II: HYShot II

Um den CFM Ansatz an einem weiteren Testfall zu validieren werden nachfolgend die experimentellen Ergebnisse von *Laurence et al.* [65, 66] mit identischer Modellvorstellung nachgebildet. Die Untersuchungen wurden im Hochenthalpiekanal-Göttingen (HEG) durchgeführt und dienen zur Erforschung der HyShot II Scramjet Konfiguration (vgl. Kapitel 3). Im HEG können realitätsnahe Flugzustände eines Scramjet-Antriebs für einige Millisekunden produziert werden. In den durchgeführten Versuchsreihen wurde, entsprechend den Zuständen während des HyShot II Flugversuchs, eine Flugmachzahl von $Ma_\infty = 8$ in 27 km Höhe gewählt. In den Untersuchungen wurde das Modell der HyShot II Flugversuche, mit Einlauf, Brennkammer und Düse, im realitätsnahen Freistrahlgetest, wobei die Überschallbrennkammer im Fokus der Untersuchungen stand. Die HyShot II Überschallbrennkammer weist über 300 mm Länge einen konstanten Querschnitt (9.8 mm x 75 mm, Höhe x Tiefe) auf. Die Brennstoffzufuhr wird über eine Reihe senkrecht zur Strömung orientierter Bohrungen an der Brennkammerunterseite bewerkstelligt, welche 57.5 mm stromab des Brennkammereintritts positioniert sind. Die wichtigsten Abmessungen sind in Tabelle 6.2 zusammengefasst. Weitere Details zur Brennkammerkonfiguration sind im Anhang D und in [65, 66] zu finden.

Ähnlich zur experimentell untersuchten Konfiguration in der vorliegenden Arbeit,

ist der einfache interne Aufbau dieser Überschallbrennkammer und die verwendete Injektionsstrategie sehr gut geeignet um grundlegende Mechanismen innerhalb einer Überschallströmung mit ablaufender Reaktion zu untersuchen. Darüber hinaus ermöglicht die Brennstoffzufuhr über nur eine Brennkammeroberfläche die Anwendung des vorgestellten CFM Ansatzes. Der Gesamtströmungskanal der Überschallbrennkammer kann analog zu Abbildung 6.11 als eine reagierende, reibungsfreie sowie eine nichtreagierende, reibungsbehaftete Stromröhre approximiert werden. Die Eintritts- und Randbedingungen in die Überschallbrennkammer wurden aus [65, 66] entnommen und sind in Tabelle 6.2 zusammengefasst.

Tab. 6.2: Eintritts- und Randbedingungen der HyShot II Überschallbrennkammer Konfiguration im HEG [48, 65, 66]

Länge [mm]	Höhe [mm]	Tiefe [mm]	Ma [-]	T_s [K]	p_s [kPa]	T_{Wall} [K]
300	9.8	75	2.5	1370	110	300

Die untersuchten Betriebspunkte sind als Referenz zum einen die reine Heißgasströmung ohne ablaufende Reaktion (fuel off) und zum anderen der Betriebspunkt mit ablaufender Reaktion bei einem Äquivalenzverhältnis von $\Phi = 0.38$. Dieser Betriebspunkt wurde zur 1D-CFM Modellierung ausgewählt, da laut *Laurence et al.* dieser Zustand den letzten stabilen Betriebspunkt der Überschallbrennkammer repräsentiert [65]. Nach Überschreiten dieses kritischen Äquivalenzverhältnisses läuft in den Experimenten ebenfalls eine stromaufwandernde Zustandsänderung ab, die sich innerhalb der Brennkammer erneut stabilisiert. In Abbildung 6.38 sind die Ergebnisse der Modellierung anhand der statischen Druckverteilung entlang der Brennkammer für beide Betriebspunkte (fuel off bzw. $\Phi = 0.38$) dargestellt.

Reine Heißgasströmung (fuel off)

Die Modellierung der reinen Heißgasströmung erfolgt durch eine klassische 1D Betrachtung (vgl. Kapitel 2.3). Die Strömung wird als reibungsbehaftet und diabat behandelt, wobei eine konstante Wandtemperatur von 300 K angenommen wird [48]. Der monoton ansteigende statische Druckverlauf in der Modellierung gibt die Effekte einer reibungsbehafteten Überschallströmung innerhalb eines Kanals mit konstantem Querschnitt wieder. Das berechnete Druckniveau (1D) stimmt gut mit der experimentellen Druckverteilung (Exp.) überein und der Druckanstieg in den experimentellen Daten wird korrekt wiedergegeben. Die Übereinstimmungen weisen auf eine korrekte eindimensionale Beschreibung der mittleren Strömungszustände innerhalb der Überschallbrennkammer hin und können somit als Ausgangsbasis für die 1D-CFM Modellierung des Betriebspunkts $\Phi = 0.38$ verwendet werden.

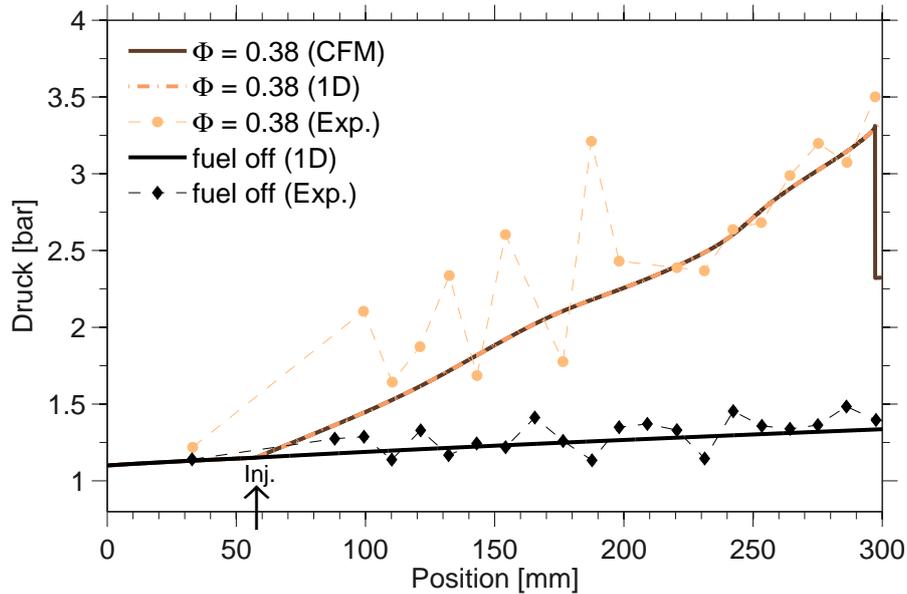


Abb. 6.38: Druckverlauf der 1D-CFM (CFM) und 1D Modellierung (1D) bei Vorgabe des statischen Drucks für den Betriebspunkt $\Phi = 0.38$ (Exp.) sowie Druckverlauf der 1D Modellierung (1D) im Referenzzustand (fuel off) der HyShot II Brennkammer

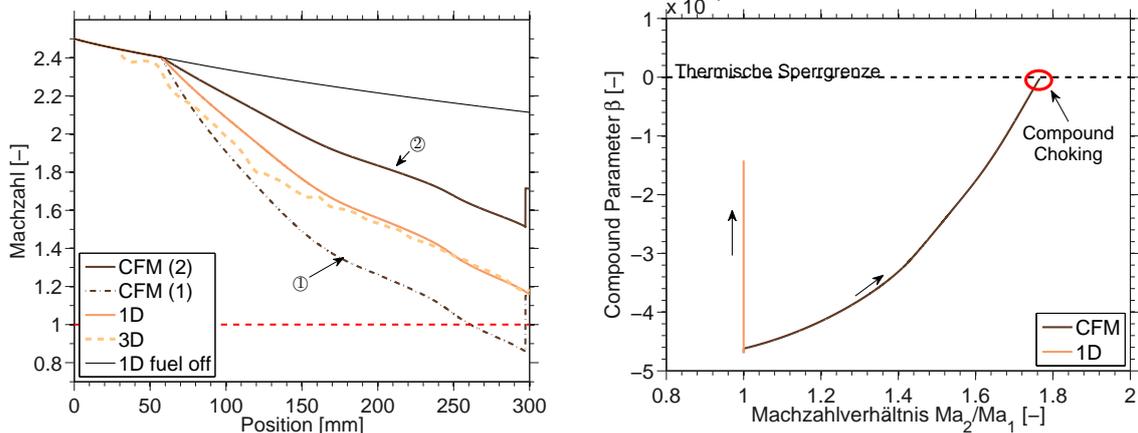
Betriebspunkt $\Phi = 0.38$

Die zweite experimentelle Druckverteilung in Abbildung 6.38 stellt den Betriebspunkt mit ablaufender Reaktion bei einem Äquivalenzverhältnis von $\Phi = 0.38$ dar. Im Vergleich zur reinen Heißgasströmung zeigen sich im statischen Druckverlauf durch die Injektion verursachte Stoß-Grenzschicht-Interaktionen sowie ein deutlicher, verbrennungsinduzierter Druckanstieg entlang der Brennkammer [66]. Ein derart steigender Druckverlauf innerhalb eines Kanals konstanten Querschnitts wird häufig als klassischer Indikator für eine pure Überschallverbrennung angesehen [65]. Die vorgegebene Druckverteilung zur Nachrechnung des Betriebspunkts in Abbildung 6.38 wurde sowohl mit dem klassischen 1D Ansatz (1D), sowie mit dem 1D-CFM Ansatz (CFM) berechnet. Die Eintrittsbedingungen sind identisch zum Referenzfall (fuel off) und die notwendige Wärmezufuhr wird über die Vorgabe des Druckverlaufs invers bestimmt. Wie bereits in Kapitel 6.3 diskutiert, können die lokalen Druckspitzen aufgrund des Verdichtungsstoßsystems nicht in der Modellierung berücksichtigt werden und ein mittlerer Druckverlauf wird zur Nachrechnung gewählt. Darüber hinaus wird die zur Anwendung des CFM Ansatzes notwendige Querschnittsverteilung der beiden Stromröhren durch die optisch erkennbare Eindringtiefe des injizierten Wasserstoffs (vgl. Anhang D) aus experimentellen Schlierenaufnahmen des Betriebspunktes von *Laurence et al.* zu $A_1/A_{ges} = 0.35$ abgeschätzt [65].

Der Vorgabe des Druckverlaufs entsprechend verlaufen beide Ergebnisse (1D, CFM) in der gesamten Überschallbrennkammer identisch, mit Ausnahme des Bereichs kurz

vor Brennkammeraustritt. Im Druckverlauf der CFM findet hier ein nicht physikalischer Sprung statt. Analog zu den Ergebnissen in Kapitel 6.6.3 kann mit dem CFM Ansatz stromab dieses Sprungs keine physikalische Lösung der Überschallströmung berechnet werden. In Abbildung 6.39 sind zur Verdeutlichung des Strömungszustands die Machzahlverteilung innerhalb der Brennkammer sowie der Verlauf des Compound Flow Parameters über dem Machzahlverhältnis dargestellt. Neben dem Ergebnis der Machzahlverteilung entlang der jeweiligen Stromröhre (CFM Φ/Φ), ist in Abbildung 6.39(a) zusätzlich die flächengemittelte Machzahlverteilung einer 3D-CFD Simulation (3D) des Betriebspunkts von *Hannemann et al.* [48], der Machzahlverlauf bei klassischer 1D Modellierung (1D) sowie der Machzahlverlauf im Referenzfall (fuel off) eingezeichnet. Der Machzahlverlauf der klassischen 1D Modellierung und der Verlauf der 3D-CFD Simulation stimmen dabei in guter Näherung überein. Lediglich im mittleren Brennkammerbereich wird das Niveau leicht unterschätzt, am Brennkammeraustritt hingegen stimmen beide Verteilungen mit einer Machzahl von ca. 1.2 erneut überein. Der vorgegebene Druckverlauf zur 1D-CFM Modellierung und die resultierende Wärmezufuhr reproduzieren dementsprechend den mittleren Strömungszustand innerhalb der Überschallbrennkammer.

Die berechneten Machzahlen in den Stromröhren (Φ/Φ) im 1D-CFM Ansatz verhält sich entsprechend. Aufgrund der konstanten Geometrie und der Wärmezufuhr sinkt in beiden Stromröhren die Machzahl kontinuierlich ab. Die reagierende Stromröhre (Φ) expandiert und die nicht reagierende Stromröhre (Φ) wird komprimiert. Nach ca. 260 mm Lauflänge unterschreitet die Machzahl der reagierenden Stromröhre (Φ)



(a) Machzahlverlauf entlang der 1D-CFM Stromröhren (CFM Φ/Φ) bzw. bei klassischer 1D Modellierung und bei flächengemittelter 3D-CFD Simulation [48] sowie für den Referenzzustand (fuel off)

(b) Compound Flow Parameter β über dem Machzahlverhältnis Ma_2/Ma_1 der 1D-CFM und 1D Modellierung

Abb. 6.39: (a) Machzahlverlauf entlang der Brennkammer und (b) Compound Flow Parameter über dem Machzahlverhältnis Ma_2/Ma_1 für den Betriebspunkt $\Phi = 0.38$ der HyShot II Überschallbrennkammer

die Schallgrenze (rote Markierung) und eine Mischung aus Über- und Unterschallströmung liegt laut CFM Ansatz innerhalb der Brennkammer vor. Die Wanddruckverteilung in diesem Bereich liefert keine Informationen oder Hinweise über diesen Umstand und Rückschlüsse auf eine Über- oder Unterschallverbrennung sind laut CFM Ansatz daher nicht möglich. Erneut sei darauf hingewiesen, dass die Transition der Reaktionszone von einer Überschall- in eine Unterschallströmung in der CFM Modellvorstellung kontinuierlich verläuft. In direkter Umgebung des Brennkammeraustritts ($x \approx 298$ mm) ist im CFM Ergebnis der Machzahlen ebenfalls der nicht physikalische Sprung zu erkennen. Die Betrachtung des Compound Flow Parameters β liefert die Erklärung für dieses Verhalten. Ausgehend vom minimalsten Wert und einem Machzahlverhältnis von Eins, steigt das Machzahlverhältnis und β kontinuierlich an und durchschreitet bei $x \approx 298$ mm die thermischen Sperrgrenze. In der CFM Modellierung entsteht im Gleichungssystem die Singularität, die Kopplungsbedingung des statischen Drucks in Brennkammer Querrichtung kann nicht aufrechterhalten werden und eine physikalische Lösung kann im anschließenden Verlauf nicht berechnet werden. Zum Vergleich ist zusätzlich der Compound Flow Parameter der klassischen 1D Modellierung mit dargestellt. Das Machzahlverhältnis ist naturgemäß immer Eins und der Abstand zur thermischen Sperrgrenze wird mit zunehmender Lauflänge minimiert, verbleibt aber bis zum Brennkammeraustritt deutlich unterhalb von $\beta = 0$. Klassisches thermisches Sperren ($Ma = 1$) ist somit für diesen Betriebspunkt nicht erreicht. Im CFM Ansatz hingegen ist die thermische Sperrgrenze bereits überschritten und „Compound Choking“ tritt ein. Infolgedessen müsste laut CFM in direkter Umgebung dieses Betriebspunktes eine Anpassung und Zustandsänderung der Überschallströmung erfolgen.

Bei geringfügigem Überschreiten des kritischen Äquivalenzverhältnisses beobachten *Laurence et al.* im Experiment eine grundlegende Änderung der Strömungstopologie innerhalb der Brennkammer. Laut High-Speed Schlierenaufnahmen und High-Speed ICCD Aufnahmen bildet sich im hinteren Brennkammerbereich eine Art Shocktrain, verbunden mit deutlich gesteigerter Chemilumineszenz. Diese Stoßstruktur sowie die intensivere Reaktionszone wandert im Experiment stromauf und stabilisiert sich innerhalb der Brennkammer an einer neuen Position. Die laut *Laurence et al.* stationären Zustände vor und nach abgelaufener Zustandsänderung sind in Abbildung 6.40 durch die zwei experimentellen Druckverteilungen vor $\Phi = 0.38$ und nach Änderung $\Phi = 0.39$ dargestellt [66].

Die Änderung betrifft, ähnlich zu den durchgeführten Versuchen in Kapitel 6.5, nur einen lokal begrenzten Brennkammerbereich. Bei dem dargestellten Äquivalenzverhältnis findet in Umgebung des Brennkammeraustritts eine plötzliche Änderung in der Druckverteilung statt. Ausgehend vom Brennkammeraustritt wandert eine Druckstörung stromauf und stabilisiert sich anschließend innerhalb der Brennkammer. Wie bereits erwähnt und für den Fall der klassischen 1D Berechnung in Abbildung 6.39 dargestellt, können *Laurence et al.* diese Zustandsänderung weder dem klassischen thermischen Sperren ($Ma = 1$) noch einer Grenzschichtablösung zuordnen [65, 66]. Der 1D-CFM Ansatz hingegen liefert durch die Modellvorstellung von „Compound Choking“ auch für die HyShot II Überschallbrennkammer eine mögliche

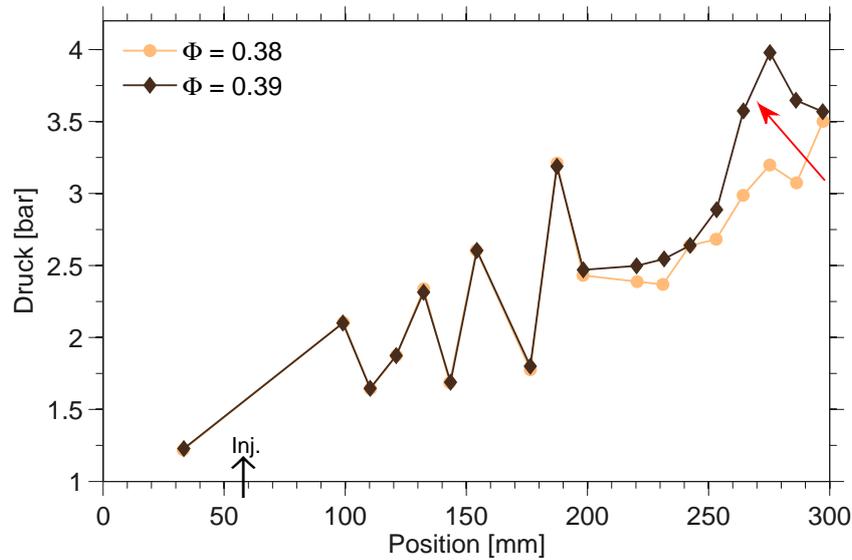
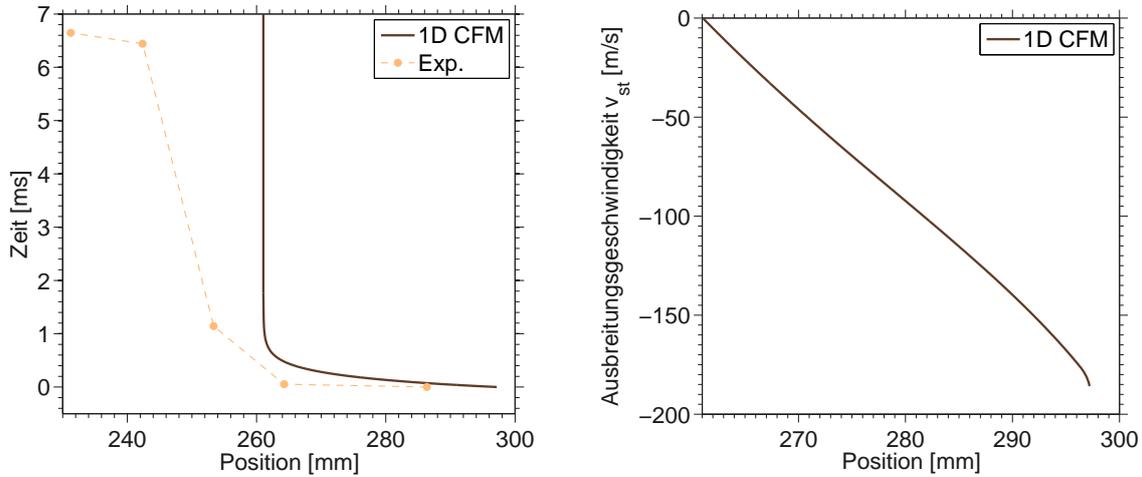


Abb. 6.40: Druckverteilungen vor ($\Phi = 0.38$) und nach abgelaufener Zustandsänderung ($\Phi = 0.39$) in der HyShot II Überschallbrennkammer [66]

formale Beschreibung und Begründung für eine bevorstehende Zustandsänderung in unmittelbarer Umgebung des Betriebspunkts $\Phi = 0.38$.

Durch die eingesetzte hochdynamische Messtechnik können *Laurence et al.* zusätzlich zur optischen Beobachtung der Zustandsänderung, die Ausbreitungsgeschwindigkeit der stromauf wandernden Druckstörung quantifizieren. In Abbildung 6.41 ist diese detektierte Ausbreitungsgeschwindigkeit in einem Weg-Zeit Diagramm dargestellt [66]. Auffällig ist, dass die Anpassung im Experiment zunächst schnell und anschließend deutlich verzögert stromauf läuft, bis sie nach einer gewissen Strecke für ca. 6 ms näherungsweise zum vollständigen Erliegen kommt. Der CFM Ansatz liefert, wie im vorherigen Abschnitt aufgezeigt, eine mögliche theoretische Erklärung für dieses Verhalten. In Abbildung 6.41 ist zusätzlich die lokale Ausbreitungsgeschwindigkeit v_{st} (vgl. Gl. 6.9) einer schwachen Druckstörung im hinteren Brennkammerbereich in der reagierenden Stromröhre Φ dargestellt und durch Integration in das Weg-Zeit Diagramm überführt. Wobei der nicht physikalische Anteil der Lösung direkt am Brennkammeraustritt ausgespart ist. Interessant ist der übereinstimmende Trend in beiden Verläufen. Am Brennkammeraustritt ($x \approx 300$ mm) herrscht die größte Differenz zwischen Schall- und Strömungsgeschwindigkeit und die Ausbreitungsgeschwindigkeit v_{st} ist am höchsten. Mit zunehmendem Weg stromauf nimmt diese Differenz ab und die Ausbreitungsgeschwindigkeit wird deutlich reduziert. Überschreitet die Machzahl in der reagierenden Stromröhre die Schallbedingung ($x \approx 260$ mm, $v_{st} = 0$) ist keine weitere Bewegung stromauf möglich und eine schwache Störung würde zum Erliegen kommen. Unterschiede zwischen der 1D-CFM und den experimentellen Daten ergeben sich hinsichtlich der Position der erneuten Stabilisierung der Druckstörung und der lokalen Ausbreitungsgeschwindigkeit. Im CFM Ergebnis erstreckt sich die Unterschallzone über ca. 40 mm wobei im Experiment eine Stromaufwirkung über ca. 60 mm beobachtet werden kann. Die-



(a) Experimentell (Exp.) erfasstes Weg-Zeit Diagramm der stromaufwandernden Druckstörung [66] und theoretisches Verhalten im 1D-CFM Ansatz

(b) Theoretische lokale Ausbreitungsgeschwindigkeit v_{st} einer schwachen Störung in der Stromröhre \mathbb{D}

Abb. 6.41: (a) Weg-Zeit Diagramm der Störung bei dem Betriebspunkt $\Phi = 0.38$ der HyShot II Überschallbrennkammer und (b) theoretische Ausbreitungsgeschwindigkeit v_{st} einer schwachen Druckstörung in der 1D-CFM

se Unterschiede sind wahrscheinlich den getroffenen Vereinfachungen und Approximationen innerhalb des 1D-CFM Ansatzes geschuldet. Unter Berücksichtigung der getroffenen Vereinfachungen ist die Übereinstimmung beider Verläufe allerdings bemerkenswert. In den experimentellen Daten beginnt die Druckstörung nach ca. 6 ms erneut stromauf zu wandern. Laut *Laurence et al.* ist dieses Verhalten allerdings mit dem Erreichen des Endes der konstanten Versuchszeit des Hochenthalpiekanals verbunden und darin begründet [66].

6.8 Diskussion von 1D Ansätzen

Eine eindimensionale Modellierung einer nicht reagierenden oder reagierenden Überschallströmung ist immer mit bestimmten Annahmen und Approximationen verbunden. Je nach gewählter Modellierungsmethode und betrachtetem Zustand resultieren diese Vereinfachungen in einer mehr oder weniger guten Beschreibung der lokalen Strömungszustände. Eindimensionale Methoden beinhalten immer eine gewisse Modellvorstellung und beschreiben die Realität entsprechend.

Wie mehrfach aufgezeigt, kann mit relativ einfachen 1D Ansätzen eine nicht reagierende Strömung innerhalb einer Überschallbrennkammer bei moderaten Machzahlen und geringen Strömungsumlenkungen in sehr guter Näherung beschrieben werden. Findet innerhalb der Brennkammer allerdings eine chemische Reaktion statt, sind die entstehenden Zustände für das Ergebnis der Modellierung entscheidend. Eine

klassische 1D Modellierung reduziert immer alle Strömungsgrößen über den Brennkammerquerschnitt auf eine einzige Stromlinie. Findet die Reaktion allerdings nicht homogen über den Querschnitt verteilt statt, entstehen zwangsläufig unterschiedliche Strömungsgrößen in Brennkammerquerrichtung. Eine Mittelung dieser Unterschiede führt zur drastischen Vereinfachung der Situation und einer unzulässigen Approximation der Realität. Im implementierten 1D-CFM Ansatz hingegen wird der Strömungszustand durch zwei Stromröhren approximiert. Reagierender und nicht reagierender Anteil der Strömung werden voneinander separiert beschrieben und nur über den Gesamtquerschnittsverlauf und die statische Druckbedingung in Querrichtung gekoppelt. Findet innerhalb der Brennkammer beispielsweise durch den Einsatz spezieller Injektoren ein erzwungener lateraler Austausch in der Reaktionszone statt, treffen diese Annahmen mit großer Wahrscheinlichkeit nicht mehr zu und eine unzulässige Approximation der Realität ist das Resultat. In den durchgeführten Untersuchungen und Betrachtungen ohne diese Injektionsstrategien zeigt der 1D-CFM Ansatz sehr großes Potential. Sowohl die Strömungszustände innerhalb der Überschallbrennkammer wie auch der kritische Betriebsbereich können hinreichend präzise nachgebildet und formal beschrieben werden.

Die Beschreibung der Zustandsänderung durch Compound Choking und die herrschende Strömungssituation vor Zustandsänderung weisen deutliche Parallelen zur Modellvorstellung von *Laurence et al.* bei „local thermal choking“ auf (vgl. Kapitel 3), mit dem Unterschied, dass *Laurence et al.* von einer Zustandsänderung bei Erreichen der Schallbedingung ausgehen. In der CFM Modellvorstellung ist jedoch ein singularitätenfreier Schalldurchgang möglich und thermisches Sperren kann mit dem Compound Parameter β beschrieben werden. Der CFM Ansatz ist demnach offenbar unter bestimmten Voraussetzungen in der Lage eine formale Beschreibung der Betriebsgrenze einer Überschallbrennkammer sowie die Vorhersage für eine mögliche Änderung im Zustand der Strömung zu liefern. Im Gegensatz dazu werden die Betriebsgrenzen anhand der klassischen Kriterien einer Grenzschichtablösung bzw. der thermischen Sperrgrenze der reinen 1D Modellierung nicht erreicht und der vorhergesagte Betriebsbereich kann nicht realisiert werden.

6.9 Hauptinjektion mit Stickstoffzusatz

Die Beobachtungen und Erkenntnisse der bisherigen Untersuchungen deuten auf lokal abgegrenzte und stabile Unterschallzonen innerhalb der untersuchten Überschallbrennkammer hin, die in den Druckverteilungen und im charakteristischen Verhalten der Brennkammer jedoch nicht direkt zu identifizieren sind. Die Auswirkung solcher Unterschallgebiete auf das Strömungsverhalten sind entsprechend unbekannt. Laut CFM Ansatz sind diese Unterschallgebiete jedoch für die zu beobachtende stromaufwandernde Zustandsänderung verantwortlich. Die experimentelle Bestimmung und der direkte Nachweis solcher lokaler Unterschallgebiete ist messtechnisch allerdings nur äußerst aufwendig zu realisieren, da neben der lokalen Schallgeschwindigkeit gleichzeitig die lokale Strömungsgeschwindigkeit bestimmt werden muss. Daher

wird in den nachfolgenden Untersuchungen eine qualitative Beurteilung der Auswirkungen dieser Unterschallgebiete gewählt. Durch geeignete Beeinflussung der ablaufenden Reaktion soll die Verbrennung innerhalb der Brennkammer eindeutig in Überschall verlagert werden. Die Unterscheidung zwischen einer Über- und Unterschallverbrennung erfolgt qualitativ durch Schlierenaufnahmen. Sind innerhalb der Reaktionszone Verdichtungsstöße zuerkennen muss die Reaktion im Überschall verlaufen. Durch die so erhaltenen Informationen kann eine qualitative Aussage über die Auswirkungen möglicher Unterschallgebiete erfolgen.

In der untersuchten Brennkammerkonfiguration verursacht offensichtlich die intensive Verbrennungsreaktion stromab des Zentralinjektors diese Unterschallzonen. Eine Beeinflussung müsste durch eine Änderung der lokalen Wärmefreisetzung und somit über eine Erhöhung der Brennstoffvermischung bzw. Änderung der Reaktionsgeschwindigkeit möglich sein. Prinzipiell ergeben sich damit (bei unveränderten Betriebspunkt der Brennkammer) zwei unterschiedliche Vorgehensweisen. Einerseits kann zur Forcierung der Mischung eine Änderung am Zentralkörper selbst vorgenommen werden. Wie in Kapitel 2.1 beschrieben, wird häufig ein Hypermixer als Zentralkörper eingesetzt und über die speziell geformten Hinterkanten nachweislich eine Steigerung der Vermischung von Brennstoff und Luftsauerstoff erreicht. Der Nachteil eines derartigen Injektionskonzepts ist jedoch die enorme Komplexität die in das Brennkammersystem eingebracht wird. Durch die Geometrie der Injektorhinterkante entstehen innerhalb der Strömung großskalige dreidimensionale Strukturen und das resultierende Strömungsfeld verkompliziert sich um ein Vielfaches. Vorteil der untersuchten Überschallbrennkammer ist gerade die relativ einfach gehaltene Geometrie. Änderungen am Zentralkörper selbst scheiden somit aus, da eine hochgradig dreidimensionale Strömung vermieden werden soll.

Die zweite Möglichkeit die lokale Verbrennungsreaktion zu beeinflussen, kann durch eine Behandlung des Injektionsgases erfolgen. Ziel der Behandlung ist im Idealfall die gleichzeitige Beeinflussung der Eindringtiefe und der Wärmefreisetzung. Die erreichte Eindringtiefe wird vereinfacht betrachtet durch das Impulsverhältnis bestimmt. Bei Steigerung des Impulsverhältnisses kann eine erhöhte Eindringtiefe (vgl. Kap. 2.1) und somit eine gesteigerte Vermischung von Brennstoff und Luft erreicht werden. Das Impulsverhältnis hängt nach Gl. 2.4 bei den kritisch betriebenen Injektionsbohrungen vom Injektionsmassenstrom und der Schallgeschwindigkeit des Injektionsgases ab. Die hohe Schallgeschwindigkeit von Wasserstoff (ca. 1280 m/s bei Standardbedingungen) kann nicht übertroffen werden und zur Steigerung des Impulsverhältnisses bleibt nur eine Erhöhung des Injektionsmassenstroms übrig. Für ein identisches globales Äquivalenzverhältnis muss somit eine Modifikation des verwendeten Brennstoffs vorgenommen werden. Um die Brennstoffzufuhr während der Versuche variabel beeinflussen zu können wird Wasserstoff als Brennstoff beibehalten und mit einem regelbaren Massenanteil an Zusatzgas versetzt. Zur Ausdünnung des Wasserstoffs bieten sich unterschiedlichste Möglichkeiten an. Neben inerten Zusätzen sind auch reaktionsfähige Gase denkbar. Um den geringsten Einfluss auf die ablaufende chemische Reaktion auszuüben wird als Zusatz Inertgas verwendet. Hinsichtlich einer maximalen Steigerung der Eindringtiefe bietet sich Helium auf-

grund der hohen Schallgeschwindigkeit an. Für große Injektionsmengen und lange Versuchsdauern ist die Verwendung von Helium jedoch nicht praktikabel. Stickstoff hingegen liegt massenanteilmäßig bereits als Hauptbestandteil in der Brennkammer vor und durch die hohe molare Masse sind große Injektionsmengen und eine lange Versuchsdauer möglich. Nachteilig hingegen ist der Einfluss der deutlich geringeren Schallgeschwindigkeit einer Wasserstoff-Stickstoff-Mischung auf das Impulsverhältnis. Zur Verdeutlichung ist in Abbildung 6.42 das, auf das Impulsverhältnis einer reinen Wasserstoffinjektion J_{H_2} , normierte Impulsverhältnis der Mischung J_m über dem Verhältnis des Gesamtmassenstroms (\dot{m}_{ges}) zum eingebrachten Wasserstoffmassenstrom (\dot{m}_{H_2}) dargestellt. Je nach verwendeter Korrelation wird für die empirisch

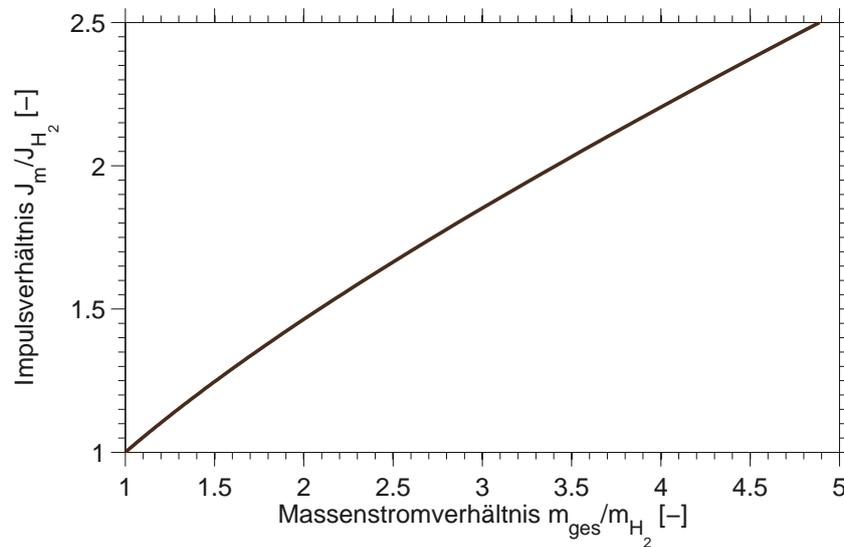


Abb. 6.42: Relative Steigerung des Impulsverhältnisses eines JISC durch Beimischung von Stickstoff bei konstantem Wasserstoffmassenstrom

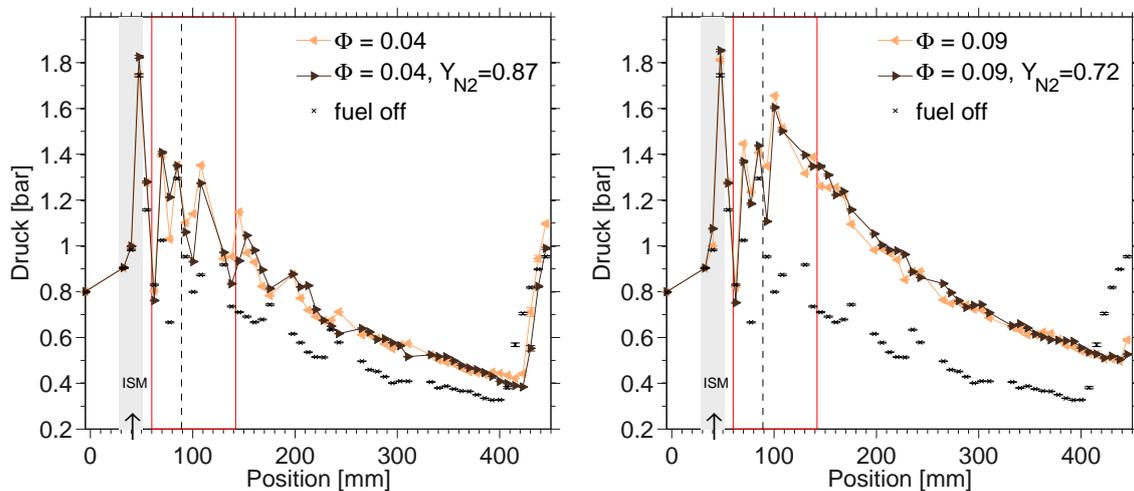
bestimmbare Eindringtiefe z_{jet} das Impulsverhältnis unterschiedlich gewichtet. Häufig ist diese Gewichtung in der Größenordnung von $z_{jet} \propto J^{0.5}$. Für die Steigerung der Eindringtiefe bedeutet dieser Zusammenhang, dass hinsichtlich höherer Wasserstoffmassenströme nur eine relativ moderate Erhöhung der Eindringtiefe durch den Stickstoffzusatz zu erwarten ist. Neben der geänderten Eindringtiefe nimmt die Ausdünnung der Injektion durch Inertgas auch Einfluss auf die Verbrennungsreaktion. Der zusätzliche Stickstoffanteil erhöht den thermischen Ballast innerhalb der Reaktionszone und senkt die erreichbare Verbrennungstemperatur und die Reaktionsrate. Die Auswirkung der Stickstoffkonzentration auf den Reaktionsablauf ist in Realität stark von den lokalen Bedingungen abhängig. Eine detaillierte Diskussion der Auswirkung von Stickstoff auf die Reaktion ist nicht Gegenstand dieser Arbeit und auf weiterführende Literatur sei verwiesen [52, 86, 141]. Allgemein kann jedoch festgehalten werden, dass mit zunehmendem Stickstoffanteil die Reaktionsgeschwindigkeit gesenkt und damit die Energiefreisetzung verzögert wird.

Ziel der Untersuchungen ist, durch Ausdünnung der Brennstoffzufuhr sowie Vergrößerung der Eindringtiefe, die lokale Reaktionsrate bei konstanten Äquivalenzverhält-

nissen zu senken, um so eine pure Überschallverbrennung zu erzeugen. Unterschiede im charakteristischen Verhalten der Brennkammer bei identischem Äquivalenzverhältnis sowie Betriebspunkt können so quantifiziert werden. Die Beurteilung eventueller Unterschiede in der Brennkammercharakteristik erfolgt dabei anhand der Interpretation gemessener Wanddruckverteilungen sowie erfasster ICCD- und Schlierenaufnahmen der Betriebspunkte mit und ohne Stickstoffzusatz. Der Stickstoffzusatz zur Injektion wurde für verschiedene Äquivalenzverhältnisse durchgeführt, wobei bei konstantem Brennstoffmassenstrom eine stufenweise Steigerung des Stickstoffmassenstroms bis zum maximal möglichen Injektionsdruck erfolgt. Der Stickstoff- (\dot{m}_{N_2}) und Wasserstoffmassenstrom (\dot{m}_{H_2}) werden separat mittels Coriolis-Massenstrommesser gemessen. Die Vermischung beider Gase wird über einen Mischer weit stromab der Injektionsstelle bewerkstelligt und von einer homogen verteilten Gaszusammensetzung an der Injektionsstelle kann ausgegangen werden.

6.9.1 Stickstoffzusatz vor Zustandsänderung

In Abbildung 6.43 ist der gemessene Wanddruckverlauf für zwei Betriebspunkte ($\Phi = 0.04$, $\Phi = 0.09$) ohne und mit Stickstoffzusatz (Y_{N_2}) dargestellt. Der erste Betriebspunkt befindet sich deutlich unterhalb, der zweite Betriebspunkt hingegen in direkter Umgebung des kritischen Äquivalenzverhältnisses. Im globalen Verhalten



(a) Druckverteilung ohne $\Phi = 0.04$ und mit Stickstoffinjektion $\Phi = 0.04$, $Y_{N_2} = 0.87$

(b) Druckverteilung ohne $\Phi = 0.09$ und mit Stickstoffinjektion $\Phi = 0.09$, $Y_{N_2} = 0.72$

Abb. 6.43: Wanddruckverteilung bei reiner Wasserstoffinjektion und bei Stickstoffzusatz für die Betriebspunkte (a) $\Phi = 0.04$ und (b) $\Phi = 0.09$

der Druckverteilung ist die massive Zusatzinjektion nicht offensichtlich erkennbar. Verlauf und Druckniveau sind in beiden Betriebspunkten mit und ohne Zusatzinjektion sehr ähnlich. Bei genauerer Betrachtung sind jedoch die jeweiligen lokalen Druckmaxima in den Verteilungen örtlich leicht verschoben, stellenweise reduziert

und deuten somit eine Verschiebung der Stoßstruktur in Richtung des Brennkammeraustritts an. Diese Verschiebung wird durch die Schlierenaufnahmen in Abbildung 6.44 bestätigt. Im dargestellten Brennkammerbereich ist das Stoßsystem mit Stickstoffinjektion jeweils in die Länge gestreckt und die SWBLIs an der Brennkammerwand stromab verlagert. Für das Äquivalenzverhältnis $\Phi = 0.04$ mit Stickstoffzusatz ergeben sich, ähnlich zur numerischen 3D Simulation (vgl. Abb. 6.17), erstmalig eindeutige Stoßdurchquerungen der Reaktionszone. Im mittleren Bereich der Schlierenaufnahme (vgl. Abb. 6.44, $\Phi = 0.04$, $Y_{N_2} = 0.87$) ist zunächst eine Stoßgabelung mit ausgebildeter Machscheibe und direkt stromab eine weitere Stoßverschneidung innerhalb der Reaktionszone zu erkennen. Zwischen beiden Gebieten existiert wahrscheinlich ein kleines Unterschallgebiet, welches allerdings erneut in Überschall beschleunigt werden muss. Die Auswirkung auf das Stoßsystem und die Strömung sind bis auf die leichte Verschiebung der SWBLIs marginal. Ob innerhalb der Überschallbrennkammer eine pure Überschallverbrennung abläuft ist demnach nicht, wie häufig angenommen, an dem Verlauf der Wanddruckverteilung zu beurteilen. Für den zweiten dargestellten Betriebspunkt ergibt sich hinsichtlich der Position der Stoßstruktur eine ähnliche Situation, wobei jedoch keine eindeutigen Stoßdurchquerungen der Reaktionszone erkennbar sind. Der maximal mögliche Stickstoffmassenstrom reicht nicht aus um die Reaktionszone eindeutig in den Überschall zu verlagern. Eine weitere interessante Tatsache ergibt sich dennoch durch die Zusatzinjektion in direkter Umgebung des kritischen Betriebspunktes. Wie in Kapitel 5.2 bereits diskutiert, kann die reine Injektion nicht für die Zustandsänderung verantwortlich sein. Selbiges Ergebnis liefert die Stickstoffzusatzinjektion. Obwohl in direkter Umgebung des kritischen Äquivalenzverhältnisses eine Steigerung des Injektionsmassenstroms vorgenommen wird, kann keine Zustandsänderung beobachtet werden.

Die Chemilumineszenzaufnahmen dieser Betriebspunkte sind in Abbildung 6.45 gegenübergestellt und die Ausdünnung der Brennstoffinjektion bewirkt dabei immer einen ähnlichen Effekt. Wie vorgesehen, wird zum einen die visuell erkennbare Reaktionsrate reduziert, zum anderen sind die ehemals zusammenhängenden Reaktionszonen bei Stickstoffzusatz in einzelne, lokal intensiver leuchtende Gebiete aufgespalten. Die in Kapitel 6.2 diskutierte und aufgezeigte Interaktion zwischen Stoßsystem und Reaktionszone sowie die stufenförmige Erweiterung der Reaktionszone tritt deutlich in den Vordergrund. An jeder Interaktionsposition zwischen Verdichtungsstößen und Reaktionszone findet eine intensive Chemilumineszenz, verbunden mit einer lateralen Erweiterung der Reaktionszone und anschließender deutlich reduzierter Reaktionsrate statt. Im Vergleich zur reinen Brennstoffinjektion sind die Positionen der Erweiterungen leicht stromab verschoben und spiegeln die Verschiebung des Stoßsystems innerhalb der Brennkammer wieder. In Übereinstimmung zur numerischen 3D Simulation (vgl. Abb. 6.17) bilden sich offenbar einzelne voneinander separierte und stabile Unterschallgebiete aus, die anschließend erneut in Überschall beschleunigt werden. Innerhalb der Brennkammer finden, analog eines Shocktrains, mehrere lokale Schalldurchgänge statt, ohne eine Transition der Überschallströmung zu verursachen und ohne in den Wanddruckverteilungen ersichtlich zu sein.

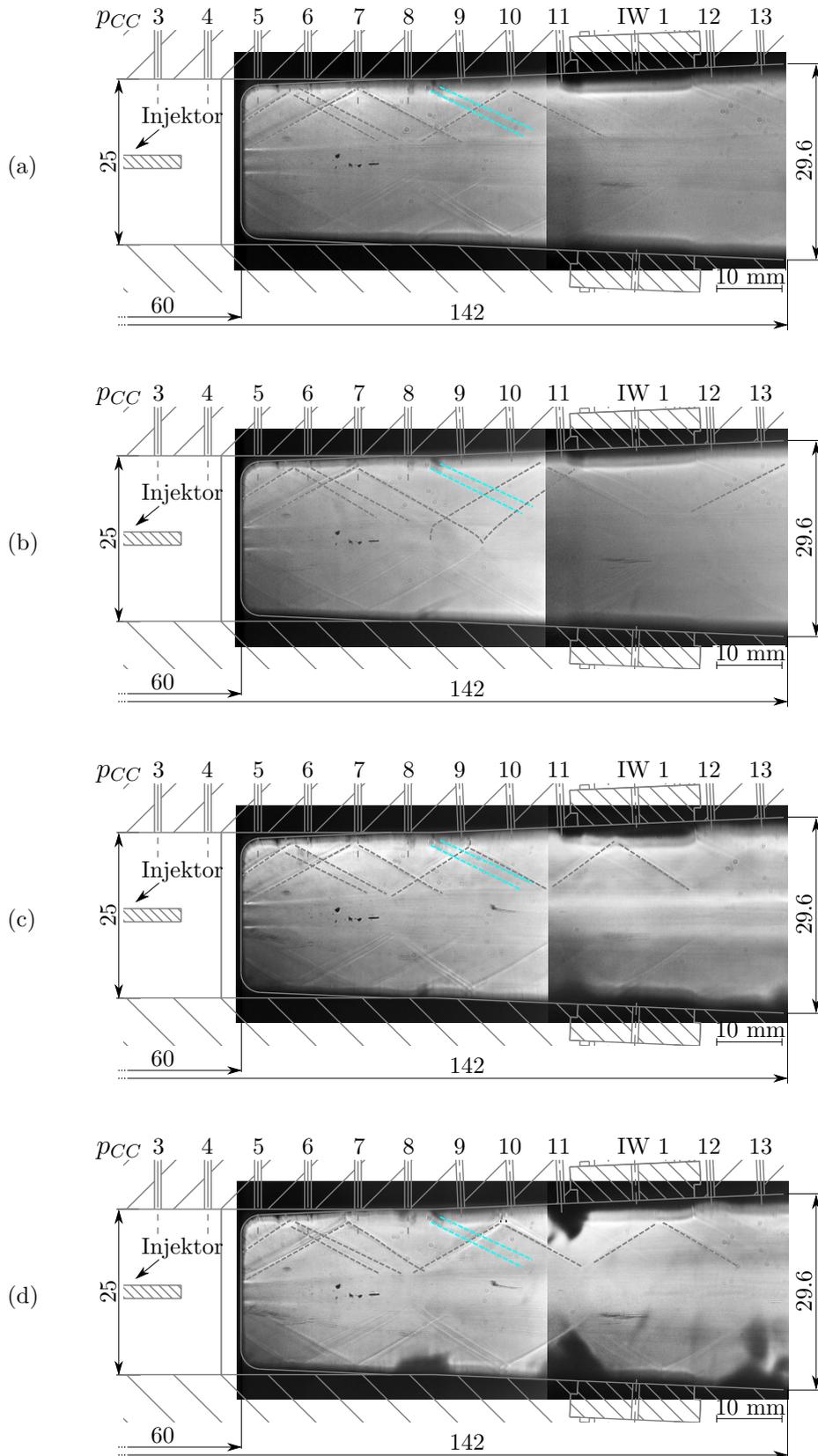


Abb. 6.44: Schlierenaufnahmen für die Betriebspunkte (a) $\Phi = 0.04$ und (b) $\Phi = 0.04$, $Y_{N_2} = 0.87$ sowie (c) $\Phi = 0.09$ und (d) $\Phi = 0.09$, $Y_{N_2} = 0.72$, mit schematischem Stoßsystem

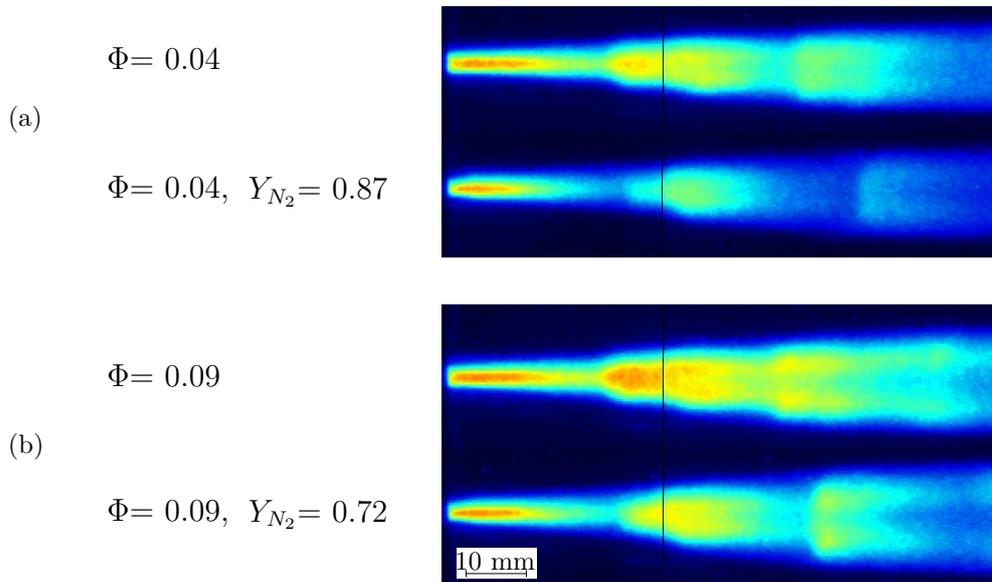


Abb. 6.45: ICCD Aufnahmen bei reiner Wasserstoffinjektion sowie bei Stickstoffzusatz für die Betriebspunkte (a) $\Phi = 0.04$ und (b) $\Phi = 0.09$

Wird die Reaktionszone im Sinne des CFM Ansatzes als eigenständige Stromröhre betrachtet (vgl. Abb. 6.11), ergibt sich eine theoretische Erklärung der Situation. Der einfallende Stoß verzögert die Strömungsgeschwindigkeit und erhöht die Temperatur, die Reaktionsrate steigt, eine hohe Wärmezufuhr erfolgt und reduziert lokal die Machzahl bis in Unterschall. Das reagierende Gas expandiert, als Folge ändern sich die lokalen Zustände und die Reaktionsrate wird reduziert. Die Stromröhre formt eine aerodynamische Düse und eine Rückbeschleunigung des reagierenden Gases in den Überschall erfolgt. Zusätzlich bildet sich bei höheren Äquivalenzverhältnissen innerhalb der Brennkammer offenbar eine geschichtete Über- und Unterschallströmung aus, die in der Wanddruckverteilung allerdings das Verhalten einer typischen reinen Überschallströmung aufweist. Der CFM Ansatz (vgl. Kapitel 6.3) spiegelt diese Tatsache korrekt wieder.

Zur Verdeutlichung der Überschallverbrennung innerhalb der Brennkammer bei Stickstoffzusatz zeigt Abbildung 6.46 zwei normale Aufnahmen der Wasserstoffflamme für den Betriebspunkt $\Phi = 0.04$. Die obere Aufnahme zeigt die Flamme bei reiner Wasserstoffinjektion, die untere stellt die Flamme für identisches Äquivalenzverhältnis jedoch mit dem Stickstoffmassenanteil von $Y_{N_2} = 0.87$ dar. Bei Ausdünnung der Injektion sind innerhalb der Flamme optisch die Stoßdurchquerungen zu erkennen. In der Aufnahme der reinen Wasserstoffinjektion hingegen sind ebenfalls die bereits diskutierten Wechselwirkungen des Stoßsystems mit der Reaktionszone zu erkennen, allerdings ohne eindeutige Anzeichen einer Stoßdurchquerung.

Im charakteristischen Verhalten der Brennkammer ist offensichtlich kein gravierender Unterschied zwischen einer Unter- und Überschallverbrennung zu erkennen. Die Transition zwischen beiden Modi verläuft lokal, in beide Richtungen und zunächst

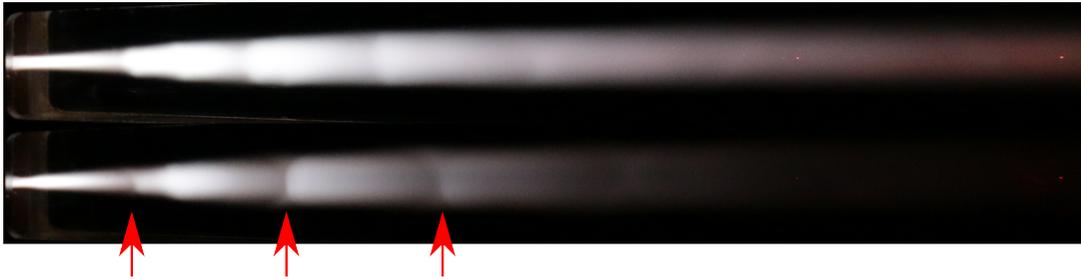


Abb. 6.46: Verdichtungsstoßstrukturen innerhalb der Reaktionszone bei normaler Aufnahme des Betriebspunkts ohne $\Phi = 0.04$ (oben) und mit Stickstoffzusatz $Y_{N_2} = 0.87$ (unten)

ohne eine Anpassung der Strömung. Diese singularitätenfreie Transition ist mit einer klassischen 1D Modellierung nicht vereinbar und entsprechend nicht darzustellen. Die CFM Modellvorstellung hingegen erlaubt diese (theoretisch auch mehrfachen) Schalldurchgänge ohne Probleme.

6.9.2 Stickstoffzusatz nach Zustandsänderung

Neben den Verbrennungsversuchen unterhalb der kritischen Zustände ($\Phi \approx 0.1$) wurden zusätzlich Versuche mit Zusatzinjektion nach abgelaufener Zustandsänderung durchgeführt. Hierfür wird zuerst der Wasserstoffmassenstrom über das kritische Äquivalenzverhältnis hinaus gesteigert und anschließend nach abgelaufener Zustandsänderung mit dem Stickstoffzusatz begonnen. Für diesen Betriebszustand stehen neben den Druckverteilungen ICCD Aufnahmen zur Verfügung. Wie erwähnt, versagt die Schlierentechnik bei diesen Betriebszuständen (vgl. Kapitel 6.5) und kann keine brauchbaren Informationen liefern. Abbildung 6.47 stellt die erfassten Wanddruckverteilungen bei den Betriebspunkten $\Phi = 0.11$ und $\Phi = 0.08$, $Y_{N_2} = 0.75$ sowie die Druckverteilung vor Zustandsänderung $\Phi = 0.09$ gegenüber. Der Brennstoffmassenstrom der Hauptinjektion bei Zusatzinjektion ist aufgrund des maximalen Versorgungsdrucks der Brennstoffzufuhr und des hohen Stickstoffzusatzes reduziert. Zur Verdeutlichung der Änderung ist in der Abbildung zusätzlich im rechten Teil eine Detailansicht des vorderen Brennkammerbereichs dargestellt. Alle Verteilungen verlaufen stromauf des Zentralinjektors und im hinteren Brennkammerbereich sehr ähnlich. In Umgebung der fünften Druckmessstelle ergibt sich im Betriebspunkt ohne ($\Phi = 0.11$) und mit Zusatzinjektion ($\Phi = 0.08$, $Y_{N_2} = 0.75$) allerdings eine große Differenz. Mit Stickstoffinjektion liegt das Druckniveau in diesem Bereich auf Höhe der Verteilung vor abgelaufener Änderung ($\Phi = 0.09$). Anschließend ist ein steiler Druckanstieg ersichtlich und das Druckniveau nähert sich dem nach abgelaufener Zustandsänderung ($\Phi = 0.11$) an.

Abbildung 6.48 stellt die ICCD Aufnahmen der Reaktionszone mit Stickstoffzusatz dar und der ungewöhnliche Verlauf der Reaktionszone fällt direkt auf. Zum optischen Vergleich sind daher in Abbildung 6.49 zusätzlich Ausschnitte der ICCD Aufnah-

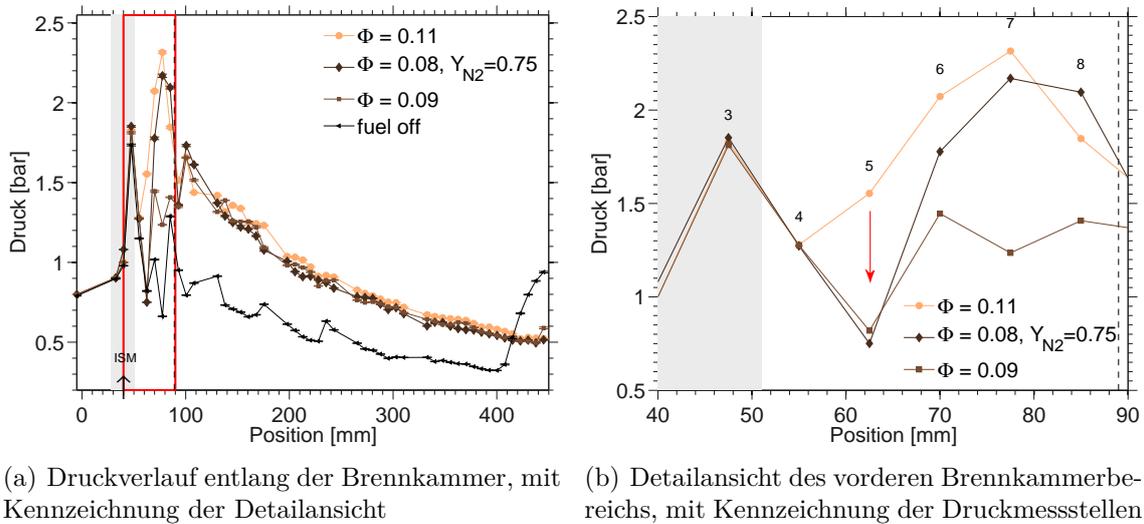


Abb. 6.47: Statische Druckverteilung ohne $\Phi = 0.11$ und mit Stickstoffinjektion $\Phi = 0.08$, $Y_{N_2} = 0.75$ nach Zustandsänderung sowie vor Zustandsänderung $\Phi = 0.09$

men der Reaktionszonen für die Betriebspunkte vor ($\Phi = 0.09$), nach ($\Phi = 0.11$) Zustandsänderung sowie nach Änderung mit Zusatzinjektion ($\Phi = 0.08$, $Y_{N_2} = 0.75$) gegenüber gestellt. Zu Beginn ähnelt die Reaktionszone stark der Zone vor Ände-

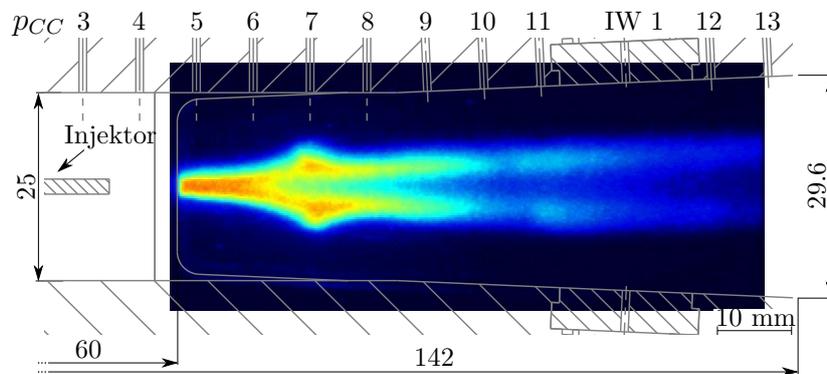


Abb. 6.48: ICCD Aufnahme der Reaktionszone nach Zustandsänderung mit Stickstoffzusatz für den Betriebspunkt $\Phi = 0.08$ $Y_{N_2} = 0.75$

rung und steht im Einklang mit dem Verhalten des Druckverlaufs in diesem Bereich. Anschließend platzt die Reaktionszone schlagartig auf. Genau in diesem Bereich (p_{CC6-7}) verzeichnet der gemessene Druckverlauf den steilen Anstieg. Nach Aufplatzen der Reaktionszone findet im direkten Anschluss eine deutliche Einschnürung der Reaktionszone statt, obwohl laut Intensitätsverteilung eine hohe Reaktionsrate zu verzeichnen ist. In diesem Bereich ist der Wanddruckverlauf (p_{CC7-9}) ebenfalls von einer deutlichen Expansion gekennzeichnet und entspricht damit dem Verhalten der

Reaktionszone. Mit Stickstoffinjektion ist die Änderung im Strömungszustand offenbar stromab verlagert und an einer neuen Position in der Überschallbrennkammer stabilisiert. Das Verhalten der Reaktionszone ähnelt dabei stark der diskutierten Grenzbetrachtung des CFM Ansatzes in Kapitel 6.6.3. Nach Durchschreiten der thermischen Sperrgrenze $\beta = 0$ muss das Vorzeichen der Flächenänderung wechseln (vgl. Gl. 6.7) und eine Einschnürung der Stromröhre mit Wärmezufuhr erfolgen. Eine detaillierte Betrachtung und Beurteilung der Strömungssituation ist allerdings mit der eingesetzten Messtechnik und den zur Verfügung stehenden Informationen nicht zu bewerkstelligen und wahrscheinlich nur mit 3D-CFD Simulationen möglich.

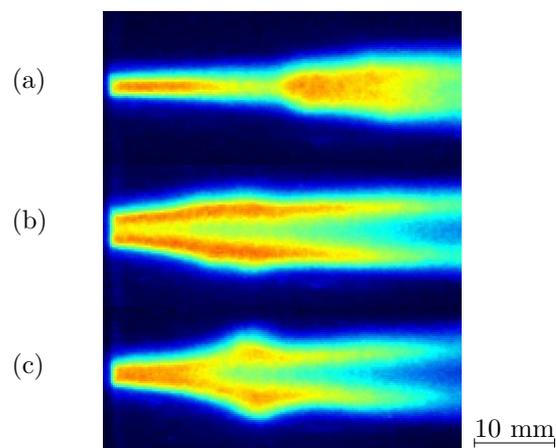


Abb. 6.49: Vergleich der ICCD Aufnahmen (a) vor ($\Phi = 0.09$), (b) nach ($\Phi = 0.11$) und (c) nach Zustandsänderung mit Stickstoffzusatz ($\Phi = 0.08$, $Y_2 = 0.75$)

7. Betriebsverhalten bei zweistufiger Brennstoffzufuhr

Von einer weiteren Steigerung der einstufigen Brennstoffzufuhr wurde aufgrund der bekannten hohen thermischen Belastung des Zentralinjektors in diesem Betriebsbereich abgesehen [37]. Um den Gesamtbrennstoffmassenstrom dennoch weiter zu steigern wurden daher experimentelle Untersuchungen mit zweistufiger Brennstoffzufuhr durchgeführt und als zweite Injektionsstufe die erste Wandinjektionsposition (IW1) gewählt (vgl. Abb. 4.2). Ziel der gestuften Brennstoffzufuhr ist einerseits die Annäherung an den Idealfall einer homogen über den Gesamtquerschnitt verteilten Wärmezufuhr. Wie in den bisherigen Untersuchungen dargestellt, findet die Wärmezufuhr überwiegend in der Brennkammermitte statt und die wandnahen Bereiche werden nicht mit Brennstoff versorgt und keine Wärmezufuhr kann erfolgen. Zum anderen soll die Betriebscharakteristik der Überschallbrennkammer bei weiter gesteigerter Wärmezufuhr erfasst werden. In dem bisherigen Verhalten der Brennkammer können keine Anzeichen einer klassischen Transition beobachtet werden. Die Änderung im Strömungszustand verläuft lokal und ohne Rückwirkung bis in den Isolator und eine weitere Wärmezufuhr in die Überschallströmung ist offenbar möglich. Da in vorhergehenden Untersuchungen von *Fuhrmann* aufgrund der moderaten statischen Temperatur innerhalb der Brennkammer bei geringeren Äquivalenzverhältnissen der Hauptinjektion Φ_{ISM} keine signifikante Wärmefreisetzung des eingebrachten Wasserstoffs über die Wandinjektoren festgestellt werden konnte [37], konzentrieren sich die durchgeführten zweistufigen Untersuchungen auf die Injektion von Brennstoff über die Wandinjektion (IW1) nach abgelaufener Zustandsänderung des einstufigen Betriebs.

7.1 Entwicklung der Wanddruckverteilung

Für den zweistufigen Brennkammerbetrieb stellt Abbildung 7.1 zur Orientierung die Entwicklung des normierten Wanddruckverlaufs bei Steigerung des Äquivalenzverhältnisses der Wandinjektion Φ_{IW1} unter konstanter Brennstoffzufuhr $\Phi_{ISM} \approx 0.11$ der Zentralinjektion dreidimensional dar. Im zugehörigen Konturdiagramm in Abbildung 7.2 ist die Draufsicht dieser 3D Darstellung abgebildet und das Äquivalenzverhältnis über den Wanddruckmessstellen aufgetragen. Der normierte Druckverlauf wird durch die interpolierte Farbskala repräsentiert. Im Konturdiagramm und dem

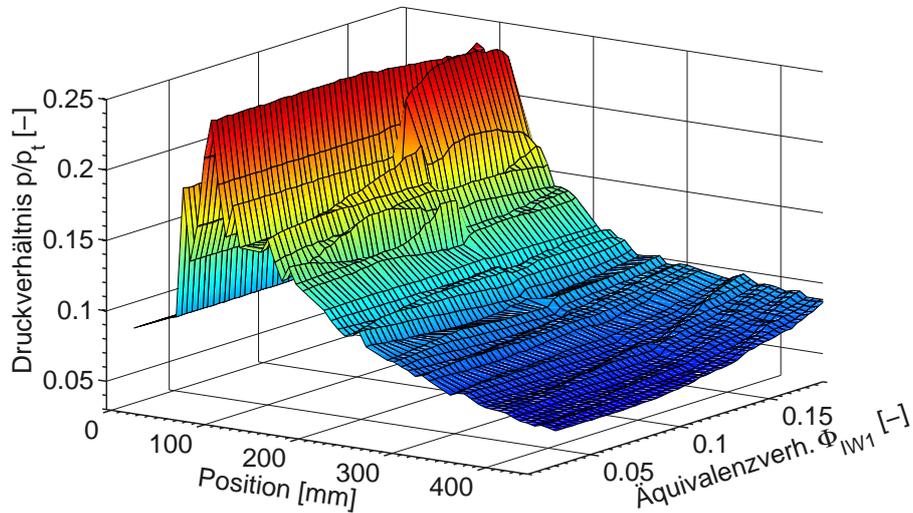


Abb. 7.1: Dreidimensionale Darstellung der Entwicklung des normierten Wanddrucks bei Steigerung des Äquivalenzverhältnisses ($\Phi_{IW1} = 0.02 \dots 0.18$) der Wandinjektion unter konstantem Äquivalenzverhältnis $\Phi_{ISM} = 0.11$ der Hauptinjektion

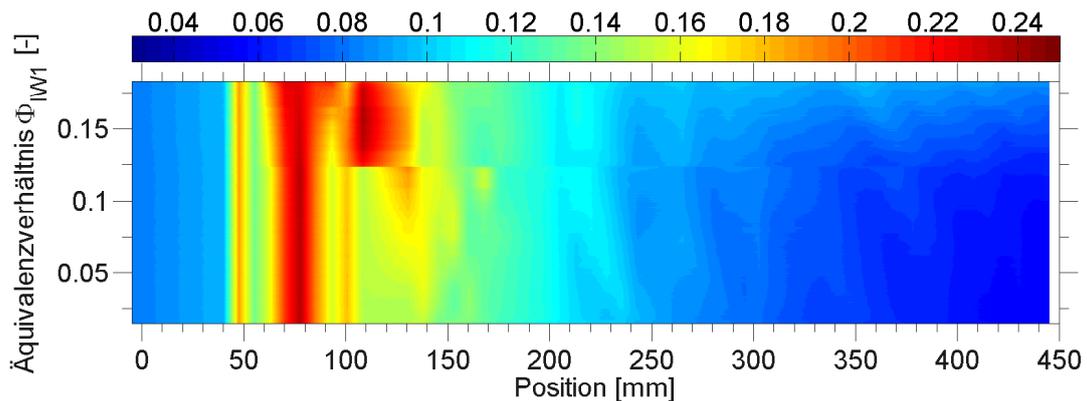


Abb. 7.2: Konturdiagramm des normierten Wanddrucks bei zweistufiger Brennstoffzufuhr und Steigerung des Äquivalenzverhältnisses ($\Phi_{IW1} = 0.02 \dots 0.18$) der Wandinjektion unter konstantem Äquivalenzverhältnis $\Phi_{ISM} = 0.11$ der Hauptinjektion

3D Graph ist direkt, ähnlich zum Betriebsverhalten bei einstufiger Brennstoffzufuhr (vgl. Abb. 6.24), auf Höhe eines Äquivalenzverhältnisses von $\Phi_{IW1} = 0.11$ eine Unstetigkeit in der Entwicklung der Druckverteilung zu erkennen. Unterhalb dieses Verhältnisses ist die Auswirkung der Brennstoffzufuhr offenbar relativ moderat, oberhalb ergeben sich dagegen deutliche Auswirkungen. Abbildung 7.3 zeigt zur Verdeutlichung die erfasste Druckverteilung für den einstufigen Betriebspunkt $\Phi_{ISM} = 0.11$ sowie für den zweistufigen Betrieb bei identischem Äquivalenzverhältnis der Hauptinjektion $\Phi_{ISM} = 0.11$ und einem Verhältnis der Wandinjektion von $\Phi_{IW1} = 0.08$.

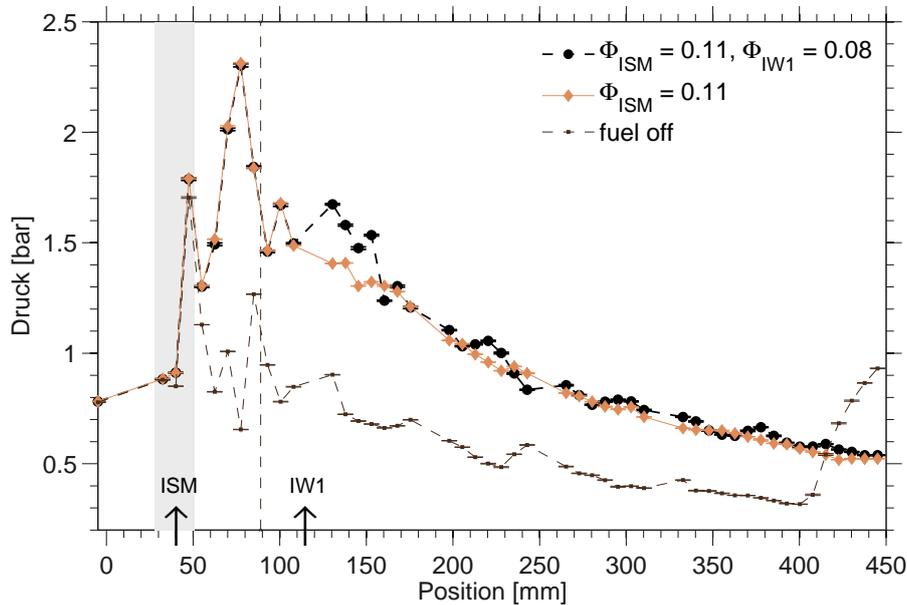


Abb. 7.3: Gemessene Druckverteilung bei einstufigem Betriebspunkt $\Phi_{ISM} = 0.11$ und zweistufigem Betrieb $\Phi_{ISM} = 0.11$, $\Phi_{IW1} = 0.08$ entlang der Brennkammer

Wie für eine reine Überschallströmung und gleiche Äquivalenzverhältnisse der Hauptinjektion zu erwarten, verlaufen beide Druckverteilungen stromauf der ersten Wandinjektionsposition ($IW1$, $x_{IW1} = 119\text{mm}$) vollkommen identisch. Erst im weiteren Verlauf stromab der Injektionsstelle $IW1$ ist die zweite Injektionsstufe in der Druckverteilung bemerkbar. Direkt stromab der Injektionsstelle ist dabei im Vergleich zum einstufigen Brennkammerbetrieb eine Abweichung im Druckverlauf ersichtlich welche allerdings rein der Injektion geschuldet ist. Experimentelle und numerische Untersuchungen zum Einfluss der Wandinjektion ohne Reaktion von *Fuhrmann* führen die erkennbaren Änderungen im Druckverlauf auf die entstehenden Stoßstrukturen der JISC auf Brennkammer Ober- und Unterseite zurück [37]. Im anschließenden Brennkammerbereich verläuft die Druckverteilung bei zweistufigem Betrieb geringfügig über dem Niveau der einstufigen Brennstoffzufuhr. Innerhalb der Brennkammer findet offensichtlich keine signifikante Wärmefreisetzung statt und der überwiegende Teil des über die zweite Injektionsstufe eingebrachten Wasserstoffs reagiert

nicht und verlässt die Brennkammer unverbrannt.

Die Auswirkungen der zweistufigen Brennstoffzufuhr sind für diesen Betriebsbereich minimal und hauptsächlich der Injektion selbst geschuldet. Wie im Konturdiagramm 7.2 ersichtlich, werden bei Steigerung der Brennstoffzufuhr über die Wandinjektion die Auswirkungen der Injektion in Umgebung der Injektionsposition dominanter. Zusätzlich führt die Steigerung der Brennstoffzufuhr der zweiten Stufe im hinteren Brennkammerbereich und am Brennkammeraustritt zu einer langsam ansteigenden Reaktionsrate.

7.1.1 Zustandsänderung bei zweistufigem Brennkammerbetrieb

Analog zum Verhalten der Überschallbrennkammer bei einstufigem Betrieb führt eine weitere Steigerung der Brennstoffzufuhr der zweiten Stufe nicht zu einer kontinuierlich ansteigenden Wärmefreisetzung, sondern zu einer weiteren schlagartigen Änderung des Strömungszustandes. Innerhalb der Brennkammer findet offensichtlich eine weitere Anpassung statt. In der Abbildung 7.4 ist dieses charakteristische Betriebsverhalten der Überschallbrennkammer dargestellt und der gemessene Wanddruck an drei Messstellen (p_{CC4} , p_{CC11} , p_{CC42}) über dem Äquivalenzverhältnis der Wandinjektion (Φ_{IW1}) bei konstantem Äquivalenzverhältnis der Zentralinjektion (Φ_{ISM}) für zwei unterschiedliche Versuche (Exp.1, Exp.2) aufgetragen.

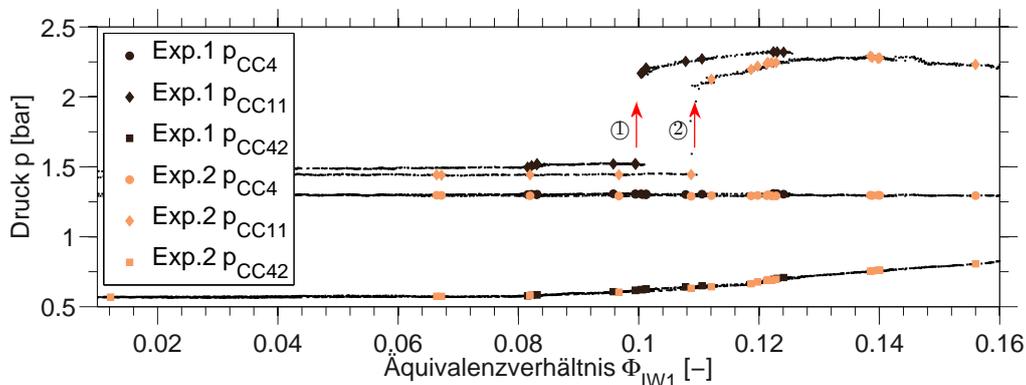


Abb. 7.4: Verlauf der gemessenen Wanddrücke p_{CC4} , p_{CC11} , p_{CC42} über dem Äquivalenzverhältnis der zweiten Injektionsstelle Φ_{IW1} für zwei Versuchsreihen (Exp.1, Exp.2)

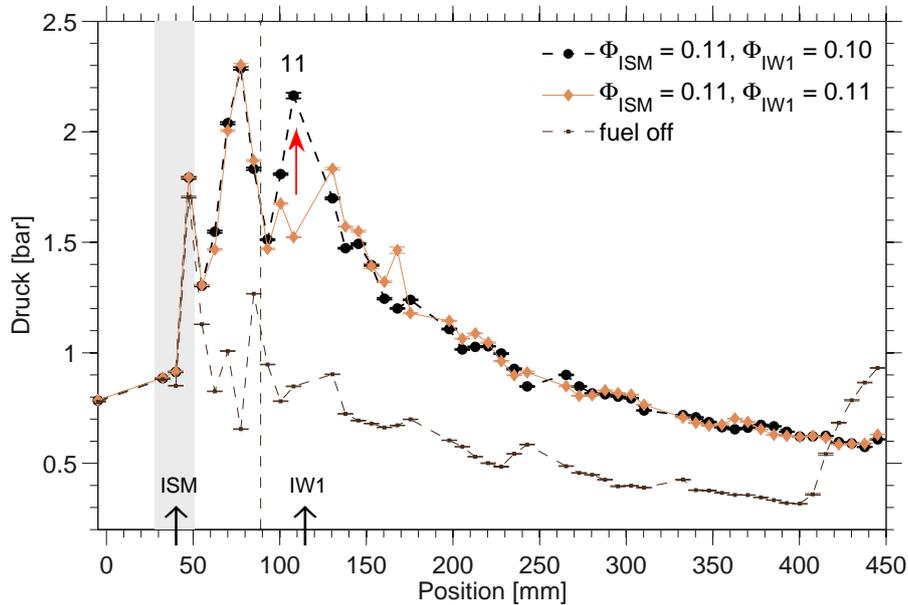
Erneut ergibt sich ein reproduzierbares und charakteristisches Verhalten der untersuchten Überschallbrennkammer. Bei Überschreiten eines kritischen Äquivalenzverhältnisses der zweiten Injektionsstufe (IW1) findet eine sprunghafte Änderung im Druckverlauf (p_{CC11}) statt. Die zwei ersichtlichen kritischen Betriebspunkte sind in Tabelle 7.1 zusammengefasst. Die leicht unterschiedlichen Verhältnisse sind vermutlich auf die Unterschiede im Brennstoffmassenstrom der Zentralinjektion (Φ_{ISM}) zurückzuführen.

Tab. 7.1: Übersicht der experimentell ermittelten kritischen Äquivalenzverhältnisse bei $\Phi_{IW1\ Grenz}$ bei zweistufigem Betrieb für eine Zustandsänderung

Experiment	Exp.1	Exp.2
krit. Äquivalenzverhältnis IW1 $\Phi_{IW1\ Grenz}$	0.10	0.11
Äquivalenzverhältnis ISM Φ_{ISM}	0.105	0.11
Zentralinjektorversion	V2	V2

Wie auch im Konturdiagramm (vgl. Abb. 7.2) erkennbar, bleibt der vordere Brennkammerbereich (vgl. p_{CC4}) erneut vollkommen unbeeinflusst von der Zustandsänderung und eine Anpassung der Strömung stromauf der Hauptinjektion (ISM) bzw. im Isolator kann nicht beobachtet werden. Der Bereich direkt stromauf der zweiten Injektionsstelle (IW1) (vgl. p_{CC11}) ist laut gemessenem Wanddruck vor Zustandsänderung, unabhängig und nach sprunghafter Anpassung eindeutig abhängig vom Injektionsmassenstrom. In Umgebung des Brennkammeraustritts (vgl. p_{CC42}) ergibt sich eine ähnliche Tendenz, wobei bereits vor Ablauf der Änderung in diesem Bereich ein steigender Druck aufgrund der einsetzenden Wärmefreisetzung verzeichnet werden kann.

Zwei stationäre Druckverteilungen vor und nach abgelaufener Zustandsänderung sind in Abbildung 7.5 zur Verdeutlichung der Änderung gegenübergestellt. Neben

**Abb. 7.5:** Gemessene Druckverteilung bei zweistufigem Betrieb für $\Phi_{ISM} = 0.11$, $\Phi_{IW1} = 0.10$ und $\Phi_{ISM} = 0.11$, $\Phi_{IW1} \approx 0.11$ entlang der Brennkammer

dem bekannten lokalen Drucksprung der ersten Zustandsänderung bildet sich kurz stromab eine weitere separierte Druckerhöhung aus. Im hinteren Brennkammerbereich verlaufen beide Druckverteilungen hingegen nahezu identisch. Analog zur Zu-

standsänderung bei einstufigem Betrieb findet die Anpassung lokal begrenzt statt ohne dabei das Gesamtverhalten der Überschallbrennkammer massiv zu beeinflussen. Die Zustandsänderung stabilisiert sich laut Druckverteilung erneut innerhalb der Brennkammer und hat zunächst keine Rückwirkung bis zum Zentralinjektor. In Abbildung 7.6 sind zwei direkt hintereinander erfasste normale Fotoaufnahmen der Verbrennungszone vor und nach Zustandsänderung verglichen. Die Pfeile markieren die zwei Injektionspositionen (ISM, IW1) und die Markierung kennzeichnet den Brennkammerbereich mit deutlich visuell erkennbarer Änderung der Flammenform. Die Reaktionszone wandert, wie bereits bei einstufiger Zustandsänderung, in Richtung des Zentralinjektors und stabilisiert sich innerhalb der Brennkammer erneut. Stromauf des markierten Bereichs ist weder im Druckverlauf noch in der Reaktionszone eine deutliche Veränderung zu erkennen. Offensichtlich ist ein weiterer,

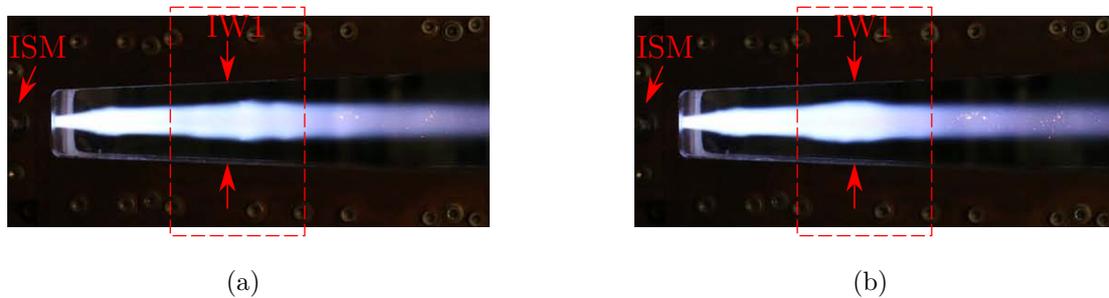


Abb. 7.6: Aufnahmen der Reaktionszone (a) vor und (b) nach Zustandsänderung bei zweistufigem Betrieb, mit Markierung der Injektionspositionen

ebenfalls instabiler Betriebspunkt der Brennkammer erreicht bzw. überschritten. Die Zustandsänderung führt jedoch erneut auf einen neuen, stabilen und stationären, Betriebspunkt. Die Auswirkungen im Druckverlauf und der Reaktionszone sind identisch zu den in Kapitel 6.5 beobachtbaren Änderungen bei einstufigem Brennkammerbetrieb und lassen auf ähnliche Mechanismen schließen. Eine analytische Beschreibung der Situation und 1D Modellierung dieses Betriebspunkts ist mit dem implementierten 1D-CFM Ansatz jedoch nicht möglich. Vor dem Hintergrund der bereits abgelaufenen und diskutierten ersten Zustandsänderung können von einer 1D Modellierung keine aussagekräftigen Ergebnisse erwartet werden.

Bei weiterer Steigerung der Brennstoffzufuhr ergibt sich, wie bereits im Konturdiagramm (vgl. Abb. 7.2) zu erkennen, eine deutliche Rückwirkung der Wandinjektion auf die stromaufliegenden Brennkammerbereiche. Abbildung 7.7 stellt die erfassten Druckverteilungen nach Zustandsänderung ($\Phi_{ISM} = 0.11$, $\Phi_{IW1} = 0.11$) sowie eine Verteilung bei weiter gesteigertem Brennstoffmassenstrom der Wandinjektion ($\Phi_{ISM} = 0.11$, $\Phi_{IW1} = 0.18$) dar. Neben der ersichtlichen Auswirkung auf den vorderen Brennkammerbereich ergibt sich im hinteren Brennkammerabschnitt eine deutliche Steigerung des Wanddrucks. Das Druckniveau ist in diesem Bereich annähernd konstant und die Wärmezufuhr kompensiert den Einfluss der Divergenz der Brennkammerwände nahezu vollständig. Die zugehörige zusammengesetzte Auf-

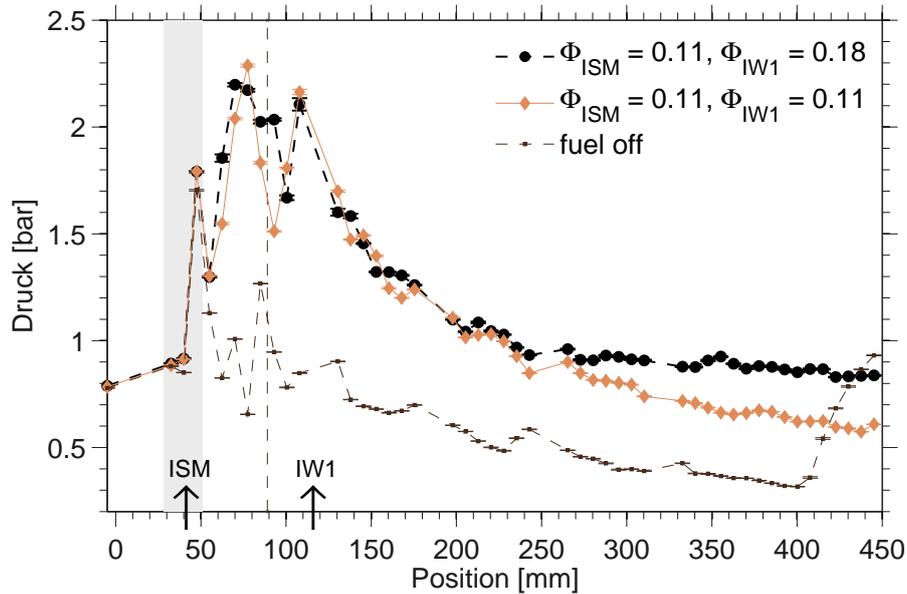


Abb. 7.7: Gemessene Druckverteilung bei zweistufigem Betrieb für $\Phi_{ISM} = 0.11$, $\Phi_{IW1} = 0.18$ und $\Phi_{ISM} = 0.11$, $\Phi_{IW1} = 0.11$ entlang der Brennkammer

nahme der Chemilumineszenz, sowie eine normale Aufnahme der Wasserstoffflamme des Betriebspunkts zeigt Abbildung 7.8. Die rot glühenden Bereiche in der normalen Aufnahme entstehen durch Verunreinigungen auf den Glasscheiben und sind in der gefilterten ICCD Aufnahme daher nicht mehr zu erkennen. Im vorderen Brennkammerabschnitt ist die intensivste Reaktionsrate in der gesamten Brennkammer zu beobachten. Die Reaktionszone dickt, wie bereits aufgezeigt, bis zur ersten Wandinjektion (IW1) auf und wird anschließend erheblich eingeschnürt. Die Stromaufwirklung der Wandinjektion wird vermutlich durch diese Reaktionszone bewerkstelligt. Die intensive Wärmezufuhr in diesem Bereich reduziert höchstwahrscheinlich die Machzahl innerhalb der Reaktionszone bis in den Unterschall und Einflüsse der Wandinjektion können bis zum Zentralinjektor stromauf wandern. Nach Einschnürung der Reaktionszone ist zwischen dem ersten und dritten Wandinjektor (IW1, IW3) eine deutlich reduzierte Reaktionsrate zu verzeichnen. Stromab bildet sich, im Einklang mit dem Anstieg des Wanddrucks, auf Höhe der dritten Wandinjektionsstelle eine weitere Reaktionszone aus. Die Wärmezufuhr erfolgt dabei laut ICCD Aufnahmen hauptsächlich an der Brennkammerober- und -unterseite und der über den Wandinjektor eingebrachte Brennstoff beginnt offensichtlich zu reagieren.

Sehr interessant ist in diesem Zusammenhang die Interpretation des Wanddruckverlaufs sowie des -verhaltens. Im Druckverlauf sind im vorderen Brennkammerbereich eindeutige Stoß-Grenzschicht-Interaktionen ersichtlich und im hinteren divergierenden Abschnitt deutet der absinkenden Druck eine beschleunigte Strömung an. Beide Effekte sprechen für eine Überschallströmung innerhalb des Kanals. Das Verhalten der Reaktionszone sowie des Drucks bei Steigerung der Brennstoffzufuhr hingegen sprechen für eine stabile Unterschallzone im vorderen Brennkammerabschnitt, die von einer Überschallströmung umgeben ist. Eine Interpretation des Strömungszu-

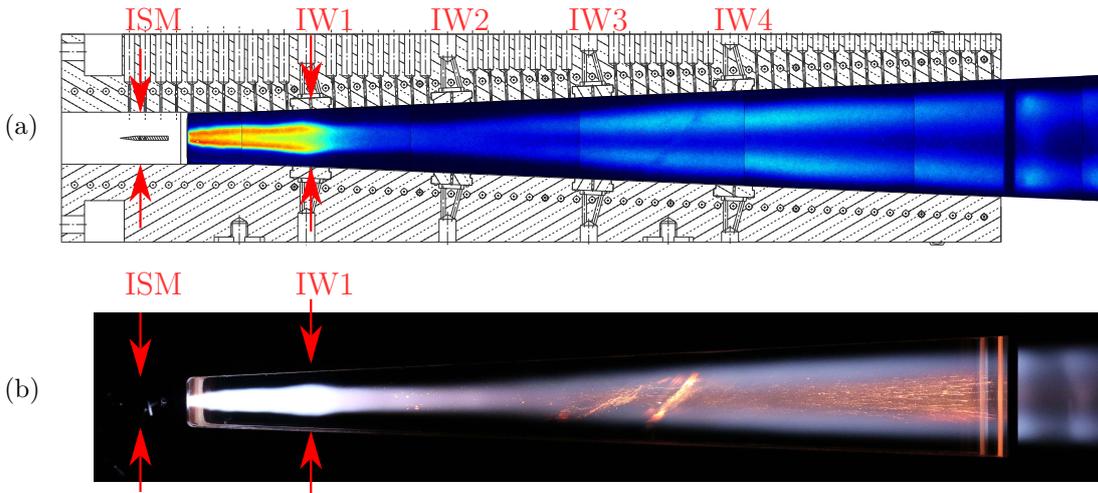


Abb. 7.8: (a) ICCD Aufnahme und (b) normale Aufnahme bei zweistufigem Brennkammerbetrieb $\Phi_{ISM} = 0.11$, $\Phi_{IW1} = 0.18$

standes hinsichtlich einer Über- oder Unterschallströmung innerhalb der Brennkammer allein aufgrund von Druckinformationen für einen einzigen Betriebspunkt ist somit offenbar erneut nicht möglich.

Versagen des Zentralinjektors

Der Betriebspunkt ($\Phi_{ISM} = 0.11$, $\Phi_{IW1} = 0.18$) stellt mit einem Gesamtäquivalenzverhältnis von $\Phi_{ges} \approx 0.3$ die höchste Brennstoffzufuhr aller durchgeführten Untersuchungen dar. In zwei unterschiedlichen Experimenten konnte in diesem Betriebspunkt nach etlichen Sekunden stationären Versuchsbetriebs die dritte Änderung des Strömungszustands innerhalb der Brennkammer beobachtet werden. Im Gegensatz zu den vorherigen zwei Änderungen mit lokal begrenzter Auswirkung und stabilen Strömungszuständen nach abgelaufener Änderung, ergibt sich in diesem Fall ein massiver Einfluss auf die gesamte Brennkammer. Abbildung 7.9 zeigt den Druckverlauf vor und nach dritter Änderung bei konstanten Betriebsbedingungen. Der größte Unterschied im Druckverlauf zu den bisherigen Zustandsänderungen ist die Stromaufwirkung der Änderung bis vor den Zentralinjektor. Erstmals kann im Druckverlauf eine Rückwirkung bis in den kurzen Isolator (p_{CC1}) verzeichnet werden. Der gemessene Druckverlauf zeigt mit der Druckerhöhung im Isolator die typischen Anzeichen einer Grenzschichtablösung. Im kurzen Isolator entsteht offenbar eine größere Strömungsablösung, die wahrscheinlich einen Shocktrain verursacht. Der Betriebszustand der Brennkammer entspricht damit der klassischen Definition eines Dual Mode Betriebs (vgl. Kapitel 3). Eine weitere Wärmezufuhr würde die Ablösung wahrscheinlich vergrößern, den möglichen Shocktrain weiter stromaufwandern lassen und schlussendlich im Experiment zur Anpassung der Strömung in der Lavaldüse führen. In der untersuchten Brennkammerkonfiguration kann jedoch kei-

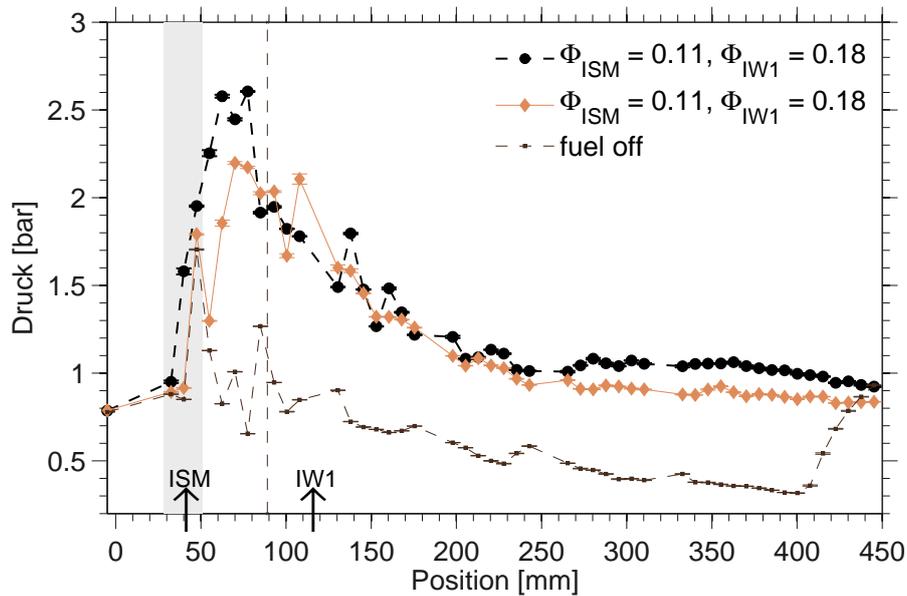


Abb. 7.9: Gemessene Wanddruckverteilungen bei zweistufigem Brennkammerbetrieb für $\Phi_{ISM} = 0.11$, $\Phi_{IW1} = 0.18$

ne weitere Brennstoffhöhung erfolgen, da die Änderung gravierende Folgen für den Zentralinjektor nach sich zieht. Die lange Versuchsdauer und die senkrechte Einbläsung des Wasserstoffs auf der Injektoroberfläche führen zum großflächigen Abbrand des Injektors. In Abbildung 7.10 sind zwei unterschiedliche Injektoren nach abgelaufener dritter Strömungsanpassung abgebildet. Laut Schadensbild führen bei beiden

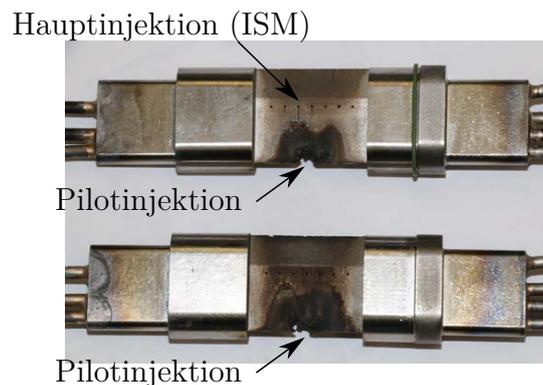


Abb. 7.10: Schadensbild zweier Zentralinjektoren nach Abbrand

Injektoren ähnliche Mechanismen zum Versagen. Den größten Abbrand weisen beide Hinterkanten im Bereich der Pilotwasserstoffzufuhr auf. Die Anlauffarben auf Ober- und Unterseite zeigen ähnliche Muster und auf der Injektoroberfläche muss eine Verbrennung stattgefunden haben. Die Ursache des Abbrands kann mit den vorhandenen Messdaten und Informationen jedoch nicht näher beurteilt werden. In Abbildung 7.11 ist zur Verdeutlichung der Auswirkungen eine normale Aufnahme

me der Brennkammer während des Injektorabbrands und kurz vor Notabschaltung der gesamten Anlage dargestellt. Die Farbe der Flamme hat das typische bläuliche

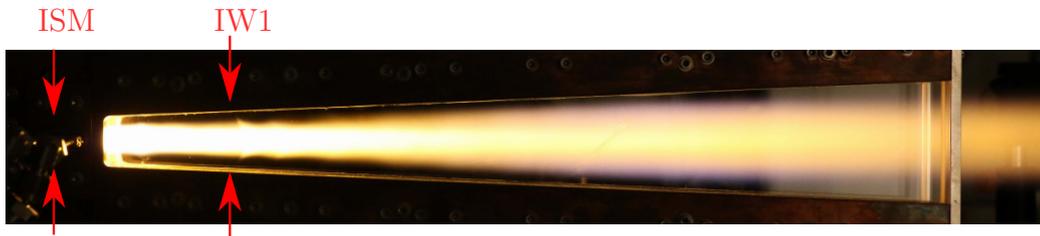


Abb. 7.11: Aufnahme der Überschallbrennkammer während des Abbrands eines Zentralinjektors

Leuchten einer Wasserstoffflamme verloren und die gelbliche Färbung entsteht durch den Abbrand des Zentralinjektors. Die Folgen des Abbrands sind nicht nur für die experimentellen Untersuchungen, mit Beschädigung der Brennkammerscheiben und Verlust des Injektors, weitreichend. Im Fall eines fliegenden Systems würde ein Abbrand des Zentralinjektors katastrophale Folgen für das Gesamtsystem haben. Das Versagen des Injektors verdeutlicht, wie wichtig eine korrekte Beschreibung und Vorhersage der Betriebsgrenzen einer Überschallbrennkammer ist. Bei inkorrekt Vorhersage und Beschreibung der Strömungsvorgänge werden Grenzen und Limitierungen eventuell unbewusst überschritten und in Realität wäre der Verlust des Fluggeräts sicherlich die Folge.

8. Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurde im Rahmen des Graduiertenkollegs GRK 1095/2 "Aero-Thermodynamische Auslegung eines SCRamjet-Antriebssystems für zukünftige Raumtransportsysteme" an der Technischen Universität München am Lehrstuhl für Flugantriebe experimentell und analytisch eine mehrstufige Überschallbrennkammer dieses zukünftigen Antriebskonzeptes untersucht. Im Fokus der Untersuchungen stand dabei das Betriebsverhalten der Überschallbrennkammer bei konstantem Flugzustand eines theoretischen Gesamtvehikels. Durch Steigerung der Brennstoffzufuhr wurde die Einleitung eines möglichen Beschleunigungsvorgangs simuliert und die Systemantwort der Überschallbrennkammer untersucht. Von speziellem Interesse war darüber hinaus die experimentelle Identifikation der Limitierung der Überschallbrennkammer sowie die Charakterisierung und analytische Beschreibung der Betriebsgrenze.

Die Erforschung und Entwicklung von Staustrahlantrieben wird weltweit mit unterschiedlichsten Zielstellungen durchgeführt und vorangetrieben. Alle Systeme sind dabei jedoch immer ähnlichen Randbedingungen unterworfen. Für eine Überschallbrennkammer sind immer die Brennstoffinjektion und die Verbrennungsreaktion die größten Herausforderungen. Zielgröße für ein flugfähiges Design muss immer eine möglichst schnelle und effiziente Mischung und Verbrennungsreaktion sein. Die Randbedingungen innerhalb einer Überschallbrennkammer sind allerdings für diese Zielgrößen denkbar ungünstig. Die hohe Strömungsgeschwindigkeit und die geringe Aufenthaltszeit innerhalb der Brennkammer erschweren eine Mischung und Reaktion. Entsprechend wurde in den vergangenen Jahren hoher Aufwand in die Entwicklung spezieller Injektionsstrategien investiert. Diese Injektionsstrategien führen zwar nachweislich zu einer verbesserten und effizienteren Mischung und Reaktion, verkomplizieren allerdings das Strömungsfeld innerhalb der Brennkammer und damit die experimentelle Untersuchung und analytische Beschreibung der Strömung. Neben einer effizienten Mischung und Reaktion müssen allerdings für die Entwicklung eines flugfähigen Systems ebenfalls das Betriebsverhalten und die Betriebsgrenzen der Überschallbrennkammer vorhersagbar sein. Zwar kann durch dreidimensionale CFD Simulationen ein konkreter Betriebszustand einer Überschallbrennkammer erfasst und detailliert beschrieben werden, eine Untersuchung des gesamten Betriebsverhaltens anhand einer Vielzahl unterschiedlichster Betriebspunkte und die Beschreibung der Betriebsgrenzen ist jedoch selbst mit heutigen Computerressourcen nahezu unmöglich. Aufgrund der hoch komplexen und interdisziplinären Zusammenhänge innerhalb einer Überschallbrennkammer können solche 3D-CFD Berechnungen in keiner vertretbaren Zeitspanne durchgeführt und analysiert werden. In der

Regel wird daher zur Beschreibung und Analyse des Betriebsverhaltens sowie der Betriebsgrenzen einer Überschallbrennkammer auf eindimensionale Modellierungen zurückgegriffen.

In vielen Überschallbrennkammern werden weltweit, verbunden mit der intensiven Wärmezufuhr, schlagartige Änderungen im Strömungszustand der Überschallbrennkammer beobachtet. Bei diesen Zustandsänderungen erfolgt meist eine Rückwirkung bis in den Isolator und der gefährliche Inlet Unstart des Systems tritt ein oder steht kurz bevor. Häufig werden dabei zusätzlich, speziell auf eine effiziente Mischung und Verbrennung optimierte, Injektionsstrategien eingesetzt. Zur Beschreibung der Strömungsgrößen und der Betriebsgrenzen werden allerdings dennoch rein eindimensionale Modellierungen eingesetzt obwohl die Voraussetzungen nicht uneingeschränkt gegeben sind. Die Weiterentwicklung der Injektionskonzepte und die Strategien zur Stabilisierung der Verbrennung stehen daher häufig im Kontrast zu den Voraussetzungen eindimensionaler Modellierungsmethoden. Sehr wenige Untersuchungen beschäftigen sich mit geometrisch einfach gehaltenen Überschallbrennkammern sowie einer grundlegenden Untersuchung der gasdynamischen Vorgänge innerhalb des Strömungskanals. Änderungen des Strömungszustands wurden ebenfalls in Untersuchungen von *Fuhrmann* in der Überschallbrennkammer am LFA beobachtet. Der Ablauf und die Auswirkungen sowie die Gründe dieser Zustandsänderungen wurden bis dato allerdings nicht näher betrachtet und sind entsprechend unbekannt. Die am LFA betriebene Überschallbrennkammer zeichnet sich durch eine einfach gehaltene Geometrie aus und bietet damit optimale Voraussetzungen zur Untersuchung von gasdynamischen Strömungsvorgängen und eindimensionalen Modellierungsmethoden einer reagierenden Überschallströmung. Um das Betriebsverhalten der Überschallbrennkammer zu beschreiben und die Betriebsgrenzen zu identifizieren, wurden in der vorliegenden Arbeit zahlreiche stationäre Untersuchungen der nicht reagierenden und reagierenden Überschallströmung durchgeführt. Hierfür wurde, neben der Erfassung des Wanddrucks an 48 Messpositionen, die Schlierentechnik eingesetzt sowie gefilterte Chemilumineszenzaufnahmen der Reaktionszone erfasst. Aus der Kombination der gewonnenen Messdaten erfolgte die Charakterisierung der nicht reagierenden und reagierenden Überschallströmung. Basierend auf den gewonnenen Erkenntnissen wurden die Annahmen und Voraussetzungen einer klassischen eindimensionalen Modellierung im Verbrennungsfall überprüft und eine weitere, in diesem Fachgebiet selten eingesetzte, eindimensionale Modellvorstellung diskutiert und angewendet.

In den Untersuchungen der nicht reagierenden Überschallströmung konnte einerseits durch den Vergleich mit einer bestehenden 3D-CFD Simulation des Referenzzustandes von *Fuhrmann* die grundsätzliche Eignung einer eindimensionalen Modellierung zur Beschreibung der Strömungszustände nachgewiesen werden. Andererseits konnte durch den Einsatz der Schlierentechnik der Referenzzustand im Detail diskutiert und analysiert werden. Innerhalb der Brennkammer liegt demnach im Referenzzustand eine pure Überschallströmung vor und am Prüfstand des LFA wird ein reiner Scramjet-Antrieb simuliert wobei die Strömung sehr gut eindimensional approximiert werden kann. Durch die Injektion von Stickstoff wurde darüber hinaus die

reine Zufuhr von Brennstoff ohne ablaufende Reaktion simuliert, um so die Einflüsse der Injektion und Zufuhr von Masse auf die Strömung separiert zu quantifizieren. Die Auswirkung der reinen Injektion ist jedoch von sekundärer Natur und nicht für eine spätere Zustandsänderung der reagierenden Überschallströmung verantwortlich zu machen.

Nach Untersuchung des Referenzfalls wurden im Anschluss zahlreiche Experimente bei ablaufender Verbrennungsreaktion durchgeführt und die Ergebnisse diskutiert, wobei der Fokus auf einen einstufigen Brennkammerbetrieb gelegt wurde. Durch den Einsatz der Schlierentechnik und in Kombination mit den Chemilumineszenzaufnahmen sowie den Druckinformationen konnte das Betriebsverhalten der Überschallbrennkammer bei einstufiger Brennstoffzufuhr erfasst und charakterisiert werden. Für einen gewissen Betriebsbereich findet demnach innerhalb der Brennkammer eine stetige Entwicklung des Stoßsystems, der Reaktionszone sowie des Wanddrucks statt. In Brennkammermitte bildet sich eine intensive Reaktionszone aus, deren laterale Ausdehnung mit steigendem Äquivalenzverhältnis anwächst. Die Schlierenbilder zeigen zusätzlich eine Interaktion zwischen Stoßsystem und Reaktionszone und geben in Kombination mit den Chemilumineszenzaufnahmen unter anderem Hinweise auf lokal begrenzte Unterschallzonen innerhalb der Brennkammer. Im Kontrast zu der Voraussetzung und der Annahme homogener Strömungszustände über den Gesamtquerschnitt einer eindimensionalen Modellierung kann das entstehende Strömungsfeld daher in zwei unterschiedliche Bereiche unterteilt werden. Laut experimenteller Ergebnisse bildet sich innerhalb der Überschallbrennkammer eine Stratifizierung zwischen einem reagierenden und nicht reagierenden Bereich aus. Ausgehend von diesen Erkenntnissen wurde eine eindimensionale Modellierung nach dem von *Bernstein* entwickelten Compound Flow Modell (CFM) vorgestellt. Parallel zu den eigenen experimentellen und analytischen Untersuchungen der Überschallbrennkammer wurde zusätzlich am Lehrstuhl für Thermodynamik der TU München eine dreidimensionale hybride RANS-LES CFD Simulation eines Betriebspunktes der Überschallbrennkammer durchgeführt. Dieses Simulationsergebnis wurde zur detaillierten Betrachtung des Betriebspunktes sowie zur Validierung des implementierten CFM Ansatzes herangezogen. Der Vergleich der tiefengemittelten numerischen Lösung mit der implementierten CFM Modellierung zeigte dabei überraschend gute Übereinstimmungen und ähnliche Tendenzen. Die getroffenen Vereinfachungen innerhalb des implementierten CFM Ansatzes konnten so überprüft und validiert werden.

Bei weiterer Steigerung der Brennstoffzufuhr konnte im Gegensatz zur bis dato stetigen Entwicklung des internen Strömungsfeldes eine plötzliche Änderung im Betriebsverhalten der Brennkammer festgestellt werden. Anstelle einer weiter kontinuierlich anwachsenden Reaktionszone und einer stetigen Entwicklung des Wanddrucks konnte eine schlagartige Anpassung des Druckverlaufs und der Reaktionszone beobachtet werden. Der kritische Betriebspunkt der Überschallbrennkammer für diese Zustandsänderung konnte identifiziert und in mehreren Versuchen reproduziert werden. Die Auswirkungen und Änderungen im Strömungszustand betreffen dabei zunächst einen lokal begrenzten Brennkammerbereich. Die Zustandsänderung hat

einen stromauf wirkenden Einfluss, stabilisiert sich jedoch innerhalb der Brennkammer erneut und eine klassische Transition der Überschallströmung mit Rückwirkung bis in den Isolator kann nicht beobachtet werden. Als klassische Ursachen dieser Änderung wird neben einer möglichen Grenzschichtablösung aufgrund eines zu hohen Druckgradienten auch die klassische thermische Sperrgrenze diskutiert und erörtert. Beide Limitierungen liefern allerdings keine Erklärung für das reale Verhalten und können als Ursachen der Zustandsänderung nahezu ausgeschlossen werden. Eine deutliche Ablösung der Grenzschicht ist weder in den Schlierenaufnahmen erkennbar noch mittels Kriterien zur Grenzschichtablösung zu identifizieren. Die thermische Sperrgrenze bzw. die Schallbedingung ist nach klassischer eindimensionaler Betrachtung ebenfalls noch deutlich entfernt und die vorhergesagte Betriebsgrenze der Überschallbrennkammer nicht erreicht. Eine anschließende Grenzwertbetrachtung des Compound Flow Modell Ansatzes liefert jedoch ebenfalls eine Limitierung einer reagierenden Überschallströmung. Analog zum thermischen Sperren bei Erreichen der Schallbedingung kann durch die Randbedingungen der CFM Modellvorstellung eine thermische Sperrgrenze formuliert werden. Bei Überschreiten dieser Sperrgrenze tritt sogenanntes Compound Choking auf und eine Anpassung der Strömung muss folgen. Im Gegensatz zum klassischen thermischen Sperren ist allerdings nicht die Schallbedingung zur Beurteilung ausschlaggebend, sondern der sogenannten Compound Flow Parameter β . Analytisch kann gezeigt werden, dass Compound Choking erreicht wird ohne das hierfür die Schallbedingung erfüllt sein muss. Ganz im Gegenteil setzt im CFM Ansatz Compound Choking erst nach einem singularitätenfreien Schalldurchgang der Strömung in einer der Stromröhren ein. Diese Modellvorstellung ist dabei einer der gravierendsten Unterschiede des CFM Ansatzes zu einer klassischen eindimensionalen Modellierung. Der Vergleich und die Modellierung der reagierenden Überschallströmung in direkter Umgebung des kritischen Betriebspunkts mittels CFM Ansatz liefert eine überraschend gute Übereinstimmung. In der CFM Modellierung kann, im Gegensatz zu klassischen Kriterien, anhand des Compound Flow Parameters eine mögliche und notwendige Änderung im Strömungszustand in direkter Umgebung des kritischen Betriebspunkts vorhergesagt werden. Um den CFM Ansatz an einem weiteren vollständig unabhängigen Testfall zu validieren wurden im Anschluss die experimentellen Untersuchungen von *Laurence et al.* am HEG in Göttingen näher betrachtet. In diesen Überschallverbrennungsexperimenten wurde die Überschallbrennkammer der HyShot II Flugversuche untersucht. Ähnlich zum Betriebsverhalten der untersuchten Brennkammer wird in dieser Überschallbrennkammer ebenfalls eine Anpassung der Strömung beobachtet. Bei Überschreiten eines kritischen Betriebspunkts findet innerhalb der Brennkammer eine stromauflaufende Anpassung statt, die sich jedoch erneut innerhalb der Überschallbrennkammer stabilisiert. Die Ursachen dieser Änderung sind laut *Laurence et al.* ebenfalls nicht mit klassischen Kriterien beschreibbar. Die Modellierung des kritischen Betriebszustands dieser Überschallbrennkammer mittels des 1D-CFM Ansatzes führen durch den Compound Flow Parameter jedoch erneut auf eine mögliche und notwendige Anpassung in direkter Umgebung dieses Betriebspunkts. Innerhalb der Brennkammer wird abermals die thermische Sperrgrenze überschritten und eine Anpassung

der Strömung muss erfolgen. Durch die eingesetzte Messtechnik können *Laurence et al.* zusätzlich die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Druckstörung quantifizieren. Im CFM Ansatz kann ebenfalls eine Ausbreitungsgeschwindigkeit einer schwachen Druckstörung durch die lokale Differenz der Schall- und Strömungsgeschwindigkeit berechnet werden. Die experimentellen Ergebnisse von *Laurence et al.* und die 1D-CFM Ergebnisse stimmen dabei sowohl in Niveau wie Verhalten sehr gut überein. Die gewonnenen Erkenntnisse weisen auf lokal begrenzte Unterschallgebiete innerhalb der reagierenden Überschallströmung hin, ohne direkt eine Anpassung der Strömung oder eindeutige Informationen im Druckverlauf sowie im Verhalten der Strömung zu verursachen. Um diese lokalen Unterschallgebiete qualitativ zu beschreiben wurde eine weitere Versuchsreihe bei einstufigem Betrieb durchgeführt. In diesen Versuchen wurde die Hauptinjektion mit einem variablen Stickstoffanteil ausgedünnt umso die Verbrennungsreaktion zu beeinflussen. Durch erkennbare Stoßstrukturen innerhalb der Reaktionszone bei Ausdünnung der Brennstoffzufuhr konnte für gewisse Betriebsbereiche experimentell eindeutig eine Überschallverbrennung festgestellt werden. Allerdings bei nur marginalen Auswirkungen auf den Wanddruckverlauf und keiner signifikanten Änderung der Betriebscharakteristik der Überschallbrennkammer. Im Gegensatz zur klassischen eindimensionalen Modellvorstellung finden innerhalb der Überschallbrennkammer offenbar lokal begrenzte und singularitätenfreie Schalldurchgänge statt. Hinsichtlich einer eindimensionalen Modellierung und Approximation der Strömungszustände ist dieser Umstand bemerkenswert und kann nur von dem CFM Ansatz korrekt reproduziert werden.

Um das Betriebsverhalten bei höherer Brennstoffzufuhr zu charakterisieren, wurde der zweistufige Brennkammerbetrieb bei konstanten Injektionsverhältnissen der Hauptinjektion untersucht. Erneut konnte identisches Betriebsverhalten wie bei einstufigem Brennkammerbetrieb experimentell nachgewiesen werden. Bei Überschreiten eines kritischen Betriebspunkts findet eine weitere plötzliche Anpassung des Strömungszustandes innerhalb der Brennkammer statt, welche sich wiederum innerhalb der Überschallbrennkammer stabilisiert. Der Ablauf der Änderung sowie das Betriebsverhalten ähnelt dabei sehr stark der Zustandsänderung bei einstufigem Betrieb und lässt die Vermutung auf ähnliche Mechanismen zu. Eine detaillierte Untersuchung und analytische Betrachtung dieser Zustandsänderung konnte allerdings im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt werden. Im vereinfachten eindimensionalen CFM Ansatz kann der Strömungszustand aufgrund der vorliegenden Randbedingungen nicht korrekt approximiert werden und die zur Verfügung stehenden experimentellen Informationen des Betriebspunkts sind für eine detaillierte Betrachtung nicht ausreichend. Allerdings konnte experimentell bei weiterer Steigerung der zweiten Injektionsstufe eine dritte Anpassung innerhalb der Brennkammer nachgewiesen werden. Im Gegensatz zu den bis dato lokal begrenzten Auswirkungen kann bei dieser Anpassung erstmals das typische aus der Literatur bekannte Verhalten beobachtet werden. Die Anpassung wirkt sich stromauf bis in den Isolator aus und eine Änderung der Überschallströmung vor der eigentlichen Reaktionszone findet statt. Die Druckverteilung weist in diesem Bereich ein, für eine Grenzschichtablösung typisches, Druckplateau auf. Innerhalb des Isolators bildet sich ein Shocktrain aus und

die Überschallbrennkammer operiert im klassischen Dual Mode Regime. Die Folgen dieser Anpassung im Strömungszustand sind für die untersuchte Brennkammer jedoch katastrophal und führen zum Abbrand des Zentralinjektors.

Aus den durchgeführten experimentellen Untersuchungen und analytischen Betrachtungen der Überschallbrennkammer am Lehrstuhl für Flugantriebe konnten zusammenfassend entsprechend mehrere Erkenntnisse gewonnen werden. In der untersuchten Überschallbrennkammer ist die Anwendbarkeit einer klassischen eindimensionalen Modellierung fragwürdig und führt zu Fehlinterpretationen bei der Modellierung oder Vorhersage von Betriebszuständen der Überschallbrennkammer. Weder die Annahme homogen verteilter Strömungsgrößen in Brennkammerquerrichtung noch die damit verbundene Anpassung bei Erreichen der kritischen Betriebszustände kann experimentell nachgewiesen werden. Ganz im Gegenteil kann in der untersuchten Überschallbrennkammer keine scharfe Grenze zwischen einer reagierenden Über- und Unterschallströmung nachgewiesen werden und diese Transition verläuft lokal und zunächst ohne Anpassung der Strömung. Bei Erreichen kritischer Zustände kann experimentell für zwei unterschiedliche Betriebspunkte eine lokal begrenzte Anpassung der Strömung beobachtet werden. Der Strömungszustand nach Anpassung stabilisiert sich dabei jeweils innerhalb der Brennkammer erneut und der globale Charakter der Überschallströmung bleibt zunächst unbeeinflusst. Erst nach einer weiteren Zustandsänderung kann im Experiment eine klassische Anpassung verbunden mit einer Brennkammer-Einlauf-Interaktion beobachtet werden.

Für zwei vollkommen voneinander unabhängige Testfälle konnte darüber hinaus bei einstufigem Brennkammerbetrieb durch den implementierten eindimensionalen CFM Ansatz der kritische Betriebszustand korrekt identifiziert und beschrieben werden. Die Compound Flow Modellvorstellung liefert eine überraschend gute Übereinstimmung und zeigt entsprechend großes Potential den Zustand einer reagierenden Überschallströmung korrekt approximieren zu können.

Die Übertragbarkeit der gewonnenen Erkenntnisse und des CFM Ansatzes auf weitere Überschallbrennkammern, vor allem hinsichtlich derer mit Einsatz spezieller Injektionsstrategien zur Forcierung der Mischung, ist eine offene Fragestellung. Grundsätzlich ergeben sich in der Regel ähnliche Randbedingungen und eine homogen über den Querschnitt verteilte Wärmezufuhr kann in den seltensten Fällen erreicht werden. Der erzwungene laterale Austausch innerhalb der Überschallströmung muss jedoch genauer untersucht und der Einfluss sowie die Folgen auf einen eindimensionalen CFM Ansatz quantifiziert werden. Darüber hinaus bietet sich die in den durchgeführten Untersuchungen gewonnene Datenbasis zur Validierung von numerischen 3D-CFD Simulationen an. Vor allem eine Simulation der kritischen Betriebszustände sollte durchgeführt werden um die Mechanismen und Abläufe während einer Zustandsänderung im Detail analysieren und beschreiben zu können. Zusätzlich kann so eine weitere Validierung und Weiterentwicklung des CFM Ansatzes erfolgen. Mit dem in der vorliegenden Arbeit vereinfachten eindimensionalen Compound Flow Modell konnte zwar der kritische Betriebspunkt korrekt identifiziert, der Ablauf der Anpassung und der Strömungszustand nach Änderung allerdings

formal nicht beschrieben werden. Daher sind weitere experimentelle Untersuchungen an der Überschallbrennkammer des LFA empfehlenswert. Basierend auf den gewonnenen Erkenntnissen sollte durch den Einsatz instationärer Messtechniken eine detaillierte Untersuchung und Beschreibung der strömungsphysikalischen Vorgänge während der ablaufenden Zustandsänderungen bei ein- und zweistufigem Betrieb erfolgen und mit numerischen Simulationen verglichen werden. Im Anschluss sollte eine Weiterentwicklung des implementierten Compound Flow Modells erfolgen, da für die Funktionstüchtigkeit eines zukünftigen Staustrahlantriebes die korrekte Vorhersage des Betriebsverhaltens und der Betriebsgrenzen der Scramjet Brennkammer essentiell ist.

Literaturverzeichnis

- [1] Aleiferis, P. G., and Rosati, M. F., 2012. “Flame chemiluminescence and OH LIF imaging in a hydrogen-fuelled spark-ignition engine”. *International Journal of Hydrogen Energy*, **37**(2), pp. 1797–1812.
- [2] Anderson, J. D., 1990. *Modern compressible flow: With historical perspective*, 2nd ed. McGraw-Hill aerospace series. McGraw-Hill, Singapore.
- [3] Andrews, E. H., and Mackley, E. A., 1994. “NASA’s hypersonic research engine project: A review”. *NASA Technical Memorandum*, **107759**(5).
- [4] Babinsky, H., and Harvey, J., 2011. *Shock wave-boundary-layer interactions*. Cambridge aerospace series. Cambridge University Press, Cambridge.
- [5] Bao, W., Yang, Q., Chang, J., Zong, Y., and Hu, J., 2013. “Dynamic Characteristics of Combustion Mode Transitions in a Strut-Based Scramjet Combustor Model”. *Journal of Propulsion and Power*, **29**(5), pp. 1244–1248.
- [6] Barnes, F. W., and Segal, C., 2015. “Cavity-based flameholding for chemically-reacting supersonic flows”. *Progress in Aerospace Sciences*, **76**, pp. 24–41.
- [7] Ben-Yakar, A., and Hanson, R. K., 2001. “Cavity Flame-Holders for Ignition and Flame Stabilization in Scramjets: An Overview”. *Journal of Propulsion and Power*, **17**(4), pp. 869–877.
- [8] Bernstein, A., and Hevenor, C., 1967. “Compound-Compressible Nozzle Flow”. *Journal of Applied Mechanics*, **34**(3), pp. 548–554.
- [9] Billig, F. S., 1967. “Design of supersonic combustors based on pressure-area fields”. *Symposium (International) on Combustion*, **11**(1), pp. 755–769.
- [10] Billig, F. S., 1995. “Supersonic combustion ramjet missile”. *Journal of Propulsion and Power*, **11**(6), pp. 1139–1146.
- [11] Birzer, C. H., and Doolan, C. J., 2009. “Quasi-One-Dimensional Model of Hydrogen-Fueled Scramjet Combustors”. *Journal of Propulsion and Power*, **25**(6), pp. 1220–1225.
- [12] Bräunling, W. J. G., 2009. *Flugzeugtriebwerke: Grundlagen, Aero-Thermodynamik, ideale und reale Kreisprozesse, thermische Turbomaschinen, Komponenten- und Emissionen*. VDI-Buch. Springer, Berlin.

- [13] Chang, J., Wang, L., Bao, W., Yang, Q., and Qin, J., 2014. “Experimental Investigation of Hysteresis Phenomenon for Scramjet Engine”. *AIAA Journal*, **52**(2), pp. 447–451.
- [14] Chemnitz, A., 2015. “Hybride RANS-LES-Simulation der Strömung und Verbrennung in einer Überschallbrennkammer”. Master’s thesis, Technische Universität München, München.
- [15] Chun, J., 2009. “Experimental Investigations of Injection, Mixing, and Reaction Processes in Supersonic Flow Applications”. Dissertation, Universität Stuttgart, Stuttgart.
- [16] Colket, M. B., and Spadaccini, L. J., 2001. “Scramjet Fuels Autoignition Study”. *Journal of Propulsion and Power*, **17**(2), pp. 315–323.
- [17] Cui, T., Wang, Y., Liu, K., and Jin, J., 2015. “Classification of Combustor–Inlet Interactions for Airbreathing Ramjet Propulsion”. *AIAA Journal*, **53**(8), pp. 2237–2255.
- [18] Curran, E. T., 2001. “Scramjet Engines: The First Forty Years”. *Journal of Propulsion and Power*, **17**(6), pp. 1138–1148.
- [19] Curran, E. T., and Murthy, S. N. B., 2000. *Scramjet propulsion*, Vol. 189 of *Progress in Astronautics and Aeronautics*. American Institute of Aeronautics and Astronautics, Reston.
- [20] Dalle, D. J., 2013. “Interactions between Flight Dynamics and Propulsion Systems of Air-Breathing Hypersonic Vehicles”. PhD thesis, University of Michigan, Michigan.
- [21] Dann, A., Denman, A., Jacobs, P., and Morgan, R., 2006. “Study of Separating Compressible Turbulent Boundary-Layers”. *AIAA Paper*, **2006-7943**.
- [22] Do, H., Im, S.-k., Mungal, M. G., and Cappelli, M. A., 2011. “The influence of boundary layers on supersonic inlet flow unstart induced by mass injection”. *Experiments in Fluids*, **51**(3), pp. 679–691.
- [23] Doolan, C. J., and Boycey, R. R., 2008. “A quasi-one-dimensional mixing and combustion code for trajectory optimisation and design studies”. In 15th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference, Curran Associates, Ed.
- [24] Eckbreth, A. C., 1996. *Laser diagnostics for combustion temperature and species*. Combustion science and technology book series. Gordon and Breach, New York.
- [25] Fage, E., 1976. “Apparent Subsonic Choking in Dual-Stream Nozzles”. *AIAA Journal*, **14**(5), pp. 681–683.

- [26] Ferri, A., 1961. “Fundamental data obtained from shock-tube experiments: Publ. for and on behalf of NATO”. *Journal of Fluid Mechanics*, **14**(2), p. 319.
- [27] Ferri, A., 1973. “Mixing-Controlled Supersonic Combustion”. *Annual Review of Fluid Mechanics*, **5**(1), pp. 301–338.
- [28] Flanagan, P., and Cookson, R. A., 1968. Supersonic combustion studies II: Exponential Relationships Between Pressure, Area and Process Length, for Heat Addition in a Non-Constant-Area Duct. Tech. rep., College of Aeronautics Cranfield.
- [29] Flatt, R., Grave, H., and Ursenbacher, T., 1996. “Blockierungs-Kriterium für den Sekundärstrom eines Überschall-Ejektors mit zylindrischer Mischkammer”. *Forschung im Ingenieurwesen*, **62**(3), pp. 65–80.
- [30] Fotia, M. L., 2015. “Mechanics of Combustion Mode Transition in a Direct-Connect Ramjet–Scramjet Experiment”. *Journal of Propulsion and Power*, **31**(1), pp. 69–78.
- [31] Fotia, M. L., and Driscoll, J. F., 2011. “Assessment of isolator pseudo-shocks created by combustion with heated flow”. In 17th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference.
- [32] Fotia, M. L., and Driscoll, J. F., 2012. “Experimental Investigation of ram/scram-mode transition mechanics”. In 18th AIAA/3AF International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference.
- [33] Fotia, M. L., and Driscoll, J. F., 2012. “Isolator-Combustor Interactions in a Direct-Connect Ramjet-Scramjet Experiment”. *Journal of Propulsion and Power*, **28**(1), pp. 83–95.
- [34] Fotia, M. L., and Driscoll, J. F., 2013. “Ram-Scram Transition and Flame/Shock-Train Interactions in a Model Scramjet Experiment”. *Journal of Propulsion and Power*, **29**(1), pp. 261–273.
- [35] Frey, M., 2001. “Behandlung von Strömungsproblemen in Raketendüsen bei Überexpansion”. Dissertation, Universität Stuttgart, Stuttgart.
- [36] Fry, R. S., 2004. “A Century of Ramjet Propulsion Technology Evolution”. *Journal of Propulsion and Power*, **20**(1), pp. 27–58.
- [37] Fuhrmann, S., 2013. “Gestufte Injektion und Verbrennung in einer Scramjet-Brennkammer”. Dissertation, Technische Universität München, München.
- [38] Fuhrmann, T., 2009. “Auslegung und Betriebsverhalten von SCRamjet-Antriebssystemen für Raumtransporter-Hyperschallflugzeuge”. Dissertation, Technische Universität München, München.

- [39] Fuller, R. P., Wu, P.-K., Nejad, A. S., and Schetz, J. A., 1998. “Comparison of Physical and Aerodynamic Ramps as Fuel Injectors in Supersonic Flow”. *Journal of Propulsion and Power*, **14**(2), pp. 135–145.
- [40] Fureby, C., Nordin-Bates, K., Petterson, K., Bresson, A., and Sabelnikov, V., 2015. “A computational study of supersonic combustion in strut injector and hypermixer flow fields”. *Proceedings of the Combustion Institute*, **35**(2), pp. 2127–2135.
- [41] Gaisbauer, U., Weigand, B., and Yaroslavtsev, M. I., 2014. “Aerothermodynamic design of a scramjet propulsion system GRK 1095 – ground testing”. In 17th International Conference on the Methods of Aerophysical Research (ICMAR), Vol. 1.
- [42] Gerlinger, P., 2005. *Numerische Verbrennungssimulation: Effiziente numerische Simulation turbulenter Verbrennung*. Springer, Berlin.
- [43] Giglmaier, M., 2013. “Strömungsphysikalische Phänomene bei der gasdynamisch initiierten Partikelerzeugung”. Dissertation, Technische Universität München, München.
- [44] Greitzer, E. M., Tan, C. S., and Graf, M. B., 2004. *Internal flow: Concepts and applications*, Vol. 3 of *Cambridge engine technology series*. Cambridge Univ. Press, Cambridge.
- [45] Gruber, M. R., Baurle, R. A., Mathur, T., and Hsu, K.-Y., 2001. “Fundamental Studies of Cavity-Based Flameholder Concepts for Supersonic Combustors”. *Journal of Propulsion and Power*, **17**(1), pp. 146–153.
- [46] Gruber, M. R., Nejad, A. S., and Dutton, J. C., 1996. *An Experimental Investigation of Transverse Injection from Circular and Elliptical Nozzles into a Supersonic Crossflow*. Defense Technical Information Center, Ft. Belvoir.
- [47] Grünig, C., 1999. “Gemischbildung und Flammenstabilisierung bei Pylon-Einblasung in Überschallbrennkammern”. Dissertation, Technische Universität München, München.
- [48] Hannemann, K., Martinez Schramm, J., Laurence, S., Karl, S., Langener, T., and Steelant, J., 2014. “Experimental and Numerical Analysis of the small Scale LAPCAT II Scramjet Flow Path in High Enthalpy Shock Tunnel Conditions”. In *Space Propulsion 2014*, Vol. 19, p. 22.
- [49] Hartfield, R. J., Hollo, S. D., and McDaniel, J. C., 1994. “Experimental investigation of a supersonic swept ramp injector using laser-induced iodine fluorescence”. *Journal of Propulsion and Power*, **10**(1), pp. 129–135.
- [50] Heiser, W. H., and Pratt, D. T., 1994. *Hypersonic airbreathing propulsion*. American Institute of Aeronautics and Astronautics, Washington, DC.

- [51] Heppenheimer, T. A., 2007. *Facing the heat barrier: A history of hypersonics*, Vol. 2007-4232 of *NASA SP*. National Aeronautics and Space Administration, NASA History Division, Office of External Relations, Washington, DC.
- [52] Hermanns, R. T. E., Konnov, A. A., Bastiaans, R. J. M., and de Goey, L. P. H., 2007. “Laminar Burning Velocities of Diluted Hydrogen–Oxygen–Nitrogen Mixtures”. *Energy & Fuels*, **21**(4), pp. 1977–1981.
- [53] Hiraiwa, T., Ito, K., Sato, S., Ueda, S., Tani, K., Tomioka, S., and Kanda, T., 2008. “Recent progress in scramjet/combined cycle engines at JAXA, Kakuda space center”. *Acta Astronautica*, **63**(5-6), pp. 565–574.
- [54] Hoge, H. J., and Segars, R. A., 1965. “Choked flow - A generalization of the concept and some experimental data”. *AIAA Journal*, **3**(12), pp. 2177–2183.
- [55] Huang, W., Yan, L., and Tan, J.-g., 2014. “Survey on the mode transition technique in combined cycle propulsion systems”. *Aerospace Science and Technology*, **39**, pp. 685–691.
- [56] Huber, P. W., Schexnayder, C. J., and McClinton, C. R., 1979. “Criteria for self-ignition of supersonic hydrogen-air mixtures”. *NASA Technical Paper*, **TP-1457**.
- [57] Jackson, K. R., Gruber, M. R., and Barhorst, T. F., 2009. “The Hi-FiRE Flight 2 Experiment: An overview and status update”. In 45th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit.
- [58] Jacob, D., Sachs, G., and Wagner, S., 2005. *Basic research and technologies for two-state-to-orbit vehicles: Collaborative Research Centre*. Wiley-VCH, Weinheim and Chichester.
- [59] Korkegi, R. H., 1975. “Comparison of Shock-Induced Two- and Three- Dimensional Incipient Turbulent Separation”. *AIAA Journal*, **13**(4), pp. 534–535.
- [60] Kouchi, T., Masuya, G., Mitani, T., and Tomioka, S., 2012. “Mechanism and control of combustion-mode transition in a scramjet engine”. *Journal of Propulsion and Power*, **28**(1), pp. 106–112.
- [61] Kouchi, T., Mitani, T., Kodera, M., and Masuya, G., 2005. “Numerical Experiments of Scramjet Combustion with Boundary-Layer Bleeding”. *Journal of Propulsion and Power*, **21**(4), pp. 624–649.
- [62] Kwon, J. K., Masusaka, K., Miyazato, and Y., 2001. “Compound Choking of a Two-Parallel Stream Through a Convergent Duct”. *KSME International Journal*, **15**(12), pp. 1829–1834.
- [63] Larsson, J., Laurence, S., Bermejo-Moreno, I., Bodart, J., Karl, S., and Vicquelin, R., 2015. “Incipient thermal choking and stable shock-train formation

- in the heat-release region of a scramjet combustor. Part II: Large eddy simulations". *Combustion and Flame*, **162**(4), pp. 907–920.
- [64] Lauer, M. R. W., 2011. "Determination of the heat release distribution in turbulent flames by chemiluminescence imaging". Dissertation, Technische Universität München, München.
- [65] Laurence, S. J., Karl, S., Martinez Schramm, J., and Hannemann, K., 2013. "Transient fluid-combustion phenomena in a model scramjet". *Journal of Fluid Mechanics*, **722**, pp. 85–120.
- [66] Laurence, S. J., Lieber, D., Martinez Schramm, J., Hannemann, K., and Larson, J., 2015. "Incipient thermal choking and stable shock-train formation in the heat-release region of a scramjet combustor. Part I: Shock-tunnel experiments". *Combustion and Flame*, **162**(4), pp. 921–931.
- [67] Lee, J., Lin, K.-C., and Eklund, D., 2015. "Challenges in Fuel Injection for High-Speed Propulsion Systems". *AIAA Journal*, **53**(6), pp. 1405–1423.
- [68] Lewis, M. J., 1988. "The prediction of inlet flow stratification and its influence on the performance of air-breathing hypersonic propulsion systems". PhD thesis, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge.
- [69] Lewis, M. J., and Hastings, D. E., 1989. "Application of compound compressible flow to nonuniformities in hypersonic propulsion systems". *Journal of Propulsion and Power*, **5**(5), pp. 626–634.
- [70] Lijo, V., Kim, H. D., and Setoguchi, T., 2010. "Analysis of choked viscous flows through a constant area duct". *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part G: Journal of Aerospace Engineering*, **224**(11), pp. 1151–1162.
- [71] Lorrain, P., and Boyce, R. R., 2011. "Supersonic Fin-Body Interactions in an Internal Scramjet Flow". *Journal of Propulsion and Power*, **27**(2), pp. 319–329.
- [72] Love, E. S., 1956. "Pressure rise associated with shock-induced boundary-layer separation". *NACA Technical Note*, **TN 3601**.
- [73] Makowka, K., 2015. "Numerically Efficient Hybrid RANS/LES of Supersonic Combustion". Dissertation, Technische Universität München, München.
- [74] Makowka, K., Gurtner, M., Paukner, D., Sattelmayer, T., and Haidn, O. J., 2014. "Semi-Zonal Hybrid RANS/LES Turbulence Modeling with RANS Sensor Based Interfacing Applied to Supersonic Flows". In 19th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference.

- [75] Makowka, K., Gurtner, M., Paukner, D., Sattelmayer, T., and Kau, H.-P., 2013. “Numerical and Experimental Investigation of a Central Strut Injector with Perpendicular Injection for Scramjet Applications”. In 5th European Conference for Aeronautics and Space Sciences (EUCASS).
- [76] Märthl, A. J., 2013. “Bestimmung der Wandtemperaturverteilung in einer Überschallbrennkammer”. Master’s thesis, Technische Universität München, München.
- [77] Matheis, J., and Hickel, S., 2015. “On the transition between regular and irregular shock patterns of shock-wave/boundary-layer interactions”. *Journal of Fluid Mechanics*, **776**, pp. 200–234.
- [78] Matsuo, K., Miyazato, Y., and Kim, H.-D., 1999. “Shock train and pseudo-shock phenomena in internal gas flows”. *Progress in Aerospace Sciences*, **35**, pp. 33–100.
- [79] McClinton, C. R., 2006. “X-43 - Scramjet Power Breaks the Hypersonic Barrier: Dryden Lectureship in Research for 2006”. In 44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit.
- [80] McMurtry, P. A., Jou, W.-H., Riley, J., and Metcalfe, R. W., 1986. “Direct numerical simulations of a reacting mixing layer with chemical heat release”. *AIAA Journal*, **24**(6), pp. 962–970.
- [81] Mitani, T., 2004. “Scramjet performance achieved in engine tests from M4 to M8 flight conditions”. *AIAA Paper*, **2003-7009**.
- [82] Mitani, T., Chinzei, N., and Kanda, T., 2001. “Reaction and Mixing-Controlled Combustion in Scramjet Engines”. *Journal of Propulsion and Power*, **17**(2), pp. 308–314.
- [83] Mitani, T., Hiraiwa, T., Sato, S., Tomioka, S., Kanda, T., and Tani, K., 1997. “Comparison of Scramjet Engine Performance in Mach 6 Vitiated and Storage-Heated Air”. *Journal of Propulsion and Power*, **13**(5), pp. 635–642.
- [84] Mitani, T., and Kouchi, T., 2005. “Flame structures and combustion efficiency computed for a Mach 6 scramjet engine”. *Combustion and Flame*, **142**(3), pp. 187–196.
- [85] Mitani, T., Tani, K., and Miyajima, H., 2007. “Flow choking by drag and combustion in supersonic engine testing”. *Journal of Propulsion and Power*, **23**(6), pp. 1177–1184.
- [86] Mitani, T., and Williams, F. A., 1980. “Studies of cellular flames in hydrogen, oxygen, nitrogen mixtures”. *Combustion and Flame*, **39**(2), pp. 169–190.
- [87] Morris, N., Morgan, R., Paull, A., and Stalker, R. J., 1987. “Silane as an ignition aid in scramjets”. In 22nd Thermophysics Conference.

- [88] Murthy, S., and Curran, E. T., 1991. *High-speed flight propulsion systems: Progress in Astronautics and Aeronautics*. American Institute of Aeronautics and Astronautics, Washington DC.
- [89] Mutzman, R., and Murphy, S., 2011. “X-51 Development: A Chief Engineer’s Perspective”. In 17th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference.
- [90] Nuding, J.-R. M., 2013. “Experimentelle Untersuchung einer kompressiblen Stoß-Scherschichtwechselwirkung in Überschallströmungen”. Dissertation, RWTH Aachen, Aachen.
- [91] O’Byrne, S., Doolan, M., Olsen, S. R., and Houwing, A., 1999. “Measurement and imaging of supersonic combustion in a model scramjet engine”. *Shock Waves*, **9**, pp. 221–226.
- [92] O’Byrne, S., Doolan, M., Olsen, S. R., and Houwing, A. F., 2000. “Analysis of Transient Thermal Choking Processes in a Model Scramjet Engine”. *Journal of Propulsion and Power*, **16**(5), pp. 808–814.
- [93] Odam, J., and Paull, A., 2008. “Radical Farming in Scramjets”. *New Results in Numerical and Experimental Fluid Mechanics VI*, **96**, pp. 276–283.
- [94] Oertel, H., 1989. *Optische Strömungsmesstechnik*. Braun-Verlag, Karlsruhe.
- [95] Papamoschou, D., and Roshko, A., 1988. “The compressible turbulent shear layer: an experimental study”. *Journal of Fluid Mechanics*, **197**, pp. 453–477.
- [96] Papamoschou, D., and Roshko, A., 1988. “Observations of supersonic free shear layers”. *Sadhana*, **12**(1), pp. 1–14.
- [97] Paukner, D., Gurtner, M., and Haidn, O. J., 2014. “Pre-Injection Radical Production using Catalytic Fuel Treatment for Scramjet Applications”. In 19th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference.
- [98] Paukner, D., Gurtner, M., and Kau, H.-P., 2013. “Preliminary investigation of ignition and flame stabilization using catalytic treatment of propellants for scramjets”. In 5th European Conference for Aeronautics and Space Sciences (EUCASS).
- [99] Pauli, A., Alesi, H., and Anderson, S., 2005. “The development of the HyShot flight program”. *Shock Waves*, **1**, pp. 31–48.
- [100] Paull, A., Alesi, H., and Frost, M., 2000. HyShot-T4 Supersonic Combustion Experiments: Report for NAG- 1-2113.

- [101] Pellett, G., Bruno, C., and Chinitz, W., 2002. "Review of Air Vitiation Effects on Scramjet Ignition and Flameholding Combustion Processes". In 38th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit.
- [102] Pergament, H., 1963. "A Theoretical Analysis of Non-Equilibrium Hydrogen-Air Reactions in Flow Systems". In AIAA - ASME Hypersonic Ramjet Conference.
- [103] Pinto, D. R., da Silva, C. E. O., Cruzelles, S. B., Galvao, V. A. B., Marcos, T. V. C., Camillo, G. P., and de Paula Toro, P. G., 2013. "Brazilian 14-X Hypersonic Scramjet Aerospace Vehicle Experimental Investigation at Mach Number 10". In 22nd International Congress of Mechanical Engineer.
- [104] Povinelli, P., Povinelli, L. A., and Hersch, M., 1970. "SYNOPTIC : Supersonic Jet Penetration (up to Mach 4) into a Mach 2 Airstream". *Journal of Spacecraft and Rockets*, **7**(8), p. 987.
- [105] Randolph, H., Chew, L., and Johari, H., 1994. "Pulsed jets in supersonic crossflow". *Journal of Propulsion and Power*, **10**(5), pp. 746–748.
- [106] Reddy, D. R., 2013. "70 years of aeropropulsion research at NASA Glenn Research Center". *NASA Technical Paper*, **2013-216524**.
- [107] Reddy, K. P. J., 2007. "Hypersonic Flight and Ground Testing Activities in India". In 16th Australasian Fluid Mechanics Conference (AFMC), pp. 32–37.
- [108] Rocci Denis, S., Maier, D., Erhard, W., and Kau, H.-P., 2005. "Catalytic Pre-Heating of Air for Free Stream Investigations on Combustion Stability for a Specific Scramjet Configuration". In XVII International Symposium on air breathing engines (ISABE).
- [109] Rodi, P. E., Emami, S., and Trexler, C. A., 1996. "Unsteady pressure behavior in a ramjet/scramjet inlet". *Journal of Propulsion and Power*, **12**(3), pp. 486–493.
- [110] Rondeau, C. M., and Jorris, T. R., 2013. "X-51A Scramjet demonstrator program: Waverider ground and flight test". In 44th Annual International Symposium of the Society of Flight Test Engineers 2013, pp. 122–135.
- [111] Roudakov, A., Semenov, V., and Hicks, J., 1998. "Recent flight test results of the joint CIAM-NASA Mach 6.5 scramjet flight program". In 8th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference.
- [112] S. Leonov, V. Sabelnikov, A. Vincent-Randonnier, A. Firsov, D. Yarantsev., 2014. "Mecanism of flame holding in plasma-assisted supersonic combustor". In 29th Congress of the International Council of the Aeronautical Sciences.

- [113] Sander, T., 2003. “Verlustarme Pilotierung von Überschallflammen durch gasdynamisch optimierte Nebenstrom-Injektoren”. Dissertation, Technische Universität München, München.
- [114] Savelkin, K. V., Yarantsev, D. A., Adamovich, I. V., and Leonov, S. B., 2015. “Ignition and flameholding in a supersonic combustor by an electrical discharge combined with a fuel injector”. *Combustion and Flame*, **162**(3), pp. 825–835.
- [115] Scheuermann, T., 2010. “Untersuchungen zur Verbrennung in einer SCRamjet-Brennkammer”. Dissertation, Universität Stuttgart, Stuttgart.
- [116] Segal, C., 2009. *The scramjet engine: processes and characteristics*, Vol. 25. Cambridge University Press.
- [117] Seiner, J. M., Dash, S. M., and Kenzakowski, D. C., 2001. “Historical Survey on Enhanced Mixing in Scramjet Engines”. *Journal of Propulsion and Power*, **17**(6), pp. 1273–1286.
- [118] Sforza, P. M., 2012. *Theory of aerospace propulsion*. Elsevier, Butterworth-Heinemann, Amsterdam.
- [119] Shapiro, A. H., 1953. *The dynamics and thermodynamics of compressible fluid flow*. Wiley, New York.
- [120] Simone, D., Bruno, C., and Hidding, B., 2006. “Silanes as Fuels for Scramjets and Their Applications”. *Journal of Propulsion and Power*, **22**(5), pp. 1006–1012.
- [121] Smart, M. K., Hass, N. E., and Paull, A., 2006. “Flight Data Analysis of the HyShot 2 Scramjet Flight Experiment”. *AIAA Journal*, **44**(10), pp. 2366–2375.
- [122] Starikovskiy, A., and Aleksandrov, N., 2013. “Plasma-assisted ignition and combustion”. *Progress in Energy and Combustion Science*, **39**(1), pp. 61–110.
- [123] Su, W.-Y., and Zhang, K.-Y., 2013. “Back-Pressure Effects on the Hypersonic Inlet-Isolator Pseudoshock Motions”. *Journal of Propulsion and Power*, **29**(6), pp. 1391–1399.
- [124] Sullins, G. A., 1993. “Demonstration of mode transition in a scramjet combustor”. *Journal of Propulsion and Power*, **9**(4), pp. 515–520.
- [125] Summerfield, M., Foster, C. R., and Swan, W. C., 1954. “Flow separation in overexpanded supersonic exhaust nozzles”. *Jet propulsion*, **24**(5), pp. 319–321.

- [126] Sunami, T., Itoh, K., Satoh, K., and Komuro, T., 2006. “Mach 8 Ground Tests of the Hypermixer Scramjet for HyShot-IV Flight Experiment”. In 14th AIAA/AHI Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference.
- [127] Sunami, T., and Kodera, M., 2012. “Numerical Investigation of a Detonation Wave System in a Scramjet Combustor”. In 18th AIAA/3AF International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference.
- [128] Sunami, T., Magre, P., Bresson, A., Grisch, F., Orain, M., and Kodera, M., 2005. “Experimental Study of Strut Injectors in a Supersonic Combustor Using OH-PLIF”. In AIAA/CIRA 13th International Space Planes and Hypersonics Systems and Technologies Conference.
- [129] Sunami, T., Murakami, A., Kudo, K., Kodera, M., and Nishioka, M., 2002. “Mixing and Combustion Control Strategies for Efficient Scramjet Operation in Wide Range of Flight Mach Number”. In AIAA/AAAF 11th International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference.
- [130] Thumuluru, S. K., and Lieuwen, T., 2009. “Characterization of acoustically forced swirl flame dynamics”. *Proceedings of the Combustion Institute*, **32**(2), pp. 2893–2900.
- [131] Tomioka, S., Jacobsen, L. S., and Schetz, J. A., 2003. “Sonic Injection from Diamond-Shaped Orifices into a Supersonic Crossflow”. *Journal of Propulsion and Power*, **19**(1), pp. 104–114.
- [132] Torrez, S. M., Dalle, D. J., and Driscoll, J. F., 2013. “New Method for Computing Performance of Choked Reacting Flows and Ram-to-Scram Transition”. *Journal of Propulsion and Power*, **29**(2), pp. 433–445.
- [133] van Driest, E. R., 1956. “The Problem of Aerodynamic Heating”. *Aeronautical Engineering Review*, **15**(10), pp. 26–41.
- [134] Volland, R. T., Huebner, L. D., and McClinton, C. R., 2006. “X-43A Hypersonic vehicle technology development: X-43 Hypersonic Vehicle Technology Development”. *Acta Astronautica*, **59**(1-5), pp. 181–191.
- [135] Wagner, J. L., Yuceil, K. B., and Clemens, N. T., 2010. “Velocimetry Measurements of Unstart of an Inlet-Isolator Model in Mach 5 Flow”. *AIAA Journal*, **48**(9), pp. 1875–1888.
- [136] Wagner, J. L., Yuceil, K. B., Valdivia, A., Clemens, N. T., and Dolling, D. S., 2009. “Experimental Investigation of Unstart in an Inlet/Isolator Model in Mach 5 Flow”. *AIAA Journal*, **47**(6), pp. 1528–1542.
- [137] Walker, S. H., Rodgers, F. C., Paull, A., and Van Wie, D. M., 2008. “HyCAUSE flight test program”. In 15th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference.

- [138] Walther, R., Koschel, W., Sabelnikov, V., Korontsvit, Y., and Ivanov, V., 1997. "Investigations into the aerothermodynamic characteristics of scramjet components". *ISABE Paper*, **97-7085**.
- [139] Waltrup, P. J., 1987. "Liquid-fueled supersonic combustion ramjets - A research perspective". *Journal of Propulsion and Power*, **3**(6), pp. 515–524.
- [140] Wang, H., Wang, Z., Sun, M., and Qin, N., 2014. "Numerical study on supersonic mixing and combustion with hydrogen injection upstream of a cavity flameholder". *Heat and Mass Transfer*, **50**(2), pp. 211–223.
- [141] Warnatz, J., 1997. *Verbrennung: Physikalisch-Chemische Grundlagen Modellierung und Simulation Experimente Schadstoffentstehung*. Springer, Berlin.
- [142] Warnatz, J., 2007. "Concentration-, Pressure-, and Temperature-Dependence of the Flame Velocity in Hydrogen-Oxygen-Nitrogen Mixtures". *Combustion Science and Technology*, **26**(5-6), pp. 203–213.
- [143] Weigand, B., and Gaisbauer, U., 2009. "An Overview on the Structure and Work of the DFG Research Training Group GRK 1095: "Aero-Thermodynamic Design of a Scramjet Propulsion System"". In 16th AIAA/DLR/DGLR International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference.
- [144] Wenyan, S., Yanhua, W., Qiang, F., Deyong, S., and Liang, C., 2014. "Experimental investigation of test medium vitiation effects on supersonic combustion". In Applied Sciences and Technology (IBCAST), Vol. 2014 11th International Bhurban Conference, pp. 304–312.
- [145] Wepler, U., 2014. "Numerische Berechnung turbulenter Mischungs- und Verbrennungsvorgänge in Überschallströmungen". Dissertation, RWTH Aachen, Aachen.
- [146] White, F. M., 1991. *Viscous fluid flow*. McGraw-Hill series in mechanical engineering. McGraw-Hill, New York.
- [147] Xianyu, W., Xiaoshan, L., Meng, D., Weidong, L., and Zhenguo, W., 2007. "Experimental Study on Effects of Fuel Injection on Scramjet Combustor Performance". *Chinese Journal of Aeronautics*, **20**(6), pp. 488–494.
- [148] Yu, D., Cui, T., and Bao, W., 2009. "Catastrophe, hysteresis and bifurcation of mode transition in scramjet engines and its model". *Science in China Series E: Technological Sciences*, **52**(6), pp. 1543–1550.
- [149] Zierep, J., 1974. *Theory of flows in compressible media with heat addition*, Vol. 191 of *Agardograph*. AGARD, Neuilly-sur-Seine.
- [150] Zierep, J., 1990. *Strömungen mit Energiezufuhr*. Wissenschaft + Technik : Taschenausgaben. Braun, Karlsruhe.

Anhang

A. Äquivalenzverhältnis

Die zur Beschreibung der Brennstoffzufuhr herangezogene Kennzahl ist das Äquivalenzverhältnis Φ :

$$\Phi = \frac{\dot{m}_{fuel}}{\dot{m}_{Luft}} \frac{1}{\left(\frac{\dot{m}_{fuel}}{\dot{m}_{Luft}}\right)_{stoe}} \quad (\text{A.1})$$

Das Äquivalenzverhältnis Φ setzt das herrschende Brennstoff-Luft-Verhältnis in Relation zum notwendigen Brennstoff-Luft-Verhältnis für stöchiometrische (stoe) Bedingungen. Im Allgemeinen wird das Äquivalenzverhältnis immer auf den vorliegenden Gesamtluftmassenstrom bezogen.

B. Überschallverbrennungsprüfstand LFA

B.1 Übersicht Prüfstand

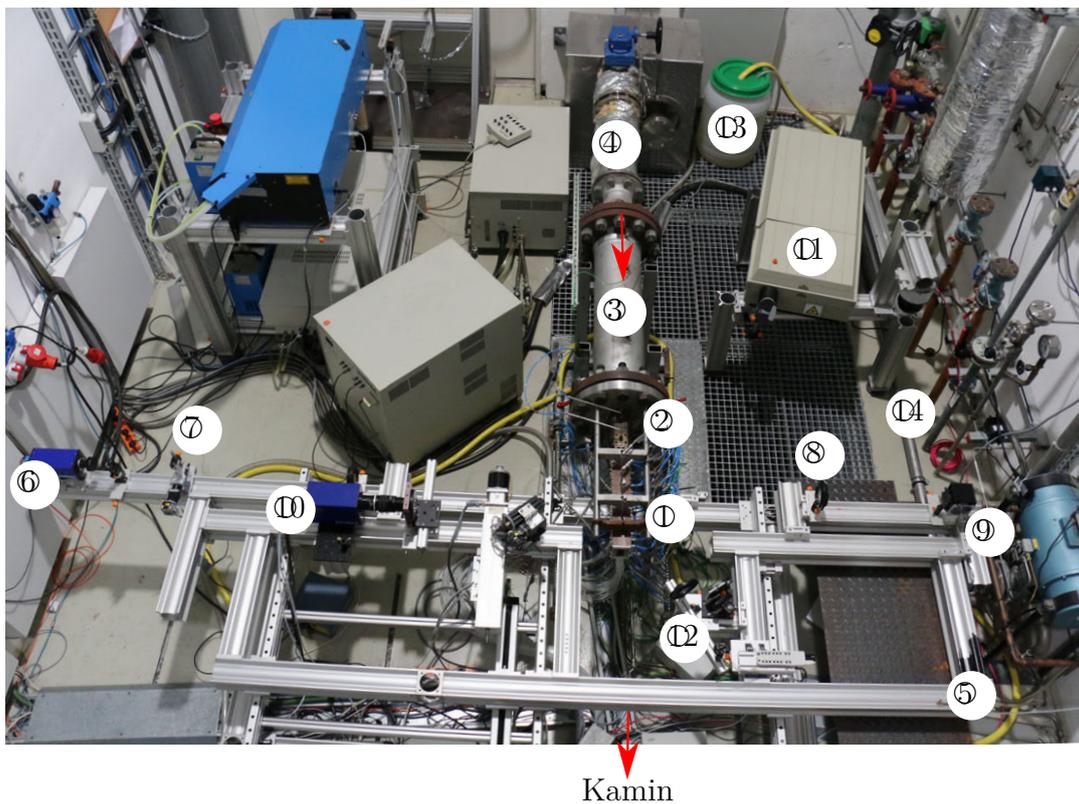


Abb. B.1: Übersicht des Überschallverbrennungsprüfstands am LFA mit Überschallbrennkammer ①, Lavaldüse ②, Druckluftversorgung ③, Katalysator ④, positionierbarer Messtisch ⑤, Schlierenkamera ⑥, Schlierenkante ⑦, Schlierenlinse ⑧, Lichtquelle ⑨, ICCD-Kamera ⑩, Zündlaser ⑪, Zündoptik ⑫, Wasserreservoir ⑬, Wärmetauscher ⑭

B.2 Druckmesspositionen Überschallbrennkammer

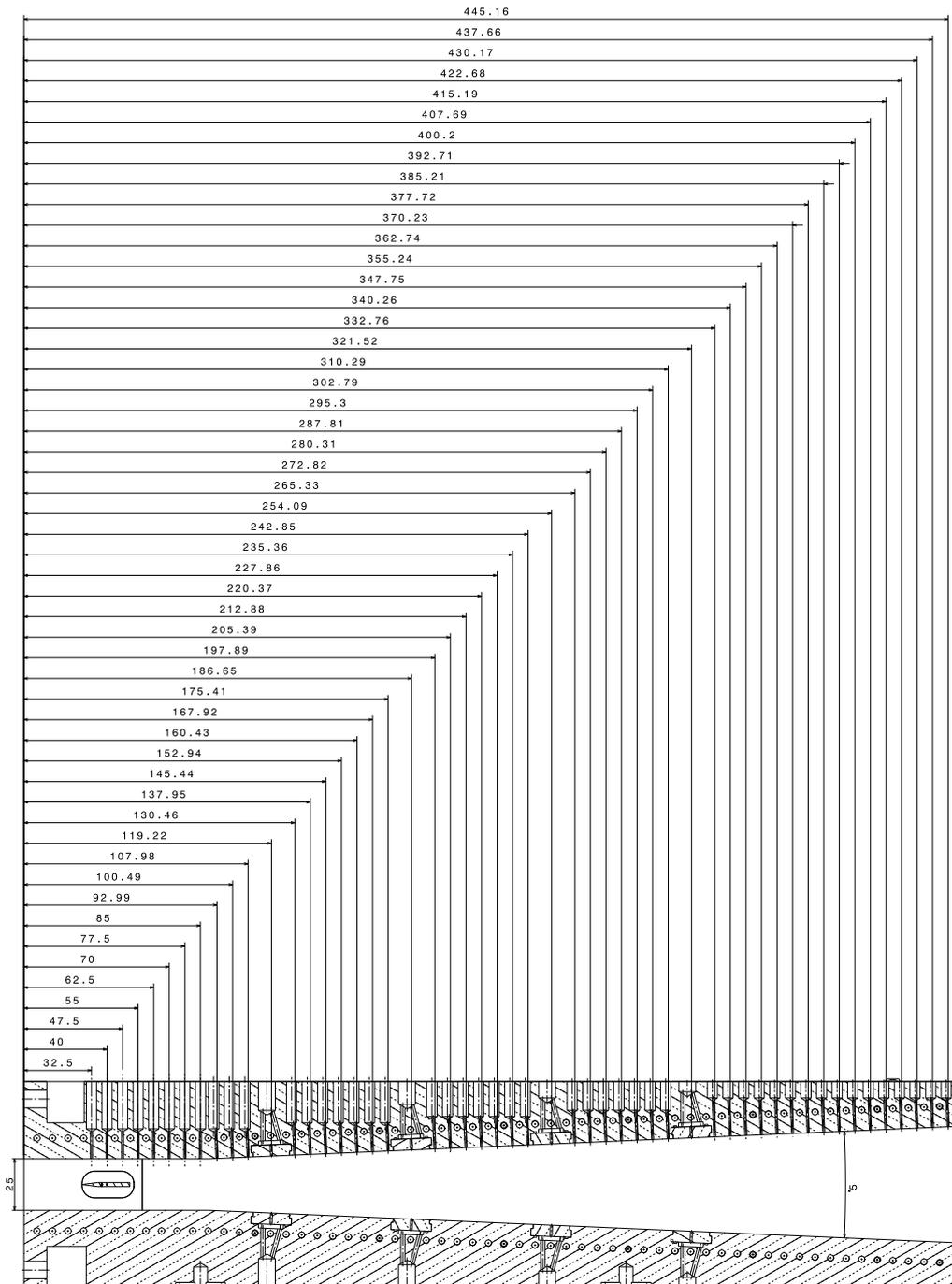


Abb. B.2: Druckmessstellen in der Überschallbrennkammer, Maße in mm

B.3 Übersicht Messtechnik

Tab. B.1: Übersicht der eingesetzten Kameras am LFA Überschallverbrennungsprüfstand

Bezeichnung	Hersteller	Typ	Auflösung	Objektiv	Belichtungszeit
Schlierenkamera	Lavision	FlowMaster	1280 x 1024	-	25 μ s
ICCD Kamera	Lavision	Flanestar II	567 x 378	UV-Nikkor 105	1 μ s
Fotokamera	Canon	EOS 40D	5472 x 3648	Canon EFS 18-135 mm	variabel
Videokamera 1	Sony	SNC-EP520	-	-	-
Videokamera 2	Canon	Legria HF M46	-	-	-
Videokamera 3	Panasonic	HDC-SD20	-	-	-

Tab. B.2: Übersicht der eingesetzten Messtechnik am LFA Überschallverbrennungsprüfstand

Bezeichnung	Firma	Typ	Messmethode	Messbereich	Genauigkeit
p_{CC1-4}	Walcher	SCX100D4	Piezoresistiver Drucksensor	0-3.5 bar	≤ 0.5 %v.E.
$p_{CC37-48}$	Walcher	SCX100D4	Piezoresistiver Drucksensor	0-3.5 bar	≤ 0.5 %v.E.
p_{CC5-36}	Walcher	SDX100DN	Piezoresistiver Drucksensor	0-7 bar	≤ 0.5 %v.E.
p_{LnEX}	Walcher	SCX15DN	Piezoresistiver Drucksensor	0-1bar	≤ 0.5 %v.E.
p_{LnTh}	Walcher	SCX150DN	Piezoresistiver Drucksensor	0-10 bar	≤ 0.5 %v.E.
p_t	Walcher	SCX150DN	Piezoresistiver Drucksensor	0-10 bar	≤ 0.5 %v.E.
p_{ISM}	Sensortec	CTE8 035 GY0	Piezoresistiver Drucksensor	0-35 bar	≤ 0.2 %v.E.
p_{IW1-4}	Sensortec	CTE8 035 GY0	Piezoresistiver Drucksensor	0-35 bar	≤ 0.2 %v.E.
$p_{Pilot,air}$	Sensortec	CTE8 010 GY0	Piezoresistiver Drucksensor	0-10 bar	≤ 0.2 %v.E.
\dot{m}_{ISM}	Bronkhorst	CoriFlow M55	Coriolis Massendurchflussensoren	0 - 5 g/s	≤ 1 %v.M.
$\dot{m}_{IW1/2}$	Bronkhorst	CoriFlow M55	Coriolis Massendurchflussensoren	0 - 5 g/s	≤ 1 %v.M.
$\dot{m}_{Pilot,H2}$	Bronkhorst	EL-FLOW F-113	thermischer Massedurchflussmesser	0 - 5 ln/s	≤ 0.5 %v.E.
$\dot{m}_{Cat,H2}$	Bronkhorst	EL-FLOW F-203	thermischer Massedurchflussmesser	0 - 20 ln/s	≤ 0.5 %v.E.
$\dot{m}_{Cat,O2}$	Bronkhorst	EL-FLOW F-206	thermischer Massedurchflussmesser	0 - 20 ln/s	≤ 0.5 %v.E.
\dot{m}_{air}	Rota	VORTY-E-1	Wirbeldurchflussmesser	0.04 - 1 kg/s	≤ 0.5 %v.M.
$\dot{m}_{H_2O_{ges}}$	Bach-Messtechnik	DFS 1/35i	Turbinendurchflussmessgeber	2 - 35 l/min	≤ 3 %v.M.
$\dot{m}_{H_2O_{CCh}}$	Bach-Messtechnik	DFS 1/5i	Turbinendurchflussmessgeber	0.5 - 5.0 l/min	≤ 3 %v.M.
T_t	TC Direct	Typ K	Thermoelement	0-1573 °K	± 1.5 °K
$T_{CCh1/2_{o/u}-9_{o/u}}$	TC Direct	Typ K	Thermoelement	0-1573 °K	± 1.5 °K

C. Hystereseverhalten bei einstufigem Brennkammerbetrieb

Nach Steigerung der Brennstoffzufuhr über das kritische Äquivalenzverhältnis hinaus und Stabilisierung des neuen Strömungszustandes wurde bei einstufigem Brennkammerbetrieb innerhalb zweier Experimente die Brennstoffzufuhr erneut reduziert. Das Systemverhalten der Überschallbrennkammer weist bei erneuter Reduktion des Brennstoffmassenstroms eine Hysterese auf. Abbildung C.1 verdeutlicht das Hystereseverhalten durch den Verlauf des normierten Wanddrucks an der fünften Druckmessstelle (p_{CC5}) über dem Äquivalenzverhältnis für die zwei Experimente Exp.1 und Exp.2. Vor Erreichen des kritischen Betriebspunktes zeigt sich die bereits in

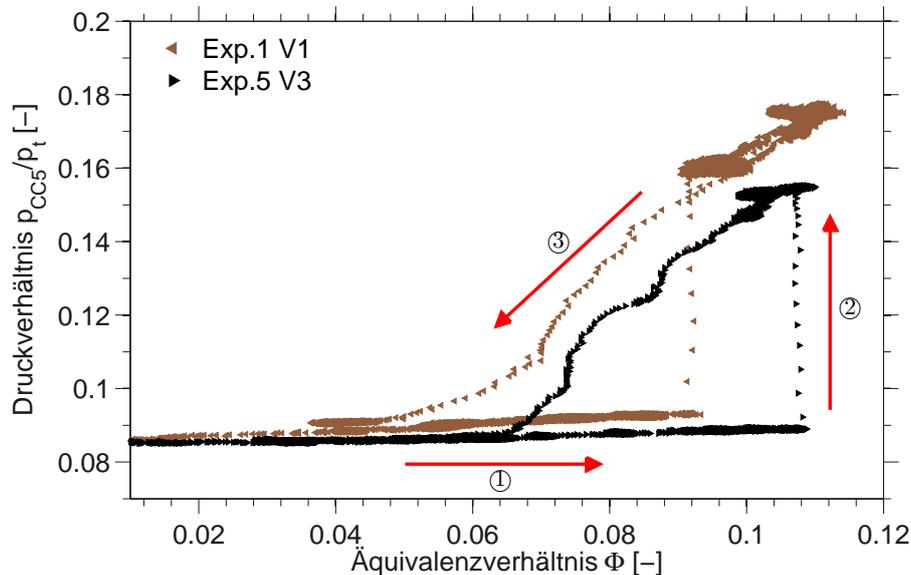


Abb. C.1: Hystereseverhalten der Überschallbrennkammer bei einstufigem Betrieb

Kapitel 6.2 diskutierte Entwicklung des Wanddrucks an dieser Messstelle. Die Steigerung der Brennstoffzufuhr über den Zentralinjektor bewirkt zunächst eine monotone und stetige Zunahme des Drucks (①). Nach Überschreiten des kritischen Betriebspunktes findet die plötzliche und sprunghafte Zustandsänderung (②) auf ein neues Druckniveau statt. Nach abgelaufener Änderung und erneuter Reduktion der Brennstoffzufuhr beschreitet der erfasste Druckverlauf jedoch einen, vom ursprünglichen Weg abweichenden, neuen Pfad (③).

Unterschiede zwischen den Experimenten sind, wie bereits in Kapitel 6.2 diskutiert, bei dem kritischen Äquivalenzverhältnis sowie im Druckniveau zu erkennen. Der exakte Grund für diese Unterschiede konnte in den durchgeführten Untersuchungen nicht identifiziert werden, wahrscheinlich sind jedoch die unterschiedlichen Zentralinjektoren (V1, V3) verantwortlich. Die Pfadabhängigkeit und das Hystereseverhalten ist allerdings in beiden Experimenten identisch. In beiden Versuchen wird das Ausgangsniveau des Wanddrucks bei $\Phi \approx 0.04$ bzw. $\Phi \approx 0.065$ wieder erreicht.

Eine Hysterese innerhalb des Betriebsverhaltens einer Überschallbrennkammer ist aus unterschiedlichsten Gründen von Interesse. Für eine flugfähige Konfiguration müssen Hysteresen im Betriebsverhalten im Vorfeld bekannt sein. Von besonderem Interesse sind dabei vor allem kritische Betriebszustände sowie die notwendigen Änderungen am System für eine Stabilisierung ursprünglicher Systemzustände. In Staustrahlantrieben sind Hysteresen beispielsweise im Bereich des Inlet Unstart bekannt, welcher katastrophale Folgen für das Gesamtsystem haben kann. Nach abgelaufenem Inlet Unstart kann der Einlauf, aufgrund von Hysterese Effekten, nur durch massive Änderungen am System wieder zum Starten gebracht werden [55, 148]. In nicht reagierenden und reagierenden Überschallströmungen werden Hysteresen im Bereich der Strömungsablösungen [35] sowie bei der Transition eines Staustrahlantriebs beobachtet [5, 13, 17] und ursprüngliche Systemzustände sind ebenfalls nur mit deutlichen Änderungen am System wiederherzustellen. In der untersuchten Überschallbrennkammer ergibt sich im Betriebsverhalten eine ähnliche Situation. Um nach abgelaufener Zustandsänderung den ursprünglichen Systemzustand erneut zu erreichen sind massive Änderungen am Äquivalenzverhältnis notwendig. Darüber hinaus sind Hysteresen hinsichtlich numerischer Untersuchungen von Interesse und können unter anderem zur Validierung der numerischen Simulation herangezogen werden

In den durchgeführten Untersuchungen spielt die Hysterese im Betriebsverhalten eine untergeordnete Rolle und wurde daher im Detail nicht weiter betrachtet. Für ein flugfähiges Konzept ist die Kenntnis über Hysteresen allerdings zwingend erforderlich.

D. HyShot II Brennkammer

D.1 Geometrie

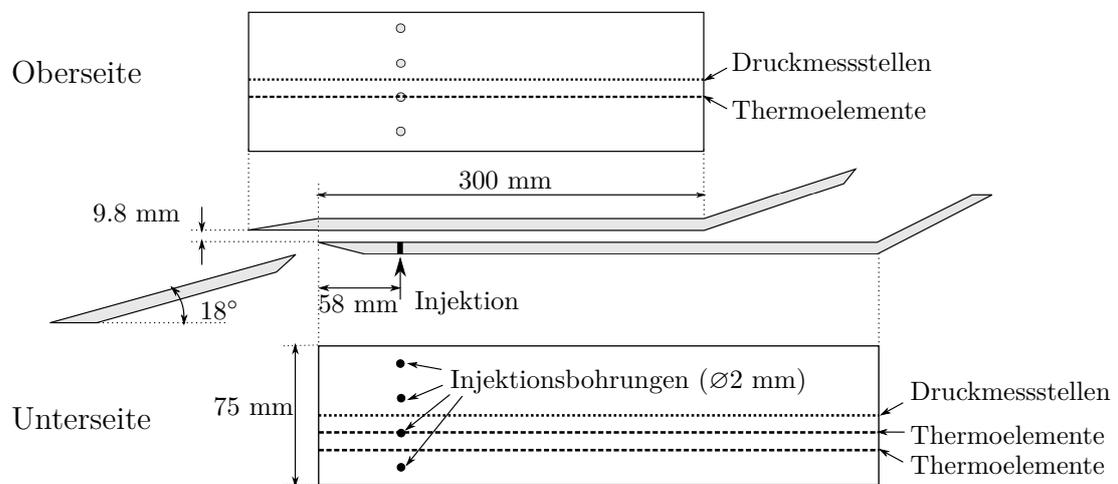


Abb. D.1: Schematische Darstellung der Geometrie der HyShot II Überschallbrennkammer im HEG in Göttingen, modifiziert nach [66]

D.2 Abschätzung der Reaktionszone

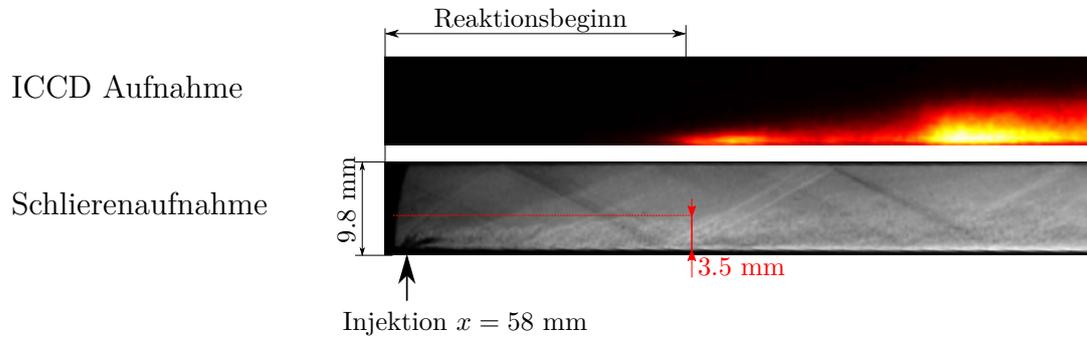


Abb. D.2: ICCD Aufnahme und Schlierenaufnahme des Betriebspunktes $\Phi = 0.38$ der HyShot II Überschallbrennkammer mit Abschätzung der lateralen Ausdehnung der Reaktionszone bei Reaktionsbeginn anhand der visuell erkennbaren Eindringtiefe des injizierten Wasserstoffs, modifiziert nach [65]